

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ

Ն. Մ. ՔՈԶՍՐՅԱՆ

ԿՈՍՄՄԻԿԱԿԱՆ
ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐ
ՊՈԼԻՄԵՐՆԵՐԻ
ՖԻԶԻԿԱ

ԸՆՏԻՐ ԱՇԽԱՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
ИНСТИТУТ ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Н. М. КОЧАРЯН

КОСМИЧЕСКИЕ
ЛУЧИ
ФИЗИКА
ПОЛИМЕРОВ

ИЗБРАННЫЕ ТРУДЫ

ИЗДАТЕЛЬСТВО АН АРМЯНСКОЙ ССР
ЕРЕВАН 1973

530 · 4 : 547
К 75

ГОС. ПУБЛИЧНАЯ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА СВОР

73-188195

Д4
261

Сборник трудов Кочаряна по тематике состоит из двух разделов. В первый вошли статьи, в которых исследуется состав космического излучения, энергетический спектр частиц.

Вторая часть сборника посвящена исследованиям в области физики полимеров.

0263 .016
К 0253 — 79—70
703(02)-73

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ

ИССЛЕДОВАНИЕ АЗИМУТАЛЬНОЙ АСИММЕТРИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ*

(Без фильтра)

Как показали эксперименты, проведенные Джонсоном, Стретом и др., интенсивность космических лучей не симметрична относительно плоскости магнитного меридиана. Она больше в направлении западного азимута и зависит от магнитной широты. Это явление, называемое геомагнитным эффектом, объясняется влиянием магнитного поля земли на первичные компоненты космических лучей.

Преобладание интенсивности в западном направлении говорит об избытке положительно заряженных частиц. Данные, приведенные в настоящей статье, относятся к расчету асимметрии в условиях Еревана (атмосферное давление 678 мм) и сравниваются с результатами В. М. Дюкельского и Н. С. Ивановой, полученными** на Арагаге (атмосферное давление 518 мм) в 1934 г.

Настоящая работа выполнена в 1935 г.

Эксперимент осуществлен по методу совпадений с помощью трех счетчиков Гейгера-Мюллера, оси которых находятся в одной плоскости.

Для измерения асимметрии оси счетчиков устанавливаются перпендикулярно плоскости магнитного меридиана, а затем отклоняются то на восток, то на запад. В отклоненном состоянии в обоих случаях плоскость, проведенная через оси счетчиков, составляет угол 45 градусов с горизонтальной плоскостью. Мы вычисляли число тройных совпадений в счетчиках—для восточного и западного направлений в отдельности, направления меняли через каждый час, вследствие

* Ереванский гос. ун-т, Научные труды, 12, 23, 1940.

** «Журнал экспериментальной и теоретической физики», т. 5, вып. 6, 1935.

чего результаты становились безотносительными к изменениям атмосферного давления и работы счетчиков.

Для введения поправок в окончательные результаты в конце работы выполнен расчет случайных совпадений. В течение 25 часов их число достигло 64, что дает для одного часа число 2,56.

Так как вероятная ошибка обратно пропорциональна квадратному корню от числа совпадений, то мы брали по возможности большое число совпадений (16608).

Интенсивность космических лучей в данном направлении совпадает с числом совпадений в этом направлении, получаемым при помощи счетчиков, т. е. если обозначить число совпадений в западном и восточном направлениях под 45 градусами через N_E и N_W (после введения поправок) и интенсивность космических лучей через I_E и I_W , то $\frac{N_W}{N_E} = \frac{I_W}{I_E}$; этим

именно отношением будет измеряться величина асимметрии. Для западного азимута мы получили 8365 совпадений в течение 167 часов, а для восточного азимута—8303 совпадений в течение 174 часов. Число совпадений за час: в западном направлении— $50,09 \pm 0,3$, в восточном направлении— $47,70 \pm 0,3$. Число случайных совпадений за час— $2,56 \pm 0,2$. Вычитая из общего числа случайные совпадения, получим их уточненное число для одного часа:

$$N_W = 47,43 \pm 0,5 \quad \text{и} \quad N_E = 45,14 \pm 0,5.$$

Асимметрия интенсивности космических лучей будет:

$$\frac{I_W}{I_E} = \frac{47,43 \pm 0,5}{45,14 \pm 0,5} = 1,05 \pm 0,02.$$

Отсюда видно, что интенсивность космических лучей по западному азимуту на 5% превалирует над интенсивностью по восточному азимуту. Это означает, что в первичных компонентах космических лучей преобладают частицы с положительным зарядом.

Сравнивая эти данные с данными В. М. Дюкельского и Н. С. Ивановой, полученными на Арагаце (без фильтра $\frac{I_W}{I_E} = 1,09 \pm 0,03$), мы видим, что в условиях Еревана асимметрия без фильтра уменьшается приблизительно на 4%. Так как разница в атмосферном давлении в Ереване и на Арагаце эквивалентна свинцовому слою толщиной приблизительно в 20 см, то из полученного результата заключаем, что в более жестких компонентах космических лучей число положительных частиц меньше.

Резюме

Отклонение космических лучей в магнитном поле земли (без применения фильтра).

При помощи трех счетчиков Гейгера-Мюллера методом совпадения была измерена азимутальная асимметрия интенсивности космических лучей в г. Ереване (бар. давление 678 мм). Отношение интенсивности в западном азимуте к интенсивности в восточном азимуте при зенитном угле 45° получилось равным $1,05 \pm 0,02$.

Мягкая компонента космических лучей на высоте 3250 м*

Письма редактору 1944 г.

Летом 1942 года на вершине г. Алагез (Армянская ССР) было измерено отношение мягкой компоненты к жесткой с помощью трех различных установок:

1) тонкостенной (1,5 мм меди) ионизационной камеры, наполненной аргоном при давлении 20 атм. Мягкая компонента отфильтровывалась свинцом толщиной 6,7 см;

2) тонкостенного счетчика (длина 6 см, диаметр 1,8 см, стенки из латуни толщиной 0,5 мм). Этот счетчик был окружен несколькими большими счетчиками, так что каждая частица, проходящая через малый счетчик, должна была пройти также через один из больших счетчиков.

Измерялось число совпадений между малым счетчиком и всеми большими счетчиками, соединенными параллельно. Мягкая компонента отфильтровывалась свинцом толщиной 10 см;

3) телескопа космических лучей, состоящего из четырех счетчиков. Первые три счетчика (I, II, III) имели длину 12 см и диаметр 3,5 см, а четвертый счетчик (IV) состоял из 5 счетчиков длиной 50 см, соединенных параллельно. Между счетчиками III и IV располагался фильтр (10 см свинца).

Этот эксперимент показывает, что отношение мягкой компоненты к жесткой зависит от метода измерения. Разница между значениями, полученными с помощью трех методов, зависит от высоты.

Отношение мягкой компоненты к жесткой, измеренное с помощью ионизационной камеры, оказалось равным $(110 \pm 5)\%$ на высоте 3250 м и примерно $(35 \pm 10)\%$ на высоте 960 м (Ереван).

* «Физический журнал» (на англ. яз.), изд. СССР, 8, 63, 1944. (Совторы: А. Алиханов, А. Алиханян и Л. Неменов).

То же отношение, измеренное с помощью счетчика, было $(65 \pm 5) \%$ и $(35 \pm 3) \%$ соответственно.

С помощью телескопа измерения были проведены для двух зенитных углов 0° и 45° . На высоте 3250 м для 0° отношение оказалось равным $(53 \pm 3) \%$, а для 45° оно равно $(60 \pm 3) \%$. На высоте 960 м это отношение было равно $(35 \pm 3) \%$ для обоих углов.

Наиболее важным результатом, установленным этими экспериментами, было сильное различие этих отношений, полученных посредством ионизационной камеры и счетчика.

Контрольный эксперимент, проведенный с помощью счетчика, имеющего в 6 раз большую поверхность, дал ту же самую величину отношения мягкой компоненты к жесткой. Это исключает возможность (хотя и с небольшой вероятностью) объяснить расхождение одновременным показанием в счетчике нескольких электронов. Невозможно также объяснить это расхождение образованием пар γ -лучами в стенках счетчика. В таком случае число γ -лучей в воздухе должно быть настолько большим, чтобы могли произвести больше электронов, чем полное число всех частиц космического излучения, взятых вместе.

Следовательно, единственно приемлемым объяснением наблюдаемого явления является предположение, что в мягкой компоненте имеются также частицы с ионизирующей способностью большей, чем у релятивистских частиц. (Возможно, протоны с энергией меньше 10^8 эв.)

В то же время наблюдаемый рост расхождения между измерениями, проведенными с помощью ионизационной камеры и счетчика, показывает, что это не связано генетически с мезотронами или электронами и квантами.

ПОГЛОЩЕНИЕ МЯГКОЙ КОМПОНЕНТЫ В ВОДЕ НА ВЫСОТЕ 3225 м*

Летом 1943 года на вершине г. Арагац были измерены отношения интенсивностей мягкой и жесткой компонент космических лучей различными методами.

Используя то преимущество, что на высоте 3225 м имелось озеро, мы провели:

1) измерения с помощью ионизационной камеры и счетчика на поверхности озера, где измерения не могли загрязняться радиоактивностью окружающих скал;

2) ряд измерений поглощения космических лучей в воде со свинцовым фильтром и без него. Тонкостенная (1,5 мм меди) ионизационная камера, объемом 0,5 л, наполненная аргоном, и устройство из трех счетчиков, один из которых располагался над двумя другими счетчиками, погружались на глубину 3 м.

Мы измеряли:

а) совпадения между верхним и двумя нижними счетчиками, соединенными параллельно; таким образом считались частицы, идущие во всех направлениях, за исключением горизонтального;

в) совпадения между двумя нижними счетчиками; таким образом считались ливни и частицы, идущие из направлений, близких к горизонтальному;

с) совпадение между тремя счетчиками; таким образом считались только ливни;

д) число разрядов в верхнем счетчике, т. е. частицы, приходящие со всех направлений.

Измерения в) и с) были проведены также с помещенным над системой тонким (4 мм) свинцовым фильтром, который дает нам возможность измерить кривую поглощения ливнеобразующих частиц.

* «Физический журнал» (на англ. яз.), изд. СССР, 8, 127, 1944. (Соавторы: А. Алиханян, А. Алиханов, И. Кварцкава, Г. Мирнанашвили).

Результаты измерений, проведенных с помощью ионизационной камеры, счетчиков и методом совпадений, приведены на рис. 1 и 2.

На поверхности озера отношение интенсивностей мягкой и жесткой компонент оказалось равным 115%, при измерениях с ионизационной камерой, и $(61 \pm 3)\%$, если измерять с помощью счетчика или метода совпадений. Эти данные нахо-

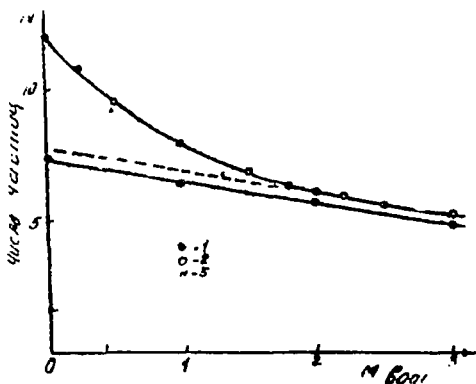


Рис. 1. Поглощение космических лучей в воде.

1—жесткие компоненты, 2—полное (метод совпадений), 3—полное (одиночный счетчик).

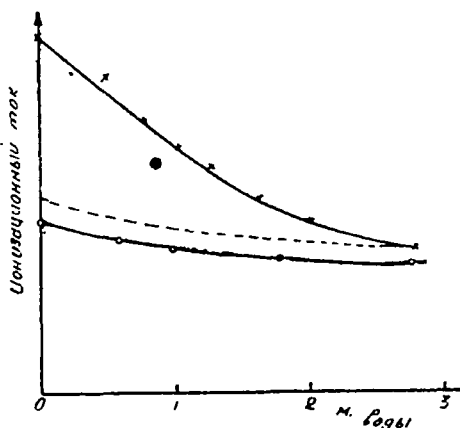


Рис. 2. Поглощение космических лучей в воде. Верхняя кривая—полная интенсивность; нижняя—жесткая компонента.

дятся в хорошем согласии с нашими предыдущими измерениями [1].

На рис. 3 приведены кривые поглощения, вычисленные из этих данных. На этом же рисунке кривая поглощения, полученная Крамером [2] на Bodensee.

Тамм и Ландау вычислили поглощение мягкой компоненты в 1 м воды. Их данные отмечены крестиками. Кружочками

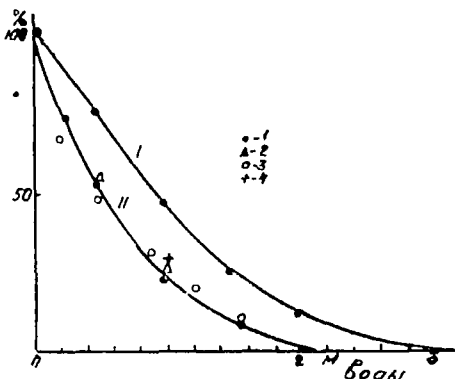


Рис. 3. Поглощение космических лучей в воде. I—это письмо (кривая I—ионизационная камера, кривая II—счетчик), 2—Крамер (ионизационная камера), 3—ливень в свинце (тройные совпадения), 4—вычисленный Ландау и Таммом.

отмечены данные по поглощению ливнеобразующих частиц, полученные из тройных совпадений в присутствии 4-миллиметрового свинцового фильтра.

Одновременно с большим расхождением в отношении мягкой компоненты к жесткой, полученным посредством камеры и счетчика, имеется расхождение только по форме в кривых поглощения мягкой компоненты, тогда как эта кривая для жесткой компоненты в пределах ошибок эксперимента одна и та же для обоих методов. Так как плотность частиц в ливне в воде значительно больше, чем в воздухе, то это расхождение между кривыми поглощения может возникнуть из-за одновременного прохождения через счетчик нескольких частиц.

Порядок величины ожидаемого эффекта может быть оценен из измерений двойных и тройных совпадений на разных глубинах. Результаты приведены на рис. 4, где отложено число 2- и 3-кратных совпадений в 1 мин в зависимости от глубины. Так как полное число отсчетов на глубине 1 м равно

100 в минуту, а число мягких частиц—10 (площадь счетчика составляет 30 см²), из двух кривых независимо можно прийти к заключению, что имеется 0,5—1 ливневые частицы на 10 мягких частиц.

Таким образом, чтобы объяснить расхождения между данными, полученными ионизационной камерой и счетчиком на глубине 1 м, мы должны предположить, что в этом 0,5—1

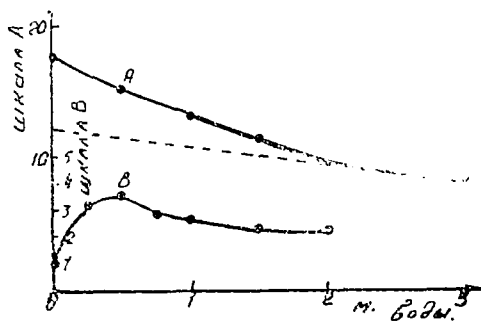


Рис. 4. Число N двойных (кривая А) и тройных (кривая В) совпадений в минуту при разных глубинах.

случае в счетчик, одновременно попадает 10—20 частиц т. е. что на 100 мягких частиц имеется 0,5—10 частицы, которые генерировали ливень примерно из 150—300 частиц. Такие частицы имеют энергию порядка 10^{11} — $2 \cdot 10^{11}$ эв. Но это мало вероятно для равновесного электронного спектра, тем более для электронов первичного каскада. С помощью той же установки из трех счетчиков мы измерили число ливней, рожденных в воздухе и свинцовой пластине, толщиной 4 мм, на высотах 960 и 3225 м.

Эти измерения показывают, что число ливней увеличивалось в 2,5 раза от высоты 960 к 3225 м. В то же время мягкая компонента, измеренная с помощью счетчика, увеличивалась в 3,6 раза.

Эти результаты хорошо согласуются с данными, полученными Спиваком [3], который определял увеличение числа ливней от уровня моря вплоть до высоты 2930 м (гора Эльбрус).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Alichanow, A. Alichanian and G. Mirianashvili, Journ. of Phys., 8, 62, 1944.
2. Kramer, zs. of. Phys. 85, 411, 1933.
3. Spivak, Journ. of Phys., 5, 5, 1941.

ИЗМЕРЕНИЕ МЯГКОЙ И ЖЕСТКОЙ КОМПОНЕНТ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРОЙ*

Средняя величина ионизации, создаваемой заряженной частицей на единицу длины в газе, в общем случае зависит от скорости и массы частицы. Если же частицы являются релятивистскими, то, как показывает теория, величина удельной ионизации не зависит от скорости и массы частицы.

Так, например, мезоны и электроны, входящие в состав космических лучей, будучи релятивистскими частицами, вызывают в газе одинаковую удельную ионизацию.

Следовательно, если предположить, что в состав космических лучей входят только мезоны и вызываемые ими электроны распада и β -электроны вместе с жесткими гамма-лучами, то ионизация, создаваемая ими в ионизационной камере, независимо от состава частиц, будет меняться пропорционально числу прошедших через камеру частиц.

Если обозначить через $I_{об.}$ ток в камере от космических лучей без свинцового экрана, а через $I_{ж}$ ток в камере, при окружении последней свинцовым панцирем толщиной в 7—10 см, то $I_{об.} - I_{ж}$ будет представлять собою ток от мягкой компоненты космических лучей, а $K = \frac{I_{об.} - I_{ж}}{I_{ж}} = \frac{I_{м}}{I_{ж}}$ представит отношение интенсивности мягкой компоненты к интенсивности жесткой компоненты.

Наша задача заключалась в измерении ионизации, вызываемой отдельно жесткой и мягкой компонентами при помощи ионизационной камеры.

Параллельно этим измерениям нами определялась интенсивность мягкой и жесткой компонент с помощью счетчиков Гейгера-Мюллера, включенных в схему совпадений. Этот метод дает возможность измерить число прошедших через счетчики частиц независимо от их ионизирующей способности и

* ДАН АрмССР, 4, 65, 1946. (Соавторы: А. И. Алиханов, А. И. Алиханян).

найти, таким образом, отношение числа мягких частиц к жестким:

$$K_1 = \frac{N_{об.} - N_{ж}}{N_{ж}} = \frac{N_m}{N_{ж}}$$

При наличии в космических лучах только одних мезонов и электронов мы получили бы $K=K_1$. Отклонение от равенства этих отношений указывало бы на существование в космических лучах частиц, имеющих ионизацию, отличную от ионизации релятивистских частиц.

Таким образом, мы имели возможность определить относительную интенсивность мягкой компоненты как по числу частиц, так и по ионизации, ею вызываемой, и проследить за ее возрастанием с высотой как одним, так и другим методом.

Такие измерения были проведены летом 1943 года на Алагезе (высота 3250 м) и на уровне Еревана (высота 950 м).

Описание установки. Ионизационная камера представляла собой сферу диаметром в 10 см, с толщиной медных стенок около 1,5 мм. Камера наполнялась чистым аргоном при давлении около 10 атмосфер. Электрод камеры был изолирован от корпуса янтарной пробкой и соединялся с нитью струнного электрометра, имеющей диаметр в 2μ. Камера насаживалась вплотную на электрометр так, что подводящий провод от электрода к нити был длиной всего 4 см (рис. 1).

Рис. 1. Схема установки по измерению ионизационного тока.

Измерения проводились при средней чувствительности электрометра около 20—25 делений на вольт. На корпус

камеры подавался потенциал около 100 вольт.

При измерении тока ионизации от жесткой компоненты космических лучей камера окружалась сферическим свинцовым панцирем толщиной 7 см.

Чтобы обеспечить устойчивость в работе электрометра, а также возможность проведения водных измерений, камера с электрометром помещалась в специально изготовленный бак, который герметически закрывался. Электрометр с камерой привинчивался к нижнему основанию бака. Внутри ка-

меры в специальных «ловушках» помещался фосфорный ангидрид для высушивания воздуха. Все соединения от пульта управления проходили к электрометру и к камере через резиновый шланг, присоединенный к нижнему основанию бака. Наблюдения велись через два окошка, на стенках бака.

При проведении водных измерений бак опускался в воду при помощи специально изготовленной для этой цели лебедки.

Методика измерений. Как обычно, ионизационный ток в камере измерялся по формуле $I = C \frac{\Delta V}{\Delta t}$, где C —емкость

электрометра, равная 6,9 см, а ΔV —потенциал нити электрометра от натекания зарядов на нее за время Δt .

Процедура измерений заключалась в определении числа делений перемещения нити электрометра за определенный интервал времени.

Определяя ионизационный ток с открытой камерой и камерой, экранированной свинцовым панцирем, можно найти в отдельности ток, вызываемый жесткой и мягкой компонентами космических лучей.

При этом необходимо иметь в виду, что некоторая часть ионизационного тока в камере обусловлена радиоактивными излучениями, которые испускаются окружающими предметами— $I_{рп}$, а также радиоактивными загрязнениями самой камеры— $I_{рк}$.

Таким образом, полный ток ($I_{полн.}$) в ионизационной камере обязан космическому излучению (I_k), радиоактивности окружающих пород ($I_{рп}$) и радиоактивности самой камеры ($I_{рк}$). Учитывая также ток утечки $I_{ут}$, для измеряемого полного тока имеем:

$$I_{полн.} = I_{косм.} + I_{рп.} + I_{рк} - I_{ут.} \quad \text{или} \\ I_k = I_{полн.} - I_{рп} - I_{рк} + I_{ут.} \quad (1)$$

Специальными измерениями на озере Сев-лич нам удалось установить, что $I_{рп}$ сильно падает с удалением от берега и становится равным 0 на расстоянии 6—7 м от берега.

Измерения нами проводились на плоту на расстоянии 7 м от берега, тем самым исключалась величина $I_{рп}$ из выражения (1). Внутренний фон камеры был измерен в Зангинском туннеле на глубине 36 м горных пород со средней плотностью 2,5 г/см³. Для тока камеры мы получили величину $0,3 \cdot 10^{-15}$ А.

К измерениям приступали после того, как в герметически закрытом баке ток утечки доходил до значений $0,5—0,6 \cdot 10^{-15}$ А.

Измерения в воздухе. Вся установка, вместе с пультом управления, помещалась на плоту, на расстоянии 7 м от берега.

Неоднократными измерениями фиксировалось постоянство тока утечки.

Измерения проводились без свинца и со свинцовым панцирем, полностью закрывающим поверхность ионизационной камеры, толщиной 7 см.

Ниже приводятся результаты этих измерений после поправки на утечку и внутренний фон камеры.

Таблица 1

I общее	I жесткое	I мягкое
$6,55 \cdot 10^{-15}A$	$3,15 \cdot 10^{-15}A$	$3,40 \cdot 10^{-15}A$

Как видно из приведенных данных, отношение токов в камере от мягкой и жесткой компонент космических лучей—1,15.

Измерения в воде. Для исследования характера поглощения мягкой компоненты космических лучей герметически закрытый бак, вместе с камерой, погружался в воду на различную глубину, при помощи специальной лебедки, установленной на плоту.

Опущенный в воду бак с камерой вытаскивался из воды после того, как потенциал натекания доходил до 10—15 делений, что соответствовало 400—600 мв. Рассчитывалось время, в течение которого бак вытаскивался из воды, а также время пребывания камеры в воздухе до фиксирования потенциала нити электрометра: тем самым вводилась соответствующая поправка, весьма важная для глубоких измерений и при измерениях со свинцом.

В табл. 2 приведены данные для общего ионизационного тока (без свинца) в зависимости от глубины погружения.

Изменение ионизационного тока от жесткой компоненты космических лучей (со свинцовым панцирем, толщиной 7 см) приводится в табл. 3.

Из этих данных для отношения мягкой компоненты к жесткой на глубине 1 м получается 70%, в то время как из счетчиковых данных для той же глубины было получено 20%.

Обсуждение результатов. Результаты измерений ионизационной камерой в виде кривой поглощения в воде приводятся на рис. 2.

На рис. 3 приводятся такие же кривые при измерении счетчиками Гейгера-Мюллера [1]. Сравнение результатов измерений ионизационной камерой в воде с такими же измерениями с помощью счетчиков показывает очень резкую разли-

Таблица 2

Глубина погружения в воду, м	Ионизацион- ный ток, 10 ⁻¹⁵ А
0,0	6,55
0,5	5,83
0,75	4,99
1,00	4,49
1,25	4,12
1,6	3,42
2,00	3,15
2,85	2,64

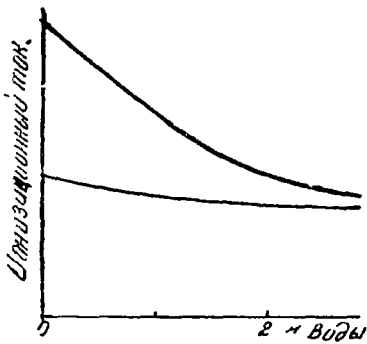


Рис. 2. Кривая поглощения в воде космических лучей методом ионизационной камеры.

Таблица 3

Глубина погружения в воду, м	Ионизацион- ный ток, 10 ⁻¹⁵ А
0,0	3,15
0,5	2,83
1,0	2,64
1,9	2,68
2,75	2,20

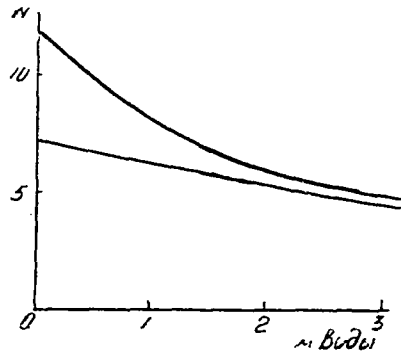


Рис. 3. Кривая поглощения в воде космических лучей методом счетчиков Гейгера-Мюллера.

цу не только в величине мягкой компоненты, но и в ее кривой поглощения. Эта разница не может быть объяснена какими-либо явлениями в стенках приборов, так как в обоих случаях стенки приборов были достаточно тонки, а для контроля толщина стенок менялась.

Разница не может быть объяснена тем, что извне на камеру в заметной доле попадают пучки одновременных частиц. Целая серия разнообразных контрольных опытов исключает возможность такого объяснения. Исходя из этих соображений, мы пришли к выводу, что мягкая компонента на высоте 3250 м по своему составу неоднородна и содержит в себе, кроме электронов и квантов, значительное количество частиц, которые, во-первых, обладают заметно большей ионизационной способностью, чем мезоны, и, во-вторых, создаются компонентой, поглощающейся по закону, отличному от закона поглощения электроно-квантовой компоненты.

Эта компонента нами была названа третьей компонентой.

Разница в отношениях K и K_1 показывает, что «неравно-весная» часть мягкой компоненты обладает ионизирующей способностью, приблизительно в три раза превышающей ионизирующую способность мезонов, и, вероятно, состоит из протонов с энергией около 150—200 Мев. Количество их составляет около 20% от числа мезонов.

Поглощение третьей компоненты в свинце значительно больше, чем в воздухе или в воде, несомненно, она не обладает способностью размножаться в нем.

Поглощение в свинце на одну ядерную частицу в 2,5—3 раза больше, чем в воде. Это следует из того, что 7 см свинца (80 г/см^3) эквивалентны по поглощению третьей компоненты приблизительно 2—2,5 м воды (200 г/см^3).

Результаты измерений в Ереване (950 м) показывают, что на малых высотах третья компонента почти отсутствует.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Alichanian, A. Alichanow, N. Kotcharian, S. Kvarzhava, G. Mirianashvilli Journ. of Phys. 8, 127, 1944.
2. A. Alichanow, A. Alichanian, L. Nemenow, N. Kotcharian, Journ. of Phys. 8, 63, 1944.
3. A. Alichanian, A. Alichanow, S. Nikitin, Journ. of Physics, 9, 56, 1945.

О ФОТОНАХ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ*

Согласно существующим представлениям мягкая компонента космических лучей состоит из ионизирующих частиц — положительных и отрицательных электронов и неионизирующих частиц — γ -квантов большой энергии. Лавинная теория ливней устанавливает количественную связь между ионизирующими и неионизирующими частицами космических лучей. Из указанной теории вытекает, что высотный рост интенсивности нормальной ионизирующей мягкой компоненты пропорционален высотному росту интенсивности γ -квантов. В связи с обнаружением аномальной мягкой компоненты, о которой сообщалось ранее [1,2], мы задались целью определить рост неионизирующего космического излучения от 960 м (Ереван) до 3250 м (Арагац) над уровнем моря и тем самым судить о росте электронно-позитронной составляющей космических лучей.

Если бы ионизирующая мягкая компонента состояла из положительных и отрицательных электронов, то ее рост с высотой был бы такой же, как рост неионизирующей мягкой компоненты. Отклонение от одинаковости этого роста указало бы на наличие в составе космических лучей на средних высотах частиц, имеющих пробег в свинце почти одинаковый с электронами, но не обладающих ливнеобразующей способностью.

Нами проводились также исследования по поглощению фотонов в воде.

В настоящей статье приводятся результаты этих измерений на горе Арагац и на уровне Еревана.

1. *Описание установки.* Для измерения интенсивности фотонов в космических лучах применялись самогасящие тонкостенные счетчики, соединенные со специальной радиотехнической схемой, выделяющей фотоны, создающие ливни в свинце (рис. 1). Счетчик *a* прикладывался почти вплотную к двум параллельно соединенным счетчикам *b* так, что всякая

* ДАН АрмССР, 7, 4, 153; 1947. (Совтор А. И. Алиханян).

заряженная частица, выходящая из свинцового экрана и прошедшая через счетчик *a*, проходила один из счетчиков *b* и вызывала совпадение. Внешние счетчики *c* служили для выключения заряженных частиц и включались в схему антисовпадений с внутренними счетчиками. Таким образом, только неионизирующие частицы, попадающие на свинцовый экран и зарождающие в экране заряженные частицы, регистрировались схемой.

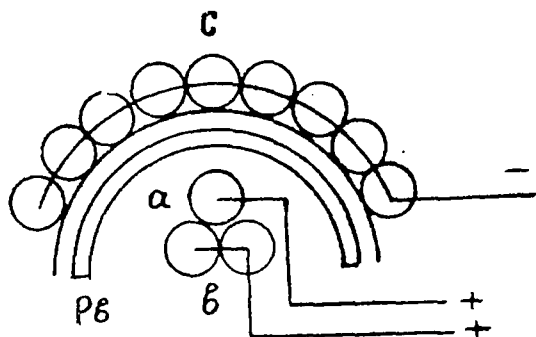


Рис. 1.

Минимальная энергия электронов, вышедших из свинца и способных пройти стенки счетчиков *a* и *b*, была равна приблизительно 3 Мев. Следовательно, система на рис. 1 давала возможность зарегистрировать фотоны с энергией всего несколько Мев.

На рис. 2 приведена схема усилителя, при помощи которого регистрировались частицы, выходящие из свинца.

Нами были также проведены измерения поглощения фотонов в воде. Для водных измерений система счетчиков, показанная на рис. 1, вместе с усилителем помещалась в большой тонкостенный бак, который герметически закрывался. При помощи ворота на плоту бак опускался на разные глубины озера Сев-лич.

2. Результаты измерений. Измерения проводились установкой, описанной выше, где между верхней группой счетчиков, соединенных параллельно к ветви антисовпадения усилителя, и нижней группой счетчиков, работающих по схеме совпадения, помещался свинцовый экран. Для определения числа пропусков установки измерялось число антисовпадений при отсутствии свинцового экрана. Для определения эффекта γ -лучей из числа антисовпадений при наличии свинцового экрана вычитывалось число пропусков.

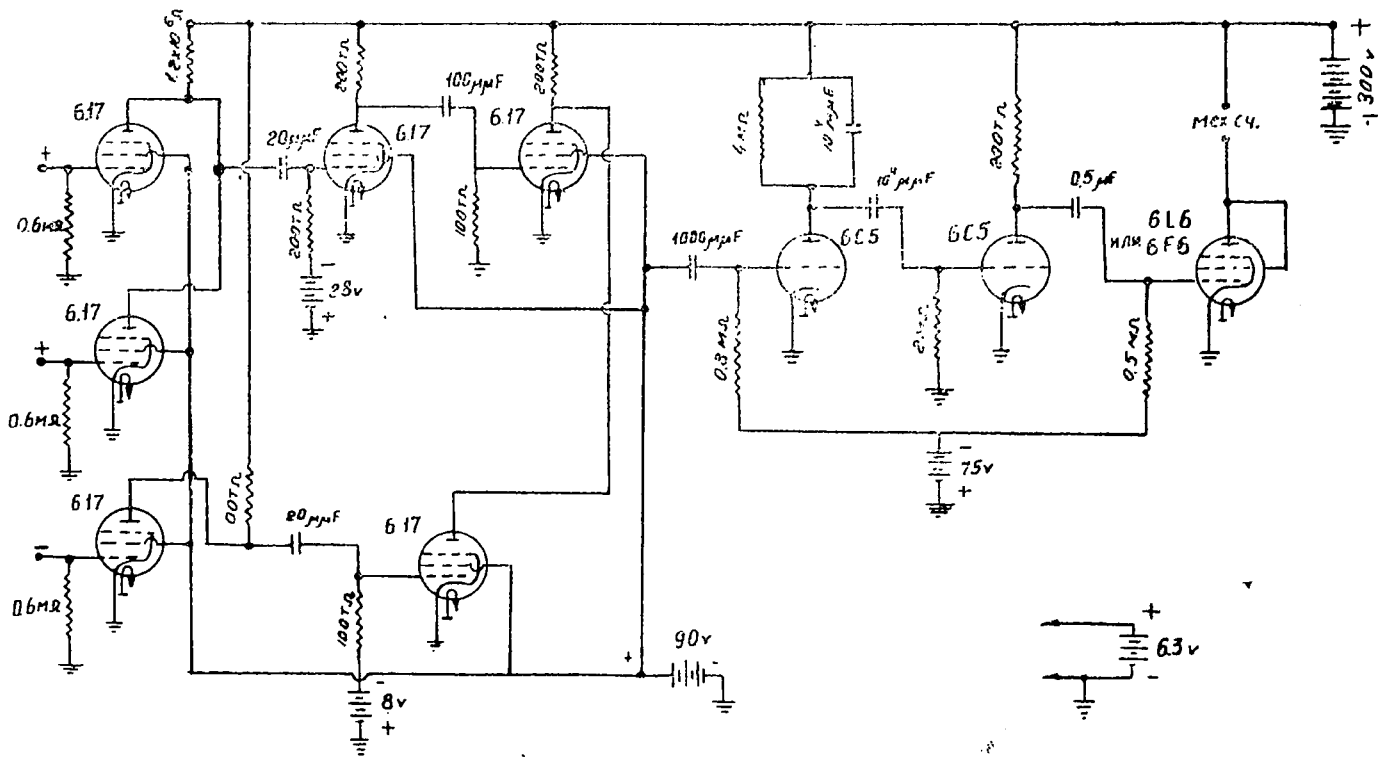


Рис. 2.

В табл. 1 приведена зависимость числа антисовпадений от толщины свинцового экрана.

Таблица 1

Толщина свинцового экрана	Время, мин.	Число антисовпадений	Число антисовпадений в 1 мин.	Эффект γ -лучей, в 1 мин.
0	305	443	1,46	0
1	100	412	4,10	2,66
3	80	525	6,56	5,10
5	120	843	7	5,54
10	60	499	8,3	6,85

Из табл. 1 можно видеть, что число антисовпадений сильно растет с увеличением толщины свинцового экрана до 5 мм. При пластинах толщиной в 3 мм число антисовпадений почти в 2 раза больше, чем при 1 мм.

Отсюда можно заключить, что из слоя 1 мм Рb практически все электроны, зарожденные в нем, имеют возможность выйти и быть зарегистрированными.

В одном опыте мы вместо пластинки 1 мм Рb между счетчиками поместили парафин толщиной 12 мм, эквивалентный по толщине 1 мм Рb. Если бы образование вторичных частиц фотонами было пропорционально z^2 , то эффект в парафине должен был бы упасть в 13 раз. Однако опыты дали уменьшение числа рожденных вторичных частиц всего в 3,5 раза. Это показывает, что достаточно большая часть фотонов в воздухе имеет малую Т-энергию, порядка 10 Мев и меньше.

Погружением установки в воду на разные глубины были получены данные о поглощении фотонов, которые приведены в табл. 2. Свинцовый экран имел толщину 5 мм.

Последний столбец в табл. 2 дает возможность судить о поглощении фотонов в воде.

Для определения высотного роста интенсивности ионизирующей компоненты космических лучей нами были проведены измерения на высоте 960 и 3250 м над уровнем моря. В табл. 3 приведены результаты этих измерений.

Как видно из таблицы, интенсивность фотонов от уровня 960 м до уровня 3250 м возрастает в 2,9 раза.

3. *Обсуждение результатов.* Для анализа полученных результатов на рис. 3 приводятся кривые поглощения мягкой компоненты космических лучей в воде, полученные методом,

Таблица 2

Глубина, м	Без свинцового экрана			Экран 5 мм свинца			Эффект γ -лучей в 1 мин.
	Время, мин.	Число ан-тисовпадений	Число ан-тисовпадений в 1 мин.	Время, мин.	Число ан-тисовпадений	Число ан-тисовпадений в 1 мин.	
0	305	443	1,46	120	843	7	5,54
0,5	210	203	0,97	110	407	3,7	2,7
1,0	290	230	0,75	210	543	2,6	1,8
1,5	170	113	0,66	260	429	1,65	1,0
2,0	—	—	0,6	160	382	1,06	0,4

Таблица 3

Высота, м	Без свинцового экрана			Экран 5 мм свинца			Эффект γ -лучей в 1 мин.
	Время, мин.	Число ан-тисовпадений	Число ан-тисовпадений в 1 мин	Время, мин.	Число ан-тисовпадений	Число ан-тисовпад. в 1 мин.	
3250	305	443	4,46	120	843	7,0	5,5
960	520	447	0,86	590	1637	2,77	1,9

описанным выше (I) и ионизационной камерой (II). Крестиком при абсциссе 1 м отмечена теоретически вычисленная Ландау величина распадной электронной компоненты под 1 м воды, которая хорошо ложится на кривую 1. Разница в кривых поглощения в воде обусловлена тем, что аномальная мягкая компонента генетически не связана с электронно-квантовой компонентой космических лучей и не размножается в свинце. Полученная кривая 1 находится в хорошем согласии с кривыми поглощения, полученными счетчиками при непосредственном измерении поглощения мягкой компоненты.

Особый интерес представляют измерения роста интенсивности фотонов от 960 м до 3250 м над уровнем моря.

Рост интенсивности неионизирующей компоненты космических лучей в 2,9 раза хорошо совпадает с ростом равновесной мягкой компоненты, т. е. электронов распада и δ -электронов. Этот рост находится в хорошем согласии с данными для роста ливней, полученными Алиханяном и Мирианашвили [3].

Между тем мягкая компонента от высоты 960 м до высоты 3250 м возрастает в 3,6—3,8 раза. Эта разница показыва-

ет, что в составе мягкой компоненты на высоте 3250 м имеется аномальная мягкая компонента, которая не обладает способностью генерировать каскадные ливни.

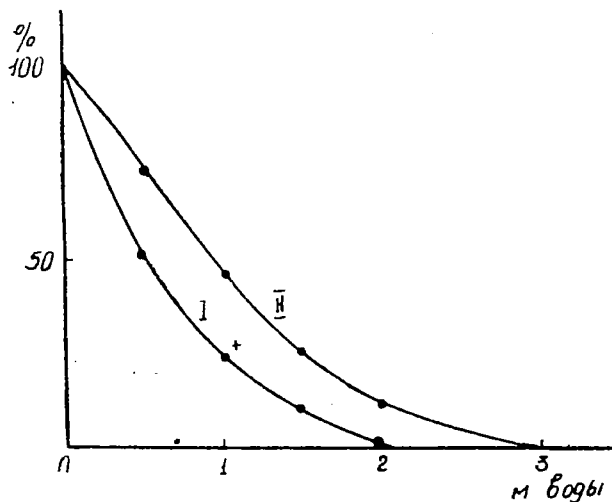


Рис. 3.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Alichanow, A. Alichanian, L. Nemenow, a. N. Kotcharian, Journ. of Phys. 8, 63, 1944.
2. A. Alichanian, A. Alichanow a. N. Kotcharian, Journ. of Phys. 8, 122, 1944.
3. A. Alichanow, A. Alichanian a. G. Mirianashvili, Journ. of Phys. 8, 62, 1944.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА МАСС МЕЗОНОВ НА ВЫСОТЕ 1000 м НАД УРОВНЕМ МОРЯ*

Начиная с 1949 года нами производились исследования состава космических лучей на уровне 1000 м методом магнитного анализа, предложенным Алиханяном и Алихановым [1,2]. Для этой цели нами была построена установка, с помощью которой можно было бы измерить массу частиц, входящих в состав космического излучения. В настоящей работе приводятся результаты, полученные в 1950, 1951 гг., когда измерения проводились уже после внесения ряда усовершенствований и уточнений, благодаря чему значительно повысилась точность измерений массы частиц.

Описание установки. Главной частью установки является электромагнит, между полюсами которого создавалось достаточно однородное магнитное поле напряженностью до 6000 э. Протяженность магнитного поля по вертикали равнялась 80 см при ширине поля 20 см и длине зазора 10 см. Для питания магнита применялись селеновые выпрямители, ток от которых строго стабилизировался.

Измерение импульса частиц в магнитном поле и одновременное определение их пробега в медных фильтрах позволяло определить массу частиц. На рис. 1 приводится схема установки. Четыре группы координатных счетчиков, расположенных вдоль магнитного поля (1, 2, 3, 4), и четыре группы координатных счетчиков, расположенных перпендикулярно магнитному полю (I, II, III, IV), позволяли проследить путь частиц в пространстве. Ниже магнитного поля были расположены медные фильтры. Толщина первого фильтра 22 г/см², второго—6,3 г/см², третьего—8,4 г/см² и четвертого—10,1 г/см². Под первым фильтром были помещены накрест два слоя счетчиков (V, 5), позволяющие проследить частицу сразу же после выхода из самого толстого фильтра и уточнить прой-

* ДАН АрмССР, 15, 33, 1952. (Соавторы: М. Т. Айвазян, З. А. Киракосян, Д. Д. Кайтмазов).

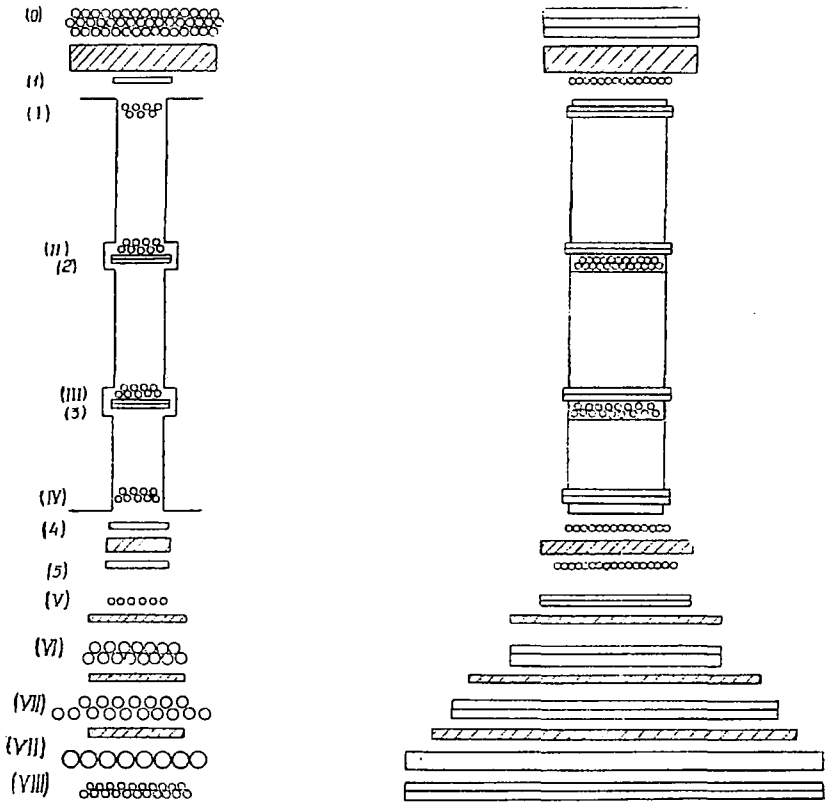


Рис. 1.

денную в нем толщу. Между каждой парой нижних фильтров были расположены два ряда счетчиков (VI, VI) и (VII, VII) в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Снизу три ряда счетчиков (VIII, VIII, VIII) с избытком закрывали телесный угол для частиц, выходящих из магнитного поля. Все счетчики, за исключением VIII группы, в отдельности были соединены с неоновыми лампочками. VIII группа счетчиков тремя неоновыми лампочками отмечала прохождение частиц через все фильтры. Счетчики (V, 5) позволяли отмечать рассеяние частицы в двух плоскостях, а группы (VI, VI) и (VII, VII)—рассеяние в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Мы могли, при желании, VIII группу счетчиков включить в ветвь антисовпадения и тем самым регистрировать отдельно мягкие частицы.

В нашей установке применялись самогасящие счетчики с алюминиевыми катодами, наполненные аргоном и парами метилалала. Для срабатывания установки необходимо было тройное совпадение счетчиков групп (1), (2) и (4). Кривизна траектории частицы измерялась по отметкам (1), (2) и (4) групп счетчиков. Группа (3) счетчиков являлась контрольной, (1) и (4) группы состояли из одного слоя медных счетчиков, каждая в количестве 35 штук, диаметром 0,48 см, толщиной стенок 0,12 мм и длиной 10 см. Группа (2) состояла из двух слоев алюминиевых счетчиков, диаметром 6 мм, в количестве 43 штук, расположенных на расстоянии 2 мм друг от друга. Такое расположение счетчиков увеличивало точность определения координаты средней точки траектории в три раза по сравнению со случаем расположения счетчиков в один слой. Такое уточнение применялось нами также и в группе (3) алюминиевых счетчиков, количество которых доходило до 31. Длина указанных алюминиевых счетчиков была 10 см, толщина стенок—0,16 мм.

В зазоре магнита, перпендикулярно магнитному полю, помещались группы счетчиков I, II, III, IV. Группы I и IV состояли из одного слоя медных счетчиков диаметром 10 мм, длиной 20 см. Группы II и III содержали по 13 алюминиевых счетчиков длиной 20 см и диаметром 7,8 мм, расположенных в два слоя с уточнением.

Таким образом, по пути частиц, проходящих через магнитное поле между (1, 1) и (4, IV) группами счетчиков, находились только алюминиевые счетчики, что значительно уменьшало рассеяние частиц в стенках счетчиков.

Группы VI, VII, VIII состояли из счетчиков диаметром 2 см и длиной соответственно 45, 70 и 80 см. Расположение и число их указано на рис. 1.

Над всей установкой, на высоте 4 см от 1 группы счетчиков, помещался свинцовый экран толщиной 5 см. Непосредственно над экраном была расположена группа (0) из трех слоев счетчиков длиной 40 см, диаметром 1 см, закрывающая полностью телесный угол частиц, входящих в поле магнита. Если зарегистрированная нашей системой частица не вызывала зажигания в (0) группе счетчиков, то это указывало на то, что она генерирована в свинце нейтральной частицей.

Таким образом, наша система давала возможность регистрировать частицы, генерированные в свинце нейтральной компонентой.

Отбор и обработка траекторий. Мы имели возможность при отсутствии поля провести точную юстировку нашей системы, пользуясь проникающими частицами. Нами была получена симметричная кривая распределения частиц по отклонениям для 320 частиц. Из результатов обработки следует, что возможная ошибка в определении импульса мезона из-за неточной юстировки системы составляет менее 0,25%.

В настоящей работе были использованы только такие траектории, которые давали отметки в группах счетчиков (1), (2), (3), (4) и (I), (II), (III), (IV). Из этих траекторий отбирались те, которые удовлетворяли четырем «точкам», отмеченным счетчиками групп (I), (II), (III), (IV), лежащим на одной прямой, и четырем «точкам» групп (1), (2), (3), (4), лежащими на окружности. Мы имели возможность группами счетчиков (5, V), (VI, VI) и (VII, VII) проследить дальнейший ход частицы и отбросить частицы, которые задевали крайние счетчики и могли выйти, не давая отметки в нижних рядах счетчиков. Группами счетчиков (4, IV) и (V, 5) мы могли проследить за направлением частицы и ввести поправку на удлинение пути частицы при прохождении через первый фильтр. При определении пробега частицы нами учитывалась также толщина стенок счетчиков.

Для определения радиуса кривизны частицы мы воспользовались точным и очень удобным методом, предложенным одним из авторов [3].

Масса частиц определялась по импульсу и пробегу с помощью точной таблицы, составленной научным сотрудником Н. П. Гамбарян.

Погрешности измерений. Радиус кривизны, или импульс частицы, определялся с неточностью, обусловленной конечными геометрическими размерами счетчиков и многократным рассеянием частиц в стенках счетчиков. Относительная квадратичная погрешность в измерении импульса из-за конечных размеров счетчиков для нашего случая дается выражением

$\sigma_c = \frac{P}{10^{10}}$, где, как и везде в дальнейшем, P выражается в $\frac{eV}{c}$. Относительная средняя квадратичная ошибка в определении импульса из-за многократного рассеяния частиц в стенках счетчиков приводит к выражению:

$$\sigma_p = \frac{0,031}{\beta}, \text{ где } \beta = \frac{V}{c}.$$

Среднее значение импульсов мезонов, которые застревают в наших фильтрах, $P \sim 1,8 \cdot 10^8 \frac{eV}{c}$, $\beta = 0,8$.

Таким образом, относительная погрешность при определении импульса для мезонов составляла 4,2%.

Неточность в определении пробега допускалась из-за конечной толщины фильтров. Средняя квадратичная ошибка из-за конечной толщины фильтра — $\sigma_\varphi = \frac{\Delta R}{2\sqrt{3}R}$, или 6,4%,

где ΔR толщина фильтра, а R пробег частицы. Флуктуация в пробеге из-за многократного рассеяния и из-за флуктуации потерь энергии в меди составляет 5%. Для мезонов рассматриваемой нами области импульсов довольно хорошо выполняется соотношение $m = K \frac{P^{1,8}}{R^{0,8}}$, где K постоянная. Следова-

тельно, для мезонов средняя квадратичная ошибка при определении массы равна 10%.

Результаты. На рис. 2 приводится спектр масс мезонов для трех пробегов. Общее количество частиц для мезонов двух знаков составляет 125. Пунктиром приводится кривая распределения Гаусса.

Благодаря применению алюминиевых счетчиков и фильтров небольшой толщины мы добились достаточной разрешающей способности прибора, чтобы судить о существовании в спектре масс π -мезонов в условиях нашего опыта. Максимум в области масс π -мезонов нами не обнаружено. Возможно, что в спектре мезонов имеется некоторая «примесь» π -мезонов. Однако в условиях нашего опыта количество их должно быть менее 5%.

Следует отметить, что в работе, выполненной на уровне моря, авторы [4] наблюдали π -мезоны в количестве 20—30% от количества наблюдаемых μ -мезонов. Возможно, что несоответствие в результатах, полученных нами и авторами указанной статьи, объясняется разницей в условиях эксперимен-

та. В указанной выше работе блок свинца толщиной в 10 см помещался высоко над установкой, в то время как в нашей установке он находился на расстоянии всего 4 см от верхнего ряда счетчиков.

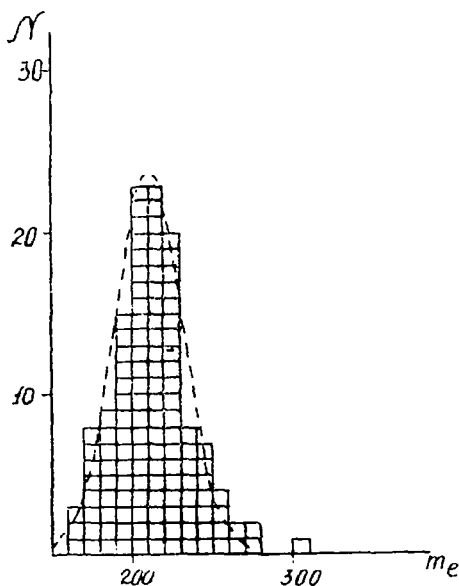


Рис. 2

Указанные различия могут сказываться на результатах в случае, если π -мезоны генерируются в блоке одновременно с другими заряженными частицами. При попадании одновременно двух или большего числа частиц в нашу систему мы лишены возможности определения импульса частиц.

Нами отдельно вычислено среднее значение масс для положительных и отрицательных частиц. При этом получается:

$$\mu^- = (211 \pm 3)m_e; \mu^+ = (212 \pm 3)m_e.$$

Среднее значение массы для двух знаков мезонов получается $(211 \pm 2)m_e$. Если все же учесть, что до 5% частиц являются π -мезонами, то тогда для массы мезона получаем значение не менее чем $(208 \pm 2)m_e$.

Принимая во внимание возможную ошибку в определении абсолютного значения магнитного поля, получаем для массы мезона значение:

$$\mu = (211 \pm 4)m_e \text{ и не менее } (208 \pm 4)m_e.$$

Нами не было зарегистрировано ни одной положительной частицы с массой, промежуточной между (290—1400) m_e .

Среди одиночных частиц, не размножившихся в фильтрах, нами зарегистрированы три отрицательные частицы с кажущимися массами 7000, 1800 и 1200 m_e . Первая частица осталась в последнем фильтре. Появление такой частицы можно объяснить пропуском в последней группе счетчиков; частицы с кажущимися массами 1800 и 1200 m_e зарегистрированы в первом фильтре, и невероятно, чтобы они были обусловлены одновременными пропусками трех групп двухслойных счетчиков.

Нами были наблюдаемы 32 частицы, застрявшие в фильтрах и сопровождающиеся дополнительными вспышками счетчиков. Как и следовало ожидать, для медных фильтров основная доля этих частиц (24) оказалась положительной. Из восьми отрицательных частиц две отвечают 900 и 400 электронным массам. Однако малое число частиц с промежуточными массами (400, 900, 1200, 1800) не дает возможности сделать определенного вывода относительно природы этих частиц.

Мы отдельно рассматривали случаи двойных загораний. Из указанных 32 частиц таких случаев оказалось 28, причем 21 с положительным знаком. Естественно было предполагать, что эти частицы являются мезонами, основная доля которых после распада в фильтре испускает электрон, давший зажигание счетчиков. Случаи двойных загораний могут быть объяснены испусканием электронов распада, движущихся снизу вверх. При таком предположении для среднего значения массы положительных частиц получаем $(203 \pm 6) m_e$.

Нами были зарегистрированы 50 частиц, генерированных нейтронами в верхнем слое свинца. Все они имели импульс больше $5 \cdot 10^8 \frac{eV}{c}$, т. е. нами не наблюдалось ни одного случая генерации мезонов.

Таблица 1

Интервалы импульсов (импульсы в $10^8 \frac{eV}{c}$)	$\frac{N+}{N-}$
35,0—111	$1,24 \pm 0,09$
11—6,6	$1,11 \pm 0,1$
6,6—3,0	$0,9 \pm 0,1$
3,0—2,0	$0,9 \pm 0,2$

Нами было промерено 4982 частицы, пробег которых превышал 5 см меди. Из них 2672 частицы положительные и 2310—отрицательные. Для отношения числа положительных и отрицательных частиц нами получено $1,12 \pm 0,04$. Зависимость этой величины от импульса приводится в табл. 1.

Интересно отметить, что для еще меньших значений импульсов мезонов получается уже значительный избыток от-

рицательных частиц. Из 155 мезонов, поглощенных в фильтрах, включая и частицы, давшие зажигание более чем одного счетчика, 92 оказались отрицательными и 63 положительными.

Авторы считают своим долгом выразить глубокую благодарность А. И. Алиханяну за ценное обсуждение результатов настоящей работы.

Авторы выражают глубокую благодарность Н. П. Гамбарян за ценный труд по вычислению и составлению таблиц для определения масс частиц, а также сотрудникам института А. С. Алексаняну и Х. Б. Пачаджяну за участие в работе.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. Алиханян, А. Алиханов и А. Вайсенберг, ДАН АрмССР. 5, 129, 1946. ² А. Алиханян, А. Алиханов и А. Вайсенберг, ЖЭТФ, 18, 3, 301, 1948. ³ С. Кайтмазов, Нахождение радиуса кривизны траектории методом отображения, ДАН АрмССР, XIV, № 5, 1951. ⁴ А. Алиханов и Г. Елисеев, ЖЭТФ, 21, 9, 1951.

К НЕИОНИЗАЦИОННЫМ ПОТЕРЯМ ПРОТОНОВ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ*

1. В ряде работ [1,2,3] последних лет по изучению спектра масс частиц космического излучения, проведенных в Физическом институте Академии наук Армянской ССР, было установлено, что в поглотителях, наряду с протонами импульса порядка $6 \cdot 10^8 \frac{eV}{c}$, останавливаются также в сравнительно большом количестве положительно заряженные частицы, импульс которых превышает $6 \cdot 10^8 \frac{eV}{c}$. Если предположить, что причиной остановки этих частиц являются только ионизационные потери, то следовало бы приписать им массу, большую массы протона.

В настоящей работе показано, как это уже отмечалось ранее [9], что основная часть этих частиц является протонами, остановившимися в поглотителях благодаря ядерным столкновениям с нуклонами вещества.

Наши дальнейшие рассуждения относятся к типичной установке магнитного массспектрографа Алиханяна—Алиханова, в которой под магнитом обычно устанавливается несколько рядов фильтров с расположенными между ними рядами счетчиков для регистрации частиц.

Для облегчения расчетов мы будем пользоваться эмпирической формулой¹:

$$R = C_1 P^3 = CE^{3/2} \left(1 + \frac{E}{2Mc^2}\right)^{3/2}, \quad (1)$$

* ДАН АрмССР, 15, 65, 1952. (Соавтор Г. С. Саакян).

¹ Нужно отметить, что наилучшее согласие с кривой Росси получается для меди при: $R = 0,4 \cdot 10^{-7} P^{3/2}$.

где E и P — кинетическая энергия и импульс протона, соответствующие ионизационному пробегу R , Mc^2 — энергия покоя протона.

Для меди:

$$C_1 = 1,41 \cdot 10^{-7} \frac{z}{\left(\frac{ev}{c}\right)^3},$$

$$C = 1,15 \cdot 10^{-2} \frac{z}{cm^2 Mev^{3/2}}.$$

В дальнейших расчетах при $E < Mc^2$ будем пользоваться соотношением:

$$R = cE^{3/2}. \quad (2)$$

Эти формулы хорошо согласуются с кривой Росси в довольно широком интервале пробегов от 1 г/см^2 до 100 г/см^2 .

Пусть распределение протонов по их энергиям дается формулой:

$$dn(E) = \frac{a}{E^\gamma} dE, \quad (3)$$

где E — кинетическая энергия частиц после выхода из магнитного поля, т. е. до входа в вещество, a и γ — некоторые постоянные. Исходя из (2) не трудно определить энергию $E(x)$ частиц в веществе на глубине X

$$E(x) = \left(E^{3/2} - \frac{x}{C}\right)^{2/3}. \quad (4)$$

Число протонов, застрявших из-за ионизационных потерь в слое $x_2 - x_1$ вещества, согласно (3), равно:

$$\Delta n(E_0) = \frac{a}{E^\gamma} \Delta E, \quad (5)$$

где

$$\Delta E = E_2 - E_1 = \left(\frac{x_2}{C}\right)^{2/3} - \left(\frac{x_1}{C}\right)^{2/3},$$

$$E_0 = \left(\frac{x_1 + x_2}{2C}\right)^{2/3} = \left(\frac{x_0}{C}\right)^{2/3}.$$

2. Теперь определим число протонов с энергией $E \geq E_2$, остановившихся в этом же слое $x_2 - x_1$ поглотителя вследствие

претерпеваемых ими ядерных столкновений до их входа в слой x_2-x_1 . Для этого необходимо знать поперечные сечения рассеяния протонов на протонах и нейтронах.

Результаты экспериментальных работ [4,5,6] можно выразить следующей эмпирической формулой, дающей дифференциальное поперечное сечение рассеяния протонов больших энергий (75—340 *MeV*) на нуклонах:

$$d\sigma(E; \varepsilon) = \sigma_0 \left(1 + \frac{b}{E} \right) \frac{d\varepsilon}{E}, \quad (6)$$

где E —энергия падающей частицы в лабораторной системе, ε —энергия, переданная покоящемуся нуклону,

$$\sigma_0 = 2,9 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2; \quad b = 146 \text{ MeV}.$$

Формула (6) хорошо подогнана для р-р рассеяния, за исключением малых углов рассеяния $\Theta \leq 10^\circ$, где она, по видимому, не соответствует действительности. Но нетрудно видеть, что эта неточность при малых углах не должна заметно сказаться на результатах наших вычислений. Что же касается р-п рассеяния, то формула (6) дает правильный результат для полного сечения (угловое распределение для р-п столкновений экспериментально еще не определялось).

Сравнительно быстрые протоны после ядерного столкновения на расстоянии x от места входа в вещество дойдут до слоя x_2-x_1 , если их энергия $E(x)$ удовлетворяет неравенству

$$E(x) - \varepsilon \geq E_1(x). \quad (7)$$

Но, с другой стороны, чтобы они остановились в том же слое, необходимо, чтобы

$$E(x) - \varepsilon \leq E_2(x). \quad (8)$$

Если рассматривать ядро как вырожденный газ Ферми протонов и нейтронов, то для числа ν протонов, остановившихся в слое x_2-x_1 благодаря ядерным столкновениям до этого слоя из (3), (4), (6), (7) и (8), получаем:

$$\nu = N_0 \int_{E_2}^{x_1} dn(E) \int_0^{E(x)-E_1(x)} f(\varepsilon) d\sigma(E(x), \varepsilon), \quad (9)$$

где N_0 —число Авогадро, а

$$f(\varepsilon) = \begin{cases} 1 - \left(1 - \frac{\varepsilon}{T} \right)^{3/2} & \text{при } \varepsilon \leq T \\ 1 & \text{при } \varepsilon \geq T \end{cases}$$

причем $T = 18 \text{ MeV}$ есть граничная энергия фермиевского рас-

пределения. Появление $f(\varepsilon)$ в (9) обусловлено необходимостью учета принципа Паули, а именно: находившийся в ядре нуклон только в том случае может участвовать в столкновении, если переданная ему энергия $\varepsilon > T - W$, где W — исходная энергия частицы в ядре.

