

**КОСМИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НА УРОВНЕ МОРЯ****Введение**

Космические лучи - это потоки атомных ядер высоких энергий, приходящих на Землю из просторов Вселенной. Кроме того, к космическим лучам принято относить и вторичное излучение, возникшее в результате взаимодействия первичного космического излучения с ядрами атомов атмосферы Земли.

**1. Немного истории изучения космических лучей**

Впервые указание на возможность существования ионизирующего излучения внеземного происхождения было получено в начале XX века в опытах по изучению проводимости газов. Обнаруженный спонтанный электрический ток в газе не удавалось объяснить ионизацией, возникающей от естественной радиоактивности Земли. Наблюдаемое излучение оказалось настолько проникающим, что в ионизационных камерах, экранированных толстыми слоями свинца, все равно наблюдался остаточный ток. В 1911-1912 годах был проведен ряд экспериментов с ионизационными камерами на воздушных шарах. Гесс обнаружил, что излучение растет с высотой, в то время как ионизация, вызванная радиоактивностью Земли, должна была бы падать с высотой. В опытах Кольхерстера было доказано, что это излучение направлено сверху вниз.

В 1921-1925 годах американский физик Милликен, изучая поглощение космического излучения в атмосфере Земли в зависимости от высоты наблюдения, обнаружил, что в свинце это излучение поглощается так же, как и гамма-излучение ядер. Милликен первым и назвал это излучение космическими лучами.

В 1925 году советские физики Л.А.Тувим и Л.В.Мысовский провели измерение поглощения космического излучения в воде: оказалось, что это излучение поглощалось в десять раз слабее, чем гамма-излучение ядер. Мысовский и Тувим обнаружили также, что интенсивность излучения зависит от барометрического давления - открыли "барометрический эффект". Опыты Д.В.Скобельцына с камерой Вильсона, помещенной в постоянное магнитное поле, дали возможность "увидеть", за счет ионизации, следы (треки) космических частиц. Д.В.Скобельцын открыл ливни космических частиц.

Л.В.Мысовский предложил использовать толстые фотоэмульсии для регистрации ядерного излучения. Этот метод широко используется и в настоящее время для изучения взаимодействий космических лучей со средой.

В ряде экспериментов было обнаружено, что в космических лучах есть как бы две различные по своей проникающей способности компоненты. Оказалось, что есть частицы, которые полностью поглощаются в 10 см свинца - их назвали мягкими. Остальные частицы, интенсивность которых после прохождения 10 см свинца оставалась практически постоянной, назвали жесткими. Впоследствии было установлено, что мягкую компоненту составляют электроны, а жесткую - мюоны.

Дальнейшие опыты по изучению зависимости интенсивности излучения от высоты показали, что имеется максимум интенсивности космических частиц на высоте 20 км над уровнем моря. На больших высотах интенсивность космических лучей несколько уменьшается, а затем, начиная с высоты 60 км, становится постоянной.

Эксперименты в космических лучах позволили сделать ряд принципиальных для физики микромира открытий.

В 1932 году Андерсон открыл в космических лучах позитрон. В 1937 году Андерсоном и Неддермейером были открыты мюоны и указан тип их распада. В 1947 году открыли  $\pi$  - мезоны. В 1955 году в космических лучах установили наличие К-мезонов, а также и тяжелых нейтральных частиц - гиперонов.

Квантовая характеристика "странность" появилась в опытах с космическими лучами. Эксперименты в космических лучах поставили вопрос о сохранении четности, обнаружили процессы множественной генерации частиц в нуклонных взаимодействиях, позволили определить величину эффективного сечения взаимодействия нуклонов высокой энергии.

Появление космических ракет и спутников привело к новым открытиям - обнаружению радиационных поясов Земли (1958г., С.Н.Вернов и А.Е.Чудаков и, независимо от них в том же году, - Ван-Аллен), и позволило создать новые методы исследования галактического и межгалактического пространств.

Физика космических лучей изучает широкий спектр вопросов:

1. проблемы собственно ядерной физики и физики элементарных частиц, сейчас уже в области сверхвысоких ( $>10^{12}$  эВ) энергий, поскольку появились ускорители с энергией в тысячи ГэВ;

2. явления, связанные с взаимодействием космических лучей с космическими объектами, планетами, их атмосферой и магнитными полями;

3. процессы рождения космических лучей и их ускорения в космическом пространстве.

## 2. Первичное космическое излучение

Как уже упоминалось, космические лучи представляют собой потоки ядер атомов, в основном протонов, рожденных и ускоренных в объектах космического пространства. Интенсивность космического излучения в период минимума солнечной активности составляет  $J \sim 0,23 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ .

Энергия космических частиц заключена в широком диапазоне от  $10^9$  до  $10^{20}$  эВ. Важнейшими характеристиками космического излучения являются его химический состав и энергетический спектр.

**Состав первичного космического излучения.** Изучение состава первичных космических лучей проводилось с помощью фотоэмульсий, сцинтилляционных и черенковских детекторов, установленных на самолетах и шарах-зондах, на спутниках и автоматических космических станциях. Оказалось, что первичное излучение состоит на 90% из протонов, 7% приходится на альфа-частицы и 3% на долю ядер с  $Z > 2$ .

Знание химического состава первичного излучения необходимо для решения вопроса о происхождении космических лучей. Космические лучи - это составная часть нашей Вселенной, и поэтому их химический состав должен соответствовать распространенности элементов во Вселенной. Любые аномалии в составе могут служить указанием на особенности рождения и распространения космических лучей в межзвездном пространстве.

В космических лучах при исследовании поведения химического состава принято объединять ядра в определенные группы в зависимости от величины заряда  $Z$ . В таблице 1 приведены интенсивности различных групп ядер для энергии свыше 2,5 ТэВ/нуклон. В группу P входят протоны, дейтоны и ядра трития, а группу  $\alpha$  составляют ядра гелия. Группа L (легкие ядра) объединяет ядра лития (Li), бериллия (Be) и бора (B); группа M (средние ядра) состоит из ядер углерода (C), кислорода (O), азота (N) и фтора (F). Группу тяжелых ядер (H) образуют ядра с  $Z > 10$  и группу сверхтяжелых – ядра с  $Z > 20$ .

Сравнение распространенности элементов в космических лучах и во Вселенной (см. рис.1) выявляет, во-первых, избыток тяжелых ядер в космических лучах, что, возможно, связано с более эффективными процессами их образования. Во-вторых, в космических лучах наблюдается значительный избыток ядер группы L (Li, Be, B) - ядер весьма редких во Вселенной. Соотношение в первичном излучении числа ядер групп L и M составляет  $N_L / N_M = 0,30$ , что в  $10^6$  раз больше соотношения этих групп ядер в природе.

Такой избыток ядер группы L в космическом излучении связан с тем, что при движении к Земле тяжелые ядра взаимодействуют с межзвездным веществом, расщепляются (фрагментируют) на более легкие ядра. Сопоставление соотношения  $N_L / N_M$  в космических лучах с вероятностью фрагментации тяжелых ядер позволяет оценить возраст космических лучей (время их блуждания в космическом пространстве) - оно составляет  $10^8$  лет. При этом оказывается, что космические лучи проходят путь в  $5 \text{ г/см}^2$ .

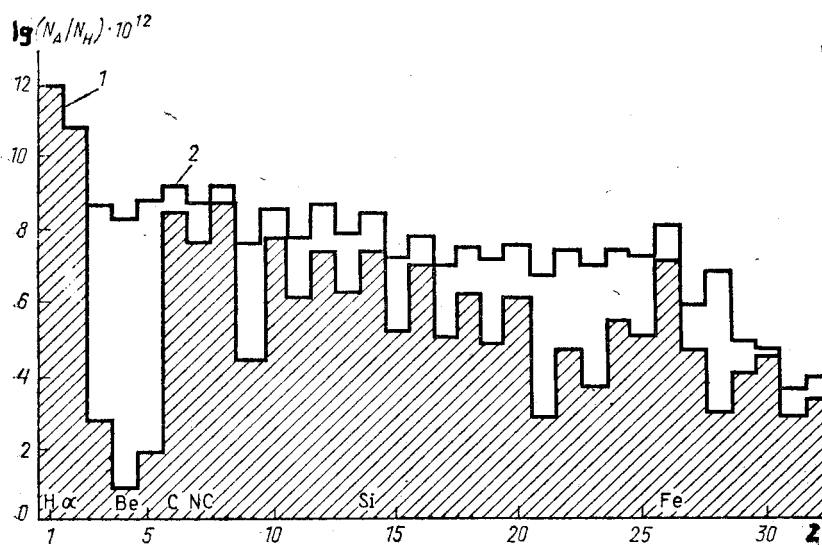


Рис.1. Химический состав космических лучей. 1 – Галактика; 2 – космические лучи (нормировано по содержанию водорода).

Количество электронов в первичном космическом излучении в 100 раз меньше, чем протонов.

Таблица 1

Химический состав первичного космического излучения

Группа ядер	Z	Интенсивность $\text{м}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1}$
P	1	$1300 \pm 100$
$\alpha$	2	$94 \pm 4$
L	3-5	$2,0 \pm 0,3$
M	6-9	$6,7 \pm 0,3$
H	10	$2,0 \pm 0,3$
VH	20	$0,5 \pm 0,2$

Исследования, проведенные в последние годы на спутниках и на Луне, показали, что химический состав первичного космического излучения очень слабо меняется с энергией: доля ядер группы L и ядер с зарядом  $17 < Z < 25$  уменьшается с ростом энергии (при энергиях порядка нескольких ГэВ / нуклон).

**Энергетический спектр первичного космического излучения.** Как уже упоминалось, диапазон энергий частиц, зарегистрированных в космических лучах, весьма велик: от  $10^9$  до  $10^{20}$  эВ. Разнообразны и методы исследования зависимости интенсивности J космических лучей от их энергии  $E_0$ . Это и методы, использующие геомагнитные эффекты (энергии до десятков ГэВ), и ионизационные калориметры, установленные на спутниках (интервал энергий от  $10$  до  $10^6$  ГэВ); и изучение черенковской вспышки от частиц, идущих в составе, так называемых, широких атмосферных ливней (энергии  $10^6 - 10^{11}$  ГэВ.).

Проведенные эксперименты показали, что с ростом энергии интенсивность космических лучей резко уменьшается, а сам энергетический спектр космических лучей можно описать степенной функцией:

$$J(E_0)dE_0 = AE_0^{-\gamma} dE_0, \quad (1)$$

где  $\gamma = 2,75$  (до энергии  $\sim 10^6$  ГэВ). В интервале энергий  $(1-3) \cdot 10^6$  ГэВ наблюдается изменение наклона спектра до значений  $\gamma = 3,2$ . В области энергий  $E_0 \sim 10^9$  ГэВ, по некоторым данным, происходит новое изменение наклона спектра - возвращение к значению  $\gamma = 2,7$  (см. рис.2). Этот результат нуждается в уточнении.

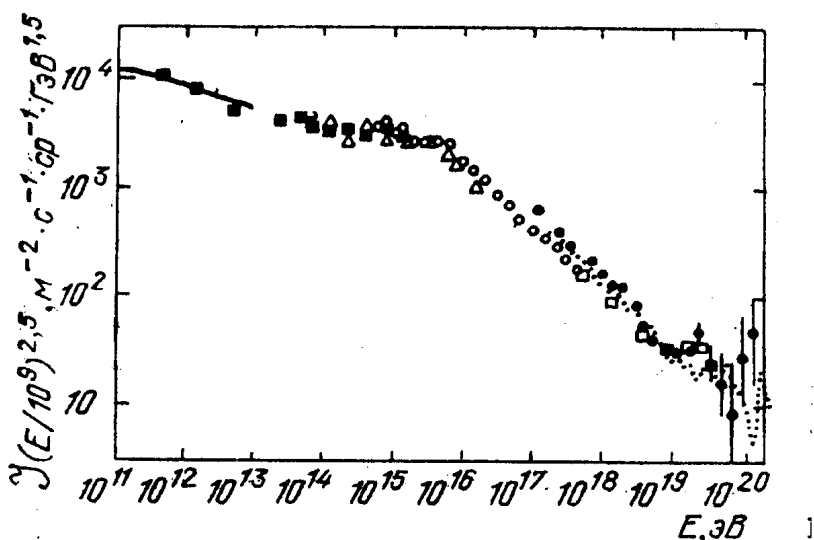


Рис. 2. Экспериментальный энергетический спектр ПКИ в дифференциальной форме в широком интервале энергий (интенсивность умножена на  $E_0^{2,5}$ )

Самые высокие зарегистрированные значения энергии частиц достигают  $2 \cdot 10^{20} - 10^{21}$  эВ. Регистрация частиц, обладающих столь высокой энергией, вызывает повышенный интерес, поскольку существуют доказательства в пользу того, что в космических лучах не должно быть частиц таких высоких энергий.

Дело в том, что наша Вселенная заполнена ионизованным и нейтральным газом, в котором существуют хаотические и регулярные магнитные поля, а также некоторым фоновым (реликтовым) излучением, возникшим на ранних стадиях развития Вселенной. Вселенная со временем расширяется, а излучение охлаждается, и к нашему времени реликтовое излучение имеет максимум интенсивности в микроволновом диапазоне. Плотность же его составляет  $n \sim 400$  фотонов/см<sup>3</sup>.

Грейзен и независимо от него Г.Т.Зацепин и В.А.Кузьмин (в 1966 г.) предположили, что существование реликтового излучения должно привести к обрезанию спектра первичного излучения в области энергий больших  $10^{20}$  эВ из-за фоторождения пионов во взаимодействиях первичных протонов с фоновыми фотонами. В последнее время появились сообщения, что наблюдаются события с

энергией  $>10^{20}$  эВ. Поэтому вопрос о существовании реликтового обрезания остается открытым.

**Источники космических лучей.** Окончательной теории происхождения космических лучей в настоящее время пока еще нет. Любая модель, претендующая на эту роль, должна объяснить основные установленные экспериментальные характеристики первичных космических лучей, а именно:

1. форму энергетического спектра космических лучей;
2. химический состав космических лучей;
3. полную энергию космических лучей;
4. практически постоянную во времени интенсивность космических лучей.

Одна из первых гипотез происхождения космических лучей была разработана В.Л.Гинзбургом (1963 г.). Посмотрим, какие космические объекты предлагает эта модель в качестве источников космических лучей.

Космические лучи заполняют Галактику - сферу радиуса  $R \sim 5 \cdot 10^{22}$  см. Объем  $V$  такой сферы равен  $V_R \sim 5 \cdot 10^{68}$  см<sup>3</sup>. Плотность энергии космических лучей принимается постоянной во времени и равной плотности космических лучей около Земли. Плотность энергии космических лучей составляет  $W_C \sim 10^{-12}$  эрг/см<sup>3</sup>. Тогда полная энергия  $W_{к.л.}$  космических лучей будет

$$W_{к.л.} = W_C \cdot V_R \sim 10^{56} \text{ эрг} \sim 10^{68} \text{ эВ} \quad (2)$$

Как уже упоминалось, во время путешествия космических лучей от их источника к Земле они проходят путь  $L \sim 5$  г/см<sup>2</sup>. Отсюда можно оценить время  $T$  жизни космических лучей:

$$T = L/\rho c \sim 5/10^{-26} \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ с} \sim 1,5 \cdot 10^{16} \text{ с} \sim 5 \cdot 10^8 \text{ лет}, \quad (3)$$

где  $\rho \sim 10^{-26}$  г/см<sup>3</sup> - плотность межзвездного вещества,  $c$  - скорость движения частиц принимается равной скорости света. Теперь можно оценить мощность, которой обладают источники космических лучей:

$$P = W_{к.л.} / T \sim 10^{56} \text{ эрг} / 10^{16} \text{ с} = 10^{40} \text{ эрг/с}. \quad (4)$$

Какие же из межзвездных объектов могут обеспечить такую мощность? Мощность Солнца составляет  $\sim 10^{23}$  эрг/с. Звезд типа Солнца в Галактике  $\sim 10^{11}$ , следовательно, они могут обеспечить суммарную мощность лишь  $10^{34}$  эрг/с, что много меньше требуемой. Конечно, в Галактике есть и более мощные, чем Солнце, звезды, но и их суммарная мощность далека от требуемой.

В.Л.Гинзбург показал, что наиболее возможными источниками космических лучей могут быть вспышки сверхновых звезд. Суммарная энергия космических лучей от сверхновых, по оценке, близка к  $10^{49}$  эрг/с. Частота вспышек сверхновых звезд - два раза в столетие. Теперь можно найти среднюю мощность  $P_{с.н.}$  сверхновых:

$$P_{с.н.} = W_{к.л.} / T \sim 10^{40} \text{ эрг/с.} \quad (5)$$

Следовательно, вспышки сверхновых звезд могут обеспечить постоянную интенсивность космических лучей.

Может возникнуть вопрос, почему не рассмотреть в качестве основных источников космических лучей квазары и радиогалактики, в которых содержится в тысячи раз больше космических лучей, чем в обычных галактиках? Однако, хотя энергия, выделяемая квазарами, порядка энергии, выделяемой всеми активными галактиками, но число квазаров в  $10^5$  раз меньше полного числа галактик. Количество же радиогалактик порядка нескольких сотен, т.е. в тысячу раз меньше числа нормальных галактик, поэтому их суммарное энерговыделение оказывается порядка на три меньше энерговыделения всех галактик.

### **3. Прохождение космических лучей через атмосферу Земли**

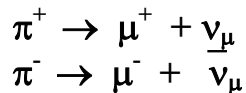
Наша задача дать, в основном, качественную картину прохождения первичных космических лучей через земную атмосферу. Тем же, кого интересует подробная картина процессов, возникающих в атмосфере при прохождении через нее первичного излучения, предлагаем познакомиться с учебными пособиями [1,2,3,4].

Итак, на верхнюю границу атмосферы Земли после длительного путешествия приходят частицы первичного космического излучения. Им предстоит преодолеть до уровня моря (по вертикали) почти  $1030 \text{ г/см}^2$  вещества, в то время как в космосе весь их путь составил  $5 \text{ г/см}^2$ . Атмосфера Земли состоит в основном из азота ( $N_2 \sim 75,5\%$  масс.) и кислорода ( $O_2 \sim 23\%$  масс.) и



углекислого газа. Плотность атмосферы на уровне моря  $0,0012 \text{ г/см}^3$ .

На высотах порядка нескольких десятков километров ( $\sim 10^6 \text{ см}$ ) от поверхности Земли первичные космические лучи взаимодействуют с ядрами атомов воздуха. В этих взаимодействиях рождаются различного рода частицы: пионы -  $\pi$ , каоны -  $K$ , нуклон - антинуклонные пары, гипероны и т.д. Как правило, одна из вторичных частиц, того же типа, что и первичная, получает, в среднем, около 50% начальной энергии (так называемый эффект "лидерования"). Поэтому такая частица в состоянии еще несколько раз провзаимодействовать в атмосфере. Первичный нуклон с энергией  $>10^{12} \text{ эВ}$  может испытать до десятка таких последовательных столкновений с ядрами атомов воздуха. Генерированные в этих взаимодействиях заряженные пионы -  $\pi^\pm$  затем или распадаются или могут сами провзаимодействовать с ядрами. Время жизни заряженных пионов -  $\tau \sim 2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ , а распадаются они с образованием мюонной компоненты и нейтрино:



Нейтральные пионы  $\pi^0$  из-за малого времени их жизни  $\tau \sim 10^{-16} \text{ с}$  практически сразу распадаются на два гамма-кванта, давая, тем самым, начало электронно-фотонной компоненте ( $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ). Действительно, энергия, которую получает эта пара квантов, много больше массы покоя нейтрального пиона  $\pi^0$  ( $\sim 135 \text{ МэВ}$ ), и, следовательно, для таких  $\gamma$ -квантов наиболее вероятным процессом взаимодействия со средой будет образование электрон-позитронных пар ( $e^+e^-$ ).

Электроны, в свою очередь, за счет тормозного излучения на ядрах атомов воздуха, дают опять высокоэнергичные  $\gamma$ -кванты, те опять  $e^+e^-$  пару и т.д.. Таким образом в воздухе появляется электронно-фотонный каскад.

Итак, мы видим, что в атмосфере развивается, во-первых, каскад из ядерно-активных частиц (пионы, каоны, нуклоны и т.д.) и, во-вторых, электронно-фотонный каскад за счет процессов тормозного излучения и образования пар (рис.3).

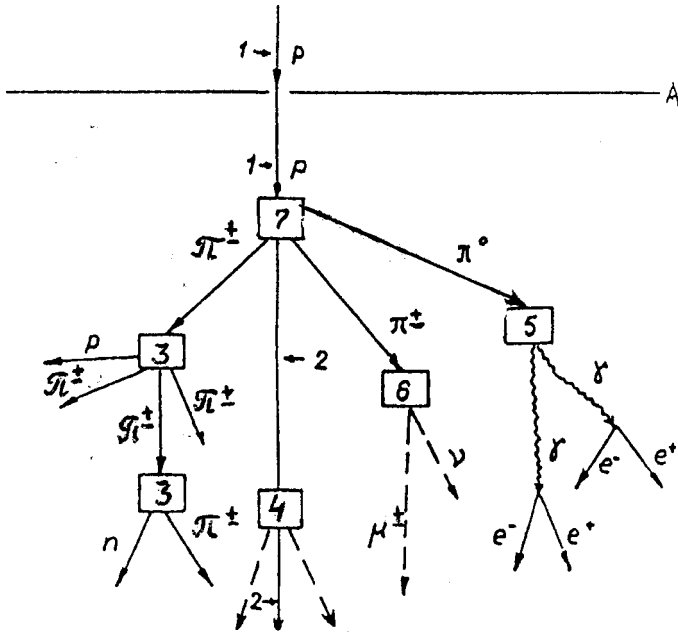


Рис.3. Развитие каскадного ливня от первичной космической частицы в атмосфере:

А – верхняя граница атмосферы, 1 – первичная частица (протон), 2 – вторичная лидирующая частица (нуклон), 3 – ядерные взаимодействия пионов, 4 – ядерные взаимодействия без образования релятивистских частиц, 5 – распад нейтрального пиона (возникновение электромагнитного каскада), 6 – распад заряженных пионов (возникновение мюонного компонента), 7 – взаимодействие высокоэнергичных частиц с ядрами атомов воздуха

Итак, мы видим, что в атмосфере развивается, во-первых, каскад из ядерно-активных частиц (пионы, каоны, нуклоны и т.д.) и, во-вторых, электронно-фотонный каскад за счет процессов тормозного излучения и образования пар (рис.3).

Однако, размножение частиц в этих каскадах ограничивается процессами диссипации энергии. Для ядерных каскадов на пионах и каонах такими диссипационными процессами будут распады частиц, в результате которых вместо ядерно-активных частиц рождаются ядерно-пассивные (мюоны и нейтрино) или, как в случае распада нейтрального пиона, энергия перейдет в электронно-фотонную компоненту. Например, для заряженных пионов можно показать, что распадный процесс для них станет преобладающим, когда их энергия достигнет некоторой критической величины  $E_{кр} \sim m_{\pi}c^2 h/c\tau_0$ , где  $h$  – геометрическая длина относительно ядерного взаимодействия. Значение  $E_{кр}$  можно найти из условия равенства геометрической длины  $h$  – пробегу относительно распада  $L_{расп}$ :

$$L_{\text{расп}} = c\tau_0 / \sqrt{1 - \beta^2} = h, \quad (6)$$

но энергия пионов  $E_{\text{кр}}$  равна

$$E_{\text{кр}} = m_{\pi}c^2 / \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (7)$$

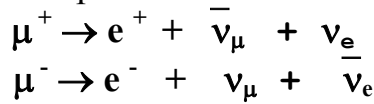
и тогда

$$E_{\text{кр}} = m_{\pi}c^2 h / c\tau_0, \quad (7a)$$

где  $\tau_0$  - время жизни покоящегося пиона  $\pi^{+-}$ ,  $m_{\pi}c^2$  - энергия покоя пиона. Для нижних слоев атмосферы  $h \sim 0,6$  км и  $E_{\text{кр}} \sim 10^{10}$  эВ.

В случае электронно-фотонных каскадов диссипация энергии идет за счет ионизационных потерь электронов и комптон- и фотоэффектов для фотонов. Развитие электронно-фотонных каскадов продолжается до тех пор, пока ионизационные потери электрона на одной радиационной длине не станут равными энергии  $E_{\text{кр}}$  самой частицы. В воздухе значение критической энергии равно 81 МэВ.

Выше уже упоминалось, что в результате распада заряженных пионов в атмосфере появляются мюоны. Мюон - частица нестабильная: его время жизни  $\tau \sim 2 \cdot 10^{-6}$  с, и распадается он на электрон, нейтрино и антинейтрино:



Масса и энергия покоя мюона соответственно равны  $m_{\mu} = 210m_e$  и 105 МэВ.

Максимальная генерация мюонов приходится на высоту  $\sim 10-20$  км. Основными процессами, за счет которых мюоны поглощаются в атмосфере, являются распад и ионизационные потери. Посмотрим, какое расстояние сможет пролететь, не распавшись, мюон, имеющий, например, энергию  $E \sim 2 \cdot 10^9$  эВ или скорость  $\beta c$  ( $\beta \sim 1$ ), т.е. найдем его распадный пробег. Время жизни такого мюона равно:

$$\tau = \tau_0 / \sqrt{1 - \beta^2} = \tau_0 E / m_{\mu}c^2. \quad (8)$$

Тогда

$$L_{\text{расп}} = \tau \beta c = \tau_0 \beta c E / m_{\mu}c^2 = 13 \text{ км}. \quad (8a)$$

Теперь видим, что до уровня моря с высоты преимущественной генерации мюонов ( $\sim 20$  км) могут долететь лишь частицы с энергией  $E > 2 \cdot 10^9$  эВ.

На ионизацию в атмосфере мюоны теряют в среднем около 2

$\text{МэВ}\cdot\text{г}^{-1}\cdot\text{см}^2$ . В 30% случаев электрону передается столь большая энергия, что он сам превращается в быструю частицу. Такие электроны названы  $\delta$ -электронами.  $\delta$ -электроны, обладая энергией в  $10^3 - 10^4$  эВ, могут сами испытывать ионизационные потери.

Радиационные же потери мюонов в воздухе из-за их большой массы малы по сравнению с потерями для электронов. Действительно, ускорение, испытываемое при радиационном торможении мюонами, в  $m_\mu / m_e$ , а излучение энергии - в  $(m_\mu / m_e)^2$  раз меньше тех же величин для электронов. Потери энергии на излучение будут:

$$-(dE / dx)_{\text{рад.изл.}} \sim (m_e / m_\mu)^2 E_0.$$

Следовательно, энергия  $E_0$ , теряемая мюоном на одной радиационной длине в  $\sim (200)^2 = 40.000$  раз меньше, чем теряет электрон на той же длине.

Таким образом, поток высокоэнергичных мюонов слабо поглощается в атмосфере. Ядерно-активные частицы быстро поглощаются в атмосфере. Поэтому, на уровне моря вторичное космическое излучение состоит в основном из мюонов (жесткая компонента), электронов и фотонов (мягкая компонента). Интенсивность заряженных частиц на уровне моря имеет следующие значения (для вертикального потока):

$$J_{\text{ж}} = 0,82 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$$

$$J_{\text{м}} = 0,31 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$$

Следует отметить, что состав жесткой компоненты на разных высотах в атмосфере неодинакова. На уровне моря жесткая компонента состоит из мюонов, а на верхней границе атмосферы - из протонов и  $\alpha$ - частиц.

При сверхвысоких энергиях первичной частицы ( $E_0 > 10^5$  ГэВ) в атмосфере Земли число ее вторичных потомков в ядерных и электронно-фотонных каскадах достигает  $10^6 - 10^9$  частиц. Это явление получило название широкого атмосферного ливня (ШАЛ). Частицы широкого атмосферного ливня регистрируются с помощью многочисленных и разнообразных детекторов, размещенных на площади в несколько квадратных километров. Измерение числа частиц разной природы в широком атмосферном ливне, их энергетических и пространственных характеристик, позволяет получить информацию о характеристиках первичных частиц и их взаимодействиях.

Итак, наличие у Земли довольно толстого слоя атмосферы позволяет первичным космическим лучам испытать многократные взаимодействия и развиться каскадным процессам, а также является причиной появления мюонов и широких атмосферных ливней. Основными источниками вторичного излучения в атмосфере являются:

1. для мюонов - распад заряженных пионов;

2. для электронно-фотонной компоненты:

а) распад нейтральных пионов с последующим образованием электронно-фотонного каскада,

б) распад мюонов и

в) образование  $\delta$ -электронов мюонами.

#### **4. Изучение лептонной компоненты космического излучения на уровне моря**

Известно, что космические лучи на уровне моря состоят в основном из лептонов – мюонов и электронов. Различия в свойствах электронов и мюонов хорошо видны при изучении поглощения этих частиц в плотных средах, например, в свинце. Впервые это и наблюдал в своих экспериментах Б.Росси [5].

В предлагаемой лабораторной работе изучаются состав и интенсивность космического излучения на уровне моря, а также определяется время жизни мюонов по их угловому распределению.

Первоначальный вариант данной лабораторной работы был предложен и осуществлен под руководством профессора Н.Л.Григорова [6].

В настоящее время проведена полная модернизация экспериментальной установки: заменены электронная часть с использованием современных микросхем и цифровой индикации, а также высоковольтные и низковольтные блоки питания. Предусмотрена компьютерная обработка экспериментальных данных.

##### **4.1. Изучение состава космических лучей**

Установка, с помощью которой изучается состав и интенсивность различных компонент космических лучей, состоит из трех рядов газоразрядных счетчиков Гейгера, собственно и являющихся детекторами излучения (рис.4). В каждом ряду находится пять параллельно включенных счетчиков. Между рядами

счетчиков можно размещать пластины свинцового фильтра. Установка регистрирует только такие события, когда одна и та же частица проходит через все три ряда счетчиков. Это осуществляется использованием специальной электронной схемы – схемы тройных совпадений. Для этого каждый ряд счетчиков подключен к своему входу схемы совпадений. Схема совпадений срабатывает тогда и только тогда, когда одна и та же частица пройдет через все три ряда счетчиков. Выходной импульс со схемы совпадений поступает для регистрации на счетное устройство, выполненное на цифровых светодиодах. На таких же световых диодах сделано и часовое устройство (таймер). Отсчет времени ведется в секундах.

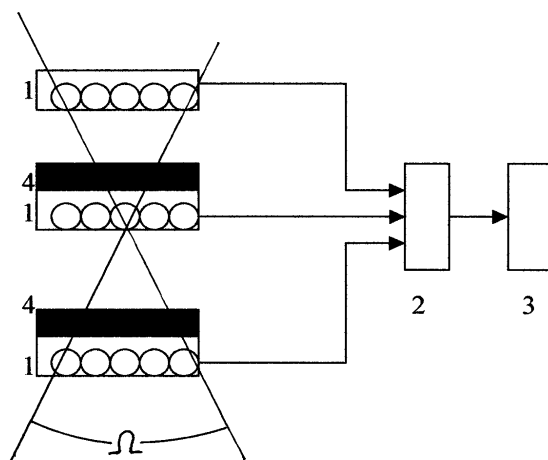


Рис.4. Схема установки: 1. ряды счетчиков Гейгера; 2. схема совпадений; 3. счетное устройство и таймер; 4.свинцовый фильтр

Расположение счетчиков и требование их одновременного срабатывания во всех трех рядах (схема совпадений) выделяет в пространстве определенный телесный угол  $\Omega$  (см. рис.4). Регистрируются только те заряженные частицы, которые прошли внутри телесного угла  $\Omega$ . Такую установку называют телескопом.

С помощью телескопа нужно получить кривую поглощения, т.е. зависимость интенсивности космического излучения от толщины фильтра, в данном случае, свинца (рис.5).

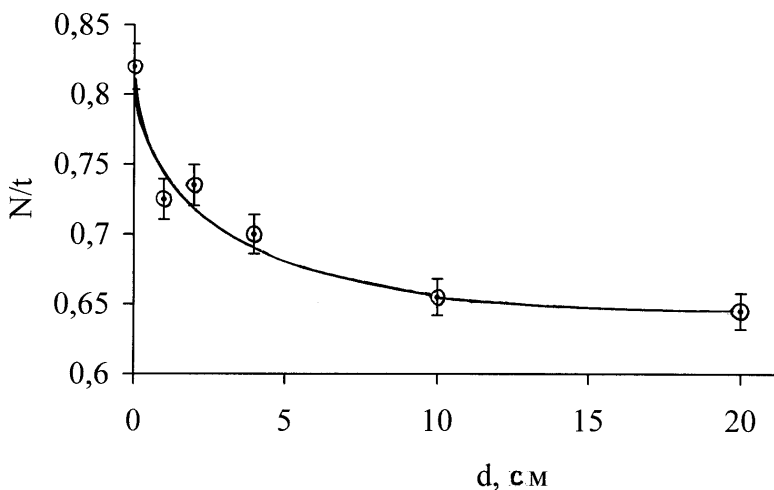


Рис.5. Кривая поглощения частиц космических лучей в свинце

По изменению поглощения в свинце можно видеть, что космическое излучение на уровне моря состоит из двух компонент – мягкой, которая быстро поглощается свинцом, и жесткой, которая проходит практически без поглощения 20 см свинца. Как уже упоминалось выше, мягкая компонента состоит из электронов и фотонов, которые быстро поглощаются свинцом, жесткая компонента состоит из мюонов. В настоящее время известно, что электроны и мюоны относятся к одному классу частиц – лептонов, которые не участвуют в сильных взаимодействиях и являются бесструктурными, точечными частицами. Взаимодействия заряженных лептонов с веществом происходит только за счет электромагнитных процессов. У электронов – это тормозное излучение, у мюонов – ионизационное поглощение. Эти процессы являются определяющими при невысоких энергиях частиц.

### Порядок работы

Все измерения следует проводить с 3% статистической точностью (относительная ошибка  $\delta = 1/\sqrt{N}$ , где  $N$  – число измерений).

Включение и выключение набора статистики и таймера производится одним тумблером.

-Включить сетевое питание «сеть»,

-Измерить общую интенсивность (мюонов и электронов) космического излучения без свинцового фильтра. При достижении

требуемой статистики остановить набор. Записать зарегистрированное число отсчетов  $N$  и время набора  $t$  (в секундах).

- Кнопкой «сброс» установить режим для следующего набора статистики

-Поставить поочередно свинцовые фильтры толщиной 1, 2, 4, 10 и 20 см и измерить соответствующее число частиц и время набора. Данные занести в таблицу.

Таблица 2

Оформление результатов 1-го упражнения

ТОЛЩИНА ФИЛЬТРА Рb		КОЛИЧЕСТВО ОТСЧЕТОВ N	ВРЕМЯ t, с	J = N/t
см	г/см <sup>2</sup>			
0				
1				
2				
4				
10				
20				

### Обработка результатов

1. Построить график зависимости интенсивности космического излучения в единицу времени от толщины фильтра  $x$ , измеренной в г/см<sup>2</sup>:

$$x[\text{г/см}^2] = x[\text{см}] \cdot \rho[\text{г/см}^3]; \rho_{\text{Pb}} = 11,34 \text{ г/см}^3.$$

2. Определить интенсивность мюонов  $J_\mu$  (число частиц в секунду) и электронов  $J_e$  (число частиц в секунду). За интенсивность потока мюонов  $J_\mu$  следует принять интенсивность излучения, прошедшего 10 см свинцового фильтра. Интенсивность потока электронов  $J_e$  будет равна разности общей и мюонной интенсивностей:  $J_e = J - J_\mu$ .

3. Определить абсолютные значения общей интенсивности космического излучения на уровне моря  $J_0$ , а также мюонной  $J_\mu^{\text{abc}}$  и электронной  $J_e^{\text{abc}}$  компонент и их отношение. Для этого необходимо вычислить геометрический фактор установки  $k$ .



Расчетная формула для  $k$  дается выражением [6]:

$$k = \frac{1}{4} a^2 \left( \frac{l^2}{l^2 + d^2} + \frac{3l}{d} \operatorname{arctg} \frac{l}{d} \right) \quad [\text{см}^2 \cdot \text{стер}],$$

где  $a$  – диаметр счетчика или ширина ряда счетчиков, если в ряду несколько счетчиков;  $l$  - длина счетчика;  $d$  - расстояние между центрами крайних счетчиков телескопа.

Абсолютная интенсивность связана с измеренным значением интенсивности как  $J_0 = J / k$  (число частиц/см<sup>2</sup>.с.стер).

4. Сравнить полученные значения  $J_e^{\text{abc}}$  и  $J_\mu^{\text{abc}}$  с имеющимися в литературе экспериментальными данными (см. также п.3 настоящего описания).

5. Проанализировать форму кривой поглощения с точки зрения характера взаимодействия электронов и мюонов в свинце.

Обработка экспериментальных данных (пп.1-3) может быть выполнена с помощью специальных компьютерных программ.

## 4.2. Изучение углового распределения мюонов на уровне моря

Мюоны с энергией  $\sim 10^9$  эВ благодаря их массе слабо отклоняются кулоновским полем атомных ядер воздуха и практически не излучают тормозных фотонов.

Основным видом потерь энергии мюонов при прохождении ими воздуха являются потери на ионизацию атомов. Для релятивистских частиц, т.е. частиц, скорость которых  $v \approx c$  (в данном случае именно такие мюоны мы и регистрируем), потери энергии на ионизацию атомов вещества не зависят от энергии частицы и определяются в основном свойствами среды, и для данной среды они постоянны. Так, для воздуха при прохождении релятивистской частицей длины пути, равной  $1 \text{ г/см}^2$  (или геометрической длины пути  $1 \text{ г/см}^2 / \rho_{\text{возд}} \text{ г/см}^3 \approx 10^3 \text{ см}$ ;  $\rho_{\text{возд}} = 0,00129 \text{ г/см}^3$ ) мюон теряет энергию, равную  $1,8 \text{ МэВ}$ . Обозначим эти потери энергии через  $\varepsilon$ . Несмотря на сравнительно небольшие потери энергии мюонами в воздухе, не все мюоны, образованные в верхних слоях атмосферы Земли, достигают её поверхности. Действительно, те из мюонов, у которых энергия меньше, чем  $E_{\text{мин}} \approx 1,8 \text{ МэВ} / \text{г/см}^2 \cdot 1000 \text{ г/см}^2 = 1,8 \cdot 10^9 \text{ эВ}$ , будут поглощаться. Без существенной ошибки можно считать, что основная часть мюонов, достигающая уровня моря, зарождена в верхнем слое атмосферы до давления

$100 - 150 \text{ г/см}^2$  . На рис.5 условно показан слой атмосферы толщиной  $\Delta x$ , в котором в основном образуются мюоны. Мюон, генерированный в слое  $\Delta x$ , проходит от точки генерации до уровня наблюдения путь

$$L(\theta) = \frac{L(0)}{\cos \theta} \quad (9)$$

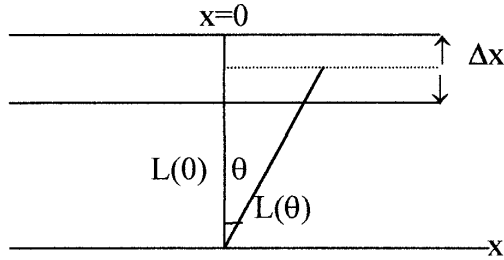


Рис.5. Путь мюона в атмосфере

На этом пути мюон испытывает как потери энергии на ионизацию атомов воздуха, так и имеет возможность распасться. Оба эти фактора приводят к уменьшению интенсивности мюонов с ростом зенитного угла  $\theta$ .

Экспериментальные данные и расчеты показывают, что ожидаемое угловое распределение мюонов  $J_1(\theta)$  вследствие их поглощения в атмосфере Земли только из-за ионизационных потерь (без учета их распада) будет:

$$J_1(\theta) = J(0)\cos(\theta)^\gamma \quad (10)$$

где  $J(0)$ - интенсивность мюонов при  $\theta = 0$ , а  $\gamma = 1,65$ .

Процесс распада мюонов с энергией  $E$  характеризуется пробегом распада  $L_{\text{расп}}$  и вероятностью распада (на пути  $L$ )  $w(L)$ :

$$L_{\text{расп}} = c\tau = c\tau_0 E / m_\mu c^2, \quad (11)$$

$$w(L) = 1 - e^{-L/L_{\text{расп}}}, \quad (12)$$

В качестве величины  $E$  возьмем ту минимальную энергию, которая необходима мюону для достижения уровня наблюдения от точки генерации не распавшись  $E_{\text{мин}} = \varepsilon L(\theta) = \varepsilon L(0) / \cos \theta$  и тогда

$$L_{\text{расп}} = c\tau_0 \varepsilon L(0) / m_\mu c^2 \cos \theta \quad (13)$$

При учете распада мюона на пути  $L(0)$  зависимость  $J(\theta)$  будет определяться более высокой степенью при  $\cos\theta$ , т.е. в действительности можно ожидать

$$J(\theta) = J(0) \cos^n \theta, \quad (14)$$

где  $n > 1,6$ .

Найдем теперь время жизни мюона  $\tau$ . Экспериментально мы определяем интенсивности мюонов  $J(0)$ , пришедших на уровень наблюдения по вертикали и под разными углами  $\theta$ , -  $J(\theta)$ . Пути, которые прошли мюоны в атмосфере, различаются на величину  $\Delta L$

$$\Delta L = L(\theta) - L(0) = L(0)(1/\cos\theta - 1) \text{ см}, \quad (15)$$

Выше было показано, что, если поглощение мюонов идет только за счет ионизации, то под углом  $\theta$  их интенсивность будет  $J_1(\theta) = J(0)\cos^{1,6} \theta$ . Тогда из эксперимента получим число мюонов  $\Delta J(\theta)$ , распавшихся по дороге к поверхности Земли

$$\Delta J(\theta) = J_1(\theta) - J(\theta) \quad (16)$$

С другой стороны, величина  $\Delta J(\theta)$  может быть получена, если учесть вероятность  $w(\Delta L(\theta))$  распада мюонов на пути  $\Delta L(\theta)$ :

$$\Delta J(\theta) = J_1(\theta)w(\Delta L) = J_1(\theta) (1 - e^{-\Delta L / L_{\text{расп}}}). \quad (17)$$

Приравняв оба выражения для  $\Delta J(\theta)$  ((16) и (17)), получим

$$J_1(\theta)(1 - e^{-\Delta L / L_{\text{расп}}}) = J_1(\theta) - J(\theta). \quad (18)$$

Отсюда

$$L_{\text{расп}} = \frac{\Delta L(\theta)}{\ln \frac{J_1(\theta)}{J(\theta)}} = \frac{c\phi_0 L(0)}{m_m c^2 \cos\theta} \quad (19)$$

$$\phi_0 = \frac{m_m c^2}{cE_{\text{мин}}} \times \frac{\left( \frac{1}{\cos\theta} - 1 \right)}{\ln \left( \frac{J_1(\theta)}{J(\theta)} \right)} = \frac{m_m c^2}{ce} \times \frac{1 - \cos\theta}{\ln \left( \frac{J_1(\theta)}{J(\theta)} \right)} \quad (20)$$

Для получения углового распределения и времени жизни мюонов служит, как и в первом упражнении, установка с «телескопом». Ось телескопа можно наклонять на заданный угол по отношению к вертикали.

Однако в этом варианте установки учтены некоторые специальные требования:

Во-первых, установка должна регистрировать только мюоны, поэтому между рядами счетчиков телескопа установлен свинцовый фильтр толщиной 10 см.

Во-вторых, для повышения точности измерения времени жизни мюонов геометрия установки несколько изменена по сравнению с телескопом в 1-ом упражнении (в каждом ряду стоят 3 включенных параллельно счетчика вместо 5), что позволяет более точно вырезать требуемый зенитный угол при измерениях.

Кроме того, для исключения регистрации электронно-фотонных ливней из стен и потолка помещения добавлены еще 5 параллельно включенных счетчиков сбоку установки. Сигнал от них поступает на схему антисовпадений с тремя рядами счетчиков телескопа. При наличии ливня из стен или потолка сработают все 4 ряда счетчиков и на выходе схемы антисовпадений не будет сигнала, т.е. такое событие не будет зарегистрировано.

## **Порядок работы**

Включение и выключение набора статистики и таймера производится одним тумблером.

-Включить сетевое питание «сеть».

1. Измерить интенсивность космического излучения с 10% статистической точностью для следующих зенитных углов:  $0^{\circ}$ ,  $30^{\circ}$ ,  $50^{\circ}$  и с 20% статистической точностью для углов  $70^{\circ}$  и  $90^{\circ}$ . Данные занести в таблицу.

## Оформление результатов 2-го упражнения

УГОЛ $\theta^\circ$	КОЛИЧЕСТВО ОТСЧЕТОВ N	ВРЕМЯ t, с	J = N/t
0°			
30°			
50°			
70°			
90°			

**Обработка результатов**

1. Построить полученное экспериментальное распределение  $J_{\text{эксп}}(\theta)$ . Сравнить его с функцией  $J(\theta) \cos^2\theta$ .
2. Выделить часть частиц, поглотившихся из-за распада. Для этого на построенный график  $J_{\text{эксп}}(\theta)$  нанести график  $J_1(\theta) = J(0) \cos^{1,6}\theta$ , где  $J(0) = J_{\text{эксп}}(\theta)$  при  $\theta = 0^\circ$ .
3. Определить время жизни мюона  $\tau_0$  для разных значений зенитного угла  $\theta > 0^\circ$ .
4. Определить абсолютную интенсивность  $I_0$  вертикального потока мюонов на уровне моря. Сравнить со значением, полученным в первом упражнении.

Так же, как и в упражнении 1, обработку экспериментальных данных и получение результатов согласно пп.1-4 можно провести с помощью компьютерных программ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ракобольская И.В., Калмыков Н.Н., Свертилов С.И. Введение в физику космической лучей (конспект лекций, часть I) -М.: УНЦ ДО, Москва, 2003.
2. Ракобольская И.В., Калмыков Н.Н. Введение в физику космической лучей (конспект лекций, часть III) -М.: УНЦ ДО, 2004.
3. Калмыков Н.Н. Космические лучи сверхвысоких энергий. Цикл лекций по проблемам физики космических лучей высоких и сверхвысоких энергий. -М.: Изд-во Моск. ун-та, 2001.
4. Мурзин В.С. Введение в физику космических лучей.-М.: Атомиздат, 1988.
5. Росси Б. Космические лучи. -М.: Атомиздат, 1966.
6. Григоров Н.Л, Состав и свойства космического излучения на уровне моря. Сб. Космические лучи, практикум по ядерной физике - М.: Физматгиз, 1962, с.5-13.

## ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

### Введение

В данной лабораторной работе студенты знакомятся с основными процессами, протекающими при столкновении частиц высоких энергий, и с методами их исследования с помощью пузырьковых камер.

Основными характеристиками процессов столкновения частиц при высоких энергиях являются вероятности, т.е. поперечные сечения происходящих процессов.

Процесс множественного рождения частиц является доминирующим процессом с ростом энергии соударяющихся частиц. Кроме того, оказалось, что процесс множественного рождения частиц является универсальным процессом и не зависит от типа сил, действующих между сталкивающимися частицами. Для множественного рождения частиц требуется только достаточно большая энергия.

В предлагаемой задаче определяется сечение взаимодействия антипротонов с ядрами дейтерия (в первом упражнении) и множественность вторичных частиц (во втором упражнении).

Для более глубокого ознакомления с изучаемыми явлениями предлагается познакомиться с материалом, изложенным в учебном пособии “Фундаментальные взаимодействия и космические лучи”, авт. Т.П.Аминева, Л.И.Сарычева [1], и в первую очередь с главами 6 и 7.

В качестве экспериментального материала в лабораторной работе используются пленки, на которых зарегистрированы события, произошедшие в пузырьковой камере при облучении ее пучками частиц, ускоренных на протонном синхротроне (РС) в ЦЕРНЕ.

### Описание пузырьковой камеры CERN 2m HBC и условий ее работы

ЦЕРНовская двухметровая пузырьковая камера CERN 2m HBC представляет собой прямоугольный параллелепипед со сторонами 200 x 60 x 50 см. Корпус изготовлен из нержавеющей стали. Камера помещена в магнитное поле напряженностью  $H = 1.7$  тесла. Освещение камеры производится тремя осветителями,

каждый из которых "видит" 1/3 камеры. Фотографирование производится четырьмя фотокамерами. Размер камеры на снимке 133 x 50 мм.

Камера была собрана в 1964 г. Работала в течение 1965-77 гг. в пучках адронов (мезонов, нуклонов и антипротонов). Вторичные пучки мезонов, нуклонов, антипротонов получены при облучении неподвижной мишени протонами, ускоренными до энергии 26 ГэВ, на синхрофазотроне PS. Это был первый ускоритель, построенный в ЦЕРНе и работающий в настоящее время как инжектор для SpS-синхрофазотрона, ускоряющего частицы до энергии 320 ГэВ.

Всего на камере CERN 2m HBC отснято ~ 40 млн. снимков. Камера наполнялась как водородом, так и дейтерием. Последнее облучение камеры с дейтериевым наполнением проводилось пучком антипротонов с импульсом 12 ГэВ/с (эксперимент T248). Пучок антипротонов имеет примеси:  $\mu$  - мезонов ~ 30%;  $\pi$ - мезонов ~ 2%. Средняя плотность пузырьков ~ 13 пуз./см.

## **Инструкция по просмотру снимков пузырьковой камеры CERN 2m HBC**

Пузырьковая камера предназначена для наблюдения взаимодействий и распадов элементарных частиц.

Частицы, которыми облучалась камера, называются первичными или пучковыми. Кроме первичных в камеру могут попадать и другие частицы, называемые фоновыми.

Наибольший интерес представляют взаимодействия именно первичных частиц с мишенью (в данном эксперименте это взаимодействия антипротонов с импульсом 12 ГэВ/с с ядрами дейтерия, наполняющего камеру). Из-за слабой связи протона и нейтрона в ядре дейтерия (энергия связи 2,39 МэВ) основная часть взаимодействий происходит с одним из нуклонов ядра, т.е. наблюдаются соударения антипротонов с протонами и нейтронами. Такие взаимодействия называются первичными (рис. 1 а,б,в,г,д,е,ж), а частицы, родившиеся в них, вторичными.



