

Памяти
И.В. Ракобольской



M. A. E.

**Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова**

Физический факультет

Научно-исследовательский институт
ядерной физики имени Д.В. Скобельцына

**ИРИНА ВЯЧЕСЛАВОВНА
РАКОБОЛЬСКАЯ**

К 100-летию со дня рождения



УДК 524(1+352)+359(12+171)+929
ББК 537.591
Р36

Серия «Архив Московского университета»

Серия издается под общей редакцией
ректора МГУ академика *В.А. Садовниченко*
и профессора *В.И. Ильченко*

Редакционно-издательский совет:
М.И. Панасюк (председатель),
Т.П. Аминева, А.М. Анохина,
О.В. Беспалова, Н.С. Зеленская, И.С. Иванова,
Д.А. Подгрудков, Т.М. Роганова, С.И. Свертилов

Р36 Ирина Вячеславовна Ракобольская: К 100-летию со дня рождения. — М.: Издательство «КДУ», «Университетская книга», 2019. — 300 с., фото. (Архив Московского университета).

ISBN 978-5-91304-929-2

Книга о выдающемся ученом и организаторе науки. Книга состоит из четырех частей и приложения, которые содержат биографию И.В. Ракобольской, обзорную статью, посвященную роли Ирины Вячеславовны в эксперименте «Памир», некоторые ранее опубликованные статьи по исследованию мюонов космических лучей, по результатам экспериментов «Памир» и RUNJOB, статьи и очерки — воспоминания о И.В. Ракобольской. библиографию ее трудов и выдержки из книг Ирины Вячеславовны о Великой Отечественной войне, ее стихи, фронтовые фотографии. В приложении даны сведения об авторах статей и воспоминаний. Научные статьи и воспоминания датированы годами их написания, авторы некоторых воспоминаний уже ушли из жизни.

Собранные вместе научные статьи и воспоминания создают уникальное представление о И.В. Ракобольской — выдающемся ученом и замечательном человеке. Ирина Вячеславовна была уникальным человеком — замечательный преподаватель, организатор научных исследований, блестящий лектор, человек героической биографии, она всегда будет примером для новых поколений ученых, преподавателей, аспирантов и студентов Московского университета.

УДК 524(1+352)+359(12+171)+929
ББК 537.591

© МГУ имени М.В. Ломоносова, 2019

© Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д.В. Скобельцына, 2019

ISBN 978-5-91304-929-2

© Издательство «КДУ», 2019

Содержание

В.А. Садовничий	
Слово об Ирине Вячеславовне Ракобольской.....	7
Предисловие	10
Беляева Г.Ф., Зеленская Н.С., Роганова Т.М.	
Ирина Вячеславовна Ракобольская.....	12
А.К. Манагадзе, Т.М. Роганова, Л.Г. Свешникова	
Ирина Вячеславовна Ракобольская и эксперимент «Памир».....	21
Научные работы Ирины Вячеславовны Ракобольской	39
Воспоминания	204
Г.Т. Зацепин	
Профессор Ирина Вячеславовна Ракобольская.....	205
Н.П. Ильина, Н.Н. Калмыков	
О роли личности в истории (мюонный эксперимент МГУ).....	207
Е.А. Мурзина	
Воспоминания о прошлом.....	210
С.И. Никольский	
Памирская экспедиция ФИАН 1955 года.....	212
Л.И. Сарычева	
Дружеская заметка	214
Т.П. Аминова	
Благодарю судьбу за встречу с Ириной Вячеславовной	216
Б.И. Горячев	
Бегущая впереди корабля (штрихи к портрету)	219
А.К. Манагадзе	
И.В. Ракобольская и эксперимент «Памир».....	224
Л.Г. Свешникова	
Легенда	227
С.А. Славатинский	
Четверть века в эксперименте “Памир”	229

М.В. Качашкина	
И.В. Ракобольская – декан факультета повышения квалификации преподавателей ВУЗов	231
И.В. Костикова	
“Женский ответ” И.В. Ракоболбской: 10 лет союзу женщин МГУ	234
Е.В. Талалаева	
О первых прыжках с парашютом	238
Н.Ф. Меклин-Кравцова	
Начальник штаба 46 гвардейского полка ночных бомбардиров- щиков Ирина Ракобольская	241
Библиография	249
Отрывки из книг И.В. Ракобольской о войне, ее семья, стихи, фронтовые стенгазеты	269
Приложение	284
Коротко об авторах.....	285
Фотоальбом.....	286

СЛОВО ОБ ИРИНЕ ВЯЧЕСЛАВОВНЕ РАКОБОЛЬСКОЙ

22 декабря 2019 г. исполняется 100 лет со дня рождения заслуженного деятеля науки РФ, заслуженного профессора Московского университета Ирины Вячеславовны Ракобольской – замечательного преподавателя, видного ученого в области физики космических лучей, лауреата Ломоносовской премии, с 1967 по 2004 гг. – заместителя заведующего кафедрой космических лучей и физики космоса физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

Вся жизнь Ирины Вячеславовны связана с Московским университетом, После окончания физического факультета в 1946 г., она до последних дней жизни работала в Московском университете. Ирина Вячеславовна работала на кафедре космических лучей и физики космоса отделения ядерной физики физического факультета ассистентом, доцентом, с 1977 г. профессором и профессором-консультантом, в 1967–2004 гг. была заместителем заведующего кафедрой космических лучей и физики космоса физического факультета.

Особо следует отметить героическую страницу биографии Ирины Вячеславовны – во время Великой Отечественной войны она была начальником штаба легендарного женского полка ночных бомбардировщиков, прошла всю войну, и день Победы встретила на территории разгромленного врага.

Вместе с академиками Д.В. Скобельцыным, С.Н. Верновым, Г.Т. Зацепиным, Г.Б. Христиансенем, чл.-корреспондентом академии наук С.И. Никольским, профессором Н.Л. Григоровым И.В. Ракобольская стала одним из основоположников нового, бурно развивающегося раздела современной физики – астрофизики высоких энергий. Под ее руководством в Московском университете были начаты подземные исследования мюонов космических лучей с помощью рентгено-эмульсионных камер. При проведении этой работы Ирина Вячеславовна проявила себя как выдающийся организатор науки и блестящий экспериментатор. Последовательно были решены многие методические вопросы эксперимента, позволившие существенно увеличить точность определения энергии каскада, создаваемого частицами космических лучей. Ирина Вячеславовна показала свой организаторский талант и сыграла определяющую роль в эксперименте, получившем название «Памир», целью которого было исследование взаимодействий при высоких энергиях частиц космических лучей с ядрами атомов воздуха. Полученные в эксперименте «Памир» результаты являются уникальными и до сих пор широко обсуждаются, в нем было достигнуто рекордное пространственное разрешение частиц, накоплен обширный статистический материал. С 1973 г. под руководством И.В. Ракобольской и при ее непо-

средственным очень активном участии проводились исследования потоков первичного космического излучения в стратосфере (на баллонах) с помощью рентгено-эмульсионных камер. Эти эксперименты позволили продвинуться в решении фундаментальных проблем современной астрофизики космических лучей – изучении происхождения, ускорения и механизмов распространения галактических космических лучей высокой энергии в межзвездной среде. Научные работы И.В. Ракобольской, созданного и руководимого ею научного коллектива, являются пионерскими и стали классикой науки.

Всю свою жизнь в Московском университете И.В. Ракобольская училась и работала на кафедре космических лучей и физики космоса отделения ядерной физики физического факультета Московского университета. В развитии кафедры профессору Ирине Вячеславовне Ракобольской принадлежит особая роль. В 1967–2004 гг. она была заместителем заведующего кафедрой, выполняя огромный объем организаторской работы.

Во многом благодаря ей на кафедре были заложены основы учебного процесса, который и поныне успешно развивается. В течение многих лет она вела на кафедре созданный ею фундаментальный курс «Введение в физику космических лучей».

Помимо большой преподавательской работы на отделении ядерной физики физического факультета Ирина Вячеславовна читала курс «Ядерная физика» для студентов–геофизиков геологического факультета. На основе этого курса был издан замечательный учебник.

Ирина Вячеславовна в прямом смысле была душой кафедры, она создала ту добрую атмосферу кафедрального коллектива, благодаря которому удается реализовывать все самые сложные задачи. Ирина Вячеславовна воспитала не одно поколение физиков-космиков, физиков и геофизиков-ядерщиков. Десятки ученых – учеников И.В. Ракобольской работают во многих отраслевых и академических институтах во имя процветания нашей страны.

С 1966 г. по 1990 г. И.В. Ракобольская была деканом факультета повышения квалификации преподавателей высших учебных заведений по естественным наукам, за 24 года на ФПК прошли переподготовку более 80 тысяч преподавателей со всего Советского Союза. За организацию работы этого факультета И.В. Ракобольская была награждена золотой медалью ВДНХ. Она являлась членом Ученого совета МГУ, Ученого совета физического факультета МГУ, Ученого совета НИИЯФ МГУ.

Наряду с научной и педагогической работой на физическом факультете МГУ Ирина Вячеславовна всегда активно занималась общественной деятельностью. С 1987 г. по 1997 г. она создала и возглавляла общественную организацию «Союз женщин МГУ», по инициативе которого возник и стал ежегодным общеуниверситетский праздник «День семьи» для преподавателей, сотрудников и их детей. Организатором первого «Дня семьи» была Ирина Вячеславовна Ракобольская.

Выдающийся ученый, преподаватель, общественный деятель Ирина Вячеславовна была замечательным человеком. Она обладала тонким чувством юмора, исключительной обаятельностью и доброжелательностью. И.В. Ракобольская была человеком разносторонних талантов – писала стихи, организовывала творческие кафедральные вечера для студентов и преподавателей, консультировала многие художественные произведения о героическом пути женского полка ночных бомбардировщиков. Особенно необходимо отметить ее проникновенные книги о своих боевых подругах.

Ректор Московского университета,

Академик



В.А. Садовничий

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга издается в связи со 100-летним юбилеем замечательного педагога и ученого — физика, заслуженного деятеля науки РФ, заслуженного профессора Московского университета, лауреата Ломоносовской премии, заслуженного деятеля науки Российской Федерации Ирины Вячеславовны Ракобольской (1919–2016). Это издание поддержано решением ученого совета Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына и отделения ядерной физики физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

В 1938 г. И.В. Ракобольская поступила на физический факультет Московского университета. Когда началась Великая Отечественная война, Ирина Вячеславовна добровольцем ушла в Красную армию и стала начальником штаба легендарного женского 46-го гвардейского полка ночных бомбардировщиков, прошла всю войну — от Северного Кавказа до Германии. В апреле 1946 года И.В. Ракобольская в звании гвардии майора была демобилизована и вернулась на 4-й курс ядерного отделения физического факультета и с тех пор и до последних дней жизни ее научная и преподавательская деятельность была неразрывно связана с Московским университетом, где она работала ассистентом, доцентом, с 1977 г. профессором и профессором-консультантом, в 1967–2004 гг. была заместителем заведующего кафедрой космических лучей и физики космоса физического факультета. И.В. Ракобольская также вела преподавательскую работу на отделении геофизики геологического факультета, многие годы была деканом факультета повышения квалификации МГУ. Она воспитала огромное количество физиков-космиков и физиков и геофизиков — ядерщиков, по сути организовала учебный процесс на кафедре космических лучей и физики космоса, создала и сплотила замечательный коллектив преподавателей и научных работников, была душой и сердцем кафедры. И.В. Ракобольская автор выдающихся работ в области физики космических лучей. В Научно-исследовательском институте ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ она организовала и возглавила исследования космических лучей с помощью рентгено-эмульсионных камер. И.В. Ракобольская автор многих научных работ, учебников и монографий по ядерной физике и физике космических лучей. Особо следует отметить книги Ирины Вячеславовны, посвященные ее легендарному полку и боевым подругам.

К 80-летию юбилею Ирины Вячеславовны в 1999 г. был издан сборник воспоминаний ее друзей и коллег. Тираж этого сборника был очень ограниченным и в настоящее время практически не доступен научной и педагогической общественности. Поэтому представляется, что новое юбилейное издание о И.В. Ракобольской будет очень важным для широкого круга научных работников и преподавателей.

При подготовке этой книги редакционно-издательский совет использовал статьи и воспоминания, подготовленные друзьями и коллегами Ирины

Вячеславовны к изданию 1999 г. В книге представлены основные научные работы И.В. Ракобольской и ее соавторов по изучению мюонов космических лучей, результаты исследований космических лучей в экспериментах «Памир» и RUNJOB. В результате книга содержит как научные статьи, в которых отражены результаты исследований отечественных ученых, в том числе Московского университета в области физики космических лучей, так и очень интересные воспоминания известных ученых, друзей и близких Ирины Вячеславовны.

Книга состоит из четырех частей и приложения. Часть I содержит биографию И.В. Ракобольской, обзорную статью, посвященную роли Ирины Вячеславовны в эксперименте «Памир», а также некоторые ранее опубликованные статьи по исследованию мюонов космических лучей, по результатам экспериментов «Памир» и RUNJOB. Часть II состоит из статей и очерков – воспоминаний о И.В. Ракобольской. Часть III – библиография ее трудов. В части IV приведены выдержки из книг Ирины Вячеславовны о Великой Отечественной войне, ее стихи, фронтовые фотографии. В приложении даны сведения об авторах статей и воспоминаний. Научные статьи и воспоминания датированы годами их написания, авторы некоторых воспоминаний уже ушли из жизни.

Собранные вместе научные статьи и воспоминания создают уникальное представление о И.В. Ракобольской – выдающемся ученом и замечательном человеке. Ирина Вячеславовна была уникальным человеком – замечательный преподаватель, организатор научных исследований, блестящий лектор, человек героической биографии, она всегда будет примером для новых поколений ученых, преподавателей, аспирантов и студентов Московского университета.

Редакционно-издательский совет благодарит всех авторов статей и воспоминаний, а также О. Беспалову, И. Иванову за большую работу по подготовке книги.

Редакционно-издательский совет

Ирина Вячеславовна Ракобольская **(1919–2016)**

Легенда Московского университета – замечательный ученый и организатор науки, преподаватель, общественный деятель Ирина Вячеславовна Ракобольская, родилась 22 декабря 1919 г. в г. Данков Липецкой области. Ее отец – Ракобольский Вячеслав Афиногенович (1888–1930) – окончил с золотой медалью Костромскую гимназию, а в 1910 г. – физико-математический факультет Московского университета по специальности астрономия. Он рано умер из-за болезни сердца. Мать – Варвара Федоровна Ракобольская (1888–1964) – учитель русского языка, работала в городах Данкове, Егорьевске и Москве. После выхода на пенсию жила в семье Ирины Вячеславовны. Ирина Вячеславовна в 1938 г. окончила опытно-показательную школу имени А.Н. Радищева и поступила на физический факультет МГУ.

Великая Отечественная война 1941–1945 гг. В жизни каждого человека бывает уникальный случай повернуть судьбу, и Ирина Вячеславовна этот случай использовала в полной мере. С первых дней войны Марина Михайловна Раскова реализовывала идею создания женских авиационных полков, 6 октября 1941 г. И.В. Сталин подписал приказ о создании таких полков. Соответствующую телефонограмму ЦК ВЛКСМ И.В. Ракобольская приняла 9 октября, когда дежурила в комитете комсомола МГУ. В результате в октябре 1941 г. с 4-го курса физического факультета МГУ И.В. Ракобольская добровольно ушла на фронт. Первой в списке формирующегося полка она записала себя, затем за день успела обзвонить все факультеты и собрать довольно большое число других студенток университета. Отбор смогли пройти 17 девушек из МГУ, а 10 октября они были зачислены в авиагруппу №122 и направлены в авиационную школу в г. Энгельс, в которой И.В. Ракобольская прошла обучение и стала штурманом. Она очень хотела летать штурманом на боевом самолете. Но судьба распорядилась иначе – в феврале 1942 г. И.В. Ракобольская была назначена начальником штаба 46-го гвардейского Таманского Краснознамённого ордена Суворова 3-й степени ночного бомбардировочного авиационного полка – женского авиационного полка в составе ВВС СССР во время Великой Отечественной войны.

С мая 1942 г. до конца войны женский авиационный полк участвовал в боевых действиях на различных фронтах Великой Отечественной войны. При формировании полка он был оснащён самолётами По-2, сначала было

20 таких самолетов, к окончанию войны — 36. Уникальный женский полк ночных бомбардировщиков закончил свой боевой путь под Берлином.

В апреле 1946 года И.В. Ракобольская в звании гвардии майора была демобилизована и вернулась на 4-й курс ядерного отделения физического факультета.

Научная деятельность. В 1949 году И.В. Ракобольская защитила дипломную работу « δ -электроны, образованные мюонами космических лучей», выполненную под руководством В.И. Векслера и Г.Т. Зацепина. В 1950—1963 годах работала ассистентом, в 1963—1977 — доцентом и с 1977 г. — профессором кафедры космических лучей физического факультета МГУ. С 1967 по 2004 годы была заместителем заведующего кафедрой космических лучей и физики космоса.

Многие научные работы И.В. Ракобольской и созданного ею научно-го коллектива были пионерскими и стали классикой науки. Можно отметить основные, наиболее значительные этапы этих исследований: изучение электронно-фотонной компоненты в стволах широких атмосферных ливней (ШАЛ) на большой камере Вильсона в Физическом Институте им. П.Н. Лебедева (ФИАН) под руководством С.И. Никольского и Г.Т. Зацепина в 1958 г. В 1962 г. по результатам этих исследований И.В. Ракобольская защитила кандидатскую диссертацию «Энергетические характеристики электронно-фотонной компоненты в стволах ШАЛ». В 1968 году И.В. Ракобольской в НИИЯФ МГУ была создана лаборатория космических излучений высоких энергий, которой она руководила до 1988 года.

Под ее руководством создана крупномасштабная установка на глубине 60 м (в Московском метрополитене) для изучения энергетического и зенитно-углового распределения мюонов¹ космических лучей энергиями больше 1 ТэВ, выполнены работы по теме «Мюон». В 1975 году по результатам этого эксперимента И.В. Ракобольская защитила докторскую диссертацию.

К началу 70-х годов были получены очень интересные результаты по изучению мюонов космических лучей. Было известно, что мюоны в атмосфере, в основном, генерируются при распаде пионов² и каонов³, которые образуются в ядерных взаимодействиях первичных космических частиц с ядрами атомов воздуха в верхних слоях атмосферы.

¹ **Мюон** (от буквы μ , использующейся для обозначения) в стандартной модели физики элементарных частиц — лептон, имеющий отрицательный электрический заряд, массу в 207 раз больше массы электрона, время жизни 2,2 микросекунды.

² **Пионы** (π -мезоны) — группа из трёх нестабильных частиц — двух заряженных (π^+ и π^-) и одной нейтральной (π^0), относящихся к классу адронов и являющихся среди них наиболее лёгкими. Масса пионов — π^\pm 140 МэВ, π^0 135 МэВ. Согласно современным представлениям, пион состоит из кварка (u или d) и антикварка. Заряженные пионы распадаются за время $2,6 \cdot 10^{-8}$ с.

³ **Каоны** (K-мезоны) — группа нестабильных элементарных частиц с примерно одинаковыми массами, в которую входят две заряженные частицы и 2 нейтральные. Масса каонов — K^\pm 494 МэВ. Заряженные каоны распадаются за счет слабого взаимодействия за время $1,2 \cdot 10^{-8}$ с.

Изучение энергетического спектра и углового распределения мюонов позволяет получить важную информацию о характеристиках первичного потока космических лучей на границе атмосферы. Исследование зенитно-угловых распределений⁴ мюонов дает возможность оценить долю каонов в процессах генерации мюонов или же обнаружить новые процессы генерации мюонов.

В экспериментах по исследованию мюонов при помощи магнитных спектрометров и из анализа кривой поглощения мюонов в грунте в 60-е годы был получен энергетический спектр мюонов в области энергий до 1 ТэВ. Показатель степени наклона спектра первичных нуклонов в этих экспериментах $\gamma_N = 1.6 \pm 0.1$ согласовывался с консервативной теорией генерации мюонов при распаде пионов и каонов. В то же время в работах Г.Б Христиансена, А.Д. Ерлыкина и других ученых были получены пологие спектры мюонов в области энергий $10^{-1} - 10^1$ ТэВ. Согласовать результаты этих экспериментов с данными, полученными из изучения кривой поглощения мюонов в грунте, было возможно лишь в предположении существования при энергиях больше 1 ТэВ новых процессов генерации мюонов. В это же время на установке в соляных копиях американский физик Дж.В. Кейффель получил зенитно-угловое распределение мюонов с энергией около 2 ТэВ с довольно высокой степенью изотропии и предположил, что половина мюонов с такими энергиями рождается в процессах, отличных от распада пионов и каонов.

В такой противоречивой обстановке представлялось очень важным измерить в области энергий мюонов $1 - 10^2$ ТэВ одновременно на одной установке зенитно-угловое и энергетическое распределения мюонов в максимально широком диапазоне зенитных углов. При обсуждении проекта эксперимента было предложено использовать в качестве детектора под землей рентгено-эмульсионные камеры⁵ (РЭК) большой площади. Для этого требовалось подземное помещение на небольшой глубине, сотни тонн свинца, тысячи квадратных метров рентгеновской плёнки, различная аппаратура и люди. Руководителем, организатором и исполнителем уникального крупномасштабного эксперимента стала доцент кафедры физики космических лучей МГУ И.В. Ракобольская. Эксперимент был развернут в московском метро, в помещениях бомбоубежища на станциях «Парк культуры» и «Кропоткинская», где работать можно было только по ночам. По постановлению правительства, которого добилась И.В. Ракобольская, были выделены фондируемые материалы – 250 тонн свинца и рентгеновская пленка. В подвале главного здания МГУ был создан проявочный центр, для лаборатории найдены измерительные при-

⁴ **Зенитно-угловые** распределения мюонов, рожденных в результате распада пионов и каонов, описываются зависимостью $\sec\theta$, где θ -зенитный угол прихода мюонов. В случае существования процессов прямой генерации мюонов в ядерных взаимодействиях, например, при распаде короткоживущих частиц, зенитно-угловые распределения мюонов становятся изотропными.

⁵ Рентгено-эмульсионные камеры состоят из слоев свинцового поглотителя переслоенных рентгеновской пленкой. Рентгеновская пленка используется для определения энергии электронно-фотонного каскада, развивающегося в свинцовой камере.

боры (микроскопы и фотометры). В работу очень активно включились преподаватели кафедры космических лучей, дипломники, лаборанты.

Исследования проводились на установке, состоящей из 146 глубоких свинцовых камер, расположенных под углами 0° , 45° и 60° градусов к горизонтальной плоскости. Такая конструкция камер позволяла с одинаковой эффективностью регистрировать тормозные гамма-кванты, образованные как вертикальными, так и горизонтальными потоками мюонов в свинце, и определить энергетические спектры и угловые распределения мюонов с энергией выше 2–3 ТэВ. Уже самые первые результаты, полученные на установке «Мюон» показали, что при энергиях мюонов от 2 до 10 ТэВ они генерируются в процессах распада π и K -мезонов и их спектр описывается консервативной теорией, с чем официально согласился Дж.В. Кейффель.

При проведении этой работы Ирина Вячеславовна проявила себя как выдающийся организатор науки и блестящий экспериментатор. Последовательно были решены многие методические вопросы эксперимента: проведены оценки точности проявления, регрессии скрытого изображения, рассеяния света в фотометре и плёнке, влияние слоистости свинцового поглотителя. При построении спектра учитывались также возможные искажения спектров из-за влияния флуктуаций. Точность определения энергии каскада была проверена абсолютной калибровкой метода по массе нейтрального пиона, распавшегося в мишени, помещенной над РЭК. Было показано, что энергия индивидуального каскада в интервале 2–5 ТэВ определяется без смещения с относительной ошибкой, равной 20%.

Экспозиция РЭК в московском метро продолжалась более 20 лет и составила $3.06 \cdot 10^{17}$ г·с·ср. Это позволило получить хорошую статистику и исследовать процессы при энергии выше 10 ТэВ. За эти годы было зарегистрировано более 20 тысяч электронно-фотонных каскадов (ЭФК), из них более 8500 ЭФК, образованных тормозными фотонами с энергией больше 2 ТэВ. Были получены угловые распределения и глобальный энергетический спектр мюонов в диапазоне $0-89^\circ$ с энергией 3–50 ТэВ, а также спектры вертикального и горизонтального потоков мюонов. Был сделан вывод о нормальном наклоне спектра первичных нуклонов в области энергий 20–400 ТэВ ($\gamma = 1.65 \pm 0.05$) и о вкладе процессов быстрой генерации мюонов за счет распада чармированных частиц. Эффективное сечение рождения чарма при энергии нуклонов 100 ТэВ было получено равным 1.7 ± 0.5 мб/нуклон, что в пределах ошибки согласуется с результатами, полученными на ускорителях.

Таким образом, впервые была создана и проэкспонирована под землей уникальная крупномасштабная установка из многослойных свинцовых РЭК для изучения процессов генерации мюонов космических лучей высокой энергии. По результатам этого эксперимента в 1975 году И.В. Ракобольская защитила докторскую диссертацию. Всего по результатам эксперимента «Мюон» в НИИЯФ МГУ было защищено 6 кандидатских и 1 докторская диссертация, опубликована 1 монография.

И.В. Ракобольская исследовала также процессы взаимодействия адронов с энергией 10^2-10^5 ТэВ с атомами воздуха и свинца в грандиозном эмуль-

сионном эксперименте, который в 1971 году начался в горах Памира. В его успешном проведении Ирина Вячеславовна снова проявила свой организаторский талант и сыграла определяющую роль. Эксперимент, получивший название «Памир», проводился в урочище Ак-Архар на высоте 4370 м над уровнем моря. Целью эксперимента было исследование взаимодействий частиц космических лучей с ядрами атомов воздуха при энергиях 10^2 – 10^5 ТэВ. Основным элементом детектора и в этом эксперименте стали РЭК, экспозиция каждой закладки камер длилась около года. Для этих экспериментов использовалось 2000 тонн свинца, площадь РЭК ежегодно достигала 1000 м². Эксперимент продолжался до 1991 г., суммарная экспозиция собранных на Памире камер явилась рекордной по сравнению с аналогичными экспериментами, выполненными за рубежом. Ежегодно в летний период рентгеновские пленки извлекались из установок и заменялись новыми. Пленки проявлялись, а затем обрабатывались с целью поиска событий – генетически связанных треков частиц, являющихся результатом развития ядерно-каскадного ливня в атмосфере. Эти события были названы гамма-адронными семействами. В эксперименте «Памир» исследовались их пространственно-энергетические характеристики, а также зависимость этих характеристик от полной энергии события, непосредственно связанной с энергией первичной частицы, вызвавшей ливень.

На Памире использовались камеры различных конструкций: т.н. «углеродные» камеры, в состав которых дополнительно включался углеродный блок, где должны были происходить взаимодействия, и глубокие свинцовые РЭК однородной конструкции, состоящие из свинцовых пластин, переслоенных рентгеновскими пленками. Конструкция свинцовых камер, предложенная И.В. Ракобольской, была аналогична камерам, используемым для изучения мюонов в эксперименте «Мюон». Это было очень важно, поскольку можно было развивать методику сразу для двух экспериментов.

Работа с такими большими площадями эмульсии требовала специальной техники и большого числа участников. Именно поэтому участниками эксперимента были ученые разных институтов и стран (7 советских и 3 польских научно-исследовательских института). В 80-е годы к этому сотрудничеству присоединились японские физики. Головной организацией эксперимента был ФИАН. Экспериментальной работой сотрудников НИИЯФ МГУ руководили профессор И.В. Ракобольская и профессор И.П. Иваненко.

Значительная статистика и хорошее пространственное разрешение треков частиц позволило в эксперименте «Памир» проверить различные модели ядерных взаимодействий. Оказалось, что для частиц с энергиями, меньшими 10^2 – 10^3 ТэВ характеристики взаимодействия не противоречат параметрам, экстраполируемым из ускорительных данных. Однако при больших энергиях появляются существенные отличия: нарушается скейлинг⁶ во фрагментационной области взаимодействия. Важные данные получаются при

⁶ **Скейлинг Феймана** – свойство независимости инвариантного сечения инклюзивного процесса столкновения адрона с адроном или с ядром от энергии налетающего адрона.

анализе семейств с самыми большими энергиями: наблюдается компланарное рождение частиц в актах ядерного взаимодействия адронов с энергией большей 10^3 – 10^4 ТэВ с ядрами атомов воздуха. Это проявляется в том, что в таких семействах, зарегистрированных в камере, несколько (до 5) энергетически выделенных центров (образованных гамма-квантами, кластерами, гало, адронами) выстраиваются вдоль прямой линии. Процент выстроенных событий резко зависит как от энергии семейства, так и от числа адронов в семействе. Явление «выстроенности» присуще определенным ядерным взаимодействиям, вероятность случайного появления таких событий очень мала. Методика глубоких свинцовых камер внесла существенный вклад в изучение компланарного разлета частиц. Был предложен новый подход к анализу этого явления – рассмотрение энергетически выделенных центров. Показано, что компланарно разлетаются не только гамма-кванты высокой энергии, но и адроны, регистрация которых приводит к увеличению доли выстроенных событий. Был установлен энергетический порог этого явления ($\sim 10^4$ ТэВ) и его возможная связь с большими поперечными импульсами частиц, возникающих в таких взаимодействиях. Теоретическое объяснение явлению выстроенности пока не найдено.

Использование в эксперименте глубоких свинцовых камер позволило получить интересные и очень важные результаты, которые до сих пор входят в число главных достижений эксперимента «Памир». Было показано существование ряда аномальных явлений, возникающих при взаимодействии адронов с энергией 10^3 – 10^5 ТэВ с ядрами воздуха и свинца. В камерах с глубиной 110 см свинца наблюдалась длиннопробежная компонента космических лучей. На глубинах более 50 см резко замедлялось поглощение адронов. Этот эффект можно понять, если предположить рождение чармированных частиц при взаимодействии адронов со свинцом, при этом эффективное сечение рождения чарма при энергии адронов около 100 ТэВ превышает ускорительные данные. Для решения этой проблемы группой НИИЯФ МГУ был предложен специальный эксперимент—на Памире установлена конструкция с воздушным зазором, в которой слои рентгеновской пленки со свинцом разделены промежутком в 2.5 метра. К сожалению, после распада Советского Союза распалась и коллаборация эксперимента «Памир». Исследования продолжались лишь в отдельных группах, координация работ была утрачена. По результатам исследований эксперимента «Памир» в НИИЯФ МГУ было защищено 14 кандидатских и 2 докторских диссертации, опубликовано 3 монографии.

Полученные в эксперименте «Памир» результаты являются уникальными и до сих пор широко обсуждаются. Рекордно достигнутое пространственное разрешение частиц, определяющееся возможностями рентгеновской пленки, рекордным является и накопленный в эксперименте статистический материал.

С 1980 г. под руководством И.В. Ракобольской и при ее непосредственном очень активном участии проводились исследования потоков первичного космического излучения в стратосфере (на баллонах) с помощью РЭК.

В 1995 году российская и японская группы исследователей начали совместную баллонную программу, направленную на измерение химического состава и энергетических спектров первичного космического излучения в области 1–500 ТэВ прямыми методами. В эксперименте принимали участие с российской стороны НИИЯФ МГУ, ФИАН, ИЯИ РАН и кафедра физики космических лучей физического факультета МГУ. Научным руководителем являлся академик Г.Т. Зацепин. Для того, чтобы выполнить исследования в указанной энергетической области, было проведено 10 успешных длительных баллонных полетов с Камчатки до Вольска на высоте около 33 км с использованием новых легких эмульсионных камер сложной конструкции, позволяющих получить информацию о заряде и энергии частицы единым методом в широком диапазоне энергий. Эксперимент позволил продвинуться в решении фундаментальной проблемы современной астрофизики космических лучей – изучении происхождения, ускорения и механизмов распространения галактических космических лучей высокой энергии в межзвездной среде.

Педагогическая деятельность. Всю свою жизнь в Московском университете И.В. Ракобольская училась и работала на кафедре физики космоса Отделения ядерной физики физфака МГУ. В развитии кафедры профессору Ирине Вячеславовне Ракобольской принадлежит особая роль. В 1967–2004 гг. профессор И.В. Ракобольская была заместителем заведующего кафедрой, под ее руководством заложены основы учебного процесса, который и поныне успешно реализуется на кафедре. В течение многих лет она читала на кафедре созданный ею фундаментальный курс «Введение в физику космических лучей», по которому учились и учатся многие поколения физиков-космиков. Также под руководством Ирины Вячеславовны был создан практикум по физике космических лучей в рамках специального ядерного практикума ОЯФ. Помимо большой преподавательской работе на отделении ядерной физики физического факультета Ирина Вячеславовна читала курс «Ядерная физика» для студентов–геофизиков геологического факультета. На основе этого курса был издан замечательный учебник. Ирина Вячеславовна в прямом смысле была душой кафедры, она создала ту добрую атмосферу кафедрального коллектива, благодаря которой удается реализовывать все самые сложные задачи.

С 1966 по 1990 гг. И.В. Ракобольская была деканом созданного ею факультета повышения квалификации преподавателей высших учебных заведений по естественным наукам, за 24 года на ФПК прошли переподготовку более 80 тысяч преподавателей со всего Советского Союза. За организацию работы этого факультета И.В. Ракобольская была награждена золотой медалью ВДНХ.

Она являлась членом Ученого совета МГУ, Ученого совета физического факультета МГУ, Научного совета АН СССР по космическим лучам.

Общественная деятельность. Наряду с научной и педагогической работой на физическом факультете МГУ, Ирина Вячеславовна всегда активно занималась общественной деятельностью. Когда при поддержке парткома и Объединенного профкома МГУ в 1987 г. была впервые создана Женская

организация в МГУ имени М.В. Ломоносова – Женсовет МГУ, ее председателем Президиума стала Ирина Вячеславовна Ракобольская. В 1991 г. Женсовет был преобразован в Общественное объединение «Союз женщин МГУ» (в настоящее время – «Совет женщин МГУ») со своим Уставом. Его задачами в те трудные для нашей страны, для науки и высшей школы годы были связаны с оказанием помощи в профессиональном продвижении женщин и с решением их социальных и жилищных вопросов. «Союз женщин МГУ» по инициативе Ирины Вячеславовны вместе с администрацией и профсоюзной организацией университета добился существенных изменений в работе преподавателей и научных сотрудников МГУ, в том числе женщин. В Госкомитете по труду и социальным вопросам СССР «Союз женщин МГУ» совместно с Ректоратом и Объединенным профкомом МГУ выступил инициатором изменения законодательства, в соответствии с которым преподавателям и научным сотрудникам вузов было разрешено работать с сохранением пенсии. Кроме того, «Союз женщин МГУ» под руководством И.В. Ракобольской ходатайствовал перед юридическим отделом Госкомобразования СССР о снятии возрастных ограничений при прохождении по конкурсу профессорско-преподавательским и научным кадрам, не занимающим административные должности, и установлении отпусков научным сотрудникам вузов той же длительности, что и сотрудникам институтов Академии наук. Начала работу секция женщин-ветеранов войны, возглавляемая бывшей партизанкой, кандидатом биологических наук Н.М. Данилкович. В эти же годы в МГУ по инициативе «Союза женщин МГУ» возник и стал ежегодным общеуниверситетский праздник «День семьи» для преподавателей, сотрудников и их детей. И.В. Ракобольская возглавляла «Союз женщин МГУ» с 1987 г. по 1997 гг..

Главным изданием Совета женщин, вышедшим еще при жизни Ирины Вячеславовны, является уникальный биографический словарь «Московский университет в женских лицах»⁷. В МГУ впервые появилось издание, выпущенное в серии «Архив Московского университета» в честь 250-летия МГУ, целиком посвященный женским научно-педагогическим кадрам. Эта книга является одновременно биографическим словарем, справочным изданием и информационной базой для дальнейших исследований особенностей женского труда в науке и высшей школе. Ирина Вячеславовна радовалась изданию этой книги, научную работу Совета женщин она считала очень важной частью его деятельности.

Ирина Вячеславовна Ракобольская имела множество правительственных наград за военные заслуги. Она была награждена Орденом Красной звезды (1942 г.), Орденом Красного знамени (1945 г.), Орденами Отечественной войны (1 степени – 1944 г. и II степени дважды – 1945 г. и 1985 г.), Орденом «Знак Почёта» и 15-ю медалями.

⁷ Московский университет в женских лицах. Биографический словарь / *Белява Г.Ф., Зеленская Н.С.М.*: Изд-во МГУ, 2004. – 464 с. (Серия «Архив Московского университета»).

Ее научно-педагогическая работа в МГУ также высоко признана. Она являлась «Заслуженным деятелем науки РСФСР» (1990 г.), «Заслуженным профессором МГУ» (1994 г.), лауреатом Премии имени М.В. Ломоносова за педагогическую деятельность (2003 г.).

Ирина Вячеславовна Ракобольская прожила необыкновенную, яркую, насыщенную трудом и заботами жизнь, практически до последних дней продолжая научную работу, занимаясь со студентами и аспирантами, помогая своим коллегам делом и советами, консультируя их по организационной и методической работе кафедры космических лучей и физики космоса.

Она вышла замуж за своего бывшего однокурсника, а после войны – адъюнкта Военно-воздушной инженерной Академии имени Н.Е. Жуковского (ВВИА им. Н.Е. Жуковского) Дмитрия Павловича Линде (1919–2006), который после окончания 3-го курса Московского государственного университета в 1941 г. был призван в армию и направлен на обучение в ВВИА им. проф. Н.Е. Жуковского. Так же, как и его будущая жена, он проходил войсковую стажировку в 45-м Гвардейском ночном штурмовом авиационном полку и принимал участие в боевых действиях на Ленинградском фронте. После успешной защиты диссертации остался работать в Академии на кафедре радиопередающих и радиоприемных устройств. После увольнения из Вооруженных Сил Д.П. Линде работал в Московском институте инженеров связи, где являлся заведующим кафедрой, профессором, вел преподавательскую и научную работу.

В семье И.В. Ракобольской и Д.П. Линде родились двое сыновей: Андрей Дмитриевич Линде – выдающийся физик-теоретик, автор фундаментальных работ по космологии, создатель теории «инфляционной космологии» и Николай Дмитриевич Линде – психолог, автор аналитически-действенного направления психотерапии (эмоционально-образная терапия).

Эта отважная, доброжелательная и отзывчивая женщина, прошедшая войну, вырастившая замечательных сыновей, сумела так много сделать для Московского университета. Она продолжала интересоваться делами созданной ею женской организации МГУ, встречалась с ее председателями, радовалась ее успехам, участвовала в телевизионных передачах, давала интервью, рассказывала об истории 46-ого гвардейского Таманского Краснознаменного ордена Суворова 3-й степени ночного бомбардировочного авиационного полка – женского авиационного полка и о девушках-летчицах.

Ирина Вячеславовна Ракобольская ушла из жизни 22 сентября 2016 г. в возрасте 96 лет, похоронена на Новодевичьем кладбище рядом со своим мужем.

ИРИНА ВЯЧЕСЛАВОВНА РАКОБОЛЬСКАЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ «ПАМИР»

Введение

С середины прошлого XX века для регистрации высокоэнергичных частиц первичного космического излучения (ПКЛ) широко использовался метод ШАЛ (широкие атмосферные ливни). Уже в 1957 году этим методом был открыт излом в спектре всех частиц при энергии – порядка нескольких ПэВ. Суть метода в том, что частицы, падающие на атмосферу Земли, только с ничтожной вероятностью могут достичь Земли без взаимодействий, они успевают провзаимодействовать до 10 раз с ядрами атомов воздуха, выделяя всю энергию в ядерно-электромагнитный каскад частиц в атмосфере, поперечные размеры ливня около земной поверхности составляют от десятков до сотен метров в зависимости от энергии ливня. Поэтому установки ШАЛ – это станции с электронными счетчиками, расставленными на достаточно больших расстояниях друг от друга. Такие установки требовали ежедневного обслуживания и серьезной инфраструктуры. Большие площади установок нужны и для регистрации частиц с большими энергиями, так как поток частиц степенным образом (с показателем ~ 2.7) уменьшается с ростом энергии. Но этот метод не позволял исследовать стволы ШАЛ, где сосредоточены основные самые энергичные каскадообразующие частицы, несущие информацию о параметрах взаимодействия. А возможности исследований взаимодействий с помощью ускорителей были еще очень далеки от ПэВ-ной области энергий.

В эксперименте «Памир», начатом в 1971 году [1], было предложено исследовать стволы ШАЛ новым, недавно тогда возникшим методом рентгено-эмульсионных камер (РЭК), очень простым в эксплуатации: камеры представляли из себя слой мишени из углерода, в которой частицы взаимодействовали, и слоев рентгеновских пленок, перемежающихся со слоями тяжелого вещества, в которых развивался ядерно-электромагнитный каскад в свинце от частиц ШАЛ, падающих на камеру. Слои рентгеновских пленок располагались через 1–2 см свинца, регистрировались только частицы с энергией более нескольких ТэВ, но с прекрасным пространственным разрешением (~ 300 мкм) и хорошим энергетически разрешением. Этот метод не требовал электроники и ежедневного обслуживания, поэтому давал возможность создавать дешевые установки очень большой площади, которые могли экспонироваться практически без мертвого времени весь год, их можно было располагать высоко в горах, и обслуживать только в летнее время: заменять пленки на новые. В лучшие годы площадь камер достигала сотен квадратных метров. Основная часть энергии ШАЛ переходит в электромагнитную компоненту, в стволах ШАЛ также преобладает высокоэнергичная электронно-фотонная компонен-

та, поэтому регистрируемые в эксперименте Памир стволы ШАЛ назывались гамма семействами или суперсемействами, если суммарная энергия превышала 1000 ТэВ. Адроны можно было выделять только на более глубоких установках, которые стали экспонировать позднее. Расшифровка стволов ШАЛ, образованных первичными космическими лучами с энергиями 1015–1016 эВ была очень актуальной задачей, так как в 70-ые годы максимальные энергии частиц, достижимые с помощью ускорителей, не превышали 100 ГэВ, да и в настоящее время, несмотря на бурное развитие техники коллайдеров, использующей встречные пучки сталкивающихся протонов, максимальная энергия взаимодействия при пересчете в лабораторную систему составляет $1.6 \cdot 10^{15}$ эВ, а в эксперименте «Памир» зарегистрированы взаимодействия с энергией более 1017 эВ. Второй существенный момент заключается в том, что на коллайдерах практически теряются самые быстрые вторичные частицы, рожденные при фрагментации налетающего адрона, так как они летят в центральном узком конусе пучка, а в гамма-семействах, наоборот регистрируются только самые быстрые частицы. Именно во фрагментационной области рождения частиц сотрудничеством «Памир» впервые было обнаружено необычное явление — «выстроенность» — компланарный разлет самых энергичных частиц, образованных при взаимодействии протонов (или ядер) с энергией более 1016 эВ с ядрами воздуха. Явление «гало» — наблюдение больших диффузных пятен на пленке, впервые зарегистрированных в рентгено-эмульсионных экспериментах на горах, оказалось также связано с рождением нейтральных пионов во фрагментационной части спектра вторичных частиц при энергии взаимодействия более 1015 эВ.

Эксперимент «Памир» — крупномасштабный эксперимент с головной организацией Физический институт имени П.Н.Лебедева АН СССР (ныне РАН). Руководителем работ стал С.А. Славатинский, председателем академик Н.А. Добротин, а впоследствии — академик Г.Т. Зацепин. В сотрудничество вошло 7 институтов из разных республик СССР и 3 польских института. В МГУ была создана вторая по величине группа «Памир», состоявшая в основном из молодых выпускников физического факультета МГУ. Её возглавили И.В. Ракобольская и Е.А. Мурзина. Из всех групп, входящих в сотрудничество Памир, И.В. Ракобольская лучше всех разбиралась в методике больших рентгено-эмульсионных камер, так как в это время заканчивала свою докторскую диссертацию по первой крупномасштабной рентгено-эмульсионной установке под названием «Мюон». Установка состояла из глубоких свинцовых камер, экспонируемых в туннеле Московского метрополитена в 1966–68 гг. группой МГУ под руководством Г.Т. Зацепина и И.В. Ракобольской [2]. В этой установке уже использовалось 250 тонн свинца и 5000 квадратных метров рентгеновской пленки, и предназначалась она для изучения энергетического спектра и зенитно-углового распределения одиночных мюонов с $E_{\mu} > 3$ ТэВ (см. этот этот сборник).

Во время ежегодных летних экспедиций в горах Памира на высоте 4360 м над уровнем моря начали экспонировать РЭК разной конструкции общей площадью до 1000 квадратных метров с использованием 1500 тонн

свинца и 5–6 тысяч квадратных метров рентгеновских пленок. Основную работу по сборке и разборке камер проводили летом силами научных сотрудников всех институтов-участников. Ежегодно МГУ под руководством И.В. Ракобольской организовывал студенческий отряд на Памир, который пользовался огромным успехом не только студентов, но и сотрудников МГУ, так как позволял побывать в необычайно красивом месте горного Памира и приобщиться к большой науке. После снятия рентгеновская пленка проявлялась в специально созданном проявочном центре ФИАН в Алма-Ате и рассылалась для обработки в институты, участвующие в эксперименте «Памир». Два раза в год проводились рабочие совещания в Москве и в различных республиках (членах сотрудничества) для обсуждения, объединения полученных результатов и выработки общей стратегии исследований.

Ирина Вячеславовна была в расцвете своей кипучей деятельности и задавала тон многим начинаниям, поддерживая всё новое, особенно открывшиеся возможности компьютерной обработки. Именно группа НИИЯФ МГУ вместе с отделом И.П.Иваненко начала активно использовать расчеты на компьютерах таких сложных явлений как гало и суперсемейства. В коллаборации «Памир» Ирина Вячеславовна отвечала за методику и очень много времени уделяла ее развитию и анализу. Серия методических экспериментальных работ, сопровождаемая серией расчетно-теоретических работ, выполненных под руководством И.П.Иваненко в НИИЯФ МГУ, создали базу для определения энергии частиц с хорошей точностью, восстановления истинных спектров из измеренных, для понимания сущности явления гало и т.д.

Это была идея И.В. Ракобольской — добавить на Памире глубокие свинцовые камеры, аналогичные камерам в эксперименте «Мюон», тогда как основными установками эксперимента «Памир» до того являлись углеродные камеры (С-РЭК), имеющие небольшое число регистрирующих слоев и углеродную мишень. По предложению НИИЯФ МГУ было решено собирать глубокие свинцовые камеры (Pb-РЭК) ограниченной площади с десятками регистрирующих слоев. Изначально предполагалось использовать их для калибровки данных, получаемых с помощью С-РЭК. Для свинцовых камер требовалось большое количество рентгеновской пленки, обработка пленки была очень трудоемка, однако, они имели целый ряд преимуществ: конструкция установки позволяла более точно определять энергию каскадов, эффективно разделять каскады, образованные гамма-квантами и адронами, более точно связывать пространственные координаты адронов и гамма-квантов, изучать форму каскадов от адронов и гамма-квантов, а также закономерности поглощения адронов в тяжелом веществе.

Именно эти камеры дали возможность измерить ряд характеристик ядерных взаимодействий протон-свинец в области энергий 20–100 ТэВ, заметим, что даже в самом последнем эксперименте на ускорителях (ЛНС) энергия протонов в пучке составляет 15 ТэВ. Подробно результаты описываемых далее исследований в эксперименте Памир приведены в монографии [3].

Особенности взаимодействий адронов при сверхвысоких энергиях

Гало. Характерной чертой гамма-адронных семейств с $\sum E_{\gamma} \geq 500$ ТэВ (где $\sum E_{\gamma}$ – суммарная энергия гамма-квантов в событии) в международных эмульсионных экспериментах является высокая вероятность обнаружения в их составе «гало» – большого диффузного пятна с повышенной плотностью потемнения D в центральной части события. Подобные события регистрировались и в эксперименте «Памир» [4].

При регистрации первых событий с гало физики не понимали причин возникновения этого явления. Строились самые разнообразные гипотезы, среди которых преобладали мнения о появлении новых «экзотических» механизмов в ядерном взаимодействии. Надо было понять в первом приближении, можно ли объяснить гало в рамках обычной физики, базирующейся на экстраполяции ускорительных данных (т.е. в рамках скейлингового или квазискейлингового акта), или необходимы «катастрофические» нарушения в спектре рождаемых вторичных частиц и их множественности. Нужно было также выяснить, возможно ли появление больших гало в семействах от протона, или же определяющую роль в образовании этого феномена играют ядра. Пример гало см. на рис. 1.

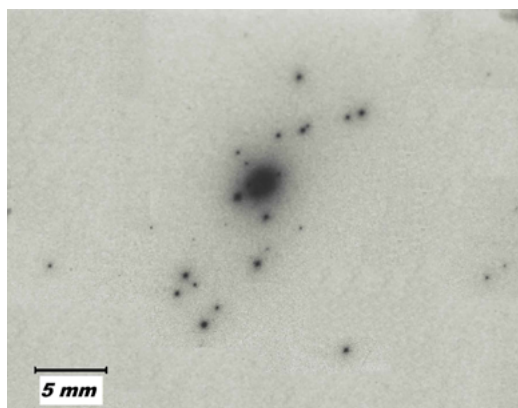


Рис. 1. Пример гало на пленке в центре семейства

Только с появлением первых расчетов удалось пролить свет на природу гало. Для образования гало необходима концентрация большого потока энергии на большой (относительно одиночного пятна от частицы) площади в пленке. При взаимодействии ядер образуется много адронов, каждый из которых дает электромагнитный каскад, эти ЭФК сдвинуты относительно друг друга за счет больших pt порождающих их адронов, таким образом, может быть достигнута необходимая плотность энергии на достаточно обширной площади. Но вероятность зарегистрировать семейство большой энергии от тяжелого ядра весьма низка, т.к. при этом необходимо иметь первичное ядро с огромной энергией. Вероятность генерации суперсемейств протонами во много раз выше. При этом «размазывание» энергии по достаточно большой площади

и связанная с этим диссипация энергии может осуществляться множественным рождением адронов, но гораздо более эффективным механизмом диссипации энергии является электромагнитный каскад. Как было указано в работе [5], необходимый уровень потемнения может достигаться путем наложения большого числа электронно-фотонных каскадов (ЭФК) в камере от достаточно равномерно распределенных низкоэнергичных частиц на ограниченной площади или же вследствие эффекта перекрывания периферийных областей визуально наблюдаемых ЭФК от упавших на камеру высокоэнергичных гамма-квантов. В каждом конкретном случае роль того или другого определяется историей развития ядерно-электромагнитного каскада (ЯЭК) в атмосфере. В первом случае энергия каждой частицы, падающей на установку, может быть ниже порога регистрации индивидуальной частицы в пленке, но суммарный эффект подпороговых частиц обуславливает появление гало достаточно большой площади. Представляется естественным, что роль подпороговых квантов в образовании гало возрастает с энергией семейства. Таким образом, количественное нарастание слабо проявлявшихся при малых энергиях событий эффектов (повышенный фон и перекрывание ЭФК) приводит к качественно новому для наблюдателя явлению (гало) при росте энергии семейства. При этом нельзя отрицать, что образование самых больших гало может быть связано и с ядерными процессами, но такие события малочисленнее, чем гало малой или умеренной площади.

Следует отметить, что при детальном исследовании проблемы гало большое значение имела возможность привлекать экспериментальные данные по продольному и поперечному развитию гало в семействах, зарегистрированных в глубоких многослойных свинцовых камерах сотрудничества «Памир», что позволило детально расшифровать это совершенно новое явление.

Явление выстроенности. При анализе семейств с гало с $\Sigma E\gamma \geq 500$ ТэВ (что ориентировочно соответствует энергии взаимодействия первичной частицы $E_0 \geq 1015$ эВ) были обнаружены события, в которых наблюдались структурные (многоцентровые) гало, выстроенные вдоль прямой линии в плоскости регистрации. Такая выстроенность наличие компланарного разлета вторичных наиболее высокоэнергичных частиц в акте взаимодействия.

Логичным шагом стало объединение объектов, зарегистрированных на разных глубинах в камере (а, следовательно, и объединение гамма- и адронной компонент) при рассмотрении данных. С этой целью нами было введено понятие энергетически выделенных центров (ЭВЦ) [6, 7], выдвигающее на первый план не природу или внешний вид различных объектов в семействе, а их энергию, после чего разнородные наиболее высокоэнергичные объекты семейства можно анализировать совместно (см. рис. 2), спроецировав их с разных глубин наблюдения на одну плоскость (например, поверхность камеры или, в случае наклонного падения, на соответствующую нормальную плоскость).

ЭВЦ включают в себя: 1) гало или отдельные центры (подструктуры) многоцентровых гало; 2) гамма-кластеры, т.е. тесные группы гамма-квантов;

3) отдельные, изолированные от гало и кластеров, наиболее энергичные гамма-кванты в семействе; 4) наиболее энергичные адроны в семействе (в частности, адронные гало).

Пример экспериментального суперсемейства с ЭВЦ представлен на рис. 3.

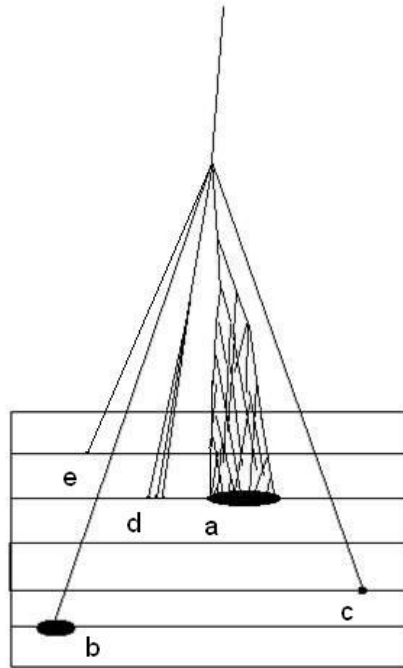


Рис. 2. Объекты семейства (*a* – электромагнитное гало, *b* – адронное гало, *c* – адрон, *d* – гамма-кластер, *e* – гамма-квант), зарегистрированные на разных глубинах в многослойной камере и подлежащие сведению в единую картину для наблюдения эффекта выстроенности

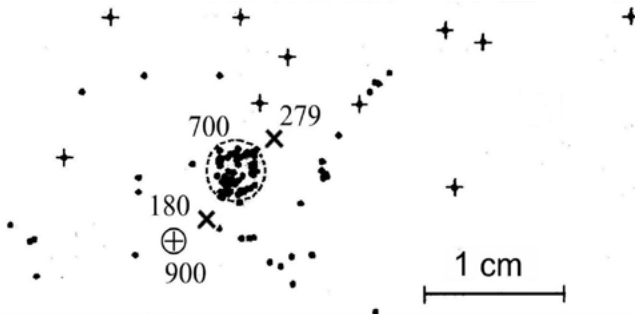


Рис. 3. Пример выстроенных ЭВЦ: мишенная диаграмма гамма-адронного суперсемейства *Pb-б*. + – адроны, • – гамма-кванты, *x* – наиболее высокоэнергичные адроны, ⊕ – адронное гало, ⊗ – электромагнитное гало. Цифры около 4-х наиболее энергичных объектов суперсемейства указывают их энергию в ТэВ

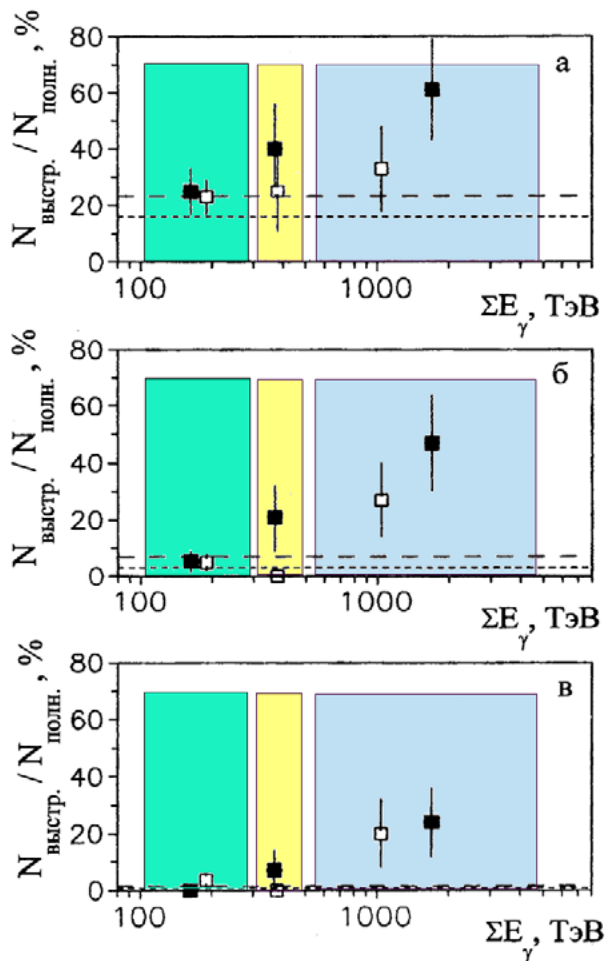


Рис. 4. Зависимость доли выстроенных событий среди гамма-адронных семейств от энергии семейства ΣE_γ : а – для 3-х ЭВЦ в каждом семействе; б – для 4-х ЭВЦ в каждом семействе; в – для 5-ти ЭВЦ в каждом семействе.

Эксперимент: ■ – данные по глубоким свинцовым РЭК памирского эксперимента; □ – данные по углеродным камерам совместного российско-японского эксперимента на Памире; Расчет: штриховая линия – расчет по MSF-модели; пунктирная линия – для случайно брошенных точек

Таким образом, появилась возможность применить единый подход в анализе на выстроенность для семейств в широком диапазоне энергий. Этот новый подход дал возможность увеличить в 10 и более раз статистику экспериментальных и расчетных событий, используемых для анализа выстроенности, а также проследить энергетическую зависимость эффекта.

Важным шагом, выполненным нами, были расчеты флуктуационного фона случайного появления выстроенных событий. Экспериментальные и расчетные данные зависимости вероятности регистрации событий

с выстроенностью от энергии событий даны на рис. 4. Для точек этого графика совместная достоверность существования эффекта выстроенности становится 99.98 %. Особенно явный и большой рост выстроенности наблюдается в зависимости от числа адронов в семействе N_h , как показал дополнительный анализ. Это связано с тем, что размах флуктуаций N_h при фиксированной E_0 гораздо меньше, чем аналогичные флуктуации для ΣE_γ .

Нами было проведено также сравнение данных памирского эксперимента по выстроенности с ускорительными данными. На рис. 5 показана зависимость доли семейств с выстроенностью от количества рассматриваемых ЭВЦ. Видно, что для семейств, обладающих $N_h = 1-3$ (т.е. малоэнергичных семейств), доля выстроенных событий совпадает при всех $N_{ЭВЦ}$ с расчетным фоном. Для семейств же с $N_h > 30$ ($E_0 > 1016$ ЭВ) эта доля (вероятность выстроенности) гораздо выше расчетного фона вплоть до $N_{ЭВЦ} = 7$. Следует заметить, что уровень фона случайной выстроенности не зависит от энергии взаимодействия.

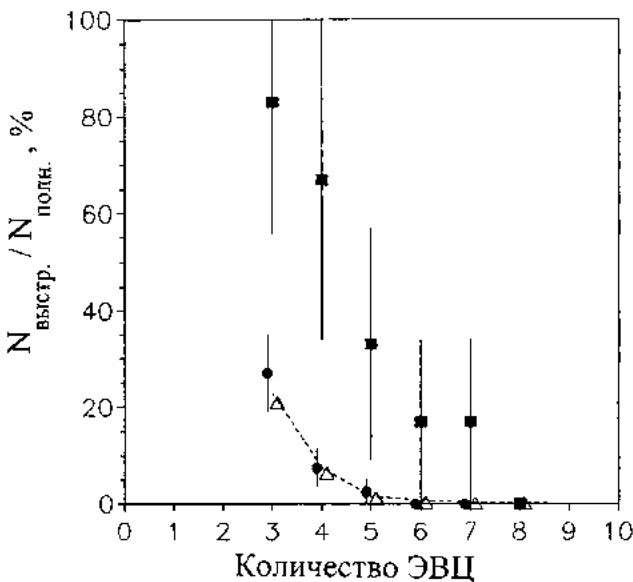


Рис. 5. Зависимость доли семейств с выстроенностью от количества рассматриваемых энергетически выделенных центров (ЭВЦ) в каждом семействе: пунктирная линия – расчет по модели MSF; ■ – экспериментальные семейства из Pb-камер с $N_h > 30$; ● – экспериментальные семейства из Pb-камер с $N_h = 1-3$; Δ – ускорительные данные при $E_0 = 250$ ГэВ (эксперимент NA22)

Здесь же показаны данные по доле выстроенных событий для банка данных эксперимента NA22 в ЦЕРНе (π -Au взаимодействие, $E_0 = 250$ ГэВ, «мишенный» эксперимент) [3]. Эти значения замечательно согласуются с уровнем расчетного флуктуационного фона и данными по малоэнергичным семействам, что подтверждает и верность наших оценок случайной выстроенности по модельным расчетам, и пороговый характер эффекта выстроенности, наблюдаемого лишь при больших N_h , соответствующих большому E_0 .

Важным подтверждением существования эффекта выстроенности явились данные стратосферных исследований. Из-за малого слоя вещества над эмульсионной камерой в стратосфере зарегистрированное семейство является с высокой вероятностью результатом не многих, а одного «чистого» взаимодействия. Для полного проявления феномена выстроенности пороговой энергией по оценке Памирского сотрудничества является $E_0 \gg 1016$ эВ. Событий такой высокой энергии в стратосфере к настоящему моменту имеется всего два. Наиболее интересным является суперсемейство СТРАНА [8], зарегистрированное при полете аэростата с Камчатки до Волги на высоте 30–33 км. Оцененная энергия $E_0 = (1.0–1.1) \cdot 1016$ эВ.

Результат рассмотрения нами выстроенности [9] в суперсемействе СТРАНА представлен на Рис. 6.

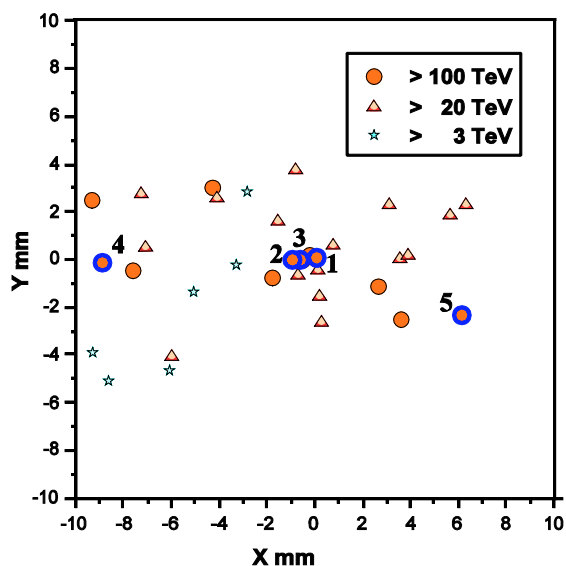


Рис. 6. Мишенная диаграмма центральной части супер-семейства «СТРАНА». Цифрами обозначены первые пять высокоэнергичных адронов

Значение среднего pt в родительском взаимодействии суперсемейства СТРАНА превышает 2.5 ГэВ/с (наиболее вероятной представляется оценка ≈ 10 ГэВ/с). И.В. Ракобольская также участвовала в работе по анализу этого события.

В [10] описано уникальное событие, зарегистрированное на высоте 17 км (около 100 г/см²) рентгено-эмульсионной камерой, установленной на сверхзвуковом самолете «Конкорд». Это гамма-семейство с первичной энергией около 1016 эВ, а $SE_g \gg 1600$ ТэВ. Пять наиболее энергичных гамма-кванта с энергиями свыше 50 ТэВ являются выстроенными (см. рис. 7), всего же вдоль линии выстроенности расположены 38 частиц из зарегистрированных 211, эти 38 гамма-квантов несут 51 % всей видимой энергии. Это единственное столь сильно выделенное по энергии событие, зарегистрированное в эксперименте на «Конкорде», при этом в событиях меньших энергий ярких случаев выстроенности отмечено не было.

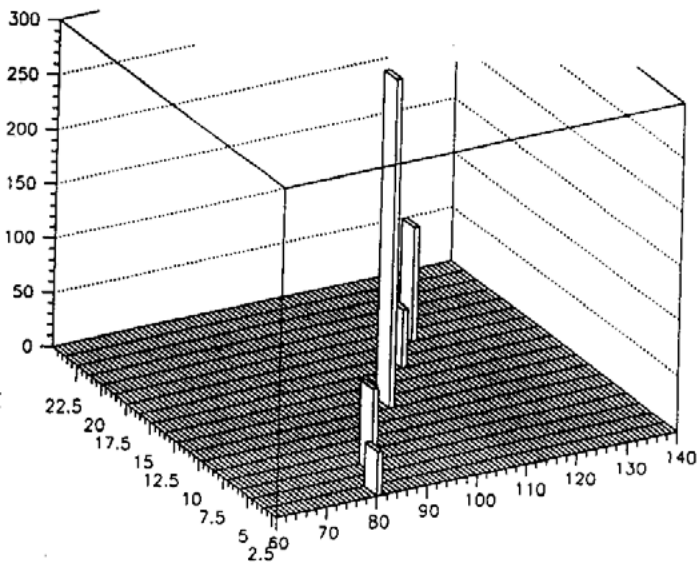


Рис. 7. *Диаграмма самых энергичных гамма-квантов стратосферного события JF2af2 в эксперименте на “Конкорде” [10]. По вертикали отложена энергия в ТэВ, по горизонтали – пространственное положение в мм*

Таким образом, в рамках сотрудничества «Памир» было установлено существование нового явления – компланарного разлета частиц в акте ядерного взаимодействия и проведено его подробное исследование [3, 11], что совместно с явлением гало свидетельствует о появлении существенно новых черт в ядерном взаимодействии при $E_0 \geq 10^{16}$ эВ.

Теоретический механизм явления выстроенности до сих пор не определен. Высказывались предположения объяснить это явления с помощью разлета жестких или полужестких струй в акте взаимодействия, с помощью разрыва кварк-глюонной струны или вращательного механизма, возникающего при высокоэнергичном соударении двух объектов. Появлялись даже работы, предполагающие изменение размерности пространства в микромасштабе при взаимодействии сверхвысокой энергии. Но четких описаний в рамках какой-либо теории не возникло.

При анализе столкновений высокой множественности в эксперименте CMS, в которых рождаются более сотни заряженных частиц, были обнаружены корреляции частиц, разлетающихся под большими углами друг к другу, но лежащих практически в одной поперечной плоскости. Это приводит к образованию локального протяженного максимума – «хребта» (ridge) – на двумерном распределении функции корреляции при разнице азимутальных углов вылетающих частиц $\Delta\phi \sim 0$ даже больших разниц псевдобыстрот $\Delta\eta$. В определенный момент выдвигалось предположение, что наблюдаемый Коллаборацией CMS в столкновении протонов на LHC ридж-эффект и наблюдаемое Коллаборацией “Памир” в эмульсионных экспериментах с космическими лучами явление выстроенности пятен на пленке

есть проявление одного и того же непонятого пока механизма возникновения компланарной структуры событий [12]. На основании этой гипотезы можно было бы предсказать заметный компланарный эффект на ЛНС в области передних быстрот. Но такое исследование не было осуществлено.

Исследование коэффициентов неупругости во взаимодействиях протон-воздух и протон свинец.

Глубокие свинцовые камеры, предложенные И.В. Ракобольской, позволили изучать не только гамма-семейства, но и получать спектры одиночных адронов и изучать продольное развитие ЯЭК в тяжелом веществе. Одиночные адроны – это тоже остатки ШАЛ более низких энергий, эффективная энергия взаимодействия которых составляет десятки – сотни ТэВ. Наблюдаемые спектры адронов определяются первичным спектром частиц и характеристиками взаимодействия протон-ядро воздуха при этих энергиях. Именно эти камеры дали возможность измерить ряд характеристик ядерных взаимодействий протон-свинец в области энергий 20–100 ТэВ и обнаружить аномальное поглощение на больших глубинах свинца. Заметим, что даже в самом последнем эксперименте на ускорителях (ЛНС) энергия протонов в пучке составляет 15 ТэВ. Подробно результаты исследований в эксперименте Памир приведены в монографии [3].

В наших работах было показано, что коэффициент неупругости K_{tot} (доля энергии, переданная в одном взаимодействии во вторичные частицы, и именно эта доля определяет скорость развития каскадов в атмосфере и свинце) не является величиной постоянной, не зависящей от энергии частицы и массы ядра-мишени, как долгое время считалось в космических лучах. Уже в середине 80-х годов из данных нескольких экспериментов следовало, что модели кварк-глюонных струн с растущим коэффициентом неупругости лучше описывают взаимодействия с ядрами воздуха при энергии более 1015 эВ. Было уточнено поведение коэффициента неупругости во взаимодействиях протонов с ядрами воздуха при энергии 20–1000 ТэВ: $K_{tot} = 0.60–0.66$ при энергии около 50 ТэВ и слабо растет с ростом энергии до величины 0.64–0.70 при энергии 1000 ТэВ; во взаимодействиях протонов с ядрами свинца K_{tot} заметно больше и составляет величину 0.71–0.77 при энергии 50 ТэВ. Полученные выводы хорошо интерпретировались в рамках только что появившихся тогда моделей множественного рождения кварк-глюонных струн, таких как QGSJET, VENUS, MC0. По изучению скорости поглощения гамма-семейств в воздухе (эффективная энергия около 1–10 ПэВ) и одиночных адронов в свинце (эффективная энергия взаимодействия составляет десятки ТэВ) было показано, что сечения неупругого взаимодействия продолжают расти с ростом энергии, причем не только во взаимодействиях с ядрами воздуха, что было установлено ранее, но и во взаимодействиях с ядрами свинца. Если при энергии 200–280 ГэВ $\sigma_{Pb} = 1750 \pm 55$ мб [3], то при энергии 50 ТэВ $\sigma_{Pb} = (2000 \pm 120)$ мб. При этом разница между сечением неупругого взаимодействия пионов и протонов с ядрами свинца нивелируется с ростом энергии и составляет величину не более 10% при 50 ТэВ.

Проверка эффекта Ландау-Померанчука-Мигдала

Впервые удалось в области энергий десятки ТэВ экспериментально проверить влияние эффекта Ландау-Померанчука-Мигдала. С появлением крупномасштабных рентгено-эмульсионных камер, позволивших продвинуться в область исследования энергии взаимодействия более десятков ТэВ на свинце, в начале 80-х годов остро встал вопрос о применимости электромагнитной каскадной теории в области столь высоких энергий. Как еще в 50-х годах впервые указали Ландау и Померанчук [13], теория тормозного излучения и образования пар, развитая Бете и Гайтлером (БГ), становится несправедливой в плотных средах при энергиях частиц более 1 ТэВ из-за влияния многократного рассеяния, которое приводит с ростом энергии к уменьшению вероятности испускания гамма-квантов электроном. и к уменьшению вероятности образования электрон-позитронной пары гамма-квантом. Строгое квантово-механическое рассмотрение эффекта было проведено Мигдалом в работе [14]. Исследование А.А. Поманского [15] на основе [14] дало возможность рассчитать дифференциальные вероятности электромагнитного излучения в свинце: фотонов электронами и e^+e^- -пар фотонами. Под руководством И.В. Ракобольской было проведено исследование распределений ЭФК по положению максимума каскада в камере $F(T_{\max})$ для двух энергетических интервалов и показано, что уже в интервале 10–30 ТэВ со средней энергией каскадов $\langle E_0 \rangle = 17$ ТэВ экспериментальная глубина максимума $\langle T_{\max \text{эксп}} \rangle$ отличается от $\langle T_{\max \text{БГ}} \rangle$ для каскадных кривых с сечениями БГ на 1.5 к.е., т.е. более, чем на две ошибки. В энергетическом интервале 30–70 ТэВ с $\langle E_0 \rangle = 41$ ТэВ отличие $\langle T_{\max \text{эксп}} \rangle$ от $\langle T_{\max \text{БГ}} \rangle$ еще более значимо и составляет ~ 3 к.е. В то же время $\langle T_{\max \text{эксп}} \rangle$ в указанных энергетических интервалах в пределах ошибок согласуются с $\langle T_{\max \text{Л-ПМ}} \rangle$, полученными для каскадных кривых с сечениями ЛПМ.

Изучение поглощения в свинце адронов

Под руководством И.В. Ракобольской проведен единственный в своем роде эксперимент по изучению поглощения в свинцовом поглотителе адронов космического излучения с энергиями несколько десятков ТэВ до глубины $7 \lambda_{\text{int}}$ и с пространственным разрешением 300 мкм. В конце 80-х годов в экспериментах с космическими лучами были обнаружены некоторые аномалии, необъяснимые с точки зрения обычных представлений об адрон-ядерных взаимодействиях. В частности, на Тянь-Шаньском ионизационном калориметре [16, 17] получены результаты, свидетельствующие о появлении избыточной ионизации на больших глубинах в свинцовом поглотителе. Однако из-за больших регистрирующих камер изучалось поглощение не одной частицы, а всего ствола ШАЛ. Для объяснения наблюдаемого эффекта авторами работ [16, 17] была предложена гипотеза рождения во взаимодействиях адронов с ядрами свинца проникающих частиц, которые, распадаясь в глубине калориметра, создают избыточную ионизацию. Частицы с открытым чармом – очарованные или чармированные адроны – подходили на роль таких проникающих

частиц. Высказывалось также предположение, что источником аномалий, наблюдаемых в ливнях инициированных мюонами, могут быть некие тяжелые долгоживущие частицы, слабо поглощающиеся в атмосфере [18].

Для поисков аномалий в поглощении адронов И.В. Ракобольской было предложено проэкспонировать РЭК значительно большей глубины, чем использовавшиеся ранее, а именно 110 см. Свинцовая РЭК достаточной глубины (6–7 пробегов для взаимодействия адронов), имеющая уникальное по сравнению с электронными детекторами пространственное разрешение ~ 300 мкм, давало возможность изучать поглощение адронов, не искаженное сопровождением вторичных пионов и гамма-квантов из атмосферы; измерение координат каждого события на рентгеновской пленке позволяет восстанавливать геометрию прохождения частиц в камере. И в 1983/84 и 1986/87 гг. камеры глубиной 110 см с 34 слоями рентгеновской пленки. были собраны и проэкспонированы. Далее начался трудоемкий процесс обработки, получены характеристики потока адронов в камере и над камерой, построены распределения каскадов по глубинам зарождения в камере для разных энергий, углов прихода, проведено и учтено исследование возможных фоновых каскадов, в первую очередь вклад каскадов от мюонов на больших глубинах свинца. Все исследования сопровождалось сравнением с Монте-Карло моделированием. Расчетная величина пробега 210 г/см^2 была получена нами с учетом методических особенностей регистрации и отбора частиц по программе, базирующейся на аддитивной кварковой модели адрон-ядро взаимодействий, где было показано, что эта модель достаточно адекватно воспроизводит основные характеристики каскадов от адронов и кривую поглощения адронов на глубинах свинца до 40 см [3, 19]. Экспериментальное распределение $dN_{\text{экс}}/dt$, построенное по 770 каскадам от адронов с энергиями более 20 ТэВ и приведенное на рисунке, описывается экспонентой в области до 80 к.е. с показателем $L_{\text{изм}}=212 \text{ г/см}^2$, что хорошо согласуется с расчетами, а в области более 80 к.е. оно оказалось значительно положе. Наблюдаемый на больших глубинах избыток каскадов составляет $\sim 30\%$ от полной интенсивности каскадов на глубинах 73–132 к.е. (Ожидалось 123 каскада от адронов, а зарегистрировано с вычетом фоновых событий 184). Были детально проанализированы полученные характеристики каскадов в нижней и верхней части камеры, спектры, угловые распределения. Например, если это недоучтенные мюоны, то их спектр на единицу круче, и они имеют совершенно другое угловое распределение, чем мюоны, родившиеся из распавшихся пионов. Никаких резких различий не было обнаружено.

На рис. 8 показано распределение экспериментальных каскадов по глубинам зарождения в свинце $dN_{\text{экс}}/dt$, полученное по всей статистике 770 каскадов на глубинах 22–190 к.е. Для сравнения приведены точки, полученные по большей статистике в камерах 40 см глубиной. Фоновые события вычтены из этого распределения. Расчетное распределение каскадов, полученное в предположении, что на камеру падают обычные пионы и протоны, обозначено пунктирной линией. Сплошной линией обозначен вариант расчета, когда в потоке присутствует медленно поглощающаяся компонента с пробегом $2000 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$.

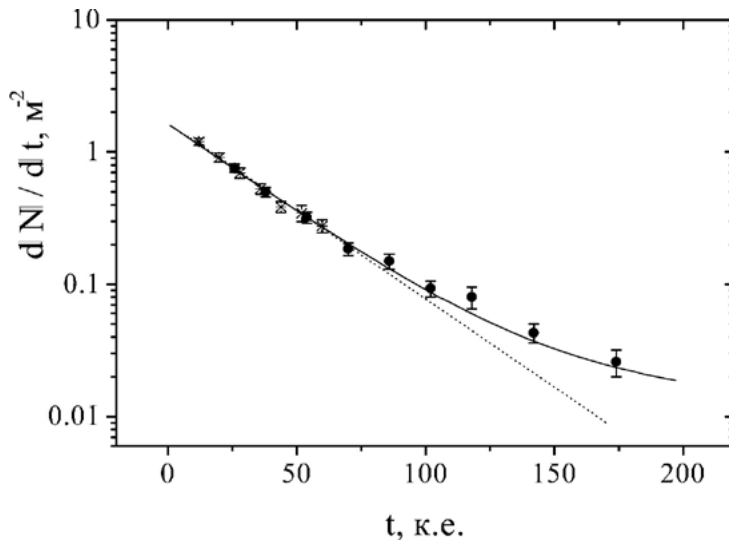


Рис. 8. Экспериментальное распределение по глубинам зарождения каскадов в свинце: точки в камере глубиной 40 см, крестики — в камере 110 см. Расчетное распределение каскадов, полученное в предположении, что на камеру падают обычные пионы и протоны, обозначено пунктирной линией. Сплошной линией обозначен вариант расчета, когда в потоке присутствует медленно поглощающаяся компонента с пробегом 2000 г/см².

Как уже упоминалось, одно из возможных объяснений было предложено ранее — рождение во взаимодействиях адронов со свинцом распадающихся частиц, пробеги которых сравнимы с глубиной камеры: не менее нескольких десятков сантиметров и не более 1.5 метров при энергиях $20 \geq \text{ТэВ}$ для того, чтобы продукты их распада могли быть зарегистрированы в камере глубиной 110 см. От таких частиц требуется также, чтобы они пронесли энергию в глубь свинцового поглотителя, практически не расходуя ее в ядерных взаимодействиях. Наконец среди продуктов распада определенную часть должны составлять лептоны и нейтральные пионы для эффективной передачи энергии в гамма-кванты. Из множества известных к настоящему времени частиц таким условиям удовлетворяют частицы с тяжелыми кварками, и более или менее изучены чармированные частицы. Их массы порядка 2 ГэВ/с, времена жизни — от $1.8 \cdot 10^{-13}$ сек (Λ_c), до $1.07 \cdot 10^{-12}$ сек (D^\pm) [20]. Коэффициент неупругости во взаимодействиях чармированных частиц с веществом мал $K_{tot} \sim 0.1$ [21]).

Была создана программа, основанная на модели кварк-глюонных струн [3], в которой промоделировано развитие каскадов в свинце с учетом рождения чармированных частиц. Эта программа хорошо описывала поглощение в свинце обычных адронов на небольших глубинах свинца, без включения рождения чармированных частиц поглощение однородно и хорошо аппроксимируется экспоненциальным законом с единым для всех глубин показателем $L_{изм} = 215 \pm 10$ г/см².

При моделировании эксперимента с учетом рождения чармированных частиц мы могли варьировать относительное сечение рождения s – анти s пары на свинце Δs . В рентгено-эмульсионных камерах не измеряется первичная энергия адрона, образовавшего данный каскад на уровне наблюдения, однако по данным расчетов можно было оценить характеристики pPb -взаимодействий, в которых генерируются чармированные частицы, ответственные за избыточные каскады: эффективная энергия взаимодействия оказалась приблизительно равной 75 ТэВ, только чармированные частицы, уносящие более чем $1/3$ – $1/2$ энергии первичной частицы, могут искажать кривую поглощения адронов, поэтому можно оценить только сечения рождения чарма в области больших x_F . Величина полного сечения рождения чарма, требуемая для описания излома кривой поглощения, наблюдаемого в нижней части глубокой свинцовой камеры, составляет $\sim 20\%$ – 50% от неупругого сечения σ_{ppin} при средней энергии взаимодействия 75 ТэВ, при пересчете этой величины на нуклон требуется предполагать линейную (или близкую к линейной) A -зависимость на ядре свинца в области фрагментации. В этом случае величина σ_{ppin} оказывается достаточно большой 3 ± 1.5 мб/нуклон, что составляет 6% от неупругого сечения в pp -столкновениях при энергии 100 ТэВ. До сих пор такие энергии недостижимы на ускорителях в мишенных экспериментах.

По этой же программе были посчитаны спектры мюонов, измеренные в МГУ под руководством И.В. Ракобольской и Г.Т. Зацепиным (см. статью в этом сборнике и [22]). Установки представляли собой глубокие свинцовые рентгено-эмульсионные камеры, расположенные под землей в шахтах метро, часть из которых была расположена под углом 45° к горизонту для увеличения эффективной площади регистрации мюонов, идущих под большими углами. Было получено, что спектры мюонов, приходящих под углом $\theta < 60^\circ$, становятся более пологими при энергии более 10 ТэВ, в то время, как спектры мюонов под большими углами имеют показатель наклона интегрального спектра $\gamma = -2.68$. Качественно такое поведение спектров мюонов хорошо объяснялось вкладом так называемых «прямых» мюонов. Обычные мюоны образуются в результате распадов заряженных пионов и каонов, что приводит к спектру мюонов в атмосфере на 1 круче, чем первичные спектры, так как с увеличением энергии пробег взаимодействия становится меньше распадного пробега мезонов. А «прямые» мюоны происходят из распадов чармированных частиц (или частиц с b - и t -кварками), образованных во взаимодействиях адронов с ядрами воздуха. Поэтому энергетические спектры прямых мюонов должны быть близки к спектрам первичных нуклонов. Если в исследуемой области энергий сечение рождения чарма растет, то спектры «прямых» мюонов должны быть положе, чем спектры первичных нуклонов. Поэтому должен наблюдаться излом суммарного спектра мюонов. На рис. 9 представлены спектры мюонов, измеренные на подземной установке МГУ [2] (квадраты) в сравнении с расчетами по MQ.

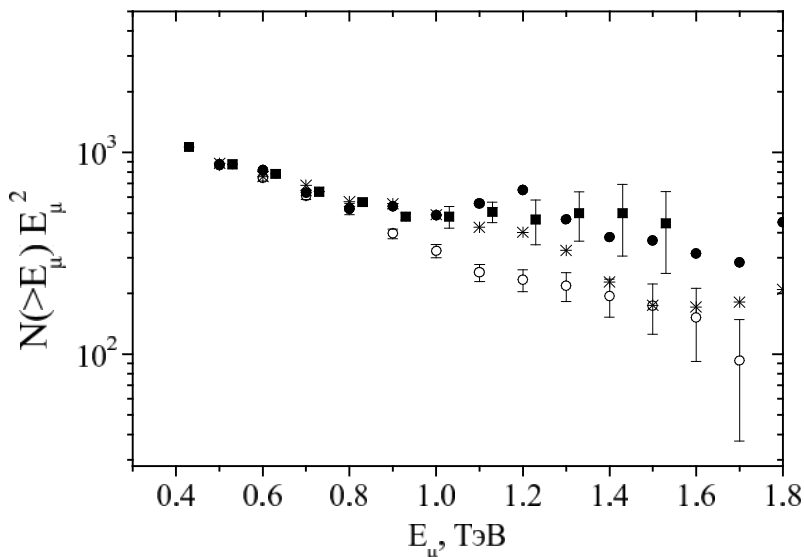


Рис. 9. Спектры мюонов, измеренные на подземной установке МГУ в сравнении с расчетами по MQ с учетом $\Delta c=0.1$ (звездочки) и вариант с $\Delta c=0.2$, (черные кружки) и без учета ($\Delta c=0$, открытые кружки) рождения чармированных частиц

Спектры мюонов, рассчитанные в рамках MQ с включением рождения чармированных частиц с относительным сечением $\Delta c=0.1$ и вариант с $\Delta c=0.2$, как видно из рис. 9, показывают, что введение рождения чармированных частиц значительно улучшает согласие эксперимента с расчетом. Оцененные из расчетов эффективные энергии частиц, генерирующие прямые мюоны, оказались около 200 ТэВ, а сечение рождения около 350 мб, предполагая линейную А-зависимость сечения генерации чарма, можно получить оценку $\sigma_{pp \rightarrow c} \sim 2.5$ мб/нуклон, что не противоречит оценкам, полученным по кривой поглощения адронов в свинце [3]. В настоящее время в эксперименте Ice Cube измерены мюоны до 1000 ТэВ, и также обнаружен растущий с энергией вклад прямых мюонов, при несколько более высоких энергиях. [23].

Для уточнения природы длиннопробежной компоненты в группе И.В. Ракобольской был предложен и осуществлен эксперимент, направленный на измерение сечения рождения чармированных частиц (как возможного источника избыточных каскадов) с помощью рентгеномульсионной камеры с большим воздушным зазором, в котором чармированные частицы будут распадаться и произведут характерный пик в нижней камере. Такая камера была создана, отправлена на Памир, проэкспонирована в 1992–1994 гг., но пленки были утрачены из-за изменения политического статуса Памира.

Таковы результаты проведенных в рамках эксперимента «Памир» исследований, полученных на базе глубоких свинцовых РЭК – детище Ирины Вячеславовны Ракобольской.

Литература

- [1] Исследование ядерных взаимодействий при энергиях 1014–1017 электрон-вольт. Проект эксперимента «Памир». // Препринт ФИАН СССР № 172. Москва, 1972. 26 с.
- [2] *Аминева Т.П., Астафьев В.А., Варковицкая А.Я. и др.* Исследование мюонов сверхвысоких энергий. // М.: Наука, 1975. 216 с.
- [3] *Ракобольская И.В., Копенкин В.В., Манагадзе А.К., Михайлова И., Мурзина Е.А., Роганова Т.М., Строгова О., Свешникова Л.Г.* Особенности взаимодействий адронов космических лучей сверхвысоких энергий // М.: Издательство МГУ. 2000. 256 с.
- [4] *Pamir Collaboration.* Mechanism of the central dark spot formation in gamma families with energies about 500 TeV. // Proc. of 15th ICRC. 1977. V. 11. P. 464–488.
- [5] *Ivanenko I.P., Managadze A.K., Roganova T.M., Osipova L.N.* On the problem of the existence of halo in the high energy quantum families. // Proc. of 15th ICRC. 1977. V. 7. P. 276–280.
- [6] *Сотрудничество «Памир».* О выстроенности энергетически выделенных центров в гамма-адронных семействах. // Известия АН СССР. Сер. физ. 1991. Т. 55. № 4. С. 650–653.
- [7] *Иваненко И.П., Копенкин В.В., Манагадзе А.К., Ракобольская И.В.* Выстроенность в гамма-адронных семействах космических лучей и характеристики взаимодействий при $E_0 \approx 1016$ эВ. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 56. № 4. С. 192–196.
- [8] *Apanasenko A.V. et al.* // Proc. of 15th ICRC. Plovdiv, 1977. V. 7. P. 220.
- [9] *Манагадзе А.К., Оседло В.И., Галкин В.И., Гончарова Л.А., Копенкин В.В., Котельников К.А., Полухина Н.Г., Ракобольская И.В., Роганова Т.М., Свешникова Л.Г.* Компланарный разлет частиц в ядерном взаимодействии при $E_0 > 1016$ эВ, зарегистрированном в стратосфере. // Письма в ЭЧАЯ. 2002. № 3 [112]. С. 19–24.
- [10] *Capdevielle J.N.* Cosmic Ray Interactions near the LHC energy range (approach with XREC at mountain altitude and in the stratosphere). // Nuclear Physics B (Proc. Suppl.). 2008. V. 175–176. P. 137–142.
- [11] *Kopenkin V.V., Managadze A.K., Rakobolskaya I.V., Roganova T.M.* Alignment in γ -hadron families of cosmic rays. // Physical Review D. 1995. V. 52. № 5. P. 2766–2774.
- [12] *Лохтин И.П., Манагадзе А.К., Снигирев А.М.* Ридж-эффект и явление выстроенности. // Ядерная физика // 2013. Т. 76. № 5. С. 645–649.
- [13] *Ландау Л.Д., Померанчук И.Я.* Электронно-лавинные процессы при сверхвысоких энергиях. // ДАН СССР. 1953. т. 92. N 4. С. 735–738.
- [14] *Мигдал А.Б.* Тормозное излучение и образование пар при больших энергиях в конденсированной среде. // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. Вып. 4. С. 633–647.
- [15] *Поманский А.А.* Прохождение электронов и фотонов высокой энергии через конденсированные среды. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1964. Т. 28. № 11. С. 1826–1828.
- [16] *Яковлев В.И.* О некоторых особенностях взаимодействия адронов с энергией выше 10 ТэВ с веществом // ВАНТ. Серия: Техника физического эксперимента. 1984. Вып. 3/20/ С. 3–19.

- [17] *Дремин И.М., Мадигожин Д.Т., Саакян В.А., Сердюков А.Д., Яковлев В.И.* Тянь-Шаньский эффект и частицы с тяжелыми кварками. // ВАНТ. Серия: Техника физического эксперимента. 1985. Вып. 4/25/ С.3.
- [18] Бажутов Ю.Н., Хренов Б.А., Христиансен Г.Б.} Об одной возможной интерпретации спектра вторичных ливней, наблюдаемых на малых глубинах под землей.~// Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. Вып.~12. С.~2425–2427.
- [19] *Строгова О.П.* Аномальное поглощение адронов в свинце и рождение очарованных частиц. Дис. канд. физ.-мат. наук. // М.: НИИЯФ МГУ. 1990. 103 с.
- [20] *Aguilar-Benitez M. et al.* Particle properties data booklet, from “Review of Particle Properties”. // Phys. Lett. B. 1988. Vol. 204. P. 170.
- [21] *Ходжамиян А.Ю.* Адронное рождение тяжелых кварков при сверхвысоких энергиях и эксперимент АНИ. // ВАНТ. Серия: Техника физического эксперимента. 1982. Вып. 3(12). С. 14–17.
- [22] *Зацепин Г.Т. и др.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1991. Т. 55. № 4. С.~740.
- [23] *Dennis Soldin for the IceCube Collaboration.* Atmospheric Muons Measured with IceCube. arXiv:1811.03651v1.

**НАУЧНЫЕ РАБОТЫ
ИРИНЫ ВЯЧЕСЛАВОВНЫ РАКОБОЛЬСКОЙ**

Alignment in γ -hadron families of cosmic raysV.V. Kopenkin,¹ A.K. Managadze,¹ I.V. Rakobolskaya,^{1,2} and T.M. Roganova¹¹*Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow 119899, Russia*²*Department of Physics, Stanford University, Stanford, California 94305*

(Received 8 August 1994)

The alignment of the main fluxes of energy in a target plane is found in families of cosmic ray particles detected in deep lead x-ray chambers. The fraction of events with alignment is unexpectedly large for families with high energy and a large number of hadrons. This can be considered as evidence for the existence of coplanar scattering of secondary particles in the interaction of particles with superhigh energy, $E_0 \gtrsim 10^{16}$ eV. Data analysis suggests that the production of most aligned groups occurs slightly above the chamber and is characterized by a coplanar scattering and quasi-scaling spectrum of secondaries in the fragmentation region. The most elaborated hypothesis for the explanation of the alignment is related to the quark-gluon string rupture. However, the problem of the theoretical interpretation of our results still remains open.

PACS number(s): 13.85.Tp, 96.40.De, 96.40.Pq

I. INTRODUCTION

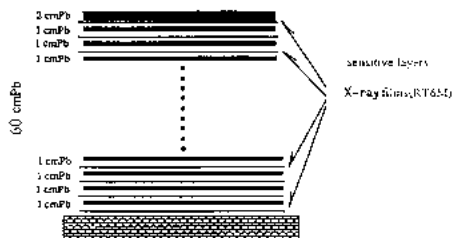
The international Pamir Collaboration is conducting a cosmic ray experiment at an altitude of 4400 m above sea level in the Pamir mountains. Primary cosmic ray particles incident upon the atmosphere produce nuclear-electromagnetic cascades of secondaries in air. Hadrons and electromagnetic particles related genealogically are called "family" particles. γ -hadron family features depend on the interaction of hadrons with nuclei in air.

Experimental data accumulated during more than the past 20 past years may allow us to study interactions at very high energies (up to $E_0 \sim 10^{16}$ eV). These energies are beyond the present accelerator range, and new phenomena may reveal themselves in this region.

A. Installation

The Pamir experiment equipment consists of x-ray emulsion chambers of two kinds: carbon chambers (C chambers) and deep lead chambers (Pb chambers).

Pb chambers (see Fig. 1) are assembled of many sheets



Pamir thick lead chamber

FIG. 1. Structure of the most-used deep lead chamber of 60 cm thickness from Pamir experiment.

of lead of thickness 1 cm, interlaid with x-ray films. The total depth of each Pb chamber is from 40 cm (≈ 70 c.u.) up to 110 cm (≈ 195 c.u.). A thick lead substance provides both the few interaction lengths for hadrons and the quascalorimeter regime for the energy determination of particles.

The C chamber [1] consists of a block of 60 cm of carbon covered on both sides by blocks of lead of thickness 6 cm at the top and 5 cm at the bottom. Each block of lead contains three layers of x-ray film. The carbon block provides the large cross section of the hadron interaction, while the lead blocks are of minimal thickness allowing the determination of particle energies.

The total area of the chambers is a few tens of square meters. Once a year all these chambers are disassembled, the films are taken away, and the results of the experiment are investigated. The results to be reported in this paper have been obtained using deep Pb chambers, which have some advantages in hadron detection efficiency and energy determination accuracy. On the other hand, C chambers possess a larger area of exposure. A comparison with some data from carbon chambers will be given here too.

B. Experimental procedure

Cosmic ray γ quanta and hadrons create electron-photon cascades (or showers) in the lead. [The term " γ quantum" is conventionally used for both γ quanta and electrons (positrons).] These showers are detected in the x-ray emulsion film as dark spots of a size which is typically smaller than 1 mm.

The darkness density $D(E, t)$ of each spot depends on the energy E of the cascade and on the depth t of its development in a chamber. Comparing $D(E, t)$ for every shower with theoretical predictions one can obtain the energy of each cascade and, consequently, the energy E_γ of a γ quantum incident upon a chamber and producing this shower in it. By doing so for hadrons, one can determine the energy $E_h^{(\gamma)}$ released into the electromagnetic

component within the installation. It differs from the hadron energy E_h^0 at the chamber surface by the factor k_γ , which is around 1/3 for pions.

γ quanta produce electron-photon cascades in the upper part of a chamber only, whereas hadrons produce such showers at large depth as well. The criterion for hadron identification in families is that the breakthrough of a particle in a chamber (i.e., the shift of the origin of the cascade curve) has to be greater than 6 c.u. In this case only a few percent of admixture of the misidentified γ quanta is present among particles classified as hadrons.

The efficiency of the hadron detection is about 70–80% on average for Pb chambers, and about 55% for C chambers. All chambers have an energy determination threshold around 4 TeV for E_γ and $E_h^{(\gamma)}$ (or around 12 TeV for E_h^0 correspondingly).

While dealing with γ -hadron families one can reconstruct the target diagram of an event by measurement of the coordinates and incidence directions of particles in the film emulsion. Thus one can find such characteristics of a family as the total energy of γ quanta $\sum E_\gamma$, or the total energy of hadrons released to γ quanta $\sum E_h^{(\gamma)}$, the distributions of γ quanta and hadrons in the event area, E_γ or $E_h^{(\gamma)}$ spectra, etc. All families in our experiment were classified by the value of the total energy of the γ component $\sum E_\gamma$. Families with $\sum E_\gamma \geq 100$ TeV are under consideration here. When studying "superfamilies" with $\sum E_\gamma \geq 1000$ TeV it was found that in the central region of the event one can often see one or a few large diffuse dark spots (halos) in the x-ray films, of a size from several millimeters up to a few centimeters. Each such halo appeared usually as a result of the development of an atmospheric electron-photon cascade from a high energy γ quantum produced at some altitude above the chamber [2, 3].

In the lower part of a deep lead chamber one can also find large spots looking like small halos, but having hadronic origin [4]. Each such halo is the result of a cascade produced by a hadron of very high energy in lead (with $E_h^{(\gamma)}$ about 200–500 TeV).

C. History and formulation of the problem

In 1985 the Pamir Collaboration found several families with three or four halos of electromagnetic origin [5, 6], and in most of these families (in five out of six such families) the multiple halos were aligned more or less along a straight line. Experimental results obtained during the subsequent years did not increase considerably the statistics for investigation of such events, but the relative fraction of events with aligned multiple halos of electromagnetic origin became smaller.

As an alignment criterion the parameter of asymmetry introduced by Borisov [7] is conventionally used:

$$\lambda_m = \frac{\sum_{i \neq j \neq k=1}^m \cos 2\varphi_{ijk}}{m(m-1)(m-2)} \quad (1)$$

Here m is the number of objects, i, j, k stand for vertices, and φ_{ijk} is the angle between two vectors \vec{k}_i and \vec{k}_j . An event is considered as aligned if $\lambda \geq 0.6$. (A stronger requirement is $\lambda \geq 0.8$.)

The parameter λ_m is the best known parameter of asymmetry describing the degree of alignment rather than the eccentricity. For example, λ_4 will be equal to 1 if four points belong to the same straight line, but it will be far less than 1 if these points form four vertices of a long rectangle.

To have a grasp of the fluctuation background, i.e., the probability of random occurrence of alignment during the development of the nuclear-electromagnetic cascade, a computer simulation of families with multiple halos was made [8, 9] using a quasiscaling model without any specific mechanisms for producing asymmetry [10]. The relative fraction of events with three aligned halos in the simulated families appeared to be rather high, about 30–35% (by the criterion $\lambda_3 \geq 0.6$).

The level of background noise calculated for three random incident points (or "particles" not belonging to the same cascade) was given as 24% by the same criterion. Therefore an appropriate analysis of the phenomenon to isolate the effect from the fluctuation background became essential.

However, in the papers [5, 6] discussed above only halos at the same (small) depth in the upper part of the C chambers were considered under some constraint on the level of darkness D of the spots in x-ray films. Experimental results obtained in Pb chambers allowed one to investigate the alignment of multiple halos at different observation depths and at various levels of darkness D , and to take into account the contribution of hadron cascades (hadronic halos) in the lower part of a chamber [8]. It was found that the alignment of multiple halos in the same family is a function of both the depth and the level of darkness D used for halo identification. Therefore this approach seems physically inadequate.

It is worth mentioning here that an attempt to investigate the asymmetry of family particle configuration (separately for the γ component and for hadrons) in events of small energies ($\sum E_\gamma = 100$ –400 TeV) was made in [11]. It was found that there was some excess of asymmetry in experimental events over simulated ones. However, the analysis was carried out with a quite different criterion of asymmetry α , and the existence of such asymmetry did not necessarily imply alignment.

In the investigation of alignment we tried to find a better method of selection of objects to be examined, which would be more sensitive and less dependent on methodological factors. In [9, 12] it was suggested to consider not only halos, but a more general class of objects, which were called "energy distinguished cores" (EDC's). These objects in the x-ray film correspond to the centers of the most prominent jets (air cascade branches) with the highest energies in a family. They include the following objects: (a) halos of electromagnetic origin (or separate cores of a multiple halo); (b) γ clusters (i.e., compact groups of γ quanta which are combined into clusters using the criterion of decascading); (c) γ quanta isolated from clusters and halos; (d) hadrons (in particular, the

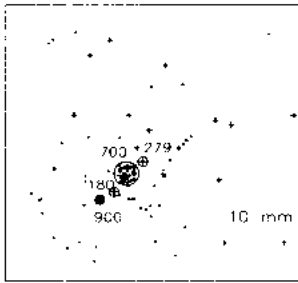


FIG. 2. An example of the target diagram with energy distinguished cores for the event with alignment (the family Pb-6). $\lambda_4 = 0.95$. Figures in the plot stand for energy in TeV (already multiplied by 3 for hadrons). EDC: \odot is the halo of electromagnetic origin; \bullet is the hadronic halo; \oplus are the high energy hadrons; \circ are the family γ quanta; $+$ are the hadrons of the family.

hadrons which produced halos in the chamber).

In order to treat the γ component and hadrons in a similar way, one should multiply by the factor of 3 the energy $E_h^{(x)}$ released by a hadron in the chamber into the electromagnetic component, since most secondaries in a family are pions and the average fraction of energy transferred by pions to the electromagnetic component is approximately equal to 1/3.

All family particles may be classified in such four types (a)-(d) of objects (cores). Then all cores are considered in the order of decreasing energy, so it becomes clear how to select the three or more most energetic objects in each family for analysis. The maximal possible number of cores considered in each family is limited only by the multiplicity of particles in the event. For superfamilies (i.e., events with $\sum E_\gamma \geq 1000$ TeV) this number may run to a few hundreds of observed particles; that is why we called such selected objects EDC's (energy distinguished cores). Low energy families (with $\sum E_\gamma$ about 100 TeV) contain sometimes not more than three such cores (usually these are simply separate γ quanta and hadrons). It is worth noting here that at high energy, where the alignment effect becomes essential, selected EDC's have energies at least a few times higher than the detection threshold 4 TeV.

This approach allows one to study alignment in γ -hadron families of not very high energies when there are

no halos, and to avoid discrimination of some types of EDC's against some other ones. By this method the investigation became effective and physically equivalent for both charged secondaries in an atmospheric shower (family hadrons) and neutral secondaries (γ component in the same family), combining them to describe the interaction above a chamber.

To investigate the alignment of all family cores, which are detected at different depths in the chamber, a target diagram was made by projecting all traces of EDC's onto one plane (for example, onto the plane of the chamber top surface). If the zenith angle of an event was not zero, the family image was transformed to the normal plane. Alignment of the energy distinguished cores was studied in this plane; see, e.g., Fig. 2.