Теперь определим распределение частиц (9) по их энергиям:

$$\frac{d\nu}{dE} = N_0 \sigma_0 \frac{a}{E^\gamma} \int_0^{x_1} \left(1 + \frac{b}{E(x)}\right) \frac{dx}{E(x)} \int_{E(x)-E_2(x)}^{E(x)-E_1(x)} f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (10)$$

В (10) не учтены ядерные столкновения в слое $x_2 - x_1$. Рассмотрим сперва ядерные столкновения протонов с нейтронами, приводящие к остановке протонов в этом слое. Для числа ν_n таких протонов из (3), (4) и (6) имеем:

$$\nu_n \approx \frac{1}{2} N_0 \int_E^\infty dn(E) \int_{x_1}^{x_2} dx \int_{E(x)-E_m}^{E(x)-T} E(x), \varepsilon]. \quad (11)$$

Нижний предел первого интервала $E(x) - E_m$ выражает условие остановки протона в слое $x_2 - x_1$ после соударения с нейтроном. E_m — энергия, соответствующая ионизационному пробегу $\frac{x_2 - x_1}{2}$, а значение верхнего предела интеграла

$E(x) - T$ вытекает из принципа Паули. Нижний предел второго интеграла предполагается таким, чтобы во всех точках слоя $x_2 - x_1$ можно было применить газовую модель ядра.

Мы принимаем $E \approx E_0 + 100 \text{ Mev}$. Для того, чтобы рассмотреть столкновения протонов с протонами, отметим, что в отмеченном выше столкновении протона с нейтроном последний, получивший энергию $\varepsilon \gg E(x) - E_m$ выйдет из слоя $x_2 - x_1$, но не будет зарегистрирован счетчиками (здесь мы имеем дело с явлением перезарядки протонов), тогда как в случае $p-p$ столкновения подающий протон застрянет в слое $x_2 - x_1$, но протон отдачи, получив энергию $\varepsilon \geq E(x) - E_m$, будет зарегистрирован счетчиками как первичный протон.

Отсюда ясно, что ввиду условия $x_2 - x_1 \ll x_1$, $p-p$ столкновение не может внести заметного вклада в число застрявших протонов в рассмотренном слое.

Пренебрегая в слое $x_2 - x_1$ зависимостью $E(x)$ от x , для распределения числа частиц (11) по их энергиям получаем:

$$\frac{d\nu_n}{dE} \approx \frac{1}{2} N_0(x_2 - x_1) \frac{a_0}{E^\gamma} \frac{\sigma_0}{E(x_0)} \left(1 + \frac{b}{E(x_0)}\right) (E_m - T). \quad (12)$$

Для исключения из формул неизвестной постоянной a найдем отношение β суммы чисел (9) и (11) к числу (5):

$$\beta = \frac{\nu + \nu_n}{\Delta n(E_0)}. \quad (13)$$

При $x_1 = 30 \text{ г/см}^2$, $x_2 = 36,5 \text{ г/см}^2$ получаем $\beta = 0,5$, что находится в неплохом согласии с экспериментом [7].

Найдем распределение по энергиям, т. е.

$$\frac{d\beta}{dE} = \frac{1}{\Delta n(E_0)} \frac{d(\nu + \nu_n)}{dE}. \quad (14)$$

На рис. 1 приведены кривые $\Delta n(E_0)$ и $\frac{d\beta}{dE}$ для тех же пробегов без учета многократного рассеяния протонов в стенках счетчиков и конечных размеров координатных счетчиков. При учете их мы получили бы гауссовское распределение частиц, сильно искаженное с правой стороны.

В заключение заметим, что при принятых нами газовой модели ядра и значении поперечного сечения столкновения нуклона с нуклоном мы получаем, что при прохождении нуклона через ядро в среднем имеет место

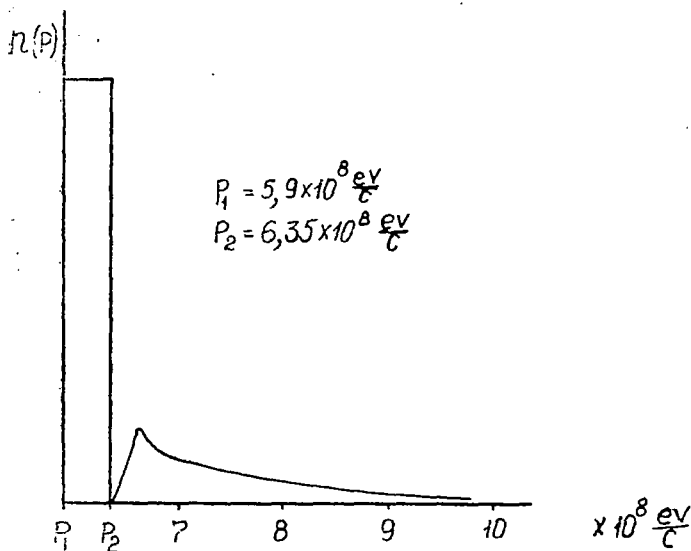


Рис. 1.

$$n \approx \frac{4}{3} R \frac{A}{\frac{4}{3} \pi R^3} \sigma = \frac{A\sigma}{\pi R^2} = \frac{\sigma A^{1/3}}{\pi r_0^2} \quad (15)$$

столкновений. Здесь $R = r_0 A^{1/3}$ — радиус ядра ($r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13}$ см), $\sigma = \sigma_0 \left(1 + \frac{b}{E}\right)$ — полное поперечное сечение столкновения нуклона с нуклоном.

Так, для средних ядер получаем $n \approx 2$, что находится в хорошем согласии с недавними экспериментами [8].

Авторы считают своим долгом выразить благодарность Е. Л. Фейнбергу за ценное обсуждение результатов настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. Алиханян, А. Алиханов, А. Вайсенберг, ДАН АрмССР, 5, 129, 1946. ² А. Алиханян, А. Алиханов, В. Морозов, Г. Мухелишвили и А. Хримян, ДАН СССР, 55, 1321, 1947. ³ А. Алиханян, В. Морозов, А. Хримян, Г. Мухелишвили и В. Камалян, ЖЭТФ, 19, 1021, 1949. ⁴ О. Чемберлен, Э. Сегре, К. Виганд, Phys. Rev., 83, 923, 1951. ⁵ С. Де. Сюрен и С. Б. Майер, Phys. Rev., 81, 919, 1951. ⁶ Р. В. Бирге, У. Э. Крузе и И. Ф. Рамзей, Phys. Rev., 83, 274, 1951. ⁷ Н. М. Кочарян, М. Т. Айвазян, Э. А. Киракосян и С. Д. Кайтмазов, ДАН АрмССР, 15, 33, 1952. ⁸ В. О. Лок и Г. Екутели Phys. Mag. 43, 231, 1952. ⁹ А. И. Алиханов и Г. П. Елисеев, ЖЭТФ, 21, 1009, 1951.

СПЕКТР ИМПУЛЬСОВ ПРОТОНОВ НА ВЫСОТЕ 1000 м НАД УРОВНЕМ МОРЯ*

С помощью установки, описанной ранее [1], нами было зарегистрировано 308 положительных частиц с импульсами $P > 5,4 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$, застрявших в поглотителях. На рис. 1 приве-

дены спектры импульсов этих частиц для пробегов:

$$22,2 < R_1 < 28,4; \quad 28,4 < R_2 < 36,8; \quad 36,8 < R_3 < 47,0 \text{ г/см}^2\text{Cu}.$$

На рис. 1 приведены также расчетные кривые распределения частиц по импульсам с учетом рассеяния в стенках счетчиков, конечных размеров счетчиков и конечной толщины поглотителей. Несимметричность кривой распределения вызвана тем, что указанные выше факторы могут или выпрямлять, или загигать траекторию частицы. Но выпрямление или загибание траектории дают неодинаковое изменение радиуса кривизны, а тем самым и неодинаковую погрешность в измерении импульса. Эта асимметрия становится заметной при радиусах кривизны $\rho < 200 \text{ см}$.

Импульсы частиц по трем пробегам определялись соответственно с неточностью 7,5, 8,2, 9%.

Частицы, находящиеся внутри пунктирной кривой, представляют собою протоны, остановившиеся в поглотителях благодаря ионизационным потерям энергии. Кроме этих протонов в поглотителях зарегистрированы в сравнительно большом количестве положительно заряженные частицы, импульсы которых превышают импульсы протонов, соответствующие рассматриваемым пробегам. Этими частицами могли быть дейтоны; однако они не группируются в интервале импульсов, соответствующих дейтонам, а распределены в очень широкой энергетической области. Исходя также из ряда других соображений, изложенных ниже, мы считаем эти частицы быстрыми протонами, претерпевшими ядерные поглощения.

* ДАН АрмССР, 15, 97, 1952. (Соавторы: М. Т. Айвазян, З. А. Киракосян, С. Д. Кайтмазов).

В дальнейшем мы будем называть протоны, остановившиеся благодаря только ионизационным потерям, «нормальными», а благодаря и ионизационным и ядерным — «аномальными».

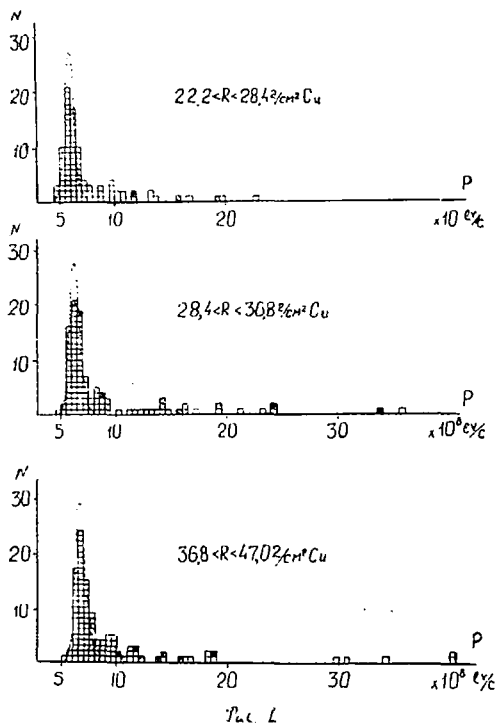


Рис. 1.

В табл. I приводится число «нормальных» и «аномальных» протонов.

Таблица I

Пробеги	Число «нормальных» протонов N_n	Число «аномальных» протонов N_a	$\frac{N_a}{N_n}$
I	61	32	0,52
II	65	39	0,60
III	66	45	0,68

Как видно из таблицы, отношение $\frac{N_a}{N_n}$ возрастает с пробегом.

Число аномальных протонов резко убывает с возрастанием импульса. Это можно объяснить тем, что как импульсный спектр потока падающих протонов, так и поперечное сечение неупругого рассеяния протона на ядре падает с ростом энергии [2].

Благодаря применению счетчиков малых диаметров мы имели возможность измерять углы рассеяния в (0) поглотителе с точностью $\pm 3^\circ$.

Особенный интерес представляет изучение рассеяния тех протонов, которые остановились в (1) фильтре. В табл. 2 приведено угловое распределение этих частиц для областей «нормальных» ($4,5 < P < 6,5 \cdot 10^8 \frac{eV}{c}$) и «аномальных» ($6,5 < P < 11 \cdot 10^8 \frac{eV}{c}$) протонов.

Таблица 2

Области импульсов	0--6°	6--12°	12--18°	18--24°	24--30°
$4,5 < P < 6,5 \cdot 10^8 \frac{eV}{c}$	22	10	0	0	0
$6,5 < P < 11 \cdot 10^8 \frac{eV}{c}$	34	6	3	2	2

Расчетное значение среднеквадратичного угла рассеяния нормальных протонов в (0) фильтре составляет 8° , а для второй области импульсов— 4° . Отсюда видно, что в области импульсов «аномальных» протонов имеется заметное число частиц с большими углами рассеяния, что может быть объяснено только ядерными столкновениями.

Нами зарегистрировано 26 случаев остановки частиц в поглотителях, когда прошедшая через магнитное поле одиночная положительная частица в одном из слоев счетчиков вызывает зажигание более чем одного счетчика (заштрихованные квадраты). Импульсы у этих частиц превышают $6 \cdot 10^8 \frac{eV}{c}$, а для большинства частиц $P > 10^9 \frac{eV}{c}$. Очевидно,

здесь мы наблюдаем ядерные расщепления, вызванные протонами, когда из ядра вылетают несколько заряженных частиц, которые и регистрируются счетчиками.

Из 26 случаев мы наблюдали 18 двойных, 4 тройных и 4 четверных зажигания счетчиков. В 14 случаях частицы, вызывавшие кратные зажигания счетчиков, поглотились в следующем фильтре; в 10 случаях по крайней мере одна из час-

тиц прошла через один поглотитель, а в двух случаях—через два поглотителя.

За исключением четырех случаев, импульсы частиц, вызвавших кратные зажигания, значительно превышали импульсы протонов, нормально остановившихся в фильтрах, доходя до $3 \cdot 10^9 \frac{eV}{c}$.

Среди остановившихся в поглотителях протонов мы наблюдали в небольшом количестве случаи остановки частиц больших энергий, не давших размножения в фильтрах и с малыми углами рассеяния. По всей вероятности, значительная часть их представляет собою процесс перезарядки, когда протон почти полностью передает всю свою энергию нейтрону, а сам застревает в поглотителе [2].

Нами была зарегистрирована 51 траектория частиц, генерированных нейтронами в верхнем блоке свинца. Все они имели положительный знак с импульсами от 2,5 до $9 \cdot 10^8 \frac{eV}{c}$.

Из них 34 частицы застряли в (0) поглотителе и 17—в остальных трех поглотителях. Очевидно, что основная доля генерированных частиц является протонами.

Исходя из табл. 2, мы находим, что средний ядерный пробег для всего потока протонов в космических лучах на высоте 1000 м над уровнем моря составляет около 100 г/см² Си.

Из анализа спектра импульсов протонов вытекает невозможность точного определения массы протона по импульсу и пробегу из-за неонизационных потерь энергии протона в веществе при больших энергиях.

По-видимому, этим объясняется то обстоятельство, что в экспериментах с космическими лучами, при одновременном определении массы мезона и протона по пробегу и импульсу, авторы обычно получают при правильном значении массы протона заниженное значение для массы мезона и наоборот [3,4].

Авторы считают своим долгом выразить глубокую благодарность А. И. Алиханяну за ценное обсуждение результатов настоящей работы.

Авторы выражают глубокую благодарность сотрудникам Ин-та А. Александяну и Х. Пачаджяну за участие в работе.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н. М. Кочарян, М. Т. Айвазян, З. А. Киракосян и С. Д. Кайтмазов, ДАН АрмССР, 15, 2. ² Н. М. Кочарян, Г. С. Саакян, ДАН АрмССР, 15, 3. ³ Э. Л. Глодвассер и Т. С. Меркль, Phys. Rev. 83, 43, 1951. ⁴ Т. С. Меркль, Э. Л. Глодвассер и Р. Броде, Phys. Rev. 79, 926, 1950.

ИССЛЕДОВАНИЕ СОСТАВА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА ВЫСОТЕ 1000 м НАД УРОВНЕМ МОРЯ*

Экспериментально исследован состав космических лучей на высоте 1000 м над уровнем моря. Показано, что общее число π -мезонов, остановившихся в интервалах пробегов $22,2 < R < 28,4$, $28,4 < R < 36,8$, $36,8 < R < 47$ г/см², меньше 5% от общего числа μ -мезонов, остановившихся в тех же интервалах. Отношение числа протонов, остановившихся не-ионизационно в вышеуказанных интервалах пробегов, к числу протонов, остановившихся ионизационно в тех же интервалах, равно соответственно 0,52, 0,60, 0,68. Для интервала пробега $30 < R < 36,5$ г/см² произведенная теоретическая оценка этого отношения дает значение $\sim 0,5$. Аналогичная оценка для относительного числа π -мезонов, претерпевших ядерное столкновение в интервале пробега $30 < R < 36,5$ г/см², к числу π -мезонов, остановившихся в том же интервале, дает значения— 1,8, 0,87, 0,42 для γ , равных соответственно 1,5, 2, 3, где γ -показатель степени в энергетическом спектре π -мезонов.

Начиная с 1949 г. нами проводились исследования состава космических лучей на уровне 1000 м методом магнитного анализа, предложенным Алиханяном и Алихановым [1,2]. Для этой цели нами была построена установка, при помощи которой можно было измерять массы частиц, входящих в состав космического излучения. В настоящей работе приводятся результаты, полученные в 1950, 1951 гг., когда измерения проводились уже после внесения ряда усовершенствований и уточнений, благодаря чему значительно повысилась точность измерений массы частиц.

1. Описание установки

Главной частью установки является электромагнит, между полюсами которого создавалось достаточно однородное

* ЖЭТФ 23, 5(11), 532, 1952. (Соавторы: Г. С. Саакян, М. Т. Айвазян, З. А. Киракосян, С. Д. Кайтмазов).

магнитное поле напряженностью до 6000 Ое. Протяженность магнитного поля по вертикали равнялась 80 см, при ширине поля 20 см и длине зазора 10 см. Для питания магнита применялись селеновые выпрямители, ток от которых строго стабилизировался.

Измерение импульса частиц в магнитном поле и одновременное определение их пробега в медных фильтрах позволяло определить массу частиц. На рис. 1 приводится схема установки. Четыре группы координатных счетчиков, расположенных вдоль магнитного поля, 1, 2, 3, 4, и четыре группы координатных счетчиков, расположенных поперек магнитного поля, I, II, III, IV позволяли проследить путь частиц в пространстве. Ниже магнитного поля были расположены медные фильтры. Толщина первого фильтра была 22 г/см², второго—6,3, третьего—8,4 и четвертого—10,1 г/см². Под первым фильтром были помещены накрест два слоя счетчиков V, 5, позволяющие проследить частицу сразу же после выхода из самого толстого фильтра и уточнить пройденную в нем толщину. Между каждой парой нижних фильтров находились два ряда счетчиков VI, VI и VII, VII в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Снизу три ряда счетчиков VIII, VIII, VIII с избытком перекрывали телесный угол для частиц, выходящих из магнитного поля. Все счетчики, за исключением VIII группы счетчиков, в отдельности были соединены с неоновыми лампочками, VIII группа счетчиков 3-мя неоновыми лампочками отмечала прохождение частиц через все фильтры. Счетчики V, 5 позволяли отмечать рассеяние частицы в двух плоскостях, а группы VI, VI и VII, VII—рассеяние в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. При желании мы могли VIII группу счетчиков включить в ветвь антисовпадения и таким путем регистрировать отдельно мягкие частицы.

В нашей установке применялись самогасящие счетчики с алюминиевыми катодами, наполненные аргоном и парами метилала. Для срабатывания установки необходимо тройное совпадение счетчиков групп 1, 2 и 4. Кривизна траектории частицы измерялась по отметкам 1, 2 и 4 групп счетчиков. Группа 3 счетчиков являлась контрольной. 1 и 4 группы состояли каждая из расположенных в один слой 35 медных счетчиков диаметром 0,48 см, с толщиной стенок 0,12 мм и длиной 10 см. Группа 2 состояла из двух слоев алюминиевых счетчиков диаметром 6 мм, общим числом 43 штуки, расположенных на расстоянии 2 мм друг от друга. Такое расположение счетчиков увеличивало точность определения координаты средней точки траектории в три раза по сравнению со случаем расположения счетчиков в один слой. Подобное распо-

ложение применялось нами также и в группе 3 алюминиевых счетчиков, число которых доходило до 31. Длина указанных алюминиевых счетчиков была 10 см, толщина стенок 0,16 мм.

В зазоре магнита, перпендикулярно магнитному полю, помещались группы счетчиков I, II, III, IV. Группы I и IV состояли из одного слоя медных счетчиков диаметром 10 мм, длиной 20 см. Группы II и III содержали по 13 алюминиевых счетчиков длиной 20 см и диаметром 7,8 мм, расположенных в два слоя для точного определения места прохождения частиц. Таким образом, на пути частиц, проходящих через магнитное поле между I, 1 и 4, IV группами счетчиков, находились только алюминиевые счетчики, что значительно уменьшало рассеяние частиц в стенках счетчиков.

Группы VI, VII, VIII состояли из счетчиков диаметром 2 см и длиной соответственно 45, 70 и 80 см. Расположение и число их указаны на рис. 1.

Над всей установкой на высоте 4 см от 1 группы счетчиков помещался свинцовый экран толщиной 5 см. Непосредственно над экраном была расположена группа O из трех слоев счетчиков, длиной 40 см, диаметром 1 см, перекрывающая полностью телесный угол для частиц, входящих в поле магнита. Если зарегистрированная нашей системой частица не вызывала зажигания в O группе счетчиков, то это указывало на то, что она генерирована в свинце нейтральной частицей.

Таким образом, наша система давала возможность зарегистрировать частицы, генерированные в свинце нейтральной компонентой космических лучей.

2. Отбор и обработка траекторий

Мы имели возможность при отсутствии поля провести точную юстировку нашей системы, пользуясь проникающими частицами. Нами была получена симметричная кривая распределения частиц по отклонениям для 320 частиц. Из результатов обработки следует, что возможная ошибка в определении импульса мезона из-за неточной юстировки системы составляет менее 0,15%.

В настоящей работе были использованы только такие траектории, которые давали отметки в группах счетчиков 1, 2, 3, 4 и I, II, III, IV. Из этих траекторий отбирались те, у которых отметки счетчиков I, II, III, IV лежали на одной прямой, и отметки счетчиков 1, 2, 3, 4 лежали на окружности. При помощи групп счетчиков 5, V, VI, VI и VII, VII имели возможность проследить дальнейший ход частиц и отбрасывали частицы, которые задевали крайние счетчики и могли

выйти, не давая отметки в нижних рядах счетчиков. Группы счетчиков 4, IV и V, 5 давали возможность проследить за направлением частицы и ввести поправку на удлинение пути частиц при прохождении через первый фильтр. При определении пробега частицы нами учитывалась также толщина стенок счетчиков.

Для определения радиуса кривизны траектории частицы мы воспользовались точным и очень удобным методом, предложенным одним из авторов [3].

3. Погрешности измерений

Радиус кривизны траектории и импульс частицы определялись с неточностью, обусловленной конечными геометрическими размерами счетчиков и многократным рассеянием частиц в стенках счетчиков. Относительная квадратичная погрешность в измерении импульса из-за конечных размеров счетчиков для нашего случая дается выражением $\sigma_c = 10^{-10} P$ где, как и везде в дальнейшем, P выражается в ev/c . Относительная средняя квадратичная ошибка в определении импульса из-за многократного рассеяния частиц в стенках счетчиков приводит к выражению:

$$\sigma_p = 0,031/\beta, \text{ где } \beta = \frac{v}{c}.$$

Среднее значение импульсов мезонов, которые застревали в наших фильтрах, $P \sim 1,8 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$, $\beta = 0,8$. Для протонов соответственно имеем $P \sim 6 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$, $\beta = 0,6$. Таким образом, относительная погрешность при определении импульса для мезонов составляет 4,2%, а для протонов около 8%.

Неточность в определении пробега обуславливалась конечной толщиной фильтров. Средняя квадратичная ошибка из-за конечной толщины фильтра составляла $\sigma_\phi = \Delta R / 2\sqrt{3}R = 6,4\%$, где ΔR — толщина фильтра, а R — пробег частицы. Флуктуация в пробеге из-за многократного рассеяния и из-за флуктуации потерь энергии в меди составляет 5%. Для мезонов в рассматриваемой нами области значений импульсов довольно хорошо выполняется соотношение $m = K(P^{1,8}/R^{0,8})$, где K — постоянная. Следовательно, для мезонов средняя квадратичная ошибка при определении массы $\sigma = 10\%$.

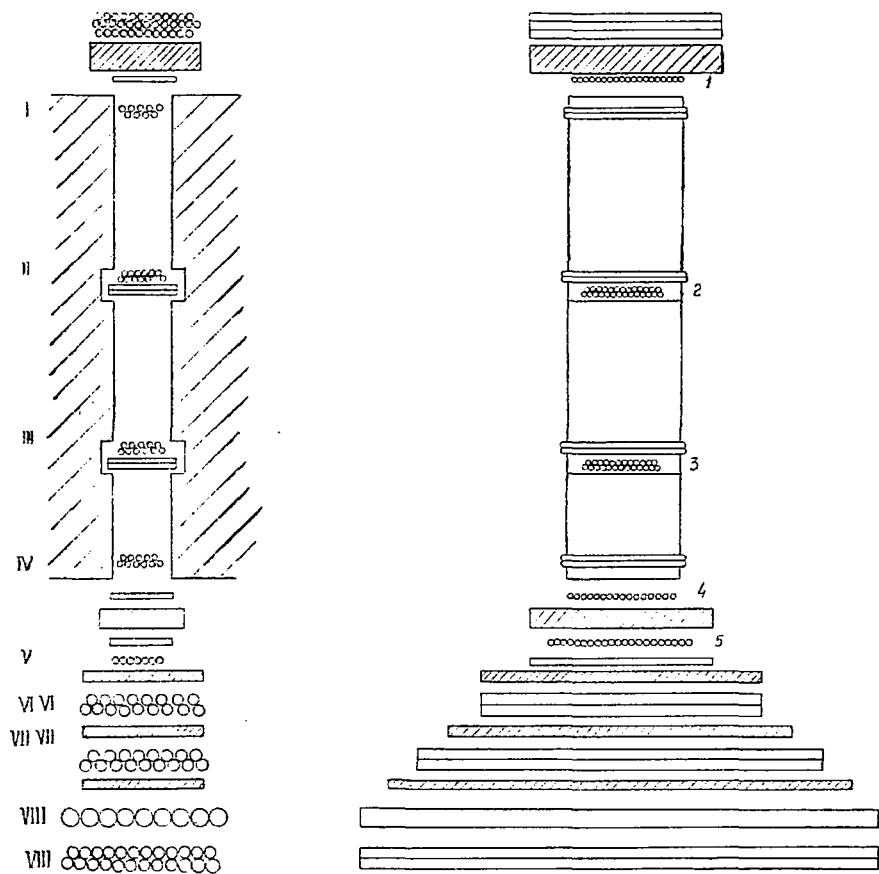


Рис. 1. Схема установки.

4. Спектр масс мезонов

На рис. 2 приводится спектр масс мезонов для трех пробегов. Общее число частиц для мезонов двух знаков составляет 125. Пунктирная кривая изображает распределение Гаусса. Применяя алюминиевые счетчики и фильтры небольшой толщины, мы добились достаточной разрешающей способности прибора, чтобы судить о существовании в спектре масс π -мезонов. Максимума в области масс π -мезонов нами не обнаружено. Возможно, что в спектре мезонов имеется некоторая «примесь» π -мезонов. Однако анализ наших данных показывает, что число их не больше 5% от числа μ -мезонов.

Следует отметить, что в работе, выполненной на уровне моря, авторы [4] наблюдали π -мезоны в количестве 20—30% от количества наблюдаемых μ -мезонов. Возможно, что несогласие в результатах, полученных нами и авторами указанной статьи, объясняется разницей в условиях эксперимента. В упомянутой выше работе блок свинца, толщиной 10 см, помещался высоко над установкой, в то время как в нашей установке он находился на расстоянии всего 4 см от верхнего ряда счетчиков. Указанные различия могут сказываться на результатах в том случае, если π мезоны генерируются в блоке одновременно с другими заряженными частицами. При попадании в нашу систему одновременно двух или большего числа частиц мы лишены возможности определять импульс частиц.

Нами отдельно вычислено среднее значение масс для положительных и отрицательных частиц. При этом получается

$$\mu^- = (211 \pm 3)m_e; \quad \mu^+ = (212 \pm 3)m_e.$$

Среднее значение массы для мезонов обоих знаков получается $(211 \pm 2)m_e$. Если допустить, что до 5% частиц являются π -мезонами, то тогда для массы мезона получаем значение не менее чем $(208 \pm 2)m_e$.

Принимая во внимание возможную ошибку в определении абсолютного значения магнитного поля, получаем для массы мезона значение

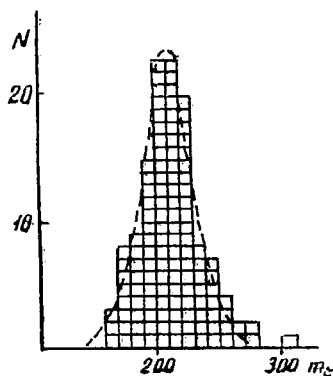


Рис. 2. Спектр масс мезонов.

$$n = (211 \pm 4)m_e \text{ [и не менее } (208 \pm 4)m_e \text{]}.$$

В наших опытах не было зарегистрировано ни одной положительной частицы с массой, промежуточной между 390—1400 m_e .

Среди одиночных частиц, не размножившихся в фильтрах, нами зарегистрированы три отрицательные частицы с кажущимися массами 7000, 1800 и 1200 m_e . Первая частица остановилась в последнем фильтре. Появление такой частицы можно объяснить пропуском в последней группе счетчиков. Частицы с кажущимися массами 1800 и 1200 m_e зарегистрированы в первом фильтре и невероятно, чтобы они были обусловлены одновременными пропусками трех групп двухслойных счетчиков.

Нами были наблюдаемы 32 частицы, застрявшие в фильтрах и сопровождавшиеся кратными вспышками счетчиков. Как и следовало ожидать, для медных фильтров основная доля этих частиц (24) оказалась положительной. Из восьми отрицательных частиц две отвечают 900 и 400 m_e . Однако малое число частиц с промежуточными массами (400, 900, 1200, 1800 m_e) не дает возможности сделать определенный вывод относительно природы этих частиц.

Мы отдельно рассматривали случаи двойных загораний. Из указанных 32 частиц таких случаев оказалось 28, причем 21 положительного знака. Естественно предполагать, что эти частицы являются мезонами, основная доля которых после распада в фильтре испускает электрон, дающий зажигание счетчиков. Случаи двойных загораний могут быть объяснены испусканием электронов распада, движущихся снизу вверх. При таком предположении для среднего значения массы положительных частиц получаем $(203 \pm 6)m_e$.

Были зарегистрированы 17 частиц, генерированных нейтронами в верхнем слое свинца. Все они имели импульс больше $5 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$, т. е. нами не наблюдалось ни одного случая генерации мезонов.

Нами были наблюдаемы 4982 частицы, пробег которых превышал 5 см меди, из них 2672 частицы положительных и 2310 отрицательных. Для отношения числа положительных и отрицательных частиц мы получили 1,16—0,03. Зависимость этой величины от импульса приводится в табл. 1.

Интересно отметить, что для значений импульсов мезонов от $1,5 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$ до $2 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$ получается уже значительный

Таблица 1

Интервалы импульса в $10^8 \frac{ев}{с}$	$\frac{N+}{N-}$
35,0—11	$1,24 \pm 0,06$
11—6,6	$1,11 \pm 0,07$
6,6—3,6	$0,9 \pm 0,075$
3,6—2,0	$0,9 \pm 0,15$

избыток отрицательных частиц. Так, из 155 мезонов, поглощенных в фильтрах, включая и частицы, давшие зажигание более чем одного счетчика, 92 оказались отрицательными и 63 частицы — положительными.

5. Спектр импульсов протонов

Одновременно с мезонами нами было зарегистрировано 208 положительных частиц с импульсами $P > 5,4 \cdot 10^8 \frac{ев}{с}$, застрявших в поглотителях. На рис. 3 приведены спектры импульсов этих частиц для пробегов $22,2 < R < 28,4$; $28,4 < R < 36,8$; $36,8 < R < 47,0$ г/см²Си.

На рис. 3 приведены также расчетные кривые распределения частиц по импульсам, с учетом рассеяния в стенках счетчиков, конечных размеров счетчиков и конечной толщины поглотителей. Несимметричность кривой распределения вызвана тем, что указанные выше факторы могут или выпрямлять, или загибать траекторию частицы. Но выпрямление или загибание траектории дают неодинаковое изменение радиуса кривизны, а тем самым и неодинаковую погрешность в измерении импульса. Эта асимметрия становится заметной при радиусах кривизны $\rho > 200$ см.

Импульсы частиц по трем пробегам определялись соответственно с неточностью 7,5, 8,3, 9%.

Частицы, находящиеся внутри пунктирной кривой, представляют собой протоны, остановившиеся в поглотителях благодаря ионизационным потерям энергии. Кроме этих протонов, в поглотителях зарегистрированы в сравнительно большом количестве положительно заряженные частицы, импульсы которых превышают импульсы протонов, соответствующие рассматриваемым пробегам. Этими частицами могли бы быть дейтроны, однако они не группируются в интервале импульсов, соответствующем дейтронам, а распределены в очень широкой энергетической области. Исходя также из ряда других соображений, изложенных ниже, мы считаем эти частицы быстрыми протонами, поглотившимися благодаря ядерным столкновениям.

В дальнейшем мы будем называть протоны, остановившиеся благодаря только ионизационным потерям, «нормальными», а благодаря ионизационным потерям и ядерным

Таблица 2

Пробеги	Число „нормальных“ протонов n_n	Число „аномальных“ протонов n_a	$\frac{n_a}{n_n}$
I	61	32	0,52
II	65	39	0,60
III	66	45	0,68

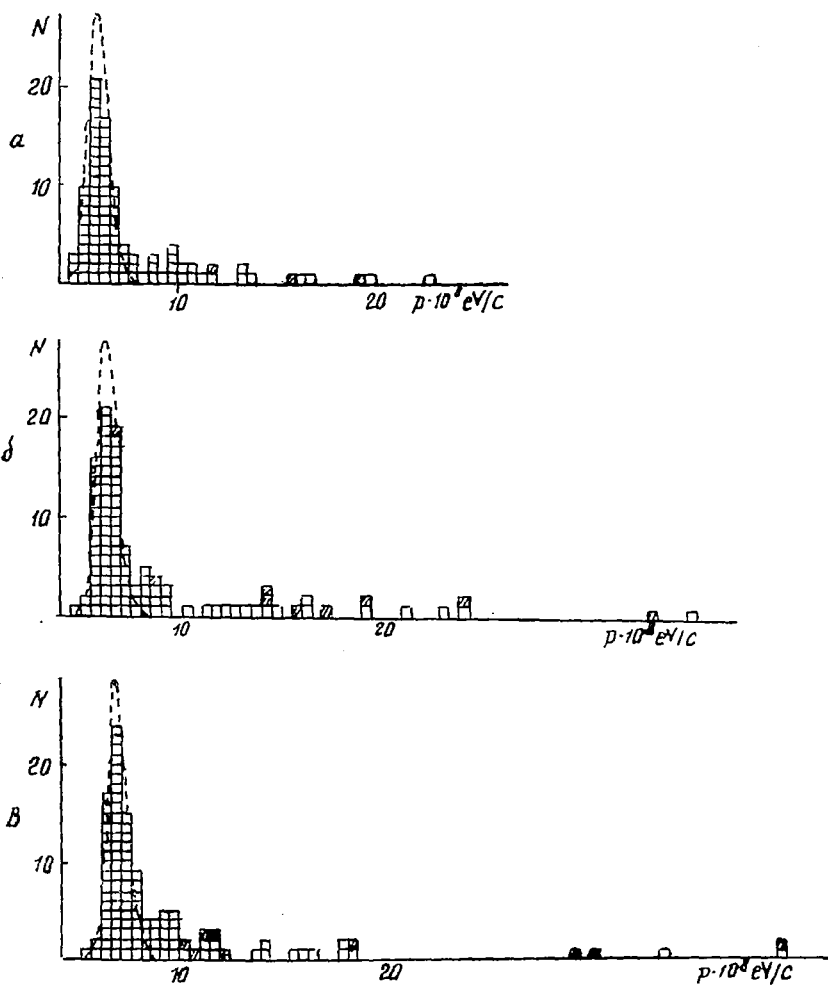


Рис. 3. Спектр импульсов протонов: а— $22,2 < R < 28,4 \text{ г/см}^2 \text{ Си}$. б— $284, < R < 36,8 \text{ г/см}^2 \text{ Си}$; в— $36,8 < R < 47,0 \text{ г/см}^2 \text{ Си}$.

столкновениям—«аномальными». В табл. 2 приводится число «нормальных» и «аномальных» протонов. Как видно из таблицы, отношение $\frac{n_a}{n_n}$ возрастает с пробегом.

В спектре импульсов протонов число аномальных частиц резко убывает с возрастанием импульса. Это можно объяснить тем, что как импульсный спектр потока падающих протонов, так и поперечное сечение неупругого рассеяния протона на ядре для энергий, не превышающих 150 Mev , падает с ростом энергии.

Благодаря применению счетчиков малых диаметров мы имели возможность измерять углы рассеяния в (I)_ф-поглотителе с точностью 3° . Особенный интерес представляет изучение рассеяния тех протонов, которые остановились во (II)_ф-фильтре. В табл. 3 приведено угловое распределение этих частиц для областей «нормальных» ($4,5 \frac{ev}{c} \leq P \leq 6,5 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$) и «аномальных» ($6,5 \frac{ev}{c} \leq P \leq 11 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$) протонов.

Таблица 3

Области импульсов	0—6°	6.—12°	12—18°	18—24°	24—30°
$4,5 \leq P \leq 6,5 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$	22	10	0	0	0
$6,5 \leq P \leq 11 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$	34	6	3	2	2

Расчетное значение среднеквадратичного угла рассеяния «нормальных» протонов в (I)_ф-фильтре составляет 8° , а для второй области импульсов— 4° . Отсюда видно, что в области импульсов «аномальных» протонов имеется заметное число частиц с большими углами рассеяния, что может быть объяснено только ядерными столкновениями.

Нами зарегистрированы 26 случаев остановки частиц в поглотителях, когда прошедшая через магнитное поле одиночная положительная частица в одном из слоев счетчика вызывает загорание более чем одного счетчика (рис. 3, заштрихованные квадраты). Импульсы у этих частиц превышают $6 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$, а для большинства частиц $P > 10^9 \frac{ev}{c}$. Очевидно, что в этих случаях протон образует звезду, продукты которой и регистрируются счетчиками. Из 26 случаев мы наблюдали

18 двойных, 4 тройных и 4 четверных зажиганий счетчиков; в 14 случаях частицы, вызвавшие кратные зажигания счетчиков, поглотились в следующем фильтре; в 10 случаях, по крайней мере, одна из частиц прошла через один поглотитель, а в 2-х случаях—через два поглотителя. За исключением 4 случаев, импульсы частиц, вызывавших кратные зажигания, значительно превышали импульсы протонов, нормально остановившихся в фильтрах, доходя до $3 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$.

Среди остановившихся в поглотителях протонов мы наблюдали случаи остановки частиц больших энергий, не давших размножения в фильтрах и с малыми углами рассеяния. По всей вероятности, значительная часть их связана с процессом перезарядки, когда протон почти полностью передает всю свою энергию нейтрону, а сам застревает в поглотителе.

Нам была зарегистрирована 51 траектория частиц, генерированных нейтронами в верхнем блоке свинца. Все они имели положительный знак с импульсами от 2,5 до $9 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$.

Из них 34 частицы застряли в (1) ф- поглотителе и 17—в остальных трех поглотителях. Очевидно, что основную долю генерированных частиц составляют протоны.

Исходя из табл. 3, мы находим, что средний ядерный пробег для всего потока протонов в космических лучах на высоте 1000 м над уровнем моря составляет около 100 г/см² меди.

Из анализа спектра импульсов протонов вытекает невозможность точного определения массы протона по импульсу и пробегу из-за неионизационных потерь энергии протона в веществе при больших энергиях. По-видимому, этим объясняется то обстоятельство, что в экспериментах с космическими лучами при одновременном определении массы мезона и протона по пробегу и импульсу авторы обычно получают при правильном значении массы протона заниженное значение для массы мезона и наоборот [5,6]

6. Неионизационные потери быстрых протонов

В этом параграфе оценивается число быстрых протонов, остановившихся в поглотителях благодаря ядерным столкновениям, причем показывается, что основную долю «аномально» остановившихся частиц составляют протоны. Наши дальнейшие рассуждения относятся к типичной установке магнитного масс-спектрографа Алиханяна-Алиханова (рис. 1). Для облегчения расчетов мы будем пользоваться эмпирической формулой:

$$R = C_1 P^3 = C_2 E^{3/2} \left(1 + \frac{E}{2Mc^2}\right)^{3/2}, \quad (1)^*$$

где E и P —кинетическая энергия и импульс протона, соответствующие ионизационному пробегу R , Mc^2 —энергия покоя протона. Для меди

$$C_1 = 1,41 \cdot 10^{-7} \text{ г/см}^2 (\text{Mev}/c)^3; \quad C_2 = 1,15 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^2 (\text{Mev})^{3/2}.$$

В дальнейших расчетах при $E < Mc^2$ будем пользоваться соотношением:

$$\bar{R} = C_2 E^{3/2}. \quad (2)$$

Эти формулы хорошо согласуются с кривой Росси в довольно широком интервале пробегов от 1 до 100 г/см².

Пусть распределение протонов по их энергиям дается формулой

$$dn(E) = \frac{a}{E^\gamma} dE, \quad (3)$$

где E —кинетическая энергия частиц после выхода из магнитного поля, т. е. до входа в вещество, а a и γ —некоторые постоянные. Исходя из (2), нетрудно определить энергию $E(x)$ частиц в веществе на глубине x

$$E(x) = \left(E^{3/2} - \frac{x}{C_2}\right)^{2/3}. \quad (4)$$

Число протонов, застрявших из-за ионизационных потерь в слое x_2-x_1 вещества, согласно (3), равно

$$\Delta n(E_0) = \frac{a}{E_0^\gamma} \Delta E, \quad (5)$$

где

$$\Delta E = E_2 - E_1 = \frac{x_2^{2/3} - x_1^{2/3}}{c_2^{2/3}} E_0 = \left(\frac{x_1 + x_2}{2c_2}\right)^{2/3} = \left(\frac{x_0}{c_2}\right)^{2/3}.$$

Теперь определим число протонов с энергией $E \gtrsim E_2$, остановившихся в этом же слое x_2-x_1 поглотителя вследствие претерпеваемых ими ядерных столкновений до их входа в слой x_2-x_1 . Для этого необходимо знать поперечные сечения рассеяния протонов на протонах и нейтронах. Результаты экспериментальных работ [7-9] можно выразить следующей эмпирической формулой, дающей дифференциальное попереч-

* Нужно отметить, что наилучшее согласие с кривой Росси получается для меди при $R = 0,4 \cdot 10^{-7} P_{3,2}$.

ное сечение рассеяния протонов больших энергий (75—340 *MeV*) на нуклонах:

$$d\sigma(E, \varepsilon) = \sigma_0 \left(1 + \frac{b}{E}\right) \frac{d\varepsilon}{E}, \quad (6)$$

где E —энергия падающей частицы в лабораторной системе, ε —энергия, переданная покоящемуся нуклону,

$$\sigma_0 = 2,9 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2; \quad b = 146 \text{ Mev}.$$

Формула (6) справедлива для Р—Р-рассеяния, за исключением малых углов рассеяния $\Theta < 10^\circ$, где она, по-видимому, не соответствует действительности. Но нетрудно видеть, что эта неточность при малых углах не должна заметно сказываться на результатах наших вычислений.

Сравнительно быстрые протоны после ядерного столкновения на расстоянии x от места входа в вещество дойдут до слоя x_2 — x_1 , если их энергия $E(x)$ удовлетворяет неравенству:

$$E(x) - \varepsilon \geq E_1(x) = \left(\frac{x_1 - x}{c_2}\right)^{2,3}. \quad (7)$$

Но, с другой стороны, чтобы они остановились в том же слое, необходимо

$$E(x) - \varepsilon \leq E_2(x) = \left(\frac{x_2 - x}{c_2}\right)^{2,3}. \quad (8)$$

Если рассматривать ядро как вырожденный ферми-газ протонов и нейтронов, то для числа ν протонов, остановившихся в слое x_2 — x_1 , благодаря ядерным столкновениям до этого слоя поглотителя, из (3), (4), (6), (7) и (8) получаем:

$$\nu = N_0 \int_{E_2}^E dn(E) \int_0^{x_1} dx \int_{E(x)-E_1(x)}^{E(x)-E_2(x)} f(\varepsilon) d\sigma(E(x), \varepsilon), \quad (9)$$

где N_0 —число Авогадро, а

$$f(\varepsilon) = \begin{cases} 1 - \left(1 - \frac{\varepsilon}{T}\right)^{3/2} & \text{при } \varepsilon \leq T \\ 1 & \text{при } \varepsilon \geq T, \end{cases}$$

причем $T \approx 20 \text{ Mev}$ есть граничная энергия фермиевского распределения. Появление $f(\varepsilon)$ в (9) обусловлено необходимостью учета принципа Паули, а именно: находившийся в ядре нуклон только в том случае может участвовать в столкновении, если переданная ему энергия $\varepsilon \geq T - W$, где W —исходная энергия частицы в ядре. В (9) не учитывается эффект

отклонения пути частиц от вертикали, которое имеет место вследствие искривления траекторий частиц в магнитном поле и после каждого ядерного столкновения. Вследствие этого истинный путь, пройденный частицей до ее остановки в каком-либо фильтре, может удлиниться. Формально для учета этого удлинения в (9) вместо x_1 следовало бы написать kx_1 , где $k \gtrsim 1$. Понятно, замена x_1 на kx_1 привела бы к небольшому увеличению величины ν , однако мы пренебрегаем этими поправками, полагая $k = 1$.

Теперь определим распределение частиц (9) по их энергиям

$$\frac{d\nu}{dE} = N_0 \sigma_0 \frac{a}{E^\gamma} \int_0^{x_1} \left(1 + \frac{b}{E(x)}\right) \frac{dx}{E(x)} \int_{E(x)-E_2(x)}^{E(x)-E_1(x)} f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (10)$$

В (10) не учтены ядерные столкновения в слое $x_2 - x_1$. Число ν' протонов, остановившихся в слое $x_2 - x_1$, благодаря ядерным столкновениям в этом же слое, порядка

$$\nu' = \left(e^{-\frac{x_1}{\lambda}} - e^{-\frac{x_2}{\lambda}}\right) \int_{E_2}^{\infty} \frac{a}{E^\gamma} dE = \frac{x_2 - x_1}{\lambda} \frac{a}{(\gamma - 1) E_2^{\gamma-1}}, \quad (11)$$

где λ — средняя длина пробега для поглощения протонов. Предполагается $x_2 \ll \lambda$.

Согласно экспериментальным данным [II], λ — порядка удвоенного геометрического пробега (на высоте 2860 м для свинца $\lambda = (305 \pm 7) \text{ г/см}^2$). Для меди ниже мы принимаем $\lambda = 200 \text{ г/см}^2$. Для распределения по энергиям имеем

$$\frac{d\nu'}{dE} = \frac{x_2 - x_1}{\lambda} \frac{a}{E^\gamma}; \quad E \geq E_2. \quad (12)$$

Для исключения из формул неизвестной постоянной a найдем отношение β суммы чисел протонов ν и ν' к их числу $\Delta n(E_0)$ (5):

$$\beta = \frac{\nu + \nu'}{\Delta n(E_0)}. \quad (13)$$

При $x_1 = 30 \text{ г/см}^2$, $x_2 = 36.5 \text{ г/см}^2$ и $\gamma = 2$ получаем $\beta \approx 0,6$, что находится в неплохом согласии с нашими результатами (см. табл. 1).

Из (10) и (12) находим распределение β по энергиям, т. е.

$$\frac{d\beta}{dE} = \frac{1}{\Delta n(E_0)} \frac{d(v+v')}{dE}. \quad (14)$$

На рис. 4 приведены кривые $\Delta n(E_0)$ и $d\beta/dE$ для тех же пробегов без учета многократного рассеяния в стенках счетчиков и конечных размеров координатных счетчиков. При учете их мы получили бы кривую, аналогичную кривым рис. 3.

Отметим, что при прохождении нуклона через ядро в среднем имеет место α столкновений, где

$$\alpha \approx \frac{4}{3} R \frac{A}{4/3\pi R^3} \sigma = \frac{\sigma A^{1/3}}{\pi r_0^2}. \quad (15)$$

Здесь $R=r_0 A^{1/3}$ есть радиус ядра, $r_0=1,5 \cdot 10^{-13}$ см, $\sigma=\sigma_0 \left(1+\frac{b}{E}\right)$ — полное поперечное сечение столкновения нуклона с нуклоном. Для средних ядер получаем $\alpha \approx 2$, что находится в хорошем согласии с недавними экспериментами [10].

В заключение отметим, что аналогичное явление неионизационных остановок имеет место и для быстрых π -мезонов. Оценим этот эффект, допуская, что спектр π -мезонов имеет вид:

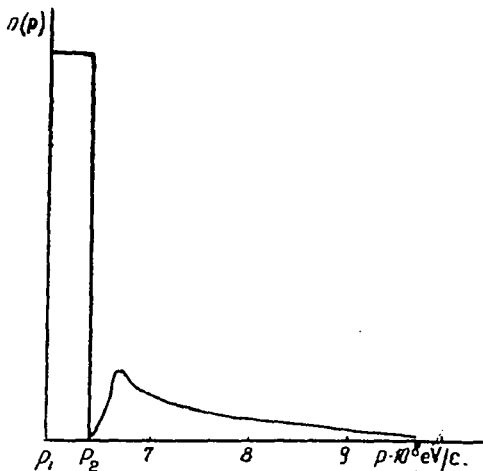


Рис. 4. Распределение числа остановившихся в поглотителях x_2-x_1 протонов по импульсам. Прямоугольник и кривая справа от него представляют соответственно число ионизационно и неионизационно остановившихся протонов.

$$P_1=5,9 \cdot 10^8 \text{ ev/c}; P_2=6,35 \cdot 10^8 \text{ ev/c}.$$

$$dn(E) = \frac{a}{E^\gamma} dE, \quad (16)$$

где E —полная энергия частицы. Пусть далее $x(E)$ есть ионизационный пробег мезона, обладающего энергией E . Тогда число π -мезонов с энергией E , остановившихся благодаря ядерным поглощениям в интервале пробегов $x(E_2)$ — $x(E_1)$, равно

$$d\nu(E) = dn(E) \frac{N_0}{A} (x_2 - x_1) \sigma, \quad (17)$$

где σ есть поперечное сечение поглощения π -мезонов в ядре, величина которого порядка геометрического сечения ядра [10].

Обозначим через $d\beta(E)$ относительное число “аномально,” поглощенных π -мезонов, т.е. отношение числа π -мезонов (17) к числу $\Delta n(E_0) = (a/E_0^\gamma)(E_2 - E_1)$ нормально остановившихся в том же пробеге частиц (здесь $E_0 = \frac{1}{2}(E_1 + E_2)$;

$$d\beta(E) = \frac{d\nu(E)}{\Delta n(E_0)} = (x_2 - x_1) \frac{\pi R^2}{A} N_0 \left(\frac{E_0}{E}\right)^\gamma \frac{dE}{E_2 - E_1}; \quad E \gg E_2.$$

Отсюда, имея в виду, что $R = r_0 A^{1/3}$, получаем

$$d\beta(E) = N_0 (x_2 - x_1) \frac{\pi r_0^2}{A^{1/3}} \left(\frac{E_0}{E}\right)^\gamma \frac{dE}{E_2 - E_1}; \quad E \gg E_2, \quad (18)$$

а для полного относительного числа “аномальных,” π -мезонов получаем

$$\beta = \int_{E_2}^{\infty} d\beta(E) = \frac{N_0 (x_2 - x_1)}{(\gamma - 1) A^{1/3}} \pi r_0^2 \left(\frac{E_0}{E_2}\right)^{\gamma-1} \frac{E_0}{E_2 - E_1}. \quad (19)$$

Таким образом, β слабо зависит от рода вещества, но сильно зависит от вида спектра, т.е. от величины γ . Так, например, для пробегов $x_1 = 30$ г/см², $x_2 = 36,5$ г/см² меди и при $\gamma = 1,5; 2; 3$ и 4 получаем для значений β соответственно $1,8; 0,9; 0,4; 0,25$.

В заключение авторы выражают свою благодарность А. И. Алиханяну за ценное обсуждение экспериментальных результатов настоящей работы, а также Е. Л. Фейнбергу за обсуждение наших расчетов. Выражаем благодарность также Н. П. Гамбарян за составление таблиц по определению масс

частиц и сотрудникам института А. С. Алексаняну и Х. В. Пачаджяну за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. Алиханян, А. Алиханов и А. Вайсенберг, ДАН АрмССР, 5, 129, 1946. ² А. Алиханян, А. Алиханов и А. Вайсенберг, ЖЭТФ, 18, 3, 301, 1948. ³ С. Кайтмазов, ДАН АрмССР, 14, 129, 1951. ⁴ А. Алиханов и Г. Елисеев, ЖЭТФ, 21, 1009, 1951. ⁵ E. L. Goldwasser, T. C. Merkle, Phys. Rev. 83, 43, 1951. ⁶ T. C. Merkle, E. L. Goldwasser, R. Brode, Phys. Rev., 79, 926, 1950. ⁷ O. Chamberlain, E. Segre, C. Wiegand, Phys. Rev., 83, 923, 1951, ⁸ J. de Juren, B. I. Moyer. Phys. Rev., 81, 919, 1951. ⁹ R. W. Birge, U. E. Kruse, N. F. Ramsey. Phys. Rev., 83, 274, 1951. ¹⁰ W. O. Lock, G. Yeku-tieli, Phil. Mag. 43, 231, 1952. ¹¹ W. G. V. Rosser, M. W. Swift, Phil. Mag. 42, 856, 1951. ¹² U. Camerini, P. H. Fowler, W. O. Lock, H. Muir-head, Phil. Mag. 41, 413, 1950.

СПЕКТР ИМПУЛЬСОВ ПРОТОНОВ НА ВЫСОТЕ 3200 м НАД УРОВНЕМ МОРЯ*

В настоящей работе мы ставили перед собою цель методом магнитного масс-спектрометра Алиханяна-Алиханова [1] исследовать спектр импульсов для вертикального потока протонов в воздухе.

Для этого был сконструирован масс-спектрометр, схема которого приведена на рис. 1. Для измерения импульса, мы применяли электромагнит с напряженностью поля 8500 эрстед. Длина поля по вертикали равнялась 50 см, при ширине поля 20 см и зазоре—10 см.

Сверху, на высоте 50 см от верхнего края магнита, был установлен (1) ряд счетчиков, имеющий форму трапеции. Этот ряд состоял из 100 медных счетчиков диаметром 6,8 мм, длиной 15 см, (2) ряд состоял из 31 алюминиевого счетчика диаметром 6 мм, длиной 10 см, расположенного в два ряда с расстоянием $\frac{3}{4}d$ между центрами счетчиков [2]. В (3) ряду

было 35 счетчиков диаметром 4,6 мм и длиной 10 см, расположенных на расстоянии 5,6 мм друг от друга. По этим трем рядам счетчиков мы определяли радиус кривизны траектории, откуда и импульс частицы. Сверху, непосредственно над (3) рядом счетчиков, был расположен свинцовый поглотитель толщиной 1 см. Значительная часть электронов, прошедших через магнитное поле, или поглощалась в свинцовом поглотителе, или давала размножение в нем, регистрируемое в (3) ряду счетчиков. Мы рассматривали только частицы, которые имели пробег больше 1 см свинца и не вызывали разряда более одного счетчика под свинцом.

Ниже третьего ряда счетчиков был расположен первый поглотитель, тоже свинцовый, толщиной 40 мм. Затем между счетчиками последовательно располагались медные поглоти-

* ДАН АрмССР, 17, 33, 1953. (Соавторы: М. Т. Айвазян, З. А. Кираксян, С. Д. Кайтмазов).

тели толщиной 2,5, 3 и 6 см. В отличие от предыдущих наших работ в настоящей работе мы применили более толстые поглотители с общей толщиной $56,75 \text{ г/см}^2 \text{Pb} + 102 \text{ г/см}^2 \text{Cu}$, что составляет $0,356 \lambda_{\text{Pb}} + 0,95 \lambda_{\text{Cu}}$, где λ_{Pb} и λ_{Cu} являются пробегами взаимодействия, соответствующими геометрическим сечениям ядер свинца и меди.

В течение 480 часов было зарегистрировано 6085 протонов с импульсами $P > 4 \cdot 10^8 \frac{\text{эВ}}{c}$, остановившихся в поглотителях.

Из них 1740 протонов имели импульс $P > 10^9 \frac{\text{эВ}}{c}$, остановились вследствие ядерных столкновений. Чтобы найти истинное число протонов при заданной геометрии нашей установки, необходимо было учесть светосилу установки, ввести поправки на среднюю эффективность работы счетчиков, а также поправки на среднюю эффективность работы установки.

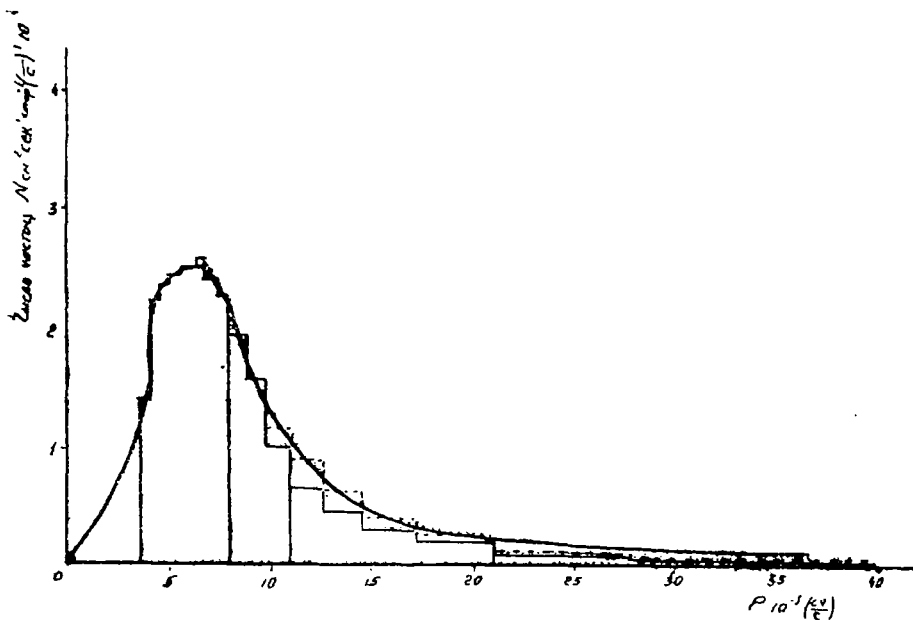


Рис. 2. Спектр импульсов протонов.

Так как суммарная толщина поглотителей в 1,31 раза больше геометрического пробега взаимодействия, то $1 - e^{-1,31} = 0,73$ будет представлять долю энергичных протонов, претерпевших ядерное столкновение при прохождении через поглотители.

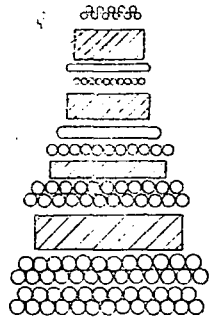
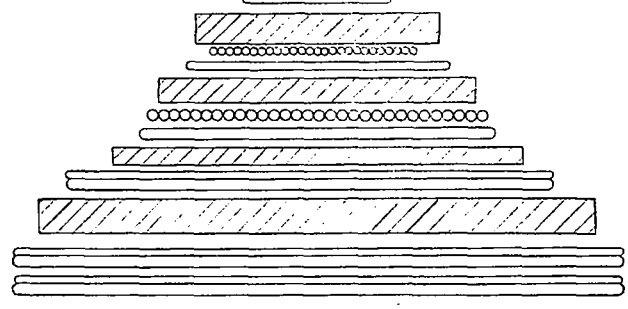
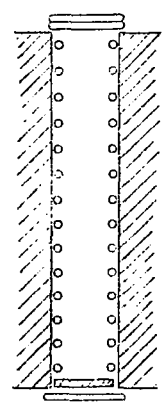
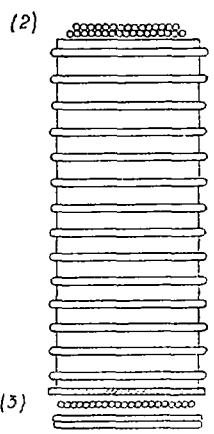
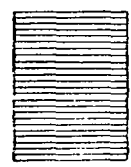
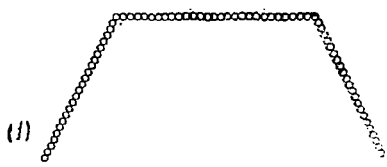


Рис. 1. Схема масс-спектрометра.

В результате взаимодействия начальный протон погибает, и образуется звезда. Но заряженные продукты звезды, т. е. протоны отдачи (протоны с $E \leq 500 \text{ Мэв}$) и ливневые частицы в некоторых случаях, когда их энергия достаточно велика, могут преодолеть ионизационные потери и выйти из поглотителя. Это будет иметь место для всех ливневых протонов, так как энергия протона, соответствующая пробегу 159 г/см^2 , равна около 430 Мэв и для π -мезонов $E > 330 \text{ Мэв}$.

В таких случаях метод магнитного масс-спектрометра не позволяет установить факт взаимодействия, и у нас получается ложное представление, как будто начальный протон прошел через фильтры, не испытывая никакого взаимодействия в них, за исключением тех случаев, когда продукты звезды вылетают под большими углами относительно первичной частицы. Однако, применяя толстые поглотители, как в нашем случае, можно утверждать, что протоны с импульсами

$P \leq 2 \cdot 10^9 \frac{\text{Эв}}{c}$ не способны рождать в заметном количестве

быстрые вторичные частицы, которые могли бы выйти из поглотителя. Следовательно, в значительном большинстве случаев сам протон и вторичные частицы, вызванные им, поглощаются веществом. Поэтому мы предполагаем, что число протонов с импульсами $10^9 \leq P \leq 2 \cdot 10^9 \frac{\text{Эв}}{c}$ неионизационно оста-

новившихся в поглотителях представляет полное число звезд, вызванных частицами в этой области импульсов. Таким образом, для воздушного вертикального потока протонов, имеющих импульсы $10^9 \leq P \leq 2 \cdot 10^9 \frac{\text{Эв}}{c}$, можно написать

$$N(p)dp = \frac{N_n(p)dp}{1 - e^{-1,31}} = 1,37 N_n dp,$$

где $N(p)dp$ — воздушный спектр протонов, а $N_n(p)dp$ — спектр импульсов, неионизационно остановившихся протонов. Следовательно, мы имеем возможность определить спектр импульсов протонов в воздухе вплоть до $2 \cdot 10^9 \frac{\text{Эв}}{c}$. Этот спектр изображен на рис. 2. Ступенчатая кривая на этом рисунке в области импульсов $0,8 \cdot 10^9 \leq p \leq 2 \cdot 10^9 \frac{\text{Эв}}{c}$ хорошо аппроксимируется показательной функцией вида

$$N(p)dp = \frac{a}{p^\gamma} dp \quad (1)$$

с $\gamma = 2,60 \pm 0,09$ и $a = (1,26 \pm 0,16) 10^{-3} \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}$, если p измеряется в $\frac{\text{Бэв}}{c}$.