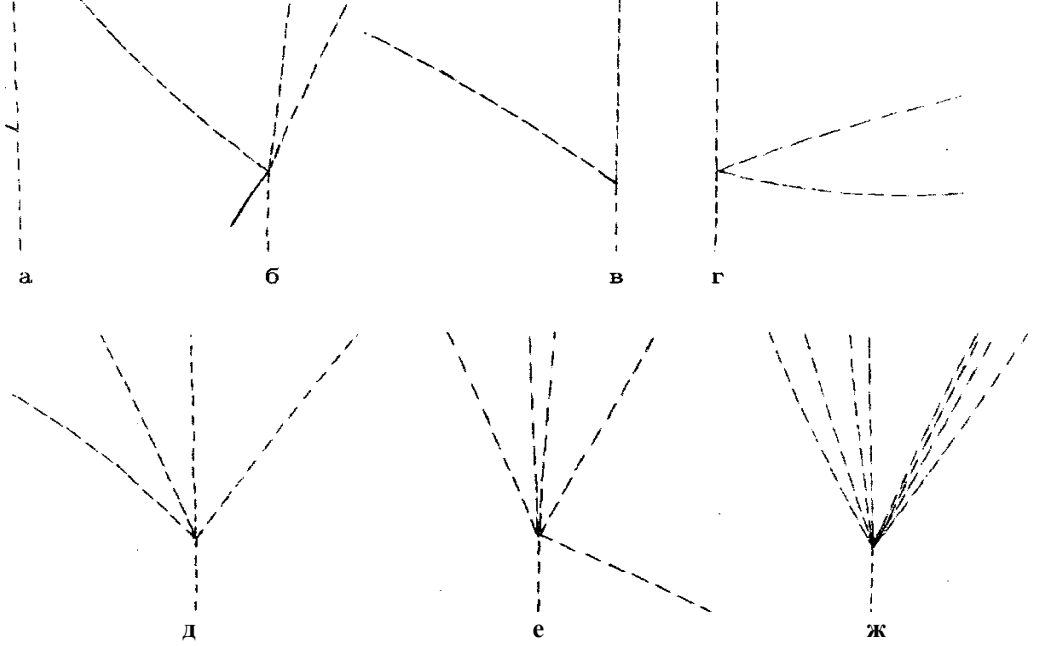


Рис. 1. Первичные взаимодействия

Вторичные частицы могут быть как заряженными, образующими в пузырьковой камере треки, так и нейтральными, треков не образующими. Вторичные частицы также могут вступать во взаимодействия с ядрами дейтерия. Взаимодействия заряженных вторичных частиц называются вторичными взаимодействиями (рис. 2 а,б), а рожденные в них частицы — третичными. Взаимодействия нейтральных частиц называются нейтральными звездами (рис.3 а,б).

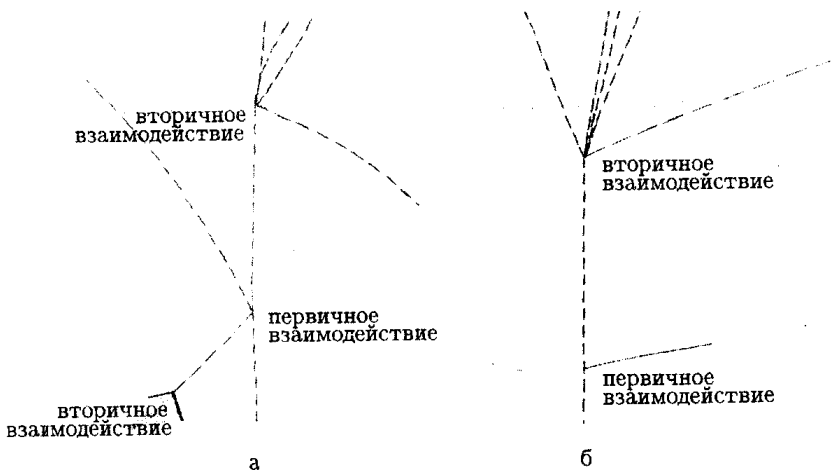


Рис. 2. Вторичные взаимодействия

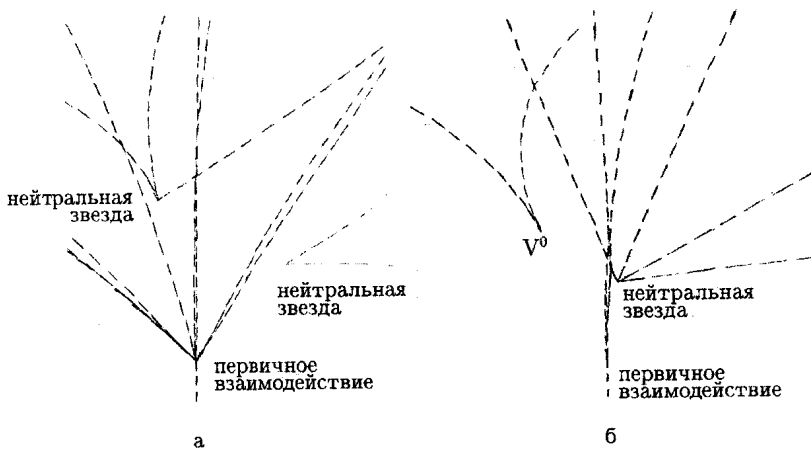


Рис. 3. Нейтральные звезды

Как заряженные, так и нейтральные частицы могут распадаться. Распад заряженной частицы выглядит как излом трека (рис. 4). Распад нейтральной частицы представляет собой два трека, выходящих из одной вершины, и называется “вилкой” ( $V^0$  — распадающийся на два адрона,  $\gamma$ -квант — конвертирующий в электрон-позитронную пару) (рис. 5).

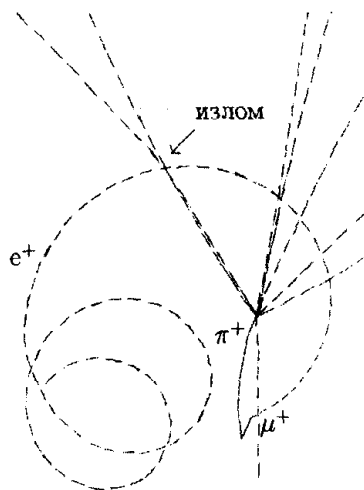


Рис. 4. Распады заряженных частиц ( $\pi$ - $\mu$ - $e$  — распад и излом)

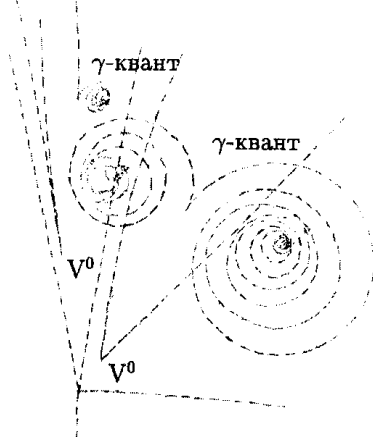


Рис.5. Распады нейтральных частиц ( $V^0$  и  $\gamma$ -кванты)

Просмотр каждого кадра начинается с выделения первичных или пучковых треков. Первичными считаются треки, параллельные друг другу (расхождение не должно превышать 3 мм на протяжении кадра) на всех проекциях (рис. 6).

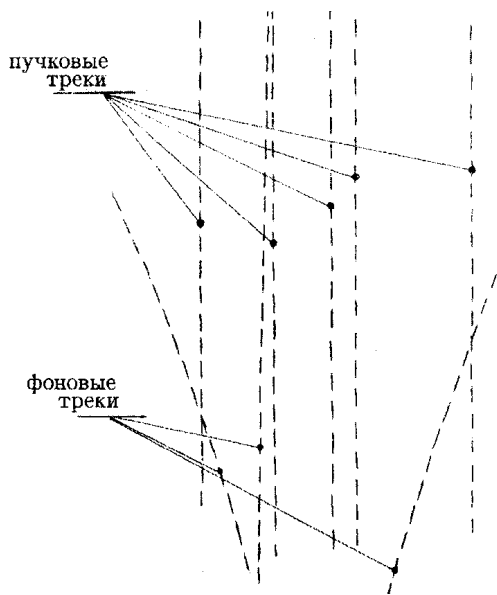


Рис. 6. Треки пучковых и фоновых частиц

Определив, какие треки являются пучковыми, следует внимательно рассмотреть каждый из них, отыскивая первичные взаимодействия (рис. 1 а,б,в,г,д,е,ж). Особого внимания требует поиск двухлучевых первичных взаимодействий, в которых один из треков — лидирующий — не отклоняется от направления движения первичной частицы, а другой имеет часто малую длину (рис. 1а). Такой трек, вылетающий, как правило, под большим углом  $\theta$  к направлению

первичного трека, имеет повышенную ионизацию и останавливается в камере. Его образуют протоны или дейтроны отдачи в упругих 2-х лучевых взаимодействиях, протоны-спектаторы во взаимодействиях антипротонов с нейтронами, фрагментационные протоны мишени в  $\bar{p}p$  – и  $\bar{p}d$ -соударениях. В первичных взаимодействиях протоны мишени имеют угол  $\theta < 90^\circ$ , протоны-спектаторы могут иметь угол  $\theta$  как  $< 90^\circ$  (рис. 1а), так и  $> 90^\circ$  (рис. 1б). В последнем случае трек протона-спектатора не следует включать в число заряженных вторичных частиц.

Обнаружив взаимодействие, нужно определить его множественность (количество рожденных в нем вторичных заряженных частиц), т.е. пересчитать все вторичные треки, выходящие из данной вершины. Для правильного подсчета числа вторичных треков нужно использовать все имеющиеся проекции, что особенно важно, если вблизи исследуемой вершины располагаются вершины других событий (“вилок”, нейтральных звезд (рис.7а), вторичных взаимодействий (рис.7б) или взаимодействий на соседних треках (рис.7в)). Их треки ни в коем случае не должны быть включены в число вторичных треков.

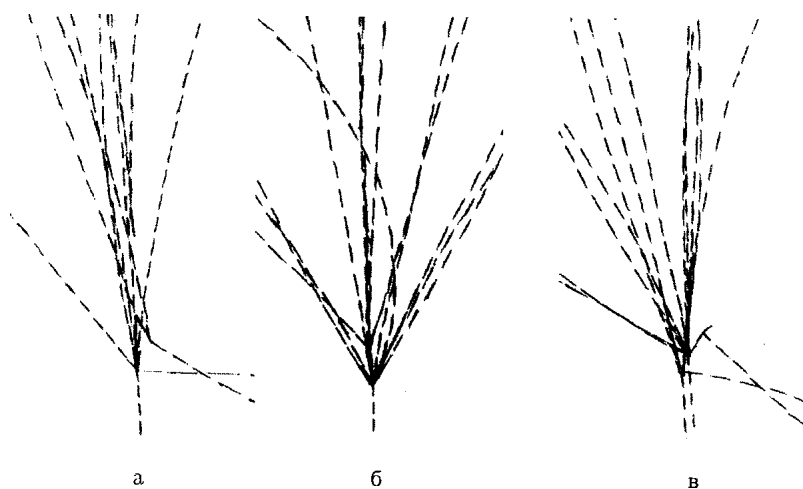


Рис.7. Примеры событий, в которых подсчет вторичных треков затруднен близостью вершины другого события

Кроме того, нужно по возможности исключать из числа вторичных треков треки пары Далитца — электрон-позитронной пары от распада  $\pi^0$ -мезона (рис. 8). В дейтериевой пузырьковой камере единственным надежным признаком пары Далитца является наличие среди треков позитронной спирали (рис. 8 а,б). В таких случаях следует исключить из числа вторичных треков два трека.

Если среди треков взаимодействия имеется только электронная спираль, то она может принадлежать  $\delta$ -электрону, родившемуся вблизи вершины взаимодействия (рис. 8 в). В этом случае из числа вторичных треков исключается только один – трек электрона, который считаем  $\delta$ -электроном.

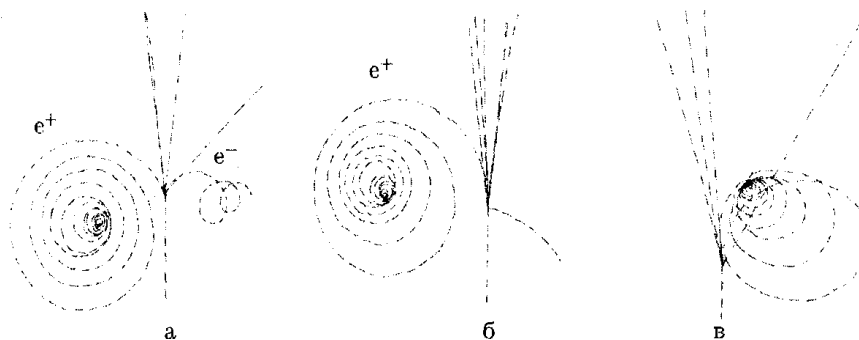


Рис. 8. Пары Далитца и  $\delta$ -электрон

### Инструкция по заполнению бланка просмотра

Порядковый номер кадра заносится в графу 1.

В графе 2 записывается количество первичных треков в данном кадре.

В графе 3 записывается номер первичного взаимодействия. Первичные взаимодействия имеют сквозную нумерацию на протяжении всей работы, независимо от принадлежности к разным кадрам.

В той же строке в графе 4 записывается множественность взаимодействия.

Если в кадре не найдено ни одного первичного взаимодействия, сообщение об этом записывается в графе 5.

Бланк просмотра

Номер кадра	Количество первичных треков	Номер события	Множественность взаимодействия	Примечание
1	2	3	4	5

### Упражнение 1

## Введение

Коллимированный пучок антипротонов с импульсом 12 ГэВ/с в лабораторной системе попадает в камеру через входное окно. Каждая из частиц пучка может либо выйти из камеры без какого-либо изменения своего состояния (за исключением ионизационных потерь в веществе камеры), либо провзаимодействовать с дейтерием, заполняющим рабочий объем камеры. Взаимодействия частиц с ядром дейтерия могут быть нескольких типов.

1. Частица упруго взаимодействует с ядром дейтерия, не разрушая его. Ядро, получившее импульс отдачи, может наблюдаться в камере, если этот импульс превышает величину 120 МэВ/с. Поскольку вероятность упругого взаимодействия составляет  $\sim 10\%$  от полной вероятности  $p\bar{d}$ -взаимодействия при этой энергии и около 65% упругих событий имеют импульс отдачи дейтрона менее 120 МэВ/с, вероятность зарегистрировать такое событие при просмотре снимков мала ( $\leq 3\%$ ).

2. Частица упруго взаимодействует с одним из нуклонов ядра дейтерия. Такие события принято называть квазиупругими. В зависимости от того, на каком нуклоне рассеялась частица, в камере может наблюдаться протон отдачи (в случае рассеяния на протоне) или протон-спектатор (если рассеяние произошло на нейтроне). Минимальный импульс, при котором протон может быть виден в камере, несколько ниже, чем у дейтрона, а именно 70 МэВ/с, но вероятность наблюдения таких событий столь же низка, как и в предыдущем случае.

Взаимодействия с видимым ядром или протоном отдачи (спектатором) имеют вид 2-х лучевых событий, где один трек слабо изменяет направление по отношению к первичному, и имеется второй трек с повышенной ионизацией, сравнительно короткий и расположенный под большим углом к первичному треку.

3. Частица неупруго взаимодействует с ядром дейтерия. При этом взаимодействие может происходить на одном из нуклонов дейтрона, когда второй нуклон является спектатором, а может произойти с обоими нуклонами. Взаимодействия последнего типа называют неупругим перерассеянием частиц. Вторичные частицы могут быть как заряженными, так и нейтральными.

То, что пучок налетающих частиц состоит из антипротонов, приводит к дополнительному различию неупругих взаимодействий. Эти взаимодействия могут быть обусловлены аннигиляцией антипротона с протоном или нейтроном из ядра мишени или носить

неаннигиляционный характер, когда нуклон и антинуклон присутствуют в конечном состоянии. Количество рожденных частиц при аннигиляции в среднем выше, чем в неаннигиляционных взаимодействиях, за счет масс аннигилирующих нуклонов. Таким образом, события с большим количеством вторичных частиц, например, свыше 8, в этом эксперименте с большой вероятностью соответствуют аннигиляции антипротона.

Треки вторичных заряженных частиц начинаются в точке взаимодействия и, как правило, прослеживаются до выхода из камеры. Рожденные частицы могут, в свою очередь, взаимодействовать в камере. В этом случае на треке, выходящем из первичной вершины, регистрируется вторичное взаимодействие. Оно может быть упругим и неупругим. Но наиболее интересными являются случаи излома вторичного трека, обозначающие распад нестабильной короткоживущей частицы. Для медленных  $\pi^+$ -мезонов наиболее часто встречается  $\pi$ - $\mu$ - $e$ -распад. Реже удается зарегистрировать распады  $\Sigma^+$ -,  $\Sigma^-$ -частиц и т.п.

Все указанные типы взаимодействий на пучковых треках внутри камеры будем называть первичными взаимодействиями.

Важно отметить особенности взаимодействий, связанные с суммарным электрическим зарядом реакции. В случае, когда антипротон взаимодействует с протоном ядра дейтерия или обоими нуклонами, суммарный заряд равен нулю и наблюдаемое количество заряженных вторичных частиц должно быть четным: количество рожденных частиц с отрицательным и положительным зарядом одинаково.

Поскольку суммарный заряд  $\bar{p}d$ -системы равен нулю, возможны взаимодействия, когда все вторичные частицы будут нейтральными, и событие будет выглядеть на снимке как исчезновение первичного трека в какой-либо точке камеры.

Если взаимодействие происходит на нейтроне ядра дейтерия, а протон-спектатор из-за малого импульса не виден в камере, суммарный заряд реакции -1 и количество наблюдаемых заряженных вторичных частиц нечетное.

Таким образом, события с нечетным количеством вторичных треков могут быть классифицированы как  $\bar{p}n$ -взаимодействия, учитывая слабую связь нуклонов в ядре дейтерия.

Другая качественная особенность, позволяющая выделить  $\bar{p}n$ -взаимодействия, связана с кинематикой реакций. Дейтрон или протон отдачи, участвующие во взаимодействии, имеют угол вылета относительно направления первичного трека  $\theta \leq 90^\circ$ . Протоны-спектаторы, когда взаимодействие происходит с нейтроном, могут иметь величину угла  $\theta$  как меньше, так и больше  $90^\circ$ . Это позволяет

дополнительно выделять в качестве  $pn$  – взаимодействия события, где трек с высокой ионизацией имеет угол  $\theta > 90^\circ$ .

## Определение сечения взаимодействия

Цель этого упражнения — определить вероятность (или сечение) взаимодействия налетающего антипротона с дейтронами. Вероятностная модель эксперимента по измерению сечений взаимодействия элементарных частиц в простейшем виде строится следующим образом: заданное количество  $N_{\bar{p}}$  частиц пучка антипротонов падает на некоторую площадку  $S$ , на которой покоится  $n$  частиц мишени ( $d$ ). Требуется определить вероятность  $W$  превращения



Очевидно, что вероятность пропорциональна количеству налетающих частиц  $N$  и количеству частиц мишени  $n$ :  $W \sim nN$ . Коэффициент пропорциональности имеет размерность площади и называется сечением взаимодействия типа (1). Вероятности или сечению какого-либо процесса на опыте соответствует наблюдаемая частота этого процесса. Поэтому сечение определяется через наблюдаемые величины следующим образом:

$$y = \frac{N_{pd}}{N_p/S},$$

где  $N_{pd}$  число взаимодействий типа (1) на частицу мишени, а  $N_p$  - число налетающих частиц, в нашем случае — антипротонов пучка.

Ослабление падающего пучка  $N_p$  на элементе длины  $dl$  в камере, т.е. число взаимодействий на длине  $dl$  запишется в виде

$$dN_p = -\sigma N_p n dl, \quad (2)$$

откуда число взаимодействий на длине  $L$  в камере будет иметь вид

$$N_{pd} = N_p (1 - e^{-\sigma n l}). \quad (3)$$

Величина  $(n\sigma)^{-1} = \lambda$  имеет размерность длины и называется пробегом взаимодействия.

Величина  $n$  определяется веществом мишени

$$n = \frac{cN_A}{A}, \quad (4)$$



где  $\rho$  — плотность вещества,  $N_A$  — число Авогадро и.  $A$  — массовое число.

Из (3) найдем

$$y = \frac{A}{cN_A L} \ln\left(\frac{N_p}{N_p - N_{pd}}\right). \quad (5)$$

Для дейтериевой пузырьковой камеры

$$\rho = 0.13 \text{ г/см}^3,$$

$$A = 2.016,$$

$$N_A = 6.024 \cdot 10^{23}.$$

Размерность сечения  $[\sigma] = \text{см}^2$ . Единицей измерения сечения служит барн ( $1\text{б} = 10^{-24} \text{ см}^2$ ). Сечения элементарных частиц обычно выражают в миллибарнах ( $1 \text{ мб} = 10^{-3} \text{ б} = 10^{-27} \text{ см}^2$ ).

Видимая на снимке длина в камере, где мы регистрируем взаимодействия, составляет  $L \approx 1.65 \text{ м}$ .

Корректная процедура определения сечения в пузырьковой камере подробно описана в работе [3].

## Представление результатов

По итогам просмотра определяются суммарное число пучковых треков  $N_p$  и число зарегистрированных взаимодействий  $N_{pd}$ . Регистрируется также число взаимодействий с нейтроном ядра (события с нечетной множественностью). Эти числа заносятся в табл. 1 на бланк упражнения 1 и используются для расчета сечения  $\sigma$  регистрируемых в камере событий.

Все найденные взаимодействия на первичных треках классифицируются в зависимости от числа заряженных вторичных частиц в конечном состоянии  $n_{\pm}$ . Число событий с заданными  $n_{\pm}$  заносится в табл. 2 на бланке упражнения 1. Путем нормировки на суммарную величину сечения  $\sigma$  определяются сечения каждой группы событий с заданным  $n_{\pm}$  данной группы событий.

На бланке упражнения 1 приведена гистограмма  $\bar{1}$  распределения по числу заряженных частиц  $n_{\pm}$  в неупругих  $pd$ -взаимодействиях при 12 ГэВ/с. На эту же гистограмму следует нанести полученные в работе значения топологических сечений с соответствующей статистической погрешностью.

Оценить степень согласия экспериментальных значений сечений по найденной выборке с приведенным распределением по  $\chi^2$  - тесту.

# Определение сечения $\bar{p}d$ – взаимодействия при 12 ГэВ/с

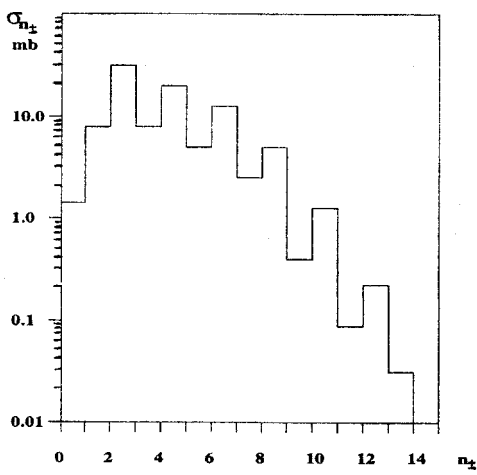
Таблица 1

Число просмотренных кадров	
Число первичных треков в объеме камеры $N_p$	
Полное число зарегистрированных взаимодействий на первичных треках $N_{pd}$	
Число зарегистрированных взаимодействий, соответствующих взаимодействию с нейтроном ядра дейтерия	
Величина регистрируемого в камере сечения $\bar{p}d$ -взаимодействия $\sigma_{pd}$ , мб	
Величина сечения выделенных $\bar{p}n$ – взаимодействий $\sigma_{pn}^{ident}$ , мб	

Таблица 2

Число взаимодействий  $N_{n\pm}$  на первичных треках с числом заряженных частиц  $n\pm$  и значения топологических сечений  $\bar{p}d$  – взаимодействий  $\sigma_{n\pm}$

$N_{\pm}$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$N_{pd}$											
$\sigma_{n\pm}$											



Гистограмма

Основные константы для расчета сечения по формуле (5)

$$y = \frac{A}{cN_A L} \ln\left(\frac{N_p}{N_p - N_{pd}}\right).$$

$$L = 165 \text{ см}$$

$$\rho = 0.13 \text{ г/см}^3$$

$$A = 2.016$$

$$N_A = 6.0247 \cdot 10^{23}$$

Упражнение 2

## Распределение по множественности заряженных частиц в $\bar{p}d$ -взаимодействиях при импульсе 12 ГэВ/с

### Введение

Процесс множественного рождения играет определяющую роль при столкновении частиц высоких энергий. Множественное рождение частиц происходит при столкновении любых известных в настоящее время частиц, если их энергия превышает величину, составляющую несколько гигаэлектронвольт. До недавнего времени множественное рождение частиц изучалось, главным образом, в адрон-адронных ( $pp$ ,  $\bar{p}p$ ,  $K^{\pm}p$ ,  $\pi^{\pm}p$  и т.д.) и адрон-ядерных соударениях, в которых в качестве мишени использовалось атомное ядро  $A$ .

На рис. 9 а,б показана зависимость средней множественности

$\langle n_{\pm} \rangle$  заряженных частиц от квадрата массы системы вторичных частиц  $M^2 = (\sum_{i=1}^{n_{\pm}} E_i)^2 - (\sum_{i=1}^{n_{\pm}} P_i)^2$ , ( $E_i, P_i$  — энергия и импульс  $i$ -й частицы) для различных типов соударений. Такая универсальность процесса множественного рождения связана с тем, что взаимодействие частиц высоких энергий происходит через кварковую стадию.

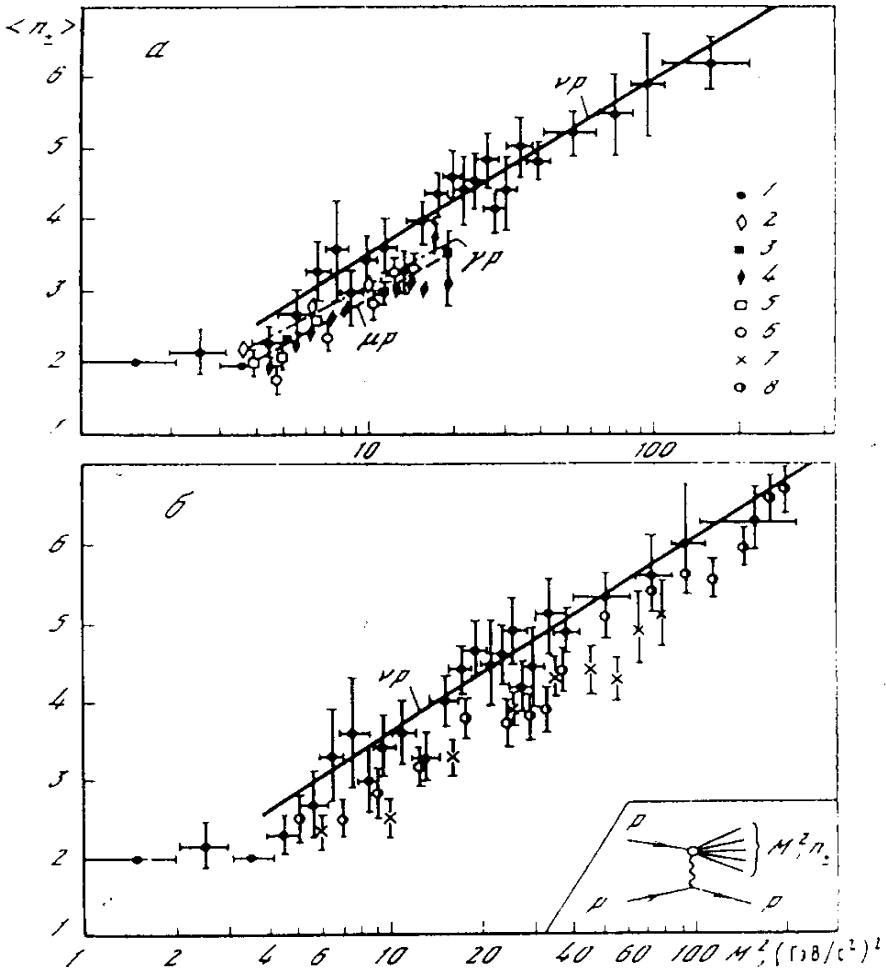


Рис.9. Зависимость средней множественности заряженных частиц  $\langle n_{\pm} \rangle$  от квадрата массы системы вторичных частиц  $M^2 = (\sum E_i^2) - (\sum P_i)^2$  для разных типов соударений: 1 -  $\nu p$ ; 2 -  $\bar{\nu} p$ ; 3,4 -  $\mu p, Q^2 > 1$  (ГэВ/c<sup>2</sup>); 5,6 -  $e p, Q^2 > 1$  (ГэВ/c<sup>2</sup>); 7 -  $p p, 102$  ГэВ/c; 8 -  $p p, 205$  ГэВ/c. Прямые соответствуют аппроксимации:  $\langle n_{\pm} \rangle_{\nu p} = (1.09 \pm 0.38) + (1.09 \pm 0.03) \ln M^2$ . На вставке показана диаграмма Фейнмана для процесса неупругого соударения протона с протоном.

По современным представлениям адроны (мезоны и барионы) не являются элементарными частицами, а состоят из кварков. Мезоны состоят из двух кварков (кварка и антикварка), барионы — из трех кварков. Все процессы с участием адронов обусловлены взаимодействием кварков.

Глубоконеупругие взаимодействия лептонов с адронами и процессы  $e^+e^-$  - аннигиляции, приводящие к множественному рождению частиц, также происходят с участием кварков. До настоящего времени кварки не наблюдались в свободном состоянии. Однако косвенные эксперименты приводят к заключению о том, что в природе существует, по крайней мере, шесть сортов кварков:  $u, d, s, c, b, t$ .

Истинно элементарными частицами, таким образом, считаются кварки и лептоны. Основные характеристики этих частиц представлены в табл. 1.

Таблица 1

Основные характеристики элементарных частиц

	Название частицы	<u>Символ</u>		Масса, МэВ	Электрический заряд	
		частица	античастица			
Л Е П	электрон нейтрино	$e^-$	$e^+$	0,511	-1	+1
		$\nu_e$	$\bar{\nu}_e$	0	0	0
Т О Н	мюон нейтрино	$\mu^-$	$\mu^+$	105,6	-1	+1
		$\nu_\mu$	$\bar{\nu}_\mu$	0	0	0
Ы	$\tau$ -лептон нейтрино	$\tau^-$	$\tau^+$	1784	-1	+1
		$\nu_\tau$	$\bar{\nu}_\tau$		0	0
К	up	$u$	$\bar{u}$	350	+2/3	-2/3
В	down	$d$	$\bar{d}$	350	-1/3	+1/3
А	strange	$s$	$\bar{s}$	450	-1/3	+1/3
Р	charm	$c$	$\bar{c}$	1500	+2/3	-2/3
К	beauty	$b$	$\bar{b}$	5000	-1/3	+1/3
И	truth	$t$	$\bar{t}$	179000	+2/3	-2/3

Процесс множественного рождения происходит в результате многих различных механизмов взаимодействия, поэтому сопоставление характеристик множественного рождения при столкновении частиц различной природы служит способом изучения механизмов этого сложного процесса.

В данной работе изучаются взаимодействия адронов - антипротонов с ядрами дейтерия при энергии 12 ГэВ. При взаимодействии адронов высокой энергии друг с другом процесс сильного взаимодействия может быть упругим (без изменения энергии сталкивающихся адронов) и неупругим — с множественным рождением новых частиц. При взаимодействии с ядром дейтерия множественное рождение частиц будет происходить либо на нейтроне, либо на протоне и в редких случаях на обоих нуклонах ядра. При взаимодействии с одним из нуклонов ядра дейтерия второй нуклон является наблюдателем (наблюдателем) взаимодействия из-за слабой связи между протоном и нейтроном.

Неупругие процессы с небольшими переданными импульсами принято называть мягкими процессами. В результате мягких процессов рождается большое число вторичных частиц, имеющих ограниченные поперечные импульсы  $\langle p_{\perp} \rangle \sim 300$  МэВ/с. В отличие от этих процессов глубоко-неупругие взаимодействия с большими переданными импульсами называют жесткими процессами. В жестких процессах рождаются частицы с поперечными импульсами  $p_{\perp} > 2$  ГэВ/с. Число таких частиц на акт взаимодействия очень мало.

Существует грубое подразделение механизмов множественного рождения в мягких процессах на центральные (или пионизационные) и периферические, связанные с фрагментацией сталкивающихся частиц.

Пионизационные механизмы приводят к рождению большого числа вторичных частиц, главным образом пионов, имеющих "мягкие" энергетические спектры. Фрагментация сталкивающихся частиц сопровождается рождением сравнительно небольшого числа адронов, имеющих более "жесткие" энергетические спектры. Среди фрагментационных процессов особо выделяют процессы дифракционной диссоциации сталкивающихся частиц и различные процессы обмена (обмен пионом, обмен  $\rho$ ,  $\omega$  и др. адронами).

Диаграммы Фейнмана на рис. 10 а,б,в иллюстрируют специфику этих механизмов.

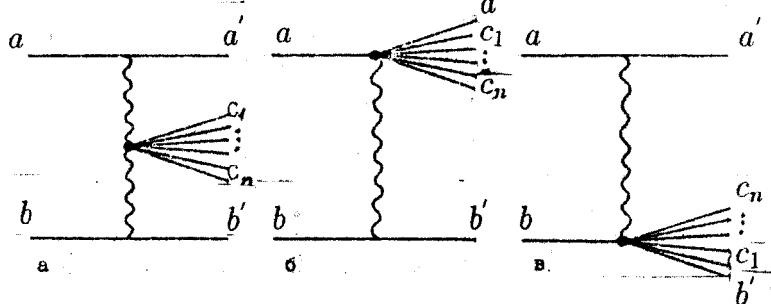


Рис.10. Графическое изображение мягких процессов столкновения адронов  $a$  и  $b$  с рождением  $n$  вторичных адронов  $c_1, c_2, \dots, c_n$  в реакции  $a + b = a' + b' + c_1 + c_2 + \dots + c_n$ .  $a$  - центральное соударение,  $b$  - фрагментация частицы  $a$ ,  $в$  - фрагментация частицы  $b$ .

### Распределение по множественности и моменты распределения

Множественность вторичных частиц  $n$  — одна из основных характеристик процесса множественного рождения. Она складывается из множественности заряженных частиц  $n_{\pm}$  и множественности нейтральных частиц  $n_0$ .

Вследствие сохранения электрического заряда в соударениях антипротонов с протонами образуется четное число заряженных частиц, а в соударениях с нейтронами — нечетное. В части  $\bar{p}p$ -соударений наблюдается трек протона-спектатора, и полное число треков в событии оказывается четным. Четное количество треков наблюдается и для случаев взаимодействия антипротонов с обоими нуклонами ядра.

Таким образом, события с четным количеством треков помимо  $\bar{p}p$ -взаимодействий содержат часть  $\bar{p}n$ -соударений с видимым протоном-спектатором и взаимодействия с обоими нуклонами дейтрона.

На опыте, особенно с пузырьковыми камерами, обычно изучают распределение по множественности заряженных частиц —  $f_{n_{\pm}}$ , поскольку заряженные частицы оставляют следы и их число легко определить.

Чтобы извлечь информацию о механизме множественного рождения частиц, содержащуюся в распределении  $f_{n_{\pm}}$ , сравнивают определенное на опыте распределение с распределениями, вытекающими из различных теоретических моделей.

Многие теоретические модели, претендующие на описание мягких процессов взаимодействия адронов, предсказывают, что множественность распределена по закону Пуассона. Это распределение отражает факт независимого рождения вторичных частиц. В первом приближении такое предсказание оправдывается.

Однако более детальное изучение показывает, что существует отклонение от пуассоновского распределения. Это отклонение свидетельствует о том, что частицы рождаются не независимо. Значительная их часть генетически связана и является продуктами распада резонансов — короткоживущих частиц, распадающихся за времена  $10^{-23}$  —  $10^{-21}$  с и не оставляющих следов в пузырьковой камере.

Для сравнения теоретических и экспериментальных распределений по множественности удобнее использовать различные моменты распределения, которые оказываются более чувствительными к отклонениям моделей от эксперимента, чем само распределение. Такими моментами являются следующие:

1. Средняя множественность заряженных частиц  $\langle n_{\pm} \rangle$  — первый момент распределения  $f(n_{\pm})$ :

$$\langle n_{\pm} \rangle = \frac{\sum_n y_n n_{\pm}}{\sum_n y_n}$$

где  $\sigma_n$  — топологическое эффективное сечение, характеризующее эффективное сечение образования событий с определенным числом вторичных заряженных частиц  $n_{\pm}$ . Эффективное сечение неупругих

процессов:  $y = \sum_1^n y_n$ , полная множественность

$n = n_{\pm} + n_0$ , где  $n_0$  — число нейтральных частиц.

2. Абсолютный момент  $k$ -го порядка

$$\mu'_k = \langle n^k \rangle.$$

3. Центральный момент распределения

$$\mu_k = \langle (n - \langle n \rangle)^k \rangle.$$

4. Нормированный абсолютный момент

$$C_k = \langle n^k \rangle / \langle n \rangle^k.$$

5. Дисперсия распределения

$$D = (\langle (n - \langle n \rangle)^2 \rangle)^{1/2} = (\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2)^{1/2} = \mu^{1/2}$$

6. Асимметрия распределения (коэффициент асимметрии):

$$v_1 = \mu_3 / D^3.$$

7. Коэффициент эксцесса



$$v_2 = \mu_4 / D'$$

8.  $\gamma$  - моменты распределения, определяемые соотношениями:

$$\Gamma_1 = \frac{\langle n - \langle n \rangle \rangle}{\langle n \rangle},$$

$$\Gamma_2 = \frac{\langle (n - \langle n \rangle)^2 \rangle}{\langle n \rangle^2},$$

$$\Gamma_3 = \frac{\langle (n - \langle n \rangle)^3 \rangle}{\langle n \rangle^3}.$$

9. Мюллеровские моменты

$$f_2 = D^2 - \langle n \rangle = \langle (n - \langle n \rangle)^2 \rangle - \langle n \rangle,$$

$$f_3 = (n - \langle n \rangle)^3 - 3(n - \langle n \rangle)^2 + \langle n \rangle.$$

Для разных видов распределений все эти моменты имеют различные значения. Кроме того, эти параметры могут изменяться при изменении природы сталкивающихся частиц и их энергии.

Сравнение распределений по  $n_{\pm}$  при разных энергиях сталкивающихся частиц удобно произвести, используя скейлинговую форму распределения, предложенную Коба, Нильсоном, Олессоном и названную в связи с этим КНО-распределением. Эта форма является универсальной для частиц любой природы и энергии, если выполняется предположение о скейлинге структурных функций, т.е. если процесс множественного рождения не зависит от энергии сталкивающихся частиц. КНО-распределение определяется как

$$\Psi\left(\frac{n_{\pm}}{\langle n_{\pm} \rangle}\right) = \lim_{\langle n_{\pm} \rangle \rightarrow \infty} \langle n_{\pm} \rangle \frac{\sigma_{n_{\pm}}}{\sigma}$$

при фиксированном  $n_{\pm} / \langle n_{\pm} \rangle = v$ .

Этому определению соответствует нормировка

$$\int_0^{\infty} \Psi(v) dv = 1.$$

Существуют разные формы аппроксимации КНО-зависимости:

$$\Psi(v) = 1.38v^{0.886} \cdot \exp(-0.758 \cdot v^{1.886})$$

(Мюллеровская аппроксимация),

$$\Psi(v) = P_{n_{\pm}}(v)\exp(-bv) = (3.79v + 33.7v^3 - 6.64v^5 + 0.332v^7) \cdot \exp(-.04v)$$

(аппроксимация Слаттери).

Проверке универсальности КНО-распределения посвящено много экспериментальных работ.

Одним из важных свойств универсальности КНО-распределения является асимптотическое поведение отношения  $\langle n_{\pm} \rangle / D$ , где  $D$  дисперсия распределения. Если КНО-скейлинг выполняется, то  $\langle n_{\pm} \rangle / D = 2$ .

Мерой отклонения от КНО-скейлинга при данной энергии может служить величина  $\alpha / \langle n_{\pm} \rangle$ . Если отношение  $\langle n_{\pm} \rangle / D$  представить в виде  $D / \langle n_{\pm} \rangle = A(1 - \alpha / \langle n_{\pm} \rangle)$ ,

$$A = \text{const} = 0.57 \pm 0.01,$$

то величина  $\alpha$  есть среднее число заряженных лидирующих частиц.

В случае КНО-скейлинга должны оставаться постоянными и более высокие моменты этого распределения, а именно  $\langle n_{\pm} \rangle / D_k$  или  $\gamma$ -моменты.

Отклонение от универсальности КНО-распределения можно наблюдать и на поведении функции  $f_2$ , показанное на рис. 11 для pp-соударений при энергии  $2.10^{12}$  эВ.

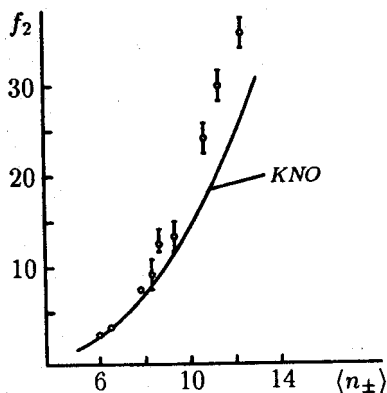


Рис. 11. Зависимость  $f_2$ -момента от множественности заряженных частиц

### Методические особенности определения $n_{\pm}$ в пузырьковой камере

При подсчете числа заряженных частиц  $n_{\pm}$ , родившихся в  $\bar{p}d$ -соударении и зарегистрированных в пузырьковой камере, могут возникнуть погрешности, которые следует учесть в окончательных результатах.

1. Неэффективность просмотра — пропуск происшедших взаимодействий. Эта погрешность существенна для низших топологий  $n_{\pm} = 0, 1$  и  $2$ .

В двухлучевых событиях из-за крайней периферичности взаимодействия медленный протон отдачи может быть не виден.

Начиная с  $n_{\pm} = 3$  и далее эффективность просмотра близка к 100%.

2. Перевод событий из одной топологии в другую. Это может происходить по ряду причин: во-первых, вторичные взаимодействия на треках могут располагаться так близко к первичной вершине, что вторичные вершины трудно отделить от первичной; во-вторых, пары Далитца не всегда могут быть идентифицированы и их треки могут быть ошибочно приписаны к первичному взаимодействию.

Учитывая эти замечания, следует внимательно вести просмотр снимков пузырьковой камеры. При определении числа вторичных заряженных частиц, выходящих из первичной вершины, использовать все проекции, на которых зарегистрировано найденное первичное взаимодействие.

## Представление результатов

Результаты просмотра не менее 60 событий фиксируются на специальных бланках (см. инструкцию по заполнению бланка просмотра) и затем используются для ответа на вопросы, содержащиеся в табл. 1, 2, 3, 4 бланка упражнения 2.

Конечная цель работы — изучить функцию распределения числа заряженных вторичных частиц в антипротон-дейтонных взаимодействиях с импульсом 12 ГэВ/с.

Сравнить полученное, распределение с распределением Пуассона

$$C(\langle n \rangle, n) = \frac{\langle n \rangle^n e^{-\langle n \rangle}}{n!},$$

вычисленным при данном среднем значении  $n_{\pm}$  (график 1а,б,в).

Построить распределение в КНО-форме (график 2а,б,в) и также сопоставить его с одной из приведенных в описании аппроксимаций.

Определить моменты функции распределения табл. 4. По результатам эксперимента сделать заключение о возможных механизмах  $\bar{p}d$ -взаимодействий, зарегистрированных в пузырьковой камере.

Так как взаимодействие в ядре дейтона может произойти с протоном ( $n_{\pm}$  — четное), с нейтроном ( $n_{\pm}$  — нечетное) или с ядром дейтерия, то все вычисления следует выполнить отдельно для  $\bar{p}d$ -,  $\bar{p}n$ - и  $\bar{p}p$ -взаимодействий и сравнить результаты между собой.

Таблица 1

<u>Число просмотренных кадров</u>	
<u>Число зарегистрированных событий</u> на первичных треках, $N_{pd}$	

Таблица 2

Число взаимодействий на первичных треках  $N_{n_{\pm}}$  с числом заряженных частиц  $n_{\pm}$  и вероятность появления событий с данным  $n_{\pm}$ ,  $P(n_{\pm}) = N_{n_{\pm}} / N_{pd}$

$n_{\pm}$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$N_{n_{\pm}}$											
$P(n_{\pm})$											
$v = n_{\pm} / \langle n_{\pm} \rangle$											
$\langle n_{\pm} \rangle \cdot P(n_{\pm})$											
$\langle n_{\pm} \rangle \cdot P(n_{\pm})$ четн.											
$\langle n_{\pm} \rangle \cdot P(n_{\pm})$ нечет.											

Таблица 3

$$\langle n_{\pm} \rangle = \frac{Y_{n_{\pm}} \cdot N_{\pm}}{Y N_{\pm}}$$

$\langle n_{\pm} \rangle$	$\langle n_{\pm} \rangle$ четн.	$\langle n_{\pm} \rangle$ нечет.

Таблица 4

Некоторые моменты распределения по множественности заряженных частиц для  $\bar{p}d$  – соударений,  $D = (n_{\pm}^2 - \langle n_{\pm} \rangle^2)^{1/2}$

$\langle n_{\pm} \rangle$	$\langle n_{\pm} \rangle^2$	D	$\langle n_{\pm} \rangle / D$

$f_2$	$f_3$	$c_2$	$c_3$	$v_1$	$v_2$

### Литература

1. Т.П.Аминева, Л.И.Сарычева. Фундаментальные взаимодействия и космические лучи. – М.: Эдиториал УРСС, 1999.
2. В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева. Множественные процессы при высоких энергиях. —М.: Атомиздат, 1974.
3. В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева. Взаимодействия адронов высоких энергий. —М.: Наука, 1983.

**ФЛУКТУАЦИИ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ**

**1. Введение**

Все заряженные частицы при прохождении слоя вещества теряют энергию на возбуждение и ионизацию атомов среды. Эту энергию называют ионизационными потерями. Ионизационные потери используются для идентификации частиц с помощью различных детекторов (пропорциональных счетчиков, фотоэмульсий, пузырьковых камер, сцинтилляционных счетчиков и т. д.). Для частиц с данным зарядом измерения ионизационных потерь и импульса позволяют определить их массу. Если же масса частицы известна, то измерение ионизационных потерь дает возможность определить ее энергию. Изучение ионизационных потерь в веществах различной плотности и сравнение результатов эксперимента с теоретическими расчетами показали, что в плотных средах существенную роль играет эффект плотности (см. ниже), влияние которого особенно заметно в области высоких энергий частиц.

Статистический характер процесса ионизации приводит к значительным флуктуациям ионизационных потерь. Впервые расчет ожидаемых флуктуаций ионизационных потерь провел Ландау. Позднее этим занимались и другие авторы (см. например [3, 5, 6]). В результате было показано, что в зависимости от условий эксперимента (например, массы частицы, типа детектора) лучшее согласие с экспериментальными данными имеют разные решения. Так, в случае тяжелых частиц и тонких поглотителей экспериментальные данные хорошо описываются решением из работы [3].

**2. Ионизационные потери заряженных частиц**

Теоретическое рассмотрение ионизационных потерь основывается на формуле Бете-Блоха:

$$\left( -\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}} = \frac{2\pi \cdot z^2 e^4 n}{mv^2} \left( \ln \frac{2mv^2 T_{\text{макс}}}{I^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2 - \delta - U \right), \quad (1)$$

где  $n$  - число электронов в  $1 \text{ см}^3$  вещества,  $m$  - масса электрона,  $\beta = v/c$  ( $v$  - скорость частицы),  $ez$  - заряд частицы,  $I$  - средний потенциал ионизации атомов среды ( $I \cong 13,5 \cdot Z$  эВ),  $T_{\text{макс}}$  - максимальная энергия, передаваемая налетающей частицей атомному электрону:

$$T_{\text{макс}} = 2 \frac{(T + Mc^2 + mc^2)^2 mc^2}{M^2 c^4}, \quad (2)$$

$T$  - кинетическая энергия частицы с массой  $M$ ;  $\delta$  - поправка на эффект плотности, обусловленный поляризацией среды, величина  $U$  учитывает связь атомных электронов и существенна при малых энергиях.

Для численных расчетов удобнее пользоваться несколько иным видом записи формулы (1):

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{A}{\beta^2} \left( B + 0,69 + 2 \ln \frac{P}{Mc} + \ln T_{\text{макс}} - 2\beta^2 - \delta - U \right). \quad (3)$$

( $\rho$  - плотность среды, выраженная в г/см<sup>3</sup>;  $T_{\text{макс}}, \delta, U$  - в МэВ).

Постоянные  $A$  и  $B$  даются следующими выражениями:

$$A = \frac{2\pi \cdot N_A \cdot Z^2 e^4}{mc^2 \rho} = 0,1536(Z/A_0),$$

$Z$  - атомный номер,  $N_A$  - число Авогадро,  $A_0$  - атомный вес вещества, в котором происходит ионизация;

$$B = \ln \frac{mc^2}{I^2},$$

здесь  $mc^2$  выражено в МэВ,  $I$  - в эВ.

Величину  $\delta$  можно найти из следующих выражений:

$$\delta = 4,606y + C + a(y_1 - y)^S \quad \text{при } y_0 < y < y_1;$$

$$\delta = 4,606y + C \quad \text{при } y > y_1;$$

$$\delta = 0 \quad \text{при } y < y_0, \text{ где } y = \lg \frac{P}{m}.$$

Параметры  $y_0, y_1, C, a$  и  $S$  зависят только от вещества и вычислены для многих веществ. Способ вычисления ионизационных потерь, а также значений параметров  $y_0, y_1, C$  и  $S$  для различных веществ приведены в приложении 3 в книге [1]. В таб. 1 даны значения  $A, B, y_0, y_1, C, a, S$  для ряда веществ.

Рассмотрим общие свойства формулы Бете-Блоха (1) для удельных ионизационных потерь в зависимости от скорости частицы. При малых скоростях частицы ионизационные потери быстро падают с ростом скорости частицы (как  $1/v^2$ , см. рис. 1). Физический смысл такой зависимости очевиден: чем меньше скорость частицы, тем больше время взаимодействия ее с электроном атома, а, следовательно, и больше импульс, переданный электрону. Переданный при столкновении импульс  $p$  пропорционален времени взаимодействия  $\tau$  или,  $1/v$ , а



соответствующая ему передача энергии  $p^2/2m$  пропорциональна  $1/v^2$ .