II. RESULTS

A. Experimental statistics

In this work we have analyzed 68 γ -hadron families from deep lead chambers with the total energy of the γ component $\sum E_\gamma \geq 100$ TeV, the number of γ quanta $N_\gamma \geq 3$, and the number of hadrons $N_h \geq 1$ (see Table I). In our data bank there are also 19 families with $N_h = 0$ which were not used in this work, since we were looking only for γ -hadron families. Among these 68 events there are 18 families with $\sum E_\gamma \geq 500$ TeV; see Table II. (Such high energy events were collected from a larger area of the installation than lower energy ones.) The total exposure of Pb chambers here in use is about 450 m² yr. As for the hadron component, 13 events with $N_h > 10$ are present in our data.

For comparison in some figures we also show the data from carbon chambers of the Pamir Russia-Japan Joint Experiment. This set contains 84 γ -hadron families with $\sum E_\gamma = 100$ -2600 TeV (see Table I) from total exposure around 440 m² yr. These results were obtained using Japanese x-ray films from Pamir chambers measured in Waseda University (Tokyo) and analyzed with the participation of the authors.

B. Evidence of alignment

To find the effective criteria of alignment for analysis, we tested various threshold values of λ and variants including different numbers of cores (EDC's) in a family. The best ratio of the signal to the fluctuation background with satisfactory statistics appears with the alignment criterion $\lambda_4 \geq 0.8$. However, versions with other numbers of EDC's are also shown in our figures. The pro-

TABLE I. Experimental events in use: the number of γ -hadron families with $\sum E_\gamma \geq 100$ TeV, $N_\gamma \geq 3$, and $N_h \geq 1$.

$\sum E_\gamma$ (TeV)	100-300	300-500	> 500	Total
Pb chambers	35	15	18	68
C chambers (Rus.-Jap.)	57	12	15	84

TABLE II. Families from deep lead x-ray chambers with $\sum E_\gamma \geq 500$ TeV or $N_h > 10$.

Name of event	N_γ	$\sum E_\gamma$	N_h	$\sum E_h^{(\gamma)}$	Halo	Alignment by criterion $\lambda_4 \geq 0.8$
		(TeV)		(TeV)		
		$E_\gamma \geq 4$ TeV		$E_h^{(\gamma)} \geq 4$ TeV		
LoLiTa	386	6140	31	699	+	+
Pb-45	312	4574	44	1055	.	.
Pb-28	195	3069	59	824	+	+
Pb-3703	180	2559	23	690	+	.
Pb-53	120	2071	44	727	.	.
Pb-8	192	1964	33	621	+	.
Pb-6	91	1521	44	816	+	+
Pb-54	111	1291	30	336	.	.
F73-9	76	949	11	297	.	+
Pb-20	61	897	22	637	+	+
Pb-3704	47	890	7	352	.	.
Pb-6012	48	668	4	53	.	.
Pb-2	60	752	3	130	.	.
Pb-2105	63	687	5	56	.	.
Pb-6013	58	794	12	188	.	.
Pb-58	75	625	23	1086	.	.
Pb-4711	29	575	3	144	.	.
Pb-5901	47	501	2	71	+	.
Pb-2201	35	390	12	125	.	+

posed approach allows us to follow the behavior of the fraction of events with alignment as a function of $\sum E_\gamma$, representing the family energy.

In Figs. 3(a), 3(b), and 3(c) one can see such dependence for respectively three, four, and five energy distinguished cores selected in each family in order of decreasing energy. It would be inefficient to include too many EDC's from each family in consideration since the observation of alignment for many objects demands very numerous experimental statistics in order to be seen. (An obvious reason is the low probability of alignment for many objects. For example, only one event with seven aligned EDC's is present in the available experimental material.)

The two dashed lines in each figure show the levels of accidental occurrence of alignment in model simulations (i.e., in artificial γ -hadron families) and in simulated groups of randomly incident objects. One can see that the fluctuation background level is always higher in model events due to correlations in a cascade. The model which we have used [10] does not involve any special mechanism of asymmetry. Simulation results on accidental alignment due to fluctuations are in practice not sensitive to the nucleus atomic number. In addition, the overwhelming majority of detected superfamilies at the Pamir altitude should be from proton primaries [13]. Hereafter the criterion $\lambda \geq 0.8$ is used for classification of the families with alignment.

An increase of the fraction of events with alignment is evident for families studied in deep lead chambers. This fraction rises from the background level at $\sum E_\gamma = 100$ 300 TeV to $(61 \pm 18)\%$ for three cores under consideration and to $(47 \pm 17)\%$ for four EDC's at $\sum E_\gamma \geq 500$ TeV.

It is worth noting that an additional analysis has been performed where we have studied the behavior of the alignment fraction with energy when various kinds of energy distinguished cores were considered separately. According to this analysis, the fraction of events with alignment appears to be independent of energy for the γ quanta under consideration, but increases with energy for both γ clusters and hadrons. The fraction of events with alignment for γ quanta stays at the level of the fluctuation background, since the electromagnetic cascade mechanism violates the original configuration of γ quanta even if they were aligned at the interaction point. The characteristic length of development of a nuclear cascade in the atmosphere is a few times greater than for the electromagnetic one. Therefore hadrons and γ clusters identified with charged secondaries in the interaction better preserve their original configuration. However, the increase of alignment with energy for γ clusters or hadrons is less prominent than the similar rise for EDC's, where these two kinds of objects are included into consideration together with halos and γ quanta.

Such behavior of different kinds of energy distinguished cores confirms indirectly our understanding of the role of every component of a family in the alignment phenomenon.

The data obtained in the carbon chambers, Fig. 3, show the same tendency as the data obtained in the lead ones, but the increase of the alignment effect for the C chamber data is somewhat less prominent. There may be several reasons for this difference. The data from C chambers for maximal energy range are poor in the high energy events as compared with Pb chambers. In addition, the hadron detection efficiency for the C chambers is

considerably lower than for the Pb chambers, and missed hadrons may destroy the display of alignment under consideration.

In Fig. 3(b) one can see the estimated value of the fraction of events with alignment if the thickness of the lead chambers were equivalent to the thickness of the carbon ones. This value seems to be in agreement with the C chamber data. The accuracy of energy determination for hadrons in carbon chambers (especially for high energy particles) is also lower than in the Pb chambers, where the multilayer method allows one to follow a complete cascade curve from a particle, in contrast to only one or two points over a lead block in carbon chambers.

The existence of the alignment effect is supported by the fact that the experimental point at $\sum E_\gamma \geq 500$ TeV [see Fig. 3(b)] stays at two standard deviations above the fluctuation background level. If we estimate the combined significance of the deviation from the background

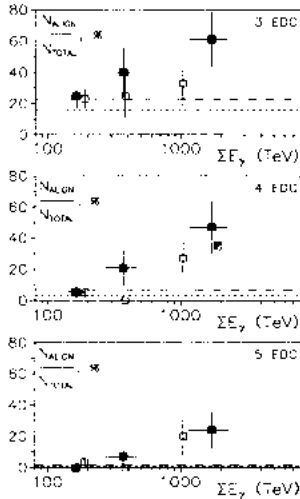


FIG. 3. Dependence of the fraction of families with alignment on total γ component energy of an event $\sum E_\gamma$. N_{total} is the total number of families in a given energy range; N_{align} is the number of families with alignment in the same energy range; (a) considering three energy distinguished cores (EDC's) in each family; (b) considering four EDC's in each family; (c) considering five EDC's. Experiment: ■ is for Pb chamber data; □ is for C chambers of the Pamir Joint Experiment (data bank of Waseda University); ◻ is for the estimate of probable result of Pb chambers having a reduced thickness equivalent to the C chambers one. Simulations: ○ is for the artificial families by the quasiscaling model without any special asymmetry; --- is for randomly incident objects.

for two independent points at $\sum E_\gamma = 300-500$ TeV and $\sum E_\gamma \geq 500$ TeV, the χ^2 criterion yields the confidence level¹ $\sim 99\%$.

Our model simulations of γ -hadron families [14] showed that the best correlation with the primary energy E_0 of the air cascade is obtained not for $\sum E_\gamma$ (or for $\sum E_{\text{total}} = \sum E_\gamma + \sum E_h^{(\gamma)}$) but for the number of hadrons in a family, N_h . Fluctuations of N_h at fixed E_0 appeared to be two or three times less than fluctuations of the total γ component energy $\sum E_\gamma$, or the total hadron energy $\sum E_h^{(\gamma)}$ for the same E_0 . Therefore, if the effect under consideration has an energy threshold while E_0 increases, the same behavior should be observed as a function of the hadron number N_h , the increase of alignment being even more distinct than while considering the dependence on $\sum E_\gamma$.

In Fig. 4 the dependence of the fraction of events with alignment on the hadron number N_h in a family is presented for various numbers of the energy distinguished cores under consideration. One can see an evident rise of the fraction with an increase of N_h . Thus the results presented in Fig. 4 confirm the sensitivity of the alignment to the number of hadrons in a family. In Pb chambers the fraction of families with alignment comes to $(83 \pm 37)\%$ for three EDC's and $(67 \pm 33)\%$ for four EDC's. The increase of the effect for events from carbon chambers is in agreement with the Pb chamber data. C chamber families are poor in events with large numbers of hadrons. Our comments on the carbon chamber data shown in Fig. 3 are valid for this comparison too.

Figure 5 shows the dependence of the fraction of families with alignment on the number of energy distinguished cores in each family under investigation. One can see that in families with $N_h = 1-3$ it is not higher than the level of the fluctuation background, whereas for the group of events with $N_h > 30$ this fraction is much greater than the calculated background for up to seven cores considered. Despite large statistical errors, this makes an impressive case in favor of the reality and significance of the effect under consideration, of its sufficiently high frequency of occurrence in the range of large N_h , and, consequently, of high energies of the primary particle E_0 . The energy scale E_0 where we see a considerable alignment begins at about 10^{16} eV.

Figure 5 also shows the fraction of aligned events in accelerator data at $E_0 = 250$ GeV (target experiment NA22 at CERN, π -Au interaction [15]). These results are in remarkable agreement with the results of our model simulations of the background level. This confirms the methods which we have used in our simulations, as well as our conclusion that alignment is a threshold effect which occurs only at sufficiently large energies.

¹The standard deviation is assumed to obey Poisson statistics, since the range with prominent alignment is far from the thresholds of the selection criteria.

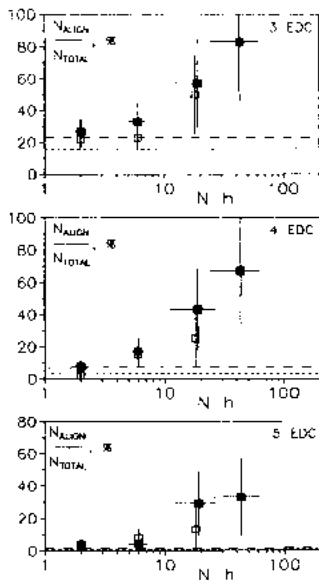


FIG. 4. Dependence of the fraction of families with alignment on the hadron number N_h in a family. (a), (b), and (c) correspond to events with three, four, and five EDC's in each family (see caption to Fig. 3).

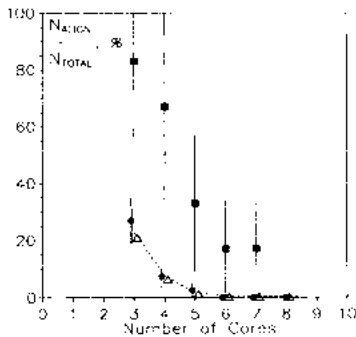


FIG. 5. Dependence of the fraction of families with alignment on the number of energy distinguished cores (EDC's) in each family. For N_{TOTAL} and N_{ALIGN} see caption to Fig. 3. - - - is for the model simulation. Experiment: \blacksquare is for the families from deep lead chambers with $N_h > 30$. \blacklozenge is for the families from deep lead chambers with $N_h = 1-3$. \triangle is for accelerator data at $E_0 = 250$ GeV (experiment NA22 at CERN, π -Au interaction).

C. Transverse momenta of energy distinguished cores

The analysis of the transverse momenta p_t of EDC's seems to be of importance in the theoretical explanation of the phenomenon. It is well known that the x-ray emulsion chambers detecting air families are able to measure not p_t itself, but a roughly related quantity ER (where E is the particle energy and R is the distance in the target plane from an axis). The relation between p_t and ER is based on the assumption that the particles are produced in one interaction at some altitude H above an installation. In this case $p_t H = ER$. ER of each core is determined in reference to the energy-weighted center of the ensemble of four EDC's in each family. Such centers correspond to the points of interaction with probable alignment and they may not coincide with the axis of the whole shower, which includes many particles from other interactions inside the same air cascade. Events with $\sum E_\gamma \geq 500$ TeV were analyzed. The average value $\langle ER \rangle$ in this case appeared to be 2.1 ± 0.8 GeV km for events with alignment and 1.8 ± 0.5 GeV km for families without alignment. One cannot see any significant difference in this quantity between the two classes of events.

It seems reasonable also to calculate the average ratio of longitudinal p_L^{\parallel} and transverse p_t^{\perp} (in reference to the alignment direction in the target diagram plane) in the same events for the same four EDC's in each. Such a quantity,

$$\frac{\sum p_L^{\parallel}}{\sum p_t^{\perp}} = \frac{\sum ER^{\parallel}}{\sum ER^{\perp}}, \quad (2)$$

is similar to the famous parameter "thrust." The average value $\langle \sum p_L^{\parallel} / \sum p_t^{\perp} \rangle$ was obtained to be ~ 11 for events with alignment and ~ 4 for ones without alignment. This ratio differs considerably for the two cases. This is a natural consequence of separation by the criterion $\lambda \geq 0.8$. Such an evaluation for events with alignment enables us to see that aligned cores come out of the coplanarity plane by $\langle p_t^{\perp} \rangle \sim 0.1 \langle p_t \rangle$.

Thus assuming the most probable interaction altitude $H = 2$ km (which follows from the halo superfamilies analysis [4]), $\langle p_t \rangle$ within the group of four EDC's is estimated as ~ 1 GeV/c and $\langle p_t^{\perp} \rangle \approx 0.1$ GeV/c.

D. Energy distribution over the most energetic cores in a family

The energy distribution over four energy distinguished cores in each family is another interesting characteristic. Figure 6 shows the distributions in energy fraction $E_i^{\text{EDC}} / \sum_{i=1}^4 E_i^{\text{EDC}}$ for simulated families (quasiscaling MSF model [10]) in the energy ranges $\sum E_\gamma = 100-500$ TeV and $\sum E_\gamma > 500$ TeV and for experimental families in the same ranges. The shape of the distribution does not change with energy $\sum E_\gamma$ in simulated families, and the shape of the distribution for low energy experimental families agrees with the simulations, whereas the plotted

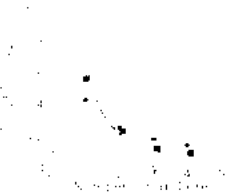


FIG. 6. The distribution of energy fractions over the four most energetic cores in a family. Experiment with deep lead chambers: ■ is for families with $\sum E_{\gamma} > 500$ TeV; ● is for those with $\sum E_{\gamma} = 100$ -500 TeV. Simulations by the quasiscaling MSF model [10]: ---- is for artificial families with any $\sum E_{\gamma}$; — is for secondaries created in a single interaction at $E_0 = 10^{15}$ eV.

points for superfamilies ($\sum E_{\gamma} > 500$ TeV) differ considerably from both the above mentioned distributions.

In this representation the more steeply the function falls with energy, the "younger" the cascade age is, and the harder is the energy spectrum of the objects under consideration, since repetitive interactions due to the cascade development lead to energy degradation, resulting in softening of the spectrum and equalization of the energy distribution. The solid line shows the distribution in energy fractions over the four most energetic particles produced in a direct interaction in the quasiscaling model at $E_0 = 10^{15}$ eV. It is evident that the distribution for events with $\sum E_{\gamma} > 500$ TeV is close to the calculated one for particles just after an interaction in the quasiscaling model.

This shows that by investigation of the energy distinguished cores in the experiment we in fact study the fragmentation part of the particle production spectrum; this part of the spectrum being only slightly distorted by the air cascade and by the detecting device. In addition, this implies that the most energetic cores in the majority of the superfamilies under consideration are produced in one interaction at relatively low altitude above the chamber. (Particles coming from a large altitude may undergo a strong cascade effect.)

III. DISCUSSION

Alignment of energy distinguished cores (or particle streams, or energy fluxes) in air families should be related to coplanar scattering in nuclear interactions. It is very hard to explain the results of our experiment in the framework of conventional interaction models. It can be inferred from [16] that the magnetic field of the Earth could not be responsible for any appreciable asymmetry. In the same work the obvious fact that the coplanar "fan" of particle streams may be blurred by the cascade process after a few interaction paths was confirmed by a model simulation. Therefore, either the interaction which leads to the coplanar scattering occurs not far from the

chamber,² or it may occur more than a few hadron interaction lengths above the chamber. However, in the last case the multiplicity of aligned particles in this "fan" should be large enough to provide the alignment of four cores at the observation level while the other originally aligned particles drop out of the original "fan" plane due to the cascade development.

There are two main problems which should be solved in order to find a theoretical explanation of alignment. First of all, one should identify an interaction mechanism, and then one should solve the problem of the intensity of coplanar events. In the absence of a simple theoretical interpretation of alignment, any guess at the possible interaction mechanism should be carefully considered.

Halzen and Morris proposed an explanation of alignment based on the semihard jet model ($p_t > 3$ GeV) [17]. Such an interpretation does not seem quite satisfactory since EDC's of families are formed by the most energetic fragmentation-region particles, but not by the soft jet particles.

Roizen has suggested interpreting the phenomenon as a projection of quark-gluon string rupture produced in the process of semihard double inelastic diffraction dissociation, the string connecting the semihard scattered fast quark and the incident hadron remnants [18]. Such an explanation seems plausible because the energy threshold of the alignment effect is consistent with the thresholdlike dependence of semihard double inelastic diffraction. According to theoretical predictions [19], being independent of alignment, such a diffraction process should manifest itself progressively at $10^{14} - 10^{16}$ eV. The "length" of aligned groups of EDC's as a projection is also more or less in agreement with the transferred momentum during string production ($Q_t \approx 3$ GeV/c). In this case the target diagram of a superfamily with alignment may be considered as a direct "photographic" image of such a process.

The average invariant mass M of the entire group of four aligned particles is $(M^2) = (60_{-60}^{+120})$ GeV². For the group of six aligned particles $(M^2) = (150 \pm 150)$ GeV². Such an evaluation of M is again more or less compatible

²G.T. Zatsepin (private communication) suggested a possibility that high energy interactions (at energies about 10^{16} eV) may be approximately divided into two classes, with small and with large coefficients of inelasticity. In this case there will be some primary particles which do not produce secondaries with observable energy and do not lose significant energy during their first few interactions in the atmosphere. Such particles have a chance to carry high energy through the atmosphere, and if their last interaction occurs not far away from the chamber and belongs to the second class (with large coefficient of inelasticity and therefore with release of main fraction of their energy), then the alignment of the products of this last interaction of these particles will not be blurred by the cascade process. Under this hypothesis the major part of observed superfamilies should be produced in accordance with this scheme.

with the inelastic diffraction picture [18].

Note that the energy range $E_0 \approx 10^{15} - 10^{16}$ eV is proclaimed as the threshold for several unusual processes: (a) for the alignment phenomenon; (b) for "Centaurus" events production [20]; (c) for the explanation of the electromagnetic particle spectrum in extensive air showers in the experiment "Hadron" [21]; (d) for semihard double inelastic diffraction.

The possible relation of alignment to the string rupture hypothesis has already been mentioned above. It is pertinent to add that the ratio $\langle \frac{p_{T1}}{p_T} \rangle \sim 0.1$ within an EDC group is roughly consistent with proper string parameters in transverse momentum space, but as our preliminary model simulations show it may be appropriate to assume very small $\langle p_T^+ \rangle \sim 20$ MeV across the string in order to explain alignment. Such a value has something in common with features of the hypothetical "chiron" event production [22] suggested to appear in the same energy range.

Our group attempted to study the intermittency and fractal structure of superfamilies and to relate these phenomena with alignment. A study of intermittency was earlier carried out in [23-25] in the energy range 0.1-10 TeV for accelerator and balloon data. However, as has been shown above, we did not find any noticeable (exceeding background) alignment at such low energies. Thus at present we do not see any experimental evidence of a direct relation between alignment and intermittency.

Our cosmic ray events under consideration are different from accelerator and balloon target experiment data, since our superfamilies are the result not of a single interaction but of a nuclear cascade in the atmosphere. Such cascades may blur to some extent the display of intermittency in an individual interaction. The possibility of separating cascade effects from the peculiarities of a single nuclear interaction requires further investigation, and we are going to continue our work in this direction.

Nevertheless, some qualitative relation of alignment and intermittency may exist: irregularities at energies 0.1-10 TeV due to the quark-gluon plasma appearance revealed as excessive fluctuations in angular and lateral distribution should become more evident at energies $10^3 - 10^4$ TeV (for example, string production with large transferred momentum that gives an alignment effect in the film plane).

The authors understand that the ideas discussed above do not constitute a complete theoretical interpretation of alignment. However, any hint can be important when discussing events at such a high energy and with such hard-to-reach statistics. An active search for a satisfactory explanation is necessary and is under way.

It would be most desirable to test this effect on accelerators. Preliminary estimates indicate that the energies accessible at Fermilab would be barely enough to produce comparable families. However, one can still obtain interesting results at these energies due to the possibility of having much better statistics than in cosmic rays.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to express their gratitude to E. L. Feinberg, I. L. Roizen, S. A. Slavatskiy, and G. T. Zaitsepin for active discussion of the results and to Y. Fujimoto and S. Hasegawa for opening up opportunities to use the data bank of Waseda University. We are also thankful to I. A. Mikhailova, L. P. Nikolova, E. G. Popova, E. I. Pomelova, L. G. Sveshnikova, and N. G. Zelevinskaya for the work they have done participating in the Pb chamber experiment. One of the authors (I.R.) is thankful to the Department of Physics of Stanford University, and especially to R. Wagoner for the kind hospitality at Stanford, where this paper was completed. This work was supported in part by the International Scientific Foundation.

- [1] Chacaltaya and Pamir Collaboration, L.T. Baradzei *et al.*, Nucl. Phys. **B370**, 365 (1992).
- [2] I.P. Ivanenko, A.K. Managadze, T.M. Roganova, and L.N. Osipova, in *Conference Papers, Proceedings of the 15th International Cosmic Ray Conference, Plovdiv, Bulgaria, 1977* (Bulgarian Academy of Science, Plovdiv, 1977), Vol. 7, p. 276.
- [3] I.P. Ivanenko and A.K. Managadze, in *Proceedings of the International Symposium on Cosmic Rays and Particle Physics, Tokyo, Japan, 1984*, edited by A. Ohsawa and T. Yuda (Institute for Cosmic Ray Research, Tokyo, 1984), p. 101.
- [4] Pamir Collaboration, L.T. Baradzei *et al.*, in *Proceedings of the 22nd International Cosmic Ray Conference, Dublin, Ireland, 1991*, edited by M. Cawley *et al.* (Dublin Institute for Advanced Studies, Dublin, 1992), Vol. 4, p. 125.
- [5] Pamir Collaboration, L.T. Baradzei *et al.*, *Izv. Akad. Nauk. SSSR Ser. Fiz.* **49**, 125 (1985).
- [6] Pamir Collaboration, L.T. Baradzei *et al.*, in *Proceedings of the 5th International Symposium on Very High Energy Interactions, Lodz, Poland, 1988* (unpublished), Vol. Contributed Papers, p. 9.
- [7] Pamir Collaboration, L.T. Baradzei *et al.*, *Izv. Akad. Nauk. SSSR Ser. Fiz.* **50**, 2125 (1986).
- [8] T.P. Amineva *et al.*, in *Proceedings of the 6th International Symposium on Very High Energy Interactions, Tarbes, France, 1990* (unpublished), Vol. Contributed Papers, p. 264.
- [9] Pamir Collaboration, L.T. Baradzei *et al.*, Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Report No. 89-87/144, 1989 (unpublished).
- [10] I.P. Ivanenko, A.K. Managadze, R.A. Mukhamedshin, and G.F. Fedorova, Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Report No. 90-21/167, 1990 (unpublished), Part 1, No. 1.

- [11] A.S. Borisov and S.A. Slavatinsky, in *Proceedings of the of International Symposium on Cosmic Rays and Particle Physics* [3], p. 154.
- [12] I.P. Ivanchenko, V.V. Kopenkin, A.K. Managadze, and I.V. Rakobolskaya, *JETP Lett.* **56**, 188 (1992).
- [13] S.A. Slavatinsky, in *Very High Energy Cosmic Ray Interactions*, Proceedings of the 7th International Symposium, Ann Arbor, Michigan, 1992, edited by L.W. Jones, AIP Conf. Proc. No. 276 (AIP, New York, 1993), p. 3.
- [14] I.P. Ivanchenko, A.K. Managadze, R.A. Mukhamedshin, and G.F. Fedorova, Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Report No. 91-18/222, 1991 (unpublished), Part II.
- [15] S.M. Yandarbiev, I.V. Rakobolskaya, L.N. Smirnova, and L.G. Sveshnikova, Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Report No. 94-18/340, 1994 (unpublished).
- [16] R.A. Mukhamedshin, and S.A. Slavatinsky, in *Proceedings of the 22nd International Cosmic Ray Conference* [4], Vol. 4, p. 225.
- [17] F. Halzen and D. Morris, in *Proceedings of the Twenty-First International Cosmic Ray Conference*, Adelaide, Australia, 1989, edited by R.J. Protheroe (Graphic Services, Northfield, South Australia, 1990), Vol. 8, p. 18.
- [18] I.I. Roizen, *Mod. Phys. Lett. A* **9**, 3517 (1994).
- [19] A.D. Mironov, and I.I. Roizen, *Yad. Fiz.* **48**, 194 (1988) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **48**, 123 (1988)].
- [20] C.M.G. Lattes, Y. Fujimoto, and S. Hasegawa, *Phys. Rep.* **65**, 151 (1980).
- [21] S.I. Nikolsky, in *Cosmic Ray Conference*, Proceedings of the 23rd International Conference, Calgary, Canada, 1993, edited by R. Hicks *et al.* (World Scientific, Singapore, 1994), Vol. 4, p. 243.
- [22] Pamir and Chacaltaya Collaboration, A.S. Borisov *et al.*, *Phys. Lett. B* **190**, 226 (1987).
- [23] T.H. Burnett *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 2061 (1983).
- [24] M.I. Adamovich *et al.*, *Phys. Lett. B* **201**, 397 (1988).
- [25] R. Holynsky *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 733 (1989).



Energy dependence of charm production cross section at high energies

I.V. Rakobolskaya, T.M. Roganova, L.G. Sveshnikova^a

^a Moscow State University, 119992, Moscow, Leninskie gory, MGU, Russia

Charm production cross-sections estimated from data obtained in the "Pamir" and other cosmic ray experiments are compared with accelerator data. The strong increase of the charm production cross section with energy, essential for the explanation of cosmic ray data, is analyzed from a theoretical point of view.

1. INTRODUCTION

During the last decade fixed-target studies of heavy-flavour production have provided a wealth of data about charm. Total cross-sections, single inclusive distributions and quark and antiquark correlations have been measured in proton- and pion-induced reactions up to a laboratory energy of 1 TeV. Perturbative QCD is in this case at its very limit of applicability, because the charm mass is close to the typical hadron scales. Thus, non-perturbative effects will very likely play an important role [1]. The overall conclusion of these studies is that the qualitative and quantitative features of the experimental distributions are properly described by the theory, but many open problems remain unsolved in this field [1]. Theoretical predictions for charm production cross-section, σ_{cc} , at high energies are very uncertain because they depend on the heavy quark mass, the contribution of next-to-leading order corrections (NLO), parton structure functions at small x , and the scale factor μ^2 . However, the energy dependence of σ_{cc} is very important for cosmic ray physics. The rapidly progressing neutrino astrophysics needs, for an interpretation of their data, a knowledge of atmospheric neutrino and muon fluxes, which at high energy depend strongly on the contribution of so called "prompt" muons and neutrinos, originating in the atmosphere from charmed particle decays.

In the late 80s three cosmic ray experiments reported a significant indication that σ_{cc} is large at several tens of TeV. At the Tian-Shan ionization calorimeter [2] the energy absorption path,

revealed in the calorimeter by EAS core hadrons, was found to increase abruptly for total hadron energies of about 40 TeV. To explain the observed effect, the authors proposed a hypothesis that the excess in the ionization is caused by particles, which decay deep in the calorimeter. Ionization induced by high energy hadrons in a calorimeter depends strongly on low-energy processes difficult to account for. Furthermore the composition and spectrum of EAS core hadrons makes the quantitative evaluation of charm production cross-sections exceedingly difficult. In view of these facts the Pamir Collaboration started to expose the deep lead X-ray emulsion chambers (XEC) [3] in order to study the absorption of single hadrons in lead. Contrary to calorimetry methods, hadrons detected in XEC are not distorted by group arrival of particles due to the high spatial resolution of X-ray films (300 μm). Moreover only electromagnetic cascades with high energy threshold (6 TeV), induced by hadrons in successive interactions in the chamber, are detected in XEC. The results obtained confirmed the conclusion on a probable large value of charm cross-section ($\sigma_{cc}^{pp} = 1.5 \pm 1 \text{ mb}$) at a laboratory energy of about 75 TeV [3].

The "Muon" experiment [4] observed a hardening of the spectrum of electromagnetic cascades for single muons arriving at azimuthal angles $\theta < 60^\circ$ and at energies beyond 10 TeV, whereas the spectra of muons at larger angles were described by a power law with a fixed index. This behaviour of the muon spectra can be described qualitatively by the contribution of "prompt" muons. The total cross-section need-

ed to explain this hardening was estimated to be ($\sigma_{c\bar{c}}^{pp} = 1.7 \pm 1 \text{ mb}$) at a laboratory energy near 100 TeV. The reliability of the rapid increase of the charm production cross-section with energy is analyzed comparing the charm production cross-section, estimated from cosmic ray data, accelerator data and theoretical predictions.

2. PAMIR EXPERIMENTAL DATA ON $c\bar{c}$ PRODUCTION

Atmospheric hadrons (mostly nucleons and pions) passing through the 110 cm deep chamber can successively interact with lead nuclei and produce electromagnetic cascades, detected by X-ray films, if their energy E_{γ}^h exceeds the threshold 6 TeV. The t -distribution of the cascade starting points in the chambers is mostly sensitive to hadron cross-sections and the inelasticity coefficient, K [3]. But if charmed particles are produced, due to the large decay length, they can penetrate deeper in the chamber, comparable to the total depth of the chamber, and hence should be observed as excess cascades at large chamber depths.

The total area of the exposed chambers was 30.5 m². 900 cascades induced by hadrons with $E_{\gamma}^h > 6.3 \text{ TeV}$ were selected. The measured absorption length, L , obtained in the interval 22–78 c.u. is $L = 212 \pm 19 \text{ g/cm}^2$ and agrees with results obtained in an experiment using a 40 cm XEC and with calculations. However, at depths $t > 78 \text{ c.u.}$ L is found to be $310 \pm 36 \text{ g/cm}^2$, which is significantly larger. The excess of cascades at a depth $> 80 \text{ c.u.}$ is about 30%. A number of methodical effects which could result in incorrect measurements of the hadron absorption path in lead were studied in detail [3]. It could be shown that, within the accuracy of this experiment, excess cascades do not differ from usual cascades induced by hadrons.

The hadron absorption was calculated up to 110 cm of lead in the framework of two simulation codes which both describe accelerator well: MQ [8], based on the quark gluon string model [6] and AQM, based on the additive quark model [7]. Both codes take into account the energy distributions of particles, procedures of de-

tection and selection of events, the composition of hadrons incident upon the chamber and so on. The absorption obtained was strictly exponential over the entire range of the absorber depths, with an expected absorption path in lead of $L = 215 \pm 10 \text{ g/cm}^2$.

For a detailed analysis of the charm hypothesis responsible for excess cascades, the modified program MQ [8] was used for calculations of nuclear-electromagnetic cascades in air and lead taking charm production into account. The inclusive spectra of various types of charmed particles in the MQ model compared with recent experimental data were well reproduced in the framework of the MQ generator [8]. When simulating the experiment the relative production cross-section of $c\bar{c}$ -pair $\delta_c = \frac{\sigma_{c\bar{c}}^{pA}}{\sigma_{pp}^{pA}}$ was varied. The effect of the absorption curve bending similar to the experimental one can only be observed for a very large relative cross-section $\delta_c = 0.5 \pm 0.1$. The calculated value of L varies from $220 \pm 8 \text{ g/cm}^2$ in the depth interval 10–80 c.u., to $276 \pm 12 \text{ g/cm}^2$ for 80–190 c.u. that is close to the values obtained in our experiment. Calculations show that the effective production energy at which charm particles produce excess cascades deep in the chamber is, on average, 75 TeV, with a mean value x_F for these particles of 0.4. Hence the Pamir experiment can only give information about charm production cross-sections in the region of large x_F . Estimates of the total charm production cross-section are difficult. But in order to compare our data with that of other experiments, the estimated value of the charm production cross-section over the entire x_F range was calculated and compared to the cross-section in pp collisions under the assumption that $\sigma_{c\bar{c}}^{pA} = \sigma_{c\bar{c}}^{pp} A^{1 \pm 0.04}$. We obtain $\sigma_{c\bar{c}}^{pp} = 3.3 \pm 0.7 \pm 0.8 \text{ mb}$. The first error is associated with the accuracy of the relative cross-section, δ_c , and the second one, with the uncertainty of the extrapolation from a lead to a proton target.

The program MQ enabled simulation of the muon spectrum [9]. To describe the vertical muon spectra measured in the experiment "Muon" [4] $\sigma_{c\bar{c}}^{pp} \geq 2.5 \text{ mb/nucleon}$ should be assumed, which agrees with our estimates using

the hadron absorption curve and is slightly larger than estimated earlier [5].

3. COMPARISON WITH THEORY

We present the energy dependence of $\sigma_{c\bar{c}}$ in Fig.1. In the low energy region the charm production cross-section, $\sigma_{c\bar{c}}$ in pp - and πp -interactions from fixed-target accelerator experiments [1] were used. In the high energy region the estimates of charm cross-section obtained from the "Pamir" [8] and "Muon" experiments [5] are shown together with a measurement at $\sqrt{S} = 630\text{GeV}$ in the collider experiment UA2 [10]. In the low energy region $\sigma_{c\bar{c}}$ grows rapidly is well reproduced by QCD calculations [1] taking into account next-to-leading order corrections. The default value of the charm mass in [1] is $M_c=1.5\text{ GeV}$, and the default choice for the factorization scale μ_F and renormalization scale μ_R are $2M_c$ and M_c correspondingly. Even in the low energy range the uncertainty in the calculation is an order of magnitude. If the energy dependence is estimated using accelerator data at GeV energies and cosmic ray data in the TeV region $\sigma_{c\bar{c}}$ will increase as $\sim E^{0.60}$, over three orders of magnitude in energy. The inelastic cross section in this region increases slowly. To analyze how realistic is this assumption, we have considered the theoretical predictions [11], where the charm particle production cross-section was calculated in the framework of QCD up to the high energies as a function of different parameters: NLO corrections, the structure functions $G(x, \mu^2)$, the scale factor μ^2 . At small $\mu^2 \sim M_c^2$, where the best agreement with experiment is attained, the contribution of NLO corrections enhances the cross section by a factor of 2 at GeV energies and increases significantly with energy. Furthermore the energy increase of the cross-section was shown to depend strongly on the behavior of the structure function in the region of small x_F which define the contribution of gluons to the interaction cross-section at superhigh energies. Fig.1 shows the above mentioned calculations for two sets of the structure functions: the Duck-Ouens (D02) [13], Gluck-Reyi-Vogt (GRV1) [12] at $\mu^2 = 4\text{ GeV}^2$. One can see, that an increase of the charm production

cross-section assuming GRV1 structure functions is almost linear with energy. It is explained by the power law behaviour of the structure functions at $xG(x \rightarrow 0) \sim x^{-(0.33-0.4)}$. For D02, where $xG(x \rightarrow 0) \sim \text{Const}$, the predicted increase in the cross section is significantly weaker. Moreover one can see that even GRV1 does not predict the cross-section value 3 mb at 75 TeV, which is necessary for explaining cosmic ray results. Predictions of the quark-gluon string model, QGSM, from the same paper [11] also contradict the obtained cross section value. Herein it should be noted that in most theoretical calculations for RHIC or LHC, authors as a rule predict slower energy dependence of charm production. But choosing the free parameters of calculations they are based on the experimental point UA2, which in principal is in contradiction to cosmic ray points. But collider measurements are sensitive only to central region of charm production. Conversely the cosmic ray data is sensitive only to large values of x_F .

4. DISCUSSION

Summarizing the above consideration, one can state that in spite of the latest achievements of heavy quark physics it is not clear whether the results of the two cosmic ray experiments [3] and [4] can be explained by the production of charm particles. But a rapid growth of $c\bar{c}$ cross-sections does not seem too fantastic. To clarify the nature of excess cascades in the Pamir experiment, a special experiment with X-ray emulsion chambers with large air gap [15] was suggested for direct measurement of the charm production cross section. Unfortunately there are no other cosmic ray experiments sensitive to charm production. Numerous experiments, where the muon spectra at sea level are reconstructed using the muon absorption curve in the ground, give significantly smaller estimates for the charm production cross-section than in the "Muon" experiment. More likely this difference is associated with the principal impossibility to measure high energy muons with small angles, because such installations should be located very deep underground.

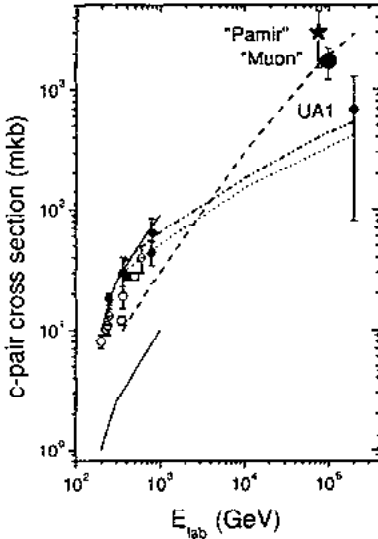


Figure 1. The charm production cross-section measured at accelerators in pp-reactions (small black circles), in πp -reactions (small open circles), and estimated in the cosmic ray experiments "Pamir" (big star) and "Muon" (big full circle). Theoretical predictions for low energy range from [1] (solid lines for upper and lower limits), for high energies from [11] for QCD NLO calculation with two sets of structure functions GRV1 [13] (dashed line) and D02 [12] (dotted line). Predictions of the quark-gluon string model QGSM [11] are shown by dot-dot-dashed line.

REFERENCES

1. S.Frixione, M.Mangano et al, arXiv:hep-ph/9702287 v2, CERN-TH/97-16.
2. V.I. Yakovlev, VANT. Series: Technika Physicheskogo experimenta. 3/20/ (1984) 3.
3. I.P Ivanenko et al, Proc. of Int. Workshop on Super-High Energy Interaction, Tokyo (1991) 215.
4. G.T. Zatsepin et al, Izv. AN SSSP, ser. phys. 35 4 (1991) 740.
5. G.T. Zatsepin, N.N. Kalmykov et al, Izv. RAN, ser. phys. 58 12 (1994) 119.
6. A.B. Kaydalov, K.A. Ter Martirosyan, Yu.M. Shabelskii, Yad. Fiz. 43 5 (1986) 1282.
7. V.V. Anisovich, V.M. Braun, Yu.M.Shabelskii, Yad. Fiz. 39 4 (1984) 932.
8. A.M. Dunaevskii, L.G. Sveshnikova et al, Yad. Fiz., 59 7 (1996) 1257.
9. A.M. Dunaevskii, N.P. Krutikova, L.G. Sveshnikova, Proc. of XV Cracow school of cosmology, Lodz, Poland (1996) 219.
10. O. Botner et al., Phys. Lett. B 236 (1990) 488.
11. G. Anzivino et al, Nuovo Cimento 106 6 (1994) 901.
12. D.W. Duke, J.F. Owens, Phys. Rev. D 30 (1984) 49.
13. M. Gluck, E. Reya E, A. Vogt, Z. Phys. C 48 (1990) 471; Z. Phys. C 53 (1992) 127.
14. V.S. Hlytchieva, L.G. Sveshnikova et al., Proc. of 6th ISVHECR, Tarbes, France (1990) 184.
15. L.G. Sveshnikova, O.P. Strogova, Proc of 23th ICRC, Calgary 4 (1993) 33.

COSMIC-RAY SPECTRA AND COMPOSITION IN THE ENERGY RANGE OF 10–1000 TeV PER PARTICLE OBTAINED BY THE RUNJOB EXPERIMENT

V. A. DERBINA,¹ V. I. GALKIN,² M. HAREYAMA,³ Y. HIRAKAWA,⁴ Y. HORIUCHI,⁵ M. ICHIMURA,⁴ N. INOUE,⁵ E. KAMIOKA,⁶ T. KOBAYASHI,⁵ V. V. KOPENKIN,² S. KURAMATA,⁴ A. K. MANAGADZE,² H. MATSUTANI,⁷ N. P. MISNIKOVA,² R. A. MUKHAMEDSHIN,⁸ S. NAGASAWA,⁵ R. NAKANO,⁴ M. NAMIKI,⁹ M. NAKAZAWA,⁴ H. NANJO,⁴ S. N. NAZAROV,⁸ S. OHATA,⁹ H. OHTOMO,⁴ V. I. OSEDOLO,² D. S. OSHUEV,² P. A. PUBLICHENKO,⁸ I. V. RAKOBOLSKAYA,¹ T. M. ROGANOVA,² C. SAITO,⁵ G. P. SAZHINA,² H. SEMBA,¹⁰ T. SHIBATA,⁵ D. SHUTO,⁴ H. SUGIMOTO,¹¹ R. SUZUKI,⁵ L. G. SVESHNIKOVA,² V. M. TARAN,⁸ N. YAJIMA,⁹ T. YAMAGAMI,⁹ I. V. YASHIN,² E. A. ZAMCHALOVA,² G. T. ZATSEPIN,¹ AND I. S. ZAYARNAYA⁸
(THE RUNJOB COLLABORATION)

Received 2005 March 28; accepted 2005 June 15; published 2005 July 7

ABSTRACT

This is a full report on the cosmic-ray spectra and composition obtained by the emulsion chambers on board 10 long-duration balloons, launched from Kamchatka between 1995 and 1999. The total exposure of these campaigns amounts to 575 m² hr, with an average flight altitude of ~32 km. We present final results on the energy spectra of two light elements, protons and helium nuclei, and on those of three heavy-element groups, CNO, NeMgSi, and Fe, covering the very high energy region of 10–1000 TeV particle⁻¹. We additionally present the secondary/primary ratio, the all-particle spectrum, and the average mass of the primary cosmic rays. We find that our proton spectrum is in good agreement with other results, but the intensity of the helium component is nearly half that obtained by JACEE and SOKOL. The slopes of the spectra of these two elements obtained from RUNJOB data are almost parallel, with values of 2.7–2.8 in the energy range of 10–500 TeV nucleon⁻¹. RUNJOB heavy-component spectra are in agreement with the extrapolation from those at lower energies obtained by CRN (Chicago group), monotonically decreasing with energy. We have also observed secondary components, such as the LiBeB group and the sub-Fe group, and present the secondary/primary ratio in the TeV nucleon⁻¹ region. We determine the all-particle spectrum and the average mass of the primary cosmic rays in the energy region of 20–1000 TeV particle⁻¹. The intensity of the RUNJOB all-particle spectrum is 40%–50% less than those obtained by JACEE and SOKOL, and the RUNJOB average mass remains almost constant up to ~1 PeV.

Subject headings: acceleration of particles — cosmic rays — shock waves — supernovae: general

1. INTRODUCTION

The simultaneous observations of various cosmic-ray (CR) components, proton to iron, bring us vital clues for the understanding of the origin of cosmic rays, their acceleration mechanism, and the propagation processes in the Galaxy, particularly in the high-energy region, where troublesome effects such as the ionization loss, solar modulation, complicated energy-dependent collision cross sections, and so forth, become negligible.

There remain, however, many open questions. For instance, (1) does the acceleration limit actually appear in the proton spectrum somewhere around 0.1–1 PeV, and subsequently does

the helium and heavier components become dominant as the proton spectrum drops off? (2) Does the secondary/primary ratio in the TeV region decrease monotonically with the energy increase in the same way as in the GeV region? (3) Do the indirect ground-based data connect smoothly to those obtained by the direct balloon- or spacecraft-based data on the energy spectra and the mass composition?

It is also noteworthy that measurements of the diffuse TeV γ -ray flux are becoming available (Fleysher et al. 2005) as the capabilities of ground-based telescopes rapidly develop. Most diffuse TeV γ -rays probably result from nuclear interactions between CR protons with $E_0 \geq 10$ TeV and the hydrogen gas in the Galactic disk. So, naturally, one must ask if the intensity of the TeV γ -rays is in agreement with that predicted from the CR proton flux at energies greater than 10 TeV. If not, it might indicate that the TeV γ -rays come from a novel source in the Galaxy, such as the annihilation of supersymmetric particles in dark matter (Bergström & Gondolo 1996; Edsjö & Gondolo 1997), thus addressing a challenging problem in both particle physics and astrophysics.

With this background, we commenced a joint balloon experiment with the use of emulsion chambers in 1995, and we have performed 11 balloon flights from the Kamchatka peninsula, in 10 cases successfully recovering the balloon near the Volga region after a level flight of ~150 hr.

We have already reported the RUNJOB (Russia-Nippon Joint Balloon collaboration) results obtained from the first four flights, RUNJOB-1 and -2 in 1995 and RUNJOB-3 and -4 in 1996 (Apanasenko et al. 2001, hereafter Paper I). In Paper I we demonstrated the flight performance, such as the trajectories

¹ Physics Department, Moscow State University, Moscow 119899, Russia.

² D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow 119899, Russia.

³ Major in Pure and Applied Physics, Science, and Engineering, Waseda University, Tokyo 169-8555, Japan.

⁴ Faculty of Science and Technology, Hirosaki University, Hirosaki 036-8561, Japan.

⁵ Department of Physics and Mathematics, Aoyama Gakuin University, Tokyo 157-8572, Japan.

⁶ Multimedia Information Research Division, National Institute of Informatics, Ministry of Education, Tokyo 101-8430, Japan.

⁷ School of Medicine, Hirosaki University, Hirosaki 036-8562, Japan.

⁸ P. N. Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow 117924, Russia.

⁹ Institute of Space and Astronautical Science, Japan Aerospace Exploration Agency, Sagami-hara 229-8510, Japan.

¹⁰ Faculty of Comprehensive Welfare, Urawa University, Urawa 336-0974, Japan.

¹¹ Shonan Institute of Technology, Fujisawa 251-8511, Japan.

and the altitude variations of RUNJOB balloons (see also Furukawa et al. 2003), gave detailed descriptions of technical details, such as the chamber efficiency, energy determination (see also Hareyama et al. 2003), charge determination, and so on, and presented preliminary results on the energy spectra of various CR components.

For this reason we omit the technical details in this report and focus on the final results based on all RUNJOB experiments, including the remaining six flights, RUNJOB-5 to -11, excluding RUNJOB-7 as its campaign failed due to a malfunction of the auto-safety system.

2. RESULTS AND DISCUSSION

In Figure 1, we show the proton and the helium spectra obtained by our 10 flights, where the vertical axis is multiplied by $E_0^{2.5}$ in order to emphasize spectral features. Also shown are the results of other measurements, including the results at lower energies recently obtained by AMS (Alcaraz et al. 2000a, 2000b) and BESS (Haino et al. 2004). Both groups provide remarkable spectra with excellent energy resolution and high statistics, although the energy region, $0.5\text{--}100\text{ GeV nucleon}^{-1}$, does not extend to the energy region of interest here. Their spectra appear to continue smoothly to energies of $\geq 1\text{ TeV nucleon}^{-1}$, although we cannot conclude whether the extrapolation of their helium spectra is more likely to connect to the RUNJOB or JACEE (Asakimori et al. 1998) points.

We note that no new proton with PeV energy has been observed since the PeV-proton event detected in the 1995 campaign. Second, we find that the slopes of the proton and the helium spectra are nearly parallel, with indices of 2.74 ± 0.08 and 2.78 ± 0.20 in the energy range of less than $100\text{ TeV nucleon}^{-1}$, respectively, where the errors are statistical only. Third, our helium intensity, while consistent with MUBEE (Zatsepin et al. 1994), is nearly half of those given by JACEE and SOKOL (Ivanenko et al. 1993).

The JACEE and SOKOL results are unexpected from our current understanding of the shock acceleration process in supernova remnants, which depends only on the particle rigidity, while the RUNJOB result seems to match these expectations. So the discrepancy between JACEE/SOKOL and RUNJOB/MUBEE is critical for our understanding of the origin of CRs and the acceleration mechanism, with these two sets of results leading to quite different alternatives.

In Figure 2, we give the energy spectra of the three heavy primary groups, CNO, NeMgSi, and Fe, where the filled symbols denote RUNJOB data, and also plot data from the HEAO 3 (Engelmann et al. 1990), SANRIKU (Kamioka et al. 1997), CRN (Müller et al. 1991; Swordy et al. 1993), SOKOL (Ivanenko et al. 1993), and JACEE (Asakimori et al. 1997) groups. The vertical axis is multiplied by $E_0^{2.5}$. One should remember here that the JACEE data for iron include the subiron components with $Z = 17\text{--}25$, while those from RUNJOB are for pure iron only.

If we focus on data given by RUNJOB and CRN alone, the energy spectra of heavy components decrease monotonically with energy up to $\sim 10\text{ TeV nucleon}^{-1}$, and the slope of the energy spectrum becomes gradually harder with heavier mass, for instance ~ 2.7 for the CNO group and ~ 2.6 for Fe. Recalling from Figure 1 that the slopes of proton and helium spectra are $2.7\text{--}2.8$, the gradual change in the slope of the energy spectra of the individual elements indicates a rigidity-dependent form. This result is a natural consequence of the different collisional cross sections, with, for instance, $\sim 40\text{ mbarns}$ for $p\text{-}p$ and

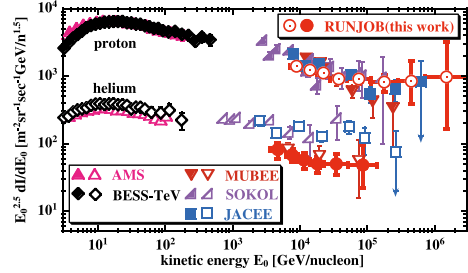


Fig. 1.—Proton and helium spectra obtained by the RUNJOB experiment (red circles) together with other direct measurements.

$\sim 750\text{ mbarns}$ for $\text{Fe}\text{-}p$ in the TeV region, coupled with two scenarios: the stochastic shock acceleration at supernova blast waves and the leakage from the Galaxy in the propagation process, both of which depend on the particle rigidity (see, for instance, Shibata et al. 2004).

On the other hand, if the JACEE and SOKOL data are correct, we must find an alternative scenario, in relation to the source and the acceleration mechanism. In fact, as several authors have pointed out, based on JACEE data the source of helium and heavier components must be different from that of protons and could, for example, be produced by supernova shocks expanding into Wolf-Rayet winds (Biermann 1993; Biermann & Strom 1993; Biermann et al. 1995).

In Figure 3, we show the secondary/primary ratio obtained by the present work together with data from ACE/CRIS (Davis et al. 2000), HEAO 3 (Binns et al. 1988; Engelmann et al. 1990), and SANRIKU (Hareyama et al. 1999), covering the lower energy region. One should recall, however, that the balloon altitudes in RUNJOB of $\sim 10\text{ g cm}^{-2}$ result in a considerable contamination effect for these secondary components, coming from the fragmentation products in the atmosphere. In Figure 3, we have eliminated 45% of the contaminations for the sub-Fe components and 67% for the LiBeB group.

While the contamination effect is quite large, the uncertainty in the correction procedure is as large as 15%–25%, coming mainly from the uncertainty of the fragmentation parameter P_f for an i -nucleus fragmenting into a j -nucleus. The details of these calculations appear in the paper of Ichimura et al. (1993), where the simulation procedure and the explicit values of the fragmentation parameter for various projectile nuclei against the atmosphere are summarized. Thus, one should view the RUNJOB data in Figure 3 with these uncertainties, and we reserve a definite conclusion until after further study.

Once we obtain the energy spectra of individual elements from proton to iron, it is straightforward to estimate the all-particle spectrum and the average mass of the primary CRs. In Figure 4, we present the all-particle spectrum together with other direct data, SOKOL (Ivanenko et al. 1993), JACEE (Asakimori et al. 1997), and Grigorov (Grigorov et al. 1971a, 1971b, 1971c), as well as indirect data from KASCADE (Ulrich et al. 2001) and CASA-MIA (Glasmacher et al. 1999), which are representative of recent flux measurements and of a systematically lower flux, respectively.

We find that the RUNJOB data result in a spectrum approximately 40%–50% less than those obtained by JACEE and SOKOL. This is quite natural from the results for light elements

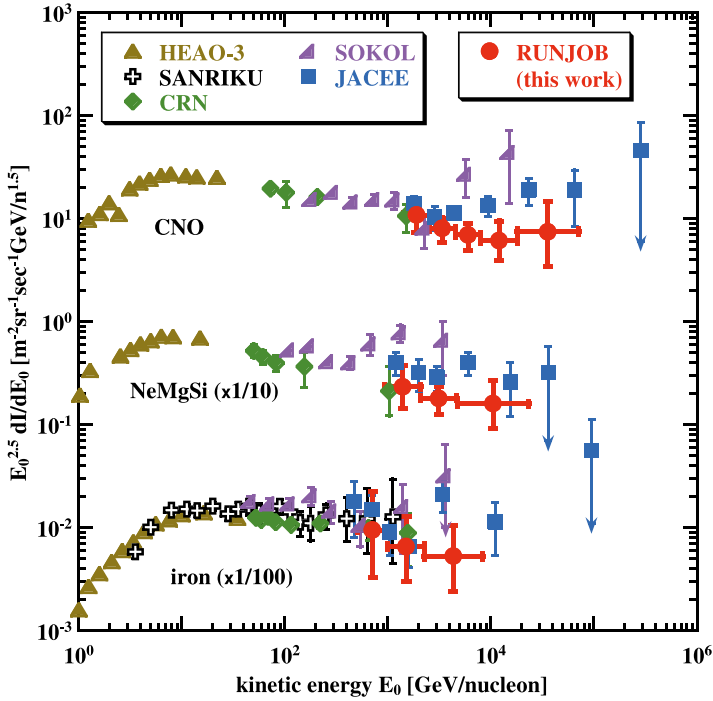


FIG. 2.—Heavy-component spectra obtained by RUNJOB (red symbols) together with other direct measurements. The intensities are multiplied by 1/10 for the NeMgSi group and 1/100 for the iron group.

in Figure 1 and those for heavy elements in Figure 2; namely, the RUNJOB intensities of elements other than protons are significantly less than those given by JACEE and SOKOL.

In Figure 5, we plot the average mass in the form of $\langle \ln A \rangle$ (where A is the mass of the primary CR) against primary energy for two direct observations, RUNJOB and JACEE, and two indirect measurements, KASCADE (Ulrich et al. 2001)

and CASA-MIA (Glasmacher et al. 1999). The RUNJOB data show a constant average mass of up to ~ 1 PeV particle⁻¹, whereas the JACEE data indicate a rapid increase with energy beyond 100 TeV particle⁻¹.

There is considerable disagreement in the indirect data between KASCADE and CASA-MIA, with the former connecting smoothly to the RUNJOB data and the latter connecting to the JACEE data around 2 PeV. Both EAS data show a common

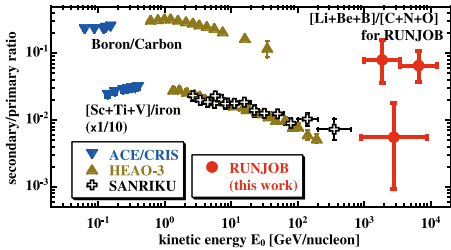


FIG. 3.—Secondary-to-primary ratios for (a) B/C and (b) sub-Fe/Fe, where RUNJOB data give $[Li+Be+B]/[C+N+O]$ in place of B/C, and sub-Fe represents $Z = 21-23$. Contaminations of atmospheric secondary products are eliminated 67% for (a) and 45% for (b).

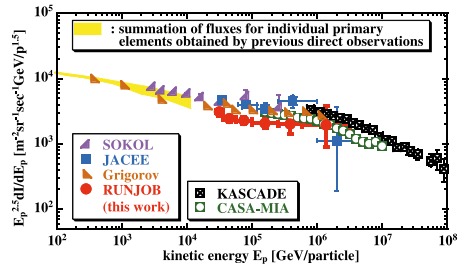


FIG. 4.—All-particle spectrum obtained by RUNJOB together with those obtained by other direct and indirect experiments.

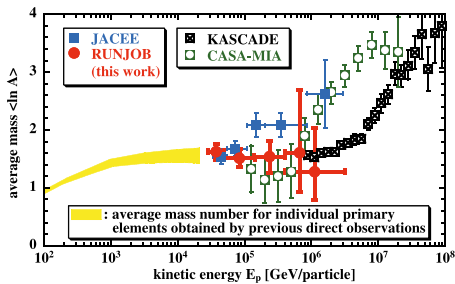


FIG. 5.—Average mass vs. primary energy obtained by RUNJOB, together with those obtained by other direct and indirect experiments. The two points at the highest two energies for RUNJOB are obtained from the same data with two different choices of bin width.

rapid increase of the average primary mass with energy, but the starting energies of the mass increase differ greatly between the two groups. It is worth mentioning, however, that the Cerenkov light measurements of the composition obtained by BLANCA at CASA (Fowler et al. 2001) do not show such a strong shift in the mean mass around the knee region but give no mass increase at least up to $10 \text{ PeV particle}^{-1}$.

While we have focused on the experimental results below the knee, we touch briefly on the difficulties in those above the knee, in connection with the direct experiments. The CR spectrum and composition above the knee have been studied by a number of ground-based extensive air shower (EAS) experiments. There remain, however, inevitable difficulties in the estimation of the primary energy and mass. In order to obtain these quantities, it is necessary to rely on simulations of shower phenomena in the atmosphere, which are strongly affected by the choice of nuclear interaction model.

One should recall that there is no experimental basis for simulation codes at such high energies, 10^{15} – 10^{18} eV and beyond, which are much higher than those accessible to particle accelerators. In addition, shower phenomena are essentially governed by the secondaries produced in the fragmentation region, which is difficult to observe in the inclusive experiments of high-energy accelerators, even in $5ppS$ experiments at $E_0 \approx 10^{14}$ eV, much lower than those necessary for practical EAS studies.

In fact, the indirect data on the all-particle spectrum and the average mass show considerable scatter, in particular the latter, with no consensus imminent in the EAS field, despite many years of observations with increasingly sophisticated techniques. So it is critically important to obtain direct data on the all-particle spectrum and the average mass at around 10^{14} – 10^{15} eV particle^{-1} , even if it is limited to slightly lower energies and with poorer statistics than obtainable from EAS studies, to provide a reference point for the indirect data.

Finally, it is clear that further direct CR observations with high statistics are essential, using new facilities such as the super-long-duration balloon capabilities in the Antarctic or at midlatitudes in the Northern or Southern Hemisphere, and/or those under construction for year-long exposures on the international space station.

This work has been supported by the Institute of Cosmic Ray Research (ICRR), the University of Tokyo, the Institute of Space and Astronautical Science (ISAS), the Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA), Grants-in-Aid for Scientific Research and also for International Scientific Research from the Japan Society of Promotion of Sciences (JSPS; grants 08404012, 08045019, and 111695026), the Russian Foundation of Fundamental Research (grant 00-15-96632), the International Projects of the Russian Ministry of Science and Technology, and the Russian Commission of Balloon Research, grants PFFI 99-02-1772, 99-02-31005, and 99-02-18173, and grant “Universiteti Rossii” 990592 in Russia.

REFERENCES

- Alcaraz, J., et al. 2000a, *Phys. Lett. B*, 490, 27
 ———, 2000b, *Phys. Lett. B*, 494, 193
 Apanasenko, A. V., et al. 2001, *Astropart. Phys.*, 16, 13 (Paper I)
 Asakimori, K., et al. 1997, *Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf. (Durban)*, 2, 1
 ———, 1998, *ApJ*, 502, 278
 Bergström, L., & Gondolo, P. 1996, *Astropart. Phys.*, 5, 263
 Biermann, P. L. 1993, *A&A*, 271, 649
 Biermann, P. L., Gaisser, T. K., & Stanev, T. 1995, *Phys. Rev. D*, 51, 3450
 Biermann, P. L., & Strom, R. G. 1993, *A&A*, 275, 659
 Binns, W. R., Garrard, T. L., Israel, M. H., Jones, M. D., Kamionkowski, M. P., Klarmann, J., Stone, E. C., & Waddington, C. J. 1988, *ApJ*, 324, 1106
 Davis, A. J., et al. 2000, in *AIP Conf. Proc. 528, Acceleration and Transport of Energetic Particles Observed in the Heliosphere*, ed. R. A. Mewalt et al. (Melville: AIP), 421
 Edsjö, J., & Gondolo, P. 1997, *Phys. Rev. D*, 56, 1879
 Engelmann, J. J., Ferrando, P., Soutoul, A., Gore, P., & Juliusson, E. 1990, *A&A*, 233, 96
 Fleysher, R., et al. 2005, in *AIP Conf. Proc. 745, High Energy Gamma-Ray Astronomy*, ed. F. A. Aharonian, H. J. Völk, & D. Horns (Melville: AIP), 269
 Fowler, J. W., Fortson, L. F., Jui, C. C. H., Kieda, D. B., Ong, R. A., Pryke, C. L., & Sommers, P. 2001, *Astropart. Phys.*, 15, 49
 Furukawa, M., et al. 2003, *Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf. (Tsukuba)*, 4, 1837
 Glasmacher, M. A. K., et al. 1999, *Astropart. Phys.*, 10, 291
 Grigorov, N. L., et al. 1971a, *Proc. 12th Int. Cosmic Ray Conf. (Tasmania)*, 5, 1746
 ———, 1971b, *Proc. 12th Int. Cosmic Ray Conf. (Tasmania)*, 5, 1752
 ———, 1971c, *Proc. 12th Int. Cosmic Ray Conf. (Tasmania)*, 5, 1760
 Haino, S., et al. 2004, *Phys. Lett. B*, 594, 35
 Hareyama, M., et al. 1999, *Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf. (Salt Lake City)*, 3, 105
 ———, 2003, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 512, 571
 Ichimura, M., et al. 1993, *Phys. Rev. D*, 48, 1949
 Ivanenko, I. P., et al. 1993, *Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf. (Calgary)*, 2, 17
 Kamioka, E., et al. 1997, *Astropart. Phys.*, 6, 155
 Müller, D., Swordy, S. P., Meyer, P., L’Heureux, J., & Grunsfeld, J. M. 1991, *ApJ*, 374, 356
 Shibata, T., Hareyama, M., Nakazawa, M., & Saito, C. 2004, *ApJ*, 612, 238
 Swordy, S. P., L’Heureux, J., Meyer, P., & Müller, D. 1993, *ApJ*, 403, 685
 Ulrich, H., et al. 2001, *Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf. (Hamburg)*, 1, 95
 Zatspein, V. I., et al. 1994, *Yad. Fiz.*, 57, 684

Observation of very high energy cosmic-ray families in emulsion chambers at high mountain altitudes (I)

Chacaltaya and Pamir Collaboration

L.T. Baradzei ^a, A.S. Borisov ^a, K.V. Cherdyntseva ^a, Z.M. Guseva ^a,
V.G. Denisova ^a, N.A. Dobrotin ^a, A.M. Dunaevsky ^a, E.A. Kanevskaya ^a,
S.A. Karpova ^a, V.M. Maximenko ^a, R.A. Nam ^a, V.S. Puchkov ^a,
S.A. Slavatinsky ^a, M.D. Smirnova ^a, Yu.A. Smorodin ^a, A.V. Uryson ^a,
N.G. Zelevinskaya ^a, M.V. Zimin ^a, G.B. Zhdanov ^a, I.A. Mikhailova ^b,
R.A. Mukhamedshin ^b, O.E. Doroshenko ^b, L.P. Nikolaeva ^b, L.V. Sukhov ^b,
G.T. Zatsepin ^b, T.P. Amineva ^c, G.F. Fedorova ^c, I.P. Ivanenko ^c, N.P. Iljina ^c,
V.V. Kopenkin ^c, A.K. Managadze ^c, E.G. Popova ^c, I.V. Rakobolskaya ^c,
T.M. Roganova ^c, O.P. Strogova ^c, L.G. Sveshnikova ^c, L.Kh. Chadranyan ^d,
L.A. Khisanishvili ^d, N.N. Roinishvili ^d, M.S. Svanidze ^d, Z.A. Azimov ^e,
I.B. Bobodjanov ^e, N.F. Gubar ^e, Yu.A. Gulov ^e, F. Normuradov ^e,
D.A. Khalilov ^f, Sh. Myrtojjeva ^f, E.G. Mullajanov ^f, A.N. Nosov ^f,
Kh. Nuritdinov ^f, T.S. Yuldashbaev ^f and Yu.A. Emelyanov ^g

^a *P. Lebedev Physical Institute, Academy of Sciences of the USSR, Moscow, USSR*

^b *Institute for Nuclear Research, Academy of Sciences of the USSR, Moscow, USSR*

^c *Institute of Nuclear Physics, Moscow University, Moscow, USSR*

^d *Institute of Physics, Academy of Sciences of Georgia, Tbilisi, USSR*

^e *Institute of Physics and Engineering, Academy of Sciences of Tadzhikistan, Dushanbe, USSR*

^f *Institute of Physics and Engineering, Academy of Sciences of Uzbekistan, Tashkent, USSR*

^g *Institute of High Energy Physics, Academy of Sciences of Kazakhstan, Alma-Ata, USSR*

H. Bielawska ^a, J. Malinowski ^a, J. Maciaszczyk ^a, A. Kryś ^a, M. Pluta ^a,
A. Tomaszewski ^a and Z. Włodarczyk ^b

^a *Institute of Physics, University of Lodz, Lodz, Poland*

^b *High Pedagogical School of Kielce, Kielce, Poland*

J.A. Chinellato ^a, C. Dobrigkeit ^a, J. Bellandi Filho ^a, A.C. Fauth ^a,
C.M.G. Lattes ^{a,b}, M.J. Menon ^a, C.E. Navia O ^a, K. Sawayanagi ^a, E.H. Shibuya ^a,
A. Turtelli Jr ^a, N.M. Amato ^b, N. Arata ^b, F.M. Oliveira Castro ^b
and R.H.C. Maldonado ^b

^a *Institute de Física Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, Sao Paulo, Brazil*

^b *Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, Brazil*

H. Aoki ^a, Y. Fujimoto ^a, Y. Funayama ^a, S. Hasegawa ^a, H. Kumano ^a,
H. Semba ^a, M. Tamada ^d, S. Yamashita ^a, T. Shibata ^b, K. Yokoi ^b
and A. Ohsawa ^c

^a *Science and Engineering Research Laboratory, Waseda University, Tokyo, Japan*

^b *Department of Physics, College of Science and Engineering, Aoyama Gakuin University, Tokyo, Japan*

^c *Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo, Tokyo, Japan*

^d *Faculty of Science and Technology, Kinki University, Osaka, Japan*

Received 8 March 1991

(Revised 3 October 1991)

Accepted for publication 3 October 1991

Characteristics of cosmic-ray hadronic interactions in the 10^{15} – 10^{17} eV range are studied by observing a total of 429 cosmic-ray families of visible energy greater than 100 TeV found in emulsion chamber experiments at high mountain altitudes, Chacaltaya (5200 m above sea level) and the Pamirs (4300 m above sea level). Extensive comparisons were made with simulated families based on models so far proposed, concentrating on the relation between the observed family flux and the behaviour of high-energy showers in the families, hadronic and electromagnetic components. It is concluded that there must be global change in characteristics of hadronic interactions at around 10^{16} eV deviating from those known in the accelerator energy range, specially in the forwardmost angular region of the collision. A detailed study of a new shower phenomenon of small- p_{\perp} particle emissions, p_{\perp} being of the order of 10 MeV/ c , is carried out and its relation to the origin of huge “halo” phenomena associated with extremely high energy families is discussed as one of the possibilities. General characteristics of such super families are surveyed.

1. Introduction

The present paper covers a study of the characteristics of very high energy cosmic-ray interactions obtained by observing cosmic-ray families recorded in emulsion chambers at high mountain altitudes: Chacaltaya and Pamir. At present, an analysis is made of the recent five series of the “Pamir joint chambers” by the Pamir–Chacaltaya collaboration groups, resulting in a step-wise improvement of the statistics of the observed high-energy cosmic-ray families in Chacaltaya and Pamir experiments.

The joint-chamber programme started after agreement had been reached between both the Chacaltaya and Pamir groups at the “1st International Symposium on Super High Energy Cosmic-Ray Interactions”, Nakhodka, 1980 [1]. The programme commenced with the construction and exposure of a small test chamber at Pamir (4300 m above sea level) in 1981, and since then the scale of the joint chambers has grown steadily with time. During the large emulsion-chamber experiments at high mountain altitudes, Chacaltaya and Pamir, the results have been reported and discussed at various occasions at International Cosmic-Ray Conferences and International Workshops on “Very High Energy Cosmic-Ray

Interactions". This report will cover those works, together with the most recent summary of the collaboration.

The main purpose of the programme is to study the characteristics of cosmic-ray interactions at extremely high energy, say $E_0 > 10^{15}$ eV, through observation of "family phenomena" with increased statistics in the scaled-up emulsion chambers at high mountain altitudes. At the moment, this energy region is yet to be reached by future gigantic accelerators, and there are indications pointing towards an unknown feature of the hadronic interaction in such a high-energy range. Cosmic-ray discoveries of unusual phenomena, such as the "Centauro species" in the Chacaltaya experiments [2] and the Huge "halo" phenomena found in both experiments, Chacaltaya and Pamir [3], seem to deny any adequate explanation based on a simple extrapolation of our present knowledge on hadronic interactions so far obtained through accelerator experiments, but seem to indicate some global change of characteristics in particle productions at such a high energy. Confirmation and understanding of these unusual phenomena require not only further improvement in statistics of cosmic-ray events at extremely high energy by scaled-up exposure, but also further study of the events in a variety of chamber structures at a variety of altitudes. Such consideration led us to the decision to make a joint exposure of mainly the Pamir-type carbon chambers which bear excellent efficiency for the detection of the hadronic component in family phenomena.

The total exposure of the "joint chambers" at the Pamirs amounts to about $530 \text{ m}^2 \cdot \text{yr}$ up to now, and in total 173 cosmic-ray families of visible energy not less than 100 TeV have been found with a threshold of 4 TeV for shower detection. In the present study of cosmic-ray hadronic interactions we include the experimental results of 135 high-energy families obtained through a $500 \text{ m}^2 \cdot \text{yr}$ exposure of a part of the Pamir carbon chambers [4] for which the analysis has been made with the same criterion as the joint chambers, and 121 families from the Chacaltaya two-storey chambers of about $300 \text{ m}^2 \cdot \text{yr}$, in order to make mutual comparisons among the three independent experimental results and make the study conclusive by increasing the statistics. Thus, the total statistics of families of visible energy greater than 100 TeV amount to 429 from these three experiments. The experimental procedure of the joint chambers is described in sect. 2.

The first study of common interest for both groups addresses the question whether the global characteristics of cosmic-ray interactions can be consistently understood by some simple extrapolation of our knowledge from lower-energy accelerator experiments, or that any qualitative change can be found in the nature of the interaction. The study has been carried out by comparing the observed families with the simulated ones constructed on the basis of already published algorithms, all of which are based on the extrapolation of knowledge acquired in the accelerator energy range. The comparisons are focused on the relation between the observed cosmic-ray family flux and the power indices of the superposed energy spectra of high-energy showers in the families. The results of the compar-

isons and their physical significance will be presented in sects. 3 and 4. The agreement among the three experiments was found to be satisfactory and none of the simulation models succeeded in reproducing the experimental results on the relation between the two quantities, indicating there must happen to occur a change in the global characteristics of the hadron interaction in the very high energy cosmic-ray range. Among the possible facts causing such a discrepancy between observations and simulation calculations, one of the most significant features was found to be the frequent observation of families of a rich hadron composition as compared with the electromagnetic one, gamma-rays and/or electrons, on the experimental side with respect to the multiplicity and the energy fraction which hadrons occupy in the family energy. Since the majority of these high-energy showers are expected to originate directly from secondaries of the parent interactions, a study was made of the nature of shower-inducing particles by their transition behaviour in the chamber material.

The second topic concerns the high-energy shower clusters of a peculiar nature, observed in the joint chambers. They have a small lateral spread of an order characteristic of atmospheric electromagnetic phenomena and yet an anomalously penetrative power. They are observed isolated, alone, or accompanied by only a small number of distant showers with negligible small energies, showing that they represent nothing other than the direct continuation of incident cosmic-ray baryons through a new type of fragmentation process. The basic properties of these special shower clusters are described in sect. 5.

In sect. 6 a brief summary will be given of a systematic study of such small-spread central shower clusters in Chacaltaya two-storey chamber, based on a detailed observation of constituent shower cores in nuclear emulsion plates under a microscope [5]. The results of the study show that there exist two types of shower clusters, called the "single-cluster" (or uni-halo) type and the "multi-cluster" (or multi-halo) type. Among these, the single-cluster type is found to be a building block of shower-cluster phenomena, and it displays a new feature of particle production: the production $p_{\frac{1}{2}}^{(1)}$ is small, of the order of 10 MeV/c, and the multiplicity of the original particle production is small, a few on average. These shower clusters are closely related with the origin of huge "halo" phenomena and considered to be nothing other than the precursory stage of "halo" phenomena, where both energy and production altitude are insufficient. If one boosts such shower clusters up to much higher energies and to much higher interaction altitudes and supposes the rapid atmospheric degradation processes during the passage through the large amount of atmospheric material, then we will have characteristic halos.

The third topic pertains to the analysis of the cosmic-ray families in the extremely high energy region, ΣE_{vis} not smaller than 2000 TeV. A family in this energy region is frequently accompanied by one or more "halos". A "halo" is a morphological name given to a certain object occupying an area on an X-ray film

with nearly uniform photometric density (darkness), having the dimensions of several millimeters to a few centimeters in diameter and showing apparent different feature from the ordinary shower spots. Since the first discovery of the spectacular "halo" event named "Andromeda", on the X-ray films of the Chacaltaya chamber no. 14 in 1969 [6], the statistics of such halo events have steadily increased as the emulsion chamber experiments at high mountain altitudes progressed, and we found that their core configurations have turned out to appear in a wide variety. In sect. 7 we shall present the experimental results on three "halo" events of very high energies in the joint chambers and discuss the origin of such "halo" phenomena in relation to the nature of shower clusters studied in sects. 5 and 6. We have found that the phenomena have now become general characteristics of the fragmentation phenomena of the forwardmost angular region of the hadronic collision. Characteristics of the extremely high energy hadronic interactions generating a superfamily are discussed on the basis of our observational data on a large group of shower spots on an X-ray film surrounding the central "halo", referring to the composition and the lateral spread of shower-inducing particles.

Sect. 8 will be devoted to discussions and a summary of the experimental data. The results of our present study indicate that the characteristics of very high energy nuclear interactions, near around or exceeding 10^{16} eV, must be novel and cannot be accounted for with a simple extrapolation of our present knowledge obtained through accelerator experiments in the lower energy region. It is especially remarkable that most of this possible novel nature of the hadronic interaction is seen in the forwardmost small-angular region where the cosmic-ray observation covers in its full potentiality.

2. Experimental procedure

2.1. PAMIR JOINT CHAMBERS

The "Pamir joint chamber" consists of chambers of two types. The first is the "lead chamber" which is made up of 35 cm of uniform lead, in which Japanese and Soviet X-ray films are inserted alternatively under every 1 cm of lead. The second is the Pamir standard type "carbon chamber", made up of the upper part, called "11F-block", containing 6 cm of lead, the lower part, called "H (hadron) block", containing 5 cm of lead, and a 60 cm (1.8 c.u.) carbon layer in between. Table 1 gives a resume of the exposures of the joint chambers. Fig. 1 shows a schematic view of the Pamir-type "carbon chamber" and Chacaltaya two-storey chamber. Both types of chambers have sufficient thickness for detecting with good efficiency the high-energy hadrons in a family. For example, the thickness of a Pamir-type "carbon chamber" amounts to 1.7 times λ_{geo} , the geometrical collision mean free

TABLE I

Summary of exposures of the Pamir joint chamber, (): number of halo events, (†): halo events under analysis, (*): Centauro-event

Chamber	Type	Area (m ²)	Exposure (m ² ·yr)	Analyzed (m ² ·yr)	No. of families ($\Sigma E_{vis} \geq 100$ TeV)
P1	small test				
P2	C	48	48	48	13+(1)
P3	C	72	72	72	15
P3'	C	158	316	316	99+(2)+(1*)
P4	thick Pb	18	18		
P5	C	120	240	96	42+(2†)
P6	C	75	under exposure		
				530	169-(5)-(1*)

path of ordinary cosmic-ray baryons, which assures the detection efficiency to be over 70%.

Among the joint chambers, P2, P3, P5 shown in table 1 contain the Soviet X-rays films (RT6M) and Japanese X-ray films (N-type and #100-type), inserted alternately under 3, 4, 5 and 6 cm of lead from the top of the *I*-block and under 2, 3, 4 and 5 cm of lead from the top of the H-block. Chamber P3', constructed by the Soviet group through a special extra expedition in October 1983, contains only Japanese photo-sensitive material, inserted under 4 and 6 cm of lead and under 3 and 5 cm of lead from the top of the *I*-block and the H-block, respectively. As for the Japanese part of the photo-sensitive material, they were sent back to Japan after exposure and processed there.

2.2. SHOWERS IN THE PAMIR JOINT CHAMBERS

After processing, the routine naked-eye scanning for shower spots were carried out on all the X-ray films in the *I*-block and H-blocks. A group of spots due to a bundle of parallel showers was selected and recorded as due to a "cosmic-ray family" which started from one and the same primary cosmic ray, and its target map was constructed at every observational layer. When we identify a group of two or more sufficiently high energy showers having their respective clear spots in both the *I*-block and the H-block layers, it is safe to say that the mutual correspondence is established between the *I*-block part and the H-block part of the family.

2.3. IDENTIFICATION OF SHOWER ORIGIN AND ENERGY MEASUREMENT OF SHOWER SPOTS

The darkness *D* of individual shower spots of families on every X-ray film is measured by applying the microphotometric method, separately in the Soviet and the Japanese groups. A cross check on every calibration has been confirmed. The

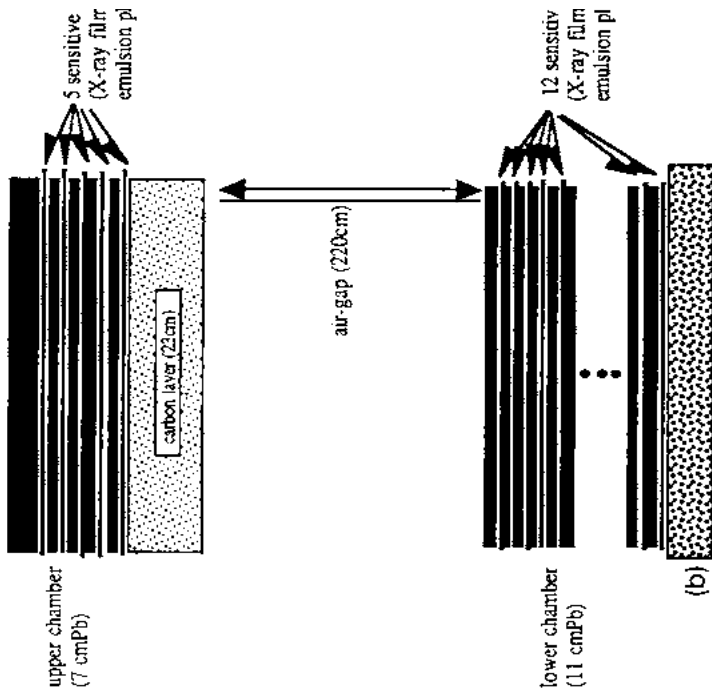
darkness measurement of the shower spots on the Japanese side was done with an ordinary $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ square slit, as is usual for N-type X-ray films used in the Chacaltaya chambers. The measured darkness of the spots due to each shower is plotted against depth, t , throughout the depth of the chamber material, and the potential maximum darkness, D_{max} , of the shower is estimated. The relation between energy and D_{max} is calibrated with the one measured by the trackcounting method in nuclear emulsion plates under the microscope for showers observed in so-called "calibration chambers", i.e. uniform-lead chambers, in which the nuclear emulsion plates are inserted in contact with X-ray films under the same layers. After such a calibration it was found that the sensitivity of X-ray films in joint chamber P2, P3, P4 and P5 was almost the same as that of the Chacaltaya chambers no. 19, no. 21 and no. 22, while that of N-type films of joint chamber P3' was lower by a factor of approximately 1.9 in energy scale, and this moderate sensitivity has made feasible the separate measurement of individual shower cores in a closely collimated bundle of showers as is discussed in sect. 5.

Showers observed only in the I -block give us the darkness in N-type X-ray film at the depths 4 and 5 cm for chamber P2, and 4 and 6 cm for the chambers P3, P3' and P5, respectively, and we call them showers of atmospheric gamma rays and /or slower of electron-pair origin (abbreviated as "gamma rays"). Out of the set of theoretical transition curves D vs. t of showers of electron-pair origin, the best fit is selected out by choosing the energy value, E , and the first pair-creation depth, Δt , in the most suitable way.

Showers spots found only in the H-block are identified as due to showers of hadronic origin (abbreviated as "hadrons"). The energy measurement is done in the same way as in the case of gamma rays. The energy is the observable part $E_{\text{h}}^{(\gamma)}$, transformed into gamma rays at the local interaction of a hadron of energy E_{h} , i.e. $E_{\text{h}}^{(\gamma)} = k_{\gamma} E_{\text{h}}$. In the following, $E^{(\gamma)}$ denotes the visible energy E_{γ} of gamma rays and $E_{\text{h}}^{(\gamma)}$ of hadrons.

There are cases where dark spots due to one and the same high energy shower are recorded on X-ray films of both the I - and H-blocks, indicating a strong penetrating power. This kind of shower may be a very high energy gamma ray, or a hadron which has made a local nuclear interaction in the material of the I -block itself. In such cases, the identification of the shower-inducing particle, whether it is a gamma ray or a hadron, is made by comparing the darkness transition throughout the depth of the chambers with the theoretical one of pure electromagnetic showers in a uniform lead chamber. If the darkness in the H-block, continued from the I -block, is greater than that expected from the theoretical curve in uniform lead, which is fitted by a computer algorithm using the observed darkness in two different levels of the I -block, they are called "hadrons".

Since there is a 60 cm (i.e. 1.8 c.u.) carbon layer between the I - and H-blocks, we would expect a break there of the experimental transition curve when we compare it with the case of uniform-lead layers. A simulation calculation of the



Pamir carbon chamber

Chalaltaya chamber no.21

Fig. 1. Schematic view of the structure of the Pamir joint chambers. (a) Pamir carbon chamber; (b) Chalaltaya two-storey chamber.

shower transition was carried out for the case of a gamma ray incident upon the *I*-block, in order to gauge the magnitude of the fluctuation and the magnitude of the break in shower development for different energy ranges, taking into account the so-called LPM effect (Landau–Pomeranchuk–Migdal effect) and the practical structure of the Pamir joint chamber, based on the algorithm completed by Okamoto and Shibata [7]. The results will be shown in appendix A in some detail.

Here we present, as an example, the result of the calculations on the average behaviour of the transition of the spot darkness in the Pamir joint chamber for the case of an e^+e^- pair entering the top of the chamber. Fig. 2a shows the average transition curves of the spot darkness in a $200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$ square slit for three energy regions: 10 TeV, 20 TeV and 50 TeV in the cases where the N-type films have the sensitivity of joint chamber P2 and P3. In the case of joint chamber P3' where X-ray films have a lower sensitivity, the calculation was made according to the scaling law of the film sensitivity. The effect of the break in the transition curve due to the interposed carbon layer can be seen in the data of the first layer of the H-block. As is shown in appendix A, the fluctuation of the magnitude of the break is large for gamma-ray-induced showers, depending on the stage of shower development within the upper chamber. If a shower starts its development earlier in the *I*-block, the effect of the break is large, since high-energy electromagnetic particles dissipate their energy rapidly by cascade processes and get scattered away during passage through 60 cm of carbon layer. It is also found that there is no case in which the darkness of the shower spots in the H-block exceeds those expected from the theoretical transition curve in homogeneous lead which reproduces best the experimental darkness of the spots in two different depths of the *I*-block by the theoretical curve. In fig. 2b we present some examples of transition curves from experiment which could not be explained as a simple fluctuation from the cascade shower of pure electromagnetic origin, but which is to be identified as a shower originating from a "hadron". This leads us to believe that our criterion for the identification of the origin of the shower-inducing particle, whether it is a hadron or a gamma ray, works well in a statistical sense.

2.4. CLASSIFICATION OF SHOWERS IN THE *I*-BLOCK: "DECASCADING"

Following the ordinary point of view on the hadronic interaction of cosmic-ray particles with atmospheric nuclei and the subsequent atmospheric propagation, most of the observed showers in the *I*-block must be "gamma rays", and the remaining minor part might be attributed to local nuclear interactions of the hadronic component, considering the present structure of the Pamir carbon chamber. Then, the majority of single-core showers without any parallel showers in the very neighbourhood must stand mostly for the direct arrival of gamma rays via the decay of π^0 mesons produced by nuclear interactions in the atmosphere. When gamma rays are produced at higher altitude, they will have suffered

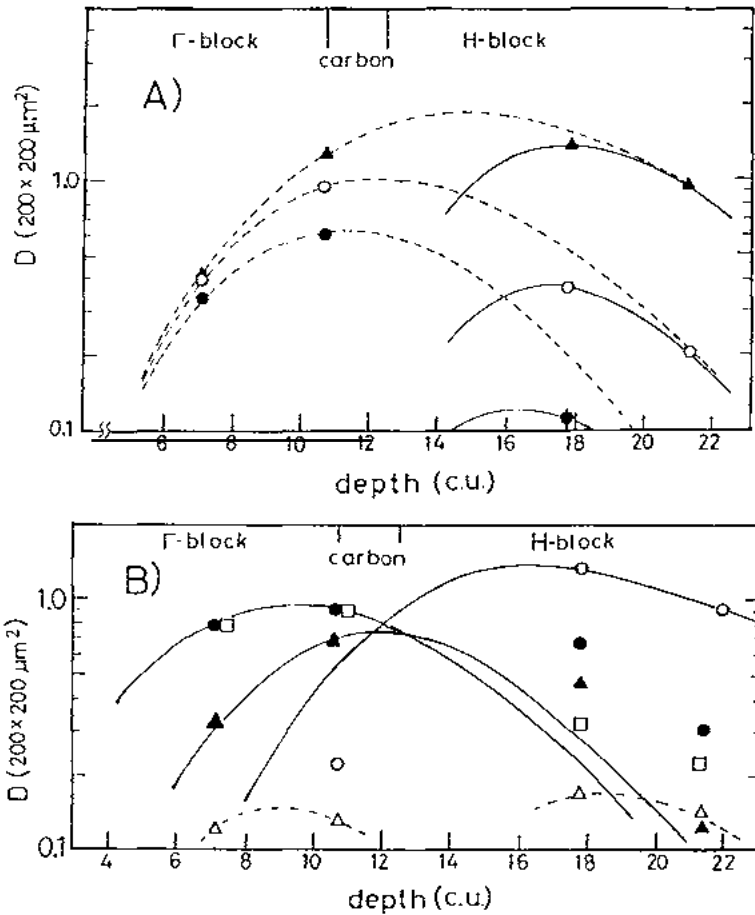


Fig. 2. (a) Average transition curve of spot darkness ($200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ square slit) for three different energies in the Pamir carbon-type joint chambers obtained from simulation calculations under the algorithm developed by Okamoto and Shibata. The shower is assumed to start from the e^+e^- pair. Curves show the cases (\bullet): 10 TeV, (\circ): 20 TeV and (\blacktriangle): 50 TeV, respectively, for the films with sensitivity of N-type X-ray films of P2, P3 and P5. A noticeable break of the transition curves is seen especially for lower energy showers, which is caused by 60 cm of carbon placed between the Γ - and H-blocks. Dotted curves are for the case of uniform lead. (b) Examples of single-core showers in the Γ -block identified as of hadronic origin. Curves are best-fitted theoretical transition curves for gamma-ray incidence.

atmospheric cascade processes and will be observed as a local shower cluster of small spread characterized by a scale of the order of a Moliere unit. The algorithm of clustering procedure from the observed family data back to the original gamma rays was developed in each group of mountain experiments [8], and is usually called the "decascading" procedure. The constant for such a clustering procedure of "decascading", K_c , was studied with artificial atmospheric electromagnetic cascades and the value $K_c = 11 \text{ GeV} \cdot \text{m}$ (i.e. $11 \text{ TeV} \cdot \text{mm}$) will be used hereafter at the Pamir altitude as a result of this study. Then, the showers observed in the

F -block are classified into two categories; (a) single-core showers and (b) shower clusters, representing gamma rays arriving directly and gamma rays from atmospheric electromagnetic cascades, respectively.

3. General properties of cosmic-ray families. Experimental results and comparison with simulation calculations

3.1. FAMILY FLUX

The total exposure of the carbon-type Pamir joint chambers amounts to about $530 \text{ m}^2 \cdot \text{yr}$ as is given in table 1, yielding 175 cosmic-ray families with $\Sigma E_{\text{vis}} \geq 100 \text{ TeV}$, where ΣE_{vis} means the sum of the visible shower energy in a family when the energy of detection threshold, E_{th} , is set to 4 TeV. The study will start from the gamma rays in a family, because the gamma-ray part has already been studied repeatedly and the comparison with the published data can give a check on the present experimental results.

Fig. 3 shows the integral spectra of the family energy in the form of the total energy of "gamma rays", ΣE_{γ} . In this figure, the closed circles represent the 175 families in the joint chamber, while the open circles represent the result obtained through a systematic study of a part of the Pamir chambers of $400 \text{ m}^2 \cdot \text{yr}$ exposure

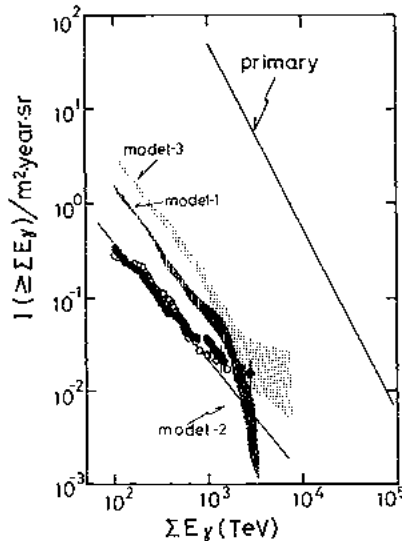


Fig. 3. Integral spectra of the total gamma-ray energy of a family, ΣE_{γ} . Closed circles represent 175 families in the Pamir joint chambers of $530 \text{ m}^2 \cdot \text{yr}$ exposure and open circles represent a part of the Pamir chambers [4] of $400 \text{ m}^2 \cdot \text{yr}$ exposure. The primary flux of cosmic rays with normal chemical composition and the results from simulation calculations with three models of hadronic interactions are shown.

[4] for which the scanning and the measurements are done meeting the same criteria as with the joint chamber. The agreement between the two is satisfactory and both spectra are well approximated by the power law in integral form given as

$$F(\geq \Sigma E_\gamma) = F_0(\Sigma E_\gamma/100 \text{ TeV})^{-\alpha} \quad (1)$$

with a common index $\alpha = 1.25 \pm 0.1$, shown by a straight line in the figure. The shape of the spectra agrees well with the Chacaltaya result [2]. The absolute frequency of the family measured with the total energy of the gamma rays greater than 100 TeV, F_0 , is calculated as $0.37/\text{m}^2 \cdot \text{yr} \cdot \text{sr}$ at Pamir (610 g/cm^2 of air) and $0.61/\text{m}^2 \cdot \text{yr} \cdot \text{sr}$ at Chacaltaya (540 g/cm^2 of air) after the necessary corrections due to experimental conditions. The F_0 value at Pamir has been extensively studied and concluded as $0.35/\text{m}^2 \cdot \text{yr} \cdot \text{sr}$ by the Pamir group on the basis of a systematic study of $1000 \text{ m}^2 \cdot \text{yr}$ exposure, giving good agreement with the present results.

Also shown in fig. 3 are the expected spectra of the total energy of the gamma rays, ΣE_γ , for families obtained by simulation calculations using the three types of hadronic interaction models so far published. In what follows a short account will be given of the algorithms of each model of hadronic interaction here used and the results of the calculations.

3.2. BRIEF ACCOUNT OF THE MODELS IN THE SIMULATION CALCULATIONS

In general, cosmic-ray families observed at high mountain altitudes are considered to be the result of a superposition of complicated atmospheric effects, nuclear and electromagnetic, which start from the primary interaction high in the atmosphere. Consequently, large dispersions are expected in the observed quantities for individual families caused by supposed fluctuations of the position of the main interactions, and the inelasticity of the collision for energy release, etc. Since the beginning of family studies at high mountain altitudes, a number of simulation studies have been carried out by various authors in order to investigate the dominant characteristics of hadron interactions at extremely high energy in such fluctuation problems. The general view on such family observations has been summarized in refs. [1,2].

It is well known, through these works, that there exist two main factors which govern the features of the simulated families. One is the chemical composition of the primary cosmic rays and the other is the model of particle production by hadronic interactions.

Throughout this work, we choose the normal chemical composition for primary cosmic rays [9]. A recent result from direct observations of primary cosmic rays by the JACEE group [10] is that the energy spectrum of the primary cosmic-ray proton extends up to about 10^{15} eV without changing the power index and thus

TABLE 2
Assumed composition of primary particles. HDSQI: Heavy dominant model [11]

Model	E_0 (eV)	Proton (%)	Alpha (%)	CNO (%)	Heavy (%)	Fe (%)
normal	10^{15}	42	17	14	14	13
composition	10^{16}	42	13	14	15	16
HDSQI	10^{15}	18	10	18	15	39
(Mt. Fuji)	10^{16}	14	8	17	14	47

does not give any indication that the chemical composition is changed rapidly around the primary energy up to, at least, 10^{14} eV. Since the dominant components of the primary cosmic-ray particles which yield high-energy cosmic-ray families observed at high mountain altitudes with a high detection threshold energy as $E_\gamma \geq 4$ TeV are considered to be proton and/or alpha particles, the above-mentioned JACEE results seems to indicate that there is no reason for the chemical composition of the primaries to sharply deviate from the normal composition at the region around 10^{15} eV or higher for the present purpose. In table 2, we summarize the chemical composition of the primary cosmic rays used in the present calculations. Also presented in table 2 is the so-called "Fe-dominance composition" of the Mt. Fuji group [11], introduced and used for their family analysis, without any plausible observational support, aiming to get a fit for the observed family flux preserving the hypothetical scaling nature in particle production in the cosmic-ray energy range.

In fig. 3 we present the energy spectrum of the primary cosmic rays at the top of the atmosphere in integral form by the line which follows the formula

$$I(> E_0) = I_0 (E_0/10^{15} \text{eV})^{-\gamma}, \quad (2)$$

where $I_0 = 50 \pm 20/\text{m}^2 \cdot \text{yr} \cdot \text{sr}$ at $E_0 = 10^{15}$ eV obtained from air-shower experiments. The power index γ increases gradually from $\gamma = 1.8$ (in integral form) at 10^{15} eV to higher energies.

As for the model of multiple particle production, we took here the following five models thus far proposed, and performed calculations on the atmospheric propagation of cosmic-ray families, comparing the results of these models with each other and confronting them with experimental data.

Model 1. UA-5 Monte Carlo program [12]. The UA-5 Monte Carlo program GENCL + DIFFR is used in our calculation. The basic mechanism of particle interaction is the production of hadron clusters and their decay, and parameters are chosen so as to reproduce UA-5 results as faithfully as possible. For simplicity, we here assume all the secondaries to be pions. The diffractive interaction

cross section is taken here to be 19% of the total inelastic cross section following the UA-4 results [13]. 523 examples of $\Sigma E_{vis} \geq 100$ TeV are simulated.

Model 2. F00 algorithm developed by Wrotniak et al. [14]. According to the authors, the nature of particle production scales in the rapidity distribution in lower energies, ~ 1 TeV of ISR energy range, and the gradual change of the rapidity distribution is taken into account to give agreement with the results of the Sp \bar{p} S collider experiment at CERN (100 TeV). The scaling character in the x -distribution of the secondaries produced is strongly violated as the interaction energy increases, as will be shown in fig. 7b. 305 examples of $\Sigma E_{vis} \geq 100$ TeV are simulated.

Model 3. MSF model developed by the Pamir group [15] and used for the family analysis since the beginning of the Pamir experiment. Particle production essentially follows a scaling law in the fragmentation region, with the break in the small rapidity (i.e. central) region. 427 examples of $\Sigma E_{vis} \geq 100$ TeV are simulated.

Model 4. Traditional two-fire ball model in cosmic-ray study. 577 examples of $\Sigma E_{vis} \geq 100$ TeV are simulated.

Model 5. MQ Monte Carlo program recently developed by the Pamir group [16]. The name MQ originates from the fact that the global behaviour of particle production resembles the quark–gluon string model of the pomeron, based on the $1/N$ expansion in QCD, proposed by Kaidalov and Ter-Martirosian [17]. Particle production is of a quasi-scaling nature and it describes well most of the collider data. A unique choice of the algorithm is to take a large inelasticity factor, K , at the collision according to the QCD model for nucleon–nucleus interactions calculated by Shabelsky [18]. As a result, the values of K increases from 0.66 (0.62) at 100 GeV to 0.81 (0.84) at 10^4 TeV for the nucleon (pion)–nucleus [N^{14}] interaction. Such a choice of the inelasticity factor makes, phenomenologically speaking, the attenuation of the cosmic-ray family through the atmosphere very strong. For the practical calculations, we use in Model 1 the values of the inelastic cross section for the case of the proton interaction with air nuclei given by Hillas [19], as

$$\lambda(\text{p-air}) = 760 [\sigma^{NN}(\text{incl})]^{-0.63} \text{g/cm}^2, \quad (3)$$

where

$$\sigma^{NN}(\text{incl}) = 32.2 [1 + 0.0273\epsilon + 0.01\epsilon^2\theta(\epsilon)] \text{mb}, \quad (4)$$

with $\epsilon = \ln(E/200 \text{ GeV})$, and for pions we replace the numerical factor 32.2 in eq.

TABLE 3

Power indices of energy spectra of three categories of high-energy showers. Family flux is given by $I(\Sigma E_\gamma \geq 100 \text{ TeV})/I_0(E_0 \geq 1000 \text{ TeV})$ with $I_0(E_0 \geq 1000 \text{ TeV}) = 50 \pm 20/\text{m}^2 \cdot \text{yr} \cdot \text{sr}$ from the EAS experiment

	Shower clusters	Single cores	Showers - H	Family flux
Joint chamber	1.82 ± 0.16	2.14 ± 0.12	1.83 ± 0.12	$(7.4 \pm 3.0) \times 10^{-3}$
Pamir (400 m ² ·yr)	1.81 ± 0.20	2.15 ± 0.10	2.06 ± 0.17	$(6.1 \pm 2.5) \times 10^{-3}$
Chacaltaya	2.16 ± 0.15	2.30 ± 0.10	2.84 ± 0.24	$(7.0 \pm 3.0) \times 10^{-3}$ ^a
Model 1 (UA5)	2.12 ± 0.13	2.51 ± 0.06	2.01 ± 0.04	$(3.0 \pm 0.15) \times 10^{-2}$
Model 2 (F00)	2.64 ± 0.09	2.75 ± 0.06	2.55 ± 0.07	$(7.3 \pm 0.50) \times 10^{-3}$ [13]
Model 3 (MSF)	1.99 ± 0.04	2.28 ± 0.04	2.15 ± 0.09	$(5.8 \pm 0.32) \times 10^{-2}$
Model 4 (Fire-ball)	2.29 ± 0.05	2.50 ± 0.03	2.24 ± 0.05	$(1.3 \pm 0.07) \times 10^{-2}$
Model 5 (MQ)				$(1.5 \pm 0.10) \times 10^{-2}$ [15]

^a Expected value at Pamir by assuming $A_{\text{air}} = 100 \text{ gr/cm}^2$.

(4) by 20.3. The values used in the calculations of the other models are approximately the same.

The energy of the hadrons is transformed into visible shower energy by multiplying by k_γ , where k_γ is the gamma-ray inelasticity at the collision, and is sampled from the F -distribution with the average $\langle k_\gamma \rangle = 0.15$ for Model 1, as shown in appendix B. The average value of k_γ , $\langle k_\gamma \rangle$, shows little difference for the various models. Parameters which are not mentioned in this brief summary are given in appendix B. Also errors in energy estimations are taken into account for calculated showers by assuming a gaussian-type distribution with an energy-dependent dispersion, for instance $\sim 20\%$ at $E = 10 \text{ TeV}$.

3.3. FAMILY FLUX-VALUE; COMPARISON WITH SIMULATED FAMILIES

In fig. 3 the calculated energy spectra of the simulated families based on Model 1, 2, and 3, respectively are also shown. In the calculation, the primary flux given by eq. (2) was used. Table 3 summarizes the family flux value in $\text{m}^2 \cdot \text{yr} \cdot \text{sr}$. ΣE_γ means the total energy of the gamma-ray component of a family. One sees that the flux values of the simulated families in Model 1 and Model 3 are significantly higher than observed, while Model 2 gives a consistent family flux. A discussion of the physical significance of such comparisons will be given in subsect. 3.7, after giving some details of the characteristics of the hadronic interactions used in each model.