Сплошная кривая (рис. 2) представляет формулу (1). Пунктирная часть этой кривой проведена в предположении, что вид спектра частиц остается неизменным и при $p > 2 \cdot 10^9 \frac{\text{Эв}}{c}$.

Начиная со значения $P = 8 \cdot 10^8 \frac{\text{Эв}}{c}$ и ниже вид спектра постепенно меняется, при $P = 6 \cdot 10^8 \frac{\text{Эв}}{c}$ наблюдается максимум, и при дальнейшем уменьшении импульса кривая распределения меняет свой наклон.

Итак, общий вертикальный поток протонов с $P > 10^9 \frac{\text{Эв}}{c}$ равен

$$J_v = 0,77 \cdot 10^{-3} \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1},$$

а для $P \geq 0,4 \cdot 10^9$ имеем

$$J_v = 2 \cdot 10^{-3} \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}.$$

Авторы выражают благодарность Алиханяну А. И. за постоянную помощь в работе, а также Саакяну Г. С. за ценное обсуждение результатов настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. Алиханян, А. Алиханов и А. Вайсенберг, ДАН АрмССР, 5, 5, 1946.
² Н. Кочарян, Г. Саакян, М. Айвазян, З. Киракосян и С. Кайтмазов, ЖЭТФ, 23, 532, 1952.

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОТОНОВ*

При помощи магнитного масс-спектрометра Алиханяна-Алиханова [1] на высоте 3200 м над уровнем моря мы изучили угловое распределение протонов космического излучения для двух разных значений импульсов. Для этой цели был сконструирован широкоугольный магнитный масс-спектрометр, схема которого приводится на рис. 1.

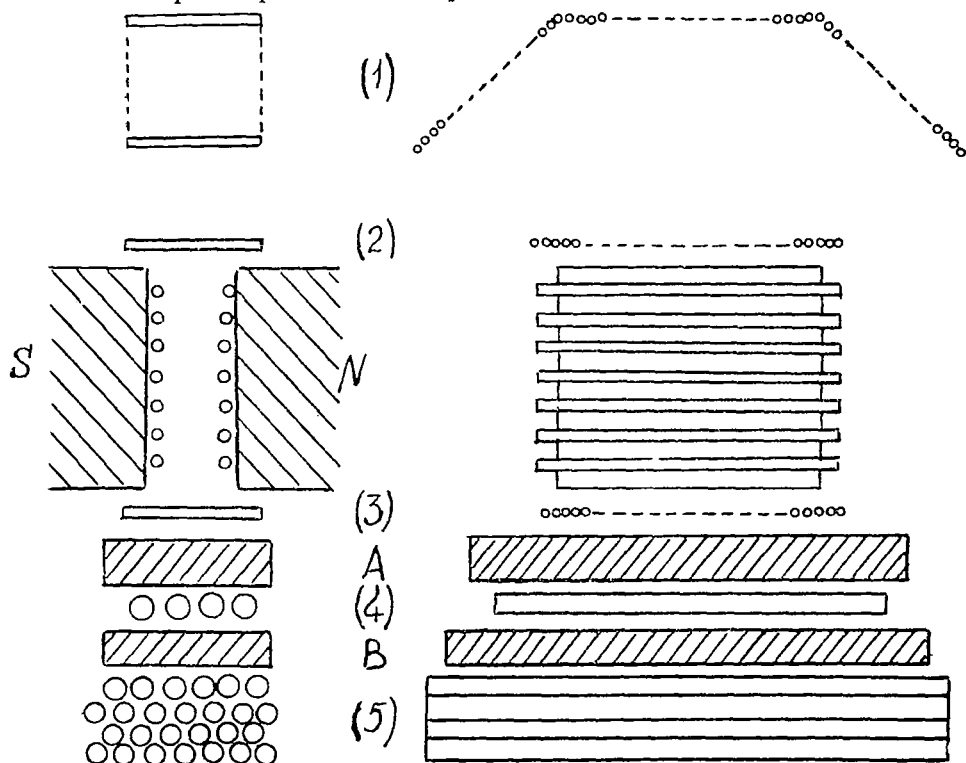


Рис. 1.

* ДАН АрмССР, 16, 39, 1953. (Соавторы: М. Т. Айвазян, С. Д. Кайтмазов, З. А. Киракосян, А. С. Александян).

Применяемый нами электромагнит имел ширину поля, равную 30 см, длину по вертикали—25 см, при ширине зазора 8 см. Внутри зазора создавалось достаточно для наших целей однородное и постоянное во времени магнитное поле, напряженностью около 11000 эрстед. Для одновременного исследования азимутальной асимметрии частиц разных знаков прибор был установлен так, чтобы поле электромагнита совпало с магнитным меридианом.

Три ряда счетчиков (1), (2), (3) давали возможность определить импульс частицы. Чтобы выделить из потока частиц только такие, которые при прохождении через поле не задевали полюсов магнита, нами на полюсах, на расстоянии 3 см друг от друга, были расставлены счетчики диаметром в 1 см, как это показано на рис. 1. Траектории, сопровождаемые зажиганием какого-либо из этих счетчиков, выключались ветвью антисовпадений. При этом расстояния между счетчиками и их диаметры были выбраны так, что исключалась возможность регистрации частиц, рассеянных на полюсах.

(1) ряд состоял из 100 медных счетчиков диаметром 6,8 мм, длиной 15 см, расположенных на расстоянии 7,5 мм друг от друга.

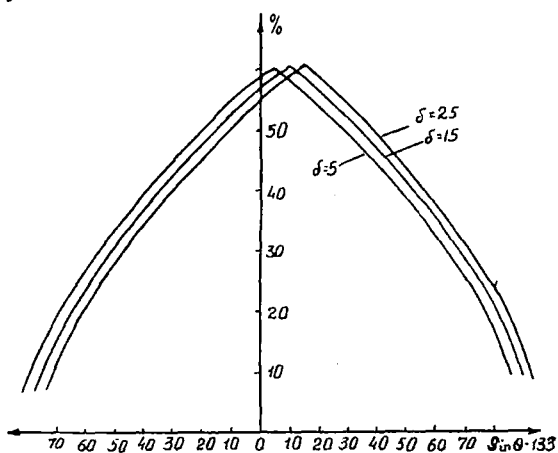


Рис. 2.

Форма трапеции, приданная первому ряду счетчиков, диктовалась необходимостью получить наилучшее закрытие при минимальном числе счетчиков. Частица, прошедшая через (2) и (3) ряды счетчиков, обязательно должна была пройти через один из счетчиков (1) ряда. Геометрия установки давала возможность измерять угловое распределение частиц от 0 до 45° относительно вертикали. Для уменьшения рассея-

ния частиц в стенках счетчиков (2) ряд состоял из алюминиевых счетчиков в количестве 36 штук, диаметром 6 мм и длиной 10 см, расположенных на расстоянии 8 мм друг от друга. Толщина стенок алюминиевых счетчиков была 0,16 мм. (3) ряд состоял из 38 медных счетчиков, диаметром 6,8 мм и длиной 10 см с расстоянием между центрами счетчиков 7,5 мм. Ниже магнитного поля были расположены свинцовый фильтр А, толщиной 6 см, в котором практически все электроны поглощаются, и медный фильтр В, толщиной 5 см. Между фильтрами А и В перпендикулярно магнитному полю были расположены счетчики, диаметром 2 см и длиной 45 см. Ниже фильтра В была расположена (5) группа счетчиков, состоящая из четырех рядов счетчиков, диаметром 2 см и длиной 90 см, которые с избытком закрывали телесный угол для частиц, выходящих из магнитного поля. Все счетчики, применяемые нами, были самогасящимися и наполнялись аргоном и парами метилала.

Чтобы исключить возможную ложную асимметрию в интенсивности из-за несимметричности работы счетчиков, последние проверялись ежедневно. С той же целью в течение всего времени наблюдений измерения проводились при ежедневном изменении направления поля.

Для срабатывания установки необходимо было четверное совпадение счетчиков групп (1), (2), (3), (4). Каждый счетчик рядов (1), (2), (3), (4) был соединен со своим усилителем, снабженным неоновой лампочкой.

Мы рассматривали только частицы, поглотившиеся в фильтре.

Таковыми частицами могли быть протоны, мезоны и в незначительном числе электроны. Импульсы частиц ионизационно остановившихся в фильтре В были соответственно для протонов от $7 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$ до $9 \cdot 10^8 \frac{ec}{c}$ и для мезонов от $2 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$ до $2,7 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$.

Импульс протона определялся с неточностью, зависящей от конечного размера счетчиков и многократного рассеяния частиц в стенках (2) ряда счетчиков. Средняя квадратичная погрешность из-за рассеяния протонов в стенках счетчиков равна 4,5% для импульса в $8 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$, а средняя квадратичная ошибка, обусловленная конечными размерами счетчиков, составляет 35% при том же импульсе. Первой погрешностью можно пренебречь и учитывать только погрешность, связан-

ную с конечными размерами счетчиков. Ошибка в определении импульса протонов доходила до 100% при $P=2,3 \cdot 10^8 \frac{eV}{c}$.

Частицу, прошедшую через установку и поглотившуюся в фильтре В, мы характеризуем двумя величинами: зенитным углом θ и радиусом кривизны ρ . Наша задача заключается в определении истинной интенсивности протонов космического излучения, движущихся в направлении интервала углов θ , $\theta + \Delta\theta$ и имеющих радиус кривизны ρ , $\rho + \Delta\rho$, т.е. в нахождении $\Delta J = J(\theta, \rho) \Delta\theta \Delta\rho$. Однако число зарегистрированных установкой частиц, в данном случае протонов, $\Delta N = N(\theta, \rho) \Delta\theta \Delta\rho$ будет отличаться от истинного числа частиц ΔJ благодаря «светосиле», установки S , которая определяется как отношение $S = \frac{\Delta N}{\Delta J} = \frac{N(\theta, \rho)}{J(\theta, \rho)}$.

Таким образом, истинная интенсивность ΔJ может быть получена из выражения $\Delta J = \frac{\Delta N}{S}$, если известно S . Величину S можно вычислить исходя из геометрических данных установки. Мы вывели общую формулу для светосилы n , применив ее к нашей установке, получили семейство кривых (рис. 2).

Был введен также поправочный коэффициент, учитывающий, что условия поглощения для частиц, падающих на фильтр под разными углами, неодинаковы.

В течение всего времени измерения было зарегистрировано 5797 частиц (из них 90% были протонами), остановившихся в фильтре В как в результате ионизационных потерь, так и в результате ядерных столкновений. Все эти частицы были разбиты на две группы—«мягкую», куда входили протоны с импульсами от $7 \cdot 10^8 \frac{eV}{c}$ до $8 \cdot 10^8 \frac{eV}{c}$, и «жесткую» с импульсами более $8 \cdot 10^8 \frac{eV}{c}$. В этой группе более половины

числа протонов остановилось неионизационно. Принимая зависимость интенсивности частиц от зенитного угла в виде функции $J = J_0 \cos^4 \theta$, мы определили величину n для указанных двух групп протонов. На рис. 3 приводится дифференциальное выражение зависимости интенсивности числа частиц от n . По оси абсцисс отложен $\log \cos \theta$, а по оси ординат логарифм относительной величины интенсивности. В пределах

статистических ошибок точки ложатся на две прямые. Из этих прямых мы получили $n \approx 3$ для жестких и $n \approx 6$ для мягких протонов.

Для более точного определения n , а также для вычисления погрешности Δn , которую трудно оценить из дифференциальных кривых, нами n было вычислено также из интегральных кривых. Все частицы были разбиты на две группы от 0 до 10° и от 10 до 40° (граница 10° была выбрана из условия минимума статистической ошибки). Если обозначить с учетом всех поправок число частиц в первой группе через N_1 , а во второй группе через N_2 , то отношение $\frac{N_1}{N_2}$ будет функцией n .

Таким путем мы вычислили n , причем для жестких протонов $n = 2,7 \pm 0,4$, а для мягких протонов $n = 6,6 \pm 0,6$.

Указанными выше способами мы вычислили n для жестких мезонов (прошедших фильтр В) в тех же интервалах импульсов, что и для протонов. Расчеты дали для жестких мезонов значение $n = 2,5 \pm 0,4$. Для мезонов, остановившихся в фильтре В $n = 3,35 \pm 0,85$. Эти результаты находятся в хорошем согласии с работами [2].

Наша установка давала возможность исследовать восточно-западную асимметрию протонов. Интенсивность протонов, идущих с запада и с востока, оказалась в пределах статистических ошибок одинаковой. Для всего потока протонов от 0 до 42° величина асимметрии равна $1,01 \pm 0,03$. Мы отдельно исследовали азимутальную асимметрию для протонов, идущих в интервале углов $20-40^\circ$. Полученная величина азимутальной асимметрии оказалась меньше статистической ошибки и была равна $1,02 \pm 0,06$.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность А. И. Алиханяну за постоянную помощь в работе. Авторы выражают также благодарность С. Н. Вернову и Г. Т. Зацепину за ценное обсуждение результатов настоящей работы.

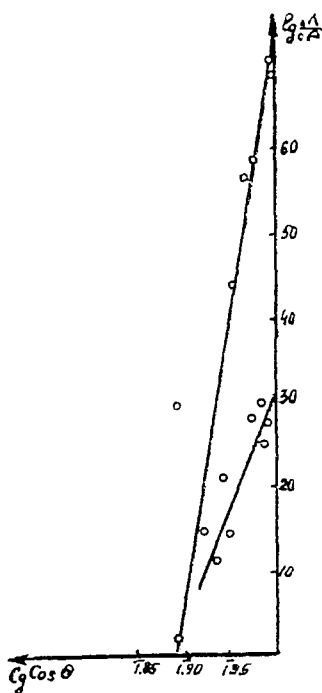


Рис. 3.

ЛИТЕРАТУРА

¹ А. Алиханян, А. Алиханов и А. Вайсенберг, ДАН АрмССР, 5, 129, 1946. ² Дж. Л. Зар, Phys. Rev. 83, 761, 1951.

ВОСТОЧНО-ЗАПАДНАЯ АСИММЕТРИЯ И УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОТОНОВ И МЕЗОНОВ*

На высоте 3200 м над уровнем моря произведены измерения показателя n в формуле $N = N_0 \cos^{2n}\theta$ для углового распределения протонов космического излучения. Для протонов с импульсами $P > 9 \cdot 10^{8\text{ев}}/\text{с}$, остановившихся в интервале пробегов $6 \text{ см} < R < 6 \text{ см}$ $Pb \pm 5 \text{ см}$ Si , показатель $n = 6,3 \pm 1,4$. Вычислен пробег поглощения протонов в воздухе $L = 112 \pm 25 \text{ г/см}^2$.

Наблюдена «знаковая» асимметрия мезонов, обусловленная отклонением мезонов в магнитном поле Земли. Показано увеличение асимметрии с уменьшением импульсов наблюдаемых мезонов. Для протонов восточно-западная асимметрия не обнаружена.

1. Общее описание установки и опытов

При помощи магнитного масс-спектрометра Алиханяна-Алиханова [1] мы исследовали восточно-западную асимметрию, а также угловое распределение частиц космического излучения на высоте 3200 м над уровнем моря. Для этой цели был сконструирован широкоугольный магнитный масс-спектрометр, схема которого приведена на рисунке.

Применявшийся нами электромагнит имел ширину поля, равную 30 см, и длину по вертикали 25 см при ширине зазора 8 см. Внутри зазора создавалось достаточно однородное для наших целей и постоянное во времени магнитное поле, напряженностью около 11 000 Ог. Для одновременного исследования азимутальной асимметрии частиц разных знаков прибор был установлен так, чтобы поле электромагнита совпало с магнитным меридианом.

* ЖЭТФ, 25, 3(9), 1953. (Соавторы: М. Т. Айвазян, С. Д. Кайтмазов, З. А. Киракосян).

Три ряда счетчиков 1, 2, 3 давали возможность определить импульс частицы. Чтобы выделить из потока частиц только такие, которые при прохождении через поле не задевали полюсов магнита, нами на полюсах, на расстоянии 3 см друг от друга, были расставлены счетчики диаметром в 1 см, как это показано на рисунке. Траектории, сопровождаемые зажиганием какого-либо из этих счетчиков, выключались ветвью антисовпадений. При этом расстояния между счетчиками и их диаметры были выбраны так, что исключалась возможность регистрации частиц, рассеянных на полюсах.

Ряд 1 состоял из 100 медных счетчиков диаметром 6,8 мм, длиной 15 см, расположенных на расстоянии 7,5 мм друг от друга. Форма трапеции, приданная первому ряду счетчиков, диктовалась необходимостью получения наилучшего закрытия при минимальном числе счетчиков. Частица, прошедшая через ряды счетчиков 2 и 3, обязательно должна была пройти через один из счетчиков ряда 1. Геометрия установки давала возможность измерять угловое распределение частиц от 0 до 45° относительно вертикали.

Для уменьшения многократного рассеяния в стенках счетчиков ряд 2 составляли алюминиевые счетчики в количестве 36 штук, диаметром 6 мм и длиной 10 см, расположенные на расстоянии 8 мм друг от друга. Толщина стенок алюминиевых счетчиков была 0,16 мм. Ряд 3 состоял из 38 медных счетчиков, диаметром 6,8 мм и длиной 10 см, с расстоянием между центрами счетчиков 7,5 мм.

Ниже магнитного поля были расположены свинцовый фильтр А толщиной 6 см, в котором практически поглощались все электроны, и медный фильтр В, толщиной 5 см. Между фильтрами А и В, перпендикулярно направлению магнитного поля, были расположены 4 счетчика диаметром 2 см и длиной 45 см. Ниже фильтра В была расположена группа счетчиков 5, состоящая из четырех рядов счетчиков диаметром 2 см и длиной 90 см, которая с избытком закрывала телесный угол пучка частиц, выходящих из магнитного поля. Все счетчики были самогасящимися и заполнялись аргоном и парами метилала. Чтобы исключить возможную ложную асимметрию в интенсивности космических лучей из-за несимметричности работы счетчиков, последние проверялись ежедневно. С той же целью в течение всего времени наблюдений ежедневно изменялось направление магнитного поля.

Для срабатывания установки необходимо было четверное совпадение счетчиков рядов 1, 2, 3, 4. Каждый счетчик этих рядов был соединен с соответствующей ячейкой электронной схемы, кончающейся неоновой лампочкой. Все неоновые лам-

почки были установлены на щите, расположенном перед объективом фотоаппарата.

Мы рассматривали частицы, приходящие из воздуха и поглотившиеся в фильтре В. В течение некоторого времени измерения проводились с одновременной регистрацией также и жестких частиц, т. е. частиц, которые проходили через оба фильтра.

Частицы, остановившиеся в фильтре В, могли быть мезонами, протонами и в незначительном числе электронами. Импульсы частиц, ионизационно остановившихся в фильтре В, были соответственно для протонов от $7 \cdot 10^8$ до $9 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$ и для мезонов от $2 \cdot 10^8$ до $2,7 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$.

Импульс частицы определялся с погрешностью, зависящей от конечного размера счетчиков и многократного рассеяния частиц в стенках второго ряда счетчиков. Относительная средняя квадратичная погрешность в определении импульсов из-за рассеяния в стенках счетчиков $\sigma_1 = 0,02/\beta$, где $\beta = \frac{v}{c}$,

а относительная средняя квадратичная погрешность, обусловленная конечными размерами счетчиков, $\sigma_2 = 4,4 \cdot 10^{-8}P$, где P , как здесь, так и в дальнейшем, измеряется в $\frac{ev}{c}$. Первая

погрешность не превышает 3% для всех исследуемых нами частиц, в то время как вторая всегда больше 10%. Поэтому неточность при определении импульса частиц в основном обусловлена погрешностью, связанной с конечными размерами счетчиков.

За все время измерений было зарегистрировано 7015 мезонов и 5336 протонов, остановившихся в фильтре В. Кроме того, отдельно было зарегистрировано 4700 жестких частиц, в основном являющихся мезонами, прошедшими через фильтры А и В.

2. Угловое распределение протонов и мезонов

Принимая зависимость интенсивности частиц от зенитного угла в виде выражения $N = N_0 \cos^2 \theta$, мы определили величину n для протонов и жестких мезонов. При этом мы разбили протоны на две группы и отдельно для каждой группы определили n : первая группа мягкая, с импульсом от $7 \cdot 10^8$ до $9 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$; во второй группе более половины протонов остано-

вились вследствие ядерных столкновений и имели импульсы больше $9 \cdot 10^8 \frac{e\tau}{c}$. Для первой группы протонов $n=9,1 \pm 1,4$; для второй группы $n=6,3 \pm 1,4$. Нами также определено значение $n=7,7 \pm 1,0$ для суммарного потока протонов.

Если предположить, что для жесткой части спектра протонов, для которой ионизационные потери не существенны, интенсивность частиц изменяется с углом по закону

$$Ce^{(x/L)\sec\theta},$$

где x —высота нашей регистрирующей системы, равная 707 г/см^2 , L —пробег поглощения протонов в воздухе. Эта формула при углах $\theta \leq 30^\circ$ хорошо аппроксимируется выражением вида $Ce^{-x/L \cos^2\theta}$. Отсюда для пробега поглощения мюонов в воздухе получаем $L=x/n=112 \pm 25 \text{ г/см}^2$. Большая величина показателя для мягкой части спектра протонов обусловлена ионизационными потерями, которые существенны для этой части спектра.

Нами также определен показатель степени $n=3,8 \pm 1,1$ для мезонов с импульсами, большими $8 \cdot 10^8 \frac{e\tau}{c}$.

3. Восточно-западная асимметрия

Восточно-западную асимметрию мы будем характеризовать величиной α -отношением числа зарегистрированных частиц, идущих с запада (или с востока), к числу частиц, идущих с востока (или с запада) относительно вертикали. Асимметрия равна нулю, если $\alpha=1$.

Хотя частицы, регистрируемые нашей установкой, могли попасть и под углом до 45° к вертикали, однако средний угол для всего потока частиц был значительно меньше 45° . Средний угол зарегистрированных частиц $\theta=14^\circ$.

Данные эксперимента приведены в сводной таблице. Из таблицы видно, что как для мягких, так и для жестких мезонов $\alpha=1$, т. е. асимметрия в пределах ошибок отсутствует, если взять сумму частиц обоих знаков. Однако для мягких мезонов каждого знака отдельно существует заметная асимметрия, причем положительный избыток наблюдается для частиц, идущих с запада, и отрицательный избыток для частиц, идущих с востока. Для более жестких мезонов асимметрия становится менее заметной.

Мы не обнаружили существования восточно-западной асимметрии для протонов, остановившихся в фильтре В, хотя известно, что на границе атмосферы существует заметная асимметрия протонов. Этот результат легко объяснить, если

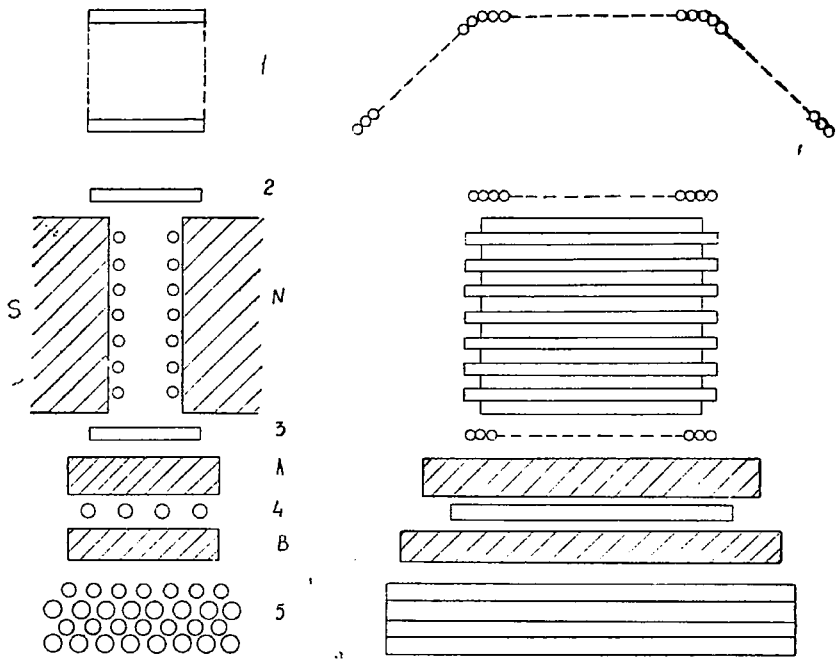


Рис. 1.

Восточно-западная асимметрия для мезонов и протонов

Частицы	Мезоны „мягкие“, $2 \cdot 10^8 < p < 2,8 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$			Мезоны „жесткие“, $p < 2,8 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$			Протоны, остановившиеся в фильтре В		
	N ₃	N _B	α	N ₃	N _B	α	N ₃	N _B	α
Положительные	1818	1679	$1,08 \pm 0,03$	1326	1269	$1,045 \pm 0,04$	2681	2665	$1,01 \pm 0,03$
Отрицательные	1709	1819	$1,06 \pm 0,03$	1014	1044	$1,029 \pm 0,045$	—	—	—
Мезоны обонх знаков	3527	3498	$1,01 \pm 0,02$	2340	2340	$1,00 \pm 0,03$	—	—	—

учесть, что наблюдаемые протоны на высоте 3200 м над уровнем моря являются приблизительно одиннадцатым поколением от первичных протонов. Наблюдаемые протоны могли образоваться от первичных протонов очень больших энергий, для которых асимметрия должна быть незаметной.

Наблюдаемая асимметрия для мягких мезонов, которую можно назвать «знаковой асимметрией», имеет местное происхождение, т. е. является результатом действия магнитного поля Земли на мезоны, причем более мягкие мезоны хотя в среднем и проходят меньший путь, чем жесткие, однако отклоняются больше.

Приводимая ниже оценка подтверждает сказанное. Мезон, родившийся на глубине x г/см² атмосферы, до регистрации прибором, находящимся на глубине S г/см², претерпевает отклонение на угол, определяемый выражением:

$$\varphi = \int_x^S \frac{300Hdx}{p(x)\delta(x)}, \quad (1)$$

где H —напряженность магнитного поля Земли в эрстедах, $\delta(x)$ —плотность атмосферы в г/см³.

Мезоны с импульсами около $2,3 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$; наблюдавшиеся на высоте 3200 м над уровнем моря, в среднем рождаются на глубине $x=386$ г/см². Отсюда, подставляя в (1) $S=707$ г/см², $x=386$ г/см² и $P(s)=2,3 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$, находим $\varphi \approx 4^\circ$. Исходя из наших данных, мы находим, что средний им-

пульс жестких мезонов равен $11,6 \cdot 10^8 \frac{ev}{c}$. Эти мезоны в среднем рождаются на глубине 236 г/см². Подставляя полученные значения в (1), находим $\varphi \approx 2^\circ$.

Величина асимметрии α как функция угла θ выражается формулой

$$\alpha = \frac{\int_0^\theta \cos^n(\theta + \varphi) S(\theta) d\theta}{\int_0^\theta \cos^n(\theta - \varphi) S(\theta) d\theta}, \quad (2)$$

где член $\cos^n(\theta \pm \varphi)$ пропорционален интенсивности мезонов, падающих под углом θ , а $S(\theta)$ — светосила установки, усредненная по импульсам. Подставив в (2) $n=3,8$, получаем $\alpha=1,05$ для жестких мезонов и $\alpha=1,1$ для мягких мезонов, что находится в хорошем согласии с нашими данными.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность А. И. Алиханяну за постоянную помощь в работе, а также выражают благодарность С. Н. Вернову, Г. Т. Зацепину, Г. С. Саакяну и Г. М. Гарибяну за ценное обсуждение результатов настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

¹ А. Алиханян, А. Алиханов и А. Вайсенберг, ДАН АрмССР, 5, 129, 1946.

РАСЧЕТ СВЕТОСИЛЫ МАГНИТНОГО МАСС-СПЕКТРОМЕТРА*

При изучении космического излучения магнитным масс-спектрометром одной из главных экспериментальных задач является получение спектра интенсивности космического излучения в функции от параметров частицы (массы, импульса, зенитного угла и др.). Физический интерес, разумеется, представляет истинная интенсивность в месте измерения. Спектр, полученный непосредственно, не совпадает с истинной интенсивностью, так как прибор регистрирует частицы с неодинаковой вероятностью, являющейся функцией параметров частицы. Вид этой функции определяется как физическими факторами, так и геометрией прибора. Светосилой называется часть функции, зависящая от геометрии прибора. Понятие светосилы, а также методы ее расчета были введены уже во время первых измерений магнитным масс-спектром Алиханова-Алиханяна [1]; этот вопрос был рассмотрен Харитоновым. В частности, им был рассмотрен метод определения светосилы прибора путем прямого подсчета числа комбинаций счетчиков, соответствующих частицам с данным значением импульса.

В 1951 году авторами проводились измерения углового распределения интенсивности космического излучения. Для регистрации частиц, идущих под большими зенитными углами, на масс-спектрометре были установлены широкие и короткие полюса.

Для вычисления светосилы такого масс-спектрометра мы не могли воспользоваться указанным выше методом, так как последний дает достаточно точные результаты только для небольших углов телескопа. Кроме того, этот метод при большом числе счетчиков в ряду (доходившим у нас до 100) становится слишком громоздким и практически неприменимым.

Нами был усовершенствован и применен аналитический

* Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 43, 1954. (Соавтор С. Д. Кайтмазов).

метод расчета светосилы, как функции ρ и Θ , где ρ —радиус кривизны проекции траектории частицы на плоскость, перпендикулярную магнитному полю, а Θ —зенитный угол траектории частицы, измеренный в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Этот метод может быть применен при любых углах телескопа. Кроме того, он учитывает наличие щельности между счетчиками и изменение эффективного угла телескопа в плоскости параллельной магнитному полю.

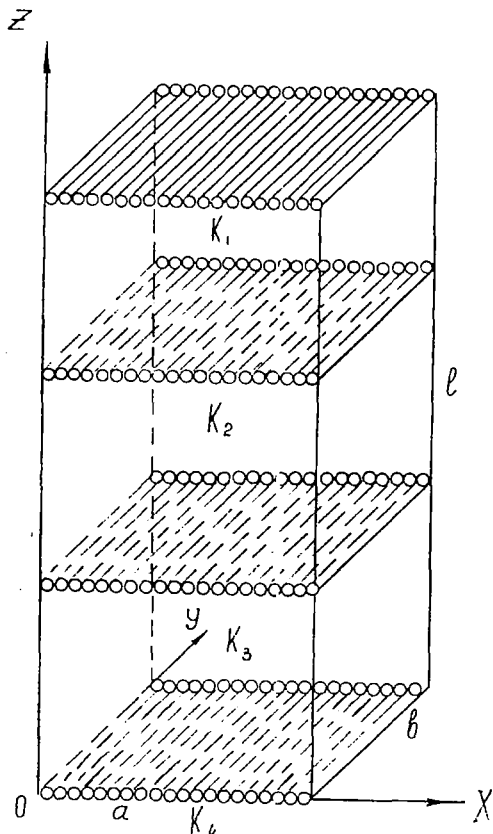


Рис. 1.

Пусть параллелепипед со сторонами a , b , l (рис. 1) представляет рабочую часть зазора масс-спектрометра (l —расстояние между полюсами). Частица может быть зарегистрирована, если только ее траектория уложится в параллелепипед зазора. Разберем плоскую задачу в плоскости XOZ . Траекторию будем характеризовать зенитным углом Θ и радиусом ρ . Обозначим через h расстояние между проекциями на ось X

точек, имеющих в области зазора крайние абсциссы. Это будет расстояние $|X_3 - X_0|$ для траектории (а), $(X_1 - X_0)$ — для (в) и $(X_3 - X_1)$ — для (с) (рис. 2).

Величина h для этих случаев соответственно равна:

$$\begin{aligned}
 h_a &= |X_3 - X_0| = \rho(1 - \cos\varphi) \\
 &\text{при } \sin\theta < \frac{l}{2\rho}, \\
 h_b &= |X_1 - X_0| = \rho(1 - \cos\theta) \\
 &\text{при } \frac{l}{2\rho} < \sin\theta < \frac{l}{\rho}, \\
 h_c &= |X_3 - X_1| = \rho(\cos\varphi - \cos\theta) \\
 &\text{при } \sin\theta > \frac{l}{\rho},
 \end{aligned} \tag{1}$$

где φ — угол выхода траектории частицы из магнитного поля, измеренный в плоскости XOZ . Углы φ и θ связаны соотношением $\sin\theta - \sin\varphi = \frac{l}{\rho}$ (в случае (а) и (б) — угол φ отрицательный).

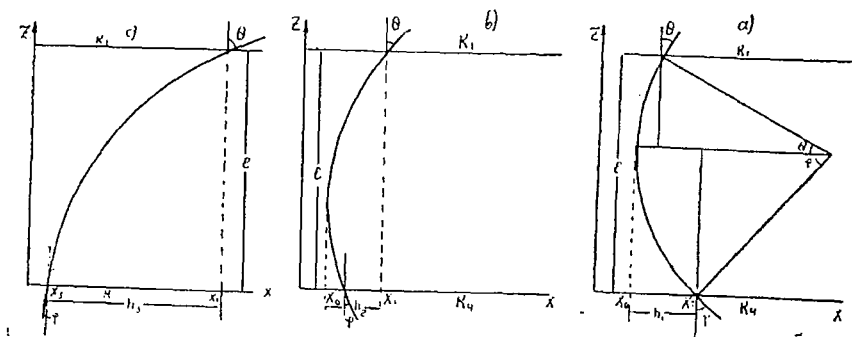


Рис. 2.

На рис. 3 видно, что регистрируются только траектории, попавшие на участок AB верхней границы зазора, причем $AB = a - h$. Дифференциальную интенсивность принято относить к единице площади, перпендикулярной траектории (а не к горизонтальной площадке); поэтому, при вычислении эффективной площади телескопа в плоскости XOZ надо брать длину отрезка $A'B = (a - h)\cos\theta$.

Поскольку светосила пропорциональна эффективной площади телескопа, а последняя в плоскости XOZ измеряется

величиной $A'B$, то очевидно, что величина $(a-h)\text{Cos}\Theta$ войдет множителем в выражение светосилы. Отметим, что великих членов, входящих в выражение светосилы и в основном чина $a-h$ меняется значительно сильнее остальных перемен-определяет последнюю. Разумеется светосила равна 0 при $a-h \leq 0$.

Для полного решения задачи необходимо учесть геометрические параметры в плоскости YOZ .

Разберем плоскую задачу в плоскости YOZ т.е. рассмотрим траекторию с параметрами $\rho = \infty$, $\Theta = 0$. Для траектории, прошедшей через точку C с координатой y (рис. 4), возможными углами будут углы, лежащие внутри углов α_1 и α_2 , равных соответственно $\text{arctg} \frac{b-y_1}{l}$ и $\text{arctg} \frac{y_2}{l}$, а вся светосила будет пропорциональна величине

$$\int_0^b dy \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \text{Cos} \alpha d\alpha, \quad (2)$$

где $\text{Cos} \alpha$ под интегралом введен для того, чтобы иметь поток частиц через единичную площадку, перпендикулярную направлению движения частиц.

Интегрируя (2), получим

$$2l \left(\sqrt{1 + \left(\frac{b}{l}\right)^2} - 1 \right) \approx \frac{b^2}{l} \left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{b}{l}\right)^2 \right] \quad (3)$$

(пренебрегаем членом $\left(\frac{b}{l}\right)^4$ по отношению к 1).

Так как траектория частицы в магнитном поле при любых значениях ρ и Θ имеет форму винтовой линии и, следовательно, вид прямой на развертке цилиндра, то вид формулы (3) сохранится и в общем случае, только вместо l надо подставить длину проекции траектории на плоскость XOZ , которая равна $|\rho(\Theta - \varphi)|$. При $\rho = \infty$ величина проекции равна $l/\text{Cos}\Theta$. В зависимости от соотношений величин a , b и l допустимы упрощения. Например, при соотношениях $l = 2a = 3b$, пользуясь формулой*

$$\frac{b^2}{\rho(\Theta - \varphi)} \left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{b}{l}\right)^2 \right], \quad (4)$$

* Вместо точного выражения $2\rho(\Theta - \varphi) \left(\sqrt{1 + \left(\frac{b}{\rho(\Theta - \varphi)}\right)^2} - 1 \right)$.

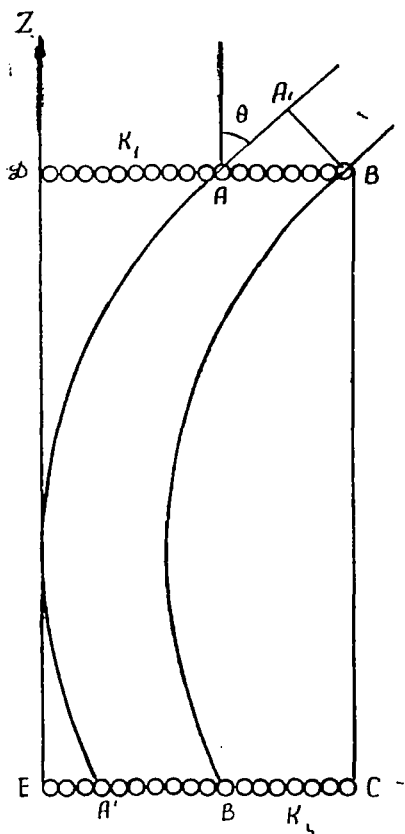


Рис. 3.

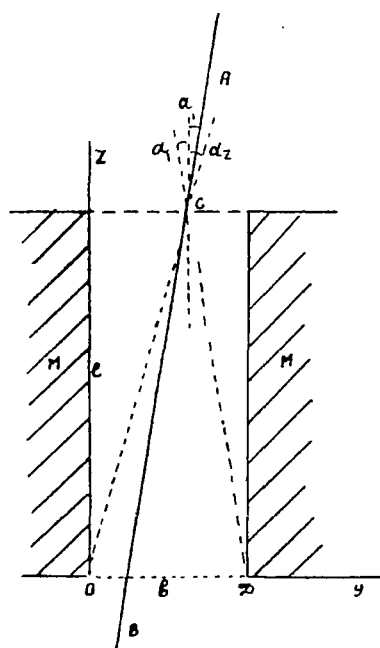


Рис. 4.

мы допускаем максимальную относительную ошибку, равную 1%.

Как видно из формулы (4), сколь угодно малая величина $\frac{b}{l}$ не может служить основанием, чтобы рассматривать светосилу как двухмерную задачу в плоскости XOZ. Светосила зависит от относительного изменения угла телескопа в плоскости YOZ, которое не уменьшается при уменьшении самого угла. Наоборот, относительное изменение угла тем меньше, чем меньше $\frac{a}{l}$, так как в этом случае $\rho(\theta - \varphi)$ меньше отличается от l ($l = \rho(\sin\theta - \sin\varphi)$).

В обычно применяемых телескопах в рядах между счетчиками имеется щель, и поэтому, если частица попадает в

щель одного из рядов счетчиков, то она не будет зарегистрирована.

Пусть d —диаметр счетчиков и D —расстояние между центрами счетчиков (рис. 5). Назовем отношение $\frac{d}{D} = r$ коэф-

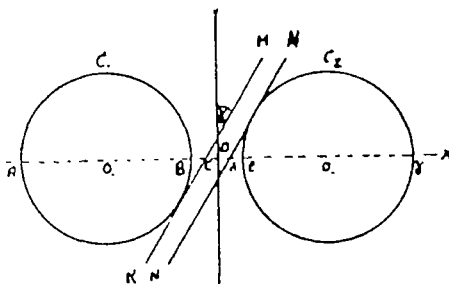


Рис. 5.

фициентом щельности; далее, обозначим через γ угол между проекцией траектории частицы на плоскость XOZ и вертикалью. Для вероятности регистрации в ряду имеем $W = \frac{d}{D \cos \gamma} = \frac{r}{\cos \gamma}$. При $\cos \gamma \leq r$ вероятность регистрации $W = 1$.

Обычно в масспектрометре имеется несколько рядов счетчиков в зазоре. Угол γ для верхнего и нижнего ряда соответствует углу θ и φ . Угол пересечения ряда, находящегося на расстоянии z от первого ряда, определяется равенством $\sin \gamma = \sin \theta - \frac{z}{\rho}$.

Во многих случаях угол γ для центральных рядов может принимать только малые значения и $\cos \gamma$ для них можно считать равным 1.

Таким образом, полное выражение светосилы при упрощениях, о которых говорилось выше, будет иметь вид для случая (с):

$$S(\rho_1 \theta) = [a - \rho |\cos \theta - \cos \varphi|] \frac{b^2}{\rho(\theta - \varphi)} \left(1 - \frac{b^2}{4l^2}\right) \frac{r_1 r_2 r_3 r_4}{\cos \theta \cos \varphi} \cos \theta \quad (5)$$

рад. см².

Для случаев (а) и (б) в формуле (5) величина $|\cos \theta - \cos \varphi|$ заменяется соответственно величинами $1 - \cos \varphi$ и $1 - \cos \theta$.

Как было сказано, функция S нам нужна для получения спектра интенсивности по экспериментальному спектру, который пропорционален интенсивности и светосиле.

Обычно надо получать спектр или как функцию угла θ (для некоторой области импульсов), или как функцию только

импульса (проинтегрированную по углам). В первом случае находим величину

$$\frac{\frac{\Delta N}{\Delta \theta}}{S(\rho, \theta)} = \frac{\frac{\Delta N}{\Delta \sin \theta}}{S(\rho, \theta)} = \frac{\frac{\Delta N}{\Delta \sin \theta}}{S'(\rho, \theta)}, \quad (6)$$

где через S' обозначено $\frac{S}{\cos \theta}$. Заметим, что при составлении экспериментального спектра $\frac{\Delta N}{\Delta \sin \theta}$ получается автоматически.

Во втором случае ищется величина

$$\frac{\frac{\Delta N}{\Delta \rho}}{\int S(\rho; \theta) d\theta} = \frac{\frac{\Delta N}{\Delta \rho}}{\int S'(\rho, \theta) d\sin \theta}.$$

Как видно, в обоих случаях нам нужна величина $S'(\rho, \theta)$. Вычисление функции S' много проще, чем функции S благодаря ее симметричности относительно углов θ и φ . Объем вычислительных работ значительно уменьшается рациональным выбором системы значений ρ и θ . Из соотношения

$$\sin \theta - \sin \varphi = \frac{l}{\rho} = Kl \quad (K - \text{кривизна})$$

следует, что каждой комбинации значений ρ и θ будет соответствовать некоторое значение угла φ . Но можно так выбрать значения θ и ρ , чтобы угол φ всегда был бы равен одному из возможных значений угла θ . Для этого значения радиуса надо выбрать через равные интервалы кривизны $K_n = nK_0$, а значения угла θ взять равными $\arcsin mK_0l$; тогда $\sin \varphi = (m-n)K_0l$, т.е., как и $\sin \theta$, будет всегда кратным величине K_0l .

Удобно вычислять светосилу в виде семейства кривых для разных значений кривизны, как функцию угла θ . Если построена равномерная шкала для $\sin \theta$, то кривые для S' получаются симметричными относительно своего максимума, соответствующего значению $\sin \theta = \frac{1}{2} Kl = \frac{1}{2} nK_0l$ (рис. 6.)

Поэтому вычисление производится только для значений $m \geq \frac{n}{2}$.

Для получения светосилы, как функции кривизны, надо проинтегрировать (удобно графически или численно) кривые рис. 6, так как при равномерной шкале синуса площадь их равна $\int S'(\rho, \theta) d \sin \theta$.

При пользовании интегральной кривой светосилы надо иметь в виду, что пересчет экспериментального спектра на геометрическую светосилу дает правильный результат лишь в том случае, если само излучение изотропно. На самом же деле интенсивность заметно падает с увеличением зенитного угла. Из семейства кривых на рис. 6 видно, что траектории малых радиусов регистрируются в среднем под большими зенитными углами, поэтому фактически получается заниженное значение интенсивности частиц малых импульсов.

Для получения точного результата надо эксперименталь-

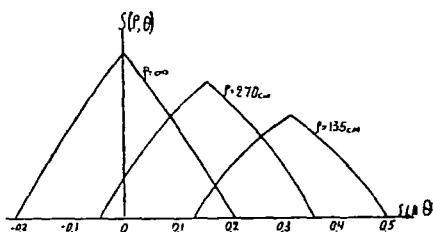


Рис. 6.

ный спектр импульсов делить не на $\int S(\rho, \theta) d\theta$ (геометрическая светосила), а на функцию $\int S(\rho, \theta) J(\theta) d\theta$, где $J(\theta)$ — функция углового распределения интенсивности.

Например, для масс-спектрометра с полюсами размером 20×80 см, принимая $J(\theta) = J_0 \cos^{2.5} \theta$, вычисленная интенсивность малых импульсов меняется примерно на 10%.

Для правильного расчета светосилы очень важно наиболее точно определить величину a . Это видно из того, что член $(a-h)$ доходит до нулевых значений. Однако ввиду того, что граница магнитного поля более или менее размыта, а длина ряда счетчиков обычно не совпадает с длиной поля, выбор величины a осложняется. Наиболее правильно, с нашей точки зрения, определять величину a так: если имеется несколько рядов счетчиков в зазоре, то a следует считать равной расстоянию между краями крайних счетчиков. Если внутри зазора нет рядов счетчиков или последние настолько короче полюса магнита, что для значительной области радиусов траектория не может касаться границы поля, то величине a надо дать значение длины ряда счетчиков, в величину h при всех углах считать равной $\rho(\cos \theta - \cos \varphi)$.

Наконец, если геометрия такая, что траектории ограничиваются границей поля, то эту границу можно определить статистически, путем анализа достаточного числа траекторий, приближающихся к границе поля. В последнем случае величина a имеет значение длины ряда счетчиков или ширины поля, в зависимости от того—траектории данных параметров ограничиваются счетчиками или полем.

В заключение отметим, что учет изменения угла в плоскости VOZ и учет щельности, существенно изменяя форму кривых светосилы, как функции от ρ и Θ , оказывают значительно меньшее влияние на форму кривой относительной светосилы, проинтегрированной по углам. Этот факт следует учитывать при выборе той или иной степени упрощения формул.

ЛИТЕРАТУРА

¹ А. И. Алиханян, А. И. Алиханов, А. О. Вайсенберг, ДАН АрмССР, 5, 5, 129, 1946.

ПРОБЕГ ПОГЛОЩЕНИЯ НУКЛОНОВ В СВИНЦЕ*

В настоящей работе измерения проводились при помощи магнитного спектрометра Алиханяна-Алиханова [1], в котором был введен ряд усовершенствований. На рис. 1 приводится схема спектрометра. Магнитное поле создавалось электромагнитом с расстоянием между полюсами 10 см. Полюсы имели длину 80 см по вертикали и ширину 20 см. Измерения проводились при напряженности поля 5800 эрстед. В полюсах были сделаны два пропила для размещения счетчиков. Число координатных рядов счетчиков, определяющих радиус кривизны траектории частицы, равнялось четырем K_1 , K_2 , K_3 и K_4 . По отметкам рядов— K_1 , K_3 и K_4 определялся радиус кривизны, а ряд K_2 служил для контроля точности определения. Число счетчиков в каждом ряду было 55. Для точного определения координат частицы счетчики в рядах были расположены в два слоя, на расстоянии $\frac{4}{3}d$ друг от друга, где d диаметр счетчиков.

Такое расположение счетчиков позволяет определить координаты траектории частиц в три раза точнее, чем это возможно при однослойном расположении счетчиков [2]. Применяя счетчики с диаметром $d=4,6$ мм, мы могли определить траекторию частиц с точностью до 1,53 мм. Для уменьшения погрешности в измерении координат, вызванной многократным рассеянием частиц, счетчики в рядах K_2 и K_3 были изготовлены из алюминия с толщиной стенок 0,12 мм. Остальные счетчики были медные. Чтобы исключить из изучаемого потока частиц те, которые при прохождении через поле задевали полюса магнита, на полюсах на расстоянии 3 см друг от друга были расставлены счетчики диаметром 1 см. Непосредственно над магнитом была расположена коробка Р, состоящая из двух пропорциональных счетчиков, над которой был расположен двухслойный ряд медных счетчиков B_1 , диаметром 1 см и длиной

* ДАН СССР, 98, 369, 1954.

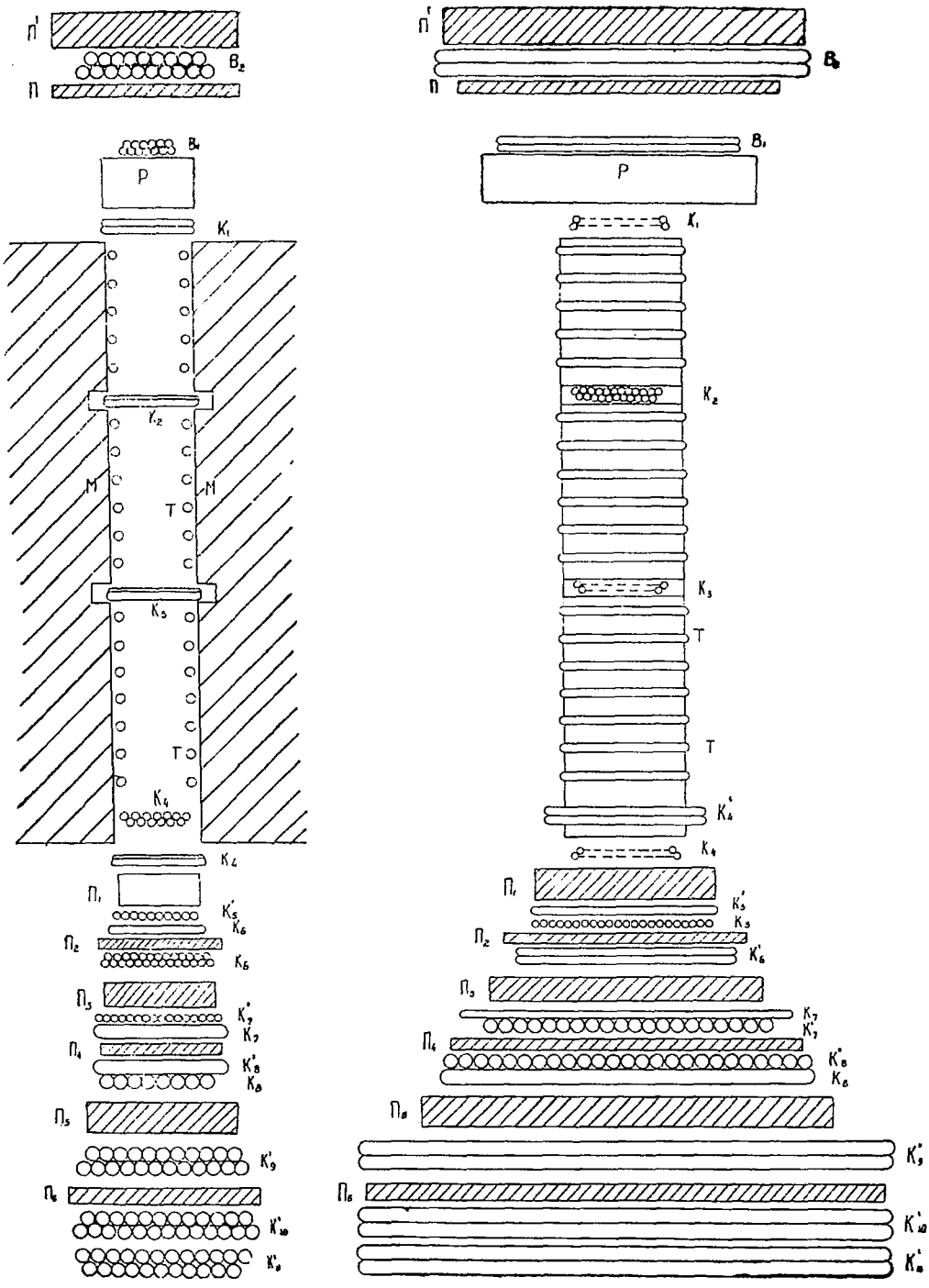


Рис. 1.

40 см. Число счетчиков в этом ряду было 23. Выше, на расстоянии 6 см от предыдущего ряда счетчиков, находился самый верхний ряд В₂, состоящий из 17 медных счетчиков, диаметром 3 см и длиной 60 см, также расположенных в два слоя. Ниже магнитного поля между поглотителями были расставлены еще семь рядов медных счетчиков в два слоя, как показано на рисунке. Общее число счетчиков было 540.

Измерения проводились в двух разных вариантах. В первом из них над магнитом не было вещества, кроме легкого перекрытия из дерева и кровельного железа с общей толщиной около 3 г/см². При этом под магнитом находились шесть поглотителей П₁, П₂, П₃, П₄, П₅ и П₆. Первый из них—свинцовый поглотитель П₁, толщиной 4 см—был предназначен для поглощения электронов, идущих из воздуха, а остальные пять поглотителей были медными и соответственно имели толщины 1; 4,2; 1,8; 6,0 и 2 см. Таким образом, суммарная толщина всех поглотителей составляла 0,28 λ_{Pb} + 1,23 λ_{Cu}, где λ_{Pb} и λ_{Cu}—пробеги, соответствующие геометрическим сечениям взаимодействия для свинца и меди, причем здесь предполагалось λ_{Pb}=160 и λ_{Cu}=108 г/см². Этому ионизационному пробегу соответствует импульс P=1,10Бэв/с.

Во второй серии измерений над магнитом находились два свинцовых поглотителя. Первый из них—П—имел толщину 1 см и находился на расстоянии 17 см от верхнего края магнита, а второй—П—был расположен выше и имел толщину 5 см. Общая толщина свинцовых поглотителей была равна 68 г/см². Относительная средняя квадратичная погрешность в определении импульса равна

$$\sigma_p = \sqrt{K^2 F^2 + \frac{b^2}{\beta^2}}, \quad (1)$$

где P—импульс частицы, измеренный в эв/с, β=v/c.

Для нашей установки K=3,5 · 10⁻¹¹ $\left(\frac{\text{эв}}{c}\right)^{-1}$ и b=0,018.

Таким образом, погрешность в определении импульса протона для P=1 Бэв/с равна 4 %, для p=5 Бэв/с 18%, для p=10 Бэв/с 35% и для p=14 Бэв/с 50%.

Из данных наблюдений мы имеем возможность определить пробег поглощения протонов в свинце. Для этого произведем сравнение интенсивности вертикального потока протонов в измерениях, когда над магнитом находился свинец толщиной 68 г/см² и когда он отсутствовал. Во втором варианте измерений за 267 час было зарегистрировано 797 частиц с

импульсами $p \gg 1,1$ Бэв/с. В первом варианте измерений в течение 523 час было зарегистрировано 1800 частиц таких же импульсов. Введя поправку на мертвое время установки, обусловленное срабатыванием лентопротяженного механизма, находим что интенсивности I_1 и I_2 для первого и второго варианта равны

$$\begin{aligned} I_1 &= (5,31 \pm 0,14) \text{ част/час,} \\ I_2 &= (4,41 \pm 0,09) \text{ част/час.} \end{aligned} \quad (2)$$

Однако следует учесть, что не все положительные частицы больших импульсов, зарегистрированные установкой, являются протонами. Опыт показывает, что в нуклонных звездах в заметном количестве образуются и дейтоны [3]. Отсюда следует, что в космическом излучении, наряду с протонами, должны присутствовать и дейтоны [4]. Однако относительное число дейтонов, приходящих из воздуха и образованных в свинце, будет неодинаковое. Мы произвели оценочный расчет числа дейтонов с $p \approx 1$ Бэв/с, исходя из следующих предположений:

1. Формы спектров рождения протонов и дейтонов не меняются с изменением глубины атмосферы.

2. Формы спектров рождения протонов и дейтонов не зависят от рода вещества. Точнее, если $f(p)$ — интегральный спектр рождения дейтонов в фотоэмульсии, то в другом веществе этот спектр выражается функцией $af(p)$, где a — некоторое, зависящее от рода вещества постоянное число. Предполагая, что значение для фотоэмульсии приблизительно такое, как и для меди, из работы [5] получаем: $a_{\text{возд}} = 0,5$, $a_{\text{Pb}} = 1,44$.

Эти расчеты окончательно дают, что в вертикальном воздушном потоке космического излучения на высоте 3200 м над уровнем моря число дейтонов с импульсами больше 1 Бэв/с составляет около 2% от числа протонов тех же импульсов. Под свинцом толщиной 68 г/см² относительное число дейтонов составляет около 5%, что хорошо согласуется с работой [4]. Вычитая из (2) число дейтонов, получим

$$\begin{aligned} I_1 &= (5,21 \pm 0,14) \text{ част/час,} \\ I_2 &= (4,20 \pm 0,08) \text{ част/час.} \end{aligned} \quad (3)$$

Из этих данных для пробега поглощения потока протонов с импульсами $p \gg 1$ Бэв/с получаем

$$L = (315 \pm 36) \text{ г/см}^2. \quad (4)$$

Полученное нами значение пробега поглощения протонов в свинце нельзя прямо сопоставить со значениями, полученными другими авторами, так как измеренные ими пробеги поглощения имеют иной смысл. Так, в работах [6,7] измерялся пробег поглощения N-компоненты космического излучения (в них изучались электронно-ядерные ливни, ионизацион-

ные толчки, вызванные ядерноактивными частицами, или звезды в фотопластинках). По данным этих работ, пробег поглощения N-компоненты в свинце около трех раз больше пробега нуклонов соответствующего геометрическому сечению ядер свинца, тогда как по (4) пробег поглощения нуклонов в свинце в два раза больше этого пробега. Причина такого различия в значениях пробегов поглощения заключается в том, что в плотном веществе в N-компоненту, наряду с нуклонами, входят также π -мезоны и небольшое число других нестабильных частиц.

Из всех веществ только для воздуха пробег поглощения протонов известен более или менее точно. В воздухе благодаря распаду, число π -мезонов, находящееся в равновесии с нуклонами, мало, и поэтому определение пробега поглощения N-компоненты сводится к определению пробега поглощения нуклонов. Из многих измерений пробега поглощения протонов в воздухе известно, что он приблизительно равен удвоенному пробегу, соответствующему геометрическому сечению ядер. Отсюда следует, что пробег поглощения протонов в широких пределах изменения атомного веса от воздуха до свинца равен около 2λ , где λ —пробег, соответствующий геометрическому сечению ядер вещества.

Из работы [8] известно, что при столкновении с легким ядром нуклон высокой энергии в среднем теряет $1/3$ своей энергии на образование π -мезонов и протонов малых энергий. $2/3$ остающейся энергии уносит один нуклон. То, что в наших опытах пробег поглощения нуклонов в свинце оказался также равным 2λ , свидетельствует о том, что в акте взаимодействия нуклонов с ядрами свинца для исследуемых нами областей энергий в среднем образуется один быстрый нуклон, который уносит около $2/3$ энергии первичного нуклона.

В заключение считаю своим долгом выразить благодарность А. И. Алиханяну за постоянную помощь в работе и Г. С. Саакяну за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. И. Алиханян, А. И. Алиханов, А. О. Вайсенберг, ДАН АрмССР, 5, 129, 1946. ² Н. М. Кочарян, Г. С. Саакян и др., ЖЭТФ, 23, 532, 1952. ³ Р. Н. Fowler, Phil. Mag. 41, 169, 1950. ⁴ А. И. Алиханян, Г. А. Мари-кян, ДАН, СССР, 87, 191, 1952. ⁵ James Hadley, N. York, Phys. Rev., 80, 345, 1950. ⁶ С. А. Азимов, Н. А. Добротин, Изв. АН СССР, сер. физ., 42, 80, 1953. ⁷ W. G. V. Rosser, N. B. Surf. Phil. Mag., 42, 857, 1951. ⁸ Н. Л. Григоров, В. С. Мурзин, Изв. АН СССР, сер. физ., 17, 21, 1952.

СПЕКТРЫ РОЖДЕНИЯ ПРОТОНОВ В ВОЗДУХЕ И СВИНЦЕ*

Если нам известны спектры протонов на различных глубинах в веществе, а также пробег взаимодействия нуклонов, то легко можно вычислить спектр рождения протонов. Пусть $N(S, x_0 - S) dx_0$ есть дифференциальный спектр пробегов вертикального потока протонов на глубине S г/см². Здесь $x_0 - S$ — ионизационный пробег частицы, а x_0 — конечная глубина, до которой может пройти частица, теряя свою энергию только на ионизацию. Имеем

$$N(S, x_0 - S) = N(O, x_0) e^{-\frac{S}{\lambda}} + \int_0^S \nu(x, x_0 - x) e^{-\frac{S-x}{\lambda}} dx, \quad (1)$$

где $N(O, x_0)$ — дифференциальный спектр пробегов вертикального потока протонов на поверхности вещества, т.е. при $S=0$; $\lambda = \lambda(S-x)$ пробег взаимодействия протонов с ионизационным пробегом $S-x$, $\nu(x, x_0 - x) dx$ — число протонов с пробегами $x_0 - x$, рожденных в слое вещества в 1 г/см² на глубине x и с направлением движения, параллельным вер-

тикали. Член $N(O, x_0) e^{-\frac{S}{\lambda}}$ представляет собою ту долю протонов, которая, претерпевая ионизационные потери энергии, доходит от поверхности вещества до глубины S , не испытывая ядерных взаимодействий, $e^{-\frac{S-x}{\lambda}}$ есть вероятность того, что частицы, рожденные на глубине x , дойдут до глубины S не сталкиваясь с ядрами вещества.

Дифференцируя уравнение (1) по S , получим

$$\nu(S, R) = \frac{1}{\lambda} N(S, R) + \frac{\partial N(S, R)}{\partial S} - \frac{\partial N(S, R)}{\partial R}, \quad (2)$$

* Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 1, 15, 1955. (Соавтор Г. С. Саакян).

где введено обозначение $x_0 - S = R$. Итак, задача определения спектра рождения вертикального потока протонов сводится к знанию пробега взаимодействия λ и спектра вертикального потока протонов на различных глубинах.