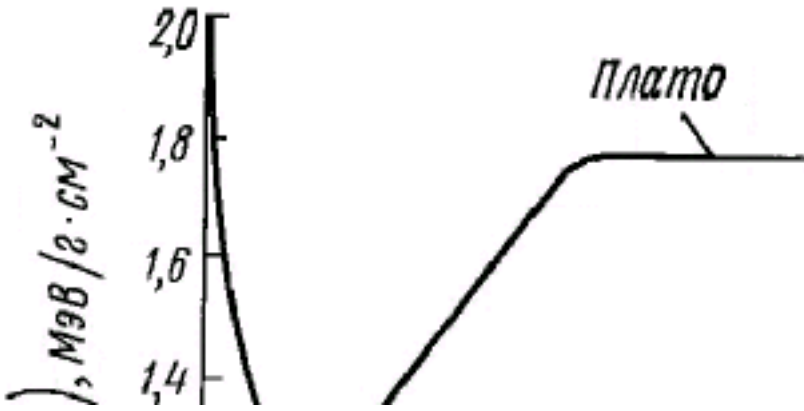


Рис. 1 Ионизационные потери мюонов

В релятивистской области ( $v \approx c$ ) зависимость ионизационных потерь от скорости целиком определяется членами формулы (1), стоящими в скобках (при  $v \cong c$  величина  $1/v^2$  практически не меняется). В этой области скоростей начинается логарифмическое возрастание ионизационных потерь с ростом энергии частицы (ионизационные потери  $(-dE/dx)_{\text{ион}}$  достигают минимума при  $v \cong 0,96c$ ). Рост потерь при  $v \rightarrow c$ , связан с релятивистским сжатием поля в продольном направлении и возрастанием роли далеких соударений. Кроме этого, частичный вклад в логарифмический рост потерь вносят и близкие соударения за счет роста максимальной энергии  $T_{\text{макс}}$ , передаваемой частицей атомному электрону, с возрастанием энергии частицы.

В плотных средах увеличение радиуса области вокруг траектории частицы, где происходит ионизация и возбуждение, ведет одновременно к возрастанию эффекта плотности (член  $\delta$  в (1) и (3)). Под воздействием поля движущейся частицы атомы, расположенные вблизи ее траектории, поляризуются, причем возникающее электрическое поле направлено навстречу полю частицы. На некотором расстоянии от траектории (это расстояние зависит от плотности среды) поле движущейся частицы полностью компенсируется и ионизационные потери за счет далеких соударений перестают возрастать с энергией. Поскольку поляризация среды прямо пропорциональна плотности электронов  $n$ , то этот эффект сильно зависит от плотности вещества. Отсюда и

его название - “эффект плотности”. В крайнем релятивистском случае поправка на эффект плотности имеет вид:

$$\delta = -\ln(1 - \beta^2) - \Psi,$$

где  $\Psi$  - константа, зависящая от свойств вещества,

$$\Psi = \ln \frac{I^2}{h^2 (ne^2 / \pi m)^4} + 1,$$

$h$  - постоянная Планка.

Член  $-\ln(1 - \beta^2)$  в формуле для  $\delta$  и член  $\ln(1 - \beta^2)$  в формуле (1) взаимно уничтожаются. Следовательно, часть релятивистского возрастания ионизационных потерь, связанная с ростом поперечных размеров электромагнитного поля частицы, полностью компенсируется эффектом плотности.

Таблица 1. Значение параметров для вычисления  $\delta$

параметры	Воздух	Водород	Полистирол	Свинец
$A, \text{МэВ/гсм}^{-2}$	0,0768	0,1524	0,0826	0,0608
$B$	17,69	21,07	18,65	12,81
$-C$	10,70	9,50	3,15	6,93
$a$	0,126	0,505	0,429	0,0652
$S$	3,72	4,72	2,85	3,42
$y_1$	4,0	3,0	2,0	4,0
$y_0$	1,87	1,85	0,13	0,4
$\rho, \text{г/см}^3$	$1,29 \cdot 10^{-3}$	$0,0899 \cdot 10^{-3}$	1,05-1,09	11,35
$I, \text{эВ}$	94	18,7	63,1	926
$I/I_H$	6,95	1,40	4,69	86,8
$Z$	7,37	1	88	82
$A_0$	-	1	-	207,2

Формулы (1) и (3) для ионизационных потерь справедливы и для сложного вещества. Ионизационные потери для такой среды вычисляются как сумма ионизационных потерь для различных элементов, составляющих данную среду. При этом средний потенциал ионизации и поправка на эффект плотности представляют собой усредненные величины  $\bar{I}$  и  $\bar{\delta}$ , определяемые из следующих выражений:

$$\ln \bar{I} = \sum_i f_i \ln I_i, \quad \bar{\delta} = \bar{Z} f_i \delta_i,$$

где  $f_i = n_i Z_i / \sum n_i Z_i$ ,  $n_i$  - число атомов элемента с атомным номером  $Z_i$ ,  $I_i$  - средний потенциал ионизации  $i$ -го элемента,  $\delta_i$  - поправка на эффект плотности для  $i$ -го элемента;  $f_i$  - соответствует силе осциллятора атомных электронов  $i$ -го элемента.

Постоянную  $A$  в формуле (3) в случае сложного вещества следует вычислять по формуле:

$$A = 0,1536 \left( \frac{\sum_i n_i Z_i}{\sum_i n_i A_{0i}} \right),$$

где  $A_{0i}$  - атомный вес  $i$ -го элемента.

### 3. Флуктуации ионизационных потерь

Выражение (1) определяет средние потери на ионизацию. В силу статистического характера столкновений ионизационные потери частицы при прохождении слоя вещества сильно флуктуируют.

Еще в работах Бора было показано, что распределение ионизационных потерь нерелятивистских частиц в толстых поглотителях подчиняется закону Гаусса с дисперсией  $\sigma = 4\pi \cdot e^4 z^2 N Z x$  ( $x$  - толщина поглотителя,  $N$  - число атомов в  $1 \text{ см}^3$ ).

В 1944 г. Л. Д. Ландау впервые получил функцию распределения для ионизационных потерь в тонком поглотителе около наиболее вероятного значения  $\varepsilon_{\text{вер}}$  и дал выражение для этого наиболее вероятного значения.

Кинетическое уравнение для функции распределения  $f(x, \Delta)$  имеет вид:

$$\frac{\partial f(x, \Delta)}{\partial x} = \int_0^R W(\varepsilon) f(x, \Delta - \varepsilon) d\varepsilon - f(x, \Delta) \int_0^{\varepsilon_{\text{max}}} W(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (4)$$

где  $x$  - толщина слоя вещества, пройденного частицей с начальной энергией  $E_0$ ;  $\Delta$  - потери энергии частицы на пути  $x$ ;  $\varepsilon_{\text{max}} \equiv T_{\text{макс}}$  - максимальная энергия, переданная в одном столкновении;  $R = \Delta$  при  $\Delta < \varepsilon_{\text{макс}}$ ,  $R = \varepsilon_{\text{макс}}$  при  $\Delta > \varepsilon_{\text{макс}}$ ;  $W(\varepsilon)$  - потери энергии  $\varepsilon$  частицей с энергией  $E_0 \gg \varepsilon$  ( $W(\varepsilon) = 0$  при  $\varepsilon > \varepsilon_{\text{макс}}$ ). При составлении уравнения предполагалось, что потери энергии  $\Delta$  в слое вещества толщиной  $x$  малы по сравнению с начальной энергией (условие “тонкого” поглотителя). Поэтому вероятность

потерь на единицу пути  $W(\varepsilon)$  практически не зависит от конечной энергии  $E (\Delta = E_0 - E)$ .

Решение уравнения (4) имеет вид:

$$f(x, \Delta) = \frac{1}{\xi} \varphi(\lambda),$$

$$\varphi(\lambda) = \frac{1}{2\pi \cdot i} \int_{-i\infty+\delta}^{i\infty+\delta} e^{u \ln u + \lambda u} du, \quad u = \xi \cdot p; \quad (5)$$

$$\xi = x \frac{2\pi \cdot Ne^4 \rho \Sigma Z}{mv^2 \Sigma A}; \quad \lambda = \frac{\Delta - \Delta_0}{\xi}.$$

Функция  $\varphi(\lambda)$  имеет максимум при  $\lambda = -0,05$ . Отсюда получается следующее выражение для наиболее вероятных потерь энергии  $\Delta_0$  в случае тонкого поглотителя (толщина слоя  $x$  в г/см<sup>2</sup>):

$$\Delta_0 = \varepsilon_{вер} = \frac{2\pi \cdot ne^4 Z^2 \kappa}{mv^2 \rho} \left( \ln \frac{2mv^2 (2\pi \cdot ne^4 Z^2 t(mv^2 \rho))}{I^2 (1 - \beta^2)} - \beta^2 - \delta - U + 0,37 \right). \quad (6)$$

Или, вводя постоянные  $A$  и  $B$ , получим:

$$\varepsilon_{вер} = \frac{Ax}{\beta^2} \left( B + 1,06 + 2 \ln \frac{P}{Mc} + \ln \frac{Ax}{\beta^2} - \beta^2 - \delta - U \right). \quad (7)$$

На рис. 2 представлено распределение  $\varphi(\lambda)$ , полученное в работе Ландау (кривая  $L$ ). Это асимметричное распределение с максимумом при наиболее вероятном значении потерь энергии и с пологим спадом в области высоких значений потерь. Пологий спад связан со сравнительно редкими и близкими столкновениями, в которых образовавшимся  $\delta$ -электронам передается значительная доля энергии. Максимально возможная передача энергии осуществляется при лобовом соударении заряженной частицы с атомными электронами. В работе [5] было показано, что функция  $\varphi(\lambda)$  имеет максимум при  $\lambda = -0,225$ , а не при  $\lambda = -0,05$ . Выражение (7) с учетом [5] имеет вид:

$$\varepsilon_{вер} = \frac{Ax}{\beta^2} \left( B + 0,891 + 2 \ln \frac{P}{Mc} + \ln \frac{Ax}{\beta^2} - \beta^2 - \delta - U \right). \quad (8)$$

Полуширина распределения на половине высоты максимума после указанного уточнения составила 4,02.

В работе [6] получена функция распределения потерь при учете резонансных столкновений с атомарными электронами (следствие связи электронов в атоме). Учет резонансных явлений особенно существен для релятивистских частиц.

В работе [3] точно решена задача о флуктуациях ионизационных потерь тяжелых частиц в тонких поглотителях. В этом решении при нахождении функции распределения  $f(x, \Delta)$  вместо бесконечного (как в решении Ландау) был взят конечный

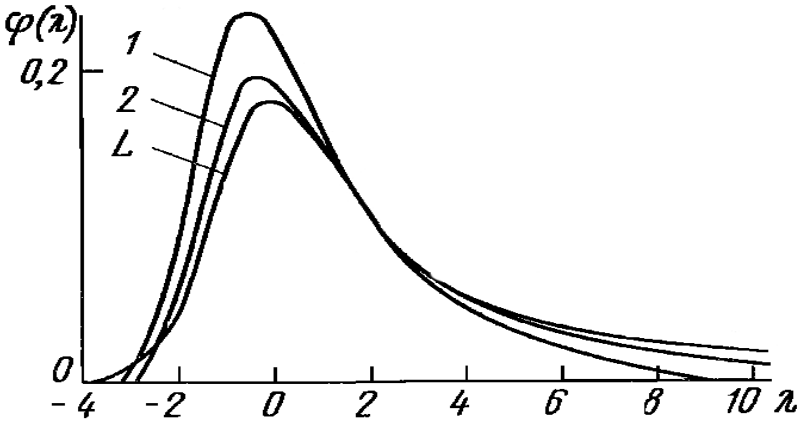


Рис. 2. Флуктуация ионизационных потерь энергии  
Кривые: 1 - для  $\kappa_{\text{макс}} = 0,1$ ; 2 - для  $\kappa_{\text{макс}} = 0,01$ ; L - функция Ландау

предел интегрирования, равный  $\varepsilon_{\text{макс}}$ . Функция распределения  $f(x, \Delta)$  в этом случае имеет вид:

$$f(x, \Delta) = \frac{1}{\pi \xi} \kappa_{\text{макс}} e^{\kappa_{\text{макс}} (1 + \beta^2 k)} \times \int_0^{\infty} e^{\kappa_{\text{макс}} f_1} \cos(u\lambda + \kappa_{\text{макс}} f_2) du;$$

$$f_1 = \beta^2 (\ln u - Ci(u)) - \cos u - u Si(u);$$

$$f_2 = u (\ln u - Ci(u)) + \sin u + \beta^2 Si(u), \quad (9)$$

где  $Si$  и  $Ci$  - интегральные синус и косинус,  $\kappa_{\text{макс}} = \xi / \varepsilon_{\text{макс}}$ ,  $\xi = 0,3x(mc^2/\beta^2)Z/A_0$ ,  $k = 0,577$  - постоянная Эйлера,  $\varepsilon_{\text{макс}} = 2mc^2\beta^2/(1-\beta^2)$ . На рис. 2 приведены распределения  $\varphi(\lambda) = \xi f(\kappa, \Delta)$ , полученные по формулам (9) для значений  $\kappa_{\text{макс}} = 0,1$  (кривая 1) и  $\kappa_{\text{макс}} = 0,01$  (кривая 2) для значений  $\beta^2 = 0,9$ . На том же рисунке для сравнения показана и функция Ландау (кривая L). При  $\kappa_{\text{макс}} \leq 0,01$  справедливо решение Ландау. В области  $0,01 < \kappa_{\text{макс}} < 0,1$  необходимо пользоваться точным решением (9); в области  $\kappa_{\text{макс}} \geq 1$  решение переходит в кривую Гаусса.

## 4. Экспериментальная часть

**4.1. Описание установки.** В настоящей работе исследуются распределения ионизационных потерь мюонов и электронов вторичного космического излучения, которое регистрируется с помощью сцинтилляционных детекторов и амплитудного анализатора компьютера. Одновременно может быть получена информация об интенсивности мюонов и электронов на уровне моря. Потери энергии заряженной частицы, проходящей через сцинтиллятор, преобразуются в световую вспышку, регистрируемую затем фотоэлектронным умножителем. При этом необходимо, чтобы интенсивность световой вспышки в сцинтилляторе была пропорциональна энергии частицы, потерянной в сцинтилляторе на ионизацию, и чтобы амплитуда импульса на выходе ФЭУ была пропорциональна интенсивности световой вспышки. Для большинства сцинтилляторов величина световой вспышки пропорциональна поглощенной энергии. Фотоумножители также обладают линейной характеристикой в широком диапазоне напряжения питания. Амплитуда на выходе ФЭУ может быть определена из соотношения:

$$F = \frac{Q_0}{c} = \frac{n_0 e k}{c} = E \frac{\alpha \beta \varepsilon_e k}{c}.$$

Здесь  $n_0$  - число электронов, вылетающих с фотокатода при вспышке,  $e$  - заряд электрона,  $k$  - коэффициент усиления ФЭУ,  $c$  - емкость анодной цепи ФЭУ,  $E$  - энергия в эВ, потерянная в сцинтилляторе заряженной частицей на ионизацию,  $\alpha$  - световой выход фосфора,  $\beta$  - коэффициент, учитывающий неполное собирание света на фотокатоде,  $\varepsilon_e$  - эффективность фотокатода, выраженная в числе фотоэлектронов на 1 эВ энергии света. Энергия  $E$ , потерянная в сцинтилляторе заряженной частицей, равна  $(-dE/dx)_{\text{ион}} x$  ( $x$  - толщина слоя сцинтиллятора в  $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$ ). Таким образом, регистрируя на амплитудном анализаторе распределение импульсов с выхода ФЭУ, мы получим распределение энергии  $E$ , потерянной в сцинтилляторе заряженной частицей. При этом необходимо обеспечить постоянство величины пути  $x$ , проходимого частицей в сцинтилляторе, или, по крайней мере, ограничить разброс его значений (это достигается с помощью выбора соответствующей геометрии установки). Разброс возможных значений  $x$ , шумы и флуктуации в ФЭУ приводят к симметричному расширению кривой распределений флуктуаций (рис. 2).

Установка состоит из двух сцинтилляционных детекторов, свинцового фильтра, научно-исследовательского измерительного комплекса (НИИК) и персонального компьютера. Сцинтилляционный детектор представляет собой ФЭУ-49 (диаметр фотокатода 170 мм) и сцинтиллятор (полистирол с добавкой терфенила) толщиной 50 мм и диаметром 160 мм, плотность сцинтиллятора  $\sim 1,1 \text{ г/см}^3$ . Применение в установке двух сцинтилляционных детекторов, расположенных один против другого и включенных на совпадения, обеспечивает регистрацию заряженных частиц, проходящих в узком телесном угле  $\Omega$  (рис. 3), а это, в свою очередь, ограничивает разброс длин пути, проходимого частицей в сцинтилляторе. Величина  $\Omega$  может регулироваться изменением расстояния между фотоумножителями.

С помощью данной установки изучаются ионизационные потери и их флуктуации от мюонов и электронов космических лучей.

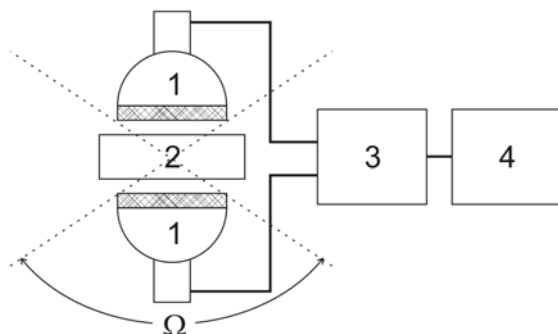


Рис.3 Блок-схема установки.

1 – сцинтилляционные детекторы, 2 – свинцовый фильтр, 3 – устройство регистрации (НИИК), 4 – компьютер.

Ионизации от мюонов регистрируется при условии совпадений сигналов в обоих каналах сцинтилляционных детекторов и наличии между детекторами свинцового фильтра толщиной не менее 10 см. При отсутствии свинцового поглотителя между сцинтилляционными детекторами регистрируется суммарная ионизация от мюонов и электронов. Вычитая результаты измерений ионизации от мюонов из суммарной, получим распределение ионизации от электронов. Регистрация амплитуд импульсов с выхода ФЭУ и все управление установкой осуществляется с помощью НИИК, созданного в отделе частиц сверхвысоких энергий НИИЯФ МГУ Силаевым А. А., Силаевым А. А., Широковым А. В. и используемого в других экспериментальных установках спецпрактикума ОЯФ. Научно-измерительный комплекс выполнен на базе крейта «Евромеханика» с платами определенного

функционального назначения: платой низковольтного питания, платой с двумя управляемыми высоковольтными источниками (0-2000 В), двухходовым амплитудным анализатором, платой контроллера крейта, кабелем связи с персональным компьютером (РС) и адаптером РС. Отбор анализируемых сигналов производится на аппаратном уровне с использованием микросхем программируемой логики. Комплекс управляется с компьютера типа IBM РС. Полученные распределения отображаются на экране дисплея компьютера и записываются в его память.

Применяемые в настоящей работе сцинтилляционные детекторы и вся электронная схема управления и анализа зарегистрированных событий позволяет получить линейную зависимость между величиной ионизационных потерь в сцинтилляторе и величиной импульса, зарегистрированного амплитудным анализатором. Поэтому, как уже упоминалось выше, амплитудное распределение, полученное на анализаторе, и будет распределением ионизационных потерь.

Управление установкой, рекомендуемые режимы работы ФЭУ (высокое напряжение, коэффициенты усиления в каналах ФЭУ и т.п.) приведены в дополнительной инструкции, находящейся на рабочем столе.

#### **4.2. Порядок работы.** Порядок работы описан в инструкции, ознакомиться с которой следует перед началом работы.

1. Включить установку НИИК, компьютер. Запустить программу.
2. Руководствуясь инструкцией, изучить панель управления на экране дисплея.
3. Провести измерение импульсов от ионизации, вызванной мюонами.
  - 3.1. Установить свинцовый фильтр между сцинтилляционными детекторами.
  - 3.2. Выбрать ФЭУ, с выхода, которого будет идти регистрация импульсов.
  - 3.3. Установить рекомендованные режимы работы: высокое напряжение, усиление. Включить совпадения.
  - 3.4. Произвести набор статистики в течение 2 часов.
  - 3.5. По окончании набора статистики сохранить полученное распределение в файле с оригинальным именем.
4. Измерить распределение ионизации от суммарного космического излучения (мюонов и электронов).
  - 4.1. Убрать свинцовый фильтр между сцинтилляционными детекторами.
  - 4.2. Информацию снимать с того же ФЭУ, что и в п. 3.



- 4.3. Режимы работы остаются те же, что и в п. 3.3.
- 4.4. Произвести набор статистики в течение 2 часов.
- 4.5. По окончании набора статистики сохранить полученное распределение в отдельном файле.

## 5. Обработка результатов измерения

1. Вычислить, пользуясь формулами, средние и наиболее вероятные ионизационные потери мюонов в сцинтилляторе (полистирол) толщиной 1 см и 5 см, а также на 1 см воздуха и на 1 см свинца. Пример такого расчета приведен в приложение 1.
2. Обработать полученные экспериментальные данные распределения от мюонов, пользуясь программным обеспечением:

- определить наиболее вероятную и среднюю ионизацию от мюонов (в номерах каналов).
- используя градуировку анализатора в эВ, приведенную в инструкции, перевести номера каналов в эВ.

Полученные таким образом средние и наиболее вероятные потери будут соответствовать условиям нашего эксперимента, в котором в качестве сцинтиллятора использован полистирол толщиной 5 см.

- сопоставить данные экспериментального распределения ионизации от мюонов с расчетными, приведенными на рис.2.
- определить интенсивность мюонов, зарегистрированных с помощью сцинтилляционного детектора.

Попробовать провести сравнение данных экспериментального распределения ионизационных потерь от мюонов с расчетными (рис.2), не используя готовую компьютерную программу. Для этого на экспериментальное распределение нанести расчетные значения, предварительно отнормированные по экспериментальным данным. Нормировку удобнее произвести в точках, соответствующих максимуму распределений, что соответствует наиболее вероятным потерям и средним потерям. В приложении 2 приведены численные значения  $\varphi(\lambda)$  (см. рис. 2) для трех теоретических распределений, а также значения  $\xi$  и  $\lambda$  (см. (5)) для полистирола.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Множественные процессы при высоких энергиях. -М.: Атомиздат, 1974, с. 51-69, 351-358.
2. Мурзин В. С. Введение в физику космических лучей. -М.:Изд-во Моск. ун-та, 1988, п. 3.2.
3. Вавилов П. В. ЖЭТФ, 32, 920, 1957.
4. Хаякава С. Физика космических лучей. -М.: Мир, 1973, ч. 1, п. 2, с. 105-116.
5. Массавее Н. О. Papworth D. G. Phys. Lett., 30A, 241, 1969.
6. Blunck O., Leisegang S. Z. Physik, 128, 500, 1950.
7. Силаев А. А. и др. Многоканальный спектрометрический комплекс, -М.: ПТЭ, 2003 г., № 4, с. 161-162.
8. Янке Е., Эмде Ф. Таблицы функций с формулами и кривыми. -М.: Физматгиз, 1959, с. 97-100.
9. Копоть Е.А. Исследование ионизации, производимой релятивистскими заряженными частицами в очень тонких слоях газа. Дисс. к.ф.м.н. –М.: НИИЯФ МГУ, 1974.

## Приложение 1

### Пример расчета средних и наиболее вероятных значений ионизационных потерь

В качестве примера вычислим средние  $\varepsilon_{cp}$  и наиболее  $\varepsilon_{вер}$  вероятные ионизационные потери (по формулам (3) и (8) соответственно), создаваемых мюонами с кинетической энергией  $T=5 \cdot 10^3$  МэВ на  $1\text{г}/\text{см}^2$  свинца.

1. Для вычисления  $\varepsilon_{cp}$  и  $\varepsilon_{вер}$  нам понадобится знание ряда определенных величин:

$$T_{\text{макс}} = 2 \frac{(T + Mc^2 + mc^2)^2 mc^2}{M^2 c^4} = 2387 \text{ МэВ};$$

$$Mc^2 = 105 \text{ МэВ}; mc^2 = 0.511 \text{ МэВ};$$

$$\ln T_{\text{макс}} = 8.517; \beta^2 = 0.9995535; \lg \frac{P}{Mc} = \lg \beta \gamma; \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}};$$

$$\gamma = 47.325; Y = \lg \beta \gamma = 1.675; \ln \beta \gamma = 3.857.$$

2. Из таб. 1 находим значения коэффициентов для вычисления  $\delta$  - поправки на эффект плотности:

$$A = 0.0608; -C = 6.93; B = 12.81; a = 0.0652; S = 3.42; Y_1 = 4.0; Y_0 = 0.4$$

3. Определяем, по какой из формул следует вычислять  $\delta$ . Видно, что  $Y_0 < \lg \beta \gamma < Y_1$ , следовательно величину  $\delta$  можно найти из выражения:

$$\delta = 4.606 + Y + C + a(Y_1 - Y)^S; \delta = 1.93.$$

4. Находим средние ионизационные потери  $\varepsilon_{cp} \left( \frac{\text{МэВ}}{\text{г}/\text{см}^2} \right)$ :

$$\varepsilon_{cp} = \frac{0.0608}{0.9995535} [12.81 + 0.69 + 2 \cdot 3.857 + 8.517 - 1.999107 - 1.95293]$$

$$\varepsilon_{cp} = 1.57 \frac{\text{МэВ}}{\text{г}/\text{см}^2}$$

5. Аналогично найдем наиболее вероятные потери  $\varepsilon_{вер} \left( \frac{\text{МэВ}}{\text{г}/\text{см}^2} \right)$ :

$$\varepsilon_{вер} = \frac{0.0608}{0.9995535} \cdot \left[ 12.81 + 0.891 + 7.714 + \ln \frac{0.0608}{0.9995535} - 0.9995535 - 1.95293 \right]$$

$$\varepsilon_{вер} = 0.952 \left( \frac{\text{МэВ}}{\text{г}/\text{см}^2} \right).$$

## Приложение 2

Численные значения теоретических распределений ионизационных потерь

Таблица 2 . Теоретические распределения ионизационных потерь

№	$\lambda$	$T_1$	$T_2$	$T_L$
1	-4	0	0	0
2	-3	0.03	0	0
3	-2	0.12	0.1	0.04
4	-1	0.22	0.144	0.14
5	0	0.22	0.190	0.176
6	1	0.165	0.155	0.156
7	2	0.10	0.100	0.100
8	3	0.065	0.070	0.072
9	4	0.044	0.050	0.053
10	5	0.032	0.040	0.043
11	6	0.012	0.021	0.031
12	7	0.011	0.020	0.025
13	8	0.005	0.019	0.022
14	9	0	0.012	0.020
15	10	-	0.011	0.018

$T_1$  - кривая 1 рис. 2;  $T_2$  - кривая 2 рис. 2;  $T_L$  - кривая  $L$  рис. 2

Ниже приведены значения кривых  $T_1$ ,  $T_2$  и  $T_L$  в максимуме распределения:

$$T_1 - \text{при } \lambda = -0.225 \quad T_1(\text{макс}) = 0.235$$

$$T_2 - \text{при } \lambda = -0.05 \quad T_2(\text{макс}) = 0.195$$

$$T_L - \text{при } \lambda = -0.05 \quad T_L(\text{макс}) = 0.176$$

Напомним, что  $\lambda = (\Delta - \Delta_0) / \xi$ ,  $\Delta_0 = \varepsilon_{\text{вер}}$ ,  $\xi = x \frac{2\pi \cdot Ne^4 \rho \Sigma Z}{mV^2 \Sigma A}$ ; либо

$$\xi = 0,3x (mc^2 / \beta^2) Z / A_0 \text{ (согласно раб.(3)).}$$

Для полистирола  $Z = \Sigma Z_i = 8,8$ ;  $A = \Sigma A_i = 14,5$ . Тогда для полистирола  $\xi \approx 0,45$ .

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4

### ИЗУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ПОМОЩЬЮ ФОТОЭМУЛЬСИЙ

#### Введение

Метод фотоэмульсий широко используется в физике высоких энергий, как на ускорителях, так и при изучении космических лучей. Сравнительная простота в обращении, небольшой вес, непрерывная чувствительность, высокое пространственное разрешение делают эмульсии незаменимыми во многих исследованиях.

Большое преимущество метода – его наглядность. Изучая пластинку под микроскопом, наблюдатель видит все те превращения, которые испытала частица, проходя через эмульсионный слой: ионизационное торможение, рассеяние, спонтанный распад; может наблюдать рождение новых частиц, изучать угловое и энергетическое распределение частиц (см. рис. 1).

Из-за малой толщины эмульсионного слоя изучение вышеперечисленных явлений возможно только в тех случаях, когда след частицы можно проследить на значительном расстоянии. Увеличение толщины эмульсии выше  $\sim 600$  мкм приводит к трудностям в проявлении, так как трудно добиться равномерного проявления слоя такой толщины, и в просмотре, так как для измерений требуются объективы с большим увеличением, а такие объективы имеют малое рабочее расстояние и не пригодны для работы с толстыми эмульсиями.

Чтобы увеличить чувствительный объем, в экспериментах часто используют так называемые стопки – эмульсии без стеклянной подложки, сложенные в пачки. Положение слоев друг относительно друга фиксируется с помощью координатной сетки, нанесенной рентгеновскими лучами или светом. После экспонирования отдельные эмульсионные слои наклеиваются на стекло. Каждый слой проявляется и просматривается отдельно. Для удобства просмотра на микроскопе большие слои разрезают на несколько частей. Интересные события прослеживают последовательно из слоя в слой.

В большом объеме эмульсии можно наблюдать не только взаимодействие первичной частицы, но и судьбу вторичных частиц, рожденных во взаимодействии. При увеличении пути частицы в

эмульсии возрастает точность определения характеристик ее следа (плотность зерен, плотность  $\delta$ -электронов, угол многократного рассеяния), а, следовательно, точность определения массы и энергии частицы.

В настоящее время для исследования частиц космических лучей высокой энергии ( $\geq 1$  ТэВ) фотоэмульсии используются и как

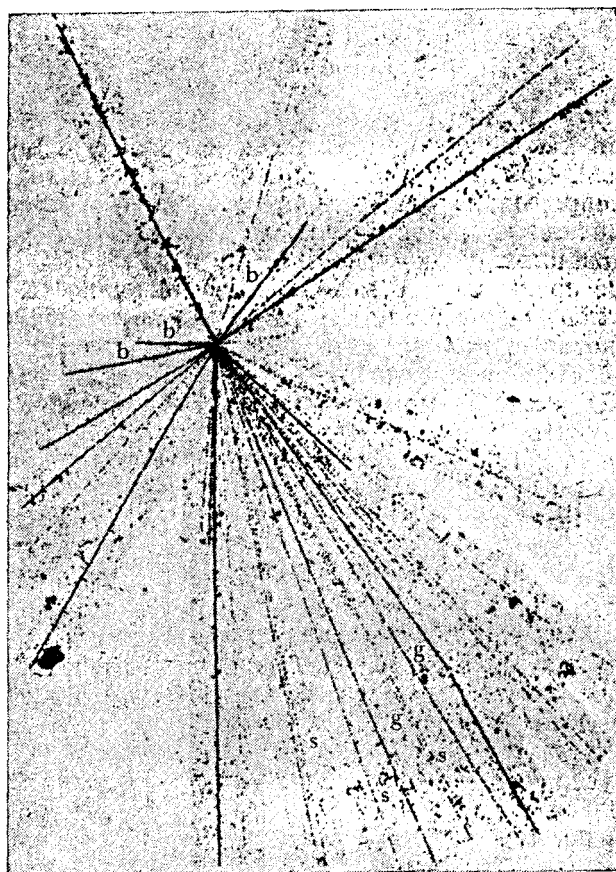


Рис. 1. Пример ядерного взаимодействия, зарегистрированного в эмульсии (s – ливневые частицы, g – серые, b – черные следы)

самостоятельный детектор, и в сочетании с другими методами регистрации частиц. В экспериментах на горах и под землей для изучения вторичных продуктов взаимодействия используются так называемые эмульсионные камеры, состоящие из слоев фотоэмульсии, рентгеновских пленок и свинца. Такими камерами покрывают площадь в десятки квадратных метров. Для исследования первичного космического излучения такие же эмульсионные камеры поднимают на баллонах на высоту  $\sim 30$  км, устанавливают на искусственные спутники Земли. Например, в

эксперименте на искусственном спутнике Земли “Интеркосмос-6” эмульсионная стопка была совмещена с искровыми камерами и ионизационным калориметром.

Эмульсии, применяемые для регистрации следов заряженных частиц, представляют собой, как и обычные оптические фотоэмульсии, желатину, в которой взвешены кристаллы бромистого серебра, но содержание серебра в используемых фотоэмульсиях значительно выше (примерно 80 – 85% по весу), чем в оптических.



Рис. 2. Распад  $\pi \rightarrow \mu + \nu$ ,  $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$

След заряженной частицы в проявленном эмульсионном слое имеет вид цепочки зерен металлического серебра. Число проявленных зерен на единицу длины следа называется “плотностью зерен”  $g$  данного следа. В отечественных эмульсиях типа “Р” плотность зерен в следах минимально ионизирующих частиц составляет примерно 30 зерен на 100 мкм.

Плотность зерен в следе частицы данного заряда является

функцией только ее скорости. По мере уменьшения скорости частицы возрастает ее ионизирующая способность, а, следовательно, и число зерен на единицу пробега. Кроме того, при уменьшении скорости увеличивается многократное рассеяние, и след частицы искривляется. По этим признакам иногда можно установить направление движения частицы, даже если она не останавливается в эмульсии.

Увеличение плотности зерен и искривление следов по мере уменьшения скорости отчетливо видно на следах мюонов и пионов (рис. 2). На следах более тяжелых частиц (протоны,  $\alpha$ -частицы и др.) эти признаки выражены не так ясно.

Для определения энергии и массы заряженных частиц, зарегистрированных в фотоэмульсии, разработан ряд методов, основанных на измерении следующих величин: остаточного пробега, плотности зерен и угла многократного рассеяния.

## 1. Методика измерений

**Измерение пробега.** Пробег измеряется от места остановки частицы вдоль ее траектории. Измерения производятся с помощью окулярной шкалы, цену деления которой необходимо предварительно определить с помощью объект-микрометра. Для этого окулярную шкалу помещают в один из окуляров микроскопа, а на предметный столик кладут объект-микрометр<sup>\*</sup>). В поле зрения микроскопа будут видны одновременно две шкалы: шкала объект-микрометра и окулярная шкала. Пусть  $m$  – число делений шкалы, совпадающих с  $n$  делениями объект-микрометра;  $x$  – цена деления окулярной шкалы,  $l$  – цена деления объект-микрометра. Тогда

$$mx=nl, \quad x=nl / m.$$

**Измерение плотности зерен.** Измерения производятся с помощью окулярной шкалы. Подсчитывается число зерен на произвольных участках и затем вычисляется  $g$ . Если частица останавливается в эмульсии, то подсчет производится от места остановки.

Применяются объективы с увеличением  $60\times$  или  $90\times$  и окуляры с увеличением  $10\times$  или  $15\times$ .

**Измерение угла многократного рассеяния.** Заряженная частица, проходя через эмульсию, встречает на своем пути огромное

---

\* Объект-микрометр представляет собой миллиметровую шкалу, выгравированную или сфотографированную на стеклянной пластинке. Шкала разделена на отрезки, равные  $0,01$  мм.



число ядер различных элементов. Взаимодействуя с кулоновским полем этих ядер, частица отклоняется на некоторый угол  $\alpha$ , т.е. рассеивается. Результат многих отклонений на малые углы называется многократным рассеянием. Угол рассеяния тем больше, чем меньше масса и скорость частицы. Эти величины для однозарядных частиц связаны между собой соотношением

$$\sigma_t = \frac{K\sqrt{t}}{pvc^2} \quad (1)$$

$\beta = v/c$ ,  $p$  – импульс частицы,  $t$  – длина пути, на котором измеряется угол рассеяния (так называемая “ячейка”).  $K$  – “постоянная рассеяния”; ее значение зависит от свойств среды и незначительно от скорости частицы и длины ячейки. Если  $\alpha$  выражено в градусах,  $p$  – в МэВ/с, то  $K$  выражается в МэВ·град/(100 мкм)<sup>1/2</sup>. Значение  $K$  для эмульсии “Р” порядка 27 МэВ·град/(100 мкм)<sup>1/2</sup>. Обычно угол рассеяния, измеренный на ячейке длины  $t$ , приводят к ячейке 100 мкм

$$\sigma_{100} = \sigma_t = \frac{\sqrt{100}}{\sqrt{t}} \quad (2)$$

Следовательно,

$$\alpha_{100} = \frac{K}{pvc} \quad (3)$$

Угол рассеяния, приведенный к ячейке 100 мкм, зависит только от  $p$  и  $\beta$ .

Наиболее простым и быстрым методом измерения угла рассеяния является координатный метод. Он заключается в том, что измеряются  $y$ -координаты точек следа, отстоящих на равных расстояниях  $t$  (ячейках) друг от друга. На столике микроскопа устанавливается поворотный лимб, на котором укрепляется пластинка. Лимб вращают до тех пор, пока след не расположится параллельно одному из направлений движения столика, например оси  $x$ , так что при перемещении по оси  $x$  на всю длину следа он будет оставаться в поле зрения.

Отсчет горизонтальных перемещений следа (вдоль оси  $x$ ) производится по окулярной шкале, помещенной в одном из окуляров микроскопа (при установке шкалы надо обратить внимание на то, что зерна эмульсии при смещении столика по оси  $x$

должны двигаться параллельно шкале). На другом окуляре укрепляют винтовой окулярный микрометр АМ-9-2 (рис. 3 и 4). Перекрестие винтового окулярного микрометра совмещают со следом и по барабану и вертикальной шкале производят отсчет  $y_1$ . Затем след передвигают по оси  $x$  на расстояние  $t$ , снова совмещают перекрестие со следом и делают отсчет  $y_2$ . Такие отсчеты производят по всей длине следа. Затем составляют первые разности  $S_1 = y_1 - y_2$ ,  $S_2 = y_2 - y_3$  и т. д., которые дают направление отдельных участков следа, и вторые разности  $D_1 = S_1 - S_2$ ,  $D_2 = S_2 - S_3$  и т. д., которые дают изменение направления при переходе от участка к участку. Угол между соседними участками  $(\alpha_t)_i = D_i / t_i$ .

Измерения производятся на ячейках различной длины, и полученные значения углов приводятся к ячейке 100 мкм. Пример записи измерений рассеяния дан в табл. 1.

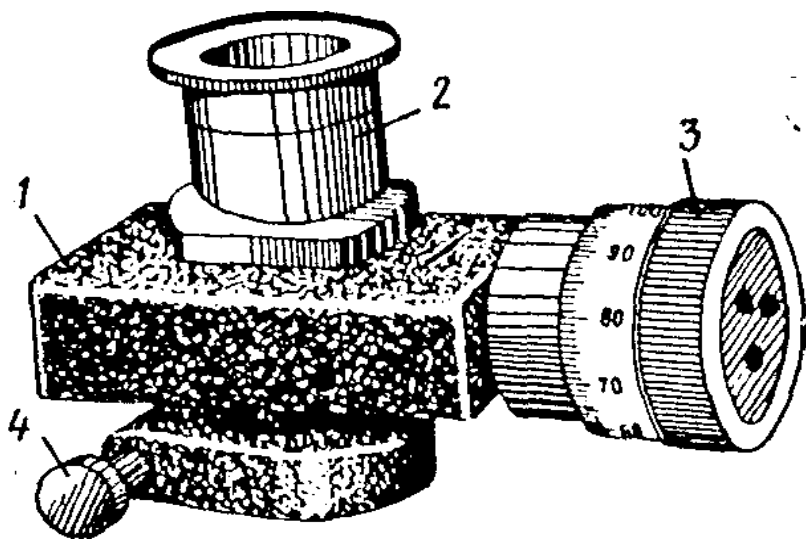


Рис. 3. Винтовой окулярный микрометр.

1 – корпус, 2 – окуляр, 3 – отсчетный барабан, 4 – винт, с помощью которого микрометр закрепляется на тубусе микроскопа

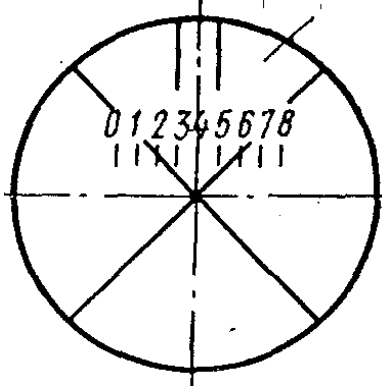


Рис. 4. Вид сетки винтового окулярного микрометра, наблюдаемый через окуляр

Таблица 1

Форма записи измерений рассеяния

(Цена деления окулярного микрометра при объективе 60× и окуляре 15× равна 12 мкм.).

У <sub>t</sub> в делен. винтового окуляр-микрометра (1д=12мкм)	Ячейка t		Ячейка 2t		Ячейка 4t	
	S	D	S	D	S	D
4,55	—0,03					
4,58.	—0,03	0	—0,06			
4,61	—0,08	0,05		0,06	—0,18	
4,69	—0,04	-0,04	—0,12			
4,73 ,	—0,05	0,01 .		—0,01		0,06
4,78	—0,06	0,01	—0,11			
4,84	—0,05	-0,01		0,02	—0,24	
4,89	—0,08	0,03	—0,13			
4,97	—0,04	-0,04				
5,01-						

Значение угла рассеяния искажают следующие ошибки:

1. Ошибка, связанная с разбросом зерен относительно истинной траектории частицы. Эта ошибка вносит наибольший вклад на малых ячейках. Для уменьшения этой ошибки подвижная нить винтового окулярного микрометра совмещается не с одним зерном, а с центром тяжести группы зерен.

2. Ошибка, связанная с неточной установкой подвижной нити на след. Для уменьшения этой ошибки применяют большее увеличение.

3. Ошибка, связанная с непрямолинейностью движения столика микроскопа – так называемый “шум столика”. Эта ошибка накладывает ограничение на минимальную величину угла, которую можно измерить на данном микроскопе (т.е. на максимальную величину энергии).

4. Ошибка, связанная с искажениями эмульсии (дисторсией), появляющимися из-за натяжений, которые могут возникнуть при поливе и проявлении эмульсии. Эту ошибку можно учесть следующим образом. Если искажения эмульсии невелики, то положительные и отрицательные значения вторых разностей  $D$  встречаются одинаково часто. Если имеются искажения, то будут преобладать вторые разности одного знака и можно ввести поправочный член  $\Phi = \Sigma D/n$ ;  $\Sigma D$  – алгебраическая сумма отдельных значений  $D$ ,  $n$  – число отдельных значений величин  $D$ , полученное на следе. Тогда истинное значение  $D_{\text{ист}} = D_{\text{набл}} - \Phi$ . Таким образом исправляют все  $D_{\text{набл}}$  и только потом находят  $D$ . Необходимо заметить, что приведенный способ исправления дисторсии справедлив только при большом значении  $n$ , так как при малом  $n$  возможны статистические флуктуации в числе положительных и отрицательных значений  $D$ , что приводит к мнимой дисторсии.

Формула (1) для угла рассеяния  $\alpha$  выведена для случая многократного рассеяния, когда индивидуальные отклонения малы и число их велико. Однако в процессе измерений следа можно встретить случаи отклонений на большой угол – однократное рассеяние. В таком случае после измерений выбрасываются значения вторых разностей  $D_i > 4 \bar{D}$ .

Итак, порядок проведения измерений:

1) пластинку располагают таким образом, чтобы при перемещении столика по оси  $x$  след не выходил из поля зрения (зерна эмульсии при этом движутся параллельно окулярной шкале и би-штриху винтового окулярного микрометра);

2) измеряются  $y$ -координаты точек следа на равных интервалах  $t$  (ячейках);

- 3) вычисляются S и D для данной ячейки;
- 4) находятся  $\bar{D} = \sum_{i=1}^n |D_i|/n$ ;
- 5) вводится поправка на однократное рассеяние;
- 6) вводится поправка на дисторсию;
- 7) по исправленному значению  $\bar{D}$  находится угол

$$\alpha_t = \bar{D}/t; \quad (4)$$

8) угол, найденный для ячейки t, приводится к ячейке 100 мкм по формуле (2);

9) аналогичным образом находятся углы многократного рассеяния на других ячейках (2t, 4t, 8t и т.д.), причем значения у берутся из первоначальных измерений.

Углы, полученные указанным выше образом и приведенные к ячейке 100 мкм, сначала будут уменьшаться при увеличении ячейки, так как по мере увеличения ячейки вклад ошибок уменьшается. Начиная с некоторого значения величины ячейки, угол становится постоянным — это и есть истинное значение угла многократного рассеяния для данного следа (см. рис. 5). След должен быть достаточно длинным, порядка нескольких миллиметров, чтобы число измерений на следе было велико.

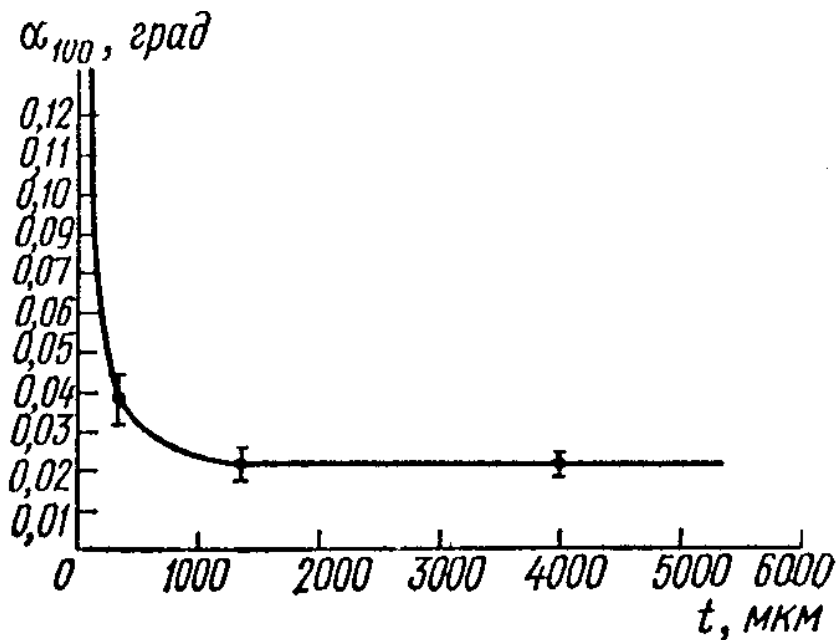


Рис. 5. Зависимость  $\alpha_{100}$  от длины ячейки

## 2. Определение энергии частиц

### Частица известной массы останавливается в эмульсии.

Если масса частицы известна и частица останавливается в эмульсии, то наиболее простым и надежным способом определения ее энергии является измерение пробега. Зная пробег  $R$ , по известной зависимости  $R = R(E)$  для частиц данной массы и данной эмульсии находят энергию частицы  $E$ . Зависимость  $R(E)$  приведена на рис. 6.

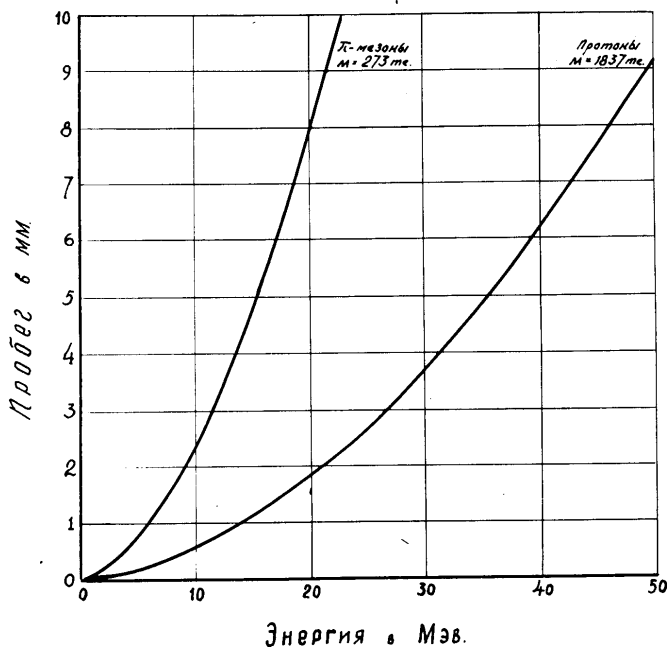


Рис. 6. Зависимость “пробег-энергия” для различных частиц

**Частица неизвестной массы.** В этом случае независимо от того, останавливается частица в эмульсии или нет, ее энергию определяют по рассеянию. Угол многократного рассеяния связан с величиной  $r\beta$  соотношением (3)

$$\sigma_{100m} = \frac{K}{r\beta c}.$$

В нерелятивистском случае  $r\beta c = 2E$  и

$$\sigma = \frac{K}{2E}; \quad E = \frac{K}{2\sigma} \text{ (МэВ)}. \quad (5)$$

В релятивистском случае  $\rho\beta c = E$

$$\bar{b} = \frac{K}{E}; \quad E = \frac{K}{\bar{b}} \text{ (МэВ)}. \quad (6)$$

### 3. Определение массы частицы

**Частица не останавливается в эмульсии.** Метод “плотность зерен – рассеяние” – единственный метод, который можно применить для частиц, не останавливающихся в эмульсии.

Угол рассеяния  $\alpha$  дает величину  $\rho\beta c$ , а плотность зерен  $g$  – скорость частицы  $\beta c$ .

Определение массы по этому методу требует знания зависимости  $\alpha(g)$  для данной эмульсии и частиц известной массы (например, протонов) (см. рис. 7). Пусть  $\alpha_x$  и  $g_x$  – угол рассеяния и плотность зерен в следе частицы, массу которой мы хотим определить.

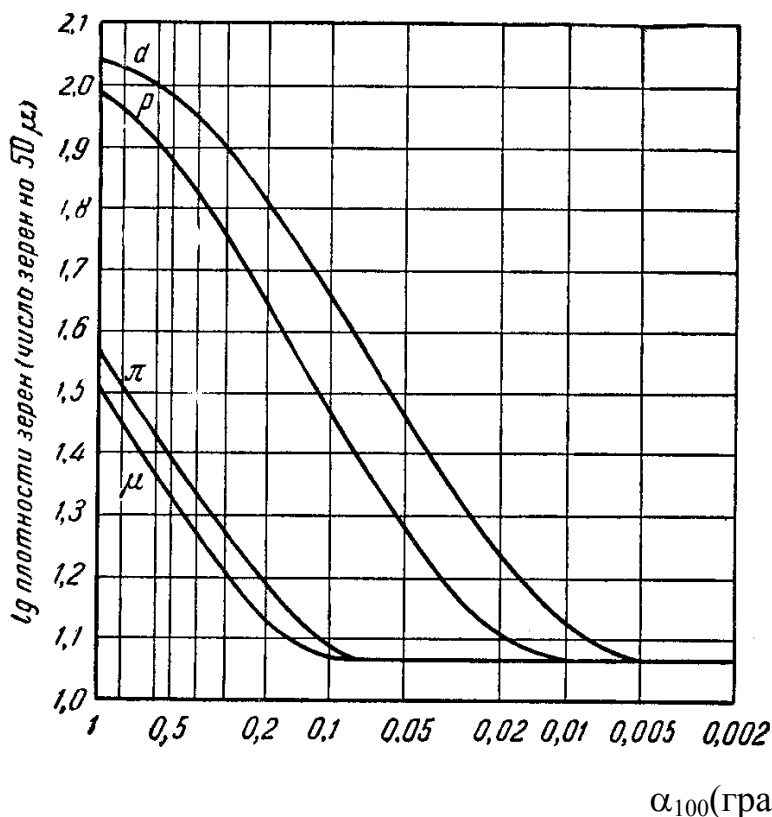


Рис. 7. Соотношение “плотность зерен – рассеяние” для эмульсии.