3.4. SHOWERS IN FAMILIES IN THE PAMIR JOINT CHAMBERS

Now we proceed to study global features of the observed families. First we present a scatter plot of energy vs. lateral distance from the family center for the

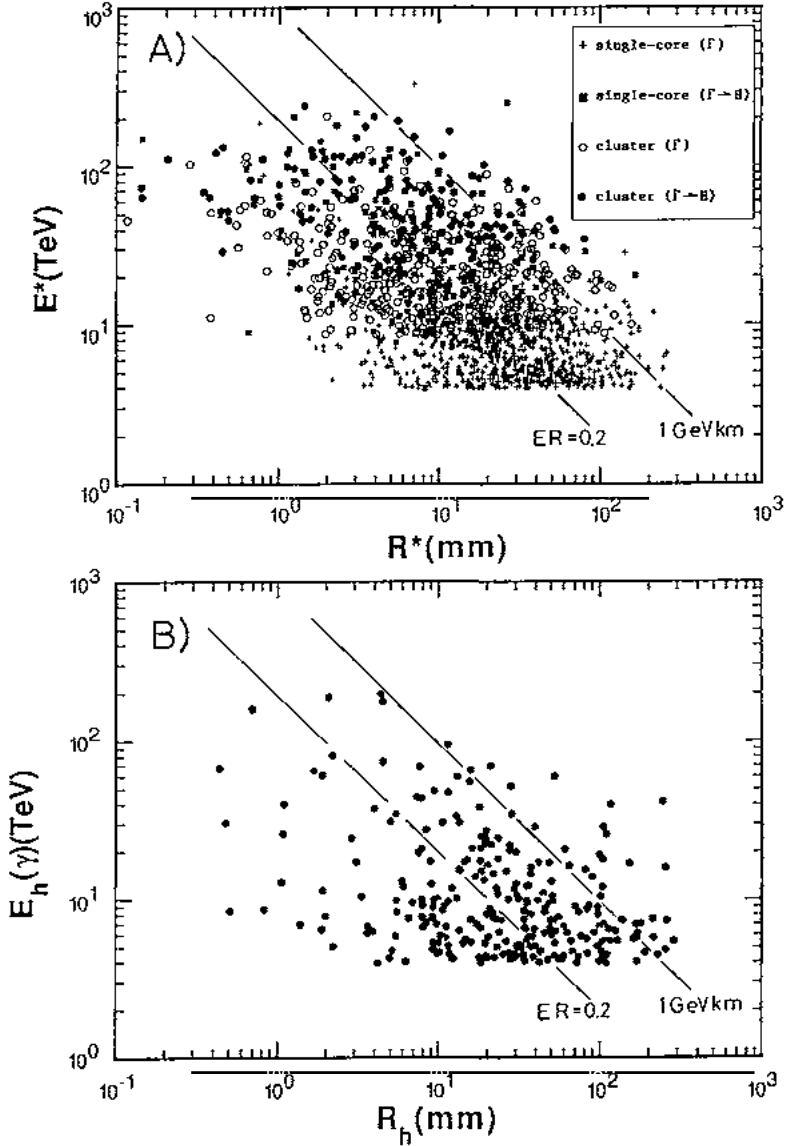


Fig. 4. (a) Scatter plots of energy vs. lateral distance from the family center for constituent showers observed in the F -block of 162 families of visible family energy, ΣE_{vis} , between 100 and 1000 TeV with $E_{\text{th}} = 4$ TeV in the Pamir joint chambers. (+): single-core showers seen only in the F -block; (■): single-core showers penetrating from the F - into the H-block; (○): shower clusters seen only in the F -block; (●): shower clusters penetrating from the F - into the H-block. (b) The same as (a) for showers observed in the H-blocks.

constituent showers of 162 families of ΣE_{vis} between 100 and 1000 TeV with $E_{\text{th}} = 4$ TeV in the Pamir joint chambers, as an illustration of the global nature of cosmic-ray families. Fig. 4a shows a scatter plot for showers observed in the F -block, and there the showers are classified into the following four categories: A

plus represents single-core showers found only in the *F*-block; a filled square single-core showers which continued into the H-block; an open circle denotes shower clusters observed in the *F*-block and a filled circle shower clusters which continued into the H-block. Showers observed only in the H-block are depicted in fig. 4b. The two lines in the figures are drawn, to show the energy-weighted lateral spread, $E_\gamma R$, of 1 GeV·km and 0.2 GeV·km, respectively. For the hadron component the energy is the visible shower energy, the energy-weighted spread must then be multiplied by $1/\langle k\gamma \rangle$, where $\langle k\gamma \rangle$ is the averaged gamma-ray inelasticity of the hadron interaction, of the order of 0.3–0.2.

3.5. ENERGY SPECTRA OF HIGH-ENERGY SHOWERS

Relying on the convincing assumption that higher-energy showers in a family, say $E_\gamma \geq 10$ TeV, will more faithfully reflect the characteristics of the parent interaction without serious secondary effects, we shall begin with studying the global behaviour of the distributions of the energy, $E^{(\gamma)}$, and the energy-weighted lateral spread, $E_\gamma R$, of these high-energy showers in families by superposing all of them. Here, E_γ means the visible energy in the form of electromagnetic cascade showers. Since these high-energy showers constitute a large fraction of the observed family energies which we are concerned with in the present study, we will concentrate on the global nature of the hadron interaction in the high- x region by superposition of all the events. The statistics here applies to families of visible energy between 100 and 1000 TeV, i.e. 162 families in the joint chambers and 127 families in a part of Pamir chambers of 500 m²·yr. The high-energy showers are classified into three categories: (a) single-core showers in the *F*-block, (b) shower clusters in the *F*-block and (c) showers in the H-block, respectively, following the procedure described in subsect. 2.4. Table 4 gives the statistics of high-energy showers of each category ($E_\gamma > 10$ TeV) for the present joint-chamber experiment and a part of the Pamir experiment referred to above. In table 4 the results of

TABLE 4
Classification of high-energy showers ($E_{(\gamma)} \geq 10$ TeV)

	Joint chamber	Pamir (400 m ² ·yr)	Chacaltaya (nos. 19, 21, 22)
No. of families ($\sum E_{(\gamma)} \geq 100$ TeV)	162	85 ^a	82
<i>F</i> -showers			
single cores	300	274	157 (68 ^b)
shower clusters	532	431	199 (70 ^b)
H-showers			
C-jets	104	134	38
Pb-jets-lower			27

^a The statistics covers only high-energy families observed both in the *F*- and H-blocks.

^b Number of continuing showers from upper to lower chambers.

observations in the Chacaltaya two-storey chambers nos. 19, 21 and 22 are also presented, as a reference, for which the total exposure amounts to $150 \text{ m}^2 \cdot \text{yr}$.

In order to get an impression of how these high-energy showers ($E_\gamma \geq 10 \text{ TeV}$) are associated with the observed cosmic-ray families, we present scatter plots showing the relation between the energies of these high-energy showers and the visible family energies, ΣE_{vis} , which they belong to. Fig. 5a illustrates this for the

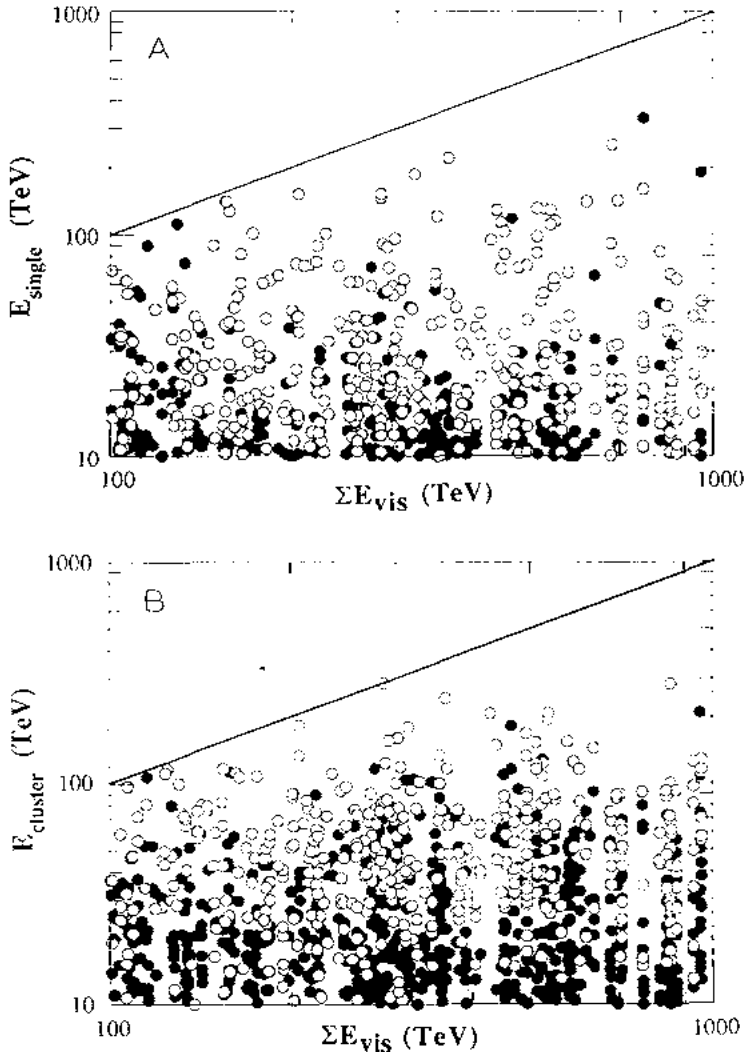


Fig. 5. (a) Relation between the energy of single-core showers and the family energy, ΣE_{vis} , which these high-energy showers belong to. The experimental results from 289 families of visible energy between 100 and 1000 TeV observed in the Pamir joint chambers and a part of Pamir chambers ($500 \text{ m}^2 \cdot \text{yr}$ exposure) are presented. Open circles stand for single-core showers which penetrate through the *F*-block into the *H*-block, and closed circles stand for the ones observed only in the *F*-block. (b) Same as (a) for the case of shower clusters.

case of single-core showers observed in the I -block, and fig. 5b for shower clusters from a total of 289 families in the joint chambers and a part of the Pamir chambers (500 m² yr · sr exposure). In both figures open circles stand for showers which penetrate from the I -block into the H-block, and closed circles stand for showers observed only in the I -block. The following study will be made on the basis of these observations.

Fig. 6a depicts the superposed energy spectra of the three categories of high-energy showers in differential form for 161 families of $100 \leq \Sigma E_{\nu_i} \leq 1000$ TeV in joint chambers in (a), except for one Centauro candidate event [20], and 85 families from a part of the Pamir chambers in (b), each of which is normalized per event for the purpose of making comparison of the spectrum shape and average numbers between the two experiments and, furthermore, for a comparison with simulated data. Open triangles stand for shower clusters, closed circles for single-core showers in the I -block and crosses for showers detected in the H-block. All the superposed energy spectra for the three categories of showers are well represented by a power law, reading in differential form

$$f_i(E_\gamma) \sim * [E_\gamma]^{-B_i}. \quad (5)$$

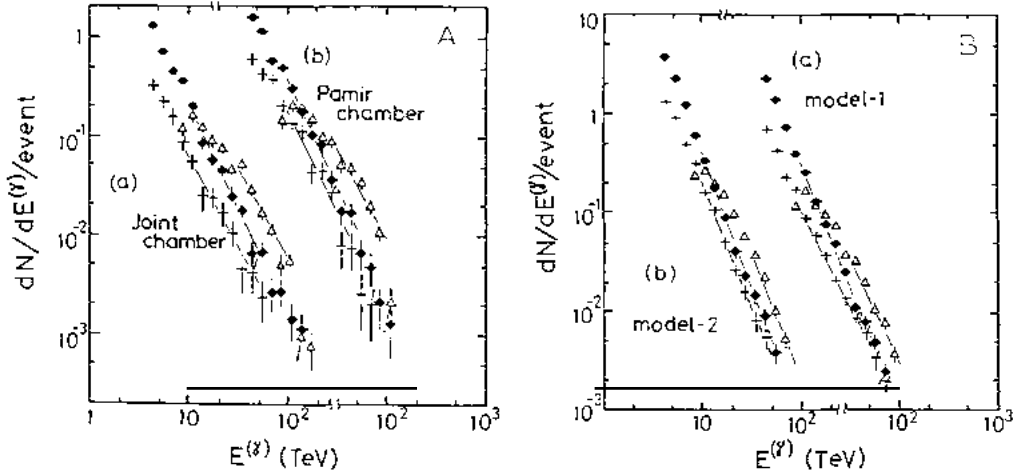


Fig. 6. (a) Energy spectra of three categories of high-energy showers ($E^{(g)} > 10$ TeV) in differential form for (a) 161 families of $100 \leq \Sigma E_{\nu_i} \leq 1000$ TeV in the joint chambers, except for one Centauro-type event, and (b) for 85 families from a part of Pamir chambers. \bullet : single-core; Δ : shower cluster; $+$: showers in the H-block. The spectra are normalized per event in order to be able to make a comparison of spectrum shape and average number between both experiments, and to compare with simulations. (B) Superposed energy spectra of three categories of high-energy showers of simulated families calculated on the basis of (a) Model 1 and (b) Model 2, after following the same procedure as for the experiment. Symbols are the same as in fig. 6a. The spectra are also normalized per event for comparison with experimental data.

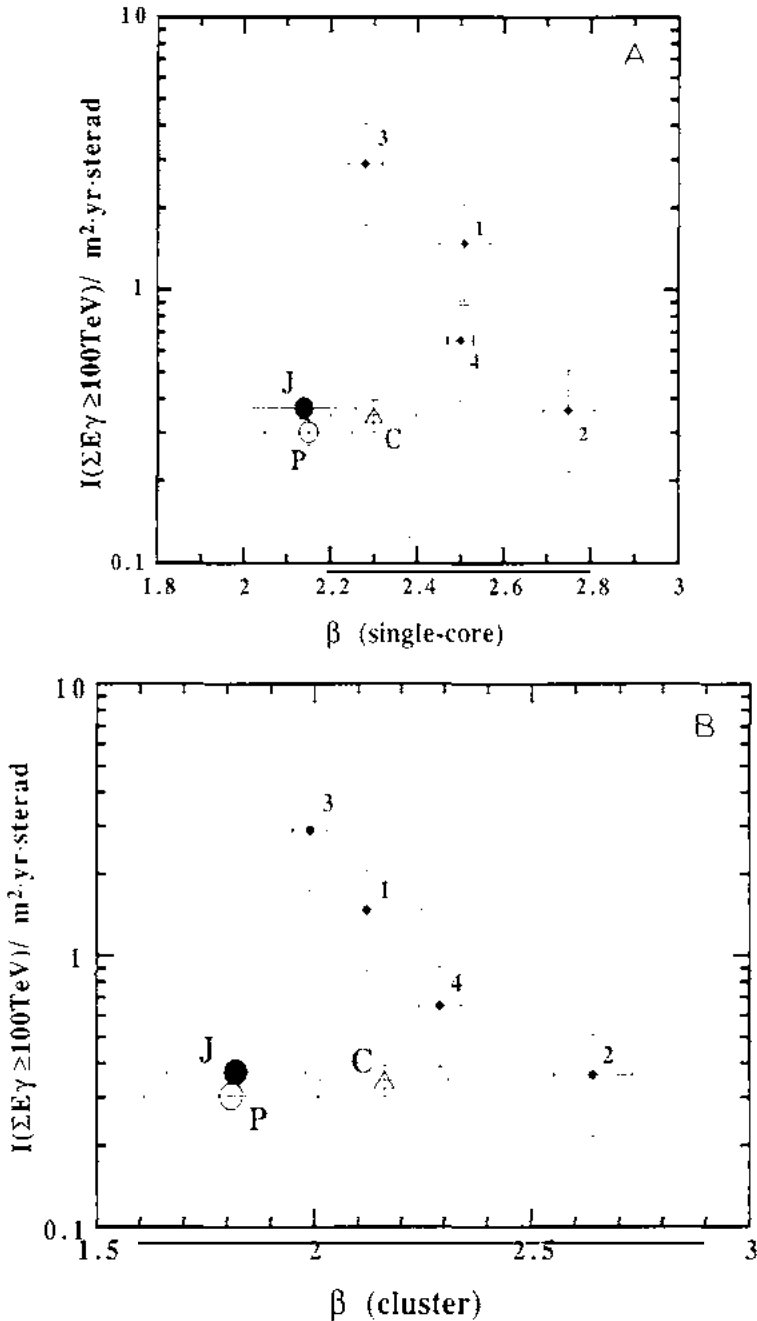


Fig. 7. (a) Relation between the family flux measured in unit of $\text{m}^2 \cdot \text{yr} \cdot \text{s}$ and power indices of the energy spectrum, β_{γ} , in the energy range of 10–50 TeV of single-core showers observed in the I -block for the joint chamber (J), the Pamir chamber (P) and the Chacaltaya chambers (C). The numbers denote the simulation models. (b) The same for shower clusters in the I -block. The power index is estimated in the energy range of 30–100 TeV. (c) Same as (a) for the case of heavy dominant primary composition given in table 2.

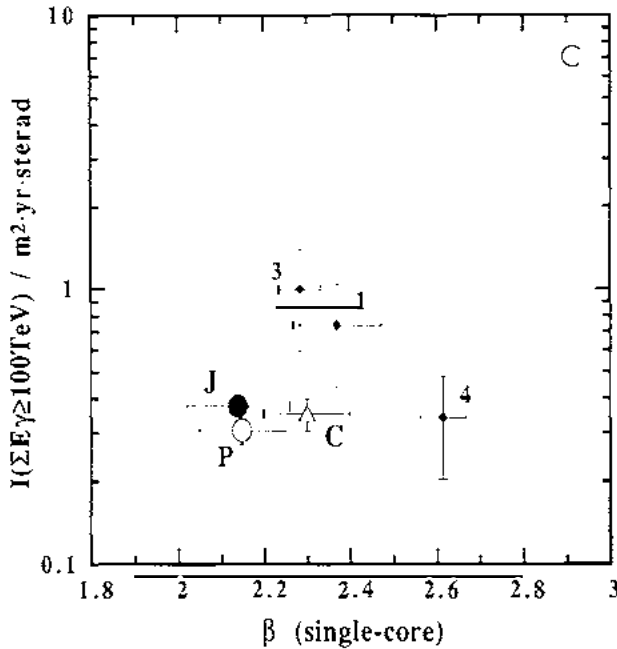


Fig. 7. (continued)

where β_i denotes the power index of the three categories of showers. β_i is obtained through a least square fit in the energy intervals of 10–50 TeV for the cases of single-core shower in the *I*-block and showers in the H-block, and 30–100 TeV for shower clusters, respectively, as shown by the straight lines in the figures. These energy intervals for each category are accepted as regions of least affection from both fluctuation and bias of the detection, and such energy intervals are considered to be high enough to predict the characteristics of the hadronic interaction. For comparison fig. 6B shows the energy spectra of the high-energy showers for simulated families based on Model 1 in (a) and on Model 2 in (b), after following just the same procedure as for the experiment.

The best fitted value of the power indices, β_i , of the three categories of showers and family flux observed in the three experiments, i.e. the joint chambers, a part of Pamir chambers and the Chacaltaya chambers are summarized on table 3. In this table the family flux at the Chacaltaya altitude is normalized to the one at the Pamir altitude, assuming the attenuation length of the family flux to be $\lambda_{\text{att}} = 100 \text{ g/cm}^2$. Also shown are the results of simulation calculations based on the four different models of hadronic interaction so far proposed. One notices that the power indices of the high-energy showers in the families are almost the same among the three independent experiments.

3.6. RELATION BETWEEN FAMILY FLUX AND POWER INDICES OF THE ENERGY SPECTRA OF HIGH-ENERGY SHOWERS

In table 3 we summarized the results of three independent experiments and the simulation calculations on family flux values in units of $\text{m}^2 \cdot \text{yr} \cdot \text{sr}$ and the power indices of the three categories of high-energy showers. All the models for the simulation calculation we have used here have been uniquely extrapolated from the lower energy accelerator experiments to the cosmic-ray energy range. Now, our first purpose is to find out how different types of particle production can give different behaviour of the simulated families as far as flux value and energy spectra of high-energy showers in the families are concerned, and how they can reproduce the observations.

Fig. 7a shows the relation between the family flux values, $I(\sum E(> 100 \text{ TeV}))$ measured in $\text{m}^2 \cdot \text{yr} \cdot \text{sr}$, and the power index β_i of the high-energy showers of the single-core category in the I -block, for three experiments and four simulation calculations. Fig. 7b illustrates the same for the shower-cluster category [21]. (In both cases, Model 5 [the MQ model] is not included because the spectrum study on high-energy showers after the decascading procedure has not yet been completed.) The three experimental results, Pamir joint chambers (closed circle), a part of the Pamir chambers (open circle) and the Chacaltaya experiment (triangle), agree well with each other within experimental errors, irrespectively of the different experimental conditions. The large error bars seen in the flux values of families in the simulation calculations are caused by the uncertainty of the flux values of the primary cosmic rays, i.e. $I_0 = (50 \pm 20)/\text{m}^2 \cdot \text{yr} \cdot \text{sr}$ at $E_0 = 10^{15} \text{ eV}$.

How would the relation between the above two quantities be when the primary cosmic rays were not of normal chemical composition, as accepted here, but dominantly composed of heavy nuclei with an energy beyond 10^{15} eV ? As an example, we present in fig. 7c the stimulated result on the relation between these two quantities for the case of single-core showers when the primary composition is the same as in the HDSQI model (Mt. Fuji) in table 2.

One can see that the family flux for each assumed model of hadron interaction becomes about a factor 3 smaller (approximately proportional to the proton abundance) relative to the case of a normal chemical composition as shown in fig. 7a, keeping the power indices and the relative relationship among the models fixed. We see that the flux values are still larger than observed when considering the scaling or quasi-scaling nature of the interaction models, indicating that the dissipation of cosmic-ray families is much stronger during passage through the atmosphere.

3.7. SIGNIFICANCE OF PARTICLE INTERACTIONS SEEN FROM THE COMPARISON

In the previous sections, we saw that the simulated families based on different models of particle production gave different relations between family flux values

and power indices of high-energy showers in families, and the comparisons show that none of those calculations could satisfactorily reproduce the relation inferred from observation. Next we will investigate the implications of such a contradiction on particle interactions in the cosmic-ray energy range.

One finds that the observed value of cosmic-ray family flux is much lower than the simulated results based on the algorithms of Model 3 (MSF of Pamir) and Model 1 (GENCL + DIFFR of UA5). These two models have characteristics of either the scaling or the quasi-scaling type in particle production at the collision, while Model 2 (F00 of the Polish group) shows a strong breakdown of the scaling nature in the high-energy cosmic-ray range, yielding a value of the family flux consistent with experiment.

In order to see the characteristics of particle production of these models at the high-energy cosmic-ray range, we present in fig. 8a the rapidity distribution of the

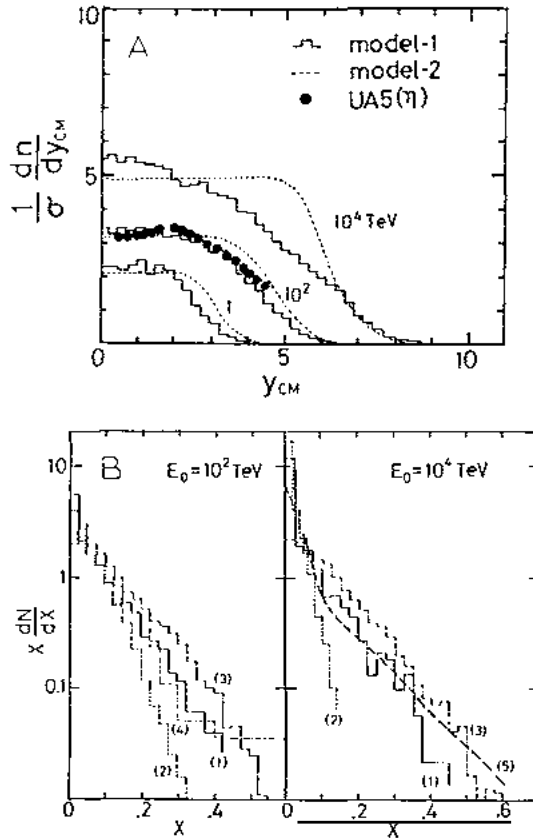


Fig. 8. (a) Rapidity distribution of the produced charged secondaries in the energy ranges 1 TeV (ISR), 100 TeV (CERN collider) and 10^4 TeV (cosmic-ray) for the cases of Model 1 and Model 2. (b) x -distribution of the charged secondaries in two energy ranges for various models. The numbers denote the simulation models.

charged secondaries at the interaction for Model 1 and Model 2 for comparison. In this figure the rapidity distributions of the charged secondaries are given for interaction energies of 1 TeV (ISR energy range), 100 TeV (CERN collider range) and 10^4 TeV (cosmic-ray range). The closed circle in the figure gives the pseudo-rapidity distribution of the charged secondaries obtained by UA-5 experiments, and one sees that Model 1 was so constructed as to reproduce well the experimental distributions at the CERN collider energy. We did not find a serious difference between Model 2 and Model 1 at 1 TeV ISR energy and 100 TeV CERN collider energy. One finds, however, a large difference at the extrapolated cosmic-ray energy range, 10^4 TeV, showing a strong break-down of the quasi-scaling nature in Model 2.

In fig. 8b the x -distributions are shown of the produced charged secondaries at the interaction for the models here calculated at energies 100 TeV and 10^4 TeV. In the extrapolated energy range at 10^4 TeV, one observes differences among them, especially between Model 2 and the other models.

As far as the value of the family flux is concerned, it is now evident that such a strong breaking of the scaling nature as Model 2 displays can give a value consistent with observation, while the expected family flux becomes higher as the interaction type approaches the scaling type. Such a tendency has already been noticed at the beginning of family studies and the break down of the scaling law and the increase of the multiplicity and p_T in the cosmic-ray energy range was seriously argued [1,2,22]. On the other hand, as for the power indices of the spectra of high energy showers in the family, such an algorithm as is seen in Model 2 gives too soft a spectrum, implying the age of the families to be very old. While the experimental result gives a value of β , consistent with what is expected from scaling-type pion production as is typically seen in the case of Model 3, it gives a much higher flux value than observed.

In order to see the global characteristics of the observed cosmic-ray families from a different perspective we present the distribution of the energy fraction q that the total energy of high-energy showers ($E_\gamma \geq 10$ TeV) constitutes in the respective families. Here q is defined as $q = \Sigma E(\geq 10 \text{ TeV}) / \Sigma E_{\text{vis}}$. In fig. 9 we show by a closed circle the normalized distribution of the q -value from 289 observed families of visible family energy between 100 TeV and 1000 TeV found in the Pamir joint chamber and in a part of the Pamir chambers as referred to before. Fig. 9a gives a comparison with the distribution from simulated families using Model 1 represented by histogram, fig. 9b for the case of Model 2, and fig. 9c for Model 3. As is seen in these figures, one recognizes a difference between experimental results and simulations that is, a large fraction of the observed cosmic-ray families have a higher q -value than in the case of simulations. This indicates that the cosmic-ray families are in a much younger stage before being degraded by the atmosphere, than the simulated ones using these Models.

In conclusion, we found little hope to come up with an eligible algorithm which

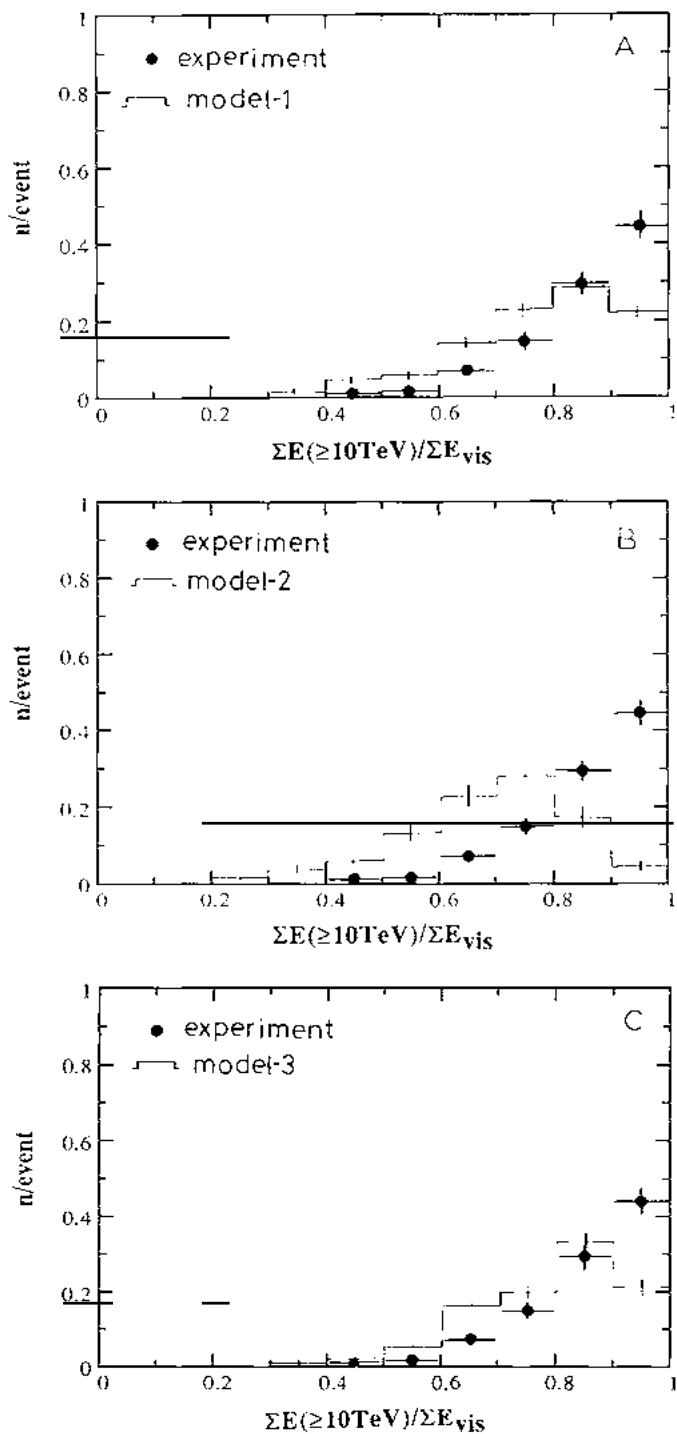


Fig. 9. Comparison of the normalized distribution of the q -value for (a) Model 1, (b) Model 2 and (c) Model 3.

is able to explain the global characteristics of cosmic-ray family observations in a consistent manner by extrapolating accelerator results up to cosmic-ray energies, as far as we concern ourselves with the models so far examined which seems to be covering a wide enough range of distributions of multiple pion production. This indicates that the discrepancy can hardly be restored by a small modification in such a way as adjusting the x -distribution (or rapidity distribution) of the produced pions, as long as we restrict ourselves to the framework of multiple pion production. This seems to indicate that a solution must be searched for outside this framework.

We would like to make a remark on Model 5, the MQ model. An extensive comparison between experimental results and simulation calculations is currently being made by the Pamir group [23,24]. The results obtained up to the present show that the power indices of the energy spectra of hadrons and high-energy gamma rays, without the decascading procedure, remain close to the experimental values within the error limit, while the predicted family flux is significantly smaller than in the case of Model 1 and Model 3, yielding about twice the experimental value. A success of Model 5, though preliminary, for reducing the family flux value with quasi-scaling particle production, comes from the strong attenuation of the families due to choosing a large inelasticity coefficient, $\langle K \rangle = 0.81$ for nucleon-nuclei (N^{14}) and $\langle K \rangle = 0.85$ for pion-nuclei (N^{14}) interactions at an interaction energy of 10^4 TeV, as described above. Such a strong attenuation through the atmosphere, particularly the change of attenuation mean free path of a nucleon as a function of the primary energy, is shown in appendix B in comparison with the cases of other models. Unfortunately, at this moment there is no experimental support for the existence of such a large nuclear effect in multiple pion production to increase the inelasticity close to the one in air-nucleus collisions.

3.8. LATERAL SPREAD OF HIGH-ENERGY SHOWERS

Fig. 10a shows the superposed distributions of the energy-weighted lateral spread, $E_\gamma R$, measured from the family center in differential form for the three categories of high-energy showers ($E_\gamma \geq 10$ TeV) mentioned above for the joint chamber. Agreement of the distributions among the three experiments is satisfactory and all the distributions are approximately represented by an exponential law. The average value of the lateral spread, $\langle E_\gamma R \rangle$, for the three experiments are summarized in table 5, together with the results obtained by simulation calculations. In fig. 10b we show the results of the simulation calculations based on Model 1. One sees no significant difference between experimental results and simulated results, through we recognize an excess of shower clusters in the region, $E_\gamma R = 1 \sim 2$ GeV · km in the Pamir joint chamber in comparison with the simulation calculation. A discussion of the results of these lateral distributions of high-energy showers will be given in subsect. 4.4.

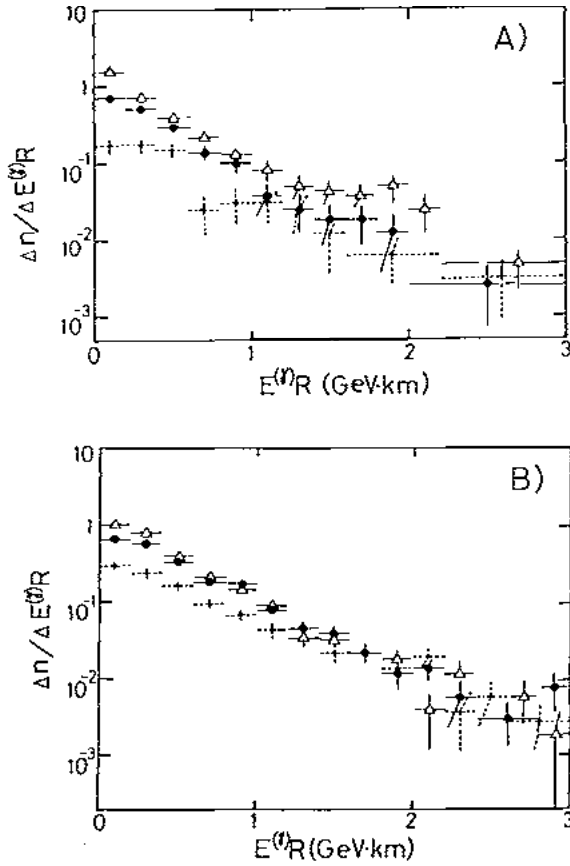


Fig. 10. Superposed distributions of the energy-weighted lateral spread, $E^{(\gamma)}R$, measured from the family center in differential form for the three categories of high-energy showers ($E^{(\gamma)} \geq 10$ TeV) for (a) the joint chamber and (b) the simulated data of Model 1. The symbols are the same as in fig. 5a.

TABLE 5
Average lateral spread for high-energy showers ($E_{(\gamma)} \geq 10$ TeV)

	Single cores $\langle E_{(\gamma)}R \rangle$ GeV·m	Shower clusters $\langle E_{(\gamma)}R \rangle$ GeV·m	H-showers $\langle E_{(\gamma)}R \rangle$ GeV·m
Joint chamber	419 ± 28	391 ± 20	572 ± 67
Pamir	473 ± 28	439 ± 25	538 ± 43
Chacaltaya	467 ± 32	362 ± 21	445 ± 50
Model 1	487 ± 15	427 ± 14	574 ± 24
Model 2	488 ± 18	363 ± 12	669 ± 54
Model 3	519 ± 16	425 ± 14	565 ± 28
Model 4	576 ± 23	613 ± 14	552 ± 20

4. Exotic families in unbiased observed events

4.1. ANOMALOUS HADRON DOMINANCE IN FAMILIES

Since the discovery of the event "Centauro-I" in the Chacaltaya chambers, a systematical search for cosmic-ray families of Centauro interactions has been made in emulsion chamber experiments at high mountain altitudes by looking for examples which show an anomalously rich hadron content of the constituent showers in families [2]. The study was motivated by the question whether the Centauro events are exceptionally rare exotic phenomena or whether they point towards a global change in the characteristics of hadronic interactions in the cosmic-ray energy range. In order to illustrate the situation, we present the experimental results on the hadron and gamma-ray composition of high-energy families and compare them with the results of simulation calculations.

In fig. 11a we give the present status of this search for a total 429 families [121 from Chacaltaya (open circles), 173 from the pamir joint chambers and 135 from a part of the Pamir chambers of $500 \text{ m}^2 \cdot \text{yr}$ (closed circles)] in the form of a scatter diagram of N_h vs. Q_h . Here, N_h denotes the number of hadrons in a family with visible energy greater than 4 TeV, and $Q_h \equiv \Sigma E_h^{(\gamma)} / (\Sigma E_\gamma + \Sigma E_h^{(\gamma)})$ the fraction of the total visible energy which these hadrons constitute. Fig. 11b shows the result of simulation calculations; 523 events with Model 1, as an example, assuming the primary cosmic rays to be of normal chemical composition. The different marks on the plots refer to families due to different primary cosmic-ray nuclei. One sees that there exist abundant families with an anomalously rich hadron content in the experimental data, sometimes both in the number and the energy fraction, and sometimes in an energy fraction, which is beyond expected fluctuations in the distribution from UA-5 type hadronic interactions. One finds that the global features obtained from the other models is approximately the same as in Model 1, as shown in appendix B. The figures tell that such an anomalously rich hadron content is neither caused by the incidence of heavy nuclei in the primary cosmic rays, nor by the superposed fluctuations of ordinary-type particle production during passage through the atmosphere. It is known that hadron detection is effected by the choice of the gamma-ray inelasticity, k_γ , of hadronic interactions for electromagnetic shower formation. However, the conclusion here is not changed even when one imposes extreme conditions on the heavy-nucleus target (the lead plates) by making k_γ as large as $\langle k_\gamma \rangle = 0.3$ for hadron interactions, in order to explain the abundant hadron detection. The simulation results show that none of the families is found to show $Q_h \geq 0.75$ and $N_h \geq 5$ [25], though the experimental result still shows the existence of families of much richer hadron composition.

In order to see this feature more clearly, we present in fig. 12a the scatter plot of N_h vs. Q_h where we selected families by the criterion that the average spread,

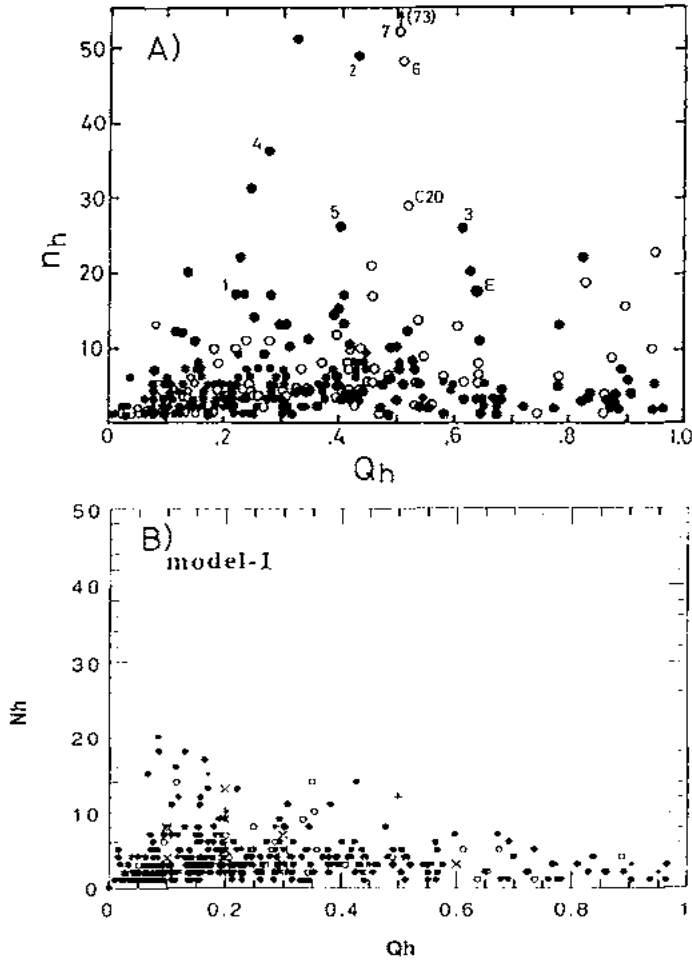


Fig. 11. (a) Scatter plot between the number of hadrons, N_h ($E_h^{(\gamma)} \geq 4$ TeV) in a family and the energy fraction which these hadron occupy to the family energy, $Q_h [= \sum E_h^{(\gamma)} / \sum E_\gamma + \sum E_h^{(\gamma)}]$. Closed circles are for 173 families in the joint chambers and 135 families in the Pamir chambers, and open circles are for 121 families from the Chacaltaya chambers. See the text for the events with a figure. (b) The same for the case of simulated families of Model 1. The different marks signify the different primary cosmic-ray nuclei: \bullet : proton, \circ : alpha, \square : CNO, \times : heavy, $+$: Fe.

$\langle E^*R^* \rangle$, after applying the “decascading” procedure for the “gamma-ray” component in the I -block, must be less than $300 \text{ GeV} \cdot \text{m}$. The criterion means to select families of which the location of the main interaction is closely above the chambers. We found 69 families from the Chacaltaya and 173 families from the joint chamber and Pamir chambers satisfying the above condition. Fig. 12b shows the corresponding result for a simulation calculation based on Model 1. Under such criteria, one finds that the frequency of occurrence of families of rich hadron content in cosmic-ray observations is much enhanced.

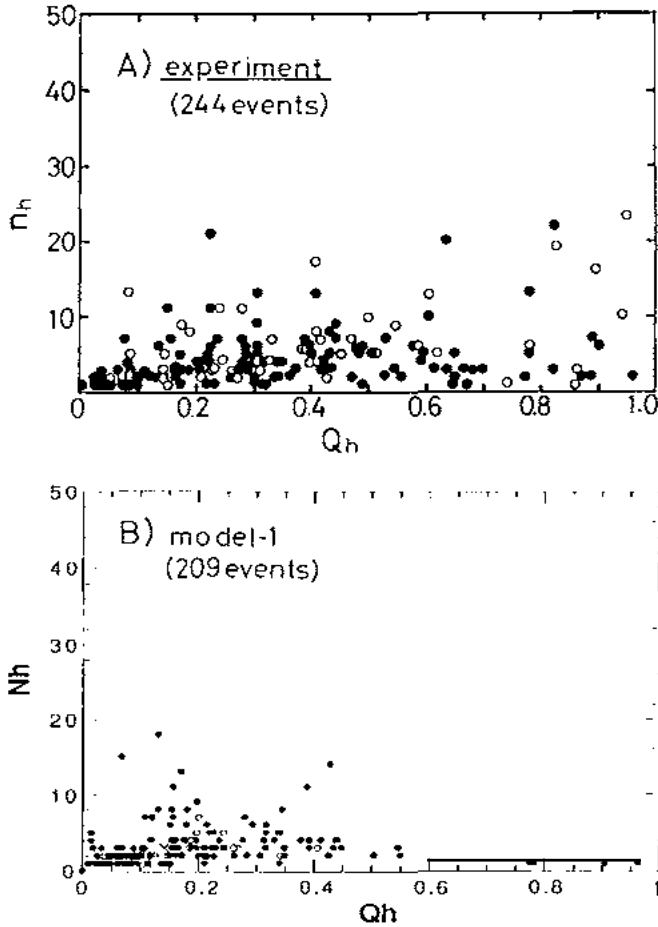


Fig. 12. (a) The same as fig. 11a in the case where the families are selected under the criterion that the average of the lateral spread after "decascading" is smaller than $300 \text{ GeV}\cdot\text{m}$, i.e. $\langle E^*R^* \rangle < 300 \text{ GeV}\cdot\text{m}$. (b) The same as fig. 12a for the case of simulated data based on Model 1.

We should make a remark here concerning families of a very large number of hadrons, expressed by a circle and a number in fig. 11a. All those with a special mark are superfamilies with $\Sigma E_{\text{vis}} \geq 1000 \text{ TeV}$, some details of which will be discussed later. Among them, the family marked as (7) shows more than 70 hadrons of visible energy greater than 4 TeV, which came from the Chacaltaya chamber no. 21 [26], and the Chacaltaya group considered it to be a candidate of the Centauro type interaction and called it Centauro VII. The family is an extreme case of very large visible family energy ($\sim 5000 \text{ TeV}$), and it is estimated to have been produced at $2000 \sim 3000 \text{ m}$ above the chamber, indicating one of the typical anomalous characteristics of extremely high energy super-families. The event marked as C20 is coming from Chacaltaya chamber no. 20 is also a candidate of the Centauro-type interaction and was called Centauro VI. The visible energy of

the event is measured as 1360 TeV, being produced at ~ 800 m above the chamber, and 29 showers of energy $E_\gamma > 4$ TeV are identified to be of hadron origin [2,25]. Details of the analysis of these two events will be presented elsewhere. In the figure we also plot one high energy superfamily [marked (E)] called "Elena", recently found in the Pamir thick-lead chambers [23]. The visible energy of the event is 1 700 TeV and contains a hadron of visible energy of 800 TeV. The events marked (1)–(6) signify the results of studies of superfamilies of $\Sigma E_{\text{vis}} > 2000$ TeV in the Pamir joint chambers including a shower spot study of the off-halo part which will be discussed in sect. 7.

4.2. TRANSITION BEHAVIOUR OF HIGH-ENERGY SHOWERS IN THE *F*-BLOCK

In this section we present the results of a study on the nature of high-energy showers which start the shower development in the *F*-block by constructing their transition curves throughout the material in the Pamir joint chambers. The study was motivated in order to see the nature of shower-inducing particles from the point of view of transition behaviour through the chamber materials. For this study we concentrated on the high-energy showers observed in joint chamber P3', since they made a major contribution to the statistics with a satisfactory uniformity of X-ray films.

Fig. 13a shows the transition behaviour of high-energy showers in the form of depth variations of the spot darkness measured with a $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ square slit. The open circles are the average over 63 single-core showers in the *F*-block with energy $E^{(\gamma)}$ between 20 and 40 TeV. The closed circles are the average for 94 shower clusters with cluster energy E_{cluster} between 40 and 100 TeV containing no shower cores with energy greater than 40 TeV among the constituent cores of a cluster. The average energy of single-core showers and that of the highest energy shower-core in clusters is the same: $\langle E^{(\gamma)} \rangle = 25$ TeV. For the construction of the transition curve for the case of shower clusters, the spot which showed maximum darkness among the constituting shower cores at each depth is traced down. The average transition curve of the spot darkness calculated on the basis of 100 simulated showers due to gamma-ray incidence of energy 25 TeV is given in the figure by the set of triangles in the *F*-block part. One sees that it could not reproduce the experimental shower curve in *F*-block. By comparison, one finds that the experimental curves show that the shower develops more abruptly in both the single-core shower and shower-cluster cases, indicating that the incoming shower-inducing particles are not of pure gamma-ray origin.

For a more realistic comparison, a simulation calculation was carried out assuming an additional 1 cm of lead above the chamber to represent possible atmospheric effects, if present. The result, shown by the dotted line with crosses, can reproduce well the shower transition in the *F*-block, but the discrepancy of the

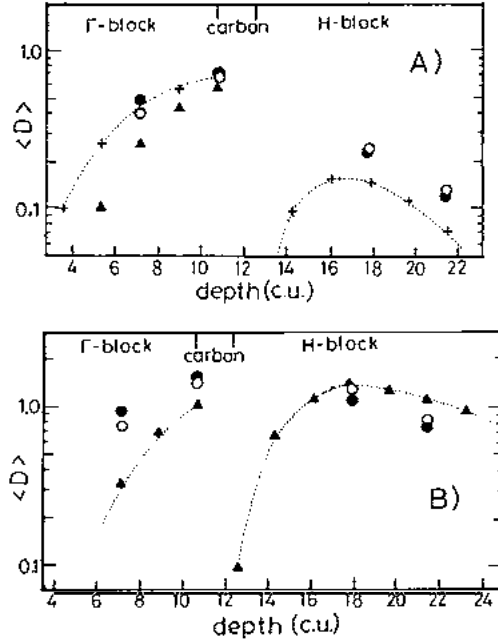


Fig. 13. (a) Transition of spot darkness of high-energy showers, measured with a $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ square slit, in the Pamir joint chamber P3'. The open circles are the average over 63 single-cored showers which start from the I'-block with energy $E^{(\gamma)}$ between 20 and 40 TeV, and the closed circles denote shower clusters with energy E_{cluster} between 40 and 100 TeV. The triangles in the figure represent the average transition curve of spot darkness calculated on the basis of 100 simulated showers due to gamma rays with an energy of 25 TeV. See the text for the dotted curve with crosses. (b) Transition of spot darkness, measured with a $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ square slit, for 9 single-cored showers (open circles) of energy between 80 and 120 TeV and 11 shower clusters (closed circles). For the latter, the average of the highest energies in their respective shower clusters is 100 TeV. The dotted curve with triangles represents the average of 20 simulated showers due to gamma rays with an energy of 100 TeV.

shower behaviour in the H-block cannot be eliminated; the experimental result shows less attenuation.

A similar behaviour is clearly seen for the energy region around 100 TeV. Fig. 13b shows the average behaviour of 9 examples of single-core showers of energy 80–120 TeV with a mean energy of 100 TeV and of 11 examples of shower clusters with a mean energy 100 TeV for the highest energy shower cores among the constituents. The symbols are the same as in fig. 13a. The dotted line with triangles represents the average of 20 simulated showers initiated by 100 TeV gamma rays. An appreciable difference is seen in the shower development at the I'-block.

Such unusual transition behaviour of high-energy showers has also been noticed in the Chacaltaya chambers [2]. In fig. 14 we present the transition of spot darkness of high-energy showers ($E^{(\gamma)} \geq 10$ TeV) measured by a square slit of 200

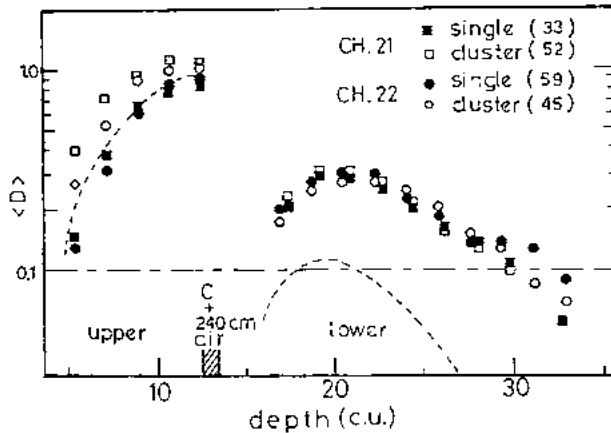


Fig. 14. Averaged transition of spot darkness on X-ray films measured by a $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ square slit in the Chacaltaya chambers nos. 21 and 22. The closed squares and circles represent the single-core high energy showers ($E^{(\gamma)} \geq 10 \text{ TeV}$) in chamber nos. 21 and 22, respectively, and the open squares and circles are for shower clusters. The dotted curve is the average behaviour for the case of gamma rays (see text).

$\mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ throughout the depth of the Chacaltaya chambers 21 and 22. In table 4 a summary of the statistics of such high-energy showers is given [27]. The Chacaltaya chambers 21 and 22 have the same structure; the total area of both the upper and lower chambers is covered with nuclear emulsion plates. The chambers have 7 cm and 11 cm of lead in the upper and lower chambers, respectively, separated by a 240 cm air-gap. As is seen such a large air-gap causes the strong break in the transition curves. The closed squares and circles represent the single-core showers in the chambers 21 and 22, respectively, the nuclear emulsion plates containing core configuration was studied in detail under the microscope. Open squares and circles represent shower clusters in nos. 21 and 22, respectively. The dotted line in the figure shows the averaged behaviour for the case of gamma-ray incidence upon the chambers obtained through simulation calculation, i.e. one hundred gamma rays of energy greater than 10 TeV enter the chamber with the same power spectrum as the experimental results, i.e. with power index $\beta = -1.25$ in integral form. Here one sees that the high-energy showers show a stronger penetrating power than in the case of gamma-ray incidence. From such observations the Chacaltaya collaboration gave these high-energy shower clusters the name "mini-clusters" in order to discriminate them from atmospheric cascade showers of gamma-ray and/or electron origin [2]. From these considerations we are led to suppose that they are the bundle of hadrons and gamma rays and/or electrons, from our present knowledge, of $\langle p_{\gamma}^{(1)} \rangle \sim 10\text{--}20 \text{ MeV}/c$ at production. Such unusual behaviour of shower clusters with small spread is seen much clearer in huge shower-cluster phenomena to be described in sect. 5 and 6.

4.3. RELATION TO THE GLOBAL VIEW ON COSMIC-RAY HADRON INTERACTIONS

Many of the reported exotic family events, Centauro and others, display an anomalous richness of the hadron component. We saw the hadron abundance in the unbiased family samples of the three experiments, the Pamir joint chambers, a part of the Pamir chambers, and the Chacaltaya chambers. The characteristics are common and there are no significant differences among the three experiments, and the experimental results do not agree with that of simulation calculations based on ordinary models of multiple-pion production. We recognize the existence of a number of families with a large hadron excess, beyond the expected fluctuation of the multiple-pion production. The anomalously hadron-rich families constitute a substantial part of the unbiased observed samples, say at least $\sim 20\%$. This fact requires a change in the global view of high-energy hadron interactions.

Seeing the above results, it becomes necessary to re-examine the current picture which assumes the main sources of gamma rays to be decay of π^0 mesons produced in nuclear collisions. As the possible methods of re-examination, a study was made on the transition behaviour of showers in the I -block. In the current picture, these showers starting in I -blocks are initiated mainly by gamma rays and/or electrons, arriving at the observed level either directly from a nuclear interaction or with cascade multiplication while traversing the atmosphere. The results presented in subsect. 4.2 shows that the observed shower transition is significantly different from the one expected from the current picture. The showers, both of single-core and of cluster structure, have a stronger penetrating power which could not be consistently understood as caused by their gamma-ray and/or electron origin. The difference with the simulation results of gamma-ray origin is much larger than the expected minor mixture of ordinary hadrons which generate the shower in the I -block.

4.4. HIGH- p_T NATURE OF HIGH-ENERGY SHOWERS

Summarizing the present study on high-energy cosmic-ray families in sect. 3, one may be able to construct the following global view on cosmic-ray hadron interactions around 10^4 TeV. From the point of family-flux observation, the attenuation of cosmic-ray families must be much stronger than expected from a mere extrapolation of knowledge in the accelerator energy range. The energy spectra of high-energy showers are harder than the spectra from simulation results and the value of the power indices of the spectra, β_j , is approximately the same as for the family spectra, i.e. $\alpha \approx \beta_j$. This means that the showers in the observed high-energy families are, as a whole, in a younger stage of development, before suffering from strong atmospheric degradation, than obtained from simulations. It means that these high-energy families (then high-energy showers) are produced just above the apparatus. Such a guess seems to be supported when comparing the

distribution of q -values with simulation results as seen in fig. 9. There, the majority of cosmic-ray families have a large q -value. Meanwhile, one sees the lateral spread remains the same for the three categories of high-energy showers in experiments and simulations as shown in table 5 and fig. 10. Together with these two facts, we have to expect the existence, with an appreciable fractional frequency, of a new type of hadronic interactions where the shower-inducing secondaries are produced with large p_T . Such global large- p_T behaviour of cosmic-ray families has already been found in the study by the common “jet-clustering” procedure and reported in the joint paper of the three mountain experiments [1].

From the Chacaltaya chambers several clean cosmic-ray families were reported for which the interaction position was determined by the triangulation method of shower direction, and the p_T of the secondaries was measured in a direct way, giving $\langle p_T^{\text{sec}} \rangle \sim 2\text{--}3 \text{ GeV}/c$, far beyond those expected from ordinary type [1,2]. The secondary showers of these events consist of single-core showers and shower clusters, and both have stronger penetrating power than expected of showers of pure gamma-ray origin [2].

5. Family of a narrow central core

5.1. EXISTENCE

Among high-energy cosmic-ray families ($\sum E_{\text{vis}} \geq 100 \text{ TeV}$) in the Chacaltaya and the Pamir joint chambers, we frequently observed a family with a collimated central shower cluster of a clean core configuration spreading in the range of an order of a few millimeters in diameter. This central shower cluster occupies the most part of the total visible energy of a family. There are only a few showers outside, and sometimes we found no accompanying showers at all. Families of this type are interesting in many respects. The strong concentration of energy flow seen in this type of family suggests that they are of a proton primary. The cluster configuration of small spread tells us that the events are caused by nothing other than a diffractive-type dissociation in the forwardmost small angular region of the collision. Then the question is whether they originate from the production of π^0 mesons in diffractive part via the known mechanism, or from some new state as the continuation of the incident baryons. From a phenomenological point of view, they must be the initial phase of “halo” phenomena, showing a lower bound in either their energy or altitude of production, and arrive at the chamber before suffering from degradation processes when passing through large amount of air.

In this section we shall discuss the results of the most recent observations of such shower clusters from the Pamir joint chambers and from the Chacaltaya two-storey chambers. In table 6 we list 11 examples of high-energy shower clusters

TABLE 6

Shower clusters (precursory stage of "halos") ($E \geq 4$ TeV). N_h is number of identified hadrons, and N_c denotes the number of shower cores which penetrate from the F -block into the H-block

Cluster	E_{cluster} (TeV)	N_{cores}	$r(\text{max})$ (mm)	E_{max} (TeV)	$\langle Er \rangle$ (GeV·m)	N_h	N_c	ΣE (family) (TeV)
P3C107-232	163	3	4.5	90	17.6	2	3	163
P3'C4-432	206	9	2.5	70	12.8	1	5	243
P3'C4-467	274	12	1.8	90	8.7	1	1	284
P3'C3-329	382	4	1.1	200	68.9	2	2	431
P3'C6-651	513	8	1.3	130	53.2	2	5	513
P3'C4-454	696	27	3.0	62	19.7	7	11	959
P5C154-52	132	11	3.5	55	8.1	0	1	132
P5C154-65	202	11	1.5	47	8.9	2	6	202
P5C154-89	921	3	2.3	(880)	53.8	1	3	1025
P5C164-76	287	41	15.4	30	30	4	4	357
P5C164-59	108	7	0.64	43	2.9	2	2	177
C21S1571100	564	12	0.27	250	1.6	1	2	858
C22S162189	840	22	1.0	-	-	-	-	-

of visible energy greater than 100 TeV among 173 families in the Pamir joint chambers, together with two typical examples in the Chacaltaya chambers. One sees that they all are of extremely small spread and vary in number of cores. The probability of finding these shower clusters is about several percent among all families observed, which is not negligible. A systematic search on the frequency of such narrowly collimated shower clusters was carried out in ref. [28], and the results are summarized in table 7, together with the results of simulation calculations. There, the family spread is measured by $R_E (= \Sigma ER / \Sigma E)$ and the frequency is compared using the bounds $R_E < 4$ mm and $R_E < 8$ mm. As is seen in table 7, the observed frequency of occurrence of families with small spread is significantly larger than found in simulation calculations, which means that the existence of such narrowly collimated shower clusters is not due to fluctuations of ordinary-type hadron interactions.

5.2. TYPICAL EXAMPLES SEEN IN X-RAY FILMS

In order to see the characteristics of such shower clusters, we shall first of all present here some typical examples of X-ray film observations in the joint chamber P3' where the clean core configuration can be observed in the F -block due to the moderate sensitivity of the films.

Fig. 15a shows a photograph of shower cores in the central shower clusters on X-ray films of the event P3'-C3-329, where (1) and (2) are for films under 4 cm and 6 cm of lead in the F -block, and (3) and (4) under 3 cm and 5 cm of lead in the H-block after passing through a carbon layer of 60 cm in between. One notices two

TABLE 7

Fraction of families with extremely small lateral spread. $R_E = \Sigma F(\nu)R / \Sigma F(\gamma)$. Here the sum is for both gamma rays and hadrons. $\langle ER \rangle_{\gamma^*+h}$ is calculated for both decayed gamma rays and hadrons

Chamber	Number of events	$R_E \leq 4$ mm	$R_E \leq 8$ mm	Number (fraction) of events $\langle ER \rangle_{\gamma^*+h} \leq 100$ GeV·m	$\langle ER \rangle_{\gamma^*+h} \leq 200$ GeV·m
A) Joint-Chamber	162	35 (0.22 ± 0.04)	67 (0.41 ± 0.06)	29 (0.18 ± 0.04)	67 (0.41 ± 0.06)
B) Pamir (400 m ² ·yr)	85	5 (0.058 ± 0.027)	21 (0.25 ± 0.06)	5 (0.059 ± 0.027)	22 (0.26 ± 0.06)
C) Chacaltaya	118	12 (0.10 ± 0.031)	30 (0.29 ± 0.06)	10 (0.085 ± 0.028)	39 (0.33 ± 0.06)
Model 1	497	22 (0.044 ± 0.010)	50 (0.10 ± 0.015)	17 (0.034 ± 0.008)	76 (0.15 ± 0.018)
Model 2	280	0	8 (0.029 ± 0.010)	2 (0.007 ± 0.005)	18 (0.064 ± 0.016)
Model 3	408	19 (0.046 ± 0.011)	49 (0.12 ± 0.018)	14 (0.035 ± 0.009)	70 (0.17 ± 0.022)

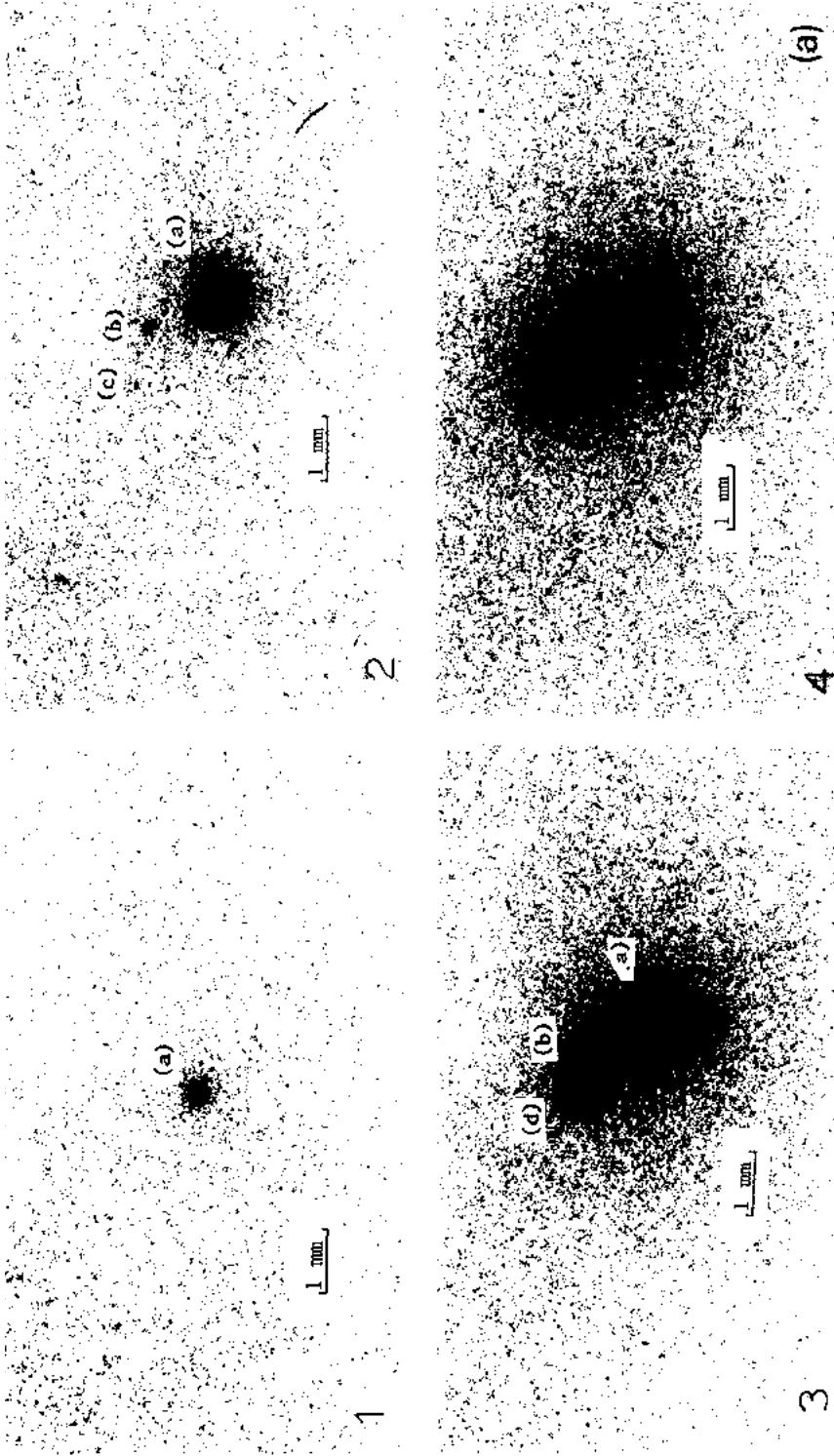


Fig. 15. (a) Photographs of X-ray films of a typical example of a penetrating shower-cluster of small spread and of clean core configuration. P3-C3-329. (1) and (2) are under 4 and 6 cm lead plates in the F-block, and (3) and (4) are under 3 cm and 5 cm lead plates in the H-block. Shower cores (a) and (b) penetrate from the F-block into the H-block and (d) is a new-born core in the H-block. The estimated visible energies of the shower cores are (a) 200 TeV, (b) 94 TeV, (c) 2.2 TeV and (d) 82 TeV. (b) Photograph of X-ray films of the shower cluster P3-C107-B232. Shower cores (a) and (b) penetrate strongly from the F-block into the H-block. The estimated visible energies of the shower cores are (a) 90 TeV, (b) 52 TeV and (c) 21 TeV. (c) Photograph of X-ray

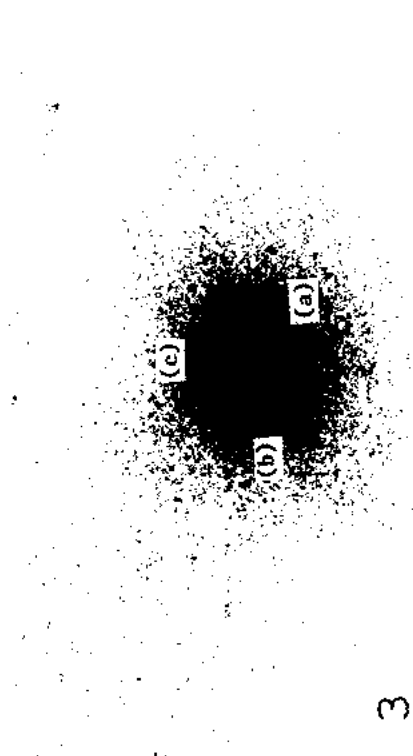
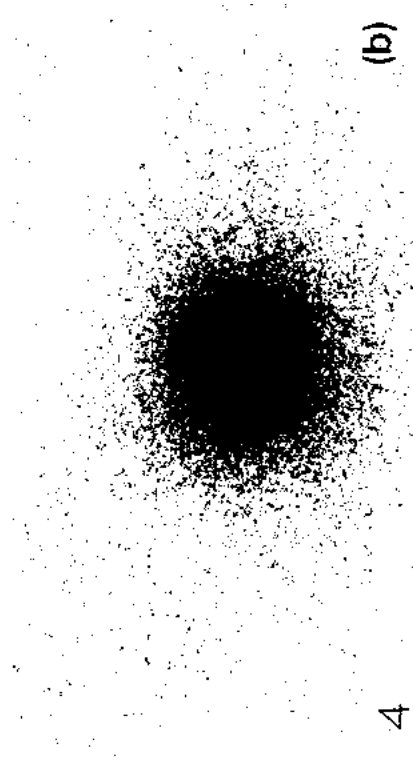
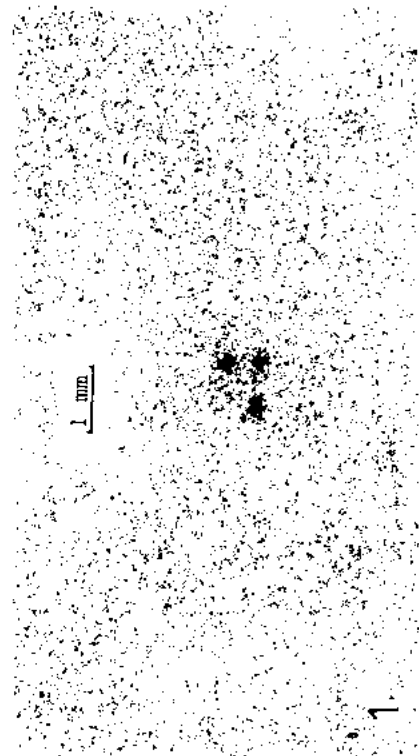
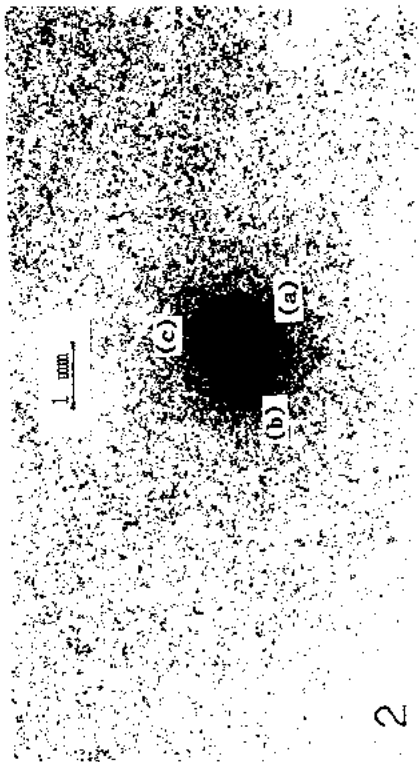


Fig. 15. (continued)

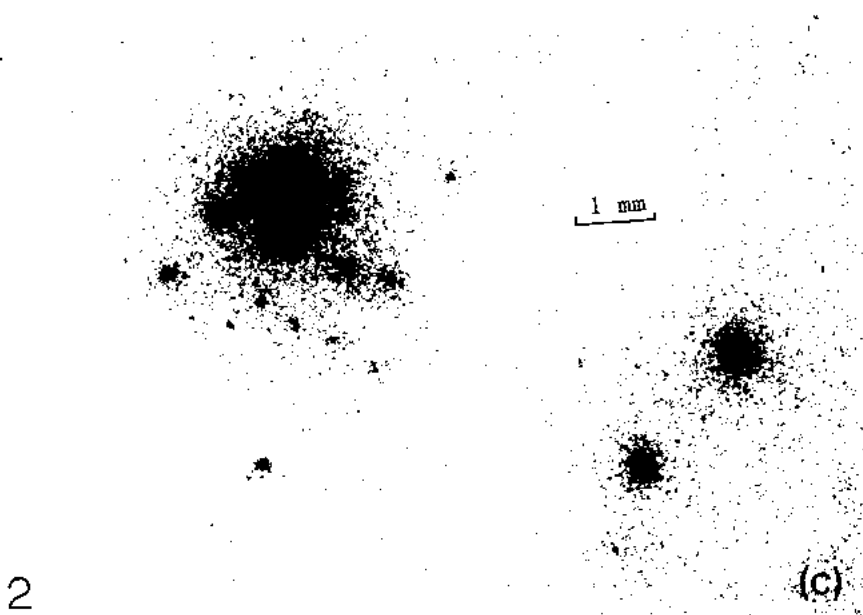
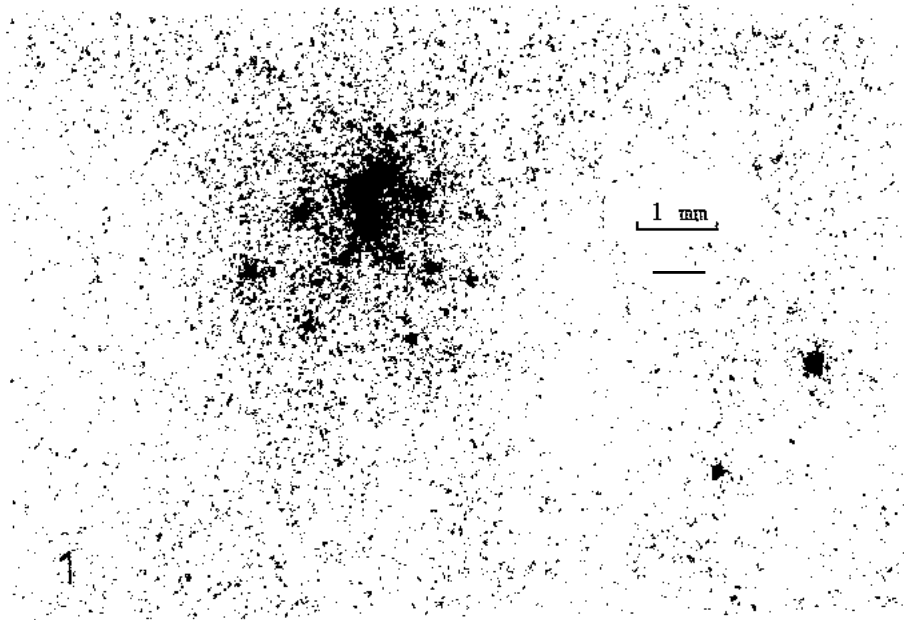


Fig. 15. (continued)

cores, indicated by (a) and (b) in the figure (among three of small spread) penetrating strongly from the *I*-block into the H-block where the darkness is much larger than that in the *I*-block, and a new-born core, indicated by (d), appearing close to them in the H-block.

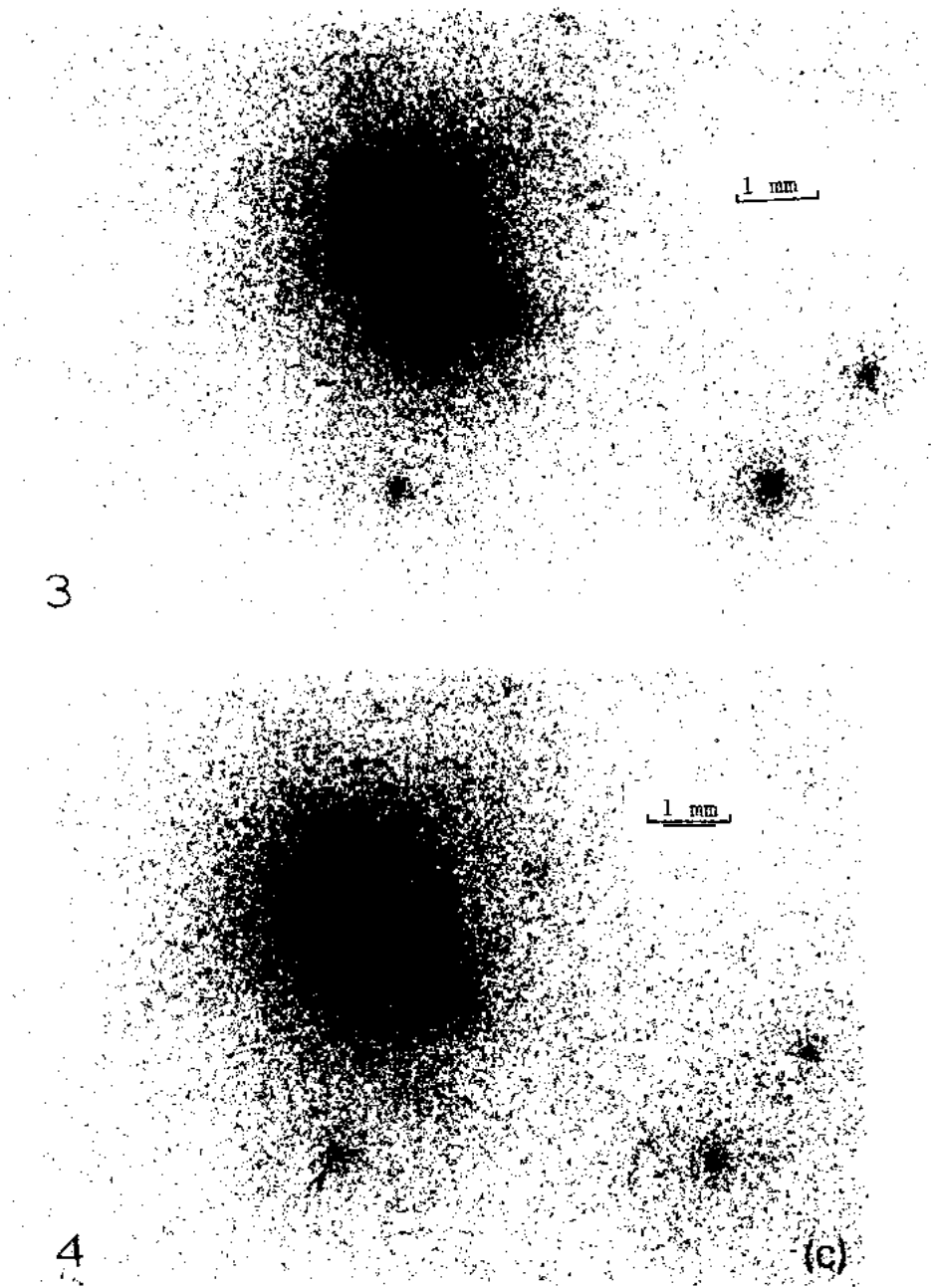


Fig. 15. (continued)

Fig. 15b shows another example; the central shower cluster of the event P3-C107-B232, which exhibits similar characteristics. Three sharp shower cores, all contained within a small area of 1 mm in diameter, appear under 4 cm of lead of

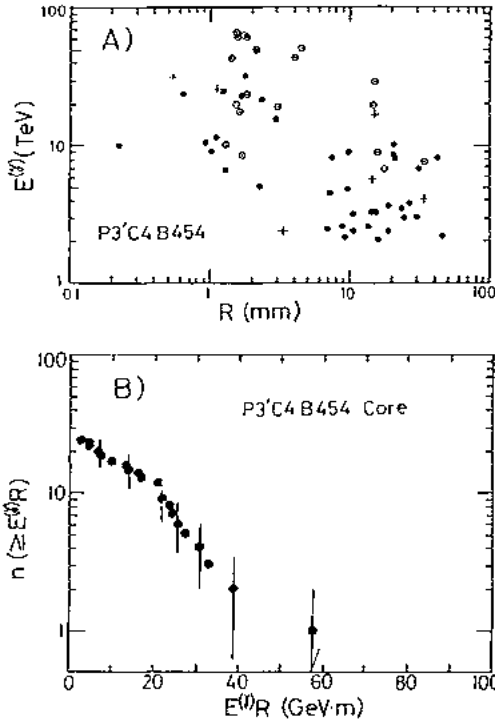


Fig. 16. (a) Scatter diagram of the shower-core energy vs. its distance from the family center for the family P3-C4-B454. (\circ): showers penetrating from the I -block into the H-block; (\bullet): showers observed only in the I -block and ($+$): showers observed only in the H-block. (b) Distribution of the lateral spread of shower cores in the central cluster of the family P3'-C4-B454 in integral form.

the I -block, shown in (1), and two of them, indicated by (a) and (b), penetrate strongly into the H-block [shown in (3) and (4)] while the third one extinguishes.

The shower clusters presented here are examples of a very simple cluster structure having small lateral spread, $\langle Er \rangle$ being of the order of $\sim 10 \text{ GeV} \cdot \text{m}$. If we assume that they are due to hadrons originating from ordinary nuclear interactions just above the chamber, the estimated interaction height will come out as only several tens of meters or lower.

There are still other cases where the large central shower clusters have more complicated configurations composed of a large number of strongly penetrative shower cores. As an example, we present in fig. 15c photographs of the central shower cluster of the event P3'-C4-B454, tracing down from the I -block in (1)–(4), as before. Fig. 16a shows the lateral structure of the shower cores of the whole family in the form of a scatter diagram, plotting the energy of individual constituent shower cores against their respective distances from the center. The circled dots represent the penetrative shower cores into the H-block, the majority of them being hadrons, the plusses the cores observed only in the H-block, i.e., hadrons, and the filled circles the cores which are observed only in the I -block.

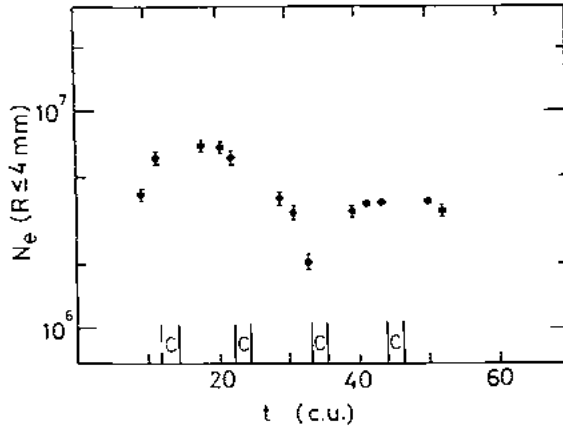


Fig. 17. Penetrating behaviour of the central shower cluster of the family "Tatiana" through the Pamir chamber of four carbon layers, in the form of electron number, N_e ($R < 4$ mm), versus depth.

One observes the dominance of hadrons in the central part of the shower clusters of radius $\sim 3-4$ mm. Fig. 16b gives the distribution of the lateral spread of the shower cores in integral form. The average lateral spread for the high-energy shower-core part is $\langle Er \rangle \sim 20$ GeV \cdot m with X-ray film resolution, impossibly smaller than that expected from ordinary-type hadronic interactions.

The existence of high-energy shower clusters of small spread with high penetrating power has been attracting attention from the very first start of the Chacaltaya and Pamir experiments. One of the typical examples is the central cluster of the super-family named "Tatiana" recorded in the five-storey-type Pamir carbon chamber [29]. The penetration behaviour in the form of variation of the total electron number through the chamber material of the "Tatiana" event is presented in fig. 17 for the central region of the family, inside a radius 4 mm, where the darkness of X-ray films shows greater than 0.4. As is shown in the figure, the chamber consists of a *I*-block of 6 cm of lead, four H-blocks of 5 cm of lead and 4 carbon layers of 20 cm between every two lead blocks. One sees that the cluster traverses throughout the chamber without appreciably changing the X-ray film darkness.

5.3. EXAMPLES IN EMULSION PLATES

We have observed shower clusters of similar characteristics in the Chacaltaya chamber, too. As has been mentioned, the Chacaltaya two-storey chambers nos. 19, 21 and 22 are totally covered by nuclear emulsion plates, both upper and lower chambers. Subsequently, a detailed study on the shower-core configuration in clusters is available through microscopic observation.

The results of the systematic study on the nature of high-energy shower clusters carried out by a careful examination of nuclear emulsion plates will be given in

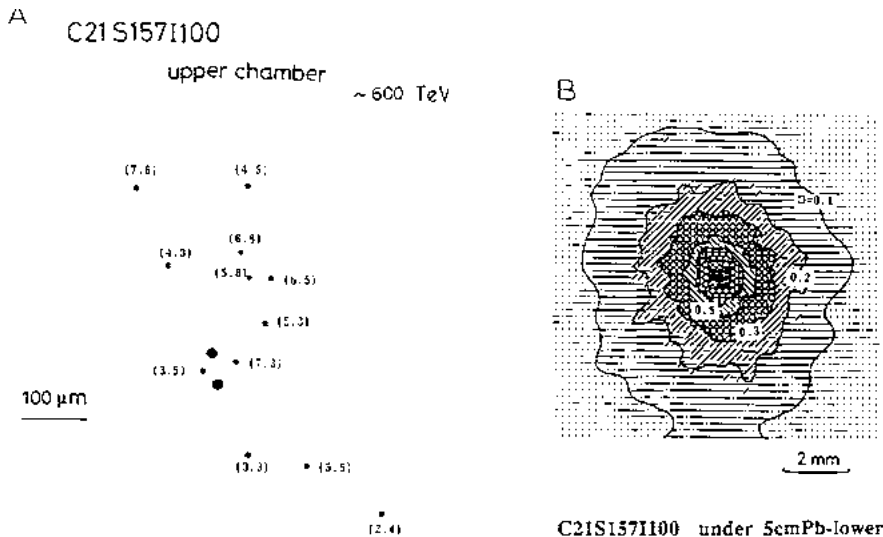


Fig. 18. (a) Target map of individual shower cores in the cluster of the event C21-S157-I100, by microscopic observation in nuclear emulsion plates in the upper chamber of Chacaltaya chamber no. 21. Figures in parentheses are estimated energies of cores. (b) Isodensitometric map of the cluster, shown in fig. 18a, under 5 cm of lead in the lower chambers.

sect. 6. Here we present two typical examples of such shower clusters from the Chacaltaya chambers referring to the events in the Pamir joint chambers. In figs. 18a and 19a we give the target maps of individual shower cores in the clusters taken from nuclear emulsion plates for the events C21-S157-I100 and C22-S162-I-89, respectively [30]. One sees that the spread of both clusters is very small, a few millimeters or less in diameter. The figures in brackets of fig. 18a stand for the measured energy of individual shower cores. In the center of the cluster we found

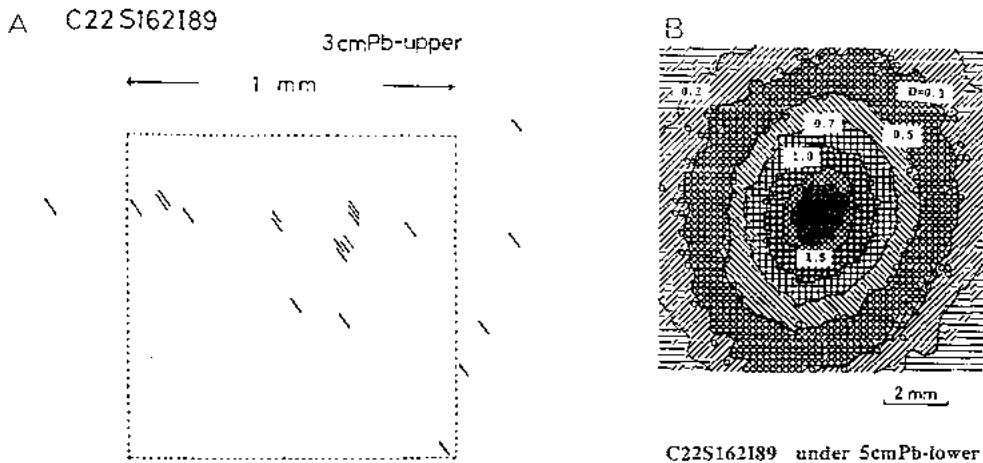


Fig. 19. (a) The same as fig. 18a for the event C22-S162-I-89 in Chacaltaya chamber no. 22. (b) Isodensitometric map of the cluster, shown in fig. 19a, under 5 cm of lead in the lower chamber.

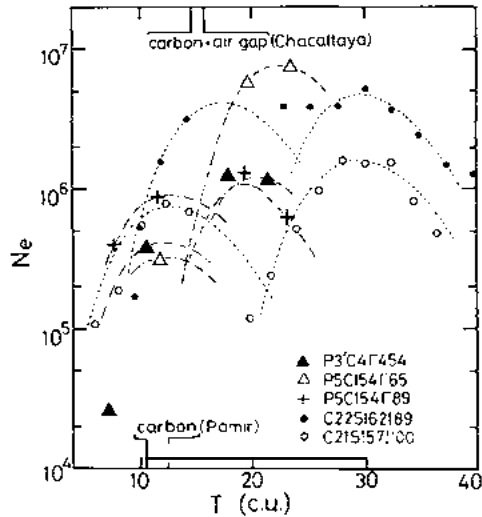


Fig. 20. Transition of total number of electrons of shower clusters, listed in table 6, measured by a raster scanning microscope.

two very energetic shower cores with energy ~ 100 TeV separated by $50 \mu\text{m}$. In the case of the cluster C22-S162-189, shown in fig. 19a, a fine shower-core configuration is observed on the nuclear emulsion plates: only under 3 cm of lead, unfortunately, because the cluster fell of the edge of the nuclear emulsion plates. One sees a clean shower-core configuration in a very small area in the upper chamber for both examples, and in the lower chambers they form a halo configuration, as shown in figs. 18b and 19b, respectively, after passing through the chamber material, i.e. lead plates in the upper chamber, 30 cm of a plastic target layer, a 240 cm air-gap, and the lead plates in the lower chambers. The examples show that these shower clusters are just in the initial phase of a halo phenomenon which is the result of the degraded stage after passing through a certain amount of material.

In fig. 20 we show the transition curves of the high-energy events listed in table 6 in the form of the total number of electrons measured by raster scanning of the high-energy shower-cluster region on X-ray films. Again one sees that much larger portion of the energy is deposited in the lower chamber, indicating the strong penetrating power of these shower clusters. The number of identified hadrons is also presented in table 6.

5.4. NEW TYPE OF INTERACTIONS WITH SMALL p_T

Summarizing our shower-cluster observations, we notice the following characteristics:

- (i) there are clusters of great penetrating power;
- (ii) their lateral spread, $\langle Er \rangle$, is small of the order of ten to several tens of $\text{GeV} \cdot \text{m}$.

It will now be evident that it is very hard to explain such shower clusters, as presented here, by a bundle of ordinary atmospheric gamma rays and/or electrons. If, on the other hand, we were to assume them to originate from atmospheric nuclear interactions of the ordinary type, we would have an abnormally high number of nearby atmospheric interactions, ~ 100 m or lower, compared with those occurring at large distances above the chamber expected from ordinary hadronic collision mean free path. Thus, we are led to consider the possibility that they might stand for a new fundamental fragmentation phenomenon involving the complex, composed of hadrons and gamma rays and/or electrons which are governed by a new dynamical constant having the magnitude of a few to several tens of MeV.

Furthermore, if we boost the present shower-cluster phenomena up to much higher interaction energy and up to much larger interaction height, then we will get at those types of interactions, whose products, after having traversed the atmosphere down to mountain altitudes, will give rise to the "halo" phenomena in the central part of the super-families.

6. Study of characteristics of large shower clusters in the Chacaltaya two-storey chambers

Here we give a brief summary of a systematic study of the characteristics of the large and high-energy shower clusters in the Chacaltaya two-storey chambers, in connection with the study discussed in sect. 5. Details of the study have been summarized in ref. [5]. As mentioned above, the study was carried out by inspecting nuclear emulsion plates under a microscope. As a result, the spatial resolution of individual shower cores and the energy measurement are precise enough.

High-energy shower clusters in this study are selected by the following two criteria:

- (1) shower clusters should occupy more than 50% of the visible energy of the family;
- (2) the visible energy of the cluster must exceed 100 TeV.

In total 40 shower clusters in the energy range between 100 and 1000 TeV are selected by the above criteria in the Chacaltaya two-storey chambers. One of them, the event C21-S157-I100, has already been shown in sect. 5 as an illustration.

6.1. MULTIPLICITY OF ORIGINALLY PRODUCED PARTICLES AT THE CLUSTER PRODUCTION

In fig. 21 we show the superposed fractional energy spectra, $f \equiv E^{(\gamma)}/E_{\text{cluster}}$, of shower cores belonging to a cluster in integral form and normalized to one event. The spectra are constructed for 17 clusters of $E_{\text{cluster}} \geq 200$ TeV (closed circles)

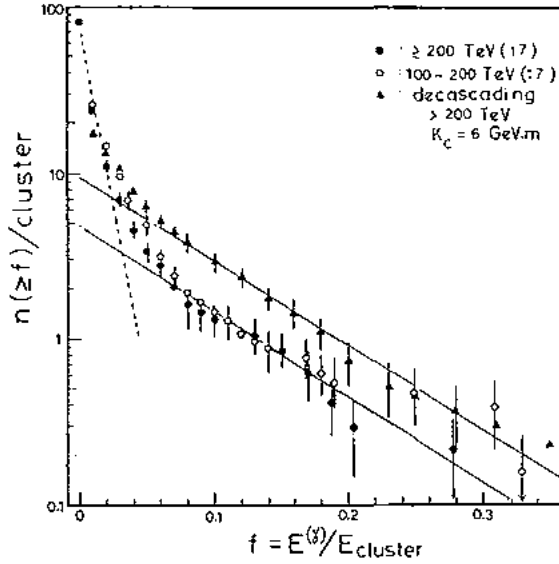


Fig. 21. Normalized distributions of superposed fractional energy of individual shower cores in high-energy shower clusters observed in Chacaltaya chambers nos. 19, 21 and 22. Closed circles are the average of 17 shower clusters with $E_{\text{cluster}} \geq 200$ TeV, and open circles are the average of 20 clusters of E_{cluster} between 100 and 200 TeV. Triangles are for decascaded subclusters with use of the constant $K_c = 6 \text{ GeV} \cdot \text{m}$.

and 20 clusters of $100 \text{ TeV} \leq E_{\text{cluster}} \leq 200 \text{ TeV}$ (open circles), separately for comparison. One finds that the energy spectra in, both cases are well represented by a superposition of two exponential distributions with distinctly different slopes; one for high-energy shower cores of $f \geq 0.04$ and the other for lower energy cores of $f < 0.04$, as shown by the straight line and dotted line, respectively. It is natural to suppose that the spectrum of the higher fractional energy part will represent the one of the parent interactions, while the lower energy part will represent the effect of degradations in the atmosphere after the birth of secondaries. If we accept such a point of view, the figure tells us that the number of originally produced particles at the interaction for succeeding cluster formation are not large in average (several per interaction).

Triangles in fig. 21 represent the spectrum of subclusters after applying the “decascading” procedure, mentioned in subsect. 2.4, using a cut-off parameter $K_c = 6 \text{ GeV} \cdot \text{m}$ for clusters of $E_{\text{cluster}} \geq 200$ TeV for the purpose of taking into account possible electromagnetic degradation processes of originally produced particles during passage through the atmosphere. The slope of the spectrum is the same as that of single cores in the high- f region as is seen in the figure, and the extrapolation to $f = 0$ following the slope of the higher fractional energy part gives the average multiplicity of around several to ten.

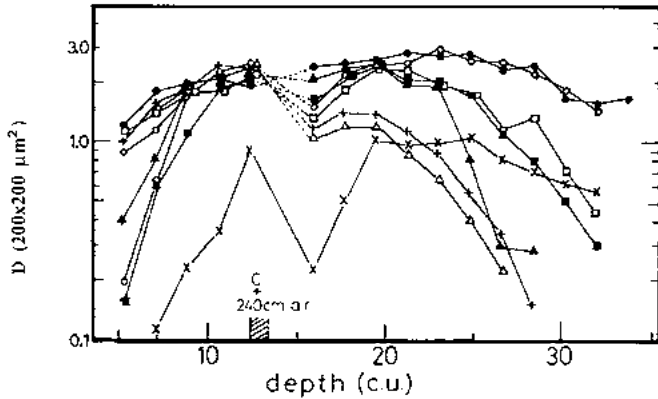


Fig. 22. Examples of strongly penetrating and of small-spread shower clusters in Chacaltaya chambers nos. 21 and no. 22 in the form of the transition of darkness, measured by a $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ square slit.

6.2. STRONG PENETRATING NATURE OF SHOWER CLUSTERS

For some of these shower clusters the strong penetrating nature is also observed in the Chacaltaya two-storey chambers. Fig. 22 shows several examples of such a strong penetrating nature of large shower clusters in the form of depth variations of darkness measured in X-ray films with a square slit of $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$, tracing down the maximum darkness region in each layer throughout the depth of the chamber material of chambers nos. 21 and 22, in which the upper and lower chambers are separated by a 240 cm air-gap. The figure tells us that there exist large shower clusters which are not explained by pure gamma rays and/or electron origin but they are of hadronic origin, though they show small lateral spread of an order of magnitude which is characteristic for electromagnetic cascade processes in the atmosphere as given in sect. 7.

6.3. PRODUCTION μ_T OF THE SECONDARIES

It is natural to suppose the higher fractional energy region ($f \geq 0.04$) in the energy spectrum given in fig. 21 to reflect the production spectrum at the parent interaction, and the lower energy region, on the other hand, to contain the descendent interaction effects, either hadronic or electromagnetic. If this is the case, we should find that the secondary multiplicity at the parent interaction be small, and that the large number of shower cores observed in large clusters be products from successive effects. This is born out by fig. 23, where we have plotted the average spread of shower cores with higher energy ($f \geq 0.04$) in a cluster, $\langle Er \rangle$ ($f > 0.04$), against shower-core multiplicity in the cluster, N (≥ 2 TeV). We found that there exist two types of shower clusters. Clusters of the first type populate the area between the two broken straight lines in the figure, and they are called to be

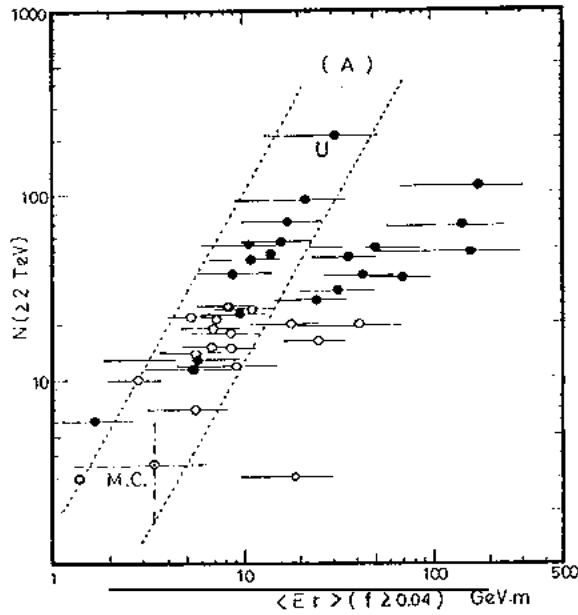


Fig. 23. Scatter plot of average spread of high-energy shower cores ($f \geq 0.04$) in a cluster, $\langle Er \rangle$, versus the number of observed shower cores $N (\geq 2 \text{ TeV})$. (\odot): clusters with $E_{\text{cluster}} = 100-200 \text{ TeV}$, (\bullet): clusters with $E_{\text{cluster}} \geq 200 \text{ TeV}$, and (\ominus): average for miniclusters [40].

of the “single-cluster (or uni-halo)” type. Clusters of the second type have a larger spread and a multi-cluster structure, and are called to be of the “multi-cluster (or multi-halo)” type.

A consistent interpretation of the figure is that the average secondary p_T at the parent interaction for the “single-cluster” type is small and depends neither on the primary nor secondary energies, and that the observed shower-core multiplicity and the observed $\langle Er \rangle (f > 0.04)$ are proportional to the amount of traversed atmospheric material and/or to the geometric distance between the parent interaction vertex and the observational position. Fig. 24 supports such an interpretation from a different perspective. In this figure the energy fraction occupied by the high-energy shower cores in each cluster, $\kappa (\equiv \sum E(f > 0.04)/E_{\text{cluster}})$, is plotted against the shower-core multiplicity $N (\geq 2 \text{ TeV})$. One clearly observes a negative correlation between κ and $N (\geq 2 \text{ TeV})$, showing the effect of subsequent interactions and degradation occurring proportional to the traversed atmospheric thickness, resulting in a further multiplication of particles and a further redistribution of the originally released energy.

Returning to fig. 23, the “single-cluster” type events yield a value as small as about 10 MeV/c for an estimate of secondary $p_T(\gamma)$, assuming the height of the parent interaction vertex to be of the order of 1 km above the Chacaltaya. Then, a “multi-clusters (multi-halo)”-type will be explained as representing multiple production of the “single-cluster”-type clusters.

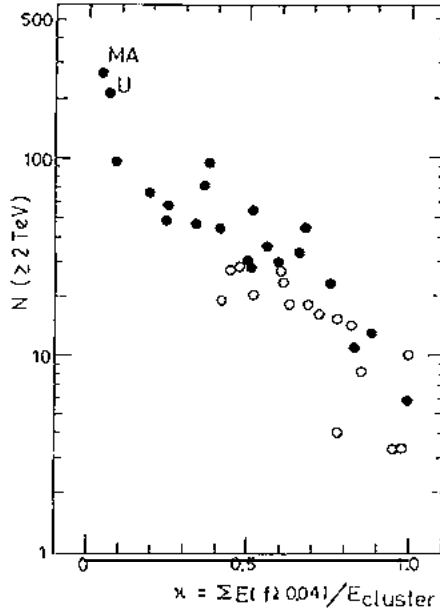


Fig. 24. Scatter plot between the fraction of energy which high-energy shower cores ($f \geq 0.04$) occupy in the cluster energy, and the observed number of shower cores, $N (> 2 \text{ TeV})$. Symbols are the same as in fig. 23. MA: the event Mini-Andromeda-III, U: the event Ursa-Maior in the Chacaltaya chambers.

Since these shower clusters show a strong energy concentration in the forward-most small angular region (of the order of 10^{-6} radian or smaller), they are showing nothing other than the continuation of the incident baryons by their fragmentation. It might represent diffractive dissociation of the new type seen in the very high energy region.

The Pamir group reported the interesting observation that “multi-halo”-type events show alignment of constituent subcores with a significant statistical level [31].

7. Characteristics of superfamilies

7.1. HALO PHENOMENA IN SUPERFAMILIES

One of the most striking features encountered in observing superfamilies in the extremely high energy region, say $\Sigma E_{\text{vis}} \geq 1000 \text{ TeV}$, is the so-called “halo” phenomenon. A “halo” is a continuously blackened area on X-ray films which appear in the central part of a super-family. Its size varies between several millimeters to several centimeters in diameter and, in most cases, constitutes a substantial fraction of the family energy. It has a peculiar shape compared with ordinary shower spots on X-ray films. Examined under the microscope, it turns out

TABLE 8

Characteristics of the off-halo part of superfamilies. The last two families come from Chacaltaya chamber nos. 19 and no. 21, respectively. Events with a huge halo are marked by an asterisk

Family	$N_{\gamma}(\geq 4 \text{ TeV})$	$N_h(\geq 4' \text{ TeV})$	ΣE_{γ} (TeV)	ΣE_h (TeV)	$\langle E_{\gamma} R_{\gamma} \rangle$ (GeV·m)	$\langle E_h^{(*)} R_h \rangle$ (GeV·m)	Q_h
P3'-C1-90 *	87	17	813	229	675	659	0.22
P3'-C5-505 *	97	49	684	513	582	990	0.43
P2-C96-125 *	68	26	362	595	200	750	0.61
P3'-C2-201	139	36	1855	712	187	541	0.28
P3'-C4-369	107	26	1337	898	196	422	0.40
M.A.III *	54	48	409	444	672	575	0.52
Centauro-VII	284	73	2269	2307		1000	0.50

to be a gigantic bundle of a huge number of parallel shower tracks. From the first observation of the spectacular giant "halo" event "Andromeda" (1969) in the Chacaltaya chamber no. 14 [2], observational data of the phenomena steadily increased in both statistics and variety, as the large-scale emulsion chamber experiments at high mountain altitudes progressed, i.e. on Chacaltaya, Pamir, Mt. Fuji and Mt. Kambala. A common method has been established among the research groups regarding procedure and algorithms for treating the "halo" phenomena, such as the measurement of the lateral distributions of electron number density in each photo-sensitive layer, construction of the transition curve on electron numbers throughout the depth of the chamber material, estimation of the total energy contained in the "halo" from the calculated total track length of the shower particles, and so on.