Предположим, что функция $N(S, R)$ с глубиной меняется по закону

$$N(S, R) = N(R) e^{-\frac{s}{l}}, \quad (3)$$

где $l = l(R)$ — дифференциальный пробег поглощения потока протонов с ионизационным пробегом R . Подставляя (3) в уравнение (2), получим:

$$\nu(S, R) = \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{l} \right) N(S, R) - \frac{\partial N(S, R)}{\partial R}. \quad (4)$$

Рассмотрим спектр рождения протонов в воздухе. На глубинах $S \gg \lambda$ спектр протонов можно считать равновесным. Это означает, что в первом приближении пробег l можно считать постоянной величиной, не зависящей от энергии частиц. Для l мы будем принимать значение, равное 12 г/см^2 воздуха. В области энергии $0,15 \leq E \leq 0,5 \text{ Бэв}$ значение пробега взаимодействия в воздухе равно примерно 145 г/см^2 [1]. С возрастанием энергии протонов пробег взаимодействия λ убывает и при энергиях в несколько Бэв достигает значения, равного около 65 г/см^2 , тогда как пробег l почти не меняется. При энергиях $E \leq 1 \text{ Бэв}$, первый член в формуле (4) мал по сравнению со вторым, и спектр рождения в основном определяется вторым членом:

$$\nu(S, R) \sim - \frac{\partial N(S, R)}{\partial R}. \quad (5)$$

С возрастанием энергии протонов второй член убывает и при $E \rightarrow \infty$ стремится к нулю. При энергиях $E \gg 1,5 \text{ Бэв}$ спектр рождения в основном определяется первым членом формулы (4)

$$\nu(S, R) \sim \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{l} \right) N(S, R). \quad (6)$$

Отсюда следует, что при $E > 1,5 \text{ Бэв}$ вид спектра рождения протонов совпадает с видом своего равновесного спектра, если соблюдается условие (3).

Формулы (5) и (6) и связанные с ними выводы, конечно, не относятся только к воздуху, а применимы также к другим веществам.

Появившиеся за последнее время работы, выполненные с искусственными источниками, указывают на то, что с ростом энергии нуклонов, после некоторого плато в области энергии $150 \leq E \leq 400$ Мэв, поперечное сечение неупругого взаимодействия растет. Так, для графита пробег неупругого ядерного взаимодействия λ при изменении энергии нуклонов от 0,4 до 1,4 Бэв убывает от 140 до 87 г/см^2 (2). А в области $0,15 \leq E \leq 0,4$ Бэв, как известно, λ имеет постоянное значение, равное около 140 г/см^2 .

Предполагая, что пробег взаимодействия λ пропорционален $A^{1/3}$, где A —массовое число, находим, что при энергиях $0,15 \leq E \leq 0,4$ Бэв для воздуха $\lambda=145 \text{ г/см}^2$, а при $E=1,4$ Бэв $\lambda=92 \text{ г/см}^2$. Подробный ход изменения пробега с энергией нам неизвестен, но, по-видимому, мы не совершим большой ошибки, если предположим, что в интервале энергий нуклонов $0,4 \leq E \leq 1,5$ Бэв пробег λ меняется линейно

$$\lambda = 168 - 54 \cdot E, \quad (7)$$

где E измеряется в Бэв. В указанных пределах энергии пробег l , как уже отмечалось выше, имеет почти постоянное значение, равное примерно 120 г/см^2 . Что касается спектра протонов $N(S,R)$, то его можно получить из импульсного спектра для высоты 3200 м над уровнем моря [3]. Итак, исходя из спектра пробегов (рис. 1), а также из значений λ и l , приведенных выше, мы вычислили спектр рождения протонов в воздухе.

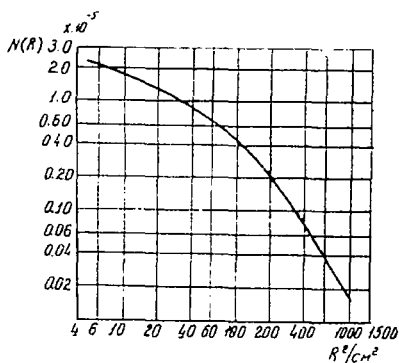


Рис. 1.

Этот спектр представлен на рис. 2 в двойном логарифмическом масштабе. По оси абсцисс отложены импульсы, а по оси ординат—число протонов на интервал импульсов 1 Бэв/с, рожденных в слое толщиной 1 г/см² воздуха и на интервал телесного угла одинстерадиан в вертикальном направлении за одну секунду. Расчетные точки, по-видимому, укладываются на одной прямой с наклоном $\gamma=2,85$. Таким образом, спектр рождения протонов в воздухе можно аппроксимировать формулой

$$\nu(S, p)dp = 8,6 \cdot 10^{-6} p^{-2,85} dp; S = 700 \text{ г/см}^2. \quad (8)$$

Вид этого спектра рождения в пределах ошибок эксперимента совпадает с видом спектра протонов при $P > 1,2 \text{ Бэв/с}$. Аналогичным образом был вычислен и спектр рождения протонов в свинце. Значения дифференциального пробега поглощения потока протонов I были взяты из работы [3]. Пробег неупругого взаимодействия нуклонов с ядрами свинца в области энергий $0,2 \leq E \leq 0,4 \text{ Бэв}$ имеет значение, равное 245 г/см^2 [1], а для области $0,4 \leq E \leq 1,5 \text{ Бэв}$, предполагалось, исходя из работы [2], что зависимость пробега λ от энергии линейная и пробег вычислялся по формуле

$$\lambda = 257 - 30 E. \quad (9)$$

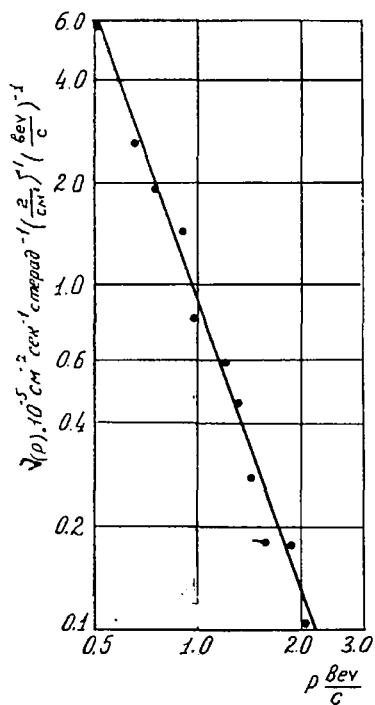


Рис. 2.

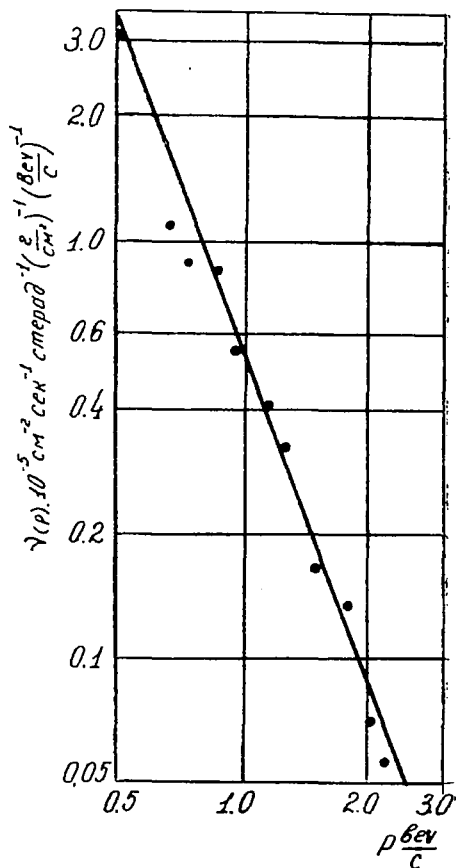


Рис. 3.

В качестве $N(R)$ мы взяли спектр протонов над свинцом, т. е. опять исходили из спектра, приведенного на рис. 1. Результаты расчетов представлены на рис. 3. Через расчетные точки можно провести прямую линию и спектр рождения протонов в свинце аппроксимировать формулой

$$\nu(S, p)dp = 5,5 \cdot 10^{-6} \cdot p^{-2,63} dp. \quad (10)$$

Этот спектр также по своему виду совпадает со спектром протонов при $P > 1,2$ Бэв/с на глубине 700 г/см², а также со спектром протонов, генерированных нейтронами в свинце [3].

Представляет интерес сравнить числа протонов, генерированных нуклонами и лишь нейтронами в свинце. Так, согласно (10), число протонов с импульсами $p \gg 1$ Бэв/с, генерированных нуклонами и 1 г/см² свинца, равно

$$n = 3,37 \cdot 10^{-6} \text{прот. см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1} (\text{г/см}^2)^{-1}. \quad (11)$$

А из работы [3] для числа протонов, генерированных нейтронами в свинце, имели

$$n_n = 1,66 \cdot 10^{-6} \text{прот. см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1} (\text{г/см}^2)^{-1}. \quad (12)$$

Сравнение этих чисел показывает, что при равных условиях число протонов с импульсами $p \gg 1$ Бэв/с, генерированных нуклонами в свинце, в два раза больше числа протонов, генерированных лишь нейтронами. Этот результат свидетельствует о том, что протоны с импульсами $p \gg 1$ Бэв/с рождаются нуклонами таких энергий, при которых числа протонов и нейтронов равны.

Пусть $I(s, p)$ — поток нуклонов на глубине $s = 705$ г/см², способных генерировать вторичные протоны с импульсами, большими P . Если α_1 и α_2 — числа вторичных протонов с импульсами, большими P , рожденных в одной нуклонной звезде ядер воздуха и свинца, то для числа вторичных протонов, генерированных потоком нуклонов в 1 г/см² воздуха и свинца, имеем

$$n_k(p) = \frac{\alpha_k I(S, p)}{i_k}, \quad (13)$$

где индекс $k=1$ относится к воздуху, а $k=2$ — к свинцу. Предположим, что

$$\frac{i_2}{i_1} = \left(\frac{A_2}{A_1} \right)^{1/3} = 2,44, \quad (14)$$

где A_1 и A_2 — соответственно атомные веса воздуха и свинца. Соотношение (14) между пробегами взаимодействий для первичного потока нуклонов рассмотренных энергий, по-видимому, имеет место. Так, например, согласно работе [2], при $E = 1,4$ Бэв $\frac{i_2}{i_1} = 2,33$. Из (13) и (14) имеем

$$\frac{z_2}{z_1} = 2,44 \frac{n_2}{n_1}. \quad (15)$$

Согласно (10) $n_2 = 3,37 \cdot 10^{-6} p^{-1,63}$, а из (9) имеем $n_1 = 4,65 \cdot 10^{-6} p^{-1,85}$.

Подставляя эти выражения в (15), получаем

$$\frac{z_2}{z_1} = 1,8 p^{0,22}. \quad (16)$$

Таким образом, отношение чисел вторичных протонов с импульсами в несколько *Бэв/с*, рожденных в звездах ядер свинца и воздуха, равно примерно двум.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность С. Н. Вернову и Н. Л. Григорову за ценные обсуждения результатов настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Гольданский, А. Л. Любимов, и Б. В. Медведев, УФН, 49, 3, 1953.
2. A. G. Snow, T. Coor, D. A. Nill, W. F. Hornjak and L. W. Smith, Bull. Am. Phys. Soc. 29, 54, 1954. 3. Н. М. Кочарян, ЖЭТФ, 28, 160, 1955.

ИМПУЛЬСНЫЙ СПЕКТР μ -МЕЗОНОВ НА ВЫСОТЕ 3200 м НАД УРОВНЕМ МОРЯ*

Применяя магнитный спектрометр, описание которого приводится в работе [1], мы имели возможность одновременно с частицами, остановившимися в поглотителях, регистрировать также частицы, прошедшие через всю систему поглотителей. В отличие от первых последние частицы мы будем называть «жесткой» компонентой. Жесткая компонента в основном состоит из μ -мезонов с импульсами, большими $370 \frac{MeV}{c}$ (т. е. с кинетической энергией $E \geq 250 MeV$), и из некоторого числа протонов (здесь мы имеем в виду состав жесткой компоненты до ее входа в систему поглотителей, т. е. в воздухе). После прохождения через поглотители состав жесткой компоненты изменяется: в потоке этих частиц появляются π -мезоны, ядерные осколки и электроны. Большая общая толщина поглотителей (около 21 радиационной единицы длины) позволяет сделать вывод, что электроны в жесткой компоненте практически отсутствуют. Относительное число протонов в жесткой компоненте не очень мало, и при определении дифференциального спектра μ -мезонов необходимо это учесть. Протоны с импульсами $p \geq 1,11 \frac{Bev}{c}$ ($E \geq 500 MeV$) имеют ионизационные пробеги больше общей толщины поглотителей и могут выйти из них. Исходя из данных работы [1], можно определить число протонов в жесткой компоненте. Так, за 267 часов наблюдений через магнитное поле установки прошло 680 протонов с импульсами $1,11 \leq p \leq 2,33 \frac{Bev}{c}$, остановившихся в поглотителях или ушедших в жесткую компонен-

* ДАН АрмССР, 20, 5, 169, 1955. (Соавторы: М. Т. Айвазян, З. А. Киракосян, А. С. Александян).

ту. Число же протонов с $P > 2,33 \frac{Bev}{c}$ можно определить исходя из найденного в работе [1] степенного закона:

$$n(p) = \frac{1,46 \cdot 10^{-3}}{1,65p^{1,65}} \quad (1)$$

для интегрального спектра. Из [1] находим, что число протонов с $P > 2,33 \frac{Bev}{c}$ равно 300.

Таким образом, число протонов с импульсами $p \geq 1,11 \frac{Bev}{c}$ равно 970. Из этого числа протонов 450 были зарегистрированы как остановившиеся в поглотителях. За это же время было зарегистрировано 19 150 частиц жесткой компоненты. Следовательно, число протонов составляет $\frac{970-450}{19150} = 2,7\%$ от общего числа частиц, входящих в жесткую компоненту. Таким образом, жесткая компонента в основном состоит из μ -мезонов. Мы сравнивали относительное число протонов с $p \geq 1,1 \frac{Bev}{c}$ и μ -мезонов с $p \geq 0,37 \frac{Bev}{c}$ в жесткой компоненте. Если же сравнивать число протонов и мезонов с импульсами, большими $p \geq 1,1 \frac{Bev}{c}$, в жесткой компоненте, то относительное число протонов будет больше, составляя около 8% от числа μ -мезонов.

На рис. 1 в двойном логарифмическом масштабе изображен дифференциальный импульсный спектр μ -мезонов. По оси абсцисс отложены логарифмы импульсов в $\frac{Bev}{c}$, а по оси ординат логарифмы чисел мезонов.

В табл. 1 вычислены интенсивности мезонов с импульсами большими заданного.

Росси [2] для интенсивности мезонов с ионизационными пробегами, большими 167 г/см^2 свинца (т. е. с импульсами $P > 0,305 \frac{Bev}{c}$) для той же высоты дает $n(0,300) = 15,2 \cdot 10^{-3}$ частиц $\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}$. Это значение интенсивности мезонов хорошо согласуется со значением для соответствующего импульса, приведенного в табл. 1.

Таблица 1

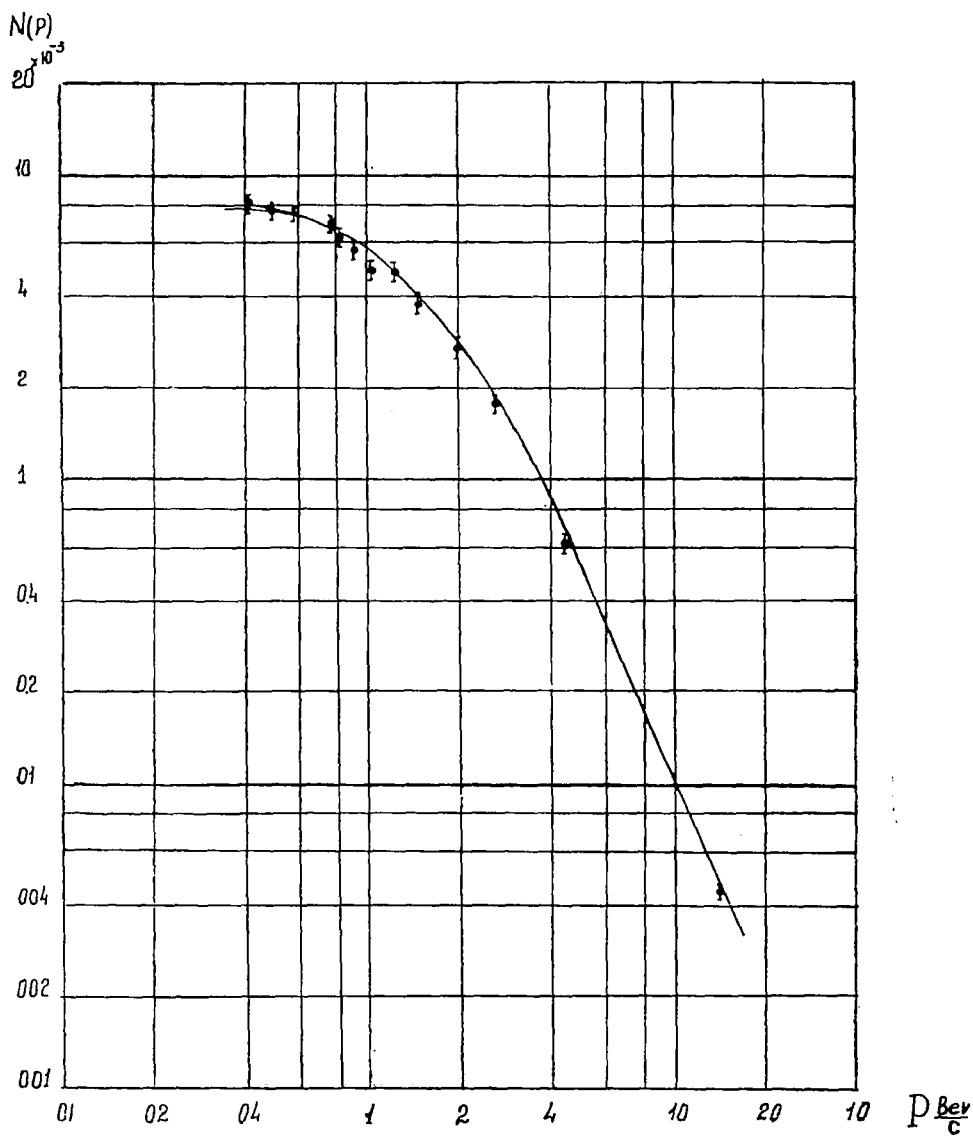
Интенсивность вертикального потока μ -мезонов с импульсами, большими p

$\frac{p}{\text{Bev}}$ с	$10^3 \frac{n(p)}{\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}}$	$\frac{p}{\text{Bev}}$ с	$10^3 \frac{n(p)}{\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}}$	$\frac{p}{\text{Bev}}$ с	$10^3 \frac{n(p)}{\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}}$
0,370	13,8	0,875	10,32	2,33	5,1
0,466	13,09	1,00	9,65	3,50	3,15
0,539	12,53	1,165	8,90	7,00	1,25
0,636	11,80	1,40	7,87		
0,777	10,90	1,75	6,67		

Как видно из рис. 1, дифференциальный импульсный спектр μ -мезонов определен до импульса $p=14 \frac{\text{Bev}}{c}$. В других работах [3] спектр μ -мезонов на высотах гор определялся до значения импульса $p=7 \frac{\text{Bev}}{c}$. В этой области импульсов в пределах ошибок эксперимента наши результаты совпадают с результатами, приведенными в цитированных работах.

Теперь произведем сравнение интенсивности вертикального потока протонов и μ -мезонов. Результаты этого сравнения представлены на рис. 2. Верхняя кривая на этом рисунке представляет собою отношение числа протонов и мезонов определенного импульса.

Нижняя же кривая представляет собою отношение чисел протонов и μ -мезонов с импульсами, большими указанных на оси абсцисс. Отношение ординат дифференциальных спектров с ростом импульса сначала быстро растет. При импульсах $p \approx 0,9 \frac{\text{Bev}}{c}$ это отношение достигает максимума и при дальнейшем росте импульса частиц быстро убывает. В максимуме ($p \approx 0,9 \frac{\text{Bev}}{c}$) число протонов составляет около 20% от числа мезонов тех же импульсов. Отношение ординат интегральных спектров протонов и μ -мезонов с ростом импульсов частиц монотонно убывает. При $p > 0,4 \frac{\text{Bev}}{c}$



протоны составляют 12% от числа мезонов, при $p > 1,0 \frac{\text{Bev}}{c}$ — около 9%, а при $p > 8 \frac{\text{Bev}}{c}$ — 2,7%.

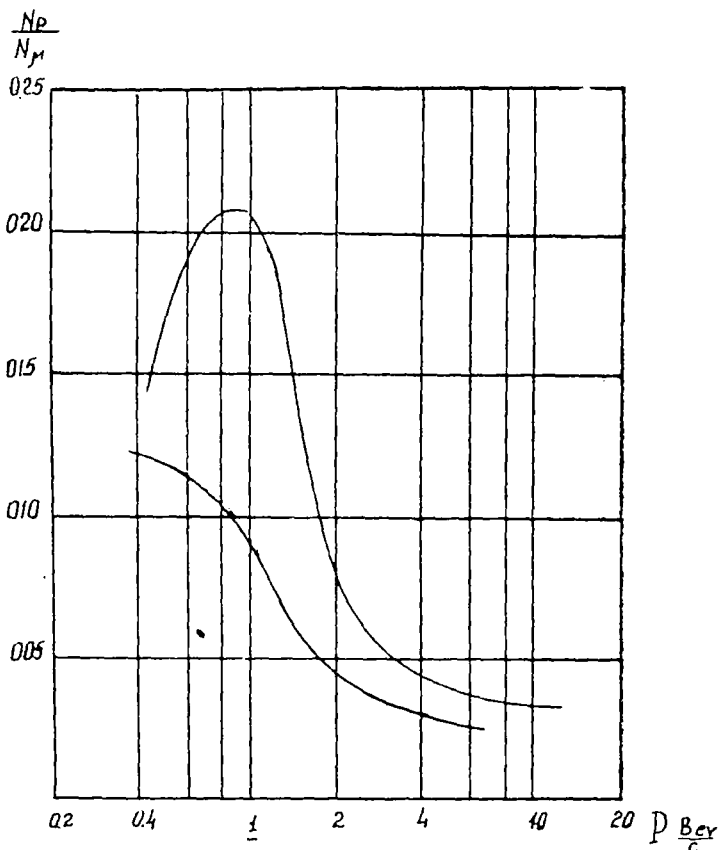


Рис. 2.

Уитмор и Шатт [4] находят, что на высоте 3400 м над уровнем моря число протонов с импульсами $P > 0,3 \frac{Bev}{c}$ составляет $(19 \pm 2) \%$ от числа μ -мезонов с теми же импульсами. Если учесть разницу в высотах и пересчитать для высоты 3200 м, то получим цифру 17%. Этот результат не согласуется с нашим, так как для тех же импульсов число протонов у нас составляет около 12% от числа μ -мезонов. Расхождение находится вне пределов экспериментальных ошибок.

Имеется еще другое, более серьезное расхождение между цитированной работой и нашей. Отношение чисел протонов и мезонов с импульсами в заданном интервале у Уитмора и Шатта с уменьшением импульса частиц вплоть до $P = 0,3 \frac{Bev}{c}$

монотонно растет, тогда как у нас кривая этого отношения имеет резкий максимум при $p=0,9 \frac{Bev}{c}$.

Это расхождение объясняется тем, что в работе [4] авторы спектр протонов получили не прямым путем, а косвенным, сравнивая отношение чисел положительных и отрицательных μ -мезонов. Таким путем они получили импульсный спектр протонов, который заметно отличается от спектра, приведенного в работе [1].

Магнитный масс-спектрометр позволяет определить также заряд частиц, входящих в жесткую компоненту. Поэтому мы имеем возможность определить зависимость отношения чисел положительных и отрицательных мезонов от их импульса

$$K(p) = \frac{N^+(p)}{N^-(p)}, \quad (2)$$

где $N^+(p)$ и $N^-(p)$ —соответственно ординаты кривых дифференциальных спектров положительных и отрицательных мезонов.

На рис. 3 приводится функция $K(p)$. По оси абсцисс отложены логарифмы импульсов, а по оси ординат отношение чисел положительных и отрицательных мезонов заданного импульса. Из этого рисунка видно, что в области малых импульсов $p \approx 0,2 \frac{Bev}{c}$ числа мезонов обоих знаков равны (эта точка на кривой 3 получена из данных работы [5]).

С возрастанием импульса отношение $K(p)$ растет, причем вначале, до значения $p \approx 1 \frac{Bev}{c}$, происходит относительно быстрый рост, затем этот рост замедляется и, по-видимому, при очень больших импульсах отношение $K(p)$ начинает убывать.

Причина положительного избытка, как уже отмечалось в литературе, тесно связана с природой первичных частиц космического излучения. Действительно, исходя из известных спектров рождения μ -мезонов на разных глубинах в воздухе [6,7], нетрудно показать, что мезоны с $p \approx 200 \frac{Mev}{c}$ в сред-

нем рождаются на глубине 400 г/см^2 , причем 50% от их числа рождается на глубине от 400 до 700 г/см^2 , то есть недалеко от места наблюдения. На этих глубинах числа протонов и нейтронов, способных рождать быстрые мезоны, приблизительно равны, и поэтому в среднем рождаются одинаковые

числа μ -мезонов обонх знаков. При импульсах же $1000 \frac{MeV}{c}$ мезоны рождаются в среднем на глубине 260 г/см^2 , причем около 25% от их общего числа рождаются на глубине от нуля до 100 г/см^2 , где число протонов значительно превосходит число нейтронов. Поэтому в этой части спектра μ -мезонов может наблюдаться положительный избыток.

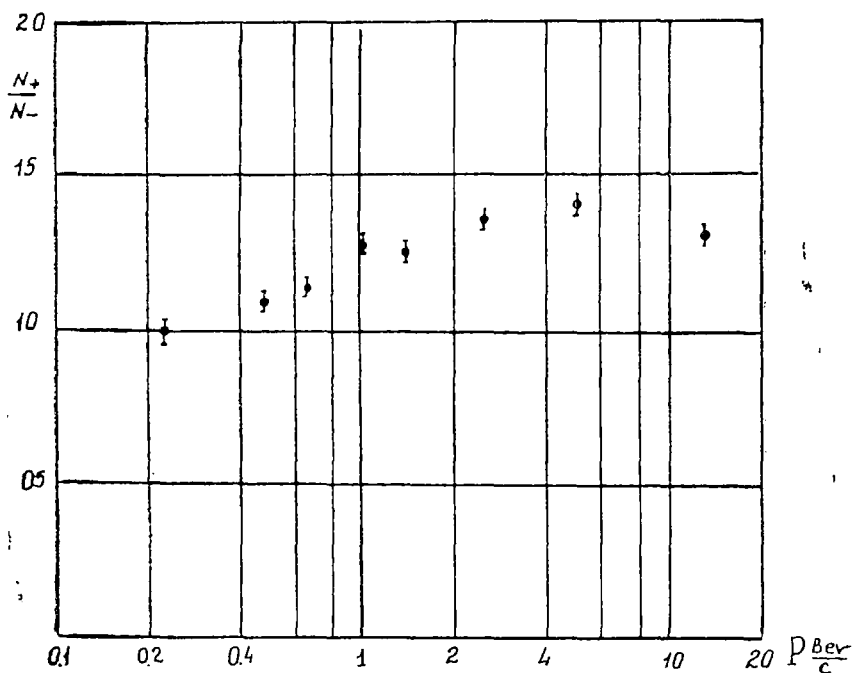


Рис. 3.

Сравнение наших данных о положительном избытке с данными других авторов, производивших свои наблюдения на уровне моря [8, 9], по-видимому, показывает, что величина $K(p)$ на уровне моря меньше, чем на высоте Арагаца (700 г/см^2). Это обстоятельство находит свое объяснение в том, что мезоны на уровне моря рождаются в среднем на большей глубине в атмосфере, чем мезоны, наблюдаемые на высотах гор.

Как видно из рис. 3, при $P=14 \frac{BeV}{c}$ отношение чисел положительных и отрицательных мезонов равно $1,30 \pm 0,04$. Понятно, что мезоны образовались за счет нуклонов с энергией, 100

значительно превышающей $14 \frac{Bev}{c}$. Как известно, при таких

энергиях имеет место множественное образование мезонов [10, 11]. Однако при множественном образовании частиц мезоны обоих знаков родились бы почти в одинаковом количестве и $K(p) = 1$. Отсюда, конечно, не следует, что наш эксперимент отвергает механизмы множественного образования мезонов. Большое значение $K(p)$ качественно можно объяснить, если допустить, что основная часть μ -мезонов с $P = 14 \frac{Bev}{c}$ образовалась в ядерных столкновениях, при которых

число рожденных вторичных частиц было сравнительно мало. Что касается тех μ -мезонов, которые являются продуктами от ядерных столкновений с большим числом вторичных частиц, то основная часть их является малоэнергичными, поэтому распадается в верхних слоях атмосферы и не доходит до нас.

Авторы выражают свою благодарность А. И. Алиханяну за предоставление возможности для выполнения настоящих измерений.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н. М. Кочарян, ЖЭТФ, 28, 160, 1955. ² Б. Росси, Rev. Mod. Phys. 20, 537, 1948. ³ Вильсон и др., Физика космических лучей, ИЛ, 1954. ⁴ В. Л. Уитмор и Р. П. Шатт, Phys. Rev, 86, 940, 1952. ⁵ Н. М. Кочарян, М. Т. Айвазян, З. А. Киракосян, С. Д. Кайтмазов, ЖЭТФ, 25, 364, 1953. ⁶ Г. М. Гарибян и И. И. Гольдман, ЖЭТФ, 26, 257, 1954. ⁷ М. Сандс, Phys Rev. 77, 180, 1950. ⁸ Б. Оуэн и Дж. Вильсон, Proc. Phys. Soc. 64A, 417, 1951. ⁹ Д. Е. Каро, Дж. К. Парри и Н. Д. Ратгебер, Nature, Lond, 165, 688, 1950. ¹⁰ Э. Ферми, Progr. Theor. Phys. 5, 570, 1950. ¹¹ Л. Д. Ландау, Изв. АН СССР, сер. физич., 17, 51, 1953.

ГЕНЕРАЦИЯ МЕЗОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ В НИЖНИХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ*

Вопрос спектра рождения π и μ -мезонов нуклонами на различных глубинах атмосферы был обстоятельно исследован в работе Гарибяна и Гольдмана [1], а также в работе Сандса [2]. В настоящей заметке, исходя из наших измерений спектра μ -мезонов на высоте 3200 м над уровнем моря [3] и используя данные других авторов относительно спектра μ -мезонов на уровне моря и высотного хода интенсивности μ -мезонов [4], вычисляется энергия, передаваемая нуклонной компонентой на образование π -мезонов в слое воздуха между высотой 3200 м и уровнем моря.

Пусть $N(E, S)$ —дифференциальный спектр энергии вертикального потока μ -мезонов на глубине S , $n(E_0, S)$ —вертикальная интенсивность μ -мезонов с энергией $E \geq E_0 = 0,215$ Bev на глубине S , $\tau_0 = 2,15 \cdot 10^{-6}$ сек.—время жизни покоящегося μ -мезона и $\beta \approx 2$ Mev $(\text{г/см}^2)^{-1}$ —ионизационные потери энергии релятивистских частиц на 1 г/см^2 пути воздуха. Из закона сохранения энергии имеем:

$$\int_{E_0}^{\infty} EN(E, S_2) dE - \int_{E_0}^{\infty} EN(E, S_1) dE + \frac{Hm_{\mu}c}{\tau_0} \int_{S_1}^{S_2} n(E_0, S) \frac{dS}{S} + \int_{S_1}^{S_2} \beta n(E_0, S) dS = \epsilon \mu, \quad (1)$$

где $\int_{E_0}^{\infty} EN(E, S) dE$ —поток энергии μ -мезонов на глубине S , $S_1 = 705$ г/см^2 и $S_2 = 1030$ г/см^2 $\int_{S_1}^{S_2} \beta n(E_0, S) dS$ —ионизационные

* ДАН АрмССР, 21, I, II, 1955. (Соавтор Г. С. Саакян).

потери энергии потока μ -мезонов между высотой 3200 м и уровнем моря; $H=8 \cdot 10^5$ см—высота однородной атмосферы;

$\frac{Hm_{\mu}c}{\tau_0} \int_{S_1}^{S_2} n(E_0, S) \frac{dS}{S}$ —поток энергии распадающихся μ -мезо-

нов между глубинами S_1 и S_2 и, наконец, ϵ_{μ} —дополнительный поток энергии μ -мезонов, рождающихся при распаде π^{\pm} -мезонов, образованных в результате ядерных столкновений нуклонов в рассмотренном слое атмосферы.

При расчете третьего и четвертого интегралов мы исходили из интенсивности жесткой компоненты с ионизационными пробегами $R \geq 167$ г/см² ($E=0,215$ Bev), приведенной в работе [4]. Однако для получения функции $n(E_0, S)$ были внесены две поправки. Первая поправка учитывала фон протонов в жесткой компоненте. Этот фон был вычислен исходя из отношения чисел протонов и μ -мезонов на высоте 3200 м, приведенного в работе [3], и предполагалось, что интенсивность протонов с глубиной меняется пропорционально $\exp\left(-\frac{S-S_1}{125}\right)$.

Вторая поправка была введена для учета влияния широтного эффекта на интенсивность μ -мезонов. Эта поправка вычислялась приблизительно следующим образом. По нашим измерениям интенсивность вертикального потока μ -мезонов с $E \geq 0,215$ Bev после вычета фона протонов равна $n(E_0, 705) = 0,0142$ см²сек⁻¹стерад⁻¹, тогда как по данным Росси после вычета фона протонов $n(E_0, 705) = 0,0149$ см⁻²сек⁻¹стерад⁻¹. Таким образом, разница в этих интенсивностях составляет примерно $\Delta = 0,0007$. Далее предполагалось, что интенсивность μ -мезонов на уровне моря не зависит от геомагнитной широты и, что Δ с глубиной убывает линейно, стремясь к нулю при $S=1030$ г/см². В табл. 1 приведен высотный ход интенсивности вертикального потока μ -мезонов с энергией $E \geq 0,215$ Bev ($R \geq 167$ г/см² Pb) после внесения вышеуказанных поправок.

Таблица 1

Высотный ход интенсивности вертикального потока μ -мезонов с энергией $E \geq 0,215$ Вев для геомагнитной широты 35°

$S_2/\text{с.м}^2$	$n(E,s)$	$S_2/\text{с.м}^2$	$n(E,s)$	$S_2/\text{с.м}^2$	$n(E,s)$
705	0,0142	825	0,0114	945	0,0098
725	0,0136	845	0,0110	965	0,0091
745	0,0130	865	0,0107	985	0,0087
765	0,0125	885	0,0103	1005	0,0086
785	0,0122	905	0,0099	1030	0,0084
805	0,0116	925	0,0096		

После вычисления входящих в (1) интегралов получим:

$$\int_{E_0}^{\infty} EN(E, s)dE = 0,0340 \text{ Вев см}^{-2}\text{сек}^{-1}\text{стерад}^{-1};$$

$$\int_{E_0}^{\infty} N(E, S_2)EdE = 0,0229 \text{ Вев см}^{-2}\text{сек}^{-1}\text{стерад}^{-1}; \quad (2)$$

$$\frac{Hm_{\mu}c}{\tau_0} \int_{S_1}^{S_2} n(E_0, S) \frac{dS}{S} = 0,0054 \text{ Вев см}^{-2}\text{сек}^{-1}\text{стерад}^{-1};$$

$$\int_{S_1}^{S_2} n(E_0, S)dS = 0,0069 \text{ Вев см}^{-2}\text{сек}^{-1}\text{стерад}^{-1}.$$

Подставляя значения интегралов (2) в уравнение (1), получим:

$$\varepsilon_{\mu} = 0,0012 \text{ Вев см}^{-2}\text{сек}^{-1}\text{стерад}^{-1}. \quad (3)$$

Таким образом, между высотой 3200 м и уровнем моря вертикальный поток энергии μ -мезонов теряет на распад и ионизационные потери $0,0123 \text{ Вев см}^{-2}\text{сек}^{-1}\text{стерад}^{-1}$, в то время как этот поток пополняется на величину, в десять раз меньшую приведенной.

Теперь вычислим энергию, расходуемую потоком нуклонов на образование мягкой (т. е. электронно-фотонной) компоненты космического излучения между высотами 3200 м и уровнем моря. Для этого сперва определим общую энергию π^{\pm} -мезонов, образованных в слое $S_1 \leq S \leq S_2$.

Считая, что угловое распределение μ -мезонов и нейтрино в системе покоя распадающегося π -мезона является изотропным, получаем:

$$E_{\mu} = \frac{m_{\pi}^2 + m_{\mu}^2}{m_{\pi}^2 - m_{\mu}^2} E_{\nu}, \quad (4)$$

где m_π - масса π^\pm - мезонов. E_μ и E_ν - энергии, уносимые μ -мезоном и нейтрино в лабораторной системе координат. Отсюда находим, что энергия распадающегося π -мезона равна

$$E_\pi = \frac{2m_\pi^2}{m_\pi^2 + m_\mu^2} E_\mu \approx 1,27 E_\mu. \quad (4')$$

Отсюда, имея в виду формулу (4') для полной энергии π -мезонов, образованных в слое $705 \leq S \leq 1030 \text{ г/см}^2$, имеем:

$$\epsilon_{\pi^\pm} = 1,27 \epsilon_\mu \approx 0,0015 \text{ Вев см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}. \quad (5)$$

Предполагая, что на образование нейтральных π -мезонов расходуется в два раза меньше энергии, чем на образование заряженных π -мезонов, из (5) находим

$$\epsilon_{\pi^0} \approx 0,0008 \text{ Вев см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}. \quad (6)$$

Эта энергия представляет собой как раз ту энергию, которая передается нуклонами через π^0 -мезоны на образование электронно-фотонной компоненты между высотой 3200 м и уровнем моря.

Из (2) имеем, что на распад μ -мезонов в слое $705 \leq S \leq 1030 \text{ г/см}^2$ расходуется энергия $0,0054 \text{ Вев см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}$. 2/3 этой энергии уносят нейтрино. Следовательно, за счет распада μ -мезонов с энергией $E > 0,215 \text{ Вев}$ в рассмотренном слое электронно-фотонной компоненте передается энергия

$$\epsilon_e = 0,0018 \text{ Вев см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}. \quad (7)$$

По сравнению с этой энергией вклад быстрых δ -электронов в электронно-фотонную компоненту будет мал. Нетрудно показать, что поток энергии от δ -электронов будет около $0,0004 \text{ Вев см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}$. Таким образом, поток энергии мягкой компоненты за счет распада и δ -процессов от μ -мезонов составит $0,0022 \text{ Вев см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}$. Сравнивая эту величину с (6), видим, что примерно 30% электронов, образованных в атмосфере ниже высоты 3200 м, рождаются в ядерных столкновениях нуклонов в рассмотренном слое воздуха, а остальные 70% рождаются за счет распада μ -мезонов.

Авторы выражают благодарность С. Н. Вернову и Н. Л. Григорову за ценное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

¹ Г. М. Гарибян и И. И. Гольдман, ЖЭТФ, 26, 257, 1954. ² М. Сандс, Phys. Rev. 77, 180, 1950. ³ Н. М. Кочарян, М. Т. Айвазян и Э. А. Киракосян, А. С. Алексанян, ДАН АрмССР, 20, 5, 1955. ⁴ Б. Росси, Rev. Mod. Phys., 20, 537, 1948.

ПРОТОННАЯ КОМПОНЕНТА КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЫСОТЕ 3200 м НАД УРОВНЕМ МОРЯ*

Получен импульсный спектр протонов в области импульсов $0,4 \leq P \leq 2 \text{Bev}/c$ на высоте 3200 м над уровнем моря. Определены пробеги поглощения потока протонов в воздухе и свинце. Исследован спектр рождения протонов в свинце.

1. Описание установки

Настоящие измерения проводились с использованием двух вариантов магнитного спектрометра. Первый вариант спектрометра подробно описан в работе [1]. Здесь мы дадим краткое описание второго варианта спектрометра, обеспечивающего большую точность.

Импульсы частиц измерялись в поле электромагнита с напряженностью 5800 *Oe*. Длина поля по вертикали равнялась 80 см, при ширине поля 20 см и зазоре 10 см (рис. 1). Число координатных рядов счетчиков, определяющих радиус кривизны траектории частицы, равнялось четырем: K_1 , K_2 , K_3 и K_4 . По отметкам рядов K_1 , K_3 и K_4 определялся радиус кривизны, а ряд K_2 служил для контроля точности такого определения. Для более точного определения координат частицы счетчики в этих рядах были расположены в два слоя [2]. В координатных рядах применялись счетчики длиной 10 см с внутренним диаметром $d=4,6$ мм. С точки зрения точности определения координат частицы такое двуслойное расположение эквивалентно применению счетчиков с диаметром в $1/3 d=1,53$ мм, расположенных в один слой. Для уменьшения погрешности в измерении координат, вызванной многократным рассеянием частиц, счетчики в рядах K_2 и K_3 были изготовлены из алюминия. Остальные счетчики имели медный катод.

* ЖЭТФ, 28, 160, 1955.

Чтобы исключить из изучаемого потока частиц те, которые при прохождении через поле задевали полюсы магнита, на полюсах, на расстоянии 3 см друг от друга, как это показано на рис. 1, были расставлены счетчики диаметром в 1 см. Над магнитом были расположены две свинцовые пластинки П' и П, толщиной 5 и 1 см (с общей толщиной 68 г/см²). Некоторую часть измерения мы проводили при отсутствии свинца над установкой.

Ниже магнитного поля между поглотителями были расставлены семь рядов медных счетчиков, причем каждый ряд состоял из двух слоев, как это показано на рис. 1. Между счетчиками были расположены шесть поглотителей П₁, П₂, П₃, П₄, П₅ и П₆. Первый из них, свинцовый поглотитель П₁, толщиной 4 см, был предназначен для поглощения электронов, идущих из воздуха, а остальные пять поглотителей были медными и соответственно имели толщину 1; 4,2; 1,8; 6 и 2 см. Таким образом, суммарная толщина всех поглотителей составляла $0,28 \lambda_{Pb} + 1,23 \lambda_{Cu}$, где λ_{Pb} и λ_{Cu} — пробеги, соответствующие геометрическим сечениям взаимодействия для ядер свинца и меди, причем здесь предполагалось, что $\lambda_{Pb} = 160$ г/см² и $\lambda_{Cu} = 108$ г/см².

Все счетчики, за исключением счетчиков рядов К₁₁ и Т, в отдельности соединялись со своими неоновыми лампочками. Система срабатывала только тогда, когда частица проходила через ряды счетчиков К₁, К₃ и К₄. При этом вспыхивали соответствующие неоновые лампочки, показывая, через какие именно счетчики проходила частица. Относительная средняя квадратичная погрешность в определении импульса частицы, обусловленная конечными размерами счетчиков и многократным рассеянием в стенках счетчиков, была равна

$$\sigma = \sqrt{(0,035p)^2 + \left(\frac{0,018}{\beta}\right)^2}, \quad (1)$$

где β — скорость частицы, измеренная в единицах скорости света, а p — импульс частицы в единицах Bev/c .

Импульсный спектр протонов

В измерениях, проведенных при помощи установки, описанной в работе [1], было зарегистрировано 6085 протонов с импульсами $p \geq 0,4$ Bev/c , остановившихся в поглотителях. Суммарная толщина свинцовых и медных поглотителей в отношении ионизации эквивалента 198 г/см².

Из остановившихся 6085 протонов 1740 имели импульсы $p \geq 1$ Bev/c и остановились в поглотителях вследствие ядер-

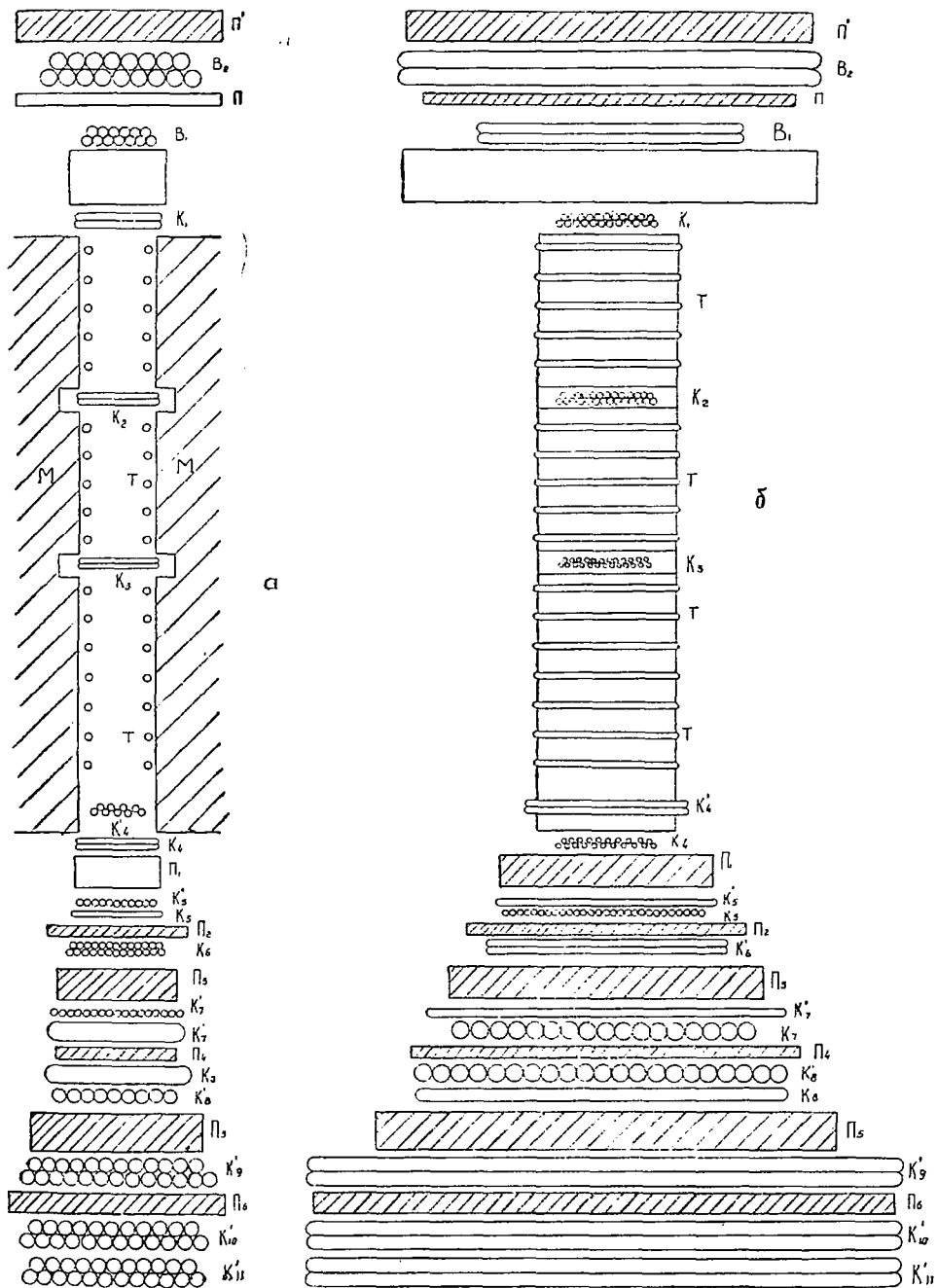


Рис. 1. Схема магнитного спектрометра: а—разрез установки в вертикальной плоскости, параллельной силовым линиям; б—разрез установки в вертикальной плоскости, перпендикулярной силовым линиям.

ных столкновений. Распределение частиц по пробегам приведено в табл. 1.

Таблица 1

Распределение числа остановившихся протонов по пробегам

Пробег, г/см ²	Число остановившихся частиц.		
	Ионизационные	Ядерные	Всего
11,3 Pb R < 57 Pb	1867	901	2768
57 Pb < R < 57 Pb + 22Cu	636	473	1109
57 Pb + 22Cu : R < 57 Pb + 48,4Cu	480	415	895
57 Pb + 48,4Cu < R < 57 Pb + 101,7Cu	661	652	313

В каждом интервале пробегов, приведенных в табл. 1, протоны и мезоны спектрально хорошо разделялись. Поэтому мы имели возможность построить импульсный спектр остановившихся в поглотителях протонов. Однако этот спектр не представляет собой истинный спектр вертикального потока протонов в воздухе. Для получения истинного спектра необходимо ординаты наблюдаемого дифференциального спектра протонов разделить на вероятность остановки частиц в системе поглотителей. Обозначим эту вероятность через W . Здесь под W подразумевается вероятность ядерного взаимодействия протонов с $p \geq 1$ Bev/c, при котором все частицы, исходящие из звезды, погибают в поглотителях, т. е. когда прохождение протона через магнитное поле не сопровождается загоранием счетчиков в ряду, расположенном под самым нижним поглотителем. Вероятность W является функцией от энергии частиц.

Так как протоны с импульсами $p \leq 1$ Bev/c обязательно останавливались в поглотителях из-за ионизационных потерь, то очевидно, что для этой области импульсов $W=1$. Таким образом в области $p \leq 1$ Bev/c наблюдаемый спектр в точности совпадает с истинным спектром.

Для нахождения вероятности остановки W при $p > 1$ Bev/c → мы произвели тщательный анализ ядерных ливней, вызванных протонами в поглотителях, расположенных под магнитом. Этот анализ привел нас к заключению, что в значительном большинстве случаев проникающие ливни вызывались протонами с $p > 3$ Bev/c. Здесь под проникающими ливнями подразумеваются случаи, сопровождающиеся кратным зажиганием счетчиков в каком-либо ряду между поглотителями, при которых по крайней мере один из продуктов

звезды проходит через один или большее число поглотителей, расположенных под этим рядом счетчиков. При импульсах же $p \leq 2 \text{ Bev}/c$ редко наблюдались кратные зажигания в рядах счетчиков. Это означает, что все продукты звезды, образованные в поглотителе, являлись малоэнергичными и потому поглощались в том же поглотителе, где они образовались. Правда, при этих импульсах иногда наблюдались кратные зажигания счетчиков в каком-либо ряду, однако в таких случаях почти всегда продукты звезды поглощались в следующем поглотителе. Следовательно, с большой точностью можно утверждать, что частицы с импульсами $p \leq 2 \text{ Bev}/c$ не способны в заметном количестве образовать быстрые вторичные частицы, которые могли бы выйти из всех поглотителей, и поэтому в значительном большинстве случаев сам протон и вторичные частицы, вызванные им, поглощаются веществом. Исходя из этого, можно утверждать, что число протонов с импульсами $1 \leq p \leq 2 \text{ Bev}/c$, неионизационно остановившихся в поглотителях, равно полному числу звезд, вызванных частицами в этой области импульсов. Здесь под «звездой» подразумевается акт неупругого взаимодействия в поглотителе, при котором из ядра вылетает более одной частицы. Отсюда следует, что в области импульсов $1 \leq p \leq 2 \text{ Bev}/c$ вероятность остановки W совпадает с вероятностью ядерного взаимодействия, так как при этих импульсах практически все протоны, претерпевшие неупругие ядерные взаимодействия, останавливаются в поглотителях вместе со вторичными продуктами. Следовательно, для области импульсов $1 \leq p \leq 2 \text{ Bev}/c$

$$W = 1 - e^{-X_0 \lambda}, \quad (2)$$

где X_0 —суммарная толщина поглотителей, а λ —пробег для неупругого ядерного взаимодействия.

Лабораторные опыты по рассеянию быстрых нейтронов [3] показывают, что при сравнительно низких энергиях частиц, порядка нескольких десятков Mev , пробег неупругого ядерного взаимодействия λ_n с ростом энергии возрастает. Сначала λ_n растет быстро, а затем все медленнее и медленнее и при энергиях около 200 Mev достигает постоянного значения, приблизительно равного $2\lambda_0$, где λ_0 —пробег взаимодействия, соответствующий геометрическому поперечному сечению ядер. Как показали недавние опыты по изучению ядерных взаимодействий протонов с энергией $2,2 \text{ Bev}$ [4, 5], это постоянство пробега ядерного взаимодействия сохраняется вплоть до указанных энергий. Таким образом, для интересующей нас области импульсов $1 \leq p \leq 2 \text{ Bev}/c$ величина пробега λ_n примерно равна $2\lambda_0$ и вероятность остановки равна

$$W = 1 - e^{-x_0/2\lambda_0} = 0,48. \quad (3)$$

На основании вышеизложенного мы можем утверждать, что определение вида истинного дифференциального спектра протонов по наблюдаемым числам протонов, остановившихся в поглотителях, возможно распространить до импульсов порядка $2 \text{ Bev}/c$. Для импульсов $p \gg 2 \text{ Bev}/c$ вероятность W не будет иметь простого вида (3).

На рис. 2 приведен дифференциальный импульсный спектр протонов в двойном логарифмическом масштабе. По оси абсцисс отложены импульсы в Bev/c , а по оси ординат интенсивность воздушного вертикального потока протонов на единицу интервала импульсов. Кружочками обозначены точки, полученные в вышеописанном эксперименте. На этом же рисунке приведены результаты, полученные во втором варианте измерений (черные точки). Как видно из рисунка, дифференциальный спектр в области импульсов $1,2 \leq p \leq 2 \text{ Bev}/c$ ап-

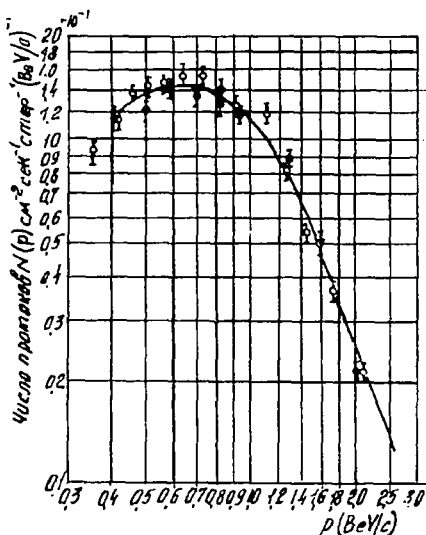


Рис. 2. Импульсный спектр вертикального воздушного потока протонов на высоте 3200 м над уровнем моря.

проксимируется степенной функцией вида

$$N(p)dp = \frac{a}{p^\gamma} dp \quad (4)$$

с $\gamma = 2,65 \pm 0,23$ и $a = (1,46 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$; p измеряется в Bev/c . При меньших импульсах $p \leq 1,2 \text{ Bev}/c$ наклон кривой непрерывно уменьшается и при $p \approx 0,7 \text{ Bev}/c$ становится равным нулю.

Интенсивность вертикального потока протонов в области импульсов $0,4 \leq p \leq 1 \text{ Bev}/c$ равна $J_0 = (0,806 \pm 0,012) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}$, для области $1,00 \leq p \leq 2 \text{ Bev}/c$, $J_0 = (0,606 \pm 0,013) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}$ и, наконец, для $p \gg 2 \text{ Bev}/c$, $J_0 = 0,281 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}$.

Для уточнения полученных выше результатов относительно спектра протонов были произведены повторные измерения при помощи прибора, описанного в разделе 1, где импульсы частиц определялись более точно. За 267 ч была зарегистрирована 1581 частица с импульсами $p \sim 0,35 \text{ Bev}/c$. Из общего числа остановившихся в поглотителях частиц 492 имели импульсы $p \geq 1,11 \text{ Bev}/c$ и остановились в поглотителях благодаря ядерным столкновениям. В пределах ошибок измерений результаты обоих наблюдений согласуются между собою.

Насколько нам известно, не имеется таких работ, в которых производилось бы достаточно тщательное и подробное исследование протонной компоненты космического излучения в воздухе на высоте гор. В работе [6] при помощи камеры Вильсона авторами сделана попытка определения спектра протонов. Однако в этом спектре отсутствует та область импульсов ($p \sim 1,2 \text{ Bev}/c$), для которых нами утверждается степенной закон убывания числа частиц с показателем $\gamma = 2,65$. В цитированной работе частицы идентифицировались по их ионизации, и поэтому (как это подчеркивается самими авторами) при $p \sim 0,5 \text{ Bev}/c$ трудно было произвести однозначное отделение протонов и мезонов друг от друга. По этой причине вид спектра сильно искажен. Так, в указанной работе максимум дифференциального спектра находится при $p \approx 0,4 \text{ Bev}/c$, а при импульсах больше данного спектр является падающим, тогда как в найденном нами спектре максимум находится при $p \approx 0,7 \text{ Bev}/c$, и убывание числа частиц с ростом импульса наблюдается начиная с $p \approx 0,8 \text{ Bev}/c$.

Спектр протонов на высоте гор (а именно на высоте 3400 м над уровнем моря) более подробно был исследован в работе [7]. Спектр был вычислен путем анализа положительного избытка жесткой компоненты космического излучения. В области $p \geq 2 \text{ Bev}/c$ спектр описывается степенным законом с показателем $\gamma = 2,5 \pm 0,5$. Хотя общий вид спектра согласуется с нашим, однако приведенная в [7] интенсивность протонов приблизительно в полтора раза больше найденной нами. Возможно, что причина расхождения состоит в недостаточной точности метода, примененного в цитированной работе. Следует отметить, что интенсивность потока протонов, вычисленная в работе [7] из экспериментальных данных работы [6], хорошо согласуется с интенсивностью, найденной нами.

Теперь вычислим глобальную интенсивность протонов с $p > 1 \text{ Bev}/c$. Глобальная интенсивность для таких частиц равна

$$I = 2\pi \int_0^{\pi/2} J(\theta) \sin \theta d\theta = 2\pi J_0 \int_0^{\pi/2} \exp\left[\frac{x}{z}(1 - \sec \theta)\right] \sin \theta d\theta, \quad (5)$$

где J_0 — интенсивность вертикального потока протонов. Выше мы имели $J_0 = 0,887 \cdot 10^{-2} \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}$. Из углового распределения протонов в работе [8] мы имели $L = 120 \text{г/см}^2$. Подставляя эти значения в (5), получаем

$$I = 0,69 \cdot 10^{-3} \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}.$$

3. Пробег поглощения потока протонов в воздухе

Сравнение данных об интенсивностях протонов на разных высотах с результатами наших наблюдений, относящихся к высоте 3200 м, позволяет определить пробег поглощения протонной компоненты в воздухе. Здесь под пробегом поглощения подразумевается обратная величина коэффициента поглощения потока протонов с энергией больше заданной. В приведенном определении, конечно, предполагается, что поглощение частиц происходит по экспоненциальному закону

$$n(p, S_2) = n(p, S_1) e^{-(S_2 - S_1)L}, \quad (6)$$

где $n(p, S_1)$ и $n(p, S_2)$ — вертикальные интенсивности потока протонов с импульсами больше заданного p , соответственно на глубинах S_1 и S_2 , отсчитываемых от верхней границы атмосферы; L — пробег поглощения вертикального потока протонов с импульсами больше p .

Решая (6) относительно L , находим

$$L = \frac{S_2 - S_1}{\ln n(p, S_1) - \ln n(p, S_2)}. \quad (7)$$

Так как интегральные спектры на глубинах S_1 и S_2 соответственно имеют вид

$$n(p, S_1) = \frac{a_1}{\gamma_1 - 1} p^{1 - \gamma_1}, \quad n(p, S_2) = \frac{a_2}{\gamma_2 - 1} p^{1 - \gamma_2}, \quad (8)$$

то (6) можно переписать так:

$$L = \frac{S_2 - S_1}{\ln \left(\frac{a_1}{a_2} \right) + \ln \frac{(\gamma_2 - 1)}{(\gamma_1 - 1)} + (\gamma_2 - \gamma_1) \ln p}. \quad (9)$$

Наряду с пробегом поглощения имеет смысл говорить и о дифференциальном пробеге поглощения потока протонов (нуклонов). Под этим пробегом мы подразумеваем величину, определяемую уравнением

$$l = \frac{S_2 - S_1}{\ln N(p, S_1) - \ln N(p, S_2)}, \quad (10)$$

где $N(p, S_1)$ и $N(p, S_2)$ — ординаты импульсных дифференциальных спектров на глубинах S_1 и S_2 .

Согласно работе [9], ординаты дифференциального спектра протонов на уровне моря при импульсах $0,59 \leq p \leq 0,77$ Bev/c и $0,77 \leq p \leq 0,93$ Bev/c соответственно равны $N(p, 1030) = (0,91 \pm 0,19) \cdot 10^{-4}$ и $(1,21 \pm 0,23) \cdot 10^{-4} \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1} (\text{Bev}/c)^{-1}$. На глубине же $S = 705$ $\text{г}/\text{см}^2$ ординаты, соответствующие этим же импульсам, равны $N(p, 705) = (1,52 \pm 0,03) \cdot 10^{-3}$ и $(1,38 \pm 0,04) \cdot 10^{-3} \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1} (\text{Bev}/c)^{-1}$. Подставляя эти значения ординат в (10), находим

$$l(p) = \begin{cases} (116 \pm 9) \text{г}/\text{см}^2 \text{ при } p \approx 0,7 \text{ Bev}/c \\ (133 \pm 10) \text{г}/\text{см}^2 \text{ при } p \approx 0,85 \text{ Bev}/c. \end{cases} \quad (11)$$

В работе [9] измерялась интенсивность протонов и на высоте 2750 м (глубина $S = 750$ $\text{г}/\text{см}^2$). Для тех же интервалов импульсов $0,59 \leq p \leq 0,77$ Bev/c и $0,77 \leq p \leq 0,93$ Bev/c в [9] найдено соответственно $N(p, 750) = (0,96 \pm 0,12) \cdot 10^{-3}$ и $(0,79 \pm 0,12) \cdot 10^{-3} \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1} (\text{Bev}/c)^{-1}$.

Сравним эти интенсивности с нашими данными. Согласно (11) для $S = 750$ $\text{г}/\text{см}^2$ имеем

$$N(p, 750) = N(p, 705) e^{-x \cdot l} \begin{cases} (1,05 \pm 0,11) \cdot 10^{-3} \text{ при } p = 0,68 \text{ Bev}/c \\ (1,00 \pm 0,11) \cdot 10^{-3} \text{ при } p = 0,85 \text{ Bev}/c, \end{cases}$$

где $x = 750 - 705 = 45$ $\text{г}/\text{см}^2$.

Как мы видим, в пределах ошибок экспериментов наши данные согласуются с данными работы [9].