По оси абсцисс в логарифмическом масштабе отложен угол рассеяния  $\alpha_{100}$ ; по оси ординат – десятичный логарифм плотности зерен (число зерен на 50 мкм)

Пусть  $\alpha_p$  – угол рассеяния следа протона, который имеет такую

же плотность зерен, как и след неизвестной частицы (т. е.  $g_p = g_x$ ). Но если плотности зерен в следах двух частиц равны, то, значит, скорости их в этих точках равны. Поэтому

$$\alpha_x = \frac{K}{p_x v_x} = \frac{K}{m_x v_x^2}, \quad \alpha_p = \frac{K}{p_p v_p} = \frac{K}{m_p v_p^2},$$

и так как  $v_p = v_x$ , то

$$m_x = m_p a_p / a_x, \quad (7)$$

где  $m_p$  – масса протона.

**Частица останавливается в эмульсии.** Для частиц, останавливающихся в эмульсии, имеется несколько методов определения их массы.

1) Определение массы по остаточному пробегу и числу зерен. Если две частицы одинакового заряда, но разной массы  $M$  и  $m$  имеют в какой-то точке одинаковые скорости, то между их пробегами от этой точки до другой точки, в которой скорости снова будут равны, (например, до остановки, когда  $v = 0$ ) существует соотношение

$$R/r = M/m, \quad (8)$$

$R$  и  $r$  – остаточные пробеги частиц с массами  $M$  и  $m$  соответственно.

Так как плотность зерен в следе частицы с единичным зарядом является функцией только ее скорости, то при равной скорости две частицы с различными массами имеют равную плотность зерен в следе. Но полные числа зерен ( $N, n$ ) в следах двух частиц от какой-либо точки, в которой они имели равную скорость, до остановки относятся как пробеги частиц и, следовательно, как массы

$$N/n = R/r = M/m = W \quad (9)$$

Практически определение массы по этому методу осуществляется следующим образом. Измеряется полное число зерен на следах частиц, масса  $M$  которых известна (например, протонов) и частицы, массу  $m$  которой надо определить.



Эти измерения представляют на графике в виде зависимости  $\lg N$  от  $\lg R$  в одинаковом масштабе по обеим осям (рис.8). Прямая, проведенная под углом  $45^\circ$  к осям (пунктир на рис.8), пересекает экспериментальные кривые в точках, в которых  $\lg R - \lg r = \lg N - \lg n$ , т.е. в которых  $R/r = N/n$ . Но это отношение имеет место для частиц в точках, где их скорости равны. Поэтому

$$m = Mr/R. \quad (10)$$

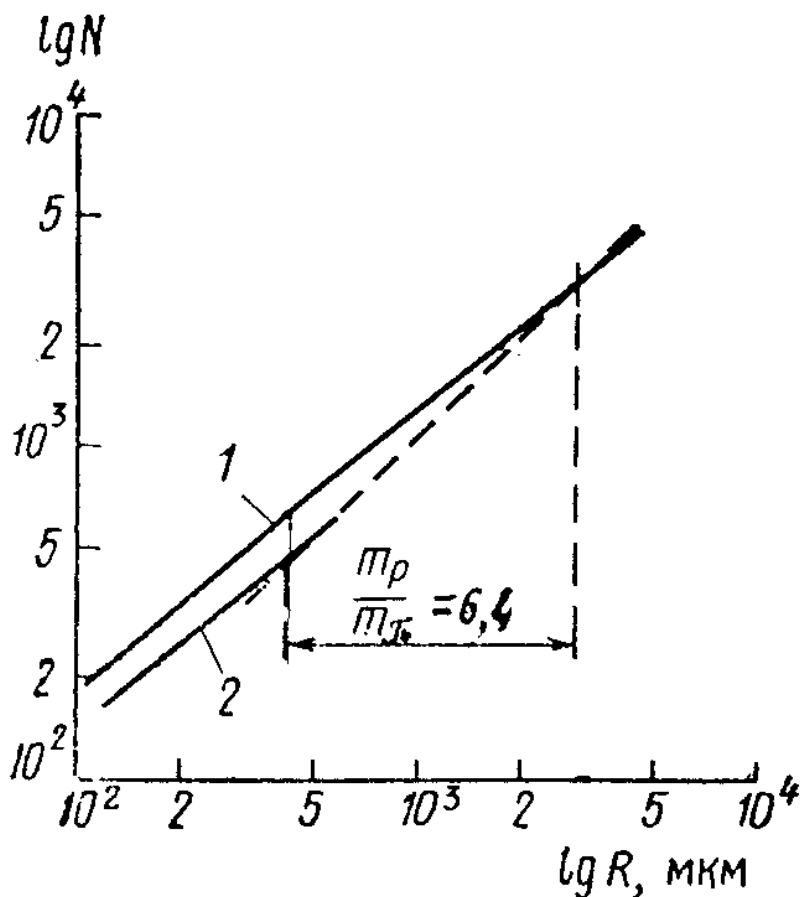


Рис.8. Зависимость полного числа зерен  $N$  от остаточного пробега  $R$  для протонов и пионов в эмульсии.

1 – для протонов, 2 – для пионов, пунктир – см. текст.

## 2) Определение массы по остаточному пробегу и рассеянию.

Если частица останавливается в эмульсии, то на протяжении следа ее скорость, а, следовательно, и угол рассеяния сильно меняются. Вблизи остановки угол рассеяния изменяется так быстро, что даже на соседних ячейках он имеет разное значение. Поэтому измерять рассеяние с постоянной ячейкой и затем

усреднять эти результаты можно только на следах частиц, скорость которых при прохождении через эмульсионный слой не изменяется значительно. При измерении рассеяния останавливающихся частиц вместо ячейки постоянной длины применяют ячейку с длиной, непрерывно изменяющейся вдоль следа частицы таким образом, что вторая разность  $D$  остается постоянной.

Пользуясь соотношениями (4) и (5) и зависимостью  $R(E)$  для частиц известной массы, можно вычислить длину ячейки  $t$ , с которой надо измерять рассеяние при остаточном пробеге  $R$ , чтобы вторая разность  $D$ , полученная при этом, равнялась заданному значению  $\Delta$ . Длина ячейки  $t$  увеличивается по мере удаления от остановки частицы, т.е. по мере увеличения ее энергии. Набор этих увеличивающихся ячеек называется  $\Delta$ -схемой.

Такие схемы рассеяния ( $M_\Delta$  – схемы), вычисленные для протонов, ( $p_{1,0}$  – схема,  $\Delta=1\text{мкм}$ ) и пионов ( $\pi_{1,6}$  – схема,  $\Delta=1,6\text{мкм}$ ) приведены в табл. 2 и 3. Значения  $\Delta$  выбирались таким образом, чтобы они были в несколько раз больше отклонения, обусловленного ложным рассеянием.

Измерения согласно этим схемам осуществляются следующим образом.

От места остановки отступают на пробег  $R_0$  (10 мкм в  $\pi_{1,6}$  – схеме и 40 мкм в  $p_{1,0}$  – схеме) и фиксируют положение следа с помощью винтового окулярного микрометра (отсчет  $y_1$ ). Затем передвигают след на ячейку  $t_0$ , соответствующую остаточному пробегу  $R_0$  ( $t_0=11$  мкм для  $\pi_{1,6}$  – схемы и 22 мкм для  $p_{1,0}$  – схемы); затем на  $t_1$ , соответствующую пробегу  $R_1 = R_0 + t_0$ , затем на  $t_2$ , соответствующую пробегу  $R_2 = R_0 + t_0 + t_1$ , и т.д.

После каждого перемещения следа отсчитываются  $u$ -координаты точки пересечения следа с вертикалью. Затем находят первые и вторые разности.

Пусть средняя величина второй разности, полученной на следе неизвестной частицы с массой  $m$ , равна  $D$ , и пусть,  $M$  – масса частицы, для которой вычислялась  $M_\Delta$  – схема. Тогда (для следов с углом наклона к плоскости эмульсин  $\leq 10^\circ$ )  $t = M (\Delta/D)^a$ , а – коэффициент, зависящий от типа эмульсии. Для эмульсии “Р” можно принять  $a = 2,276$

$$m = M \left( \frac{D}{\Delta} \right)^{2,276} . \quad (11)$$

Необходимо заметить, что значение массы, полученное из этих

измерений, почти не зависит от массы частицы, для которой была вычислена примененная схема рассеяния. Поэтому не будет большой ошибки, если, например,  $\pi$ -схему применить не к пиону, а к протону, и наоборот.

Таблица 2

$p_{1,0}$  – схема ( $\Delta = 1,0$  мкм)

n	R, t (в мкм)	n	R, t	n	R, t	n	R, t
1	40 22	26	1434 83	51	3963 120	76	7325 150
	62 27		1517 85		4083 121		7475 151
	89 30		1602 86		4204 122		7696 152
	119 34		1688 88		4326 123		7778 153
	153 37		1776 90		4449 124		7931 154
6	190 40	31	1866 91	56	4573 126	81	8085 155
	230 43		1957 93		4699 127		8240 156
	273 46		2050 95		4826 129		8396 157
	319 48		2145 96		4955 130		8553 159
	367 51		2241 98		5085 131		8712 160
11	418 53	36	2339 100	61	5216 132	86	8872 161
	471 55		2439 100		5348 133		9033 162
	526 57		2539 101		5481 134		9195 162
	583 60		2640 102		5615 136		9357 163
	643 62		2742 104		5751 138		9520 164
16	705 64	41	2846 105	66	5889 139	91	9684 165
	769 66		2951 106		6028 140		9849 167
	835 68		3057 108		6168 141		10016 168
	903 70		3165 110		6309 142		
	973 72		3275 112		6451 142		
21	1045 74	46	3387 113	71	6593 143		
	1119 76		3500 114		6736 145		
	1195 78		3614 115		6881 146		
	1273 80		3729 116		7027 148		
	1353 81		3845 118		7175 150		

$\pi_{1,6}$  – схема ( $\Delta=1,6$  мкм)

n	R, t (в мкм)	n	R, t	n	R, t	n	R, t
1	10 11	31	1263 64	61	3639 94	91	6758 115
	21 15		1327 66		3730 94		6873 116
	36 18		1393 67		3824 95		6989 117
	54 21		1460 68		3919 96		7106 118
	75 24		1528 69		4015 97		7224 119
6	99 26	36	1597 70	66	4112 98	96	7343 119
	125 28		1667 71		4210 98		7462 120
	153 30		1738 72		4308 99		7582 120
	183 33		1810 73		4407 100		7702 121
	216 35		1883 74		4507 100		7823 121
11	251 36	41	1957 75	71	4607 101	101	7944 122
	287 38		2032 76		4708 101		8066 122
	325 40		2108 77		4809 102		8188 123
	365 41		2185 78		4911 102		8311 124
	406 43		2263 79		5013 113		8435 125
16	449 45	46	2342 80	76	5116 104	106	8560 126
	494 46		2422 81		5220 104		8686 127
	540 48		2503 82		5324 105		8813 127
	588 49		2585 83		5429 106		8940 128
	637 50		2668 84		5535 107		9068 129
21	687 52	51	2752 85	81	5642 109	111	9197 130
	739 53		2837 86		5751 110		9327 130
	792 54		2923 86		5861 110		9457 130
	846 56		3009 87		5971 111		9587 131
	902 57		3096 88		6082 112		9718 131
26	959 58	56	3184 89	86	6194 112	116	9849 132
	1017 60		3273 90		6306 112		9981 132
	1077 61		3363 91		6418 113		10113 133
	1188 62		3454 92		6531 113		
	1200 63		3546 93		6644 114		

### Задание

1. Для заданного следа определить массу частицы, остановившейся в эмульсии, по углу рассеяния и остаточному пробегу и по числу зерен и остаточному пробегу. Зная массу частицы, определить ее энергию по остаточному пробегу.

2. Определить массу частицы, не останавливающейся в эмульсии, по углу рассеяния и плотности зерен. Определить энергию частицы по углу рассеяния.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Пауэлл С., Фаулер П., Перкинс Д. Исследование элементарных частиц фотографическим методом.- М.: ИЛ, 1962, гл. 3, § 1—3; гл. 4; § 1—3; гл. 5, § 7.
2. Росси Б. Частицы больших энергии.- М.: ГТТИ, 1955, гл. III, § 37—39.
3. Вильсон Дж. Физика космических лучей.- М.: ИЛ, 1956, т. II, гл. IV, § 3, 4, 6.
4. Мурзин В. С. Физика космических лучей.- М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988.
5. Мурзина Е.А.. Взаимодействие излучения высокой энергии с веществом. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1990.

## КИНЕМАТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

### Введение

#### Способы описания процессов множественной генерации частиц

Процессы множественного рождения частиц являются определяющими при высоких энергиях сталкивающихся частиц. Полное эффективное сечение столкновения двух частиц можно представить в виде суммы эффективного сечения упругого и неупругого процессов, т.е.  $\sigma_{\text{полн}} = \sigma_{\text{упр}} + \sigma_{\text{неупр}}$ , причем за счет неупругих процессов происходит около 80% столкновений, в результате упругих – 20% [1, 2].

Столкновение двух частиц  $A$  и  $B$  с рождением  $n$  вторичных частиц  $C$ , т. е. реакция

$$A + B = C_1 + \dots + C_n \quad (1)$$

кинематически полностью описывается, если определены четырехимпульсы  $P_i$  всех частиц. Для такой реакции:

$$P_A + P_B = \sum_{i=1}^n P_{C_i}, \quad P = \{p_x, p_y, p_z, i\varepsilon\}, \quad (2)$$

где  $p_x, p_y, p_z$  – компоненты трехмерного вектора импульса,  $\varepsilon$  – энергия частицы, скорость света принята равной единице.

Для количественного описания реакции (1) необходимо измерить импульс частицы  $\vec{p}$  и определить ее массу  $m$ , или энергию  $\varepsilon$ , так как  $\varepsilon^2 = p^2 + m^2$ , скорость света принята равной единице.

При изучении множественных процессов с помощью фотоэмульсий доступными для измерения оказываются углы вылета вторичных частиц относительно направления движения первичной частицы  $\theta_i$ , а также в некоторых случаях углы многократного рассеяния частиц на ядрах фотоэмульсии. Измерение угла многократного рассеяния позволяет определить энергию (или массу) вторичной частицы. Углы вылета частиц содержат богатую информацию о механизме взаимодействия сталкивающихся частиц.

Вид функции углового распределения позволяет в случае симметричного разлета вторичных частиц в системе центра масс

(*C*-система) определить энергию налетающей частицы. Эти методы определения энергии (метод Кастаньоли и Даллера-Уокера [1]) до недавнего времени широко использовались в экспериментах с космическими частицами.

Однако детальные исследования показали, что разлет частиц в *C*-системе часто является несимметричным и число частиц, вылетающих в переднюю и заднюю полусферы, неодинаково.

Если все же ввести в рассмотрение такую систему координат, в которой разлет вторичных частиц симметричен (назовем ее симметричной или *S*-системой), то, исследуя различие *S*- и *C*-систем, можно по этому различию судить о механизме взаимодействия адронов.

Для исследования особенностей угловых распределений в *S*- и *C*-системах используются параметры асимметрии:

$$\alpha = \frac{n_e - n_n}{n_e + n_n},$$

где  $n_e$  и  $n_n$  — число вторичных заряженных частиц, вылетающих в *C*-системе вперед и назад соответственно, а также параметр:

$$\xi = \frac{\gamma_s}{\gamma_c}$$

где  $\gamma_s$  и  $\gamma_c$  — лоренц-факторы *S*- и *C*-системы.

В ультрарелятивистской области, когда  $\varepsilon_i \approx p \gg m_i$  ( $\varepsilon_i$ ,  $p_i$ ,  $m_i$  — энергия, импульс и масса вторичной частицы),

$$\lg \gamma_s = - \langle \lg \tg \theta_i \rangle$$

(формула Кастаньоли),  $\theta_i$  — угол вылета вторичной частицы в лабораторной *L*-системе;

$$\gamma_c = \sqrt{\frac{E_0}{2m_p}}$$

$E_0$  — энергия первичной частицы,  $m_p$  — масса частицы мишени.

Угловые распределения можно исследовать в различных переменных. Кажется естественным изучать распределение  $\frac{dN}{d\Omega}$  ( $d\Omega$  — элемент телесного угла в *L*-системе, при изотропии азимутальных углов  $d\Omega = 2\pi \sin \theta_i d\theta_i$ ), которое можно представить в виде

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi} \frac{dN}{d \cos \theta_i}.$$

Однако из-за кинематических эффектов в  $L$ -системе такое распределение заключено в интервале очень малых значений углов  $\theta_i$  и сильно зависит от энергии первичной частицы.

Если рассматривать угловое распределение вторичных частиц в  $S$ -системе в переменных  $\cos \theta_{ic}$ , то влияние кинематических эффектов становится меньше. Обычно угловое распределение при этом аппроксимируется в виде

$$f(\theta_{ic})d\theta_{ic} \sim \cos^n \theta_{ic} \sin \theta_{ic} d\theta_{ic},$$

если частицы сконцентрированы вдоль направления движения сталкивающихся частиц, либо  $f(\theta_{ic})d\theta_{ic} \sim \sin^m \theta_{ic} \sin \theta_{ic} d\theta_{ic}$  при концентрации частиц в плоскости, перпендикулярной направлению столкновения.

Параметр анизотропии  $n$  (или  $m$ ) в общем случае может зависеть от энергии первичной частицы, и, что особенно существенно, от механизма столкновения. При изотропном разлете вторичных частиц по зенитным углам  $\theta_i$  (параметры  $n = m = 0$ ) с ростом анизотропии растут значения  $n$  и  $m$ .

Рассмотренная форма представления угловых распределений неинвариантна относительно преобразований Лоренца, и это снижает ее ценность.

Поэтому часто вводят в рассмотрение переменные, которые удовлетворяют хотя бы приближенно требованиям инвариантности. Такой переменной является введенная Ландау величина  $\lambda_i = \lg \tg \theta_i$ .

Распределение  $dN/d\lambda$  в среднем симметрично относительно точки

$$\lambda_c = -\lg \gamma_c$$

является  $pp$ -столкновении). Поэтому, если ввести переменную  $\Lambda_i = \lg \gamma_c \tg \theta_i$ , то распределение  $dN/d\Lambda_i$  будет симметричным относительно  $\Lambda = 0$ , независимо от величины  $s = E_c^2$  ( $E_c^2 \approx 2E_0$ ).

При ультравысоких энергиях ( $\varepsilon_{ic} \gg m_i$ ,  $\beta_{ic} \approx \beta_c$ ) переменная  $\lambda_i$  в случае симметричного столкновения связана простым соотношением с углами вылета частиц в  $S$ -системе (эта связь определяется формулой преобразования углов из  $L$ - в  $S$ -систему):

$$\tg \theta_i = \frac{1}{\gamma_c} \tg \frac{\theta_{ic}}{2}$$

$$\lambda_i = \lg \tg \theta_i = \lg \tg \frac{\theta_{ic}}{2} - \lg \gamma_c$$

$$\lambda_i - \langle \lambda_i \rangle = \Lambda_i = \lg \tg \frac{\theta_{ic}}{2}, \quad \lg \gamma_c = \langle \lambda_i \rangle.$$

Форма распределений в случае изотропного разлета частиц оказывается близкой к гауссовской с дисперсией  $\sigma_\lambda^2 = 0,39$ . Если распределения отклоняются от изотропии, величина  $\sigma$



увеличивается.

Распределение по переменной  $\Lambda$  в крайне релятивистском случае близко к распределению по быстроте  $y$ , которая широко используется для представления экспериментальных результатов по множественному рождению частиц [2]. Действительно, по определению, в любой системе координат продольная быстрота

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{\varepsilon + p_{\parallel}}{\varepsilon - p_{\parallel}} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} = \operatorname{ltg} \frac{\theta}{2}, \text{ если } \varepsilon \cong p;$$

$\varepsilon$  – энергия,  $p_{\parallel} = p \cos \theta$  – продольный импульс частицы, вылетевшей под углом  $\theta$  с полным импульсом  $p$ .

Таким образом, в релятивистском пределе (когда  $\varepsilon \sim p \gg m$ )  $y = 2,3 \Lambda$ .

Следует заметить, что условие  $\varepsilon_{ic} \gg m_i$  редко выполняется для всех частиц, даже при энергиях  $\approx 1$  ТэВ. В тех случаях, когда существует значительное число частиц с малыми энергиями, нельзя ожидать полного соответствия распределений по  $\Lambda$  и  $y$ .

Распределение  $d\sigma/dy$ , которое называют также структурной функцией, можно получить, измерив угловое распределение вторичных частиц  $dN/d\Lambda$ , где  $\Lambda = \lg \gamma_c \operatorname{tg} \theta_i$

В экспериментах по физике высоких энергий исследование структурных функций находится в центре внимания. Сейчас теории множественного рождения частиц предсказывают различный вид

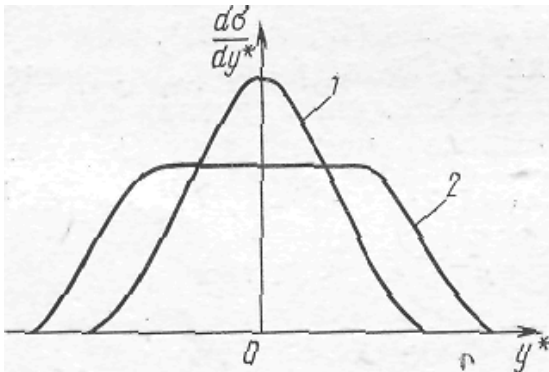


Рис. 1. Схематический вид структурных функций в области очень высоких энергий для различных теоретических моделей рр-взаимодействия:

1 – гауссовское распределение, получающееся в гидродинамической теории Ландау; 2 – распределение, предсказываемое мультипериферическими моделями

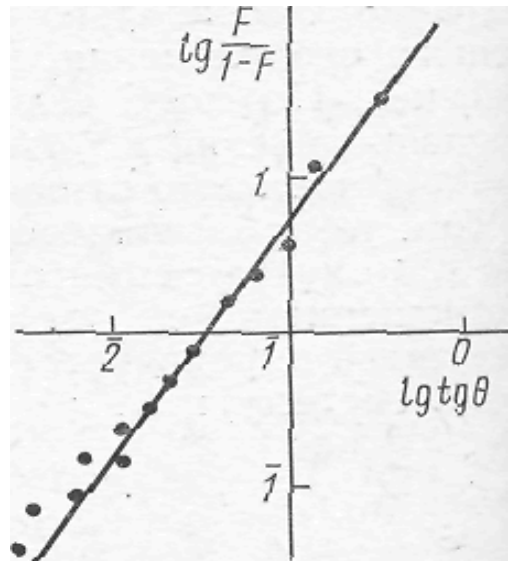


Рис. 2. Угловое распределение вторичных частиц в масштабе  $\lg \operatorname{tg} \theta$ . Диаграмма Даллера-Уоккера для экспериментального случая. Прямая соответствует изотропному разлету частиц в С-системе

структурных функций  $d\sigma/dy$  в области очень высоких энергий (рис. 1). Подробное обсуждение этого вопроса можно найти в книгах [2, 3].

## 1. Задание

Основная цель настоящей задачи – изучение угловых распределений вторичных частиц, возникающих в соударениях, протонов с энергией 70 ГэВ с ядрами фотоэмульсии, определение различных параметров, характеризующих угловые распределения.

Фотоэмульсия имеет сложный состав, и, таким образом, частица-мишень в отдельных случаях не определена. Обычно классификация событий в фотоэмульсии ведется по количеству серых ( $N_g$ ) и черных ( $N_b$ ) следов. Те случаи, в которых суммарное число серых и черных следов ( $N_h = N_b + N_g$ ) равно нулю или единице, относят к случаям взаимодействия со свободными или квазисвободными нуклонами. Если  $N_h \geq 8$ , то это, как правило, взаимодействия с тяжелыми ядрами фотоэмульсии. Для промежуточных значений  $2 \leq N_h \leq 7$  считается, что имело место столкновение с легким ядром.

В задаче одним из описанных ниже методов измеряются углы вылета вторичных частиц  $\theta_i$  относительно направления движения первичной частицы для случаев столкновения протона с ядром (реакция  $p + A = \sum_{i=1}^{n_s} \pi_i + \sum p$ ,  $\sum p = N_g + N_b = N_h$ ).

Измеряются события, относящиеся к одной из трех возможных групп:

- 1)  $N_h = 0, 1$  ( $pp$ - и  $pn$ -столкновения)
- 2)  $N_h = 2, 3, \dots, 7$  (столкновения с ядрами C, N, O)
- 3)  $N_h \geq 8$  (столкновения с ядрами Ag, Br).

Для каждой группы должно быть измерено не менее 10 событий. В дальнейшем этот материал может быть использован для выяснения зависимости параметров взаимодействия (в частности, угловых распределений) от атомного номера ядра мишени.

Угловые распределения индивидуальных событий представляются в виде графиков Даллера-Уоккера, дающих зависимость  $(\lg \frac{F}{1-F})$  от  $\lg \text{tg} \theta_i$ ,  $F$  — доля частиц с углами  $\leq \theta_i$ .

$1 - F$  — доля частиц с углами  $> \theta_i$ . Типичный пример такого распределения показан на рис. 2. Определяются параметры этих индивидуальных распределений: дисперсия

$$\sigma = \left( \langle (\lg \operatorname{tg} \theta_i - \langle \lg \operatorname{tg} \theta_i \rangle)^2 \rangle \right)^{1/2}, \quad \text{величина } \lg \gamma_s = - \langle \lg \operatorname{tg} \theta_i \rangle.$$

Суммарное угловое распределение для событий каждой из трех групп следует представить в виде распределений по переменной  $\ln \operatorname{tg} \frac{\theta_i}{2} = y$  и по переменной  $\Lambda = \lg \gamma_c \operatorname{tg} \theta_i$ .

Вычисляется дисперсия полученных распределений  $\sigma_y, \sigma_\Lambda$ . Определяется множественность заряженных частиц  $n_s$  в области фрагментации частицы-мишени и налетающей частицы, а также в области пионизации отдельно для указанных выше трех групп событий. Области фрагментации и пионизации выделяются, руководствуясь суммарным угловым распределением частиц по переменной  $y$ , имея в виду, что в области пионизации  $d\sigma/dy \cong \text{const}$  (см. рис. 3), а  $y_{\text{пион}}$  заключено в пределах от  $L$  до  $y_{\text{max}} - L$ . ( $y_{\text{max}} = \ln(s/p_\perp^2)$ ,  $L \sim 2 \div 3$ ). Сопоставить найденные характеристики для трех групп взаимодействий с различными ядрами.

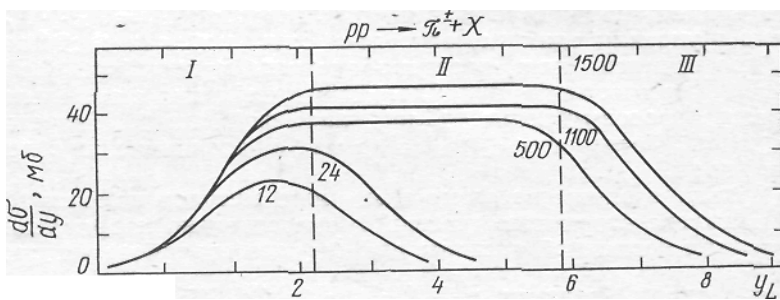


Рис. 3. Структурная функция в L-системе по переменной  $y_L$  для разных первичных энергий в ГэВ (цифры у кривых);  $y_{\text{max}} = \ln \frac{s}{p_\perp^2}$ , где  $s$  — квадрат энергии в С-системе,  $p_\perp$  — поперечный импульс. I — область фрагментации частицы мишени, II — область пионизации, III — область фрагментации налетающей частицы для структурной функции с  $E_0 = 1500$  ГэВ

Проанализировать вид полученных угловых распределений по параметрам  $\alpha = \frac{n_e - n_n}{n_e + n_n}$  и  $\lg \frac{\gamma_s}{\gamma_c}$ , где  $\gamma_c = \left( \frac{E_0}{2m_p} \right)^{1/2}$   $n_e, n_n$  — число релятивистских частиц, вперед и назад соответственно.

Полученный экспериментальный материал использовать для заключений о механизме столкновения частиц.

В следующем параграфе описаны методы измерения углов вылета частиц, которые должны быть использованы в настоящей задаче. Данные о каждом измеряемом событии следует записывать на отдельной трафаретке (см. приложение).

При сдаче задачи преподавателю предъявляются все результаты

измерений, а также графики распределений:

- 1)  $\lg \frac{F}{1-F}(\lambda)$  для индивидуальных событий,
- 2) по переменным  $\lambda$  или  $y$ ,
- 3) по параметрам  $\alpha$  и  $\lg(\gamma_s / \gamma_c)$
- 4) по множественности  $n_s$ , независимо от  $y$ , а также в различных областях  $y$ .

Все графики строятся отдельно для указанных выше трех групп событий, характеризующихся различными  $N_h$ .

Полученные распределения сопоставляются, и находится их зависимость от атомного номера ядра-мишени.

## **2. Измерение углов вылета вторичных частиц в ядерной эмульсии координатным методом\***

При изучении взаимодействия частиц большой энергии ( $\geq 60$  ГэВ) с ядрами фотоэмульсии основными являются измерения энергии и углов вылета вторичных частиц относительно направления первичной частицы. При этом углы и энергии наиболее энергичных, коллимированных в узком конусе ( $\approx 3^\circ$ ), вторичных частиц могут быть измерены с достаточной точностью лишь при условии, что длина их следов в слое не меньше 1 см. Наиболее благоприятен для измерений случай, когда первичный след, вызывающий взаимодействие, идет почти параллельно плоскости эмульсионного слоя.

Такие условия легко могут быть осуществлены при работе с пучками частиц от ускорителей, так как с помощью простого устройства удастся установить пучок частиц практически параллельно поверхности облучаемой эмульсионной стопки. При этом разброс углов наклона первичных частиц к плоскости эмульсии в основном определяется угловым разбросом частиц внутри пучка ( $10' - 30'$ ).

Менее благоприятные условия для измерений возникают при работе с космическими лучами на больших высотах, где первичные космические частицы распределены почти изотропно. Поэтому из полного числа звезд от взаимодействий космических лучей в эмульсионных стопках, экспонированных на больших высотах, приходится отбирать для обработки только “пологие” звезды с углом наклона первичной частицы к плоскости эмульсии  $\alpha_{перв} \approx 20^\circ$ .

---

\* Эта часть описания задачи составлена К. И. Алексеевой.

В звездах от космических лучей длина вторичных следов в слое в среднем оказывается значительно меньше, чем в звездах, возникающих при облучении эмульсий пучком частиц от ускорителя, направленным параллельно поверхности эмульсии.

При недостаточной длине следов часто возникает необходимость измерений на данном следе также и в рядом лежащих слоях, для чего след должен быть продолжен из слоя, где произошло взаимодействие, в рядом лежащий слой и дальше, если это необходимо.

**2.1. Подготовка к измерениям.** При измерении углов вторичных частиц с помощью микроскопа МБИ-3, проявленный эмульсионный слой, наклеенный на стекле еще до проявления (для уменьшения дисторсии), закрепляется горизонтально в специальном держателе столика микроскопа. Этот держатель вместе с эмульсионным слоем можно поворачивать на  $360^\circ$  в горизонтальной плоскости столика микроскопа. Толщина непроявленных слоев эмульсии, в которых проводят в настоящее время угловые измерения, равна 400 – 600 мкм.

В окуляре правого тубуса бинокулярной насадки находится стеклянная пластинка с изображением окулярной шкалы, имеющей 100 делений на прямой, проходящей по диаметру поля зрения. Через центр шкалы проходит прямая линия, перпендикулярная к направлению шкалы окуляра. Цена деления шкалы окуляра в микронах определяется путем наложения в поле зрения микроскопа изображений шкалы окуляра и шкалы микрометра, помещенного на столике микроскопа. Цена деления микрометра равна 10 микронам. После определения цены деления шкала окуляра устанавливается по движению оси  $x$  столика микроскопа так, чтобы при перемещении слоя вдоль оси  $x$  любое зерно слоя, совмещенное с началом прямой линии шкалы окуляра, передвигалось в поле зрения, оставаясь все время на этой линии.

Для удобства регистрации местонахождения струй в слое на поверхности эмульсионных слоев нанесена световым способом тонкая координатная сетка из миллиметровых ячеек в каждом из которых имеются два числа: номера строки и столбца координатной сетки. Толщина изображения сетки равна 0,5 – 1,0 мкм. Наличие координатной сетки позволяет легко найти любое место слоя, любую струю. По заданным координатам находим струю, намеченную для обработки. Для удобства измерений разворачиваем струю в горизонтальной плоскости таким образом, чтобы в поле зрения микроскопа движение первичной частицы было направлено слева направо по движению микровинта  $x$  столика микроскопа и

чтобы центр звезды в начале измерений находился в центре поля зрения. При правильной установке первичного следа по оси  $x$  первичный след не смещается в сторону от центра поля зрения при движении микровинта  $x$  даже при сравнительно больших перемещениях слоя, порядка нескольких миллиметров.

**2.2. Коэффициент усадки эмульсии, определение угла наклона первичной частицы к плоскости эмульсии.** Следующий шаг – определение угла наклона первичного следа к плоскости эмульсии  $\alpha_{перв}$ . При всех измерениях глубин необходимо вводить поправку на усадку эмульсии во время химической обработки вследствие растворения в фиксирующем растворе молекул AgBr, не подвергшихся действию ионизирующих частиц. Коэффициент усадки эмульсии (КУ) равен отношению толщины непроявленной эмульсии  $D$  к толщине эмульсии после проявления  $d$ . Наиболее точно значение КУ будет определено в том случае, если толщину эмульсии до и после проявления измерять в одних и тех же определенных местах слоя. Если же есть данные только о средней толщине эмульсионного слоя до проявления без указания места, в котором измерялась толщина, тогда для определения КУ можно использовать измерения толщины проявленного эмульсионного слоя при определении углов вторичных частиц. Однако этот метод менее точен, чем предыдущий, из-за непостоянства толщины эмульсионного слоя в пределах  $\sim 5\%$ .

Для определения  $\alpha_{перв}$  по микронному индикатору, установленному на микроскопе для измерения глубин, делают отсчеты глубин при наводке на резкость: а) поверхности эмульсионного слоя над центром звезды (первых зерен, лежащих на поверхности, б) центра звезды, в) последних зерен эмульсионного слоя, лежащих у самого стекла. Умножая разность отсчетов а) и б) ( $h_{зв}$ ) на КУ, получаем расстояние центра звезды от поверхности непроявленной эмульсии -  $H_{зв}$  в мкм. Разность отсчетов а) и в) дает толщину  $d$  проявленного слоя эмульсии в мкм.

Затем с помощью микровинта  $x$  перемещаемся по первичному следу на расстояние  $l_{перв} = 3 - 5$  мм от центра звезды. Это расстояние измеряется с помощью миллиметровой шкалы и нониуса, имеющихся на столике микроскопа, На этом расстоянии опять производят отсчеты глубин по микронному индикатору в точках: з) на поверхности эмульсии над первичным следом, д) на первичном следе и е) на последних зернах эмульсии, лежащих у стекла. Разность отсчетов з) и д) ( $h_{перв}$ ), умноженная на КУ, дает расстояние первичного следа от поверхности непроявленной эмульсии  $H_{перв}$  в мкм; разность отсчетов з) и е) дает толщину проявленной эмульсии

$d$  в мкм.

Из полученных результатов измерений получаем

$$\operatorname{tg} \alpha_{\text{перв}} = \frac{-H_{\text{зв}} + H_{\text{перв}}}{l_{\text{перв}}}$$

Если  $\operatorname{tg} \alpha_{\text{перв}} > 0$ , то продолжение первичного следа находится в I квадранте (первичная частица направлена вверх); если  $\operatorname{tg} \alpha_{\text{перв}} < 0$ , то продолжение первичного следа находится в IV квадранте (первичная частица направлена вниз).

**2.3. Координатный метод измерения углов вылета вторичных частиц.** 1. *Определение угла, под которым движется первичная частица.* На рис. 4 изображена прямоугольная правая система координат  $x', y', z'$ , в которой измеряются координаты точки  $M(x', y', z')$  вторичного следа  $OM$ . Центр звезды находится в начале координат  $O$ . Направление первичной частицы  $AOP_0$  лежит в плоскости  $x'oz'$ , но не совпадает с направлением оси  $x'$ . Направление первичной частицы вверх считается положительным (угол наклона первичной частицы к плоскости  $x'oy'$  -  $\alpha_{\text{перв}}$  - находится в I квадранте), а вниз – отрицательным (угол находится в IV квадранте).

При измерениях в эмульсионных слоях удобно располагать

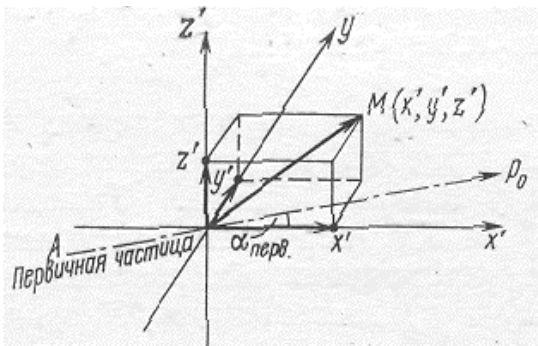


Рис.4.

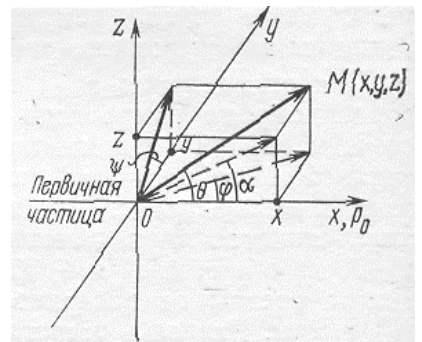


Рис.5.

плоскость  $x'oy'$  параллельно плоскости эмульсионного слоя. При этом ось  $z'$  оказывается перпендикулярной к поверхности эмульсии. В этом случае все измерения координат производятся относительно поверхности эмульсионного слоя. Однако следует отметить, что определение положения поверхности слоев эмульсии (верхнего и нижнего) всегда затруднено, вследствие малого количества или отсутствия проявленных зерен в измеряемом месте поверхности. Кроме того, поверхностные слои эмульсии при обработке становятся неровными вследствие неравномерного стирания черного налета коллоидного серебра, образующегося при проявлении. В это вносит дополнительную ошибку в измерения координат следов в эмульсии. Поэтому лучше

работать непосредственно в системе координат микроскопа, не связывая измерения с поверхностью эмульсионного слоя, а располагая систему координат  $x'y'z'$  параллельно системе координат микроскопа и совмещая положение центра звезды с началом координат, а ось  $x'$  — с направлением движения микровинта  $x$  микроскопа.

Для определения углов вылета вторичных частиц относительно направления первичной частицы следует перейти из системы координат  $x'y'z'$ , в которой производятся измерения, в систему координат  $xuz$ , в которой первичная частица направлена по оси  $x$  (см. рис. 5). Этот переход осуществляется поворотом системы координат  $x'y'z'$  (см. рис. 4) относительно оси  $y'$  на угол

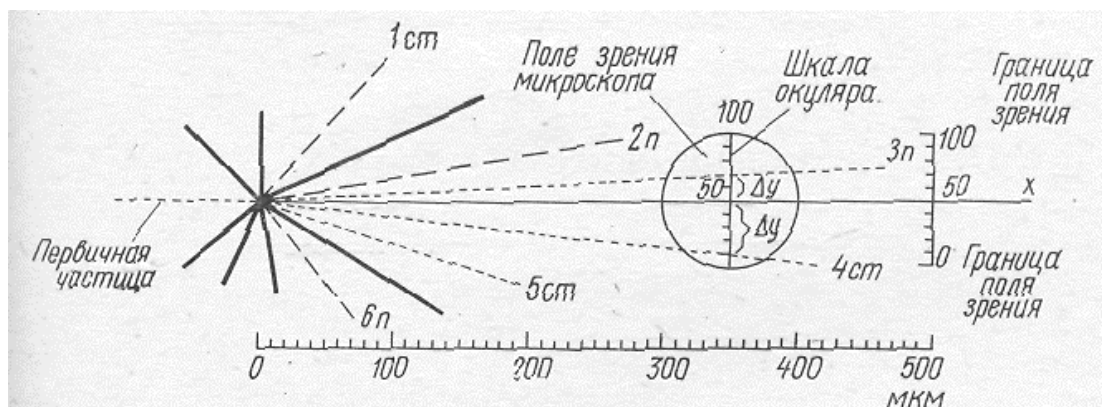


Рис. 6. Зарисовка звезды типа  $(7b + 3g + 3s)p$ . Измерения координат следов № 3 и 4 производятся на расстоянии от центра звезды  $l_{\text{сеч}} = 350$  делений шкалы окуляра (1 дел. = 1 мкм), которое было измерено с помощью последовательного наложения шкалы окуляра от центра звезды по направлению оси  $x$ . Условные обозначения: ст — направление следа к стеклу; п — направление следа к поверхности эмульсионного слоя

наклона первичной частицы к плоскости  $x'oy'$ . Формулы перехода

$$x = x' \cos \alpha_{\text{перв}} + z' \sin \alpha_{\text{перв}}$$

$$y = y'$$

$$z = -x' \sin \alpha_{\text{перв}} + z' \cos \alpha_{\text{перв}}$$

здесь  $x, y, z$  и  $x'y'z'$  — координаты точки  $M$  в обеих системах координат.

Зная координаты точки  $M(x, y, z)$  (см. рис. 4), легко можно вычислить тригонометрические функции и углы данного вторичного следа относительно направления следа первичной частицы.

1. Направляющие косинусы вторичного следа относительно осей  $x, y, z$



$$\cos \alpha_x = \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}; \cos \beta_y = \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}};$$

$$\cos \gamma_z = \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \quad (3)$$

2. Горизонтальный угол  $\varphi$  (в плоскости  $xOy$ ):

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{y}{x}; \sin \varphi = \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}}; \cos \varphi = \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}$$

$$\varphi(0^\circ \pm 180^\circ). \quad (4)$$

3. Вертикальный угол  $\alpha$  (в плоскости  $xOz$ ):

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{z}{x}; \sin \alpha = \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}}; \cos \alpha = \frac{x}{\sqrt{x^2 + z^2}}$$

$$\alpha(0^\circ \pm 180^\circ). \quad (5)$$

4. Пространственный (полярный) угол  $\theta$ :

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\sqrt{y^2 + z^2}}{x}; \sin \theta = \frac{\sqrt{y^2 + z^2}}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}};$$

$$\cos \theta = \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}; \theta(0^\circ + 180^\circ). \quad (6)$$

5. Азимутальный угол  $\psi$  (в плоскости  $yOz$ )

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{z}{y}; \sin \psi = \frac{z}{\sqrt{y^2 + z^2}}; \cos \psi = \frac{y}{\sqrt{y^2 + z^2}};$$

$$\psi(0^\circ \pm 180^\circ). \quad (7)$$

Эти углы показаны на рис. 5.

Описанный выше способ измерений углов не исключает влияния дисторсии.

2. *Измерение углов вторичных частиц координатным методом.* После измерения угла наклона первичной частицы к плоскости эмульсии, с помощью винта  $x$  столика микроскопа передвигают эмульсионный слой по первичному следу в обратном направлении до появления центра звезды в поле зрения.

Зарисовывают направление следов в звезде. При этом следы  $s$  релятивистских частиц, рожденных при столкновении быстрой первичной частицы с одним из нуклонов ядра, и серые следы  $g$ , являющиеся в основном следами нуклонов отдачи, нумеруются, считая от первичной частицы по часовой стрелке. Отмечается

направление их выхода: к поверхности эмульсии или к стеклу. В дальнейшем с помощью координатного метода измеряются углы между следами первичной частицы и следами частиц  $s$  и  $g$ . Черные следы  $b$ , являющиеся следами медленных частиц от развала ядра вследствие его возбуждения в момент столкновения с налетающей частицей, также зарисовываются. Однако в данной задаче регистрируется только их общее число. Следует проверить, все ли следы зарегистрированы, внимательно просматривая пространство около центра звезды. Указывают число черных, серых и релятивистских следов в звезде, а также от какой частицы образовалась звезда: от заряженной ( $p$ ) или нейтральной ( $n$ ). Так, например, формула звезды, зарисованной на рис. 6; имеет вид:  $(7b + 3g + 3s) p$ . Затем проверяют правильность установки шкалы окуляра по направлению первичного следа (по направлению оси  $x$ ).

Для каждого следа измерение координат  $y$  и  $z$  производится на некотором оптимальном расстоянии от центра звезды, на котором след уже достаточно отошел от оси  $x$ , оставаясь в поле зрения микроскопа. Это расстояние, называемое длиной сечения –  $l_{\text{сеч}}$ , отмеряется по продолжению следа первичной частицы, начиная от центра звезды (см. рис. 6) с помощью окулярной шкалы следующим образом. Центр звезды устанавливается с помощью винтов  $x$  и  $y$  столика микроскопа на нулевое деление шкалы окуляра, установленной по оси  $x$  столика микроскопа (по направлению первичной частицы). Микровинтом  $z$  фокусируют измеряемый след вблизи деления 100 шкалы окуляра. После этого, делая небольшие перемещения по глубине с помощью винта  $z$ , ищут зерно эмульсии, находящееся на делении 100 шкалы окуляра, и с помощью винта  $x$  перемещают его на деление 0 шкалы. Затем снова фокусируют след вблизи деления 100 шкалы окуляра и снова зерно эмульсии с деления 100 перемещают на деление 0 шкалы окуляра. Такое последовательное наложение шкалы окуляра (или части шкалы окуляра) по первичному направлению можно производить несколько раз, пока не будет отмерена необходимая длина. Затем фиксируется положение последнего зерна (установочное зерно эмульсии) на отмеренном расстоянии  $l_{\text{сеч}}$ .

Перемещают это зерно в центр поля зрения (на 50-е деление шкалы окуляра) и поворачивают на  $90^\circ$  шкалу окуляра. При этом отмеченное зерно должно оставаться на 50-м делении вертикально расположенной шкалы окуляра. После этого окончательно фокусируется измеряемый след и записывается положение следа на шкале окуляра  $y$  в делениях шкалы. По микронному индикатору делают отсчеты глубин при наводке на резкость:  $ж$ ) поверхности

эмульсионного слоя около деления  $y$  шкалы окуляра;  $z$ ) измеряемого вторичного следа, находящегося на делении  $y$  шкалы окуляра и  $u$ ) последних зерен эмульсионного слоя около деления  $y$  шкалы окуляра. Разность отсчетов  $ж$ ) и  $z$ ) дает расстояние следа от поверхности проявленной эмульсии  $h_{сл}$ . Умножая величину  $h_{сл}$  на коэффициент усадки КУ, получаем расстояние следа от поверхности неспрявленной эмульсии  $H_{сл}$ . Разность отсчетов  $ж$ ) и  $u$ ) дает толщину  $d$  проявленного слоя эмульсии в микронах.

На этом измерение координат данного следа заканчивается и можно переходить к измерениям координат другого следа. Для записи и обсчета результатов измерений предлагается стандартная форма протокола (см. приложение).

Для коллимированных струй часто применяется метод одновременного измерения координат всех следов в одном сечении. При этом длина сечения  $l_{сеч}$  должна быть взята такой, чтобы следы в струе были хорошо разрешены и не сливались друг с другом. В этом случае измеряют координаты в найденном сечении  $l_{сеч}$  в такой последовательности. Сначала записывают номер и положение каждого следа струи на шкале окуляра в порядке его появления по глубине при переходе от поверхности к стеклу с помощью микровинта  $z$  микроскопа. При этом необходимо убедиться в том, что зарегистрированные следы действительно являются следами частиц струи, а не случайными следами фона частиц, прослеживая след в обратном направлении к точке его выхода из струи. Затем производят контроль положения установочного зерна эмульсии в центре поля зрения (на 50-м делении шкалы окуляра) и после этого выполняют отсчеты и записи в протоколе положения следов на шкале окуляра.

Затем, перемещаясь по оси  $z$  в направлении от поверхности эмульсии к стеклу, делают отсчеты глубин, начиная с поверхности эмульсии и затем всех следов, порядок появления которых по глубине и положению на шкале окуляра уже известен, а также и отсчет глубины последних зерен эмульсии у стекла. Во избежание ошибок за счет несовершенства изготовления микровинта  $z$  микроскопа МБИ-3 и механических сотрясений, описанную серию глубинных измерений следует проводить по возможности быстро, но осторожно, все время вращая микровинт  $z$  только в одном направлении. При пропусках следов при измерениях следует снова начать измерение серии с поверхности эмульсии. Отсчеты глубин после некоторой тренировки сразу записываются в протокол измерений. При работе на микроскопе МБИ-3 рекомендуется повторить измерения всей серии глубин 2 – 3 раза и для каждого

следа взять среднее значение расстояния от поверхности проявленной эмульсии  $h_{сл}$ . В остальном обсчеты измерений аналогичны обсчетам углов при измерениях каждого индивидуального следа в отдельности.

Если в данном сечении хорошо разрешена только часть следов струи, то для неразрешенных следов следует взять в этом же слое другое сечение на большем расстоянии, на котором они уже хорошо разрешены, и производить измерения аналогичным образом. Если в слое взаимодействия часть следов все же не может быть промерена из-за малых расстояний между следами, следует продолжить струю в соседний слой (или в случае необходимости в один из последующих за ним слоев) и произвести измерения в этом слое, учитывая полное расстояние данного сечения от центра звезды по всем слоям.