In the present Pamir joint chamber we have found five superfamilies with $\Sigma E_{\text{vis}} \geq 2000 \text{ TeV}$, some details of which are given in tables 8 and 9. Three out of these five have a high-energy "halo" in their central areas (table 9). As an example, we present in fig. 25 the photometric density distributions of the largest "halo", which belongs to the family P3'-C1-B90, in the form of isodensitometric curves. The total energy of the halo region is estimated as 19000 TeV. It is

TABLE 9
Details of halos in three superfamilies

Family	F-block		H-block		E_{tot} (TeV)	R_{max}^* (cm)
	l_{max} (c.u.)	E_{tot} (TeV)	l_{max} (c.u.)	E_{tot} (TeV)		
P3'-C1-90	8.6	14000	21.3	5000	19000	3.1
P3'-C5-505	10.4	6230	21.7	2980	9210	2.2
P2-C96-125	10.0	3700	22.0	880	4570	1.2

l_{max} is the maximum depth of halo development in each block, and R_{max}^* is the radius of the halo region.

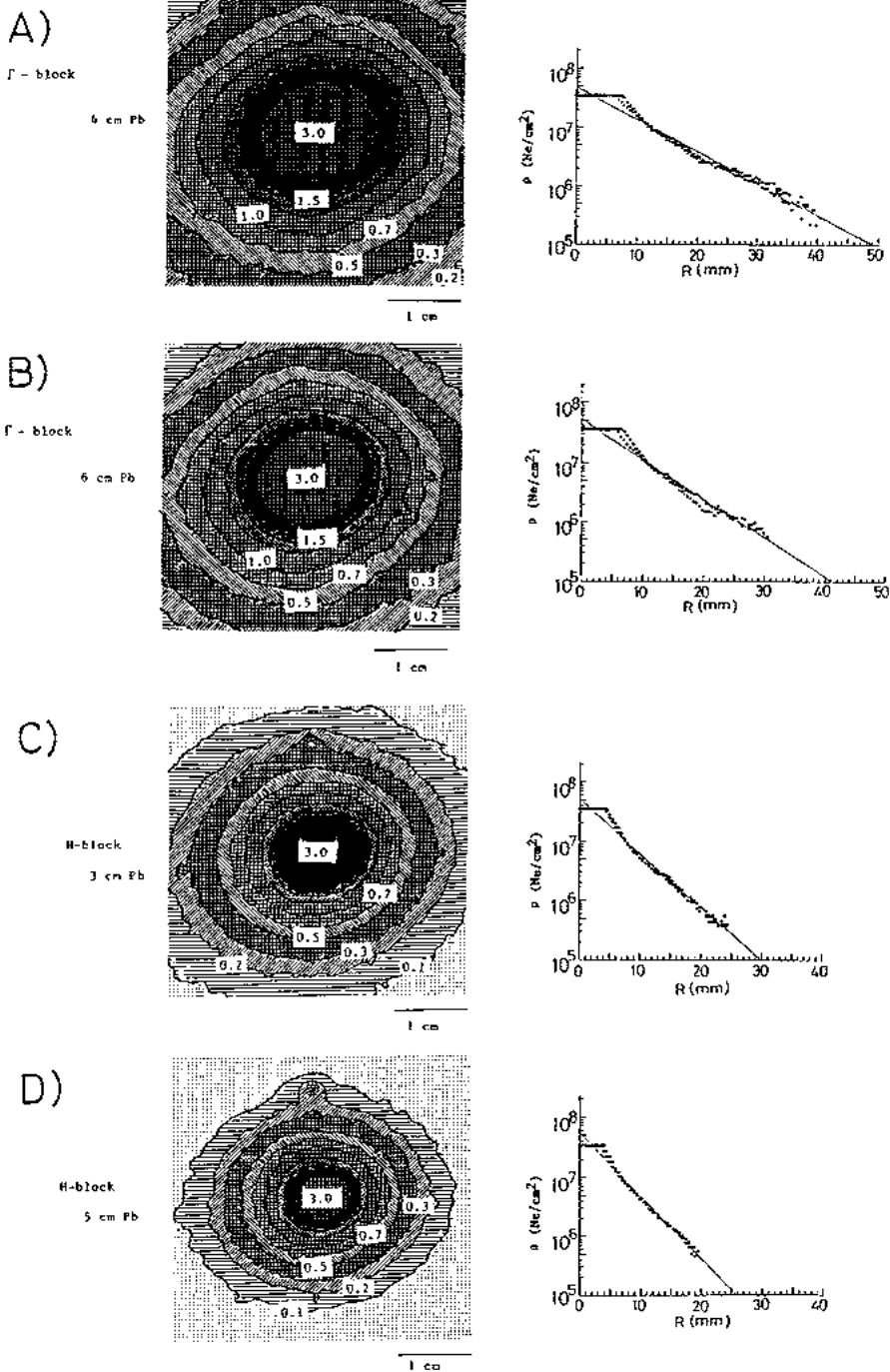


Fig. 25. Isodensitometric maps of the huge "halo" P3'-C1-B90 under (a) 4 cm of lead and (b) 6 cm of lead in the Γ -block, and (c) 3 cm of lead and (d) 4 cm of lead in the H-block. The lateral distributions of electron density are also shown.

recorded on X-ray films in all four photo-sensitive layers throughout the chamber. Fig. 25a and 25b correspond to the depths of the photosensitive layers under 4 cm and 6 cm of lead in the F -block, and 25c and 25d under 3 cm and 5 cm of lead in the H-block, respectively. What is impressive, besides its vast size, is the fact that it remains nearly unaffected in its principal configuration.

Following the common algorithm, the electron density on X-ray films is obtained by converting the photometric density at the same place, with the conversion factor is given by the method explained in sect. 2. The lateral distribution of the measured electron number density in each layer for the halo of the event P3'-C1-B90 are also shown in fig. 24, as an example. Let us here briefly introduce the way to estimate the total energy of the halo region from the measurement.

Generally, the lateral distribution of the electron number density, $\rho(r, t)$, is well approximated by an exponential function, as is seen in fig. 25, given by

$$\rho(r, t) = \rho_0(t) \exp(-r/r_a), \quad (6)$$

where $\rho_0(t)$ and r_a are constants which are determined by fitting the measured electron number density by eq. (6) at each depth. The total number of electrons in each layer, $N_c(t)$, is given by the integration over r to infinity by a smooth extrapolation,

$$N_c(t) = \int_0^\infty \rho(r, t) 2\pi r dr. \quad (7)$$

The total track length of the halo region, Z , is given by

$$Z = \int_0^\infty N_c(t) dt. \quad (8)$$

In the above calculation, a proper extrapolation is made from the measured region down to the transition curves according to cascade shower theory. So finally we obtain the energy of a halo, E_{halo} , by multiplying by the critical energy in lead, $\epsilon_0 = 7.4$ MeV, i.e.

$$E_{\text{halo}} = \epsilon_0 Z. \quad (9)$$

In fig. 26 the total number of electrons in each layer against depth are plotted for all three "halos", following the above procedure. For comparison we show by a dotted line the theoretical transition curves of electron number for cascade showers of electronic origin which fit to those of the "halos" in the F -block. After subtracting the electron numbers which follow the theoretical transition curve through the F -block to the H-block, the transition curve of the hadron block was constructed and fitted by a new theoretical transition curve.

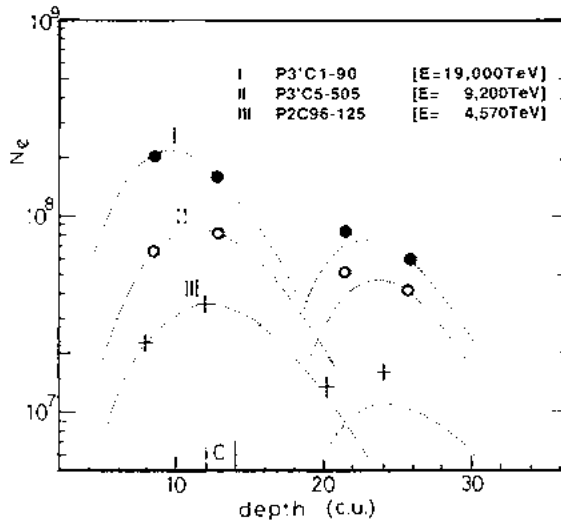


Fig. 26. Transition of the total number of electrons through the chamber material for the three halos listed in table 9.

One sees that all three “halos” are strongly penetrative, even though the respective shower maxima have been either already or almost attained inside the *I*-block, i.e. the electromagnetic part is already in a degraded stage. This indicates that the strong hadronic nature is inherent to the “halo”, whose effect is made manifest in passing through the carbon layer of the chamber. Such strongly penetrative power is common to shower clusters which we discussed in detail in sect. 6. If one supposes that the two kinds of phenomena originate from essentially the same kind of particle production, and that the morphological difference between the two is brought about only by the difference in their interaction energies and production heights, then these shower clusters just represent the very initial stage of “halo” formation.

7.2. SHOWER SPOTS IN SUPERFAMILIES

Even though the complete understanding of the extremely high energy interaction mechanism, which gives rise to “halo” phenomena themselves, does not seem to have been acquired yet because of their complex phenomenological structure, we would be able to investigate the nature of the hadronic interaction in such an extreme high energy region through the observation of shower spots surrounding the “halo”. These shower spots must originate from secondaries in the parent interaction and their subsequent nuclear interactions which would show the inherited novel nature of the primary interactions.

To begin with, in order to get an idea of the global feature of superfamilies, here we pick up a superfamily P3'-C5-B525, and present, in fig. 27, a scatter

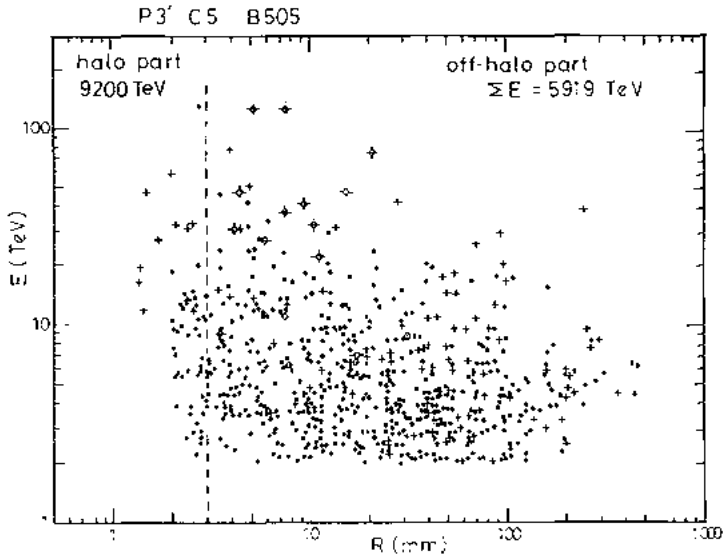


Fig. 27. Scatter plot of shower energies versus their lateral distances from the family center, for showers in the off-halo part of the superfamilies P3'-C5-B525. Symbols are the same as in fig. 16(a).

diagram of the energies of individual shower cores surrounding the halo and their respective distances from the family center. The symbols in the figure are the same as in fig. 16a. In the central part, the family has a "halo" of radius 2.2 cm (the region of film darkness $D > 0.1$) with visible energy 9200 TeV. The shower-spot measurement has been carried out for the whole region of $r > 3$ mm, including inside the halo region, and we found 750 shower spots with a total visible energy of 5900 TeV, as shown in fig. 27. The shower spots are distributed over a circular area of radius ~ 20 cm, showing a very wide spread. In the following, a shower-spot study will be made, under the common criteria, for those five families which lie outside the halo region (defined by $D > 0.1$) this outside region will be called the "off-halo" part.

The first information on the longitudinal development, revealed by the off-halo part of a superfamily, can be seen from the relation between N_h and Q_h in fig. 11a. The numbers in fig. 11a, 1-6, correspond to the number of superfamilies listed in table 8, including one Chacaltaya superfamily. As is seen in table 8, the total visible energy of the off-halo part, the sum of $\sum E_\gamma$ and $\sum E_h^{(\gamma)}$, ranges between about one thousand and a few thousands of TeV as shown in table 8. One finds a tendency of hadron-dominant nature in either N_h and Q_h , or both, even though these superfamilies are estimated to have been produced at a high altitude from the observation of the halo part.

The second indication can be seen, in relation to the above discussion, in the energy spectra of the two components, hadrons and gamma rays, in the off-halo

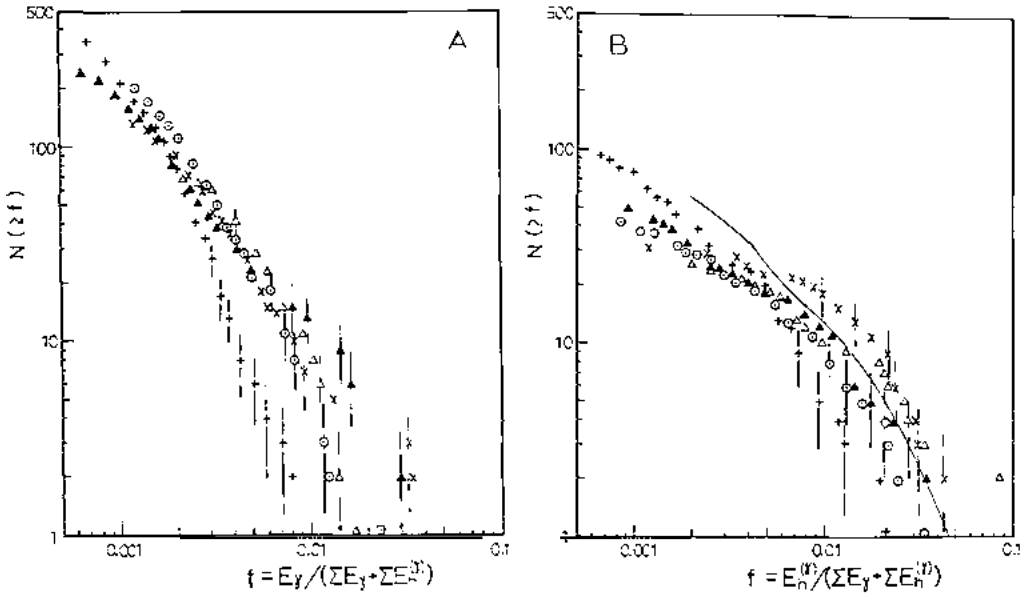


Fig. 28. (a) Fractional energy spectra of gamma rays in the off-halo part for five superfamilies in the Pamir joint chambers listed in table 8. (○): P3'-C1-B90, (+): P3'-C5-B505, (△): P2-C96-B125, (▲): P3'-C2-B201 and (×): P3'-C4-B369. (b) Same as (a) for showers of hadronic origin. The solid curve is the average spectrum for deascaded shower clusters in the off-halo part of the events.

part. Figs. 28a and 28b show the fractional energy spectra, in integral form, of the hadrons and gamma rays respectively, in the off-halo parts of five super families. Here, energies are normalized to the respective total visible energy of the off-halo parts. As a common feature of the five families, one notices that the hadron spectra are much harder than the gamma-ray spectra. Also shown, by a solid curve, in fig. 27b is the average energy spectrum of the shower clusters of the off-halo part after the procedure of "deascading". It will be of some interest to note that the spectrum of such "deascaded" shower clusters agrees with the hadron spectra within the fluctuations.

The observational facts described above suggest the following speculation on cosmic-ray interactions at extremely high energies. The primary interaction in the extremely high energy cosmic-ray range frequently produces a strongly collimated bundle of particles which results in the "halo" after atmospheric degradation, and has a hadron-dominant character. The successive interactions inherit the hadron-dominant character as long as their respective parent particles are of sufficiently high energies, whereas the interaction becomes ordinary when the energy of the parent particle fails to be sufficient, giving rise to gamma rays via charge-independent multi-pion interactions.

8. Discussions and summary

The main purpose of the present work is to make a survey on the global characteristics of hadronic interactions in the extremely high energy cosmic-ray region in a systematic way through the observation of cosmic-ray families recorded in emulsion chambers at high mountain altitudes: the Pamir joint chambers (530 $\text{m}^2 \cdot \text{yr}$ exposure), a part of Pamir chambers (500 $\text{m}^2 \cdot \text{yr}$ exposure) and Chacaltaya chambers (350 $\text{m}^2 \cdot \text{yr}$ exposure). For the present study, the total number of high-energy cosmic-ray families of visible energy greater than 100 TeV was 429. The basic point of view is focused on the question whether the nature of hadronic interactions found in cosmic-ray emulsion chamber experiments can be explained by a simple extrapolation of the knowledge acquired in the lower energy accelerator experiments; and if not, what are the new characteristics in the extremely high energy regions.

It was shown that the three experiments gave consistent results on the main features of the observed cosmic-ray families such as family flux and the behaviour of high-energy showers in the families, irrespective of their different experimental conditions.

Among the characteristic quantities which govern the global features of cosmic-ray families, the present study concentrates on the correlation between family flux and energy spectra of high-energy showers in the families. An extensive comparison was made between the observed families and the simulated families. The simulation calculations we made are based on models of multiple-pion production, hitherto proposed, all of which are extrapolations of knowledge from lower energy accelerator results. For the calculations a normal chemical composition was assumed. The result of the comparison shows that none of the models so far proposed succeeds in reproducing the experimental relation between the two quantities family flux and power indices of high-energy showers. This suggests that the characteristics of the hadronic interaction might undergo a qualitative change in the extreme high energy cosmic-ray interactions, especially at the forwardmost angular region where the cosmic-ray observation is in its full potentiality.

Thus, if the ordinary multiple hadron production alone can not explain sufficiently the global features of cosmic-ray family observations, we have to suppose that something new happens in hadronic interactions in extreme high energy cosmic-ray energies, say near or above 10^{16} eV.

First of all, looking for the origin of such a change in the nature of the hadronic interaction, the particle composition in the families are studied and we have found that an appreciable fraction of the families have a rich hadron content, either in number, or in energy fraction, or in both. We found through a comparison that simulation calculations did not reproduce convincingly the frequent appearance of families of hadron-rich composition by either superposed fluctuations of ordinary-type multiple pion production or by heavy nuclei in the primary cosmic rays. The

large dispersion of the scattered points in the diagram of N_h versus Q_h in fig. 11a is remarkable when it is compared to the case of simulated families. Such large fluctuations can only be caused by assuming extreme fluctuations in elementary collisions under multiple-pion production. It was argued [32] that there must be an essential contribution of fragmentation processes, which is still underestimated in the mechanism of particle emission considered in ordinary-type diffraction.

Among such families of rich hadron content, the proper Centauro-type and Mini-Centauro-type ones have been known in the Chacaltaya experiment as the extreme case in which none or very few gamma rays are emitted at the interaction. The phenomenological constants governing the interactions, such as multiplicity of hadrons and their production p_T , are well defined, and the concept of "baryonic fire-balls" has been proposed [2]. This means that in those phenomena the exotic fire-balls are produced by the direct transformation of the incident baryons, instead of being generated out of the vacuum via the mediating field, and that they decay into baryons without accompanying gamma rays. A new type of diffraction phenomena was suggested by Goulianos in 1986 on the interpretation of Centauro type interaction [33]. If we adopt such a viewpoint, the wide dispersion of families of rich hadron composition in the scatter plot of N_h vs. Q_h indicates that we observed Centauro-type and Mini-Centauro-type interactions which occurred at various altitudes, and gamma rays are produced, via decay of π^0 mesons, by successive decendent interactions with air nuclei during the passage through the atmosphere.

As the family energies get even higher, we encounter the phenomena called "halo" which are often associated with superfamilies with $\Sigma E_{vis} \geq 1000$ TeV, and we found that they show a variety of core configurations and penetration characteristics. In order to explore the origin of such "halo" phenomena, it seems to be absolutely necessary to observe the very early stage of particle production, before rapid electromagnetic degradation processes take place. Following the result of a systematic study of such "halo"-type events by the Pamir group, it was reported that comparatively small "halos" with energy not greater than 1000 TeV often show a behaviour consistent with electron-photon cascades. A large part ($\sim 30\%$) of the energy is carried by particles with energies lower than the threshold of registration as separated shower spots in the X-ray film observation. It was reported also, in refs. [3,34-36], that "halo" production is possible by one or a few high-energy gamma rays produced by ordinary interaction or by fragmentation processes at the interaction. Besides, it was observed in the experiment with the use of the Pamir deep lead chambers that beneath the "halo" area there were also hadrons detected possessing around one half of the total hadron energy on average, which is consistent with model calculations [37,38].

In the present paper we have made an analysis of shower clusters of small spread in the Pamir-Joint-Chambers and in the Chacaltaya chambers, which are considered to be at the precursory stage of the "halo". It was found that the

frequency of observation of these events is significantly larger than a simple fluctuation of the ordinary-type interactions, and that they show similar characteristics with huge "halo" phenomena, such as a strong concentration of the energy in a very small angular range. Furthermore, they often possess strong penetrating power through the chamber material, which is difficult to explain when assuming a pure gamma ray and/or electron origin.

In the Chacaltaya chambers, a systematic study of such special shower clusters of the energy range 100–1000 TeV has been carried out in full detail through microscopic observations of nuclear emulsion plates. The result shows that there exist two types of high-energy shower clusters which we called the "single-cluster (or uni-halo)" type and the "multi-cluster (or multi-halos)" type, respectively. The "single-cluster" type is considered to be an element of such a special shower-cluster phenomenon. The multiplicity of the produced secondaries at the interaction in such "single-cluster" type is not large, several on average, and the production p_T^{γ} is small, an order of 10 MeV/c, which is much far smaller than for ordinary-type meson production, this seems to indicate a new characteristic constant governing this high energy and narrowly collimated shower cluster phenomenon. In view of the large penetrating power and the isolated nature of these examples, none of them could be attributed to gamma rays via π^0 -mesons. In fact, they are the continuation of incident baryons, indicating the appearance of a new proper type of fragmentation phenomena in the forwardmost angular region of the order of 10^{-6} radian or much smaller. Thus it is natural to consider the "multi-cluster" type to be an ensemble of such "single-cluster" types. Even though such a detailed analysis, performed in the Chacaltaya chambers, is not possible in the Pamir chambers because of the absence of nuclear emulsion plates, it will be possible to obtain additional information on the absorption characteristics of "halos" in the Pamir thick-lead chambers, some of which have a thickness of more than 1 m of lead and in which X-ray films are inserted in a multi-layered way.

The spectacular giant "halo" will be the extension of these shower-cluster phenomena up to much higher energies and higher altitudes of production. Of course, since the energy range of the spectacular "halo" phenomena, exceeding 10^4 TeV or more, is much higher than the energy scale of the present study on shower-cluster phenomena, we might expect that still unrevealed nature will be lying behind the phenomena, and the present understanding might be only one of the possibilities. The increase of statistics of such extremely high energy phenomena is urgently required. In the present situation it should be noted that the general characteristics of the interactions seems to be envincible through the study of particle compositions in such extremely high energy families, even from the study of the off-halo part. The present experimental results indicate that these superfamilies have a rich hadron content and large production p_T .

Recently, a new preliminary result has been reported on the indication of a change of the characteristics of the hadronic interaction by the Tien-Shan experi-

ment [39], in which a combined measurement of cosmic-ray interactions was performed, i.e. the total number of electrons by air-shower array, and the measurement of the high-energy gamma-ray component by the X-ray chambers at Tien-Shan altitude. The authors reported that the fractional energy spectrum of high-energy gamma rays to the respective primary cosmic-ray energies, which are estimated from the total number of electrons, changes its shape at around 10^4 TeV. Since the observed energies of the majority of the gamma-ray families in their experiment range from several tens to a few hundreds TeV, we expect that the majority of the cosmic-ray families of visible energy greater than 100 TeV, studied in this article, could be beyond the threshold where the novel nature of the hadronic interaction is appreciably recognized.

The collaboration experiment is supported by the Nuclear Division of Academy of Science, USSR. Also, the collaboration experiment is financially supported in part by Grand-in-Aid from the Ministry of Education, Science and Culture in Japan, Waseda University and Institute for Cosmic-Ray Research, University of Tokyo in Japan, and Conselho Nacional para o Desenvolvimento Cientifico e Technologico, Fundacao de Amparo a Pesquisa do Estado de Sao Paulo in Brasil. The authors would like to express their gratitude to the members of the Pamir expedition for the construction of the joint chambers.

Appendix A. A study of the transition behaviour of shower spots in the Pamir joint chambers by simulation calculations

Since the present paper is concerned with the characteristics of the transition behaviour of high-energy showers in the cosmic-ray families in the Pamir joint chambers, it is of importance to understand the shower development of gamma rays in the chamber material, including the fluctuation problem. In the case of the Pamir carbon chambers which are composed of various different materials as shown in fig. 1, it is naturally expected that the shower particles may develop in a special manner through these material. In order to see the global behaviour of shower development and its fluctuation caused by the interposed carbon layer, we present here the results of the simulation calculations of shower development carried out following the algorithm developed by Shibata [7], which has been invented to save computing time and is applicable to any structure of the material. The average behaviour of shower development has already been presented in sect. 2 for the case of e^+e^- pair incidence upon the chamber in which we see some discontinuity in the transition curve due to interposed carbon layer. We see there that, the lower the energy is, the larger the break of shower transition becomes in a measurement of a square slit of $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$.

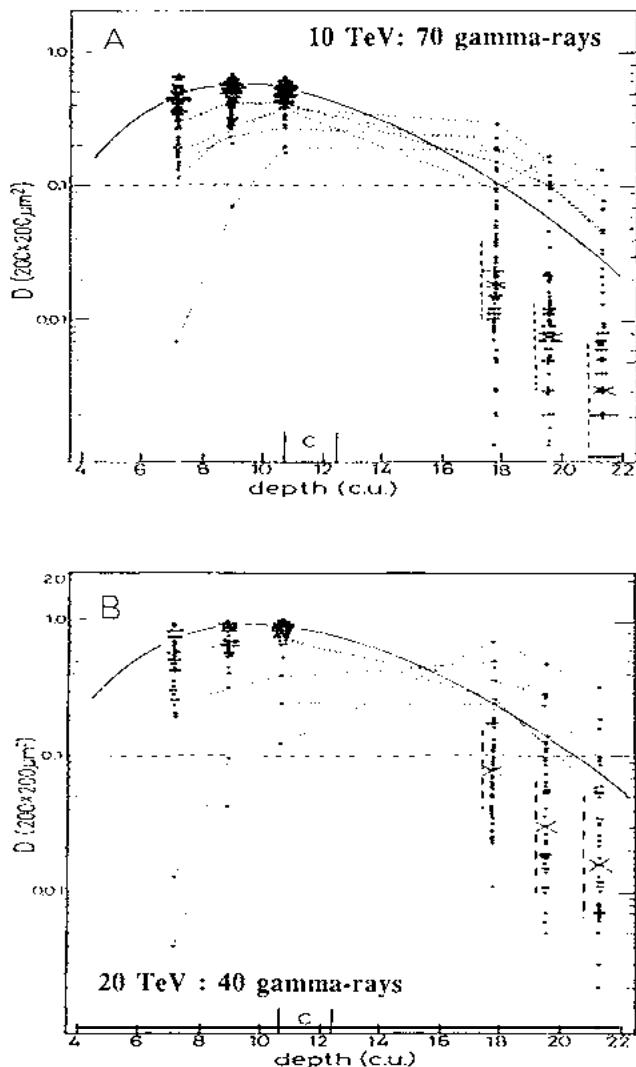


Fig. A.1 Examples of shower transition for simulated gamma rays. (a) $E_\gamma = 10$ TeV (70 gamma rays), (b) $E_\gamma = 20$ TeV (40 gamma rays), (c) $E_\gamma = 50$ TeV (30 gamma rays) and (d) $E_\gamma = 100$ TeV (20 gamma rays). The solid curve is an average shower transition of gamma rays for a uniform lead chamber.

Figs. A.1a–A.1d give the results of the simulation calculation for the case of gamma-ray incidence upon the chamber with several different energies:

Fig. A.1a $E_0 = 10$ TeV, 70 cases

Fig. A.1b $E_0 = 20$ TeV, 40 cases

Fig. A.1c $E_0 = 50$ TeV, 30 cases

Fig. A.1d $E_0 = 100$ TeV, 20 cases.

The darkness on X-ray films depends on the film sensitivity when transforming the numbers of electrons into darkness in X-ray films. Here we assume the sensitivity of the X-ray films used for joint chambers P2, P3 and P5.

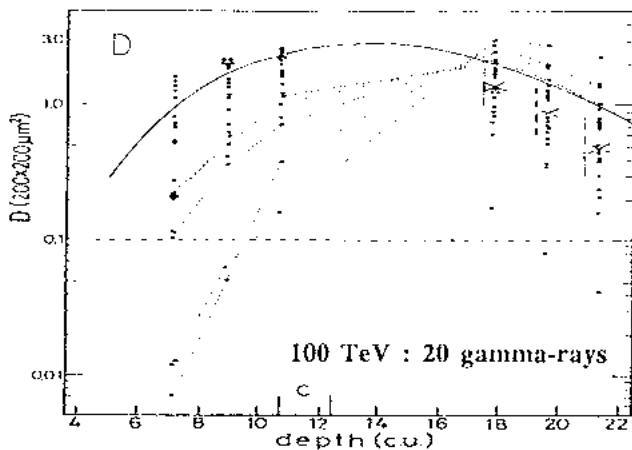
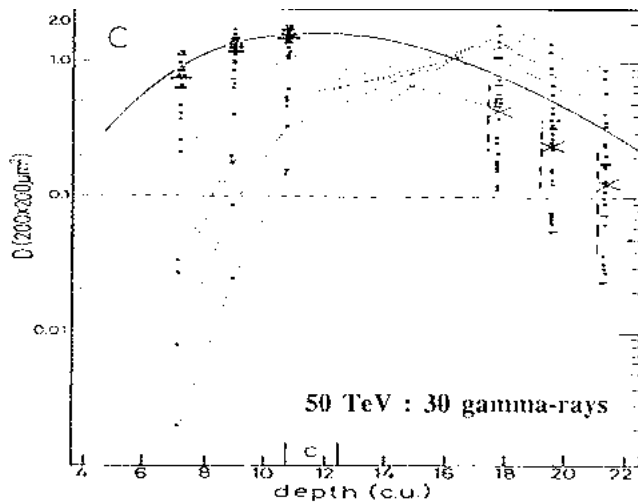


Fig. A.1 (continued)

The solid curve in the figures show the average shower transition fitted to the points in the I -block and extrapolated down to the H-block assuming the uniformity of the lead. First one sees that the fluctuation of the shower starting-point becomes larger for higher energies because of the so-called Landau effect which has been taken into account in the simulation algorithm. In the case of showers which have already developed in the I -block, on average almost all the spot darkness in the H-block turns out to be much lower than expected from the case of uniform lead. Only if the showers start deep inside the I -block, they can exceed the expected spot darkness in the H-block.

In the practical case, the threshold of spot darkness, D_{th} , is around 0.1 as shown by the broken line drawn horizontally in the figure. From this one can conclude

that, on average, most of the shower spots found in the I -block can not be detected in the H-block for lower energy showers, and particularly so in X-ray films of the joint chamber P3' which has a moderate sensitivity compared to P2, P3 and P5. Actually there are some showers which are not observed in the H-block in spite of the fairly large spot darkness observed in the I -block (corresponding to an order of 50 TeV). The simulation calculation shows that the spot darkness of such high energy should be much larger than D_{th} in the H-block, suggesting that those showers consist of a narrow bundle of electromagnetic particles, but are not due to a single gamma ray of high energy.

Appendix B. Parameters in simulation calculations

We give some complements on the parameters used in simulation calculations which are not referred to in the discussions of sect. 3. Each algorithm has its own parameters.

B.1. ENERGY DEPENDENCE OF THE ATTENUATION LENGTH OF COSMIC-RAY BARYONS

Fig. B.1 gives the energy dependence of the attenuation length of cosmic-ray baryons used in the five algorithms discussed in the text, measured in units of g/cm^2 . Three models [Model 1 (UA-5), Model 2 (F00) and Model 4 (Fire-ball)] produce the same values and have a similar energy dependence, while Model 3 (MSF) of the Pamir group shows a little slower energy dependence. Model 5 (MQ) has special characteristics as given in the text, and gives a significantly shorter attenuation length due to the large inelasticity coefficient. In the calculation, the attenuation mean free path, λ_{att} , is given by the relation $\lambda_{att} = \lambda_{p-air} / (1 - \langle 1 -$

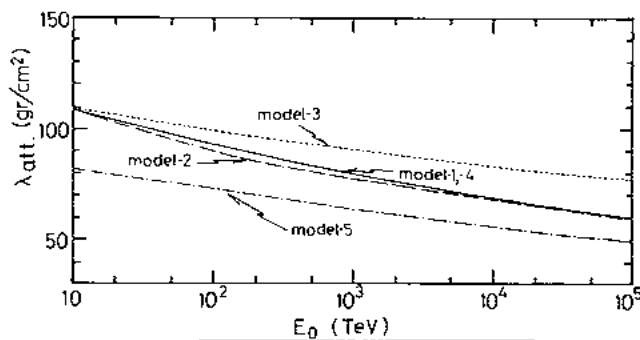


Fig. B.1 Energy dependence of attenuation mean free path of cosmic-ray baryons used in simulations calculations of various models.

$K)^{\gamma}$), where λ_{p-air} is given by the formula in the text, K is the inelasticity coefficient and $\gamma = 1.7$ denotes the power index of the integral primary energy spectrum.

B.2. DISTRIBUTION OF GAMMA-RAY INELASTICITY

The gamma-ray inelasticity, k_{γ} , gives the conversion factor of energy of the hadrons into the energy of the gamma-ray component. The following formula is commonly used as the generating function of k_{γ} ,

$$f(k_{\gamma}) dk_{\gamma} = \frac{1}{\beta \Gamma(\alpha)} \cdot \left(\frac{k_{\gamma}}{\beta}\right)^{\alpha-1} \exp(-k_{\gamma}/\beta) dk_{\gamma}. \quad (B.1)$$

The parameters α and β are determined to reproduce the k_{γ} -distribution obtained by simulation calculations according to the algorithm of each model. The numerical values of α , β and resulting $\langle k_{\gamma} \rangle$ are as follows:

$$\begin{aligned} \alpha = 1.05, \quad \beta = 0.145, \quad \langle k_{\gamma} \rangle = 0.15 & \quad \text{model 1, model 2,} \\ \alpha = 0.8, \quad \beta = 0.2, \quad \langle k_{\gamma} \rangle = 0.16 & \quad \text{model 3,} \\ \alpha = 1.30, \quad \beta = 0.14, \quad \langle k_{\gamma} \rangle = 0.18 & \quad \text{model 4.} \end{aligned}$$

The distributions of k_{γ} sampled from the above Γ -distribution for each model are shown in fig. B.2 for (A) Model 1, (B) Model 3 and (C) Model 4, respectively. The average value, $\langle k_{\gamma} \rangle$, which governs the family behaviour is almost the same.

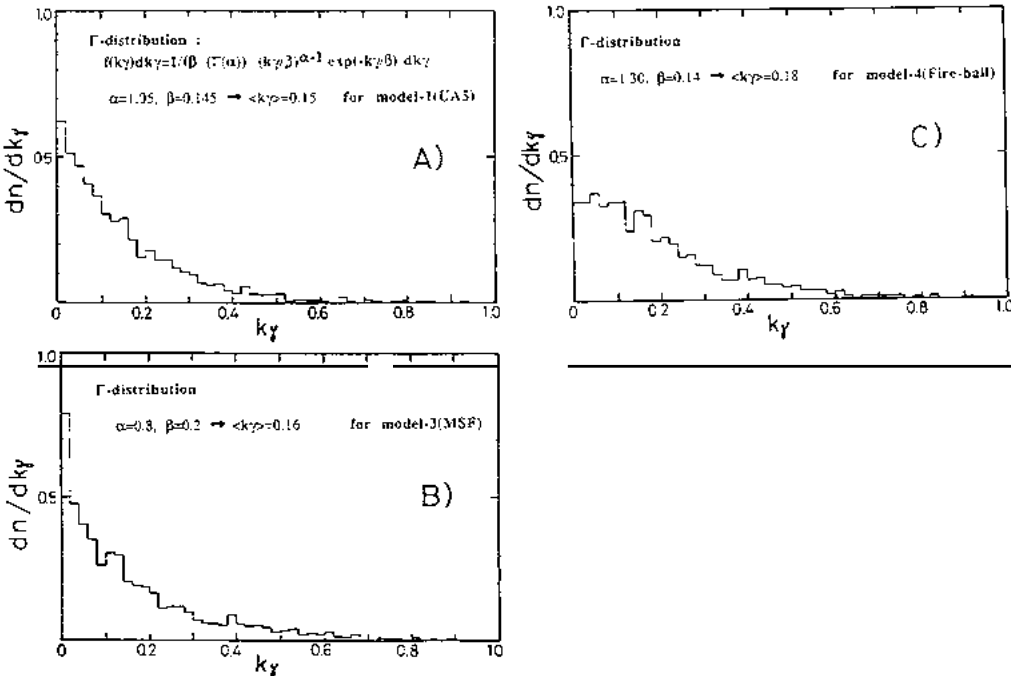


Fig. B.2 Distribution of gamma-ray inelasticity k_{γ} , sampled from the Γ -distribution in simulation calculations of (a) Model 1, (b) Model 3 and (c) Model 4.

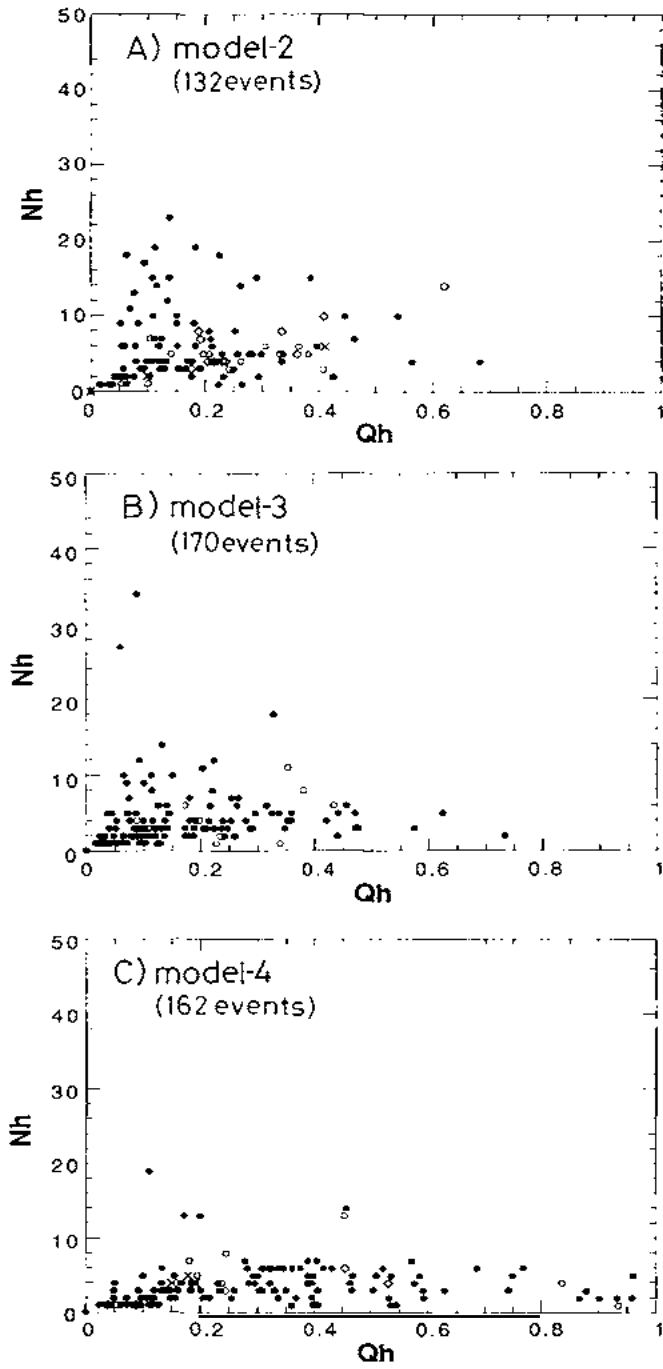


Fig. B.3 The same as fig. 12b for simulated families of (a) Model 2, (b) Model 3 and (c) Model 4.

B.3. $N_h - Q_h$ RELATION SEEN IN SIMULATION CALCULATIONS

As a complement of subsect. 4.1, we give here the correlation diagram between N_h and Q_h for simulated families of three different models, except Model 1 which has already been shown in fig. 12b. Here we select the families with $\langle E^*R^* \rangle \leq 300$ GeV · m. Fig. B.3 shows the results for (A) Model 2, (B) Model 3 and (C) model 4. We see that these four models [including fig. 12b in the text] show approximately the same distributions. Furthermore, one finds large differences from the observational data shown in the text [fig. 12a] where a large fraction of the observed families show a hadron-rich character in either number, or in energy fraction, or in both.

References

- [1] Pamir Collaboration, Mt. Fuji Collaboration and Chacaltaya Collaboration, A.B. Borisov et al., Nucl. Phys. B191 (1981);
Pamir Collaboration, S.G. Baybrina et al., Trudy FIAN 154 [in Russian] (Nauka, Moscow, 1984) 1
- [2] C.M.G. Lattes et al., Phys. Rep. 65 (1980) 151;
S. Hasegawa, ICR-Report-151-87-5 presented at FNAL CDF Seminar (Inst. for Cosmic Ray Research, Univ. of Tokyo, 1987)
- [3] Chacaltaya Collaboration, Suppl. Prog. Theor. Phys. 47 (1971) 1;
S. Yamashita, A. Ohsawa and J.A. Chinellato, Proc. 3rd Int. Symp. on Cosmic Rays and Particle Physics, Tokyo, 1984 (Inst. for Cosmic Ray Research, Univ. of Tokyo, 1984) p. 30;
Pamir Collaboration; *ibid.* p. 1
L.T. Baradzei et al.; *ibid.* p. 136
S. Yamashita; J. Phys. Soc. Jpn., 54 (1985) 529
- [4] A.S. Bolisov et al., Proc. 3rd Int. Symp. on Cosmic rays and Particle Physics, Tokyo, 1984 (Inst. for Cosmic Ray Research, Univ. of Tokyo, 1984) p. 248;
M. Tamada and A. Tomaszewski, Proc. 5th Int. Symp. on Very High Energy Cosmic-Ray Interactions, Lodz, 1988 (Inst. of Physics, Univ. of Lodz, Poland, 1988) p. 324
- [5] S. Hasegawa, ICR-Report-197-89-14 (Inst. for Cosmic Ray Research, Univ. of Tokyo, 1989)
- [6] Brasil-Japan Collaboration, Suppl. Prog. Theor. Phys. 47 (1971) 1
- [7] M. Okamoto and T. Shibata, Nucl. Instrum. Methods A257 (1987) 155
- [8] G.B. Zhdanov, FIAN preprint no. 45 (Lebedev Physical Institute, Moscow, 1980);
H. Semba, Suppl. Prog. Theor. Phys. 76 (1983) 111
- [9] S.I. Nikolsky, Izv. Akad. Nauk. USSR Ser. Fis. 39 (1975) 1160
- [10] T.H. Burnet et al., Astrophys. J. 349 (1990) 25
Y. Takahashi, 6th Int. Symp. on Very High Energy Cosmic-Ray Interactions, Tarbes, France (1990)
- [11] Mt. Fuji Collaboration, J.R. Ren et al., Phys. Rev. D38 (1988) 1404
- [12] UA5 Collaboration, G.L. Alner et al., Nucl. Phys. B291 (1987) 445
- [13] UA4 Collaboration, M. Bozzo et al., Phys. Lett. B147 (1984) 392
- [14] J.A. Wrotniak et al., Proc. 19th Cosmic-Ray Conf. La Jolla, 1985 (NASA Conference Publication, Washington, D.C., 1985) Vol. 6, pp. 56, 328
- [15] R.A. Mukhamedshin et al., Trudy FIAN Vol. 154 [in Russian] (Nauka, Moscow, 1984) p. 142
- [16] A.M. Dunaevsky, M. Pluta and S. Slavatsky, Proc. 5th Int. Symp. on Very High Energy Cosmic-Ray Interactions, Lodz, 1988 (Inst. of Physics, Univ. of Lodz, Poland, 1988) p. 143
- [17] A.B. Kaidalov and K.A. Ter-Martirosyan, Proc. 20th Int. Cosmic-Ray Conf., Moscow, 1987 (Nauka, Moscow, 1987) Vol. 5, p. 141
- [18] Yu.M. Shabelsky, preprints LNPI-1113 (1985), LNPI-1224 (1986), Leningrad [in Russian]

- [19] A.H. Hillas. Proc. 16th Int. Cosmic-Ray Conf., Kyoto (Inst. for Cosmic Ray Research, Univ. of Tokyo, 1979) Vol. 6. p. 13
- [20] Pamir Collaboration and Chacaltaya Collaboration, A.S. Borisov et al., Phys. Lett. B190 (1987) 226
- [21] S. Hasegawa and M. Tamada, 6th Int. Symp. on Very High Energy Cosmic-Ray Interactions, Tarbes, France (1990)
- [22] H. Semba, Suppl. Prog. Theor. Phys. No. 76 (1983) 111;
J.R. Ren et al., Phys. Rev. D38 (1988) 1404;
- [23] A.M. Dynaevsky and M.V. Zimin. Proc. 5th Int. Symp. on Very High Energy Cosmic-Ray Interaction, Lodz, 1988 (Inst. of Physics, Univ. of Lodz, Poland, 1988) p. 93
- [24] A.M. Dynaevsky et al., Proc. 6th Int. Symp. on Very High Energy Cosmic-Ray Interactions, Tarbes, France (1990)
- [25] Pamir Collaboration, FIAN preprint no. 208 (Lebedev Physical Institute, Moscow, 1989)
- [26] Chacaltaya Collaboration, Proc. 21st Int. Cosmic-Ray Conf., Adelaide (Dept. Physics and Mathematical Physics, Univ. of Adelaide, Australia, 1990) Vol. 8, p. 259
- [27] S. Hasegawa; ICR-Report-216-90-9 (Inst. for Cosmic-Ray Research, Univ. of Tokyo, 1990)
- [28] M. Tamada, Proc. 21st Int. Cosmic-Ray Conf., Adelaide, 1990 (Dept. Physics and Mathematical Physics, Univ. of Adelaide, Australia, 1990) Vol. 8 p. 169; ICR-Report-216-90-9 (Inst. for Cosmic Ray Research, Univ. of Tokyo, 1990)
- [29] Pamir Collaboration, Proc. 17th Int. Cosmic-Ray Conf., Paris (1981) Vol. 5, p. 291
- [30] Chacaltaya Collaboration, Proc. Int. Cosmic-Ray Conf., Adelaide, 1990 (Dept. Physics and Mathematical Physics, Univ. of Adelaide, Australia, 1990) Vol. 8, p. 267
- [31] Pamir Collaboration, preprint Inst. Nucl. Phys. 89-67/144 (Inst. Nucl. Phys., Moscow State Univ., 1989)
- [32] M.D. Smilnova et al., Proc. 5th Int. Sym. on Very High Energy Cosmic-Ray Interactions, Lodz, 1988 (Inst. of Physics, Univ. of Lodz, Poland, 1988) p. 42
- [33] K. Goulianos, Proc. Workshop of Particle Simulation at High Energies (University of Wisconsin, Madison, USA, 1986)
- [34] I.P. Ivanenko et al., Proc. 18th Int. Cosmic-Ray Conf., Bangalore, 1983 (Tata Inst. Fundamental Research, Bombay, India, 1983) Vol. 5, p. 274
- [35] I.P. Ivanenko et al., Proc. Int. Symp. on Cosmic-Rays and Particle Physics, Tokyo, 1984 (Inst. for Cosmic Ray Research, Univ. of Tokyo, 1984) p. 101
- [36] Pamir Collaboration, 5th Int. Symp. on Very High Energy Cosmic-Ray Interactions, Lodz, 1988 (Inst. of Physics, Univ. of Lodz, Poland, 1988) p. 180
- [37] Pamir Collaboration, Proc. 21st Int. Cosmic-Ray Conf., Adelaide, 1990 (Dept. Physics and Mathematical Physics, Univ. of Adelaide, Australia, 1990) Vol. 8, p. 251
- [38] Pamir Collaboration, Izv. AN USSR No. 4 (1991) to be published
- [39] S.I. Nikolsky, S.B. Shaulov and K. Cherdyntseva, FIAN preprint no. 140 [in Russian] (Lebedev Physical Institute, Moscow, 1990)
- [40] Brasil Japan Collaboration, Proc. 20th Int. Cosmic-Ray Conf., Moscow, 1987 (Nauka, Moscow, 1987) Vol. 5, p. 326



Observation of attenuation behaviour of hadrons in extremely high energy cosmic ray interactions: New hadronic state?

Chacaltaya and Pamir Collaboration

T. Arisawa ^a, Y. Fujimoto ^a, S. Hasegawa ^a, K. Honda ^a, H. Ito ^a,
V.V. Kopenkin ^{a,*}, H. Semba ^a, M. Tamada ^b, K. Yokoi ^c,
G.F. Fedorova ^d, I.P. Ivanenko ^d, A.K. Managadze ^d, I.A. Mikhailova ^d,
E.G. Popova ^d, I.V. Rakobolskaya ^d, T.M. Roganova ^d, L.G. Sveshnikova ^d,
O.P. Strogova ^d

^a *Science and Engineering Research Laboratory, Waseda University, Tokyo, Japan*

^b *Faculty of Science and Technology, Kinki University, Osaka, Japan*

^c *Department of Physics, Aoyama Gakuin University, Tokyo, Japan*

^d *Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia*

Received 25 June 1993; revised 11 April 1994; accepted 19 May 1994

Abstract

Experimental results are presented on high energy cosmic-ray hadron interactions recorded in homogeneous-type thick lead chambers (total thickness being 60 cm and 110 cm) exposed at the Pamirs (atmospheric depth 595 g/cm²). High energy cosmic-ray hadron flux is measured. The attenuation mean free path of the arriving cosmic-ray hadrons of $E(\gamma) \geq 6$ TeV measured in the chamber is obtained as 252 ± 30 g/cm² of lead. However, for the high energy hadrons ($E(\gamma) \geq 10$ TeV) constituting cosmic-ray families of the highest energy range, $\Sigma E(\gamma) \geq 700$ TeV, which have been accumulated so far in the series exposures at the Pamirs and analysed by MSU group, the attenuation mean free path of hadrons in lead has turned out to be as short as 170^{+47}_{-26} g/cm² with 95% CL by the maximum likelihood method. The present experimental result of such a short attenuation length of hadrons in cosmic-ray families is essentially consistent with that obtained for high energy hadrons ($E(\gamma) \geq 10$ TeV) constituting the “Chiron-type” families of $\Sigma E(\gamma) > 100$

* On leave from Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia.

TeV in the Chacaltaya two-storeyed chamber experiments. The anomalous transition characteristics of high energy hadrons in lead is found and examples are presented. The physical significance of the experimental results on extremely high energy hadron interactions is discussed.

1. Introduction

The joint program between Moscow State University (MSU) and Waseda University started in 1991 on the study of characteristics of high energy cosmic-ray interactions by means of homogeneous-type thick lead emulsion chambers (containing 60 cm thick lead) exposed at the Pamirs (4300 m, 595 g/cm²) for one year starting from 1988, as part of joint research on very high energy cosmic-ray hadron interactions under Chacaltaya and Pamir Collaborations. The main target of the joint program is to study in detail the nature of high energy cosmic-ray hadron interactions making full use of the X-ray film chambers containing homogeneous lead of large enough thickness.

The homogeneous-type thick lead chamber has fine advantage for the study of the overall transition behaviour of the shower development of nuclear-electromagnetic cascades originating from individual high energy cosmic-ray hadrons because of the fine resolution power of the photosensitive materials through sufficient thick lead materials, when compared with what has earlier been carried out by means of the ionization chamber technique which suffers from the effect of mixing-in of hadrons arriving in groups.

It has been revealed in the joint work by the Chacaltaya and Pamir Collaborations [1] that the global characteristics of very high energy cosmic-ray hadron interactions over $\sim 10^{15}$ eV are hard to explain in terms of a smooth extrapolation of those of ordinary multiple pion productions which we know in lower energy accelerator experiments, of energies up to that of CERN Sp \bar{p} S. This conclusion has been derived on the basis of extensive observations on 430 cosmic-ray families of visible energy not less than 100 TeV. Comparisons were made with the results of simulation calculations based on several models, all of which assume ordinary-type multiple pion productions for the atmospheric nuclear interactions. It has been shown that the observed cosmic-ray family flux is smaller by a factor 5 to 10, whereas the power indices of fractional energy spectra of high energy constituent showers in the respective families are harder than predicted by simulation calculations. This means that the attenuation of the actually observed cosmic-ray families is stronger during their atmospheric propagation, and that the majority of the observed cosmic-ray families are in younger stages of development than predicted by the simulations. The results indicate that the characteristics of the hadron interactions might show a drastic change at the interaction energy of around 10^{16} eV.

The cosmic-ray exotic interactions of the type named "Centauro species" reported by the Chacaltaya experiment [2,3] could be the phenomena responsible for such changes of the characteristics of hadron interactions. A systematic study

has been carried out on the occurrence frequency of families of the characteristics of the Centauro species in our joint work by means of the above large statistics of observed families, and it has been found that a significant fraction, around 20% or even more, of the observed families show an abnormally rich fraction of hadron components in either energy or numbers, or both [1].

As is known, the basic characteristics of the exotic-type interactions named 'Centauro species' are multiple hadron production without any neutral pion among the produced secondaries. It has been a long-standing question what the absence of neutral pions signifies in particle physics, and it puts us a question whether the produced secondaries are the ordinary hadrons already known or some yet unknown new objects. It is expected that the key clue to settle the problem is to get detailed knowledge on the secondaries from these exotic-type interactions, and indications which reveal the anomalous characteristics of high energy hadrons originating from such exotic-type interactions have been collected in the Chacaltaya experiments and these have been reported elsewhere [2,3].

The purpose of the study on hadron attenuation by means of homogeneous-type thick lead chambers at the Pamir is focused on the following two subjects. One is to try to measure parameters of hadron-lead interactions at energies far exceeding those achievable in fixed-target accelerator experiments and to test the validity of the existing model of hadron-nucleus collisions. The other is to search for the "anomalous cascades" in exotic-type cosmic-ray interactions of "Centauro" and "Chirons" reported from the Chacaltaya emulsion chamber experiments, because deep lead homogeneous-type chambers will provide sufficient observational conditions of transition characteristics of these anomalous showers.

After ten years' work, the experimental results on the flux of cosmic-ray hadrons at Pamir altitude which are predominantly composed of nucleons ($\sim 70\%$) showed that the inelastic cross section for the nucleon-lead interaction is $\sigma(n - \text{Pb}) = 2030 \pm 190$ mb and the average inelasticity coefficient is large, $\langle K \rangle = 0.8$ [4,5]. Investigation on the absorption of high energy single hadrons at large depths of lead ($> 3\lambda_{\text{int}}$) shows an indication of abnormally weak attenuation which could be consistently explained by the production of charmed particles with large cross section [6].

Based on the observation of these global characteristics of high energy cosmic-ray hadrons, the study has been extended to the attenuation behaviour of hadrons in cosmic-ray families.

The collaboration was agreed in both groups under the common understanding that the study of cosmic-ray events by means of thick homogeneous-type lead chambers will open up new prospects on the unsettled problem of hadron physics at extreme high energies.

In this paper, we shall describe the experimental results of a systematic study on high energy cosmic-ray hadrons recently carried out in the homogeneous-type thick-lead chambers (60 cm) with an exposure of $16 \text{ m}^2 \cdot \text{yr}$. Accounts of our experimental procedure are given in sect. 2. Experimental results on the single cosmic-ray component are summarized in sect. 3. The observed attenuation behaviour of cosmic-ray hadrons in lead is described, together with their incident flux

and their energy spectrum at the Pamir altitude. These recent results are compared with the ones reported from the MSU group [4–7] to obtain a view of the global nature of cosmic-ray hadrons.

In sect. 4, we describe the central achievement of the present joint work. It deals with a systematic study on the attenuation length of high energy hadrons in cosmic-ray families in homogeneous-type thick-lead chambers. If we stand on the ordinary point of view that multiple pion production continues to play a dominant role for hadron interactions even at extreme high energies, say over 10^{16} eV or more, the majority of the high energy hadrons in cosmic-ray families should be pions. If this is the case, the attenuation length of those observed hadrons should give a value consistent with that expected from the pion-lead inelastic cross section, of order $\sim 250\text{--}300$ g/cm² of lead. The first attempt of the MSU group to investigate the attenuation length of high energy hadrons, $E(\gamma) \geq 4$ TeV, in families of visible energy $\Sigma E(\gamma) \geq 100$ TeV led to an unexpected result: the attenuation mean free path, λ_{att} , turned out to be significantly smaller, i.e., $\lambda_{\text{att}} = 144 \pm 18$ g/cm² [7]. Even if the effect of detection loss of hadrons is taken into account for families consisting of a small number of hadrons, $N_h \leq 2$, it gave $\lambda_{\text{att}} = 184 \pm 24$ g/cm² [4].

These preliminary results of the MSU group are essentially consistent with the observation of the admixture of particles of short attenuation mean free path $(0.4 \pm 0.2)\lambda_{\text{geo}}$, previously reported by Chacaltaya two-storey chamber experiments based on a systematic study of 220 high energy hadrons ($E(\gamma) \geq 10$ TeV) in 82 families of visible energy greater than 100 TeV [3].

In view of this, we present here new experimental results of a systematic study of the attenuation characteristics of 176 high energy hadrons ($E(\gamma) \geq 10$ TeV) in 17 super-families of visible energy greater than 700 TeV which have been collected in the homogeneous-type thick-lead chambers at the Pamir since 1977. All these 17 super-families have been found in the chambers of sufficiently large thickness, containing at least 40 cm of lead. The new experimental results give a short attenuation length, 170^{+47}_{-26} g/cm² with 95% CL by the maximum likelihood method, and it seems to indicate that we are observing new hadronic phenomena originating from extremely high energy cosmic-ray interactions in the hadron physics field. On the other hand, if we consider such a new behaviour of short attenuation mean free paths of hadron interactions in cosmic-ray family observations taking place in the forwardmost angular region of hadronic interactions, such characteristics, as easily understood, can be the main cause of the hard attenuation of family propagations through the atmosphere which has been made clear in extensive family studies by the Chacaltaya and Pamir Collaborations [1]. Furthermore, such a new knowledge on the characteristics of hadron interactions will demand a drastic change in the global view on the phenomenology of cosmic-ray atmospheric propagation and, hence, in turn, on the primary spectrum and chemical composition which is based upon cosmic-ray family observations and extensive air shower experiments.

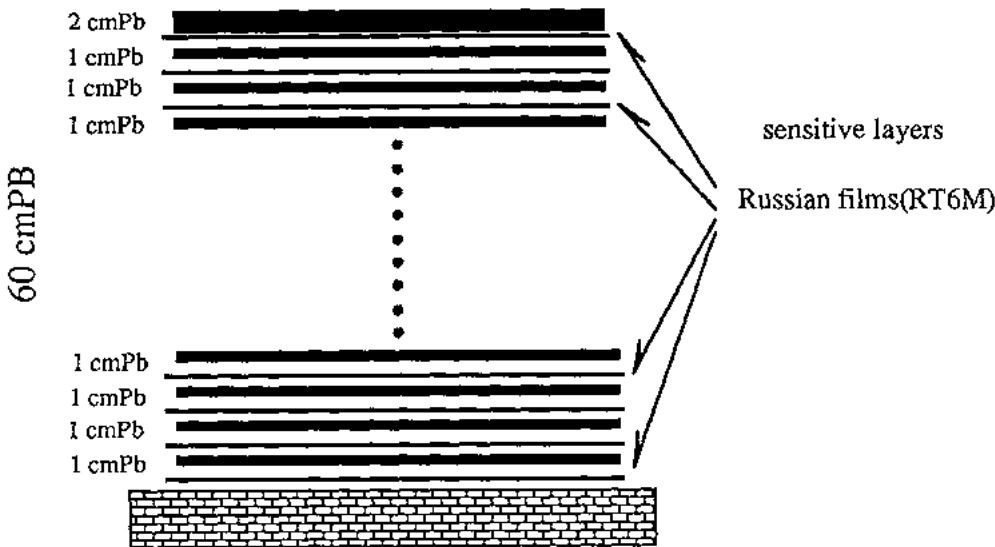
During the course of the study on individual high energy hadrons, we have encountered some hadron-induced showers showing unusual transition behaviour

through lead material which seems to demonstrate the exotic nature of hadron interactions. Examples shall be presented and will be discussed in sect. 5 in relation to the characteristics of the exotic-type hadronic interactions of the Centauro species which have been reported from the Chacaltaya experiments. Sect. 6 is devoted to a discussion of the physical significance of the experimental results.

2. Experimental procedure

2.1. Structure of the Pamir thick-lead chambers

The emulsion chambers of our present concern is homogeneous-type lead chambers exposed at the Pamirs for one year starting in July 1988. The structure of the unit chamber is presented in Fig. 1a. Each unit chamber has an area of 10 m² and contains 60 cm lead. In total, three units of the chamber were exposed. These three units are called Pb-68, Pb-69 and Pb-70, respectively.



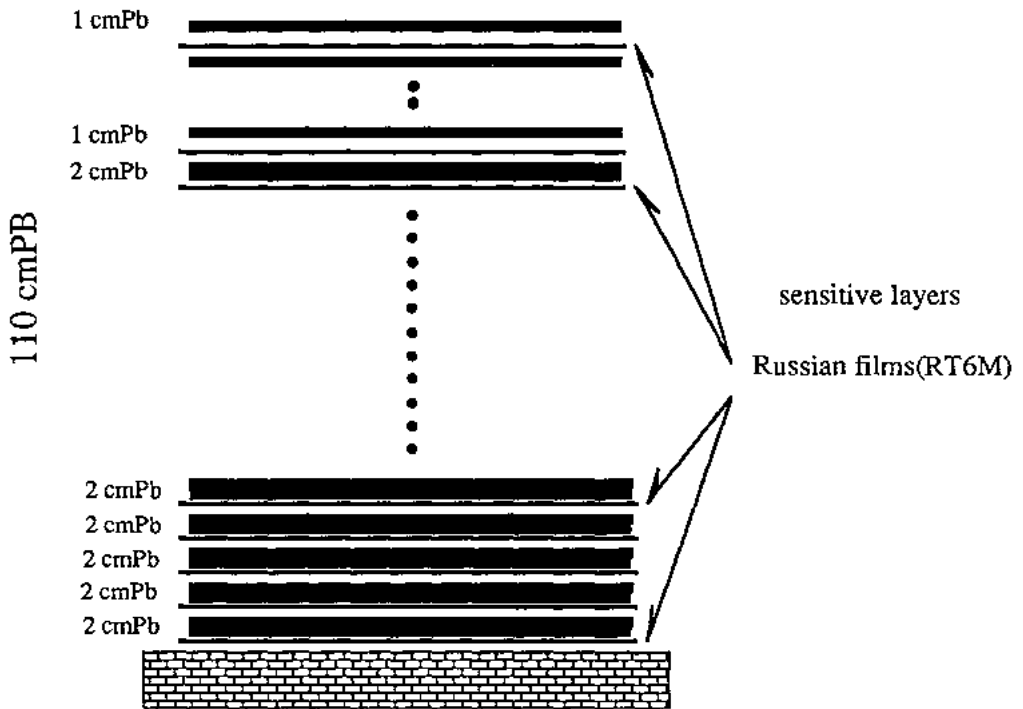
Pamir thick lead chamber

Fig. 1. (a) Structure of the uniform-type lead chambers of thickness 60 cm, Pb-68, Pb, 69 and Pb-70, in the Pamir experiment. (b) Structure of the uniform-type lead chambers of thickness 110 cm, Pb-43, Pb-45 and Pb-46, in the Pamir experiment. (c) Structure of the Chacaltaya two-storey chambers no. 21 and no. 22.

The Russian RT type X-ray films are inserted under every 1 cm lead for the detection and measurement of electron showers, except for the depths 1 cm and 58 cm from the chamber top. It totals 58 layers of X-ray films. After the processing of the X-ray films was completed in Russia, the films have been sent to Japan for the joint analysis. The present paper describes the experimental results obtained from the study on the exposure of $16 \text{ m}^2 \cdot \text{yr}$.

Fig. 1b shows another type of thick homogeneous lead chambers, hereafter called the “MSU chambers”, with which the MSU group [4] has carried out a detailed analysis on cosmic-ray hadrons. As is shown in the figure, the chamber thickness is much larger than the one shown in Fig. 1a, containing 110 cm of lead. X-ray films have been inserted under every 1 cm of lead for the shallowest six layers, and under every 2 cm of lead for the remaining 57. The results that are obtained by the two chambers will be compared w.r.t. hadron flux and attenuation characteristics of the cosmic-ray hadrons.

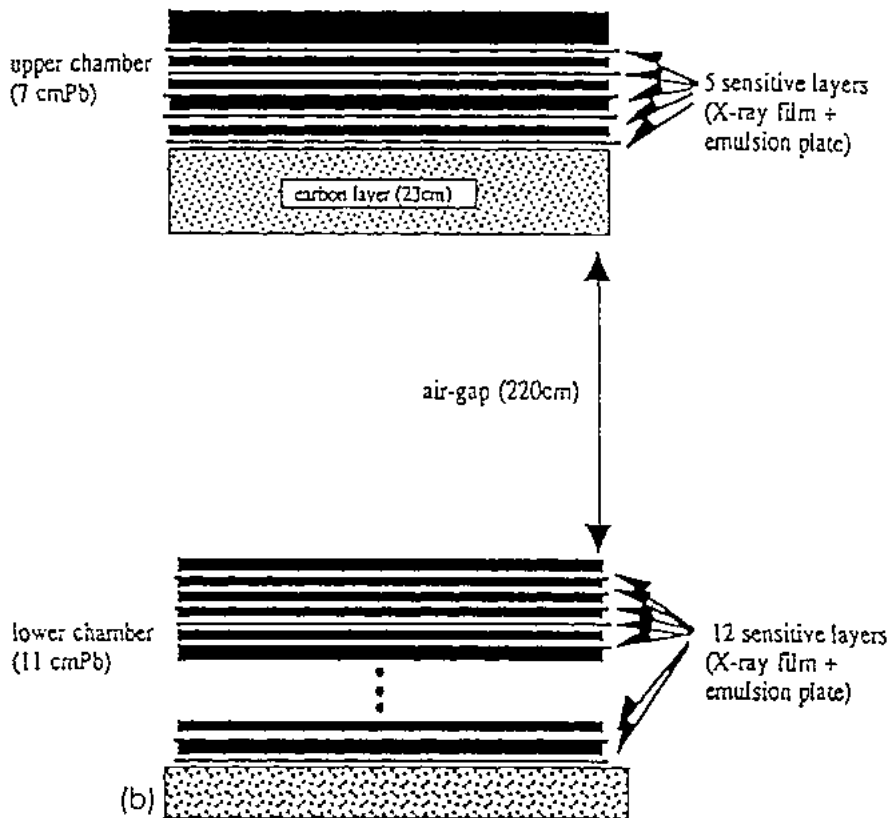
Fig. 1c shows the structure of the Chacaltaya two-storey chambers no. 21 and no. 22, by which a number of high energy cosmic-ray families have been studied among the series exposure at Chacaltaya by the Japan–Brasil collaboration. As is



Pamir thick lead chamber

Fig. 1 (continued).

seen in the figure, the chambers consist of three parts: the upper chamber of 7 cm lead; target layers of 23 cm thick pitch, and the lower chamber of 11 cm lead. The upper chamber has an area of 44 m², and contains five layers of N-type X-ray films, each layer being inserted every 1 cm lead, starting from 3 cm from the top. Three layers of ET7A type nuclear emulsion plates are inserted under 3, 5 and 7 cm of lead covering the whole area. The lower chamber has an area of 33 m², and contains 11 layers of N-type X-ray films under every 1 cm lead from the top, and five layers of ET7A type nuclear emulsion plates are inserted under every 2, 3, 4 and 5 cm lead from the top. There is a 230 cm air-gap between the upper and lower chambers for the observation of target interactions of the incident hadrons. The exposure times are 677 and 653 days for chamber no. 21 and no. 22, respectively. A detailed study of the fine shower-core configuration is feasible by microscopic observations of the nuclear emulsion plates. The results of the



Chacaltaya chamber no.21

Fig. 1 (continued).

observations of cosmic-ray family phenomena will be compared with those of the uniform-type thick-lead chambers at the Pamirs.

2.2. Detection and energy measurement of electromagnetic cascade showers

A routine naked-eye scanning of the X-ray films for the dark spots due to electron showers developed in the chamber has been carried out throughout all the depths of the chamber, and the arriving showers are reconstructed by measuring the arrival direction of the showers. The arrival direction of a shower is determined by measuring, under the microscope, the horizontally projected direction and distance between the pair of dark spots created by showers in the top and the bottom emulsion layers of the X-ray film, separated vertically by $200\ \mu\text{m}$ due to the plastic base supporting them. "Side showers", i.e. showers which do not pass through the top surface of the chamber, have been identified through the measurement of their respective positions and arrival directions, and have been omitted from further analysis.

The energy of an electron shower which has developed within the lead and has left dark spots in several layers is determined by the micro-photometric method. The darkness of the shower spot, D , is measured with a micro-photometer through a $200 \times 200\ \mu\text{m}^2$ square slit, on every shower-recording X-ray film. After subtraction of the background darkness, we get the net D -value of the shower spots in each layer. The net D -values, thus obtained, of the pair of spots on each X-ray film sheet, in turn, are calibrated by using a set of calibration spots of different darkness, formed by several specified exposures, made just after its production, to a ^{90}Sr - ^{90}Y radioactive source of a definite strength.

Plotting these calibrated net D -values of the shower spots on all layers against depth, the transition curve of the shower is constructed. The curve is compared with the set of theoretical curves for pure electromagnetic cascades of electron-pair origin obtained through simulation calculations following the algorithm completed by Shibata [8]. Some details of the transition curves used here and the method of energy determination are given in Appendix A.

Now let us start from the case of a pure electromagnetic cascade shower. By a computer algorithm, we look for the theoretical curve which best reproduces the shape of the empirical transition curve, and we get the "would-be" darkness, D_{max} , of the shower at its shower maximum. In determining the energy, E , of the shower, a semi-empirical $D_{\text{max}}-E$ relation is used. In the present experiment, the detection threshold of the spot darkness is around $D \sim 0.1$, corresponding to a shower energy of $\sim 2\ \text{TeV}$. On the other hand, ΔT , the starting depth of the shower, is given by the horizontal shift of the experimental transition curve with respect to the best fit theoretical curve. The fitting procedure explained above is illustrated in Fig. 2.

As for a shower of hadronic origin, we have to solve three problems: shower origin identification, shower energy determination and shower starting depth estimation. Here the shower energy, E , now stands for the visible energy of the shower, i.e. the energy released in the form of electron showers.

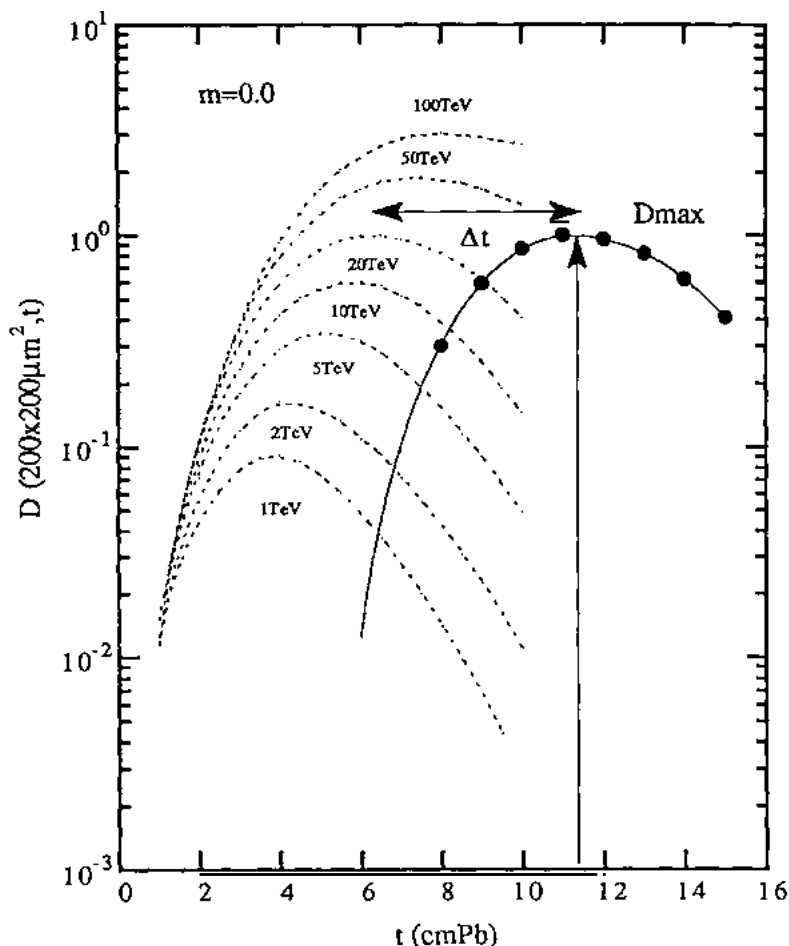


Fig. 2. An illustration of the determination of the shower starting point ΔT and energy E of showers in the thick-lead chambers.

The identification problem is the following. The observed showers in the chamber are classified into two categories: those of electromagnetic origin (hereafter called "gamma-rays") and those of hadronic origin, and it is necessary to identify the two.

Now, firstly, as will be seen in the examples shown in Fig. B.1a, b, most showers induced by hadrons by ordinary multiple-pion production create transition curves whose shapes are quite similar to those of pure electromagnetic cascade showers. For those showers E and ΔT are determined in the same ways as for pure electromagnetic cascade showers, and the identification criterion comes out as follows: a shower having large ΔT is identified as of hadronic origin. Usually a criterion $\Delta T \geq 6$ c.u. is used, where 1 c.u. (cascade unit) corresponds to 0.57 cm of lead. In this way, the above-mentioned three problems are solved at a stroke for this type of showers.

The remaining showers of hadronic origin create transition curves which deviate beyond fluctuation from that of a pure electromagnetic cascade shower. Several examples of such irregular transition curves originating from hadronic showers are presented in Figs. B.1c-f. For this kind of showers the above-mentioned irregularity itself leads us to the identification that they are of hadronic origin. For a shower of this type, we define ΔT to be the horizontal shift between the theoretical and the observed shower maximum, the latter being defined as the highest maximum in the transition curve constructed on the basis of the four nearby experimental points of largest darkness as shown in the figures. Determination of E for this type of showers are made in the following way. If we succeed in reproducing the observed transition curve by the simulated curve given in Appendix A, then E is given by the simulation result. If, on the other hand, we do not meet success, some other measures have to be sought for. An example of such trials is described in Sect. 4-7.

2.3. *Single-arrived hadrons and cosmic-ray families*

A shower detected in the chamber is either a single isolated shower or a member of a bundle of parallel showers with the same arrival direction, which we call a cosmic-ray "family".

A "single shower" here is defined as the one which is not accompanied by any other parallel shower of energy above the detection threshold, recorded within the same block of the chamber.

Identification of a shower member constituting a family is made in the following way. Take any pair of X-ray films recording a family at two different depths. Put one on top of the other. Choose any pair of showers which have their respective dark spots on the both sheets of the films. A shower pair of higher energy with larger relative horizontal distance is preferred. If the shower pair is parallel, then one can adjust the relative position of the two films in such a way that both spots on one film are placed just on the top of the corresponding spots on the other. When this is accomplished, all the remaining patterns of spots due to the family on the two films are found to coincide in position with each other. The lateral spreads of ordinary families are of the order of 1 to 10 cm, and the identification of family showers is unambiguous except for the ones which are located far from the family center in an isolated manner.

Here we remark on the possibility of parallel showers coinciding. A typical dark spot diameter in our experiment is several times 10^{-3} cm, so that a change in mutual distance by several times 10^{-2} cm is easily discerned. Two or more pairs of films can be used for the same family, and the available vertical separation between a pair of films, when they were exposed at the Pamirs, is usually up to at least several cm. On this basis the accuracy in our parallelism check for pairs of showers is estimated to be better than 10^{-2} radians in the plane containing them. Next we shall take an example that the spots due to three parallel showers form an equilateral triangle on a sheet of X-ray film. In this case the accuracy of the parallelism check of a shower with respect to the other showers is estimated to be

better than 10^{-4} steradian. For larger numbers of parallel showers the accuracy is even better. Now the incident vertical flux, at the Pamirs, of the single gamma rays, and that of the single hadrons is given in Sects. 3 and 4. The cosmic-ray family flux, on the other hand, is given in Sect. 4.1. One will see that the probability of parallel single showers coinciding, making up a fake family is negligible, when one compares the family flux with the single particle fluxes, and considers the accuracy in the parallelism check, together with the lateral spread of a family.

A cosmic-ray family has its origin in a very high energy nuclear collision of a primary cosmic-ray particle with an atmospheric nucleus, and the main interaction that is practically observed in emulsion chambers at high mountain altitudes occurs usually at a height of several hundreds of meters or higher above our chamber. Then the detected high energy showers in the family give us important information on hadron interactions at extremely high energy region [1].

3. Experimental results on single-arrived hadrons and gamma rays

3.1. Hadrons and gamma rays

Now the incident vertical flux, at the Pamirs, of the single gamma rays of energy not less than E is known to be

$$I_{\gamma}(> E) = (60 \pm 6)(3 \text{ TeV}/E)^{2.00 \pm 0.05} \text{ m}^{-2} \text{ yr}^{-1} \text{ str}^{-1} \quad (1)$$

for $E \geq 3 \text{ TeV}$ [9].

Table 1 gives the statistics of the shower observation in a $16 \text{ m}^2 \text{ yr}$ exposure in the present two units of the chambers, Pb-68 and Pb-69, and the one obtained by MSU group, a $26 \text{ m}^2 \text{ yr}$ exposure of the very thick chambers containing 110 cm Pb as shown in Fig. 1b. In Table 1 we present the flux value of the hadrons satisfying the following criteria:

- (i) The incident zenith angle, θ , should be smaller than 50 degrees, i.e. $\tan \theta < 1.2$;
- (ii) The visible energy, $E_n(\gamma)$, should not be less than 6.3 TeV; and
- (iii) $\Delta T \geq 6 \text{ c.u.}$ and $\Delta T \geq 14 \text{ c.u.}$

Table 1
Statistics of shower observation

Chamber analysed area	MSU (120 cm Pb) 26 m ² ·yr	Present chamber (60 cm Pb) 16 m ² ·yr	
Number of gamma rays		594 (31.7/m ² ·yr)	436 (27.3/m ² ·yr)
Definition of hadrons	$\Delta T \geq 22 \text{ c.u.}$	$\Delta T \geq 14 \text{ c.u.}$	$\Delta T \geq 6 \text{ c.u.}$
Number of hadrons	780 (30/m ² ·yr)	565 (35.3/m ² ·yr)	723 (45.2/m ² ·yr)

The above criteria have been chosen so as to make possible a comparison between the two experiments under the same criteria. One sees that the hadron flux of the visible energy, $E_h(\gamma)$, greater than 6.3 TeV shows good agreement within the experimental error, giving

$$I(E_h(\gamma) > 6.3 \text{ TeV}) \sim 30/\text{m}^2 \cdot \text{yr}. \quad (2)$$

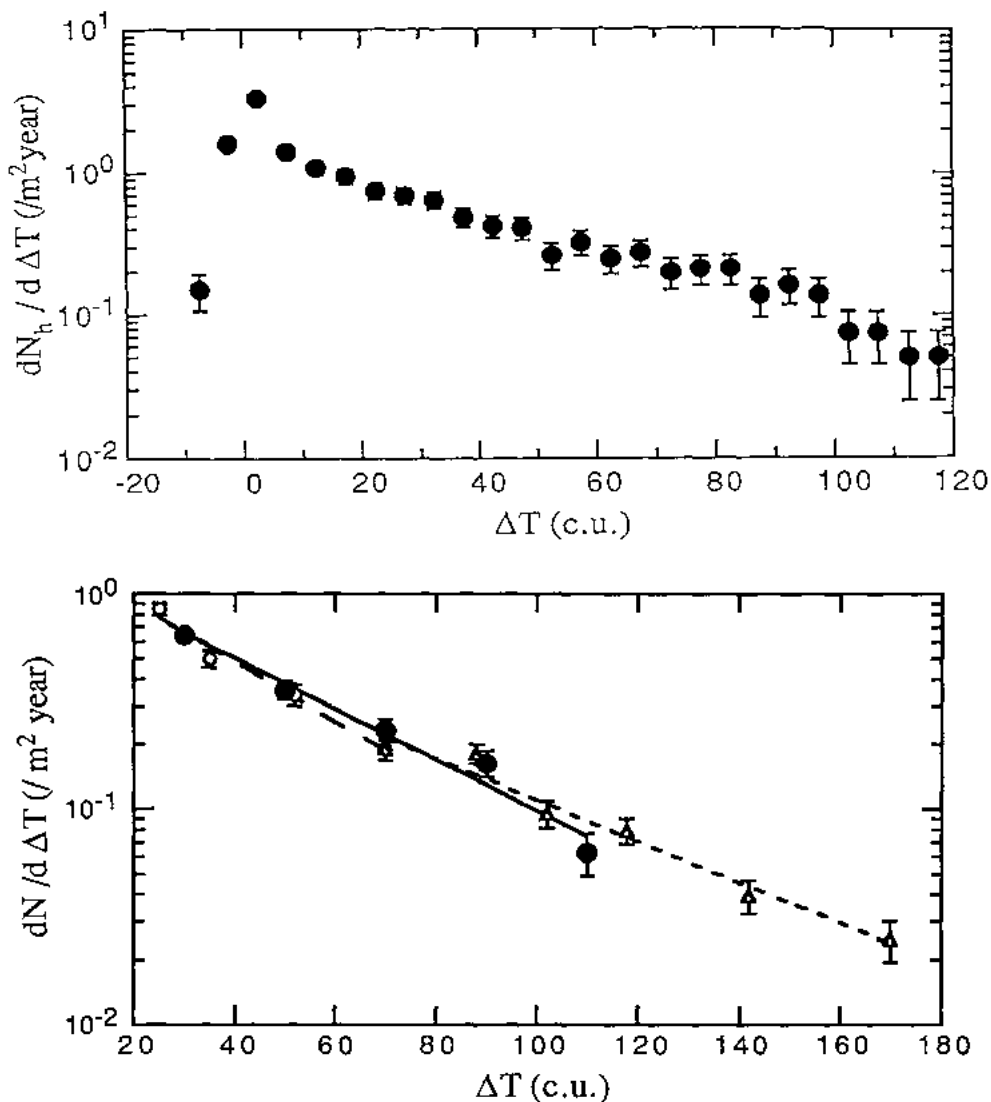


Fig. 3. (a) ΔT distribution of all the showers of visible energy greater than 6.3 TeV detected in a 16 $\text{m}^2 \cdot \text{yr}$ exposure of the thick-lead chambers shown in Fig. 1a. (b) ΔT -distribution of showers of visible energy greater than 6.3 TeV in a depth region ΔT of 20 c.u. (●) for the present chambers. The ordinate is the number of showers per $\text{m}^2 \cdot \text{yr}$. The results of the MSU group in the depth range 20–200 c.u. measured in the chamber shown in Fig. 1b is also presented for comparison. (○) for $25 < \Delta T < 70$ c.u. and (Δ) for $70 \leq \Delta T < 170$ c.u.

3.2. Attenuation length of cosmic-ray hadrons

Fig. 3a shows the ΔT distribution of all the observed showers that satisfy the above criteria in a total exposure of 16 m²yr, where the abscissa is ΔT , measured in units of radiation length (c.u.). The ordinate is the observed number of showers in each unit ΔT interval in 16 m²yr exposure at the Pamirs. Looking at the overall features it is clear that the exponential decrease in the range over ΔT greater than 10 c.u. demonstrates the global attenuation behaviour of cosmic-ray hadrons in lead, whereas the distribution in the range of ΔT smaller than ~ 6 c.u. mainly reflects the contribution of atmospheric gamma rays. Fig. 3b gives the attenuation of cosmic-ray hadrons in the range of depths ΔT from 20 c.u. to 120 c.u., together with the result ($20 \leq \Delta T \leq 180$ c.u.) of the MSU group. The ordinate is the number of hadrons per m² · yr · c.u.. One sees that the two global distributions agree well with each other with respect to both the attenuation characteristics and the flux values. The attenuation of cosmic-ray hadrons throughout the depth between 20 c.u and 120 c.u. in lead is represented by the exponential law

$$dN/d(\Delta T) = N_0 \exp(-\Delta T/\lambda_{att}), \quad (3)$$

where λ_{att} stands for the observed attenuation mean free path in c.u.. We get, from the figure,

$$1/\lambda_{att} = 0.0256 \pm 0.00303/\text{c.u.} \quad (4)$$

as the best fit for the present experiment in the range of ΔT from 20 c.u. to 120 c.u.. It gives the attenuation length of cosmic-ray hadrons in lead as

$$\lambda_{att}(\text{Pb}) = 252 \pm 30 \text{ g/cm}^2 \quad (20 \leq \Delta T \leq 120 \text{ c.u.}). \quad (5)$$

If we apply the same procedure for the range of ΔT from 10 c.u. to 40 c.u., we get

$$\lambda_{att}(\text{Pb}) = 210 \pm 27 \text{ g/cm}^2 \quad (10 \leq \Delta T \leq 40 \text{ c.u.}). \quad (6)$$

The above results confirm the results obtained by the MSU group, i.e. an increasing λ_{att} with increasing depth of observation. Table 2 summarizes the results of the measurements on attenuation length in lead by the present work and by the MSU group [5,7]. The detailed structure of the attenuation behaviour found by the MSU group will be discussed later.

Table 2
Attenuation mean free path of hadrons

Chamber	Range of fitting	$\lambda_{att}^{\text{Pb}}$ (gr/cm ²)
present chamber	$20 \leq \Delta T \leq 120$ c.u.	252 ± 30
(60 cm Pb)	$10 \leq \Delta T \leq 40$ c.u.	210 ± 27
MSU	$20 \leq \Delta T < 80$ c.u.	209 ± 17
(120 cm Pb)	$80 \leq \Delta T \leq 200$ c.u.	310 ± 36

3.3. Zenith angle distribution

The arrival zenith angle distribution, at the chamber-top, of the hadrons which have given rise to the showers starting deeper than 20 c.u., $\Delta T \geq 20$ c.u., is shown in Fig. 4. The distribution is approximately reproduced by the formula

$$J(< \cos \theta) = J(\theta = 0^\circ) \cdot 2\pi/m \cdot (\cos \theta)^m. \quad (7)$$

From the figure, one obtains the value of m as

$$m = 7.32 \pm 0.05 \quad (8)$$

for the present statistics, and it agrees well with the MSU result. This gives the attenuation mean free path of hadrons in the air, $\lambda_{\text{att}}(\text{air})$, by the well-known relation

$$m = t/\lambda_{\text{att}} + 2, \quad (9)$$

where t is the atmospheric depth of the Pamirs, 595 g/cm². The attenuation length of hadrons in the atmosphere is thus obtained as

$$\lambda_{\text{att}}(\text{air}) = 112 \pm 12 \text{ g/cm}^2, \quad (10)$$

which is consistent with the results of the various studies hitherto made.

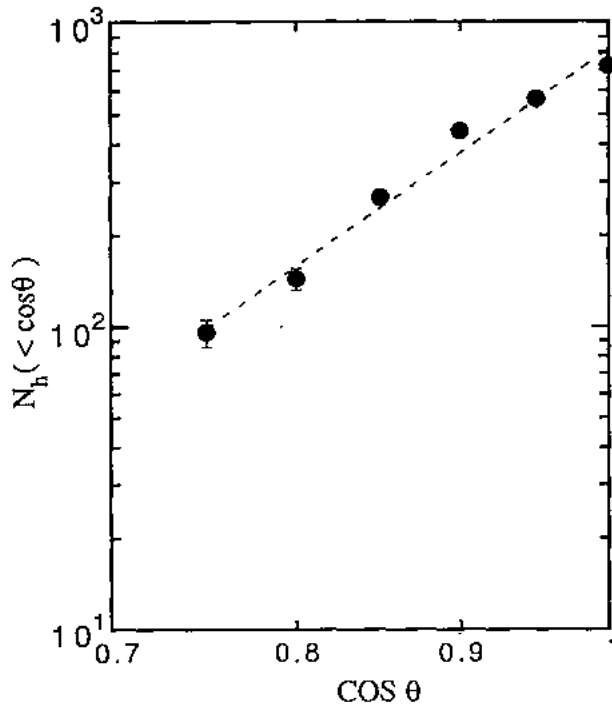


Fig. 4. Zenith angle distribution of cosmic-ray hadrons with $\Delta T \geq 20$ c.u. The broken line is the best fit to the experimental data.

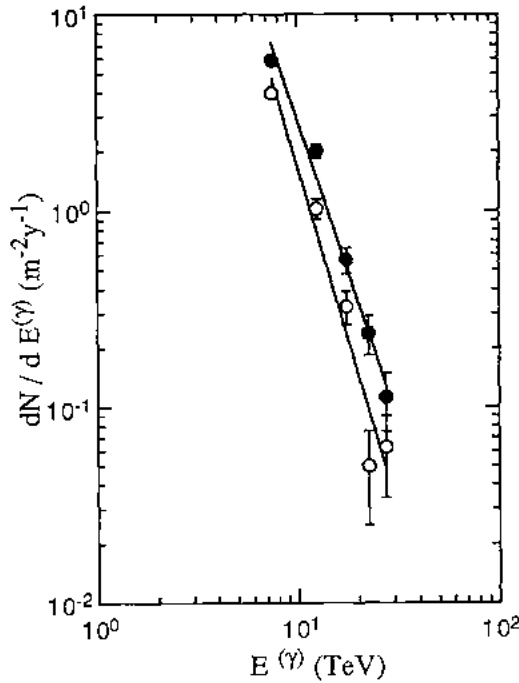


Fig. 5. Energy spectrum of hadrons (●) and gamma rays (○) in the present experiments. The ordinate is the number of particles per $\text{m}^2 \cdot \text{yr}$. Solid lines are the best-fit power spectra.

3.4. Flux and the energy spectrum of cosmic-ray hadrons

In Fig. 5, we give the visible energy spectrum, $E_h(\gamma)$, in differential form, of the detected hadrons (closed circles) selected under the afore-mentioned criteria, together with the spectrum of gamma rays (open circles). One sees that the spectrum of the hadron visible energy is well represented by

$$I(> E_h(\gamma)) = I_0 (E_h(\gamma)/10 \text{ TeV})^{-\alpha_1} / \text{m}^2 \cdot \text{yr} \cdot \text{str}, \quad (11)$$

with

$$I_0 = (17.0 \pm 3) / \text{m}^2 \text{yr} \quad \text{and} \quad \alpha_1 = 2.09 \pm 0.13. \quad (12)$$

The above-obtained numerical values of N_0 and α_1 are consistent with those obtained so far by the MSU group. Table 3 summarizes the results of both experiments.

Table 3
Flux and power indices of cosmic ray hadrons ($E_h^{(\gamma)} \geq 10 \text{ TeV}$)

Chamber	I_0 ($/\text{m}^2 \cdot \text{yr}$)	α
Present chamber	17 ± 3	3.09 ± 0.13
MSU	18 ± 1	3.01 ± 0.1

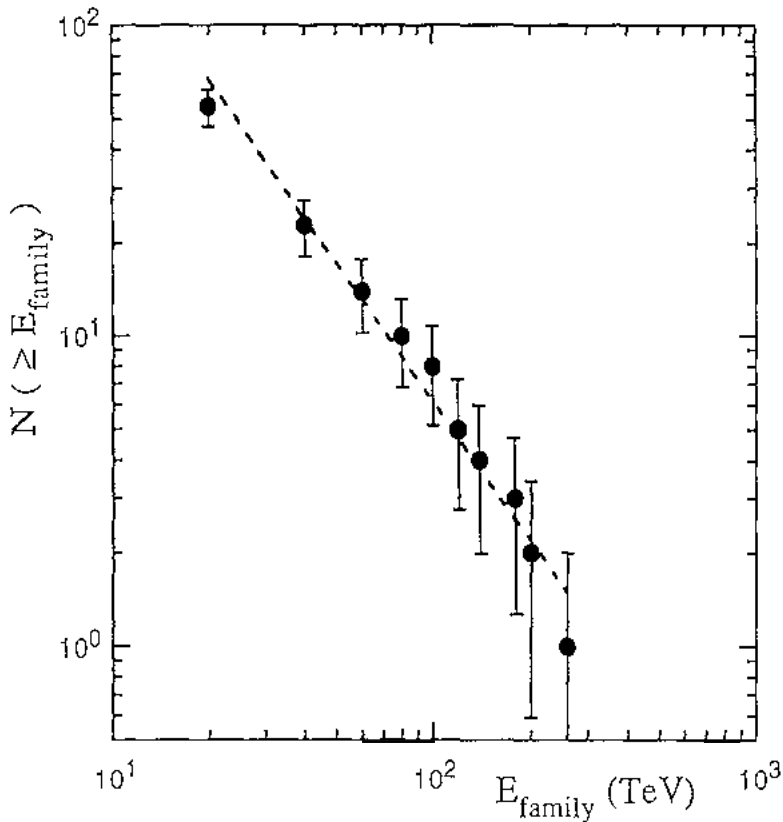


Fig. 6. Visible energy spectrum of the observed families, in integral form, in the present chambers of 16 $\text{m}^2 \cdot \text{yr}$ exposure. The broken line is a power spectrum with index $\beta = 1.5$.

A remark should be added here. The majority of hadrons, more than 90%, observed here are the single-arrived ones, i.e. not associated with any other showers of energy $E(\gamma) \geq 6.0$ TeV. This fraction is hard to understand in terms of the atmospheric propagation in the models of ordinary multiple-pion production. The details of such comparisons with simulation calculations will be published elsewhere.

4. Experimental results on cosmic-ray families

4.1. Cosmic-ray family flux

In the present chamber, we have found 14 families of visible energy greater than 50 TeV. The family energy spectrum is shown in Fig. 6. The spectrum is reproduced by

$$I(> E_{\text{family}}) = (0.4 \pm 0.2) (E_{\text{family}}/100 \text{ TeV})^{-\beta} / \text{m}^2 \cdot \text{yr} \cdot \text{str}, \quad (13)$$

Table 4

Some details of 17 super-families of the highest energy range in the uniform-type lead chambers at the Pamirs since 1977

Name	E_{family} (TeV)	N_{γ}	ΣE_{γ} (TeV) $E^{(\gamma)} \geq 4 \text{ TeV}$	N_h	$\Sigma E_h^{(\gamma)}$ (TeV)	Q_h	Halo	Chamber depth (cm Pb)
LoLiTa	6839	386	6140	31	699	0.10	2390	110
Pb-45	5630	312	4574	44	1055	0.19	3050	110
Pb-28	3893	195	3069	59	824	0.21	800	60
Pb-3703	3249	180	2559	23	690	0.21	2320	40
Pb-53	2798	120	2071	44	727	0.26	520	60
Pb-8	2585	192	1964	33	621	0.24	1920	40
Pb-6	2337	91	1521	44	816	0.35	1000	40
Pb-54	1627	111	1291	30	336	0.21	-	60
Pb-20	1534	61	897	22	637	0.41	760	40
Pb-3704	1242	47	890	7	352	0.28	1600	40
Pb-6012	721	48	668	4	53	0.07	660	60
Pb-2	882	60	752	3	130	0.15	590	40
Pb-2105	743	63	687	5	56	0.08	-	40
Pb-6013	982	58	794	12	188	0.19	800	60
Pb-58	1711	75	625	23	1086	0.63	800	60
Pb-4711	720	29	575	3	144	0.20	-	110
F73-9	1246	76	949	11	297	0.24	-	60

with

$$\beta = 1.5 \pm 0.3. \quad (14)$$

The flux of cosmic-ray families has been repeatedly studied in high mountain altitudes by different types of chambers, and the present flux value is consistent with the one previously obtained at the Pamir altitude [1].

4.2. Global features of hadrons in super-families

Now, we shall proceed to study the attenuation characteristics of high energy hadrons which are associated with very high energy cosmic-ray families observed in homogeneous-type thick-lead chambers at Pamir. The experiment has been carried out since 1977 by the MSU group and the data on very high energy cosmic-ray families has been collected. Up to this moment, 17 super-families of total visible energy, $\Sigma E(\gamma)$, exceeding 700 TeV have been collected and analysed in a series of exposures totalling $\sim 450 \text{ m}^2 \text{ yr}$.

First we begin with the survey of the global behaviour of hadrons in the cosmic-ray families of the highest energy region seen in the thick-lead chambers. We present some details of these 17 families in Table 4: family energy, number of gamma rays and hadrons of visible energy greater than 4 TeV, their energy sum and thickness of the lead of the chambers in which each super-family was observed. Although the thickness of the chamber varied from exposure to exposure, whole chamber had sufficient thickness to study the attenuation characteris-

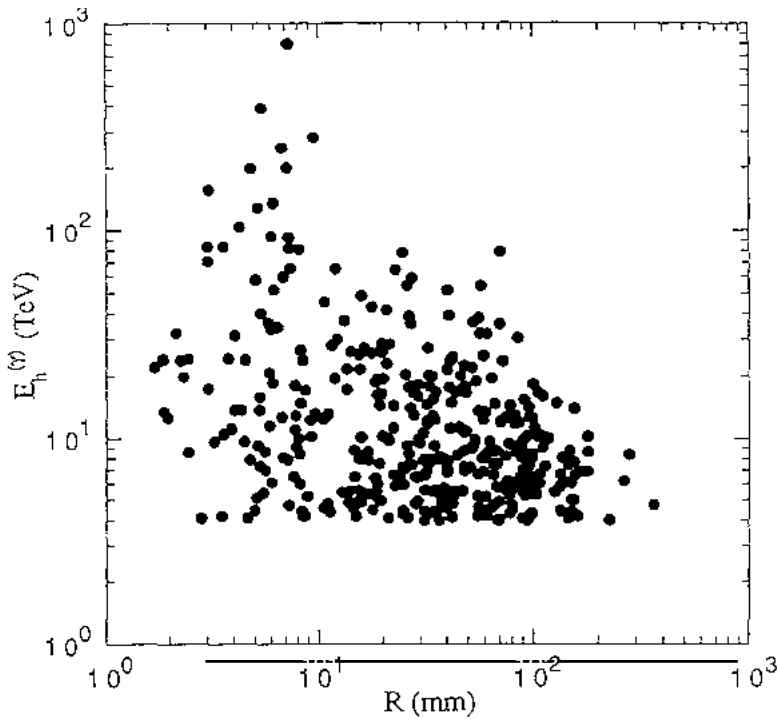


Fig. 7. (a) Diagram of the visible energy $E_h^{(\gamma)}$, versus distance R , measured from the family center, for hadrons of visible energy greater than 4 TeV in 16 super-families of $\Sigma E \geq 700$ TeV. (b) Diagram of the visible energy of hadrons and their shower starting positions ΔT in 17 superfamilies. (c) Illustration of the detected hadronic showers in the family "Pb-54". The ordinate is the depth of the chamber in cm and the abscissa is the coordinate x in cm in the X-ray film. The vertical solid line shows the visible range of the detected hadronic showers. (d) Same as (c) for the family "Pb-28". (e) Same as (c) for the family "LoLita".

tics of the hadrons through the chamber material. Primary cosmic-ray energies which have given rise to these super-families are estimated to be at least 10^{16} eV or so.

In total 176 high energy hadrons of $E_h(\gamma) \geq 10$ TeV, among a total of 398 hadrons of $E_h(\gamma) \geq 4$ TeV, have been found to start shower development with $\Delta T \geq 6$ c.u.. Among them, 143 hadrons with $\Delta T \geq 10$ c.u.. In the following, we concentrate our studies to the attenuation characteristics of these 143 hadrons, because they are completely free from mixing with atmospheric gamma rays.

In order to show the global features of the distribution of these 398 hadrons in families, we present, in Fig. 7a, a superposed scatter diagram between the distance, R , from the family center and the visible hadron energy, $E_h(\gamma)$, for 398 hadrons of $E_h(\gamma) \geq 4$ TeV found in the above-mentioned 17 super-families. Fig. 7b shows a scatter diagram between the visible hadron energies and the shower-starting depth, ΔT , defined in Sect. 2.2.

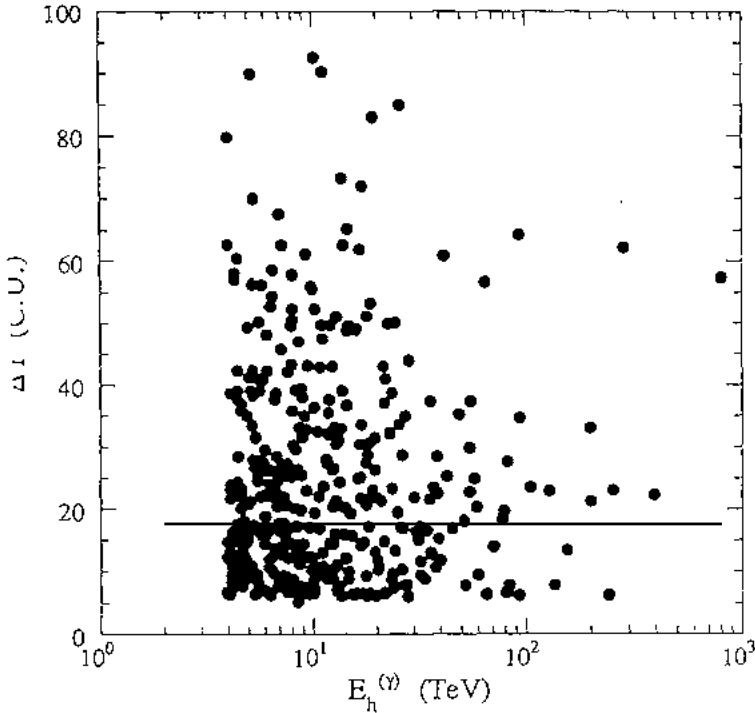


Fig. 7 (continued).