Спектр протонов на уровне моря измерялся также в работе [10]. В этой работе спектр определялся методом магнитного спектрометра. Ордината импульсного дифференциального спектра при $p = 0,7$, согласно этой работе, равна около $10^{-4} \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1} (\text{Bev}/c)^{-1}$. Сравнение с нашим спектром дает

$$l(0,7) = 119 \text{г}/\text{см}^2.$$

Ошибка в этом случае большая, так как в цитированной работе статистические ошибки в определении интенсивности протонов были значительны.

Теперь перейдем к определению пробега поглощения потока протонов и сравнению интегральных спектров (интенсивностей) протонов на различных глубинах в атмосфере.

Согласно данным работы [10], интенсивность протонов с импульсами $p > 1 \text{ Bev/c}$ на уровне моря равна $0,55 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}$. Для этой области импульсов на уровне 3200 м имеем $n(1,705) = (0,887 \pm 0,01) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}$. Отсюда для пробега поглощения получаем $L = 118 \text{ г/см}^2$. Однако, по-видимому, этот результат является заниженным. Действительно, в цитированной работе протоны с $p > 1,05 \text{ Bev/c}$ останавливались в свинцовых поглотителях благодаря ядерным взаимодействиям. Числа протонов в истинном потоке вычислялись делением числа остановившихся в поглотителях протонов на вероятность их поглощения $1 - e^{-x/L}$, причем для свинца принималось значение $L = 160 \text{ г/см}^2$. Согласно нашей методике обработки следовало бы для вероятности поглощения принимать значение $1 - e^{-x/320}$. Общая толщина поглотителей в этом эксперименте равнялась 226 г/см^2 . Отсюда для получения правильного значения интенсивности протонов с $p > 1 \text{ Bev/c}$ следует приведенное число $0,55 \cdot 10^{-4}$ умножить на $(1 - e^{-x/160}) / (1 - e^{-x/320}) = 1,5$.

Таким образом, на уровне моря для интенсивности протонов с $p > 1 \text{ Bev/c}$ следует взять значение $0,83 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}$. Отсюда для пробега поглощения получаем другую величину, равную $L = 137 \text{ г/см}^2$.

Представляет интерес сравнение интенсивности первичной компоненты с интенсивностью протонов на глубине $S = 705 \text{ г/см}^2$. Мы будем исходить из экспериментальных данных Вернова и сотрудников, которые, по-видимому, являются наиболее достоверными [11]. Согласно Вернову, дифференциальный энергетический спектр первичного излучения можно аппроксимировать степенным законом с показателем $\gamma = 2$. Число первичных частиц на широте 31° равно $1,8$ частиц $\text{мин}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ стерад}^{-1}$. Минимальная энергия протонов на этой широте равна около $6,8 \text{ Bev}$. Та же самая энергия на геомагнитной широте 35° , где производились наши измерения, равна около $5,3 \text{ Bev}$. Отсюда мы можем вычислить интенсивность первичных частиц на широте 35° , т. е. число частиц с энергиями $E \geq 5,3 \text{ Bev}$ или с импульсами $p \geq 6,2 \text{ Bev/c}$. Это число оказывается равным $0,0383$ частицы $\text{см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}$. С другой стороны, предполагая, что вид спектра ($\gamma = 2,65$), установленного для $p < 2 \text{ Bev/c}$ на высоте 3200 м, остается неизменным и при больших импульсах, находим,

что число протонов с импульсами $p \approx 6,2 \text{ Вев}/c$ равно $4,33 \cdot 10^{-5}$ частиц $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}$.

Однако с интенсивностью первичного излучения, равной $0,038$ частиц $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}$, следует сравнивать на высоте 3200 м над уровнем моря общее число нуклонов, т.е. удвоенное значение интенсивности вертикального потока протонов с импульсами $p \approx 6,2 \text{ Вев}/c$, равное $8,66 \cdot 10^{-5}$ частиц $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}$. Из этого сравнения для пробега поглощения вертикального потока протонов с импульсами $p \approx 6,2 \text{ Вев}/c$ находим значение $L = 115 \text{ г}/\text{см}^2$.

4. Пробег поглощения потока протонов в свинце

При помощи второго варианта магнитного спектрометра, когда над магнитом находился свинец толщиной $68 \text{ г}/\text{см}^2$, за 523 часа было зарегистрировано 2742 протона с импульсами $p \approx 0,35 \text{ Вев}/c$. Полученный спектр протонов под свинцом мы сравнивали с воздушным спектром протонов. Результаты этого сравнения приведены в табл. 2.

Таблица 2
Спектры протонов над и под свинцом толщиной $68 \text{ г}/\text{см}^2$.
Пробеги поглощения потока протонов в свинце

Импульсы $\text{Вев}/c$	$N_1(p) \cdot 10^3$	$N_2(p) \cdot 10^3$	$n_1(p) \cdot 10^3$	$n_2(p) \cdot 10^3$	$l(p)$	$L(p)$
0,502	1,15	0,740	1,59	1,17	154	222
0,587	1,22	0,744	1,49	1,11	137	230
0,707	1,22	0,786	1,34	1,02	155	252
0,826	1,16	0,830	1,05	0,824	204	280
0,977	1,05	0,798	0,884	0,701	247	293
1,14	0,99	0,764	0,713	0,576	258	318
1,30	0,85	0,673	0,574	0,463	290	316
1,57	0,504	0,411	0,419	0,338	333	316
2,04	0,212	0,172	0,273	0,220	325	315

Здесь $N_1(p)$ и $N_2(p)$ -ординаты дифференциальных спектров в воздухе и под свинцом, $n_1(p)$ и $n_2(p)$ —числа протонов в воздухе и под свинцом с импульсами, большими заданного. В последних двух столбцах вычислены дифференциальный l и интегральный L пробеги поглощения потока протонов в свинце, как функции от импульса.

Из табл. 2 видно, что с ростом импульса протонов пробег растет. Также растет пробег поглощения L и при $p \gg 1 \text{ BeV}/c$ принимает постоянное значение, равное

$$L = (315 \pm 49) \text{ г/см}^2. \quad (12)$$

Полученные значения пробега поглощения потока протонов в свинце трудно непосредственно сопоставлять со значениями, полученными другими авторами, так как измеренные ими пробеги поглощения имеют иной смысл.

Так, в работах [12-14] измерялся пробег поглощения N-компоненты космического излучения. В этих работах изучались электронно-ядерные ливни, ионизационные толчки, вызванные ядерно-активными частицами, звезды в фотопластинках. По данным этих работ, пробег поглощения N-компоненты в свинце заметно (иногда в три раза) больше значения пробега взаимодействия λ_0 , соответствующего геометрическому поперечному сечению ядер свинца, тогда как найденные нами значения пробега поглощения потока протонов в полтора—два раза больше λ_0 .

Причина такого различия между пробегами поглощения потока протонов и потока N-компоненты заключается в том, что в плотном веществе в N-компоненту, наряду с нуклонами, в заметном числе входят также мезоны и небольшое число дейтронов и более тяжелых частиц, которые приводят к увеличению пробега поглощения ядерно-активной компоненты космического излучения.

*5. Спектр протонов, генерированных нейтронами в тонком слое свинца**

Во втором варианте измерений свинец, стоящий над магнитом, состоял из двух слоев: верхнего и нижнего, толщиной соответственно 5 и 1 см. Между ними находился двойной слой счетчиков (рис. 1), который с вероятностью, практически равной единице, регистрировал прохождение заряженной частицы через счетчики. Таким образом, мы имели возможность выделить и изучить протоны и π -мезоны, образовавшиеся в тонком слое свинца толщиной 11,3 г/см².

За 523 часа было зарегистрировано 146 протонов, образовавшихся в свинце и остановившихся в поглотителях под магнитом. Из них 114 частиц имели импульсы $p \geq 0,35 \text{ BeV}/c$, а 17 протонов с импульсами $p \geq 1,13 \text{ BeV}/c$ остановились бла-

* Спектр протонов, генерированных нейтронами в толстом слое свинца, был определен Дадаёном и Мерзоном [17].

годаря ядерным взаимодействиям. Для получения из наблюдаемого под свинцом спектра образовавшихся протонов истинного спектра рождения необходимо учесть ионизационные потери энергии частиц в поглотителе, в котором они образовались. Эти ионизационные потери мы приблизительно учли, предполагая, что протоны образовались равномерно по всей толщине свинцовой пластинки.

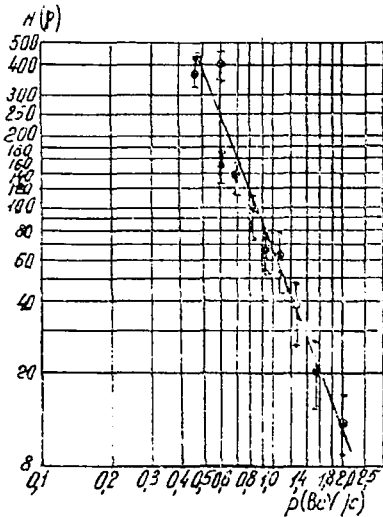


Рис. 3. Импульсный спектр протонов, генерированных нейтронами в свинце, толщиной $11,3 \text{ г/см}^2$.

Обработывая экспериментальные данные так, как это описано в разделе 2, получаем кривую, приведенную на рис. 3. Из этого рисунка видно, что спектр рождения протонов можно аппроксимировать степенным законом

$$N(p)dp \sim p^{-\gamma} dp$$

с $\gamma = 2,55 \pm 0,3$.

Число протонов, имеющих импульсы $1,0 \leq p \leq 2,33 \text{ Bev/c}$, было равно 34. Предполагая, что вид найденного спектра рождения сохраняется и при $p \geq 2,33 \text{ Bev/c}$, находим, что число протонов с импульсами $p > 2,33 \text{ Bev/c}$ равно 12. Следовательно, число протонов с $p > 1 \text{ Bev/c}$ (430 Mev) равно 46.

Отсюда мы можем вычислить число протонов с импульсами $p > 1 \text{ Bev/c}$, генерированных нейтронами в 1 г/см^2 свинца. Для этого необходимо число 46 разделить на $S\omega t\chi k = 3,38 \cdot 10^7 \text{ см}^2 \text{ стерад сек. г/см}^2$, где $S = 140,8 \text{ см}^2$ — площадь ряда координатных счетчиков, $\omega = 0,0144 \text{ стерад}$ — телесный угол установки, $t = 523 \text{ ч} = 1,88 \cdot 10^6 \text{ сек}$ — продолжительность регистрации, $\chi = 11,3 \text{ г/см}^2$ — толщина слоя свинца, в котором образовались протоны, и $k = 0,78$ — эффективность регистрации установки в целом. Однако полученное число относится к образованию протонов под 5 см свинца. Для получения интенсивности рождения протонов в 1 г/см^2 свинца на высоте 3200 м над уровнем моря в воздухе следует число 46 умножить также на множитель $e^{62,315}$, где 315-

величина пробега поглощения потока протонов в свинце. В результате получаем

$$n = 1,66 \cdot 10^{-6} \text{ прот. см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1} (\text{г/см}^2)^{-1}.$$

Одновременно с протонами в поглотителях останавливались и π -мезоны, образованные в тонком слое свинца. За π -мезоны мы принимали все образовавшиеся частицы отрицательного знака заряда, а из положительно заряженных те, которые имели отклонения, превышающие отклонения протонов, остановившихся в тех же поглотителях. Во всех поглотителях в области спектра отклонений, превышающих отклонения остановившихся протонов, были зарегистрированы 17 отрицательных и 12 положительных π -мезонов. Отношение чисел отрицательных и положительных π -мезонов в этой области спектра, таким образом приблизительно равно 1,5. В области отклонений протонов были наблюдаемы 3 отрицательных мезона. Предполагая, что приведенное отношение чисел отрицательных и положительных π -мезонов имеет такую же величину и в области малых отклонений, находим, что число π -мезонов в протонной области отклонений равно примерно двум. Таким образом, всего было наблюдаемо 34 случая генерации π -мезонов с импульсами $p \geq 0,16 \text{ Bev/c}$ ($E \geq 73 \text{ Mev}$). Здесь предполагается, что все мезоны в среднем образовались на глубине $5,6 \text{ г/см}^2$, и импульсы частиц относятся к этой глубине. Учитывая еще и светосилу прибора, находим, что число образовавшихся π -мезонов с $E \geq 73 \text{ Mev}$ равно 54. Кроме указанных образовавшихся частиц, остановившихся в поглотителях, небольшое число π -мезонов проходит через все поглотители. Число неионизационно остановившихся π -мезонов было равно 5 (3 отрицательных и 2 положительных мезона).

Предполагая, что спектр рождения π -мезонов имеет тот же вид, как и полученный в работе [15], находим, что число π -мезонов, вышедших из поглотителей, примерно равно 4. Итак, всего было наблюдаемо 58 ливневых π -мезонов и 46 протонов с энергией $E > 430 \text{ Mev}$. Исходя из спектра образованных протонов находим, что число ливневых протонов с $E > 500 \text{ Mev}$ равно около 40.

Отсюда находим, что отношение чисел ливневых мезонов и протонов в звездах ядер свинца приблизительно равно 1,5 в то время как для звезд в фотоэмульсии это отношение порядка трех [16]. Меньшее значение для отношения чисел π -мезонов и протонов среди ливневых частиц, по-видимому, обусловлено тем, что в ядрах свинца часть образованных мезонов до их выхода из ядра претерпевает вторичные взаимодействия, в результате которых или теряет заметную долю своей энергии, или совсем поглощается. При обработке материалов по

генерации протонов и π -мезонов нейтронами в тонком слое свинца иногда обнаруживались случаи, когда в координатных рядах сразу срабатывает несколько счетчиков, так что невозможно было однозначно определить импульсы частиц, входящих в ливень. Однако число таких случаев не превышало 7% от всех случаев генерации. Следовательно, найденные числа для генерированных ливневых частиц практически представляют собою полное число таких частиц, которые вообще могли бы появляться в слое свинца за время наблюдения (523 часа).

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н. М. Кочарян, М. Т. Айвазян, З. А. Киракосян и С. Д. Кайтмазов, ДАН АрмССР, 17, 33, 1953. ² Н. М. Кочарян, Г. С. Саакян, М. Т. Айвазян, З. А. Киракосян и С. Д. Кайтмазов, ЖЭТФ, 23, 532, 1952. ³ В. И. Гольдманский, А. Л. Любимов и Б. В. Медведев, Усп. физ. наук, 49, 3, 1953. ⁴ L. W. Smith, C. P. Leavitt, A. M. Shapiro, C. E. Shwartz, M. Wotring, Bull. Am. Phys. Soc., 28, 15, 1953. ⁵ G. A. Snow, T. Coor, D. A. Hill, W. F. Hornyak, L. W. Smith, Bull. Am. Phys. Soc., 29, 54, 1954. ⁶ C. E. Miller, J. E. Henderson, D. S. Potter, J. Told, W. Wotring, Phys. Rev., 79, 459, 1950. ⁷ W. L. Whittemore, R. P. Shutt, Phys. Rev. 86, 940, 1952. ⁸ Н. М. Кочарян, М. Т. Айвазян, З. А. Киракосян и С. Д. Кайтмазов, ЖЭТФ, 25, 364, 1953. ⁹ A. Z. Rosen, Phys. Rev., 93, 211, 1954. ¹⁰ M. G. Mylroia, J. G. Wilson, Proc. Phys. Soc., 64A, 404, 1951. ¹¹ С. И. Вернов и А. И. Чарахьян, ДАН СССР, 91, 487, 1953. ¹² J. C. Barton Proc. Phys. Soc., 64A, 1042, 1951. ¹³ T. G. Stinchcomb, Phys. Rev., 83, 422, 1951. ¹⁴ С. А. Азимов, Н. А. Добротин, А. Л. Любимов и К. П. Рыжкова, Изв. АН СССР, серия физ., 42, 80, 1953. ¹⁵ J. G. Wilson a. others Progr. in Cosmic Ray Phys. Amsterdam, 1952, стр. 358 и 360. ¹⁶ W. O. Lock, Yekutieli, Phil. Mag., 43, 231, 1952. ¹⁷ А. Т. Дадаян и Г. И. Мерзон ДАН СССР, 86, 259, 1952.

ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ π^- -МЕЗОНОВ В МЕДИ*

В 1953—1954 гг. на Арагацской высокогорной станции нами был поставлен ряд экспериментов по изучению спектров рождения протонов и π^- -мезонов, генерированных нейтронами в графите, алюминии, меди и свинце**. Измерения производились при помощи магнитного спектрометра, схема которого приведена на рис. 1. Напряженность магнитного поля равнялась 7100 эрстед. Размеры поля 10 x 17,8 x 69,1 см. Над установкой находились свинцовый поглотитель P_0 толщиной 32 г/см² (для поглощения электронно-фотонной компоненты) и над ним графитовый поглотитель толщиной около 40 г/см². Под зазором магнита были расположены медные поглотители P_1 — P_6 ; они имели соответственно толщины: 10,6; 18,2; 23,1; 36,4; 52,9 и 35,6 г/см². Подробное описание установки в [4]. За два месяца работы было зарегистрировано около 500 π^- -мезонов с полной энергией $E \approx 510$ Мэв. Распределение этих мезонов по их энергиям приведено в табл. 1.

При обработке траекторий частиц, проходящих через магнитное поле, непосредственно получались величины δ , которые были связаны с импульсом частиц формулой $P = 6,36/\delta$, где импульс измеряется в единицах Бэв/с. Каждый интервал δ был разделен на четыре равные части (например, в интервале $1 \leq \delta \leq 2$ взяты значения $\delta = 1; 1,25; 1,5; 2$).

Для изучения траектории частиц в магнитном поле и поведения их в медных поглотителях применялись трафареты, на которых в масштабе была изображена схема установки в двух перпендикулярных плоскостях, как это показано на рис. 1. Трафареты позволяли воспроизвести проекции траекторий частиц на эти плоскости. Если частица не претерпевала ядерного взаимодействия, то проекция ее траектории в плоскости, параллельной магнитным силовым линиям, должна

* ДАН СССР, 105, 1204, 1955. (Совавторы: Г. С. Саакян, М. Т. Айвазян, Э. А. Киракосян, А. С. Алексанян).

** Материалы по спектрам рождения протонов и π^- -мезонов в графите см. [4].

представлять собой прямую линию по всему пути ее движения в установке. Проекция траектории такой частицы в плоскости, перпендикулярной силовым линиям в магнитном поле, изображится дугой окружности, а вне поля в медных поглотителях — прямой линией, касательной к этой окружности в точке выхода частицы из поля.

В случае ядерного взаимодействия частиц в медных поглотителях наблюдаются следующие типы явлений: 1) видимое образование звезд, 2) ядерное рассеяние, 3) остановки частиц.

Звездами мы называем случаи, при которых в рядах счетчиков, расположенных между поглотителями, наблюдалось кратное загорание счетчиков (см. рис. 1). Однако было бы неверно руководствоваться только этим критерием, так как многократное загорание счетчиков может быть вызвано и δ -электронами или случайными сопровождениями, т. е. посторонними частицами, попадающими в установку в момент регистрации π^- -мезона. δ -электронные явления можно отличить от ядерных звезд по тому признаку, что в первом случае всегда загораются лишь соседние счетчики, близко расположенные к траектории частицы, которая при этом представляет собою прямую линию, пронизывающую все поглотители; в случае же ядерных звезд в значительном большинстве случаев нарушается прямолинейность в одной из проекций первоначальной траектории. Кроме того, исследуя кратные загорания счетчиков, можно построить лучи, пересекающиеся в одной точке, причем довольно часто наблюдаются лучи, лежащие как в сторону нижней, так и в сторону верхней полусферы от горизонтальной плоскости, проходящей через точку пересечения лучей. Характерно еще, что лучи, идущие назад, короткие, тогда как лучи, идущие вперед, сравнительно длиннее, причем они проникают в следующие поглотители, а иногда проходят даже через последний поглотитель P_6 . Число случайных совпадений вообще мало. Кроме того, из случайных траекторий в большинстве случаев не представляется возможным построить звезду, т. е. лучи, исходящие из одной точки. Несмотря на перечисленные характерные признаки ядерных звезд, иногда бывает трудно однозначно установить поглотитель, в котором имело место взаимодействие.

Под ядерным рассеянием мы подразумеваем отклонение обеих проекций траектории частицы или одной из них на угол $\theta > 10^\circ$. При рассматриваемых энергиях мезонов угол многократного кулоновского рассеяния мал, так что отобранные по этому критерию изломы траекторий действительно представляют собою ядерное рассеяние частиц. Однако случаи, принятые нами за ядерное рассеяние мезонов, могли быть частич-

Π_0 

РР



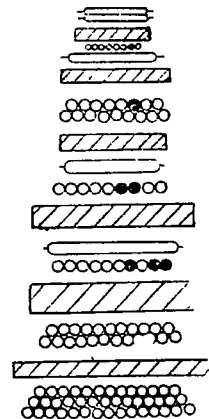
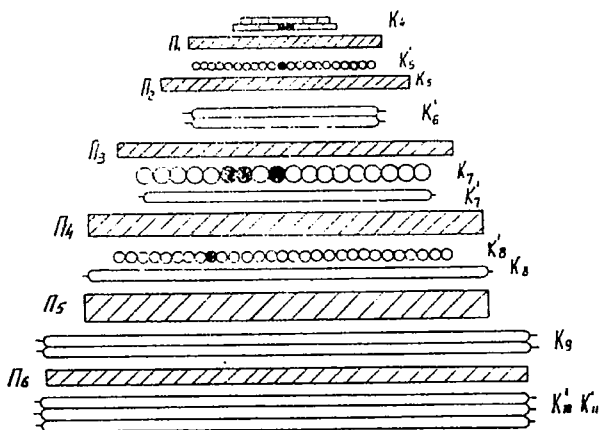
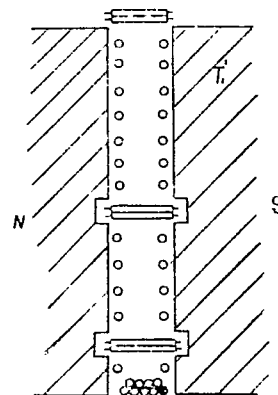
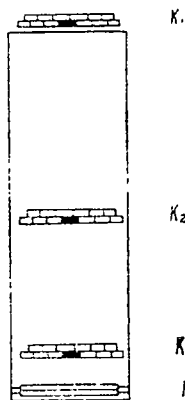
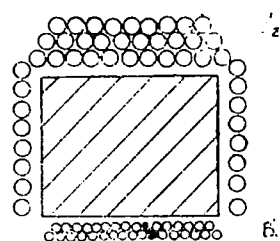
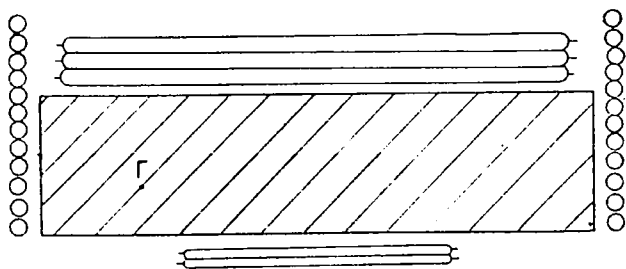


Рис. 1. Вертикальный разрез магнитного спектрометра—перпендикулярный и параллельный силовым линиям поля. N и S—полосы электромагнита; Π_0 —свинцовый поглотитель; Γ —графитовый поглотитель для генерации π -мезонов; Π_1 — Π_6 —медные поглотители; K_1 — K_4 —координатные ряды счетчиков. Черными кружками отмечены координаты π -мезона с импульсом $P=5100$ Мэв/с. В поглотителе Π_3 частица вызвала звезду.

но звездами, продукты которых, за исключением одного, погибли в поглотителях и не дошли до счетчиков, расположенных под или над поглотителем, в котором произошло соударение.

Наконец, под остановкой мы подразумеваем явление, при котором выходящая из магнитного поля частица бесследно пропадает в каком-либо поглотителе, причем до места исчезновения она двигалась как невзаимодействующая частица. Часть этих случаев, по-видимому, представляет собой явления перезарядки мезонов, рассеяния мезонов на большой угол, при котором частица, идя в сторону, покидает систему поглотителей. Возможны также случаи, когда в поглотителе, где погибла частица, на самом деле образовалась звезда, состоящая только из медленных частиц, остановившихся в этом же поглотителе. Конечно, с ростом энергии мезонов число последних случаев будет стремиться к нулю.

Таблица 1

Полное поперечное сечение взаимодействия π -мезонов в меди

Интервалы отклонений δ	Интервалы полной энергии E , Мэв	Средн. энергия, Бэв	Поглотители	Суммарная толщина поглотителя, г/см ²	Общее число частиц	Число взаимодействий в поглотителях					Процент взаимодействия, г/см ²	Полное поперечное сечение в единицах 10 ⁻²⁴ см ²
						Π_1	Π_2	Π_3	Π_4	Π_5		
13-9	510-710	0.60	Π_1 и Π_2	29	134	15	18	—	—	—	102±17	1,03±0,17
9-7	710-910	0.81	Π_1 - Π_3	52	80	9	11	11	—	—	104±17	1,01±0,17
7-6	910-1070	1.00	То же	52	40	4	7	2	—	—	107±24	0,99±0,22
6-5	1070-1280	1.12	Π_1 - Π_4	88.6	48	6	9	6	8	—	95±6	1,11±0,07
5-4	1280-1600	1.50	То же	88.6	39	6	7	5	7	—	85±5	1,24±0,08
4-3	1600-2120	1.85	" "	88.6	40	6	5	7	5	—	100±10	1,06±0,11
3-2	2120-3180	2.6	Π_1 - Π_5	141	40	4	10	7	4	5	96±8	1,10±0,09
2-1	3180-6360	4.2	То же	141	25	5	4	6	2	3	81±10	1,30±0,16
1-0	6360-∞	12	" "	141	30	3	5	6	4	4	102±5	1,04±0,05

В табл. 1 приведены результаты обработки экспериментального материала. Распределение частиц по их энергиям можно аппроксимировать степенным законом с показателем $\gamma \approx 2,2$. Средние энергии представляют точки интервалов энергий, делящие числа частиц на две равные части. Средняя энергия для интервала $6,36 \leq E \leq \infty$, вычисленная по формуле $\bar{E} = \int E^{-\gamma+1} dE : \int E^{-\gamma} dE$ равна 38 000 Мэв. При ма-

лых энергиях пришлось не рассматривать часть поглотителей, чтобы уменьшить влияние ионизационных потерь энергии. Пробег взаимодействия λ вычислялся для каждого из поглотителей $\Pi_1 - \Pi_6$ в отдельности по формуле $N_i = N_0 e^{-x_i/\lambda_i}$, где N_0 — число мезонов при их выходе из магнитного поля; N_i — число невзаимодействующих частиц, вышедших из поглотителя Π_i толщиной x_i . Затем по способу наименьших квадратов вычислялся наклон прямой $\ln(N_0/N(x)) = kx$, представляющий собою наилучшее значение обратной величины пробега взаимодействия $\lambda = 1/k$. Далее ошибки вычислялись по формуле $\Delta\lambda = \sqrt{\Sigma(\lambda - \lambda_i)^2/n(n-1)}$, где n — число поглотителей, в которых изучались взаимодействия. Пробег λ для первых трех интервалов энергий, где число рассматриваемых поглотителей мало ($\Pi_1 - \Pi_3$), вычислялся по формуле $\lambda = \Sigma w_i \lambda_i / \Sigma w_i$, где w_i — относительный вес значения λ_i [3], а ошибки по формуле $\Delta\lambda = \sqrt{\Sigma w_i (\Delta\lambda_i)^2 / n \Sigma w_i}$, где $\Delta\lambda_i$ — статистическая ошибка для λ_i .

Из-за искривления путей частиц в магнитном поле, многократного рассеяния в веществе и углового распределения частиц их пути в поглотителях удлиняются. Для первых четырех интервалов энергий это удлинение пути равно примерно 4,5, 4, 3 и 2%, а для последних пяти интервалов равно 1,5% и обусловлено только угловым распределением. При вычислении пробега λ эти поправки учитывались. Если для радиуса ядер взять значение $R = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$, то для геометрического поперечного сечения ядер меди получим $\sigma_0 = \pi R^2 = 0,98 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Приведенные в табл. 1 значения полного поперечного сечения показывают, что оно слабо зависит от энергии и величина его близка к геометрическому значению σ_0 .

В работе [1] при кинетической энергии π^- -мезонов 450 Мэв для полного поперечного сечения их взаимодействия с ядрами меди найдено значение $(0,73 \pm 0,109) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. При этой энергии мы получили $\sigma = (1,03 \pm 0,17) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. В работе [2] для пробега взаимодействия π^- -мезонов в фотоэмульсии при $E = 350 \text{ Мэв}$ найдено $\lambda = 25,7 \text{ см} \approx 100 \text{ г/см}^2$. Авторы рассматривали звезды, остановки, неупругое рассеяние и упругое рассеяние на углы больше 20° . Средний атомный вес эмульсии приблизительно совпадает с атомным весом меди. При $E = 610 \text{ Мэв}$ мы для пробега получили

$\lambda = 102 \pm 17 \text{ г/см}^2$, что согласуется с приведенным значением λ для фотоэмульсии.

В заключение считаем своим долгом выразить благодарность Г. Т. Зацепину за ценное обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ S. J. Lindenbaum, C. L. Yuan Luke, Phys. Rev. 92, 1578 (1953).
² A. H. Morrish, Phys. Rev., 90, 674 (1953). ³ А. Уорсинг, Джс. Геффнер, Методы обработки экспериментальных данных, 1953. ⁴ Н. М. Кочарян, Г. С. Свакян и др., Изв. АН СССР, сер. физ., 19, 5, 1955.

СПЕКТРЫ РОЖДЕНИЯ π -МЕЗОНОВ И ПРОТОНОВ В ГРАФИТЕ*

1. Описание установки

Настоящие измерения проводились при помощи магнитного спектрометра, изображенного на рис. 1. Рабочая часть поля электромагнита имела размеры: в направлении силовых линий—10 см, в направлениях, перпендикулярных к силовым линиям,—69 см вдоль вертикали (высота полюсов) и 18 см вдоль горизонтали (ширина полюсов). Напряженность магнитного поля поддерживалась строго постоянной и равнялась 7100 Ое. На расстоянии 64 см от верхнего края полюсов электромагнита находился свинцовый поглотитель P_0 с поверхностной плотностью 32 г/см². Он с избытком закрывал телесный угол прибора и предназначался для устранения фона электронов. Траектории частиц в поле определялись при помощи координатных рядов счетчиков K_1 , K_2 и K_4 . В каждом ряду было 55 счетчиков диаметром 4,6 мм, расположенных в два ряда (подробно см. [1]). Ряд счетчиков K_3 служил для проверки достоверности исследуемых траекторий. В этом ряду счетчики были расположены также в два ряда и имели диаметр 8 мм. Для уменьшения многократного рассеяния частиц в стенках счетчиков последние в рядах K_2 и K_3 имели алюминиевые катоды. На расстоянии 4 см над координатным рядом счетчиков K_1 был расположен графитовый поглотитель Γ_1 с поверхностной плотностью 7,3 г/см². Над этим поглотителем находился двойной ряд счетчиков диаметром 1 см и длиной 45 см. Над этим рядом счетчиков находился второй графитовый поглотитель Γ_2 с поверхностной плотностью 32,8 г/см². Поглотитель Γ_2 был окружен со всех сторон счетчиками, причем верхний ряд счетчиков состоял из трех слоев. Таким образом, мы имели возможность выделить и исследо-

* Изв. АН СССР, серия физ., 19, 508, 1955. (Соавторы: Г. С. Саакян, М. Т. Айвазян, З. А. Кираксян, А. С. Александян).

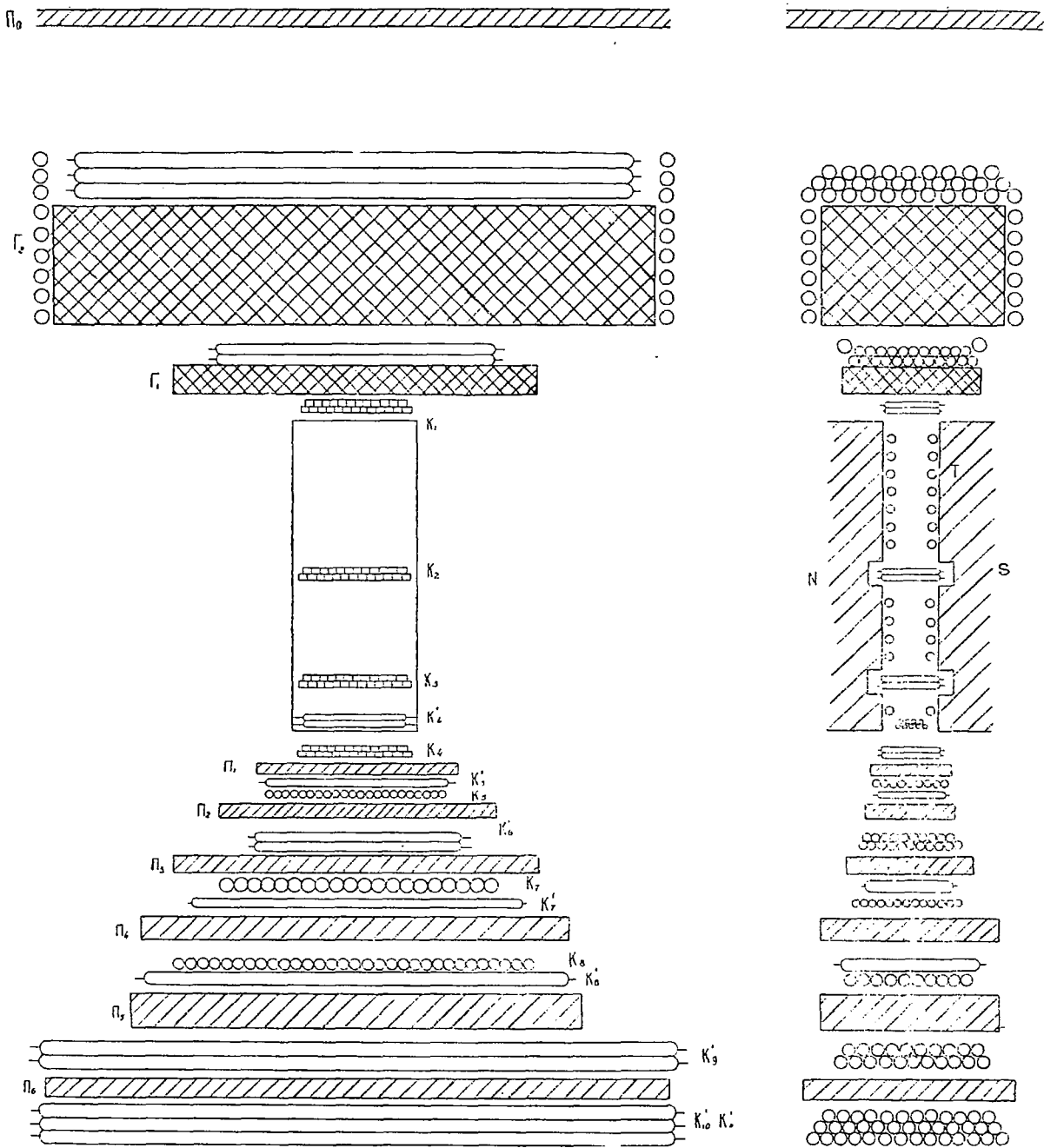


Рис. 1. Схема магнитного спектрометра. Разрез в двух перпендикулярных плоскостях. N и S — полюсы электромагнита, П₀—свинцовый поглотитель, П₁—П₆—медные поглотители, Г₁ и Г₂—графитовые поглотители, К₁—К₄—координатные ряды счетчиков, К'₁—К'₁₁ и К₅, К₇, К₈—ряды счетчиков между поглотителями, Т—торцовые счетчики.

вать отдельно заряженные частицы, генерированные нейтронами в толстом поглотителе Γ_2 и в тонком поглотителе Γ_1 .

Под магнитным зазором находились шесть медных поглотителей Π_1 — Π_6 с поверхностной плотностью 10,6, 18,3, 23,1, 36,4, 52,9 и 35,6 г/см² соответственно. С учетом толщины счетчиков общее количество вещества под магнитным зазором было 178 г/см². Между поглотителями были расположены, как это показано на рис. 1, двухслойные ряды счетчиков.

Существующий метод обработки экспериментального материала [2] позволяет найти величину δ обратно пропорциональную радиусу кривизны траектории R .

Для нашей установки импульс частиц p , измеренный в единицах $Bev\ c^{-1}$, связан с величиной δ соотношением

$$p = \frac{6,36}{\delta}. \quad (1)$$

Средняя квадратичная ошибка в измерении импульса частиц определяется формулой (см. [1])

$$\sqrt{(\Delta p)^2} = p \sqrt{k^2 p^2 + \frac{b^2}{\beta^2}}, \quad (2)$$

где $k = 0,045\ c\ (Bev)^{-1}$, $b = 0,017$, β -скорость частиц (в единицах скорости света).

Член $k\rho$ дает ошибку в измерении импульса из-за конечного диаметра счетчиков, а $\frac{b}{\beta}$ — ошибку, обусловленную многократным кулоновским рассеянием частиц в стенках счетчиков рядов K_2 и K_3 . Импульсы $p=0,5, 1, 2, 5, 10\ Bev/c$ измерялись соответственно с ошибками 4, 5, 10, 23, 45%.

2. Спектр рождения отрицательных π -мезонов

В настоящей работе мы приводим данные о спектре рождения π -мезонов и протонов, генерированных нейтронами в графитовом поглотителе Γ_1 . Материал, относящийся к генерации частиц в толстом графитовом поглотителе Γ_2 , в настоящее время находится в процессе обработки и будет опубликован в ближайшее время.

За время измерений ($2,82 \cdot 10^6\ сек$) были наблюдаемы 308 отрицательных π -мезонов с полной энергией $E > 0,21\ Bev$, генерированных нейтронами в поглотителе с поверхностной плотностью 7,3 г/см² графита и 0,5 г/см² меди (половина толщины счетчиков, расположенных над и под графитовым поглотителем).

Экспериментальные данные приведены в табл. 1. В последнем столбце этой таблицы указаны ординаты дифференциального спектра рождения отрицательных π^- -мезонов, рассчитанные на поверхностную плотность 1 г/см^2 графита. Эти числа получены делением наблюдаемых экспериментальных чисел ΔN , приведенных в третьем столбце, на величину $S\omega t \sigma x f \Delta E$, где S —площадь нижнего ряда координатных счетчиков, ω —телесный угол установки, t —продолжительность измерения, σ —светосила установки, $x = 7,8 \text{ г/см}^2$ —поверхностная плотность поглотителя, f —эффективность регистрации частиц и, наконец, ΔE —ширина рассматриваемого интервала энергий частиц.

Величина $S\omega t = 1,78 \cdot 10^7 \text{ см}^2 \text{сек стерад}$. Светосила установки была рассчитана на основании работ [3,4]. Эффективность регистрации f обусловлена пропусками в координатных рядах счетчиков, случаями одновременного срабатывания нескольких счетчиков в двух и более координатных рядах (ливни) и временем блокировки установки. Относительное

Таблица 1

Распределение 308 наблюдаемых отрицательных π^- -мезонов по энергиям

Интервалы ординат δ (в условных единицах)	Интервалы энергий Bev	Число наблюдаемых π^- -мезонов ΔN	Средняя энергия E_1 Bev	Светосила σ	Ординаты дифференциального спектра 10^{-7} сек $^{-1}$ стерад $^{-1}$ г $^{-1}$ (Bev $^{-1}$)
40 : 28	0,212 : 0,267	45	0,240	0,55	130
28 : 21	0,267 : 0,334	55	0,300	0,73	97,5
21 : 16	0,334 : 0,412	53	0,373	0,82	72,4
16 : 12	0,412 : 0,549	40	0,480	0,885	28,9
12 : 8	0,549 : 0,807	39	0,678	0,93	14,1
8 : 5	0,807 : 1,28	29	1,04	0,965	5,52
5 : 3	1,28 : 2,12	14	1,65	1,0	1,46
3 : 1	2,12 : 6,36	22	4,24	1,0	0,453
1 : 0	6,36 : ∞	11	—	1,0	—

число пропусков было около 0,06. Ливни, вообще говоря, нами обрабатывались, однако в некоторых случаях их обработать не удалось. Здесь следует отличать явно ядерные ливни от других случаев многократного срабатывания счетчиков в координатных рядах, возможно, не имеющих ядерного характера. В случаях, когда наблюдалось множественное сра-

батывание в рядах K_1 и K_2 , а иногда даже в K_3 и K_4 (рис. 1), нам не удавалось произвести однозначную обработку траекторий частиц. Относительное число таких случаев было около 0,05. Были и такие случаи, когда в первом ряду наблюдалось срабатывание одного счетчика, а затем в одном из рядов K_2 и K_3 или в обоих рядах срабатывало несколько счетчиков. Эти явления вызваны δ -электронами, выбитыми релятивистскими частицами из стенок счетчиков в рядах K_2 и K_3 , воздушными узкими ливнями, сопровождающими регистрируемую частицу, и в небольшом числе случайными совпадениями. Относительное число всех этих случаев составляло около 0,06.

После каждого срабатывания системы требовалось около 1 сек для того, чтобы установка пришла в рабочее состояние. За час установка регистрировала около 70 частиц, следовательно, в течение около 0,02 времени установка была заблокирована.

Из приведенных выше чисел находим, что эффективность установки для регистрации частиц была равна примерно 0,82.

В отличие от наших предыдущих работ в этой работе мы учитывали также те случаи, когда проходящие через магнитное поле частицы сопровождалась ливнями, т. е. когда в координатном ряду K_1 срабатывало несколько счетчиков.

Траектории всех отрицательных π -мезонов подвергались детальной обработке при помощи трафаретов, представленных на рис. 1. Эти трафареты были начерчены в масштабе установки и давали возможность контролировать и удостовериться в правильности траекторий взятых частиц. Особенно тщательному просмотру подвергались случаи, когда частица сопровождалась ливнями в каком-либо ряду координатных счетчиков. Несмотря на это, все же часть ливней нам не удалось обработать. Как уже было сказано выше, число таких ливней составляло около 5% от общего числа частиц.

Вычисление вида спектра π -мезонов для областей энергий $0,212 < E < 6,36 \text{ Bev}$ приводит к результату:

$$n_{\pi}(E)dE = \frac{adE}{(E_0 + E)^{\gamma}}, \quad (3)$$

где E — полная энергия в единицах Bev , $\gamma = 2,2$, $E_0 = 0,03 \text{ Bev}$, $a = 0,69 \cdot 10^{-6} \text{сек}^{-1} \text{степ}^{-1} 2^{-1} (\text{Bev})^{\gamma-1}$. Таким образом, $n_{\pi}(E)dE$ представляет собой вертикальный поток отрицательных π -мезонов, образованных нейтронами в графите с поверхностной плотностью 1 г/см^2 .

Генерирующий поглотитель G_1 достаточно тонок, а потому роль вторичных ядерных процессов и ионизационных по-

терь энергии не существенна. Следовательно, найденный нами спектр (3) представляет собой истинный спектр рождения отрицательных π -мезонов в графите. Вид этого спектра представлен на рис. 2. Ошибки около экспериментальных точек являются среднеквадратичными; светлые толчки представляют собой спектр рождения π -мезонов в воздухе, рассчитанный Гарибяном и Гольдманом [5]. Для сравнения с нашими данными ординаты спектра работы [5] делились на величину

$$\left(1 + \frac{N_p(E)}{N_n(E)} \right) \left(1 + \frac{N_{\pi^+}(E)}{N_{\pi^-}(E)} \right) \rho(h) e^{\Delta h/l},$$

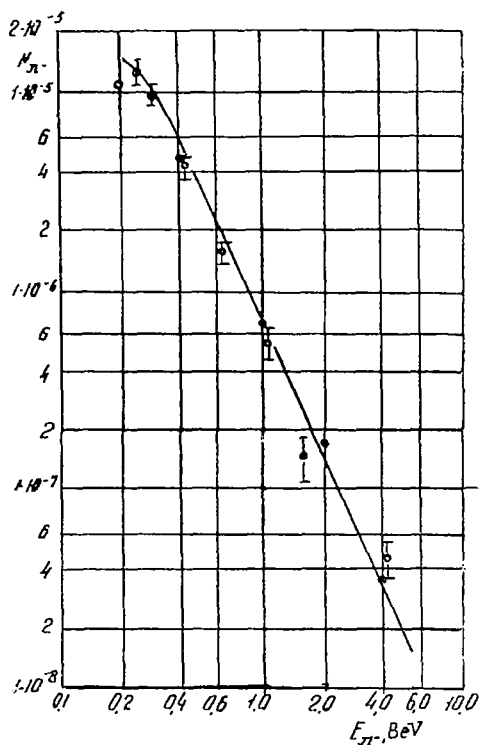


Рис. 2. Энергетический спектр отрицательных π -мезонов, генерированных в графитовом поглотителе G_1 . По оси ординат отложено число π -мезонов в единицах $\text{сек}^{-1}\text{стер-1}_2^{-1}(\text{Bev})^{-1}$. Черные точки — наши, светлые точки — по данным Гарибяна и Гольдмана [5].

где $N_p(E)$ и $N_n(E)$ соответственно число протонов и нейтронов, способных родить π^- -мезоны с энергией $E > 0,2 \text{ Bev}$, $N_+(E)$ и $N_{\pi^-}(E)$ — число положительных и отрицательных π -мезонов с энергией E , генерированных нейтронами; $\rho^{(h)}$ плотность воздуха в атмосфере на глубине $h=670 \text{ г/см}^2$ (в [5] спектр был рассчитан для $h=670 \text{ г/см}^2$ и там ординаты представляют собой число частиц, рожденных в 1 см^3 воздуха, тогда как у нас в графите с поверхностной плотностью 1 г/см^2), l — пробег для поглощения нуклонной компоненты в воздухе, принятый равным 120 г/см^2 и, наконец, Δh — разность глубин. Наши эксперименты производились на глубине, соответствующей 700 г/см^2 воздуха + 30 г/см^2 графита (толщина поглотителя Γ_2); следовательно, $\Delta h=60 \text{ г/см}^2$.

Для отношения $\frac{N_p(E)}{N_n(E)}$ принималось значение, равное единице.

Отношение чисел π -мезонов различных знаков было определено из нашего эксперимента. Было найдено, что при

$$E < 1 \text{ Bev} \quad \frac{N_{\pi^-}}{N_{\pi^+}} \approx 1,10 \pm 0,08.$$

3. Спектр рождения протонов

За то же время наблюдений одновременно с π -мезонами было наблюдеено 1089 протонов с энергией $E > 0,05 \text{ Bev}$, генерированных нейтронами в слое вещества с поверхностной плотностью $7,3 \text{ г/см}^2$ графита + $0,54 \text{ г/см}^2$ меди (стенки счетчиков). Результаты наблюдений приведены в табл. 2.

Система поглотителей (поверхностная плотность 178 г/см^2 Cu), расположенных под магнитным зазором, позволяла произвести непосредственное разделение потоков генерированных протонов и π^+ -мезонов при импульсах частиц $p \leq 1 \text{ Bev } c^{-1}$. В этой области импульсов было определено отношение между числами отрицательных и положительных π -мезонов. Для более точного определения этого отношения был использован поток π -мезонов, генерированных в графитовом поглотителе Γ_1 . Оказалось, что при $p < 1 \text{ Bev } c^{-1}$ это отношение равно $1,10 \pm 0,08$, причем с увеличением импульса оно, видимо, медленно убывает, стремясь к единице для мезонов с $p \sim 1 \text{ Bev } c^{-1}$. Для исключения потока π^+ -мезонов из потока протонов при $p > 1 \text{ Bev } c^{-1}$ предполагалось, что в этой области импульсов отношение чисел мезонов с тем и другим знаками

заряда равно единице, и из числа положительных частиц рассматриваемых импульсов вычиталось число π -мезонов с соответствующими импульсами.

Таблица 2

Экспериментальное распределение 1089 наблюдаемых протонов по энергиям и импульсам

Интервалы отклонений δ (в условных единицах)	Интервалы импульсов, $Bev\ c^{-1}$	Интервалы энергий, Bev	Число наблюдаемых протонов ΔN	Светосила σ	Ординаты дифференциального энергетического спектра, $10^{-7}\ сек^{-1}\ стерад^{-1}\ эв^{-1}\ (Bev)^{-1}$	Ординаты дифференциального импульсного спектра $10^{-7}\ сек^{-1}\ стерад^{-1}\ эв^{-1}\ (Bevc)^{-1}$
20 ÷ 17	0,318 ÷ 0,376	0,052 ÷ 0,073	109	0,82	574	200
17 ÷ 14	0,376 ÷ 0,455	0,073 ÷ 0,105	194	0,87	591	246
14 ÷ 13	0,455 ÷ 0,490	0,105 ÷ 0,120	84	0,90	510	233
13 ÷ 12	0,490 ÷ 0,530	0,12 ÷ 0,14	95	0,91	456	228
12 ÷ 11	0,530 ÷ 0,579	0,140 ÷ 0,164	98	0,92	420	190
11 ÷ 10	0,579 ÷ 0,636	0,164 ÷ 0,193	83	0,93	269	137
10 ÷ 9	0,636 ÷ 0,707	0,193 ÷ 0,237	81	0,94	171	106
9 ÷ 8	0,707 ÷ 0,795	0,237 ÷ 0,29	82	0,95	142	85,8
8 ÷ 7	0,795 ÷ 0,91	0,29 ÷ 0,37	78	0,96	89	61,7
7 ÷ 6	0,91 ÷ 1,06	0,37 ÷ 0,47	45	0,97	40	26,9
6 ÷ 5	1,06 ÷ 1,27	0,47 ÷ 0,64	58	0,98	30,4	24,6
5 ÷ 4	1,27 ÷ 1,59	0,64 ÷ 0,91	42	0,99	13,6	11,5
4 ÷ 3	1,59 ÷ 2,12	0,91 ÷ 1,38	27	1,0	5,0	4,458
3 ÷ 1	2,12 ÷ 6,36	1,38 ÷ 5,49	13	1,0	0,276	0,258

Так как поглотитель Γ_1 был достаточно тонок, то вторичными ядерными процессами можно было пренебречь. Ионизационные же потери энергии при $p < 0,8\ Bev\ c^{-1}$ ($E < 0,3\ Bev$)

для протонов существенны. Для получения истинного спектра рождения протонов следует учесть ионизационные потери энергии. Эти поправки были вычислены в предположение, что частицы в среднем рождались в центре поглотителя.

На рис. 3 представлен импульсный спектр протонов. Ошибки, указанные на кривой, являются среднеквадратичными. В области $p < 0,8\ Bev\ c^{-1}$ плавная кривая проведена с учетом ионизационных потерь энергии протонами.

Следует указать, что в потоке зарегистрированных частиц должно присутствовать и некоторое число дейтонов [6]. Однако в этих экспериментах нам не удалось оценить долю дейтонов в потоке протонов.

На рис. 4 показан энергетический спектр рождения этих частиц в предположение, что все они являются протонами.

Этот спектр при $E > 0,2$ Вев можно аппроксимировать степенным законом $n_p(E)dE = \frac{b}{E^\gamma} dE$, (4)

где $b = 0,71 \cdot 10^{-6} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1} \text{ з}^{-1} (\text{Вев})^{\gamma-1}$ и $\gamma = 2,6$; $n_p(E)dE$ представляет число протонов, рожденных в графите с поверхностной плотностью 1 г/см^2 .

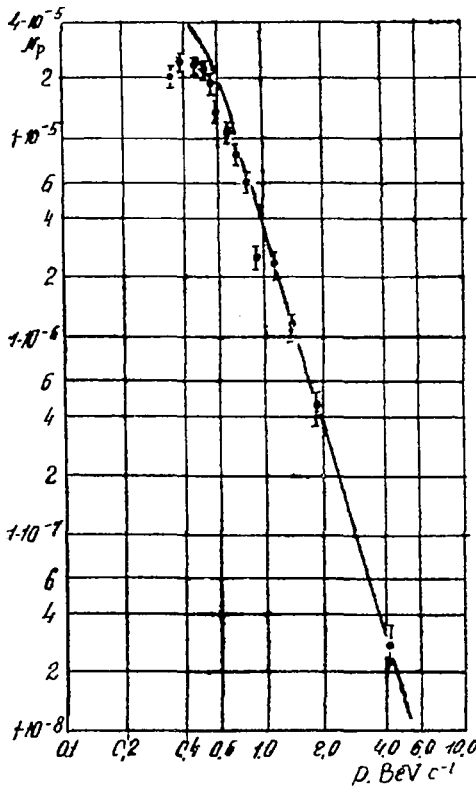


Рис. 3. Импульсный спектр протонов, генерированных в графитовом поглотителе Γ_1 . По оси ординат отложено число протонов в единицах $\text{сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1} \text{ з}^{-1} (\text{Вев c}^{-1})^{-1}$.

Представляет интерес произвести сравнение числа ливневых π -мезонов (т. е. мезонов с полной энергией $E_\pi \geq 0,22$ Вев) и числа протонов с $E > 0,5$ Вев. Число таких отри-

цательных π -мезонов согласно (3) равно $3,08 \cdot 10^{-6}$ частиц $\text{сек}^{-1}\text{стерад}^{-1}\text{г}^{-1}$. Число протонов с $E > 0,5 \text{ Bev}$ согласно (4) равно $1,32 \cdot 10^{-6}$ частиц $\text{сек}^{-1}\text{стерад}^{-1}\text{г}^{-1}$. Согласно нашим экспериментальным данным, число положительных и отрицательных мезонов приблизительно одинаково. Следовательно, при нашем способе отбора частиц протоны составляют около 18% от общего числа ливневых частиц.

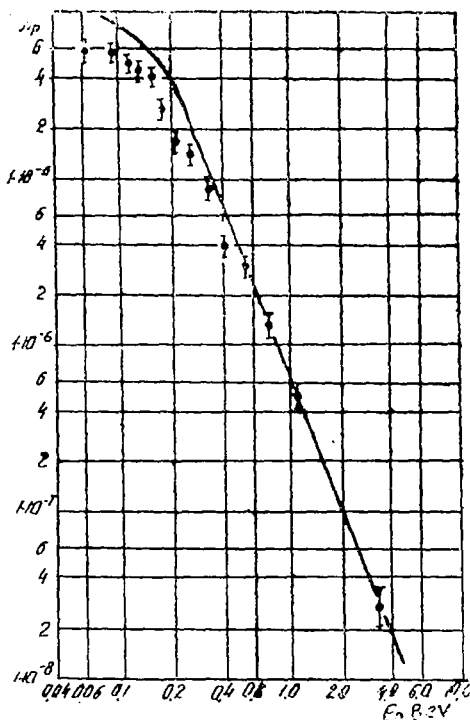


Рис. 4. Энергетический спектр протонов, генерированных в графитовом поглотителе Γ_1 . По оси ординат отложено число протонов в единицах $\text{сек}^{-1}\text{стерад}^{-1}\text{г}^{-1} (\text{Bev})^{-1}$.

В заключение авторы выражают благодарность С. Н. Вернову и Н. Л. Григорову за обсуждение результатов настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

¹ Н. М. Кочарян, ДАН СССР, 98, 369, 1954. ² С. Д. Кайтмазов, ДАН АрмССР, 14, 129, 1951. ³ Н. М. Кочарян, С. Д. Кайтмазов, Изв. АН АрмССР, 7, 43, 1954. ⁴ Г. С. Саакян, Изв. АН АрмССР, 7, 54, 1954. ⁵ Г. М. Гарибян, И. И. Гольдман, ЖЭТФ, 26, 257, 1954. ⁶ U. Camerini, P. H. Fowler, W. O. Lock, H. Muirhead, Phil. Mag. 41, 413, 1950.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ПРОТОНОВ НА ВЫСОТЕ 3200 м НАД УРОВНЕМ МОРЯ*

1. Вероятность остановки протонов

В предыдущих работах нашей лаборатории спектр протонов был получен для области импульсов $p < 2 \text{ Bev } c^{-1}$. При больших импульсах медные поглотители, расположенные под магнитным зазором, не дают возможности произвести непосредственное отделение потоков протонов и μ -мезонов друг от друга. Однако разделение этих потоков можно произвести косвенным образом, если изучать ядерные взаимодействия частиц в поглотителях и учесть то обстоятельство, что μ -мезоны не взаимодействуют с ядрами, в то время как протоны с ними взаимодействуют.

В этих измерениях под магнитным зазором находилось шесть медных поглотителей с общей поверхностной плотностью 178 г/см^2 . μ -мезоны, остановившиеся в этих поглотителях, имели импульсы $p < 0,4 \text{ Bev } c^{-1}$. Протоны с импульсами $p < 1,1 \text{ Bev } c^{-1}$ также могли останавливаться благодаря ионизационным потерям энергии, тогда как при больших импульсах они могли останавливаться лишь благодаря ядерным взаимодействиям. Здесь под словом «остановка» подразумеваются случаи ядерных взаимодействий, когда не только первичный протон, но и созданные им вторичные продукты исчезают в системе поглотителей. Таким образом, если бы мы знали вероятность остановки протона $W(E)$ как функцию энергии, то по числу остановившихся частиц при $p > 1,1 \text{ Bev } c^{-1}$ могли бы определить истинное число протонов, прошедших внутри телесного угла магнитного спектрометра.

Для определения вероятности $W(E)$ необходимо иметь поток протонов, проходящих через магнитный спектрометр, и определить отношение числа протонов, остановившихся в поглотителях, к числу проходящих через них, как функцию

* Изв. АН СССР, серия физ., 19, 5, 515, 1955. (Соавторы: Г. С. Саакян, М. Т. Айвазян, З. А. Қиракосян, А. С. Алексанян).

энергии. Такой поток мы получали, когда над установкой находились графитовые поглотители Γ_1 и Γ_2 (см. [1]), и изучали спектр протонов и π -мезонов, образованных нейтронами в этих графитовых поглотителях. Регистрировались все генерированные частицы, как остановившиеся, так и прошедшие через поглотители. Генерированные отрицательные частицы могли быть только π^- -мезонами, тогда как положительными частицами были протоны и π^+ -мезоны.

В случае частиц с импульсами $p \leq 1,1 \text{ Bev. c}^{-1}$ система поглотителей позволяла произвести прямое отделение потока протонов от потока π^+ -мезонов. Для разделения этих потоков при больших импульсах мы определяли отношение между числами π -мезонов обоих знаков. Как было сказано в [1], отношение числа отрицательных к числу положительных π -мезонов с импульсами $p < 1 \text{ Bev. c}^{-1}$ равно $1,1 \pm 0,08$, причем с увеличением импульса оно, по-видимому, медленно убывает, стремясь к единице. Было сделано предположение, что это отношение равно единице и при импульсах $p > 1 \text{ Bev. c}^{-1}$. Поэтому для определения числа протонов с $p > 1 \text{ Bev. c}^{-1}$ мы вычитали из общего числа генерированных положительных частиц число π -мезонов. В табл. 1 приведено полученное таким образом энергетическое распределение протонов, как остановившихся в поглотителях, так и прошедших через них. Кривая зависимости вероятности остановки от энергии изображена на рис. 1.

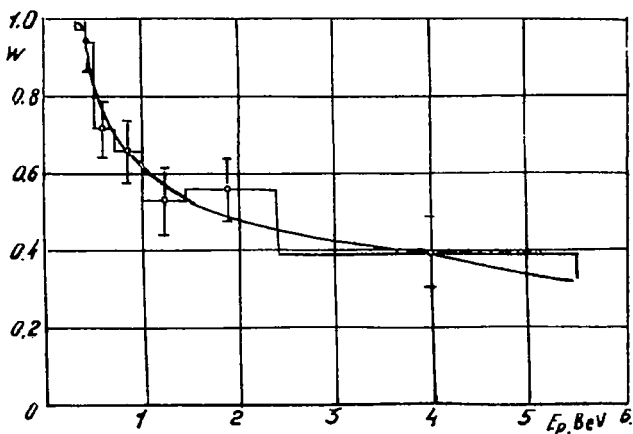


Рис. 1. Кривая вероятности остановки протонов. По оси абсцисс отложена энергия протонов в единицах Bev , а по оси ординат—отношение числа остановившихся в поглотителях протонов к полному числу протонов, прошедших через магнитный спектрометр. Приведенные ошибки являются среднеквадратичными.

Распределение генерированных протонов по энергиям и импульсам

Интервалы отклонений (в условных единицах)	Интервалы импульсов, $Bev\ c^{-1}$	Интервалы энергий, Bev	Число протонов		Вероятность остановки $W(E)$
			всех	остановившихся	
8—7	0,795—0,91	0,29—0,37	316	309	0,98
7—6	0,91—1,06	0,37—0,47	255	243	0,95
6—5	1,06—1,27	0,47—0,64	256	185	0,72
5—4	1,27—1,59	0,64—0,91	197	128	0,65
4—3	1,59—2,12	0,91—1,38	122	65	0,53
3—2	2,12—3,18	1,38—2,38	55	31	0,56
2—1	3,18—6,36	2,38—5,49	43	17	0,39

2. Спектр протонов в воздухе

При помощи установки, описанной в [1], были произведены измерения по определению спектра протонов в воздухе. В этих измерениях поглотители Γ_1 и Γ_2 (см. рис. 1 в [1]) были удалены, и над магнитным зазором оставался только свинцовый поглотитель с поверхностной плотностью 32 г. см^{-2} .

За время измерений ($1,77 \cdot 10^6\text{ сек}$) было зарегистрировано 6852 протона с энергией $>0,03\text{ Bev}$, остановившихся в поглотителях. Все необходимые данные, относящиеся к спектру протонов, приведены в табл. 2.

Для вычисления потока протонов с импульсами (энергиями) в заданном интервале число наблюдаемых частиц, приведенное в четвертой графе табл. 2, делилось на величину.

$$S\omega t \sigma f W = 5,9 \cdot 10^6 W, \quad (5)$$

где $t=1,77 \cdot 10^6\text{ сек}$ —продолжительность наблюдения, S —площадь нижнего ряда координатных счетчиков (см. рис. 1 в [1], ряд K_1), ω —телесный угол установки, σ —светосила, f —эффективность регистрации частиц и W —вероятность остановки протонов в поглотителях, находящихся под магнитным зазором. Значения W взяты с кривой рис. 1.