**2.4. Метод измерения углов, свободный от дисторсии.** При больших энергиях взаимодействия применяется способ измерения углов вторичных частиц, исключая влияние дисторсии. Он основан на измерении координат вторичных следов относительно следа частицы, идущей среди вторичных частиц строго по направлению первичной частицы (например, относительно оставшегося фрагмента от развала многозарядной частицы, создавшей данный ливень) или же относительно некоторого реперного следа, по направлению близкого к направлению первичной частицы с последующим учетом поправки на угол между направлениями первичной частицы и реперным следом и расстояния между ними по направлению  $y$  и  $z$ . Если первичная частица, давшая звезду, является продуктом развала многозарядной частицы, то реперным следом может являться один из сопутствующих фрагментов от развала. При обработке звезд, найденных в эмульсиях, облученных на ускорителе, реперным следом может служить ближайший след пучка, идущий практически параллельно следу, давшему звезду. Так как при больших энергиях пучки вторичных частиц сильно коллимированы, то влияние дисторсии на все частицы в пучке оказывается практически одинаковым и поэтому измерение координат вторичных следов относительно первичного фрагмента или реперного следа, находящихся в этом пучке (а не относительно плоскости эмульсии), полностью исключает дисторсию.

При нахождении углов по способу, свободному от влияния дисторсии, измеряют в данном сечении  $l_{сеч}$  величины  $\Delta u$  и  $\Delta h$  – расстояние данной точки  $M$  вторичного следа от первичного фрагмента или реперного следа в плоскости эмульсии и в

вертикальной плоскости, проходящей через первичный след соответственно.

Величины  $\Delta y$  и  $\Delta h$  входят в формулы, определяющие координаты точки  $M(x, y, z)$  вторичного следа в системе координат  $xOz$ , в которой направление первичной частицы совпадает с направлением оси  $x$ . Эти формулы имеют вид:

$$x = \frac{l_{\text{сеч}} + \Delta h \sin \alpha_{\text{перв}} \cos \alpha_{\text{перв}}}{\cos \alpha_{\text{перв}}} \quad (8)$$

$$y = \Delta y - \Delta y_0 \quad (9)$$

$$z = (\Delta h - \Delta h_0) \cos \alpha_{\text{перв}} \quad (10)$$

где  $l_{\text{сеч}}$  есть расстояние плоскости, в которой производятся измерения, от центра, звезды;  $\Delta y_0$  и  $\Delta h_0$  – расстояние между центром звезды и реперным следом в плоскостях  $xOy$  и  $xOz$  соответственно.

Формулы (8 – 10) легко выводятся из построений,

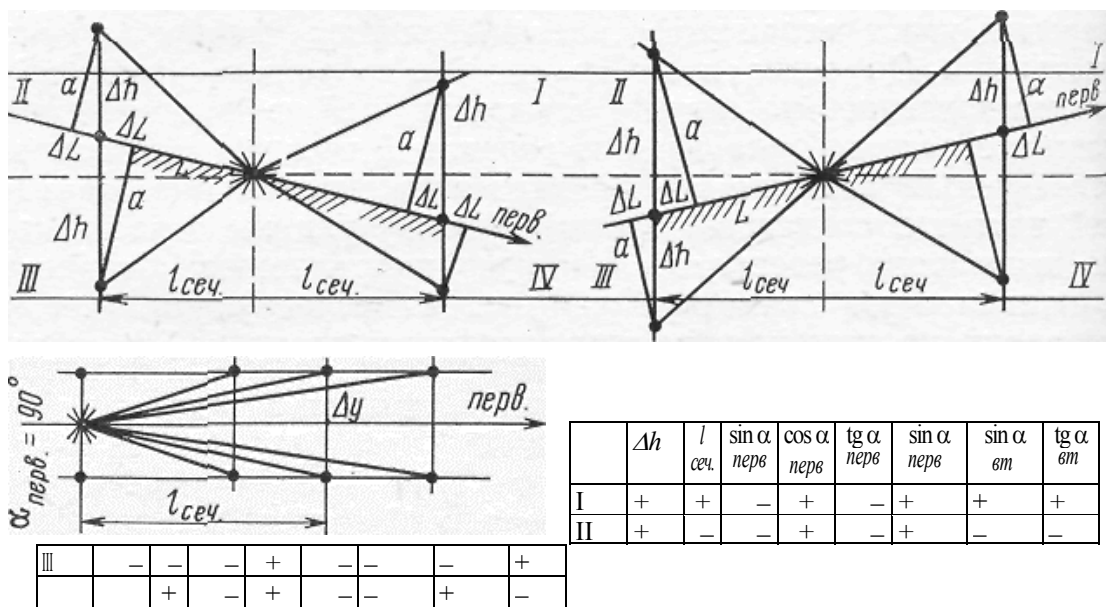


Рис. 7. Приведен случай  $\Delta y_0 = 0$ ,  $\Delta h = 0$

взаимодействия многозарядной частицы. На рис. 7 даны два варианта направления движения первичной частицы: вверх к поверхности эмульсии (I квадрант) и вниз к стеклу (IV квадрант), а также обозначены случаи попадания вторичных частиц в I, II, III и IV квадранты. Для каждого из этих случаев на рис. 7 указаны измеряемые величины  $\Delta h$ ,  $\Delta y_0$ ,  $l_{\text{сеч}}$ , входящие в формулы (8 – 10), и таблицы знаков алгебраических и тригонометрических функций.

Зная координаты  $x$ ,  $y$ ,  $z$  данной точки  $M$  вторичного следа в системе координат  $xuz$  (см. рис. 4), мы можем вычислить

тригонометрические функции и углы вылета вторичных частиц относительно направления первичной частицы по формулам (3 – 7).

Для выполнения задачи могут быть использованы фотоэмульсии, облученные частицами высокой энергии (протонами или  $\pi$ -мезонами) на ускорителе и проявленные в стандартных условиях.

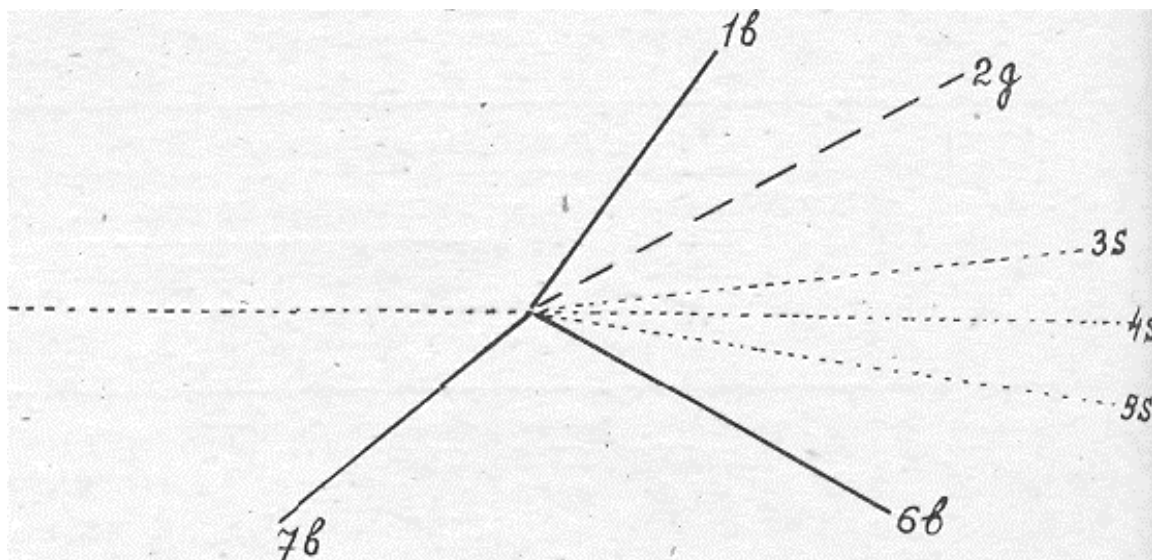
#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Космические лучи и их взаимодействие. М., Атомиздат, 1968.
2. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Множественные процессы при высоких энергиях. М., Атомиздат, 1974.
3. Никитин Ю. П., Розенталь И. Л. Теория множественных процессов. М., Атомиздат, 1976.

Определение цены деления шкалы окуляра		100 делений шкалы окуляра – 120 мкм цена деления шка окуляра – 1,2 мкм		Коэффициент усадки эмульсии		2,259				
Определенно угла наклона иервич . частицы к плоскости эмульсии	Расст, $l$ от центра звезды по первич. следу	Отсчет по микровинту $z$								
		Пов. эм.	Центр звезды /перв. след./	Стекло	Расстояние от пов. эм.				$\frac{H_{\text{перв}} - H_{\text{ц. зв}}}{l_{\text{перв}}}$ = $\text{tg } \alpha'_{\text{перв}}$	$\alpha'_{\text{перв}}$
					Прояв. $h$		Непрояв. $H$			
					$h_{\text{ц. зв}}$	$h_{\text{перв}}$	$H_{\text{ц. зв}}$	$H_{\text{перв}}$		
$l_{\text{ц. зв}}$ 0	4,0 6,5 4,0	145,0 145,5 143,5	271,5 270,5 270,0	141,0 139,0 139,5	316,26		$\frac{316,26 - 296,6}{5000} =$ $\frac{-19,65}{5000} =$ $= -0.00392$	-0°14'		
$x_{\text{перв}}$ 71,6 мм			ср 140,0							
$l_{\text{перв}}$ 500 мкм $x_{\text{перв}}$ 66,6 мм	97,0 96,5 96,0	228,0 228,0 227,5	362,5 362,0 362,0	131 131,5 131,5 ср 131,3	296,61					
№ вторичного следа	Характер следа	I сечения		$\varphi'$ горизонтальный угол в пл. эмульсии между проекциями первич. и вторич. углов						
		В дел. шк. ок.	в мкм	Отсчет по шк. дел	расст. $\Delta y$ от серед. шк.окул .		$\text{tg } \varphi' = \frac{\Delta y}{l_{\text{сеч}}}$	$\text{tg } \varphi = \text{tg } \varphi' * \cos \alpha'_{\text{перв}}$	$\varphi$ С попр. на накл. перв.	
Дел	мкм									
2	п.	σ	70,0	84,0	79,0	+29,0	+35,8	$\frac{+35,8}{84,0} = +0,4261$	+0,4261	+22°6'
3	ст	s	160	192,0	51,5	+1,5	+1,80	$\frac{+1,80}{192,0} = +0,009$	+ 0,0094	+0°32'
4	ст	s	"	"	48,8	-1,2	-1,44	$\frac{-1,44}{192,0} = -0,0055$	-0,0055	-0°19'
5	ст	s	"	"	46,5	-3,5	-4,20	$\frac{-4,20}{192,0} = -0,0016$	-0,0218	-1°15'

Рис. 8. Стандартная форма протокола записи и обсчета измерений звезды

КООРДИНАТЫ ЗВЕЗДЫ  $\frac{22}{08}$  ФОРМУЛА ЗВЕЗДЫ  $(3b+1g+3s) E_0 60 \text{ ГЭВ}$



$\alpha'$ - вертик. угол вторичного следа с пл. эмульсии / проекция пространств, угла $\theta$ на вертикальную пл., проходящую через первичный след /									
Отсчет глубин			Пов., / с т.	Расст. следа от ПОВ. в МКМ		$\text{tg } \alpha'' = \frac{(H_{\text{п.зв}} - H_{\text{сл}})}{l_{\text{сеч}}} = \Delta H / l_{\text{сеч}}$	$\alpha''$	$\alpha = \alpha'' - \alpha'_{\text{пер}}$	$\text{tg } \alpha$
в МКМ				Прояв $h$ следа	Непрояв $H$ следа				
Пов.	След	Ст.							
46,0	149,0	306,5	262,0	103,0	234,48	+81,78/84,0=0,9735	44°14'	44°28'	0,9816
43,0	146,0	303,5	262,5	103,0					
39,0	144,4	301,5	262,0	105,4					
			ср 262,2	ср 103,3					
95,0	238,0	365,0		143,0	320,10	-3,84/192,0= -0,0200	-1°09'	-1°23'	0,0241
97,5	240,0	361,0		142,5					
97,5	237,0	360,0		139,5					
				ср 141,7					
94,5	240,5			142,5	325,75	-9,49/192,0= -0,0494	-2°50'	3°04'	0,0538
97,0	242,0			144,5					
97,5	240,0			142,5					
				ср 144,2					
95,5	238,0			143,0	320,33	-4,07/192,0 = -0,0212	-1°13'	1°27'	0,0253
97,5	240,0			142,5					
97,0	237,5			140,0					
				ср 141,8					



**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ**  
(интерактивный задачник на персональном компьютере)

**Содержание**

1. Частицы и взаимодействия (занятие 1).
2. Кварковая структура адронов (занятие 2).

**Аннотация**

Настоящее учебное пособие вместе с прилагаемой программой для персонального компьютера (ПК) предлагается в качестве задачника по физике элементарных частиц и их взаимодействиях. Наибольшее внимание уделено кварковой структуре адронов. Содержание соответствует общему курсу лекций для студентов старших курсов физического факультета МГУ.

Новым элементом является интерактивный процесс обучения, в котором студент осваивает новые понятия и закономерности, работая индивидуально за компьютером и отвечая на поставленные вопросы. Программа на ПК контролирует правильность ответов. Такой способ является дополнением к лекционному способу обучения и позволяет более эффективно усваивать новые понятия.

Прилагаемая визуальная программа может помочь в организации демонстрации материала на лекциях и семинарах.

# Фундаментальные частицы и взаимодействия

## 1.0. Предисловие

Это занятие является введением в курс лекций «Частицы и ядра». Оно знакомит читателя с фундаментальными принципами физики Микромира.

Основными объектами физики микромира являются атомные ядра, кварки, лептоны, калибровочные бозоны, а также взаимодействия между частицами.

## Частицы микромира

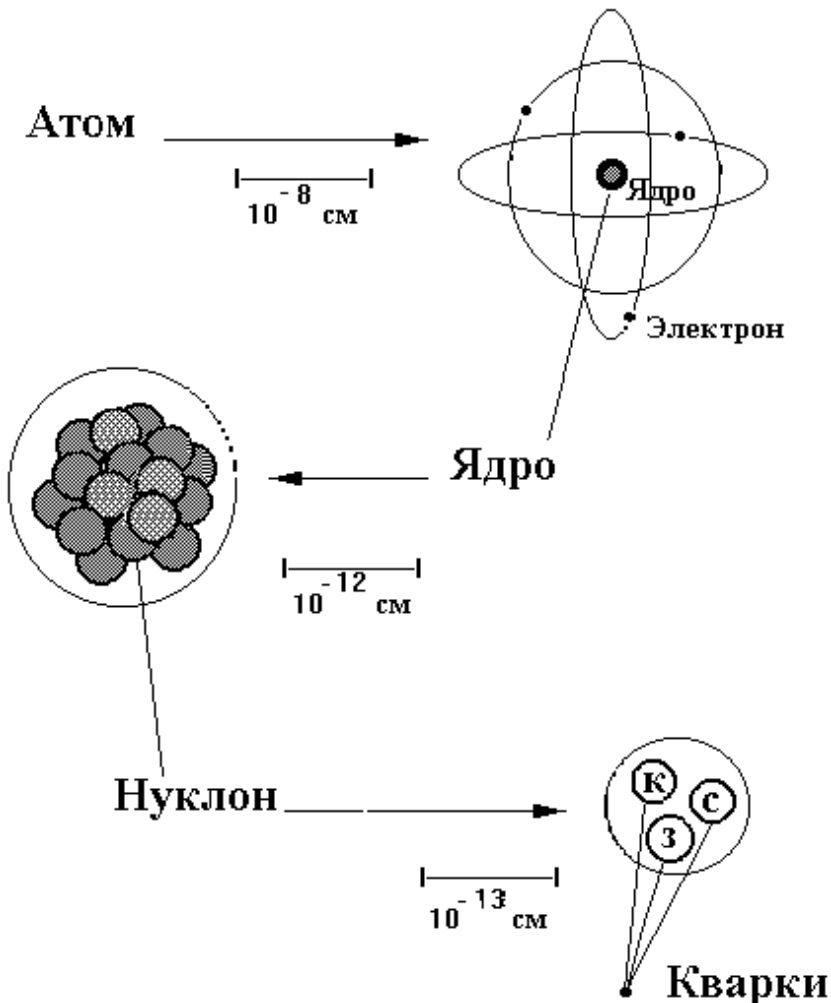


Рис. 1. Микромир.

## 1.1. Масштабы времени, пространства и плотностей

Ниже представлена таблица типичных значений времени  $t$ , расстояний и размеров  $l$ , плотностей  $\rho$  физических объектов и сил, определяющих взаимодействие этих объектов.

Таблица 1. Масштабы физических величин.

Объект	Силы	$t$ (сек)	$l$ (м)	$\rho$ (г/см <sup>3</sup> )	Примечания
Вселенная		$10^{-44}$		$10^{90}$	Начало Вселенной. $t$ и $\rho$ в момент Большого Взрыва
Лептоны	слабые	$10^{-26}$	$10^{-18}$		$t$ – время взаимодействия
Кварки	сильные слабые и электро- магнитные		$10^{-16}$		$t$ – время взаимодействия $l$ – размер $\rho$ – плотность газа или твердого тела
Протоны			$10^{-15}$		
Ядра		$10^{-23}$	$10^{-14}$	$10^{14}$	
Атом	электро- магнитные	$10^{-19}$	$10^{-10}$		$t$ – время взаимодействия
Молекула			$10^{-8}$	$10^{-1}$	
Твердое тело				$\approx 10^1$	
Земля	гравита- ционные		$10^7$	$\approx 10^1$	
Солнце					
Солнечная система			$10^{12}$		
Галактика			$10^{21}$		
Вселенная		$10^{17}$	$10^{26}$	$10^{-17}$	

Настоящее учебное пособие посвящено области физики, охватывающей шкалу расстояний  $10^{-19} \div 10^{-14}$  м и изучающей такие объекты физики как кварки, лептоны и ядра. В XX веке в этой области физики были сделаны замечательные открытия и достигнуто глубокое понимание субъядерной структуры.

Систематизация нескольких сотен элементарных частиц и анализ их распадов и взаимодействий между ними позволили установить некоторые первичные составляющие: кварки, лептоны и калибровочные бозоны (см. раздел 1.2). Они представляют собой «периодическую» таблицу самых элементарных частиц. В аналогичной ситуации Д.И.Менделеевым была создана периодическая система элементов на уровне атомов.

Поразительные успехи были достигнуты в теории. Электромагнитные и слабые взаимодействия объединены в единую теорию электрослабых взаимодействий. Создана и продолжает развиваться теория сильных взаимодействий – квантовая хромодинамика (КХД). Она описывает взаимодействие кварков, имеющих цветовой заряд. Характеристики фундаментальных взаимодействий представлены в разделе 1.3.

В настоящее время физики пытаются объединить электрослабую теорию и КХД в единую теорию, а ее – с теорией гравитации и создать так называемую теорию «Великого Объединения».

### Константы

Время:	$1 \text{ сек} = 3 \cdot 10^{-7} \text{ лет}$
Расстояние:	$1 \text{ м} = 10^2 \text{ см} = 10^3 \text{ мм} = 10^{-3} \text{ км},$ $1 \text{ фм} = 10^{-13} \text{ см}, \quad 1 \text{ световой год} = 10^{15} \text{ м}$
Плотность:	$1 \text{ г/м}^3 = 10^3 \text{ кг/см}^3$
Масса и энергия:	$1 \text{ ГэВ} = 10^3 \text{ МэВ} = 10^9 \text{ эВ},$ $1 \text{ эВ} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}.$
$c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/сек}$	$\alpha = 1/137$
$\hbar c = 0.2 \text{ ГэВ} \cdot \text{фм}$	$\hbar = 6.6 \cdot 10^{-16} \text{ эВ} \cdot \text{сек}$

### Контрольные вопросы

1. Во сколько раз ядерная плотность больше, чем плотность Земли?

$10^0$  ?  
 $10^7$  ?  
 $10^{14}$  ?

2. Каково время жизни Вселенной в годах?

$10^6 \text{ лет}$  ?  
 $10^{10} \text{ лет}$  ?  
 $10^{12} \text{ лет}$  ?

### 3. Каков размер Галактики?

$10^0$  световых лет ?

$10^5$  световых лет ?

$10^{10}$  световых лет ?

### 4. Определите плотность протона в $\text{г}/\text{см}^3$ и сравните ее с плотностью Земли.

$10^0 \text{ г}/\text{см}^3$  ?

$10^{10} \text{ г}/\text{см}^3$  ?

$10^{14} \text{ г}/\text{см}^3$  ?

Необходимая информация содержится в табл. 1.

## 1.2. Частицы

Фундаментальные частицы делятся на 2 группы:

фундаментальные фермионы (спин  $S$  – полуцелый)

ЛЕПТОНЫ И КВАРКИ
------------------

фундаментальные бозоны (спин  $S$  – целый)

ФОТОН, ВЕКТОРНЫЕ СЛАБЫЕ БОЗОНЫ, ГЛЮОНЫ, ГРАВИТОН
--

Здесь приведена таблица элементарных составляющих.

**Таблица 2. Фундаментальные фермионы ( $S = 1/2$ ).**

	ЛЕПТОНЫ		КВАРКИ	
Электрический заряд ( $Q/e$ ):	0	- 1	- 1/3	+ 2/3

ПЕРВОЕ  
ПОКОЛЕНИЕ

Символ	$\nu_e$	$e$	$d$	$u$
Название	электронное нейтрино	электрон	$d$ -кварк	$u$ -кварк
Масса (МэВ)	$< 0.000018$	0.511	$\approx 330$	$\approx 300$

ВТОРОЕ  
ПОКОЛЕНИЕ

Символ	$\nu_\mu$	$\mu$	$s$	$c$
Название	мюонное нейтрино	мюон	$s$ -кварк	$c$ -кварк
Масса (МэВ)	$< 0.250$	105.7	$\approx 510$	$\approx 1500$

ТРЕТЬЕ  
ПОКОЛЕНИЕ

Символ	$\nu_\tau$	$\tau$	$b$	$t$
Название	таонное нейтрино	таон	$b$ -кварк	$t$ -кварк
Масса (МэВ)	$< 35.$	1784	$\approx 4900$	$\approx 174000$

Массы кварков соответствуют так называемым массам составляющих кварков. Заряды даны в единицах заряда электрона,  $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$  Кулона.

Окружающее нас вещество состоит из фермионов первого поколения:  $d$ ,  $u$ ,  $e$  и  $\nu_e$ .

Каждый кварк имеет цветовой заряд – красный, синий и зеленый.

$$d_k \ d_c \ d_3 \quad u_k \ u_c \ u_3 \quad \text{и т.д.}$$

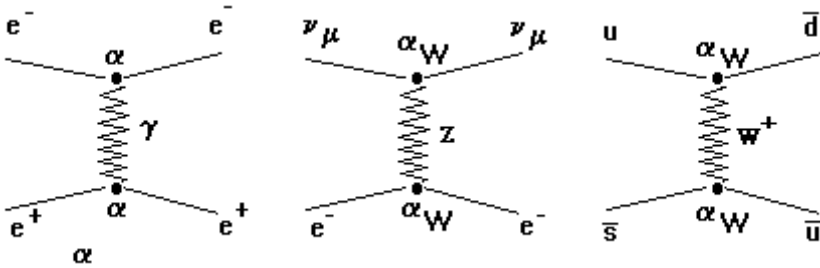
Сумма электрических зарядов всех частиц одного поколения равна нулю, с учетом числа различных цветных кварков

$$\sum_i Q_i = 0.$$

Каждый фермион имеет свой собственный антифермион с противоположными квантовыми числами.

$$\nu_e - \bar{\nu}_e, \quad e^- - e^+, \quad d - \bar{d}, \quad u - \bar{u} \quad \text{и т.д.}$$

Лептоны взаимодействуют через электрослабое взаимодействие и обмениваются фотоном  $\gamma$  или векторными бозонами  $Z$ ,  $W^\pm$



Кварки взаимодействуют посредством сильных взаимодействий и обмениваются глюоном  $g$ .

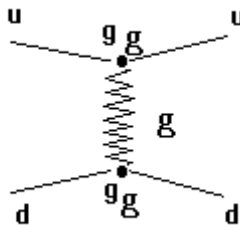


Таблица 3. Фундаментальные калибровочные бозоны (спин целый).

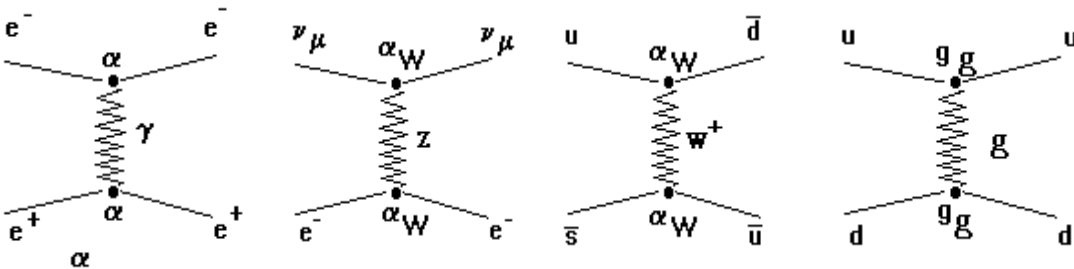
Название	Символ	Спин	Масса (ГэВ/c <sup>2</sup> )	Электрический заряд
ГРАВИТОН	$G$	2	0	0
ФОТОН	$\gamma$	1	0	0
ЗАРЯЖЕННЫЙ СЛАБЫЙ БОЗОН	$W^\pm$	1	81.0	$\pm 1$
НЕЙТРАЛЬНЫЙ СЛАБЫЙ БОЗОН	$Z$	1	92.4	0
ГЛЮОН	$g$	1	0	0

Калибровочные бозоны являются переносчиками следующих взаимодействий (табл. 3а):

Таблица 3а.

Гравитационное	$G$
Электрослабое	$\gamma$
Слабое	$Z, W^\pm$
Сильное	$g$

Примеры:



### Контрольные вопросы

1. Определите номер поколения следующих фермионов:

$$\begin{array}{cccc}
 \nu_\mu & \mu & s & c \\
 \nu_{\bar{e}} & \bar{e} & \bar{d} & \bar{u} \\
 \nu_\tau & \tau & b & t
 \end{array}$$

2. Каково соотношение между массами кварков?

$d$	$s$	$>?$	$<?$	$\cong?$
$b$	$u$	$>?$	$<?$	$\cong?$
$d$	$u$	$>?$	$<?$	$\cong?$
$t$	$b$	$>?$	$<?$	$\cong?$

3. Укажите строку, в которой лептоны соответствуют приведенным в первой строке массам (в МэВ).

<b>105.7</b>	<b>1784.</b>	<b>0.511</b>	
$e$	$\mu$	$\tau$	?
$\mu$	$\tau$	$e$	?
$\tau$	$e$	$\mu$	?

4. Вычислите и укажите правильную сумму электрических зарядов приведенных здесь фермионов.

$$\begin{aligned}
 \nu_\mu + \mu + s_k + s_c + s_z + c_k + c_c + c_z \\
 - 2/3 \quad ? \\
 0 \quad ? \\
 1 \quad ?
 \end{aligned}$$

(См. табл. 2. «Фундаментальные фермионы».)

5. Каким бозоном обмениваются частицы (в столбце слева) при взаимодействии между собой?

	$\gamma$	$Z, W^\pm$	$g$
кварки	?	?	?
нейтрино	?	?	?
электроны и нейтрино	?	?	?
кварки и электроны	?	?	?

(См. табл. 3а.)

Кварки и антикварки образуют частицы **АДРОНЫ**.

Адроны – многочисленное семейство частиц, наблюдаемое в эксперименте. Адроны – сильновзаимодействующие частицы. Имея электрический заряд, они взаимодействуют также посредством электромагнитного взаимодействия. Часть из них представлена в табл. 4а и 4б. Подробнее о структуре адронов можно узнать, полностью ознакомившись с данным занятием. Имеется две группы адронов: барионы с барионным зарядом  $B = 1$  и мезоны с  $B = 0$ .



Таблица 4а. Барыоны ( $B = 1$ )

	СПИН 1/2		СПИН 3/2	
	СИМВОЛ	$m$ (ГэВ/ $c^2$ )	СИМВОЛ	$m$ (ГэВ/ $c^2$ )
$uuu$			$\Delta^{++}$	1.232
$uud$	$p$	0.938	$\Delta^+$	1.232
$udd$	$n$	0.940	$\Delta^0$	1.232
$ddd$			$\Delta^-$	1.232
$uus$	$\Sigma^+$	1.189	$\Sigma^+$ (1385)	1.383
$uds$	$\Sigma^0$	1.193	$\Sigma^0$ (1385)	1.387
$uds$	$\Lambda$	1.116		
$dds$	$\Sigma^-$	1.197	$\Sigma^-$ (1385)	1.387
$uss$	$\Xi^0$	1.315	$\Xi^0$ (1530)	1.532
$dss$	$\Xi^-$	1.321	$\Xi^-$ (1530)	1.535
$sss$			$\Omega^-$	1.672

Таблица 4б. Мезоны ( $B = 0$ )

	СПИН 0		СПИН 1	
	СИМВОЛ	$m$ (ГэВ/ $c^2$ )	СИМВОЛ	$m$ (ГэВ/ $c^2$ )
$u\bar{d}, d\bar{u}$	$\pi^\pm$	0.140	$\rho^\pm$	0.770
$(u\bar{u} - d\bar{d}) / \sqrt{2}$	$\pi^0$	0.135	$\rho^0$	0.770
$u\bar{s}, s\bar{u}$	$K^\pm$	0.494	$K^{*\pm}$	0.892
$d\bar{s}, s\bar{d}$	$K^0, \bar{K}^0$	0.498	$K^{*0}, \bar{K}^{*0}$	0.892
$(u\bar{u} + d\bar{d}) / \sqrt{2}$	$\eta$	0.549	$\omega$	0.782
$s\bar{s}$	$\eta'$	0.958	$\phi$	1.019
$c\bar{d}, d\bar{c}$	$D^\pm$	1.869	$D^{*\pm}$	2.010
$c\bar{u}, u\bar{c}$	$D^0, \bar{D}^0$	1.865	$D^{*0}, \bar{D}^{*0}$	2.007
$c\bar{s}, s\bar{c}$	$D_s^\pm$	1.969	$D_s^{*\pm}$	2.113
$c\bar{c}$	$\eta_c$	2.980	$J/\psi$	3.097
$u\bar{b}, b\bar{u}$	$B^\pm$	5.279	$B^{*\pm}$	5.325
$d\bar{b}, b\bar{d}$	$B^0, \bar{B}^0$	5.279	$B_s^0, \bar{B}_s^0$	5.325
$s\bar{b}, b\bar{s}$	$B_s^0, \bar{B}_s^0$	?	$B_s^{*0}, \bar{B}_s^{*0}$	?
$b\bar{b}$	$\eta_b$	?	$\Upsilon$	9.460

## Контрольные вопросы

1. Какой электрический заряд имеют адроны в соответствии с указанной кварковой структурой?

$Q =$	<b>-1</b>	<b>0</b>	<b>1</b>	<b>2</b>
$p = (uud)$	?	?	?	?
$\bar{p} = (\bar{u}\bar{u}\bar{d})$	?	?	?	?
$n = (udd)$	?	?	?	?
$\bar{n} = (\bar{u}\bar{d}\bar{d})$	?	?	?	?
$\Delta^{++} = (uuu)$	?	?	?	?
$\Omega = (sss)$	?	?	?	?
$\Delta^- = (ddd)$	?	?	?	?

2. Какой электрический заряд имеют следующие мезоны?

$Q =$	<b>-1</b>	<b>0</b>	<b>1</b>	<b>2</b>
$\pi = (d\bar{d} - u\bar{u})\sqrt{2}$	?	?	?	?
$\rho = (u\bar{d})$	?	?	?	?
$\pi = (d\bar{u})$	?	?	?	?
$\phi = (s\bar{c})$	?	?	?	?
$D = (c\bar{d})$	?	?	?	?
$\psi = (c\bar{c})$	?	?	?	?
$\Upsilon = (b\bar{b})$	?	?	?	?

### 1.3. Взаимодействия

Гравитационный потенциал двух частиц с массами  $m_1$  и  $m_2$  есть

$$V_G(r) = -\frac{G_N m_1 m_2}{r}.$$

Здесь  $r$  – расстояние между частицами и  $G_N$  – гравитационная константа.

Безразмерная гравитационная константа взаимодействия

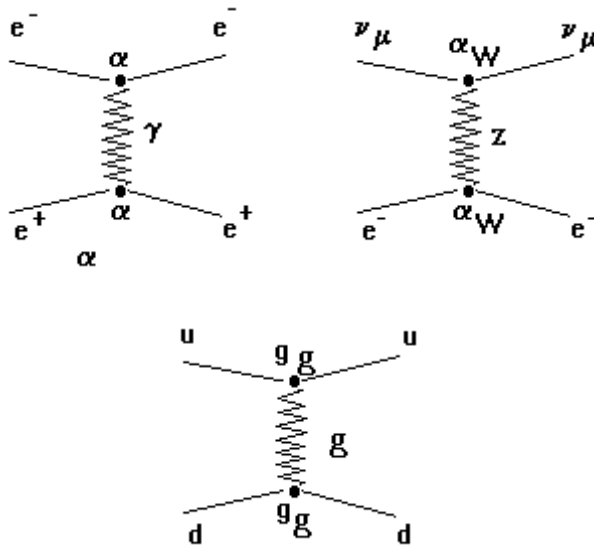
$$\alpha_G = \frac{G_N m^2}{\hbar c} = \frac{|V(R_{\text{int}})|}{mc^2}$$

имеет смысл энергии взаимодействия частиц с  $m = m_1 = m_2$  на расстоянии  $R_{int} = \hbar/mc$ .

Безразмерная константа взаимодействия для электромагнитного, слабого и сильного взаимодействия определяются аналогичными соотношениями

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}, \quad \alpha_W = \frac{g_W^2}{\hbar c}, \quad \alpha_S = \frac{g_S^2}{\hbar c}.$$

Эти константы определяют интенсивность процессов и распадов. Приведем некоторые примеры:



Значения констант взаимодействия представлены в табл. 5.

Таблица 5. Фундаментальные взаимодействия.

Взаимодействие	Константа взаимодействия	Источник сил	$V(r)$	$R_{int}$ (м)	$\tau_{int}$ (сек)	Взаимодействующие частицы
Гравитационное	$\alpha_G \cong 10^{-40}$ при $m \cong m_p$	Тензор энергии-импульса	$\sim 1/r$	$\infty$	$\infty$	Все частицы с массой и фотон
Электромагнитное	$\alpha = 1/137$	Электрический заряд	$1/r$	$\infty$	$10^{-20}$	Все частицы с $Q \neq 0$ и фотон
Слабое	$\alpha_W \cong 10^{-5}$ при $m \cong m_p$	Заряд слабого взаимодействия	Короткодействующие силы	$10^{-18}$	$10^{-8}$	Лептоны и кварки
Сильное	$\alpha_S \cong 15$ при $r \cong r_p$	Обмен пионом.	$\sim r$ ( $r > r_p$ )	$< 10^{-15}$	$10^{-23}$	Кварки и глюоны

$\alpha_S = \alpha_{g(r)}$ при $r \ll r_p$	Цветовой заряд (обмен глюоном)	$\sim 1/r$ ( $r \ll r_p$ )	$\ll 10^{-15}$	
---	---	-------------------------------	----------------	--

Кроме того, в таблице указаны: источник сил, зависимость потенциала взаимодействия от расстояния  $r$ , область действия сил  $R_{\text{int}}$  и типичное время взаимодействия  $\tau_{\text{int}}$ .

Из таблицы можно увидеть, что гравитационная константа очень мала. Поэтому гравитационные взаимодействия можно не учитывать в физике элементарных частиц.

Константа сильных взаимодействий имеет существенно разные значения в двух областях по  $r$ :

$$\alpha_S \cong 15 \quad \text{при } r \cong r_p$$

$$\alpha_S = \alpha_{g(r)} \quad \text{при } r \ll r_p$$

Сильные взаимодействия имеют существенно разную зависимость от расстояния  $r$  между кварками:

$$V_s(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r)}{r} + \lambda r$$

В области взаимодействия  $r \cong r_p$ , где  $r_p = 10^{-15}$  м (радиус протона), сила взаимодействия постоянна (потенциал линейно растет с  $r$ ). Это приводит к удержанию кварков в объеме радиуса

$$R_c = \hbar c / \Lambda_c,$$

где

$$\Lambda_c \cong 0.2 \div 0.3 \text{ ГэВ}$$

типичная энергетическая шкала для сильных взаимодействий. Это свойство называется «Удержание кварков». На малых расстояниях ( $r \ll r_p$ ) взаимодействие между цветными кварками похоже на кулоновское взаимодействие, но «константа»

$$\alpha_g = \frac{1}{\frac{b_0}{2\pi} \log\left(\frac{\hbar c}{\Lambda_c r}\right)}$$

стремится к нулю при  $r \rightarrow 0$ . Сила притяжения между кварками уменьшается. Поэтому кварки в адронах ведут себя как свободные частицы.

Это свойство называется «Асимптотическая свобода». Остаточные силы цветового взаимодействия при  $r > r_p$  связывают протоны и нейтроны в ядрах так же, как остаточные кулоновские силы связывают атомы в молекулах.

### **Контрольные вопросы**

1. Какие частицы являются переносчиками взаимодействий?

$\gamma$ ,  $Z^0$ ,  $W^\pm$ ,  $g$

*Сильного ?*

*Слабого?*

*Электромагнитного?*

2. Потенциалы взаимодействия каких сил уменьшаются с  $r$  как  $1/r$ ?

*Сильного ?*

*Слабого?*

*Электромагнитного?*

*Гравитационного?*

3. Какие силы увеличиваются с ростом  $r$ ?

*Сильные ?*

*Слабые?*

*Электромагнитные?*

*Гравитационные?*

4. В чем причина уменьшения силы между кварками при малых  $r$ ?

*Поведение потенциала как  $V(r) \sim r$ ?*

*Уменьшение константы взаимодействия  $\alpha_S$ ?*

*Компенсация цветовых зарядов?*

5. Укажите строку с числами в последовательности увеличения времени взаимодействия между различными силами:

*Сильное      Слабое      Электромагнитное      Гравитационное*

<i>1</i>	<i>2</i>	<i>3</i>	<i>4</i>	<i>?</i>
<i>1</i>	<i>3</i>	<i>2</i>	<i>4</i>	<i>?</i>
<i>4</i>	<i>1</i>	<i>3</i>	<i>2</i>	<i>?</i>
<i>3</i>	<i>2</i>	<i>1</i>	<i>4</i>	<i>?</i>

## Кварковая структура адронов

### 0.1. Краткий диалог

– Играли ли Вы в кубики в детстве?

*Если да, то из кубиков Вы составляли картинки с изображением домов, автомобилей и т.п.*

**Теперь Вы узнаете, как сконструировать наблюдаемые элементарные частицы из кварков так же, как из кубиков картинки.**

– Играли ли Вы в кубик Рубика?

*Если да, то Вы почти специалист в физике элементарных частиц.*

**Вы можете составить комбинацию белого цвета из цветных кварков и построить протон, пион и т.д.**

Мы предлагаем Вам интересную игру под названием «Построение элементарных частиц из кварков».

### 0.2. Аннотация

Занятие 2 знакомит читателя с основными понятиями кварковой структуры адронов.

Часть 1 «Открытие кварков» посвящена истории открытия кварков и не содержит упражнений.

Части 2-4 вводят основные понятия и свойства адронов и содержат набор упражнений. Если Вы даёте неверный ответ, то компьютер возвращает Вас к началу раздела для более внимательного его изучения.

### 0.3. Полезная литература

Мы рекомендуем для чтения следующие учебники и книги.

1. Д.Перкинс. Введение в физику высоких энергий. М., «Энергоиздат», 1991.
2. Ю.М.Широков, Н.П.Юдин. Ядерная физика. М., «Наука», 1980.
3. Ш.Ли Глэшоу. Очарование физики. Ижевск, НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2002.

## 1.1. Гипотеза Гелл-Манна и Цвейга

В 1964 году американские физики Гелл-Манн и Цвейг предположили, что

все адроны (мезоны и барионы) являются сложными системами и состоят из кварков:

барион – из трех кварков:  $B = qqq$ .

мезон – из кварка и антикварка  $M = q\bar{q}$ .

Имя «кварк» Гелл-Манн взял из повести Дж.Джойса, герой которой часто повторяет мистическую фразу: «Три кварка, три кварка для мистера Марка».

Чтобы объяснить существовавшие в то время адроны, пришлось присвоить кваркам особые квантовые числа, в том числе дробный заряд в единицах заряда электрона. Три кварка  $u$ ,  $d$ , и  $s$  должны иметь следующие квантовые числа:

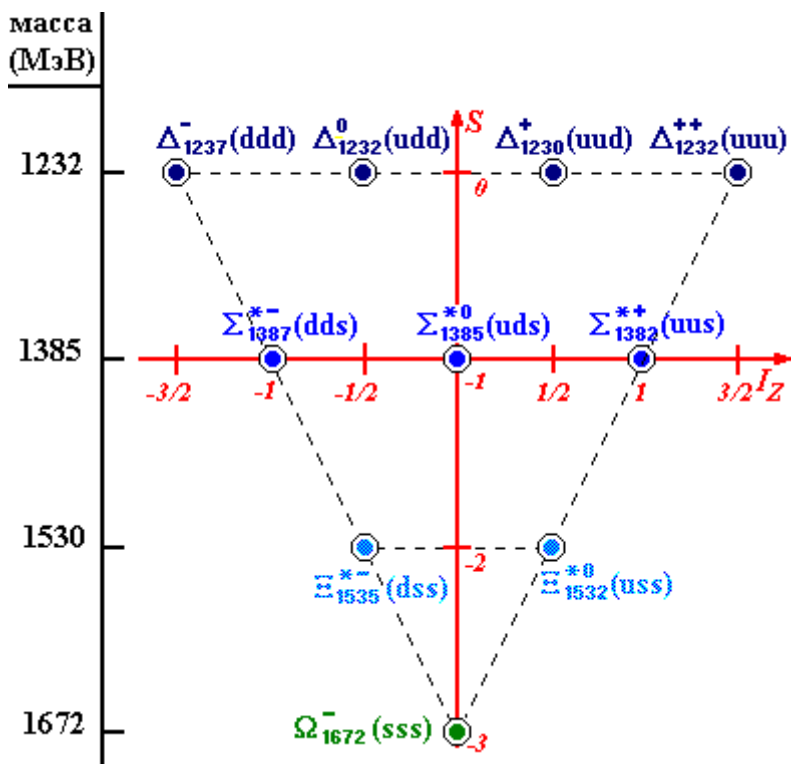
	$u$	$d$	$s$
$Q$ , доля электрического заряда ( $z/e$ )	2/3	-1/3	-1/3
$I_z$ , проекция изоспина	1/2	-1/2	0
$s$ , странность	0	0	-1
$J$ , спин	1/2	1/2	1/2

Ярким результатом правильности модели явилось предсказание  $\Omega$ -бариона с массой  $m(\Omega) = 1672$  МэВ и странностью  $s = -3$ . Частица была обнаружена в Брукхейвенской национальной лаборатории (США) в том же 1964 году. Существование этой частицы явилось поводом для введения квантового числа «цвет», приписываемого каждому кварку.

Известная к тому времени группа частиц была разделена на три подгруппы с близкими массами. Отличие масс  $\Delta m$  в разных подгруппах ( $\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}$ ), ( $\Sigma^{*-}, \Sigma^{*0}, \Sigma^{*+}$ ), ( $\Xi^{*-}, \Xi^{*0}$ ) составляло 142 МэВ. Каждая подгруппа имела свое квантовое число  $s = 0, -1, -2$  (странность), изменяющееся по мере роста масс частиц. Внутри подгрупп частицы располагались по их электрическому заряду от минуса к плюсу и нумеровались квантовым числом  $I_z = -3/2, -1/2, 0, 1/2, 3/2$  (проекция изоспина).

Итак на следующем рисунке мы видим перевернутую пирамиду.

Вершина пирамиды не была известна. Кварковая структура (на рис. в скобках) именно такова, чтобы описать квантовые числа барионов  $I_z$  и  $s$ . (Проверьте это самостоятельно, используя квантовые числа кварков.)



Неизвестная частица в вершине пирамиды с кварковой структурой  $(sss)$  была названа  $\Omega$ -барионом. Были предсказаны его масса  $m = 1670$  МэВ, изоспин  $I = 0$  и странность  $S = -3$ . Эти свойства были подтверждены экспериментом.

## 1.1. Эксперименты, подтверждающие свойства кварков

Наиболее экзотическое свойство кварка – его дробный электрический заряд:  $Q_q = \pm e/3, \pm 2/3e$ . Эксперименты, в которых пытались найти дробный заряд частицы, оказались безуспешными. Свободные кварки не были обнаружены.

Однако имеются эксперименты, результаты которых обнаруживают некоторые свойства кварков, подтверждают кварковую структуру адронов и образование их при столкновении частиц.

Приведем результаты таких экспериментов.

1. Относительный кварковый состав мезонов и барионов. Кварковая гипотеза предсказывает отношение сечений взаимодействия пионов ( $\pi$ ) и протонов ( $p$ ) с протоном. Оно должно быть равно отношению числа кварков в пионе и протоне.



$$\frac{\sigma_{\pi p}}{\sigma_{pp}} = \frac{2}{3}.$$

Эксперимент подтверждает это предсказание:

$$\left( \frac{\sigma_{\pi p}}{\sigma_{pp}} \right)_{\text{experiment}} = \frac{27mb}{38mb} \cong \frac{2}{3}.$$

## 2. Дробность заряда кварка

Отношение вероятностей (ширин) распада для  $\rho^0$ -,  $\omega$ - и  $\varphi$ -мезонов зависит от электрических зарядов кварков в соответствии с кварковым составом мезонов:

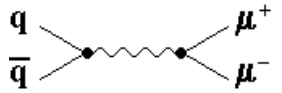
$$\Gamma(\rho^0) : \Gamma(\omega) : \Gamma(\varphi) = 9 : 1 : 2.$$

Экспериментальный результат

$$\Gamma(\rho^0) : \Gamma(\omega) : \Gamma(\varphi) = (8.8 \pm 2.6) : 1 : (1.7 \pm 0.41)$$

подтверждает это заключение.

Рождение пары  $\mu^+ \mu^-$  на ядре  $^{12}\text{C}$  пропорционально квадрату заряда антикварка в механизме Дрелла-Яна. Механизм Дрелла-Яна описывается простейшей диаграммой



Поскольку  $\pi^- = (d\bar{u})$  и  $\pi^+ = (u\bar{d})$ , то

$$\frac{\sigma(\pi^- + ^{12}\text{C} \rightarrow \mu^+ \mu^- + \dots)}{\sigma(\pi^+ + ^{12}\text{C} \rightarrow \mu^+ \mu^- + \dots)} = \frac{Q_u^2}{Q_d^2} = 4.$$

## 3. Рождение нового кваркового поколения

При создании кварковой модели было достаточно трех кварков:  $u$ ,  $d$  и  $s$ . Теперь известны экспериментальные доказательства существования еще трех кварков:  $c$ ,  $b$  и  $t$ .

Возможность образования адронов с кварками новых поколений появляется с ростом энергии сталкивающихся частиц, т.к. массы новых кварков больше.

Отношение сечений рождения адронов и  $\mu^+ \mu^-$ -пар в  $e^+ e^-$ -столкновениях равно сумме квадратов электрических зарядов  $Q_q$  кварков, которые могут родиться при заданной полной энергии  $E_{CM}$ . Эта сумма включает в себя также суммирование по цвету кварка  $\alpha = 1, 2, 3$ .

$$R = \frac{\sigma(e^+ e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = \sum_q \sum_{\alpha} Q_q^2(\alpha).$$

Из рис. 2 мы видим, что отношение достигает значений 2, 10/3, 11/3 и 5, которые становятся возможными с генерацией новых кварков ( $u, d, s$ ),  $c, b, t$ .

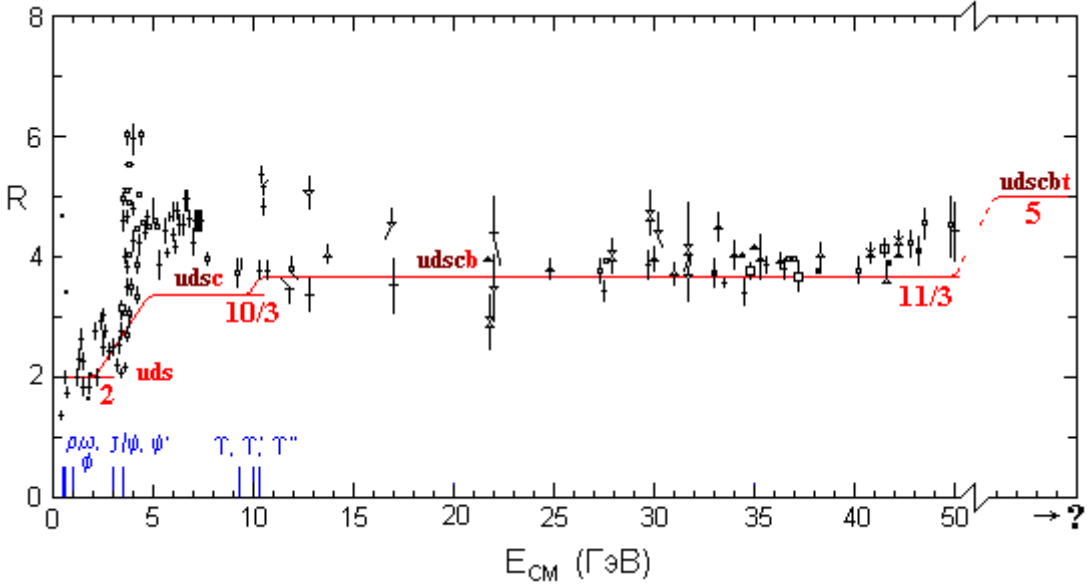


Рис. 2. Зависимость отношения  $R$  от полной энергии в системе центра масс  $E_{CM}$ . Корреляция  $R$  с новыми поколениями кварков подтверждена до рождения  $b$ -кварка. Рождение  $t$ -кварка в  $e^+e^-$  при этих энергиях не достигнуто.

#### 4. Рождение адронных струй

Адронная струя (см. рис. 3) – яркое доказательство существования кварка. Это наблюдаемая форма проявления кварка.

Редкие события рождения адронных струй наблюдались в  $e^+e^-$  и  $p\bar{p}$  столкновениях при высоких энергиях.