In order to visualize the development of hadronic showers in a family, we show typical examples of shower observation through chamber materials in Fig. 7c and 7d for the families Pb-54, Pb-28 and in Fig. 7c for the family named “LoLita”, respectively, all of which are listed in Table 4. Each line in the figures illustrates the starting depth of a hadronic shower and how the induced shower traverses the chamber with spot darkness above the threshold. As is seen in the figures most of the super-families penetrate deep into the chamber and we found several showers continuing close to the bottom of the chamber. Therefore, we are able to identify hadrons in a family without any ambiguity by studying the shower direction and the two-dimensional relative positions of the detected showers.

Fig. 8 gives the superposed energy spectrum of these hadrons in integral form (closed circles). The spectrum is well reproduced by a power law,

$$N_h(\geq E_h(\gamma)) \sim E_h(\gamma)^{-\alpha_2}, \quad (15)$$

with

$$\alpha_2 = 1.16 \pm 0.1. \quad (16)$$

The power index α_2 is significantly different from that of single-arrived ordinary cosmic-ray hadrons, $\alpha_1 = 2.09 \pm 0.13$, as given in (12), but it is in good agreement with the result obtained for 430 families of visible energy greater than 100 TeV

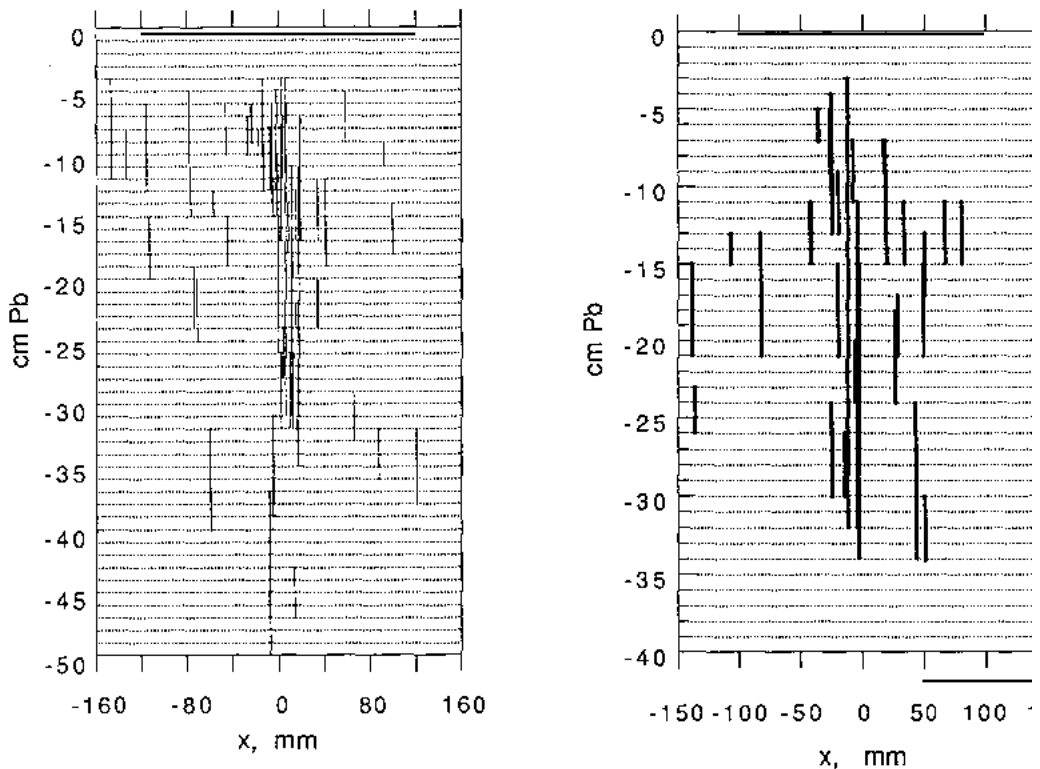


Fig. 7 (continued).

observed on Chacaltaya and the Pamirs. Hard energy spectrum of hadrons in families indicates that the families are in an earlier stage of development as a whole, as was discussed in Ref. [1].

4.3. Statistical study of attenuation mean free path of high energy hadrons

In the following, we study in detail the attenuation characteristics of the hadrons of $E_h(\gamma) \geq 10$ TeV in super-families, taking into account the difference of the detection range of the hadrons in each chamber.

Let us define the interval of ΔT for hadron detection by $(\Delta T)_{\min} < \Delta T < (\Delta T)_{\max}$ and fix $(\Delta T)_{\min} = 10$ c.u.. We give the details of the effective ΔT range, i.e. the effective thickness, T_{eff} , of the chamber, for hadron detection for individual families in Table 5.

Now, the super-families in Table 5 are classified into seven classes according to the difference of the ΔT range, i.e., group A (< 40 c.u.), B (< 60 c.u.), C (< 70 c.u.), D (< 80 c.u.), E (< 100 c.u.), F (< 110 c.u.) and G (< 120 c.u.), respectively, as is shown in Table 6 where the corresponding family names are given in each family group. The hadron data of each data group should be normalized with the number of incoming hadrons. However, since we do not know the number of

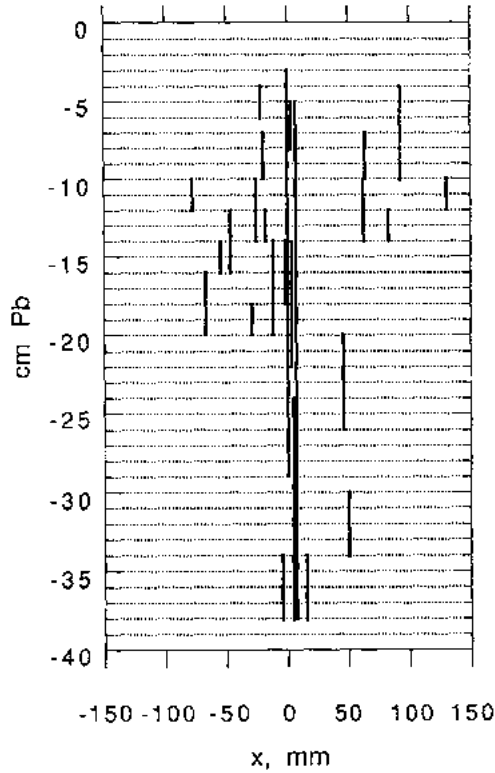


Fig. 7 (continued).

incoming hadrons, we replace the number of incoming hadrons by the number of observed interactions in the common ΔT interval of all the families, i.e. $\Delta T = 10-40$ c.u.. The number of hadrons of visible energy greater than 10 TeV in each ΔT bin for each family group is given in Table 6. In total 108 hadrons are found in this common ΔT interval. In the line (1) of Table 6 we show the total number of observed hadrons in each ΔT bin and in line (2) the statistical error. Line (3) gives the normalization factor for the observed number of hadrons in each bin and line (4) is the normalized number of hadrons in each bin. Line (5) is the calculated statistical error and in line (6) we give the average ΔT of the observed hadrons, $\langle \Delta T \rangle$, in each bin. Lines (7), (8) and (9) give the normalized hadron number, statistical error and $\langle \Delta T \rangle$ when we summarize the data into four groups in proper ΔT range over the depth of 40 c.u. to make the results statistically significant.

In Fig. 9 we show the ΔT distributions of the 143 hadrons of visible energy greater than 10 TeV (closed circles) obtained from Table 6. The attenuation mean free path is given, by least square fitting, as

$$\lambda_{\text{att}} = 176 \pm 48 \text{ g/cm}^2. \quad (17)$$

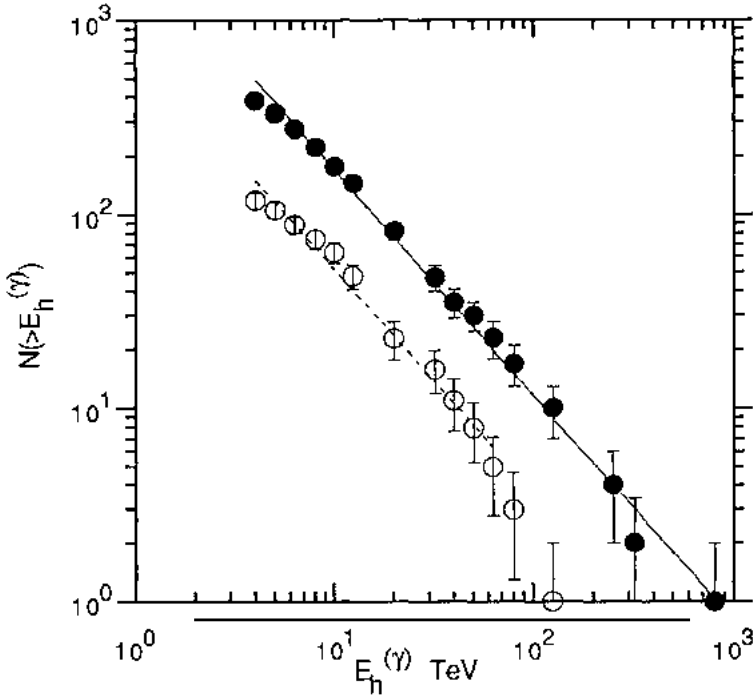


Fig. 8. Integral energy spectrum of the visible energy of the hadrons. (●): 398 hadrons of visible energy greater than 4 TeV in 17 super-families of $\Sigma E(\gamma) \geq 700$ TeV. (○): 119 hadrons of visible energy greater than 4 TeV in 40 high energy families of $\Sigma E(\gamma) = 100\text{--}500$ TeV.

We apply the same procedure to the very high energy hadrons of $E_h(\gamma) \geq 20$ TeV. The ΔT distribution of these 68 hadrons of $E_h(\gamma) \geq 20$ TeV (open circles) is also shown in Fig. 9. λ_{att} in this case is obtained as

$$\lambda_{\text{att}} = 146 \pm 40 \text{ g/cm}^2. \quad (18)$$

The same procedure is also applied to the 262 hadrons with energy $E_h(\gamma) \geq 5$ TeV and we get an attenuation mean free path, in this case, of

$$\lambda_{\text{att}} = 174 \pm 30 \text{ g/cm}^2. \quad (19)$$

4.4. Application of the maximum likelihood method

Here, we briefly summarize the results obtained by applying the maximum likelihood method to estimate the attenuation length. We know that the depth distribution of interaction obeys the exponential law

$$\exp(-t/\lambda_{\text{att}}), \quad (20)$$

with the attenuation mean free path λ_{att} . In the practical experiment, a chamber has a finite thickness and the observation of the attenuation is restricted within a

Table 5
Effective thickness of the chambers for hadron detection.

Family	Chamber depth T (cm Pb)	Zenith tangent: $\tan \theta$	Effective thickness defined by $T_{\text{eff}} = (T - 4 \text{ cm Pb}) / \cos \theta$ in cascade units (cu)
LoLiTa	110	0.27	193
Pb-45	30 (100) ^a	0.18	46
Pb-28	60	0.32	103
Pb-3703	40	0.10	64
Pb-53	60	0.21	101
Pb-8	40	0.53	71
Pb-6	40	0.60	82
Pb-54	60	0.10	99
Pb-20	30	0.83	59
Pb-3704	40	0.27	65
Pb-6012	60	0.70	120
Pb-2	40	0.42	68
Pb-2105	40	0.19	64
Pb-6013	60	0.93	134
Pb-58	60	0.58	113
Pb-4711	110	0.14	187
F-73-9	60	0.25	101

^a X-ray films are absent between the depth of 31 cm Pb and 82 cm Pb in the chamber.

certain interval. Let us assume, for the case of the i th hadron, that the observation is restricted to the interval between $t_{\min}[i]$ and $t_{\max}[i]$. Then, the normalized probability distribution of the depth t_i of the i th hadron is given as

$$p_i(t_i, \lambda_{\text{att}}) dt_i = \exp(-t_i/\lambda_{\text{att}}) (dt_i/\lambda_{\text{att}}) / q_0[i] \quad (21)$$

with $t_{\min}[i] < t_i < t_{\max}[i]$, and $q_0[i]$ is the normalization factor given by

$$q_0[i] = [\exp(-t_{\min}[i]/\lambda_{\text{att}}) - \exp(-t_{\max}[i]/\lambda_{\text{att}})]. \quad (22)$$

Now, in the experiment, we have N hadrons. For each hadron i , ($i = 1, 2, \dots, N$), we have the observed depth t_i and the detection interval ($t_{\min}[i], t_{\max}[i]$). The likelihood of this set to be observed is defined as

$$L(\lambda_{\text{att}}) = L(t_1, t_2, \dots, t_N; \lambda_{\text{att}}) \equiv \prod_{i=1}^N p_i(t_i, \lambda_{\text{att}}). \quad (23)$$

The normalized distribution

$$L(\lambda_{\text{att}}) / \int_0^{\infty} L(\lambda_{\text{att}}) d\lambda_{\text{att}} \quad (24)$$

is calculated using the experimental data of each hadron in Table 6. In the numerical calculation of the integral over λ_{att} in the denominator of Eq. (24), we extend the integration up to $\lambda_{\text{att}} = 800 \text{ g/cm}^2$ instead of infinity. The maximum of the distribution determined by the equation

$$\partial L(\lambda_{\text{att}}) / \partial \lambda_{\text{att}} = 0 \quad (25)$$

gives the value of the most-likelihood attenuation length.

Table 6
Statistics of observed hadrons in 17 super-families.

Family group	No. of hadrons ($E_h^{(\gamma)} \geq 10\text{TeV}$) in ΔT (c.u.) bin											No. of observed hadrons in $10 \neq \Delta T \leq 40$ cu	Sum from the bottom
	10-20	20-30	30-40	40-50	50-60	60-70	70-80	80-90	90-100	100-110	110-120		
A ($\Delta T \leq 40\text{cu}$): Pb-45	2	5	7	-	-	-	-	-	-	-	-	14	108
B ($\Delta T \leq 60\text{cu}$): Pb-3704, -2105, -20	6	5	2	2	0	-	-	-	-	-	-	13	94
C ($\Delta T \leq 70\text{cu}$): Pb-2, -8	7	4	0	2	0	0	-	-	-	-	-	11	81
D ($\Delta T \leq 80\text{cu}$): Pb-6, -3703	8	8	3	2	1	3	1	-	-	-	-	19	70
E ($\Delta T \leq 100\text{cu}$): Pb-53, -54, -28, 73-9	18	9	8	6	1	2	2	1	1	-	-	35	51
F ($\Delta T \leq 110\text{cu}$): Pb-58	0	2	1	3	2	0	0	1	1	0	-	3	16
G ($\Delta T \leq 120\text{cu}$): LoLiTa, Pb-6012, -6013, -4711	4	4	5	1	2	1	0	0	0	0	0	13	13
(1) No. of observed hadrons/ $\Delta T = 10$ cu	45	37	26	16	6	6	3	2	2	0	0		
(2) error	6.7	6.1	5.1	4.0	2.4	2.4	1.7	1.4	1.4	1	1		
(3) Normalization factor	1	1	1	108/94	108/94	108/81	108/70	108/51	108/51	108/16	108/13		
(4) Normalized no. of hadrons/ $\Delta T = 10$ cu	45	37	26	18.4	6.9	8.0	4.6	4.2	4.2				
(5) Error	6.7	6.1	5.1	4.6	2.8	3.3	2.7	3.0	3.0				
(6) $\langle \Delta T \rangle$ c.u.	14.3	23.8	34.3	45.9	53.5	62.7	73.1	83.8	91.2				
(7) Normalized no. of hadrons/ $\Delta T = 10$ cu	45	37	26	18.4	7.5		4.4		1.4				
(8) Error	6.7	6.1	5.1	4.6	2.2		2.0		1.0				
(9) $\langle \Delta T \rangle$ c.u.	14.3	23.8	34.3	45.9	58.1		77.4		91.2				

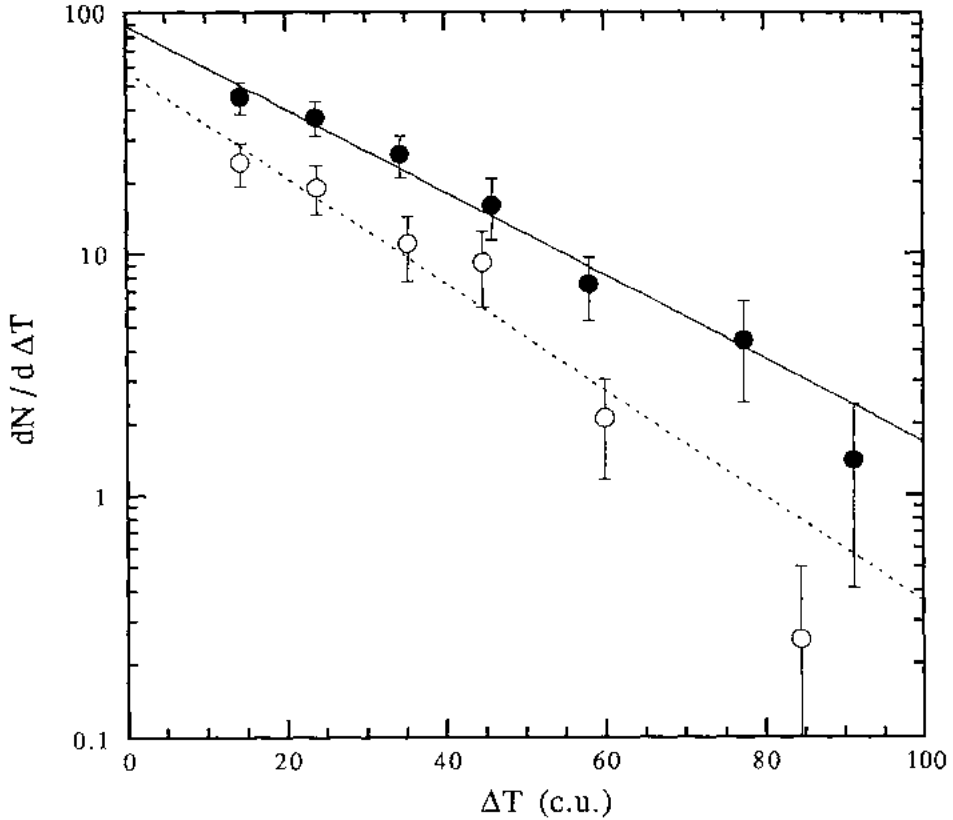


Fig. 9. (●): ΔT distribution of 143 high energy hadrons with $E(\gamma) \geq 10$ TeV and $\Delta T \geq 10$ c.u., constructed from Table 6, in 17 super-families. The solid line shows the best fit exponential attenuation with $\lambda_{\text{att}} = 176$ g/cm². (○): ΔT distribution of 68 high energy hadrons with $E(\gamma) \geq 20$ TeV and $\Delta T \geq 10$ c.u. in 17 super-families. The broken line shows the best-fit exponential attenuation with $\lambda_{\text{att}} = 146$ g/cm².

Fig. 10 gives the normalized distribution given by (24) for 143 hadrons of $E_h(\gamma) \geq 10$ TeV. From the maximum point and width of the distribution we get the value of λ_{att} with 95% confidence level,

$$\lambda_{\text{att}} = 170_{-26}^{+47} \text{ g/cm}^2. \quad (26)$$

The same distribution for 68 hadrons of $E_h(\gamma) \geq 20$ TeV are given in Fig. 11 and we get from the distribution

$$\lambda_{\text{att}} = 137_{-26}^{+57} \text{ g/cm}^2. \quad (27)$$

The values obtained above are found to be significantly smaller than we got for the case of the single-arrived ordinary cosmic-ray hadrons, $\lambda_{\text{att}}(\text{Pb}) = 252 \pm 30$ g/cm², as was given in Sect. 3.2.

It is of an interesting significance that we find the contraction of the attenuation mean free path to be more obvious in hadrons of higher energies.

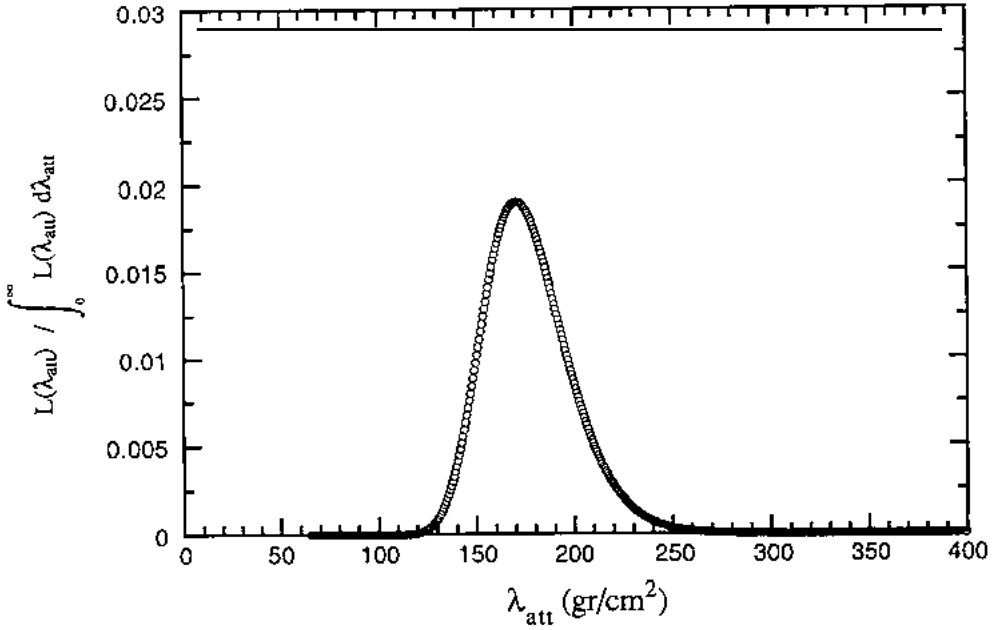


Fig. 10. Normalized distribution of likelihood for 143 hadrons of $E(\gamma) \geq 10$ TeV in 17 super-families.

4.5. Hadrons in families of visible energy 100–500 TeV

The study of attenuation mean free path of hadrons in the families of total energy between 100–500 TeV gives the same results as in the case of super-fami-

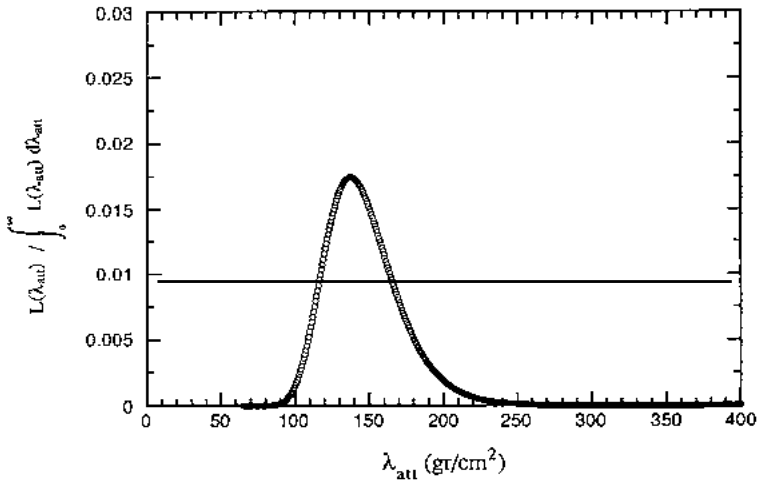


Fig. 11. Normalized distribution of likelihood for 68 hadrons of $E(\gamma) \geq 20$ TeV in 17 super-families.

Table 7

Some details of high energy cosmic-ray families observed in the thick-lead chamber exposed at Pamir

Name	E_{family} (TeV)	N_{γ}	ΣE_{γ} (TeV)	N_h	$\Sigma E_h^{(\gamma)}$ (TeV)	Q_h	Chamber (cm Pb)
2302	694	15	486	5	208	0.299	40
4301	604	23	498	2	106	0.176	110
2201	515	35	390	12	125	0.243	40
3701	497	35	457	3	40	0.081	40
2103	494	41	477	2	17	0.035	40
3705	412	28	352	1	60	0.146	40
2002	390	7	358	2	32	0.082	40
2102	384	36	352	3	32	0.082	40
3708	382	6	334	1	48	0.126	40
1804	370	32	311	3	59	0.16	40
2202	352	17	148	8	204	0.579	40
2092	332	4	315	1	17	0.052	40
4306	328	37	315	1	13	0.039	110
1712	322	25	309	1	13	0.041	40
1408	317	6	105	4	212	0.669	40
4716	316	12	311	1	5	0.017	110
2203	311	16	213	5	98	0.316	40
2301	298	12	203	5	95	0.319	40
1409	297	17	289	1	8	0.028	40
1405	286	23	253	3	33	0.117	40
1715	254	14	203	4	51	0.199	40
1101	246	7	213	1	33	0.136	40
4304	234	20	227	1	7	0.031	110
1407	220	16	180	1	40	0.181	40
1707	217	9	186	2	31	0.144	40
3702	215	7	109	4	106	0.493	40
2009	213	15	157	1	56	0.264	40
2101	212	8	175	4	37	0.175	40
2204	211	19	191	3	20	0.096	40
2020	187	13	128	7	59	0.314	40
2017	177	7	117	5	60	0.34	40
1007	167	9	162	1	5	0.028	40
1010	166	17	159	1	7	0.043	40
1912	163	13	109	6	54	0.333	40
2023	157	10	152	1	5	0.033	40
1005	148	7	141	1	7	0.049	40
6061	147	9	117	4	30	0.201	40
1818	143	10	118	3	25	0.176	40
4305	134	15	113	3	21	0.158	110
6062	119	10	109	2	10	0.086	40

lies of the highest energy range just we presented. We give in Table 7 some details of all the 40 families of visible energies in the range 100–500 TeV, which has been also collected by the MSU group, together with the super-families mentioned above. Just similar analysis has been carried out on hadrons of those 40 families as was made for hadrons in super-families. We found 119 hadrons of visible energy

greater than 4 TeV. We show, in Fig. 8, the superposed spectrum of visible energy for those 119 hadrons in integral form (open circle), too. One sees the spectrum is a power type with index same to that of super-families, i.e. $E_h(\gamma)^{-\alpha_3}$, where $\alpha_3 = 1.16 \pm 0.15$, as is shown by the dotted line in the figure. The attenuation mean free path of the hadrons in these 40 families is given as

$$\lambda_{att} = 144 \pm 18 \text{ g/cm}^2. \quad (28)$$

As is seen in Table 7 almost all hadrons, 94 out of 119, are found in the events with $N_h \geq 3$, and the attenuation mean free path obtained for those events with $N_h \geq 3$ is given by

$$\lambda_{att} = 184 \pm 20 \text{ g/cm}^2. \quad (29)$$

The value of λ_{att} obtained above is as small as for the families at the highest energy range of $\Sigma E(\gamma) \geq 700$ TeV. Although the value given above is obtained for the families composed of a comparably small number of hadrons and that we do not take into account the loss of detection of hadrons at, deeper depths due to the breaking of the trace of plural showers which belong to the same family, different from the case of super-families as shown in Fig. 7, the above-obtained value of λ_{att} is nearly the same as the one obtained by the observation in the Chacaltaya two-storey chambers which is shown in Sect. 5, in which the visible energies of the majority of observed families are in the same energy interval, i.e. from 100 to several hundreds of TeV in visible energy.

4.6. Global relation between attenuation and collision mean free paths

When one proceeds to the global comparisons of the attenuation mean free path between the two categories of hadrons, single-arrived hadrons described in Sect. 3 and hadrons in families here studied, we should take into account the difference of energy spectra of hadrons arriving upon the chamber. If we assume that the characteristics of hadron interaction is the same between both categories of hadrons and it is ordinary type multiple-pion productions as seen in accelerator energy regions up to CERN colliders, we shall be allowed to use the well-known formula which connect λ_{coll} and λ_{att} and given by

$$\lambda_{att} = \lambda_{coll} / (1 - \langle (1 - K)^\alpha \rangle), \quad (30)$$

where K is the inelasticity of the collision and α the power index of the energy spectrum in integral form for hadrons arriving upon the chamber.

Power index α is found to be 2.09 for single-arrived cosmic-ray hadrons (see Eq. (12)) and 1.16 for hadrons in super-families (see Eq. (16)). Assuming two cases of inelasticity, $K = 0.5$ and 0.8 , we get

(A) for single-arrived cosmic-ray hadrons;

$$\begin{aligned} \lambda_{att} &\sim 1.3\lambda_{coll} & \text{for } K = 0.5, \\ \lambda_{att} &\sim 1.03\lambda_{coll} & \text{for } K = 0.8, \end{aligned}$$

and

(B) for hadrons-in-families

$$\lambda_{\text{att}} \sim 1.8\lambda_{\text{coll}} \quad \text{for } K = 0.5,$$

$$\lambda_{\text{att}} \sim 1.2\lambda_{\text{coll}} \quad \text{for } K = 0.8,$$

respectively. As is seen, the value of λ_{att} should be larger for hadrons in families than for single-arrived ordinary cosmic-ray hadrons, by a factor of about 1.2–1.3, if we assume λ_{coll} to be the same for both categories of hadrons. If we assume the hadronic interaction to be ordinary multiple-pion production, the majority of the single-arrived hadrons is likely to be protons but most of the hadrons in families will be pions. The collision mean free path λ_{coll} of protons is less than that of pions; hence λ_{att} of hadrons in families should be much larger than that of single-arrived hadrons. The experimental result shows just the opposite: λ_{att} of hadrons in families is much shorter than that of single-arrived hadrons. Thus, the experimentally observed difference of λ_{att} between the two categories of hadrons must be accepted in a much enhanced way and it seems to require drastic changes in the characteristics of interactions for hadrons originating from extremely high energy cosmic-ray interactions.

4.7. Anomalous transition behaviour of high energy cosmic-ray hadrons

The above experimental results on the attenuation characteristics of hadrons in very high energy cosmic-ray families seem to indicate the existence of “new hadronic states” which have been unknown yet. If this is indeed the case, we shall not be surprised to find anomalous phenomena in cosmic-ray hadrons which are not seen in the ordinary hadrons we already know, i.e. nucleons and mesons. The peculiar new shower phenomena named “mini-clusters” in Chiron-type families [3] observed by the Chacaltaya collaboration is one such unusual phenomenon.

In this section, we demonstrate the anomalous transition characteristics of hadrons through the homogeneous-type thick-lead chamber by choosing particular examples that are hardly seen in the results of simulation calculations based on ordinary multiple-pion production.

The first example is a very high energy single-cored shower, Pb69-B8-S152, which is not associated with any other showers and shows an unusual transition curve on spot darkness. The shower starts its development from the top layer and persists down to the bottom of the chamber, 60 cm of lead. The transition curve on spot darkness, measured with a $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ square slit, is given in Fig. 12a. The solid curves in the figure show an attempt to reconstruct the total transition curve by a superposition of pure electromagnetic cascades of various energies, all of which start at different depths. This procedure has its basis in the “mini-cluster” picture, because no other particles can reproduce the experimental curves. As the first maximum region shows a saturation of the X-ray film darkness, a raster scanning has been carried out over a circle of 5 mm in radius to determine all the electron numbers in this range, and the curve of the first maximum of the figure is adjusted on the basis of the observed energy obtained by such a measurement. The

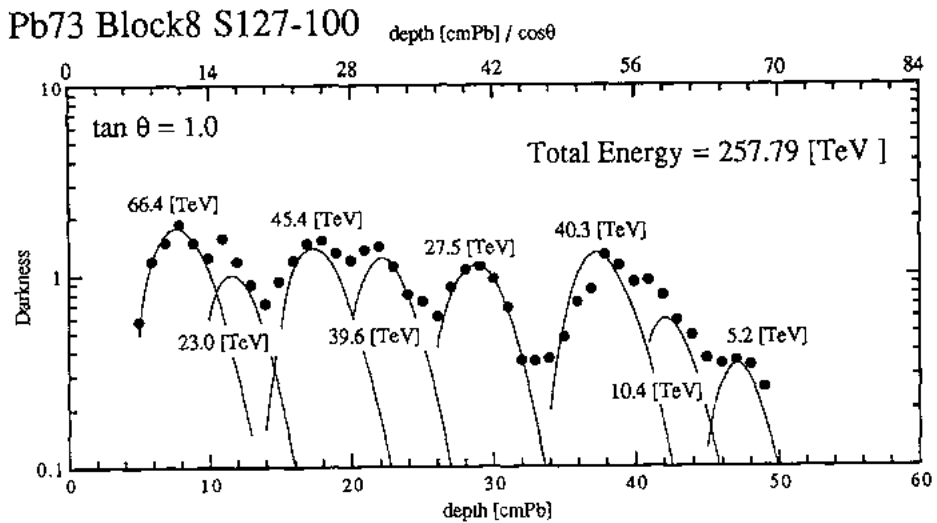
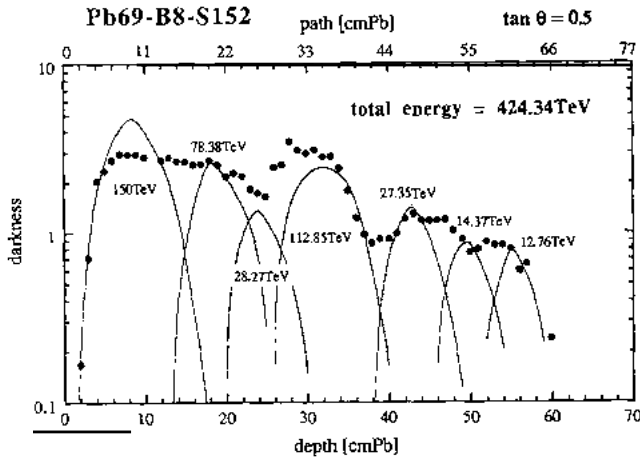


Fig. 12. Shower transition curve on spot darkness, D , measured by a square slit of $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}^2$. (a) for the event "PB69-B8-S152", (b) for the event "PB73S127-100", (c) for the event "PB73B15-F12", (d) for the event "PB73B09-F1" and (e) for the event "PB68B18-F8".

total visible energy of the particle is estimated to be $E(\gamma) \sim 400 \text{ TeV}$ in the observable range of depth.

An interesting feature of the transition characteristics is seen in the continuous shape without significant attenuation throughout the entire depth of the chamber, 120 c.u., $\sim 4 \lambda$ of a nucleon. This phenomenon can be understood by considering that the incident cosmic-ray particle has interacted with the chamber material just as it entered the chamber and developed nuclear and electromagnetic cascades by successive interactions. Successive interactions happen so frequently, because of the short collision mean free path, that succeeding electromagnetic cascades

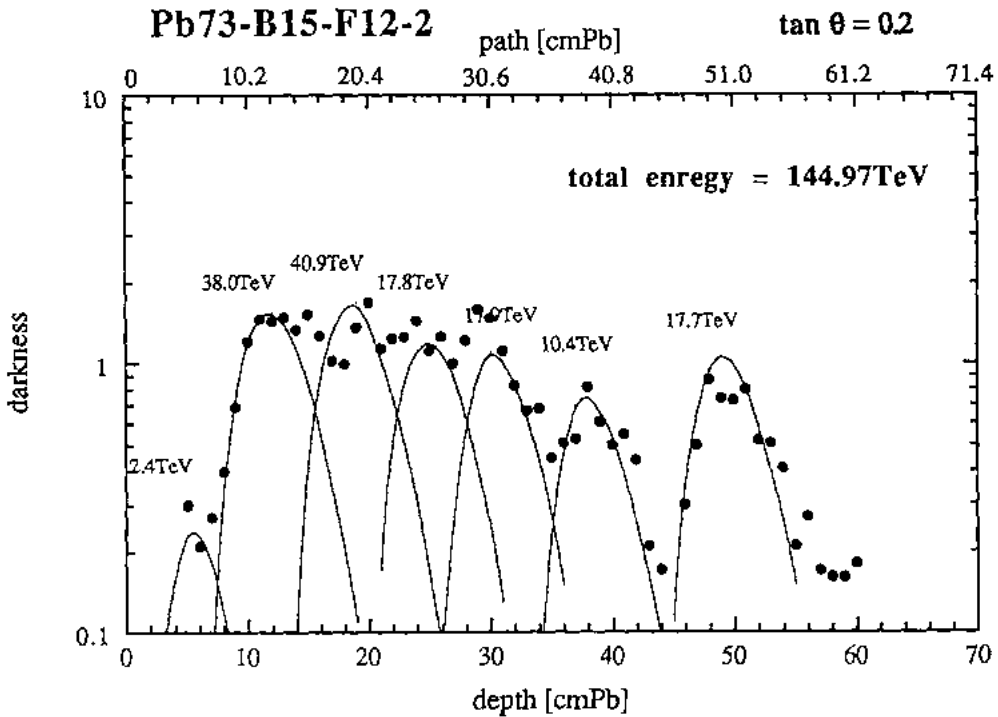


Fig. 12 (continued).

initiated by the successive interactions begin to develop before the attenuation of the preceding electromagnetic cascades.

Such examples have been known since the early time of the Pamir thick-lead chamber experiments. We present several examples of similar characteristics from recent results in Fig. 12b, c and d, in order to show that the above example is not a rare feature among the observed high energy hadrons. They are Pb73S127-100 (b), Pb73B15-F12 (c) and Pb73B9-F1 (d), respectively. Among them the shower shown in (b), as well as the shower shown in (a), is a single-arrived one and each shower shown in (c) and (d) is the main shower constituting their respective families.

Under the assumption of the ordinary type hadron interactions, the successive main energy release is expected due to collisions by surviving nucleon through the lead and the successive peaks will be distanced by, approximately, an order of geometrical collision mean free path of proton in lead, an order of ~ 15 cm of lead. Thus we can expect regular wave-like transition curve in such case of usual hadron interactions. In our examples of experimental data, however, such wave-like structures are not seen significantly in the transition curves, but one sees a rather flat structure which is presumably caused by the continuous contribution of the collisions with short mean free paths. Although the argument here is not quantitative yet, the progress of the study will make statistics increase, and it will make clear the difference in a much more quantitative way.

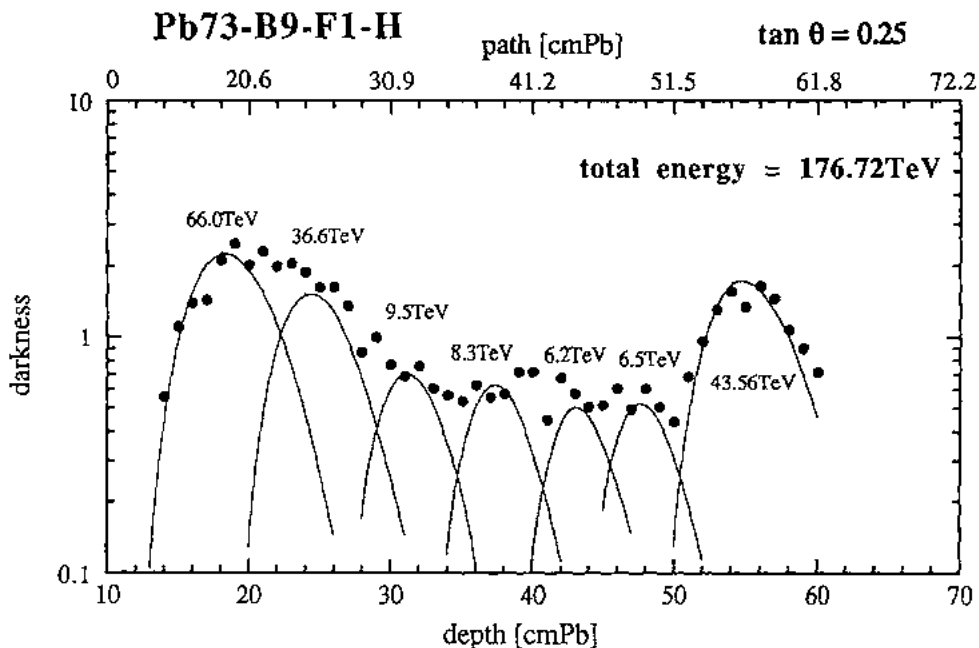


Fig. 12 (continued).

The next example of such anomalous transition characteristics is found in the event named Pb68-B18-F18. The special feature of the event is that it consists of two closely separated shower spots only (as close as 1.28 mm is their mutual

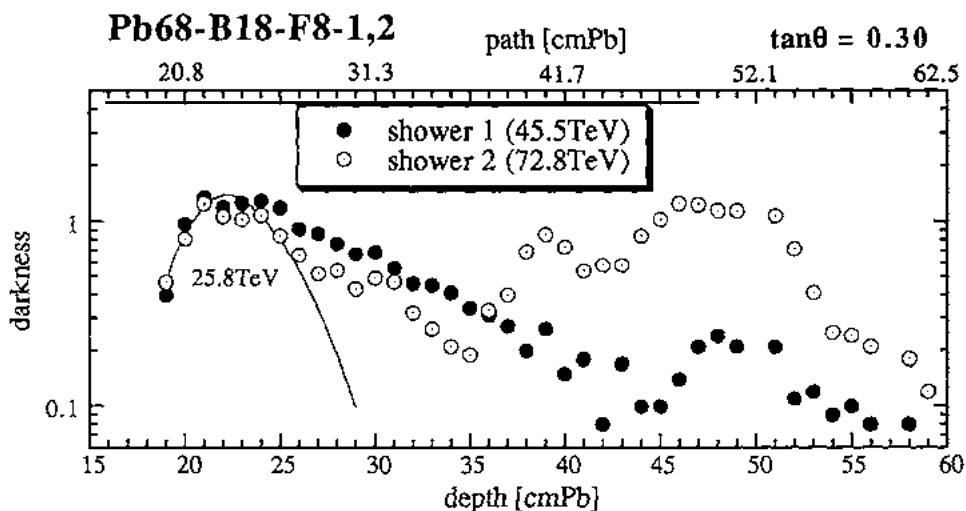


Fig. 12 (continued).

distance) and they are both detected from a depth of 32 c.u., and both continue their shower development down to the bottom of the chamber. In Fig. 12e, we give the transition curves on spot darkness, D , of the two showers measured in a $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ square slit. Since the two start together from a depth of 32 c.u., we consider that they were recorded during the construction or disassembling of the chamber, when the chamber thickness was 50 cmPb from the bottom. Two are of hadronic-origin showers because of their penetrating characteristics as seen in their transition curves which are deviating far from that of pure electromagnetic cascades. The shower energies of the two are estimated to be 80 TeV and 41 TeV, respectively. It is evident that two hadrons originate from a fragmentation or diffractive process of a cosmic-ray particle with an air-nucleus, when we consider their extreme small opening angle, of order of 10^{-6} radian. Then, $p_t(\gamma)$ of the particle emission is estimated as small as $p_t(\gamma) \sim 40 \text{ MeV}/c$, if we assume the interaction happened at around 1 km (~ 1 geometrical collision mean free path of nucleon) above the chamber. These examples are telling us that a peculiar type of fragmentation process is going on in the forwardmost angular region and the produced particles have exotic properties which show anomalous transition behaviour.

We have already found a number of shower phenomena which show strong penetrating power far beyond the case of pure electromagnetic cascades in the Chacaltaya two-storey chambers and the Pamir joint carbon chambers, and we reported a variety of examples in Ref. [1]. They are very high energy and small spread shower-cluster phenomena originated from small p_t particle emission, of order of a few tens of MeV/c or less, in just the forwardmost angular range of 10^{-6} radian or so and make up for a substantial fraction of the family energy. We call them "giant mini-clusters" [3]. In Fig. 13, we present typical examples of transition curves of these high energy shower clusters observed in the Chacaltaya two-storey chambers for comparison. As is seen, we are able to observe similar transition characteristics as found in the above examples in the homogeneous-type thick-lead chambers, though the chamber structure is different and the thickness of the chambers is much less than the present uniform-type lead chambers. In cosmic-ray phenomenology, such shower clusters are the premature stage of special cosmic-ray phenomena called "halos", the uniformly blackened areas in X-ray film observations [1,3].

5. Study in the Chacaltaya two-storey chambers

Since the discovery of Centauro and Chiron-type interactions by the Chacaltaya experiment, a detailed study on the nature of high energy showers in those families has been continuously carried out with use of nuclear emulsion plates in a series of exposures of the Chacaltaya two-storey chambers.

Among the cosmic-ray families of the Centauro species, the interaction characteristics of the Chiron-type have been classified on the basis of three clean cosmic-ray families in which the locations of the respective interaction vertices

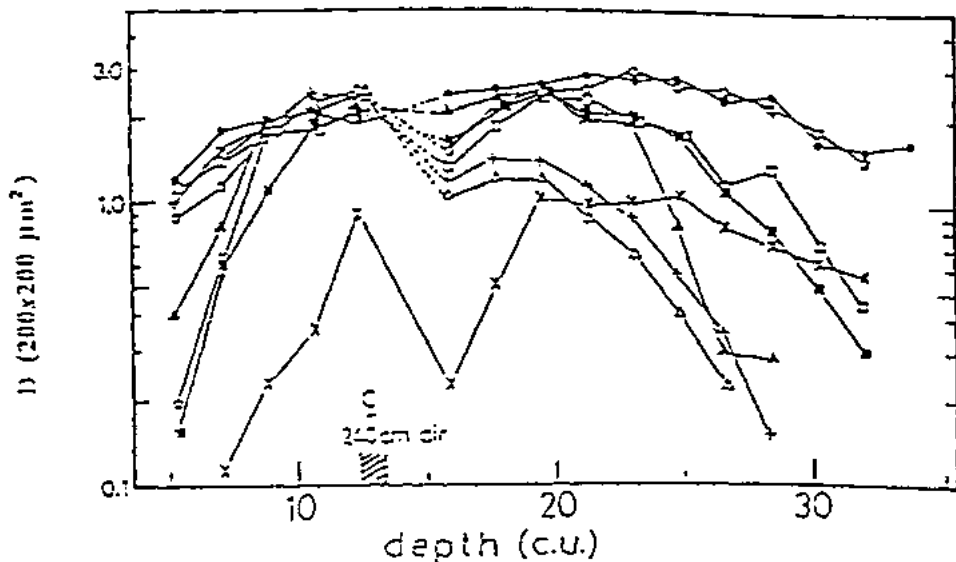


Fig. 13. Typical examples of transition curve on darkness for high energy shower-clusters observed in the Chacaltaya two-storey chambers.

have been determined by the triangulation method, in which the mutual distances and the opening angles of high energy constituent particle pairs have been measured geometrically for the respective families recorded in the Chacaltaya two-storey chambers no. 19 and no. 20 [3]. The characteristics of the interaction are summarized as follows:

(1) The visible transverse momentum, $p_t(\gamma)$, of the high energy secondaries at the respective parent interactions is large, $\langle p_t(\gamma) \rangle \sim 2-3 \text{ GeV}/c$, about one order of magnitude larger than the average $p_t(\gamma)$ of mesons produced by ordinary-type multiple-meson production [3]. The existence of such a kind of particle production can be understood by considering the experimental fact that we frequently observe clean cosmic-ray families in the early stage of development and of large lateral spreads, since they are quite naturally explained as having their origins in such large p_t particle emission as seen in Chiron-type atmospheric interactions.

(2) We observe a peculiar type of exotic shower-cluster phenomena named "mini-clusters" which are produced by the secondaries in the parent Chiron-type interactions. The exotic character of a "mini-cluster", which has been found after a detailed study of nuclear emulsion plates by using a microscope, reveals itself in the fact that the lateral spread of the shower cluster is of the same order as that of the young atmospheric cascades, and hence, the $\langle p_t(\gamma) \rangle$ of the cluster-constituting particles, electromagnetic as well as hadronic, is as small as 10–20 MeV/c, smaller by one order of magnitude than that in ordinary pion productions.

(3) Furthermore, the secondary hadrons produced in the parent Chiron-type interactions have a smaller attenuation mean free path, as small as $\sim 1/2-1/3$ of the geometrical value, λ_{geo} [3].

Table 8

Some details of high energy families and associated high energy showers ($E \geq 10$ TeV) observed in the Chacaltaya two-storey chambers no. 19, no. 20 and no. 21

Chamber no.	no. 19	no. 20	no. 21	Sum
Exposure ($m^2 \cdot yr$)	30	20	17	77
no. of families ($\Sigma F \geq 100$ TeV)	36	28	18	82
Single-core-upper	59(30)	39(19)	59(19)	157(68)
Shower-cluster-upper	104(42)	52(13)	45(15)	199(70)
C-jets	16	13	9	27
Pb-jet-lower	10	8	9	27

() : number of continuing showers from upper to lower.

The study on the detailed characteristics of Chiron-type families has been extended, up to now, to 82 high energy families of $\Sigma E(\gamma) \geq 100$ TeV which are selected under the following criteria, in the series exposure of the Chacaltaya two-storey chambers no. 19, no. 20 and no. 22:

- (1) visible energy should be larger than 100 TeV and
- (2) lateral spread should be large, $\langle E^*R^* \rangle > 300$ GeV \cdot m, where E^* and R^* are energy and distance, after applying the "decascading" procedure [2,10], of a shower from the family center, averaged over showers of energy exceeding 10 TeV.

The second criterion above is set for selecting families of the Chiron-type, because particle production with a large p_t value results in the families of large lateral spreads at the observational level. The majority of these selected families are clean, i.e. without any trace of serious degradation due to secondary atmospheric processes, indicating the production altitudes to be closely above the chamber. Through microscopic observation in nuclear emulsion plates, we have found 211 single-cored high energy showers and 199 mini-clusters of $E(\gamma) \geq 10$ TeV, in those 82 cosmic-ray families. Table 8 gives some details of selected families under the above criteria in successive exposures of Chacaltaya two-storey chambers and three categories of high energy showers of visible energy greater than 10 TeV which are associated with those selected families. Fig. 14a shows superposed energy spectra of those three categories of showers with $E(\gamma) \geq 10$ TeV observed in those 82 families; i.e. (○) for shower-clusters (mini-clusters); (●) for single-cored showers found in the upper chambers, and (+) for showers detected in the lower chambers, i.e. C-jets and Pb-jets-lower, respectively. The integral spectrum of the family energy, $\Sigma E(\gamma)$, is also plotted in the figure. Fig. 14b gives the superposed distribution of lateral spreads, $E(\gamma)R$, of the high energy showers of $E(\gamma) \geq 10$ TeV, in integral form for those three categories of showers. Symbols are same to those in Fig. 14a. The average of the lateral spread, $\langle E(\gamma)R \rangle$, is as large as ~ 700 GeV \cdot m, indicating large $\langle p_t(\gamma) \rangle$ particle emission. These high energy showers of $E(\gamma) \geq 10$ TeV are considered to be induced by the secondary particles directly emitted from the parent interactions because of their large x value, and the visible energies of the majority of the observed cosmic-ray families range from 100 TeV to several hundreds of TeV. Here $x = E(\gamma)/\Sigma E(\gamma)$ is a fractional shower energy with respect to the total visible family energy. Fig. 14c

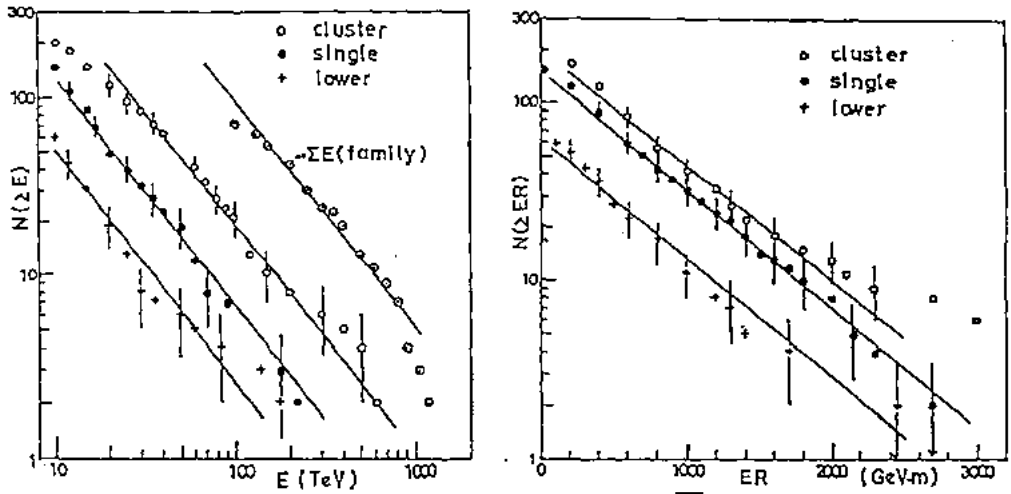


Fig. 14. (a) Superposed energy spectra of three categories of high energy showers in 82 families of $\Sigma E(\gamma) \geq 100$ TeV observed in the Chacaltaya two-storey chambers no. 19, no. 21 and no. 22. Selection criteria of the events are given in the text. (○): shower-clusters; (●): single-cored showers in upper chambers; and (+): showers detected in lower chambers (C-jets and Pb-jets-lower). The spectrum of family energy (\odot) is also shown. The lines show the best-fit power-spectra. (b) Superposed distribution of lateral spread, $E(\gamma)R$. Symbols are same as in Fig. 9a. (c) Distribution of shower starting position for 211 high energy hadrons ($E(\gamma) \geq 10$ TeV) associated with Chiron-type families observed in the Chacaltaya two-storey chambers no. 19, no. 21 and no. 22. The abscissa is the depth of the chamber measured in units of geometrical collision mean free path of ordinal nucleon. The broken line shows the attenuation for ordinal nucleons. The solid line is the best fit to the experimental data.

gives results on the distribution of shower starting positions for the 211 high energy single-cored showers in Chacaltaya two-storey chambers. Here, the chamber depth is expressed in units of geometrical collision mean free path, λ_{geo} , of the nucleons

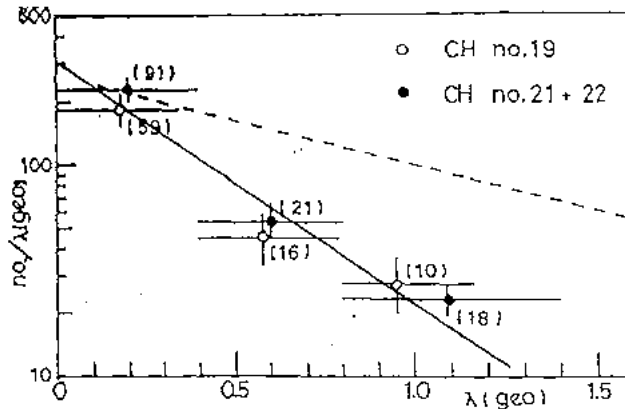


Fig. 14 (continued).

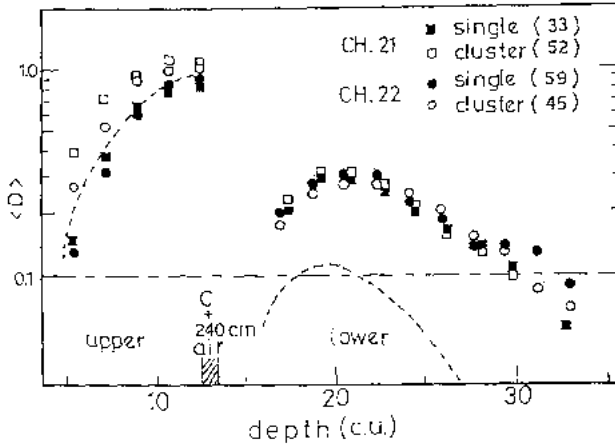


Fig. 15. Average transition curves on spot darkness through chamber material for single-cored showers (●, ■) and shower-clusters (○, □) in the Chacaltaya two-storey chambers. The dotted curve is the average transition curve for the case of gamma-ray incidence obtained by the simulation calculations.

in the chamber. The experimental results are shown separately for chamber no. 19 and chambers no. 21 and no. 22, because there is a difference in chamber structure between no. 19 and the others. The broken line in the figure stands for an exponential decrease following the geometrical cross section of nucleon interaction with chamber material. One sees that the experimental result does not attenuate according to λ_{geo} but much faster. The best fit to the experimental data, shown by solid line in the figure, gives an attenuation mean free path as

$$\lambda_{\text{att}} = (0.4 \pm 0.2) \lambda_{\text{geo}}. \quad (31)$$

Under the ordinary concept of multiple-pion production, single-cored showers found in the upper chamber would presumably represent the direct arrival of gamma rays due to the decay of neutral pions in the atmosphere, together with a mixing-in of a small fraction of hadronic showers induced by secondary interactions of hadrons in the chamber. In actual cases, however, we found that the transition characteristics of those single-cored showers which start their development in the upper chamber differ significantly from those of pure electromagnetic cascades. As is shown in Table 9, a large fraction of the showers leave their continuation tails in the lower chamber, which is hardly reconcilable with the behaviour of ordinary electromagnetic cascade showers because of the existence of the large air gap between the upper and lower chambers. Fig. 15 gives the average transition curves of spot darkness measured with a $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ square slit for those single-cored showers (closed circles) in the Chacaltaya two-storey chambers no. 21 and no. 22, together with those of the shower clusters of small spreads (open circles), the "mini-clusters". The dotted curve in the figure gives the expected average transition curve for gamma rays obtained by the simulation calculation, where 100 gamma rays of energy greater than 10 TeV are sampled from the energy spectrum with the same power index as the actually observed one,

i.e. $\gamma = -1.3$ in integral form as shown in Fig. 14a. We see an appreciable difference on penetrating power between the experimental and simulated showers. It seems to definitely exclude the possibility that the majority of single-cored showers found in the upper chamber could be due to gamma rays, as well as the possibility that "mini-clusters" could be pure electromagnetic cascades which start from atmospheric gamma rays. Even if we admit that one half of those showers in the upper chamber might represent the mixing in of gamma rays, the collision mean free path remains still shorter than the geometrical value, $\sim (0.5-0.6) \lambda_{\text{geo}}$, as seen in Fig. 14c. Furthermore, if we believe in the gamma-ray origin of the showers in the upper chamber, one faces the difficulty that we can not find the respective partner gamma ray of π^0 -meson decay for the majority of these single-cored showers. If, then, they were gamma rays not due to π^0 mesons, we would be forced to ask the question of how such large number of isolated gamma rays could be directly emitted with such a large p_t value, of order $\sim 2 \text{ GeV}/c$, from the main interaction itself.

There might be an argument that the strong penetrating feature of a single-cored shower might be caused by a spatially unresolved gamma-ray pair from a π^0 meson which is generated a few meters above the chambers. In such a case, however, the expected resultant transition curve must be no more than the superposition of two pure electromagnetic cascades, and it will give the same results as that of the simulation calculation given in Fig. 15.

On the basis of the above arguments, we are led to the conclusion that in the "Chiron-type" interactions "hadrons in new state" are emitted with large p_t , unaccompanied by pion emission. The Chacaltaya collaboration gives the tentative name " χ -particle" (Chiron-particle) to those unusual hadrons.

6. Discussions and summary

The motivation of the present joint work was to make a detailed study on the anomalous nature of high energy cosmic-ray hadrons with full use of the large thickness of the homogeneous-type lead chambers in order to explore the yet unsettled questions on extremely high energy cosmic-ray interactions. The striking fact which we found is that the attenuation length of high energy hadrons observed in families originating from extremely high energy cosmic-ray interactions, say over 10^{16} eV, is significantly smaller than that of single-arrived ordinary cosmic-ray hadrons, as shown in Sect. 4. Since this study has been carried out in chambers of the same structure, by using photosensitive materials of the same quality and the same way of analysis, we are led to the conclusion that the observed difference between the two is really significant.

As was shown in Sects. 3-5, ordinary cosmic-ray hadrons we are concerned with here have a visible energy range $E(\gamma)$ from 6 TeV to ~ 30 TeV and most of them (more than 90%) enter into the chamber in single isolated way, i.e. not accompanied by any showers of visible energy above the detection threshold. Such observational facts strongly suggest that the majority of the single-arrived ordinary cosmic-

ray hadrons which we are observing are most likely nucleons with mixing-in of a small fraction of pions. In fact, the global attenuation behaviour of cosmic-ray hadrons was shown to be consistent with such an assumption.

If we take the point of view that the multiple-pion production continues to play a dominant role for hadron interactions, even in such an extremely high energy range as in the present study, the majority of the observed hadrons in super-families would be pions. Then, we should find the attenuation characteristics of pions in our measurement for those hadrons in super-families. As discussed in Sects. 4–6, λ_{att} of hadrons in families should be larger than that of single-arrived hadrons, because the energy spectrum of the latter is steeper than that of the former and also the collision mean free path of pions is larger than that of nucleons. The experimental results, however, show just the opposite: λ_{att} of hadrons in families is much shorter than that of single-arrived hadrons.

Such abnormal characteristics found in hadrons associated with super-families could give a key clue to settle the puzzle of exotic-type cosmic-ray interactions named “Chiron-type” among “Centauro species”. And we might be able to speculate that this contraction of the attenuation mean free path of high energy hadrons from cosmic-ray interactions at extremely high energy might be the reason that the flux of the high energy cosmic-ray families at high mountain altitudes is smaller than the one expected in the case where usual multiple-pion production is assumed for hadron interactions, as obtained in Ref. [1]. However, the results appear quite embarrassing to us, because the above-mentioned cross section is far above the upper limit theoretically imposed for ordinary hadronic interactions. It seems to us that we might be forced to introduce some new dynamics which might be outside the present standard models of hadron physics. Furthermore, it has been reported from the Chacaltaya experiment that the above-mentioned abnormally large cross sections have come up in conjunction with the exotic shower phenomenon: the tertiary particles produced in the above-mentioned collisions are emitted with abnormally smaller p_1 value, an order of magnitude of 10–20 MeV/ c , and form exotic shower clusters named “mini-clusters”.

We are able to give further evidence of the exotic nature of these hadrons differing from ordinary hadron interactions, i.e. the frequent observation of showers of abnormally strong penetration in very thick lead chambers and in the carbon-type chambers of the Chacaltaya and of Pamir experiments [1,3]. These three might be closely connected with each other in cosmic-ray family observations. Looking into all these unusual characteristics, we are led to the idea that there exist “hadrons in new states”, to which the Chacaltaya group gave the tentative name “ χ -particles” (Chiron particles).

The Chacaltaya group reported that the exotic-type interactions named “Centauro species” can consistently be understood as representing the production of Centauro and/or Chiron fire balls with masses of 200–300 GeV/ c^2 in the forwardmost angular region of the hadron collision through fragmentation or diffractive processes which the incoming cosmic-ray particles undergo, and are more easily observed due to the observational conditions of the cosmic-ray experiments [3].

We are eagerly awaiting the FNAL results where the energy of hadron collision might be around threshold for the appearance of the events which show such a new type of interactions. Especially the study of the short attenuation behaviour of the produced hadrons in the calorimeter is crucial, separating them from gamma rays.

Acknowledgement

The authors are most grateful to all the colleagues of the Chacaltaya and Pamir Collaborations, without whose continuous contributions the present work could not have been completed. Especially, Profs. G.T. Zatzepin's and S.A. Slavatskiy's continuous encouragement and valuable suggestions are much appreciated. The authors are also thankful to L.P. Nikolaeva, N.G. Zelevinskaya, E.I. Pomelova, contributing to the Pb-chambers data bank of families of the Pamir experiment.

Appendix A. Shower observations in emulsion chamber at high mountain altitudes

A.1. Emulsion chambers and shower energy determinations

The emulsion chamber is, as is well known, an electromagnetic shower calorimeter with fine space resolution and has been widely used in cosmic-ray studies. A gamma ray or an electron, either incident on the chamber from outside or generated inside the chamber itself, make an electron shower through cascade multiplication processes. Nuclear emulsion plates inter-layered between lead record tracks of the generated electron shower. Under a microscope, we are able to observe a bundle of shower tracks. Counting the number of shower tracks within a circle of various radii and at various depths in lead gives us a measure of the shower energy. Such an energy measurement for incident gamma rays or electrons has the advantage that it has, in principle, no upper bound for validity, provided the chamber is thick enough to cover the full development of the shower. The limitation arises at lower energy, since, if the energy is low and the shower is small and diffuse, then background tracks cause difficulty for a shower to be found. Such method of energy determination of the shower has been repeatedly confirmed through the progress of Chacaltaya experiments on the study of target interactions (C-jets). (See, for example, Ref. [2].)

In high sensitivity X-ray films, such a bundle of electron tracks originating from cascade processes leaves a dark spot, and measurement of the darkness of the shower spot by a microphotometric method in a certain slit size gives the means for the energy estimation. Since X-ray films have their own sensitivity characteristics, the relation between electron number and shower spot darkness in X-ray films must be calibrated properly. One way is to put the nuclear emulsion plates together with the X-ray films and construct directly the relation between shower energy and spot darkness. Another is to calibrate by means of irradiation of the

X-ray film by a radio active source to known electron density. In the present case of uniform-type thick-lead chambers at the Pamirs, the latter method is applied as described in the text.

In the microphotometric measurement of darkness, we practically measure the spot darkness in X-ray films with the emulsion coated on both sides, upper surface and lower surface, respectively, separated by $200 \mu\text{m}$ of plastic. Occasionally, we take off one side and measure the darkness recorded in one side, especially for shower spots of the highest darkness region. If one takes a $200 \times 200 \mu\text{m}$ square slit, the darkness of the X-ray film of double sided coating is just twice as large as for the case where one side is taken off, except for showers of very large inclination (see Ref. [11]).

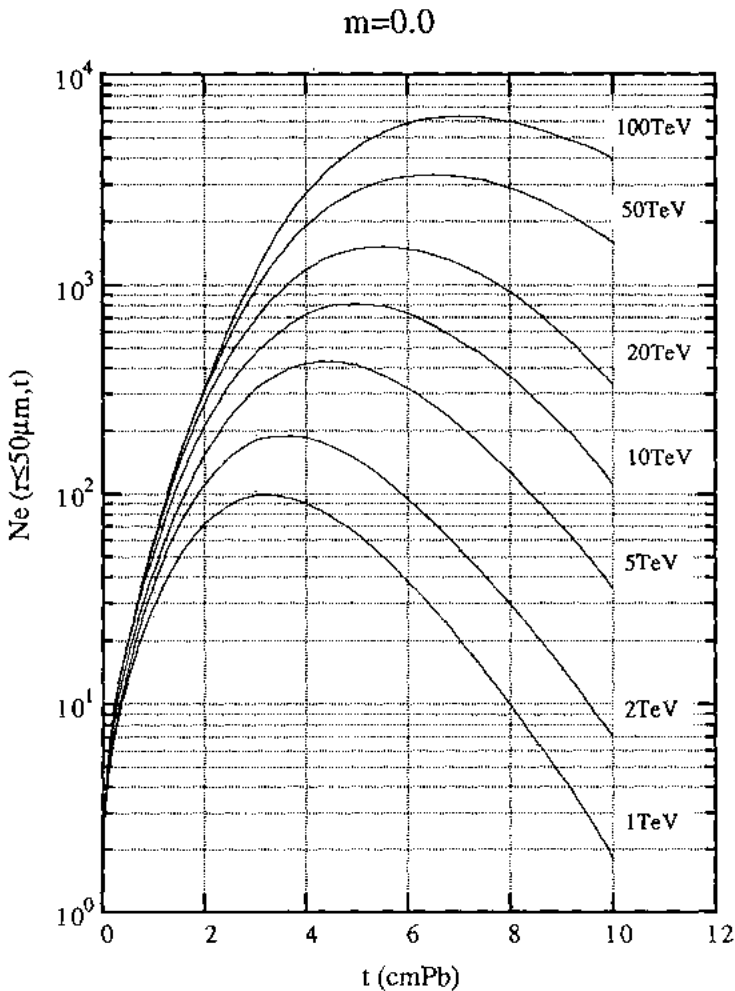


Fig. A1. Illustration of transition curves on electron number inside a radius of $50 \mu\text{m}$ from the shower center. (a): $m = \tan \theta = 0$ and (b): $m = \tan \theta = 1.0$, where θ is zenith angle of shower arrival direction.

$m=1.0$

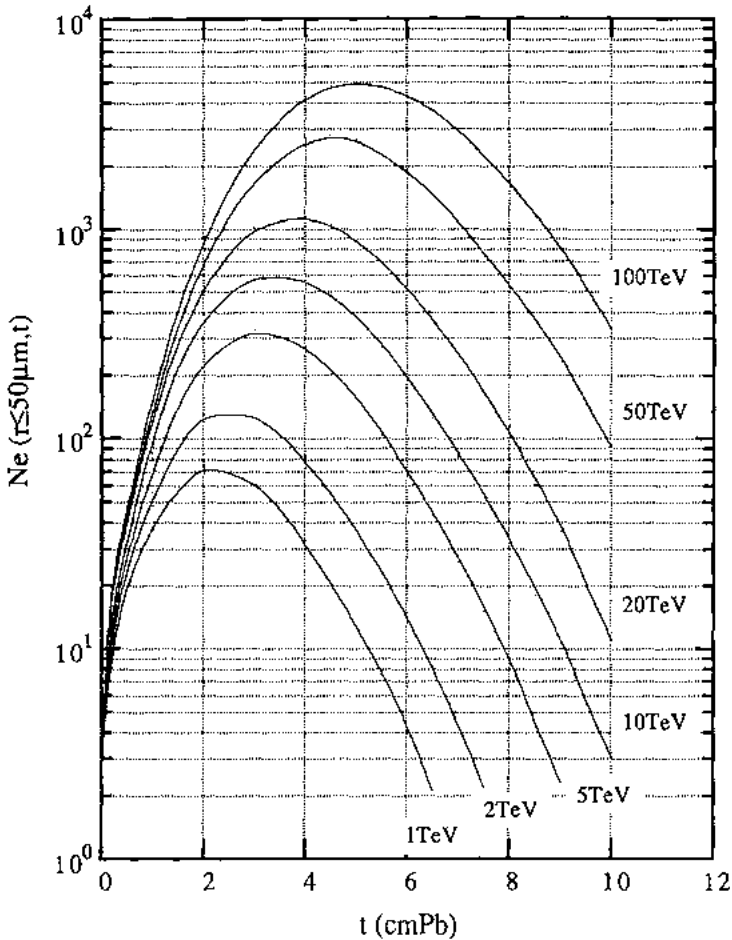


Fig. A1 (continued).

A.2. Transition curves of electromagnetic cascade showers

An algorithm for the simulation calculation of the development of electromagnetic cascade showers in the various structures of the chambers has been described by Shibata et al. [5], including Landau-Pomeranchuk effects of electromagnetic processes. Here we show the transition curves of electron numbers of cascade showers counted inside a circle of $50 \mu\text{m}$ starting from an electron pair of various energies calculated by Shibata. Fig. A.1(a,b) give the results of the calculation of transition curves when an electron pair enters the chamber vertically ($m = \tan \theta = 0$) and with zenith angle of 45 degrees ($m = \tan \theta = 1$), respectively, as an example, where θ means the zenith angle of the incident electron pair. The

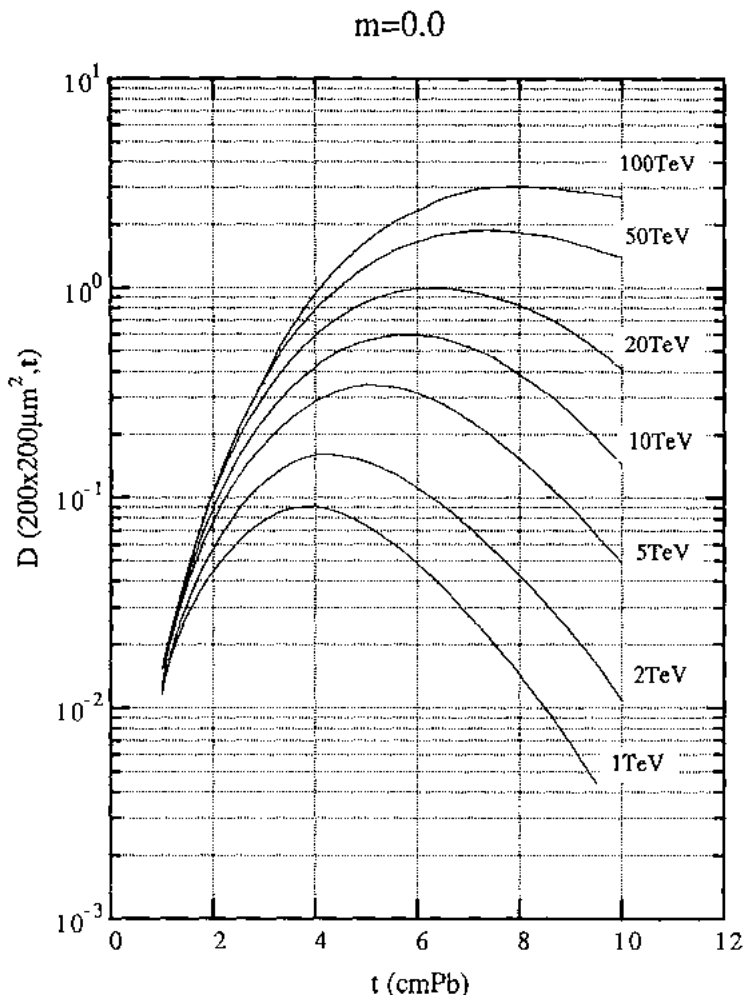


Fig. A2. Illustration of transition curves on shower spot darkness measured by a square slit of $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ on X-ray films coated on both sides. (a): $m = \tan \theta = 0$ and (b): $m = \tan \theta = 1.0$.

calculations have been done for the cases where the nuclear emulsion plates were inserted with an air gap of 2 mm under every 1 cm of lead.

The transition curves of electron numbers are transformed into the ones of shower spot darkness by using the characteristic sensitivity curve of the X-ray film. Fig. A.2(a,b) give the transition curves of spot darkness of the showers initiated by electron pairs of various energies, measured by a square slit of $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ for the cases of $m = 0$ and $m = 1.0$, respectively. The chamber structure is taken to be the same as for the case of the nuclear emulsion plates.

A.3. Relation between shower energy and spot darkness at shower maximum

Each X-ray film has its own characteristic curve of sensitivity and it is not linear to the irradiated particle densities, and it is known that it starts to bend gradually

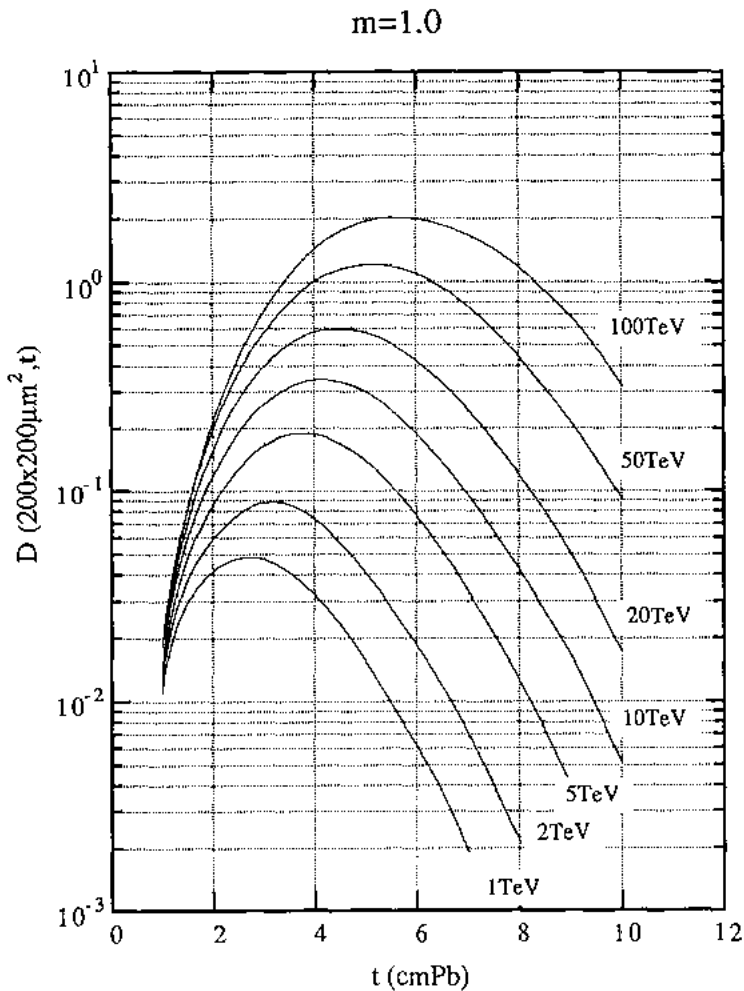


Fig. A2 (continued).

by the saturation effect when particle densities exceed a certain threshold. Fig. A.3 shows the results of simulation calculations for the relation between the energy of the cascade showers and spot darkness at shower maximum measured in a $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ square slit. Under ordinary experimental conditions of one year's exposure and routine processing, cascade showers which give a net D_{max} value exceeding ~ 0.1 are detectable. As is seen, the corresponding detection threshold energy is found to be 2–3 TeV. In the Pamir experiments, practically, we take the threshold energy to be 4 TeV for the discussion of the results free from detection bias, after taking into account the various experimental conditions.

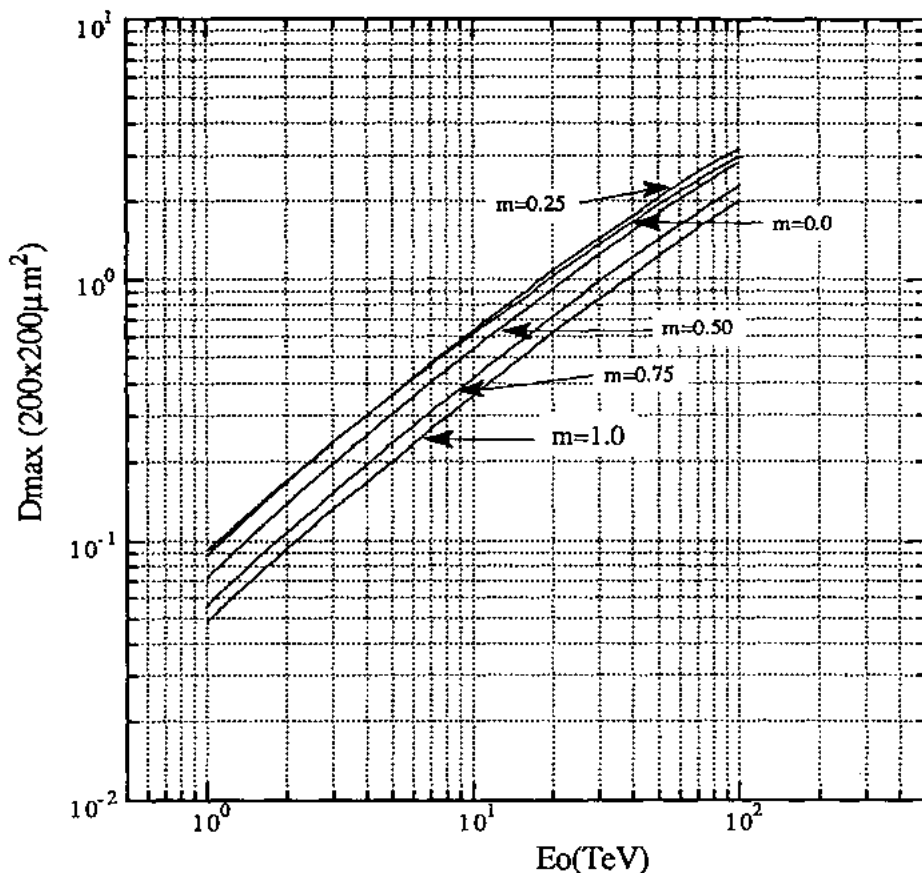


Fig. A3. Relation between darkness at the shower maximum, D_{\max} , and energy, E , of cascade showers for zenith tangent $m = 0.0, 0.25, 0.50, 0.75$ and 1.0 .

Appendix B. Illustration of the determination of ΔT for showers of hadronic origin

In this appendix, we present a way to determine the shift of shower starting position, ΔT , by illustrating several examples which are found in the chamber. Most showers of hadronic origin which start deep in the chambers show the shape of normal electromagnetic cascade shower, but sometimes the transition curves deviate from the one of normal electron showers far beyond fluctuations.

The two examples of Fig. B.1(a,b) show transition curves of a normal shape similar to pure electromagnetic cascades which start deep in the chamber. An estimation of ΔT is made measuring the horizontal shift of shower transition

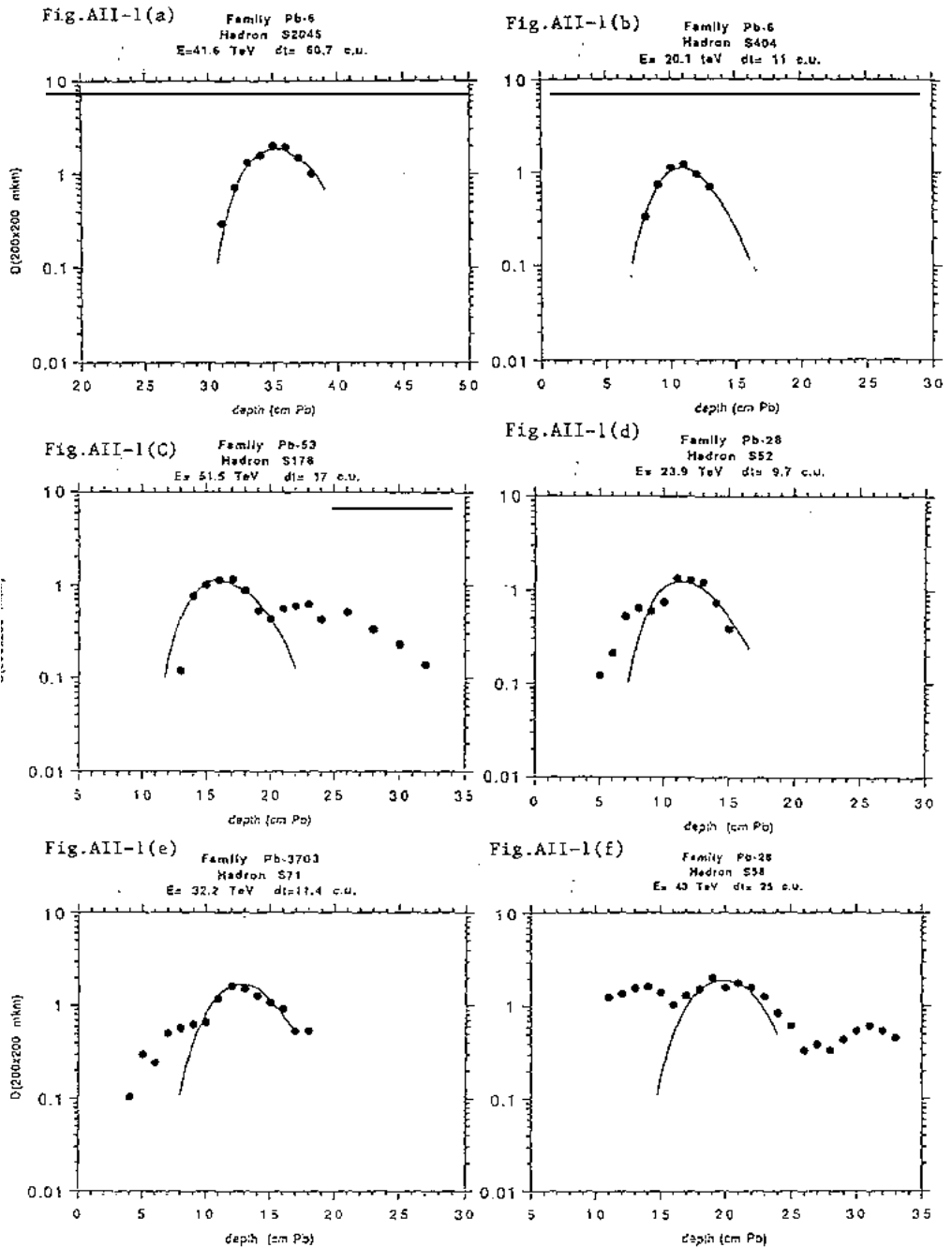


Fig. B1. Examples of transition curves on spot darkness of hadron-induced showers observed in the thick-lead chambers. (a) and (b): hadron-induced showers of ordinary shape similar with pure electromagnetic cascade showers, (c)-(f): hadron-induced showers with complex structure.

Table B1. Some details of showers which are presented in Fig. B.1

Shower no.	$E(\gamma)$ (TeV)	ΔT (c.u.)
S404-Family Pb-6 (Fig. B.1(a))	20.1	11.0
S2045-Family Pb-6 (Fig. B.1(b))	41.6	60.7
S178-Family Pb-53 (Fig. B.1(c))	51.5	17.0
S52-Family Pb-28 (Fig. B.1(d))	23.9	9.7
S71-Family Pb-3703 (Fig. B.1(e))	32.2	11.4
S58-Family Pb-28 (Fig. B.1(f))	43.0	25.0

curves of electron-pair origin to fit to the observed curve, which is shown in the figure by the curve, and the measured ΔT value is described in Table B.1. Fig. B.1 (c–f) give examples of showers of hadronic origin which show fairly large deviations from the normal shape of simple electromagnetic cascade showers. In those cases, we define ΔT as the shift of the theoretical curve to the depth where the transition curves are constructed by using four points around the largest darkness as shown in the figures, and the visible energy is estimated by the sum of decomposed several simple cascade showers, as explained by the examples in Sect. 4.7. of the text.

References

- [1] Chacaltaya and Pamir Collaboration, L.T. Baradzei et al., Nucl. Phys. B 370 (1992) 365
- [2] C.M.G. Lattes, Y. Fujimoto and S. Hasegawa, Phys. Rep. 65 (1980) 151
- [3] S. Hasegawa, AIP Conf. Proc. No. 85 (1981) 500, ICR-Report-151-87-5 (1987) presented at FNAL CDF seminar
- [4] Pamir Collaboration, H. Semba and B.L. Kanevsky, Proc. 20th ICRC, Moscow (1987) Vol. 5 p. 244; I.A. Mikhailova, E.G. Popova and L.G. Sveshnikova, preprint of Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, N88-013/34 (1988)
- [5] Pamir Collaboration, Bulletin de la societe des sciences et des lettres de Lodz, ser. recherches sur les deformations, Lodz, 1992, v. XII, N 111-120, p. 119
- [6] L.G. Sveshnikova and O.P. Strogova, Proc. 23rd ICRC, Calgary (1993), Vol. 4 p. 33
- [7] Pamir Collaboration, Proc. Int. Symp. on Cosmic-Ray and Particle Physics; Tokyo (1984) p. 426; I.P. Ivanenko et al., Proc. Int. Workshop on Super-High Energy Hadron Interactions, Tokyo (1991) pp. 197, 215; Pamir Collaboration; Izvestija AN SSSR, Vol. 55 (1991) ser. fiz. p. 650
- [8] M. Okamoto and T. Shibata; Nucl. Instrum. Methods A257 (1987) 155
- [9] Pamir Collaboration, Chacaltaya Collaboration and Mt. Fuji Collaboration, S.G. Baybrina et al., Nucl. Phys. B 181 (1981) 1; Pamir Collaboration, S.G. Baybrina et al., Trudy FIAN 154 (in Russian, Nauka, Moscow, 1984)
- [10] H. Semba, Suppl. Prog. Theor. Phys. 76 (1983) 111
- [11] Japan-Brasil Collaboration, Suppl. Prog. Theor. Phys. 47 (1971).



Composition and energy spectra of cosmic-ray primaries in the energy range 10^{13} – 10^{15} eV/particle observed by Japanese–Russian joint balloon experiment

RUNJOB Collaboration ¹

A.V. Apanasenko ^a, V.A. Sukhadolskaya ^b, V.A. Derbina ^b, M. Fujii ^c,
V.I. Galkine ^b, G.G. Getsov ^d, M. Hareyama ^e, M. Ichimura ^f, S. Ito ^f,
E. Kamioka ^g, T. Kitami ^f, T. Kobayashi ^e, V.D. Kolesnikov ^h, V. Kopenkin ^d,
N.M. Kotunova ^a, S. Kuramata ^f, Y. Kuriyama ^e, V.I. Lapshin ^{a,2},
A.K. Managadze ^d, H. Matsutani ⁱ, H. Mikami ^f, N.P. Misnikova ^a,
R.A. Mukhamedshin ^j, M. Namiki ^k, H. Nanjo ^f, S.N. Nazarov ^b, S.I. Nikolsky ^a,
T. Ohe ^e, S. Ohta ^k, V.I. Osedlo ^b, D.S. Oshuev ^d, D.M. Podorozhny ^d,
P.A. Publichenko ^b, I.V. Rakobolskaya ^b, T.M. Roganova ^d, M. Saito ^e,
G.P. Sazhina ^d, H. Semba ^m, Yu.N. Shabanova ^b, T. Shibata ^{e,*}, H. Sugimoto ^l,
L.G. Sveshnikova ^d, K. Takahashi ^e, T. Tsuchiya ^f, V.M. Taran ^h, N. Yajima ^k,
T. Yamagami ^k, K. Yamamoto ^e, I.V. Yashin ^d, E.A. Zamchalova ^d,
G.T. Zatsepin ^j, I.S. Zayarnaya ^a

^a P.N. Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow 117924, Russia

^b Physical Department of Moscow State University, Moscow 119899, Russia

^c Faculty of Engineering, Aomori University, Aomori 030-0943, Japan

^d D.V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow 119899, Russia

^e Department of Physics, Aoyama Gakuin University, Tokyo 157-8572, Japan

^f Faculty of Science and Technology, Hirosaki University, Hirosaki 036-8561, Japan

^g Multimedia Information Research Division, National Institute of Informatics, The Ministry of Education, Tokyo 101-8430, Japan

^h Volsk Expeditionary Base of P.N. Lebedev Physical Institute, Volsk 412680, Russia

ⁱ School of Medicine, Hirosaki University, Hirosaki 036-8562, Japan

^j Institute for Nuclear Researches of Russian Academy of Sciences, Moscow 117312, Russia

^k Institute of Space and Astronautical Science, Sagami-hara 229-8510, Japan

* Corresponding author.

¹ RUSSIA–NIPPON JOINT Balloon-program.

² Professor V.I. Lapshin passed away on 13 July 2000 in the process of revising the present paper. Without his great effort in organizing everything related to ballooning operations, the present joint experiment would not be realized. We pray heartily for the repose of his soul.

Abstract

We report experimental results obtained by the emulsion chambers on board of the long duration balloon. We have been carrying out the trans-Siberian-continental balloon flight since 1995, and the results from 1995 to 1996 experiments are presented here. Total exposure of these two years amounts to 231.5 m² h at the average altitude of ~32 km.

The energy range covers 10–500 TeV for proton-primary, 3–70 TeV/n for helium-primary, and 1–5 TeV/n for Fe-group ($Z = 26$ –28), though statistics of heavy components is not yet enough. Our preliminary data show that the spectra of the proton and the helium have nearly the same power indices ~ 2.80 , while those of heavier ones become gradually harder as the mass gets heavier, for instance the index is ~ 2.70 for CNO-group and ~ 2.55 for Fe-group.

It is remarkable that a very high energy proton with multi-PeV is detected in 1995 experiment, and the estimated flux of this event coincides with a simple extrapolation from the energy spectrum with the power index 2.8 observed in the range 10–500 TeV. It indicates that there is no spectral break at around 100 TeV, in contrast to the maximum energy predicted by the current shock-wave acceleration model. This evidence requires some modification on the acceleration and/or propagation mechanism.

Also we present all-particle spectrum and the average primary mass in the energy range 20–1000 TeV/particle. Our preliminary data show no drastic change in mass composition over the wide energy range, at least up to 1 PeV/particle, though the statistics is not yet enough to confirm it concretely.

The flight performance and the procedure of the analysis, particularly the energy determination methods and the detection efficiency calculation are also given. © 2001 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

1. Introduction

Nowadays, the energy spectrum of cosmic-rays extends up to more than 10²⁰ eV, well beyond the so-called Greisen–Zatsepin–Kuzmin cut-off energy [1,2]. Nevertheless, we do not reach yet a common consensus on the origin and the acceleration mechanism of cosmic-rays even below $\sim 10^{18}$ eV, the confinement energy in our galaxy. Above all, the “knee” puzzle is still left behind, although first signal of the knee was observed by Kulikov and Khristiansen [3] more than 40 years ago, and Peters [4] immediately pointed out its importance in understanding of the origin of galactic cosmic radiation.

Though many theorists have developed an attractive theory of diffusive shock acceleration by supernova blast waves [5–7], and succeeded in accounting for the observational data of the cosmic-ray particles in the lower energy region, $\lesssim 10$ TeV, the current theory cannot accelerate protons beyond ~ 100 TeV, mainly due to a finite lifetime

of the shock waves: that is in marked contrast with the observational data. In fact, we detect a proton primary with the energy as high as multi-PeV in the first balloon experiment of 1995 (see Section 4.2 in this paper).

To solve the difficulty in the acceleration limit at $E_{\max} \sim 100$ TeV for proton, several theorists have proposed other models, involving mechanism such as a postacceleration [8,9] after the energy gain by the direct shock acceleration in supernova remnants (SNR’s), or introducing a new source [10–12] to reproduce a “bump” appeared around the knee,³ and so on [13–15].

Each model predicts a somewhat different feature in the composition near the knee. For instance, Axford [8,9] proposes that the cosmic-ray components above the knee are primarily the same as

³ Recent air shower experiments [53,54] show, however, no significant “bump” around the knee, but a rather smooth change of the slope in the all-particle spectrum between below and above the knee, say from ~ 2.7 to ~ 3.1 .

those below the knee, and the energy spectrum of the latter with the cut-off at ZE_{\max} (Z : charge of the primary element) is boosted well above the knee region, $\gtrsim 1$ PeV, due to the multiple collision with large scale shock-waves in the interstellar medium. Therefore the average mass of the primary elements does not change so drastically around the knee region, but increases rather slowly at higher energies, similarly as observed below the knee.

Alternatively, several authors [10–12] propose that some “new” component might give rise to the recovery in the energy spectrum above the knee. In this case, we expect the composition changes *drastically* either into heavier one or into lighter one above the knee, which depends on the type of new source.

On the other hand some author [16] claims from another point of view that the knee is not caused by the astrophysical origin mentioned above, but by a fundamental change in the nuclear interaction at very high energies, $\gtrsim 100$ TeV. One may comment that such a possibility is absolutely rejected because the recent accelerator results show no drastic change in the multiple meson production at the energies of 100–1000 TeV [17]. But such a comment is not acceptable so straightforwardly, since these data are based on the collider machine and no definite data are available in the forward region, where the behaviour of the fast secondaries is most important for the development of shower phenomena in the atmosphere. However, we do not touch this problem here as it is slightly deviated from the objective of the present paper, but one should always keep such a possibility in mind.

Anyway, a key to confirm which model is correct is to establish *directly* the chemical composition in the knee region. It is, however, not so easy to make clear the composition in the knee region from the direct observational method, and the energy region above 10^{14} eV/particle has been basically covered by the ground-based air shower experiments, which have an inevitable difficulty in identifying the primary species.

Until now, several groups have reported energy spectra for various elements in very high energies, extending up to a few hundreds TeV for proton and to a few tens TeV/n for heavy elements, with the use of flying vehicles such as balloon and the satellite [18–23].

While the proton spectrum obtained by different groups is in reasonable agreement, the energy spectra of other components differ with one another. Also individual data points are considerably scattered in the higher energy region, \gtrsim a few hundreds GeV/n, among different groups, mainly due to poor statistics and the uncertainties in the energy calibration.

Under these circumstances, Japanese and Russian physicists started a joint collaboration, called RUNJOB (RUSSIA–NIPPON JOINT Balloon-program), on the observation of primary cosmic rays with use of the balloon-borne emulsion chamber in 1995. Two balloons were launched from Kamchatka peninsula in July 1995 for the first time, where each payload consisted of two emulsion chambers (hereafter abbreviated as EC’s) with the unit size of 40×50 cm². We performed the same experiment further in July 1996. All EC’s (eight chambers in total) were recovered successfully near the Volga region after the exposure of ~ 150 h.

The advantage of RUNJOB is in the geographical position of each institute and the facility in ballooning, suitable for quick shipping of the payload, which is absolutely important to reduce the background in the case of the passive-type experiment. That is, the chamber is constructed in Institute of Space and Astronautical Science (ISAS) in Tokyo, and transferred to the launching site in Kamchatka via Khabarovsk, located rather near Tokyo. After recovery of the payload at the place of landing (Volga region, west side of the Ural Mountain, etc.), it is moved to Moscow via Volsk Balloon Station without delay, and photo-sensitive materials such as the X-ray film and the nuclear emulsion plate (hereafter abbreviated as NEP) are arranged separately from other nonsensitive materials. These films and NEP’s are brought back to Tokyo by both Japanese and Russian members in the form of air-hand-luggages, and processed immediately upon the arrival at Institute of Cosmic Ray Research (ICRR), University of Tokyo.

In fact, we find NEP’s used in the present experiment are surprisingly fine in spite of so long exposure as ~ 150 h. This is because it takes only three months from the start of the nuclear emulsion pouring to the finish of the chemical

Table 1
 RUNJOB campaigns in 1995 (RUNJOB I, II) and 1996 (RUNJOB III, IV)

	RUNJOB I	RUNJOB II	RUNJOB III	RUNJOB IV
Flight duration (h)	130.0	167.0	134.0	147.5
Chamber area (m ²)	0.4	0.4	0.4	0.4
Exposure (h m ²)	52.0	66.8	53.6	59.0
Chamber weight (kg)	230	230	254	254
Balloon volume (m ³)	180 000	180 000	180 000	180 000
Balloon weight (kg)	650	650	650	650
Ballast masses (kg)	800	800	800	800
Parachute weight (kg)	180	180	180	180
Contorol device weight (kg)	220	220	220	220
Total weight (kg)	2080	2080	2104	2104

processing, both of which have been carried out at ICRR.

Another reason of the cleanness of NEP is due to the cut-off rigidity of ~ 3 GV along the flight course in Siberian latitude ⁴ [24,25]. This makes us quite favourable in tracing the electron showers up to the vertex point and in identifying the kind of primary element with use of NEP on microscope, which are often buried in the background tracks, since the bulk of the background comes from those with energies less than 1 GeV. Namely, higher cut-off rigidity is more favourable for the observation of high energy cosmic-ray primaries with the use of EC.

In this paper, we summarize the results obtained by four balloon flights with eight EC's on board carried out in 1995 and 1996. In Section 2, we present the performance of the RUNJOB experiment, focusing on the flight situation, the structure of the payload, and the data processing. In Section 3, we give the energy determination applied for the RUNJOB chamber with a thin calorimeter, which is designed to reduce the weight of payload. In Section 4, we show the energy spectra for various elements obtained by the present work, and compare them with those reported by other groups in the past. Section 5 is reserved to the summary and the discussion for the present results.

⁴ The polar patrol balloon provides a capability of much longer duration experiment without the sunset effect, but the cut-off rigidity goes down as small as multi-tens MV. This gives us a rather negative factor in the case of the passive-type experiment.

2. Experimental procedure

2.1. Flight performance

We have launched four balloons from Kamchatka in 1995 and 1996, and recovered all payloads successfully. The details are summarized in Table 1.

The trajectories of four balloons are shown in Fig. 1, and one finds they are impressively stable for both years. The altitude profiles of individual flights are shown in Fig. 2, where the altitude fluctuation due to the day-night effect is remarkable, and the variation between the minimum and the maximum altitudes amounts to as large as 10 g/cm². This variation does not bring us any serious problem for light elements such as proton and helium, since their attenuation lengths are ap-

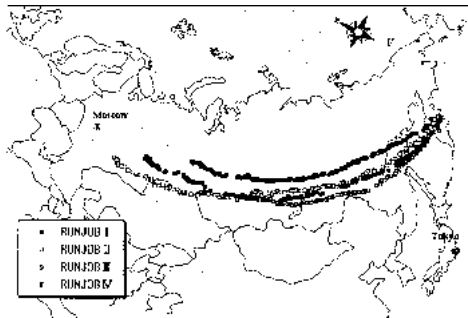


Fig. 1. Trajectories of four balloon flights performed in 1995 and 1996.

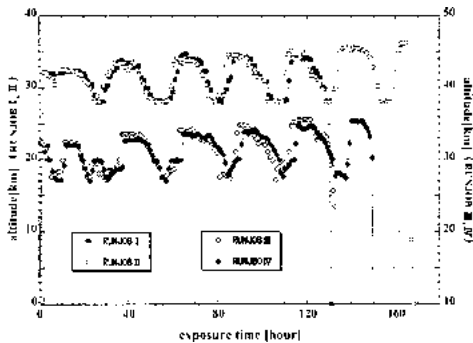


Fig. 2. Altitude profiles of four balloons.

proximately of the magnitude of 100 and 50 g/cm^2 in the atmosphere respectively.

It might become, however, effective for heavier elements, particularly for the iron with the attenuation length of $\sim 15 \text{ g}/\text{cm}^2$. So, we should not use a simple average altitude estimated from the flight record shown in Fig. 2, but find an effective altitude for several primary elements in order to eliminate the above uneasiness, which is discussed in detail in Appendix A.

2.2. Chamber structure

Both groups of Japan and Russia have enough experiences in EC techniques, which have following advantages in observing the high energy cosmic-ray primaries:

- the detection threshold of shower energy is rather high, \gtrsim multi-TeV though slightly depends on the experimental condition, namely EC is very effective to select cosmic-ray primaries with high energies,
- EC has much larger acceptance in $S\Omega$ than that of the active-type detector,
- both analytical and the simulational studies [26–28] on the cascade shower development are well established to determine the shower energy with good accuracy.

Because the balloon performance here is limited in its volume and the weight, having 180,000 m^3

and 650 kg respectively as shown in Table 1, we cannot load EC with heavy calorimeter on board. In order to solve these difficulties, we had to design inevitably light-weight type EC by reducing the absorber thickness, whereas the energy determination using cascade shower becomes hard, particularly for high energy event, as it is discussed in the next section.

Now, we show the chamber structure of 1995 and 1996 in Fig. 3. The chamber consists of basically four parts, which provide following functions:

- primary module to identify the primary particle,
- target module to produce the interaction,
- spacer module to separate the secondary particles,
- calorimeter module to observe the electromagnetic cascade showers.

The design of large spacer enables us to measure the emission angle of both secondary particles (π^\pm 's, γ 's) and fragments (p, α, \dots) coming from the break up of the heavy primaries. By using these data complementarily with the photometric data available for cascade shower energy determination, we can overcome the difficulty in the limited depth of the calorimeter with ~ 4 radiation length in vertical, which is too thin to catch the shower maximum for very high energy events, unless the zenith angle is large enough to elongate the path length in calorimeter.

The calorimeter module is divided into two sections, upper and the lower parts. The upper calorimeter is made up of styrofoam plates (thickness of each one is 1 cm), thin lead plates (thickness of each plate is 1 mm, corresponding to 0.178 radiation length) and the sheets of photo-sensitive materials (X-ray film and NEP), which plays two roles, one to be a spacer for separating the secondaries produced in the target, and the other to help the microscopic work for tracing the electron showers from the lower calorimeter to the target.