В измерениях спектра протонов эффективность регистрации f равнялась 0,78. В описываемых здесь измерениях торцовые счетчики T , расположенные на полюсах электромагнита, были включены в систему антисовпадений. Вследствие этого действующая длина координатных рядов счетчиков равнялась 8 см и величина $S\omega=4,26\text{ см}^2\text{ стерад}$.

Полученный таким способом энергетический спектр протонов приведен на рис. 2. При энергиях $E > 2 \text{ Bev}$ наклон кривой $\gamma \approx 2,8$. На рисунке приведены среднеквадратичные ошибки для числа наблюдаемых протонов без учета статистических ошибок определения вероятности остановки W . Если предположить, что в области энергии $E > 5,5 \text{ Bev}$ спектр протонов выражается формулой $aE^{-2,8}dE$, то для вероятности остановки частиц получается значение $W = 0,09$.

Таблица 2

Распределение остановившихся в поглотителях протонов по энергиям и импульсам

Интервалы отклонений (в условных единицах)	Интервалы импульсов, $Bec \cdot c^{-1}$	Интервалы энергий, Bev	Число наблюдаемых частиц ΔN	Светосила δ	Вероятность остановки $W(E)$	Ординаты дифференциального импульсного спектра $10^{-5} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1} (Bec \cdot c^{-1})^{-1}$	Ординаты дифференциального энергетического спектра $10^{-5} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1} (Bec \cdot c^{-1})^{-1}$
26—21	0,245—0,303	0,031—0,048	105	0,732	1	42	150
21—17	0,303—0,376	0,048—0,073	228	0,815	1	65,4	193
17—14	0,376—0,455	0,073—0,105	369	0,875	1	93,2	221
14—12	0,455—0,531	0,105—0,14	436	0,905	1	108	234
12—11	0,531—0,579	0,14—0,164	284	0,92	1	110	220
11—10	0,579—0,636	0,164—0,193	398	0,93	1	128	252
10—9	0,636—0,707	0,193—0,237	506	0,94	1	129	208
9—8	0,707—0,795	0,237—0,29	617	0,95	1	126	209
8—7	0,795—0,91	0,29—0,37	731	0,96	1	113	162
7—6	0,91—1,06	0,37—0,47	827	0,97	0,99	98	147
6—5	1,06—1,27	0,47—0,64	772	0,98	0,79	81,5	101
5—4	1,27—1,59	0,64—0,91	562	0,99	0,65	47,3	56,1
4—3	1,59—2,12	0,91—1,38	503	1,0	0,56	29,2	33,0
3—2	2,12—3,18	1,38—2,38	386	1,0	0,5	12,4	13,2
2—1	3,18—6,36	2,38—5,49	108	1,0	0,4	1,45	1,48
1—0	6,36— ∞	5,49— ∞	13	1,0	—	—	—

Произведем сравнение этого спектра со спектром протонов, приведенным в работе [2]. Для этого прежде всего следует учесть, что в описываемых здесь измерениях над установкой находился поглотитель Π_0 с поверхностной плотностью 32 г. см^2 свинца. В работе [2] для коэффициента поглощения протонов с импульсами $P > 1 \text{ Bev } c^{-1}$ дается значение $\mu = \frac{1}{315}$.

Следовательно, для сравнения нашего спектра со спектром в работе [2] необходимо ординаты спектра, изображенного на рис. 2, умножить на величину $e^{32/315} = 1,11$. После введения этой поправки интенсивность протонов получается приблизительно на 10% меньше, чем в работе [2].

Произведем сравнение интенсивности нуклонов в атмосфере на глубине где $x=705\text{г}/\text{см}^2$, с интенсивностью первичного излучения на границе атмосферы. Из работы [3] для интенсивности нуклонов с кинетическими энергиями, большими 1, 2, 4 и 6 Bev , имеем 0,168, 0,134, 0,0947 и 0,067 нуклонов $\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}\text{стерад}^{-1}$. Из приведенного в этой работе спектра для интенсивности потока протонов с теми же энергиями имеем соответственно $3,39 \cdot 10^{-4}$, $1,23 \cdot 10^{-4}$, $0,41 \cdot 10^{-4}$ и $0,228 \cdot 10^{-4}$ протонов $\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}\text{стер}^{-1}$.

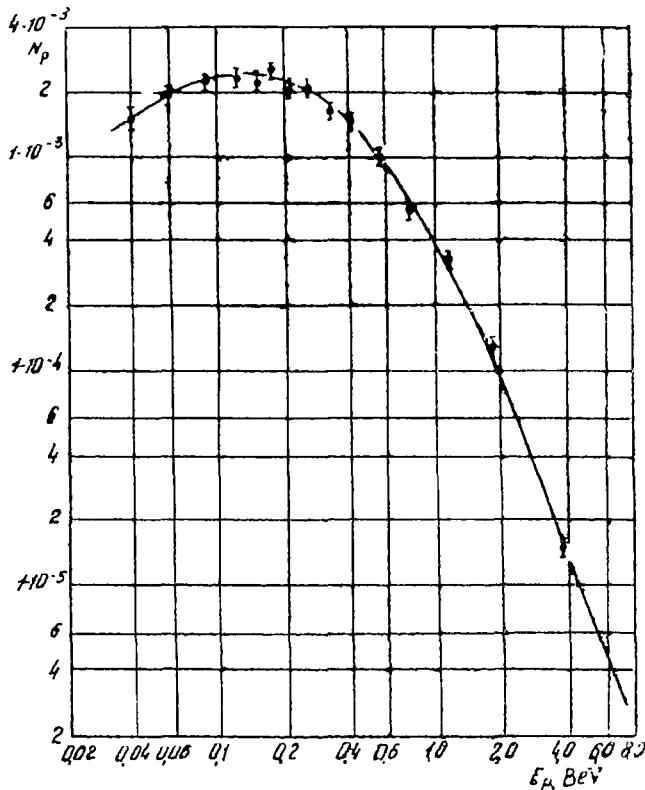


Рис. 2. Энергетический спектр протонов на высоте 3200 м над уровнем моря. По оси ординат отложено N_p в единицах $\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}\text{стерад}^{-1}$ (Bev)⁻¹. Приведенные ошибки являются среднеквадратичными.

При расчете интенсивности протонов учитывалось влияние свинцового поглотителя с поверхностной плотностью

32 г/см² расположенного над установкой (интенсивности, полученные из спектра, представленного на рис. 2, были увеличены на 10%). Для получения полного числа нуклонов предполагалось, что при этих энергиях число нейтронов равно числу протонов, и приведенные числа умножались на 2. Сравнивая найденную таким образом интенсивность с интенсивностью первичных нуклонов, находим для коэффициента поглощения потока протонов с энергиями, большими 1, 2, 4 и 6 Вев, соответственно значения $\frac{1}{127}$, $\frac{1}{112}$, $\frac{1}{100}$ и $\frac{1}{97}$.

ЛИТЕРАТУРА

¹ Н. М. Кочарян, Г. С. Саакян, М. Т. Айвазян, Э. А. Киракосян, А. С. Александян, Изв. АН СССР, сер. физ. 12, 5, 508, 1955. ² Н. М. Кочарян, ЖЭТФ, 28, 160, 1955. ³ W. Heisenberg Kosmische Strahlung. Berlin, 1953.

КОНСТРУКЦИЯ НОВЫХ СЧЕТЧИКОВ ТИПА ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА И ИЗУЧЕНИЕ ИХ СВОЙСТВ*

Целью настоящей работы является рассмотрение метода изготовления и физических свойств новых счетчиков типа Гейгера-Мюллера, которые сохранили бы все основные свойства обычных счетчиков и одновременно создали бы возможность для изучения элементарных частиц малых энергий, не изучаемых обыкновенными счетчиками, т. е. по мере возможности суметь достичь области энергии частиц, изучаемой методом фотопластинок.

Новые счетчики изготовлены следующим образом.

В стеклянную трубу вставлена спираль из медной проволоки диаметром 1 мм (рис. 1). Витки спирали отстоят друг от друга на некотором расстоянии. По оси спирали проходит нить А, один конец которой спаян со стеклом, а другой (а) выходит и служит положительным электродом.

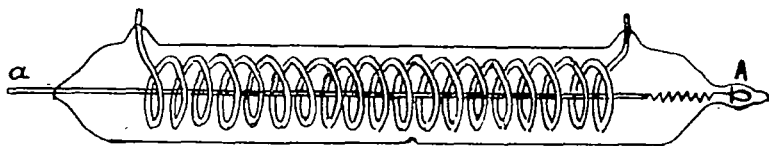


Рис. 1.

Оба конца спирали спаяны со стеклом и служат отрицательным электродом. Плотность спирали, т. е. число витков, приходящихся на единицу длины, может быть различна.

Обычные счетчики представляют собой цилиндрические конденсаторы, и, следовательно, поле в них имеет градиент только по радиусу цилиндра. В спиральных счетчиках поле изменяется не только по радиусу спирали, но и по длине ее. Если витки равномерно удалены друг от друга, поле вдоль

* Ереванский гос. ун-т, Научные труды, 48, 71, 1955. (Соавтор А. А. Дургарян).

счетчика периодически меняется от витка к витку. Поле внутри счетчика будет обладать градиентом и вдоль нити, меняясь спиралеобразно, причем непосредственно у витка имеет максимальное значение, а между витками—минимальное значение. В непосредственной близости от нити, на малых расстояниях от нее, поле выражается приблизительно формулой поля цилиндрического конденсатора. Ясно, что характерные свойства нового счетчика (начало работы, длина плато, эффективность и т. д.) будут зависеть не только от тех факторов, которые определяют свойства обыкновенных счетчиков, т. е. от состава газа, его давления, размера счетчика и т. д., но и от числа витков, приходящихся на единицу длины, от однородности их распределения по длине спирали и от положения крайних витков. Изготовленные нами спиральные счетчики имели диаметр 20 мм и длину 100—120 мм. Спирали имели разную плотность—от 1,13 вит/см до 2,54 вит/см. Часть счетчиков имела равномерное, а часть—неравномерное распределение витков.

Для сравнения спиральных счетчиков с обычными были изготовлены обычные цилиндрические счетчики тех же размеров, которые одновременно со спиральными и при тех же условиях, были заполнены аргоном с 10% примесью метилового спирта под давлением 100 мм.

В результате исследования работы спиральных счетчиков при помощи катодного осциллографа выяснено, что счетчики с равномерным распределением витков и их одинаковой удаленности от нити имеют чистый импульс и нормальный рабочий режим, в то время как при заметном, неравномерном распределении витков или неодинаковом их радиусе они имеют неустойчивый рабочий режим и под одним и тем же напряжением—импульсы различной величины.

Таким образом равномерное распределение витков, постоянство их радиуса (допустимо увеличение радиуса крайних витков), симметрия нити—необходимые условия устойчивой и хорошей работы счетчика.

Зависимость начала работы счетчика от числа витков, приходящихся на единицу длины (за начало работы принят тот потенциал, при котором счетчик дает импульс, равный 0,5 вольта) в изученной области от $p=1,13$ вит/см до $p=2,54$ вит/см, получилась линейной (рис. 2), причем с увеличением p необходимое начальное напряжение для работы счетчика уменьшается.

При диаметре нити спирали 1 мм и $p=10$ вит/см, соседние витки касаются друг друга. Это соответствует обычным цилиндрическим счетчикам, для которых напряжение $V_{cp}=850$ в (точка А на кривой 3).

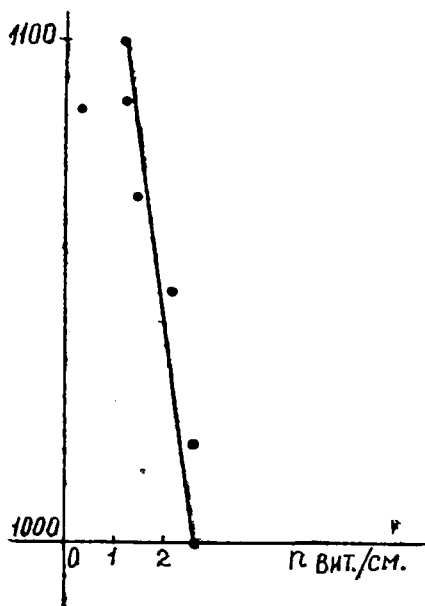


Рис. 2.

При $n \rightarrow 0$ кривая асимптотически приближается к оси ординат. Полная кривая указанной зависимости представлена на рис. 3.

Спиральные счетчики имеют довольно хорошее длинное

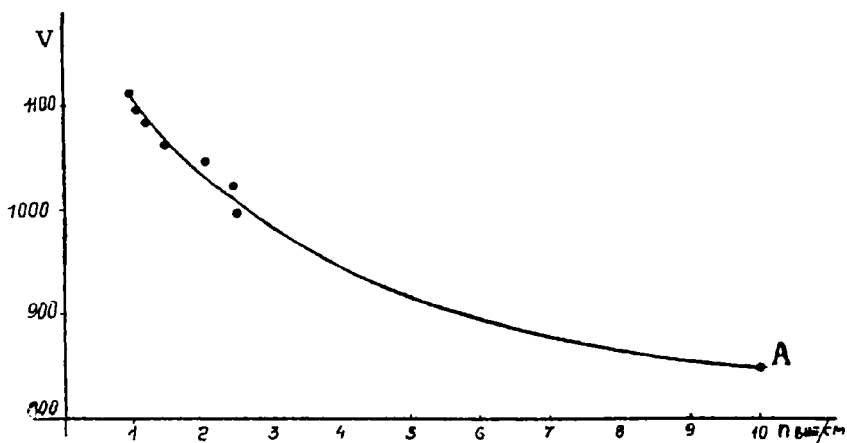


Рис. 3.

плато, как это видно из кривых счетчиков № 2, 3, 6, 8 (рис. 4—7).

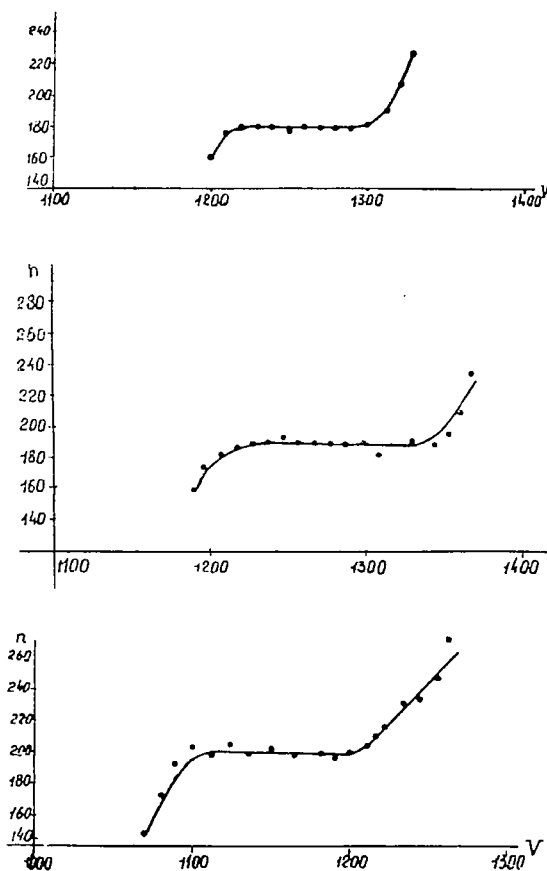


Рис. 4, 5, 6.

Длина их плато от 70 до 110 в, в то время как длина плато обычных счетчиков № 23 и 25 (рис. 8 и 9) простирается от 90 до 140 в. Как видно, плато спиральных счетчиков несколько меньше, чем у обычных.

Используя схему совпадений, мы при помощи тройных совпадений проверили эффективность новых счетчиков. Были испробованы три комбинации тройных совпадений:

1. Тройное совпадение обычных счетчиков (рис. 10).
2. Телескоп, в котором I и III счетчики—обычные, а II—спиральный (рис. 11).
3. Телескоп из трех спиральных счетчиков (рис. 12).

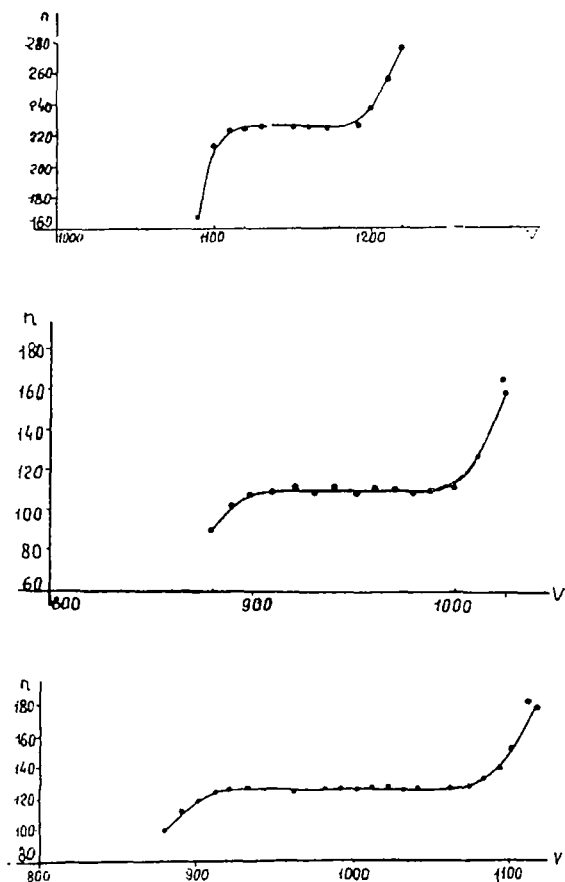


Рис. 7, 8, 9.

Данные этих трех измерений, приведенные в табл. 1, показывают, что эффективность спиральных счетчиков в пределах ошибок совпадает с эффективностью обычных счетчиков.

Для проверки влияния неоднородности спирали вдоль ее длины на эффективность счетчика использовались схемы тройных совпадений трех спиральных счетчиков. Только в этом случае I и II счетчики располагались параллельно, а III—накрест.

В одном случае тройное совпадение осуществлялось той частью спирального счетчика, для которого $n=3,3$ вит/см, а

Виды совпадений	Число совпадений за 1 час
Тройное совпадение трех обычных счетчиков	$288,7 \pm 5,3$
I и III—обычные счетчики II—спиральный	$290,3 \pm 5,4$
Тройное совпадение трех спиральных счетчиков	$281,1 \pm 5,3$

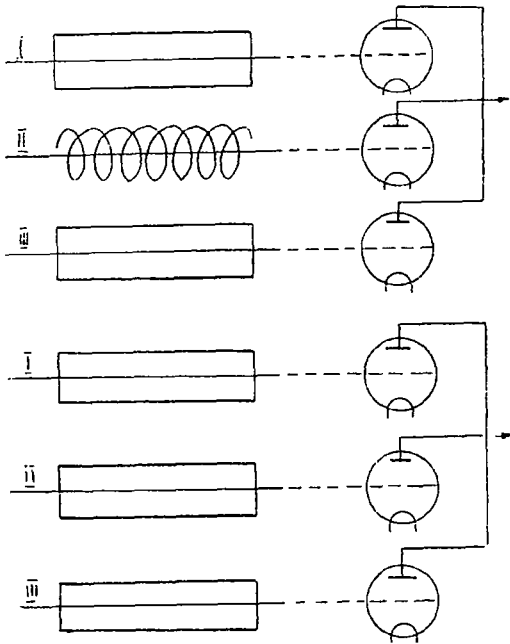


Рис. 10 и 11.

в другом случае бралась его редкая часть, для которой $p = 1,25$ вит/см.

В первом случае получалось за 6 часов 498 совпадений, т. е. за 1 час $83 \pm 3,7$ совпадений, а во втором за 6 часов 462 совпадения, т. е. за час $73 \pm 3,7$ совпадений. По-видимому, при большем уменьшении плотности изменение эффективности будет более заметно.

Собрав телескоп из таких счетчиков в герметическом со-
суде с рабочей смесью и расположив их в магнитное поле,

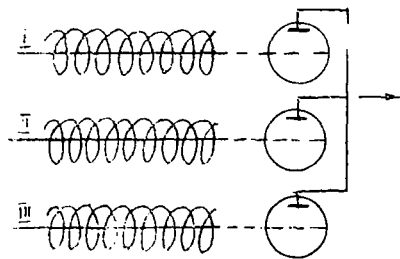


Рис. 12.

можно исследовать свойства элементарных частиц с малой энергией, что невозможно сделать при помощи обычных цилиндрических счетчиков.

ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОТОНОВ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ В МЕДИ*

При помощи установки магнитного спектрометра, описание которого приведено в нашей предыдущей работе [1], производились измерения полного поперечного сечения неупругого взаимодействия протонов со средней энергией до 12 Бэв с ядрами меди. В графитовом поглотителе толщиной около 40 г/см², расположенном над магнитом, нейтронами космического излучения генерировались протоны и π -мезоны. Далее проводилось исследование ядерных взаимодействий этих частиц в медных поглотителях, расположенных под магнитным зазором. Данные, относящиеся к определению поперечного сечения взаимодействия отрицательных π -мезонов, обработаны и составляют содержание работы [1].

Генерированные нейтронами положительные частицы могут быть протонами и π^+ -мезонами. Определение поперечного сечения взаимодействия было произведено как для общего потока положительно заряженных частиц, так и для протонов. Конечно, мы не имели возможности произвести точное разделение друг от друга потоков протонов и π^+ -мезонов, однако это разделение можно приблизительно произвести, если воспользоваться данными, относящимися к отрицательным π -мезонам. В работе [2] было показано, что в области изучаемых нами энергий числа положительных и отрицательных π -мезонов, генерированных нейтронами в графите, приблизительно равны. В соответствии с этим для получения числа протонов из общего числа положительных частиц вычиталось число отрицательных π -мезонов. Таким образом, предполагалось, что поперечные сечения неупругого ядерного взаимодействия π -мезонов обоих знаков в области рассматриваемых в работе энергий равны друг другу.

* ДАН СССР, 107, 5, 668, 1956. (Соавторы: Г. С. Саакян, М. Т. Айвазян, З. А. Киракосян, А. С. Алексанян).

Обработка траекторий отдельных частиц производилась по методу, подробно описанному в работе [1]. Пробег ядерного взаимодействия частиц вычислялся исходя сперва из числа ядерных взаимодействий в первом медном поглотителе Π_1 толщиной $10,6 \text{ г/см}^2$, затем из числа взаимодействующих частиц для поглотителей Π_1 и Π_2 , взятых вместе, с суммарной толщиной 29 г/см^2 , и т. д. В результате получался ряд значений для пробегов ядерного взаимодействия λ_1, λ_2 и т. д. Затем вводились статистические веса w_k , обратно пропорциональные квадратам статистических ошибок $\Delta \lambda_k$ каждого отдельного определения. Далее по формуле $\lambda = \sum \lambda_k / \sum w_k$ вычислялся средний пробег λ и по формуле $\Delta \lambda = [\sum w_k (\Delta \lambda_k)^2 / n \sum w_k]^{\frac{1}{2}}$ — средняя ошибка [2].

Все данные, относящиеся к изложенному материалу, приведены в табл. 1. В первом столбце таблицы приведены отклонения частиц в магнитном поле, связанные с импульсом частиц p соотношением $\delta = 6,36/p$, где p измеряется в единицах $\text{Бэв}/c$.

Для первого интервала энергий $0,91 \leq E \leq 1,38 \text{ Бэв}$ значения пробегов λ_1, λ_2 и λ_3 , вычисленные исходя из числа ядерных взаимодействий в поглотителях $\Pi_1, \Pi_1 + \Pi_2$ и $\Pi_1 + \Pi_2 + \Pi_3$, сильно отличаются друг от друга. Поэтому для этого интервала энергий пробег λ был вычислен для поглотителя $\Pi_1 + \Pi_2 + \Pi_3$ по формуле $\lambda = \frac{52}{\ln \frac{N_0}{N_b}}$,

где N_0 — число частиц на поверхности поглотителя $\Pi_1 + \Pi_2 + \Pi_3$, а N_b — число взаимодействующих частиц в этих поглотителях. Пробег λ_1 , вычисленный исходя из числа ядерных взаимодействий в поглотителе Π_1 для интервала энергий $5,5 \leq E < \infty$, сильно отличается от значений пробегов $\lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ и λ_5 , вычисленных для поглотителей $\Pi_1 + \Pi_2; \Pi_1 + \Pi_2 + \Pi_3; \Pi_1 + \Pi_2 + \Pi_3 + \Pi_4$ и $\Pi_1 + \Pi_2 + \Pi_3 + \Pi_4 + \Pi_5$. Поэтому λ_1 был отброшен согласно критерию Шовене.

Для сравнения полученных данных с данными других авторов укажем, что в работе [4] для поперечного сечения неупругого взаимодействия протонов с энергией $E = 0,87 \text{ Бэв}$ в меди найдено $\sigma_{cu} = 0,85 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. В работе [5] для нейтронов с энергией $1,4 \text{ Бэв}$ найдено $\sigma_{cu} = 0,755 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. В

Полные поперечные сечения неупругого взаимодействия протонов в меди

Интервалы отклонений	Интервалы кинетической энергии протонов, Бэв	Средняя энергия протонов, Бэв	Поглотители		Общее число частиц		Число непроизводивших частиц после каждого поглотителя										Пробеги ядерного взаимодействия		
			Название	Суммарная толщина, г/см ²	P+ π^+	π^-	П ₁		П ₂		П ₃		П ₄		П ₅		для P+ π^+	для протонов	Поперечное сечение ядерного взаимодействия протонов в единицах 10 ⁻²⁴ см ²
							P+ π^+	π^-	P+ π^+	π^-	P+ π^+	π^-	P+ π^+	π^-	P+ π^+	π^-			
4—3	0,91—1,38	1,1	П ₁ —П ₃	52	226	40	216	34	191	29	150	22	—	—	—	—	127 \pm 18	140 \pm 25	0,755 \pm 0,14
3—2	1,38—2,38	1,8	П ₁ —П ₄	88,6	178	40	167	36	146	26	115	19	92	15	—	—	133 \pm 8	156 \pm 17	0,676 \pm 0,07
2—1	2,38—5,50	3,4	П ₁ —П ₅	141	103	25	92	20	79	16	70	10	48	8	34	5	109 \pm 12	141 \pm 17	0,750 \pm 0,09
1—0	5,50— ∞	12	П ₁ —П ₅	141	60	30	51	27	44	22	38	16	22	12	18	8	100 \pm 14	104 \pm 29	1,01 \pm 0,19

работе [6] для ядерной фотоэмульсии при энергии протонов 2,2 Бэв получено поперечное сечение $\sigma \approx 0,8 \sigma_0$, где σ_0 — геометрическое поперечное сечение. В работе [7] для протонов с энергией 2,2 Бэв найдено $\sigma_{\text{ст}} = 0,8 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$.

Наши данные для соответствующих областей энергии согласуются с приведенными.

Из вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

1. Полное поперечное сечение неупругого взаимодействия протонов в меди в области энергий $1 \lesssim E \lesssim 5 \text{ Бэв}$, по-видимому, изменяется медленно и равно приблизительно $0,75 \sigma_0$ ($\sigma_0 = 0,98 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ — геометрическое сечение).

2. В области энергий $E \lesssim 5 \text{ Бэв}$ поперечное сечение равно геометрическому сечению.

3. Из этой, а также из предыдущей нашей работы следует, что поперечное сечение неупругого взаимодействия π -мезонов с ядрами меди больше поперечного сечения для протонов и при энергиях $E \lesssim 1 \text{ Бэв}$ имеет величину, равную σ_0 .

Авторы выражают благодарность А. И. Алиханяну за предоставление возможности для проведения настоящих измерений.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н. М. Кочарян, Г. С. Саакян и др., ДАН, 105, 6, 1956. ² Н. М. Кочарян, Г. С. Саакян и др., Изв. АН СССР, сер. физ., 19, 5, 1955. ³ А. Уорсинг, Дж. Геффнер, Методы обработки экспериментальных данных, 1953. ⁴ F. F. Chew, C. P. Leavitt, A. M. Shapiro, Bull. Am. Phys. Soc., 29, 47, 1954. ⁵ G. A. Snow, T. Coor, D. A. Hill et al., Bull. Am. Phys. Soc., 29, 54, 1954. ⁶ L. W. Smith, C. P. Leavitt et al., Bull. Am. Phys. Soc., 28, 15, 1953; Phys. Rev., 92, 851, 1953. ⁷ G. Friedländer, J. M. Miller et al., Phys. Rev., 94, 72, 1954.

ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ π -МЕЗОНОВ И ПРОТОНОВ В ГРАФИТЕ*

В 1955 г. на высокогорной станции Арагац были поставлены эксперименты по определению поперечных сечений неупругого ядерного взаимодействия π -протонов и π -мезонов в графите. Измерения производились при помощи магнитного спектрометра Алиханяна-Алиханова, приведенного ниже.

Координаты траекторий частиц определялись четырьмя рядами счетчиков K_1 — K_4 . Счетчики в этих рядах имели диаметр 0,46 см и были расположены в два слоя, с уточнением на одну треть счетчика. Ряды K_2 , K_3 и K_4 находились в магнитном поле, а ряд K_1 вне магнитного поля на расстоянии 69,1 см от оси ряда K_2 , расположенного непосредственно над магнитным зазором. Расстояние между рядами K_2 и K_4 также равнялось 69,1 см.

Под магнитным зазором находилось пять графитовых поглотителей Π_1 — Π_5 , с толщинами соответственно 10,1; 5,6; 7,1; 11,7; и 8,5 г/см². В приведенные числа включено также количество вещества, содержащегося в стенках счетчиков, расположенных между поглотителями. Суммарная толщина стенок счетчиков приблизительно равна 3 г/см² меди, что в смысле ядерных взаимодействий эквивалентно приблизительно 2 г/см² графита. Диаметр счетчиков в рядах, расположенных между поглотителями Π_1 — Π_5 , равнялся 1 см. Над координатным рядом счетчиков K_1 находились два спаренных между собой пропорциональных счетчика Р, измеряющих ионизацию частиц, проходящих через них.

Напряженность магнитного поля равнялась 7100 эрстед. Импульсы частиц, измеренные в единицах Bev/c , непосредственно вычислялись по формуле:

$$P = \frac{300Hl}{2 \sin(\varphi + \psi) \cos\psi}, \quad (1)$$

* Известия АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 10, 3, 81, 1957. (Соавторы: Г. С. Саакян, М. Т. Айвазян, А. С. Алексанян, Х. Б. Пачаджян).

где H —напряженность магнитного поля, а углы φ и ψ определяются соотношениями

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{x_1 - x_2}{l_{12}} \quad \text{и} \quad \operatorname{tg}\psi = \frac{x_2 - x_4}{l_{24}}. \quad (2)$$

Здесь $l_{12} = l_{24} = l = 69,1$ см—соответственно расстояния между рядами счетчиков K_1 и K_2 , K_2 и K_4 ; x_1 , x_2 , x_3 и x_4 —координаты частиц (номера счетчиков) в рядах K_1 — K_4 . При импульсах $P \gg 1$ Вев'с имеем $\cos\varphi \approx 1$ и $\sin(\varphi + \psi) \approx \varphi + \psi \approx \frac{x_1 - x_4}{l}$.

Следовательно,

$$P = \frac{300Hl^2}{2|x_1 - x_4|}.$$

Точность в измерении импульсов частиц в этой работе примерно в два раза превышала точность измерения импульсов в наших предыдущих работах.

В табл. 1 вычислены интервалы возможных значений отклонений частиц в магнитном поле $|x_1 - x_4|$ и соответствующие им интервалы импульсов и средние значения импульсов. Средние значения импульсов соответствуют среднеарифметическим значениям отклонений.

Над пропорциональным счетчиком находился графитовый поглотитель Γ , окруженный со всех сторон счетчиками Гейгера-Мюллера. Над этим поглотителем находился ряд счетчиков B_2 , состоящий из четырех слоев счетчиков. Счетчики самого верхнего слоя этого ряда имели диаметр 1 см, а в остальных слоях—2 см.

Изучению подвергались частицы, генерированные в поглотителе Γ нейтральной компонентой космического излучения, а также негенерированные частицы.

Генерированные частицы отрицательного знака заряда отождествлялись с π^- -мезонами, а положительные с протонами и π^+ -мезонами.

В нашем распоряжении было множество трафаретов, подобных рис. 1. Проекция траектории всех частиц наносилась на эти трафареты и подвергалась тщательному изучению. В результате удавалось установить, в каких случаях частицы, исходящие из магнитного зазора, проходят графитовые поглотители, не испытывая ядерные взаимодействия, и в каких случаях испытывают такие взаимодействия.

В настоящих измерениях, по сравнению с предыдущими нашими измерениями, юстировка системы была точнее, и мы

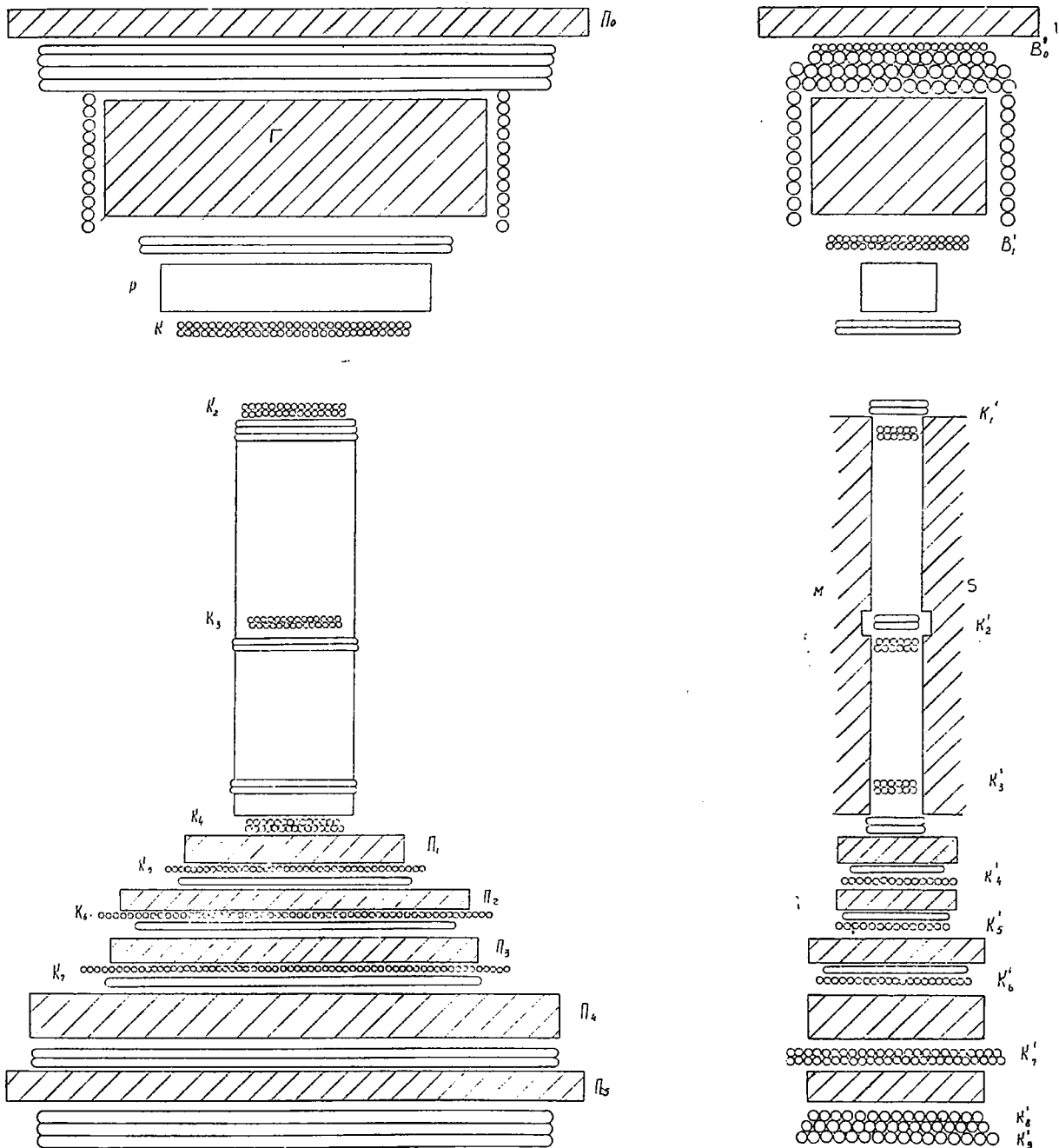


Рис. 1. Вертикальные разрезы установки магнитного спектрометра—перпендикулярный и параллельный силовым линиям магнитного поля. Г—графитовый поглотитель, P—пропорциональный счетчик, K и B с индексами и штрихами—ряды счетчиков, Π₁—Π₅—графитовые поглотители и Π₀—свинцовый поглотитель.

Таблица 1

Интервалы возможных значений отклонений частиц
 x_1-x_4 и соответствующие им значения импульсов

Интервалы отклонений x_1-x_4 см	Интервалы импульсов P в $\frac{\text{Bev}}{c}$	Средний импульс \bar{P}
0—0,153	∞ —33,2	66,5
0,153—0,319	33,2 —16	21,5
0,319—0,484	16 —10,4	12,7
0,484—0,649	10,4 —7,8	9,0
0,649—0,815	7,8 —6,25	7,0
0,815—0,980	6,25—5,2	5,7
0,980—1,145	5,2 —4,44	4,8
1,145—1,311	4,44—3,88	4,1
1,311—1,48	3,88—3,45	3,65
1,48 —1,64	3,45—3,09	3,27
1,64 —1,81	3,09—2,82	2,95
1,81 —1,97	2,82—2,52	2,70
1,97 —2,14	2,52—2,38	2,48
2,14 —2,30	2,38—2,20	2,30
2,30 —2,47	2,20—2,06	2,12
2,47 —2,63	2,06—1,93	2,0
2,63 —2,80	1,93—1,81	1,87
2,80 —2,96	1,81—1,72	1,76
2,96 —3,13	1,72—1,62	1,67
3,13 —3,29	1,62—1,54	1,58

имели возможность установить случаи отклонения частиц от их прямолинейного пути движения на угол $\alpha \sim 5^\circ$.

Все необходимые данные, относящиеся к ядерным взаимодействиям генерированных отрицательных частиц (π^- -мезонов), приведены в табл. 2.

В первых двух столбцах этой таблицы даются интервалы энергий и средние энергии. В третьем столбце указана суммарная толщина поглотителей, в которых исследовались ядерные взаимодействия частиц. В четвертом и пятом столбцах указаны соответственно общее число π^- -мезонов и число взаимодействующих π^- -мезонов. В шестом столбце даются поперечные сечения неупругого взаимодействия π^- -мезонов в графите. Ошибки являются среднеквадратичными. Они вычислены по известной формуле $\Delta n = \sqrt{n_0 \omega (1 - \omega)}$, где Δn — возможные флуктуации в числе взаимодействующих частиц, n_0 — общее число частиц и ω — вероятность взаимодействия.

Углы дифракционного рассеяния π^- - мезонов в графите порядка $\Theta \sim \frac{hc}{2\pi R P} \approx \frac{3,5}{P}$ градусов, где $R = 3,2 \cdot 10^{-13}$ см — радиус

Поперечное сечение неупругого ядерного взаимодействия
 π^- -мезонов в графите

Интервалы пол- ной энергии в Bev	Средняя энергия в Bev	Толщина погло- телей, g/cm^2	Общее число час- тиц	Число взаимо- действующих час- тиц	Полное попереч- ное сечение σ_n в миллибарнах
0,36 - 0,55	0,43	43	201	72	$206 \begin{smallmatrix} +22 \\ -25 \end{smallmatrix}$
0,55 - 0,79	0,65	43	107	38	$202 \begin{smallmatrix} +32 \\ -33 \end{smallmatrix}$
0,79 - 1,15	0,94	43	53	22	$248 \begin{smallmatrix} +54 \\ -57 \end{smallmatrix}$
1,15 - 2,0	1,5	43	39	14	$206 \begin{smallmatrix} +52 \\ -60 \end{smallmatrix}$
2,0 - 4,0	2,8	43	33	12	$210 \begin{smallmatrix} +59 \\ -68 \end{smallmatrix}$
4 - 66	15	43	11	4	$208 \begin{smallmatrix} +97 \\ -120 \end{smallmatrix}$

ядра графита. При просмотре на трафаретах проекции траекторий частиц мы в число ядерных взаимодействий включили также случаи рассеяния частиц на углы $\Theta > 5^\circ$. Для первых трех интервалов импульсов углы дифракционного рассеяния не малы (они порядка 8; 5,4 и 3,7 *градусов*). Поэтому для этих интервалов импульсов измеренные поперечные сечения, приведенные в табл. 2, не представляют собою лишь поперечные сечения неупругого ядерного взаимодействия, а включают в себя и некоторую долю от упругого рассеяния частиц. Для остальных трех интервалов импульсов углы дифракционного рассеяния достаточно малы, и полученные поперечные сечения при этих энергиях соответствуют только процессу неупругого ядерного взаимодействия π^- -мезонов.

Из таблицы видно, что при средних энергиях 1,5, 2,8 и 15 Bev поперечное сечение неупругого ядерного взаимодействия π^- -мезонов в графите σ_n в пределах статистических ошибок постоянно и приблизительно равно $0,65 \sigma_0$, где $\sigma_0 = 3,22 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ - геометрическое сечение ядра графита. Таким образом, даже при энергиях 15 Bev , или, точнее при $E > 4 \text{ Bev}$, поперечное сечение σ_n меньше геометрического сечения σ_0 . Итак, ядра графита для π^- -мезонов при таких энергиях не являются черным телом, а имеют некоторую прозрачность.

Результаты, полученные при изучении потока генерированных положительных частиц, сведены в табл. 3.

Из сравнения чисел π^+ -мезонов и положительных частиц, по-видимому, можно утверждать, что большинство из генерированных положительных частиц является протонами.

Полученные поперечные сечения, приведенные в шестом столбце табл. 3, представляют собою сечение неупругого ядерного взаимодействия смеси протонов и π^+ -мезонов в графите. Это сечение в пределах ошибок эксперимента оказывается таким же, как и для π^+ -мезонов. Отсюда можно заключить, что при импульсах 2,7, 3,3 и 6,7 Bev/c поперечное сечение σ_a для неупругого ядерного взаимодействия протонов в графите приблизительно равно 0,65 σ_0 . Таким образом, даже при энергиях протонов $E \approx 6 Bev$ ядра графита являются полупрозрачными для протонов.

Таблица 3

Поперечные сечения неупругого ядерного взаимодействия положительно заряженных частиц генерированных в графите

Интервалы импульсов в единицах $\frac{Bev}{c}$	Средний импульс $\frac{Bev}{c}$	Толщина поглотителей g/cm^2	Общее число частиц	Число взаимодействующих частиц	Поперечное сечение неупругого взаимодействия σ_a в миллибарнах
2—4	2,7	43	161	58	205 \pm 27
3—4	3,3	43	59	20	191 \pm 41 — 45
4—16	6,7	43	30	11	212 \pm 60 — 70

В области энергий $8 < E < 16 Bev$ (средняя энергия около 10 Bev) наблюдалось около 11 положительных частиц, и среди них было обнаружено три взаимодействия. Поперечное сечение σ_a для этих частиц получается равным 0,15 барна. Но трудно серьезно отнестись к этому результату, так как статистика явно недостаточна, и флуктуации σ_a от его истинного значения могут быть значительными.

Эксперимент был достаточно точным для измерения импульсов частиц и мы имели возможность произвести определение сечения σ для протонов и π -мезонов до энергии 60 Bev . Однако светосила установки была малой и, несмотря на большую продолжительность произведенных измерений (приблизительно 1000 ч), нам не удалось набрать достаточное ко-

личество частиц. По этой причине нам пришлось произвести соединение интервалов импульсов.

Средние импульсы или энергии, приведенные во вторых столбцах табл. 2 и 3, представляют собою среднеарифметическое значение этих величин.

Теперь сравним полученные данные с уже известными в литературе. В работе [2] измерялось выбывание π^- -мезонов, с полной энергией $0,59 \text{ Bev}$, из пучка в графитовой мишени. Для сечения σ_a получено значение $186 \pm 22 \text{ миллибарна}$, что в пределах ошибок экспериментов совпадает с нашим результатом при этой энергии. В работе [3] определено полное поперечное сечение σ_t взаимодействия π^- -мезонов в графите и найдено $\sigma_t = 0,498 \text{ барна}$, при энергии $0,53 \text{ Bev}$. В работе [4] определялось неупругое поперечное сечение для π^- -мезонов в алюминии при энергии 5 Bev . Получено $\sigma_a = 0,40 \text{ барна}$, что составляет примерно 72% от геометрического поперечного сечения. Наш результат для графита в области больших энергий не противоречит с этим результатом для алюминия. Наконец, в недавно опубликованной работе [5] при $E_\pi = 4,2 \text{ Bev}$ для графита найдено $\sigma_a = 0,218 \text{ барна}$, что хорошо согласуется с нашим результатом при этих энергиях.

Поскольку генерированный поток положительных частиц в основном состоит из протонов, то, может быть, имеет некоторый смысл данные, полученные в табл. 3, сравнить с известными в литературе данными для протонов. В работе [6] при энергии протонов, равной $0,87 \text{ Bev}$, для поперечного сечения неупругого взаимодействия σ_a с ядрами графита найдено $\sigma_a = 0,25 \text{ барна}$. В работах [7] и [8] для нейтронов с энергией $1,4 \text{ Bev}$ для сечения σ_a в графите найдены соответственно $\sigma_a = 0,231$ и $0,200 \text{ барна}$. Результаты, приведенные в шестом столбце табл. 3, согласуются с результатами цитированных работ.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н. М. Кочарян, докторская диссертация, ФИАН СССР, 1954. ² I. S. Lindenbaum and C. L. Luke, *Yuan Phys. Rev.*, 92, 1578, 1953. ³ А. Е. Игнатенко, А. И. Мухин, Е. Б. Озеров и Б. М. Понтекорво, ДАН СССР, 103, 395, 1955. ⁴ John Yse, Jr., Andre Lagarrigue and Robert V. Pyle, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 30, 15, 1955; *Phys. Rev.* 100, 1799; 1955. ⁵ Wikner N. F., Bostick H. A., and Moyer B. J. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1, 5, 252, 1956. ⁶ Chew F. F., Leavitt C. P., and Shapiro A. M. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 29, 47 1954. ⁷ Snow G. A., Goor T., Hill D. A., Hornyak W. F. and Smith L. W. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 29, 54, 1954. ⁸ Goor T., Hill D. A., Hornyak W. F., Smith L. W. and Snow G. A. *Phys. Rev.*, 98, 1369, 1955.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР μ -МЕЗОНОВ НА ВЫСОТЕ 3200 м НАД УРОВНЕМ МОРЯ*

Энергетический спектр μ -мезонов на высоте 3200 м над уровнем моря был определен при помощи магнитного спектрометра, изображенного на рис. 1. Точность измерения импульсов частиц в этой работе, по сравнению с предыдущими, была большая. Мы имели возможность измерить импульсы частиц до 33 Бэв/с. Подробности, относящиеся к установке, приведены в подписи к рисунку.

Протоны и π -мезоны отделялись от μ -мезонов по их ядерным взаимодействиям в графитовых поглотителях Π_1 — Π_5 , расположенных под магнитным зазором. После вычета фона ядерно-активных частиц было вычислено энергетическое распределение μ -мезонов.

Все необходимые данные приведены в таблице. В первом столбце указаны интервалы отклонений, во втором—соответствующие интервалы импульсов, в третьем—средние значения импульсов. Средние значения импульсов вычислены по средним значениям отклонений. В четвертом и шестом столбце указаны соответственно числа положительных и отрицательных частиц, а в пятом и седьмом—числа ядерных взаимодействий, среди μ -мезонов в поглотителях Π_1 — Π_5 . При импульсах $p > 33$ Бэв/с магнитное поле уже не позволяло определить знак заряда частиц. Поэтому для последнего интервала импульсов мы приводим суммарное число частиц обоюдо знака заряда. Число 7 в скобках представляет собою общее число ядерных взаимодействий протонов и π -мезонов в поглотителях Π_1 — Π_5 при импульсах выше 33 Бэв/с. В восьмом столбце дается общее число μ -мезонов. Эти числа получены вычитанием из суммы положительных и отрицательных частиц числа ядерно-активных частиц. А числа ядерно-активных частиц, содержащихся в потоке μ -мезонов,

* ДАН Арм. ССР, 24, 49, 1957. (Соавторы: Г. С. Саакян, М. Т. Айвазян).

были получены путем деления чисел взаимодействующих частиц на вероятность взаимодействия протонов и π -мезонов в поглотителях Π_1 — Π_5 . Эта вероятность равна $W = 1 - e^{-x/\lambda}$, где $x = 43 \text{ г/см}^2$ —суммарная толщина поглотителей, а λ —величина пробега неупругого ядерного взаимодействия частиц в графите. В области энергии $E < 10 \text{ Бэв}$, согласно [1], для протонов и π -мезонов $\lambda \approx 95 \text{ г/см}^2$. В соответствии с этим для всех интервалов импульсов частиц, за исключением последних двух интервалов, было принято $W = 0,365$. Для последних двух интервалов импульсов было предположено, что поперечное сечение неупругого ядерного взаимодействия протонов и π -мезонов в графите равно геометрическому сечению ядра. В соответствии с этим было принято $\lambda = 67 \text{ г/см}^2$ и $W = 0,48$.

Сначала было определено распределение μ -мезонов по их отклонениям δ , испытываемым в магнитном поле. После этого было вычислено импульсное распределение частиц. В этих измерениях импульс частиц был связан с их отклонением соотношением $p = \frac{5,09}{\delta}$. Абсолютные величины ординат

Таблица 1

Энергетическое распределение μ -мезонов на высоте 3200 м над уровнем моря

Интервалы отклонений, см	Интервалы импульсов Бэв/с	Средний импульс	Число положительных частиц		Число отрицательных частиц		Общее число μ -мезонов	Ординаты дифференциального спектра μ -мезонов $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$ $\text{град}^{-1} \text{Бэв}^{-1}$
			Общее число	Число взаимных взаимодействий	Общее число	Число взаимных взаимодействий		
2,47 — 2,30	2,06 — 2,20	2,12	416	21	285	1	641	$(2,47 \pm 0,09) \cdot 10^{-3}$
2,30 — 2,14	2,20 — 2,38	2,30	434	23	325	0	702	$(2,30 \pm 0,09) \cdot 10^{-3}$
2,14 — 1,97	2,38 — 2,58	2,48	456	18	306	1	710	$(1,98 \pm 0,07) \cdot 10^{-3}$
1,97 — 1,81	2,58 — 2,82	2,70	443	14	322	2	721	$(1,70 \pm 0,06) \cdot 10^{-3}$
1,81 — 1,64	2,82 — 3,09	2,95	476	12	360	2	798	$(1,53 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}$
1,64 — 1,48	3,09 — 3,45	3,27	525	17	366	2	839	$(1,35 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}$
1,48 — 1,31	3,45 — 3,88	3,65	527	20	362	1	832	$(1,07 \pm 0,03) \cdot 10^{-3}$
1,31 — 1,14	3,88 — 4,44	4,10	530	18	375	2	848	$(8,42 \pm 0,30) \cdot 10^{-4}$
1,14 — 0,980	4,44 — 5,20	4,8	574	15	370	1	900	$(6,61 \pm 0,20) \cdot 10^{-4}$
0,980 — 0,815	5,20 — 6,25	5,7	537	17	367	1	855	$(4,50 \pm 0,15) \cdot 10^{-4}$
0,815 — 0,649	6,25 — 7,80	7,0	528	12	376	1	869	$(2,97 \pm 0,09) \cdot 10^{-4}$
0,649 — 0,484	7,8 — 10,4	9,0	559	10	327	2	853	$(1,76 \pm 0,06) \cdot 10^{-4}$
0,484 — 0,319	10,4 — 16	12,7	474	8	293	2	740	$(7,60 \pm 0,30) \cdot 10^{-5}$
0,319 — 0,153	16 — 33,2	21,5	363	6	203	2	545	$(1,94 \pm 0,11) \cdot 10^{-5}$
0,153 — 0	33,2 — ∞	66,5	407	(7)			388	$(1,59 \pm 0,11) \cdot 10^{-6}$

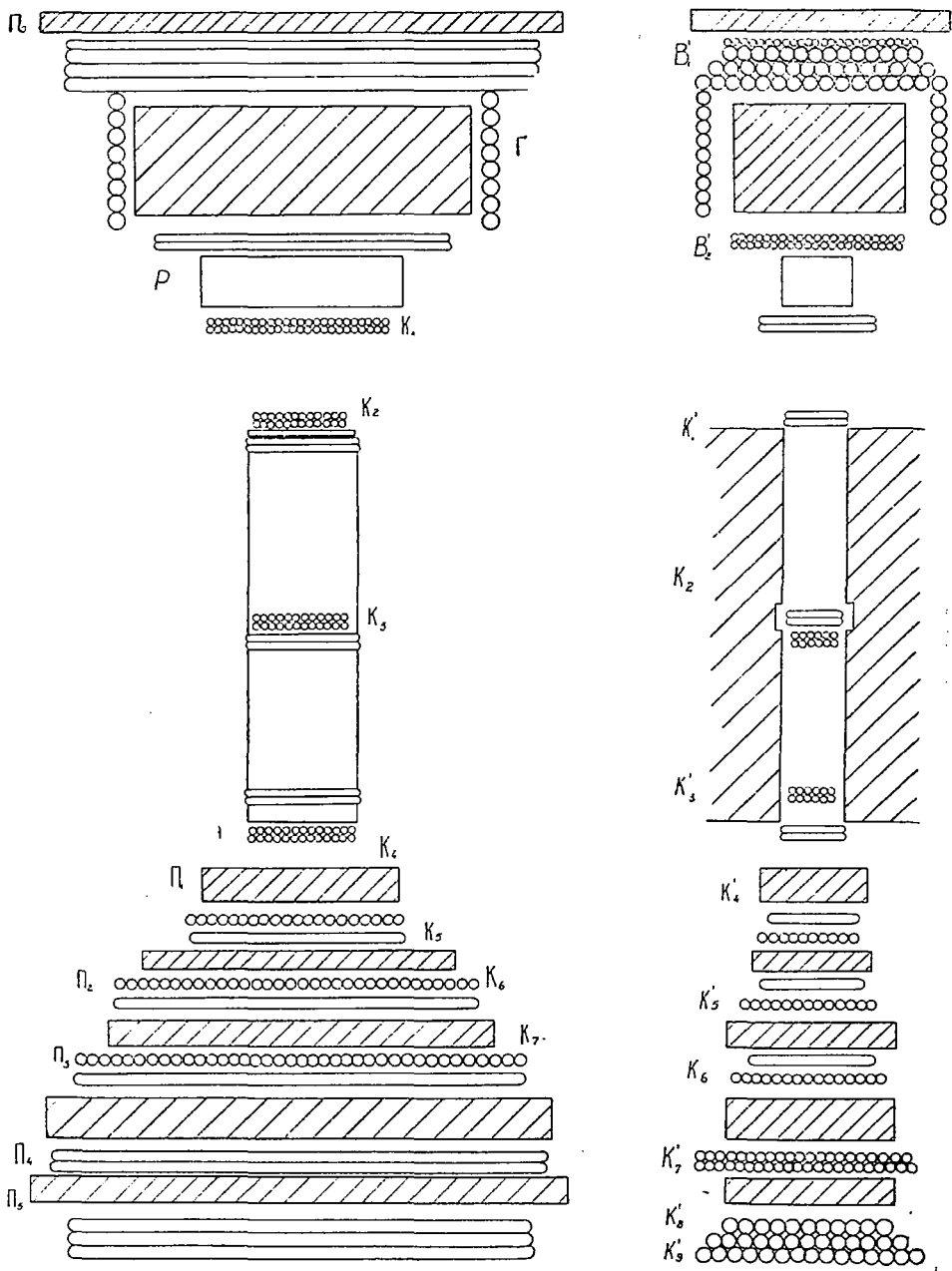


Рис. 1. Вертикальные разрезы установки магнитного спектрометра—перпендикулярный и параллельный силовым линиям магнитного поля. Π_0 —свинцовый поглотитель толщиной 32 г/см^2 для поглощения электронно-фотонной компоненты, Г—графитовый поглотитель, Р—пропорциональный счетчик. К и В с индексами и штрихами—ряды счетчиков Гейгера-Мюллера. Π_1 — Π_5 —графитовые поглотители, K_1 — K_4 —координатные ряды счетчиков.

дифференциального спектра были получены путем сравнения импульсного распределения частиц с дифференциальным спектром μ -мезонов, определенным в области $p < 14$ Бэв/с в работах [2,3]. Оказалось, что ординаты наблюдаемого нами импульсного распределения частиц следует умножить на множитель $5,47 \cdot 10^{-7}$ см⁻² сек⁻¹ стерад⁻¹, чтобы получить абсолютную величину ординат. В области $2 < p < 14$ Бэв/с формы найденного нами импульсного распределения μ -мезонов совпадают с распределением, приведенным в работах [2,3]. Поэтому в пределах статистических ошибок обоих экспериментов вышеприведенный коэффициент перехода имеет постоянное значение.

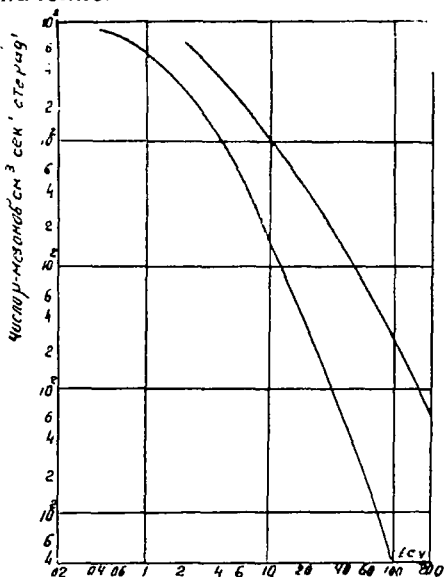


Рис. 2. Дифференциальный (нижняя кривая) и интегральный (верхняя) энергетические спектры μ -мезонов на высоте 3200 м над уровнем моря.

В девятом столбце таблицы приведены ординаты дифференциального спектра энергии μ -мезонов. Этот спектр изображен на рис. 2. Часть кривой при $E < 2$ Бэв взята из работы [2]. Полученный спектр μ -мезонов хорошо согласуется с известными в литературе спектрами в той области энергии, в которой они были определены. Мы не будем здесь приводить соответствующие ссылки и сравнения с другими экспериментами, так как полученное энергетическое распределение μ -мезонов согласовано с распределением, приведенным в

работе [2], которое, на наш взгляд, является наиболее точным из известных в литературе, в смысле измерения абсолютных интенсивностей. Преимуществом полученного нами спектра по сравнению с другими является большая область охватываемой энергии, достигающей порядка 100 Бэв. В области энергии $E > 4$ Бэв с большой точностью энергетический спектр μ -мезонов описывается степенной функцией вида

$$n(E)dE = 0,50 (5+E)^{-3}dE$$

ЛИТЕРАТУРА

¹ Н. М. Кочарян, Г. С. Саакян, А. С. Алексанян и др. Известия АН АрмССР, 10, 3, 81, 1957. ² Н. М. Кочарян, докторская диссертация ФИАН СССР, 1954. ³ Н. М. Кочарян, М. Т. Айвазян, Э. А. Киракосян и А. С. Алексанян, ДАН АрмССР, 10, 169, 1955.

ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ π -МЕЗОНОВ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ В СВИНЦЕ*

Сечение ядерного взаимодействия π^- -мезонов с ядрами свинца определено до энергии 970 Мэв [1].

Используя возможности магнитного спектрометра Алиханяна-Алиханова [2], мы приспособили его для измерения сечения ядерных взаимодействий протонов и π^- -мезонов в меди и графите [3,4]. В настоящей работе приводятся результаты измерений полного сечения неупругого ядерного взаимодействия π^- -мезонов с ядрами свинца для энергий до 16 Бэв. Установка магнитного спектрометра, с помощью которой производились измерения, отличалась от наших предыдущих. На рис. 1 схематически показан разрез установки в двух взаимоперпендикулярных проекциях. Напряженность магнитного поля равнялась 7100 эрстед. Размеры поля $10 \times 17,8 \times 69$ см. Над установкой был расположен медный поглотитель толщиной около $94,82$ г/см² меди, в котором нейтроны, входящие в состав космического излучения, генерировали протоны и π -мезоны. Ниже магнитного поля были расположены свинцовые поглотители П₁—П₅. Они имели толщину соответственно: 86,20; 28,60; 47,80; 77,52 и 57,00 г/см².

С учетом толщины счетчиков общее количество вещества под магнитным зазором было 300 г/см². Между поглотителями были расположены двухслойные ряды счетчиков. Общее число счетчиков на установке доходило до 900.

Среднеквадратичная ошибка в определении импульсов 1, 2, 5, 10 и 16 Бэв составляла 2, 4, 10, 20 и 32% соответственно. Измерения проводились в течение шести месяцев, и было зарегистрировано 492 π^- -мезона с полной энергией $E \geq 0,88$ Бэв.

Даниель и др. [5], наблюдая в фотопластинках выход π -мезонов и К-мезонов из «звезд», образованных протонами

* ДАН АрмССР, 24, 161, 1957. (Соавторы: Р. Б. Бегжанов, Х. Б. Пачаджян).

различных энергий, показали, что основную долю мезонов составляют π^- -мезоны. Поэтому все отрицательно заряженные частицы, генерированные в «звездах», считались π^- -мезонами.

Для наблюдения случаев неупругого ядерного взаимодействия и определения длины свободного пробега в нижних поглотителях изучалась траектория каждого π^- -мезона отдельно, путем нанесения ее на трафареты (рис. 1).

Наблюдаемые неупругие взаимодействия феноменологически были разбиты на следующие группы.

1. Образование звезд. Под этим термином следует понимать такое явление, когда в рядах счетчиков, расположенных между поглотителями, наблюдается кратное загорание счетчиков, причем по загоравшимся счетчикам представляется возможным построить звезду, т. е. лучи, исходящие из одной точки (характерный пример подобного процесса приведен на рис. 1).

Множественное загорание счетчиков, обусловленное δ -электронами и посторонними частицами, попадающими в установку в момент регистрации π^- -мезона, удается отличить от ядерных звезд по признакам, что в случае появления δ -электронов загораются лишь соседние счетчики, близко расположенные к траектории частицы, которая представляет собою прямую линию, пронизывающую все поглотители. В случае ядерных звезд в подавляющем большинстве случаев нарушается прямолинейность в одной из проекций первоначальной траектории. Если же имеет место случайное сопровождение, то в подавляющем большинстве случаев не представляется возможным построить звезду.