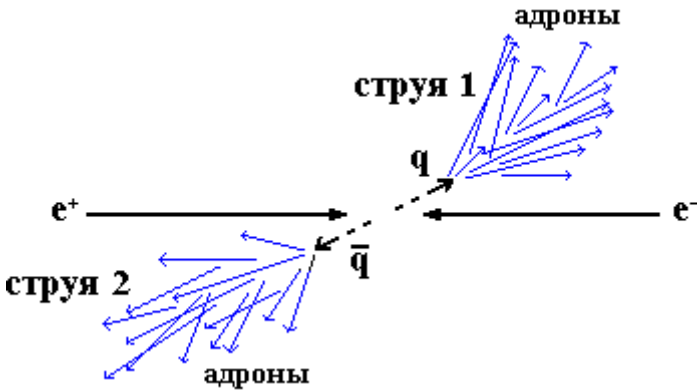


Рис. 3. Кварковые струи, состоящие из адронов.

Группировка направлений движения адронов в струе позволяет понять, что они образовались из одной частицы – кварка.

Теория предсказывает, что сначала рождается пара кварк-антикварк в противоположных направлениях, а затем адронная струя образуется вследствие адронизации кварков. Эксперименты в DESY (Германия) и SLAC (США) по рождению струй дают наиболее явное доказательство существования кварков.

### 1.3. Гипотеза ненаблюдаемости свободных кварков

Необходимость объяснения отсутствия свободных кварков привела к гипотезе невылетания кварков.

Теория сильных взаимодействий (КХД) описывает взаимодействие кварков посредством цветового глюонного поля. Это аналогично тому, как электрические заряды взаимодействуют посредством электрического поля. Ярким отличием цветового поля является рост его потенциала взаимодействия с увеличением расстояния между кварками. Как только два кварка удалятся на расстояние, где энергия цветового поля будет достаточной, чтобы образовать адронную пару, эта пара частиц образуется. При больших энергиях удаляющихся кварков могут родиться струи.

Каждый кварк имеет цветовой заряд. Но адрон имеет нейтральный заряд (белый цвет). Все адроны бесцветны.

Гипотеза ненаблюдаемости кварков:

**Невозможно наблюдать  
свободные цветовые объекты микромира  
(цветовой конфайнмент).**

**Можно наблюдать только бесцветные объекты – адроны.**

### 2.1. Таблица квантовых чисел кварков

Элементарные частицы (адроны) состоят из кварков  $q$  и антикварков  $\bar{q}$ . Имеется 6 видов кварков:

$$q = u, d, s, c, b, t,$$

которые отличаются ароматом. В табл. 1 представлены: ароматы кварков, их электрические заряды ( $Q$ ), проекции изоспина ( $I_z$ ), странность ( $s$ ), очарование ( $c$ ), прелесть ( $b$ ), истинность ( $t$ ), барионные заряды ( $B$ ), гиперзаряды ( $Y$ ).

Таблица 1. Квантовые числа кварков.

Аромат	$Q$	$I_Z$	$s$	$c$	$b$	$t$	$B$	$Y$
$u$ -quark, (330 МэВ)	+2/3	+1/2	0	0	0	0	1/3	1/3
$d$ -quark, (330 МэВ)	-1/3	-1/2	0	0	0	0	1/3	1/3
$s$ -quark, (500 МэВ)	-1/3	0	-1	0	0	0	1/3	-2/3
$c$ -quark, (1500 МэВ)	+2/3	0	0	+1	0	0	1/3	-2/3
$b$ -quark, (5000 МэВ)	-1/3	0	0	0	-1	0	1/3	-2/3
$t$ -quark, (174000 МэВ)	+2/3	0	0	0	0	+1	1/3	-2/3

Первые шесть столбцов представляют главные квантовые числа. Последние два – зависящие от них квантовые числа. Они вычисляются с помощью соотношений:

$$B = 2(Q - I) - (s + c + b + t);$$

$$Y = B + s - c + b - t.$$

Эти уравнения справедливы также для мезонных и барионных квантовых чисел.

Каждый кварк имеет свой собственный антикварк с противоположным знаком аддитивного квантового числа.

Кварк и антикварк имеют один и тот же спин 1/2, но противоположную четность

$$P_q = -P_{\bar{q}}.$$

Квантовые числа  $q$  и  $\bar{q}$  представлены в табл. 2.

Таблица 2. Квантовые числа кварков и антикварков.

	$Q$	$I_Z$	$s$	$c$	$b$	$t$
$u$	+2/3	+1/2	0	0	0	0
$d$	-1/3	-1/2	0	0	0	0
$s$	-1/3	0	-1	0	0	0
$c$	+2/3	0	0	+1	0	0
$b$	-1/3	0	0	0	-1	0
$t$	+2/3	0	0	0	0	+1

	$Q$	$I_Z$	$s$	$c$	$b$	$t$
$\bar{u}$	-2/3	-1/2	0	0	0	0
$\bar{d}$	+1/3	+1/2	0	0	0	0
$\bar{s}$	+1/3	0	+1	0	0	0
$\bar{c}$	-2/3	0	0	-1	0	0
$\bar{b}$	+1/3	0	0	0	+1	0
$\bar{t}$	-2/3	0	0	0	0	-1

## Контрольные вопросы

4. Барионный заряд кварка?
5. Спин кварка?
6. Барионный заряд антикварка?
7. Четность кварка?
8. Спин антикварка?
9. Четность антикварка?
10. Изоспиновая проекция  $u$ -кварка?
11. Изоспиновая проекция  $v$ -кварка?
12. Изоспиновая проекция  $s$ -,  $c$ -,  $b$ - и  $t$ -кварка?
13. Очарованность  $s$ -кварка?

## 2.2. Сложение квантовых чисел кварков

Квантовое число  $N(h)$  адрона  $h$  равно сумме квантовых чисел составляющих его кварков  $n_{q_i}$ .

Примечание:

Спин  $S$  и четность  $P$  являются исключением из этого правила.

### Примеры:

Найдем квантовые числа  $\pi^+ = (u\bar{d})$ :

Кварки	Электрический заряд $Q$	Изоспиновая проекция $I_z$	Странность
$u$	+2/3	+1/2	0
$\bar{d}$	+1/3	+1/2	0
$\pi^+$	+1	+1	0

Найдем квантовые числа  $K^- = (s\bar{u})$ :

Кварки	Электрический заряд $Q$	Изоспиновая проекция $I_z$	Странность
$s$	-1/3	0	-1
$\bar{u}$	-2/3	-1/2	0
$K^-$	-1	-1/2	-1

Найдем квантовые числа  $\Delta^0 = (udd)$ :

Кварки	Электрический заряд $Q$	Изоспиновая проекция $I_z$	Странность
$u$	+2/3	+1/2	0
$d$	-1/3	-1/2	0
$d$	-1/3	-1/2	0
$\Delta^0$	0	-1/2	0

### Контрольные вопросы

Определите квантовые числа следующих адронов

согласно их кварковому составу:

$$K^+ = (u\bar{s}), \quad n = (udd), \quad \Omega^- = (sss), \quad Y = (b\bar{b}),$$

$$\pi^- = (d\bar{u}), \quad p = (uud), \quad \bar{p} = (\bar{u}\bar{u}\bar{d}).$$

### 3.1. Квантовые числа адронов

Адроны являются сильновзаимодействующими частицами. Адроны с электрическим зарядом взаимодействуют также электромагнитным образом. Все адроны можно разделить на два класса: мезоны и барионы.

	Кварковая структура	Барионный заряд $B$	Спин $S$
Мезоны	$M = (q_i, \bar{q}_j)$	0	0, 1, 2, ... (Бозоны)
Барионы	$B = (q_i, q_j, q_k)$	+1, -1	1/2, 3/2, ... (Фермионы)

#### Примеры:

$$\text{Пион: } \pi^- (140 \text{ МэВ}) = (d\bar{u}) \quad B_{\pi^-} = 0, \quad J_{\pi^-} = 0$$

$$\text{Протон: } p (938 \text{ МэВ}) = (uud) \quad B_p = 1, \quad J_p = 1/2$$

Общепринятым обозначением адрона является формула

$$h^Q(m)I(J^P),$$

где  $h$  – название адрона,  $m$  – масса в МэВ/с<sup>2</sup>,  $Q$  – электрический заряд в единицах заряда электрона,  $I$  – изоспин,  $J$  – спин,  $P$  – четность.

**Примеры:**

$$\pi^- (140 \text{ МэВ})1(0^-);$$

$$p (938 \text{ МэВ})1/2(1/2^+).$$

(См. табл. 2.)

**Контрольные вопросы**

Определите кварковую структуру следующих мезонов и барионов:

Частица	$B$	$Q$	$s$
$\Delta^{++} (1232)$	1	2	0
$K^0 (498)$	0	0	1
$\pi^- (140)$	0	-1	0
$\Omega^- (1672)$	1	-1	-3
$p (938)$	1	1	0
$\pi^+ (140)$	0	1	0

**3.2. Мезоны из  $u$ ,  $d$  и  $s$  кварков**

Неаддитивными квантовыми числами адронов являются его спин  $\vec{J}$ , изоспин  $\vec{I}$  и четность  $P$ .

**$\vec{J}$  – Спин**

Спин адрона определяется векторной суммой

$$\vec{J} = \vec{S} + \vec{L}.$$

Здесь  $\vec{S}$  - векторная сумма спинов кварков

Для мезонов  $M = (q_1\bar{q}_2)$ .

$$\begin{array}{cc} \uparrow q_1 & \uparrow \bar{q}_2 & \uparrow q_1 & \downarrow \bar{q}_2 \\ \mathbf{S} = 1/2 + 1/2 = \mathbf{1} & & \mathbf{S} = 1/2 - 1/2 = \mathbf{0} \end{array}$$

Для барионов  $B = (q_1 q_2 q_3)$ .

$$\begin{array}{cc} \uparrow q_1 & \uparrow q_2 & \uparrow q_3 & \uparrow q_1 & \uparrow q_2 & \downarrow q_3 \\ \mathbf{S} = 1/2 + 1/2 + 1/2 = \mathbf{3/2} & & & \mathbf{S} = 1/2 + 1/2 - 1/2 = \mathbf{1/2} \end{array}$$

$\vec{L}$  – орбитальный угловой момент.

Для адронов с наименьшими массами  $L = 0$ . В этой лекции мы будем рассматривать только состояния с  $L = 0$ .

**$P$  – четность**

Четность вычисляется по следующим формулам:

$$P_M = \pi_{q_1} \pi_{q_2} (-1)^L = (-1)^{L+1} = \begin{cases} +1, & L = \text{even} \\ -1, & L = \text{odd} \end{cases}$$

$$P_B = \pi_{q_1} \pi_{q_2} \pi_{q_3} (-1)^L = \begin{cases} -1^L, & \text{for } B \\ -1^{L+1}, & \text{for } \bar{B} \end{cases}$$

$\vec{I}$  – изоспин адрона,  $I_Z$  – проекция изоспина

Изоспин определяется формулами

$$\begin{aligned} \vec{I} &= \sum_i \vec{I}_{q_i} \\ I_Z &= \sum_i (I_Z)_{q_i} \\ |I| &\leq I \end{aligned}$$

Напомним:

1. Только  $u$  и  $d$  кварки имеют изоспин.
2.  $q$  и  $\bar{q}$  имеют противоположные направления вектора изоспина.

Поэтому:

Изоспин мезонов  $\vec{I}_M = 0$ .

Изоспин барионов  $\vec{I}_B = 0, 1/2, 3/2$ .

Теперь можно построить схему мезонных нонетов с  $L = 0$  (см. следующее упр.).



Псевдоскалярный нонет соответствует  $J^P = 0^-$ , когда спины  $q$  и  $\bar{q}$  антипараллельны и .

Нонет векторных мезонов соответствует  $J^P = 1^-$ , когда спины  $q$  и  $\bar{q}$  параллельны и .

### Упражнение

Последовательно отвечая на следующие вопросы, построить мезонные нонеты.

1. Какова кварковая структура  $\pi^+$  и  $\rho^+$  мезонов, представленных на рис. со знаком «?»»
2. Какова кварковая структура  $K^+$  и  $K^{*+}$  мезонов, представленных на рис. со знаком «?»»
3. Какова кварковая структура  $K^0$  и  $K^{*0}$  мезонов, представленных на рис. со знаком «?»»
4. Какова кварковая структура  $\pi^-$  и  $\rho^-$  мезонов, представленных на рис. со знаком «?»»
5. Какова кварковая структура  $K^-$  и  $K^{*-}$  мезонов, представленных на рис. со знаком «?»»
6. Какова кварковая структура  $\bar{K}^0$  и  $\bar{K}^{*0}$  мезонов, представленных на рис. со знаком «?»»
7. Какова кварковая структура  $\eta$ ,  $\pi^0$ ,  $\eta'$ ,  $\omega$ ,  $\rho^0$  и  $\phi$  мезонов, представленных на рис. со знаком «?»»



Подсказки для упражнения

1. Определите  $I_z$  и  $S$  мезонов в соответствии с их расположением по осям  $I_z$  и  $S$  на рисунке и запомните или запишите их.
2. Используйте табл. 3 «Квантовые числа кварков и антикварков».
3. Выберите такие  $q$  и  $\bar{q}$ , чтобы сумма их квантовых чисел была равна  $(I_z)_M$  и  $S_M$ .
4. Выберите эту комбинацию  $(q\bar{q})$  из списка.

Сравните вычисленные Вами значения  $Q_M$ ,  $(I_z)_M$  и  $S_M$  со значениями в следующей таблице.

	$Q$	$I_z$	$S$
$d$	$-1/3$	$-1/2$	$0$
$\bar{u}$	$-2/3$	$-1/2$	$0$
<b>Мезон</b>	$-1$	$-1$	$0$

	$Q$	$I_z$	$S$
$u$	$2/3$	$1/2$	$0$
$\bar{s}$	$1/3$	$0$	$1$
<b>Мезон</b>	$1$	$1/2$	$1$

	$Q$	$I_z$	$S$
$s$	$-1/3$	$0$	$-1$
$\bar{d}$	$1/3$	$1/2$	$0$
<b>Мезон</b>	$0$	$1/2$	$-1$

	$Q$	$I_z$	$S$
$d$	$-1/3$	$-1/2$	$0$
$\bar{s}$	$1/3$	$0$	$1$
<b>Мезон</b>	$0$	$-1/2$	$1$

	$Q$	$I_z$	$S$
$s$	$-1/3$	$0$	$-1$
$\bar{u}$	$-2/3$	$-1/2$	$0$
<b>Мезон</b>	$-1$	$-1/2$	$-1$

	$Q$	$I_z$	$S$
$u$	$2/3$	$1/2$	$0$
$\bar{d}$	$1/3$	$1/2$	$0$
<b>Мезон</b>	$1$	$1$	$0$

	$Q$	$I_z$	$S$
$u(d, s)$	$2/3 (-1/3, -1/3)$	$1/2 (-1/2, 0)$	$0 (0, -1)$
$\bar{u}(\bar{d}, \bar{s})$	$-2/3 (1/3, 1/3)$	$-1/2 (1/2, 0)$	$0 (0, 1)$
<b>Мезон</b>	$0 (0, 0)$	$0 (0, 0)$	$0 (0, 0)$

### 3.3. Барионы из $u$ , $d$ и $s$ кварков

Барионы состоят из трех любых кварков, т.е.  $B = (q_1 q_2 q_3)$ :

$$\begin{array}{ccc}
 \uparrow q_1 & \uparrow q_2 & \uparrow q_3 \\
 \uparrow q_1 & \uparrow q_2 & \downarrow q_3
 \end{array}$$

$$S = 1/2 + 1/2 + 1/2 = \boxed{3/2} \quad S = 1/2 + 1/2 - 1/2 = \boxed{1/2}$$

Спин бариона  $\vec{J} = \vec{S} + \vec{L}$ , поэтому он равен  $1/2, 3/2, \dots$  и т.д.  
 Изоспин бариона  $I = 1/2, 3/2, \dots$

Четность бариона вычисляется следующим образом:

$$P_B = \pi_{q_1} \pi_{q_2} \pi_{q_3} (-1)^L = \begin{cases} -1^L, & \text{for } B \\ -1^{L+1}, & \text{for } \bar{B} \end{cases}$$

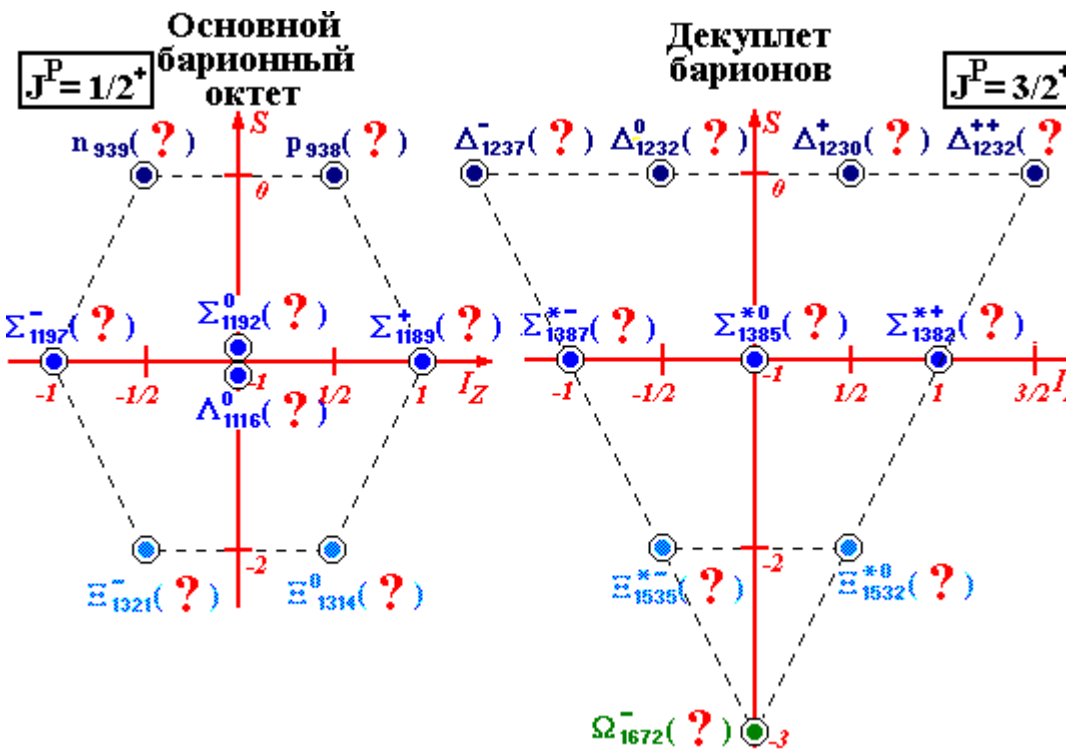
Теперь мы можем построить схему октета ( $\bar{J}_B = 1/2$ ) и декуплета ( $\bar{J}_B = 3/2$ ) с  $L = 0$  в следующем компьютерном упражнении.

Октет соответствует сумме спинов кварков  $\bar{S} = 1/2$ , декуплет —  $\bar{S} = 3/2$ .

### **Упражнение**

Последовательно отвечая на следующие вопросы, построить барионные октет и декуплет.

1. Какова кварковая структура барионов  $p$  и  $\Delta^+$ , представленных на рис. со знаком «?»»
2. Какова кварковая структура барионов  $n$  и  $\Delta^0$ , представленных на рис. со знаком «?»»
3. Какова кварковая структура бариона  $\Delta^{++}$ , представленного на рис. со знаком «?»»
4. Какова кварковая структура бариона  $\Delta^-$ , представленного на рис. со знаком «?»»
5. Какова кварковая структура барионов  $\Sigma^+$  и  $\Sigma^{*+}$ , представленных на рис. со знаком «?»»
6. Какова кварковая структура барионов  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^0$  и  $\Sigma^{*0}$ , представленных на рис. со знаком «?»»
7. Какова кварковая структура барионов  $\Sigma^-$  и  $\Sigma^{*-}$ , представленных на рис. со знаком «?»»
8. Какова кварковая структура барионов  $\Xi^0$  и  $\Xi^{*0}$ , представленных на рис. со знаком «?»»
9. Какова кварковая структура барионов  $\Xi^-$  и  $\Xi^{*-}$ , представленных на рис. со знаком «?»»
10. Какова кварковая структура бариона  $p$  и  $\Omega^-$ , представленного на рис. со знаком «?»»



Подсказки для упражнения

1. Определите  $I_Z$  и  $S$  барионов в соответствии с их расположением по осям  $I_Z$  и  $S$  на рисунке и запомните или запишите их.
2. Используйте табл. 3 «Квантовые числа кварков и антикварков».
3. Выберите такие  $q_1, q_2$  и  $q_3$ , чтобы сумма их квантовых чисел была равна  $(I_Z)_B$  и  $S_B$ .
4. Выберите эту комбинацию ( $q_1, q_2$  и  $q_3$ ) из списка.

Сравните вычисленные Вами значения  $Q_B, (I_Z)_B$  и  $S_B$  со значениями в следующей таблице.

	$Q$	$I_z$	$S$
$s$	$-1/3$	$0$	$-1$
$s$	$-1/3$	$0$	$-1$
$s$	$-1/3$	$0$	$-1$
<b>Барион</b>	$-1$	$0$	$-3$

	$Q$	$I_z$	$S$
$u$	$2/3$	$1/2$	$0$
$d$	$-1/3$	$-1/2$	$0$
$s$	$-1/3$	$0$	$-1$
<b>Барион</b>	$0$	$0$	$-1$

	$Q$	$I_z$	$S$
$u$	$2/3$	$1/2$	$0$
$s$	$-1/3$	$0$	$-1$
$s$	$-1/3$	$0$	$-1$
<b>Барион</b>	$0$	$1/2$	$-2$

	$Q$	$I_z$	$S$
$d$	$-1/3$	$-1/2$	$0$
$d$	$-1/3$	$-1/2$	$0$
$d$	$-1/3$	$-1/2$	$0$
<b>Барион</b>	$-1$	$-3/2$	$0$

	$Q$	$I_z$	$S$
$d$	$-1/3$	$-1/2$	$0$
$s$	$-1/3$	$0$	$-1$
$s$	$-1/3$	$0$	$-1$
<b>Барион</b>	$-1$	$-1/2$	$-2$

	$Q$	$I_z$	$S$
$u$	$2/3$	$1/2$	$0$
$d$	$-1/3$	$-1/2$	$0$
$d$	$-1/3$	$-1/2$	$0$
<b>Барион</b>	$1$	$-1/2$	$0$

	$Q$	$I_z$	$S$
$d$	$-1/3$	$-1/2$	$0$
$d$	$-1/3$	$-1/2$	$0$
$s$	$-1/3$	$0$	$-1$
<b>Барион</b>	$-1$	$-1$	$-1$

	$Q$	$I_z$	$S$
$u$	$2/3$	$1/2$	$0$
$u$	$2/3$	$1/2$	$0$
$d$	$-1/3$	$-1/2$	$0$
<b>Барион</b>	$1$	$1/2$	$0$

	$Q$	$I_z$	$S$
$u$	$2/3$	$1/2$	$0$
$u$	$2/3$	$1/2$	$0$
$s$	$-1/3$	$0$	$-1$
<b>Барион</b>	$1$	$1$	$-1$

	$Q$	$I_z$	$S$
$u$	$2/3$	$1/2$	$0$
$u$	$2/3$	$1/2$	$0$
$u$	$2/3$	$1/2$	$0$
<b>Барион</b>	$2$	$3/2$	$0$

## 4.1. Цветные кварки

В дополнение к электрическому заряду кварки имеют цветовой заряд – дополнительное аддитивное квантовое число.

Кварк данного аромата может существовать в трех цветовых состояниях:

красный (к)  $u_k, d_k, s_k, c_k, b_k, t_k$   
синий (с)  $u_c, d_c, s_c, c_c, b_c, t_c$   
зеленый (з)  $u_z, d_z, s_z, c_z, b_z, t_z$

Антикварк имеет антицвет:

антикрасный (ак)  $\bar{u}_{ак}, \bar{d}_{ак}, \bar{s}_{ак}, \bar{c}_{ак}, \bar{b}_{ак}, \bar{t}_{ак}$   
антисиний (ас)  $\bar{u}_{ас}, \bar{d}_{ас}, \bar{s}_{ас}, \bar{c}_{ас}, \bar{b}_{ас}, \bar{t}_{ас}$   
антизеленый (аз)  $\bar{u}_{аз}, \bar{d}_{аз}, \bar{s}_{аз}, \bar{c}_{аз}, \bar{b}_{аз}, \bar{t}_{аз}$

Адроны не имеют цвета, поэтому цвета составляющих их кварков и антикварков должны погашать друг друга. Белым цветом считается сочетание (к-ак), (с-ас), (з-аз) и (к,с,з), (ак, ас, аз). Таким образом, адроны существуют в цвето-синглетном состоянии.

Например:

$$\pi^+ = (u_K \bar{d}_{AK})(u_3 \bar{d}_{A3})$$

$$K^0 = (d_C \bar{s}_{AC})$$

$$p = (u_K u_3 d_C)$$

$$\Delta^{++} = (u_K u_3 u_C)$$

$$\bar{n} = (\bar{u}_{AK} \bar{d}_{A3} \bar{d}_{AC})$$

Сильные взаимодействия между кварками передаются глюонами, имеющими спин  $S = 1$  и массу  $m_g = 0$ .

Глюоны также являются цветными объектами. Существует 8 различных цветовых состояний.

### Цветовые состояния

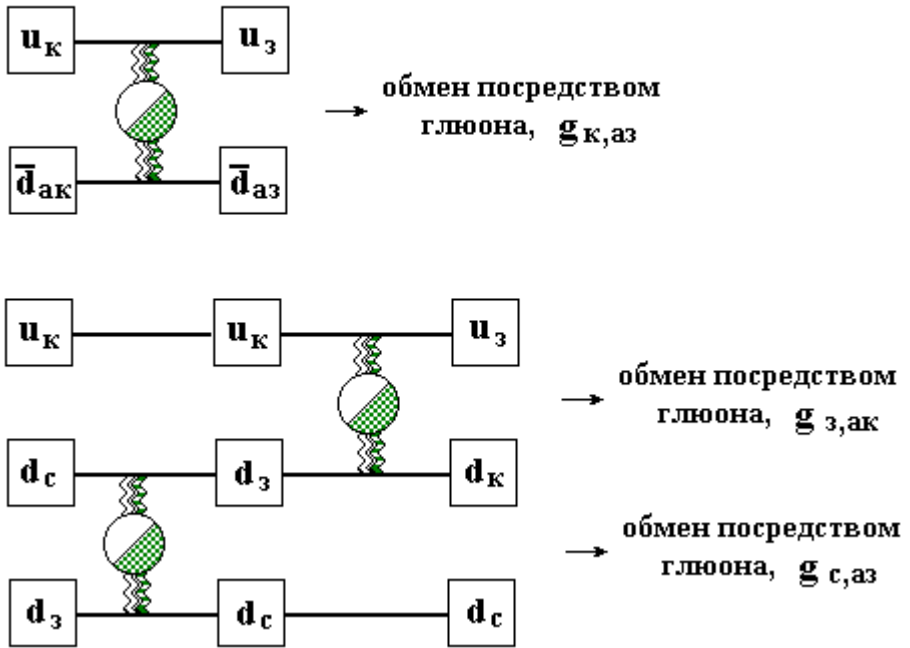
$\frac{1}{\sqrt{6}}(\mathbf{g}_{c,ac} + \mathbf{g}_{z,az} - 2\mathbf{g}_{k,ak})$	$\mathbf{g}_{k,ak}$	$\mathbf{g}_{k,az}$
$\mathbf{g}_{c,ak}$		$\mathbf{g}_{c,az}$
$\mathbf{g}_{z,ak}$	$\mathbf{g}_{z,ac}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{g}_{c,ac} - \mathbf{g}_{z,az})$

Взаимодействие между двумя цветовыми кварками осуществляется при помощи обмена глюоном. Выполняются следующие правила при обмене глюонами:

1. Цвет кварка может быть изменен или остается прежним.
2. Сумма цветов кварков не изменяется после обмена глюоном.

Из-за цветового заряда глюоны взаимодействуют между собой. Это объясняет тот факт, что кварк-кварковое взаимодействие становится малым на малых расстояниях (см. 1.3 «Асимптотическая свобода»). Особое свойство цветового взаимодействия – рост потенциальной энергии с увеличением расстояния между кварками – объясняет другое свойство сильных взаимодействий: кварковый конфайнмент.

### Примеры:



### Упражнение 1

Найти сумму квадратов зарядов кварков  $R$  с учетом цвета.

Для  $(u + d + s)$

Для  $(u + d + s + c + b + t)$

Для  $(u + d + s + c)$

Для  $(u + d + s + c + b)$

Подсказка:

Для решения этого упр. см. 2.3 «Рождение нового кваркового поколения»

### Упражнение 2

Выбрать из предложенных вариантов (среди них есть и несуществующие) правильную комбинацию кварков с учетом цвета кварков для следующих адронов:

$$\pi^+, \Sigma^+, \bar{K}^0, \Omega^-, p, \rho^0$$

$s_C \bar{u}_{AC}$	$u_K \bar{d}_{A3}$	$u_3 u_3 s_C$
$s_K s_K \bar{s}_{AK}$	$u_K u_3 d_K$	$s_K \bar{d}_{AK}$
$u_3 \bar{d}_{A3}$	$d_C \bar{d}_{AC}$	$u_3 u_3 d_3$
$\bar{s}_{AC} \bar{s}_{AC} \bar{s}_{AC}$	$s_C \bar{s}_{AC}$	$d_3 \bar{u}_{A3}$
$\bar{u}_{AK} u_3 \bar{s}_{AC}$	$\bar{u}_{AC} \bar{u}_{A3} \bar{d}_{AK}$	$u_K \bar{s}_{AK}$
$u_C u_3 d_K$	$d_3 d_K d_C$	$s_K s_3 s_3$
$u_K \bar{u}_{AK}$	$s_3 s_K s_C$	$u_K u_3 u_C$

## 4.2. Поле цветового заряда

Все кварки окружены полем цветового заряда. Оно – источник сильного взаимодействия кварков. Взаимодействие между кварками осуществляется путем обмена глюоном.

Рассмотрим аналогию между электромагнитным и сильным взаимодействием.

Электромагнитное взаимодействие	Сильное взаимодействие
Источник: электрический заряд (отталкивание и притяжение)	Источник: цветовой заряд (только притяжение)
Обмен посредством фотона ( $\gamma$ ) (электрически нейтральный)	Обмен посредством глюона (g) (имеет цветовой заряд)
Теория: Квантовая электродинамика	Теория: Квантовая хромодинамика
	



Главные свойства сильного взаимодействия:

1. Удержание цвета (конфайнмент)

Мы не можем увидеть свободный цветной кварк. Все частицы (адроны) имеют белый цвет.

2. Асимптотическая свобода

На малых расстояниях ( $r < 0.51$  фм) взаимодействие между кварками ослабевает. Поведение кварков становится поведением почти свободных частиц.

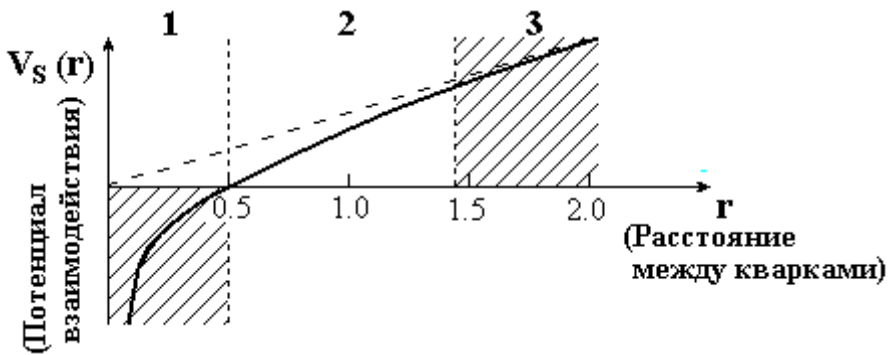
Сильное взаимодействие имеет отличительную особенность – зависимость от расстояния  $r$  между кварками

$$V_S(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_S(r)}{r} + \lambda \cdot r.$$

В области взаимодействия кварков  $r \approx r_p$  ( $r_p$  – радиус протона,  $r_p \approx 1$  фм) потенциал взаимодействия растет с ростом  $r$  как  $\sim \lambda r$ . Это приводит к удержанию кварков в объеме радиуса  $R_c = \hbar c / \Lambda_c$ , где

$$\Lambda_c = 0.2 \div 0.3 \text{ ГэВ}$$

– типичная шкала энергии для сильных взаимодействий.



При малых расстояниях  $r \ll r_p$  взаимодействие между кварками аналогично кулоновскому взаимодействию (всегда притягивающему), но константа взаимодействия

$$\alpha_s \approx \frac{1}{\lg\left(\frac{\hbar c}{\Lambda_c r}\right)}$$

стремится к нулю. Сила между кварками становится бесконечно малой. Поэтому кварки в адронах ведут себя как свободные частицы.

## Упражнение

Укажите область взаимодействия между кварками, соответствующую следующим его свойствам:

### 1. Конфайнмент

$$r < 0.1 \text{ фм} ? \quad r \approx 1 \text{ фм} ?$$

### 2. Асимптотическая свобода

$$r < 0.1 \text{ фм} ? \quad 0.1 < r < 1 \text{ фм} ?$$

---

### Примечание:

На экране компьютера используются различные цвета, что создает дополнительную наглядность изображения. Это особенно важно для последних частей занятия.

В черно-белом варианте текста, к сожалению, невозможно добиться такой наглядности.

## ПАКЕТ CORSIKA – ИНСТРУМЕНТ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ШАЛ

### Введение

Физика космических лучей давно использует атмосферу Земли как гигантский детектор частиц высоких и сверхвысоких энергий. В настоящее время несколько десятков установок, расположенных в многих странах мира, регистрируют широкие атмосферные ливни --- каскады частиц, вызванные энергичным космическим излучением.

По мере увеличения сложности экспериментальных задач и структуры установок все серьезнее становится проблема математического моделирования как самого процесса каскадного размножения частиц в атмосфере, так и реакции детекторов установок на различные типы вторичного излучения. Результаты моделирования используются для планирования эксперимента и интерпретации его результатов. Трудно сказать, кто первый осознал необходимость такого численного эксперимента, однако, сегодня он считается неотъемлемой частью эксперимента реального. Достаточно детальные расчеты проводились уже тридцать лет назад, когда возможности цифровых вычислительных машин позволили проводить статистическое моделирование ШАЛ.

Разнообразие программных средств для моделирования ШАЛ методом Монте-Карло велико: частично это пакеты, разработанные отдельными группами физиков--космиков, частично --- коды, воспринятые от ускорительных коллабораций. До недавних пор, однако, не существовало общепринятого и общедоступного программного комплекса, изначально ориентированного на разнообразные нужды экспериментаторов--исследователей ШАЛ, который, к тому же, включал бы в себя последние достижения в области моделей взаимодействия ядро-ядро и был бы сделан на достаточно высоком программистском уровне. Первым кодом, способным серьезно претендовать на это место, несомненно, является CORSIKA.

CORSIKA(COsmic Ray Simulations for KAscade) --- монте-карловская программа для изучения эволюции и свойств широких атмосферных ливней. Она была разработана для моделирования эксперимента KASCADE в Карлсруэ (Германия), нацеленном на измерение элементного состава первичного космического излучения в энергетическом диапазоне  $3 \cdot 10^{14} - 5 \cdot 10^{16}$  эВ.

Программа позволяет моделировать взаимодействия и распады ядер и других адронов, мюонов, электронов и фотонов в атмосфере до энергий порядка  $10^{20}$  эВ. Она помнит тип, энергию, положение, направление и время прихода всех вторичных частиц, рожденных в воздушном ливне и пересекающих определенный уровень наблюдения.

CORSIKA представляет собой законченный набор подпрограмм на ФОРТРАНе. Она почти полностью доступна в исходных текстах, не нуждается в дополнительных библиотеках программ для моделирования атмосферных ливней и, следовательно, может работать на любом компьютере, имеющем компилятор ФОРТРАН и достаточно оперативной памяти.

Программа состоит из четырех основных частей. Первая часть представляет собой скелет из программ общего назначения: ввода-вывода, распада частиц, прослеживания траектории частицы с учетом ионизационных потерь и отклонения частиц вследствие многократного рассеяния и влияния магнитного поля Земли. Вторая часть отвечает за взаимодействие адронов и ядер с ядрами воздуха при энергиях свыше 80 ГэВ. Третья часть моделирует взаимодействия адронов с энергиями ниже 80 ГэВ. Четвертая часть рассматривает взаимодействия электронов, позитронов и фотонов. В пакете CORSIKA имеется несколько альтернативных программных блоков, выполняющих функции трех последних частей с различной точностью и затратами машинного времени.

Для моделирования адронных взаимодействий высокой энергии можно использовать генератор столкновений ультрарелятивистских ионов VENUS Клауса Вернера, подробно моделирующий рождение, взаимодействие и фрагментацию цветных струн, или пакет HDPM Капдевиля, простой монте-карловский генератор, основанный на модели DPM (дуальной партонной модели), пытающийся воспроизвести соответствующие кинематические распределения, основываясь на эксперименте или теоретических предсказаниях. Кроме того, имеются модель министруй SIBYLL Гэйссера и Станева, модель кварк-глюонных струн QGSJET Калмыкова и Остапченко, а также вариант DPM DPMJET-II.4 Ранфта. Каждая из моделей имеет свои сечения взаимодействия адронов при энергии выше 80 ГэВ, которые могут быть выбраны независимо от собственно модели адронных взаимодействий.

Низкоэнергичные адронные взаимодействия можно моделировать или по программе GHEISHA Фезефельдта, признанной монте-карловской программе, работающей вплоть до энергий в несколько сот ГэВ, или по более простой и быстрой

программе, основанной на модели ISOBAR и модели файерболов. Группа разработчиков CORSIKA рекомендует использовать программу GHEISHA для моделирования адронных взаимодействий при низких энергиях.

Электронно-фотонные каскады можно моделировать по программе EGS4 (SLAC), прямо прослеживающей траектории частиц и их взаимодействия, или рассчитывать по аналитическим аппроксимациям NKG, дающим электронные плотности в заданных точках и полное число электронов на заданном уровне.

Возможно также прямое моделирование черенковского света в воздухе, прослеживание электронных и мюонных нейтрино и антинейтрино, а также рассмотрение почти горизонтальных ливней. Для сокращения времени моделирования ливней ультравысоких энергий (свыше  $10^{16}$  эВ) можно использовать вариант программы, осуществляющий моделирование с весами, в котором прямо прослеживается только часть вторичных частиц. Имеется также версия программы, предназначенная специально для тестирования моделей адронных взаимодействий.

Группа разработчиков пакета CORSIKA создала набор подпрограмм общего назначения, лишь немного изменила упомянутые выше программы других авторов, разработала необходимые интерфейсы между ними и довольно удобный интерфейс пользователя. Группа также постоянно занимается поддержкой пакета: поиском и исключением ошибок, модернизацией моделей и адаптацией новых пакетов, распространением пакета в мировом сообществе космиков, общением с пользователями. Она также несет ответственность за еще не обнаруженные ошибки, поэтому разработчики призывают пользователей не передавать пакет новым пользователям и, вместо этого, адресовать их непосредственно к первоисточнику.

Вместе с тем необходимо отметить, что в пакете CORSIKA в зачаточном состоянии находятся средства для описания детекторов, а средства обработки результатов отсутствуют как таковые. Последние, правда, могут легко быть заимствованы из библиотеки CERN.

## **1. Требования к вычислительной системе**

Пакет требует для своей работы значительных вычислительных ресурсов. В зависимости от выбранной модели адронного взаимодействия и функциональной версии (NKG, EGS, CERENKOV, HORIZONTAL, TESTINT, THINNING и т.д.) может потребоваться от 20 до 60 Мб оперативной памяти. Время

моделирования зависит от модели, функциональной версии и значений многочисленных параметров. Например, комбинация VENUS + EGS + CERENKOV для ливня с энергией 1 ТэВ требует нескольких минут на стандартном PENTIUM 100 MHz. Необходимое дисковое пространство сильно зависит от задачи, если использовать предлагаемый разработчиками выводной файл DATXXXXXX, содержащий информацию о каждой частице на нескольких уровнях наблюдения, то надо располагать несколькими свободными мегабайтами на каждый ливень с энергией порядка 1 ТэВ.

Такого рода ресурсами обычно располагают рабочие станции и специально оборудованные персональные компьютеры, работающие под управлением многозадачной и многопользовательской операционной системой UNIX (Linux). Даже если компьютер не располагает реальной оперативной памятью нужного размера, операционная система расширяет поле памяти за счет дискового пространства. Кроме того, многопользовательская система экономит ресурсы, позволяя использовать одни и те же исполняемые файлы и файлы данных нескольким пользователям.

## **2.Использование реальной вычислительной системы для выполнения задачи**

В учебных целях пакет CORSIKA установлен на компьютере PENTIUM, работающем под Linux. Предполагается, что человек, выполняющий упражнения (всюду далее --- пользователь), является зарегистрированным пользователем данной машины, то есть, обладает идентификатором, знает соответствующий пароль и имеет в своем распоряжении некоторое дисковое пространство. Желательно также знание основ операционной системы UNIX (Linux). Доступ к серверу возможен с любого рабочего места --- компьютера, подключенного к глобальной сети и способного эмулировать терминал сервера. Детально вопросы использования вычислительной системы необходимо обсудить с ведущим преподавателем.

Каталог диска сервера, в котором установлен пакет CORSIKA, содержит два подкаталога --- VENUS и QGSJET, каждый из которых содержит исполняемый модуль (соответственно, VENUS+CERENKOV и QGSJET+CERENKOV) и все необходимые для моделирования файлы данных, кроме вводного управляющего файла. Каталог также содержит оригинальное описание пакета в виде ps-файла. ps-файл можно просматривать с помощью программы (команды) ghostview, если рабочее место обеспечивает

эмуляцию X-терминала (окна X-Windows) сервера.

Исполняемые файлы (программные модули, готовые к выполнению) в подкаталогах VENUS и QGSJET носят имена **cven** и **cqgs**, соответственно. В каждом из подкаталогов имеется свой файл INPUTS --- пример вводного управляющего файла. Пользователю необходимо скопировать интересующий его файл INPUTS в свой домашний каталог (или один из подкаталогов), где у него будет возможность его редактировать (изменять). Запуск программы на исполнение осуществляется одной из двух команд (в зависимости от выбранной модели адронного взаимодействия):

```
> cven < INPUTS &
```

или

```
> cqgs < INPUTS &
```

Здесь знак “>” в начале командной строки обозначает приглашение системы. Заметим, что UNIX(Linux) различает строчные и прописные буквы.

Выполнимые файлы несколько отличаются от стандартных, формирующихся из ФОРТРАН-файлов, возникающих при установке пакета. Отличия эти связаны, во-первых, с их специфической функцией --- создать файлы данных, подлежащие дальнейшей обработке (см. следующий параграф) --- и, во-вторых, с необходимостью экономии ресурсов (стандартный файл DATXXXXXX не создается) и ограничения возможностей неопытных пользователей сложной программы: не весь диапазон параметров, декларированный в описании пакета, доступен пользователю учебных версий. Например, диапазон первичных энергий ограничен сверху значением  $10^5$  ГэВ, что вполне достаточно, чтобы почувствовать характерные черты воздушного ливня, но не позволит пользователю запустить слишком длинную задачу. Максимальное число ливней, моделируемых за один прогон, также ограничено и зависит от первичной энергии.

### 3. Управление моделированием и его результаты

Учебные модули моделируют атмосферные ливни методом прямого статистического моделирования (без применения аналитических аппроксимаций (NKG) или весов (THINNING)). Вторичные частицы прослеживаются до указанных пользователем энергетических порогов и уровня наблюдения. Релятивистские

заряженные частицы генерируют черенковские фотоны, которые также прослеживаются до уровня наблюдения. Такого рода моделирование требует много процессорного времени, поэтому следует соблюдать известную осторожность при выборе параметров. Целью задачи является исследование средних характеристик атмосферных ливней, а не набор большой статистики с целью изучения флуктуаций и корреляций, поэтому число моделируемых ливней должно быть лишь достаточным для приемлемого усреднения изучаемых характеристик. Например, для усреднения поперечного распределения черенковского света от ливня с энергией 1 ТэВ достаточно около десятка ливней, для поперечного распределения мюонов или адронов на уровне моря не хватит и тысячи, так как это малочисленные компоненты ливня, к тому адроны в ливне с такой энергией до земли обычно не доходят. Можно, однако, поднять уровень наблюдения на несколько километров и получить искомый результат при разумных затратах времени.

Рекомендуется использовать диапазон первичных энергий 100 ГэВ ---- 100 ТэВ, диапазон зенитных углов (если наклонные ливни необходимы в упражнении) 0 --- 45 градусов, диапазон уровней наблюдения 0 ---  $5 \cdot 10^5$  см. В качестве первичных ядер лучше использовать самые легкие -- протоны и ядра гелия. Выбор ширинок гистограмм описан ниже. Остальные параметры лучше не трогать без крайней необходимости.

В результате выполнения любого из двух файлов (**cven** и **cqgs**) в каталоге пользователя (указанном в качестве параметра в поле **DIRECT** вводного файла INPUTS), создаются файлы

**rd\_gm** --- гистограмма радиального распределения вторичных гамма-квантов,

**rd\_el** --- гистограмма радиального распределения вторичных электронов,

**rd\_mu** --- гистограмма радиального распределения мюонов,

**rd\_hd** --- гистограмма радиального распределения вторичных адронов,

**ad\_gm** --- гистограмма углового распределения вторичных гамма-квантов,

**ad\_el** --- гистограмма углового распределения вторичных электронов,

**ad\_mu** --- гистограмма углового распределения мюонов,

**ad\_hd** --- гистограмма углового распределения вторичных адронов,

**ard\_ch** --- гистограмма радиально-углового распределения черенковских фотонов.



(Все гистограммы нормированы на один ливень, то есть, поделены на число разыгранных ливней.) Под радиальным распределением понимается следующее: для каждой вторичной частицы, достигшей уровня наблюдения, вычисляется расстояние в плоскости наблюдения от точки падения оси (точки пересечения направления первичной частицы с плоскостью наблюдения); частица заносится в ту или иную ячейку той или иной гистограммы в соответствии с этим расстоянием и типом частицы. Для каждой достигшей уровня наблюдения частицы вычисляется также ее угол с вертикалью, и в соответствии с его значением частицы разбрасываются по гистограммам углового распределения. Черенковские фотоны распределяются по ячейкам двумерной гистограммы: в соответствии с расстоянием от оси и углом с вертикалью. Количество ячеек гистограммы (или каждого измерения) 20, ширина всех ячеек одинакова (в пределах гистограммы или в пределах измерения) и задается пользователем для каждой гистограммы или измерения отдельно:

в поле **RADHS** параметрами **dr\_gm**, **dr\_el**, **dr\_mn**, **dr\_hd** задаются ширины ячеек гистограмм радиальных распределений гамма-квантов, электронов, мюонов и адронов, соответственно;

в поле **ANGHS** параметрами **da\_gm**, **da\_el**, **da\_mn**, **da\_hd** задаются ширины ячеек гистограмм угловых распределений гамма-квантов, электронов, мюонов и адронов, соответственно;

в поле **RANGCH** параметрами **dr\_ch**, **da\_ch** задаются, соответственно, ширины радиальных и угловых ячеек радиально-углового распределения черенковских фотонов.

При выборе ширин ячеек гистограмм надо принять во внимание характерные масштабы распределений. Для радиальных распределений гамма-квантов, электронов, мюонов и черенковских фотонов это сотни метров, для адронов --- десятки метров. Угловые распределения естественно ограничиваются 1,57 радиана, но основная масса частиц и, особенно, черенковского света лежит в узком конусе с углом раствора порядка десятка градусов. Левый край гистограммы --- нулевой, правый край --- 20 ширин ячеек. Таким образом, ширина ячейки примерно равна ширине распределения, деленному на 20. Не рекомендуется задавать ширину ячейки радиальной гистограммы больше 5000 см (500 см) или меньше 500 см (50 см) для гамма-квантов, электронов, мюонов и черенковских фотонов (адронов).

Все гистограммы, кроме черенковской, есть одномерные массивы из 20 ячеек, черенковская гистограмма --- двумерный массив 20 X 20 ячеек. В ФОРТРАН-тексте они декларированы как

**REAL RD\_GM(20),RD\_EL(20),RD\_MN(20),RD\_HD(20)**

**REAL AD\_GM(20),AD\_EL(20),AD\_MN(20),AD\_HD(20)  
REAL RAD\_CH(20,20)**

причем левый индекс массива **RAD\_CH(20,20)** соответствует радиальному измерению, а правый --- угловому. Запись в файлы производится по единому формату **10(1X,1PE10.3)**, в частности:

**WRITE(79,111) ((RAD\_CH(K,J),J=1,20),K=1,20)  
111 FORMAT(10(1X,1PE10.3))**

Поскольку при заполнении гистограммы мы теряем информацию об азимутальном угле соответствующей полярной системы координат, данные гистограммы являются усреднениями соответствующих пространственного или углового распределений по азимуту. Однако, усредненные по ансамблю ливней распределения должны быть симметричными относительно оси распределения ливней. Поэтому при моделировании только вертикальных ливней мы можем воспользоваться гистограммами для получения аппроксимации поперечного и углового распределения различных частиц ливня, что составляет содержание первых двух упражнений задачи.

В случае моделирования наклонных ливней средние поперечные и угловые распределения перестают быть симметричными относительно вертикали, и усреднение по азимуту искажает их тем больше, чем больше зенитный угол ливня. Если, однако, разыграть ансамбль ливней равномерно в пределах некоторого конуса направлений (ось конуса вертикальна), то результирующие средние распределения снова симметричны относительно вертикали, и мы получаем возможность проанализировать, как искажает поперечные распределения частиц экспериментальная установка, не определяющая направление прихода ливня или имеющая плохое угловое разрешение (третье упражнение).

Пространственно-угловое распределение черенковских фотонов страдает от двойного усреднения по азимутам при заполнении радиально-угловой гистограммы даже при рассмотрении только вертикальных ливней, так как на любом отличном от нуля удалении от оси ливня среднее угловое распределение черенковского света не будет симметричным относительно вертикали: приближенной осью симметрии будет некоторое направление, наклоненное "на ось" ливня. Однако, черенковская гистограмма дает возможность проследить, каким видится поперечное распределение черенковского света детекторам с различными апертурами (четвертое упражнение).

## У П Р А Ж Н Е Н И Е 1

Смоделировать для некоторого уровня наблюдения и некоторого типа первичной частицы два ансамбля вертикальных ливней фиксированных энергий,  $E_1$  и  $E_2$ , различающихся как минимум вдвое.

- а) средствами RAW аппроксимировать поперечные распределения гамма-квантов для обоих ансамблей одной и той же модельной функцией, сравнить полученные в результате аппроксимации значения параметров модельной функции, нарисовать средствами RAW соответствующие гистограммы и аппроксимирующие функции;
- б) то же для электронов;
- в) то же для мюонов;
- г) то же для адронов;
- д) то же для угловых распределений гамма-квантов;
- е) то же для угловых распределений электронов;
- ж) то же для угловых распределений мюонов;
- з) то же для угловых распределений адронов.