There are some differences in the chamber structure used in 1995 and 1996 campaigns. The acrylic target plate in 1995 is replaced with the stainless steel in 1996, and the spacer thickness

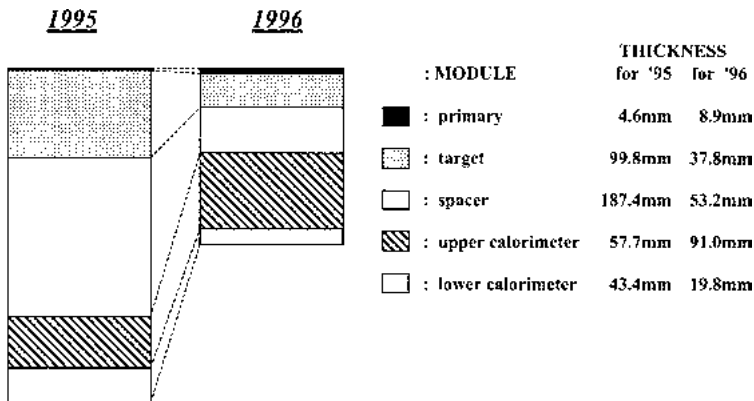


Fig. 3. Chamber structure in 1995 and 1996 experiments.

(including the upper calorimeter) in 1996 is nearly half of that in 1995. This is mainly due to an expectation to increase the efficiency in tracing work on NEP from the calorimeter layer to the target layer, namely to find the vertex point (hereafter abbreviated as VP) in target as easily as possible. These improvements indeed gave us a positive result as we have expected, while the cascade degradation effect in both target and the upper calorimeter makes us occasionally troublesome to discriminate between hadron-induced shower and γ -induced one at the early stage of the event selection in 1996 data.

One chamber has an area of $40 \times 50 \text{ cm}^2$, and two chambers are put together in one box without any gap (see Fig. 21 in Appendix B). This setting condition is very effective in tracing a type of event crossing the two adjacent chambers, which increases the effective solid angle considerably in comparison with that expected from those assembled separately.

Another advantage of the present assembling scheme is that the calculation of detection efficiency becomes very simple (see Appendix B), without worrying about troublesome effects of the collision and the absorption of cosmic-ray particles in adjacent chambers.

In this experiment, we have used also a high sensitive X-ray film, called screen-type X-ray film

[29,30]. The result of the analysis of this film will be reported elsewhere, which might bring us a complementary data for the present results, particularly for the iron component.

2.3. Event scanning and identification of primary particles

We start with a naked-eye scanning of the shower spots successively recorded on the multi-layer stack of #200-type X-ray film in the lower calorimeter. After scanning individual dark spots on the X-ray film, their coordinates on each layer are stored on the computer hard-disk with help of the digitizer. Once we get the coordinates of individual shower spots recorded on the multi-layers of X-ray film, we can easily reconstruct their trajectories by projecting each three-dimensional coordinate on a sheet of plane surface so that they are placed in a line. We call this sheet, a map.

With reference to the map, we can detect quickly the electron shower on NEP with use of the microscope. While the shower spots marked on the map are only those visible by naked eye on #200-type X-ray film, we can find very small electron showers on the NEP by referring to the map, even those invisible on the X-ray film. For

instance, a visible spot by naked-eye on X-ray film is limited to those with the net optical darkness $D_{\text{net}} \gtrsim 0.1$, where $D_{\text{net}} = D_{\text{sp}} - D_{\text{bg}}$ (D_{sp} : spot-darkness, D_{bg} : background darkness, see also Appendix B). This limitation for the visible spot-darkness on the film corresponds to approximately 50–100 electrons within the circle of 50 μm radius, though depending slightly on the experimental condition.

On the other hand, it is possible, in principle, to detect even single electron track on NEP as long as the location accuracy in shower trajectory is excellent and the background tracks are not so significant. In fact, Nishimura et al. [31] have succeeded in primary electron observation with use of the EC on board of the balloon flights performed at Sanriku Balloon Station in Japan.

Since as large as ~ 1 mm is the location accuracy of the map with use of the X-ray film, it is hard to trace up electron showers on NEP in the upper calorimeter and/or the target unless the shower energy is high enough with large multiplicity, say more than a few tens TeV. So, after detecting electron showers on NEP's every layer by referring to the map, all of these coordinates on NEP are stored once more on the hard-disk with help of the computer-aided-large stage (CALS), which installs the microscope and covers the movable area of 40×50 cm² with the accuracy of a few μm in reading the coordinates. Details are presented in Refs. [18,29,30].

To make the location accuracy of each shower more precise with use of NEP, we pick up more than 10 reference tracks of relativistic heavy primaries on NEP, penetrating from the top to the bottom in the chamber, and correct a relative setting position of each NEP on CALS so that all the reference heavy tracks are aligned simultaneously with one another. Finally, we find the location accuracy in reconstruction of the shower trajectory is ~ 90 μm , small enough to reach the VP with ease.

The next step is to identify the kind of primary element using upstream NEP located just above the VP, occurring mainly at acrylic plates (or stainless steel plates) in the target or at lead plates in the calorimeter. If the VP is observed luckily on

NEP, the identification of the primary is of course perfect even for proton in jammed background tracks. Practically, however, most of VP are located in other nonsensitive materials such as lead and acrylic plate, and we have to search a candidate of primary track with use of the upstream NEP on microscope.

Heavy primaries (\gtrsim CNO) are identified immediately without ambiguity at the first upstream NEP just above the VP, since their tracks are of heavily ionizing ones associated with δ -rays. On the other hand, in the case of helium primary, we observe sometimes a couple of candidates on NEP in the same field of vision on microscope within the circle of 90 μm radius. Then the location accuracy of 90 μm is not enough in order to identify which track is a true one among them.

To do so, we pick up at least two reference heavy tracks near the VP, usually a few centimeters distant from one another on NEP, and then confirm the true one with use of the triangulation method [32]. The location accuracy of this method is of the magnitude of 20–50 μm , depending on the relative distance between the VP and nearby reference-heavy-tracks. It is now accurate enough to identify helium tracks behind the background mainly coming from minimum ionizing tracks, as the grain density of the helium track is four times higher than that of the minimum ionizing one.

The location accuracy of 20–50 μm is still not enough for the identification of proton primary, since sometimes observed are several candidates with minimum ionizing tracks even in such a small field of vision on microscope, having the same zenith and azimuth angle as that of the electron shower of interest detected at downstream NEP's. The location accuracy must be of better than 10 μm for the *definite* identification of proton in the case of long duration experiment, while the accuracy of 100 μm is good enough in the case of short duration experiment.

In practice, we succeeded in the identification of proton some half among necessities, where no candidates of helium and heavy tracks are observed. But, the halfness in the identification here does not matter at all, since both possibilities of helium and heavy primaries are definitely rejected

for these events, i.e., all of them must be protons (or may be neutrons produced via charge exchange process in the atmosphere), irrespective of either success or failure in the definite identification of proton. It is rather remarkable that half of proton tracks in total are identified despite of the long-duration exposure with bulky background tracks on NEP.

The location accuracy for the primary identification in the case of JACEE group is nearly the same as ours [63], while the percentage of the success in proton identification is not explicitly reported in their long duration experiments. On the other hand, Zatsepin et al. [23] reports that it is hard to discriminate between proton and helium in their long duration balloon experiments, since their location accuracy is of the magnitude over hundred micron meters. Therefore, their results on proton and helium components (see Section 4.1) are obtained only with use of short duration experiments performed at Volsk Balloon Station in Russia, where background tracks must be much reduced in comparison with those observed in the long duration experiments.

2.4. Charge determination

To avoid the laborious δ -ray counting of heavy-primary track for the charge determination, we developed a narrow-slit method using the microscope equipped with CCD camera and the monitor TV, which is auto-controllable by PC for three axes simultaneously, (x, y) on stage and z for objective lens. We briefly describe this method here, details of which are summarized in Ref. [33].

We measure the darkness of primary track within a narrow slit using CCD. The slit width must be optimized according to the kind of the primary charge. It should be narrower for lighter elements, and wider for heavier ones, otherwise the signal can be masked behind the background tracks in the former case, and the darkness is saturated in the latter case.

Also we have to eliminate the effect of the depth of focus along the track in nuclear emulsion of 60 μm thickness (100 μm in the case of those inserted in the primary module in 1995), which is taken into

account by measuring automatically the darkness every 5 μm step depth by the help of z -axis controller.

Next problem is the calibration of the darkness within the narrow slit for the absolute charge determination. One might think that heavy ion beam is the most promising for this purpose. It is, however, not so simple from the practical point of view, particularly in the case of long duration balloon experiment. Since the background tracks recorded on NEP are large in this experiment, it is not useful for us to get the beam data with use of rather fresh emulsion without backgrounds. Instead, we calibrate the darkness and check the resolution of charge determination in the following way.

As presented in Ref. [18], bulky heavy-primary tracks are observed by the use of the screen-type X-ray film on board of the Sanriku balloon. The charge resolution is, for instance, 0.36 and 0.82 charge unit for oxygen and iron respectively. Among these heavy primaries, we select three typical ones, O, Si and Fe, where we pick up those within $Z \pm 0.2$ range around a Gaussian peak at Z in a charge spectrum.

Applying the present charge-determination method for those identified from Sanriku experiment, we get satisfactory results as shown in Fig. 4, where together plotted are helium results identified by counting the grain density, and several curves are drawn from the simulation calculation discussed below.

To check the resolution of charge determination, we perform extensive simulation calculations of δ -rays produced by heavy primary during the passage in nuclear emulsion, taking account of the background recorded on practical NEP on board of the RUNJOB balloon. The details of the simulation calculation are summarized in Ref. [34], and well confirmed by the comparison with heavy-ion beam data.

The simulated heavy tracks associated with jammed δ -rays are pasted randomly on RUNJOB's NEP actually exposed. We applied our charge-determination method for these artificial events, including the backgrounds observed by RUNJOB experiment, and the results are shown in Fig. 5 in the case of the path length with 200 μm .

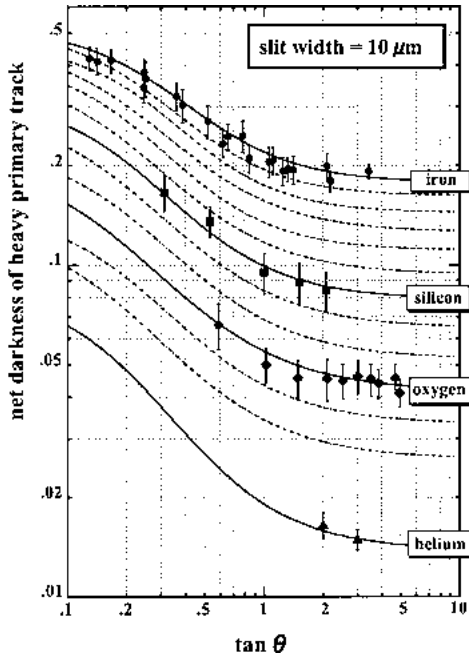


Fig. 4. Scatter plot of zenith angle vs. darkness of heavy track recorded on nuclear emulsion plate, obtained by Sanriku experiment. Curves are obtained by the simulational calculation taking the background effect into account.

Though the resolution depends naturally on the path length (practically $\approx 200 \mu\text{m}$) used for data-

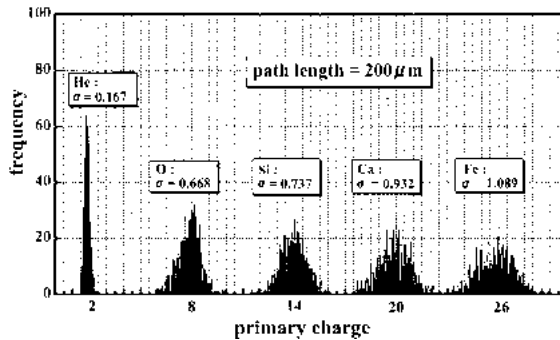


Fig. 5. Resolution of charge determination with use of narrow-slit method, taking the RUNJOB background into account.

Table 2
Tracing results obtained by 1995 and 1996 experiments.

Primary	RUNJOB '95	RUNJOB '96
Proton	117	339
Helium	26	90
Li, Be, B	3	12
C, N, O	9	33
Ne, Mg, Si	6	11
Sub-Fe	3	4
Fe	6	2
Not identified	13	9
Total	183	500

The meaning of "not identified" appeared in the bottom line is "we could not identify the VP".

taking of the track image, these results are satisfactorily enough for the practical purpose.

2.5. Detection efficiency

In Table 2, we summarize the statistics on tracing results, obtained by both 1995 and 1996 experiments. We meet occasionally with a difficulty in observing the VP for proton-induced interaction with small multiplicity of charged particles, mainly coming from an event of low energy interaction. Number of such type of event is also presented in the bottom line named "not identified", and the loss rate depends on chamber structure, for instance, 7% and 2% for 1995 and 1996 experiments respectively. But it does not bring us any trouble in the present result since we focus on high energy event only.

Based on these data, we can estimate the absolute intensities for various elements as well as for all-particle by summing them.

It is needless to say that in order to evaluate them, we have to take into account the detection efficiency $\xi(E_0)$ as the function of the primary energy E_0 . So, we touch upon here the detection efficiency problem in RUNJOB chamber.

This procedure is somewhat complicated, and related to various kinds of parameters, such as the chamber structure, model of the reaction cross-section, detection condition of the electron showers on X-ray film, resolution of the shower-energy determination and so on. So, we summarize the essence of the evaluation in Appendix B and show here only the numerical results from the 1995 and 1996 experiments.

In Fig. 6, we show numerical results of the detection efficiency, $\xi(E_0)$, in several cases of primary elements for the 1995 and 1996 experiments, where we calculated them by the use of the cross-section based on the soft-sphere model [57] (see Appendix B), including the dependence of projectile energy. Another choice of the cross-section is discussed in Section 5.

One finds that the detection efficiency of the 1996 chamber is much better than that of the 1995, particularly in the lower energy region. This is mainly due to two effects; i.e., one is a difference in spacer thickness and the other in dilution factor, $D_f = 1 + \Delta/L$ (L : thickness of each lead plate, and Δ : gap length between two lead plates), in lower calorimeter. Both parameters in 1996 are of the

magnitude of nearly half of those in 1995 (see Section 2.2 also).

In relation to the above discussions, we have to take care also in superposing individual data of different flights in 1995 and 1996 campaigns. Naturally, one cannot superpose straightforwardly each data equally, since the effective balloon altitude, the exposure time, the chamber efficiency, etc., are all different in each flight.

To combine them, let us consider a flight j with the effective altitude t_j , the chamber area S_j , the exposure time T_j , and the detection efficiency ξ_j . Assuming the absolute differential intensity of a primary cosmic-ray as ΔI_0 at the top of the atmosphere, the observed number ΔN_j of the relevant primary is given by, (see Eq. (A.2) in Appendix A)

$$\Delta N_j = \xi_j S_j \Omega_0(\tau_j) T_j \Delta I_0 e^{-\tau_j}, \quad (1)$$

where $\tau_j = t_j/A$ (A : attenuation length of the primary in the atmosphere), and $\Omega_0(\tau_j)$ is the effective solid angle at the altitude t_j , explicitly given by Eq. (A.3) with $k = 0$ in Appendix A.

Superposing both sides of Eq. (1) with respect to flight number j , we immediately obtain the absolute intensity

$$\Delta I_0 = \frac{\sum_j \Delta N_j}{\sum_j \xi_j S_j \Omega_0(\tau_j) T_j e^{-\tau_j}}, \quad (2)$$

where we omit the parameter of energy inherent in ΔI_0 , ΔN_j and ξ_j , for the sake of simplicity. The

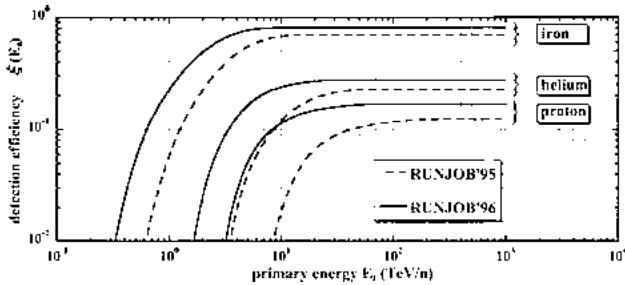


Fig. 6. Relation between detection efficiency and primary energy E_0 for 1995 and 1996 experiments.

above superposition of different flights f 's must be done, of course, in each energy bin for the practical procedure.

3. Energy determination

3.1. Photometric method

Electron shower originated in a nuclear collision with materials in the chamber is easily detected by naked-eye on X-ray films inserted in the calorimeter, whereas it is visible on NEP only with help of the microscope. In addition to the validity of the naked-eye scanning of the shower spot, the development of spot-darkness successively recorded on multi-sheets of the X-ray film gives us an important information on the determination of the shower energy ΣE_γ .

The maximum darkness D_{\max} in the transition curve of the shower spot-darkness is approximately proportional to ΣE_γ . The spot darkness is measured with use of the photometer, and we get immediately D_{\max} by fitting a simulated transition curve onto the measured data (see Fig. 8a). Then we obtain straightforwardly ΣE_γ using the relation of D_{\max} vs. ΣE_γ , taking into account various effects, such as the zenith angle effect, chamber structure, position of the VP and so on [28, 35].

Since the shower energy $\Sigma E_\gamma^{(\text{photo})}$ obtained by the photometer might be affected by the amount of the background as well as the processing condition, we have to calibrate it by comparison with the energy $\Sigma E_\gamma^{(\text{count})}$ obtained by the electron-counting method using NEP, which is almost free from the experimental condition.

The absolute energy calibration of our simulation calculations used for the electron-track counting was checked with use of FNAL electron-beams with 50, 100 and 300 GeV [36,37], though the electron beam with higher energies is not available nowadays. The energy calibration at higher energies \gtrsim multi-TeV was performed with use of π^0 -peak in γ - γ invariant-mass distribution, which was obtained by Chacaltaya two-storey type EC [38,39] (see next subsection).

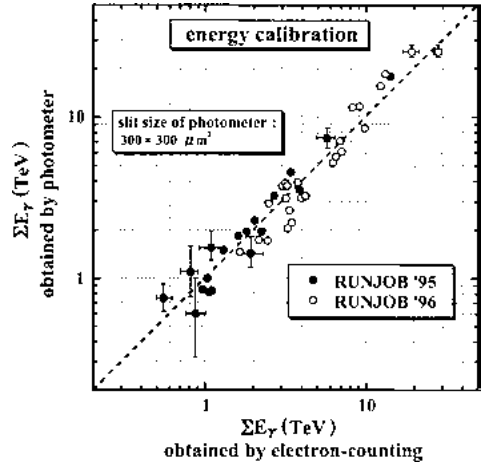


Fig. 7. Correlation between shower energies obtained by photometer method and those by electron-counting method.

In Fig. 7, we show the correlation between $\Sigma E_\gamma^{(\text{photo})}$ and $\Sigma E_\gamma^{(\text{count})}$ obtained by 1995 and 1996 experiments, and find no correction is necessary for the absolute value of the shower energy in both experiments. It means that the background in RUNJOB experiment is not so critical as to need the correction of the standard numerical parameters appeared in the characteristic curve of #200-type X-ray film, ρ vs. D , where ρ is the electron density and D is the optical darkness on X-ray film (see Eq. (B.9) in Appendix B).

Here, we have to recall that the calorimeter thickness of RUNJOB chamber is as thin as ~ 4 radiation length in vertical, as mentioned in the previous section. We meet occasionally events where the shower transition curve does not reach its maximum point before leaving the bottom of the lower calorimeter, particularly in the case of very high energy events with small zenith angle. Two typical examples are shown in Fig. 8, where (a) is an example of reliable fitting, and (b) a doubtful one without observing the shower maximum. We found approximately 20% of all events are of (b)-type one. In the next subsection, we present another method to determine the shower energy for the (b)-type events.

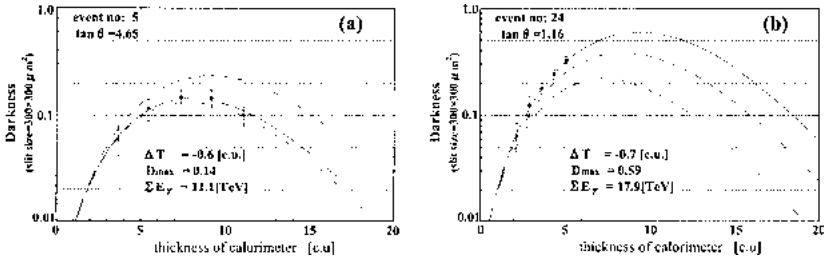


Fig. 8. Two typical examples of (a) reliable fitting and (b) doubtful one.

3.2. γ -ray core method

In RUNJOB chamber, we can measure simultaneously the emission angles of π^\pm , γ (via $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) produced by the nuclear interaction as well as those of fragment products such as proton, α , \dots , due to the break up of heavy primary in the case of 1995 chamber.⁵ We do not discuss here the method of energy determination with use of the fragments, which is summarized in Ref. [18].

Up to now, we have proposed several methods [40–42] for the energy determination in RUNJOB chamber, using the emission angle of π^\pm and γ . In this paper, we focus on a method for the determination of the shower energy ΣE_γ , transferred to γ -ray component, since the event selection is absolutely based on the shower spot recorded on X-ray film and hence the detection efficiency is closely related to the magnitude of ΣE_γ (see Appendix B).

The shower energy released into secondary γ 's is immediately written down with use of the emission angle θ_i and the transverse momentum p_{ti} of each constituent γ in the following way.

$$\Sigma E_\gamma = \sum_{i=1}^n \frac{p_{ti}}{\theta_i} \simeq \sum_{i=1}^n \frac{\langle p_t \rangle(\theta_i)}{\theta_i}, \quad (3)$$

where n is the γ -ray multiplicity, and the average transverse momentum $\langle p_t \rangle$ is nearly constant with

⁵ Unfortunately it is hard to measure the emission angle of fragments in the case of 1996 chamber, since the target material is stainless steel plate, and the discrimination between proton fragments and cascade-degraded electrons becomes difficult.

~ 200 MeV/c, except small emission angle in the very forward cone.

Based on the results from both cosmic-ray (Chacaltaya EC [38,39]) and the accelerator (UA7 [43]) experiments, we assume the functional form of $\langle p_t \rangle(\theta)$ is expressed as

$$\langle p_t \rangle(\theta) = p_0 [1 - e^{-u}], \quad (4)$$

$$u \equiv \theta \langle E_\gamma \rangle / q_0, \quad \text{and} \quad \langle E_\gamma \rangle = \Sigma E_\gamma / n, \quad (5)$$

where typical values of p_0 and q_0 are of the magnitude of 200 MeV/c and 80 MeV respectively.

Here we have to take care of a detection-threshold energy effect in applying Eq. (4) for the practical analysis. Namely, we observe only γ -cores with energies larger than some threshold energy E_c in NEP, where E_c depends on the chamber structure as well as the exposure time, for instance 50–100 GeV in the case of RUNJOB experiment and 200–300 GeV in the case of Chacaltaya experiment.

Naturally, the condition of $E_\gamma \geq E_c$ deforms the shape of $\langle p_t \rangle(\theta, E_c = 0)$ in Eq. (4), and we get a following relation from a simple calculation,

$$\langle p_t \rangle(\theta, E_c) \simeq \langle p_t \rangle(\theta, 0) + E_c \theta. \quad (6)$$

In Fig. 9, we show the correlation between $\theta \langle E_\gamma \rangle$ and $\langle p_t \rangle(\theta, 0)$, after eliminating the effect of E_c using Eq. (6), which is obtained by Chacaltaya two-storey-type chamber ($E_c \simeq 0.2$ TeV) and the FRITIOF simulation code [44]. The shower energies cover 3–150 TeV for the former data, and 1–200 TeV for the latter data. Curves in the figure are drawn by Eqs. (4) and (5) with two choices, $(p_0, q_0) = (200, 100)$, (180, 60) in unit of (MeV/c,

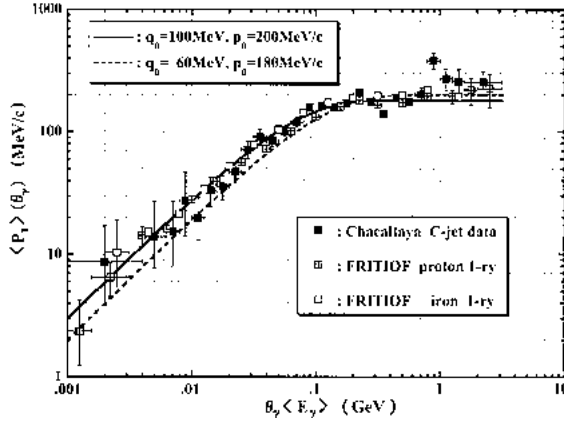


Fig. 9. Correlation between the emission angle and the average transverse momentum for γ -rays produced by nuclear interaction.

MeV). More careful fitting with Eq. (4) shows that these parameters depend weakly on ΣE_γ (see Appendix C).

It is remarkable that the Chacaltaya data (hereafter called C-jet data) agree fairly well with those expected from the simulational FRITIOF code, and also those obtained by the iron-induced jets coincide with those by the proton-induced jets. Looking at carefully Fig. 9, one might notice that the average transverse momentum, $\langle p_T \rangle$, obtained by C-jet data is slightly enhanced in large emission angle. This is fully consistent with the contribution coming from the quark-parton hard scattering [50]. The enhancement is, however, not essential for the present energy determination, but the bending region, $\theta_\gamma \langle E_\gamma \rangle \sim 0.1$ GeV, is the most important.

Now, we consider the physical meaning of the average energy $\langle E_\gamma \rangle$ appeared in Eq. (5). Since the threshold energy E_c of each constituent γ detected in NEP is 50–100 GeV in the case of RUNJOB experiment, the energy sum of γ s, ΣE_γ , is naturally less than the true one released over the whole phase space, $\theta^* = 0-\pi$ in CMS. As presented later in more detail, the former energy is 11% less than the latter, based on the simulation calculation.

From the view point of fireball picture, one might remark that γ s mentioned here are those

produced by the decay of the fastest moving cluster only, neglecting the second and subsequent ones.

In order to select γ s belonging to the fastest cluster, we pick up only those satisfying a condition

$$\eta > \eta_{\max} - \Delta\eta, \quad \text{with } \Delta\eta = 3, \quad (7)$$

where η is a familiar variable, pseudo-rapidity ($= -\ln \tan \theta/2$), and η_{\max} is the highest pseudo-rapidity. Therefore, the multiplicity n of γ s in Eqs. (3)–(5) is not always equal to the observed one. The selection condition with $\Delta\eta = 3$ in Eq. (7) corresponds to the collection of approximately 90% of γ s produced by the isotropical decay of the fireball.

For the practical procedure in grouping γ s defined by Eq. (7), we use the second highest pseudo-rapidity, $\eta_{\max 2}$, instead of η_{\max} in order to avoid a fluctuation in the emission angle of top γ , while the simultaneous determination of the shower energy and the energy-weighted center (see later discussion in this subsection) is performed with inclusion of the top γ .

Now, we can regard the group of γ s selected by Eq. (7) as “effective” one in the total shower energy released over the whole space in CMS, in the sense that most of the shower energy is transferred

into this group in the laboratory system. So, all physical quantities, such as ΣE_γ , n and $\langle E_\gamma \rangle$, are used tacitly in the meaning of effective ones in the following discussion.

Let us present explicitly how to get the shower energy ΣE_γ from the γ -core data. To make the procedure simple, we omit here the effect of the threshold energy E_c in detecting each core, whereas the exact procedure is summarized in Appendix C, taking its effect into account.

From Eqs. (3) and (4), we find immediately a transcendental equation with respect to $\langle E_\gamma \rangle$ inherent in u_i

$$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n f(u_i) = 1, \quad (8a)$$

where we defined a function

$$f(u) = \frac{p_0}{q_0} \frac{1 - e^{-u}}{u}. \quad (8b)$$

We can solve easily the above equation with respect to $\langle E_\gamma \rangle$ by use of the iteration method, and then we obtain the shower energy $\Sigma E_\gamma (= n\langle E_\gamma \rangle)$. But there exists a critical problem in the application for RUNJOB data in practice. Namely, we can observe only the coordinate of each γ -core⁶ on the target diagram, $\mathbf{r}_i(x_i, y_i)$, and the height h from the plane of the target diagram to the VP in the raw data, while the energy-weighted centre, $\mathbf{r}_G(x_G, y_G)$, is not available. It may seem to be troublesome in estimating the emission angle $\theta_i (= |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_G|/h)$ of each γ -ray, but this problem is easily solved in the following way.

The energy-weighted centre is given by

$$\mathbf{r}_G = \frac{\sum_{i=1}^n E_{\gamma i} \mathbf{r}_i}{\sum_{i=1}^n E_{\gamma i}}, \quad (9)$$

and using a relation $E_{\gamma i} = p_{\gamma i}/\theta_i \simeq \langle p_\gamma \rangle(\theta_i)/\theta_i$, we finally get following equations from Eqs. (4) and (9),

⁶ In principle, we can determine also the energy of individual γ s by counting electron number with use of NEP. But it is quite hard to count the electron number separately from those originated in another γ -core, because they are often overlapped, particularly in the central region, due to the limited spacer with 20–30 cm size in RUNJOB chamber.

$$\langle f(u) \rangle_n = 1, \quad (10a)$$

$$\langle xf(u) \rangle_n = x_G, \quad (10b)$$

$$\langle yf(u) \rangle_n = y_G, \quad (10c)$$

where the meaning of $\langle \cdots \rangle_n$ is

$$\langle X \rangle_n = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i, \quad (11)$$

and

$$u_i = \frac{\sqrt{(x_i - x_G)^2 + (y_i - y_G)^2}}{h} \frac{\langle E_\gamma \rangle}{q_0}. \quad (12)$$

We have to solve the above equations simultaneously with respect to $(\langle E_\gamma \rangle; x_G, y_G)$, and then get the shower energy $\Sigma E_\gamma = n\langle E_\gamma \rangle$. The solution is obtained with use of the iteration method (see Appendix C).

Now let us check the reliability of the present energy-determination method by applying it for Chacaltaya experimental data and FRITIOF simulation ones. The structure of Chacaltaya two-storey-type chamber is basically the same as RUNJOB chamber, but the spacer of the former is ~ 170 cm, that is much longer than the latter with ~ 20 cm. Therefore, in Chacaltaya chamber, it is possible to estimate the energy of individual γ -core's by counting the electron number without worrying about the mixture of each core as in the case of RUNJOB chamber, and get the shower energy ΣE_γ by summing up the individual γ -ray energies.

In addition to the information on the energy $E_{\gamma i}$ of each constituent γ -core as well as its coordinate (x_i, y_i) , the advantage of C-jet data is in the range of the detected shower energy ΣE_γ that covers 3 ~ 150 TeV, just the region of interest in RUNJOB experiment.

Energy resolution, $\Delta E_\gamma/E_\gamma$, is $\sim 15\%$ for each γ -ray in C-jet data, which is confirmed from the π^0 -peak in the invariant mass distribution of γ - γ [38,39], so that it is quite interesting and important to compare the energies obtained by the present energy determination with those given by C-jet data.

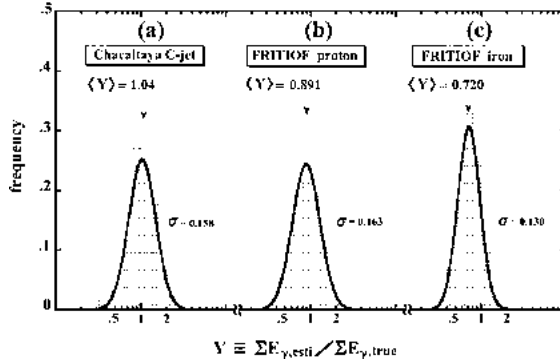


Fig. 10. Histograms of $\log_{10}[\Sigma E_{\gamma,esti}/\Sigma E_{\gamma,true}]$ for three data, (a) C-jet data, (b) FRITIOF code for proton primary, and (c) FRITIOF code for iron primary. Primary particle of C-jet data is of nucleon (or charged pion). The subscripts “esti” and “true” denote the estimated shower-energy and the true one respectively.

In Fig. 10a, we show a histogram of the ratio, $Y \equiv \log_{10}[\Sigma E_{\gamma,esti}/\Sigma E_{\gamma,true}]$, where $\Sigma E_{\gamma,esti}$ is the shower energy estimated by the present method taking into account the threshold energy effect ($E_c = 0.2$ TeV), and $\Sigma E_{\gamma,true}$ is the true one obtained by C-jet data. By fitting a Gaussian curve onto the histogram, we find $\sigma = 0.158$ around $\langle Y \rangle = 1.04$, that is satisfactory enough for the present purpose.

Fig. 10b is the same histogram as shown in Fig. 10a, but obtained with use of the FRITIOF code, where $\Sigma E_{\gamma,true}$ means the shower energy including γ s radiated backward in CMS, whereas $\Sigma E_{\gamma,esti}$ is an “effective” one as mentioned before. Therefore, the peak position $\langle Y \rangle$ is shifted to 11% less than unity, and we have to correct this effect for the practical energy determination, while no shift is necessary in Fig. 10a, because $\Sigma E_{\gamma,true}$ in C-jet data is also the effective energy transferred by the fastest moving cluster only.

The present method is applicable also for the heavy particle initiated shower, and we use here the FRITIOF code in order to make artificial target diagrams of γ -cores. The result is demonstrated in Fig. 10c for iron primary, in the same form as Fig. 10a and b, where the Gaussian curve with $\sigma = 0.130$ is drawn together. The dispersion is much smaller than those found in the proton-initiated shower. This is due to the fact that the

multiplicity of γ -ray’s produced by heavy-primary interaction is considerably larger than that in the case of proton.

We note again that the peak position $\langle Y \rangle$ is shifted to 28% less than unity due to γ s radiated backward in CMS, which is of course taken into account in the practical procedure in estimating the shower energy ΣE_{γ} . We call the inverse of $\langle Y \rangle$ as the scale-shift factor S_{shift} , which is given in Table 6 in Appendix C for proton, helium and iron primaries.

In Fig. 11, we show a scatter plot of $\Sigma E_{\gamma}^{(\text{photo})}$ vs. $\Sigma E_{\gamma}^{(\text{core})}$ obtained by RUNJOB data for several primary elements, where the former energy is determined by the photometric method described in Section 3.1, and the latter by the present γ -core method. One finds they distribute along the straight line of 45° with the dispersion of ~ 0.15 , well within the allowable fluctuation.

Now, once we confirmed that the shower energy ΣE_{γ} is determined with good accuracy even in the case of the thin-type calorimeter, the final procedure is to convert ΣE_{γ} into the primary energy E_0 . The conversion of ΣE_{γ} into E_0 is, however, not so simple, and must be checked carefully with use of various kinds of simulation codes, which relates also to the detection efficiency problem.

So, we discuss this problem in detail in Appendix D, and give here only the numerical results

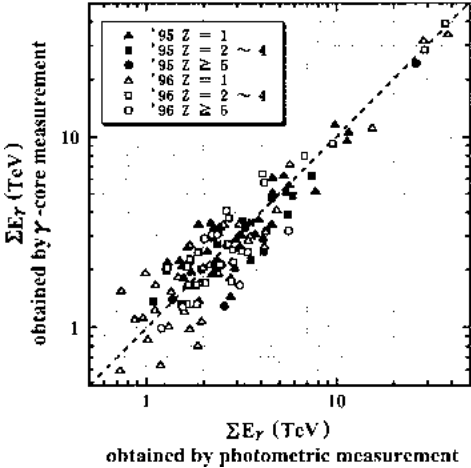


Fig. 11. Scatter plot of the shower energies obtained by photometric method vs. γ -core method.

of the conversion factor $C_\gamma (= E_0/\Sigma E_\gamma)$ in Table 3 used in the present work. These results agree with the past works [23,45,63] (see Appendix D), taking the different chamber structure into account.

One may remark in Table 3 that the difference between two conversion factors is rather small, one originated in the target jet (T-jet) and the other in the calorimeter jet (Cal.-jet), whereas the original average inelasticity per interaction, $\langle k_\gamma \rangle$, is quite different between light and heavy targets, particularly in the case of heavy projectile, as shown in Table 8 in Appendix D. This is because the effect of successive interactions become significant in the case of T-jet, while it is negligible in the case of Cal.-jet.

Table 3
Conversion factor C_γ for various elements based on FRITIOF code

	Proton ($\beta = 2.8$)	Helium ($\beta = 2.8$)	C, N, O ($\beta = 2.7$)	Ne, Mg, Si ($\beta = 2.7$)	Iron ($\beta = 2.6$)
1995 T-jet	3.65	6.01	9.35	11.3	15.2
1995 Cal.-jet	3.70	5.50	7.80	9.10	11.6
1996 T-jet	3.62	5.62	8.32	9.90	13.0
1996 Cal.-jet	3.64	5.30	7.45	8.63	10.9

T-jet means the target jet occurred at acrylic plate for 1995 chamber and/or at stainless steel plate for 1996, and Cal.-jet means the calorimeter jet occurred at lead plate. β is the exponent of differential energy spectrum.

4. Experimental results

4.1. Proton and helium components

We show proton and helium spectra in Fig. 12 together with those obtained by other groups [19–21,23,46,64], where the vertical axis is multiplied by $E_0^{2.5}$. The error-bar appeared in the present work is evaluated on the basis of the Poissonian distribution instead of the Gaussian one, given by $\pm\sqrt{N}$ in the case of N counts. This is because the latter approach is acceptable only if N is reasonably large, whereas the statistics of higher energy events is small in general in the cosmic-ray experiments [47].

Now, we have no indication of the bending in the proton spectrum up to more than 100 TeV, and in opposite, find an existence of PeV-proton (see next subsection), which is far from the cut-off at around 100 TeV expected from the current model.

Our proton spectrum is in good agreement with other data within statistical errors. On the other hand, the absolute intensity of our helium spectrum is of approximately factor two lower than those obtained by JACEE [19,20] and SOKOL [21], while our data agrees rather well with those obtained by MUBEE [23] and Grigorov et al. [64].

In Fig. 13, we plot our proton and helium spectra together with the counter experiments covering lower energy region [46,48] in the form of the intensity vs. the primary energy per nucleon. Fitting a following power-like spectrum onto our data with use of the method of least squares,

$$\frac{dI}{dE_0} = I_0 E_0^{-\beta},$$

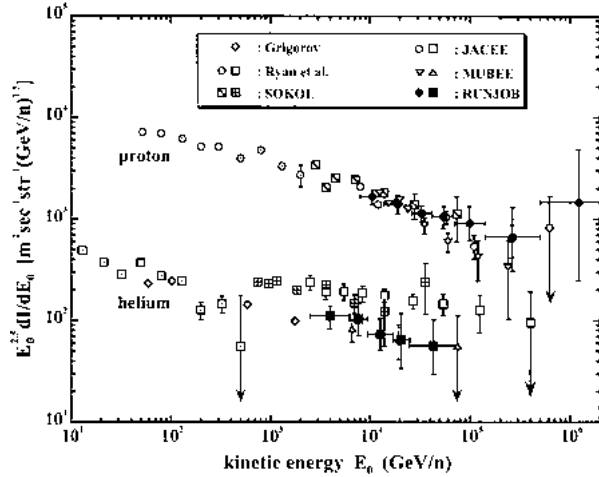


Fig. 12. Proton and helium spectra obtained by different groups. The vertical axis is multiplied by $E_0^{2.5}$ in order to emphasize the spectral feature.

we obtain

$$\beta_p = 2.78 \pm 0.05, \quad \beta_\alpha = 2.81 \pm 0.06, \quad (13)$$

and

$$I_{p,0} = (2.26 \pm 0.13) \times 10^4, \quad (14a)$$

$$I_{\alpha,0} = (1.50 \pm 0.11) \times 10^3, \quad (14b)$$

where suffixes p and α denote proton and helium respectively, and I_0 is given in unit of $(\text{m}^2 \text{s str} (\text{GeV/n})^{-1})$. We draw these lines together with experimental data in Fig. 13, and find that the counter data are well on these extrapolated to the lower energy region.

Although our data do not show any difference in spectral shape between proton and the helium components at least up to 50 TeV/n, this problem is very interesting in connection with a non-linear shock acceleration process in SNR's proposed by Ellison [49], predicting subtle differences in the power index between these two, because ions with larger mass to charge ratio are accelerated more efficiently.

In this stage, we cannot say definitely whether the spectra of two elements are parallel or not in the higher energy region, and we reserve the conclusion until the completion of full data analysis of RUNJOB experiments, including most recent flights performed in 1999.

4.2. PeV-proton event

Among proton-induced interactions observed in 1995 experiment, we detected an event with the shower energy ΣE_γ more than 500 TeV. The interaction takes place in the top lead plate in the lower calorimeter, and the primary proton is fortunately identified at the NEP inserted just above the top lead plate. In Fig. 14, we illustrate the picture of this event.

As discussed in Section 2.2, the thickness of our calorimeter is not enough to catch the shower maximum in the transition of spot darkness for very high energy event, unless the zenith angle of incident shower is large enough to elongate the path length in the calorimeter.

In Fig. 15, we demonstrate the transition curve of this event, where one finds the observed spot

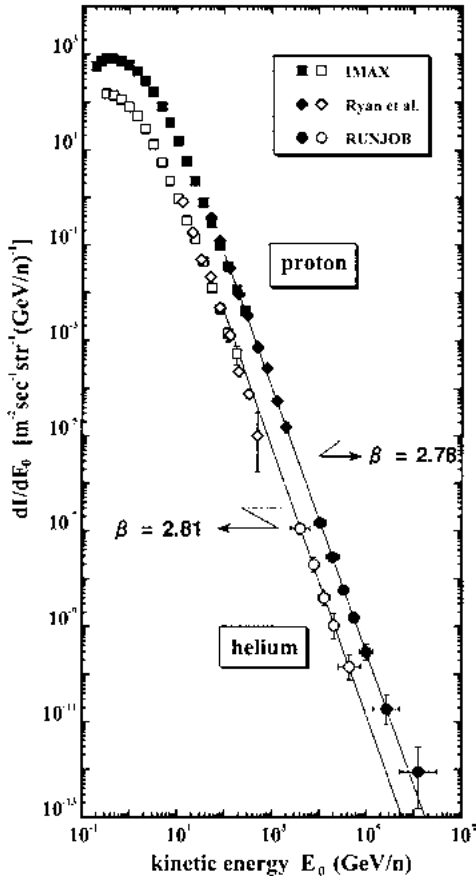


Fig. 13. Comparison of our proton- and helium-spectra with those covering the lower energy region presented by the other groups.

darkness doesn't reach a shower maximum as expected. So, it seems very hard to estimate ΣE_γ in an ordinary way.

Fortunately, however, there were two sheets of #200-type X-ray films in the barrier envelope inserted at the bottom of the chamber box as shown in Fig. 14, which were prepared for the purpose of test processing.

The electron shower developed in the calorimeter module spreads geometrically into down-

stream layers without suffering the cascade process after leaving the bottom lead plate in the chamber. Then we expect to get some information on the shower energy by comparing the spot darkness recorded on two X-ray films, one just beneath the bottom lead plate (named the film A) and the other in the barrier envelop (named the film B), with relative distance of ~ 4 cm taking the inclination effect into account.

We measured the spot darkness D_A and D_B recorded on two X-ray films, A and B respectively, with use of the photometer for several sizes of diaphragm slit. We show the ratio D_A/D_B for several slit sizes in Fig. 16. We performed also simulation calculation [35] to obtain the ratio D_A/D_B , taking into account the exact configuration of the chamber structure, where the cascade process even in the light materials (X-ray film, NEP and wood base) other than lead plate is also included. Numerical curves are drawn together with experimental data in Fig. 16, which are well within two simulational curves of 500 and 1000 TeV in ΣE_γ .

While it is very hard to convert ΣE_γ into the primary energy E_0 on event by event basis, the conversion factor is supposed to be 3–5 on average from Table 3, corresponding to 0.20–0.33 in effective value of k_γ , which is consistent with various past considerations by many authors [38,39,45, 50,51]. So, the primary energy of this event can be of the order of magnitude of at least multi-PeV.

It is, however, important here to emphasize an evidence that there exists multi-PeV proton, indicating the absence of cut-off region somewhere around 100 TeV, in contradiction to what is expected by the current model, no matter if the energy of the present event might be 2 or 5 PeV.

The present method tells us at the same time that it is possible to determine the shower energy with $\gtrsim 100$ TeV even in the case of thin-type EC, if we have an additional information on the lateral spread of the electron shower after leaving the calorimeter. In fact, taking the advantage of the present result more positively, we designed a new module, called "diffuser", beneath the calorimeter in recent RUNJOB chambers performed in 1997 and 1999, which consists of several layers of photo-sensitive materials (X-ray film and NEP) and the spacers alone, without any other heavy mate-

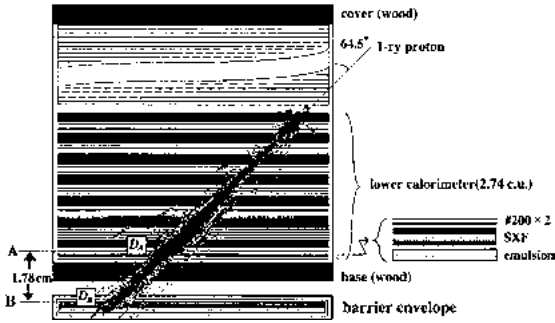


Fig. 14. Illustration of a PeV-proton event detected in 1995 chamber.

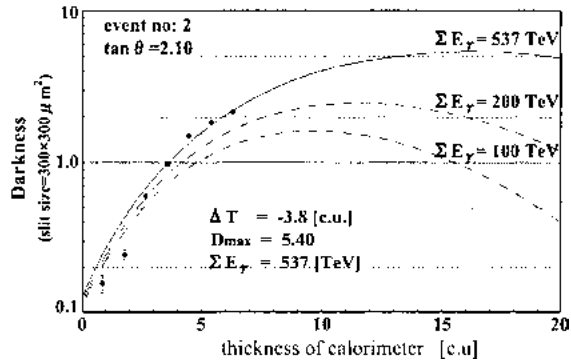


Fig. 15. Transition curve of the spot darkness obtained by the photometric measurement with the slit size of $300 \times 300 \mu\text{m}^2$ for the PeV-proton event recorded on #200-type X-ray film.

rials. We will report these results in the near future.

4.3. Heavy components

Though the statistics is not enough, we demonstrate the present results in Fig. 17, together with those obtained by other authors [19–22], where three typical groups, CNO-group, NeMgSi-group and Fe-group ($Z = 26\text{--}28$), are summarized.⁷ We

⁷ In the past preliminary reports on RUNJOB results [65,66], we have demonstrated 20–30% lower intensities than those shown in Fig. 17. This is due to a revised calculation for the conversion factor and the detection efficiency.

have to note that the JACCE [19,20] and SOKOL [21] data include sub-iron elements ($Z = 17\text{--}25$) in Fe-group.

Our fluxes of these three heavy components are in good agreement with other two groups, JACCE and SOKOL, in the energy region less than 10 TeV/n. Looking at carefully Fig. 17, however, our spectra on CNO and NeMgSi decrease monotonically with higher energy, while those of the other two groups show rather enhancement in the higher energy region $\gtrsim 10$ TeV/n, particularly for CNO elements.

If we focus on the data presented only by RUNJOB and Chicago group [22], all elements seem to decrease monotonically, and the slope of

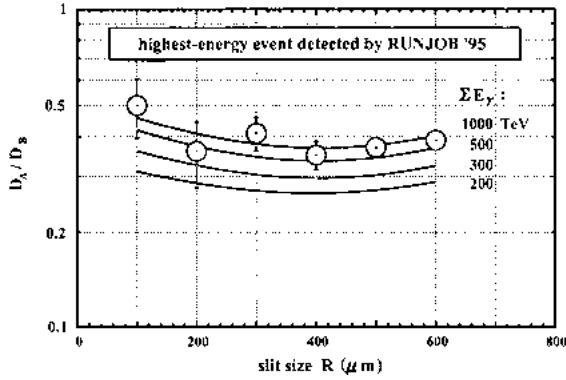


Fig. 16. Attenuation rate of spot darkness between two positions, A and B (see Fig. 14), obtained by the photometric measurement with six slit sizes. Four curves are drawn by full simulational calculations, taking into account the exact chamber structure.

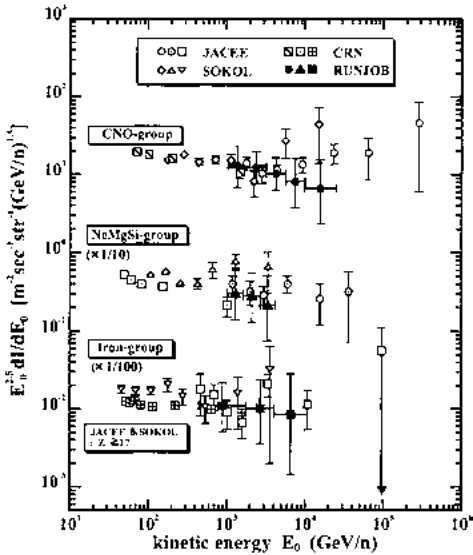


Fig. 17. Heavy component spectra obtained by different groups.

the spectrum becomes gradually harder as the mass gets heavier, for instance, ~ 2.70 for CNO-group and ~ 2.55 for Fe-group.

4.4. All-particle spectrum

Summing up the spectra for individual elements presented in Sections 4.1 and 4.3, we can get the all-particle spectrum. In Fig. 18, we show it together with data obtained by other groups [19,21, 52], where the grey zone [18] denotes the summation of individual fluxes obtained by the past direct measurements with the use of counter devices.

While all the data are well consistent with one another in the energy region $\lesssim 100$ TeV/particle, our all-particle intensity is approximately 30% less than those obtained by others in the higher energy region $\gtrsim 100$ TeV/particle, though the statistics are poor.

Fitting a following straight line onto our data,

$$\frac{dJ}{dE_p} = J_0 E_p^{-\beta},$$

we find

$$\beta = 2.78 \pm 0.07, \quad (15)$$

$$J_0 = (6.92 \pm 0.56) \times 10^4, \quad (16)$$

in unit of $(\text{m}^2 \text{sstr} (\text{GeV}/\text{particle}))^{-1}$. The extrapolation of this line to the lower energy region seems

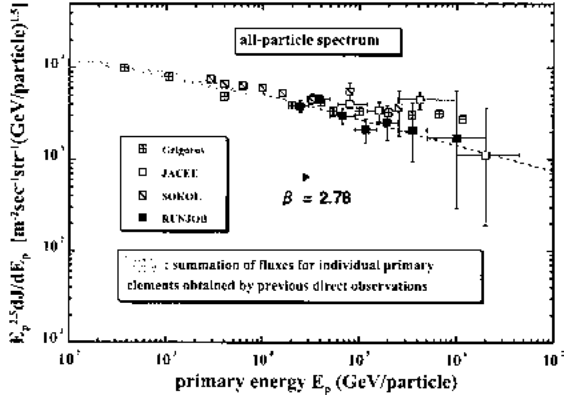


Fig. 18. All-particle spectrum obtained by different groups. Grey zone corresponds to the estimation from the summation of individual elements reported by the past direct experiments.

to be consistent with the grey zone obtained by the past direct experiments as shown in Fig. 18.

The slope obtained here is distinctively harder than the spectrum index of ~ 3.1 nowadays confirmed by air shower experiments beyond the knee, although the *absolute* intensity still fluctuates considerably among individual air shower groups [53].

Now, the problem is how these two slopes, below and the above the knee, can be linked to each other. There are three possibilities; first is an existence of “bump” somewhere around PeV region, the second is “flattering” before dropping, and the third is “smooth dropping”. According to recent air shower experiments, the first possibility seems to be ruled out [53,54], but the other two possibilities are difficult to evaluate at this stage from both direct and indirect observations. These problems are very important for the study of cosmic-ray origin and the acceleration mechanism [55].

4.5. Average mass

It is decisively important for the understanding of the origin and the acceleration mechanism of high energy cosmic-rays to reveal experimentally

the chemical composition, particularly around the knee region. Unfortunately, however, it is hard to observe separately each element with enough statistics in such high energy region. So, instead we estimate the average mass number expressed as

$$\langle \ln A \rangle (E_P) = \frac{\sum_{\ell} \Delta J_{\ell} \ln A_{\ell}}{\sum_{\ell} \Delta J_{\ell}}, \quad (17)$$

where E_P is a primary energy per particle, and ΔJ_{ℓ} is a differential intensity in the energy bin $(E_P, E_P + \Delta E_P)$ for the element ℓ with mass number A_{ℓ} .

In Fig. 19, we show the present result together with JACEE data [19,20], where the grey zone [18] corresponds to the average mass number estimated from the past direct-observations with use of the counter devices. One finds the average mass number is of the magnitude of 4–6 (He–Li) around 10 TeV/particle.

It is remarkable that JACEE and our data are in nice agreement with each other in the energy region $\lesssim 100$ TeV/particle. JACEE data show, however, a gradual increase in mass number at higher energies, while our data seem to be almost constant over the wide energy range, 20–1000 TeV/particle.

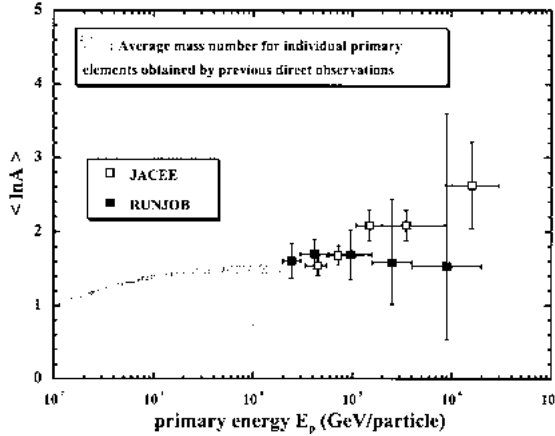


Fig. 19. Energy dependence of average mass number of primary cosmic-ray particles. Grey zone is estimated from the past direct measurements on the intensities for individual elements.

Unfortunately, the statistics of our data is very poor in the higher energy region and it should be reserved for the full analysis in the future to conclude whether the mass increases significantly with the energy beyond hundred TeV.

5. Summary and discussion

Based on eight EC's exposed on board of the long-duration RUNJOB-balloon flights performed in 1995 and 1996, we present the experimental results on the composition and the energy spectra of the cosmic-ray primaries. Numerical values of differential intensities for individual elements as well as the all particle are explicitly summarized in Table 4.

Here we summarize the essence of our results presented in the last section as following:

- our proton spectrum covers 10–500 TeV, and is nearly consistent with those reported by other groups in the past,
- a proton with multi-PeV energy is observed, and the estimated flux of this event coincides with a simple extrapolation from the above energy range with the power index 2.8,
- our helium spectrum covers 3–70 TeV/n, and its intensity is nearly half of the value obtained by JACEE and SOKOL, but in good agreement with that by MUBEE and Grigorov et al.,
- our proton and helium spectra are nearly parallel with a common index of ~ 2.8 , both consistent with the extrapolation of data obtained by the past counter experiments in the lower energy region, \lesssim multi-TeV/n,
- the present absolute fluxes of both CNO-group and NeMgSi-group are in good agreement with other groups in the energy region $\lesssim 10$ TeV/n,
- but our spectrum of CNO does not increase so significantly with higher energies as JACEE and SOKOL indicate,
- Fe-spectrum is in agreement with those given by other groups within statistical errors,
- our spectra on heavy components, CNO-group, NeMgSi-group and Fe-group, lie on the extrapolation from Chicago data,
- the slope of the energy spectra of heavy components seems to become gradually harder with increasing mass number, i.e., ~ 2.70 for CNO-group and ~ 2.55 for Fe-group, if we are based only on Chicago data and our data,

Table 4

Numerical table of absolute differential intensities for individual elements and all-particle

Primary	Energy range (GeV/particle)	Absolute flux ($\text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{str}^{-1}$ (GeV/particle) $^{-1}$)
Proton	0.80–1.40 (4)	1.46 ^{+0.25} _{-0.25} (–7)
	1.40–2.60 (4)	2.80 ^{+0.57} _{-0.57} (–8)
	2.60–4.20 (4)	5.77 ^{+1.02} _{-1.02} (–9)
	4.20–7.00 (4)	1.56 ^{+0.38} _{-0.38} (–9)
	0.70–1.40 (5)	2.95 ^{+1.35} _{-0.95} (–10)
	1.40–5.00 (5)	1.84 ^{+1.78} _{-1.00} (–11)
	0.50–3.00 (6)	8.80 ^{+20.2} _{-7.31} (–13)
	Helium	2.50–6.25 (3)
6.25–9.50 (3)		1.98 ^{+0.83} _{-0.62} (–8)
0.95–1.70 (4)		4.04 ^{+1.70} _{-1.25} (–9)
1.70–2.50 (4)		1.06 ^{+0.85} _{-0.50} (–9)
2.50–7.50 (5)		1.45 ^{+1.16} _{-0.69} (–10)
C, N, O	1.07–1.79 (3)	1.83 ^{+1.47} _{-0.87} (–7)
	1.79–3.21 (3)	4.38 ^{+2.63} _{-1.68} (–8)
	3.21–5.71 (3)	8.49 ^{+5.10} _{-3.26} (–9)
	0.57–1.00 (4)	1.62 ^{+1.57} _{-0.88} (–9)
	1.00–2.50 (4)	2.10 ^{+2.84} _{-1.37} (–10)
Ne, Mg, si	1.04–1.67 (3)	4.76 ^{+4.60} _{-2.57} (–8)
	1.67–2.71 (3)	1.35 ^{+1.31} _{-0.73} (–8)
	2.71–4.17 (3)	3.29 ^{+4.44} _{-2.14} (–9)
Iron	0.45–1.79 (3)	4.58 ^{+4.43} _{-2.48} (–8)
	1.79–4.11 (3)	2.65 ^{+3.58} _{-1.72} (–9)
	0.41–1.07 (4)	2.36 ^{+5.44} _{-1.96} (–10)

Table 4 (continued)

Primary	Energy range (GeV/particle)	Absolute flux ($\text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{str}^{-1}$ (GeV/particle) $^{-1}$)
All particle	2.00–3.00 (4)	4.04 ^{+0.57} _{-0.57} (–8)
	3.00–5.00 (4)	1.54 ^{+0.20} _{-0.20} (–8)
	5.00–9.00 (4)	2.57 ^{+0.49} _{-0.49} (–9)
	0.90–1.50 (5)	4.62 ^{+1.39} _{-1.39} (–10)
	1.50–2.50 (5)	1.53 ^{+0.83} _{-0.54} (–10)
	2.50–5.00 (5)	2.80 ^{+2.71} _{-1.51} (–11)
	0.50–2.00 (6)	1.71 ^{+3.93} _{-1.42} (–12)

The meaning of ($\pm n$) is to multiply numerical values in the column of the energy range and/or the absolute flux by $10^{\pm n}$.

- all-particle spectrum is quite consistent with those given by other groups in the past in the energy region $\lesssim 100$ TeV/particle,
- but the present intensity is $\sim 30\%$ less than those in the higher energy region beyond 100 TeV/particle,
- the average mass is nearly constant over the wide energy range 20–1000 TeV/particle.

In the above several items, one must be concerned about the facts that our intensity of the helium and those of MUBEE and Grigorov et al. are nearly half of those obtained by JACEE and SOKOL.

Our results presented in the last section are based on the soft-sphere model [57] to get the detection efficiency, so that another choice of the model for the reaction cross-section might boost considerably the intensities of the helium and heavier components. In fact, JACEE group [63] has used the hard-sphere model [56], but as discussed in Appendix B, our cross-section is at most 10–20% higher than that expected from the hard-sphere model, a typical opposite one to the soft-sphere model. Namely, even if we use an alternative model for the calculation of the detection efficiency, our intensities shown in the last section

increase only 10–20%, which cannot at all explain the difference between our data and those by the other two groups.

While our data is not yet full and do not include the most recent experimental data, we believe these discrepancies are not simply due to a statistical reason, but could be caused by some methodological problems, such as the energy calibration,⁸ the detection efficiency calculation, the primary identification, etc. So, we reserve the discrepancies mentioned here for further studies in the future, taking the above possibilities into account.

Present results are based on 40% of data obtained in RUNJOB experiments, and the results of complete analysis will be reported in the near future.

Acknowledgements

This work is supported by Institute of Cosmic Ray Research (ICRR), University of Tokyo, Institute of Space and Astronautical Sciences (ISAS), Japan Society of Promotion of Sciences (JSPS), Grants-in-Aid for Scientific Research and also for International Science Research from the Ministry of Education, Science, Sports and Culture in Japan (grant no. 08404012, 08045019 and 111695026), and Russian Foundation of Fundamental Research (grant no. 00-15-96632), International Projects of Russian Ministry of Science and Technology, and Russian Commission on Balloon Research, Grants PFFI 99-02-1772, 99-02-31005, 99-02-18173, Grant “Universiteti Ros-sii” 990592 in Russia.

We particularly acknowledge all staffs of the emulsion division of ICRR, the balloon division of ISAS, Volsk Expeditionary Base and Moscow State University for their helpful works at various levels to realize RUNJOB-program.

⁸ The transition curves used for the determination of the cascade shower energy in JACEE are the same as those used in RUNJOB, both groups basing a common Ref. [35]. So, the difference between RUNJOB and JACEE cannot be due to the energy calibration.

Appendix A. Effective altitude of the balloon and the atmospheric correction

As shown in Fig. 2, the altitude fluctuation of RUNJOB balloon is rather significant, so that we show here how to estimate the effective altitude for such fluctuation.

Vertical intensity of the cosmic-ray particle I_{\perp} at an observational level of t g/cm² is given by

$$I_{\perp}(\tau) = I_0 e^{-\tau}, \quad \text{with } \tau = t/A, \quad (\text{A.1})$$

where I_0 is the absolute intensity of the particle at the top of atmosphere, and A is its attenuation length.

Now, the number of particles N_{obs} incident upon the chamber with area S for the exposure time T at the altitude t is immediately written down, taking the zenith-angle effect into account, as

$$\begin{aligned} N_{\text{obs}} &= ST \int \int_{\Omega \leq 2\pi} \cos \theta I_{\perp}(\tau / \cos \theta) d\Omega \\ &= [S\Omega_0(\tau)T] I_{\perp}(\tau), \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

where, we defined a function

$$\Omega_k(\tau) = 2\pi \int_0^1 x^{1-k} e^{-(1/x-1)\tau} dx, \quad (\text{A.3})$$

and Ω_0 is the effective solid angle at the level t .

Let us divide the total exposure time T into small intervals $\Delta T_i = T/m$ ($i = 1, 2, \dots, m$), and put the altitude of balloon corresponding to i th interval as t_i ($= \tau_i A$). Then, using Eq. (A.2), we get immediately the total number incident upon the detector during the exposure,

$$N_{\text{obs}} = [S\bar{\Omega}T] I_{\perp}(\bar{\tau}). \quad (\text{A.4})$$

Here,

$$\bar{\tau} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \tau_i, \quad (\text{A.5a})$$

$$\bar{\Omega} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \Omega_0(\tau_i) e^{-(\tau_i - \bar{\tau})}, \quad (\text{A.5b})$$

are both evaluated from the actual flight record shown in Fig. 2, and $\bar{\Omega}$ depends slightly on the attenuation length A of the primary particle.

Now, from Eq. (A.4), we can obtain straightforwardly the absolute intensity I_0 at the top of the atmosphere without worrying about the altitude fluctuation of balloon. It is, however, quite complicated to apply the above procedure, dividing the exposure time into so many small intervals, for the practical data analysis, particularly for the atmospheric correction and the calculation of detection efficiency as shown in Appendix B.

In order to avoid such a complexity, we had better introduce an “effective” altitude t_e so that Eq. (A.4) is equal to Eq. (A.2). Namely we have to solve a following transcendental equation with respect to $t_e (= \tau_e A)$,

$$\Omega_0(\tau_e)e^{-\tau_e} = \bar{\Omega}e^{-\bar{\tau}}. \quad (\text{A.6})$$

We can get t_e easily in the following way. As t_e is not greatly different from the average altitude \bar{t} , we can put

$$\tau_e = \bar{\tau} + \Delta\tau, \quad (\text{A.7})$$

and expanding the left-hand side of Eq. (A.6) with respect to $\Delta\tau$ after substituting Eq. (A.7) into Eq. (A.6), we obtain a solution

$$\Delta\tau = [\Omega_0(\bar{\tau}) - \bar{\Omega}]/\Omega_1(\bar{\tau}), \quad (\text{A.8})$$

where Ω_1 is defined by putting $k = 1$ in Eq. (A.3). If the approximation is not satisfactory, we repeat the same procedure after replacing $t_e (\equiv \bar{t} + \Delta t)$ by \bar{t} . Practically, however, even two or three iterations are enough.

In Table 5, we show the numerical values of the effective altitude thus estimated for four flights.

Once we get the effective altitude t_e , we can estimate easily the atmospheric correction factor, $\alpha_c \equiv \exp(t_e/A)$. From this table, we find, for example, $\alpha_c = 1.08$ and 1.98 in the cases of proton and iron primaries, respectively.

Appendix B. Simulation calculation of the detection efficiency

One of the most important assumptions for the calculation of the detection efficiency is a type of model for the reaction cross-section σ_R . In this paper, we consider two typical models, hard-sphere model [56] and the soft-sphere model [57] for nucleus–nucleus interaction. The former model gives

$$\sigma_R = \pi r_0^2 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - \kappa)^2. \quad (\text{B.1})$$

Here, A_P (or A_T) is the mass number of projectile (or target) nucleus, and

$$r_0 = 1.29 \times 10^{-13} \text{ cm}, \quad (\text{B.2a})$$

$$\kappa = 1.189 \exp[-0.05446 \min(A_P, A_T)]. \quad (\text{B.2b})$$

This model has been used for the efficiency calculation in JACEE chamber [63].

On the other hand the latter model gives

$$\sigma_R = \pi(a_P^2 + a_T^2)[\ln \chi + \text{Ei}(\chi) + \gamma], \quad (\text{B.3})$$

$$\chi = \sigma_{\text{NN}} \frac{A_P A_T}{\pi(a_P^2 + a_T^2)}, \quad (\text{B.4})$$

Table 5

Numerical values of effective altitude of RUNJOB balloon for typical primary elements

Primary charge	Attenuation length (g/cm ²)	Effective altitude (g/cm ²)			
		RUNJOB I	RUNJOB II	RUNJOB III	RUNJOB IV
1	110.00	11.60	11.21	12.02	12.25
2	48.68	11.23	10.84	11.60	11.85
8	26.68	10.96	10.55	11.28	11.51
14	20.64	10.84	10.41	11.12	11.36
20	17.14	10.74	10.29	10.99	11.23
26	14.97	10.67	10.21	10.89	11.14

where, $\gamma (= 0.5772)$ is the Euler constant, $Ei(\gamma)$ is the integral exponential function, and σ_{NN} is the cross-section for the nucleon–nucleon interaction including energy dependence, and a_P (or a_T) is related to the nuclear root-mean-square radius of the projectile (or target) nucleus (see Ref. [57] for detail).

In the case of proton–nucleus interaction, we use a cross-section based on the soft-sphere model including the energy dependence, which is in good agreement with that proposed by Hillas [58].

In Fig. 20, we demonstrate the collision lengths λ_c expected from the above two models for typical projectiles and targets. One finds, for instance, the former length gives 10–20% higher than the latter length in the energy region of our interest, ~ 100 TeV, in the case of helium projectile, namely the

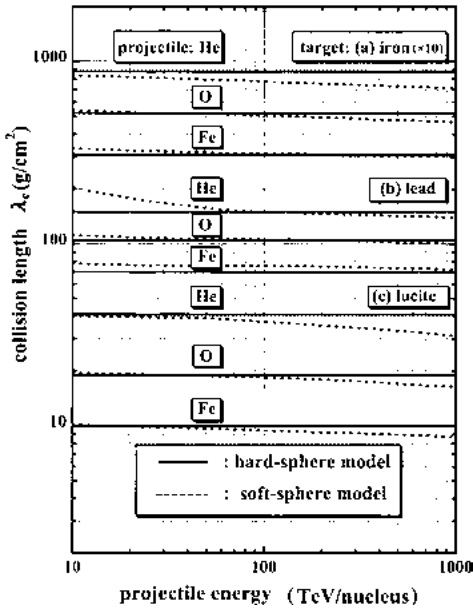


Fig. 20. Collision length expected from two models, the soft-sphere model and the hard-sphere model for typical projectiles and targets, where λ_c is multiplied by ten in the case of iron target to discriminate from the other curves.

detection efficiency based on the former model is 10–20% less than that based on the latter model. In the present paper, we use the soft-sphere model for the practical estimation of the absolute intensities as shown in Section 4.

Before going to the details of the simulation procedure, we illustrate a top view and a side view of our detector in Fig. 21. The detector consists of two chambers, A and B, and its area S is 50×80 cm², and the geometrical height of the module h is 38.3 cm (21.1 cm) for 1995 (1996) chamber. The shield box is made of the black acrylic plate with the side thickness of 1.2 cm (1.3 cm) for 1995 (1996) chamber, and with the top-cover thickness of 1.0 cm for 1996 chamber, whereas the top cover of 1995 chamber is made of a luan with the thickness of 1.5 cm. All of these numerical parameters

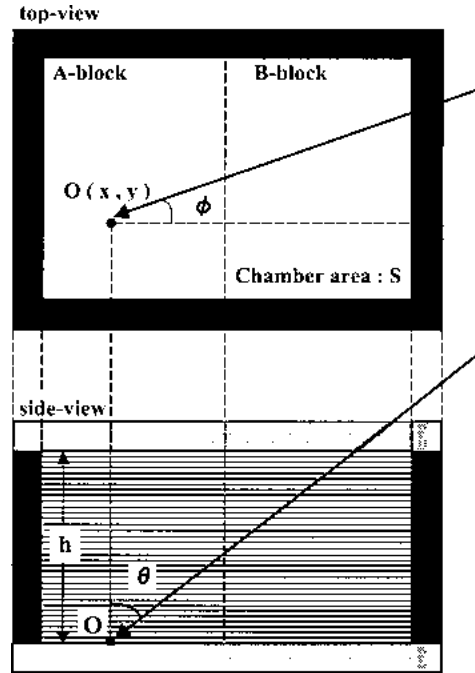


Fig. 21. View of our chamber configuration, and the feature of cosmic rays trajectory.

are exactly taken into account in the present calculation.

Let us consider a cosmic-ray particle incident upon the bottom of module at a position, $\mathbf{O}(x, y)$, from a direction, (θ, ϕ) . The number of the cosmic-ray particle ΔN arriving at a small area, $\Delta S = \Delta x \Delta y$, within a small solid angle, $\Delta \Omega = \Delta \cos \theta \Delta \phi$, is immediately written down from Eq. (A.2) in Appendix A as

$$\Delta N = I_0 [\Delta S \Delta \Omega T] \cos \theta e^{-t_e/A \cos \theta}, \quad (\text{B.5})$$

where T is the exposure time, A is the attenuation length of the cosmic-ray primary, and t_e is the effective altitude of a balloon. As discussed in Appendix A, we do not need to worry about the altitude fluctuation of the balloon now, once we get the effective altitude t_e . We replace t_e into t in the following discussion for the sake of simplicity.

Now, we touch upon briefly the criterion of event selection for those recorded successively on multi-sheets of the X-ray film in the form of dark spot, which is quite essential for the calculation of the detection efficiency.

The dark spot is formed on the X-ray film due to the electromagnetic cascade shower originated in the nuclear interaction at target (or lead plate in the calorimeter). It is visible by naked-eye if the net optical darkness D_{net} is larger than ~ 0.1 after subtracting the background spot-darkness D_{bg} (see Eqs. (B.11a) and (B.11b)). So, we select only events satisfying a condition that shower spots with $D_{\text{net}} \geq 0.1$ are observed on more than two sheets of X-ray film inserted in the calorimeter.

We set further an additional condition that the path length from a VP to a bottom point is more than 4 c. u., which rejects a jet event occurring near the bottom of the lower calorimeter.

Let us put the detection probability as $P(x, y; \theta, \phi)$ for the case of the cosmic-ray trajectory shown in Fig. 21, which includes the above two conditions as well as a collision probability and the geometry of the trajectory. Then, from Eq. (B.5), we obtain the number of cosmic rays actually observed,

$$\begin{aligned} N_{\text{obs}} &= \int \cdots \int P(x, y; \theta, \phi) \Delta N \\ &= [\xi S \Omega_0(\tau) T] I_0 e^{-\tau}, \quad \text{with } \tau = t/A, \end{aligned}$$

leading to

$$I_0 = \frac{1}{[\xi S \Omega_0(\tau) T] e^{-\tau}} N_{\text{obs}}, \quad (\text{B.6})$$

here,

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{1}{S \Omega_0(\tau)} \int \int_S dx dy \int \int_{\Omega \leq 2\pi} d \cos \theta d \phi \\ &\times P(x, y; \theta, \phi) \cos \theta e^{-(\sec \theta - 1)\tau}, \quad (\text{B.7}) \end{aligned}$$

is nothing but the detection efficiency we need. Once we get it, we can estimate the absolute intensity I_0 straightforwardly from the observed number N_{obs} with use of Eq. (B.6).

As the practical form of $P(x, y; \theta, \phi)$ is, however, very complicated, we calculate ξ with use of the simulation method in following steps.

Step 1: Sampling of a primary energy E_0 according to the familiar power form, $\propto E_0^{-\beta}$. Explicit numerical value β is summarized in Table 3 in the text.

Step 2: Uniform sampling of a position of the particle, (x, y) , incident upon the bottom layer.

Step 3: Sampling of an incident direction, (θ, ϕ) , according to the following distribution function,

$$F(\theta, \phi) d \cos \theta d \phi = \cos \theta e^{-(\sec \theta - 1)\tau} \frac{d \cos \theta d \phi}{\Omega_0(\tau)}, \quad (\text{B.8})$$

which is the integrand of Eq. (A.2). If $\tan \theta > 5.0$, we go to Step 1.

Step 4: Sampling of a VP according to the cross-section given by Eqs. (B.1) and (B.2). If the nuclear collision occurs either outside the chamber or at the shield box, we go to Step 1.

Step 5: If the path length from the VP to the position, (x, y) , at the bottom layer is less than 4 c.u., we go to Step 1.

Step 6: Sampling of secondary particles produced by the nuclear collision with the use of FRITIOF code. For a surviving proton and/or a

fragment nucleus (including nucleons) due to the nucleus–nucleus collision, we repeat the Step 4 for each particle.

Step 7: γ -rays thus produced are linked to the simulation code for the pure electromagnetic cascade shower, applicable even for the heterogeneous chamber structure [35].

We calculate simultaneously the darkness of each shower spot with use of the characteristic curve of X-ray film [45], i.e., the electron density ρ (no./cm²) vs. optical darkness D (in half side emulsion coated on the X-ray film) given by

$$D(\rho) = D_0 \left[1 - \frac{1}{1 + \alpha\rho} \right], \quad (\text{B.9})$$

where

$$D_0 = 6.5 \quad \text{and} \quad \alpha = 5.50 \times 10^{-8} \text{ cm}^2. \quad (\text{B.10})$$

The net spot darkness D_{net} within the slit size of $300 \times 300 \mu\text{m}^2$ is calculated, taking into account the inclination effect, by

$$D_{\text{net}} = D_u + D_d, \quad (\text{B.11a})$$

where

$$D_{u,d} = D(\rho_{u,d} + \rho_{\text{bg}}) - D(\rho_{\text{bg}}), \quad (\text{B.11b})$$

and $\rho_u(\rho_d)$ is the electron shower density at upper(lower) emulsion surfaces of X-ray film, and ρ_{bg} is a background density, which is estimated back from Eq. (B.9) with use of the observed background D_{bg} on half side emulsion, for instance $D_{\text{bg}} = 0.58$ in the case of RUNJOB 1996.

If shower spots with $D_{\text{net}} \geq 0.1$ are observed on more than two sheets of X-ray film, we go to Step 8, or else go to Step 1.

Step 8: Sampling of $\epsilon_\gamma \equiv \Sigma E_{\gamma,\text{esti}}$, according to the Gaussian form, $\propto \exp[-Y^2/2\sigma^2]$ with $Y = \log_{10}[\epsilon_\gamma/\epsilon_{\gamma,0}]$, where $\epsilon_{\gamma,0} \equiv \Sigma E_{\gamma,\text{true}}$ is the energy sum obtained by the Step 6, and $\sigma = 0.13\text{--}0.16$ depending on the kind of primary (see Fig. 10 in the text). If $\epsilon_\gamma \leq 1$ TeV, we go to Step 1, or else count the number of events, $N(\epsilon_\gamma) = N(\epsilon_\gamma) + 1$, and go to Step 1.

After converting from ϵ_γ into E_0 with use of the conversion factor summarized in Table 3 in the

text (see also Appendix D), finally we obtain the detection efficiency,

$$\xi(E_0) = \frac{N(E_0)}{N_0(E_0)}, \quad (\text{B.12})$$

where $N_0(E_0)$ is the initial number of particles incident upon the chamber bottom for the *true* primary energy, and $N(E_0)$ is the observed one, taking the detection condition into account. Numerical results are presented in Fig. 6 in the text.

Appendix C. Threshold energy effect in the energy determination

In EC with target module, we face inevitably with the following two restrictions in detection of γ -core produced by a local nuclear interaction occurred in the target,

$$E_\gamma \gtrsim E_c \quad \text{and} \quad r_\gamma \lesssim r_c, \quad (\text{C.1})$$

where E_γ is the γ -core energy, and r_γ is the distance from the energy-weighted centre of γ -core's at the plane of target diagram. For instance, in RUNJOB experiment,

$$E_c = 50\text{--}100 \text{ GeV}, \quad (\text{C.2a})$$

and

$$r_c = 0.5\text{--}1 \text{ mm}. \quad (\text{C.2b})$$

The average height of the VP being ~ 20 cm, we have a cut-off emission angle,

$$\theta_c = 2.5\text{--}5.0 \times 10^{-3} \text{ rads}. \quad (\text{C.2c})$$

Eqs. (C.2a) and (C.2c) are, however, not independent, but closely connected with each other in the following form

$$\theta_c \simeq \frac{\langle p_t \rangle}{E_c}. \quad (\text{C.3})$$

For instance, putting $E_c = 50$ GeV and $\langle p_t \rangle = 200$ MeV/c, we get

$$\theta_c \simeq 4 \times 10^{-3} \text{ rads},$$

giving a result consistent with Eq. (C.2c).

Now, we have to modify Eqs. (10a)–(10c) in the text, taking into account the threshold energy effect mentioned above. To make the calculation easier, we assume a trial model, where a fireball decays isotropically into γ -rays that carry the most part of ΣE_γ .

The distribution function is supposed to be of the following form in the fireball rest system

$$\psi(\epsilon^*, \theta^*) d\epsilon^* d\Omega^* = n_0 e^{-\epsilon^*/\epsilon_0} \frac{d\epsilon^*}{\epsilon_0} \frac{d\Omega^*}{4\pi}, \quad (\text{C.4})$$

where n_0 is the average γ -ray multiplicity, and ϵ_0 is the average energy of γ -ray in the fireball rest system, approximately equal to p_0 appeared in Eq. (4) in the text.

Then, we obtain a following energy-angular distribution of γ -rays in the laboratory system,

$$\psi(E_\gamma, \theta) dE_\gamma d\theta = n_0 e^{-z} dx \frac{dz}{z}, \quad (\text{C.5})$$

where

$$x = \frac{1}{2} \frac{n_0 E_\gamma}{\Sigma E_\gamma} = \frac{1}{2} \frac{E_\gamma}{\langle E_\gamma \rangle}, \quad (\text{C.6a})$$

and

$$z = x(1 + y^2) \quad \text{with} \quad y = \theta \langle E_\gamma \rangle / \epsilon_0. \quad (\text{C.6b})$$

ΣE_γ appeared in Eq. (C.6a) is the shower energy transferred by the fastest moving fireball for $E_c = 0$ and $\theta_c = \infty$. Integrating over x and $y(z)$ in Eq. (C.5), we find a familiar form for the angular and the energy distribution respectively,

$$n_0 \frac{dy^2}{(1 + y^2)^2}, \quad (\text{C.7a})$$

and

$$n_0 E_1(x) dx, \quad (\text{C.7b})$$

namely the former gives a well-known isotropic angular distribution and the latter an exponential integral energy distribution, which are both consistent with the experimental data in the forward region [38,39,59,60].

Now, we calculate the average energy including the threshold energy effect, with use of Eq. (C.5),

$$\langle E_\gamma \rangle_c = \frac{\int_0^{\theta_c} d\theta \int_{E_c}^{\infty} E_\gamma \psi(E_\gamma, \theta) dE_\gamma}{\int_0^{\theta_c} d\theta \int_{E_c}^{\infty} \psi(E_\gamma, \theta) dE_\gamma}. \quad (\text{C.8})$$

The explicit form of Eq. (C.8) is given by

$$\langle E_\gamma \rangle_c = \omega_c \langle E_\gamma \rangle + E_c, \quad (\text{C.9})$$

where

$$\omega_c = \frac{G_3(x_c, z_c)}{G_2(x_c, z_c)}, \quad (\text{C.10})$$

and

$$G_k(x, z) = (k-1)x^{k-1} \int_x^z \frac{e^{-v}}{v^k} dv. \quad (\text{C.11})$$

Two parameters, x_c and z_c , are given by replacing E_γ and θ into E_c and θ_c respectively in Eqs. (C.6a) and (C.6b).

On the other hand, from Eq. (6) in the text, $\langle E_\gamma \rangle_c$ is obtained experimentally by

$$\langle E_\gamma \rangle_c \simeq \frac{1}{n_c} \sum_{i=1}^{n_c} \frac{\langle p_{ti} \rangle(\theta_i, E_c)}{\theta_i}, \quad (\text{C.12})$$

where n_c is an observed multiplicity for $E_\gamma \geq E_c$ and $\theta \leq \theta_c$, and connected with n_0 in the following relation with use of Eq. (C.11),

$$n_c = n_0 G_2(x_c, z_c). \quad (\text{C.13})$$

Finally, from Eqs. (4) and (6) in the text and Eqs. (C.9) and (C.12), we find the same equation as Eqs. (10a)–(10c) in the text, after re-defining $f(u)$ in Eq. (8b) as,

$$f(u) = \frac{1}{\omega_c q_0} \frac{p_0}{u} \frac{1 - e^{-u}}{u}. \quad (\text{C.14})$$

Now, after solving the modified transcendental equations simultaneously with respect to $\langle (E_\gamma) \rangle$; (x_G, y_G) , we obtain n_0 from Eqs. (C.13), (C.6a), (C.6b) and (C.11). Finally we can get effective shower energy, $\Sigma E_\gamma = n_0 \langle E_\gamma \rangle$, taking into account the cut-off effect, $E_\gamma \geq E_c$ and $\theta \leq \theta_c$.

To apply the iteration method, we need an initial set of $\langle (E_\gamma) \rangle$; (x_G, y_G) , and in practice, we put initially

Table 6

Numerical values of parameters appeared in Eqs. (C.16a) and (C.16b) and the scale-shift factor discussed in Section 3.2

	\hat{p}_0 (MeV/c)	\hat{q}_0 (MeV)	μ	ν_p	ζ	ν_q	S_{shift}
Proton	170	72.0	0.075	4.0	1.15	2.50	1.12
Helium	170	85.0	0.062	6.0	1.15	2.50	1.15
Iron	170	68.0	0.060	6.0	1.15	2.50	1.29

$$\langle E_\gamma \rangle = \frac{1}{n_c} \sum_{i=1}^{n_c} \frac{p_0}{\theta_i}, \quad (\text{C.15a})$$

$$x_G = \frac{1}{n_c} \sum_{i=1}^{n_c} x_i, \quad \text{and} \quad y_G = \frac{1}{n_c} \sum_{i=1}^{n_c} y_i, \quad (\text{C.15b})$$

where θ_i is estimated by the use of the above initial centre of axis, (x_G, y_G) , and n_c is the observed γ -ray multiplicity. Of course, these values are iteratively changed into new ones.

In Section 3.2, we assumed two parameters, p_0 and q_0 , are independent of the shower energy ΣE_γ as well as the (effective) multiplicity n_0 . By fitting Eqs. (4) and (5) carefully into the data, we find that the following forms reproduce well the correlation of $\langle p_i \rangle(\theta) - \theta$ in both C-jet data and FRITIOF simulational data.

$$p_0 = \hat{p}_0 (1 - e^{-n_0/\nu_p}) [\Sigma E_\gamma]^\mu, \quad (\text{C.16a})$$

and

$$q_0 = \hat{q}_0 (1 + \zeta e^{-n_0/\nu_q}). \quad (\text{C.16b})$$

Explicit numerical values appeared in Eqs. (C.16a) and (C.16b) are summarized in Table 6, where S_{shift} denotes the scale-shift factor discussed in Section 3.2.

Appendix D. Conversion of ΣE_γ into E_0

In Section 3, we show that the shower energy ΣE_γ is determined satisfactorily with the use of γ -core, and the accuracy is nearly comparable with that of the energy estimated by the photometric method. Now, the problem is about the conversion of ΣE_γ into the primary energy E_0 . This is closely connected to the inelasticity k_γ , transferred into γ -ray component produced in the nuclear interaction. Therefore, it is a natural claim that the

conversion into E_0 is hard to determine for individual showers, since the distribution of k_γ is rather broad, particularly in the case of iron as shown in Fig. 22 (filled circle).

However, all we have to do for the practical purpose is to find an *effective* conversion factor C_γ ($\equiv E_0/\Sigma E_\gamma$) so that the *true* E_0 -spectrum is reproduced from ΣE_γ -spectrum we actually observe, no matter if each conversion may fluctuate considerably.

From a simple calculation, we get the following relation [45], assuming a power spectrum with index B ($= \beta - 1$) in integral E_0 -spectrum,

$$C_\gamma = 1/[\langle k_\gamma^B \rangle]^{1/B}, \quad (\text{D.1})$$

where

$$\langle k_\gamma^B \rangle = \int_0^1 x^B \phi(x) dx, \quad (\text{D.2})$$

and ϕ is a distribution function of k_γ .

Nevertheless, one may argue that the above procedure, shifting ΣE_γ -spectrum to E_0 -spectrum by multiplying C_γ , is allowable only for proton component with large statistics, and it does not work for heavier ones with small statistics, particularly for iron element, where the fluctuation of k_γ might become serious.

We have to point out, however, on an important detection condition inherent in the EC experiment, namely an event with small k_γ corresponds to small shower energy on average, and then practically it is lost in the initial stage of naked-eye scanning on X-ray films, since the dark-spot signal is too thin to observe by naked-eye. This detection condition cuts the tail of small k_γ , and makes the spread of k_γ -distribution much narrower than that of the original one.

Let us compare explicitly two k_γ distributions normalized by $\langle k_\gamma \rangle$ in Fig. 22, one (filled circle) from the original without any detection bias and

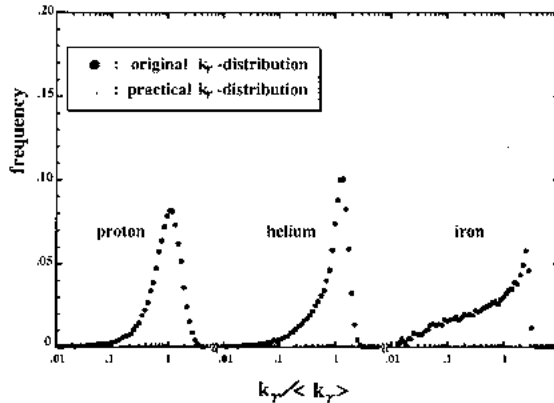


Fig. 22. Normalized k_y -distributions for two selection conditions; without any selection criterion (\bullet), i.e., original k_y -distribution and with the selection condition (grey histogram) mentioned in Appendix C.

the other (grey histogram) from the practice taking the actual event selection into account (see Appendix B), where three typical elements, proton, helium and iron, are demonstrated in the case of cal. jet. As mentioned before, we find that the spread of the k_y distribution we actually observe (grey histogram) is significantly reduced in comparison with the original one (filled circle). Therefore, we can apply the conversion procedure mentioned here also for heavy-initiated shower.

The conversion factor appeared in Eq. (D.1) is calculated with use of the FRITIOF code, taking into account the successive interactions in chamber, though it is not so effective in our chamber due to the thin type calorimeter. In Table 3 in the text, we summarize the conversion factor for typical primary elements, which are nearly consistent with the past works. For instance, we show those obtained by JACEE [63], MUBEE [23] and

SANRIKU [45] in Table 7 for typical elements. Small difference between our results in Table 3 and those in Table 7 come from the different chamber structure, and then they are rather in good agreement with one another, taking this effect into account.

Now, we would like to mention that the present procedure in estimating C_γ is absolutely based on the assumption of energy-independent k_y -distribution. Then, if it depends on the primary energy E_0 , the numerical values summarized in Table 3 are not applicable for the conversion into E_0 .

Though we have no direct evidence for the energy independence of the k_y -distribution in the higher energy region $E_0 \gtrsim 10$ TeV, it is well known that the attenuation lengths of both hadronic (mostly nucleons) and electromagnetic components in the atmosphere do not change very significantly with interaction energy [61], and have

Table 7

C_γ estimated by JACEE, MUBEE and SANRIKU in the case of calorimeter jet

	Proton ($\beta = 2.8$)	Helium ($\beta = 2.8$)	C, N, O ($\beta = 2.7$)	Ne, Mg, Si ($\beta = 2.7$)	Iron ($\beta = 2.6$)
JACEE	3.64	5.10	7.04	7.58	9.09
MUBEE	4.00	5.88	8.62	9.43	11.1
SANRIKU	3.89	5.61	7.63	9.26	10.2

Table 8
Average inelasticity $\langle k_\gamma \rangle$ without any detection bias expected from several simulation codes

Target	Model	Projectile			
		Proton	Helium	Oxygen	Iron
Carbon:	FRITIOF	0.199	0.105	0.054	0.026
	VENUS	0.183	0.092	0.048	0.030
	QGSJET	0.194	0.091	0.047	0.026
Iron:	FRITIOF	0.208	0.134	0.092	0.054
	VENUS	0.189	0.117	0.088	0.059
	QGSJET	0.208	0.114	0.078	0.044
Lead:	FRITIOF	0.217	0.164	0.125	0.080
	VENUS	0.198	0.138	0.110	0.089
	QGSJET	0.219	0.145	0.108	0.075

a constant value ($\simeq 100 \text{ g/cm}^2$) within the energy range of our interest. This is closely connected to the inelasticity and the collision cross-section. So, our assumption is not far from the actual evidence, though based on the indirect observational data.

One may argue further that these studies might depend on the model of nuclear interaction. This is also not so serious obstacle for our purpose, since

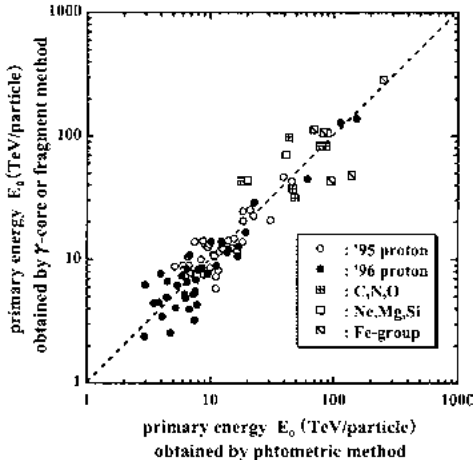


Fig. 23. Scatter plot of the heavy-primary energies obtained by two methods, $E_0^{(\text{frag})}$ and $E_0^{(\text{photo})}$. Proton-primary events are also plotted for reference, where their primary energies are obtained by multiplying the conversion factor and the shower energies shown in Fig. 11.

only k_γ is the principal parameter, and the difference in the production spectrum of the energy and the emission angle for individual γ s among various models is the second order effect, as far as the conversion-factor problem is concerned.

In Table 8, we summarize the average value of inelasticity $\langle k_\gamma \rangle$ (without any detection bias), expected from several simulation codes (CORSIKA [62]) for typical projectiles and targets. One finds the difference is not so significant among individual models, and must be masked behind the resolution of the present energy determination (see Section 3 in the text).

Now, as mentioned in the beginning of Section 3.2, we can estimate independently the primary energy $E_0^{(\text{frag})}$ with use of the emission angle of fragments such as p, α , \dots , produced by the break up of heavy primary. So we compare it with the primary energy $E_0^{(\text{photo})}$ obtained by the conversion of ΣE_γ into E_0 , using Table 3.

In Fig. 23, we demonstrate the correlation between these two energies for heavy primaries, where proton events are also plotted for reference, which are obtained by converting ΣE_γ in Fig. 11 into E_0 with the use of Table 3. We find the dispersion appeared in $E_0^{(\text{frag})}$ vs. $E_0^{(\text{photo})}$ is somewhat larger than those in $E_0^{(\text{core})}$ vs. $E_0^{(\text{photo})}$.

In the present paper, however, we do not use $E_0^{(\text{frag})}$ for heavy primary, but use $E_0^{(\text{photo})}$ and/or $E_0^{(\text{core})}$, because the emission angle of fragment products (p, He, \dots) is hard to measure in the 1996 chamber as mentioned in the beginning of Section 3.2.

References

- [1] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966) 748.
- [2] G.T. Zatsepin, V.A. Kuzmin, *Pisma Zh. Eksp. Theor. Fiz.* 4 (1966) 114.
- [3] G.V. Kulikov, G.B. Khristiansen, *Sov. Phys. JEPT* 35 (1959) 441.
- [4] B. Peters, *Suppl. Nuovo Cimento* 14 (1959) 436.
- [5] G.F. Krinsky, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* 234 (1977) 1306.
- [6] W.I. Axford, E. Leer, G. Skadon, *Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf.*, vol. 11, Prodiv, Bulgaria, 1977, p. 132.
- [7] R.D. Blandford, J.P. Ostriker, *Astrophys. J.* L29 (1978) 221.
- [8] A.R. Bell, *Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf.*, vol. 2, Dublin, Ireland, 1991, p. 420.
- [9] W.I. Axford, *Suppl. Astrophys. J.* 90 (1994) 937.
- [10] J. Wdowczyk, A.W. Wolfendale, *J. Phys. A.* 6 (1973) 1594.
- [11] T.K. Gaisser, in: M. Nagano, F. Takahara, (Eds.), *Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays*, Singapore, World Scientific, 1991, p. 146.
- [12] R.J. Protheroe, A.P. Szabo, *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992) 2885.
- [13] R.J. Jokipii, G. Morfill, *Astrophys. J.* 312 (1987) 170.
- [14] V.S. Ptuskin, in: M. Nagano, F. Takahara, (Eds.), *Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays*, Singapore, World Scientific, 1991, p. 112.
- [15] V.S. Ptuskin, et al., *Astron. Astrophys.* 268 (1992) 726.
- [16] S.I. Nikolsky, *Proc. in: Y. Fujimoto (Ed), Eighth Int. Symp. Very High Energy C. R. Int.*, 1994, p. 267.
- [17] Y. Muraki, *Proc. 21st Int. Cosmic Ray Conf.*, vol. 11, Adelaide, Australia, 1990 p. 257.
- [18] M. Ichimura, et al., *Phys. Rev. D* 48 (1993) 1949.
- [19] JACEE collaboration, *Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf.*, vol. 4, Durban, South Africa, 1997, p. 1.
- [20] JACEE collaboration, *Astrophys. J.* 502(1998) 278.
- [21] I.P. Ivanenko, et al., *Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf.*, vol. 2, Calgary, Canada, 1993, p. 17.
- [22] S.P. Swordy, et al., *Astrophys. J.* 403 (1993) 658.
- [23] V.I. Zatsepin, et al., *Yad. Fiz.* 57 (1994) 684.
- [24] A. Nakamura, Master Thesis, Aoyama-Gakuin University, 1995.
- [25] E. Kamioka, et al., *Astrop. Phys.* 6 (1997) 155.
- [26] J. Nishimura, in: S. Flugger (Ed.), *Handbuch der Physik*, Springer, Berlin, 46/2 (1967) 1.
- [27] I.P. Ivanenko, et al., *Nauka* (1980) 306.
- [28] M. Okamoto, T. Shibata, *Nucl. Instr. Meth. A* 257 (1987) 155.
- [29] M. Ichimura, et al., *Nucl. Instr. Meth. A* 300 (1991) 374.
- [30] M. Ichimura, Ph.D. Thesis, Aoyama-Gakuin University, 1992.
- [31] J. Nishimura, T. Kobayashi, Y. Komori, K. Yoshida, *Adv. Space Res.* 19 (1997) 767.
- [32] A.V. Apanasenko, et al., *Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf.*, vol. 5, Durban, South Africa, 1997, p. 301.
- [33] E.D. Olson, Ph.D. Thesis, University of Washington, 1995.
- [34] N.L. Grigorov, et al., *Izvestia Acad. Nauk SSSR Phys. Ser.* 35 (1971) 2443.
- [35] A.V. Apanasenko, et al., *Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf.*, vol. 5, Durban, South Africa, 1997, p. 13.
- [36] M. Ichimura, K. Kirii, T. Shibata, *Nucl. Instr. Meth. A* 300 (1991) 616.
- [37] T. Fujinaga, M. Ichimura, Y. Niihori, T. Shibata, *Nucl. Instr. Meth. A* 276 (1989) 317.
- [38] N. Hotta, et al., *Phys. Rev. D* 22 (1980) 1.
- [39] Y. Sato, H. Sugimoto, *Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf.*, vol. 7, Kyoto, Japan, 1979, p. 42.
- [40] C.M.G. Lattes, Y. Fujimoto, S. Hasegawa, *Phys. Rep.* 65 (1980) 151.
- [41] Brasil-Japan Emulsion Chamber Collaboration, *ICR-Report-91-81-7*, Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo, 1981.
- [42] D.S. Oshuev, Ph.D. Thesis, Moscow State University, 1998.
- [43] S. Kuramata, et al., reprint: INP Moscow State University, 44/496, 1997.
- [44] H. Nanjo, et al., *Proc. Balloon Symp. Mimeographed Circular in Japanese*, Institute of Space and Astronautical Science, Sagamihara, Japan, 1995, p. 147.
- [45] E. Pare, et al., *Phys. Lett. B* 242 (1990) 531.
- [46] P. Hong, *Comp. Phys. Commun.* 71 (1992) 173.
- [47] Y. Kawamura, et al., *Phys. Rev. D* 40 (1989) 729.
- [48] M.J. Ryan, J.F. Ormes, V.K. Balasubrahmanyam, *Phys. Rev. Lett.* 28 (1972) 985.
- [49] A.A. Watson, A.W. Wolfendale, in: M. Nagano, F. Takahara (Eds.), *Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays*, Singapore, World Scientific, 1991, p. 61.
- [50] W. Menn, et al., *Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf.*, vol. 3, Durban, South Africa, 1997, p. 409.
- [51] D.E. Ellison, *Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf.*, vol. 2, Calgary, Canada, 1993, p. 219.
- [52] T. Shibata, *Phys. Rev. D* 22 (1980) 100.
- [53] R.W. Ellsworth, G.B. Yodh, T.K. Gaisser, in: T.K. Gaisser (Ed.), *Proc. of Bartol Conf.*, AIP, New York, 1979, p. 111.
- [54] N.L. Grigorov, et al., *Proc. 12th Int. Cosmic Ray Conf.*, vol. 5, Tasmania, Australia, 1971, 1746, 1752, 1760.
- [55] T. Shibata, *Rapporteur talk at 24th Int. Cosmic Ray Conf.*, vol. 19C, (Rome, Italy), *IL Nuovo Cimento*, 1996, 713.
- [56] M. Amenomori et al., *Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf.*, vol. 2, Rome, Italy, 1995, p. 736.
- [57] V.S. Ptuskin, et al., *Astron. Astrophys.* 268 (1993) 726.
- [58] F.A. Hargen, et al., *Astrophys. J.* 212 (1977) 262.
- [59] P.J. Karol, *Phys. Rev. C* 11 (1975) 1203.
- [60] A.M. Hillas, *Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf.*, vol. 6, Kyoto, Japan, 1979, p. 13.
- [61] D.H. Perkins, P.H. Fowler, *Proc. R. Soc London A* 218 (1964) 401.
- [62] G. Neuhofer, et al., *Phys. Lett.* 38B (1972) 51.
- [63] E. Konishi, T. Shibata, E.H. Shibuya, N. Tateyama, *Prog. Theor. Phys.* 56 (1976) 1845.
- [64] D. Heck, et al., *Forschungszentrum Karlsruhe FZKA* 6019 (1998).
- [65] A.A. Watson, *Rapporteur Paper*, *Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf.*, vol. 8, Durban, South Africa, 1997, p. 257.
- [66] S. Yoshida, *Rapporteur Paper*, *Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf.*, vol. 8, Salt Lake City, USA, 1999, p. 180.

ВОСПОМИНАНИЯ

Не ищи ты излишнюю сложность
В беспокойный наш атомный век,
Возраст – это ей богу оплошность,
Если молод душой человек.
Пусть устала ты самую малость
Чуть сгустились морщинки у век,
Возраст – это ей-богу формальность,
Если молод душой человек.
Пусть тебя озаряет улыбка
Даже если седины, как снег,
Возраст – это ей-богу ошибка,
Если молод душой человек.
Пусть любовь нерушима, как крепость,
Пусть не старится сердце вовек,
Возраст – это ей-богу нелепость,
Если молод душой человек.
Разве солнце убавит свеченье,
Разве звезды замедлят свой бег?
Разве возраст имеет значенье,
Если молод душой человек!
Друзья-однополчане

ПРОФЕССОР ИРИНА ВЯЧЕСЛАВОВНА РАКОБОЛЬСКАЯ

Отмечая 80-летний юбилей Ирины Вячеславовны Ракобольской, очень хочется обратить внимание на ее основные черты. Ирина – это цельная личность, которая если берется за какое-нибудь дело, то стремится выполнить его наилучшим образом. В ее лекциях все доведено до полного понимания: она не начинает объяснять предмета, не доведя все до простой основы.