Характерные признаки ядерных звезд не всегда позволяют однозначно установить поглотитель, в котором имело место взаимодействие. Однако таких случаев ничтожно мало.

2. Ядерное рассеяние. Этот термин обозначает внезапное изменение направления движения π^- -мезона в обеих или одной из проекций на угол $\theta > 10^\circ$. При рассматриваемых энергиях (> 1 Бэв) мезонов угол многократного кулоновского рассеяния мал, так что отбираемые по этому критерию изломы траекторий действительно представляют собою ядерное рассеяние π^- -мезонов. Однако этот критерий не исключает того, что случаи, принятые нами за ядерное рассеяние мезонов, могут быть частично звездами, продукты которых, за исключением одного, погибли в поглотителе и не дошли до счетчиков, расположенных под или над поглотителем, в котором произошло взаимодействие.

3. Остановка. Под термином «остановка» понимается внезапное исчезновение в каком-то поглотителе частицы, вы-

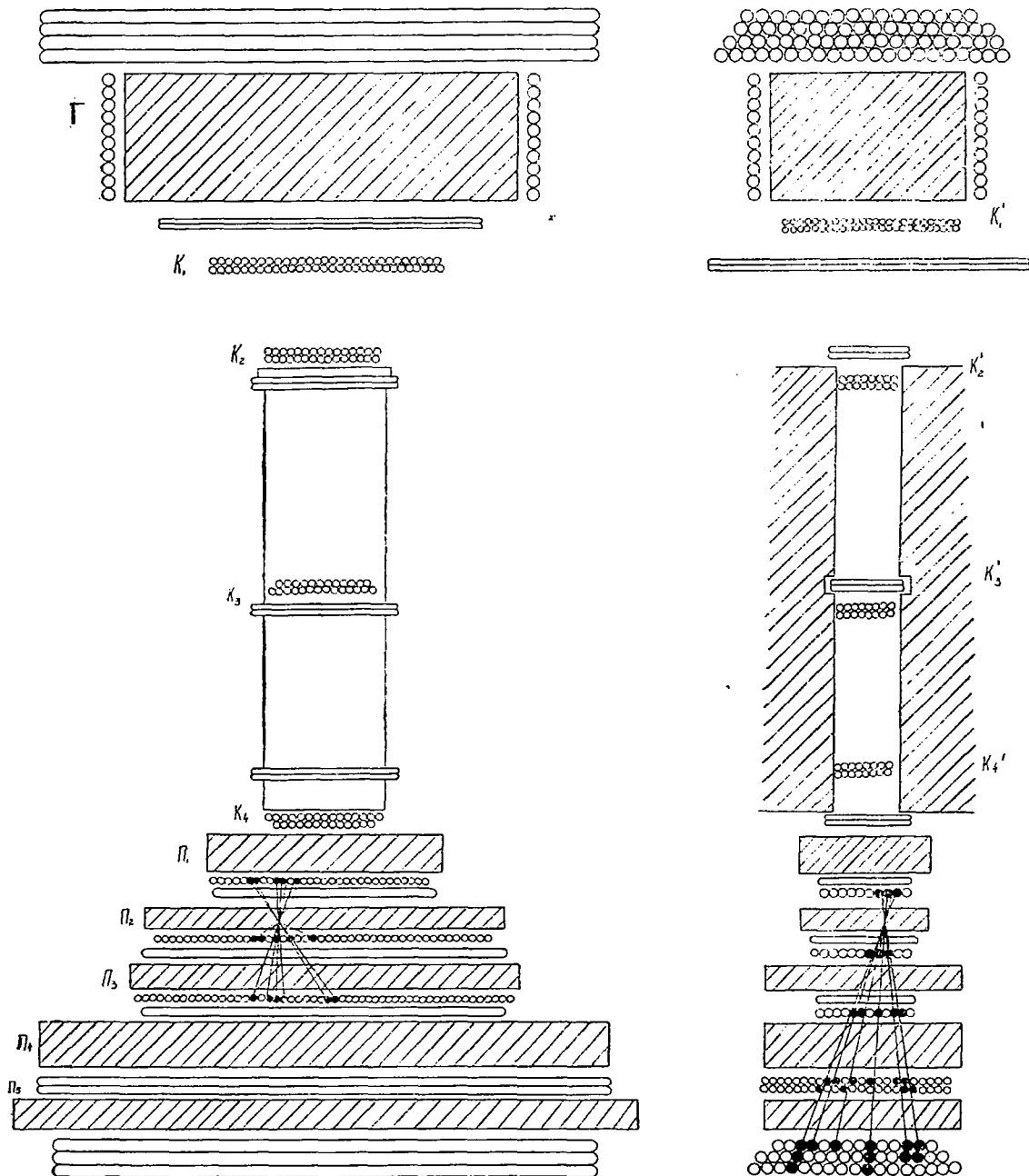


Рис. 1. Схематический разрез магнитного спектрометра в двух взаимно перпендикулярных проекциях. Г—медный поглотитель для генерации π -мезонов; П₁—П₅—свинцовые поглотители; К₁—К₄ и К'₁—К'₄—координатные и поперечные ряды счетчиков, черными кружками показана «звезда», образованная в третьей пластинке π -мезоном с импульсом 30000 Mev/c.

ходящей из магнитного поля, причем до места исчезновения она двигалась как невзаимодействующая частица. По-видимому, часть этих случаев представляет собой явления перезарядки или рассеяния мезонов на большой угол, при котором, идя в сторону, покидает систему поглотителей. Не исключена также возможность того, что в поглотителе, где погибла частица, на самом деле образовалась звезда из медленных частиц, остановившихся в том же поглотителе. Разумеется, что с увеличением энергии π^- -мезонов должны реже иметь место случаи, когда прошедшее внутри поглотителей взаимодействие не будет зарегистрировано счетчиками, расположенными над или под этим слоем.

Результаты обработки материала приведены в табл. 1.

Таблица 1

Полное поперечное сечение взаимодействия π^- -мезонов в свинце

Интервалы отклонений	Полная средняя энергия $E, \text{Бэв}$	Поглотители	Суммарная толщина поглотителей, g/cm^2	Общее число частиц	Число взаимодействий в поглотителях				Полное поперечное сечение в единицах 10^{-27} см^2
					P_1	P_2	P_3	P_4	
20—16	0,888	P_1	86,2	79	28	14			1895 ± 226
16—14	1,08	То же	86,2	52	20	7			1975 ± 114
14—12	1,23	$P_1 - P_2$	115,2	48	16	10			1845 ± 309
12—10	1,45	$P_1 - P_3$	163,0	53	19	7	8		1950 ± 187
10—8	1,77	То же	163,0	52	19	8	8		2040 ± 167
8—6	2,28	То же	163,0	41	15	6	8		2060 ± 175
6—4	3,18	$P_1 - P_4$	242,22	37	11	8	4	6	1835 ± 197
5—3	3,93	То же	242,22	40	13	8	6	4	1960 ± 180
4—2	5,30	То же	242,22	34	11	5	6	4	1840 ± 139
3—1	7,95	То же	242,22	27	9	4	4	3	1815 ± 197
2—0	15,9	То же	242,22	29	9	5	5	5	1910 ± 215

Средний свободный пробег, определяемый нами как среднее расстояние, проходимое π^- -мезоном в веществе до первого столкновения с одним из ядер поглотителя, вычисляется по экспоненциальному закону (ослабления пучка из-за взаимодействия). При этом исходили сперва из числа ядерных взаимодействий в первом свинцовом поглотителе P_1 толщиной 86 г/см^2 , затем из числа взаимодействующих частиц первого и второго поглотителей, вместе взятых, с суммарной толщиной 116 г/см^2 и т. д. В результате получался ряд значений для пробега ядерного взаимодействия λ_1, λ_2 и т. д., мало отличающихся друг от друга. Приведенные для λ ошибки в 10-й колонке табл. 1 соответствуют среднеквадратичным.

При вычислении λ учитывались толщины счетчиков и поправки на удлинение путей π^- -мезонов в поглотителях, обусловленное искривлением траекторий в магнитном поле и угловым распределением частиц. Для уменьшения влияния ионизационных потерь часть поглотителей нами не рассматривалась.

Если для среднего свободного пробега λ , соответствующего геометрическому сечению ядер свинца, взять значение 160 г/см^2 , то из наших данных следует, что полное поперечное сечение неупругого взаимодействия отрицательных π^- -мезонов в свинце, в области энергий от 0,88 до 16 *Бэв*, остается почти постоянным и равно примерно $\sigma = (1920 \pm 85) \text{ мбарн}$, или $0,88 \sigma_0$, где σ_0 — геометрическое сечение.

Данные о поперечных сечениях ядерного взаимодействия π^- -мезонов с ядрами свинца, полученные нами, мы не можем сопоставить с данными других авторов, за исключением второй нашей точки, соответствующей кинетической энергии $\sim 970 \text{ Мэв}$. Полученное нами при этой энергии сечение $\sigma = 1975 \pm 114 \text{ мбарн}$ в пределах ошибок эксперимента согласуется с работой [1].

Авторы выражают благодарность М. Т. Айвазяну, З. А. Киракосян, А. С. Александяну и И. М. Шокареву за помощь, оказанную ими при проведении настоящих измерений.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Bull. Am. Phys. Soc., 7, 354, 1956. ² А. Алиханян, А. Алиханов и А. Вайсенберг, ЖЭТФ, 18, 301, 1948. ³ Н. Кочарян, Г. Саакян и др., ДАН СССР, 105, 6, 1204, 1955. ⁴ Н. Кочарян, Г. Саакян и др., ДАН СССР, 107, 5, 668, 1955. ⁵ Р. Даниел, Д. Перкинс и др., Phil. mag., 43, 753, 1952.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРОТОНОВ С ЯДРАМИ СВИНЦА В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ОТ 0,89 ДО 15 Бэв*

Знание полных сечений неупругого взаимодействия протонов больших энергий с ядрами представляет особый интерес для выяснения характера взаимодействия нуклонов с ядрами.

С целью получения новых данных о взаимодействии протонов, нами были произведены измерения полных неупругих сечений протонов с ядрами свинца со средней энергией до 15 Бэв.

До последнего времени более или менее точные данные о полном сечении взаимодействия протонов с ядрами свинца относились к энергиям до 860 Мэв [1]. Сечение неупругого взаимодействия нейтронов исследовано до 1,4 Бэв [2]. В области энергий частиц космических лучей эффективное сечение определялось для так называемой N-компоненты космического излучения. В одних случаях это делалось в фотоэмульсии, где смесь различных элементов не позволяла получить однозначное решение для ядра определенного элемента. В других же случаях охватываемый интервал энергий частиц весьма широк и не во всех случаях достаточно определен, вследствие чего нельзя сказать, к каким энергиям исследуемых частиц относится определяемое сечение взаимодействия.

Измерения производились на Алагезской станции космических лучей (3250 м над уровнем моря) с помощью магнитного спектрометра, описание которого приведено в нашей предыдущей работе [3]. Протоны вместе с π -мезонами генерировались нейтральной компонентой космического излучения (нейтронами) в медном поглотителе, расположенном выше магнита, как это впервые сделано в работе [4].

Для определения сечения неупругого взаимодействия σ мы воспользовались ослаблением пучка протонов, которое происходит по закону $e^{-x/\lambda}$, где x —толщина поглотителя, через

* ДАН АрмССР, 25, 1, 3, 1957. (Соавтор Р. Б. Бегжанов).

который частица проходит без взаимодействия, а λ — средняя длина свободного пробега по неупругим столкновениям. Последнее и дает возможность определить σ . Таким образом, измерение величины σ сводится к точному определению из всего потока частиц числа частиц, прошедших слой поглотителя без взаимодействия. Для этой цели мы использовали преимущественно магнитного спектрометра [3]: между поглотителями счетчики малого диаметра располагались крест на крест, и все счетчики были годоскопическими. Это дало возможность надежно установить прохождение частицы через данный поглотитель и выделить случаи, когда имеет место неупругое ядерное взаимодействие.

Генерированные нейтронами положительно заряженные частицы могли быть протонами и π^+ -мезонами. Мы не имели возможности непосредственно произвести точное разделение друг от друга потоков протонов и π^+ -мезонов в области рассматриваемых нами энергий. Однако это разделение можно произвести, если воспользоваться данными, относящимися к отрицательным π -мезонам. Система поглотителей (поверхностная плотность $30 \text{ г/см}^2 \text{ Pb}$), расположенных под магнитным зазором, позволяла произвести непосредственное разделение потоков генерированных протонов и π^- -мезонов при импульсах $p \leq 1 \text{ Бэв/с}$. Оказалось, что числа отрицательных и положительных π^\pm -мезонов приблизительно равны. Для исключения потока π^+ -мезонов из потока протонов при $p > 1 \text{ Бэв/с}$ предполагалось, что в этой области импульсов отношение чисел мезонов с тем или другим знаком заряда равно единице [5-7]. В соответствии с этим для получения числа протонов из общего числа положительных частиц вычиталось число отрицательных π -мезонов. Таким образом, делалось предположение, что поперечные сечения неупругого ядерного взаимодействия π -мезонов обоих знаков в области рассматриваемых в работе энергий равны друг другу.

В результате измерений, проведенных в течение шести месяцев, нами было получено годных для обработки 1100 протонных траекторий с энергией $E \geq 0.89 \text{ Бэв}$.

Обработка траекторий производилась путем нанесения их на трафареты, на которых в масштабе была изображена схема установки в двух взаимно перпендикулярных плоскостях (подробнее см. [3]). Полученные результаты о полном поперечном сечении неупругого взаимодействия протонов с ядрами свинца, с учетом поправок, приведены в табл. 1.

Для сравнения полученных данных с данными других авторов укажем, что в [1] для сечения неупругого взаимодействия протонов с $E = 860 \text{ Мэв}$ в свинце найдено сечение, совпадающее с сечением, полученным в [2] для нейтронов с

$E=1,4$ Бэв. Наши данные для указанных энергий, в пределах ошибок, совпадают с приведенными в [1,2].

Если «геометрические» размеры ядра, определяемые сферой действия ядерных сил, соответствуют радиусу $R=r_0A^{1/2}$, где $r_0=1,4 \cdot 10^{-13}$ см (из опытов по рассеянию нейтронов и протонов), A —атомный вес, то геометрическое сечение $\sigma_0 = \pi R^2$. Для «непрозрачного» ядра сечение, определяемое на опыте, должно совпадать с геометрическим сечением. Другими словами, это означает, что каждая частица достаточно высокой энергии, прошедшая в сфере действия ядерных сил, должна привести к неупругому ядерному взаимодействию. Однако наши данные, указывая на некоторую прозрачность ядер свинца для протонов больших энергий, позволяют сле-

Таблица 1

Полное поперечное сечение неупругого взаимодействия протонов

Интервалы импульсов, Бэв/с	Средняя кинетическая энергия протонов Бэв	Поглотители		Общее число частиц	Число частиц, испытавших неупругое взаимодействие в каждом поглотителе				Поперечное сечение ядерного взаимодействия протонов в единицах 10^{-27} с.к. ²					
		Название	Суммарная толщ., г с.к. ²											
					P_{π^+}	π^-	P_{π^+}	π^-		P_{π^+}	π^-	P_{π^+}	π^-	
1,32—1,59	0,89	P_1 — P_2	115,5	326	53	109	19	45	7	—	—	—	—	1720±130
1,59—1,99	1,06	То же	То же	286	52	98	19	33	8	—	—	—	—	1695±150
1,99—2,65	1,53	P_1 — P_3	163,0	234	41	78	15	28	6	37	8	—	—	1720±180
2,65—3,98	2,37	То же	То же	175	37	64	11	12	8	21	4	—	—	1702±185
3,19—5,30	3,15	P_1 — P_4	242,22	157	40	55	13	19	8	23	6	16	4	1791±220
3,98—7,95	4,44	То же	То же	111	34	37	11	17	5	19	6	11	4	1950±260
5,3J—15,9	7,10	"	"	64	27	21	9	9	4	8	4	8	3	1711±300
7,95—∞	15,0	"	"	51	29	17	9	8	5	7	5	7	5	1820±360

дать следующие выводы:

1) полное поперечное сечение неупругого взаимодействия протонов в свинце, в области энергий $0,89 \leq E \leq 15$ Бэв, по-видимому, не меняется и равно приблизительно $\sigma = (1740 \pm 90)$ мбарн, что соответствует прозрачности 17%;

2) из этой, а также из предыдущей нашей работы [3] следует, что поперечное сечение неупругого взаимодействия π^- -мезонов с ядрами свинца больше поперечного сечения для протонов и при энергиях $0,8 \leq E \leq 16$ Бэв имеет величину $\sigma = (1920 \pm 100)$ мбарн, что соответствует прозрачности 10%.

Выражаем благодарность А. И. Алиханяну за представление возможности для проведения настоящих измерений, а

также З. А. Киракосян, Х. Б. Пачаджяну и А. С. Александяну за участие в части измерений.

ЛИТЕРАТУРА

¹ Ф. Чтен, П. Христофор и др., Phys. Rev., 99, 857, 1955. ² Т. Кур, Д. Хилл и др., Phys. Rev., 98, 1369, 1955. ³ Н. Кочарян, Р. Бегжанов и Х. Пачаджян, ДАН АрмССР, 24, 4, 1957. ⁴ А. Алиханян, М. Дайон, В. Харитонов, ЖЭТФ, 19, 739, 1949. ⁵ Н. Кочарян, Г. Саакян и др., Изв. АН СССР, сер. физ., 19, 508, 1955. ⁶ А. Хримян, Изв. АН СССР, сер. физ., 19, 700, 1955. ⁷ Г. Жданов, УФН, 54, 3, 1954.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ И ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ*

Приводятся результаты исследований, проведенных на высоте 3200 м над уровнем моря в лаборатории Арагацской высокогорной станции за период с 1953 по 1956 гг. Исследовались энергетические распределения протонов и μ -мезонов до энергий порядка 100 В.е. Измеренные спектры протонов и μ -мезонов могут быть аппроксимированы соответственно выражениями $3 \cdot 2 \cdot 10^{-3} (2 + E)^{-2,8} dE$ (при $E > 3 \text{ Bev}$) и $0,5 (5 + E)^{-3} dE$ (при $E > 4 \text{ Bev}$). Приводятся данные по определению поперечных сечений неупругого ядерного взаимодействия π -мезонов и протонов больших энергий в графите, меди и свинце. Сечения неупругого ядерного взаимодействия τ_n для протонов и π -мезонов оказались равными. Найдено, что для графита, меди и свинца $\tau_n = 0,65 \tau_0$; $0,75 \tau_0$ и $0,9 \tau_0$ соответственно, где $\tau_0 = \pi(1,4 \cdot 10^{-13} \text{ A}^{1/3})^2$ — геометрическое сечение ядра.

1. Энергетический спектр μ -мезонов на высоте 3200 м над уровнем моря

Энергетический спектр μ -мезонов был определен при помощи магнитного спектрометра, изображенного на рис. 1. Точность измерения импульсов частиц в этой работе по сравнению с предыдущими [1, 2] была большая. Среднеквадратичная ошибка в определении импульсов 1, 5, 10 и 30 Bev/c составляла соответственно 3, 10, 22 и 66%.

Протоны и π -мезоны отделялись от μ -мезонов по их ядерным взаимодействиям в графитовых поглотителях Π_1 — Π_5 , расположенных под магнитным зазором. После вычета фона ядерно-активных частиц было вычислено энергетическое распределение μ -мезонов. Полученные данные приведены в табл. 1.

* ЖЭТФ. 35, 1335, 1958. (Соавторы: Г. С. Саакян, З. А. Киракосян).

Ядерные взаимодействия частиц в поглотителях, расположенных под магнитным зазором, устанавливались путем просмотра траекторий каждой отдельной частицы на трафаретах. Под трафаретом мы подразумеваем вертикальные разрезы установки, проведенные параллельно и перпендикулярно силовым линиям поля, начерченные в масштабе (см. рис. 1). При импульсах 33 Bev/c магнитное поле уже не позволяло определить знак заряда частиц. Поэтому для последнего интервала импульсов мы приводим суммарное число частиц обоих знаков заряда. Число 7 представляет собою общее число ядерных взаимодействий протонов и π -мезонов в поглотителях Π_1 — Π_5 при импульсах выше 33 Bev/c .

Общее число μ -мезонов (табл. 1, столбец 8) получалось вычитанием из суммы положительных и отрицательных частиц числа ядерно-активных частиц, содержащихся в потоке μ -мезонов; последнее было получено путем деления числа взаимодействующих частиц на вероятность взаимодействия протонов и π -мезонов в поглотителях Π_1 — Π_5 . Эта вероятность $W = 1 - \exp(-x/\lambda)$, где $x = 43 \text{ г/см}^2$ — суммарная толщина поглотителей, а λ — величина пробега неупругого ядерного взаимодействия частиц в графите. В области энергии $E \ll 10 \text{ Bev}$ для протонов и π -мезонов $\lambda = 95 \text{ г/см}^2$ было принято $W = 0,365$.

Сначала было определено распределение μ -мезонов по их отклонениям δ , испытываемым в магнитном поле. После этого было вычислено импульсное распределение частиц. В этих измерениях импульс частиц был связан с их отклонением соотношением $p = 5,09/\delta$. Абсолютные величины ординат дифференциального спектра были получены путем сравнения импульсного распределения частиц с дифференциальным спектром μ -мезонов, определенным в области $p < 14 \text{ Bev/c}$ в работе [2]. Оказалось, что ординаты наблюдаемого нами импульсного распределения частиц следует умножить на множитель $5,47 \cdot 10^{-7}$, чтобы получить абсолютную величину ординат. В пределах статистических ошибок обоих экспериментов вышеприведенный коэффициент перехода имеет постоянное значение для области спектра $p < 14 \text{ Bev/c}$. В последнем столбце табл. 1 приведены ординаты дифференциального спектра энергии μ -мезонов.

В наших последующих измерениях мы имели возможность снова получить энергетическое распределение μ -мезонов. В этих измерениях применялась та же установка (см. рис. 1), но графитовые поглотители Π_1 — Π_5 были заменены свинцовыми, с толщинами соответственно 86,2; 28,6; 47,8; 77,5 и 57 г/см^2 . С учетом толщины стенок счетчиков общее коли-

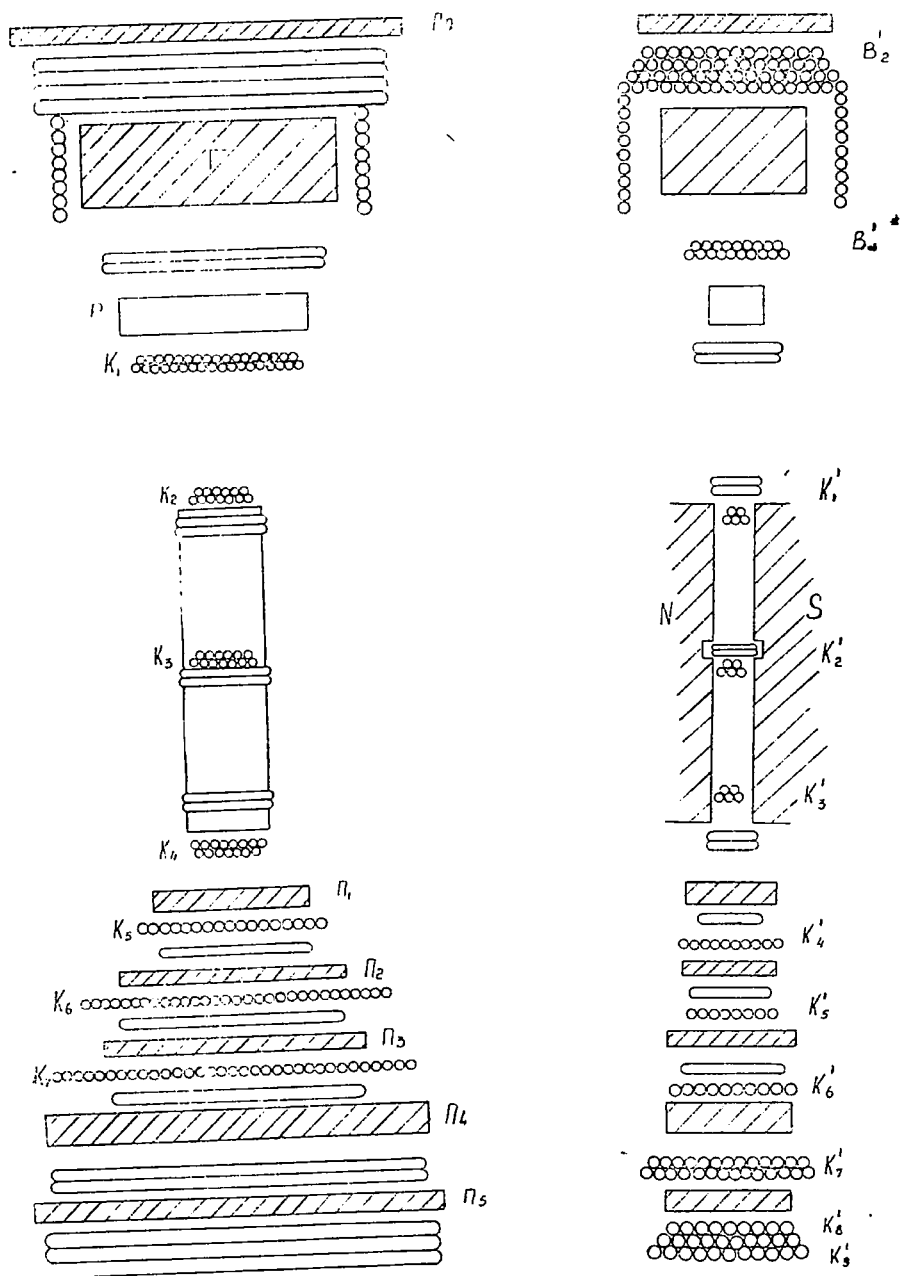


Рис. 1. Вертикальные разрезы установки магнитного спектрометра—перпендикулярный и параллельный силовым линиям магнитного поля. П₀—свинцовый поглотитель толщиной 32 г/см² для поглощения электронно-фотонной компоненты; П₁—П₅—поглотители графитовые, медные или свинцовые; К₁—К₄—координатные ряды счетчиков; Г—графитовый поглотитель; Р—пропорциональный счетчик; К и В с индексами и штрихами—ряды счетчиков Гейгера-Мюллера.

чество вещества под магнитным зазором было 300 г/см^2 . Результаты измерений приведены в табл. 2. Как и в первом эксперименте, для определения чистого потока μ -мезонов необходимо из общего потока вычесть поток радиоактивных частиц. В результате анализа траекторий частиц удавалось установить числа ядерных взаимодействий за весь период наблюдений. В этом случае мы рассматривали взаимодействия лишь в первых трех поглотителях Π_1 — Π_3 , суммарная толщина которых равна 156 г/см^2 . В измерениях спектра μ -мезонов в последнем ряде счетчиков K_9 и K'_9 иногда наблюдались пропуски (при прохождении частиц соответствующие счетчики не срабатывали), поэтому, во избежание возможных ошибок, мы решили при определении числа ядерных взаимодействий поглотителя Π_4 и Π_5 исключить из рассмотрения. По нашим данным (см. раздел 4), в рассматриваемой области импульсов средний пробег неупругого ядерного взаимодействия протонов и π -мезонов в свинце приблизительно равен $\lambda = 195 \text{ г/см}^2$. Вероятность неупругого ядерного взаимодействия этих частиц в поглотителях Π_1 — Π_3 равна $W = 1 - \exp(-156/195) = 0,551$. Следовательно, истинные числа протонов

Энергетическое распределение μ -мезонов (первый опыт)

Таблица 1

Интервалы отклонений, θ с.м.	Интервалы импульсов Bev/c	Средний импульс Bev/c	Общее число частиц		Число взаимодействующих частиц		Общее число μ -мезонов	Ординаты дифференциального спектра μ -мезонов, $с.м^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1} \text{ Bev}^{-1}$
			положительных	отрицательных	положительных	отрицательных		
2,47 — 2,30	2,06 — 2,20	2,12	416	285	21	1	641	$(2,47 \pm 0,09) \cdot 10^{-3}$
2,30 — 2,14	2,20 — 2,38	2,30	434	325	23	0	702	$(2,30 \pm 0,09) \cdot 10^{-3}$
2,14 — 1,97	2,38 — 2,58	2,48	456	306	18	1	710	$(1,98 \pm 0,07) \cdot 10^{-3}$
1,97 — 1,81	2,58 — 2,82	2,70	443	322	14	2	721	$(1,70 \pm 0,06) \cdot 10^{-3}$
1,81 — 1,64	2,82 — 3,09	2,95	476	360	12	2	798	$(1,53 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}$
1,64 — 1,48	3,09 — 3,45	3,27	525	366	17	2	839	$(1,35 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}$
1,48 — 1,31	3,45 — 3,88	3,65	527	362	20	1	832	$(1,07 \pm 0,03) \cdot 10^{-3}$
1,31 — 1,14	3,88 — 4,44	4,10	530	375	18	2	848	$(8,42 \pm 0,30) \cdot 10^{-4}$
1,14 — 0,980	4,44 — 5,20	4,8	574	370	15	1	900	$(6,61 \pm 0,20) \cdot 10^{-4}$
0,980 — 0,815	5,20 — 6,25	5,7	537	367	17	1	855	$(4,50 \pm 0,15) \cdot 10^{-4}$
0,815 — 0,649	6,25 — 7,80	7,0	528	376	12	1	869	$(2,97 \pm 0,09) \cdot 10^{-4}$
0,649 — 0,484	7,8 — 10,4	9,0	559	327	10	2	853	$(1,76 \pm 0,06) \cdot 10^{-4}$
0,484 — 0,319	10,4 — 16	12,7	474	293	8	2	740	$(7,60 \pm 0,30) \cdot 10^{-5}$
0,319 — 0,153	16 — 33,2	21,5	363	203	6	2	545	$(1,94 \pm 0,11) \cdot 10^{-5}$
0,158 — 0,000	33,2 — ∞	66,5	407		7		388	$(1,59 \pm 0,11) \cdot 10^{-6}$

Энергетическое распределение μ -мезонов (второй опыт)

Интервалы отклонений, δ см	Средний импульс, Bev/c	Общее число частиц		Общее число взаимодействий	Вероятность ядерного взаимодействия	Число μ -мезонов	Число π -мезонов	Общее число μ -мезонов	Ординаты дифференциального спектра μ -мезонов, $cm^{-2} sec^{-1} sterad^{-1} (Bev, c)^{-1}$	
		положительных	отрицательных							
2,47 — 2,30	2,12	793	560	54	1	0,551	695	558	1252	$(2,56 \pm 0,07) \cdot 10^{-3}$
2,30 — 2,14	2,30	780	539	49	2	0,551	692	536	1228	$(2,17 \pm 0,06) \cdot 10^{-3}$
2,14 — 1,97	2,48	846	577	48	1	0,551	760	575	1335	$(2,03 \pm 0,06) \cdot 10^{-3}$
1,97 — 1,81	2,70	837	623	49	3	0,551	747	618	1365	$(1,75 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}$
1,81 — 1,64	2,95	866	636	39	5	0,551	796	627	1423	$(1,52 \pm 0,04) \cdot 10^{-3}$
1,64 — 1,48	3,27	913	668	34	3	0,551	852	663	1515	$(1,33 \pm 0,03) \cdot 10^{-3}$
1,48 — 1,31	3,65	971	722	33	4	0,551	911	715	1626	$(1,13 \pm 0,03) \cdot 10^{-3}$
1,31 — 1,14	4,10	983	709	30	5	0,551	931	700	1631	$(8,76 \pm 0,22) \cdot 10^{-4}$
1,14 — 0,980	4,80	1017	705	29	3	0,551	965	700	1665	$(6,75 \pm 0,17) \cdot 10^{-4}$
0,980 — 0,815	5,70	999	647	29	3	0,551	947	642	1589	$(4,6 \pm 0,12) \cdot 10^{-4}$
0,815 — 0,649	7,0	944	642	25	5	0,551	900	633	1533	$(2,95 \pm 0,07) \cdot 10^{-4}$
0,649 — 0,484	9,0	839	602	23	4	0,551	798	595	1393	$(1,65 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$
0,484 — 0,319	12,7	707	561	20	3	0,551	670	556	1226	$(7,14 \pm 0,2) \cdot 10^{-5}$
0,319 — 0,153	21,5	555	458	12	2	0,551	533	454	987	$(1,98 \pm 0,06) \cdot 10^{-5}$
0,153 — 0,0	66,5	720			7	0,551	790	709		$(1,64 \pm 0,06) \cdot 10^{-6}$

и π -мезонов равны отношению чисел наблюдаемых взаимодействий к величине вероятности $W=0,551$. Числа положительных и отрицательных μ -мезонов, после вычитания фона протонов и π -мезонов; приведены в столбцах 8 и 9, а их общее число в столбце 10 табл. 2. Импульсное распределение частиц было вычислено из распределения по отклонениям:

$$N(p) = N(\delta) d\delta/dp = \delta^2 N(\delta) / 5,09.$$

Далее для получения абсолютных интенсивностей, ординаты полученного распределения умножались на коэффициент перехода $3,0 \cdot 10^{-7}$. Этот коэффициент был найден путем сравнения полученного импульсного распределения с распределением, приведенным в [2]. Соответствующие ординаты дифференциального спектра μ -мезонов приведены в столбце 11 табл. 2. Полученный спектр хорошо согласуется со спектром, определенным в первом опыте. Энергетическое распределение μ -мезонов изображено на рис. 2. Верхняя кривая представляет собою интегральное распределение, нижняя—дифференциальное распределение. Часть кривой при $E < 2$ Bev взята из работы [2]. В области энер-

гий $E > 4 \text{ Bev}$ полученное энергетическое распределение описывается с большой точностью степенной функцией вида

$$n_{\mu}(E)dE = 0,5(E + 5)^{-3}dE. \quad (1)$$

2. Энергетический спектр протонов на высоте 3200 м над уровнем моря

Энергетическое распределение протонов определено в четырех независимых опытах.

Опыт 1. В качестве первоисточника, исходя из которого были определены три ординаты дифференциального спектра протонов, служил экспериментальный материал по определению энергетического распределения μ -мезонов, приведенный в работе [2]. Описание установки приведено в цитированной работе. В этих измерениях над магнитным зазором не было вещества, за исключением легкого перекрытия из дерева и кровельного железа с общей толщиной 7 г/см^2 . Под

магнитным зазором находились шесть поглотителей П_1 — П_6 . Поглотитель П_1 был свинцовым ($45,2 \text{ г/см}^2$); остальные были медными и имели толщины, соответственно, 8, 9; 37,4; 16; 53,4 и $17,8 \text{ г/см}^2$. Импульс частиц, измеренных в единицах Bev/c был связан с их отклонением в магнитном поле соотношением $r = 7/\delta$. Проекции траекторий всех частиц были нанесены на трафареты и подвергались тщательному анализу. В результате удавалось установить, в каких случаях частицы испытывают неупругие ядерные взаимодействия в поглотителях П_1 — П_6 и в каких случаях проходят без взаимодействия. В данном случае под взаимодействием подразумеваются звезды, остановки частиц в поглотителях без видимого сопровождения и рассеяния на угол порядка 10° и больше. Взаимодействующие частицы с положительным знаком заряда отождествлялись с протонами и π^+ -мезонами, а отрицательные с π^- -мезонами. Измерения производились в течение 267

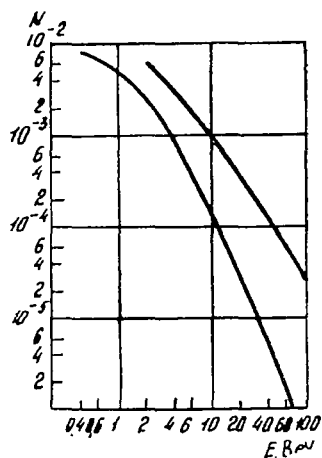


Рис. 2. Дифференциальный (нижняя кривая) и интегральный (верхняя кривая) энергетические спектры μ -мезонов на высоте 3200 м над уровнем моря. По оси ординат для дифференциального спектра отложена интенсивность N в единицах $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1} \cdot \text{Bev}^{-1}$, а для интегрального спектра в $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}$

часов. В интервалах импульсов $2,33 < p < 3,5$; $3,5 < p < 7$ и $7 < p < \infty \text{ Bev/c}$ было зарегистрировано соответственно 1650, 1715 и 1448 положительных частиц. Просмотром было установлено, что из них соответственно 160, 111 и 57 испытали неупругие ядерные взаимодействия. В этих же интервалах импульсов было зарегистрировано соответственно 1086, 1212 и 768 отрицательных частиц, из которых соответственно 5, 9 и 6 испытали неупругие ядерные взаимодействия. Разумно предположить, что на высотах гор числа π -мезонов обоого знака заряда в воздухе примерно равны. Поэтому разность чисел положительных и отрицательных взаимодействующих частиц представляет собою число протонов, претерпевших взаимодействие в поглотителях Π_1 — Π_6 . Согласно результатам, полученным в разделе 4, при рассматриваемых здесь энергиях поперечное сечение неупругого взаимодействия нуклонов в тяжелых элементах составляет примерно 75% от геометрического сечения ядер. Следовательно, вероятность взаимодействия нуклонов в поглотителях Π_1 — Π_6 приблизительно равна $1 - \exp(-x/\lambda) = 0,68$, где $x = 45,2 \text{ г/см}^2 \text{ pb} + 133,5 \text{ г/см}^2 \text{ Cu} = 1,52 \lambda_0$ — суммарная толщина поглотителей (λ_0 — пробег, соответствующий геометрическому сечению ядер, $\lambda = \lambda_0/0,75$ — средний пробег неупругого взаимодействия). Отношение чисел взаимодействующих протонов и вероятности взаимодействия 0,68 дает число протонов в рассматриваемом потоке μ -мезонов. Для отношения чисел протонов и μ -мезонов мы получили:

$$\frac{N_p(p)}{N_\mu(p)} = \begin{cases} 0,0354 \pm 0,0041 & \text{при } \bar{p} = 14 \text{ Bev/c} \\ 0,0546 \pm 0,0045 & \text{при } \bar{p} = 4,66 \text{ Bev/c} \\ 0,0917 \pm 0,0061 & \text{при } \bar{p} = 2,8 \text{ Bev/c} \end{cases} \quad (2)$$

При этих значениях импульсов для ординат дифференциального спектра μ -мезонов $N_\mu(p)$ имеем соответственно $4,7 \cdot 10^{-5}$, $6,4 \cdot 10^{-4}$ и $1,74 \cdot 10^{-3}$. Отсюда, с учетом (2), для ординат дифференциального спектра энергии протонов находим:

$$N_p(E) = \begin{cases} (1,66 \pm 0,23) \cdot 10^{-6} & \text{при } \bar{E} = 13 \text{ Bev} \\ (3,57 \pm 0,36) \cdot 10^{-5} & \text{при } \bar{E} = 3,9 \text{ Bev} \\ (1,68 \pm 0,14) \cdot 10^{-4} & \text{при } \bar{E} = 2 \text{ Bev} \end{cases} \quad (3)$$

Опыт 2. В этих измерениях под магнитным зазором находились шесть медных поглотителей Π_1 — Π_6 с общей толщиной $178 \text{ г/см}^2 = 1,65 \lambda_0$. За время измерений $t = 1,77 \cdot 10^6 \text{ сек}$

было зарегистрировано 6852 протона с энергией больше 30 Мев, остановившихся в Π_1 — Π_6 . Распределение этих частиц по их энергиям приведено в столбце 5 табл. 3. Протоны с импульсами $P < 1 \text{ Bev}/c$ останавливались в поглотителях благодаря ионизационным потерям энергии, а при $P > 1 \text{ Bev}/c$ они могли остановиться вследствие неупругих ядерных взаимодействий. Последний ряд счетчиков, расположенный под поглотителем Π_6 , был соединен с каналом антисовпадений, и поэтому регистрировались лишь те частицы, которые не проходили через этот ряд, т. е. частицы, оставшиеся в поглотителях Π_1 и Π_6 . Итак, по наблюдаемым числам протонов при $P < 1 \text{ Bev}/c$ можно непосредственно построить спектр этих частиц, а для получения этого спектра в области импульсов $P > 1 \text{ Bev}/c$ необходимо знать вероятность остановки протонов в поглотителях Π_1 — Π_6 как функцию от энергии. Значение вероятности было определено из первого опыта. Это оправдано тем, что физические условия в обоих экспериментах были одинаковыми, за исключением несущественной разницы, состоящей в том, что поглотитель Π_1 в первом опыте был свинцовый, а во втором—медный. Общая толщина поглотителей Π_1 — Π_6 , измеренная в единицах пробега λ_0 , соответствующая геометрическому сечению ядер, в первом опыте равнялась 1,52, а во втором—1,65. Таким образом, в смысле ядерных взаимодействий и остановок частиц физические условия были тоже почти одинаковыми. В рассматриваемом вопросе имеют значение и размеры поверхностей поглотителей, а также рядов счетчиков, расположенных между поглотителями. В этом отношении условия были совершенно одинаковые.

В первом опыте было найдено, что за все время наблюдения через установку прошло 84, 163 и 235 протонов с импульсами $7 < p < \infty$; $3,5 < p < 7$ и $2,33 < p < 3,5 \text{ Bev}/c$. Просмотром проекций траекторий взаимодействующих частиц на трафаретах было установлено, что соответственно в 12, 37 и 71 случаях протон вместе со своими вторичными продуктами остановился в поглотителях Π_1 — Π_6 . Отсюда находим, что при импульсах $\bar{p} = 14$; 4,7 и 2,8 Bev/c вероятность остановки соответственно равна $0,143 \pm 0,044$; $0,227 \pm 0,041$ и $0,302 \pm 0,044$. По этим точкам, а также по точке $W=1$ при $P=1 \text{ Bev}/c$ была построена кривая зависимости вероятности остановки от импульса частиц. По этой кривой и определялись вероятности остановок протонов для данного опыта (см. столбец 7 табл. 3). Для вычисления ординат дифференциального энергетического спектра протонов необходимо числа остановившихся протонов, приведенные в столбце 5 табл. 3, разделить на величину

Таблица 3

Энергетическое распределение протонов

Интервалы отклонений δ , см	Интервалы импульсов, Bev/c	Интервалы энергий, Bev	Средняя энергия, Bev	Число наблюдаемых частиц	Светосила	Вероятность, остановки W	Ординаты дифференциального спектра	
							Импульсный, см ⁻² сек ⁻¹ стерад ⁻¹ (Bev/c) ⁻¹	Энергетический см ⁻² сек ⁻¹ стерад ⁻¹ Bev ⁻¹
26—21	0,245—0,303	0,03—0,05	0,04	105	0,732	1,00	42±4,1	150±15
21—17	0,303—0,376	0,05—0,07	0,06	228	0,815	1,00	65,4±4,3	193±13
17—14	0,376—0,455	0,07—0,10	0,08	369	0,875	1,00	93,2±4,9	221±11
14—12	0,455—0,531	0,10—0,14	0,12	436	0,905	1,00	108±5	234±11
12—11	0,531—0,579	0,14—0,16	0,15	284	0,92	1,00	110±6	220±13
11—10	0,579—0,636	0,16—0,19	0,18	398	0,93	1,00	128±6	252±13
10—9	0,636—0,707	0,19—0,24	0,21	506	0,94	1,00	129±6	208±9
9—8	0,707—0,795	0,24—0,29	0,26	617	0,95	1,00	126±5	209±8
8—7	0,795—0,91	0,29—0,37	0,34	731	0,96	1,00	114±6	162±9
7—6	0,91—1,06	0,37—0,47	0,44	827	0,97	1,00	99,7±6,3	145±9
6—5	1,06—1,27	0,47—0,64	0,60	772	0,98	0,91±0,04	70,2±6,2	87±6
5—4	1,27—1,60	0,64—0,91	0,80	562	0,99	0,66±0,06	44,6±3,8	54,5±5,0
4—3	1,60—2,10	0,91—1,38	1,20	503	1,0	0,46±0,05	37,3±3,5	39,5±4,4
3—2	2,10—3,20	1,38—2,38	1,9	386	1,0	0,33±0,04	18,6±2,9	20,5±2,5
2—1	3,20—6,36	2,38—5,50	3,9	108	1,0	0,23±0,04	2,53±0,46	2,56±0,44
1—0	6,36—∞	5,50—∞	14	13	1,0	0,14±0,04	0,055±0,023	0,055±0,023

$$S\omega t \int W(E) \Delta E = 5,88 \sigma W(E) \Delta E \cdot 10^6, \quad (4)$$

где ΔE —ширина рассматриваемого интервала энергии протонов, $t = 1,77 \cdot 10^6$ сек—продолжительность наблюдений, S —площадь самого нижнего ряда счетчиков, ω —телесный угол установки, σ —светосила установки, $f = 0,78$ —эффективность регистрации частиц [3] и $W(E)$ —вероятность остановки протонов в поглотителях Π_1 — Π_6 . В этих измерениях $S\omega = 4,26$ см² стерад. В столбцах 8 и 9 табл. 3, приведены соответственно ординаты дифференциального спектра импульсов и энергии протонов.

Опыт 3. Экспериментальный материал по определению энергетического спектра μ -мезонов, приведенный в табл. 1, содержит также все необходимые данные для определения энергетического распределения протонов (см. табл. 4). Напомним, что для поглощения электронно-фотонной компоненты над установкой (см. рис. 1) находился свинцовый поглотитель толщиной 32 г.см⁻². При этих измерениях под магнитным зазором находились пять графитовых поглотителей Π_1 — Π_5 с общей толщиной 43 г. см⁻². Ядерные взаимодействия в поглотителях устанавливались путем тщательного просмотра проекций траекторий всех частиц на трафаретах. В столбце 6 табл. 4 дана вероятность взаимодействия протонов в поглотителях Π_1 — Π_5 . Вероятность взаимодействия $W = 1 - \exp(-x/\lambda)$, где $x = 43$ г.см⁻² и λ -пробег неупругого взаимодействия протонов. В соответствии с данными нашей работы (см. раздел 4) для первых пяти интервалов импульсов было принято $\lambda = 95$ г.см⁻² и соответственно $W = 0,365$. Для последних двух интервалов энергии ($E > 16$ Bev) было предположено, что поперечное сечение неупругого ядерного взаимодействия протонов в графите равно геометрическому сечению ядра и соответственно было принято $\lambda = 67$ г.см⁻² и $W = 0,48$. Числа в столбце 7 табл. 4 представляют собою разности чисел положительных (столбец 3) и отрицательных (столбец 4) взаимодействующих частиц. Эти частицы отождествлялись с протонами. Общие числа протонов, имеющих в потоке μ -мезонов, даны в столбце 8. Они получены делением чисел предыдущего столбца на вероятность W . В столбце 9 приведены отношения чисел протонов и μ -мезонов. Умножая эти отношения на соответствующие ординаты дифференциального энергетического спектра μ -мезонов [2], получаем ординаты дифференциального энергетического спектра протонов (столбец 10). При импульсах $p > 33$ Bev/c

установка не позволяла определить знак частиц. В этой области импульсов было наблюдеено 388 частиц и 7 взаимодействий среди них. Отсюда, учитывая вероятность взаимодействия, находим, что отношение чисел протонов и π -мезонов к числу μ -мезонов в атмосфере равно $0,038 \pm 0,12$. Из найденного в работе [4] спектра рождения π -мезонов было вычислено относительное число π -мезонов на высоте Арагаца и было найдено, что при энергии 66 *Bev* отношение чисел π - и μ -мезонов на этой высоте равно приблизительно 0,007. Следовательно, отношение чисел протонов и μ -мезонов при $p=66$ *Bev/c* равно $0,031 \pm 0,012$.

Опыт 4. Табл. 2 содержит данные, которые могут быть использованы для определения энергетического спектра протонов. В столбце 5 указанной таблицы приведены суммы чисел протонов и π^+ -мезонов $N(p+\pi^+)$, а в столбце 6—числа π^- -мезонов $N(\pi^-)$, претерпевших неупругие ядерные взаимодействия в поглотителях $\Pi_1-\Pi_3$. Аналогично предыдущему опыту предполагалось, что число взаимодействующих протонов равно разности $N(p+\pi^+)-N(\pi^-)$. Для получения истинных чисел протонов, прошедших за весь период измерений через установку, необходимо разделить эту разность на вероятность остановки $W=0,551$. Дальнейшая обработка полученных чисел производилась по способу, изложенному в предыдущем опыте. Окончательные результаты приведены на рис. 3. Ординаты дифференциального спектра протонов, соответствующие этому опыту обозначены квадратиками. Точки, обозначенные прямоугольниками, зачерненными и светлыми кружочками, изображают соответственно результаты, полученные в опытах 1, 2 и 3. Полученное энергетическое распределение при $E > 3$ *Bev* можно аппроксимировать формулой

$$3,2 \cdot 10^{-3}(2+E)^{-2,8}, \quad (5)$$

где E — кинетическая энергия протона в *Bev*.

3. Пробег поглощения нуклонной компоненты в атмосфере

На основании материала предыдущего раздела вычислим пробег для поглощения вертикального потока нуклонов в атмосфере. С этой целью будем сравнивать наши данные с

Таблица 4

Энергетическое распределение протонов

Интервалы импульсов, Bev/c	Средний импульс, Bev/c	Число взаимодействий в потоке		Средняя кинетическая энергия протонов, Bev	Вероятность взаимодействия	Число протонов		Отношение чисел протонов и μ -мезонов в воздухе	Ординаты дифференциального энергетического спектра протонов, $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1} \cdot \text{Bev}^{-1}$
		положительных частиц	отрицательных частиц			взаимодействующих	всех		
2,06—2,82	2,38	76	4	1,62	0,365	72 \pm 7	197 \pm 19	0,071 \pm 0,007	(1,58 \pm 0,15) $\cdot 10^{-4}$
2,82—3,88	3,25	49	5	2,45	0,365	44 \pm 6	121 \pm 16	0,049 \pm 0,006	(6,72 \pm 0,82) $\cdot 10^{-5}$
3,88—5,20	4,45	33	3	3,6	0,365	30 \pm 5	82 \pm 14	0,047 \pm 0,008	(3,76 \pm 0,64) $\cdot 10^{-5}$
5,20—7,8	6,3	29	2	5,4	0,365	27 \pm 4	74 \pm 11	0,043 \pm 0,006	(1,68 \pm 0,23) $\cdot 10^{-5}$
7,8—16	10,5	18	4	9,6	0,365	14 \pm 4	38 \pm 11	0,024 \pm 0,007	(3,12 \pm 0,91) $\cdot 10^{-6}$
16— ∞	32	15	(3)	31	0,48	12 \pm 3	25 \pm 6	0,027 \pm 0,006	(2,7 \pm 0,7) $\cdot 10^{-7}$
33,2— ∞	66	7		65	0,48			0,032 \pm 0,012	(4,5 \pm 1,7) $\cdot 10^{-8}$

интенсивностью первичного излучения. Геомагнитная широта Арагацской станции равна 35° . Первичный спектр частиц на этой широте обрезается приблизительно при импульсах $6,7 \text{ Bev}/c$. Ясно, что при энергиях $E > 3 \text{ Bev}$ эффект геомагнитного обрезания не скажется на интенсивности нуклонов на высотах гор. При таких энергиях можно считать интенсивности

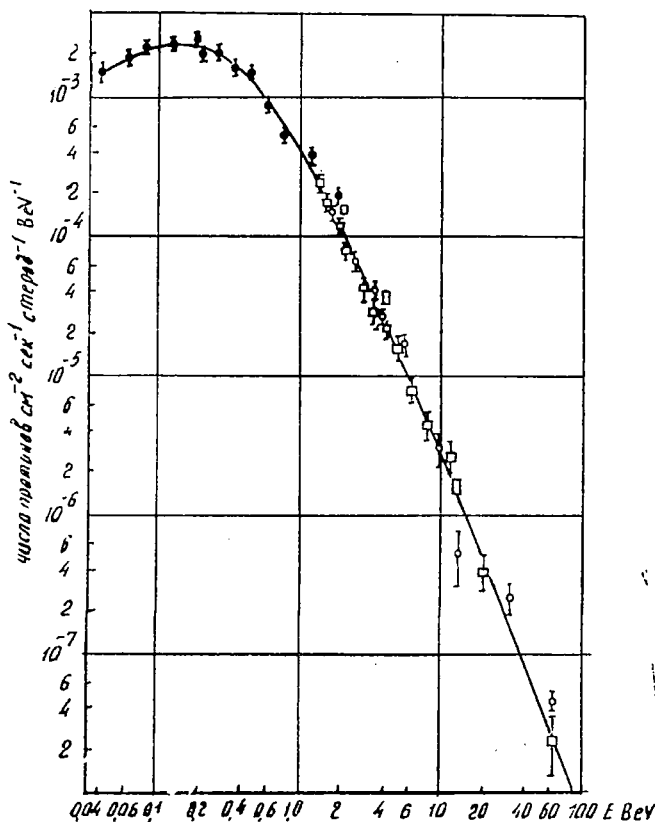


Рис. 3. Дифференциальный энергетический спектр протонов на высоте 3200 м над уровнем моря.

протонов и нейтронов на высотах гор равными. Это предположение подтверждается тем, что числа протонных и нейтронных звезд в эмульсии при энергиях $E > 3 \text{ Bev}$ в пределах статистических ошибок оказываются равными [5-7].

Интегральный спектр первичных нуклонов в работе [8] в хорошем приближении аппроксимирован формулой:

$$N(0) = 6,1 \cdot (6,34 + E)^{-1,8}.$$

Соответствующая интенсивность нуклонов на высоте Арагацской станции (давление, с учетом малого количества вещества над установкой, равно 710 г.см^{-2}), согласно (5), равна $N(710) = 3,56 \cdot 10^{-3}(2+E)^{-1,8}$. Следовательно, пробег поглощения вертикального потока нуклонов с энергией больше заданной равен

$$l = 710 / \ln\{N(0)/N(710)\} = 394 / \{4,13 + \ln[(E+2)/(E+6,34)]\}.$$

Отсюда, при энергии нуклонов $E=3, 5, 10, 30, 50$ и 100 Bev получаем соответственно $l=112, 108, 103, 99, 97, 96 \text{ г.см}^{-2}$ воздуха. Получаемые значения пробега поглощения не согласуются с результатами, приведенными в работах [9-12]. В этих работах для области энергий нуклонов порядка 1000 Bev получено $l=112 \pm 6; 116 \pm 9 \text{ г. см}^{-2}$ [9,12] и $l=120 \text{ г.см}^{-2}$ [10,11]. Таким образом, полученные нами значения меньше цитированных. Для объяснения этого расхождения нужно допустить, что интенсивность нуклонов в нашей работе занижена в два раза или в первичном потоке завышена в два раза, или же в определении этих спектров допущены такие ошибки, что в их отношении получается ошибка порядка двух. Но такая ошибка нам кажется неправдоподобной. По-видимому, отмеченное расхождение в значительной степени обусловлено следующей причиной. В цитированных работах определялся пробег поглощения N-компоненты, в то время как в этой работе он относится только к нуклонной компоненте. При наличии в экспериментах большого количества плотного вещества разница будет существенной.

4. Поперечные сечения ядерного взаимодействия π -мезонов и протонов в меди, графите и свинце

При определенных условиях магнитный спектрометр может быть использован как прибор для измерения полного поперечного сечения неупругого ядерного взаимодействия π -мезонов и протонов с веществом. Для этого следует расположить над установкой поглотитель и с помощью системы счетчиков Гейгера-Мюллера выделить и изучить потоки заряженных частиц, образованных нейтронами в поглотителе. Тогда отрицательными частицами будут только π^- -мезоны, а положительными π^+ -мезоны и протоны. Что касается присутствия тяжелых мезонов в этом потоке, то мы предполагаем, что они не могут внести заметного вклада в число изучаемых частиц. Далее, изучая ядерные взаимодействия в поглотителях, расположенных под магнитным зазором, можно определить сечение неупругого ядерного взаимодействия π -мезонов и протонов в веществе поглотителя.

Для изучения траектории частиц и поведения их в поглотителях применялись трафареты, на которых в масштабе была изображена схема установки в двух перпендикулярных плоскостях (см. рис. 1). Трафареты позволяли воспроизвести проекции траекторий частиц на эти плоскости. Если частица не претерпевала ядерного взаимодействия, то проекция ее траектории в плоскости, параллельной магнитным силовым линиям, должна представлять собой прямую линию по всему пути ее движения в установке. Проекция траектории такой частицы в плоскости, перпендикулярной силовым линиям в магнитном поле, изобразится дугой окружности, а вне поля в поглотителях—прямой линией, касательной к этой окружности в точке выхода частицы из поля. В случае ядерного взаимодействия частиц в поглотителях наблюдаются следующие типы явлений: 1) видимое образование звезд, 2) ядерное рассеяние, 3) остановки частиц.

Звездами мы называем случаи, когда в рядах счетчиков, расположенных между поглотителями, наблюдается кратное загорание счетчиков. Однако было бы неверно руководствоваться только этим критерием, так как многократное загорание счетчиков может быть вызвано и δ -электронами или случайными сопровождениями, т. е. посторонними частицами, попадающими в установку в момент регистрации исследуемых частиц. δ -электронные явления можно отличить от ядерных звезд по тому признаку, что в первом случае всегда загораются лишь соседние счетчики, близко расположенные к траектории частицы, которая при этом представляет собою прямую линию, пронизывающую все поглотители, в случае же ядерных звезд в значительном большинстве случаев нарушается прямолинейность в одной из проекций первоначальной траектории. Кроме того, исследуя кратные загорания счетчиков, можно построить лучи, пересекающиеся в одной точке, причем довольно часто наблюдаются лучи, идущие как в сторону нижней, так и в сторону верхней полусферы от горизонтальной плоскости, проходящей через точку пересечения лучей. Характерно еще, что лучи, идущие назад, короткие, тогда как лучи, идущие вперед, сравнительно длиннее, причем они проникают в следующие поглотители, а иногда проходят даже через последний поглотитель. Число случайных совпадений вообще мало. Кроме того, из случайных траекторий в большинстве случаев не представляется возможным построить звезды, т. е. лучи, исходящие из одной точки. Несмотря на перечисленные характерные признаки ядерных звезд, иногда бывает трудно однозначно установить поглотитель, в котором имело место взаимодействие.

Под ядерным рассеянием мы подразумеваем отклонение обеих проекций траектории частицы или одной из них на угол $\theta \geq 10^\circ$. При рассматриваемых энергиях мезонов угол многократного кулоновского рассеяния мал, так что отобранные по этому критерию изломы траекторий действительно представляют собою ядерное рассеяние частиц. Однако случаи, принятые нами за ядерное рассеяние мезонов, могли быть частично звездами, продукты которых, за исключением одного, погибли в поглотителях и не дошли до счетчиков, расположенных под или над поглотителем, в котором произошло соударение.

Наконец, под остановкой мы подразумеваем явление, при котором выходящая из магнитного поля частица бесследно пропадает в каком-либо поглотителе, причем до места исчезновения она двигалась как невзаимодействующая частица. Часть этих случаев, по-видимому, представляет собой явления перезарядки, рассеяния частиц на большой угол, при котором частица, идя в сторону, покидает систему поглотителей. Возможны также случаи, когда в поглотителе, где погибла частица, на самом деле образовалась звезда, состоящая только из медленных заряженных частиц, остановившихся в этом же поглотителе. Конечно, с ростом энергии мезонов число последних случаев будет стремиться к нулю.

Сечение ядерного взаимодействия π^- -мезонов определялось непосредственно, так как поток отрицательных частиц представлял собой именно поток π^- -мезонов. Сечение ядерного взаимодействия протонов вычислялось по формуле

$$\sigma_a^{(p)} = (N_+ \sigma_a^{(\pi^+)} - N_\pi \sigma_a^{(\pi^-)}) / (N_+ - N_\pi), \quad (6)$$

где N_+ — число положительных частиц, N_π — число π^+ -мезонов, принятое равным числу π^- -мезонов [13], $\sigma_a^{(\pi^+)}$ и $\sigma_a^{(\pi^-)}$ — соответственно сечения неупругого ядерного взаимодействия потока положительных частиц (π^+ , p) и π^- -мезонов. Здесь предполагается, что $\sigma_a^{(\pi^+)} = \sigma_a^{(\pi^-)}$. Этим методом были определены поперечные сечения неупругого ядерного взаимодействия π^- -мезонов и протонов в графите, меди и свинце.

а) *Сечения неупругого ядерного взаимодействия π^- -мезонов и протонов в графите.* В этой серии измерений под магнитным зором находились пять графитовых поглотителей П₁—П₅ с толщиной соответственно 10,1; 5,6; 7,1; 11,7 и 8,5 г.см⁻². В приведенные числа включено также количество вещества стенок счетчиков, расположенных между поглотителями. Суммарная толщина стенок счетчиков равна 3 г.см⁻²

меди, что в смысле ядерного взаимодействия эквивалентно 2 г. см^{-2} графита. Генерация π^- -мезонов и протонов нейтроном происходила в графитовом поглотителе (см. рис. 1) толщиной 32 г. см^{-2} .

Все необходимые данные, относящиеся к ядерным взаимодействиям генерированных отрицательных частиц— π^- -мезонов, приведены в табл. 5. Для поперечного сечения неупругого ядерного взаимодействия π^- -мезонов с ядрами графита в таблице указаны среднеквадратичные ошибки, вычисленные по формуле $\sqrt{NW(1-W)}$, где N —число частиц в изучаемом потоке и W —вероятность взаимодействия.

Таблица 5

Поперечные сечения неупругого ядерного взаимодействия π^- -мезонов в графите

Интервалы полной энергии, Bev	Средняя энергия, Bev	Толщина поглотителя, г. см^2	Общее число π^- -мезонов	Число взаимодействующих π^- -мезонов	Поперечное сечение σ_a , мбн
0,36—0,55	0,43	43	201	72	$206 \pm_{25}^{22}$
0,55—0,79	0,65	43	107	38	$202 \pm_{33}^{32}$
0,79—1,15	0,94	43	53	22	$248 \pm_{57}^{54}$
1,15—2,00	1,5	43	39	14	$206 \pm_{60}^{52}$
2,00—4,00	2,8	43	33	12	$210 \pm_{68}^{59}$
4,00—66,0	15	43	11	4	$208 \pm_{120}^{97}$

Углы дифракционного рассеяния в графите порядка $(\theta) = \text{ch} R/p \sim (3,5/p)^\circ$, где $R = 3,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ —радиус ядра графита и p —импульс частицы, выраженный в Bev/c . При просмотре на трафаретах проекций траекторий частиц в число ядерных взаимодействий мы включили также случаи рассеяния частиц на углы $\geq 10^\circ$. Для первых трех интервалов импульсов

углы дифракционного рассеяния составляют соответственно $8,5$ и 4° . Поэтому для этих интервалов измеренные поперечные сечения, приведенные в столбце 6 табл. 5, включают в себя и некоторую долю сечения упругого рассеяния π^- -мезонов. Для остальных трех интервалов энергий углы дифракционного рассеяния достаточно малы, и приведенные значения сечений представляют собой сечения неупругого ядерного взаимодействия. Из табл. 5 видно, что при средних энергиях $1,5$; $2,8$; 15 Bev поперечное сечение неупругого ядерного взаимо-

действия σ для π^- -мезонов в графите, в пределах статистических ошибок, постоянно и приблизительно равно $0,65 \sigma_0$, где $\sigma_0 = 3,22 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ — геометрическое сечение ядер графита.