## У П Р А Ж Н Е Н И Е 2

Смоделировать для некоторого уровня наблюдения и некоторой первичной энергии два ансамбля вертикальных ливней, один --- от протонов, другой --- от гамма-квантов.

- а) средствами RAW аппроксимировать поперечные распределения вторичных гамма-квантов для обоих ансамблей одной и той же модельной функцией, сравнить полученные в результате аппроксимации значения параметров модельной функции, нарисовать средствами RAW соответствующие гистограммы и аппроксимирующие функции;
- б) то же для электронов;
- в) то же для мюонов;
- г) то же для адронов;
- д) то же для угловых распределений вторичных гамма-квантов;
- е) то же для угловых распределений электронов;
- ж) то же для угловых распределений мюонов;
- з) то же для угловых распределений адронов.

## У П Р А Ж Н Е Н И Е 3

Смоделировать для некоторого уровня наблюдения, некоторой первичной энергии и некоторого типа первичной частицы два ансамбля ливней, один --- вертикальный, другой --- равномерный по некоторому вертикальному конусу.

а) средствами RAW аппроксимировать поперечные распределения гамма-квантов для обоих ансамблей одной и той же модельной функцией, сравнить полученные в результате аппроксимации значения параметров модельной функции, нарисовать средствами RAW соответствующие гистограммы и аппроксимирующие функции;

б) то же для электронов;

в) то же для мюонов;

г) то же для адронов.

## У П Р А Ж Н Е Н И Е 4

Смоделировать для некоторого уровня наблюдения, некоторой первичной энергии и некоторого типа первичной частицы ансамбль вертикальных ливней (можно использовать один из уже полученных для 1, 2 или 3 упражнения). Преобразовать исходную радиально-угловую гистограмму, дифференциальную по радиусу и углу, в интегральную по углу, то есть создать новую гистограмму, ячейки которой *при каждом фиксированном значении радиального индекса* будут заполнены следующим образом: первая ячейка по углу содержит то же, что и соответствующая ячейка исходной гистограммы; вторая ячейка по углу содержит сумму содержимого первых двух ячеек исходной гистограммы; ... последняя ячейка по углу содержит сумму всех ячеек исходной гистограммы.

Средствами RAW аппроксимировать поперечные распределения черенковского света при нескольких (3--5) значениях углового индекса интегральной по углу гистограммы (то есть при нескольких значениях апертуры детектора) одной и той же модельной функцией, сравнить полученные в результате аппроксимации значения параметров модельной функции, нарисовать средствами RAW соответствующие гистограммы и аппроксимирующие функции.

## Калибровка сцинтилляционного детектора заряженных частиц установки широких атмосферных ливней

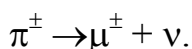
### Введение

Энергетический диапазон первичного космического излучения простирается до энергий  $10^{20}$  эВ и, возможно, значительно дальше. Первичные космические лучи с энергией  $\geq 10^{15}$  эВ относят к области так называемых космических лучей сверхвысоких энергий в отличие от остальных космических лучей. Интенсивность первичного космического излучения резко падает с увеличением энергии регистрируемых частиц. Например, детектор площадью  $1 \text{ м}^2$  на границе атмосферы регистрирует в среднем около 100 частиц в год с энергией  $\geq 10^{15}$  эВ. Если же повысить энергетический порог до  $10^{19}$  эВ, то на площадь  $1 \text{ км}^2$  за год следует ожидать попадания всего одной такой частицы. Малая интенсивность потока частиц сверхвысоких энергий не позволяет проводить их исследование при помощи прямых методов, когда частица непосредственно попадает в детектор, и мы можем наблюдать результат ее взаимодействия с веществом этого детектора. Однако оказывается, что наличие у Земли атмосферы позволяет получать информацию о космических лучах сверхвысоких энергий. Прохождение первичного космического излучения (в основном, протонов и ядер) через атмосферу приводит к существенному изменению состава излучения. Связано это с тем, что путь, проходимый частицами в атмосфере, много больше величины среднего пробега неупругих взаимодействий протонов и ядер. Поэтому в результате сильных взаимодействий в атмосфере рождаются новые частицы, которых не было в первичном излучении; многочисленные дальнейшие взаимодействия (сильные и электромагнитные), а также распады нестабильных частиц приводят к формированию различных компонент вторичного космического излучения. Эти вторичные частицы, образуя ядерно-электромагнитный каскад, могут регистрироваться на расстояниях, превышающих десятки, сотни и даже тысячи метров от оси ливня (ось ливня - это точка пересечения продолжения траектории первичной частицы с поверхностью, на которой расположена установка). Вот тут-то и появляется возможность регистрировать широкий атмосферный ливень (ШАЛ) - так называют ливень из потомков первичной частицы - при

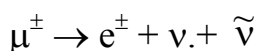
помощи детекторов, раздвинутых так, чтобы охватить достаточно большую площадь, благодаря чему, число зарегистрированных событий существенно возрастает.

Как же образуется ШАЛ? На высотах порядка нескольких десятков километров от поверхности Земли первичные космические лучи (в основном протоны) с энергией  $>10^{14}$  эВ взаимодействуют с ядрами атомов воздуха. В этих взаимодействиях рождаются нуклоны и другие вторичные частицы: пионы ( $\pi^\pm$ ), каоны ( $K^\pm$ ), гипероны и т.д.. Как правило, одна из вторичных частиц, того же типа, что и первичная, получает, в среднем, около 50% начальной энергии (так называемый “лидирующий” нуклон). Такая частица в состоянии еще несколько раз провзаимодействовать в атмосфере. Первичный нуклон с энергией  $>10^{12}$  эВ может испытать до десятка таких последовательных столкновений с ядрами атомов воздуха. При энергии свыше  $10^{14}$  эВ значительная часть генерированных в этих взаимодействиях нестабильных частиц пионов ( $\pi^\pm$ ) и каонов ( $K^\pm$ ) не успевает распасться на пути порядка одного пробега неупругого ядерного взаимодействия и, в свою очередь, взаимодействуют с ядрами атомов воздуха, образуя новые пионы (заряженные и нейтральные), каоны ( $K^\pm$ ) и т.д..

За счет распада заряженных пионов  $\pi^\pm$  (и каонов  $K^\pm$ ) в атмосфере появляются мюоны и нейтрино. Так, время жизни заряженных пионов  $\tau \sim 2 \cdot 10^{-8}$  с., а распадаются они с образованием мюонов и нейтрино:



Мюон - частица нестабильная, его время жизни  $\tau_\mu \sim 2 \cdot 10^{-6}$  с. и распадается он на электрон, нейтрино и антинейтрино:



Наряду с лавиной из ядерно-активных частиц в атмосфере развивается и электронно-фотонная лавина. Нейтральные пионы ( $\pi^0$ ) из-за малого времени их жизни  $\tau \sim 10^{-16}$  с. практически сразу распадаются на два гамма-кванта, давая, тем самым, начало электронно-фотонной компоненте. Действительно, энергия, которую получает эта пара квантов, много больше массы нейтрального пиона  $\pi^0$  ( $\sim 135$  МэВ), и, следовательно, для таких гамма-квантов наиболее вероятным процессом взаимодействия со средой будет образование

электрон-позитронных пар ( $e^+e^-$ ). Электроны, в свою очередь, за счет тормозного излучения на ядрах атомов воздуха, дают опять высокоэнергичные гамма-кванты, т.е. – опять  $e^+e^-$  пару и т.д. Таким образом, в атмосфере появляется электронно-фотонный каскад.

Итак, мы видим, что в атмосфере развивается, во-первых, каскад из ядерно-активных частиц (пионы, каоны, нуклоны и т.д.) и, во-вторых, электронно-фотонный каскад за счет процессов тормозного излучения и образования пар.

Однако размножение частиц в этих каскадах ограничивается процессами диссипации энергии. Развитие лавины на нуклонах будет происходить вплоть до энергий, соответствующих порогу рождения нуклон-антинуклонных пар ( $\sim 10^{10}$  эВ). Для ядерных каскадов на пионах и каонах такими диссипационными процессами будут процессы распада частиц, в результате которых вместо ядерно-активных частиц рождаются ядерно-пассивные (мюоны и нейтрино) или, как в случае распада нейтрального пиона, энергия перейдет в электронно-фотонную компоненту. Можно показать, например, для заряженных пионов, что распадный процесс для них станет преобладающим, когда их энергия достигнет некоторой критической величины  $E_{кр} \sim m_\pi \cdot c^2 \cdot L / c\tau_0$ , где  $L$  - геометрическая длина относительно ядерного взаимодействия. Значение  $E_{кр}$  можно найти из условия равенства геометрической длины  $L$  - пробегу относительно распада  $L_{расп}$ :

$$L_{расп} = c\tau_0 / \sqrt{1 - \beta^2} = L,$$

но энергия пионов  $E_{кр}$  равна

$$E_{кр} = m_\pi c^2 / \sqrt{1 - \beta^2},$$

и тогда

$$E_{кр} \sim m_\pi c^2 \cdot L / c\tau_0,$$

где  $\tau_0$  - время жизни покоящегося пиона  $\pi^\pm$ ,  $m_\pi c^2$  - масса покоя заряженного пиона. Для нижних слоев атмосферы  $L \sim 0.6$  км и  $E_{кр} \sim 10^{10}$  эВ.

В случае электронно-фотонных каскадов диссипация энергии идет за счет ионизационных потерь электронов, комптон - и фото-эффектов для фотонов. Развитие электронно-фотонных каскадов продолжается до тех пор, пока ионизационные потери электрона на одной лавинной единице не станут равными энергии  $E_{кр}$ . В воздухе значение критической энергии равно 81 МэВ.

Прохождение ШАЛ через атмосферу сопровождается еще и оптическим излучением: черенковским и ионизационным.

Электроны (к которым относят и позитроны) являются наиболее многочисленными среди заряженных частиц ШАЛ. Количество мюонов в ШАЛ, имеющем на уровне моря  $\sim 10^5$  электронов, составляет около 10% от числа электронов, Адроны на уровне моря составляют около 1% от полного числа частиц, а число гамма-квантов примерно вдвое превышает число электронов.

Основной целью исследования ШАЛ в настоящее время является получение астрофизической информации: сведений об энергетическом спектре, массовом составе и анизотропии первичного космического излучения.

Установки, с помощью которых исследуются ШАЛ, должны позволять определять основные параметры регистрируемого ливня:  $x_0$  и  $y_0$  - координаты оси ливня на уровне наблюдения,  $N$  - полное число частиц,  $\theta$  и  $\varphi$  - зенитный и азимутальный углы прихода частиц, а также параметр, определяющий функцию пространственного распределения частиц.

Установки ШАЛ представляют собой систему детекторов, включенных на совпадения и расположенных на достаточно больших площадях. При этом чаще всего используются сцинтилляционные детекторы, с помощью которых определяется число заряженных частиц, время их прихода и т.д.. Учитывая многообразие частиц, составляющих ШАЛ, применяются и сочетания сцинтилляционных детекторов с черенковскими детекторами, неоновыми трубками, искровыми камерами и другими детекторами.

Предлагаемая работа выполняется на реальной функционирующей установке и включает в себя знакомство с проведением штатных операций, необходимых для обработки зарегистрированных событий и получения экспериментальных данных.



### Краткое описание установки.

Цель задачи: получение калибровочных характеристик для 2-х канального аналого-цифрового преобразователя (АЦП) сигнала с фотоумножителя для вычисления числа релятивистских частиц, прошедших через сцинтилляционный детектор и оценки диапазона измерения плотности потока частиц в заданном детекторном пункте установки (ДП).

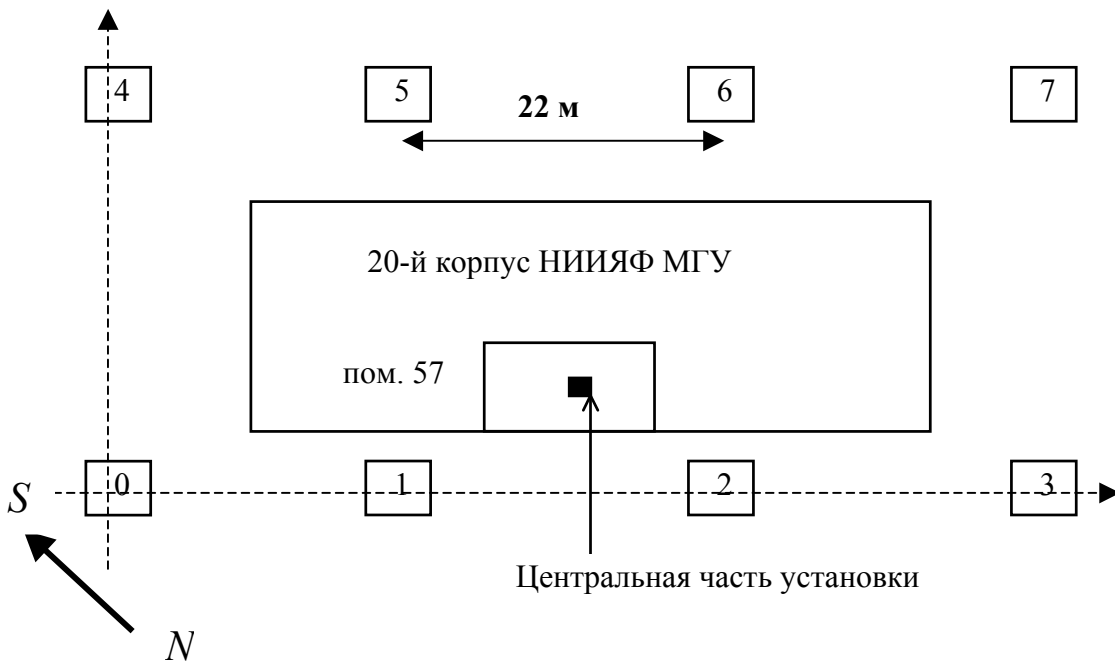


Рис.1. Расположение детекторных пунктов установки

#### Координаты детекторных пунктов

Номер ДП	Координата X (м)	Координата Y (м)	Координата Z (м)
0	0	0	-6
1	22.43	0.69	-6
2	44.99	0.76	-6
3	66.76	-0.09	-6
4	0.64	22.83	-6
5	23.17	22.54	-6
6	43.48	22.51	-6
7	65.61	22.60	-6

Установка предназначена для регистрации широких атмосферных ливней от первичных космических частиц с энергией  $>10^{14}$  эВ. Установка состоит из 8-ми сцинтилляционных детекторов на основе полистирола, расположенных в светонепроницаемых кожухах в бетонных боксах на территории 20-го корпуса НИИЯФ МГУ. Расположение детекторных пунктов установки показано на рис.1. Каждый детектор имеет площадь  $1\text{ м}^2$  и просматривается одним фотоумножителем ФЭУ-173.

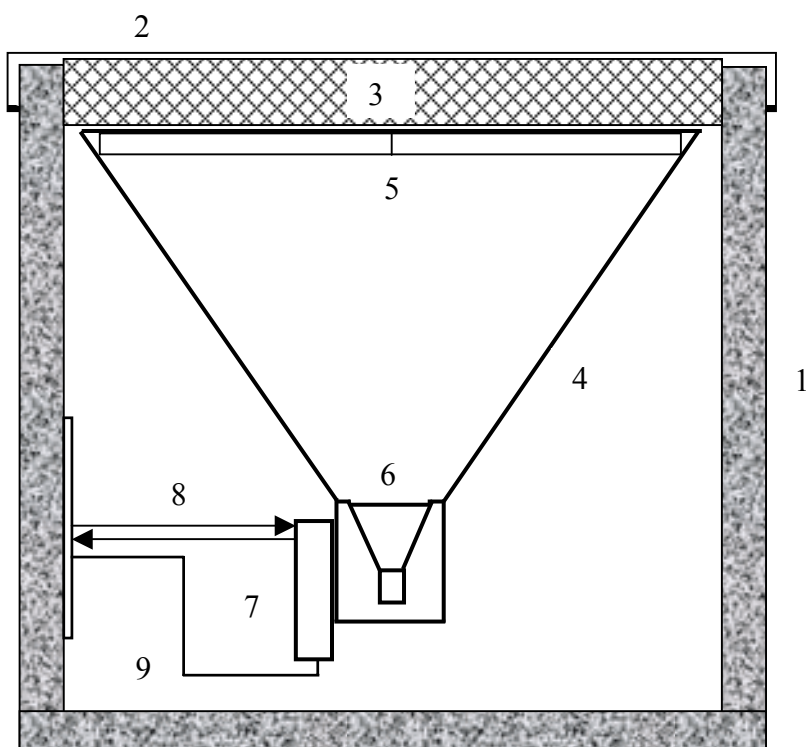


Рис. 2. Конструкция детекторного пункта.

- 1- железобетонный контейнер (бокс)
- 2- крышка бокса
- 3- пенопласт
- 4- пирамидальный кожух
- 5- сцинтилляционные пластины
- 6- фотоумножитель
- 7- блок электроники ДП
- 8- оптоволоконный кабель
- 9- сеть питания 220 В.

Сцинтилляционный детектор (см. рис.2) представляет собой четырёхгранную усеченную пирамиду. Пластический сцинтиллятор помещается в широком основании пирамиды, маленькое окошко в противоположной грани предназначено для ФЭУ-173, размещаемого в узком основании пирамиды. Для улучшения светосбора контейнер покрыт изнутри тонким слоем белой эмали. Коэффициент отражения эмали  $K=0,8$  на длине волны  $\lambda=4200\text{А}$ . Высота пирамиды 800 мм, размер основания пирамиды  $1200 \times 1200 \text{ мм}^2$ . Для обеспечения сохранности аппаратуры детектора в полевых условиях, защиты счётчика от прямого воздействия солнечного света, от атмосферных осадков, пыли счётчик и электроника помещаются внутри контейнера. Контейнер представляет собой железобетонный бокс размером  $190 \times 180 \times 140 \text{ см}^3$  с лёгкой крышей из оцинкованного железа толщиной 1 мм. Изнутри крыша контейнера выложена пенопластовыми плитами толщиной 100 мм, назначение которых теплоизоляция крыши бокса. Толщина вещества (крышка бокса + пенопласт + лист основания пирамиды) над регистрирующей частью детектора составляет менее 0,1 каскадной единицы.

Сцинтиллятор собран из 4 пластин размером  $500 \times 500 \times 50 \text{ мм}^3$  каждая, изготовленных на основе полистирола с добавками 2% паратерфенила и 0,02% РОРОР. Выбранная геометрия сцинтилляционного счётчика позволила достичь высокой однородности счётчика как по амплитуде сигнала, так и по времени появления сигнала на выходе ФЭУ по отношению ко времени прохождения частицы через сцинтиллятор.

Однородность счётчика по амплитуде сигнала была проверена в опыте с пробным, малым по площади вторым счётчиком, включённым на совпадение с основным счётчиком. Результаты измерения неоднородности светосбора показали, что отношение величины сигнала от частицы, проходящей через центр основного счётчика к величине сигнала от частицы, проходящей через угол квадрата площадью  $1 \text{ м}^2$ , оказывается в среднем равным 1,33.

### **Электроника детекторного пункта.**

Данные об амплитуде сигнала с фотоумножителя и времени его возникновения, полученные в ДП, преобразуются в цифровой код и по оптоволоконным кабелям передаются в центральный пункт (ЦП). Электроника детекторного пункта выполняет следующие функции:

1. Измерение задержки фронта импульса с анода фотоумножителя

- относительно импульса синхронизации с точностью  $\sim 5\div 8$  наносекунд и передачу в цифровом виде в опорный пункт.
2. Измерение амплитуды импульсов с 9-го и 12-го диодов фотоумножителя, перевод в цифровой вид с помощью аналогоцифрового преобразователя (АЦП) и передачу в опорный пункт.
  3. Выполнение следующих команд, поступающих от компьютера центрального пункта:
    - Изменение высокого напряжения на фотоумножителе в пределах 200 вольт с дискретностью  $\sim 7$  вольт.
    - Измерение пьедесталов 2-х каналов АЦП (получение цифровых значений соответствующих нулевым сигналам на входах соответствующих АЦП)
    - Измерение амплитуд импульсов от вспышки светодиода с 9-го и 12-го диодов ФЭУ, что позволяет провести относительную калибровку двух каналов АЦП.

Кроме этого, в одном из ДП расположена компактная метеостанция, подключенная к компьютеру через адаптер RS-232, позволяющая измерять температуру, давление и влажность атмосферы. Структурная схема электроники установки приведена на рис.3.

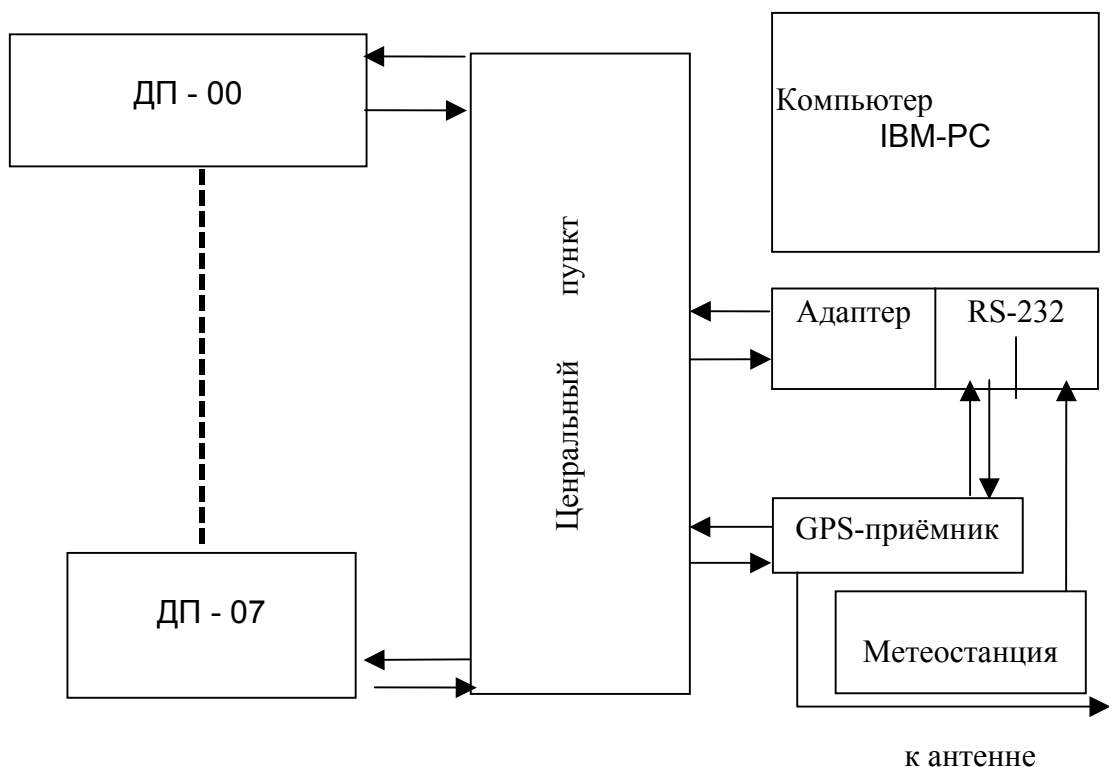


Рис.3. Структурная схема электроники установки ШАЛ

### **Электроника центрального пункта.**

В центральном пункте (ЦП) производится контроль работы каждого ДП, проводится отбор событий ШАЛ и их запись в память компьютера. Из ЦП подаются сигналы синхронизации времени, что позволяет измерять время прихода сигналов ШАЛ в каждом ДП в цифровом виде в единой системе отсчета времени. Из ОП в ДП подаются также команды на запуск калибровочных сигналов на светодиоды и для измерения пьедесталов АЦП для контроля работы амплитудных каналов. Кроме того, предусмотрена возможность при необходимости по команде менять напряжение на ФЭУ.

Таким образом, электроника опорного пункта выполняет следующие функции:

1. Каждые 51.2 микросекунды посылает импульсы синхронизации на все детекторные пункты. Эти импульсы являются опорными для измерения времени срабатывания детектора (времени прохождения частицы или группы частиц через детектор).
2. Передает команды от компьютера в детекторные пункты.
3. Принимает информацию о сработавших детекторных пунктах (результаты временных, амплитудных измерений и контрольную информацию) и помещает ее в буфер.
4. Осуществляет обмен информацией с компьютером через адаптер.
5. Измеряет время прохождения сигнала по оптическому кабелю от центрального пункта до детекторного пункта и обратно.
6. Осуществляет привязку к мировому времени с помощью GPS-приемника; точность привязки 1 мкс.

### **Амплитудный канал установки.**

Установка ШАЛ предназначена для регистрации широких атмосферных ливней космических лучей с энергией более  $10^{14}$  эв. Информация с детекторных пунктов поступает в компьютер, где программно происходит предварительный анализ качества информации и отбор событий ШАЛ. Признаком события ШАЛ является срабатывание четырех детекторов, входящих в любой из трех квадратов установки в течение интервала времени менее 3.2 микросекунд. Все зарегистрированные в течение суток события ШАЛ записываются в отдельный файл, который обрабатывается отдельной программой для оценки параметров ШАЛ: положения оси, направления прихода и полного числа частиц в ШАЛ, которые позволяют оценить энергию первичной частицы вызвавшей данный широкий атмосферный ливень. Для обработки информации по ШАЛ

необходимо для всех детекторных пунктов иметь калибровочные данные, которые позволяют получить пересчет от полученных из детекторного пункта кодов двух амплитудных каналов в число релятивистских частиц прошедших через сцинтилляционный детектор.

Типичное распределение амплитуд одиночной релятивистской частицы на выходе фотоумножителя для одного из каналов показано на рис.4. На рис. 4а приведено амплитудное распределение при рабочем напряжении на ФЭУ. На рис. 4б показано амплитудное распределение при напряжении на 100 В выше. При этом напряжении видна шумовая часть спектра и возможна оценка качества ФЭУ.

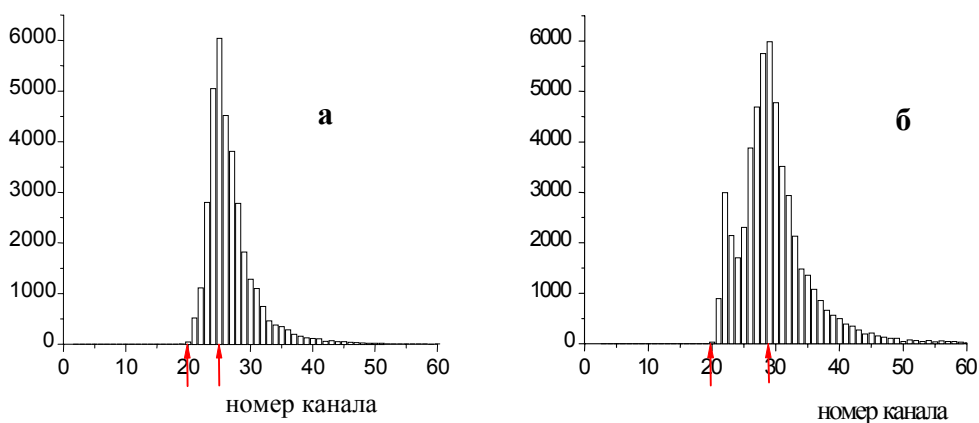


Рис 4. Амплитудное распределение одиночной частицы в сцинтилляционном детекторе.

Отношение пик/долина в амплитудном спектре одиночной частицы в среднем равно 2.5. Относительная полуширина этого распределения на половине высоты максимума составляет 0.35 и вклад распределения пьедестала в это значение не превышает 10%.

Для получения числа частиц, проходящих через сцинтиллятор, используется амплитуда, соответствующая максимуму в спектре одиночной частицы. Амплитудные спектры строятся каждые 1.5 часа. Изменение максимальной амплитуды характеризует стабильность работы аппаратуры. Экспериментально было установлено, что изменение максимальной амплитуды составляет около 1% в течение суток работы.

Контроль работы амплитудных каналов производится по двум параметрам. Во-первых, по абсолютному значению амплитуды, соответствующему ионизационным потерям 10.8 МэВ релятивистской частицы (р.ч.) в пластине сцинтиллятора, которое измеряется как наиболее вероятное значение в спектре амплитуд от одиночных мюонов космических лучей. Во-вторых, контроль работы каналов производился по значению амплитуд в области перекрытия диапазонов двух частей амплитудного канала. Одна часть измеряет амплитуду с 12-го динода ФЭУ (АЦП-2), как наиболее вероятную величину в амплитудном спектре от одиночных мюонов. Область амплитуд, измеряемых АЦП-2, составляет  $\approx 0.3 \div 300$  р.ч. Другая часть амплитудного канала – АЦП-1 - измеряет амплитуду с 9-го динода, где величина импульса приблизительно в 100 раз меньше, чем с 12-го динода, что позволяет работать в области амплитуд, соответствующих  $\approx 20 - 10^4$  р.ч. В целом амплитудный канал обеспечивает измерения в динамическом диапазоне от 0.3 до  $\approx 10^4$  р.ч. Калибровка амплитудного канала производится с помощью световых вспышек разной длительности создаваемых светодиодом, который запускается по команде из ЦП.

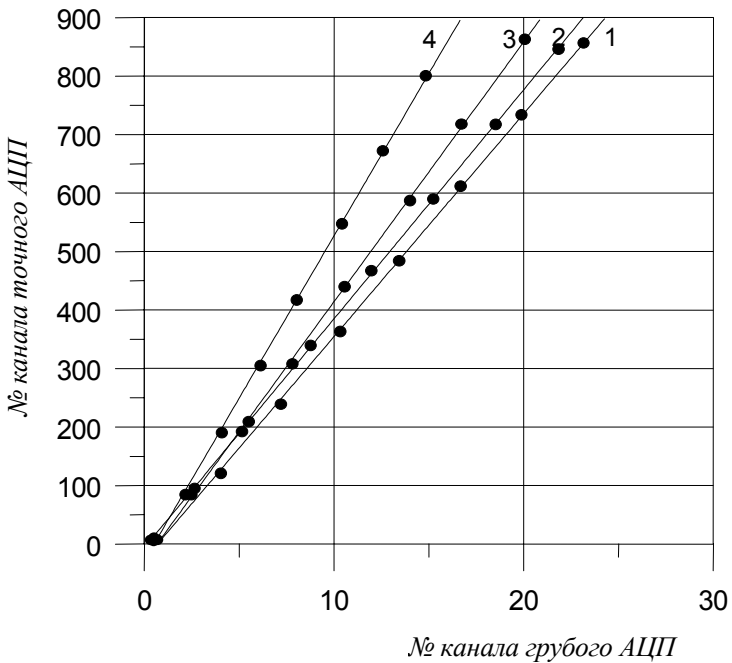


Рис.5. Калибровочные характеристики для четырёх детекторных пунктов, полученные с помощью светодиодной калибровки.

Область от 20 до 300 р.ч. является областью перекрытия АЦП-1 и АЦП-2. Таким образом, зная абсолютную величину амплитуды АЦП-2, соответствующей 1 релятивистской частице, можно произвести калибровку АЦП-1. Пьедесталы обоих АЦП измеряются путем построения спектров АЦП с нулевым уровнем на входах, что достигается путём подачи управляющего сигнала в произвольный момент времени, не связанный с импульсом с фотоумножителя.

На рис.5 представлены калибровочные характеристики для 4-х детекторных пунктов. По оси X отложены показания грубого АЦП за вычетом значения пьедестала, по оси Y показания точного АЦП за вычетом пьедестала. Экспериментально установлено, что стабильность во времени калибровочных коэффициентов составляет  $\approx 1 \div 2\%$ .

### **Цель и описание задачи.**

При возникновении события ШАЛ со всех сработавших детекторов установки в компьютер в цифровом виде поступает информация с амплитудных и временных каналов установки. Фактически это 5 чисел.

1.  $T_{base}$  – базовое время посылки синхросигнала в детектор.
2.  $TDC - 1$  - время от возникновения импульса в сцинтилляционном детекторе до прихода следующего синхросигнала в полном числе сотен наносекунд (грубый счетчик).
3.  $TDC - 2$  - время до прихода синхросигнала внутри последней сотни наносекунд с дискретностью примерно 5 наносекунд (точный счётчик).
4.  $ADC - 1$  - результат измерения амплитуды с 9-го динода ФЭУ (грубый АЦП).
5.  $ADC - 2$  результат измерения амплитуды с 12-го динода ФЭУ (точный АЦП).

Используя эти числа и учитывая измеренные задержки прохождения сигналов от детекторного пункта до центра установки можно сделать вывод об относительном времени этого события и о числе частиц, прошедших через каждый сцинтилляционный детектор. Число частиц  $N_2$ , прошедших через детектор, измеренное точным АЦП (амплитуда импульса  $A_2$ ) вычисляется по следующей формуле:

$$N_2 = (A_2 - Z_2) / (A_{2max} - Z_2)$$



где

$(A_{2max} - Z_2) = P_2$  число каналов точного АЦП соответствующее одной релятивистской частице.

$A_{2max}$  – положение максимума спектра одиночных мюонов для этого канала.

$A_2$  – номер канала точного АЦП для данного события.

$Z_2$  – номер канала соответствующий пьедесталу точного АЦП.

Максимальное измеряемое с помощью точного АЦП число частиц, попавших в детектор, вычисляется с учетом разрядности АЦП (10 разрядов) по следующей формуле:

$$N_{2max} = (1024 - Z_2) / P_2$$

В случае если амплитуда с ФЭУ достаточно велика и точный АЦП переполняется (это происходит при прохождении более 100-200 частиц через сцинтилляционный детектор), приходится пользоваться грубым АЦП. В этом случае зарегистрированное число частиц определяется следующим образом:

$$N_1 = \frac{\langle K \rangle \cdot (A_1 - Z_1)}{P_2}$$

$A_1$  - номер канала грубого АЦП для данного события.

$Z_1$  - номер канала соответствующий пьедесталу грубого АЦП.

$\langle K \rangle$  - средний калибровочный коэффициент, полученный из отношения данных первого и второго АЦП для одного и того же световыделения от светодиода в области перекрытия диапазонов.

Максимальная измеряемая плотность частиц с помощью грубого АЦП:

$$N_{1max} = \frac{\langle K \rangle \cdot (1024 - Z_1)}{P_2}$$

Из сказанного следует, что для того, чтобы правильно вычислять зарегистрированное детектором число частиц необходимо знать для каждого детекторного пункта следующие калибровочные характеристики:

$Z_2$  - номер канала соответствующий пьедесталу точного АЦП.

$A_{2max}$  -положение максимума спектра одиночных мюонов для этого канала

$Z_1$  - номер канала соответствующий пьедесталу грубого АЦП.

$\langle K \rangle$  - калибровочный коэффициент, упомянутый выше.

Поскольку результаты обработки существенно зависят от этих калибровочных параметров, измерения этих параметров проводятся каждые 2 часа в процессе работы установки. Для анализа качества работы установки, а также для наладочных работ предназначена программа **WORK**, которая, в частности, позволяет производить набор нескольких типов спектров одновременно для всех детекторов установки для вычисления калибровочных характеристик.

Перед запуском программы, если это необходимо, нужно произвести загрузку конфигурации в программируемые микросхемы (Xilinx) адаптера сопряжения установки с компьютером и центрального блока установки. Загрузка конфигурации, как и запуск программы **WORK** вынесены в основное меню "Нортон командера", вызываемое с помощью клавиши **F2**.

Командный режим работы. При запуске программа входит в следующий диалог с пользователем:

```
==== Work mode selection ==  
< s > - Standard mode Spectra Collection  
< z > - Zero Spectra Collection  
< d > - Light Diode Spectra collection  
< v > - Hi_Voltage Setup  
< q > - Exit;  
Your selection? >
```

При нажатии клавиши с символом **< s >** программа выходит в стандартный режим набора спектров от одиночных мюонов при значении кодов высокого напряжения на всех ФЭУ равного ранее заданному (если коды не заданы - все они равны нулю).

При нажатии клавиши с символом **< z >** программа выходит в режим набора спектров для измерения пьедестала с теми же значениями кода высокого напряжения.

При нажатии клавиши с символом **< d >** программа выходит в режим набора спектров от светодиода с теми же значениями кода высокого напряжения, перед этим она отображает на экране коды светодиодов и просит либо ввести коды длительностей импульсов со светодиодов, либо начать набор спектров с этими кодами. Этот диалог имеет следующий вид:

**Default Light Diode Constants:** (коды светодиода по умолчанию)

**Change Light Diode Setting?** (*y/n*) (изменить установку кодов?)

Если выбрано **< n >** происходит переход в режим набора спектров от

светодиода.

Если выбрано  $\langle y \rangle$  :

### **Input Light Diode constant for every detector**

#### **Detector number 0 >**

И требуется ввести код для детектора с номером 0. Нажатие просто клавиши "Enter" означает ввод нуля и так далее до номера 7. По окончании ввода снова появляется:

#### **Change Light Diode Setting? ( $y/n$ )**

Ввод  $\langle n \rangle$  - переход в режим набора спектров,  $\langle y \rangle$  - возможность ввести коды светодиодов заново, при нажатии клавиши с символом  $\langle v \rangle$  программа отображает на экране коды высокого напряжения на каждый ФЭУ и просит либо ввести необходимые коды напряжений, либо начать набор спектров с этими кодами. Форма диалога при этом не отличается от описанной выше.

После установки, кодов высокого напряжения и (в случае работы со светодиодами) кодов длительности импульсов на светодиоды программа переходит в режим набора спектров. При этом внизу экрана она печатает режим работы и в правом нижнем углу выводит экспозицию в секундах. В этом режиме нажатие клавиши "q" приводит к выходу из программы. Нажатие клавиши "g" приостанавливает набор спектров и переводит программу в режим просмотра набранных спектров в графическом режиме.

#### **Режим просмотра спектров:**

При переходе в этот режим на экране в графическом виде рисуются оси координат, и в правом нижнем углу производится диалог.

#### **detector number>**

Нужно ввести номер выбранного для просмотра спектров детектора (0-7). После этого появляется:

#### **spectra number>**

Вводится условный номер спектра

(Для выполнения задачи понадобятся спектры №3 и №4.)

0 - Набор побитного спектра поступающих в компьютер кадров (12 байт)

1 - Набор спектра грубого счетчика ВЦП

2 - Набор спектра точного счетчика ВЦП

3 - Набор спектра с АЦП-2 (9-й диод)

4 - Набор спектра с АЦП-1 (12-й диод)

После этого на экране появляется картинка выбранного спектра и некоторая дополнительная информация. В левом верхнем углу

экрана при этом печатается размер шкалы по оси  $Y$ , далее темп счёта и полное число событий. Масштаб по оси  $Y$  выбирается автоматически так, чтобы поместился максимальный канал спектра. Диапазон и масштаб по оси  $X$  выбираются тоже автоматически таким образом, чтобы поместился весь спектр от первого до последнего ненулевого канала. Кроме того, существует несколько дополнительных возможностей:

"**q**" - выход из режима просмотра спектров в режим продолжения набора.

"**пробел**" - выход в режим выбора номера детектора и номера спектра

"**w**" - запись всех набранных спектров в файл

"**стрелка вниз**" - уменьшает вертикальный масштаб отображаемого спектра

"**стрелка вверх**" - увеличивает вертикальный масштаб спектра

"**x**" - масштабирование по оси  $X$  за исключением спектра № 0.

**first channel**>

Нужно ввести первый номер канала и нажать "Enter". Если просто нажать "**Enter**" то первый номер канала на оси  $X$  будет 0.

**channels number**>

Вводится число каналов, которое будет отображаться на экране. Если просто нажать "**Enter**" то число каналов будет равно 80.

После этого на экране появляется растянутый по оси  $X$  спектр. Здесь возможны следующие команды:

"**q**" - выход из режима просмотра спектров в режим продолжения набора.

"**пробел**" - выход в режим выбора номера детектора и номера спектра

"**w**" - запись всех набранных спектров в файл

"**стрелка вниз**" - уменьшает вертикальный масштаб отображаемого спектра

"**стрелка вверх**" - увеличивает вертикальный масштаб спектра

"**стрелка влево**" сдвигает отображаемый спектр влево на 20% от размера отображаемого окна

"**стрелка вправо**" сдвигает отображаемый спектр вправо на 20% от размера отображаемого окна

"**x**" - масштабирование по оси  $X$ .

### Ход выполнения задачи.

1. После загрузки программы WORK.EXE проверяется в стандартном режиме набора спектров от одиночных мюонов (режим "s") темп счёта исследуемого детектора (номер детектора указывается преподавателем). Если темп счёта отличается от  $200 \pm 10\%$  необходимо, выбрать константу высокого напряжения для достижения указанного выше темпа счёта (режим "v") и далее "s".
2. Набрать спектр от одиночных мюонов для данного детектора с выбранной константой высокого примерно в течение 1-2-х минут. При просмотре спектров записать положение максимума спектра, среднеквадратичное отклонение и полное число событий для амплитудного канала с 12-го динода. В случае если программа не определяет среднеквадратичное отклонение – оценить его визуально, как полуширину на полувысоте, предварительно растянув спектр по оси  $X$ .
3. Набрать спектр пьедесталов (режим "z") в течение 2-х минут. При просмотре спектров записать положение максимумов спектров, среднеквадратичные отклонения и полные числа событий для амплитудных каналов с 9-го и 12-го динодов.
4. Набрать восемь раз спектры с использованием светодиода, каждый раз меняя константу светодиодного импульса примерно по 2 минуты. Константа напряжения при этом должна быть равна определённой ранее. Во всех восьми случаях, при просмотре спектров записать положение максимумов спектров, среднеквадратичные отклонения и полные числа событий для амплитудных каналов с 9-го и 12-го динодов. (Если спектр с 12-го динода при некоторой константе зашкаливает – набор спектров от светодиодов прекращается). Построить график соответствия максимумов спектров по 9-му и 12-му динодам в области перекрытия, нанести на графике ошибки. По оси  $X$  откладывается  $(A_{1i} - Z_1)$  и по оси  $Y$  -  $(A_{2i} - Z_2)$ . Из графика получить значение среднего калибровочного коэффициента  $\langle K \rangle$  - число каналов точного АЦП, соответствующее одному каналу грубого АЦП.

$$\langle K \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{A_{1i} - Z_1}{A_{2i} - Z_2}, \quad n - \text{число точек.}$$

Полученной информации достаточно для вычисления всех калибровочных параметров.

## Представляемый для отчёта материал:

1. таблица измерений.
2. график зависимости показаний для двух каналов АЦП.
3. таблица значений калибровочных параметров.  
 $Z_2$  - номер канала, соответствующий пьедесталу  
точного АЦП.  
 $A_{2max}$  - положение максимума спектра одиночных мюонов  
для этого канала.  
 $P_2$  - число каналов точного АЦП, соответствующее  
одной релятивистской частице.  
 $Z_1$  - номер канала соответствующий пьедесталу  
грубого АЦП.  
 $\langle K \rangle$  - средний калибровочный коэффициент,  
полученный из сопоставления данных первого и  
второго АЦП в области перекрытия.
4. диапазоны измерения числа частиц, попавших в детектор, для  
точного и для грубого каналов АЦП.

Бланки для таблицы измерений и таблицы результатов предоставляются преподавателем (см. приложение). График зависимости строится на компьютере в программе GRAF4WIN либо MSEXEL и распечатывается на принтере.

## Литература

1. Г.Б Христиансен, Г.В. Куликов, Ю.А. Фомин, “Космическое излучение сверхвысокой энергии”.- М.: Атомиздат, 1975.
2. В.Б. Атрашкевич, О.В. Веденеев, М.Ю. Зотов и др. “Прототип установки ШАЛ-1000, первые результаты”. –М.: Изд-во Моск. ун-та, Препринт 98-53/554, НИИЯФ МГУ, 1998г,50с.
3. Н.Н. Калмыков “Космические лучи сверхвысоких энергий”, Сборники лекций по проблемам физики космических лучей высоких и сверхвысоких энергий, ч.1, –М.: Изд-во Моск. ун-та, 2001 г., 5-52.

**Приложение. Формы таблиц измерений и записи результатов.**

**ФИО**

**Дата**

**Таблица измерений.**

9-й диод - (№ спектра 3)

12-й диод - (№ спектра 4)

Номер детектора \_\_\_\_\_

Константа высокого \_\_\_\_\_

Тип спектра	Константа светодиода	Положение максимума	Ср. Квадр. отклонение	Число событий
Z(12)				
Z(9)				
S(12)				
D(12)	0			
D(9)	0			
D(12)	1			
D(9)	1			
D(12)	2			
D(9)	2			
D(12)	3			
D(9)	3			
D(12)	4			
D(9)	4			
D(12)	5			
D(9)	5			
D(12)	6			
D(9)	6			
D(12)	7			
D(9)	7			

ФИО

Дата

**Таблица результатов**

**Пьедестал точного АЦП**

$$Z_1 = \underline{\hspace{2cm}} \pm \underline{\hspace{2cm}}$$

**Пьедестал грубого АЦП**

$$Z_2 = \underline{\hspace{2cm}} \pm \underline{\hspace{2cm}}$$

**Максимум спектра  
одинокых мюонов**

$$A_{1max} = \underline{\hspace{2cm}} \pm \underline{\hspace{2cm}}$$

**Число каналов точного АЦП,  
соответств. 1-й рел. частице  $P_1$**

$$= \underline{\hspace{2cm}} \pm \underline{\hspace{2cm}}$$

**Средний калибровочный  
коэффициент**

$$\langle K \rangle = \underline{\hspace{2cm}} \pm \underline{\hspace{2cm}}$$

**Диапазон точного АЦП**

от                      частиц до                     

**Диапазон грубого АЦП**

от                      частиц до



### Одномерная каскадная теория в приближении А

Цель упражнений 1 состоит в ознакомлении с основными процессами взаимодействия электронов\* и фотонов больших энергий с веществом, которые приводят к возникновению электронно-фотонных каскадных ливней, и в изучении методов решения интегро-дифференциальных уравнений электромагнитной каскадной теории ливней путем использования интегральных преобразований Лапласа и Меллина.

При прохождении через вещество электроны и фотоны больших энергий участвуют в процессах тормозного излучения (электроны), образования пар (фотоны), испытывают ионизационные потери (электроны) и комптон-эффект (фотоны). Кроме того, электроны испытывают кулоновское рассеяние на ядрах атомов среды\*\*. В области больших энергий основную роль играют процессы тормозного излучения электронов и образования электронно-позитронных пар фотонами. Тормозясь в поле ядра, электрон создает фотон с энергией, сравнимой по порядку величины с энергией первичного электрона. Фотон такой энергии может образовать электронно-позитронную пару или испытать комптоновское рассеяние. Образовавшиеся электроны в процессе тормозного излучения снова испускают фотоны и т. д. Вследствие этого в веществе вместо одного первичного электрона или первичного фотона с энергией  $E_0$  образуется большое количество фотонов и заряженных электронов обоих знаков, составляющих так называемый электронно-фотонный каскадный ливень. При прохождении такого ливня через вещество одновременно с рождением частиц происходит дробление их энергии, которое будет продолжаться до тех пор, пока энергия возникающих вторичных

---

\*Здесь и далее под электронами больших энергий будем понимать и электроны и позитроны.

\*\* В данном параграфе нас интересует распределение частиц только по энергиям  $E$  и по глубине  $t$  слоя вещества. Процесс кулоновского рассеяния, приводящий к появлению распределения частиц по углам  $\theta$  с осью ливня, в дальнейшем рассматривать не будем.

частиц не приблизится к некоторой критической энергии для данного вещества  $\beta$ . После этого заряженные частицы будут терять основную часть своей энергии на ионизацию среды, общее число частиц в ливне будет уменьшаться и ливень постепенно истощится.

Поведение ливневых электронов и фотонов в веществе описывается системой двух интегро-дифференциальных уравнений, которые являются основными уравнениями электромагнитной каскадной теории. Приведем вывод этих уравнений для области очень больших энергий ливневых частиц  $E \gg \beta$ , когда ионизационными потерями частиц можно пренебречь. Пусть  $P(E_0, E, t)$  и  $\Gamma(E_0, E, t)$  - функция распределения соответственно электронов и фотонов с энергией  $E$  в интервале  $E, E + dE$  на глубине  $t$  слоя вещества в ливне с полной энергией  $E_0$ . При прохождении частицами ливня пути  $dt$  в веществе их число в энергетическом интервале  $E, E + dE$  будет меняться из-за следующих эффектов:

а. Фотоны с энергией  $E' \geq E$  в результате образования электронно-позитронных пар дадут

$$2dEdt \int_E^{\infty} \Gamma(E_0, E', t) W_p(E', E) dE' \quad (1)$$

электронов в интервале энергий  $E, E + dE$ .

б. Электроны с энергией  $E' \geq E$  вследствие тормозного излучения образуют

$$dEdt \int_E^{\infty} P(E_0, E', t) W_e(E', E - E) dE' \quad (2)$$

электронов.

в. В результате тормозного излучения теряют энергию и покидают данный энергетический интервал

$$-dEdt P(E_0, E, t) \int_0^E W_e(E, E') dE' \quad (3)$$

электронов. Заметим, что интегралы (2) и (3) расходятся, однако их разность остается конечной величиной.

г. Электроны с энергией  $E' \geq E$  вследствие тормозного излучения образуют

$$dEdt \int_E^{\infty} P(E_0, E', t) W_e(E', E) dE' \quad (4)$$

фотонов в интервале энергий  $E, E + dE$ .

д. В результате образования пар уходят из данного энергетического интервала

$$-dEdt \Gamma(E_0, E', t) \int_0^E W_p(E, E') dE' \quad (5)$$

фотонов.

В рассмотренных выше интегралах функция  $W_e(E, E')dE'$  описывает вероятность тормозного излучения электроном с энергией  $E$  фотона с энергией  $E'$  на единице пути в веществе, а функция  $W_p(E', E)dE$  - вероятность образования фотоном с энергией  $E'$  в поле ядра электронно-позитронной пары с энергией позитрона  $E$  и электрона  $E' - E$  на единице пути в веществе. Упрощенные выражения этих вероятностей в приближении полного экранирования на одной радиационной единице длины пути в веществе имеют вид

$$W_e(E, E') = \frac{1}{E'}, \quad W_p(E', E) = \frac{\sigma_0}{E'} \quad (6)$$

где  $\sigma_0$  - полный коэффициент поглощения фотонов на одной радиационной единице длины  $t_0$ .