Спектр ее деятельности необычайно широк. Еще будучи студенткой, тайно от родителей, она окончила школу парашютистов, прошла Великую Отечественную войну начальником штаба женского авиационного полка. По окончании войны – снова учеба на физическом факультете. Уже в процессе работы над дипломом она обнаружила интересные явления. В аспирантуре она занялась экспериментальным изучением стволов ШАЛ, получила результаты, показавшие, что никакой простой моделью свойства ливней не описываются. Блестящая защита – и снова напряженная работа. Мало было для Ирины Вячеславовны быть заместителем академика Вернова на кафедре космических лучей, она стала одновременно деканом нового факультета МГУ – факультета повышения квалификации преподавателей ВУЗов, где все приходилось начинать с нуля. Она также продолжала научную

работу в области космических лучей — возглавила группу сотрудников для изучения мюонов космических лучей с помощью рентгеноэмульсионных камер, в которых наблюдались радиационные ливни, создаваемые мюонами в свинце. В результате многолетней работы ею установлен энергетический спектр мюонов в области энергий 4–10 ТэВ и найдено их угловое распределение. В этих работах впервые получено указание, что в области высоких энергий (выше 10 ТэВ) имеется дополнительный канал генерации мюонов, помимо распадов π -м и K -м, какими-то быстро распадающимися частицами, возможно, чармированными. На этом материале была написана книга, а Ирина Вячеславовна защитила докторскую диссертацию и стала профессором, затем получила звание заслуженного профессора МГУ.

Сейчас Ирина Вячеславовна — член Большого Ученого Совета МГУ, заместитель заведующего кафедрой космических лучей и физики космоса, продолжает вести большую научную работу по изучению космических лучей.

Но все это только одна из сторон талантов Ирины Вячеславовны. Она одновременно крупный специалист в кулинарии, у нее большая семья, талантливый и скромный муж Дмитрий Линде, талантливые дети. Особенно прославился ее старший сын Андрей Линде, развивший инфляционную теорию Вселенной, вернее, множество вариантов этой захватывающей области физики.

Словом, Ирина Вячеславовна встречает свой 80-летний юбилей, окруженная любящей семьей, сотрудниками, друзьями, и я желаю ей долгих лет творческого здоровья и дальнейших успехов.

Да, на дороге поколений,
На пыли расточенных лет,
Твоих шагов, твоих движений
Остался неизменный след.
В. Брюсов

О РОЛИ ЛИЧНОСТИ В ИСТОРИИ (МЮОННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ МГУ)

Впервые мы познакомились с Ириной Вячеславовной, когда учились на 3 курсе физического факультета МГУ (на кафедре космических лучей). Тогда Ирина Вячеславовна вела занятия в специальном практикуме. Позднее, когда мы уже работали в МГУ, и наше общение с ней стало более регулярным, а в иные периоды – практически постоянным, пришло понимание того, что в нашу жизнь вошел Человек, активно воздействующий на окружающее его жизненное пространство (произвольной размерности). Поражают и организационные способности Ирины Вячеславовны, а также удивительное умение в максимально сжатые сроки аккумулировать существенную информацию, что позволяет ей практически мгновенно проникнуть в суть новой задачи. Поэтому понятно, что именно Ирине Вячеславовне удалось провести мюонный эксперимент МГУ, объединивший в своей работе преподавателей кафедры космических лучей и сотрудников ряда отделов НИИЯФ МГУ.

К началу семидесятых годов в мире была накоплена целая серия результатов по изучению характеристик мюонов космических лучей, полученных с помощью разнообразных методов и установок. Наиболее важные характеристики потока мюонов – это их энергетическое и зенитно-угловое распределения. Согласно устоявшейся консервативной теории, мюоны в атмосфере генерируются, в основном, при распаде пионов и каонов, образовавшихся в ядерных взаимодействиях первичных космических частиц (нуклонов) с ядрами атомов воздуха в верхних слоях атмосферы.

Изучение энергетического спектра мюонов позволяет получить важную информацию о характеристиках первичного потока нуклонов, например, о показателе степени наклона его энергетического спектра.

Анализ характера зенитно-угловых распределений мюонов дает возможность оценить долю каонов в процессах генерации мюонов при распаде пионов и каонов или же увидеть наличие иных процессов генерации мюонов. Дело в том, что зенитно-угловые распределения мюонов, рожденных в результате распада пионов и каонов, описываются зависимостью $\sec\theta$, где θ – зенитный угол прихода мюонов. Существование процессов прямой генерации мюонов в ядерных взаимодействиях, скажем, при распаде каких-то короткоживущих частиц, приведет к изотропным зенитно-угловым распределениям.

В мюонных экспериментах в это время были получены следующие данные. Энергетический спектр мюонов был измерен в области энергий до 10^2 эВ при помощи магнитных спектрометров и из изучения кривой поглощения мюонов в грунте. Показатель степени наклона спектра первичных нуклонов в обоих методах получился равным $1,6 \pm 0,1$, что и согласовывалось с концепцией консервативной теории генерации мюонов при распаде пионов и каонов. В то же время в работах НИИЯФ МГУ и ФИ АН, использующих ионизационные калориметры для регистрации электронно-фотонных ливней, созданных мюонами в веществе калориметра, были получены довольно пологие спектры мюонов в области энергий 10^1 – 10^{13} эВ. Согласие результатов этих экспериментов с данными, полученными из изучения кривой поглощения мюонов в грунте, достигалось, если предположить существование новых процессов генерации мюонов (отличных от распада пионов и каонов) с энергией больше 1 ТэВ.

К тому же, американский физик Дж. В. Кейффель на своей установке в соляных коях получил зенитно-угловое распределение мюонов с энергией ~ 2 ТэВ с довольно высокой степенью изотропии. Для объяснения своего результата Кейффель предположил, что половина мюонов с энергией ~ 2 ТэВ рождается в процессах, отличных от распада пионов и каонов.

В такой противоречивой обстановке виделся только один выход — создать установку, способную измерить энергетическое и зенитно-угловое распределение мюонов в максимально широком диапазоне зенитных углов для области энергий 10^{13} – 10^{14} эВ.

За выполнение этой задачи и взялась в начале 70-х годов Ирина Вячеславовна, и ей удалось практически реализовать идеи, развитые Г.Т. Зацепиным и его учениками.

Никто лучше самой Ирины Вячеславовны не сможет рассказать о том, как проходили первые шаги этого довольно сложного эксперимента, в котором на разных стадиях принимали участие и авторы этих строк.

Исследования проводились на установке, состоящей из 146 глубоких свинцовых камер, расположенных в подземном помещении Московского метрополитена под углами 0° , 45° и 60° градусов к горизонтальной плоскости. Такая конструкция камер (предложенная Г.Т. Зацепиным) позволяла с одинаковой эффективностью регистрировать тормозные гамма-кванты, образованные как вертикальными, так и горизонтальными потоками мюонов, и определить энергетические спектры и угловые распределения мюонов с энергией выше 2 – 3 ТэВ. Экспозиция РЭК составила $3,06$ – 10^{17} грамм. сек. стер. Всего за годы экспозиции было зарегистрировано более 20 тысяч электронно-фотонных каскадов (ЭФК), из них — более 8500 ЭФК, образованных тормозными фотонами с энергией больше 2 ТэВ. Были получены угловые распределения и глобальный энергетический спектр мюонов в диапазоне углов 0 – 89 градусов с энергией 3 – 50 ТэВ, а также раздельно спектры каскадов от вертикального (0° – 60°) и горизонтального (60° – 89°) потоков мюонов. Как показали расчеты, выполненные Л.В. Волковой, горизонтальный поток мюонов в области энергий

до 50 ТэВ практически нечувствителен к доле мюонов быстрой генерации и отражает спектр пионов и каонов, рожденных при ядерных взаимодействиях первичных нуклонов.

Анализ горизонтального энергетического спектра показал, что значение показателя спектра пионов и каонов составляет $\gamma_{\pi K} = 1,68 \pm 0,05$. Соответственно, показатель спектра первичных нуклонов получен равным $\gamma_N = 1,65 \pm 0,05$. В то же время было получено уположение вертикального спектра мюонов при значениях энергии более 20 ТэВ, указывающее на существование процессов быстрой генерации мюонов. Экспериментальные данные по угловому распределению и спектру вертикальных мюонов согласовывались с расчетами Л.В. Волковой при допущении доли генерации быстрых мюонов (0,2–0,4)% от пионов той же энергии, что соответствует сечению рождения очарованных адронов $\sigma \sim 1-2$ мб при энергиях первичных нуклонов – 100 ТэВ.

Однако хотелось уменьшить статистические ошибки, полученные в значениях γ_N и σ при раздельном рассмотрении энергетического и углового распределений. Для этого Георгий Тимофеевич Зацепин и Ирина Вячеславовна предложили провести многопараметрический анализ экспериментального материала по энергетически-угловым распределениям ЭФК. Такой анализ требовал более подробных теоретических распределений, чем можно было найти в опубликованных работах, поэтому мы предприняли расчет дифференциальных энергетически-угловых распределений мюонов и ЭФК, генерируемых мюонами в РЭК.

В результате проведенного анализа было получено значение показателя степени спектра первичных нуклонов $\gamma_N = 1,64 \pm 0,03$, что соответствует величине $\gamma_{\pi K} = 1,67 \pm 0,03$ и эффективному сечению $\sigma = 1,7 \pm 0,5$ мб/нуклон, если оценивать сечение генерации чарма при энергии нуклона 100 ТэВ. Доля быстрых мюонов, определяемая традиционным образом, по отношению к доле пионов меняется при этом от (0,26+0,08)% при энергии мюонов равной 5 ТэВ до (0,33±0,10)% при энергии мюонов 40 ТэВ.

Убедительное доказательство влияния генерации чарма дает зависимость отношения числа вертикальных ЭФК (0°–60°) к числу горизонтальных ЭФК (60°–89°) от энергии каскада E_{γ} . Такое представление данных (весьма удачная находка Ирины Вячеславовны) наименее чувствительна к методическим погрешностям при определении энергии в РЭК. Величина $P(x_{\gamma})$ равна -0,1 и <10–5 для вариантов расчета соответственно с учетом и без учета генерации чарма.

Таким образом, анализ экспериментального материала по энергетически-угловым распределениям ЭФК в РЭК указывает на значительный вклад мюонов, рожденных при распаде чармированных частиц, и дает хорошее согласие экспериментальных данных с консервативным представлением о наклоне первичного энергетического спектра $\gamma_N = 1,64 \pm 0,03$ в энергетическом интервале 20–200 ТэВ.

ВОСПОМИНАНИЯ О ПРОШЛОМ

После окончания физического факультета я была распределена на “объект Вернова” – такое кодовое название было в то время у НИФИ-2 МГУ. Сергей Николаевич предложил мне место лаборанта в практикуме по ядерной физике, где начинала создаваться космическая лаборатория. Вот там-то в конце 1951 года я познакомилась с Ириной Вячеславовной Ракобольской. Познакомилась воочию, а слышала я о ней много раньше, еще будучи студенткой. Между моими подругами-однокурсницами велись восторженные разговоры о том, что на факультете учится героиня Великой Отечественной войны, штурман, начальник штаба женского авиационного полка. Всем было интересно просто увидеть ее, поговорить с ней. Но мне не повезло, ни разу до окончания физического факультета я нигде ее не встретила. Вы представляете, как я была удивлена, просто ошеломлена, когда оказалось, что моим ближайшим товарищем по работе будет Ирина Вячеславовна Ракобольская. В моем представлении раньше сложился образ героической, жесткой женщины, гордой и неприступной. А в действительности она оказалась удивительно мягкой, внимательной, старающейся всем помочь добрым советом и делом.

Космическая лаборатория ядерного практикума в то время (1952–53 гг.) только создавалась и нас в ней было трое: ассистент Ирина Вячеславовна Ракобольская, я – старший лаборант и Николай Александрович Зенин – незаменимый наш помощник, механик, лаборант, монтажник, мастер на все руки.

Мы разрабатывали, проектировали, создавали установки, которые потом переехали в новое здание физического факультета на Ленинских горах и стали прообразами тех, которые и сейчас составляют практикум по космическим лучам

В нашем маленьком коллективе, скорее всего благодаря Ирине Вячеславовне, создались теплые, дружелюбные отношения. Я же все время чувствовала ненавязчивую опеку со стороны Ирины Вячеславовны: то она давала нужные советы по работе, то учила житейской мудрости, то просто угощала вкусным пирогом и рассказывала его рецепт со всеми нюансами.

К 1954 году космический практикум в основном был уже создан, я из старшего лаборанта стала сначала инженером, затем ассистентом кафедры космических лучей и секретарем кафедры. Мы набрали опыт экспериментальной работы и задумались о будущем. Не знаю, как получилось, но Ирина Вячеславовна начала вести научную работу в космической лаборатории ФИАН под руководством Г.Т. Зацепина и С.И. Никольского, а потом и меня она соблазнила перспективой интересной работы и романтикой Памирских экспедиций.

В 1955 году мы с ней поехали на Восточный Памир, в урочище Чечекты, где была база ФИАН и где под руководством С.И. Никольского создавалась установка по исследованию широких атмосферных ливней. Славное было

время! Сложился дружный и веселый коллектив, в котором очень легко было, и жить, и работать. Мы с Ириной Вячеславовной поселились в одной комнате, где очень хорошо прожили вместе около трех месяцев, всецело отдаваясь своей работе. Мы изучали воздушные ливни каждая своим методом, Ирина Вячеславовна применяла камеру Вильсона, а я – большие ионизационные камеры.

Фотографию электронно-фотонного каскада в камере Вильсона, полученную Ириной Вячеславовной, до сих пор можно видеть на стене нашего космического практикума.

С тех пор мы так и идем по жизни рядом, ни разу не повздорили за 48 лет совместной работы. И всегда лидер в нашем дуэте Ирина Вячеславовна Ракобольская.

ПАМИРСКАЯ ЭКСПЕДИЦИЯ ФИАН 1955 ГОДА

Экспериментальные исследования широких атмосферных ливней в памирской экспедиции ФИАН осенью 1955 года на высоте 3860 м над уровнем моря оказались для меня периодом каждодневного общения с Ириной Вячеславовной Ракобольской, что повлияло на последующую организацию экспериментов в экспедиционных условиях в горах. Нас существенно различал опыт работы.

Для меня это была девятая экспедиция на Памирскую высокогорную станцию ФИАН, строительство которой в более чем трехстах километрах от железной дороги завершилось в 1947 году во время выполнения мною дипломной работы под руководством Н.А. Добротина, и четвертый год работы по новой проблеме: развитие и поглощение широких атмосферных ливней, которые к моему вхождению в эту тематику уже начали рассматриваться как электронно-фотонная компонента адронного каскада, генерируемого в атмосфере.

Для Ирины Вячеславовны круглосуточный режим наблюдений широких атмосферных ливней с камерой Вильсона означал неизбежные ночные дежурства, что совершенно несвойственно работе на учебной кафедре МГУ, и мог лишь напоминать ей военные годы. Иными, чем на кафедре, были и отношения со студентами, составлявшими основную, наиболее активную часть экспедиционного коллектива. Поводом и основной причиной участия Ирины Вячеславовны в экспедиции было включение в измерительный комплекс уникально большой для того времени камеры Вильсона, специально разработанной в ФИАН для регистрации взаимодействий электронов, фотонов и адронов высокой энергии, сосредоточенных в стволах ливней, Ирина Вячеславовна уже участвовала в испытаниях этой камеры в Москве. Однако заказчиком этой камеры была Памирская экспедиция, да и статистический материал накапливался на уровне моря слишком медленно.

Интенсивное развитие исследований широких атмосферных ливней на Памире начиналось по инициативе Г. Т. Зацепина. Моя переориентация на эту тематику совпала с внедрением в эти эксперименты предложенных Л.Н. Кораблевым годоскопических схем, в которых использовались газоразрядные малогабаритные лампочки с холодным катодом, что позволяло создавать многоканальные, более чем тысяча каналов, системы регистрации электронов и мюонов в наблюдениях широких атмосферных ливней. Начиная с 1952 года в составе памирских экспедиций была выполнена серия из десятка экспериментов по исследованию пространственного распределения электронов, мюонов и ядерно-активных частиц в широких атмосферных ливнях с первичной энергией 1015–1016 эВ. Основную часть исследовательского коллектива составляли студенты четвертых и пятых курсов физического факультета МГУ и других институтов.

Результатом экспедиционных работ были данные, получаемые при надежной одновременной работе всех входящих в установку приборов. Данные о каждом широком атмосферном ливне записывались в виде более ста числовых значений плотности потока электронов и мюонов на различных расстояниях от центра (оси) ливня, несколько десятков величин ионизации в ионизационных камерах, расположенных под различными фильтрами, в которых генерируются и поглощаются каскады адронов и электронов, и фотографии развития каскадов заряженных частиц в камере Вильсона. Эти данные сопоставлялись с различными теоретическими или грубо модельными характеристиками широких ливней. Неправильная работа любого информационного канала на установке искажала экспериментальные данные всей установки, чем и определялись высокие требования ко всем участникам эксперимента, к коллективу, приблизительно половина которого участвует в высокогорной экспедиции впервые. В группе Ирины Вячеславовны большая часть сотрудников впервые участвовала в такой работе с прибором, для которого необходим стабильный температурный режим в легком щитовом домике при более чем двадцатиградусном различии дневных и ночных температур за его стенами.

Теперь, более чем через 40 лет, я не помню каких-либо осложнений в работе группы Ирины Вячеславовны, хотя они, несомненно, были. Были болезни сотрудников ее группы, были проблемы в связи с температурным режимом помещения. Лишь теперь я могу отнести отсутствие общего напряжения всех участников эксперимента, связанного с включением в эксперимент 1955 года большой и капризной камеры Вильсона, реально к независимости работы установки от капризов камеры Вильсона. Такая независимость была связана с тем, что интерес к картине ливня в камере Вильсона возникал лишь в процессе анализа полученных экспериментальных данных, а во время всех внезапных неполадок в работе с камерой Вильсона никакие эмоциональные взрывы не выходили за стены фанерно-щитового домика, где работала группа Ирины Вячеславовны.

В 1956 и последующие годы исследования энергетического спектра электронов и фотонов в стволах широких атмосферных ливней с помощью камеры Вильсона завершались в Москве на территории ФИАН. Так как частицы высокой энергии в стволах ливней в нижней половине атмосферы наблюдаются, главным образом, в случаях генерированных первичными протонами при прохождении их в глубину атмосферы, то энергетические спектры частиц в стволах ливней оказались слабо зависящими от глубины наблюдений в атмосфере, по крайней мере, в интервале энергий первичных протонов 1014–1015 эВ, что и обсуждалось на Международной конференции по космическим лучам в 1959 году в Москве.

Для меня же работа на Памире в 1955 году с участием Ирины Вячеславовны запомнилась примером возможности спокойной работы в сложной, реально непредсказуемой ситуации.

ДРУЖЕСКАЯ ЗАМЕТКА

Ирину Вячеславовну Ракобольскую я увидела впервые в президиуме комсомольской конференции физического факультета МГУ в 1945 году. В военной форме с орденами на груди она вышла под аплодисменты и восхищенные взгляды аудитории. В то время она олицетворяла собой образ девушки-героя и удивительным образом гармонировала с атмосферой Победы, молодости и надежды, царившей в нашей студенческой среде. Я не могу писать о ее героических подвигах во время Великой Отечественной войны, т. к. не была очевидцем этих событий, но я могу описать, как складывались наши отношения после войны, какую роль они сыграли в моей жизни и как сложился в моем представлении образ этого удивительного человека.

Вскоре после ее демобилизации из Армии оказалось, что она будет продолжать прерванное войной образование на том же курсе, на котором училась и я. Мы окончили физический факультет в 1949 году. Она осталась работать на физическом факультете, а я поступила в аспирантуру Физического института Академии наук им. П.Н. Лебедева и на некоторое время наши контакты прервались.

Судьба свела нас снова спустя несколько лет, в 1955 году. К этому времени Ирина Вячеславовна родила и воспитывала двух замечательных сыновей, работала ассистентом на кафедре космических лучей и физики космоса физического факультета, а я после окончания аспирантуры была принята на работу в НИИЯФ МГУ и участвовала в совместных с ФИАНом исследованиях широких атмосферных ливней под руководством Г. Т. Зацепина. В одной из встреч на семинаре лаборатории космических лучей ФИАНа, руководимом зав. кафедрой профессором С. Н. Верновым, Ирина Вячеславовна обратилась ко мне с вопросом, не могу ли я порекомендовать, в каком коллективе стоит ей продолжить заниматься научной работой. Я предложила включиться в нашу научную группу, где мы занимались изучением электронно-фотонной компоненты широких атмосферных ливней с помощью большой камеры Вильсона, содержащей несколько свинцовых пластин. Установка работала в Москве на территории ФИАНа и называлась «Шестигранник», т.к. счетчики для регистрации широких ливней располагались по вершинам этой фигуры, а в центре шестигранника помещалась многопластинчатая камера Вильсона.

Это было началом научной работы Ирины Вячеславовны и несколько статей по исследованию свойств электронно-фотонной компоненты ШАЛ вскоре были опубликованы и стали основой ее кандидатской диссертации, которую она защитила в 1962 году.

Затем несколько лет мы редко встречались друг с другом. После окончания аспирантуры в 1954 году я стала работать в НИИЯФ МГУ в лаборатории космических лучей, а Ирина Вячеславовна — на кафедре космических лучей. В редкие встречи, которые случались на семинарах по физике космических лучей в ФИАНе, она доказывала мне, насколько важно, особенно для женщины, заниматься педагогической работой, и склоняла меня к мысли о переходе на кафедру космических лучей, где она в это время была доцентом.

Обстоятельства сложились так, что в 1964 году я перешла на кафедру космических лучей, и с тех пор мы работаем вместе. Без преувеличения могу сказать, что навыки педагогической работы мне были преподаны Ириной Вячеславовной. Она научила меня, как надо взаимодействовать со студентами, как добиваться того, чтобы твои личные интересы совпадали с общественными — тогда успех всякого дела гарантирован. Педагогический талант Ирины Вячеславовны проявляется не только при работе со студентами, его ощущают на себе все сотрудники кафедры. В чем суть ее педагогического подхода? Это, прежде всего, требовательность. Стиль Ракобольской — жесткий стиль. Вместе с тем за жесткостью скрывается доброе отношение к людям. Ирина Вячеславовна своими поступками научила меня, что нельзя откладывать решение вопроса, если он связан с человеком. Это ощутили на себе, я думаю, все сотрудники кафедры. Доброжелательная и творческая атмосфера, которая сложилась на кафедре — это безусловная заслуга Ирины Вячеславовны.

Я помню, как начиналась ее деятельность по изучению мюонов в космических лучах. Прежде чем взяться за организацию этой работы, в которой основными детекторами мюонов должны были служить рентгеноэмульсионные пленки, она много раздумывала, советовалась с авторитетными физиками. Когда же она взялась за решение этой проблемы, дело закипело.

Регистрация мюонов с помощью рентгеноэмульсионных камер, расположенных под землей в помещениях Московского метрополитена, явилась уникальной работой. Никто в мире не использовал этот метод для регистрации мюонов и определения их энергии. Потребовался кропотливый труд, большая методическая работа, настойчивость и требовательность Ирины Вячеславовны к руководимому ею коллективу научных сотрудников, чтобы убедить научную общественность, что по пятнам почернения рентгеновских пленок можно определить энергию мюонов, испускающих тормозные фотоны, которые, в свою очередь, дают начало электронно-фотонным ливням.

Масштабы установки впечатляют: она состояла из рентгеноэмульсионных пленок общей площадью 4000 квадратных метров, прослоенных свинцом. Было использовано 250 тонн свинца. Исследования проводились в течение нескольких лет. В результате был измерен энергетический спектр мюонов в интервале энергий от 2 до 60 ТэВ. Реализация этой работы не осуществилась бы, если бы не огромный организационный талант Ирины Вячеславовны, ее увлеченность поставленной задачей.

Одновременно она участвовала в международном эксперименте «Памир», в котором также использовалась методика рентгеноэмульсионных камер и были обнаружены экзотические события, возникающие при взаимодействии частиц космического излучения сверхвысоких энергий с ядрами атомов. Эта экзотика до сего времени не находит объяснения в рамках существующих представлений и, по-видимому, сможет быть понята только в экспериментах на ускорителях нового поколения.

В день юбилея хочется пожелать Ирине Вячеславовне, чтобы ее неиссякаемая энергия и дальше служила науке и делу воспитания новых научных кадров.

БЛАГОДАРЮ СУДЬБУ ЗА ВСТРЕЧУ С ИРИНОЙ ВЯЧЕСЛАВОВНОЙ

Моя работа с Ириной Вячеславовной Ракобольской началась более 30 лет назад, когда я пришла на кафедру космических лучей. Это было время начала грандиозной работы по организации новой установки для изучения мюонов космических лучей. Идея этих исследований возникла в связи с тем, что в середине 60х годов появились нетрадиционные результаты при исследовании потока мюонов космических лучей высокой энергии, а именно, в лаборатории Д. Кейффеля в США было получено изотропное зенитно-угловое распределение мюонов с энергией более 2 ТэВ, а также в России в лабораториях ФИАН и НИИЯФ в установках с ионизационными калориметрами наблюдался пологий спектр мюонов, противоречивший известной теории образования мюонов при распаде пионов и каонов и данным по поглощению их в грунте. Поэтому возникла идея измерить на одной и той же установке энергетический спектр мюонов и их зенитно-угловое распределение в области энергий 1012–1014 эВ.

Если научным руководителем исследований стал Г. Т. Зацепин, то душой работы — Ирина Вячеславовна. Предстояло решить массу проблем: найти большое помещение для размещения установки, причем глубоко под землей для поглощения фона от мягкой компоненты космических лучей, требовалось огромное количество свинца, нужна была рентгеновская пленка для регистрации тормозного излучения мюонов в свинце, необходимо было организовать проявку этой пленки, нужны были фотометры и микроскопы для ее обработки.

Здесь в полной мере проявился необыкновенный организаторский талант Ирины Вячеславовны и ее созидательная энергия. Ей удалось получить для размещения установки два больших помещения на станциях метро “Кропоткинская” и “Парк культуры”. Хотя работать там можно было только ночью, с 2-х часов ночи до 5-ти часов утра, когда выключалось высокое напряжение вдоль путей, но какое это имело для нас значение! Мы были так воодушевлены всей идеей новой работы, что сложности ночной жизни нас не смущали.

При поддержке ректора МГУ академика И. Г. Петровского Правительство выделило фондируемые материалы — свинец и рентгеновскую пленку. Велись переговоры с Шосткинским химзаводом о разработке для этого эксперимента особой рентгеновской пленки — определенного размера, с двусторонней эмульсией и в большом количестве — 4000 квадратных метров в год. И за всем этим стояла Ирина Вячеславовна.

Помню, когда встал вопрос о проявке большого количества рентгеновской пленки, мы с Ириной Вячеславовной поехали в соответствующую организацию договариваться о создании проявочного центра. Когда мы вышли оттуда после разговора с сотрудниками, я выразила сомнение в том, что нам

удастся что-то сделать с этой фирмой. Как это возмутило и обидело Ирину Вячеславовну! Она ни на минуту не сомневалась в успехе нашего дела. Этот урок я запомнила на всю жизнь: если хочешь чего-то добиться, надо не хныкать, не опускать руки, не сомневаться, а верить в свои силы и добиваться успеха.

В результате энергией и решительностью Ирины Вячеславовны проявочный центр был организован в главном здании МГУ.

Вообще, нужно отметить, что много “уроков на всю жизнь” получила не только я, но, думаю, и все работавшие с Ириной Вячеславовной. Когда создавалась наша “мюонная группа”, а затем и лаборатория, люди были разные, не обходилось без конфликтов, но они всегда разрешались Ириной Вячеславовной с присущими ей мудростью и тактом. Я всегда поражалась ее умению привлекать к нашей работе людей, чувствовать их внутреннюю сущность, предвидеть их возможности и быть им добрым наставником.

Постепенно мюонная установка была создана. Она состояла из 144 рентгеноэмульсионных камер, площадью 0,5x1 м² каждая. Камера имела 30 слоев свинца толщиной 1 см, переслоенных рентгеновской пленкой, в которой регистрировались каскады, образованные тормозными фотонами от мюонов в свинце. Рентгеноэмульсионные камеры экспонировались в течение года, параллельно шла научная разработка проблемы – в лаборатории Г. Т. Зацепина в ИЯИ АН и в НИИЯФ МГУ в отделе И. П. Иваненко – проводились теоретические расчеты, необходимые для осмысления экспериментальных результатов.

Когда закончилась первая экспозиция, пленки были проявлены и поступили в лабораторию для обработки, Ирина Вячеславовна была с нами с раннего утра до позднего вечера, мы вместе просматривали пленки (вначале даже в белых перчатках), искали пятна потемнения, измеряли углы, фотометрировали, определяли энергию каждого каскада. До сих пор в лаборатории сохранились многочисленные огромные журналы с надписями на обложке “ИВР”, которые вела Ирина Вячеславовна по обработке экспериментальных данных. Она вникала во все мелочи обработки и очень тщательно следила за методическими вопросами. Чтобы получить “физически чистые” результаты, нужна была безупречная методика.

Каждую неделю мы все собирались в лаборатории “за круглым столом” и обсуждали, что сделано за это время, строили энергетические спектры, угловые распределения, мечтали, как будет хорошо, когда мы удвоим – утроим статистику и получим более точные результаты.

За годы экспозиции установки было зарегистрировано более 20 000 каскадов, однако в дальнейшую обработку включили немногим более половины, остальные имели потемнение ниже порога и не могли быть использованы при построении энергетического спектра. Были исследованы спектры каскадов от горизонтального и вертикального потока мюонов, а также зенитно-угловые распределения для различных энергий мюонов.

Уже первые результаты, полученные на этой установке, показали несостоятельность результатов американских ученых. Энергетический спектр

мюонов показывал, что они образуются при распаде пи- и ка-мезонов, степенной спектр которых можно описать, исходя из общепринятой теории с показателем степени $1,65 \pm 0,05$. Дальнейшая экспозиция и увеличение статистики подтвердили эти результаты, а также позволили продвинуться в область энергии мюонов до 10 ТэВ. Полученные результаты показали, что до этих энергий не проявляются какие-либо аномальные процессы образования и взаимодействия мюонов космических лучей, а экспериментальные результаты лучше всего описываются расчетами в предположении, что мюоны образуются при распаде пионов или пионов плюс 20% каонов. При увеличении энергии выше 20 ТэВ было обнаружено уположение вертикального спектра мюонов, что могло служить указанием на существование процессов прямой генерации мюонов.

По этим работам были защищены 4 кандидатские диссертации, а итогом стала докторская диссертация Ирины Вячеславовны.

Но не такой человек “наша начальница”, чтобы успокаиваться на достигнутом. Имея богатейший опыт работы с методикой рентгеноэмульсионных камер, Ирина Вячеславовна с головой погрузилась в новый грандиозный эксперимент «Памир», в котором принимали участие 10 различных институтов, в том числе и зарубежных. Эта крупнейшая в мире экспозиция рентгеноэмульсионных камер расположена в горах Памира на высоте 4500 метров над уровнем моря. Участие в Памирской коллаборации – это новый интересный этап в нашей жизни, полный замечательных встреч, бурных научных обсуждений, новых идей и открытий.

Но это уже другая история.

Почти половину моей жизни я работаю с Ириной Вячеславовной, я многому у нее научилась не только в науке, но и в жизни, и я благодарна судьбе за то, что она свела меня с таким необыкновенным человеком.

БЕГУЩАЯ ВПЕРЕДИ КОРАБЛЯ (Штрихи к портрету)

...Корабль бился в шторме, опасаясь неизвестного берега и не имея возможности пересечь круговращение ветра. Тогда капитан увидел прекрасную молодую девушку, взбежавшую на палубу вместе с гребнем волны. «Зюйд-зюйд-ост и три четверти рубма!» – сказала она...

А. Грин, «Бегущая по волнам».

Ирину Вячеславовну Ракобольскую я увидел впервые на занятиях в ядерном практикуме, когда стал студентом Отделения строения вещества физического факультета МГУ. На факультете работали многие преподаватели, которые чуть больше десяти лет назад еще были фронтовиками, но женщина – боевой офицер, начальник штаба авиационного женского полка это было необычно даже для того героического времени. Поэтому Ирина Вячеславовна была известным человеком на факультете и мы, студенты, внимательно к ней присматривались. Знакомые выпускники отделения (из числа злоязычных) говорили, что в их бытность студентами Ракобольская зачастую выглядела усталой, а из ее дамской сумочки ненароком могли выпасть какие-то детские вещицы. Еще бы! Двое маленьких сыновей – это не фунт изюма! Мне же в то время Ирина Вячеславовна запомнилась как чёткий, требовательный преподаватель и обаятельная женщина.

Следующая встреча состоялась спустя десять лет. Я, новоиспеченный кандидат наук, стал работать под началом Ирины Вячеславовны на кафедре космических лучей. Это длится уже более трех десятков лет! Вспоминается один неприятный для меня эпизод – я, еще начинающий преподаватель, был приглашен на беседу к декану факультета профессору В.С. Фурсову. В то время работа преподавателя считалась престижной, и высокому начальству было принято знакомиться с молодыми кадрами. «А кто является заведующим вашей кафедрой?» – спросил меня декан. «Ирина Вячеславовна Ракобольская» – наивно ответил я. После этого я был с позором изгнан из деканского кабинета. Мне «зеленому» и неискушенному было невдомек, что заведующим кафедрой был академик Сергей Николаевич Вернов. Ошибиться было немудрено – в течение пятнадцати лет Сергей Николаевич только один раз присутствовал на заседании кафедры. Он был перегружен работой по руководству НИИЯФ МГУ, в Академии Наук, многочисленных высоких общественных комиссиях.

Вся конкретная работа, связанная с руководством кафедрой, лежала на плечах Ирины Вячеславовны как заместителя заведующего кафедрой, эту лямку она продолжает тянуть и по сей день.

В последние семнадцать лет на кафедре космических лучей и физики космоса сложился очень удачный руководящий дуэт во главе с академиком Георгием Тимофеевичем Зацепиным. В этом тандеме Ирину Вячеславовну без преувеличения можно назвать организационным стержнем кафедры.

Со стилем Ирины Вячеславовны как руководителя я познакомился с первых дней работы на кафедре. Получив пару замечаний за опоздания на заседания кафедры, я, конечно, решил, что Ракобольская слишком строгий руководитель и что эта строгость неоправдана “в условиях мирного времени”. Однако впоследствии я изменил эту точку зрения — примеры дисциплины и четкости в работе даются на кафедре прежде всего ее руководством.

Эти качества Ирины Вячеславовны мы, преподаватели кафедры, имеем возможность наблюдать практически каждую неделю. С такой частотой, как правило, происходят заседания кафедры. Человеку, присутствующему на этих заседаниях, сразу же бросается в глаза неформальный характер обсуждений. Будь то структура учебного плана или ситуация в студенческих группах — всегда Ирина Вячеславовна детально “разбирает” вопросы, добивается полной ясности и принятия конкретных решений, которые в случае необходимости поручает выполнять конкретным лицам. Часто в качестве таких лиц выступают ведущие преподаватели (кураторы) студенческих групп. Не секрет, что институт кураторства на факультете (особенно в последнее время) имеет довольно формальный характер. Иное положение на нашей кафедре. Отчеты кураторов заслушиваются практически на каждом заседании кафедры. Нередко на кафедру приглашаются студенты, по тем или иным причинам не выполняющие учебный план. Даже в самых трудных случаях кафедре, как правило, удается найти конструктивное решение вопроса, и в этом большую роль играет огромный педагогический и жизненный опыт Ирины Вячеславовны. То, что на кафедре космических лучей со студентами работают и “возьются”, — факт хорошо известный в студенческой среде, что привлекает на кафедру многих серьезных студентов. Но любителям получить диплом, по возможности “не прикладывая рук”, такая практика вовсе не нравится. Поэтому они распускают слухи о том, что на кафедре трудно учиться. Эти слухи Ирина Вячеславовна воспринимает болезненно. Она подчеркивает необходимость дифференцированного отношения к студентам, ценит тех из них, кто умеет хорошо “работать руками” в лаборатории. Неоправданная строгость преподавателей на экзаменах и зачетах также не поощряется. “Все сомнения должны разрешаться в пользу студента”, — любит говорить Ирина Вячеславовна.

Руководство кафедры много внимания уделяет кафедральным спецкурсам, стремясь к тому, чтобы их перечень и содержание с одной стороны давали бы возможность успешного освоения материала студентами, специализирующимися в области эксперимента, а с другой — отражали бы самое современное состояние науки и обеспечивали основательную подготовку студентов по фундаментальным и прикладным дисциплинам. В случае необходимости для чтения лекций приглашаются ведущие специалисты НИИ-ЯФ, ГАИШ и. т.д. Такой подход позволил кафедре подготовить большое число способных молодых физиков, для которых кафедра явилась стартовой площадкой на пути в большую науку.

Бережное и внимательное отношение обеспечено на кафедре, впрочем, любому студенту. Здесь также надо отметить в первую очередь заслугу Ири-

ны Вячеславовны, которая находит время для бесед с научными руководителями студентов, призывает базовые лаборатории кафедры материально помогать студентам.

Еще одна характерная черта Ракобольской – четкий контроль за исполнением решений. Ирина Вячеславовна имеет личную память. Она прекрасно знает и помнит все перипетии и коллизии, связанные с учебным процессом на кафедре, совершенно нереально надеяться (а иногда так хочется!) на то, что Ирина Вячеславовна забудет о ранее данном тебе устном поручении.

Надо заметить, что неутомимая работа по контролю над учебным процессом на кафедре всегда протекает у Ирины Вячеславовны на фоне ее невероятной загруженности другими делами. Вспоминаю, как приходилось напрягаться, когда во внеурочное время надо было срочно с ней связаться. Необходимо, прежде всего, сообразить, где сейчас она находится – в лаборатории НИИЯФ, которой она руководила не один десяток лет, или на приеме посетителей, что проводился ею в качестве декана факультета повышения квалификации МГУ. Она могла заседать также в Женсовете МГУ, председателем которой она была избрана, или просто быть дома, занимаясь подготовкой нового издания своей книги. Откуда Ирина Вячеславовна черпала силы, успешно работая по столь многим направлениям, – для меня всегда оставалось загадкой.

... Перечитывая написанное, понимаю, что простое перечисление деловых качеств Ирины Вячеславовны не позволяет составить ее литературный портрет. Рассеянно скользя взглядом по книжным полкам домашней библиотеки... Вот ее учебник по ядерной физике, особенно популярный у студентов-“нефизиков”. Почему-то взгляд останавливается на книге, стоящей на совсем другой полке – “Бегущая по волнам”. Что общего у Ирины Вячеславовны, на первый взгляд являющейся воплощением трезвого прагматизма, с романтическими героинями Грина? Это общее – романтика, присущая характеру Ирины Вячеславовны.

“А все-таки наша кафедра – самая лучшая!” – иногда вырывается у нее. И мы, преподаватели кафедры, с этим согласны. Это мнение отражает не завышенную самооценку, а замечательный “климат”, царящий в коллективе кафедры, в котором сочетаются внимание, доброжелательность, домашнее “тепло”, а подчас и романтическая приподнятость. Это позволяет многим преподавателям считать наш кафедральный коллектив своей большой семьей. Роль Ирины Вячеславовны в этой семье совершенно очевидна. Она следит за тем, чтобы ветеранов кафедры не обижали “во внешних инстанциях”. Но особенно внимательна она к молодым кадрам кафедры. “Отряд” молодых доцентов, бывших выпускников кафедры в значительной мере обязан своим нынешним статусом усилиям Ирины Вячеславовны.

А кафедральные чаепития? Почти каждую неделю мы – преподаватели кафедры, представители небогатого сословия, купаемся в роскоши – роскоши человеческого общения. Украшением этих бесед являются рассказы Ирины Вячеславовны и Георгия Тимофеевича. Но настоящие праздники в кафедральном чай-клубе бывают тогда, когда Ирина Вячеславовна угощает

нас испеченными ею тортами. Эти торты – настоящие произведения искусства! Нужно быть, по крайней мере, Гоголем, чтобы дать представление об этих шедеврах кулинарии. Кстати, кулинарная школа Ирины Вячеславовны успешно развивается на нашей кафедре, не уступая в популярности научной.

Вспоминается одно кафедральное мероприятие в конце эпохи перестройки, когда мы всей кафедрой отправились на выставку в музей изобразительных искусств им. А. С. Пушкина. Поездка на транспорте и стояние в очереди позволили мне в полной мере насладиться беседой с Дмитрием Павловичем Линде – мужем Ирины Вячеславовны. Я смог лучше познакомиться с этим интересным, глубоким человеком, лучше представить себе семью Ирины Вячеславовны, Эта семья равнодушна к искусству и имеет превосходную коллекцию записей лучших вокалистов мира.

... Вот еще одна научно-популярная книга из домашней библиотеки. В ней есть строки, посвященные Ирине Вячеславовне и Дмитрию Павловичу. Но, пожалуй, главный герой этой книги – их сын. “Выросший в семье профессоров” Андрей Дмитриевич Линде стал одним из ведущих космологов мира. Мне приходилось слушать публичные лекции Андрея Дмитриевича и у меня сложилось впечатление, что он в своем творчестве не избежал семейного влияния. В частности, результаты расчетов в лекциях были представлены в виде красочных цветных слайдов, напоминавших застывшую цветомузыку. Я не знаю, любит ли Андрей Дмитриевич музыку, но в его компьютерной графике было что-то от феерических тортов Ирины Вячеславовны.

Может возникнуть вопрос – а нет ли на кафедре космических лучей культа Ирины Вячеславовны? Да. Такой культ есть. А как может быть иначе у такого харизматического лидера?! Но если серьезно – Ирина Вячеславовна действительно пользуется огромным авторитетом и уважением у преподавателей и учащихся.

Помню самодеятельный концерт, который дали в ее честь студенты и аспиранты кафедры в один из погожих майских дней. Под аккомпанемент гитар они исполняли песни, написанные на фронтовую тематику. Это было волнующее и трогательное зрелище.

Авторитет руководства, тем не менее, не исключает возможности обмена мнениями и даже острых дискуссий при обсуждении на кафедре тех или иных вопросов. Эти дискуссии зачастую инициируются самой Ириной Вячеславовной, которой хочется знать “глас народа”. Нередко ей приходится выслушивать критические замечания в свой адрес. Я, например, не раз говорил ей, что не могу понять ее неприязни к словосочетанию “высокие энергии” (такого научного направления нет в официальных бумагах кафедры). Это обстоятельство кажется особенно странным, если учесть, что основные работы Ирины Вячеславовны выполнены в этой области физики. Вероятно, одной из главных причин такой аномалии является великая преданность Ракобольской космическим лучам”, космическому аспекту этой научной дисциплины.

Область интересов Ирины Вячеславовны применительно к учебному процессу и людям, в него вовлеченным, далеко выходит за рамки кафедры.

Здесь ее деятельность часто имеет общеуниверситетский характер. В последние годы, в частности, она добивалась улучшения бытовых условий молодежи, проживающей в главном здании МГУ. Много усилий затрачено ею для корректировки подходов к программе магистерского обучения студентов, где на разных уровнях было принято много сырых”, нереалистичных решений. Близко к сердцу приняла Ирина Вячеславовна проблемы старшекурсников физического факультета, возникшие на определенном этапе в связи с перекосами в “языковом” обучении. Здесь она также выступила со встречными инициативами. Свою точку зрения по этим и другим вопросам она отстаивала на Ученом Совете и общеуниверситетских форумах.

Таких настойчивых инициативных людей часто (не без иронии) называют “бегущими впереди паровоза”. К Ирине Вячеславовне эта затасканная метафора вовсе не подходит. Во-первых, ее успехи заставляют отнестись к ней с уважением и без всякой иронии. Во-вторых, человек, бегущий впереди паровоза, ничуть не может изменить курс этого транспортного средства. Поэтому в данном случае, как нельзя лучше, годится поэтический образ – “бегущая впереди корабля”.

Накануне ее юбилея хочется пожелать Ирине Вячеславовне дальнейших успехов в ее многогранной, кипучей деятельности. Но главным является пожелание крепкого здоровья, чтобы и впредь она легко бежала по жизненным волнам, помогая прокладывать путь тому кораблю, который мы называем Московским Университетом.

И.В. РАКОБОЛЬСКАЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ «ПАМИР»

В 1971 г. была начата работа по развёртыванию больших рентгеноэмульсионных камер (РЭК) в горах Памира на высоте 4400 м с целью регистрации спектров и семейств частиц вторичных космических лучей на горных высотах. Эти исследования были начаты вслед за подобными экспериментами на горах Норикура и Фудзияма в Японии и на г. Чакалтайя в Боливии (Анды). Работы по эксперименту «Памир» велись силами советско-польского сотрудничества, которое объединяло 8 советских институтов (НИИ-ЯФ МГУ, ФИАН (головная организация) и ИЯИАН в Москве, физические институты в Тбилиси, Ташкенте, Алма-Ате, Душанбе, Ереване) и 3 польских группы (из Лодзинского университета, Краковского университета и Высшей педагогической школы в Кельце). Впоследствии к этим исследованиям присоединились и японские физики. Созданная на Памире установка выдавала результаты более 20 лет, а анализ полученных данных продолжается и по сию пору.

Масштабы памирского эксперимента оказались уникальными на мировом уровне по величине площадей экспонируемых камер и по объёму полученного материала.

В НИИЯФ МГУ памирской тематикой были заняты 3 группы: экспериментальная группа под руководством И. В. Ракобольской и Е. А. Мурзиной и научные сотрудники из лабораторий И. П. Иваненко и Г. Б. Христиансена, занимавшиеся соответствующими теоретическими расчетами. Конечно, сердцем этой работы была экспериментальная группа, являвшаяся в то время одной из наиболее сильных и многочисленных в сотрудничестве «Памир». Так как методика рентгеноэмульсионных камер (РЭК) была близка И.В. Ракобольской после успешно проведённых ею мюонных исследований, то именно памирская группа НИИЯФ МГУ оказалась на передовых позициях в сотрудничестве в освоении новой для того времени методики РЭК, в применении к исследованию космических лучей на горах и в разработке множества встающих перед физиками методических вопросов. Описание этих методических проблем и сопутствующих тонкостей в обработке и истолковании экспериментальных данных вряд ли уместно в этом очерке, но любой исследователь знает, что «дьявол сидит в мелочах», и таким образом успех экспериментальной работы зависит от успешного и грамотного разрешения множества мелких задач. В этом плане очень важными оказались и большой методический опыт, накопленный Ириной Вячеславовной, в совокупности с её железной волей к «чистой» работе, и её необыкновенные организационные способности. Одним из важных этапов в работе памирского сотрудничества стало использование на Памире по предложению И. В. Ракобольской глубоких свинцовых РЭК. Квазикалориметрический режим работы таких установок позволил не только решить более точно задачу определения энергии частиц, но и привёл в результате к возможности

исследования новых и важных физических явлений: регистрации динно-пробежных частиц в тяжелом веществе (свинце), экспериментальному подтверждению эффекта Ландау-Померанчука-Мигдала, обнаружению выстроенности энергетически выделенных центров в гамма-адронных семействах и прогрессу в ряде других вопросов. Анализ этих экспериментальных результатов подкреплялся необходимыми теоретическими расчётами, проведёнными сотрудниками лаборатории И. П. Иваненко, тесно контактирующими с экспериментаторами. Все это дало весомые научные результаты, открывающие список основных успехов всего памирского сотрудничества, полученных после многих лет напряжённых и объёмных исследований.

Теперь, оценивая важность и успешность тех или иных физических результатов, легче судить, какие шаги на протяжении долгой деятельности памирского сотрудничества были удачными, а какие — не очень. В начале памирской работы много времени и усилий было потрачено на «пробы и ошибки» и на медленный процесс отработки методики. С другой стороны, это был период наиболее дружной и коллективной работы всех участников сотрудничества «Памир». Два раза в год проводились рабочие совещания сотрудничества, которые проходили в интересных и живописных местах: в Средней Азии, на Кавказе, в Польше. Жаркие научные дискуссии велись под ореховым деревом в предгорьях Памира, у плотины на Медео, на пляже под пальмами в Пицунде, на горе Арагац, в польских Татрах и т.д. Это был период, когда все были моложе, и на всё хватало и энтузиазма, и времени, и денег.

На этих встречах особенно хорошо виделось то, как организационное влияние Ирины Вячеславовны стихийно охватывало максимально доступную область. Стоило, например, участникам совещания, застигнутым ливнем во время экскурсии в Хаджи-Оби-Гарм (окрестности Душанбе), столпиться под крышей какой-то беседки, и вот уже представители разных республик, чтобы скоротать время, начинают выступать со своими песнями и танцами под руководящими усилиями Ирины Вячеславовны. По её инициативе при другой встрече были написаны и исполнены «девочками НИИЯФ» частушки о каждом из лидеров «Памира», надолго запомнившиеся учёным коллегам. А о самой Ирине Вячеславовне народное творчество молвило:

В коллаборации советско-польской
Нет имени грознее Ракобольской.
За ней стремится, Бог не даст соврать,
Вся добровольцев-ракобольцев рать.

Шло время. У Памирского сотрудничества завязались тесные научные связи с японскими физиками, особенно с Японско-Бразильской коллаборацией. Началась эпоха перестройки. Советско-польское сотрудничество плавно переросло в российско-польско-японский эксперимент на Памире с теми же основными научными целями. И здесь памирская группа НИИЯФ МГУ нашла своё достойное место. В рамках договора с крупнейшим част-

ным университетом Японии Васэда развивалась активная и плодотворная совместная деятельность по обработке и анализу данных глубоких свинцовых камер.

Это многолетнее тесное и по-настоящему партнерское взаимодействие ученых НИИЯФ МГУ с физиками из Университета Васэда оказалось замечательным фундаментом для дальнейшего развития связей между сотрудниками МГУ и японскими исследователями. Вряд ли такое продолжение было бы возможно без предварительно завоеванных российской стороной доверия и уважения со стороны японских физиков, В целом, опасения японцев встретиться с недобросовестным партнёрством в России, к сожалению, в наше время не лишены оснований. В данном же случае в последние годы в НИИЯФ МГУ появилось несколько новых тем японско-российского сотрудничества в области физики космических лучей. И в некоторых этих работах по-прежнему принимает участие И. В. Ракобольская.

Многая лета! — как говаривали встарь.

ЛЕГЕНДА

Ирина Вячеславовна Ракобольская — это легенда. Каждый студент, приходящий на кафедру космических лучей физфака МГУ, узнает, что руководит кафедрой легендарная женщина — начальник штаба женского летного полка. Как правило, в какой-то момент студент попадает на встречу с ней, где она рассказывает (невероятно интересно) о своей военной жизни. На одной из таких встреч я поняла, что та, прошлая военная жизнь была столь значительной и весомой для Ирины Вячеславовны, что ее последующая — очень насыщенная и блестящая по всем меркам жизнь, никогда не сможет затмить невероятный энтузиазм и великую цель, которые были у тех военных девочек.

Возможно, именно это оставило печать на выборе научных направлений, которые инициировала и возглавляла Ирина Вячеславовна: мюонный эксперимент с установкой, расположенной глубоко под землей в Московском метрополитене, и многослойные свинцовые камеры эксперимента “Памир”, расположенные высоко в горах, — самые глубокие и самые большие по площади в мире (для такого типа установок) — тысячи тонн свинца, квадратные километры рентгеновских пленок, тысячи событий, отобранных и просмотренных в микроскоп глазами девочек, уже других девочек, — которых она сумела увлечь на этот еще один подвиг.

Ирина Вячеславовна очень хорошо выделяет наиболее интересные задачи. И если ей это кажется нужным и важным, ничто не может остановить ее. Мы, девочки, конечно, периодически ныли и “взбрыкивали”, очень уж этот труд был “китайским”. Однако, по прошествии многих лет оказалось, что нам удалось именно с этим типом установок и благодаря “китайскому” труду получить целый ряд результатов, которые принципиально не могли быть получены на других камерах.

Но Ирина Вячеславовна не только приучала нас к труду, но и воспитывала во всех остальных направлениях. Как она умеет править тексты статей, благодаря великолепному знанию русского языка и чувству речи. Попробуй-ка при ней сказать русское слово с неправильным ударением! И уж, конечно, каждая женщина в нашей лаборатории знает с десяток кулинарных рецептов от Ирины Вячеславовны. А как воспитать двух отличных сыновей? Очень просто! Нужно только спросить у Ирины Вячеславовны.

Один раз, когда мы были с ней в командировке в Токио, к нам на ужин попал русский аспирант, окончивший кафедру космических лучей. Он был просто очарован Ириной Вячеславовной. Она кормила его чем-то очень вкусным, лечила ему руку и расспрашивала обо всем. Проведя вечер с нами, он потом мне сказал: “Я думал, профессор Ракобольская — это очень страшно, а оказывается, она как родная мама”. Есть и другой аспирант, не москвич, для которого Ирина Вячеславовна пробивала прописку и жилье в Москве, чтобы оставить на работе в МГУ. Сколько сил она потратила на это, но доби-

лась, действительно, как родная мама. Очень много молодых сотрудников, жизнь которых она обустроила, искренне благодарны ей за это.

Ирина Вячеславовна — для всех нас пример. Ее сила и энтузиазм, воля и способность мгновенно принимать правильные решения, невероятная выносливость относительно заседаний и семинаров, всегда восхищающие нас, никакого нытья и пессимизма, даже когда она или ее близкие заболевают, стимулируют нас на новые подвиги.

Не успев закончить эксперимент “Памир”, мы тут же начали новый, еще более трудоемкий эксперимент RUNJOB с уже даже не “китайским”, а “японским” трудом — надо не только найти тысячу событий, но и пересчитать треки в них. Но мы выстоим! Мы воспитаны Ириной Вячеславовной!

Одна из выстоявших девочек и учениц Л.Г. Свешникова

ЧЕТВЕРТЬ ВЕКА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ “ПАМИР” ...

Впервые я услышал об Ирине Ракобольской, еще когда учился на физическом факультете МГУ. Несмотря на трудности учебы, она активно занималась общественной деятельностью — была членом вузкома комсомола. Ее имя было окружено героическим ореолом. Еще бы! Эта девушка прошла всю войну в составе женского полка ночных бомбардировщиков, а теперь продолжала учебу на физическом факультете.

Потом наши пути разошлись, я работал в ФИАНе, она — в Московском университете.

В памяти возникает еще один интересный момент. Это было в 1965 году во время Международной конференции по космическим лучам в Лондоне. Министром образования Англии был устроен прием для участников конференции, который проходил в известном дворце на Даунинг стрит, 9. Заметив, что Ирина Ракобольская окружена группой оживленно беседующих иностранцев, я подошел узнать, не нужна ли помощь в объяснении на английском языке. Оказалось, что среди присутствующих находится известный ученый — космик Дж. Эллиот, который во время второй мировой войны воевал против фашистов. С. Н. Вернов, который был главой нашей делегации, представил Ирину Вячеславовну как участницу войны — начальника штаба легендарного авиационного женского полка. Это и вызвало такое оживление и все собравшиеся вокруг английские физики высказывали свое восхищение героизмом и отвагой советских летчиц.

Наше тесное сотрудничество с Ириной Ракобольской началось примерно в 1970 году, когда у меня зародилась идея использовать для изучения ядерных процессов при сверхвысоких энергиях рентгеноэмульсионную методику на высотах гор, в частности, на Памире. Для проверки возможности такого эксперимента был необходим листовой свинец особого проката. Ранее такой свинец был использован группой И. В. Ракобольской в мюонном эксперименте МГУ. Ирина Вячеславовна поняла большие перспективы эксперимента на горах и, посоветовавшись с Г. Т. Зацепиным, активно поддержавшим идею такого эксперимента, предоставила около 40 тонн свинца.

С этого пробного этапа и начался эксперимент “Памир”, продолжавшийся четверть века и давший много важных и красивых результатов.

Сама Ирина Вячеславовна возглавила научную группу МГУ, активно участвующую в этом эксперименте. Особое внимание она направила на методические проблемы, возникшие при применении рентгеноэмульсионных камер к регистрации частиц, образованных в ядерно-каскадном процессе. Ее группой были успешно решены проблемы влияния зазора между поверхностью свинца и рентгеновской пленки на величину измеряемой энергии, подтверждено существование эффекта Ландау-Померанчука-Мигдала при сверхвысоких энергиях, проведена абсолютная калибровка метода измерения энергии по величине массы $\mu 0$ -мезона, показавшая, что отсутствуют какие-либо систематические ошибки в измерении энергии, а сама ошибка составляет примерно 20–30 процентов.

Несомненной заслугой Ирины Вячеславовны явилось то, что она привлекла к участию в эксперименте “Памир” сотрудников лаборатории И. П. Иваненко – Т. М. Рогановой, которые выполнили большой объем теоретических работ, необходимых для обработки результатов эксперимента и их интерпретации.

И.В. Ракобольской была предложена конструкция глубоких свинцовых камер, и на этом пути удалось получить интересные результаты, которые и до сих пор входят в число главных достижений эксперимента “Памир”. В частности, было обнаружено, что на глубине свинца больше 50 сантиметров наблюдается избыток электронно-фотонных каскадов. Их происхождение до сих пор не установлено. Либо они возникают в результате образования в верхних слоях вещества чармированных частиц, продукты которых, распадаясь на гамма-кванты и электроны, дают начало таким каскадам. В этом случае необходимо допустить, что сечение рождения Λ -частиц и D -мезонов аномально большое, почти в 10 раз больше, чем можно ожидать из экстраполяции ускорительных данных. Другое объяснение еще более экстравагантное и состоит в том, что необходимо допустить существование новых, не известных и не наблюдавшихся на ускорителе адронов, сечение взаимодействия которых с ядрами свинца почти в 10 раз меньше, чем ядерное.

Для решения этой проблемы был предложен специальный эксперимент – на Памире установлена конструкция с воздушным зазором, в которой слои рентгеновской пленки со свинцом должны быть разделены промежутком в 2,5 метра. Есть уверенность, что этот эксперимент даст ответ на вопрос о природе проникающих частиц.

Методика глубоких свинцовых камер дала существенный вклад в изучение компланарного разлета частиц. Было показано, что компланарно разлетаются не только гамма-кванты высокой энергии, но и адроны, регистрация которых приводит к увеличению доли компланарных событий, регистрируемых свинцовыми камерами, по сравнению с данными углеродных камер, у которых эффективность регистрации адронов меньше.

Интересные результаты получены также при анализе событий, содержащих “гало”, которые генерируются узкими пучками частиц большой плотности. Ряд таких событий можно описать как развитие чисто электронно-фотонного каскада сверхвысокой энергии в атмосфере, упавшего на рентгеноэмульсионную камеру.

В результате этой деятельности в университетской группе было защищено около 10 кандидатских диссертаций и готовятся к защите 2 докторских, количество публикаций по результатам эксперимента “Памир”, в которых участвовала университетская группа, переваливает за сотню.

Кроме научных достижений более четверти века работы в эксперименте “Памир” запомнились горячими обсуждениями и спорами, в которых рождалась не только истина, но и дружба, новыми знакомствами, интересными поездками.

В заключение хочется поздравить Ирину Вячеславовну со славным юбилеем и пожелать ей больших успехов в дальнейшем.

**И.В. РАКОБОЛЬСКАЯ –
ДЕКАН ФАКУЛЬТЕТА ПОВЫШЕНИЯ КВАЛИФИКАЦИИ
ПРЕПОДАВАТЕЛЕЙ ВУЗОВ**

В декабре 1966 года приказом Минвуза СССР был создан в Московском университете факультет повышения квалификации преподавателей ВУЗов, Его деканом назначили Ирину Вячеславовну Ракобольскую. За очень короткий срок, благодаря ее организаторскому опыту, уже к началу марта 1967 г., все было готово к первому приему слушателей ФПК: организована работа деканата, научно-методического Совета, куда вошли заместители деканов факультетов и ведущие преподаватели, разработана структура ФПК, распределены преподавательские и учебно-вспомогательные штаты, выделенные Минвузом для ФПК, составлены учебные планы и программы, началось издание учебно-методической литературы для слушателей.

Первый набор насчитывал 350 слушателей, и обучались они на шести естественных факультетах. Энтузиазм, энергия, ответственность Ирины Вячеславовны за порученное новое дело передавались сотрудникам деканата. Четко отлаженная работа с факультетами через научно-методический Совет и инспекторов отделений ФПК приносила положительные результаты и благодарность слушателей. Факультет быстро развивался и к 1971 г. были созданы отделения ФПК уже на 15 факультетах университета, и прием осуществлялся по 130 специальностям, тогда же начался прием на стажировку, С 1972 года появилась новая форма работы. ФПК МГУ совместно с Минвузом СССР стал организатором семинаров по повышению квалификации руководящего состава высшей школы: ректоров, проректоров, деканов, заведующих кафедрами. ФПК МГУ был первым и самым крупным в стране. Опыт его организации воспользовались многие вновь создаваемые факультеты повышения квалификации как в Москве, так и в республиканских университетах, и в ряде стран содружества: Болгарии, Венгрии, Кубе.

В 1975 году И.В. Ракобольская награждена Золотой медалью ВДНХ “За разработку структуры ФПК, внедрение передового опыта работы советских и зарубежных ВУЗов, установление научных связей и осуществление научно-методической помощи 270 ВУЗам страны”. Так были отмечены первые годы работы И. В. Ракобольской в системе повышения квалификации преподавателей вузов.

Нельзя не упомянуть и о работе по повышению квалификации преподавателей Московского университета. Этому вопросу Ирина Вячеславовна уделяла много внимания и регулярно контролировала выполнение планов повышения квалификации преподавателей МГУ. Ее доклады на заседаниях ученого Совета МГУ содержали анализ работы факультетов в этом направлении и способствовали лучшей ее организации.

Энергия и организованность Ирины Вячеславовны позволяли ей сочетать руководство ФПК с большой педагогической и научной работой, написанием докторской диссертации и успешной ее защитой. Я, свидетель этого периода жизни и деятельности Ирины Вячеславовны, не переставала удивляться ее работоспособности, деловой хватке, умению беречь время, таланту подбирать кадры. Она умела создать такие отношения в коллективе деканата, что все работали слаженно, дружно. Надо отметить важные черты характера Ирины Вячеславовны: с одной стороны, четкость распоряжений, требовательность к сотрудникам, с другой – желание поощрить за хорошую работу. Многие преподаватели и сотрудники факультетов и деканата ФПК были по инициативе Ирины Вячеславовны награждены нагрудными знаками “За отличные успехи в работе в области высшего образования”, “Отличник просвещения”, грамотами Минвуза, ректора МГУ.

Особенную способность общаться с людьми можно было наблюдать во время ее выступлений перед слушателями на собраниях, посвященных началу занятий, которые проходили в актовом зале МГУ. Перед громадной аудиторией в 1500 человек ее простая, яркая речь с живыми примерами, четким изложением материала об условиях обучения, требованиях к обучающимся, была пронизана доброжелательностью к слушателям и всегда воспринималась ими весьма положительно.

Для многих из нас, сотрудников деканата, Ирина Вячеславовна являлась примером не только отличного руководителя, который мог и похвалить и поругать, а если переборщит в последнем, то и извиниться, но прежде всего удивительного человека и женщины. У каждого из нас случались жизненные проблемы, и она умела дать мудрый совет, успокоить, подбодрить. Преподносила и уроки кулинарного искусства, щедро делясь не только рецептами оригинальных кушаний, но давая возможность “продегустировать”. Каждый праздник удивляла нас чем-то новым: то тортом, то желе, то другими вкусными вещами. Однажды пригласила нас в обеденный перерыв к себе домой и показала, как за 30 минут можно приготовить обед на 6 человек, имея некоторые полуфабрикаты в холодильнике.

Вспоминается мне и совместный отдых с Ириной Вячеславовной в январе в Крыму. И там она не могла полностью переключиться на отдых: продолжала работать над курсом лекций по ядерной физике. Становилось понятным, каким образом может человек успевать столько делать.

Работу декана факультета повышения квалификации МГУ И. В. Ракобольской Минвуз СССР оценивал очень высоко. Она была активным участником семинаров деканов ФПК, которые Минвуз проводил регулярно и не только в Москве. ФПК МГУ поддерживал тесные связи с университетами страны, путем обратной связи изучал эффективность своей деятельности, степень влияния МГУ через слушателей на работу ВУЗов, внедрения полученных знаний в учебную, научную

и воспитательную практику. В своих докладах и выступлениях на этих семинарах Ирина Вячеславовна щедро делилась накопленным опытом. Деканы ФПК различных Вузов приезжали к ней и на индивидуальные консультации в МГУ.

За 23-летний период работы И. В. Ракобольской на ФПК МГУ на факультете прошли обучение более 60 тысяч преподавателей ВУЗов, 20 тысяч человек руководящего состава высшей школы, 3 тысячи специалистов народного хозяйства. Цифры говорят о масштабах деятельности ФПК и его бессменного руководителя И. В. Ракобольской.

С полным основанием можно говорить о том, что И. В. Ракобольская была не только деканом ФПК МГУ, но являлась активным участником создания системы повышения квалификации преподавателей вузов и ее совершенствования.

“ЖЕНСКИЙ ОТВЕТ” И.В. РАКОБОЛЬСКОЙ: 10 ЛЕТ СОЮЗУ ЖЕНЩИН МГУ

Начало Перестройки в Советском Союзе ознаменовало начало многих значительных изменений в общественной и политической жизни. Казалось бы, среди таких изменений, возрождение женского движения вовсе не является тем событием, о котором мы говорим в первую очередь. Однако, именно оно может быть признано концентрированным выражением сути происходивших процессов обращения к человеческой личности, к насущным проблемам современности. И одним из важнейших, на наш взгляд, аспектов изменений стало возвращение к рассмотрению общества, состоящего не из абстрактных человеческих существ, а конкретных женщин и мужчин.

У истоков возвращения к такому пониманию человеческого сообщества стало создание в Московском государственном университете в 1987 году женсовета МГУ, главной задачей которого становилась “помощь женщинам в их творческом и профессиональном росте”. Руководителем женсовета стала Ирина Вячеславовна Ракобольская, профессор, доктор наук, ветеран знаменитого женского авиационного полка, декан факультета повышения квалификации МГУ – самая известная, авторитетная и уважаемая женщина в Московском Университете. Только авторитет и известность масштаба И. В. Ракобольской могли превратить одну из перестроечных задумок, к слову, достаточно непопулярную, в реальное дело, существующее до сих пор.

Благодаря ее энтузиазму, таланту организатора, опыту работы в коллективе, человеческой чуткости, умению разбираться в людях и привлекать их способности на общее дело новая организация заявила себя как жизнеспособная и необходимая университету. Женсовет сплотил вокруг себя многих энергичных женщин с различных факультетов и подразделений. Инициатором и непосредственным организатором была Ирина Вячеславовна; от юридического оформления самого совета – процедуры достаточно трудоемкой по тем временам – до стратегического руководства организовавшимся чуть позже союзом женщин МГУ.

В трудных для вузовской интеллигенции, в особенности женской ее части, экономических условиях нашего времени первоочередной задачей женсовета Ирина Вячеславовна Ракобольская считала отстаивание экономических прав женщин-преподавателей и научных сотрудников. После неоднократного обращения женсовета в Госкомитет по труду и социальным вопросам было получено разрешение преподавателям и научным сотрудникам вузов работать с сохранением пенсии, распространявшееся до этого лишь на рабочих, только активное личное вмешательство Ирины Вячеславовны помогло положительному решению Госкомобразованию проблем длительности отпусков научных сотрудников ВУЗов и ограничений возраста при конкурсе на должности профессорско-преподавательского состава.

Дополнительная специальность для университетских женщин в условиях экономического кризиса в масштабах всей страны и реорганизации факультетов в масштабах университетов становится одним из источников повышения доходов семьи. Именно эту цель приобретения практически ориентированного образования имела в виду Ирина Вячеславовна, предлагая идею центра обучения и переобучения. Центр давал знания и навыки в области бухгалтерии, компьютерной грамотности, рукоделия, парикмахерского искусства. Самыми востребованными, по которым готовят и сейчас, оказались специальности бухгалтеров и пользователей персональным компьютером.

Ирина Вячеславовна была инициатором и обращения женсовета к ректору МГУ о предоставлении всем работающим женщинам дополнительно одного дня отдыха ежемесячно с сохранением заработной платы. Ректор МГУ В.А. Садовничий с пониманием отнесся к предложению женсовета и приказ о дополнительном дне существует в университете до сих пор.

Облегчение быта и домохозяйственного труда – традиционная прерогатива деятельности женсоветов. Ирина Вячеславовна добилась участия женщин в проверке работы университетских общежитий, столовых и кулинарий, обратила внимание на отсутствие специальных – недорогих и доступных для преподавателей и студентов – магазинов. Много личной энергии, силы своего обаяния и доказательной аргументации Ирина Вячеславовна отдала проекту открытия мелкооптового продовольственного рынка около станции метро “Университет”, прямо напротив Главного здания МГУ, районе, где находится много преподавательских университетских домов. Смысл открытия такого рынка не только в близости учебных корпусов и общежитий, но и в доступности цен на продовольственные товары. По инициативе Ракобольской организована и комиссионная торговля, рассчитанная прежде всего на малоимущие студенческие семьи: детские вещи, обувь, бытовые приборы можно сдать или приобрести непосредственно в Главном здании при минимальных комиссионных сборах. Кроме этого устраиваются ярмарки дешевых товаров и чисто благотворительные акции: распределение белья и детского питания для студенческих семей.

Семьи университетских преподавателей, сотрудников, аспирантов и студентов – семьи, по мнению Ирины Вячеславовны, способные воспитать замечательное молодое поколение, грамотное, интеллигентное и высоко нравственное. Но именно такие семьи на сегодняшний момент переживают значительные трудности и требуют помощи. Ирина Вячеславовна сама воспитывала двух сыновей в студенческие и аспирантские годы и поэтому особенно хорошо понимает все проблемы молодой семьи.

К Ирине Вячеславовне можно было прийти с любой проблемой, и она всегда старалась помочь. При союзе несколько лет работала бесплатная психологическая консультация по проблемам детско-родительских отношений. Замечательной традицией стал Праздник семьи, проводимый в Доме Культуры ежегодно в мае для всех университетских семей с детьми – с бесплатными подарками, сладостями и воздушными шариками для детей, красочным

представлением в большом зале Дома Культуры, веселыми играми и конкурсами в фойе, показом мультфильмов, экскурсией в Музей землеведения МГУ и распродажей поделок женского рукоделия.

Объектом специального внимания союза женщин стали женщины-участницы Великой Отечественной войны, сотрудницы университета. Задушевные встречи в союзе женщин, праздничные концерты и повседневный интерес к нуждам ветеранов — все это создает особую атмосферу их защищенности и уважения к ним. Сегодня в этом нуждаются все университетские женщины, Поэтому женсовет поддержал существующую традицию встречи ректора университета с женщинами по случаю празднования 8 марта, но предложил сделать ее более демократичной и человечной. Когда Ирина Вячеславовна и возглавляемый ею союз женщин взялся за организацию этих ежегодных встреч, то возможность встретиться и обсудить с ректором свои проблемы в неформальной — теплой и сердечной — обстановке праздничного приема получили женщины, представляющие разные сферы университетской жизни. Сначала были приглашены старейшие преподавательницы и сотрудницы университета, почетные профессора и академики, на следующий год — молодые женщины-ученые, надежда университета и вузовской науки, затем, в связи с пятидесятилетием Великой Победы — участницы Великой Отечественной войны. В разные годы приглашались работники наших научных библиотек, секретари ученых советов факультетов и институтов МГУ, женщины, получившие звание заслуженного профессора, доцента, научного сотрудника МГУ. Особо трогательной была встреча инспекторов учебных частей факультетов, на которой В. А. Садовничий вновь встретился с инспектором своего курса.

Организуя работу союза женщин, продумывая новые возможные дела, Ирина Вячеславовна и здесь подошла к вопросу со всей глубиной академического ученого.

Удивительно, как Ирина Вячеславовна, направляя работу собственной лаборатории, читая общие лекционные курсы на своем факультете, активно участвуя в деятельности ученых советов различных уровней, успевала возглавлять союз женщин, и не просто успевала — у нее хватало творческих сил и оптимистичного настроения на все мероприятия союза, терпения и такта — на возникавшие внутренние проблемы женской организации. Будучи председателем, она поддерживала уже существующие проекты и придумывала новые, старалась привлечь новых энтузиастов, переживая недостаточную информированность женщин о деятельности союза, и вникала в проблемы и бытовые заботы своих старых коллег по женсовету. Ирина Вячеславовна всегда создает вокруг себя не только жизнедеятельную и “боевую” атмосферу, но и удивительно добрую и человечную, в частности, на заседаниях Совета — одновременно деловую и доверительную. Может быть, это был первый современный клуб университетских женщин, почти таких же сильных, умных и красивых, как и Ирина Вячеславовна, но таких незащищенных.

Сегодня, когда Совет возглавляет другая замечательная женщина МГУ, профессор Галина Александровна Китайгородская, Ирина Вячеславовна

Ракобольская по единогласному решению женщин МГУ остается Почетным председателем союза женщин. На нее, самую сильную, умную и красивую, легла миссия сформулировать и первой ответить в МГУ на “женские вопросы”. “Спросите у Ракобольской!” – Ирина Вячеславовна, действительно, знает ответ на любой вопрос: кого пригласить вести компьютерные курсы, где взять бесплатные подарки на День Семьи, как быстро испечь вкусный пирог, чем вылечить ребенка, какие прививки делают домашним животным и как найти время на докторскую диссертацию.

О ПЕРВЫХ ПРЫЖКАХ С ПАРАШЮТОМ

Мы познакомились с Ириной Ракобольской в 1938 году на первом курсе физфака МГУ. Мы учились в одной группе и много времени проводили вместе. Мы мечтали о биофизике и хотели в дальнейшем серьезно заняться ее проблемами.

Наша студенческая жизнь была веселой и интересной, много внимания мы уделяли походам и занятиям в разных секциях, студенческим вечерам и танцам. В те предвоенные годы тревога за благополучие и безопасность нашей страны приводила всех нас, студентов, к тому, что мы были увлечены овладением самых различных воинских профессий.

Кроме профессии пулеметчика, нам захотелось еще вступить в парашютную секцию. В этой секции мы фактически занимались с осени и готовились к зимним прыжкам с самолета в 1940–41 годах. Конечно, знали об этом лишь близкие друзья, а от родителей свои занятия мы тщательно скрывали, боясь причинить им немалые волнения в день совершения прыжков. Хорошо помню, как по воскресеньям, несмотря на слякоть и оттепель, мы уверяли своих родителей в том, что едем “кататься на лыжах”. Мой отец однажды так прямо и сказал нам: “Конечно, я понимаю, какое удовольствие принесет вам хождение на лыжах по лужам”, но мы были тверды и не отступали.

Во время тренировок нас учили складывать парашюты, и инструкторы внушали нам, что каждый должен сам сложить свой парашют и сам отвечать за его открытие в воздухе. Много огорчений принес нам парашют, весь испачканный кровью. Хотя инструктор и уверял нас в том, что кто-то поранил себе руку при приземлении, но наши мысли были, естественно, о другом...

Тренировали нас и в ЦПКО им. Горького на вышке, откуда мы прыгали с привязным парашютом и отрабатывали приземление.

В день прыжков был мороз. Мы приехали на аэродром, нас построили, и врач давал “добро” каждому. Конечно, мы волновались, и сердце готово было выскочить, но “добро на прыжки получили и стали ждать, когда очередь дойдет и до нас.

С одним из прыгавших был такой курьезный случай: на аэродроме ему вместо ботинок дали валенки, так как было много снега и довольно морозно, а валенки эти были большого размера. Прыгали мы с самолета У-2. В этих самолетах две открытых кабинки. В первой сидит летчик, а во второй – курсант. По команде летчика “На крыло!” надо было ответить “Есть на крыло!” и вылезти на крыло, а затем по команде “Пошел!” – ответить “Есть пошел!” и прыгнуть, ухватившись сначала за кольцо, выдергивающее парашют. Вот этот курсант выполнил все команды, прыгнул, и нас всех удивило то, что от него что-то отделилось и падало отдельно. Оказалось, что в момент “динамического удара”, когда раскрылся парашют и нашего товарища тряхнуло, валенки соскочили у него с ног, и приземлился он босиком в снег. Со вторым неудачником был такой случай: одной ногой он перелез на крыло, а вторая –

еще в кабине. На крыло перейти — страшно, а вернуться в кабину — стыдно. Вот так и приземлился этот бедолага верхом на краю кабины.

Мы с Ириной преодолели все эти трудности и прыгнули, получив отметку “отлично”. Нас сфотографировали вездесущие корреспонденты и сказали, что завтра этот снимок появится в “Комсомолке”, если мне не изменяет память. Вот здесь для Ирины начались трудные времена. Ведь она скрывала от матери, что прыгала с самолета. Утром, купив газету и увидев там снимок, Ирина постаралась сделать все, чтобы ее мама — Варвара Федоровна — этого снимка не увидела. Однако, когда Варвара Федоровна узнала, что мы прыгали, скрывая это от нее, она очень огорчилась и не простила нас. Сказать по правде, прыжок этот требовал большой силы воли, ведь, конечно, страшно выйти на крыло самолета на высоте около 1,5 км от земли, и прыгнуть в никуда”, хотя и веришь, что парашют откроется.

Во время прыжков было морозно, особенно холодно — в небе. Когда парашют раскрывается, то тебя охватывает такая радость, испытываешь такой подъем, что готов сразу прыгнуть еще раз. Невольно начинаешь улыбаться “во весь рот”. Вот так мы и приземлились с улыбкой “до ушей”, ибо мускулы на лице одеревенели на морозе.

Хорошо помнится мне и день начала войны. Мы с Ириной готовились к экзамену по теоретической механике... Взволнованный голос Молотова, сообщавшего о начале войны, все слушали, не проронив ни слова, И Ирина, и я были членами факультетского бюро ВЛКСМ, а Ирина — членом вузкома комсомола. Комсомольская организация наша была сильной, дисциплинированной и очень активной. Сначала мы устраивали дежурства на крышах и борьбу с “зажигалками” во время немецких налетов, затем — дежурства комсомольцев на станциях метро, куда во время налетов устремлялись тысячи москвичей.

Летом поступило задание (из райкома ВЛКСМ) — послать бригаду комсомольцев в Рязанскую область на заготовки сена для армии. Было нас человек 30–40, сейчас уже точно не помню. Отправили нас на барже, плыли по Оке, и привезли нас в район Сасова, а оттуда отправили на заливные луга, где мы жили в палатках-шалашах и работали с утра и до ночи. Хорошо помню, что в это время вышло постановление правительства о закреплении всех работников за теми местами работы, где это постановление их застанет, без права ухода с работы. Нас это постановление озадачило, ибо мы тогда относились к одному из колхозов области. Для выяснения нашей дальнейшей судьбы мы ходили за 18 км в райком комсомола. Там договорились о том, что это постановление не распространяется на нашу бригаду студентов, и что по окончании уборки сена мы все вернемся в Москву. Сколько на этих заливных лугах было комаров, можно себе представить. Потом выяснилось, что все побывавшие на уборке сена заболели малярией. Часть из наших студентов начала болеть уже там, и мы с трудом дотащили больных до Москвы. Летом все вернулись в Москву.

Осенью мы формировали отряды студентов, рывших вокруг Москвы противотанковые рвы. Хорошо помню, как все это происходило. Вызыва-

ли мы комсомольцев по одному в бюро ВЛКСМ и говорили: “есть необходимость поехать в направлении к фронту, но не на фронт, для выполнения задания. Согласны ли Вы?” Все, кроме одного человека, ответили “согласен” или “согласна”. Так формировались бригады, которые и отправлялись на рытье рвов. Того человека, фамилию которого я не хочу называть, мы исключили из комсомола. Потом он доучивался уже после войны.

Многие ушли добровольцами, а из тех, кто не был призван в армию по состоянию здоровья, формировалось ополчение. К великому огорчению, при рытье противотанковых рвов были оставлены перемычки для наших войск, вот этими перемычками в ряде мест и воспользовались немцы, когда наступали на Москву. Поэтому рвы не всюду смогли остановить продвижение немцев.

С нами вместе учились известные впоследствии физики — Андрей Сахаров, Женя Забабахин, Миша Левин, Андрей Коломенский, Дима Линде, Илья Капчинский, Изя Яглом. Константин Туманов, Роман Федоров и многие-многие, прославившие себя во время войны и после нее. Часть наших студентов-мужчин была призвана и направлена в разные военные академии, в частности, в Военно-воздушную академию им. Жуковского. Впоследствии многие из них стали ведущими специалистами в ряде областей военной науки.

Началась и подготовка к эвакуации МГУ. Ирина в это время по призыву ЦК ВЛКСМ вошла в группу девушек, в дальнейшем ставшей полком летчиц на легких самолетах, бомбивших немцев по ночам. Когда же Ирина проходила в ЦК ВЛКСМ отборочную комиссию, то думаю, что ей помогло и то, что она прыгала с парашютом. Зачислена она была в “авиагруппу 122” Марины Расковой. Более подробно об этом пишет сама Ирина во вступлении и послесловии к книге “Пока стучит сердце” (дневники студентки мехмата, штурмана полка Жени Рудневой). Всю войну Ирина была начальником штаба этого легендарного полка. 16-го октября 1941 года Ирина вместе с группой отобранных девушек покинула Москву (их повезли в г. Энгельс, в военную авиационную школу), и наши пути надолго разошлись.

**НАЧАЛЬНИК ШТАБА 46 ГВАРДЕЙСКОГО ПОЛКА
НОЧНЫХ БОМБАРДИРОВЩИКОВ
ИРИНА РАКОБОЛЬСКАЯ**

Когда Герой Советского Союза Марина Раскова подбирала в наш полк начальника штаба, то исходила из правила, что начальник штаба должна “хорошо соображать после трех суток, проведенных без сна”. Разумеется, Раскова учитывала и другие качества Ирины: ее деловые способности, организаторский талант и умение работать с людьми. А то, что Ирина Ракобольская в результате семимесячной учебы в летной школе досконально изучила штурманское дело, прошла практическую тренировку, летая штурманом на различных самолетах, только помогло ей хорошо ориентироваться в сложных ситуациях, которые часто возникали на фронте. Собственно, она была правой рукой командира полка.

Я всегда удивлялась тому, как она, сугубо гражданский человек, смогла так сразу превратиться в начальника штаба, в руках которого находились все нити управления полком. Ее уважали, слушались. Несомненно, ей было трудно. Но мы даже не догадывались об этом. Она вела себя так, будто всю жизнь работала начальником штаба. Ей удавалось быстро, на ходу, решать сложные вопросы, исправлять ошибки и самой учиться.

На фронте Ирина Ракобольская отвечала не только за четкую работу штаба, но и за перебазирование полка с места на место при отступлении и наступлении, когда приходилось часто менять летные площадки. Переезд наземного эшелона, состоявшего из нескольких машин с необходимым штабным и техническим оборудованием, группой техников и вооруженцев — это была ее забота.

Она почти каждую ночь во время боевой работы присутствовала на старте, слушала донесение летных экипажей, на основании которых составляла подробную картину боевой обстановки, расположения огневых точек и войск противника.

Иногда ей удавалось и самой слетать в качестве штурмана с кем-нибудь из летчиков, чтобы оценить обстановку в районе цели. Часто после боевой ночи, еще не выспавшись, она летела в вышестоящий штаб, где ее донесения о противнике и результатах боевой работы полка, подробно и наглядно представленные, очень ценили.

Человеческие качества Ирины Вячеславовны трудно переоценить. Будучи от природы умным и добрым человеком, она держалась со всеми просто, не подчеркивая ни своего положения, ни превосходства в чем-нибудь. Никогда не сердилась, не повышала голоса, наоборот, часто шутила, стараясь свести любой неприятный разговор к такому концу, когда виноватый в чем-то человек сознавал свою вину, чувствуя облегчение.

... Ночью пришел приказ срочно улететь: к хутору подходили немецкие танки. Боевая работа была прервана, нам приказали лететь куда-то в юго-вос-

точном направлении. У нас даже карт нового района не оказалось. Штурман полка так и сказала: Площадка, куда мы должны лететь, находится за обрезаем карты... ” Улетали поспешно. Собиралась гроза. Густые тучи заволокли небо, сверкали молнии, освещая самолеты и весь хутор с острыми вершинами тополей. Непрерывно горел посадочный прожектор, и в его рассеянном свете клубилась пыль. Самолеты улетали в темноту, в непогоду. На новое место прилетели с рассветом. Утром, голодные, стали опустошать бахчи. Со зверским аппетитом ели незрелые арбузы. Воды поблизости не было, поэтому и умываться пришлось арбузным соком.

Прятали самолеты в станице, поближе к домам и деревьям. Рулили прямо по улицам. Поднятая самолетами пыль стояла в воздухе сплошным туманом, толстым слоем оседала на лицах.

Внезапно — сбор. Быстро строимся. Начальник штаба полка Ирина Ракобольская читает приказ Народного комиссара обороны Сталина. Читает ровным бесстрастным голосом, стараясь не выдать своего волнения. Изредка она поднимает глаза и, продолжая говорить, скользит взглядом по нашим лицам. В глазах у нее недоумение.

Войска Южного фронта оставили Дон... Позорно, панически бегут... Тяжелая обстановка на юге страны... Ни шагу назад!...

Мы слушаем ужасные вещи. Страшные слова. Я чувствую, как стала ледяной струйка пота на спине. По телу забегали мурашки. На мгновение закрываю глаза — а вдруг ничего этого нет, и этого страшного приказа тоже нет... Но, открыв глаза, вижу все ту же тихую улицу, следы колес на мягкой пыли и покосившийся плетень. Из-за плетня с любопытством глядят на нас полосатые арбузы.

Ракобольская кончила читать. В полном молчании мы стоим голодные, усталые и плачем. Мы ведь тоже “войска Южного фронта”... Лицо у Ирины неподвижное, застывшее. Чувствуется, что если бы можно было, и она всплакнула бы вместе со всеми. Но нельзя — она ведь начальство.

Из воспоминаний Ирины Ракобольской, начальника штаба 46 гвардейского полка.

ДНИ МИНУВШИЕ

“... Не так давно меня попросили выступить в одной летной части с рассказом о днях войны. И вот после долгого перерыва я снова на летном поле. С оглушающим ревом отрываются от бетонной полосы огромные реактивные бомбардировщики и быстро растворяются в небе...

Меня охватило сомнение; поймут ли меня те, кто летает сейчас со сверхзвуковыми скоростями на машинах, снабженных сложнейшей аппаратурой? Поверят ли, что в тяжелые годы войны с фашизмом нашел свое прочное место в строю маленький самолет из фанеры и перкаля, который иногда с трудом преодолевал встречный ветер?

Да, таким был ПО-2, учебно-тренировочный биплан с двумя тесными кабинами и маломощным мотором, позволявшим развивать максимальную скорость 100—120 километров в час. Не было на нем ни радиостанции, ни

полноценного навигационного оборудования для слепых полетов, ни бронеспинки, способной защитить пилота от вражеской пули. Но зато легкий в управлении, устойчивый в полете, наш По-2 не нуждался в специальных аэродромах и мог сесть почти где угодно — на деревенской улице, на опушке леса. Конечно, днем воевать на нем было невозможно — он представлял собой отличную мишень для фашистских истребителей, а вот ночью малая скорость позволяла поражать цели в ближнем тылу противника с точностью, недоступной для других самолетов. Именно по этой причине вскоре после начала войны стали формировать полки ночных бомбардировщиков По-2. Эти самолеты были даны и нашему полку.

От первого и до последнего дня нашего существования полк состоял из одних девушек в возрасте от 18 до 23 лет.

В Энгельсе, когда получали машины, поняли, что все будет не так-то просто. Летать надо ночью без радио и приводных прожекторов, без защиты и прикрытия. Нелегко найти в темноте цель и поразить ее, а потом на мизерной скорости выбраться из лучей прожекторов. Немного нужно, чтобы сбить наш тихоходный самолет — одна зажигательная пуля может превратить его в пылающий факел...

Командиром полка была назначена старший лейтенант Бершанская, летчик ГВФ, волевая, мужественная женщина с орденом Знак Почета на гимнастерке. Она обладала большим летным опытом и умением работать с людьми.

Боевое крещение наше было суровым. Войска отступали к Кавказу. По-2 могли базироваться не далее двадцати-тридцати километров от линии фронта. Не раз немецкие танки появлялись в непосредственной близости от аэродрома, и мы в спешке ночью перелетали на новую площадку, где нас никто не встречал, не раскладывал посадочных огней. Даже днем, несмотря на огромный риск, нам приходилось посылать на разведку самолеты, чтобы установить, где находятся немецкие части. В это трудное время командованию некогда было с нами особенно возиться и осторожно вводить в строй. Мы сразу включались в активную боевую работу. Поэтому не все шло гладко. Были горечь и боль первых потерь, аварии по неопытности и трудности с воинской дисциплиной. Была и неловкость за свою армейскую неподготовленность, которая, как мы ни старались, то тут, то там вылезала наружу.

Наши первые оперативные сводки доставляли работникам штаба дивизии не одну веселую минуту. Мы, например, писали: Ветер на разных высотах разный” или “Летчик Чечнева встретила три самолета — один впереди и два по бокам”.

Однако владевшее всеми нами стремление стать настоящими бойцами делало свое дело. Не ошибусь, если скажу, что уже через два-три месяца по эффективности боевой работы мы сравнялись с мужскими полками. Отношение к нам, конечно, изменилось. Небесные создания”, “Наши маруши” — ласково называли нас пехотинцы. Сестренки» — говорили летчики. Немцы же окрестили нас “ночными ведьмами”, и это тоже было своеобразным признанием наших заслуг.

Конечно же, мы не превратились вдруг в многоопытных мужеподобных вояк. Девушки оставались девушками – вышивали на портянках незабудки, возили в самолете котят, танцевали в нелетную погоду на аэродроме и, случалось, “пускали слезу”. Но главное, с каждым днем они воевали все лучше и лучше.

Пожалуй, за всю войну не было более трудных условий для боевой работы, чем при отступлении к предгорьям Кавказа. Постоянные перебазирования, трудности со снабжением, мощные воздушные потоки в горах, бросавшие наши легкие машины на сотни метров вверх и вниз... Не раз бывало: над целью неожиданно накроет туман и видимость исчезает. Водить же наш самолет, не имеющий навигационного оборудования, нужно по земным ориентирам. А как сесть ночью на закрытый туманом аэродром, когда летчик видит только белое расплывчатое пятно от ракеты?

... Встав в один ряд с мужскими полками, мы не успокоились. Необходимо было постоянно повышать напряженность боевой работы. Но как? При существующей системе обслуживания каждый механик сам выпускал ночью свой самолет на задание, он же готовил его к полетам днем.

Времени на сон почти не оставалось. Слишком многолюдно было на аэродроме и мало четкости в работе. Один тянул бензозаправщик или машину с бомбами в свою сторону, другой настаивал, чтобы в первую очередь был приведен в готовность его самолет...

И тогда мы ввели новую систему обслуживания – дежурными сменными бригадами. За каждым механиком закреплялась определенная операция на всех самолетах. Вооруженцы дежурили у машин с бомбами тройками. Боевые ночи стали напоминать работу отлаженного заводского конвейера. Вернувшийся с задания самолет уже через пять минут был готов к новому вылету. Это позволяло летчикам в некоторые зимние ночи делать по двенадцать – четырнадцать вылетов.

Так постепенно мы стали выигрывать негласное соревнование с мужскими полками.

Воодушевленная достигнутыми результатами, я уговорила нашего инженера Софью Озеркову обобщить для дивизии “опыт обслуживания ночных боевых вылетов на самолетах По-2”, что та и сделала. В результате Озерковой объявили выговор за нарушение наставления по технической эксплуатации. Соня долго не могла простить мне моего штабного рвения, советовала не спешить с подобными донесениями начальству. Я сделала соответствующий вывод из этого случая. Несмотря на “разнос” (да простят нам это за давностью лет все боги уставов и наставлений!), мы продолжали работать бригадами, но уже никогда не пытались обратить на это внимание вышестоящего штаба.

Через восемь месяцев пребывания на фронте мы получили окончательное признание. Наш полк первым в дивизии (раньше братских мужских полков) был переименован в гвардейский.

... Боевые ночи. Многие из них неизгладимо врезались в память.

Наш аэродром – в рыбацком поселке на берегу Азовского моря. Камень, море, ветер... Самолеты стоят вдоль узкой полоски земли на высоком прибрежном откосе за линией высоковольтных проводов, соединяющих Темрюк и косу Чушку.

Туманы, штормовые ветры, дождь. Мы с вечера выходили на летное поле и ждали погоды. При малейшем прояснении начинали работать. Порой туман незаметно подползал с моря и закрывал аэродром, когда экипажи еще находились в воздухе. Тогда летчики делали вынужденную посадку в Крыму или на Таманском полуострове. Если летчикам удавалось благополучно посадить машину, и можно было взлететь, то утром они по одному возвращались домой.

С конца октября 1943 года начались наши полеты на Керчь: на побережье высадился первый советский десант. Мы прикрывали несколько десантных отрядов. Затем летали севернее, туда, где на краю Керченского полуострова зарылась в землю наша пехота. Все цели прикрыты множеством прожекторов и плотным огнем зенитной артиллерии.

Ночи темные и длинные. Полеты начинаются с заходом солнца, а заканчиваются с рассветом. На аэродроме нет ни землянок, ни специального помещения для летчиков. Да оно и не нужно. Девушки всю ночь не вылезают из кабин самолетов, разве только выпить стаканчик горячего чая тут же, стоя у машин. Механикам и вооруженцам тоже не до землянок: они непрерывно снабжают бензином и бомбами машины и отправляют их в очередной полет.

У посадочной полосы установлен прожектор, но включаем его в исключительных случаях: по красной ракете штурмана или в сплошной туман. Внутри прожекторной машины есть телефон, карта и журнал боевых действий. Это своеобразный передвижной штаб полка.

... Еще светло, а в штабной избушке уже трещит телеграф. Из дивизии передают задачу на ночь: цели – Булганак и Катерлез, бомбить живую силу, склады с боеприпасами и артиллерийские батареи противника. Напряжение – максимальное, сколько сможем...

Уточняем линию фронта, список экипажей, число годных машин, вызываем метеоролога. Бершанская ставит задачу командирам эскадрилий. Последние указания штурмана полка. Я заканчиваю график полетов. Ни в коем случае нельзя перепутать, какая эскадрилья вылетает сегодня первой, иначе шума не оберешься... Как же, первые успеют до рассвета сделать на один вылет больше.

Первый самолет уходит в воздух, ровно через три минуты – второй, за ним третий, четвертый... Взлетает последний, и на какое-то время становится непривычно тихо. Докладываю в дивизию и уже слышу, как от моря нарастает жужжание – возвращается первый экипаж. Горят керосиновые фонари “летучая мышь”, свет которых виден только с одной стороны. По ним и садятся самолеты. Это очень трудно, но прожектор зажигать нельзя – демаскирует аэродром. Летчики шутят: “Скоро будем садиться по папироске командира полка”.

Первый вернувшийся экипаж докладывает Бершанской о выполнении задания, об обороне противника, о погоде. Наношу все на карту. Сегодня особенно сильно стреляли зенитки, штурман видел, как долго держали прожекторы чей-то самолет. Смотрим по расчету времени, кто это был, — ясно, Дудина — Гламаздина.

В это время садится следующий самолет, за ним другой. А первый уже вырывается на старт и снова поднимается в воздух. Быстрее, быстрее на цель, ночь — “максимум” (это значит, что нужно сделать максимально возможное число боевых вылетов).

Вокруг машин копошатся механики и вооруженцы. Пока все идет хорошо, и непрерывной цепочкой садятся и уходят в ночь самолеты, туда, к линии фронта, где разгорается пламя пожаров. Вернулись и улетели Дудина с Гламаздиной. “Немного коленки подрожали после светового плена”, — говорит Аня Дудина.

И снова садятся и взлетают самолеты. Звонит телефон, начальник штаба дивизии, поддразнивая нас, говорит, что “лошади” майора Бочарова (нашего соседа) успели сделать больше “выездов”, чем мы.

Иду посмотреть, как обстоят дела на старте.

Свет фонарика выхватывает из темноты сосредоточенные, перепачканные лица вооруженцев. Шутка сказать — на каждую из них приходится более двух тонн подвешенных бомб. На крыле бензоаправщика притулилась фигурка механика — это Тоня Рудакова или Пончик, как звали ее подружки.

Летчицы устало докладывают... Уже по девять вылетов сделала каждая из них. По тому, как закуривает папироску Женя Жигуленко, я понимаю, что над целью сегодня очень нелегко...

Сколько раз каждую ночь вступают в единоборство с врагом экипажи! Вспыхивают лучи прожекторов, шарят по небу, сближаются, и вот самолет пойман... Летчика и штурмана ослепляет нестерпимый свет, бьют зенитки... Перегруженный бомбами самолет идет с мизерной скоростью, иногда по пять — десять минут не удается вырваться из цепких лап прожекторов. И это на высоте в несколько сот метров. Около часа длится полет, а через несколько минут после посадки самолет снова поднимается в воздух. И так до рассвета, ночь за ночью. По десять — двенадцать часов крайнего напряжения всех человеческих сил”. (Из книги “В небе фронтовом”, Молодая Гвардия, 1971)

Во время наступления в Белоруссии мы впервые увидели близко пленных немцев. Колонны и группы пленных, идущих под конвоем на сборный пункт, стали обычной картиной летом сорок четвертого. Пленных захватывали в бою, но часто они сдавались сами. Даже к нам в полк приходили сдаваться. Прямо на аэродром...

Но случилось и по-другому.

Наша летная площадка находилась на окраине деревни. Сразу за ней — большая поляна и густой высокий лес. Обнаружив в траве крупную землянику, мы рассыпались между деревьями, собирая ягоды. Постепенно зашли

далеко в лес. Хорошо была слышна перестрелка. За шоссеиной дорогой, пересекавшей лес, держали оборону немцы, отрезанные от своих основных войск. Стреляли уже больше часа. Сначала мы ходили с опаской. Потом, привыкнув к стрельбе, перестали обращать на нее внимание. Но когда начали палить где-то рядом, мы решили все-таки возвратиться в деревню.

Никто не заметил, что с нами не оказалось Ани Елениной.

Вскоре в деревню пришел сержант.

— Где тут командир? — спросил он зычным голосом. Близко находилась начштаба Ирина Ракобольская.

— В чем дело?

— Вот, понимаете, товарищ капитан, поймали в лесу какого-то человека... В нашей форме. Говорит, женщина...

Ракобольская улыбнулась уголком рта и опять продолжала слушать сержанта с серьезным видом.

— Говорит, из летного полка. И что женщина... — повторил сержант. — А вроде нет...

— Так как же все-таки, женщина или нет? — не выдержала и засмеялась Ракобольская

Он замялся, покашлял в кулак и, поколебавшись, сказал:

— Вот вы похожи, а тот — ну никак!

— Документы смотрели? Не помните фамилию?

— Нет, не помню... И карта у него... у нее... С пометками.

Он неуверенно произнес последние слова и замолчал, поводя глазами то вправо, то влево. Девушки, проходившие мимо, все как одна были в брюках и гимнастерках. С короткой стрижкой, в пилотках, многие были похожи на парней.

Ракобольская ждала, что же еще скажет сержант.

— Ну, так чего же вы хотите?

Он переминался с ноги на ногу, очевидно поняв, что вышла ошибка.

— Разобраться бы надо... Может, и вправду — женщина...

Ирина весело сверкнула глазами:

— Пойдемте.

Спустя некоторое время начштаба вернулась со своим заместителем Аней Елениной, освободив ее из “плена”. Аня, смеясь, рассказывала, что ее приняли за шпиона. Высокая, худощавая, она была похожа на юношу. Энергичное лицо, короткая стрижка, пилотка. И в довершение всего — планшет с картой, которые сразу же вызвали подозрение...

Три года на фронте — срок немалый. За отличную работу по обеспечению боевой деятельности полка Ирина Ракобольская награждена несколькими орденами и медалями. А женский авиаполк стал гвардейским, получил наименование Таманский и был награжден орденом Красного Знамени и Орденом Суворова II степени. В этом и ее огромная заслуга.

Боевой путь женского полка протянулся до Донбасса, через Сальские степи к предгорьям Кавказа — при отступлении, и дальше вместе с насту-

пающими войсками – через Кубань, Крым, Белоруссию, Польшу – до Берлина. На боевом счету полка 24 тысячи боевых вылетов. Летчицы бомбили вражеские огневые точки, укрепленные районы, переправы, скопления войск и боевой техники, железнодорожные станции и эшелоны, склады с боеприпасами и горючим... В полку 23 Героя Советского Союза и два Героя России. Тридцать две девушки не вернулись с войны.

... Пришла Победа. Мир... Он нес с собой только хорошее, он означал начало новой жизни, которую мы еще так мало знали. Ведь на фронт все мы ушли в 19–20 лет. Конечно, мы повзрослели, но, в сущности, для нас настоящая жизнь с ее повседневными заботами и тревогами еще не началась. Где будет теперь наше место?

Одни мечтали учиться, вернуться в свои институты, другие хотели летать... Для Ирины такой проблемы не существовало – только в МГУ, в родной Московский университет! И только – физика!

Вместе с Ириной Ракобольской осенью 1941 года ушли воевать ее подруги по университету: Аня Еленина, Леля Радчикова, Катя Рябова, Руфа Гашева, Дуся Пасько, Полина Гельман, Женя Руднева. Почти все они стали Героями Советского Союза. Одна из близких подруг Ирины Женя Руднева сгорела вместе с самолетом в районе Керчи. Это был ее 645-й боевой вылет. Над целью самолет был обстрелян зенитками и загорелся...

В память о Жене Рудневой Ирина после войны подготовила и дважды издала дневники и письма Жени. Именем Героя Советского Союза Жени Рудневой названа одна из малых планет: она так мечтала посвятить свою жизнь астрономии...

В самом конце войны на одном из собраний мы, однополчане, решили каждый год 2-го мая встречаться в сквере у Большого театра. Эта идея принадлежала Ирине Ракобольской. И каждый год, сначала с малыми детьми, потом со взрослыми, и наконец с внуками мы идем на нашу встречу...

Библиография

1957

1. *Ивановская И.А., Куликов Г.Б., Ракобольская И.В. и Сарычева Л.И.* Исследование с помощью камеры Вильсона электронно-фотонной компоненты широких атмосферных ливней на уровне моря. // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. №2. С. 358–364 [JETP. 1958. V. 6. P. 276]

1958

2. *Данилова Т.В., Довженко О.И., Никольский С.И. и Ракобольская И.В.* Исследование с помощью камеры Вильсона электронно-фотонной компоненты приосевой области широких атмосферных ливней на высоте 3860 м над уровнем моря. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. №3. С. 541–548 [JETP. 1958. V. 7. N. 3. P. 374–379]
3. *Довженко О.И., Зацепин В.И., Мурзина Е.А., Ракобольская И.В., Тукиш Е.И.* Исследование широких атмосферных ливней космического излучения. // Доклады АН СССР. 1958. Т. 118. С. 899–902 [Soviet Physics Doklady. 1958. V. 3. P. 122–125]
4. *Dobrotin N., ..., Rakobol'skaya I.V. et al.* Combined method of investigation of the extensive air showers // Il Nuovo Cimento. 1958. V. 8. P. 612–622
5. *Ивановская И.А. Ракобольская И.В.* О спектре электронно-фотонной компоненты широких атмосферных ливней // ЖЭТФ. Т. 35. №6. С. 1583–1584 [JETP. 1958. V. 8. N. 6. P. 1107–1108]

1959

1. *Довженко О.И., Никольский С.И. и Ракобольская И.В.* Исследование стволов широких атмосферных ливней космических лучей с помощью камеры Вильсона. // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. №1. С. 17–23 [JETP. 1959. V. 36(9). N. 1. P. 11–16]

1960

1. *Довженко О.И., Никольский С.И. и Ракобольская И.В.* Энергетические спектры электронно-фотонной компоненты широких атмосферных ливней близи оси ливня. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. №5. С. 1361–1369 [JETP. 1960. V. 11. N. 5. P. 981–986]
2. *Dovzenko O.I., Nikolsky S.I. and Rakobolskaja, I.V.* Study of the electron-photon component of extensive air showers near the shower axis // Int. Cosmic Ray Conf. 1960. V. 2. P. 122

1961

1. *Ракобольская И.В.* Расчёт доли электронов и фотонов высокой энергии вблизи оси широкого атмосферного ливня // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. №4. С. 1125–1129 [JETP. 1962. V. 14. N. 4. P. 803–806]

1968

1. *Чердынцева К.В., Ракобольская И.В., Никольский С.И.* Редкий случай наблюдения генетически связанных электронно-фотонных каскадов с суммарной энергией выше 10^{14} эВ // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1968. Т. 32. №3. С. 439–442 [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1968. V. 32. N. 3. P. 404–407]

1970

1. *Аmineва Т.П., ..., , Ракобольская И.В. И др.* Исследование электронно-фотонных каскадов в многослойной эмульсионной камере с рентгеновскими плёнками // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1970. Т. 34. №. 9. С. 2024–2028 [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1970. V. 34. N. 9. P. 1802–1806]
2. *Cherdyntseva K.V., ..., Rakobolskaya I.V., Zatsepin G.T. et al.* Study of high-energy muons by means of emulsion chambers // Proc. 11th Int. Cosmic Ray Conf. Budapest, Hungary. 1969. in Acta Phys. Hung. Suppl. 4 to V. 29. Muons and Neutrinos. Techniques. P. 81–85

1971

1. *Аmineва Т.П., ..., Ракобольская И.В. и др.* Спектр γ -квантов, полученный с помощью многослойной рентгеновской камеры на глубине $700 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$ // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1971. Т. 35. №. 10. С. 2049–2053 [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1971. V. 35. N. 9. P. 1857–1861]
2. *Amineva T.P., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Energy spectra and angular distributions of high energy muons // Proc. 12th Int. Cosmic Ray Conf. Hobart, Australia. 1971. V. 6. P. 2387–2396 [Proc. 12th Int. Cosmic Ray Conf. Hobart, Australia. 1971. V. 4. P. 1353]

1972

1. *Аmineва Т.П., ..., Ракобольская И.В. и др.* Энергетические спектры и угловые распределения мюонов космических лучей с энергией 2–20 ТэВ // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1972. Т. 36. №8. С. 1756–1760 [Bull. Acad. Sci. USSR. Ser. Phys. 1971. V. 36. N. 8. P. 1556–1559]

1973

1. *Анищенко Ю.В., ..., Ракобольская И.В. и др.* Предварительные результаты эксперимента «Памир-20–71» по исследованию взаимодействия при энергиях $\sim 10^{15}$ эВ // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1973. Т. 37. №7. С. 1362–1362 [Bull. Acad. Sci. USSR. Ser. Phys. 1973. V. 37. N. 7. P. 8–12]
2. *Варковицкая А.Я., ..., Ракобольская И.В. и др.* Энергетический спектр мюонов космических лучей на уровне моря // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1973. Т. 37. №7. С. 1468–1473 [Bull. Acad. Sci. USSR. Ser. Phys. 1973. V. 37. N. 7. P. 108–112]
3. *Аmineва Т.П., ..., Ракобольская И.В. и др.* Генерация мюонов высокой энергии в космических лучах // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1973. Т. 37. №7. С. 1474–1478 [Bull. Acad. Sci. USSR. Ser. Phys. 1973. V. 37. N. 7. P. 113–116]
4. *Amineva T.P., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* High-Energy Muon Generation in Cosmic Rays // Proc. 13th Int. Conf. on Cosmic Rays. Denver, USA. 1973 V. 3. P. 1788–1796
5. *Anischenko Y.V., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Preliminary results of investigation of hadron interactions at energy $\sim 10^6$ GeV // Proc. 13th Int. Conf. on Cosmic Rays. Denver, USA. 1973. V. 3. P. 2228–2232

1974

1. *Анищенко Ю.В., ..., Ракобольская И.В. и др. (коллаборация «Памир»)* Экспериментальные данные о семействах γ -квантов и адронов и спектрах γ -квантов и адронов (Эксперимент «Памир») // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1974. Т. 38. №5. С. 918–922 [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1974. V. 38. N. 5. P. 19–23]

1975

1. *Budilov V.K., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Experiment PAMIR.I. Energy spectra of γ -quanta at the altitude of 4370 m and 4880 m // Proc. 14th Int. Cosmic Ray Conf. Munich, Germany. 1975. V. 7. P. 2365–2369
2. *Budilov V.K., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Experiment PAMIR. II. γ -families with energy 30–500 TeV // Proc. 14th Int. Cosmic Ray Conf. Munich, Germany. 1975. V. 7. P. 2370–2373
3. *Budilov V.K., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Experiment PAMIR. III. Preliminary data in γ -quantum and hadron families with energies $\Sigma E > 500$ TeV // Proc. 14th Int. Cosmic Ray Conf. Munich, Germany. 1975. V. 7. P. 2374–2377
4. *Budilov V.K., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* High energy nucleon and pion spectra in cosmic rays ant a depth of 60 g/cm² // Proc. 14th Int. Cosmic Ray Conf. Munich, Germany. 1975. V. 7. P. 2501–2506

1976

1. *Добротин Н.А., ..., Ракобольская И.В. и др. (коллорабация «Памир»)* Энергетические спектры γ -квантов на высотах 4370 м и 4880 м. (Эксперимент «Памир») // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. №5. С. 901–903 [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1976. V. 40. N. 5. P. 18–20]
2. *Добротин Н.А., ..., Ракобольская И.В. и др. (коллорабация «Памир»)* Семейства γ -квантов с энергиями 30–500 ТэВ (Эксперимент «Памир») // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. №5. С. 904–906 [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1976. V. 40. N. 5. P. 21–23]
3. *Будилов В.К., ..., Ракобольская И.В. и др. (коллорабация «Памир»)* Предварительные данные о семействах γ -квантов и адронов с ультравысокими энергиями ($\Sigma E_\gamma > 500$ ТэВ) (Эксперимент «Памир») // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. №5. С. 907–909 [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1976. V. 40. N. 5. P. 24–26]
4. *Аmineва Т.П., ..., Ракобольская И.В. и др. (коллорабация «Памир»)* Изучение потоков нуклонов, пионов и мюонов при помощи рентген-эмульсионных камер // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. №5. С. 944–946 [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1976. V. 40. N. 5. P. 57–59]

1977

1. *Varkovitskaya A. Ya., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Determination of the Electron-Photon Cascade Energies Including the Gap Effect // Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf. Plovdiv, Bulgaria. 1977. V. 7. P. 285–290
2. *Abulova V.V., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* The Hadron Energy Spectrum at a 10 G/cm² Depth in the Stratosphere (Abstract) // Proc. 15th Int. Cosmic Rays Conf. Plovdiv, Bulgaria. 1977. V. 1. P. 291
3. *Aminieva T.P., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* The Energy Spectrum of Muons with Energies Above 3 TeV (Abstract) // Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf. Plovdiv, Bulgaria. 1977. V. 6. P. 44
4. *Amineva T.P., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Experiment ‘Pamirs’ I. Energy characteristics of gamma families with measured energy of $\Sigma E_\gamma > 30$ TeV // Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf. Plovdiv, Bulgaria. 1977. V. 7. P. 226
5. *Amineva T.P., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Experiment ‘Pamirs’ II. Gamma-families with energy of $\Sigma E_\gamma > 500$ TeV // Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf. Plovdiv, Bulgaria. 1977. V. 7. P. 227

6. *Amineva T.P., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Experiment ‘Pamirs’ III. The mechanism of the central dark spot formation in gamma-families with $\Sigma E_{\gamma} > 500$ TeV // Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf. Plovdiv, Bulgaria. 1977. V. 7. P. 227
7. *Amineva T.P., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Experiment “Pamir”. Transverse momentum in interactions with energy 10^{14} – 10^{15} eV // Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf. Plovdiv, Bulgaria. 1977. V. 7. P. 229–234
8. *Amineva T.P., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Experiment ‘Pamirs’ V. Selection and analysis of single nuclear interactions (Abstract) // Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf. Plovdiv, Bulgaria. 1977. V. 7. P. 235
9. *Ivanova M.A., Mandristskaya, K.V., Rakobolskaya, I.V. et al.* The Energy Spectrum of Gamma-Quanta and Hadrons at a 60 g/cm² Depth in the Stratosphere // Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf. Plovdiv, Bulgaria. 1977. V. 7. P. 465
10. *Dezhurko M.D., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* The Method of X-Ray Emulsion Chamber as Applied to Determination of the Chemical Composition of Primary Cosmic Rays in the Energy range of 10–100 TeV per Nucleus // Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf. Plovdiv, Bulgaria. 1977. V. 11. P. 72–76
11. *Amineva T.P., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Study of the Energy Spectra of the Cosmic Ray Muons, γ -Quanta and Hadrons in the 2 TeV Range // Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf. Plovdiv, Bulgaria. 1977. V. 11. P. 358–364
12. *Amineva T.P., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* The Pamir experiment I – Energy characteristics of gamma-families with measured energy of $\Sigma E_{\gamma} > 30$ TeV // Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf. Plovdiv, Bulgaria. 1977. V. 11. P. 459–468
13. *Amineva T.P., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* The Pamir experiment III – The Mechanism of the central dark formation in gamma families with energies above 500 TeV // Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf. Plovdiv, Bulgaria. 1977. V. 11. P. 469
14. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* The types of emulsion chambers in experiment “Pamir” // Acta Universitatis Lodziensis. ZNUL. Ser. II. 1977. V. 60. P. 7–22
15. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Energy characteristics of gamma-families // Acta Universitatis Lodziensis. ZNUL. Ser. II. 1977. V. 60. P. 23–32
16. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Some features of gamma-quantum families with $\Sigma E_{\gamma} > 500$ TeV // Acta Universitatis Lodziensis. ZNUL. Ser. II. 1977. V. 60. P. 33–36
17. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Comparison of gamma-families properties at the observation level with calculations of nuclear-electromagnetic cascade in the atmosphere // Acta Universitatis Lodziensis. ZNUL. Ser. II. 1977. V. 60. P. 37–44
18. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Dependence of transverse development of nuclear-electromagnetic cascade in families with large energy dissipations // Acta Universitatis Lodziensis. ZNUL. Ser. II. 1977. V. 60. P. 45–50
19. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* An attempt to exclude an influence of electromagnetic cascades on nuclear electronic cascades // Acta Universitatis Lodziensis. ZNUL. Ser. II. 1977. V. 60. P. 51–60
20. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Hadron component at 4400 m height according to “pamir20–71” x-ray emulsion chamber data // Acta Universitatis Lodziensis. ZNUL. Ser. II. 1977. V. 60. P. 61–72
21. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Hadron families according to “Pamir 20–71” chamber data // Acta Universitatis Lodziensis. ZNUL. Ser. II. 1977. V. 60. P. 73–80

22. *Afanasieva L.G., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Comparison of methods of determination the EPC energy from one or several layers of an x-ray chamber // Acta Universitatis Lodziensis. ZNUL. Ser. II. 1977. V. 60. P. 337–372
23. *Afanasieva L.G., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Preliminary results of computer selection of hadron families in the pamir-73/74 carbon x-ray emulsion chamber // Acta Universitatis Lodziensis. ZNUL. Ser. II. 1977. V. 60. P. 373–380

1978

1. *Джилавян Л.З., ..., Ракобольская И.В. и др.* Кривая почернения рентгеновской плёнки, используемой для исследования космических лучей, при облучении её позитронами с энергией 30 МэВ // Вестник Моск. Универ. Сер. физ., астроном. 1978. Т. 19. №5. С. 13–16 [Moscow Univ. Phys. Bull. 1978. V. 33. N. 5. P. 10–13]
2. *Байбурина С.Г., ..., Ракобольская И.В. и др. (коллорабация «Памир»)* Энергетические характеристики семейств γ -квантов с энерговыделением $\Sigma E_{\gamma} > 30$ ТэВ (эксперимент «Памир») // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1978. Т. 42. №7. С. 1346–1348. [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1978. V. 42. N. 7. P. 1–3]
3. *Байбурина С.Г., ..., Ракобольская И.В. и др. (коллорабация «Памир»)* Поперечные импульсы в адронных взаимодействиях с энергиями $10^{14} - 10^{15}$ эВ (эксперимент «Памир») // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1978. Т. 42. №7. С. 1349–1352. [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1978. V. 42. N. 7. P. 4–6]
4. *Варковицкая А.Я., ..., Ракобольская И.В. и др.* Энергетические спектры мюонов, γ -квантов и адронов в области энергий более 2 ТэВ // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1978. Т. 42. №7 С. 1368–1370 [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1978. V. 42. N. 7. P. 20–21]

1979

1. *Abulova V.G., ..., Rakobolskaya I.V. et al* Investigation of the chemical composition of primary cosmic rays (PCR) in the energy region ≥ 1 TeV/nucleon // Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf. Kyoto, Japan. 1979. V. 1. P. 358–362
2. *Bayburina S.G., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration)* Energy Spectrum and Path for Interaction for Hadron with Energy of 10–100 TeV // Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf. Kyoto, Japan. 1979. V. 7. P. 74–79
3. *Bayburina S.G., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration)* Investigation of High Energy Electron-Photon Component at the Altitude of 4370 m above Sea Level // Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf. Kyoto, Japan. 1979. V. 7. P. 80A
4. *Mandritskaya K.V., Osipova E.A., Rakobolskaya I.V. et al.* Singularity of the Altitude Behavior of the >2 Tev Electromagnetic Component at Small Depths in the Stratosphere // Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf. Kyoto, Japan. 1979. V. 7. P. 107–110
5. *Ivanova M.A., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Energy spectrum of events registrated by x-ray chambers in the stratosphere ($P=60\text{g/cm}^2$) // Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf. Kyoto, Japan. 1979. V. 7. P. 111–114
6. *Bayburina S.G., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration)* Investigation of Characteristics of Hadron and Gamma Ray Families with Multi-Layer Emulsion Chambers // Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf. Kyoto, Japan. 1979. V. 7. P. 240–245
7. *Bayburina S.G., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration)* Lateral Characteristics of Gamma-Ray Families and Transverse Momenta of Hadrons // Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf. Kyoto, Japan. 1979. V. 7. P. 246A

8. *Bayburina S.G., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration) Energy Characteristics of Gamma-Ray Families // Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf. Kyoto, Japan. 1979. V. 7. P. 249A*
9. *Ivanova M.A., ..., Rakobolskaya I.V. et al. Zenith Angular Distribution and Energy Spectra of >3 TeV Muons Obtained in the X-Ray Chambers // Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf. Kyoto, Japan. 1979. V. 10. P. 35–39*

1980

1. *Байбурина С.Г., ..., Ракобольская И.В. и др. (коллорабация «Памир») Энергетические характеристики семейств γ -квантов (эксперимент «Памир») // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. №3. С. 450–453. [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. Ser. 1980. V. 44. N. 3. P. 1–4]*
2. *Байбурина С.Г., ..., Ракобольская И.В. и др. (коллорабация «Памир») Пространственные характеристики семейств γ -квантов (эксперимент «Памир») // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. №3. С. 454–456. [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. Ser. 1980. V. 44. N. 3. P. 5–7]*
3. *Байбурина С.Г., ..., Ракобольская И.В. и др. (коллорабация «Памир») Исследование адронной компоненты космических лучей на уровне гор с помощью многослойных рентгеноэмульсионных камер (Эксперимент «Памир») // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. №3. С. 457–460. [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. Ser. 1980. V. 44. N. 3. P. 8–11]*
4. *Варковицкая А.А., ..., Ракобольская И.В. и др. Высотный ход и энергетический спектр электромагнитной компоненты космических лучей в стратосфере // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. №3. С. 469–471. [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. Ser. 1980. V. 44. N. 3. P. 20–22]*
5. *Варковицкая А.А., ..., Ракобольская И.В. и др. Угловые распределения и энергетические спектры мюонов с энергией больше 3 ТэВ, измеренные методом рентгеноэмульсионных камер // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. №3. С. 602–604. [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. Ser. 1980. V. 44. N. 3. P. 138–140]*

1981

1. *Kuzmichev L.A., ..., Rakobolskaya I.V. et al. Hadron Energy Spectrum Restored from Measurements of Electron-Photon Cascades in X-Ray Emulsion Chambers Exposed Onboard Balloons // Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf. Paris, France. 1981. V. 2. P. 103–106*
2. *Abulova, V.G., ..., Rakobolskaya I.V. et al. Measurement of the Chemical Composition of the Primary Cosmic Rays (PCR) in the Energy Region >1 TeV/nucleon by the X-Ray Emulsion Chamber Technique // Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf. Paris, France. 1981. V. 2. P. 114–117*
3. *Bayburina G.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration) Hadron-Photon Family with Energy >20.000 TeV (the “Tatyana”-Family) // Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf. Paris, France. 1981. V. 5. P. 291–294*
4. *Bayburina G.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration) Production of Jets According to Experiment “Pamir” // Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf. Paris, France. 1981. V. 5. P. 295*
5. *Bayburina G.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration) Analysis of the data on the families with halo and their interpretation // Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf. Paris, France. 1981. V. 5. P. 296*

6. *Bayburina G.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration) Gamma-Ray Spectra at the Energies 6. 3–125 TeV // Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf. Paris, France. 1981. V. 5. P. 297–300*
7. *Bayburina G.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration) On the Possible Proof of Scaling Violation in Fragmentation Region by Analysis of the “Pamir” Experimental Data // Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf. Paris, France. 1981. V. 5. P. 301–304*
8. *Ivanova, M.A. ..., Rakobolskaya I.V. et al. Zenith-Angular Distribution and Energy Spectrum of Cosmic-Ray Muons in the Energy Range 3–30 TeV Obtained with X-Ray Emulsion Chambers // Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf. Paris, France. 1981. V. 7. P. 23–26*
9. *Dezhurko, M.D., Rakobolskaya, I.V., Sazhina, G.P. and Zatsepin, V.I. Measurement of Charges of Relativistic Nuclei in Thin Nuclear Emulsions by Photometry Method // Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf. Paris, France. 1981. V. 9. P. 315–318*
10. *Dezhurko, M.D., Hein, L.A., Rakobolskaya, I.V. and Zatsepin, V.I. Calculation of Cascade Curves for Interactions of Protons and Nuclei with Energy around 1 TeV/nucleon in Lead // Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf. Paris, France. 1981. V. 9. P. 324*
11. *Bayburina G.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration) Analysis of the data on the families with halo and their interpretation // Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf. Paris, France. 1981. V. 11. P. 145–147*
12. *Bayburina G.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration) Analysis of hadron families and their accompaniment by gamma rays // Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf. Paris, France. 1981. V. 11. P. 148–151*
13. *Bayburina G.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration) Large Transverse Momenta from the Data of Experiment “Pamir” // Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf. Paris, France. 1981. V. 11. P. 152–155*
14. *Bayburina G.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration) The Azimuthal Structure of Gamma Families in the PAMIR Experiment // Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf. Paris, France. 1981. V. 11. P. 156–158*
15. *Bayburina G.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. Nuclear interactions of super high energy cosmic-rays observed in mountain emulsion chambers // Nuclear Physics B. 1981. V. 191. P. 1–25*

1982

1. *Байбурина С.Г., ... Зацепин Г.Т. и др. (Сотрудничество «Памир») I. Что можно сказать о нарушении скейлинга по данным эксперимента «Памир»? // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. №9. С. 1782–1783 [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1982. V. 46. N. 9. P. 136–138]*
2. *Байбурина С.Г., ... Зацепин Г.Т. и др. (Сотрудничество «Памир») II. Структура γ -семейств и ее связь с образованием струй // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. №9. С. 1784–1786 [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1982. V. 46. N. 9. P. 139–141]*
3. *Байбурина С.Г., ... Зацепин Г.Т. и др. (Сотрудничество «Памир») III. Корреляция между числом и потоком энергий адронов и γ -квантов // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. №9. С. 1787–1789 [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1982. V. 46. N. 9. P. 142–143]*
4. *Байбурина С.Г., ... Зацепин Г.Т. и др. (Сотрудничество «Памир») IV. Экспериментальные исследования гало суперсемейств // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. №9. С. 1790–1792 [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1982. V. 46. N. 9. P. 144–146]*

5. *Варковицкая А.Я., ..., Ракобольская И.В. и др.* Процессы генерации мюонов высокой энергии в космических лучах // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. №12. С. 2410–2412. [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 1982. V. 46. N 12. P. 134–135]

1983

1. *Abulova, V.G., ..., Rakobolskaya, I.V. et al.* Energy Spectra of Cascades Produced by Primary Cosmic Rays in X-Ray Emulsion Chambers Exposed at 13 g/cm² in the Atmosphere // Proc. 18th Int. Cosmic Ray Conf. Bangalore, India. 1983. V. 2. P. 100
2. *Osipova E.A. and Rakobolskaya I.V.* Characteristics of 10 TeV Electron-Photon Cascades Registered with Lead X-Ray Emulsion Chambers // Proc. 18th Int. Cosmic Ray Conf. Bangalore, India. 1983. V. 5. P. 290–293
3. *Bayburina G.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration)* Experiment “Pamir I”: Energy Spectra and Angular Distributions of High-Energy Gamma-Quanta and Hadrons // Proc. 18th Int. Cosmic Ray Conf. Bangalore, India. 1983. V. 5. P. 420–424
4. *Bayburina G.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration)* Experiment PAMIR II: Scaling Violation in Fragmentation Region at Energies 10^{**15}–10^{**16} eV // Proc. 18th Int. Cosmic Ray Conf. Bangalore, India. 1983. V. 5. P. 425–428
5. *Bayburina G.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration)* Experiment “PAMIR” IV: The Fraction of Single High Energy Hadrons and Inelasticity Coefficient at Energies 10^{**15}–10^{**16} eV // Proc. 18th Int. Cosmic Ray Conf. Bangalore, India. 1983. V. 5. P. 433–436
6. *Bayburina G.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration)* Superfamilies in Multilayer X-Ray Chamber // Proc. 18th Int. Cosmic Ray Conf. Bangalore, India. 1983. V. 5. P. 437–440
7. *Osipova E.A., Rakobolskaya I.V., Kulikova A.M. et al.* The Calibration of Methods of the Electron-Photon Energy Determination Using X-Ray Emulsion Chambers // Proc. 18th Int. Cosmic Ray Conf. Bangalore, India. 1983. V. 8. P. 100–103
8. *Bayburina G.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration)* “PAMIR” Experiment III: Partial Inelasticity Coefficient at Hadron Energies of 10^{**13}–10^{**14} EV // Proc. 18th Int. Cosmic Ray Conf. Bangalore, India. 1983. V. 11. P. 122–125
9. *Bayburina S.G., Borisov A.S., Cherdyntseva K.V. et al.* Experiment “PAMIR”-VI: Experimental Study of Superfamilies with Halo // Proc. 18th Int. Cosmic Ray Conf. Bangalore, India. 1983. V. 11. P. 126–129

1984

1. *Абулова В.Г., ..., Ракобольская И.В. и др. (Сотрудничество «Памир»)* Энергетический спектр протонов и ядер космических лучей при энергии выше 10 ТэВ // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. С. 2083–2086 [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 1984. V. 48. N. 11. P. 19–22]
2. *Байбурина Г.С., ..., Ракобольская И.В. И др. (Сотрудничество «Памир»)* Исследование ядерных взаимодействий в области энергий 1014–1017 эВ методом рентгеноэмульсионных камер в космических лучах (эксперимент «Памир») // Труды ФИАН. 1984. Т. 154. С. 3–140
3. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Hadron component of families (exp. ‘Pamir’ III) // Proc. Int. Symp. on Cosmic Rays and particle physics. Tokyo, Japan. 1984. P. 292–318.

4. *Amineva T.P., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* The possibility of experimental investigation of Landau-Pomeranchuk-Migdal effect with multilayer x-ray emulsion chambers // Proc. Int. Symp. on Cosmic Rays and particle physics. Tokyo, Japan. 1984. P. 420–425

1985

1. *Борисов А.С., ..., Ракобольская И.В. и др. (Сотрудничество «Памир»)* Струйные явления в гигантском суперсемействе // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. №7. С. 1278–1281. [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 1985. V. 49. N 7. P. 31–34]
2. *Борисов А.С., ..., Ракобольская И.В. и др. (Сотрудничество «Памир»)* Общие свойства адронных семейств // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. №7. С. 1282–1284. [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 1985. V. 49. N 7. P. 35–37]
3. *Борисов А.С., ..., Ракобольская И.В. и др. (Сотрудничество «Памир»)* О структуре гало больших γ -семейств // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. №7. С. 1285–1287. [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 1985. V. 49. N 7. P. 38–41]
4. *Борисов А.С., ..., Ракобольская И.В. и др. (Сотрудничество «Памир»)* Пробег взаимодействия адронов с энергией более 20 ТэВ в свинце // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. №7. С. 1288–1290. [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 1985. V. 49. N 7. P. 42–45]
5. *Kanevsky B.L., Mikhailova I.A., Rakobolskaya I.V. and Sveshnikova L.G.* Estimation of the Total Inelasticity Coefficient in Interaction of π and K 20 Tev Hadrons with Lead // Proc. 19th Int. Cosmic Ray Conf. La Jolla, USA. 1985. V. 6. P. 31–34
6. *PAMIR Collaboration.* Inelasticity partial coefficient K_{γ} determination in π C and π Pb interactions at 10^{14} eV // Proc. 19th Int. Cosmic Ray Conf. La Jolla, USA. 1985. V. 6. P. 39–42
7. *PAMIR Collaboration.* Experiment “Pamir”-III. Complanar emission of high energy gamma-quanta at interaction of hadrons with nuclei of air atoms at energies above 10^{17} eV // Proc. 19th Int. Cosmic Ray Conf. La Jolla, USA. 1985. V. 6. P. 192–195
8. *PAMIR Collaboration.* Scaling violation in fragmentation region at energies above 10^{15} eV based on the data on cosmic ray hadron component // Proc. 19th Int. Cosmic Ray Conf. La Jolla, USA. 1985. V. 6. P. 232–235
9. *PAMIR Collaboration.* Experiment “Pamir”-II: “FIANIT” – A gigantic superfamily with halo ($E_0 \sim 10^{17}$ eV) // Proc. 19th Int. Cosmic Ray Conf. La Jolla, USA. 1985. V. 6. P. 340–343
10. *PAMIR Collaboration.* Experiment “Pamir”-IV. Analysis of electromagnetic halo superfamily detected in deep XEC // Proc. 19th Int. Cosmic Ray Conf. La Jolla, USA. 1985. V. 6. P. 344–347
11. *JAPAN-USSR Collaboration.* A search for mini-clusters in Japan-USSR joint chamber at Pamir // Proc. 19th Int. Cosmic Ray Conf. La Jolla, USA. 1985. V. 6. P. 3352–3355
12. *Ivanenko, I.P., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Results of Investigation of Muon Fluxes of Superhigh Energy Cosmic Rays with X-Ray Emulsion Chambers // Proc. 19th Int. Cosmic Ray Conf. La Jolla, USA. 1985. V. 8. P. 210–213
13. *Каневский Б.Л., Михайлова И.А., Ракобольская И.В. и Свешникова Л.Г.* Использование многослойных рентгенэмульсионных камер для определения пробега взаимодействия адронов в свинце // Вестник Моск. Универ. Сер. физ., астроном. 1985. Т. 26. №3. С. 27–30 [Moscow Univ. Phys. Bull. 1978. V. 40. N. 3. P. 29–33]

14. *Манагадзе А.К., Михайлова И.А., Ракобольская И.В.* Развитие гало в рентгенэмульсионной камере // Вестник Моск. Универ. Сер. физ., астроном. 1985. Т. 26. №4. С. 36–38 [Moscow Univ. Phys. Bull. 1978. V. 40. N. 4. P. 40–43]
15. *Иваненко И.П., ... Ракобольская И.В.* и др. Анализ гамма-адронных семейств сверхвысоких энергий с гало. // Исследования по физике космических лучей (материалы Всесоюзной конференции по физике космических лучей). Якутск. 1985. С. 4.

1986

1. *Борисов А.С., ..., Ракобольская И.В.* и др. (*Сотрудничество «Памир»*) Одиночные и лидирующие адроны на высоте гор // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. №11. С. 2119–2121 [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1986. V. 50. N. 11. P. 40–42]
2. *Борисов А.С., ..., Ракобольская И.В.* и др. (*Сотрудничество «Памир»*) Изучение событий с компланарным разлетом частиц при сверхвысоких энергиях // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. №11. С. 2125–2128 [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1986. V. 50. N. 11. P. 46–49]
3. *Борисов А.С., ..., Ракобольская И.В.* и др. (*Сотрудничество «Памир»*) Некоторые характеристики суперсемейства «Ситора» // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. №11. С. 2129–2131 [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1986. V. 50. N. 11. P. 50–52]
4. *Борисов А.С., ..., Ракобольская И.В.* и др. (*Сотрудничество «Памир»*) Анализ пространственно-энергетических характеристик на периферии больших γ -семейств ($\Sigma E_\gamma = 300\text{--}1000$ ТэВ) // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. №11. С. 2132–2133 [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1986. V. 50. N. 11. P. 53–54]
5. *Аминева Т.П., ... , Ракобольская И.В.* и др. Исследование фотонно-адронных корреляций в семействах // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. №12. С. 2141–2145 [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1986. V. 50. N. 11. P. 63–66]
6. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Single hadrons and scaling violation // Proc. 4th Int. Symposium on Cosmic Ray Superhigh Energy Interactions. Beijing, China. 1986. P.2.1–2.6
7. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* A comparison of results obtained in emulsion chambers and pp-colliders // Proc. 4th Int. Symposium on Cosmic Ray Superhigh Energy Interactions. Beijing, China. 1986. P.3.1–3.17
8. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Analysis of energy-spatial characteristics of periphery of large gamma-families with $\Sigma E_\gamma = 300\text{--}1000$ TeV // Proc. 4th Int. Symposium on Cosmic Ray Superhigh Energy Interactions. Beijing, China. 1986. P.3.18–3.22
9. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Search for events with coplanar divergence of superhigh energy particles // Proc. 4th Int. Symposium on Cosmic Ray Superhigh Energy Interactions. Beijing, China. 1986. P.4.29–4.36
10. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Search for long-path particles in deep X-ray emulsion chambers // Proc. 4th Int. Symposium on Cosmic Ray Superhigh Energy Interactions. Beijing, China. 1986. P.5.30–5.36

1987

1. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Investigation of characteristics of cascades from hadrons with energy 20–100 TeV detected with X-ray emulsion chamber // Proc. 20th Int. Cosmic Ray Conf. Moscow. 1987. V.5. P.244–247
2. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Energetic hadrons and their accompaniment // Proc. 20th Int. Cosmic Ray Conf. Moscow. 1987. V.5. P.285–287
3. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Search for long-flying component of cosmic rays by a method of deep lead XEC // Proc. 20th Int. Cosmic Ray Conf. Moscow.1987. V.5. 288–290
4. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Analysis of spatial and energy characteristics of high energy gamma-families // Proc. 20th Int. Cosmic Ray Conf. Moscow. 1987. V.5. P.308–311
5. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration and Chacaltaya Collaboration)* A systematic search of a high energy cosmic-ray families of exotic nature in joint chambers at Pamir // Proc. 20th Int. Cosmic Ray Conf. Moscow. 1987. V.5. P.334–337
6. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Structure of superfamilies observed in the thick lead chamber in Pamir experiment // Proc. 20th Int. Cosmic Ray Conf. Moscow. 1987. V 5. P.347–350
7. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* An observation of high energy atmospheric families with unusual large lateral spread // Proc. 20th Int. Cosmic Ray Conf. Moscow. 1987. V 5. P.351–354
8. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration and Chacaltaya Collaboration)* Superfamilies with huge halo observed in joint chamber // Proc. 20th Int. Cosmic Ray Conf. Moscow. 1987. V.5. P.383–386
9. *Afanasiyeva T.N., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Generation of muons of high energy cosmic rays // Proc 20th Int. Cosmic Ray Conf. Moscow. 1987. V.6. P.161–164
10. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Observation of a high-energy cosmic-ray family caused by a Centauro-type nuclear interaction in the joint emulsion chamber experiment at the Pamirs // Physics Letters B. 1987. V. 190. I. 1–2. P. 226–233

1988

1. *Аmineва Т.П., ..., Ракобольская И.В. и др.* Поиск длиннопробежных частиц в глубоких рентген-эмульсионных камерах // Вестник Моск. Универ. Сер. физ., астроном. 1988. Т. 29. №1. С. 33–37 [Moscow Univ. Phys. Bull. 1978. V. 43. N. 1. P. 35–40]
2. *Аmineва Т.П., ..., Ракобольская И.В. и др.* Новый подход к анализу пространственно-энергетических характеристик гамма-семейств в эксперименте «Памир» // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента. 1988. Т. 38. №2. С. 3–34.
3. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Analysis of structure of halo in families with energy > 500 TeV // Proc. 5th Int. Symp. Very High Energy CR. Lodz. Poland. 1988. P.9–14
4. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Analysis of space-energy characteristics of gamma-families with $\Sigma E_{\gamma} = 100$ –1000 TeV // Proc. 5th Int. Symp. Very High Energy CR. Lodz. Poland. 1988. P.15–23

5. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Some individual superfamilies detected in the deep XEC // Proc. 5th Int. Symp. Very High Energy CR. Lodz. Poland. 1988. P.30–34
6. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* About the characteristics of γ -families as determined in account of Landau-Pomeranchuk effect // Proc. 5th Int. Symp. Very High Energy CR. Lodz. Poland. 1988. P.54–58
7. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Some peculiarities of high energy hadron attenuation in 110 cm XEC // Proc. 5th Int. Symp. Very High Energy CR. Lodz. Poland. 1988. P.65–69
8. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Search for mini clusters in gamma-hadron families XEC // Proc. 5th Int. Symp. Very High Energy CR. Lodz. Poland. 1988. P.319–323

1989

1. *Байбурина С.Г., ..., Ракобольская И.В. и др. (Сотрудничество «Памир»)* Анализ структуры гало семейств γ -квантов с энергией ≥ 500 ТэВ // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1989. Т.53. №2. С.269–272 [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. V.53. N.2. P.59–62]
2. *Байбурина С.Г., ..., Ракобольская И.В. и др. (Сотрудничество «Памир»)* Некоторые особенности поглощения адронов высоких энергий в 110-см свинцовых РЭК // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1989. Т.53. №2. С.277–279. [Bull. Acad. Sci. USSR. 1989. V.53. N.2. P.67–69]
3. *Байбурина С.Г., ..., Ракобольская И.В. и др. (Сотрудничество «Памир»)* Исследование гамма-адронных семейств в глубоких свинцовых РЭК, гамма-семейств в эксперименте «Памир» // Материалы Всесоюзной конференции по космическим лучам. Алма-Ата, 1989. Т. 1. С. 19–20

1990

1. *PAMIR/Chakaltaya Collaboration* High Energy Showers in Cosmic-Ray Families Observed in PAMIR Joint Chambers // Proc. 21st Int. Cosmic Ray Conf. Adelaide, Australia. 1990. V. 8. P. 157–160
2. *Ilyina P.N., Rakobolskaya V.I., Sveshnikova G.L. et al.* Search for Miniclusters in Gamma Hadron Families // Proc. 21st Int. Cosmic Ray Conf. Adelaide, Australia. 1990. V. 8. P. 161–164
3. *PAMIR Collaboration* Detection of long-flying component of cosmic rays by a method of deep lead XEC // Proc. 21st Int. Cosmic Ray Conf. Adelaide, Australia. 1990. V. 8. P. 178–181
4. *PAMIR Collaboration* Intensity of Gamma-Families with $\Sigma E_{\gamma} > 500$ TeV and Structure of Halo // Proc. 21st Int. Cosmic Ray Conf. Adelaide, Australia. 1990. V. 8. P. 227–230
5. *PAMIR/Chakaltaya Collaboration* Penetrative Characteristics of Extremely High Energy Halos and Shower Clusters in PAMIR Joint Chambers // Proc. 21st Int. Cosmic Ray Conf. Adelaide, Australia. 1990. V. 8. P. 243–246
6. *PAMIR Collaboration* Hadrons in Superfamilies // Proc. 21st Int. Cosmic Ray Conf. Adelaide, Australia. 1990. V. 8. P. 251–254
7. *PAMIR Collaboration* Narrow Gamma Families and their Hadron Accompaniment // Proc. 21st Int. Cosmic Ray Conf. Adelaide, Australia. 1990. V. 8. P. 334–337
8. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration, Chacaltaya Collaboration)* High energy cosmic ray families and simulation calculations (I) //

Proc. 6th Int. Symp. On Very High Energy Cosmic Rays, Cosmic Ray Physics. Tarbes, France. 1990. P.40–43

9. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration, Chacaltaya Collaboration)* High energy cosmic ray families and simulation calculations (II) // Proc. 6th Int. Symp. On Very High Energy Cosmic Ray Physics. Tarbes, France. 1990. P.44–47
10. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration, Chacaltaya Collaboration)* Analysis of halo alignment on gamma-hadron families with energy >400 TeV // Proc. 6th Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Physics. Tarbes, France. 1990. P.261–263
11. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Alignment increased background regions in gamma-hadron superfamilies // Proc. 6th Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Physics. Tarbes, France. 1990. P.264–267

1991

1. *Барадзей Л.Т., ..., Ракобольская И.В. и др. (Сотрудничество «Памир»)* О выстроенности энергетически выделенных центров в гамма-адронных семействах // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1991. Т.55. №4. С.650–653 [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1991. V.55. N.4. P.24–27]
2. *Барадзей Л.Т., ..., Ракобольская И.В. и др. (Сотрудничество «Памир»)* Развитие гало в глубокой свинцовой рентгеноэмульсионной камере // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1991. Т. 55. №4. С. 658–661 [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1991. V.55. N.4. P.33–37]
3. *Зацепин Г.Т., ..., Ракобольская И.В. и др.* Характеристики вертикального потока мюонов космических лучей // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1991. Т.55. №4. С.740–743. [Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1991. V.55. N.4. P.119–122]
4. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Characteristics of hadron interaction over 10^{15} eV observed in high energy cosmic-ray families in Chacaltaya and Pamir emulsion chambers (I) // Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf. Dublin, Ireland. 1991. V.4. P.93–96
5. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Characteristics of hadron interaction over 10^{15} eV observed in high energy cosmic-ray families in Chacaltaya and Pamir emulsion chambers (II) // Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf. Dublin, Ireland. 1991. V.4. P.97–100
6. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Small p_t characteristics of particle production seen in high energy shower clusters in emulsion chambers at Chacaltaya and Pamirs // Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf. Dublin, Ireland. 1991. V.4. P.101–104
7. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Testing of QGS models of hadron-nucleus interaction at 10^{14} – 10^{16} eV on the basis of lead emulsion chamber data // Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf. Dublin, Ireland. 1991. V.4. P.113–116
8. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Development of halo in deep lead XEC // Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf. Dublin. 1991. V.4. P.117–120
9. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* The phenomenon of alignment of “energy-distinguished” particles in gamma-hadron families // Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf. Dublin, Ireland. 1991. V.4. P.125–138

10. *Borisov A.S., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (Pamir Collaboration)* Properties of hadron-nucleus interactions at 1014–1016 eV inferred from Pamir experiment superfamilies // Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf. Dublin, Ireland. 1991. V.4. P.129–132

1992

1. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration)* Observation of very high energy cosmic-ray families in emulsion chambers at high mountain altitudes (I) // Nuclear Physics B. 1992. V. 370. P. 365–431
2. *Иваненко И.П., Копёнки В.В., Манагадзе А.К., Ракобольская И.В.* Выстроенность в гамма-адронных семействах космических лучей и характеристики взаимодействий при $E_0 \sim 10^{16}$ эВ // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 46. №4. С. 192–196. [JETP Lett. 1992. V. 56. I. 4. P. 188–193]
3. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration)* Gamma-hadron families in C-chambers (experimental data) // Bulletin de la Societe des sciences et des letters de Lodz, ser. Recherches sur les deformations. Lodz. 1992. V.XII.N.111. P.15–24
4. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration)* High energy hadrons and their accompaniment // Bulletin de la Societe des sciences et des letters de Lodz, ser. Recherches sur les deformations. Lodz. 1992. V.XII.N.112. P.25–44
5. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration)* Correlation between spatial characteristics of gamma-families, their energy spectra and hadron accompaniment // Bulletin de la Societe des sciences et des letters de Lodz, ser. Recherches sur les deformations. Lodz. 1992. V.XII.N.113. P.45–58
6. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration)* Intensity of gamma-ray families with $E > 500$ TeV and structure of halo (carbon chambers) // Bulletin de la Societe des sciences et des letters de Lodz, ser. Recherches sur les deformations. Lodz. 1992. V.XII.N.114. P.59–70
7. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration)* Characteristics of gamma-hadron families with $E > 100$ TeV and total flux of hadrons with $E_h > 20$ TeV detected in lead chambers // Bulletin de la Societe des sciences et des letters de Lodz, ser. Recherches sur les deformations. Lodz. 1992. V.XII.N.115. P.71–92
8. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration)* Alignment in gamma-hadron families detected in deep lead chambers // Bulletin de la Societe des sciences et des letters de Lodz, ser. Recherches sur les deformations. Lodz. 1992. V.XII.N.116. P.93–104
9. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration)* Development of halo in deep lead chambers // Bulletin de la Societe des sciences et des letters de Lodz, ser. Recherches sur les deformations. Lodz. 1992. V.XII.N.117. P.105–118
10. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration)* Inelasticity coefficient and cross section of nucleon and pion interactions with lead at energy 20–100 TeV // Bulletin de la Societe des sciences et des letters de Lodz, ser. Recherches sur les deformations. Lodz. 1992. V.XII.N.118. P.119–132
11. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration)* Abnormal hadron attenuation in lead and generation of charmed particles // Bulletin de la Societe des sciences et des letters de Lodz, ser. Recherches sur les deformations. Lodz. 1992. V.XII.N.119. P.133–148
12. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration)* Experimental investigation of Landau-Pomeranchuk-Migdal effect with multilayer lead XEC // Bulletin de la Societe des sciences et des letters de Lodz, ser. Recherches sur les deformations. Lodz. 1992. V.XII.N.120. P.149–156

1993

1. *Ivanenko, I.P., Kopenkin, V.V., Managadze, A.K. and Rakobolskaya, I.V.* Alignment in Gamma-Hadron Families Detected by Deep Lead XEC // Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf. Calgary, Canada. 1993. V. 4. P. 84–87
2. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration, Chakaltaya Collaboration)* A Study of Very High Energy Hadron Interactions through Observation of Cosmic-Ray Families of Visible Energy Greater than 500 TeV (I) // Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf. Calgary, Canada. 1993. V. 4. P. 116–119
3. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration, Chakaltaya Collaboration)* A Study of Very High Energy Hadron Interactions through Observation of Cosmic-Ray Families of Visible Energy Greater than 500 TeV (II) // Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf. Calgary, Canada. 1993. V. 4. P. 120–123
4. *Baradzei L.T., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (PAMIR Collaboration, Chakaltaya Collaboration)* A Study of Very High Energy Hadron Interactions through Observation of Cosmic-Ray Families of Visible Energy Greater than 500 TeV (III) // Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf. Calgary, Canada. 1993. V. 4. P. 124–127
5. *Arisawa T., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Observation of Characteristics of Cosmic-Ray Hadron Interactions in Uniform-type Thick Lead Chambers at Pamir [I] // Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf. Calgary, Canada. 1993. V. 4. P. 128–131
6. *Arisawa T., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Observation of Characteristics of Cosmic-Ray Hadron Interactions in Uniform-type Thick Lead Chambers at Pamir [II] // Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf. Calgary, Canada. 1993. V. 4. P. 132–135
7. *Arisawa T., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Observation of Characteristics of Cosmic-Ray Hadron Interactions in Uniform-type Thick Lead Chambers at Pamir [III] // Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf. Calgary, Canada. 1993. V. 4. P. 136–139

1994

1. *Копёнкин В.В., Манагадзе А.К., Ракобольская И.В. и Роганова Т.М.* Выстроенность энергетически выделенных потоков в гамма-адронных семействах и роль адронной компоненты в этом явлении // Изв. РАН. Сер. физ. 1994. Т.58. №12. С.13–16 [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 1994 .V. 58. N.12. P.1960–1962]
2. *Зацепин Г.Т., ..., Ракобольская И.В. и др.* Энергетический спектр нуклонов ПКИ в области 20–400 ТэВ и генерация чарма по результатам мюонного эксперимента МГУ // Изв. РАН. Сер. физ. 1994. Т.58. №12. С.119–122 [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 1994 .V. 58. N.12. P.2050–2052]
3. *Arisawa T., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Observation of attenuation behaviour of hadrons in extremely high energy cosmic ray interactions: New hadronic state? // Nuclear Physics B. 1994. V. 424. P. 241–287
4. *Kopenkin V.V., Managadze A.K., Rakobolskaya I.V. and Roganova T.M.* Alignment of energy distinguished cores in families and hadron aspects of the phenomenon // Proc. VIII Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Rays Interactions. Tokyo, Japan. 1994. V. 1. P. 71–83

1995

1. *Rakobolskaya I.V., Smirnova L.N., Sveshnikova L.G. and Jandarbiev S.M.* The Energy Dependence of Elasticity Coefficient and Cross-sections in Hadron-Lead Interactions in the Range 250 GeV – 50 TeV // Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf. Rome, Italy. 1995. V. 1. P. 33–36

2. *Kopenkin V.V., Managadze A.K., Rakobolskaya I.V. and Roganova T.M.* Alignment of Energy Distinguished Cores in Families and Hadron Aspects of the Phenomenon // Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf. Rome, Italy. 1995. V. 1. P. 170–173
3. *Il'Ina, N.P., Kalmykov, N.N., Rakobolskaya, I.V. and Zatsepin, G.T.* The Analysis of the PCR Nucleon Energy Spectrum and Charm Production Cross-Section as Observed in MSU Muon Experiment // Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf. Rome, Italy. 1995. V. 1. P. 524–527
4. *Apanasenko A.V., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration)* A Prompt Report on the First Russo-Japanese Joint Balloon Experiment (RUNJOB Collaboration) // Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf. Rome, Italy. 1995. V.3. P. 571–574
5. *Apanasenko A.V., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration)* A New Type of Emulsion Chamber for RUNJOB Program (chamber design and data processing) // Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf. Rome, Italy. 1995. V.3. P.693–696
6. *Apanasenko A.V., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration)* A New Type of Emulsion Chamber for RUNJOB Program (energy determination) // Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf. Rome, Italy. 1995. V.3. P.697–700
7. *Kopenkin V.V., Managadze A.K., Rakobolskaya I.V. and Roganova T.M.* Alignment in γ -hadron families of cosmic rays // Physical Review D. 1995. V. 52. P. 2766–2774

1997

1. *Зацепин Г.Т., Ильина Н.П., Калмыков Н.Н. и Ракобольская И.В.* О результатах исследования спектра первичных нуклонов и генерации чарма по данным мюонного эксперимента МГУ // Изв. РАН. Сер. физ. 1997. Т.61. №3. С.559–561 [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 1997. V.61. N3. P.440–441]
2. *Зацепин Г.Т., Ошурев Д.С., Ракобольская И.В. и др.* Российско-японский баллонный эксперимент (RUNJOB) по изучению химического состава и спектра первичного космического излучения в области энергий 1–500 ТэВ // Изв. РАН. Сер. физ. 1997. Т.61. №6. С.1186–1190 [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 1997. V.61. N6. P.926–929]
3. *Гинзбург В.Л., ..., Ракобольская И.В. и др.* Георгий Тимофеевич Зацепин (к 80-летию со дня рождения) // Успехи физических наук. 1997. Т. 167. №5. С. 571–572 [Physics Uspekhi. 1997. V. 40. P. 547–548]
4. *Apanasenko A.V., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration)* Primary Proton with PeV Energy detected by RUNJOB Experiment // Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf. Durban, South Africa. 1997. V. 4. P. 133–136
5. *Apanasenko, A.V., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration)* Proton and Helium spectra obtained by the first RUNJOB-campaign // Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf. Durban, South Africa. 1997. V. 4. P. 137–140
6. *Apanasenko A.V., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration)* Heavy component spectra obtained by the first RUNJOB-campaign // Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf. Durban, South Africa. 1997. V. 4. P. 141–144
7. *Apanasenko A.V., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration)* Methodology for the Primary Cosmic-Ray Observation in RUNJOB-program-Chamber Designing and Data Processing // Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf. Durban, South Africa. 1997. V. 5. P. 9–12
8. *Apanasenko A.V., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration)* Charge Determination Method for RUNJOB Experiment // Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf. Durban, South Africa. 1997. V. 5. P. 13–16

9. *Apanasenko A.V., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration)* The Development of Triangulation Methods of Searching for Vertex Points in Emulsion Chambers // Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf. Durban, South Africa. 1997. V. 5. P. 301–304
10. *Fujimoto Y., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Study of High Energy Hadrons by Thick Lead Emulsion Chambers at the Pamirs // Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf. Durban, South Africa. 1997. V. 6. P. 45–48
11. *Apanasenko A.V., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration)* Energy Determination for RUNJOB Experiment (1) – Proton and Helium Component // Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf. Durban, South Africa. 1997. V. 7. P. 277–280
12. *Apanasenko A.V., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration)* Energy Determination for RUNJOB experiment (2) – Heavy Component // Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf. Durban, South Africa. 1997. V. 7. P. 281–284
13. *PAMIR Collaboration* Comparison of experimental and simulation data on absorption lengths for electromagnetic component and gamma-hadron families induced by primary particles at energies 1–100 // Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf. Durban, South Africa. 1997. V. 7. P. 385–388

1999

1. *Зацепин Г.Т., Ильина Н.П., Калмыков Н.Н., Ракобольская И.В.* О генерации прямых мюонов по данным рентгеноэмульсионного эксперимента МГУ // Изв. РАН. Сер. Физ. 1999. Т.63. 571–573. [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 1999. V.63. P.462–464]
2. *Navia C.E., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Study of primary nuclei composition in the knee region using the Cronin effect // Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf. Salt Lake City, USA. 1999. V. 1. P. 107–110
3. *Apanasenko A.V., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration)* Primary cosmic ray spectra observed by RUNJOB – proton and alpha spectra // Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf. Salt Lake City, USA. 1999. V. 3. P. 163–166
4. *Apanasenko A.V., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration)* Primary cosmic ray spectra observed by RUNJOB – spectra for heavy and all particles // Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf. Salt Lake City, USA. 1999. V. 3. P. 167–170
5. *Apanasenko A.V., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration)* Energy determination for RUNJOB experiment // Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf. Salt Lake City, USA. 1999. V. 3. P. 231–234
6. *Apanasenko A.V., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration)* The properties of electron-photon component of cosmic rays at 10 g/cm² atmosphere depth // Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf. Salt Lake City, USA. 1999. V. 3. P. 235–238
7. *Navia C.E., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Study of primary nuclei composition in the knee region using the Cronin effect // Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf. Salt Lake City, USA. 1999. V. 3. P. 284–287

2001

1. *Апанасенко А.В., ..., Ракобольская И.В. и др. (Коллаборация RUNJOB)* Исследование первичных космических лучей высоких энергий в российско-японском баллонном эксперименте RUNJOB // Изв. РАН. Сер. Физ. 2001. Т.65. №3. С.433–436 [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2001. V.65. N.3. P.476–479]
2. *Fujimoto Y., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Observation of cosmic ray hadron interactions with Pamir 60 cm lead X-ray emulsion chamber // Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf. Hamburg, Germany. 2001. V. 1. P. 31–34

3. *Sveshnikova L.G. and Rakobolskaya I.V.* Energy dependence of inelasticity coefficient in p-air interactions at energy 20–1000 TeV. // Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf. Hamburg, Germany. 2001. V. 4. P. 1406
4. *Galkin, V.I., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Search for coplanar emission of secondaries in nuclear interactions at energy $E_0 > 10^{13}$ eV in RUNJOB experiment data // Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf. Hamburg, Germany. 2001. V. 4. P. 1407–1409
5. *Osedlo V.I., Managadze A.K., Rakobolskaya I.V. et al.* A superfamily with Sigma $E_\gamma > 10^{15}$ eV observed in stratosphere // Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf. Hamburg, Germany. 2001. V. 4. P. 1426–1428
6. *Apanasenko A.V., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Proton and Helium spectra observed by RUNJOB // Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf. Hamburg, Germany. 2001. V. 5. P. 1626–1629
7. *Apanasenko A.V., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Heavy primary spectra observed by RUNJOB // Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf. Hamburg, Germany. 2001. V. 5. P. 1630–1633
8. *Publichenko, P.A., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Development of measurement system for heavy primaries identification with use of screen type X-ray films in RUNJOB experiment // Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf. Hamburg, Germany. 2001. V. 6. P. 2131–2134
9. *Apanasenko A.V., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Composition and energy spectra of cosmic-ray primaries in the energy range 10^{13} – 10^{15} eV/particle observed by Japanese-Russian joint balloon experiment // Astroparticle Physics. 2001. V. 16. P. 13–46
10. *Kamioka E., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* First results obtained by RUNJOB campaign // Advances in Space Research. 2001. V. 26. P. 1839–1845

2002

1. *Галкин В.И., ... , Ракобольская И.В. и др.* Характеристики стратосферного суперсемейства «СТРАНА» с $E_0 > 10^{16}$ эВ // Изв. РАН. Сер. физ. 2002. Т.66. №11. С.1544–1546 [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2002. V.66. N.11. P.1697–1699]
2. *Публиченко П.А., ... , Ракобольская И.В. и др.* Исследование тяжелых ядер в космических лучах // Изв. РАН. Сер. физ. 2002. Т.66. №11. С.1627–1630 [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2002. V.66. N.11. P.1798–1801]
3. *Манагадзе А.К., ..., Ракобольская И.В. и др.* Компланарный разлет частиц в ядерном взаимодействии при $E_0 > 10^{16}$ эВ, зарегистрированном в стратосфере // Письма в ЭЧАЯ. 2002. Т. 3(112). С. 19–24

2003

1. *Rakobolskaya I.V., Roganova T.M. and Sveshnikova L.G.* Energy dependence of charm production cross section at high energies // Nuclear Physics B Proceedings Supplements. 2003. V. 122. P. 353–356
2. *Hareyama M., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration)* Energy determination of the cascade shower by means of a new type of emulsion chamber with diffuser module // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2003. V. 512. P. 553–571
3. *Furukawa M., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration)* Primary Proton and Helium Spectra Observed by RUNJOB Collaboration // Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf. Tsukuba, Japan. 2003. V. 4. P. 1837–1840

4. *Furukawa M., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration) Heavy Primary Spectrum Obtained by “Jet Trigger” Method Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf. Tsukuba, Japan. 2003. V. 4. P. 1865–1868*
5. *Furukawa M., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration) Primary Heavy Components Spectra and 2-ry/1-ry Ratio Observed by RUNJOB Collaboration // Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf. Tsukuba, Japan. 2003. V. 4. P. 1877–1880*
6. *Furukawa M., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration) All Particle Spectrum, Average Mass from RUNJOB Data // Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf. Tsukuba, Japan. 2003. V. 4. P. 1885–1888*
7. *Furukawa M., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration) Automatic Searching for Fe-Nucleus Vertex Points in Balloon Emulsion Experiment RUNJOB // Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf. Tsukuba, Japan. 2003. V. 4. P. 2259–2262*

2004

1. *Галкин В.И., ..., Ракобольская И.В. и др. Спектры ядер первичного космического излучения, полученные в эксперименте RUNJOB // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. Т.68. №11. С.1590–1592 [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2004. V.68. N.11. P.1776–1780]*

2005

1. *Hareyama, M., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration) Proton and Helium spectra obtained by RUNJOB experiment // Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf. Pune, India. 2005. V. 3. P. 17–20*
2. *Ichimura, M., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration) Heavy component spectra and secondary to primary ratios obtained by RUNJOB experiment // Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf. Pune, India. 2005. V. 3. P. 21–24*
3. *Sveshnikova L.G., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration) All particle spectrum and average mass obtained by RUNJOB experiment // Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf. Pune, India. 2005. V. 3. P.49–52*
4. *Managadze, A.K., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration) Large transverse momenta in nuclear interaction at $E_0 > 10^{16}$ eV detected in stratosphere (STRANA superfamily) // Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf. Pune, India. 2005. V. 3. P. 81–84*
5. *Amurina, I.V., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration) Modern State of the Athlet Setup at the Tien Shan // International Journal of Modern Physics A. 2005. V. 20. P. 6778–6780*
6. *Derbina V.A., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration) Cosmic-Ray Spectra and Composition in the Energy Range of 10–1000 TeV per Particle Obtained by the RUNJOB Experiment // The Astrophysical Journal (Letters). 2005. V. 628. P. L41–L44*

2006

1. *Amurina I.A., ..., Rakobolskaya I.V. et al. (RUNJOB Collaboration) Current state of the ATHLET set-up at the Tien Shan // Nuclear Physics B Proceedings Supplements. 2006. V. 151. P. 422–425*

2007

1. *Managadze A.K., ..., Rakobolskaya I.V. et al. Large transverse momenta in nuclear interaction at $E_0 > 10^{16}$ eV detected in stratosphere // Physics of Atomic Nuclei. 2007. V. 71. N. 1. P. 184–190*

2. *Галкин В.И., ..., Ракобольская И.В. и др.* Гамма-кванты космических лучей высоких энергий в эксперименте RUNJOB // Изв. Акад. наук. Сер. физ. 2007. Т. 71. №4. С. 509–511 [Bull. Rus. Acad. of Sci., Phys. 2007. V. 71. I. 4. P. 491–493]
3. *Манагадзе А.К., ..., Ракобольская И.В. и др.* Большие поперечные импульсы в стратосферном суперсемействе «СТРАНА» // Изв. РАН. Сер. физ. Т. 71 №4. С. 530–532 [Bull. Rus. Acad. of Sci., Phys. 2007. V. 71. P. 513–516]

2008

1. *Osedlo V.I., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* The halo and the high energy jet in stratospheric STRANA superfamily with $E_0 > 10^{16}$ eV // Proc. 30th Int. Cosmic Ray Conf. Merida, Mexico. 2008. V. 4. P. 663–666
2. *Osedlo V.I., ..., Rakobolskaya I.V. et al.* Anisotropic and alignment effects in STRANA superfamily with $E_0 > 10^{16}$ eV // Proc. 30th Int. Cosmic Ray Conf. Merida, Mexico. 2008. V. 4. P. 667–670

2010

1. *Ракобольская И.В. и Роганова Т.М.* Результаты экспериментов в космических лучах с использованием эмульсионных детекторов // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. 2010. №4. С. 47–55. [Moscow Univ. Phys. Bull. 2010. V. 65. I. 4. P. 283–291]

Учебники и книги

1. Ракобольская И.В, *Аминева Т.П.* и др.. «Исследование мюонов сверхвысоких энергии» – М: «Наука», 1975. – 210 с.
2. Ракобольская И.В, И.Д. Рапопорт «Образование ливней заряженных частиц», в кн. Практикум по физике космических лучей (под ред. Л.И. Сарычевой), М,: Изд-во МГУ, 1979, сс. 19–34
3. Ракобольская И.В, С.А. Дубровина, К.В. Мандрицкая «Определение массы π^0 мезона с использованием метода рентгено-эмульсионных камер» в кн. Практикум по физике космических лучей (под ред. Л.И. Сарычевой), М,: Изд-во МГУ, 1979, сс. 96–109
4. *Ракобольская И.В.* Учебник по ядерной физике. 2-е изд., доп. и перераб. – М.: Изд-во МГУ, 1981. – 280 с.
5. *Ракобольская И.В.* Предисловие в кн. «Пока стучит сердце» (Дневники и письма Героя Советского Союза Евгении Рудневой). – М.: Изд-во МГУ, 1995. – 256 с.
6. Ракобольская И.В, *Копенкин В.В.* и др. «Особенности взаимодействий адронов космических лучей сверхвысоких энергий (по данным свинцовых рентгеноэмульсионных камер эксперимента «ПАМИР»)» – М.: Изд-во МГУ, 2000. – 256 с.
7. *Ракобольская И.В., Кравцова Н.Ф.* «Нас называли ночными ведьмами. Так воювал 46-й гвардейский полк ночных бомбардировщиков». – М.: Изд-во МГУ, 2005. – 336 с.
8. *Ракобольская И.В.* (составитель). «Память в стихах и фотографиях». – М.: Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, 2012. – 118 с.

Отрывки из книг И.В. Ракоболькой о войне, ее семья, стихи, фронтовые стенгазеты

Вот как Ирина Вячеславовна рассказывала о том, как она попала на фронт. «В Москве мы с подругой готовились к экзамену. Должны были его сдавать 23-го. В 11 утра нам позвонил приятель и сказал: «Девочки, включите радио, сейчас будет известие. Как будто речь идет о войне с Германией». Мы немедленно поехали в университет на Моховую. Провели в Коммунистической аудитории комсомольское собрание и приняли решение считать себя мобилизованными...».

Когда немцы совсем близко подошли к Москве, учить физику, математику, геометрию было не для чего. Нам надо было идти с оружием, каким можем, защищать наш город. 9 Октября 41 г. я дежурила в вузком комсомола МГУ, когда из ЦК ВЛКСМ пришла телефонограмма. В ней объявлялся призыв девушек, добровольно желающих пойти на фронт. От всего Краснопресненского района призывалось 12 человек; две пулеметчицы, две парашютистки, две санитарки, две с хорошим почерком и две просто физически здоровых. Какие еще 2 – не помню. Отборочная комиссия должна была состояться 10 днем.

В вузком было 3 девушки: аспирантка географического факультета Шура Макунина, студентка исторического факультета Валя Ендакова и я, тогда студентка 4-го курса физического факультета. Немецкие войска подходили к Москве, обстановка была настолько напряжена, что трудно представлялось, зачем учиться, кому нужны сейчас географы, физики и историки. Я обзвонила факультеты, а все трое поставили свои фамилии в список. И только в ЦК на следующий день мы узнали, что Герою Советского Союза Марине Расковой поручено формирование женских авиационных полков в ответ на многочисленные письма летчиц аэроклубов, авиашкол, транспортной авиации, желающих воевать вместе с мужчинами. 8 октября был подписан сов.секретный приказ. Не хватало штурманов, техников, вооруженцев. Так возник призыв ЦК комсомола. Из университета после отбора попало 16 девушек в так называемую авиачасть 122. Все они вошли в штурманскую группу. Но велико было наше разочарование, когда через пять дней нашу женскую команду, одетую в мешковатые шинели, огромные кирзовые сапоги, с противогазами и флягами на боках, погрузили в товарные вагоны и повезли куда-то на юго-восток, а не на фронт. Увы! Защищать Москву нам не пришлось.

Началась наша жизнь в Энгельсской авиационной школе пилотов с приказа №1: «-всем постричься под мальчика, волосы впереди до пол уха, косы можно оставить только с личного разрешения Расковой.» Но разве могли мы к ней обращаться, нам было от 16 до 20, а она такая известная, солидная женщина что-то около 28. И в тот же день наши волосы легли пестрым ковром на пол гарнизонной парикмахерской. Прошло более 60 лет, но мои волосы и до сих пор «спереди до пол-уха»¹.

¹ *Ракобольская И., Кравцова Н.* Нас называли ночными ведьмами. Так воевал женский 46-й гвардейский полк ночных бомбардировщиков. 2-е издание, дополненное. – М.: Изд-во МГУ, 2005. – 336 с.

Летный состав школы смотрел на нас с усмешкой и состраданием, звали батальоном смерти. Поэтому в столовую мы ходили плотным строем под песню и на мужчин не глядели. Когда две студентки с мехмата встретили своих однокурсников и задержались с ними на улице после обеда, мы собрали университетчиков, сказали девочкам, что они позорят университет, что мы напишем об этом на мехмат. Они плакали и обещали никогда в жизни с мужчинами не разговаривать.

Штурманская группа занималась по 12 часов в день. Через два месяца начались первые тренировочные полеты, а в январе были уже сформированы полки: ночной бомбардировочный, истребительный, пикирующих бомбардировщиков. И тут выяснилось, что нет женщин с опытом штабной работы, и надо создавать штабы из своих. Так я стала начальником штаба 588 авиаполка ночных бомбардировщиков на самолетах У-2 (впоследствии По-2). Наверное, назначили меня потому, что была я комсоргом штурманской группы и, как понимаю теперь, проявляла излишнюю активность, не принятую в Армии. Приказ подписали без разговора со мной, а когда я пошла к Расковой и сказала: «Не хочу быть начштаба, хочу летать». Она так холодно на меня посмотрела и сказала: «Я гражданских разговоров не люблю. Приказы не обсуждаются, а выполняются». Раскова была удивительная женщина. Сильная, ничего не боялась, умела преодолевать все преграды. И нам всегда говорила: «Девочки, никого и ничего не бойтесь. Если вы уверены в своей правоте, смело идите вперед». Я потом всю свою мирную жизнь жила по этим заветам Марины Расковой».



Начальник штаба И.Ракобольская

Ну и трудно мне было в первый год. Ничего я не понимала в самолетах, бензине, бомбах, оперативных сводках, слабо знала военный устав и многое

другое, что должна была знать, ведь начальник штаба – первый заместитель командира полка. А командиром полка стала Евдокия Давыдовна Бершанская, опытный летчик и руководитель. Девчонки меня не очень слушались, спорили, когда я назначала кого-то на дежурство, инженеры полка – кадровые военные, для них я была совсем «зеленой». Да и представьте только – я, задушевная подружка своих штурманов, вхожу в комнату, и все должны встать. В штабе стали работать другие девушки: в оперативном отделе, в строевом отделе, шифровальщик, начсвязи, начхим. И мы учились своему делу все вместе. Однако ложное самолюбие иногда мешало нам признать, что мы так мало знаем и умеем.



Наш По-2.

При формировании полка он был оснащён самолётами По-2, сначала было 20 таких самолетов, к окончанию войны – 36. Наш учебный самолёт создавался не для военных действий. Деревянный биплан с двумя открытыми кабинами, расположенными одна за другой, и сдвоенным управлением – для лётчика и штурмана. (До войны на этих машинах лётчики проходили обучение). Без радиосвязи и бронеспинок, способных защитить экипаж от пуль, с маломощным мотором, который мог развивать максимальную скорость 120 км/час. На самолёте не было бомбового отсека, бомбы привешивались в бомбодержатели прямо под плоскости самолёта. Не было прицелов, мы создали их сами и назвали ППР (проще пареной репы). Самолет По-2 был легок в управлении, не нуждался в специально оборудованных аэродромах, особых сортах бензина, летал медленно и низко и поэтому его эффективно использовали ночью для бомбометания по переднему краю противника.

Количество бомбового груза менялось от 100 до 300 кг. В среднем мы брали 150–200 кг. Но за ночь самолёт успевал сделать несколько вылетов, и суммарная бомбовая нагрузка была сравнима с нагрузкой большого бомбардировщика. При двояном управлении самолётом можно было управлять и пилоту, и штурману. Были случаи, когда штурманы приводили на базу и сажали самолёты, после того, как пилот погибала. До августа 1943 г. лётчицы не брали с собой парашюты, предпочитая взять вместо них ещё 20 кг бомб. Пулемёты на самолётах также появились только в 1944 г. До этого единственным вооружением для защиты от вражеских истребителей на борту были пистолеты ТТ лётчиков и штурманов»².

В мае 42 г. полк прибыл на южный фронт, в районе Краснодона и вошел в 4-ую ВА, командовал которой генерал Вершинин К.А. Начинались тяжелые дни отступления, от Ворошиловграда до Грозного линии фронта фактически не было, мы оставляли аэродром за аэродромом, немецкие танки ночью подходили почти вплотную к летному полю. Казалось, что для 4ВА наш полк девчонок на деревянных машинах не был таким уж большим подкреплением. Летчики соседних полков откровенно называли нас -Дунькин полк. Редко бывало так, чтобы на фронт прибывал полк, а в нем — ни одного летчика, который бы уже воевал. Но некогда было учить нас, как выходить из прожекторов, как в темноте найти цель, как уйти от обстрела. Бомбили мы преимущественно по боевой технике противника на дорогах, по переправам и железнодорожным станциям, по складам с боеприпасами, по живой силе на переднем крае противника. Несколько раз прикрывали высадки десантов в Керчи и Эльтигене, на Одере и Висле.

Полеты проходили с темноты и до рассвета. Цели близкие, потому за ночь каждый экипаж летом успевал сделать 5–6 вылетов, зимой 10–12. Примерно по 10 часов в воздухе... Вылетали по одному с интервалом в 4–5 минут, около часа длился полет, самолет возвращался на свой аэродром ему подвешивали бомбы, заправляли бензином, и он снова шел на цель. И так до утра, и так каждую ночь. Всего 1100 ночей. Цели, как правило, имели тактическое значение и были плотно прикрыты зенитками и прожекторами, а много ли нужно, чтобы сбить наш тихоходный самолет. Одна зажигательная пуля превращает его в пылающий факел. Экипажи видели, как горят подруги, но они вели машины в те же зенитки и прожектора, и снова, и снова... О, героизм это не сиюминутное движение души, это, прежде всего, тяжкий непрерывный труд, напряжение всех сил и воли, преодоление страха. Наступало такое переутомление, что иногда летчик или штурман засыпал в полете, а часто, наоборот, не спали по несколько ночей.

В феврале 43 г. нашему полку, первому среди других полков дивизии, было присвоено Гвардейское звание, а потом еще дважды награждали полк орденами. Мы стали 46 Гвардейским авиаполком. И летчики мужских частей стали ласково называть нас сестренками и делали круг, возвращаясь

² *Ракобольская И., Кравцова Н.* Нас называли ночными ведьмами. Так воевал женский 46-й гвардейский полк ночных бомбардировщиков. 2-е издание, дополненное. — М.: Изд-во МГУ, 2005. — 336 с.

с задания, над нашим аэродромом. Пехота писала нам «небесные создания», а Вершинин, выступая на собрании в полку, сказал: «Вы самые красивые женщины в мире, потому что подлинная красота заключается в прекрасном душевном порыве, с которым вы ведете борьбу за свободу нашей Родины». И даже то, что немцы прозвали нас «ночными ведьмами», было признанием нашего мастерства. Конечно, девчонки оставались девчонками, возили в самолетах котят, танцевали в нелетную погоду на аэродроме, плакали, хороня подруг, и вышивали на портянках незабудки, распуская для этого голубые кальсончики.



В штабе. Получение боевого задания. 1943г.

Мы прошли от Ворошиловграда, Грозного до Владикавказа, а потом через Краснодар до Тамани, от Керчи до Севастополя. Прошли Белоруссию и Польшу, воевали в Восточной Пруссии и окончили войну севернее Берлина. 23 девушкам было присвоено звание Героя Советского Союза, пяти из них посмертно. 5 студентов МГУ также получили это звание, из них Женя Руднева посмертно. Каждая из них совершила более 700 боевых вылетов, а Ира Себрова даже 1030.

Мужчин в нашем полку не было. И летали, и бомбы подвешивали одни девчонки. Но люди погибали в войне, а в тылу никто для нас смены не готовил. Поэтому в полку непрерывно работала школа переучивания. Из вооруженцев и механиков готовили штурманов, из штурманов — летчиков, а технический состав набирали из девушек, которых в то время уже призывали в Армию. Благодаря этому полк окончил войну, имея 4 эскадрильи, а начал всего с двумя. О полку написаны книги, снят документальный фильм, а сейчас почему-то возник большой интерес к нам за рубежом. В Америке защищают диссертации по нашим полкам, пишут историю. И в Америке, и в Англии выпускают телефильмы. Народу этих стран трудно поверить, что это не агитка, что женщины действительно так воевали. Но правда — в дневниках, воспоминаниях, памятниках погибшим. И я могла бы бесконечно рассказывать о моих героических подругах, таких разных, таких красивых, богинях войны, как назвал их недавно в Красной звезде корреспондент.

Я тоже иногда летала в качестве штурмана на цель, но очень редко, у меня всего-то около 30 вылетов. Иногда просто на бомбометание, а иногда надо было посмотреть, как идет согласование между наземными войсками и нами. Но все управление велось с земли. Трудно написать, какая работа входила в мои обязанности. Штаб полка — это как деканат факультета. Оперативная, строевая, хозяйственная работа. От получения боевого задания на ночь, до наградных листов и заказов на обмундирование. Но в штаб входило 6 человек, да еще адъютанты эскадрилий и дежурные по части. Надо было только четко все организовать. И кроме того, через ночь, по очереди с начальником оперативного отдела дежурить на старте во время полетов, которым руководила чаще всего командир полка.

Журнал вылета, прием докладов от экипажей, связь с оперативным пунктом дивизии, уточнение линии боевого соприкосновения. Все было напряжено. Докладывает летчик, вижу, бледнеет и рукав весь в крови — ранило ее, но только после доклада пошла в медчасть. Иногда видно, как над целью горит самолет, и я смотрю по расчету времени, кто это сейчас горит. Летчики докладывали об обстановке на земле, о результатах бомбометания других экипажей, о координатах прожекторов и зениток, и мы предупреждали об этом следующих. Я уже говорила, что вначале мне многое не удавалось, я была такая малограмотная, но постепенно приходили и знание, и умение. Появилось много новых людей, для которых я уже была не подружкой, а начальником штаба.

Что-то запомнилось особенно остро. Стояли в 42 г. в станице Ассиновской под Владикавказом, штаб размещался в большом классе старой школы. И вдруг я потеряла печать полка. Она лежала в коробочке в кармане гимнастерки. Отклеилась резиновая печать от железки и исчезла... Как я ее искала, сказать кому-нибудь боялась, и уже проверила свой «ТТ» и патроны. Если бы не нашла ее на грязном черном полу, жить бы не стала. Да и все равно ревтребунал.

Ярко помнится страшная ночь на «Голубой линии», которую немцы построили вдоль Кубани до моря и считали ее неприступной. Половина экипажей в эти ночи летала под Новороссийском на Малой земле. Выпустили

мы 12 экипажей. Цель недалеко, видны прожектора, ловившие наши машины. Вдруг видим, вспыхнул самолет, медленно факелом падает. Смотрю по журналу вылетов, кто горит над целью.

Возвращается первая машина, докладывают, что видели, как горел самолет 20, возвращается другой экипаж, видел, как горел самолет 20, а зенитки не стреляли, почему? И так четыре пожара в разное время.

Вернулись только 8. Поняли ещё над целью, что немцы выпустили против нас ночных истребителей, потому и не стреляли зенитками, чтобы не сбить своих. Стали девочки, выходя из прожекторов, резко терять высоту, уходить почти на бреющем, чего не могли истребители. Тем и спаслись те, кто понял и успел. А восемь человек погибло.

Наташа Меклина пишет, что ей часто снятся цветные сны, слепящие лучи прожекторов и факелы в небе. А мне почему-то до сих пор снятся перебазирования, — близко немцы, надо срочно ехать, а нет машин, и я не знаю, куда же мне деть двух маленьких сыновей.

Ещё помню так ярко, как перелетели мы в Крым в апреле 44 г. Самолеты стояли без маскировки на опушке партизанского села Карповка. Там мы чувствовали себя радостно — весна, наступаем и нет немцев. И вдруг штурмовое звено с черными крестами появилось над нами, посыпались бомбы, застрочил пулемет, летчики заходили бреющим и выглядывали с улыбкой из кабин. А я лежала, вжавшись в землю, и думала: «какая же я большая», и еще: «только бы сразу». Расстреляв боезапасы, они ушли за новыми, но поднялись наши истребители, завязался бой, и больше нас не штурмовали.

Помню, как я с летчицей Санфировой Олей летала над Керчью, чтобы найти остатки сгоревшего день назад самолета с Женей Рудневой. Никогда, ни раньше, ни позже не видела я такой израненной войной земли. В городе торчали только печные трубы в обрамлении квадратов фундамента. Ни кусочка земли без воронок от бомб, все усыпано железом — разбитыми орудиями, разломанными машинами, кусками самолетов. Наш По-2 мы не нашли, хотя и знали примерно место, куда он упал, догорая. Удивительно, но кто-то из жителей подобрал их обгоревшие тела и похоронил. И как сказал поэт: «Погибшие в небе за Родину, становятся небом над ней». Ходит сейчас над нами малая планета под названием — Евгения Руднева.

Помню, как за Минском наша Армия так быстро наступала по дорогам, что немецкие войска оставались в окружении, вне дорог, в полях, лесах, где-то отдельные небольшие группы, а где-то организованные, с орудиями. И вот мы стояли с одной стороны небольшой рощи, а с другой — какая-то немецкая часть с артиллерией. Днем эскадрильи перелетели на новую площадку, а штаб и часть техников остались до утра. Было все очень, очень напряженно, рядом постреливали. Я сняла знамя полка с древка, свернула его, спрятала себе под гимнастерку и затянулась потуже ремнем. Так прошла ночь. Утром подъехали машины, мы погрузились на трясущуюся полупортку, которую старик шофер почему-то называл «Маруся».

Дважды к нам в полк приезжал маршал Рокоссовский, первый раз, чтобы вручить 5 звезд Героев Советского Союза. «Я слышал легенды о вашем полку,

когда вы были еще на другом фронте, говорят, вы не хотите принимать к себе мужчин, и не надо, вы и сами дойдете до Берлина. « А было это еще в Восточной Пруссии. Помню, была поражена до глубины сердца, не сразу поняв, почему он встал, когда я вошла с докладом. Поняла: он встал передо мной, как перед женщиной. Впервые за всю войну, высшее начальство встало передо мной, а не я по струнке стояла перед ним. Так значит, я все еще женщина!



И.В. Ракобольская, 1945г.

Последний раз дежурили мы с бомбами 5 мая в маленьком поселке севернее Ной Бранденбурга. Должны были летать на Свинемюнде, где была база новых немецких ракет. 9-го в ночь я проснулась от стрельбы, выскочила на улицу, вокруг светло от ракет, полуголые девчонки стреляют из автоматов и ракетниц, услышав по приемнику, что война окончилась. Нас отвели на отдых в Альт Резе, где была раньше школа немецких разведчиц, а потом в Швейдниц, город, переходивший к Польше. И началась демобилизация сначала сержантского, затем офицерского состава. А полк не расформировывали – Гвардейскую часть мог расформировать только главнокомандующий. А не собирать же мужчин под наше знамя. И я оставалась начальником штаба почти не существующей части, со знаменем, документами и несколькими женщинами. Готовили документы к сдаче в архив.

Весной 46 г. полк расформировали, заместитель командира по политической части отвезла знамя в музей Советской Армии. Я написала командующему ВВС Новикову заявление с просьбой оставить меня в Армии и разрешить поступить на радиофак Академии Жуковского. Боялась физфака, хотелось начать все сначала. Он ответил отказом, — женщине не место в Вооруженных Силах (а во время войны было место). Потом уже в апреле 46 г. пришел приказ — демобилизовать и направить в распоряжение академика Скобельцына, об исполнении доложить. Это собирали всех физиков из Армии, нужно было готовить ядерщиков.



Так я снова попала на 4 курс физфака. Боже мой, как было трудно, на лекциях спала, такая уж выработалась привычка спать, когда можно. Я даже спала как-то на ходу, работали ведь ночами. Все забыто. Готовилась к экзаменам со слезами и отчаянием. Спасибо мужу (а я в 46-ом вышла замуж за своего бывшего однокурсника Диму Линде, тогда адъютанта Академии Жуковского). Он гладил меня по голове, говорил: «ну, миленькая, погоди, ну, не расстраивайся, все понемногу поймешь». После окончания факультета в 49 г. отказалась от аспирантуры и начала работать ассистентом на кафедре космических лучей. Потом эксперимент на Памире, кандидатская диссертация, поздно, в 40 лет.

Потом уговорил меня проректор Е.М. Сергеев и стала я деканом ФПК. Опять новое дело, опять все сначала. Очень мне пригодился тогда мой армейский опыт, организованность и четкость во времени, и уверенность, что мы все можем. Была я деканом ФПК 24 года, и знали его во всех ВУЗах страны.

Потом новый уникальный эксперимент в Московском метрополитене, сейчас даже трудно представить, как я могла начать такую работу, требующую помощи правительства: подземное помещение — бывшее бомбоубежище (получила за счет женской солидарности), 250 тонн свинца, 5 тысяч м2 рентгеновской пленки. Камеры собирались и разбирались ночью, пока не ходили поезда. Результаты по генерации мюонов космических лучей закрыли сенсационные тогда данные американских физиков.

Для этой работы в НИИЯФ МГУ была создана лаборатория, в которую вошли выпускники факультета и дипломники. Защита докторской, тоже, конечно, поздновато для физика. Новые исследования в горах Памира. И главная работа — работа профессора на кафедре, лекции, дипломники, аспиранты.

Люблю свое дело. Более полувека связана я с Московским университетом, не представляю себе жизни вне его. Твердо знаю: пока живу — работаю, пока работаю — живу.

Люблю свою семью: муж, два сына, четверо внуков, люблю печь пироги и принимать друзей.

Но оглядываясь на длинную, и все же такую короткую жизнь могу сказать: самое значительное время, может быть и самое счастливое — это время в нашем полку. Несмотря на все трудности и горечи войны было чувство, что ты единственно правильно нашла свое место в строю.

И до сих пор живу под знаком первой заповеди женского полка: «Гордись, ты женщина!»

«Жить войной нельзя. О войне надо помнить, — была убеждена Ирина Вячеславовна Ракобольская. — И мне кажется, что ценить меня надо не за то, что я воевала 70 лет назад, а за то, что я сделала после этой войны»³.

ТЕБЕ, ИРОЧКА, ПОСВЯЩАЕТСЯ

Белым снегом виски запорошены,
Тонкой нитью морщинка у глаз,
Что взгрустнула, моя хорошая,
В этот шумный предпраздничный час?
Там, вдали, ниша юность военная.
Незабвенная юность та...
Слышен шум голосов за стенами,
Смех веселый, гостей суета.
Все же были мы очень богатыми,
Несмотря на войну, на бои,
Со слезами, с улыбкой, с утратами,

³ *Ракобольская И.В.* «Нас называли «Дунькин полк», а немцы — «ночными ведьмами». <https://iz.ru/news/492478> (дата обращения 1.2.2019).

Не жалели мы жизни свои.
Говорят: «Вы сражались отважно!»,
— Будем честными перед собой
— Страшно было, как было нам страшно
Перед каждым вылетом в бой.
Воздух синий прозрачен и звонок,
Нежный запах цветов от земли...
А каких золотых девчонок
Досчитаться мы не могли.
Трудно было на миг расстаться,
Трудно было терять и любить.
Почему-то есть слово братство,
Ну, а сестра, ну как же быть?
Киевлянки, минчанки, москвички,
Как вы, милые, где вы сейчас?
Дорогие наши сестрички,
Никого нет роднее вас.
Пусть минуют Вас боль и невзгоды,
Пусть Вам долго поют соловьи,
С новым счастьем, Вас, с новым годом!
Дорогие, святые мои!

Совет 46-го Гв. МБ АП

Пролети надо мной после боя,
Серебристым крылом мне взмахни,
Бурной радости песню с собою
Вместе с сердцем влюбленным возьми!

Пролети надо мной после боя,
Даже если погибнешь в бою,
Наши нежные встречи с тобою
Я навеки в душе сохраню.

Г.Сивков

Ах, как быстро время промелькнуло!
Новый год стучится в дверь опять.
Смена лет, — как смена караула,
Что тебе, товарищ, пожелать?

Война в историю уходит
И с каждым годом все быстрее,
Но боль из сердца не выходит
И память сделалась острее.
Совет однополчан ветеранов

Улетают мои года
В никуда, в никуда, в никуда.
Я вернуть их назад не хочу,
Им прощальное слово шепчу.

Что ж! Прощайте, мои года!
Вы ушли от меня навсегда,
Вы ушли к сыновьям моим
И теперь говорю я им:

«Берегите свои года,
Чтоб они не ушли в никуда,
Чтобы долго на свете Вам жить
И меня никогда не забыть!»

Ракобольская Ирина, 22.12. 2012 г

МАМЕ

Спасибо, мама, что родила,
Спасибо, мама, что кормила,
(И очень вкусно нас кормила),
Спасибо, мама, что любила,
Спасибо, мама, что учила.
Хоть, может, и не научила
Всему тому, что надо было,
Но все же что-то получилось
Из тех, которых ты родила,
Из тех, которых ты кормила,
Из тех, которых ты любила,
Из тех, которых ты учила.
И что бы дальше ни случилось,
Ведь все же что-то получилось,
И, может быть, еще не все...
Спасибо, мама...

Коля

Н.Д. Линде

МАМА

Для некоторых людей она — бывший начальник штаба женского авиационного полка, для некоторых — зам. зав. кафедрой космических лучей, для других — бывший декан факультета повышения квалификации, для меня она — моя мама. Чтобы рассказать о ней, я должен заглянуть в свое детство.

С годами детские воспоминания становятся все более расплывчатыми, не помню многих деталей. Самое первое воспоминание моей жизни — когда мне было три года, и мы с папой ехали к маме в роддом, и я кричал ей с улицы: “Покажи бр-р-р-атика!”

Все в доме шло под лозунгом: “Мать — опора семьи.” И этот шуточный лозунг действительно работал. От мамы исходило тепло, энергия и добрая упорядочивающая сила. Те, кто бывал у нас дома, знают ее кулинарные способности, но мы не просто знали их, а пользовались ими каждый день. Мне нравилось все, что она готовила за исключением бульона и картофельной запеканки. Лучше всего были сибирские пельмени, которые она научилась делать на фронте, и пирог с капустой. И еще я любил вареники с вишнями, ореховый торт, пирожное-картошка, торт “Секрет Адмирала”. Пожалуй, я лучше кончу перечислять, иначе мне придется объяснять, что каждое название означает. Часть из этих вещей мама научилась делать от бабушки, которая умела вкусно готовить даже, когда с продуктами были проблемы.

Вспоминается фраза: “Андрюша, съешь хлеб с маслом с медом, от меда не толстеют...” Эта фраза — единственный пример полуправды, который я могу припомнить. Честность и доверие друг к другу были нормой поведения, так же, как и вера в то, что мои родители добры, умны и справедливы, и что все то, что со мной происходит, важно для них. Многие годы эта вера давала мне возможность расти и развиваться, не заботясь о мелочах и думая только о главном.

Не помню почти никаких случаев, когда на меня в детстве оказывалось бы сильное давление. Если это и бывало, то в форме, против которой трудно было возразить. Так, например, с пятого класса школы я точно знал, что я буду геологом. Я читал книжки Ферсмана, ездил в Минералогический музей и таскал на спине рюкзак с камнями, тренируясь к дальним походам. Я гордился тем, что с раннего детства я уже точно знал, чего я хочу от жизни.

Родители не возражали против моих увлечений, хотя, будучи физиками и вряд ли их вполне разделяли. И однажды, когда мы уехали на летний отдых, они невзначай подсунули мне книжку Вальдгарда “О Земле и Вселенной.” И это был конец моей геологической карьеры. Я чувствовал себя изменником и предателем. Я думал о том, как я возвращусь в школу, и мои друзья станут меня презирать за измену своим идеалам. Но я ничего не мог с собой поделать. Физика была невероятно интересна, и наука о Вселенной была превыше всего... Так я стал космологом.

Конечно, не все и не всегда шло гладко. Я вспоминаю несколько эпизодов жесткой детской обиды, когда я верил, что со мной обошлись несправедливо и что примирение невозможно. В памяти не сохранились причины и следствия. Но осталось самое важное. Приходила мама, садилась рядом и клала руку мне на руку. И вдруг становилось ясно, что все мы любим друг друга, и что это самое важное, а все остальное уйдет. Так и произошло. Я не помню причин своих детских обид, но хорошо помню эти минуты примирения, и благодарен за них.

Мамины воспоминания о днях войны создавали вокруг нее ореол романтизма. Куда бы мы ни ехали летом — на турбазу, в студенческий лагерь, в дом

отдыха — часто она оказывалась в центре внимания и рассказывала людям о том, как во время войны “небесные создания” подвешивали бомбы к крыльям маленьких самолетиков, обтянутых материей, и улетали в ночь. И иногда не возвращались. По сравнению с парадными выступлениями многих других участников войны, мамыны воспоминания производили впечатление простой неприукрашенной правды. Помню, как после одного такого рассказа мой младший брат заметил: “Мама, ты так интересно говорила, что я тебя после этого целую неделю уважал!”

Что бы мы ни говорили, нам трудно полностью осмыслить все несчастья, выпавшие на долю этого поколения, и подвиг, им совершенный. Для многих этот подвиг остался самым важным делом их жизни, несущим в себе оправдание всего их дальнейшего существования. Для других это был этап, за которым последовали другие, не менее важные этапы. Для мамы новым этапом стала физика. Каждый день, когда она возвращалась с работы, у нее было много новостей. Не все было понятно, но все было интересно.

“Я была у Зацепина, говорила с ним о нашей новой установке. А он спрашивает: “А зачем вам свинец?” Я отвечаю: “Атомный вес большой, плотность большая, сечение рассеяния будет больше. ” А он говорит: “А у золота удельный вес еще больше, почему бы вам не сделать все из золота? Сколько вам нужно? Тысяча тонн?”

Действительно, почему нет, если Хрущев сказал, что при коммунизме из золота будут делать туалеты? Сейчас об этом странно вспоминать, но представьте, как бы это звучало: “Советские физики не жалеют золота для поиска мюонов в космических лучах. ” Тем более что золото от космических лучей не портится. Сорвалось из-за ерунды. Во всей Москве не нашлось ни одного подземного хранилища, где лежала бы тысяча тонн золота. И то, что было, лежало там в слитках неровной формы...

А что, если бы золото использовалось вместо свинца на Памире? Ах, как местное население было бы благодарно сейчас советской науке!

Вдруг появляется статья в газете “Правда”. На первой странице написано, что на Памире ведется изучение космических лучей, которые, как известно, благотворно влияют на всхожесть пшеницы. “Мама, пожалуйста, не пиши в “Правду” что космические лучи не нужны для этого”.

Как тест на сообразительность, я часто рассказываю моим друзьям о том, что в дубовом шкафу у мамы на работе хранилась десятилитровая бутылка со спиртом для промывания пленки. Каждый вечер шкаф запирался на замок, открыть который было невозможно. И каждый раз, когда она открывала шкаф, обнаруживалось, что процент алкоголя в бутылке уменьшился. Как это можно было сделать?

Для тех, кто знает ответ на первый вопрос, предлагается второй вопрос, посложнее. Когда мама поняла, что происходит, бутылку положили в железный сейф и заперли его. Но что может остановить талантливого человека? На следующее утро сейф стоял на том же месте, никто его не отпирал, но спирта в нем уже не было. Обычно мои заграничные коллеги не могут догадаться, как это могло произойти, Гениальная простота решения, бази-

рующегося на знании основных законов физики, до сих пор изумляет меня.

Много разных историй можно было бы рассказать. О маминей работе на факультете повышения квалификации. О десятках ежевечерних телефонных звонков, когда что-то нужно было срочно решить или кому-то помочь. О маминих друзьях, которыми я восхищался. О моих друзьях, которые часто собирались у нас дома. О том, как родители легко вписывались в нашу шумную компанию и становились друзьями моих друзей. Но когда я думаю о маме, обычно я не вспоминаю все эти истории и не думаю о ее биографии. Чаще всего перед моими глазами встают Пицундские сосны. Мы сидим на подстилке поверх колючих длинных иголок. Рядом я вижу бабушку, моего брата, папу и маму. Мама учит нас играть в карты в “501,” и с ее опытом она всегда выигрывает. Я сижу рядом, с книжкой на коленях. С моря дует ветер и доносит запах белых лилий, которые растут (или росли) только в этой части земного шара...

А.Д. Линде



И.В. Ракобольская с сыновьями
(слева направо – Николай, И.В., Андрей)

ПРИЛОЖЕНИЕ

КОРОТКО ОБ АВТОРАХ

Аминева Татьяна Павловна (р. 1934) — канд. физ.-мат. наук, старший преподаватель физического факультета МГУ.

Беляева Галина Федоровна (р. 1952) — канд. филос. наук, доцент, заведующая отделом центра развития образования МГУ.

Горячев Борис Иванович (р. 1937) — канд. физ.-мат. наук, доцент физического факультета МГУ.

Зацепин Георгий Тимофеевич (1917–2010) — академик РАН, заведующий отделом ИЯИ РАН, в 1982–2005 гг. заведующий кафедрой космических лучей и физики космоса физического факультета МГУ.

Зеленская Наталья Семеновна (р. 1938) — докт. физ.-мат. наук, профессор, ведущий научный сотрудник НИИЯФ МГУ.

Ильина Наталия Петровна (р. 1938) — канд. физ.-мат. наук, старший преподаватель физического факультета МГУ.

Калмыков Николай Николаевич (р. 1938) — докт. физ.-мат. наук, профессор, главный научный сотрудник НИИЯФ МГУ.

Качашкина Майя Викторовна (р. 1929) — заместитель декана повышения квалификации преподавателей ВУЗов МГУ.

Костикова Ирина Викторовна (р. 1932) — канд. филос. наук, доцент философского факультета МГУ.

Линде Андрей Дмитриевич (р. 1948) — докт. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник ФИАН, профессор Стэнфордского университета, чл. Национальной АН США (2008), лауреат премии Кавли.

Линде Николай Дмитриевич (р. 1951) — канд. психол. наук, профессор Московского Гуманитарного университета.

Манагадзе Александр Константинович (р. 1938) — докт. физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник НИИЯФ МГУ.

Меклин-Кравцова Наталья Федоровна (1922–2005) — гвардии майор, Герой Советского Союза, чл. Союза писателей СССР.

Мурзина Евгения Алексеевна (1927–2014) — канд. физ.-мат. наук, старший преподаватель физического факультета МГУ.

Никольский Сергей Иванович (1923–2002) — чл.-корр. РАН, директор отделения ядерной астрофизики ФИАН.

Роганова Татьяна Михайловна (р. 1948) — докт. физ.-мат. наук, заведующая лабораторией НИИЯФ МГУ.

Сарычева Людмила Ивановна (1926–2011) — докт. физ.-мат. наук, профессор физического факультета МГУ.

Свешникова Любовь Георгиевна (р. 1950) — докт. физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник НИИЯФ МГУ.

Славатинский Сергей Анатольевич (1927–2006) — докт. физ.-мат. наук, профессор, заведующий лабораторией ФИАН.

ФОТОАЛЬБОМ



Встреча у Большого театра,
1949 г.



Снова в МГУ
(А. Зубкова, Е. Пасько, И. Ракобольская, Е. Рябова)



И. Ракобольская с мужем и сыном



Начальник штаба
И. Ракобольская



Наш По-2



Начальник штаба за работой



Е. Вершанская, И. Ракобольская, Е. Рачкевич, Н. Меклин и др.



И. Ракобольская и А. Еленина



И. Ракобольская, 1945 г.



В штабе. Получение боевого задания.
1943 г.



Е. Вершанская, И. Ракобольская,
Е. Рачкевич, Н. Меклин и др.



И. Ракобольская и А. Еленина

После первого полета и как бы заново родилась, стала на мир смотреть другими глазами... и мне иногда даже странно становится, что я ведь могла прожить жизнь и ни разу не летать...»

Кто-то сказал мне, что все штурманское снаряжение должно быть пригодно, чтобы не унес ветер. На следующий день Женя пришла вся увешанная предметами штурманского обмундирования. Какой большой путь предстояло ей пройти от юной девочки с веревочками до штурмана боевого гвардейского полка!

6 февраля 1942 года из группы формирования был выделен нини 588-й ночной авиационный полк на самолетах У-2 (позднее переименованных в По-2)¹.

Е.Д. Беринская вспоминает, что в конце января Марина Раскова, уезжая в Москву, шепнула ей на ухо: «Жань, принеси тебе подарок». Подарком этим оказался приказ НКО о назначении Беринской командиром 588-го ночного бомбардировочного полка и присвоении ей звания — капитан. Евдокия Беринская была кадровым летчиком с большим опытом организационной и летной работы. Она летала и ночью, и в слепом полете, и командовала



Командир полка
Е. Беринская



Начальник штаба
И. Ракобольская

¹ У-2 — учебный, По-2 — по фамилии Пожаров, конструктора самолета.

летским отрядом пилотов, который был создан в Батайской летной школе. Была она награждена орденом «Знак Почета». Командиром полка была назначена батальонный комиссар Евдокия Николаевна Ракобольская, адъютант Военно-политической академии, а начальником штаба назначили меня, Ирину Вячеславовну Ракобольскую, присвоив первое воинское звание — лейтенант. Кадровых штабных работников в части не было, а заканчивала штурманскую группу, была командиром группы, и, наконец, назначили меня потому, что проявила и в гражданской деятельности в своей общественной работе, не приножу в армию. Приказ подписали без разговора со мной, а когда я сказала Расковой, что хочу летать, то услышала в ответ: «Я гражданских разговоров не люблю». Надо было рапорт подать, иначе? Не догадалась».

Я не вела дневников, не вела их много лет, но потребность поделиться с кем-то своими переживаниями сохранила, и когда по войне стала писать письма незнакомому мне, неизвестному человеку, которого я придумала и назвала «мой выдуманный». Иногда я любила его, иногда он был мне только близким другом. Я могла написать ему обо всем, что было на душе. Письма лежали в моей тетрадке, их никто не мог прочитать, естественно, что и читать на них я не ждала.

Несколько таких писем военных лет сохранились в моих бумагах, и я попробую что-то из них привести.

«Простите моему, и мы мечтаем в них».

Моей мой выдуманный, мой выдуманный друг!

Я уже писала тебе о том, как я попала в Архангельск, в авиацию, в авиацию полка И. Расковой. Я получила действительно красиво в тебе моему другу. Я не хотела заниматься физикой, но хотела учиться в школе инженерии, а хотела на фронт.

И вот я в Архангельске, закончила в инженерной школе. Жила на офицерской квартире в доме офицеров. Работала на линии Сема. Машина — автомобиль географического факультета. Но она не была инженером — у нее высокие колеса, она поехала в штаб, а полк он стал разрабатывать, ближе к концу на фронт и остался перед собой «о жене».

Пробирка была разных цветов на своем выборе жила и своим штабом: «А я смотрю на все в целом». И твой друг: «Вот».

² В упоминаемых выдержках штаба авиационный 122 Марина Климовича и прочитала, что в штабном штабе она получила ленту, которые были способны собирать после двух-трех суток, продолжая без сна...

Книга И.В. Ракобольской “Нас называли ночными ведьмами”

Моей родной
каждое слово
воспоминания о странных
ногах войны и в землях,
которые «могут все»!
Роза из утробы
"Роза", ТН
7.11.12.

Подружке

*Ты подружка моя дорогая,
Тяжело расставаться с тобой.
Ты ушла и, меня покидая,
Унесла мое сердце с собой.*

*Столько лет мы шагали рядом,
Нас не только наука свела-
Мысли, дети, мужья и взгляды,
На обычные наши дела,*

*А когда на физфак я вернулась,
Мне на курсе сказали все:
«Эта девушка самая лучшая,
Самая умная в нашей среде».*

*И потом мы на кафедре были одной
И всегда помогали друг другу.
Я любила тебя, я гордилась тобой:
“Вот такая моя подруга”.*

*Людочка, милая, слезы пройдут,
Но любовь навсегда останется.
Вместе мы, врозь, но в душе ты со мной.
Мое сердце с тобой не расстанется.*

Ракобольская Ирина



Кафедре о кафедре

*Мы изучаем то, что в космосе творится,
Что нам на землю сыплется с небес.
И если что-то необычное случится,
Мы Вам расскажем всё о чуде из чудес!*

*Когда и что летит из бездны мира,
И что приносит пользу или вред,
И что приходит в МГУ любимый
И на окошках оставляет след.*

*А может быть нейтрино нас пронзает,
А может быть рождается Х-бозон,
Но ведь нейтрино след не оставляет,
А Х-бозон, ну что же может он?*

*Мы кафедра чудес, мы чудо изучаем,
Стараемся быть в жизни всех смелей,
Мы интересное Вам дело обещаем,
И Вас зовём в свой коллектив друзей!*

Ракобольская Ирина



*Девяносто два, девяносто два
Пусть о вас идет молва,
Что это жизненный предел,
Не верьте ей, вот я жива!*

*И не мечтаю жить без дел,
И не хочу я жить без дел,
И не люблю я жить без дел,
Какой же жизненный предел?!*

Ракобольская Ирина

Серия «Архив Московского университета»

ИРИНА ВЯЧЕСЛАВОВНА РАКОБОЛЬСКАЯ

Редакционно-издательский совет:

М.И. Панасюк (председатель),

*Т.П. Аминева, А.М. Анохина, О.В. Беспалова, Н.С. Зеленская,
И.С. Иванова, Д.А. Подгрудков, Т.М. Роганова, С.И. Свертилов*

В книге использованы фотоснимки из личного архива
И.В. Ракобольской.

Подписано в печать 01.02.2020.
Заказ № 2095. Бумага офсетная.
Формат 70×100/8. Печ. л. 18,75.
Печать цифровая. Тираж 100 экз.

Издательство «КДУ»
108811, Москва, п. Московский,
Киевское шоссе 22-й км, домовладение 4,
строение 2, этаж 4, офис 411Г
+7 (495) 638-57-34
www.kdu.ru