Учитывая эффекты а - д, запишем основные уравнения электромагнитной каскадной теории для функций распределения  $P(E_0, E, t)$  и  $\Gamma(E_0, E, t)$  в виде

$$\frac{\partial P(E_0, E', t)}{\partial t} = 2 \int_E^\infty \Gamma(E_0, E', t) W_p(E', E) dE' + \int_E^\infty P(E_0, E', t) W_e(E', E' - E) dE' - \\ - \int_0^E P(E_0, E, t) W_e(E, E') dE',$$

$$\frac{\partial \Gamma(E_0, E, t)}{\partial t} = \int_0^E P(E_0, E', t) W_e(E', E) dE' - \\ - \int_0^E \Gamma(E_0, E, t) W_p(E, E') dE' \quad (7)$$

Будем искать аналитические выражения функций  $P$  и  $\Gamma$  методом интегральных преобразований Лапласа по переменной  $t$  и Меллина по переменной  $E$ . Преобразование Лапласа определяется как интеграл

$$P(E_0, E, \lambda) = \int_0^\infty P(E_0, E, t) e^{-\lambda t} dt \quad (8)$$

где  $\lambda$  - комплексный параметр. В общем случае функция  $P(\lambda)$  определена в полуплоскости справа от прямой, параллельной мнимой оси.

Важным свойством преобразования Лапласа является то, что при не очень ограничивающих условиях соответствие между  $P(t)$  и  $P(\lambda)$ , установленное формулой (8), однозначно: существует только одна функция  $P(t)$ , для которой  $P(\lambda)$  является ее интегралом Лапласа. Если известна функция  $P(\lambda)$ , называемая трансформантой Лапласа, то функцию  $P(t)$  можно определить при помощи формулы обратного преобразования Лапласа

$$P(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_C P(\lambda) e^{\lambda t} d\lambda \quad (9)$$

где контур интегрирования  $C$  есть прямая, параллельная мнимой оси и расположенная в полуплоскости сходимости функции  $P(\lambda)$ .

Аналогично преобразуется функция  $\Gamma(E_0, E, t)$ . В результате применения преобразования Лапласа по переменной  $t$  к уравнениям (7) получим систему двух уравнений для трансформант Лапласа  $P, \Gamma$

$$\begin{aligned} & -P(E_0, E, t=0) + \lambda P(E_0, E, \lambda) = \\ & = 2 \int_E^\infty \Gamma(E_0, E', \lambda) W_p(E', E) dE' + \int_E^\infty P(E_0, E', \lambda) W_e(E', E' - E) dE' - \\ & - \int_0^E P(E_0, E, \lambda) W_e(E, E') dE', \\ & -\Gamma(E_0, E, t=0) + \lambda \Gamma(E_0, E, \lambda) = \int_0^E P(E_0, E', \lambda) W_e(E', E) dE' - \\ & - \int_0^E \Gamma(E_0, E, \lambda) W_p(E, E') dE' \end{aligned} \quad (10)$$

Подставим явные выражения сечений основных процессов (6) и (10) и применим к системе (10) преобразование Меллина по переменной  $E$ . Преобразование Меллина определяется как интеграл

$$P(E_0, s, \lambda) = \int_0^\infty P(E_0, E, \lambda) E^s dE, \quad (11)$$

где  $s$  – комплексный параметр. Если этот интеграл расходится на нижнем пределе при  $s = s_a$ , то он расходится и при всех значениях  $s$ , для которых  $\text{Re}(s) < \text{Re}(s_a)$ . Если интеграл Меллина сходится, то область его сходимости представляет собой полосу, ограниченную двумя прямыми, параллельными мнимой оси.

Преобразование Меллина, как и преобразование Лапласа, однозначно и может быть обращено по формуле

$$P(E) = \frac{1}{2\pi i} \int_C P(s) E^{-(s+1)} ds, \quad (12)$$

где контур интегрирования  $C$  представляет собой прямую, параллельную мнимой оси и расположенную внутри полосы сходимости.

Применяя преобразование Меллина по переменной  $E$ , к системе уравнений (10), последовательно получаем:

$$\begin{aligned} 1) & \int_0^{\infty} E^s dE \int_E^{\infty} \Gamma(E_0, E', \lambda) W_p(E', E) dE' = \\ & = 2 \int_0^{\infty} E^s dE \int_E^{\infty} \Gamma(E_0, E', \lambda) \frac{\sigma_0}{E'} dE' = 2\sigma_0 \int_0^{\infty} \Gamma(E_0, E', \lambda) \frac{dE'}{E'} \int_0^{E'} E^s dE = \\ & = \frac{2\sigma_0}{s+1} \int_0^{\infty} \Gamma(E_0, E', \lambda) E'^s dE' = B(s) \Gamma(E_0, s, \lambda); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 2) & \int_0^{\infty} E^s dE \left\{ \int_E^{\infty} P(E_0, E', \lambda) W_e(E', E' - E) dE' - \int_0^E P(E_0, E, \lambda) W_e(E, E') dE' \right\} = \\ & = \int_0^{\infty} E^s dE \left\{ \int_0^{\infty} P(E_0, E', \lambda) \frac{dE'}{E' - E} - P(E_0, E, \lambda) \int_0^E \frac{dE'}{E'} \right\} = \\ & = \int_0^{\infty} dE' P(E_0, E', \lambda) \int_0^{E'} \frac{E^s dE}{E' - E} - \int_0^{\infty} E^s dE P(E_0, E, \lambda) \int_0^E \frac{dE'}{E'} = \\ & = \int_0^{\infty} dE' P(E_0, E', \lambda) E'^s \int_0^1 \frac{v^s dv}{1-v} - \\ & - \int_0^{\infty} E^s dE P(E_0, E, \lambda) \int_0^1 \frac{dv}{1-v} = P(E_0, s, \lambda) \left\{ \int_0^1 \frac{v^s dv}{1-v} - \int_0^1 \frac{dv}{1-v} \right\} = \\ & = -P(E_0, s, \lambda) \int_0^1 \frac{dv}{v} [1 - (1-v)^s] = \\ & = -A(s) P(E_0, s, \lambda); \end{aligned}$$

$$3) \int_0^{\infty} E^s dE \int_E^{\infty} P(E_0, E', \lambda) W_e(E', E) dE' =$$

$$= \int_0^{\infty} dE' P(E_0, E', \lambda) \int_0^{E'} \frac{1}{E} E^s dE =$$

$$= \frac{1}{s} \int_0^{\infty} P(E_0, E', \lambda) E'^s dE' = C(s) P(E_0, s, \lambda);$$

$$4) - \int_0^{\infty} E^s dE \int_0^E \Gamma(E_0, E, \lambda) W_p(E, E') dE' =$$

$$= - \int_0^{\infty} E^s dE \Gamma(E_0, E, \lambda) \frac{\sigma_0}{E} \int_0^E dE' = -\sigma_0 \Gamma(E_0, s, \lambda); \quad (13)$$

где

$$A(s) = \int_0^1 [1 - (1-v)^s] \frac{dv}{v}; \quad B(s) = \frac{2\sigma_0}{s+1}; \quad C(s) = \frac{1}{s} \quad (14)^*$$

В результате получим систему уравнений для функций  $P(E_0, s, \lambda)$  и  $\Gamma(E_0, s, \lambda)$  в виде

$$- \int_0^{\infty} E^s P(E_0, E, t=0) dE + \lambda P(E_0, s, \lambda) =$$

$$= -A(s) P(E_0, s, \lambda) + B(s) \Gamma(E_0, s, \lambda),$$

$$- \int_0^{\infty} E^s \Gamma(E_0, E, t=0) dE + \lambda \Gamma(E_0, s, \lambda) =$$

$$= C(s) P(E_0, s, \lambda) - \delta_0 \Gamma(E_0, s, \lambda). \quad (15)$$

Для решения системы (15) необходимо выбрать граничные условия. Если на границу полубесконечного слоя вещества падает первичный электрон с энергией  $E_0$ , то граничные условия можно записать в форме

$$P(E_0, E, t=0) = \delta(E_0 - E), \quad \Gamma(E_0, E, t=0) = 0 \quad (16)$$

где  $\delta(E_0 - E)$  - дельта-функция Дирака. Поскольку

---

\* Если для сечений  $W_e(E', E)$  и  $W_p(E', E)$  использовать более точные выражения, чем (6), то численные значения функций  $A(s)$ ,  $B(s)$  и  $C(s)$  в интересующем нас интервале значений  $s$  несколько изменятся, однако для простоты можно ограничиться формулами (14) для проведения численных расчетов.

$$\int_0^{\infty} E^s P(E_0, E, T=0) dE = \int_0^{\infty} E^s \delta(E_0 - E) dE = E_0^s,$$

$$\int_0^{\infty} E^s \Gamma(E_0, E, t=0) dE = 0,$$
(17)

то, подставляя (16) в (15), получаем

$$-E_0^s + \lambda P(E_0, s, \lambda) = -A(s)P(E_0, s, \lambda) + B(s)\Gamma(E_0, s, \lambda),$$

$$\lambda \Gamma(E_0, s, \lambda) = C(s)P(E_0, s, \lambda) - \sigma_0 \Gamma(E_0, s, \lambda).$$
(18)

Решая систему (18), получаем

$$P(E_0, s, \lambda) = \frac{E_0^s}{\Psi(\lambda, s)}, \quad \Gamma(E_0, s, \lambda) = \frac{C(s)}{\lambda + \sigma_0} \frac{E_0^s}{\Psi(\lambda, s)}$$
(19)

где функция  $\Psi(\lambda, s) = \lambda + A(s) - B(s)C(s)/(\lambda + \sigma_0)$  - известная функция каскадной теории. Ее можно представить в виде

$$\Psi(\lambda, s) = \frac{[\lambda - \lambda_1(s)][\lambda - \lambda_2(s)]}{\lambda + \sigma_0}$$
(20)

где  $\lambda_1(s)$   $\lambda_2(s)$  - корни уравнения  $\Psi(\lambda, s)=0$ . Используя (20), выполним обратное преобразование Лапласа

$$P(E_0, s, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\delta-i\infty}^{\delta+i\infty} d\lambda e^{\lambda t} P(E_0, s, \lambda) =$$

$$= \frac{1}{2\pi i} \int_{\delta-i\infty}^{\delta+i\infty} \frac{d\lambda (\lambda + \sigma_0) E_0^s}{[\lambda - \lambda_1(s)][\lambda - \lambda_2(s)]} e^{\lambda t}.$$
(21)

Вычисляя интеграл (21) по полюсам  $\lambda=\lambda_1(s)$  и  $\lambda=\lambda_2(s)$ , получаем

$$P(E_0, s, t) = E_0^s [H_1(s)e^{\lambda_1(s)t} + H_2(s)e^{\lambda_2(s)t}],$$
(22)

где

$$H_1(s) = \frac{\lambda_1(s) + \sigma_0}{\lambda_1(s) - \lambda_2(s)}, \quad H_2(s) = \frac{\lambda_2(s) + \sigma_0}{\lambda_2(s) - \lambda_1(s)}$$
(23)

Аналогично

$$\Gamma(E_0, s, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\delta-i\infty}^{\delta+i\infty} d\lambda e^{\lambda t} \Gamma(E_0, s, \lambda) =$$

$$= \frac{1}{2\pi i} \int_{\delta-i\infty}^{\delta+i\infty} \frac{d\lambda (\lambda + \sigma_0) C(s) E_0^s e^{\lambda t}}{[\lambda - \lambda_1(s)][\lambda - \lambda_2(s)]} = \frac{C(s) E_0^s}{\lambda_1(s) - \lambda_2(s)} e^{\lambda_1(s)t} +$$

$$\frac{C(s) E_0^s}{\lambda_2(s) - \lambda_1(s)} e^{\lambda_2(s)t}.$$
(24)

В области глубин  $t > 1$  членами с  $\exp\{\lambda_2(s)t\}$  в формулах (22) и (24) можно пренебречь.

Применим теперь к функциям  $P(E_0, s, t)$  и  $\Gamma(E_0, s, t)$  обратное преобразование Меллина

$$P(E_0, E, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{v-i\infty}^{v+i\infty} \frac{ds}{E} H_1(s) e^{s \ln(E_0/E) + \lambda_1(s)t}$$

$$\Gamma(E_0, E, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{v-i\infty}^{v+i\infty} \frac{ds}{E} \frac{C(s)}{\lambda_1(s) - \lambda_2(s)} e^{s \ln(E_0/E) + \lambda_1(s)t} \quad (25)$$

Для вычисления контурных интегралов (25) можно использовать так называемый метод перевала. Будем считать, что предэкспоненциальные множители в подынтегральных функциях (25) слабо зависят от  $s$ , что справедливо при достаточно больших значениях  $t$ . Можно утверждать, что при таком предположении получим первый член разложения решения по обратным степеням  $t$ . Рассмотрим функцию

$$\varphi_0(E_0, E, s, t) = s \ln(E_0/E) + \lambda_1(s)t. \quad (26)$$

При  $s \rightarrow 0$  функция  $\varphi \rightarrow \infty$  так как  $\lambda_1(0) \rightarrow \infty$ ; при  $s \rightarrow \infty$  функция  $\varphi_0$  также стремится к  $\infty$ . Следовательно, функция  $\varphi_0$  имеет минимум при некотором действительном положительном значении  $s$ . Это значение определяется из уравнения  $\partial\varphi_0/\partial s = 0$  или, в раскрытом виде, из условия

$$\ln(E_0/E) + \lambda_1'(s_m)t = 0 \quad (27)$$

Перенесем контур интегрирования так, чтобы он проходил через точку  $s_m$ . Если функция  $\varphi_0$  имеет минимум в точке  $s_m$  при изменении переменной вдоль действительной оси, то и в этой же точке  $s_m$  функция  $\varphi_0$  будет иметь максимум при изменении переменной вдоль перпендикулярной оси. Это свойство следует из того, что аналитическая функция  $\varphi_0$  удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial z^2} = 0 \quad (28)$$

где

$$s = s_m + x + iz \quad (29)$$

Разложим функцию  $\varphi_0$  в ряд по степеням  $iz = s - s_m$  и ограничимся первыми двумя не исчезающими членами разложения:

$$\varphi_0 = \varphi_0(s_m) - \frac{z^2}{2} \varphi_0''(s_m) \quad (30)$$

Следующие члены дают поправку порядка  $1/t$ , и поэтому здесь ими можно пренебречь. Подставим разложение (30) в (25) и получим:

$$P(E_0, E, t) = \frac{H_1(s) E_0^s \exp\{\lambda_1(s)t\}}{E^{s+1} \{2\pi\lambda_1''(s)t\}^{1/2}}$$

$$\Gamma(E_0, E, t) = \frac{C(s) E_0^s \exp\{\lambda_1(s)t\}}{E^{s+1} [\lambda_1(s) - \lambda_2(s)] \{2\pi\lambda_1''(s)t\}^{1/2}} \quad (31)$$



В выражениях (31) переменные  $E_0$ ,  $E$ ,  $s$  и  $t$  связаны условием перевала

$$\ln(E_0 / E) + \lambda_1'(s)t = 0 \quad (32)$$

Формулы (31) и (32) позволяют рассчитать функции распределения электронов и фотонов по энергии  $E$  на различных глубинах  $t$  слоя вещества в случае ливня, образованного первичным электроном с энергией  $E_0$ . Рассмотренным выше методом можно провести расчеты и для ливня, образованного первичным фотоном с энергией  $E_0$ . В последнем случае граничные условия следует взять в виде

$$\begin{aligned} P(E_0, E, t = 0) &= 0 \\ \Gamma(E_0, E, t = 0) &= \delta(E_0 - E) \end{aligned} \quad (33)$$

В качестве упражнений следует провести расчеты зависимостей  $\{P(E_0, E, t)\}^{P, \Gamma}$  или  $\{\Gamma(E_0, E, t)\}^{P, \Gamma}$  от глубины  $t$  для заданного значения величины  $E_0/E$ , или же соответствующих интегральных по  $E$  функций  $\{N_{P, \Gamma}(E_0, E, t)\}^{P, \Gamma}$  здесь верхний индекс  $P$  означает первичный электрон, верхний индекс  $\Gamma$  – первичный фотон).

Упражнение 1. Рассчитать зависимости от глубины  $t$  числа частиц с энергией  $E$ ,  $E + dE$  в ливне от первичной частицы с энергией  $E_0$  при заданной величине  $E_0/E$ :

$$\begin{aligned} \{P(E_0, E, t)\}^P, \{\Gamma(E_0, E, t)\}^P, \{N_P(E_0, E, t)\}^P, \{N_\Gamma(E_0, E, t)\}^\Gamma, \\ \{P(E_0, E, t)\}^\Gamma, \{\Gamma(E_0, E, t)\}^\Gamma, \{N_P(E_0, E, t)\}^\Gamma, \{N_\Gamma(E_0, E, t)\}^\Gamma \end{aligned}$$

Упражнение 2. Решить систему (7), добавив в правые части уравнений функции источника вида:

$$\begin{aligned} \text{а) } s_p(E, t) &= \delta(E_0 - E), \quad s_\Gamma(E, t) = \delta(E_0 - E) \\ \text{б) } s_p(E, t) &= \delta(E_0 - E)e^{-\mu t}, \quad s_\Gamma(E, t) = \delta(E_0 - E)e^{-\mu t} \\ \text{в) } s_p(E, t) &= f_p(E, t), \quad s_\Gamma(E, t) = f_\Gamma(E, t) \end{aligned}$$

Упражнение 3. Решить систему (7) для граничных условий в форме:

$$\begin{aligned} P(E_0, E, t = 0) &= 1/E^{s_1} \text{ при } E > E_1 \text{ и } 0 \text{ при } E < E_1 \\ \Gamma(E_0, E, t = 0) &= 1/E^{s_1} \text{ при } E > E_1 \text{ и } 0 \text{ при } E < E_1 \end{aligned}$$

Упражнение 4. Решить систему (7) с граничными условиями упр. 3 а) с добавлением функций источника упр. 2. б). Определить «равновесный» спектр, исследовать его поведение при различных соотношениях между  $\mu$  и  $s_1$ .

### Угловое распределение частиц в электронно-фотонном ливне

При движении в веществе лавинные частицы отклоняются от направления движения первичной частицы за счет каскадных процессов радиационного торможения и образования пар. Углы отклонения при этих процессах по порядку величины равны  $mc^2/E$ , где  $E$  – энергия первичной частицы. Заряженные частицы отклоняются из-за резерфордского рассеяния на ядрах атомов среды. Это отклонение гораздо больше отклонения из-за каскадных процессов, которыми можно пренебречь всюду, за исключением самого начала развития лавины.

Запишем в приближении А основные уравнения каскадной теории, считая углы отклонения частиц малыми и рассматривая рассеяние как многократное [1, 2]. В приближении малых углов функции  $P, \Gamma(E_0, E, t, \theta_x, \theta_y)$  или  $P, \Gamma(E_0, E, t, \theta, \varphi)$  есть функции  $E_0, E, t, \theta$ , где

$$\theta = \sqrt{\theta_x^2 + \theta_y^2}$$

$$\frac{\partial P(E_0, E, t, \theta)}{\partial t} = L_1[P(E_0, E, t, \theta), \Gamma(E_0, E, t, \theta)] + \frac{E_k^2}{4E^2} \Delta_\theta P(E_0, E, t, \theta),$$

$$\frac{\partial \Gamma(E_0, E, t, \theta)}{\partial t} = L_2[P(E_0, E, t, \theta), \Gamma(E_0, E, t, \theta)], \quad (1)$$

выражение для оператора Лапласа  $\Delta_\theta = \frac{1}{\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\theta \frac{\partial}{\partial \theta})$ .

Здесь  $P(E_0, E, t, \theta), \Gamma(E_0, E, t, \theta)$  искомые функции распределения электронов и фотонов по энергии  $E$ , глубине  $t$  (измеряемой в лавинных единицах) и углу отклонения от оси ливня  $\theta$  (двумерный угол). Постоянная  $E_k = 21$  МэВ,  $L_1$  и  $L_2$  - интегральные операторы, учитывающие процессы радиационного торможения и образования пар:

$$L_1[P, \Gamma] = 2 \int_E^{E_0} \Gamma(E', t) W_p(E', E) dE' + \int_E^{E_0} P(E', t) \times$$

$$\begin{aligned} & \times W_e(E', E' - E) dE' - \int_E^{E_0} P(t, E) W_e(E, E') dE', \\ L_2[P, \Gamma] &= \int_E^{E_0} P(E', t) W_e(E', E) dE' - \\ & - \int_0^E \Gamma(E, t) W_p(E, E') dE' \end{aligned} \quad (2)$$

Рассмотрим случай простейшего граничного условия, соответствующий одному первичному электрону, падающему вертикально на границу слоя вещества при  $t = 0$ .

Разложим функции  $P(E', t)$  и  $\Gamma(E', t)$  по функциям Бесселя нулевого порядка, используя соотношения (преобразования Ханкеля)

$$P(E_0, E, t, \theta) = \int_0^\infty D_p(E_0, E, t, k) J_0(k\theta) k dk$$

где

$$D_p(E_0, E, t, \theta) = \int_0^\infty P(E_0, E, t, k) J_0(k\theta) \theta dk.$$

Здесь  $J_0(k\theta)$  - функция Бесселя нулевого порядка.

Аналогичные соотношения запишем для функций  $\Gamma$  и  $D_\Gamma$ . Умножим уравнения (1) на  $J_0(k\theta)\theta$  и проинтегрировав по  $\theta$  от 0 до  $\infty$  получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial D_p(E_0, E, t, k)}{\partial t} &= L_1[D_p(E_0, E, t, k), D_\Gamma(E_0, E, t, k)] - \\ & - \frac{E_k^2 k^2}{4E^2} D_p(E_0, E, t, k), \\ \frac{\partial D_\Gamma(E_0, E, t, k)}{\partial t} &= L_2[D_p(E_0, E, t, k), D_\Gamma(E_0, E, t, k)]. \end{aligned} \quad (3)$$

Перейдем к трансформантам Лапласа по  $t$ . Умножим (3) на  $e^{-\lambda t}$  и, проинтегрировав от  $t$  от 0 до  $\infty$ , получим

$$\begin{aligned} \frac{-\delta(E_0 - E)}{2\pi} + \lambda D_p(E_0, E, \lambda, k) &= L_1[D_p, D_\Gamma] - \\ & - \frac{E_k^2 k^2}{4E^2} D_p(E_0, E, \lambda, k), \\ \lambda D_\Gamma(E_0, E, \lambda, k) &= L_2[D_p, D_\Gamma] \end{aligned}$$

Исключив  $D_\Gamma$  из второго уравнения по формуле

$$D_{\Gamma}(E_0, E, \lambda, k) = \frac{1}{\lambda + \sigma_0} \int_E^{E_0} D_p(E_p, E', \lambda, k) W_e(E', E) dE'$$

получим уравнение для  $D_p$

$$\frac{\delta(E_0 - E)}{2\pi} - \frac{E_k^2 k^2}{4E^2} D_p(E_0, E, \lambda, k) = L[D_p(E_0, E, \lambda, k)] \quad (5)$$

Здесь  $L$  - интегральный оператор, описывающий процессы радиационного торможения электронов и образования пар фотонами.

$$\begin{aligned} L[D_p(E_0, E, \lambda, k)] = & - \int_E^{E_0} D_p(E_p, E', \lambda, k) K(E', E, \lambda) dE' - \\ & - \int_E^{E_0} D_p(E_p, E', \lambda, k) W_e(E', E - E) dE' + \\ & + D_p(E_p, E, \lambda, k) \int_0^E W_e(E', E) dE' + \lambda D_p(E_p, E', \lambda, k), \end{aligned}$$

где

$$K(E', E, \lambda) = 2 \int_E^{E_1} \frac{W_e(E', \varepsilon) W_p(\varepsilon, E)}{\lambda + \sigma_0} d\varepsilon \quad (6)$$

Умножим (6) на  $E^s$  и проинтегрируем по  $dE$  от  $E_1$  до  $E_0$ . (Здесь  $s$  - некоторый, пока неопределенный комплексный параметр.) Изменив в некоторых двойных интегралах порядок интегрирования и обозначения  $E$  на  $E'$  и  $E_1$  на  $E$ , получим

$$\begin{aligned} \int_E^{E_0} E'^s L[D_p(E_0, E', \lambda, k)] dE' = & \int_E^{E_0} D_p(E_0, E', \lambda, k) \times \\ & \times \varphi(E', E, \lambda, s) dE', \text{ где} \\ \varphi(E', E, \lambda, s) = & -K_1(E, E', \lambda, s) + \\ & + K_2(E', s) - K_3(E, E', s) + \lambda E'^s \\ K_1(E, E', \lambda, s) = & \int_E^{E'} dE'' E''^s K(E'', E', \lambda), \\ K_2(E', s) = & E'^s \int_0^{E'} W_e(E', E'') dE'', \\ K_3(E, E', s) = & \int_E^{E_1} W_e(E', E' - E'') E''^s dE''. \end{aligned} \quad (7)$$

Получим явное выражение для функции  $\varphi(E', E, \lambda, s)$ , используя приближенные выражения для  $W_e$  и  $W_p$

$$\begin{aligned} W_e(E, E') dE' = & \frac{dE'}{E'} \\ W_p(E', E) dE = & \sigma_0 \frac{dE}{E'}, \text{ где } \sigma_0 = 0,073 \end{aligned}$$

После вычисления интегралов

$$\varphi(E', E, \lambda, s) = -E^s \left\{ \psi(\lambda, s) x^{-s} + f(x, \lambda, s) \right\}, \text{ где}$$

$$\psi(\lambda, s) = \frac{[\lambda - \lambda_1(s)][\lambda - \lambda_2(s)]}{\lambda + \sigma_0} \quad (8)$$

$\lambda_1(s)$ ,  $\lambda_2(s)$ ,  $B(s)$ ,  $C(s)$  - функции каскадной теории

$$f(x, \lambda, s) = \frac{B(s)C(s)}{\lambda + \sigma_0} (xs - s - 1) -$$

$$-\frac{x}{s+1} {}_2F_1(1, s+1; s+2; x), \quad x = \frac{E}{E'},$$

${}_2F_1(1, s+1; s+2; x)$  - гипергеометрическая функция. Функция  $f(x, \lambda, s)$  медленно меняется с изменением  $x$  в интервале  $0 \leq x \leq 0,9$ . Чтобы функция  $\varphi(E', E, \lambda, s)E^s$  также слабо менялась с изменением  $s$ , необходимо положить  $\lambda = \lambda_1(s)$  или  $\lambda = \lambda_2(s)$ .

Теперь соотношение (7) можно переписать:

$$\int_E^{E_0} E'^s L[D_p(E_0, E', s, k)] dE' =$$

$$= E^s q(E, s, k) D_N(E_0, E, s, k),$$

$$D_N(E_0, E, s, k) = \int_E^{E_0} D_p(E_0, E', s, k) dE',$$

$$q(E, s, k) =$$

$$= \frac{1}{D_N(E_0, E', s, k)} \int_E^{E_0} \frac{\partial D_N(E_0, E', s, k)}{\partial E'} f\left(\frac{E}{E'}, s\right) dE'. \quad (9)$$

В соотношении (9)  $s$  и  $\lambda$  связаны соотношением  $\lambda = \lambda_1(s)$ . В первом приближении предполагают  $q(E_0, s, k) = q(s)$ . Тогда, продифференцировав (9) по  $E$  и разделив полученное равенство на  $E^s$ , получим приближенное выражение оператора  $L$ , описывающего процессы радиационного торможения и образования пар

$$L[D_p(E_0, E, \lambda, k)] = q(s) \frac{\partial D_N(E_0, E, \lambda, k)}{\partial E} +$$

$$+ \frac{sq(s)}{E} D_N(E_0, E, \lambda, k). \quad (10)$$

В этом случае уравнение для  $D_N$  записывается в виде

$$\left[ q(s) + \frac{E_k^2 k^2}{4E^2} \right] \frac{\partial D_N}{\partial E} + \frac{sq(s)}{E} D_N(E_0, E, s, k) = \frac{\delta(E_0 - E)}{2\pi} \quad (11)$$

Здесь  $q(s)$  выражается через известные функции каскадной теории

$$q(s) = -\frac{s\lambda_1'(s)}{H_1(s)}$$

Решение уравнения (7) имеет вид

$$D_N(E_0, E, s, k) = \frac{E_0^2}{2\pi q} (E_0^2 + E_k^2 k^2 / 4q)^{-1+s/2} \times \\ \times (E^2 + E_k^2 k^2 / 4q)^{-s/2} \text{ при } E < E_0 \quad (12)$$

при  $E \geq E_0$  оно равно нулю.

Упражнение 1. Используя трансформанты Ханкеля  $D_N(E_0, E, s, k)$  получить функции  $N_p(E_0, E, s, \theta)$ , когда  $E_0 \gg E$ .

Упражнение 2. Получить трансформанту Ханкеля  $D_N(E_0, E, s, k)$  для произвольных граничных условий и произвольного вида функций источника:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = L[P, \Gamma] + \frac{E_k^2}{4E^2} \Delta_\theta P + s_p(E, t),$$

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} = L_2[P, \Gamma] + s_\Gamma(E, t),$$

$$P(E_0, E, \theta, t=0) = \varphi_p(E_0, E, \theta),$$

$$\Gamma(E_0, E, \theta, t=0) = \varphi_\Gamma(E_0, E, 0).$$

Упражнение 3. Получить  $D_N(E_0, E, s, \theta)$  для случая граничных условий  $\Gamma(E_0, E, \theta, 0) = 0$ ,  $P(E_0, E, \theta, 0) = \delta(E_0 - E)\delta(\theta_{x0} - \theta_x)\delta(\theta_{y0} - \theta_y)$ , соответствующих одному первичному электрону, падающему на границу под углом  $\theta_0 = \sqrt{\theta_{x0}^2 + \theta_{y0}^2}$ .

Указание: Использовать преобразование Фурье

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-i\infty}^{+i\infty} \int d\theta_x d\theta_y e^{i(\theta_x k_x + \theta_y k_y)} f(\theta_x, \theta_y) = \\ = \Phi(k_x, k_y)$$

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-i\infty}^{+i\infty} \int dk_x dk_y e^{i(\theta_x k_x + \theta_y k_y)} \Phi(k_x, k_y) = \\ = f(\theta_x, \theta_y)$$

## ЛИТЕРАТУРА

1. Беленький С.З. Лавинные процессы в космических лучах. М., ГТТИ, 1948.
2. Иваненко И.П. Электромагнитные каскадные процессы. М., Изд-во Моск. ун-та, 1972.

**ФЛУКТУАЦИИ ЧИСЛА ЧАСТИЦ  
В ЭЛЕКТРОННО-ФОТОННЫХ ЛИВНЯХ**

Электронно-фотонный ливень возникает в результате многих взаимодействий падающего на вещество электрона или фотона и образующихся при этом новых частиц. Ввиду вероятностного характера индивидуальных взаимодействий электронов и фотонов с атомами вещества и того, что последовательные взаимодействия независимы, электронно-фотонный ливень – стохастический процесс. Изучение таких процессов опирается на методы теории вероятности. Поэтому описание ливня средними характеристиками, такими, например, как среднее число частиц на данной глубине, должно быть дополнено исследованием вероятностных распределений этих величин или по крайней мере флуктуаций их относительно средних значений.

Определим функцию  $\Psi_\gamma(E_0, E, t, N_e, \Gamma_e)$ , описывающую развитие каскада на глубине  $t$ , как вероятность того, что первичная частица с энергией  $E_0$  образует на глубине  $t$  вещества  $N_{e,\gamma}$  электронов и  $\Gamma_{e,\gamma}$  фотонов с энергией больше  $E$  (индексы  $e, \gamma$  отмечают, какова первичная частица – электрон или фотон).

Приведем вывод уравнений для функции  $\Psi_\gamma(E_0, E, t, N_e, \Gamma_e)$  – вероятности образования на глубине  $t$   $N_e$  электронов и  $\Gamma_e$  фотонов с энергией больше  $E$ , если на границу вещества попадает электрон с энергией  $E_0$ . Рассмотрим, что может произойти с первичным электроном в слое  $\Delta t$  вещества, прилегающем к его границе, и найдем связь возможных событий у границы вещества с вероятностью найти после развития ливня в следующем слое вещества с толщиной  $t$  числа электронов  $N_e$  и фотонов  $\Gamma_e$  с энергией больше  $E$  (рис. 1). Вероятность

$$\Psi_e(E_0, E, t+\Delta t; N_e, \Gamma_e) \quad (1)$$

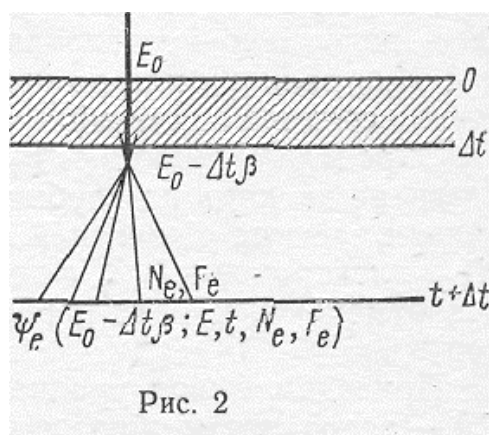
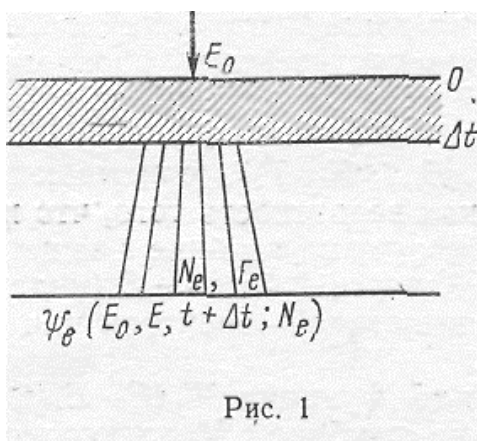
есть сумма вероятностей всех возможных событий, которые могут произойти с первичным электроном в слое вещества  $\Delta t$  и затем повлиять на судьбу ливня, формирующегося при последующем прохождении слоя вещества толщиной  $t$ . Рассмотрим развитие ливня в приближении Б, т. е. не будем учитывать кулоновское рассеяние электронов, а комптон-эффект учтем приближенно, принимая постоянным сечение поглощения фотонов, и, кроме того, ионизационные потери отнесем к непрерывным процессам.

1. Первая возможность состоит в том, что с вероятностью

$$1 - \Delta t \int_0^{E_0} W_e(E_0, E') dE' \quad (2)$$

электрон пройдет сквозь слой  $\Delta t$ , не испытав катастрофических взаимодействий, т. е. только теряя непрерывно энергию  $\Delta t\beta$  на ионизацию. Здесь  $W_e(E_0, E')dE'$  - вероятность того, что электрон с энергией  $E_0$  излучит фотон с энергией в интервале  $E', E'+dE'$  при прохождении единицы толщины вещества. От такого электрона после последующего развития ливня в слое вещества толщиной  $t$  на глубине  $t+\Delta t$  образуется  $N_e$  электронов и  $\Gamma_e$  фотонов (рис. 2) с вероятностью

$$\Psi_e(E_0 - \beta\Delta t; E; t; N_e, \Gamma_e) \quad (3)$$



Поскольку события, описываемые формулами (2) и (3) независимы, произведение их даст вклад в исследуемую вероятность (1) первого из возможных событий, происходящих в слое  $\Delta t$  с первичным электроном.

2. Вторая возможность для электрона при прохождении слоя  $\Delta t$  - испытать радиационное торможение с испусканием фотона с энергией в интервале  $E', E'+dE'$ . Вероятность этого события равна

$$\Delta t \cdot W_e(E_0, E') dE' \quad (4)$$

Будем считать  $\Delta t \ll l$  и интересоваться процессами, пропорциональными только первой степени  $\Delta t$ . Тогда аналогичные соображения приведут к следующему. Образовавшиеся с вероятностью (4) в слое  $\Delta t$  электрон с энергией  $E_0 - E'$  и фотон с энергией  $E'$  дадут независимо друг от друга начало двум ливням,



каждый из которых по прошествии глубины  $t$ , дает ливень с числом частиц соответственно  $N'_e, \Gamma'_e$  и  $N'_\gamma, \Gamma'_\gamma$  (рис. 3).

С вероятностями  $\Psi_e(E_0 - E', E, t, N'_e, \Gamma'_e)$  и  $\Psi_\gamma(E', E, t, N'_\gamma, \Gamma'_\gamma)$  ливни развиваются независимо друг от друга, поэтому вероятность обнаружения на глубине  $t + \Delta t$  ливня с числом электронов  $N_e$ , и числом фотонов  $\Gamma_e$  с энергией больше  $E$ , равна произведению

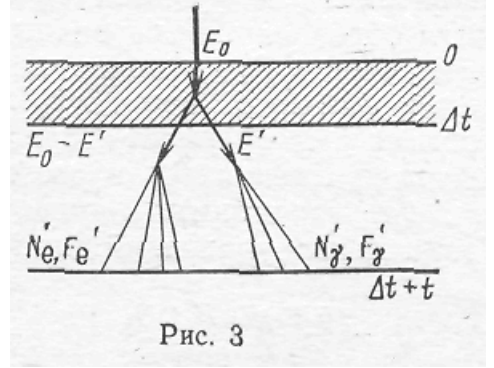


Рис. 3

$$\Delta t \cdot \Psi_e(E_0 - E', E, t, N'_e, \Gamma'_e) \cdot \Psi_\gamma(E', E, t, N'_\gamma, \Gamma'_\gamma) \times W_e(E_0, E') dE' \quad (5)$$

Энергия излученного в слое  $\Delta t$  фотона  $E'$  может быть любой величиной от 0 до  $E_0$ . Чтобы учесть это, нужно (5) проинтегрировать в указанном интервале энергий. Поскольку нас интересует не любая сумма  $N'_e + N'_\gamma$  и  $\Gamma'_e + \Gamma'_\gamma$ , а вклад рассматриваемого события в вероятность (1) обнаружения  $N_e, \Gamma_e$ , частиц с энергией больше  $E$  на глубине  $t + \Delta t$ , то необходимо произвести суммирование по всем  $N'_{e,\gamma}$  и  $\Gamma'_{e,\gamma}$  но так чтобы в конечном результате учитывались лишь суммы  $N'_e + N'_\gamma = N_e$  и  $\Gamma'_e + \Gamma'_\gamma = \Gamma_e$ . Математически можно произвести такой отбор введением символа Кронекера. С учетом вышесказанного можно записать первое уравнение в приближении Б для функций  $\Psi_{e,\gamma}$  в виде:

$$\begin{aligned} & \Psi_e(E_0, E, t + \Delta t, N_e, \Gamma_e) = \\ & = \Psi_e(E_0 - \Delta t\beta, E, t, N_e, \Gamma_e) (1 - \Delta t \int_0^E W_e(E_0, E') dE') + \\ & + \Delta t \sum_{\Gamma'_e} \sum_{\Gamma'_\gamma} \delta_{\Gamma'_e + \Gamma'_\gamma, \Gamma_e} \sum_{N'_e} \sum_{N'_\gamma} \delta_{N'_e + N'_\gamma, N_e} \times \\ & \times \int_0^{E_0} W_e(E_0, E') \Psi_e(E_0 - E', E, t; N'_e, \Gamma'_e) \times \\ & \Psi'_\gamma(E', E, t; N'_\gamma, \Gamma'_\gamma). \end{aligned} \quad (6)$$

(здесь и дальше символ  $\sum_{N_{e,\gamma}}$  или  $\sum_{\Gamma_{e,\gamma}}$  означает суммирование по величинам указанным внизу от 0 до  $\infty$ ).

Используя аналогичные рассуждения, можно получить уравнение для функции  $\Psi_\gamma(E_0, E, t + \Delta t; N_\gamma, \Gamma_\gamma)$  вероятности образования первичным фотоном с энергией  $E_0$   $N_\gamma$  электронов и  $\Gamma_\gamma$  фотонов с энергией больше  $E$ . Используя, далее, обычную процедуру разложения функции по малой добавке в ее аргументе, пропорциональной  $\Delta t$ , разделив все члены уравнения (6) и соответствующего уравнения для  $\Psi_\gamma$  на  $\Delta t$  и устремив  $\Delta t$  к нулю, получим систему интегродифференциальных уравнений для функций  $\Psi_{e,\gamma}$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \Psi_e(E_0, E, t, N_e, \Gamma_e)}{\partial t} &= -\Psi_e(E_0, E, t, N_e, \Gamma_e) \times \\
&\times \int_0^{E_0} W_e(E_0, E') dE' - \beta \frac{\partial \Psi_e(E_0, E, t, N_e, \Gamma_e)}{\partial E_0} + \\
&+ \sum_{N'_e} \sum_{N'_\gamma} \sum_{\Gamma'_e} \sum_{\Gamma'_\gamma} \delta_{N'_e+N'_\gamma, N_e} \delta_{\Gamma'_e+\Gamma'_\gamma, \Gamma_e} \times \\
&\times \int_0^{E_0} W_e(E_0, E') \Psi_e(E_0 - E', E, t, N'_e, \Gamma'_e) \times \\
&\times \Psi_\gamma(E', E, t, N_\gamma, \Gamma_\gamma) dE'; \\
\frac{\partial \Psi_\gamma(E_0, E, t, N_\gamma, \Gamma_\gamma)}{\partial t} &= -\sigma_0 \Psi_\gamma(E_0, E, t, N_\gamma, \Gamma_\gamma) + \\
&+ \sum_{N'_e} \sum_{N''_e} \sum_{\Gamma'_e} \sum_{\Gamma''_e} \delta_{N'_e+N''_e, N_\gamma} \times \\
&\times \delta_{\Gamma'_e+\Gamma''_e, \Gamma_\gamma} \int_0^{E_0} W_p(E_0, E') \Psi_e(E_0 - E', E, t, N'_e, \Gamma'_e) \times \\
&\times \Psi_e(E', E, t, N''_e, \Gamma''_e)
\end{aligned} \tag{7}$$

здесь  $W_p(E_0, E') dE'$  - вероятность того, что фотон с энергией  $E_0$  образует пару электронов с энергией  $E'$  и  $E_0 - E'$ ,  $\sigma_0 = \int_0^{E_0} W_p(E_0, E') dE'$  - коэффициент поглощения фотонов. Условие нормировки функций  $\Psi_{e,\gamma}$  имеет вид:

$$\sum_{N_{e,\gamma}} \sum_{\Gamma_{e,\gamma}} \Psi_{e,\gamma}(E_0, E, t, N_{e,\gamma}; \Gamma_{e,\gamma}) = 1 \tag{8}$$

Вероятность того, что в ливне присутствует на глубине  $t$  данное число электронов  $N_{e,\gamma}$  с энергией выше  $E$  при любом числе фотонов, получим, просуммировав  $\Psi_{e,\gamma}(E_0, E, t, N_{e,\gamma}; \Gamma_{e,\gamma})$  по всем  $\Gamma_{e,\gamma}$

$$\Psi_{e,\gamma}(E_0, E, t, N_{e,\gamma}) = \sum_{\Gamma_{e,\gamma}} \Psi_{e,\gamma}(E_0, E, t, N_{e,\gamma}; \Gamma_{e,\gamma}) \tag{9a}$$

Аналогично вероятность данного числа фотонов

$$\Psi_{e,\gamma}(E_0, E, t; \Gamma_{e,\gamma}) = \sum_{\Gamma_{e,\gamma}} \Psi_{e,\gamma}(E_0, E, t; N_{e,\gamma}; \Gamma_{e,\gamma}) \quad (96)$$

Моменты  $\Psi_{e,\gamma}$  функции определяются выражениями

$$\begin{aligned} \bar{N}_{e,\gamma}^n(E_0, E, t) &= \sum_{N_{e,\gamma}} \sum_{\Gamma_{e,\gamma}} N_{e,\gamma}^n \Psi_{e,\gamma}(E_0, E, t; N_{e,\gamma}; \Gamma_{e,\gamma}) \\ \bar{\Gamma}_{e,\gamma}^n(E_0, E, t) &= \sum_{N_{e,\gamma}} \sum_{\Gamma_{e,\gamma}} \Gamma_{e,\gamma}^n \Psi_{e,\gamma}(E_0, E, t; N_{e,\gamma}; \Gamma_{e,\gamma}) \end{aligned} \quad (10)$$

Коэффициент корреляции электронов с фотонами

$$\bar{N}_{e,\gamma}^n \bar{\Gamma}_{e,\gamma}^n = \sum_{N_{e,\gamma}} \sum_{\Gamma_{e,\gamma}} N_{e,\gamma}^n \Gamma_{e,\gamma}^n \Psi_{e,\gamma}(E_0, E, t; N_{e,\gamma}; \Gamma_{e,\gamma}) \quad (11)$$

Уравнения для моментов и коэффициентов корреляции получаются почленным умножением уравнений для  $\Psi_{e,\gamma}$  на  $N_{e,\gamma}^n$  или  $\Gamma_{e,\gamma}^n$  или  $\Gamma_{e,\gamma}^n N_{e,\gamma}^n$  и суммированием согласно правилам (10), (11). При этом в членах, содержащих несколько сумм, нужно провести первым суммирование по той величине, для моментов которой выводится уравнение, воспользовавшись свойствами символа Кронекера. Все последующие суммирования проводятся в соответствии с правилами (8)-(11).

Очевидно, моменты первого порядка представляют собой средние распределения по энергиям чисел электронов  $N_{e,\gamma}^n(E_0, E, t)$  или фотонов  $\Gamma_{e,\gamma}^n(E_0, E, t)$  на данной глубине. Уравнения, например для среднего числа электронов  $N_{e,\gamma}^n(E_0, E, t)$  в приближении Б имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{N}_e(E_0, E, t)}{\partial t} &= -\bar{N}'_e(E_0, E, t) \int_0^{E_0} W_e(E_0, E') dE' + \\ & \int_0^{E_0} \bar{N}_e(E_0 - E', E, t) W_e(E_0, E') dE' + \int_0^{E_0} \bar{N}_\gamma(E', E, t) \times \\ & W_e(E_0, E') dE' - \beta \frac{\partial \bar{N}_e(E_0, E, t)}{\partial E_0}; \\ \frac{\partial \bar{N}_\gamma(E_0, E, t)}{\partial t} &= -\sigma_0 \bar{N}_\gamma(E_0, E, t) + \int_0^{E_0} [\bar{N}_e(E_0 - E, E, t) + \end{aligned}$$

$$+ \bar{N}_e(E', E, t)] W_p(E_0, E') dE'. \quad (12)$$

Система уравнений (12) по форме отличается от классической системы уравнений каскадной теории (см. [1, 2]), поскольку они связывают разные распределения с разными переменными. Но решение уравнений (12) совпадает с соответствующими распределениями, получающимися из решений уравнений для средних чисел частиц, поскольку и те и другие получены при одинаковых предположениях.

Решение уравнений для вторых моментов функции  $\Psi_{e,\gamma}$  позволяет оценить среднеквадратичное отклонение числа электронов  $\Delta N_{e,\gamma}(E_0, E, t)$  и фотонов  $\Delta \Gamma_{e,\gamma}(E_0, E, t)$  вследствие флуктуаций в развитии ливней. Так, например,

$$\begin{aligned} \Delta N_{e,\gamma}(E_0, E, t) &= [\bar{N}_{e,\gamma}^2 - (\bar{N}_{e,\gamma})^2]^{1/2} = \\ &= \bar{N}_{e,\gamma}(E_0, E, t) \sqrt{\delta_{e,\gamma} - 1}, \end{aligned} \quad (13)$$

выражения для  $\delta_{e,\gamma}$ , полученные в приближении А,

$$\begin{aligned} \delta_e &= \frac{2 \left\{ \frac{\bar{N}_\gamma(E_0, E, t)}{\bar{N}_e(E_0, E, t)} \gamma_1(s) [2\lambda_1(s) + \sigma_0] + C(2s) \gamma_2(s) \right\}}{[2\lambda_1(s) - \lambda_1(2s)] [2\lambda_1(s) - \lambda_2(2s)]}; \\ \delta_\gamma &= \frac{2 \left\{ \frac{\bar{N}_\gamma(E_0, E, t)}{\bar{N}_e(E_0, E, t)} \gamma_1(s) B(2s) + [2\lambda_1(s) + A(2s)] \gamma_2(s) \left[ \frac{\bar{N}_\gamma(E_0, E, t)}{\bar{N}_e(E_0, E, t)} \right]^2 \right\}}{[2\lambda_1(s) - \lambda_1(2s)] [2\lambda_1(s) - \lambda_2(2s)]} \\ &\quad \ln(E_0 / E) + \lambda'_1(s)t = 0 \end{aligned} \quad (14)$$

Упражнение 1. Вывести уравнение для  $\Psi_e(E_0, E, t, N_e, \Gamma_e)$ , рассмотрев случай падения на вещество фотона с энергией  $E_0$  с учетом комптон-эффекта. Использовать сечение комптон-эффекта в виде  $W_{comp}(E_0 E') dE' = q dE' / E_0 E'$  и сечение образования пар в виде  $W_p(E_0 E') dE' = \sigma_0 dE' / E_0 E'$ .

Упражнение 2. Вывести уравнения для  $N_{e,\gamma}^2(E_0, E, t)$ .

Упражнение 3. Вывести уравнения для коэффициентов корреляции  $\overline{N_e \Gamma_e}$  и  $\overline{N_\gamma \Gamma_\gamma}$ .

Упражнение 4. Найти решение уравнений (12) для  $\bar{N}_{e,\gamma}(E_0, E, t)$ , применив преобразования Меллина по переменной  $E_0$  в форме

$$\bar{N}_{e,\gamma}(x, t, E) = \int_0^{\infty} E_0^{-x-2} \bar{N}_{e,\gamma}(E_0, E, t) dE_0$$

с формулой обращения

$$\bar{N}_{e,\gamma}(E_0, E, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_e^{e^{x+1}} \bar{N}_{e,\gamma}(x, t, E) dx$$

Упражнение 5. Определить абсолютную величину среднеквадратичного отклонения числа электронов  $\Delta N_e(E_0, E, t)$  для ливня с заданным значением  $E_0/E$  на глубинах  $t$ , соответствующих разным  $s$ . Найти соответствующие значения  $t$  ( $\gamma_1(s)$  и  $\gamma_2(s)$  берутся из [4]).

Упражнение 6. Определить абсолютную величину среднеквадратичного отклонения  $\Delta \bar{N}_\gamma(E_0, E, t)$  для ливня с заданным  $E_0/E$  на глубинах, соответствующих разным  $s$ . Воспользоваться значениями  $\gamma_{1,2}$  из [4].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Беленький С.З. Лавинные процессы в космических лучах. М., ГТТИ, 1948.
2. Иваненко И.П. Электромагнитные каскадные процессы. М., Изд-во Моск. ун-та, 1972.
3. Герасимова Н.М. ЖЭТФ, 43, 500, 1962; 44, 240, 1962. Труды ФИАН, 26, 192, 1964.
4. Бахтадзе А.К., Герасимова Н.М., «Ядерная физика», 19, 878, 1974.