Данные, необходимые для вычисления сечений ядерного взаимодействия потока положительных частиц, приводятся в табл. 6. Из сравнения чисел π^- -мезонов и положительных частиц, по-видимому, можно утверждать, что большинство из генерированных положительных частиц является протонами. Получаемые поперечные сечения, приведенные в столбце 6, представляют собою σ_a в графите для смеси π^+ и p . Это сечение, в пределах ошибок эксперимента, оказывается таким же, как и для π^- -мезонов. Отсюда можно заключить, что при импульсах 2,7; 3,3 и 6,7 Веv/c $\sigma_a^{(\pi)} \approx \sigma_a^{(p)} \approx 0,65 \sigma_0$.

Таким образом, при энергиях протонов $E \leq 6 \text{ Веv}$ ядра графита являются полупрозрачными для протонов и π^- -мезонов.

Таблица 6

Ядерные взаимодействия положительно заряженных частиц, генерированных в графите

Интервалы импульсов, Веv/c	Средний импульс Веv/c	Толщина поглотителя, г.см^{-2}	Общее число частиц	Число взаимодействующих частиц	Поперечное сечение σ_a , мбн
2—4	2,7	43	161	58	205 ± 27
3—4	3,3	43	59	20	191 ± 45
4—16	6,7	43	30	11	212 ± 70

б) Сечения неупругого ядерного взаимодействия π^- -мезонов и протонов в меди. Для определения σ_a в меди под магнитным зором помещались медные поглотители Π_1 — Π_6 , толщиной соответственно 10; 18,3; 23,1; 36,4; 52,9 и 35,6 г.см^{-2} . Условия отбора частиц были такие же, как и в случае графита. Угол дифракционного рассеяния для меди будет меньше, чем в графите, и равен $\Theta = (2/p)^\circ$. Все необходимые данные, относящиеся к ядерным взаимодействиям π^- -мезонов в меди, приведены в табл. 7. Из этих данных следует, что в области энергий, больших 1 Веv , поперечное сечение неупругого ядерного взаимодействия, в пределах ошибок эксперимента, остается постоянным и равно $0,75 \sigma_0$. В табл. 8 приведены данные для определения $\sigma_a^{(p)}$, которое вычислялось по формуле (6).

в) Сечение неупругого ядерного взаимодействия π^- -мезонов и протонов в свинце. В этих опытах взаимодействия рассматривались в свинцовых поглотителях Π_1 — Π_5 , толщиной соответственно 86,2; 28,6; 47,8; 77,5 и 57,0 г.см^{-2} . Для

Таблица 7

Поперечное сечение неупругого взаимодействия π -мезонов в меди

Интервалы полной энергии, Bev	Средняя энергия, Bev	Толщина поглотителя, $г.с.м^{-2}$	Общее число частиц	Число произошедших взаимодействий	Поперечное сечение σ_a , $мбн$
0,51—0,71	0,60	29	134	33	1030^{+170}_{-157}
0,71—0,91	0,81	52	80	31	996^{+174}_{-171}
0,91—1,07	1,00	52	44	13	712^{+230}_{-269}
1,07—1,28	1,12	88,6	54	29	917^{+193}_{-163}
1,28—1,60	1,50	88,6	46	25	934^{+216}_{-176}
1,60—2,12	1,85	88,6	51	23	712^{+161}_{-139}
2,12—3,18	2,6	141,3	50	30	685^{+139}_{-121}
3,18—6,36	4,2	141,3	31	20	775^{+201}_{-165}
6,36— ∞	12	141,3	35	22	742^{+183}_{-150}

Таблица 8

Полное поперечное сечение неупругого взаимодействия протонов в меди

Интервалы импульсов, Bev/c	Толщина поглотителя, $г.с.м^{-2}$	Общее число положительных частиц	Число произошедших взаимодействий	Полное поперечное сечение для положительных частиц, σ_a^+ , $мбн$	Интервалы кинетической энергии протонов, Bev	Поперечное сечение протонов, σ_a , $мбн$
0,91—1,06	29	352	75	872^{+114}_{-91}	0,37—0,47	893^{+134}_{-110}
1,06—1,27	29	329	70	872^{+114}_{-108}	0,47—0,64	867^{+141}_{-133}
1,27—1,59	52	305	102	825^{+92}_{-83}	0,64—0,91	807^{+111}_{-102}
1,59—2,12	52	240	76	764^{+101}_{-84}	0,91—1,38	778^{+135}_{-113}
2,12—3,18	88,6	191	86	712^{+80}_{-73}	1,38—2,38	718^{+118}_{-107}
3,18—6,36	141,3	111	69	727^{+90}_{-128}	2,38—5,5	711^{+147}_{-143}
6,36— ∞	141,3	67	42	737^{+128}_{-113}	5,5— ∞	738^{+334}_{-288}

свинца угол дифракционного рассеяния $\Theta = (1,4/p)^\circ$, а угол многократного кулоновского рассеяния для первых четырех

поглотителей, в которых изучались взаимодействия, вместе взятых, приблизительно равен $(5/p)$. Поэтому в этом случае, во избежание конкуренции со стороны многократного кулоновского рассеяния, мы ограничивались рассмотрением ядерных взаимодействий частиц с импульсами $p \gtrsim 3^{Bev}/c$. Все необходимые данные, относящиеся к ядерным взаимодействиям π^- -мезонов и протонов в свинце, приведены в табл. 9 и 10.

Таблица 9

Поперечное сечение неупругого взаимодействия π^- -мезонов в свинце

Интервалы полной энергии, <i>Bev</i>	Средняя энергия, <i>Bev</i>	Толщина поглотителей <i>г.см</i> ⁻²	Общее число частиц	Число произошедших взаимодействий	Поперечное сечение, σ_a , <i>мбн</i>
2,65—3,98	3,18	242	37	29	1835±197
3,19—5,30	3,93	242	40	31	1960±180
3,98—7,95	5,30	242	34	26	1840±139
5,30—15,9	7,95	242	27	20	1815±197
7,95— ∞	34,4	242	29	24	1810±215

Таблица 10

Поперечное сечение неупругого взаимодействия протонов в свинце

Интервалы, импульсов, <i>Bev/c</i>	Толщина поглотителей, <i>г.см</i> ⁻²	Общее число положительных частиц	Число произошедших взаимодействий	Поперечное сечение для положительных частиц, <i>мбн</i>	Интервалы кинетических энергий протонов, <i>Bev</i>	Поперечное сечение протонов σ_a , <i>мбн</i>
3,19—5,30	242,2	157	113	1780±170	3,6	1791±220
3,98—7,95	242,2	111	84	1860±208	5,16	1850±260
5,30—15,9	242,2	64	46	1780±230	7,46	1711±300
7,95— ∞	242,2	51	39	1830±280	24,6	1770±360

Сравним полученные нами данные с данными, имеющимися в литературе. В работе [14] для сечения π^- -мезонов с энергией 0,59 *Bev* в графите получено $\sigma_a = (186 \pm 22)$ *мбн*, что, в пределах ошибок экспериментов, находится в хорошем согласии с нашими результатами. В работе [15] определялось σ_a для π^- -мезонов в алюминии при энергии 5 *Bev*. Получено $\sigma_a = 0,40$ *бн*, что составляет примерно 72% от геометрического поперечного сечения. В работе [16] при $E_\pi = 4,2$ *Bev* для графита найдено $\sigma_a = 0,218$ *бн*, что близко к значению полученному нами для этой области энергий. Наш результат для графита в области больших энергий не противоречит этому результату.

В литературе имеются данные о поперечных сечениях неупругого взаимодействия протонов с графитом только в области малых энергий. Так, в работе [17] при $E=0,87 \text{ Bev}$, $\sigma_a=0,25 \text{ бн}$. В работах [18,19] для нейтронов с энергией 1,4 Bev для сечения в графите найдено соответственно 0,200 и 0,231 бн . Наши результаты согласуются с результатами цитированных работ.

В случае меди в работе [14] для полной энергии π^- -мезонов, равной 0,59 Bev , было получено $\sigma_a=(0,73 \pm 0,11) \text{ бн}$. При энергии 3 Bev в работе [20] найдено $\sigma_a=0,7 \text{ бн}$. На ускорителях были получены π^- -мезоны с энергией 4,2 Bev и определено их поперечное сечение, которое оказалось равным 0,794 бн [16], т.е. в пределах ошибок экспериментов согласие с цитированными работами удовлетворительное.

В той области энергий, где имеются экспериментальные данные относительно неупругого сечения взаимодействий нуклонов в меди [17-19,21], наши результаты не находятся в противоречии с ними. Сечения σ_a для π^- -мезонов с ядрами свинца измерялись до энергии 970 MeV . Для этой энергии получено значение $\sigma_a=(1828 \pm 100) \text{ мбн}$ [22]. На Брукхэвнском космотроне для нейтронов с энергией 1,4 Bev получено $\sigma_a=1730 \text{ мбн}$ с точностью 5%. В другой работе [23] для протонов с энергией 860 MeV $\sigma_a=(1690 \pm 900) \text{ мбн}$. В области малых энергий для свинца у нас не имеется данных, чтобы сравнить с цитированными. Однако следует обратить внимание на то, что сечения, указанные в табл. 9 и 10 для $E > 3 \text{ Bev}$, в пределах статистических ошибок совпадают с данными цитированных работ.

На основании полученных данных можно сделать следующие выводы:

1. Сечения неупругого ядерного взаимодействия π -мезонов и протонов в области энергий от одного до нескольких десятков Bev в пределах ошибок экспериментов равны и не зависят от энергии.

2. Если в качестве геометрического сечения ядер принимать значение $\sigma_0=\pi(1,4 \cdot 10^{-13} \text{ A}^{1/3})^2$, то оказывается, что ядра не являются черными телами для π -мезонов и протонов с энергией $E > 1 \text{ Bev}$, а имеют некоторую прозрачность. Однако с ростом атомного номера прозрачность уменьшается. Так, в случае графита, меди и свинца: $\sigma_a=0,65 \sigma_0$; 0,75 σ_0 и 0,9 σ_0 соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н. М. Кочарян, ЖЭТФ, 28, 160, 1955. ² Н. М. Кочарян, М. Т. Айвазян, Э. А. Киракосян, А. С. Алексанян, ЖЭТФ, 30, 243, 1956. ³ Н. М. Кочарян, докторская диссертация, ФИАН СССР, М., 1954. ⁴ Г. С. Саакян, ДАН АрмССР, 24, 3, 1957. ⁵ I. R. H. Brown, U. Camerini, P. H. Fowler, H. Heitler, D. T. King, C. F. Powell, Phil. Mag., 40, 307, 1949. ⁶ U. Camerini, I. H. Davies, P. H. Fowler, C. Franzinetti, H. Muirhead, W. O. Lock, D. H. Perkins, G. Yekutieli, Phil. Mag., 42, 1241, 1951. ⁷ M. Teucher, Helv. Phys. Acta, 26, 434, 1953. ⁸ P. Budini, G. Moliterni, Das Zusammenspiel der Komponenten. Vorträge über kosmische Strahlung, Herausgegeben von W. Heisenberg, 1953, Berlin, стр. 365. ⁹ К. П. Рыжкова, Л. И. Сарычева, ЖЭТФ, 28, 618, 1955. ¹⁰ M. F. Kaplan, J. Z. Klose, D. M. Ritson, W. D. Walker, Phys. Rev. 91, 1573, 1953. ¹¹ J. Z. Klose, M. F. Kaplan, D. M. Ritson, W. L. Walker, Phys. Rev., 92, 855, 1953. ¹² Г. Т. Зацепин, докторская диссертация, ФИАН СССР, М., 1954. ¹³ А. В. Хримян, Изв. АН СССР, серия физ., 19, 700, 1955. ¹⁴ S. J. Lindenbaum, L. C. L. Yuan, Phys. Rev. 92, 1578, 1953. ¹⁵ J. Ise, Jr. A. Lagarrigue, R. V. Pyle, Phys. Rev. 100, 1799, 1955. ¹⁶ N. F. Winker, H. A. Bostick, B. J. Mayer. Bull. Am. Phys. Soc. 1, 252, 1956. ¹⁷ F. F. Chew, C. P. Leavitt, A. M. Shapiro, Bull. Am. Phys. Soc., 29, 47, 1954. ¹⁸ T. Coor, D. A. Hill, W. F. Hornyak, L. W. Smith, G. Snow, Phys. Rev., 98, 1369, 1955. ¹⁹ G. A. Snow, T. Coor, D. A. Hill, W. F. Hornyak, L. W. Smith, Bull. Am. Phys. Soc., 29, 54, 1954. ²⁰ M. Schein, D. M. Haskin, R. G. Glasser, Nuovo Cim., 1, 131, 1956. ²¹ W. O. Lock, P. V. March, Proc. Roy. Soc. 230, A, 222, 1955. ²² A. Abashian, R. Coll, J. Gronin, Bull. Am. Phys. Soc., 7, 350, 1956. ²³ F. F. Chew, Ch. P. Leavitt, A. M. Shapiro, Phys. Rev., 99, 857, 1955.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЫ С БИНАРНЫМИ СМЕСЯМИ*

Смесь пропана и фреона-12

В настоящее время рядом авторов [1-4] описаны пузырьковые камеры, работающие на эфире, пентане, пропане, фреон-12 и др. Испытаны также [5-7] бинарные смеси: фреон-12+фреон-13, эфир+углекислый газ и др. При выборе жидкостей следует учитывать их рабочее давление и температуру.

Наиболее привлекательной является камера, наполненная жидкостью, работающая при комнатной температуре и низких давлениях. В связи с этим мы поставили перед собою задачу, исходя из определенных физико-химических свойств жидкостей, выявить смеси, которые могли удовлетворять этим условиям. Испытание этих смесей производилось с помощью прямоугольной пузырьковой камеры (рис. 1), изготовленной из цельной латунной болванки с внутренним объемом 500 см³. Основными узлами прибора являются: корпус камеры, расширительное устройство, термостатирующая система, освещение, фоторегистратор и радиотехническая схема управления. Смотровые окна камеры закрыты оптическими стеклами К-3 толщиной 35 мм (закаленные).

Между стеклами и корпусом камеры ставились прокладки из фторпласта-4 толщиной 3 мм, а между стеклами и фланцем несколько слоев плотного картона. Посредством двухмиллиметровой фторопластовой мембраны, которая находилась между корпусом камеры и расширительным устройством, давление от баллона со сжатым азотом передавалось на рабочую жидкость. Быстрый сброс давления осуществлялся двухступенчатым электромагнитным клапаном.

Контроль давления как в камере, так и в расширительном устройстве осуществлялся манометрами. Термостатиро-

* ДАН АрмССР, 27, 217, 1958. (Соавторы: А. С. Алексанян, Х. Б. Пачаджян, Э. Ц. Левонян).

ванне камеры производилось при помощи термостата ТС-15 М, который прогонял воду через теплообменники, находящиеся сверху и снизу камеры. Камера освещалась двумя импульсными лампами типа ИПС-200. Фотографирование происходило на «просвет» на фоне черного бархата.

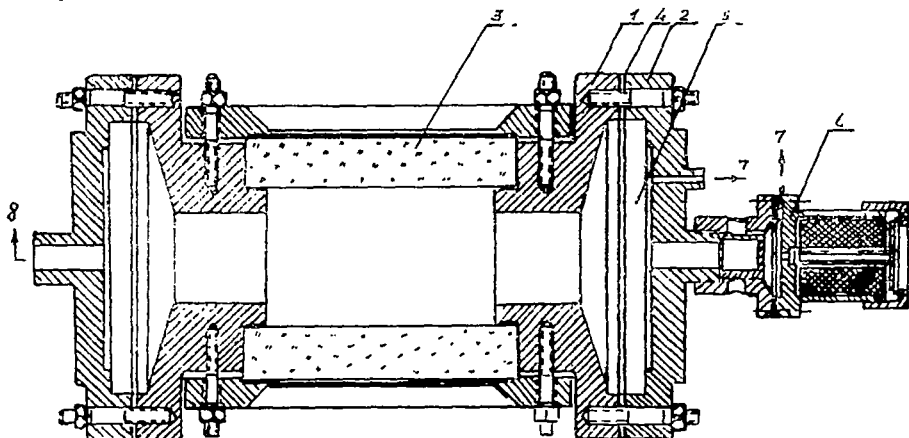


Рис. 1. Пузырьковая камера объемом 500 см³. 1—корпус; 2—фланец; 3—смотровые окна; 4—фторопластовая диафрагма; 5—расширительный объем (решетки не указаны); 6—электромагнитный клапан; 7—к баллону с сжатым азотом; 8—к балансирующему давлению.

Рабочий режим пузырьковой камеры осуществляется следующим образом. При температуре на несколько десятков градусов ниже критической температуры давления внутри камеры доводится на 10—15 атм. выше давления насыщенных паров смеси. Быстрым сбросом давления жидкость переходит в перегретое состояние. В таком метастабильном состоянии жидкость находится в течение нескольких десятков миллисекунд, после чего начинается бурное кипение на прокладках и стенках камеры. В течение этого времени камера чувствительна к ионизирующим частицам. После пролета частицы поджигаются импульсные лампы и производится фотографирование. При помощи расширительного устройства повышается давление в камере до исходного значения, т. е. выше P_{∞} (давление насыщенных паров) на 10—15 атм, паровая фаза конденсируется и камера вновь готова к работе. Сброс давления, освещение и протяжка пленки в фоторегистраторе производятся по сигналам схемы управления. Камера наполняется жидкостью таким образом, чтобы после ее нагревания до необходимой температуры в верхней ее

части оставался пузырь насыщенных паров порядка 3—4% полного объема камеры.

Кроме того, нами были сконструированы две камеры, в одной при давлении до 40 атмосфер определялось поверхностное натяжение жидкости методом капиллярного поднятия, а с помощью второй камеры определялось количество растворенного газа в жидкости, в случае, если в качестве бинарной смеси применялся газ и жидкость.

Помещая около камеры γ -источник Co^{60} , наблюдали и фотографировали следы электронов отдачи и устанавливали, при каких температурах, давлениях и концентрациях (во время бинарной смеси) возможно наблюдение следов электронов.

Нами была поставлена серия экспериментов по определению рабочей области чувствительности в зависимости от температуры и давления для бинарной смеси пропана (C_3H_8) и фреона-12 (CCl_2F_2). На рис. 2 дана чувствительная область для чистого фреона-12, чистого пропана и смеси пропан+фреон-12 для различных концентраций. Как видно из приведенных кривых, наиболее удачной оказалась смесь из 50% пропана и 50% фреона-12 (по объему), так как чувствительная область лежит в широком интервале температур от 50 до 82°C, при соответствующих давлениях насыщенных паров от 12 до 28 атм. Время чувствительности камеры и время роста пузырьков можно было определять, так как схема управления позволяла смещать момент вспышки света относительно начала сброса давления в широких пределах (до 100 мсек). Рост пузырька в смеси $C_3H_8 + CCl_2F_2$ происходит приблизительно в 5 раз быстрее, чем в CCl_2F_2 . Кроме того, конденсация пузыря в смеси 50% пропана и 50% фреона-12 происходит примерно в 10 раз быстрее, чем в случае фреона-12. Благодаря этому можно очень укоротить рабочий цикл смеси 50% пропана и 50% фреона-12.

Таким образом, пропанфреоновая пузырьковая камера обладает следующими преимуществами по сравнению с другими известными пузырьковыми камерами.

1. Она работает при более низких давлениях. По-видимому, это объясняется тем, что при смешивании пропана и дихлордифторметана (CCl_2F_2) ассоциированные молекулы отдельных компонент смеси диссоциируют.

2. Рабочая температура смеси ниже температур отдельных компонентов.

3. Конденсация пузыря для смеси происходит значительно быстрее, чем для отдельных компонентов.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность

сотруднику лаборатории И. М. Шокареву, принимавшему участие в конструировании пузырьковой камеры.

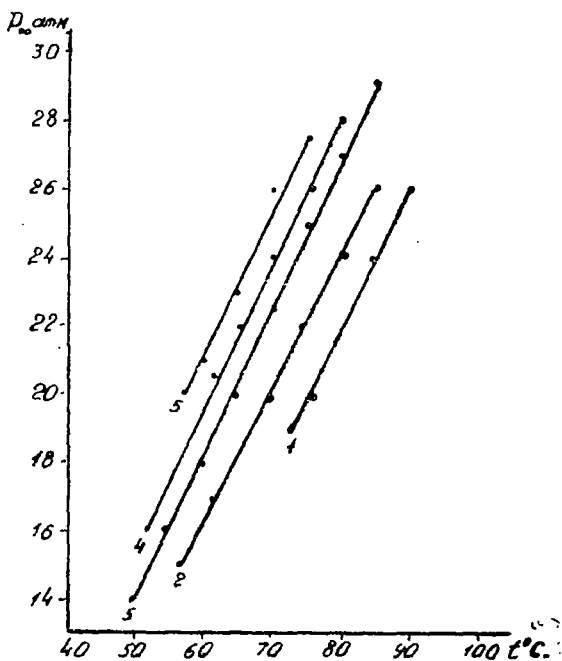


Рис. 2. Зависимость давления насыщенных паров (P_{∞}) от температуры ($t^{\circ}\text{C}$) в чувствительной области. 1—для чистого фреона—12; 2—25% пропана и 75% фреона—12 (по объему); 3—50% пропана и 50% фреона—12; 4—75% пропана и 25% фреона—12; 5—для чистого пропана.

ЛИТЕРАТУРА

¹ Д. Н. Глезер, Phys. Rev., 87, 665, 1952. ² Ж. Г. Вуд, Phys. Rev., 94, 731, 1954. ³ Л. В. Альварец, Сегн. symposium 2, 13, 1956. ⁴ В. З. Колганов, А. В. Лебедев, С. Я. Никитин, В. Т. Смолянкин, ПТЭ, 1958, № 1. ⁵ П. Е. Арган и А. Джили, Nuovo Sim., 3, 1171, 1956. ⁶ П. Е. Арган и А. Джили, Nuovo Sim., 4, 953, 1956. ⁷ Г. А. Блинов, Ю. С. Крестников, М. Ю. Ломанов, Я. Я. Шаламов, ЖЭТФ, 32, 1572, 1957.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЫ С РАЗНЫМИ БИНАРНЫМИ СМЕСЯМИ*

Фреон-12 и углекислый газ

Намн был поставлен ряд экспериментов по определению рабочей области в пузырьковой камере, наполненной бинарной смесью фреон-12 и углекислым газом в зависимости от концентрации, давления и температуры смеси. Для этой цели мы использовали пузырьковую камеру объемом 500 см^3 , описание которой дано в работе [1]. В [2, 3] приводятся данные о работе пузырьковой камеры, наполненной смесью фреон-12 (CCl_2F_2) + фреон-13 (CClF_3) и пропан + углекислый газ. Имеются данные [4], свидетельствующие о том, что в таких бинарных смесях рост пузырьков идет в основном за счет растворителя, а не растворенного газа. Предполагается, что роль газа в этом случае сводится к понижению коэффициента поверхностного натяжения (α).

Мы поставили перед собой задачу определить понижение поверхностного натяжения жидкости в зависимости от температуры и концентрации растворенного газа в жидкости. В настоящей работе приводятся данные зависимости α от температуры для чистого фреона-12 и для смеси, состоящей из фреона-12 и растворенного в нем углекислого газа.

Необходимое ($\sim 4 \frac{\text{дин}}{\text{см}}$) низкое значение коэффициента поверхностного натяжения достигалось растворением в жидком дихлордифторметане (фреон-12) углекислого газа под достаточно большим давлением. В качестве рабочей жидкости мы выбрали фреон-12 вследствие малого значения α ($\sim 10 \text{ дин/см}$) и сравнительно большой плотности ($1,317 \text{ г/см}^3$) при комнатной температуре.

На рис. 1 дана зависимость коэффициента поверхностного натяжения от температуры для чистого фреона-12 и для

* ДАН АрмССР, 27, 5, 283, 1958. (Соавторы: А. С. Алексанян, Х. Б. Пачаджян, Э. Ц. Левонян).

смеси фреон-12 и углекислого газа (3,5% CO_2 по весу). По-видимому, очень удобно применять CO_2 в качестве растворенного газа, так как он хорошо растворяется в CCl_2F_2 при умеренных давлениях (до 35 атм), с заметным уменьшением поверхностного натяжения жидкости.

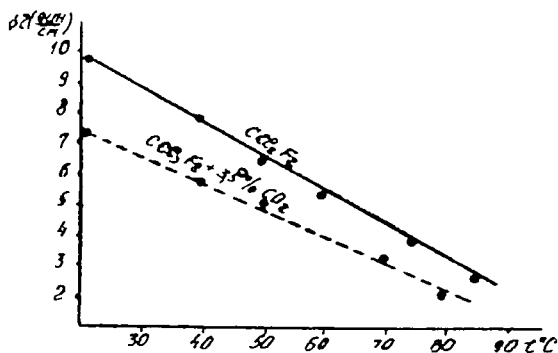


Рис. 1. Зависимость коэффициента поверхностного натяжения σ от температуры $t^{\circ}\text{C}$. Сплошная кривая для чистого фреона-12, пунктирная — для смеси фреон-12 и углекислого газа (3,5% CO_2 по весу).

Мы провели серию экспериментов по определению чувствительной области, в зависимости от температуры (t°) и давления насыщенных паров (P_{∞}) жидкости в пузырьковой камере, для чистого фреона-12 и смеси фреон-12 и CO_2 при разных концентрациях. На рис. 2 дана диаграмма чувствительной области зависимости температуры от P_{∞} для чистого CCl_2F_2 и смеси $\text{CCl}_2\text{F}_2 + \text{CO}_2$. Из диаграммы следует, что для того, чтобы работать при относительно низких температурах, требуется увеличить концентрацию углекислого газа (для снижения поверхностного натяжения до 4 дин/см), что приводит к повышению давления насыщенных паров бинарной смеси. Нам удалось достигнуть рабочего режима (когда камера чувствительна к ионизирующему излучению) для температуры около 30°C . Но в этом случае давление собственных паров смеси достигало 30 атм.

Сверху (на рис. 2) чувствительная область ограничена кривой (1) для чистого фреона-12. Кривая (2) ограничивает чувствительную область, и область «тумана», где происходило бурное кипение во всей толще жидкости в отсутствие γ -источника. Кривая (3) разграничивает чувствительную область и область, где жидкость в пузырьковой камере имеет

поверхностное натяжение больше 4 дин/см и ее нельзя перевести в достаточное метастабильное состояние, необходимое для наблюдения треков от электронов отдачи от γ -источника.

Выгоднее работать с такой бинарной смесью, в которой применяемый газ имеет низкое парциальное давление и значительно понижает поверхностное натяжение жидкости.

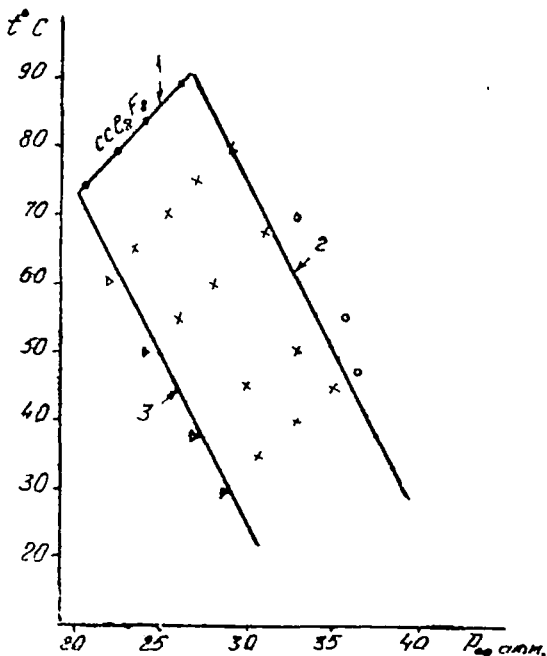


Рис. 2. Зависимость рабочей температуры от давления насыщенных паров в пузырьковой камере, наполненной смесью фреон-12 (CCl_2F_2) и углекислого газа (CO_2).

Отметим наиболее важные результаты, полученные в настоящей работе.

1. Поверхностное натяжение фреона-12 можно снизить до 3—4, необходимое для чувствительности к ионизирующему излучению в области температур от 70°C до 30°C , растворяя углекислый газ.

2. Чувствительная область для смеси фреона-12 и углекислого газа большая, от 70°C до комнатной температуры, что сильно облегчает выбор рабочего режима при конструировании пузырьковых камер объемом больше 100 л.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность

Л. П. Котенко и Е. П. Кузнецову за ценные советы по конструированию камеры.

ЛИТЕРАТУРА

¹ Н. М. Кочарян, А. С. Александян, Х. Б. Пачаджян и Э. Ц. Левонян, ДАН АрмССР, 27, 4, 217, 1958. ² Г. А. Блинов, Ю. С. Крестников, М. Ю. Ломанов, Я. Я. Шаламов, ЖЭТФ, 32, 1572, 1957. ³ П. Е. Арган, А. Джилли, Nuovo Sim., 4, 953, 1956. ⁴ П. Е. Арган, А. Джилли, Е. Пикассо, Г. Томасини, Л. Гонолла, Доклад на конференции по физике элементарных частиц высоких энергий в Венеции, 1957.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЫ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ НИЖНЕГО ДАВЛЕНИЯ*

При конструировании пузырьковых камер необходимо знание некоторых характеристик, а именно: рабочей температуры T , коэффициента расширения $(\frac{\Delta v}{v})$, времени сброса давления, свойств применяемых жидкостей в камере. При этом представляет также интерес нахождение зависимости чувствительности от нижнего давления P_n .

Нами проводились исследования по определению чувствительности пузырьковой камеры в зависимости от рабочей температуры T и нижнего давления P_n . Для этой цели использовалась пузырьковая камера объемом 500 см^3 , описание которой дано в работе [2]. Имелась возможность регулировать нижнее давление P_n до желаемой величины. Баллон с сжатым воздухом, поддерживающий нижнее давление, так же, как и вся камера, термостатировался с точностью до $0,1^\circ\text{C}$. Сброс давления (поджимающее давление) происходил в течение $\sim 5 \text{ msec}$. Время чувствительности установки было $70—80 \text{ msec}$. Для выравнивания температурного градиента, возникающего в каждом цикле благодаря трансформации тепла снизу вверх, подогревали дно камеры дополнительно на $\sim 2^\circ\text{C}$. Цикл работы камеры равнялся 30 сек . Фотографирование происходило на «просвет» на фоне черного бархата на 35 -миллиметровой аэропленке.

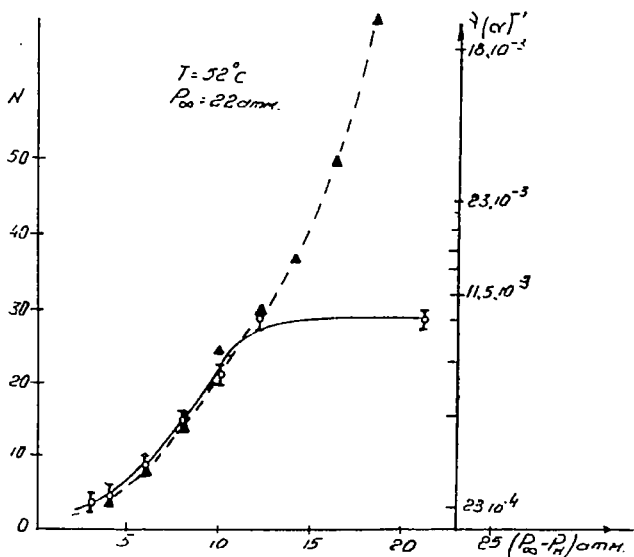
Помещая около камеры γ -источник Co^{60} , наблюдали и фотографировали следы электронов отдачи и устанавливали режим, при котором наиболее хорошо фиксируется прохождение ионизирующего излучения. Чувствительность камеры определялась числом пузырьков N , образованных в единице объема в центральной части камеры.

Камеру наполняли жидким пропаном C_3H_8 перегонным

* ДАН АрмССР, 30, 2, 87, 1960. (Соавторы: А. С. Алексанян, Э. Ц. Левонян, Л. П. Кишиневская).

методом, предварительно выделяя тяжелую фракцию и мельчайшие пылинки, имеющиеся в техническом пропане; поэтому рабочая область температуры T , где камера чувствительна к ионизирующему излучению, получилась низкая—от 52 до 66°C , при соответствующем давлении насыщенных паров от 22 до 28 атм. Построены экспериментальные кривые зависимости чувствительности от степени перегретости для всей области температур с интервалами в 2°C ; получено 8 таких кривых. Ход всех кривых идентичен и поэтому приведены только графики для 52 , 60 и 66°C .

На рис. 1 приведена кривая зависимости чувствительности N (сплошная кривая) от перепада давлений ($P_\infty - P_{II}$) для рабочей температуры 52°C при соответствующем давле-



▲ - точки вычисленные теоретически,
 ⚗ - экспериментальные точки.

Рис 1. Зависимость чувствительности (N) и $\gamma(E)$ (масштаб логарифмический) от перепада давлений ($p_\infty - p_{II}$) для температуры 52°C и давления насыщенных паров 22 атм.

нии насыщенных паров 22 атм. Аналогичные кривые приведены на рис. 2 и 3. Ошибки, указанные на кривой, среднеквадратичные.

Очевидно удобнее и надежнее работать при больших перепадах давлений, не ограничивая P_{II} , так как, во-первых, при этом кривая выходит на плато, что обеспечивает стабиль-

ность работы пузырьковой камеры, во-вторых, конструкция камеры упрощается и не требует дополнительных устройств для регулировки P_n . На этом же графике (рис. 1) нанесена кривая (пунктирная) зависимости чувствительности от степени перегретости пузырьковой камеры, вычисленная при помощи формулы:

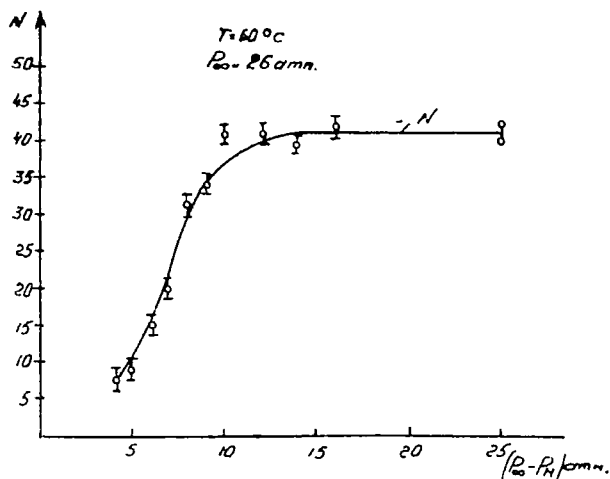


Рис. 2. Зависимость чувствительности N от перепада давлений $p_{\infty} - p_n$ для температуры 60°C и давления насыщенных паров 26 атм.

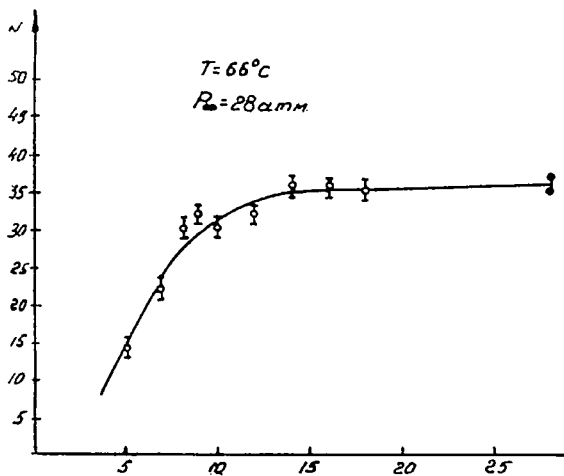


Рис. 3. Зависимость чувствительности N от перепада давлений $p_{\infty} - p_n$ для температуры 66°C и давления насыщенных паров 28 атм.

$$v = \frac{K}{E_{кр}},$$

где K — постоянная, а $E_{кр}$ [1] — минимальная энергия, необходимая для образования зародышевого пузырька:

$$E_{кр.} = \frac{32}{3} \frac{H\pi}{kT} \frac{P_{\infty}\alpha^3}{(P_{\infty}-P)^3} + \frac{16\pi\alpha^3}{(P_{\infty}-P)^2} + \frac{32}{3} \frac{\pi P\alpha^3}{(P_{\infty}-P)^3}.$$

Здесь H — теплота парообразования, T — температура по шкале Кельвина, P_{∞} — давление насыщенных паров при температуре T , P — гидростатическое давление, α — коэффициент поверхностного натяжения.

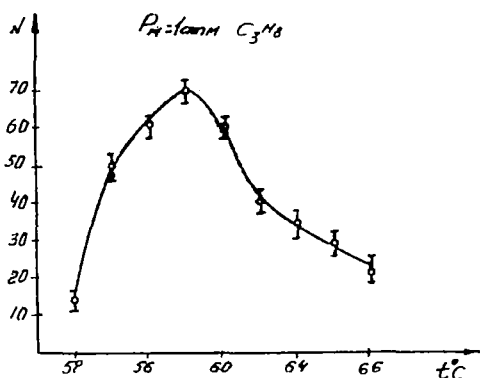


Рис. 4. Зависимость чувствительности от температуры пузырьковой камеры, наполненной дистиллированным пропаном.

Очевидно, что $E_{кр}$ резко зависит от коэффициента поверхностного натяжения и степени перегретости жидкости ($P_{\infty}-P$).

Эта качественная оценка подтверждает полученные экспериментальные результаты. Энергия, необходимая для образования пузырька критических размеров, при $P_{н} = 1 \text{ атм}$ в 50 раз меньше, чем когда $P_{н} = 12 \text{ атм}$. При больших значениях $P_{н}$ камера не будет фиксировать частицы, создающие малую ионизацию вдоль трека.

Полученные данные хорошо согласуются с экспериментальными результатами, полученными Басси, Лориа и др. [3].

Выяснению зависимости чувствительности от степени перегретости посвящена также работа Г. А. Блинова, Ю. С.

Крестникова, М. Ф. Ломанова [4]. Неясно, исходя из каких соображений вышеуказанные авторы выбирают режим работы пузырьковой камеры на кривой N в той области, где чувствительность сильно зависит от нижнего давления. В работе Е. В. Кузнецова [5] вызывает сомнение утверждение о том, что туман можно получить при любой температуре, если разность ($P_{\infty} - P_{II}$) достаточно велика.

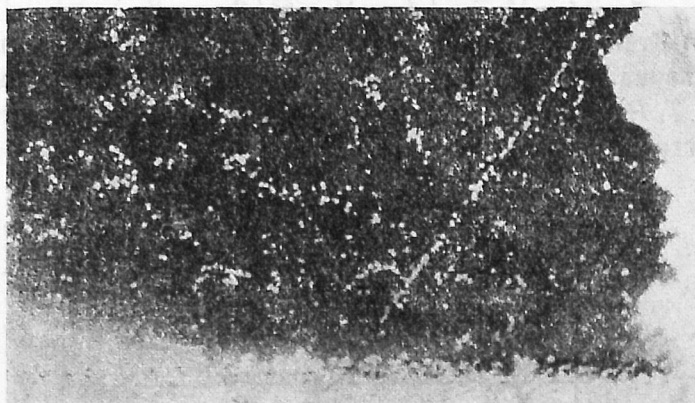


Рис. 5. Фотография следов электронов отдачи γ -лучей Co^{60} и случайного прохождения космических частиц в пузырьковой камере.

Была выяснена зависимость чувствительности от температуры при постоянном нижнем давлении $P_{II} = 1$ атм.

На рис. 4 дана область чувствительности пузырьковой камеры, наполненной однажды дистиллированным пропаном C_3H_8 , в зависимости от температуры. Максимальная чувствительность получается при $58^{\circ}C$ и при давлении насыщенных паров 25 атм.

Все вышеописанные эксперименты проводились также с неочищенным техническим пропаном и получены аналогичные результаты с той только разницей, что рабочая температура получалась выше, от 62 до $77^{\circ}C$.

Анализируя полученные результаты, приходим к следующему заключению.

1. При работе с пузырьковой камерой не целесообразно регулирование нижнего давления P_{II} . Особенно это невыгодно при конструировании больших пузырьковых камер, так как устройства, регулирующие уровень сброса давления, получаются очень громоздкими и их термостатирование становится сложным.

2. Из приведенных кривых (рис. 1, 2, 3) следует, что целесообразно выбирать рабочую точку на плато кривой чувствительности, при нижнем давлении $P_{II} = 1$ атм.

Авторы выражают свою благодарность И. М. Шокареву за участие в просмотре пленок.

ЛИТЕРАТУРА

¹ И. А. Плесс и Р. Д. Плато, *Rev. Sc. Instr.*, 27, 935, 1956. ² Н. М. Кочарян, А. С. Алексанян, Х. Б. Пачаджян, Э. Ц. Левонян, *ДАН АрмССР*, 27, 4, 1958. ³ П. Басси, А. Лориа, И. А. Мейер, П. Миттнер и И. Скотони, *Nuovo Sim.*, 4, 491, 1956. ⁴ Г. А. Блинов, Ю. С. Крестников, М. Ф. Ломанов, *ЖЭТФ*, 31, 762, 1956. ⁵ Е. В. Кузнецов, *УФН*, 14, 2, 384, 1958.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ μ^+ -МЕЗОНОВ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ*

Измерена степень поляризации μ -мезонов космического излучения с энергией около 2 *Bev*. Полученное значение $P = 0,23 \pm 0,12$ указывает, что в верхних слоях атмосферы μ -мезоны в основном возникают от распада π -мезонов. Из наших данных следует, что число μ -мезонов, образованных от распада $K_{\mu 2}$, не может быть более 15% от общего числа μ -мезонов.

В предыдущих исследованиях [1,2] состава космического излучения, проведенных в нашей лаборатории, были получены дифференциальные энергетические спектры μ^+ и μ^- -мезонов, откуда определялись отношения чисел положительных и отрицательных μ -мезонов. В области $P \gtrsim \text{Bev}/c$ это отношение получилось равным $\sim 1,3$.

В цитированных работах рассмотрен предполагаемый механизм образования μ^+ -мезонов, приводящий к такому избытку. Однако в работе Гольдмана [3] было предложено другое возможное объяснение этого избытка, а именно: за счет вклада $K_{\mu 2}^+ \rightarrow \mu^+$ -распада в поток μ^+ -мезонов. Целью настоящей работы были экспериментальная проверка такого объяснения полученного нами избытка. Для этого достаточно было измерить асимметрию в распределении электронов при $\mu^+ \rightarrow e^+$ распаде. Известно, что нарушение закона сохранения четности в слабых взаимодействиях приводит к асимметрии в угловом распределении продуктов распада поляризованных частиц [4]. При этом степень асимметрии зависит от степени поляризации потока первичных частиц и достигает максимума при значении поляризации, равном единице [5,6]. В нашем случае, предполагая, что весь поток μ^+ -мезонов получается в результате двух типов распада — $\pi^+ \rightarrow \mu^+$ и $K_{\mu 2}^+ \rightarrow \mu^+$, мы будем иметь, вообще говоря, смесь μ^+ -мезонов с разной

* ЖЭТФ, 38, 18, 1960. (Соавторы: З. А. Киракосян, Э. Г. Шароян, А. П. Пикалов).

степенью поляризации. Согласно имеющимся в литературе данным [3, 7, 8], поляризация μ -мезонов в первом случае составляет $\sim 25\%$, а во втором случае распада $\sim 90\%$. Таким образом, измерив общую поляризацию потока μ^- -мезонов, можно определить относительную долю каждого из рассмотренных случаев распада.

Для исследования потока μ -мезонов с энергией ~ 2 Вев у поверхности земли (интересующая нас область) настоящие измерения проводились на глубине 5 м под землей. При измерении на такой глубине детектор частиц, остановившихся в медной пластине, регистрировал в основном μ -мезоны, родившиеся в верхних слоях атмосферы [9].

Экспериментальная установка

На рисунке приведена схема установки, использованной в наших измерениях. S_1 — S_5 —ряды счетчиков Гейгера-Мюллера. В каждом из рядов имеется два слоя счетчиков диаметром 1 см, направления осей которых взаимно перпендикулярны. Такое расположение счетчиков позволяло определять в двух проекциях в плоскости ряда счетчиков место, где прошла частица. S_1 и S_2 —сцинтилляционные счетчики размерами $400 \times 150 \times 100$ мм³, наполненные раствором р-терфенила (2 г/л) и *α*-NPO (0,05 г/л) в бензоле. Для обеспечения одинакового вклада от сцинтилляторов по всей их длине каждый из них обзревался двумя фотоэлектронными умножителями (P_1, P_2) и (P_3, P_4).

В качестве вещества, в котором распадались μ -мезоны, была выбрана медная пластинка, обозначенная на рисунке буквой А, с размерами $600 \times 200 \times 10$ мм³. Пластинка помещалась между двумя сцинтилляционными счетчиками.

Каждому счетчику в рядах S_1 — S_5 соответствовала своя отдельная ячейка с неоновой лампочкой, зажигание которой соответствовало прохождению заряженной частицы через счетчик. Такие же ячейки имелись и для сцинтилляционных счетчиков. Регистрация распадов μ^+ -мезонов обеспечивалась известной схемой задержанных совпадений. Система срабатывала при поступлении импульсов от сцинтилляционных счетчиков, причем отмечались только случаи когда сдвиг между импульсом от первоначального μ^+ -мезона и импульсом, вызванным электроном распада, находился в пределах от 0,7 до 6 мксек. Чтобы исключить влияние аппаратной асимметрии, сцинтилляционные счетчики S_1 и S_2 периодически переставлялись местами. Кроме того, проводилась регулярная проверка работы регистрирующей системы. Контрольные измерения, проведенные без медного поглотителя, а также из-

мерения при выключенных задержанных совпадениях позволяли определять фон от распадов μ -мезонов в самих сцинтилляторах. Каждый из зарегистрированных нами случаев распада тщательно изучался на трафаретах (изображение установки в масштабе). По данным годоскопа можно было опре-

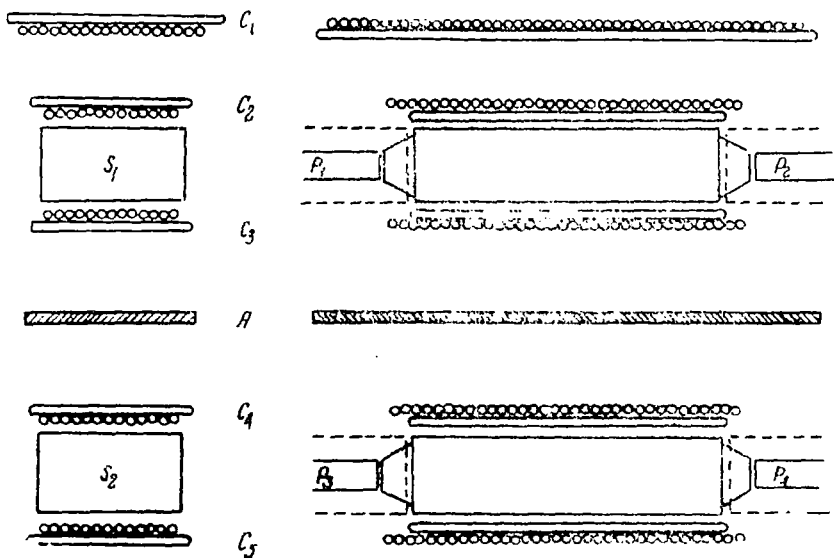


Схема установки для измерения поляризации μ -мезонов.

делить траекторию первичной частицы, проверить направление движения электронов распада и установить место распада μ -мезона. Такая проверка позволяла исключать случайные совпадения и проверять работу каналов сцинтилляционных счетчиков.

Результаты измерений

За все время измерений было зарегистрировано 563 случая распада в меди. Из них 298 соответствуют случаям, когда электрон испускается в верхнюю полусферу, т. е. оба импульса как от начального μ -мезона, так и от продукта распада зафиксированы в канале верхнего сцинтиллятора. В остальных 265 случаях электрон распада зарегистрирован нижним сцинтилляционным счетчиком. Отсюда для отношения числа электронов, испущенных «вверх», к числу испущенных «вниз» имеем $K=1,12 \pm 0,06$. Здесь приведено значение вероятной ошибки. При отборе траекторий учитывалось то обстоятельство, что вероятность регистрации продуктов распада систе-

мой гейгеровских счетчиков неодинакова для направлений вверх и вниз, если электрон распада испускается под малым углом к направлению первичной частицы. В первом случае обе частицы могут пройти через один и тот же счетчик. Чтобы исключить асимметрию такого характера, мы рассматривали только случаи распада, когда вторичная частица проходит примерно на расстоянии $\gtrsim 2$ счетчиков. Имея значение асимметрии, мы вычислили величину поляризации потока μ^+ -мезонов. Вычисления, аналогичные приведенным в работе [10], дают для нашей установки выражение:

$$N = C[1 \pm 0,27\xi P_1], \quad (1)$$

где C —постоянная, ξ —параметр из теории двухкомпонентного нейтрино, P_1 —степень поляризации μ -мезонов в поглотителе.

Для определения истинной поляризации P потока μ -мезонов надо учесть их деполяризацию при прохождении через слой атмосферы и земли, которая находилась над установкой, а также телесный угол установки. Оба эффекта, вместе взятые, дают поправку к P_1 примерно на 8%. Окончательное выражение для P имеет следующий вид:

$$\frac{N_v + N_n}{2N_n} = \frac{1}{1 - 0,25\xi P}. \quad (2)$$

Подставив значения N_v (число электронов распада, испущенных в верхнюю полусферу) и N_n (то же для нижней полусферы) измеренные на опыте, получаем

$$\xi P = 0,23 \pm 0,12; \quad (3)$$

так как $|\xi| \approx 1$, то $P = 0,23$. Этот результат сильно отличается от результата Долгошеина и Лучкова [12], где для степени поляризации получено значение $0,98^{+0,02}_{-0,32}$ при кинетической энергии $E \approx 1 \text{ Bev}$ ¹. Если такая высокая поляризация μ -мезонов, наблюдаемая в работе [12], обусловлена $K_{\mu 2}$ -распадом, то исходя из данных Гольдмана [3] следует, что в верхних слоях атмосферы число μ -мезонов, образованных от распада $K_{\mu 2}$, составляет не менее 60% от общего числа

¹ На международной конференции по космическим лучам 1959 г. в Москве Джонсон сделал сообщение о своей работе по измерению степени поляризации μ -мезонов с энергией 540—593 *Mev*. Для степени поляризации он получил значение $0,21 \pm 0,03$, что хорошо согласуется с нашими данными. Автор отмечает, что существенного вклада от $K_{\mu 2} \rightarrow \mu$ -распадов не было обнаружено.

μ -мезонов. Полученное нами значение $P = 0,23$ довольно хорошо совпадает со значением, вычисленным для этого потока в предположение, что мезоны в основном возникают только при $\pi^+ \rightarrow \mu^+$ -распаде, и что показатель спектра π -мезонов $\gamma = 2,5$. Отсюда следует, что $K_{\mu 2}^+ \rightarrow \mu^+$ -распад не дает заметного вклада в число μ^+ -мезонов, образованных в верхних слоях атмосферы, где имеется большое число энергичных протонов, способных порождать $K_{\mu 2}^+$ -мезоны.

В работе Лормана и Тюгера [11] с помощью стопок ядерной эмульсии на высоте около 30 км проведены измерения относительного числа странных частиц, рождающихся в звездах при энергиях первичной частицы 10^{12} — 10^{14} эв. По их данным, число заряженных K -мезонов, барионов и антибарионов составляет около $(9 \pm 8)\%$ от всего числа вторичных заряженных частиц. Число $K_{\mu 2}^+$ будет по крайней мере в два раза меньше всего числа странных частиц. Следовательно, относительное число $K_{\mu 2}^+$ будет порядка 5% от числа заряженных π -мезонов.

Проведенные нами измерения асимметрии распада μ^+ -мезонов под землей также показали, что μ^+ -мезоны, наблюдаемые в космических лучах, в основном возникают за счет распада π^+ -мезонов, и только незначительная доля может возникнуть за счет распада $K_{\mu 2}^+$ -мезона.

Авторы выражают благодарность Г. С. Саакяну за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н. М. Кочарян, М. Т. Айвазян, З. А. Киракосян, А. С. Алексанян, ЖЭТФ, 30, 243, 1956.
- ² Н. М. Кочарян, М. Т. Айвазян, З. А. Киракосян, А. С. Алексанян, ДАН АрмССР, 20, 169, 1955.
- ³ И. И. Гольдман, ЖЭТФ, 34, 1017, 1958.
- ⁴ T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev, 104, 254, 1956.
- ⁵ R. L. Garwin, L. M. Lederman, M. Weinrich, Phys. Rev., 105, 1415, 1957.
- ⁶ Ch. A. Coombes, B. Cork, W. Galbraith, G. R. Lambertson, W. A. Wenzel, Phys. Rev., 108, 1348, 1957.
- ⁷ S. Hayakawa, Phys. Rev. 108, 1533, 1957.
- ⁸ J. M. Fowler, H. Primakoff, R. D. Sard, Nuovo Cim. 9, 1027, 1958.
- ⁹ Г. М. Гарибян, И. И. Гольдман, ЖЭТФ, 26, 157, 1954.
- ¹⁰ G. W. Clark, J. Hersil, Phys. Rev. 108, 1538, 1957.
- ¹¹ E. Lohrmann, M. W. Teucher, Phys. Rev., 112, 587, 1958.
- ¹² Б. А. Долгошеин, Б. И. Лучков, ЖЭТФ, 36, 640, 1958.

ФИЗИКА ПОЛИМЕРОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЬЕЗОЭФФЕКТА В ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТЕ*

(Представлено 16/XI 1962)

Начиная с 1960 г. в одной из групп нашей лаборатории были начаты исследования по выявлению пьезоэлектрических свойств у полимерных электретов, обладающих дипольным моментом. Было подвергнуто исследованию несколько полимеров; некоторые из них, приобретая в электретном состоянии пьезоэлектрические свойства, быстро теряли их. Из рассмотренных нами полимеров наиболее устойчивыми и имеющими относительно большой пьезомодуль оказались полиметилметакрилат (ПММА) и эбонит. Полимеры, обладающие пьезоэлектрическими свойствами в электретном состоянии, будем называть пьезоэлектретными полимерами. В нашей работе приведен предварительный результат исследования пьезоэффекта у ПММА.

Как известно, пьезоэлектрическим эффектом обладают вещества, имеющие структурную асимметрию. С другой стороны, известно [1], что при поляризации ПММА образуется оптическая анизотропия. Данная анизотропия обусловлена ориентацией сегментов полимерных молекул. Последние ориентируются благодаря дипольным группам молекулы. Степень анизотропии зависит от времени прогрева ПММА в электрическом поле. При прогреве больше 6 часов получается сильная анизотропия. Она сохраняется около 10 месяцев. Можно предположить, что ориентация сегментов (или любых образований), которая дает анизотропию в поляризованном ПММА, может одновременно создать достаточную асимметрию для возникновения пьезоэффекта.

На основании этого нами были начаты исследования по выявлению пьезоэлектретных полимеров.

О возможности получить увеличение пьезомодуля у пье-

* ДАН АрмССР, 36, 5, 277, 1963. (Соавтор Х. Б. Пачаджан).

зоэлектрических полимеров ориентацией застывшего расплава в электрическом поле было высказано в работе [2].

Наши исследования проводились на пластинках ПММА толщиной в 3 мм. На пластинку наносились электроды из меди (химическим путем) или из аквадага. Поляризация образцов производилась путем 6-часового прогрева в постоянном электрическом поле напряженностью ~ 70 кВ/см при температуре 154°C. Пьезомодуль ПММА измерялся на ударном устройстве. Импульсы напряжения, полученные при ударе падающего шарика, регистрировались электронным осциллографом. Измерением напряжения на известном сопротивлении, а также длительности импульса определялся заряд, образовавшийся на электродах при ударе. На этом же устройстве для сравнения измерялся пьезомодуль кристалла кварца X-среза. Для данного кристалла кварца получено $d=6,8 \cdot 10^{-8}$ CGSE (рис. 1). Для пьезомодуля ПММА получено $d=1,3 \cdot 10^{-8}$ CGSE. Пьезомодуль измерялся параллельно на-

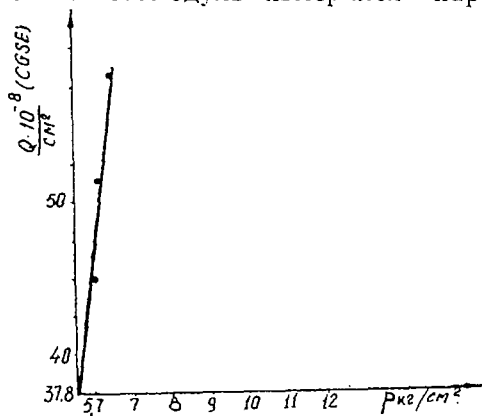


Рис. 1. Зависимость электрических зарядов от давления для кварца.

правлению поляризации ПММА. Перпендикулярно направлению поляризации пьезоэффект нами не был обнаружен. У неполяризованных образцов пьезоэффект также не обнаружен.

Электреты из ПММА, полученные нами в первый год работы, не обладали способностью долго сохранять пьезоэлектрические свойства. Но, меняя режим изготовления электретов, нам удалось улучшить их качество. Полученные в начале 1962 года электреты заметно долго сохраняли свои пьезоэлектрические свойства. У этих образцов в течение 6 месяцев пьезомодуль уменьшился в 4 раза.

Зависимость заряда от давления для ПММА выражается прямой линией (рис. 2). Такие же измерения были проведены на давильном устройстве. Для пьезомодуля были получены почти такие же значения, близкие к $d=1,3 \cdot 10^{-8}$ CGSE.

У ПММА обратный пьезоэффект также наблюдается.

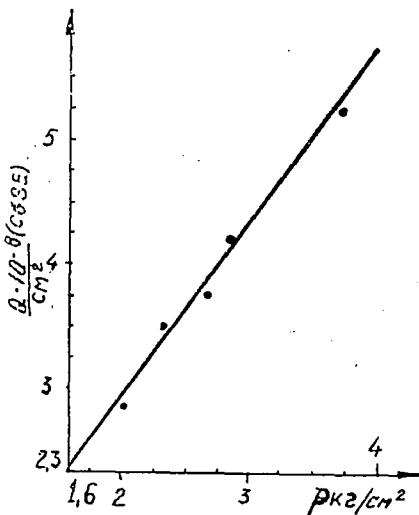


Рис. 2. Зависимость электрических зарядов от давления для ПММА.

Авторы благодарны сотрудникам группы Ш. А. Мхитарян, Ф. В. Шакарян и А. А. Агароняну за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

¹ К. В. Филиппова, Изв. АН СССР, сер. физ., 22, 343, 1958. ² И. С. Рез, Кристаллография, 6, 646, 1961.

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПОЛИВИНИЛХЛОРИДЕ*

В работе приводятся результаты исследования пьезоэлектрического эффекта в поливинилхлориде—ПВХ. Показано, что при времени поляризации 3—5 часов получается лучший результат. Полученный максимальный пьезомодуль для ПВХ 4.10^{-8} CGSE. Пьезомодуль измерялся статическим методом. Приводятся данные «времени жизни» пьезоэлектрического свойства в ПВХ.

В работе [1] показано существование пьезоэлектрического свойства у полиметилметакрилата в электретном состоянии.

Дальнейшие исследования привели к обнаружению пьезоэлектрических свойств у других полимеров. Как показали наши эксперименты, хорошими пьезоэлектрическими свойствами обладает непластифицированный поливинилхлорид (винипласт).

Макромолекула поливинилхлорида (ПВХ) имеет структуру 1,3 по принципу «голова к хвосту». Полярные группы хлора в молекуле расположены вдоль цепи близко друг к другу. Дипольный момент звена равен 1,66 Д.

При приложении электрического поля, когда ПВХ нагрет до температуры заметно выше T_c , полярные группы уже не заторможены и сравнительно легко ориентируются по направлению поля. Их ориентация приводит к ориентации сегментов (или других крупных образований). Такое ориентированное (поляризованное) состояние полимера создает необходимую асимметрию в структуре, благодаря которой полимер приобретает пьезоэлектрическое свойство.

Нами исследован непластифицированный экструзионный ПВХ (промышленный винипласт), имеющий следующий состав.

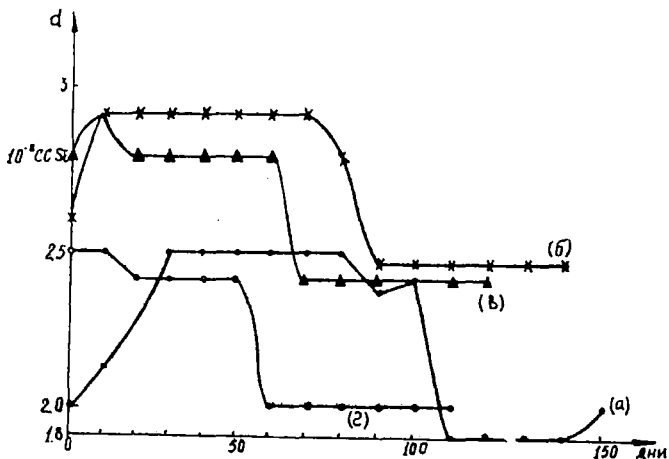
* Изв. АН АрмССР, физика, 1, 217, 1966. (Соавторы: Х. Б. Пачаджян, Ш. А. Мхитарян).

Поливинилхлорид ПФ-4	100	вч
Глет свинцовый	2,5	»
Стеарат кальция	2	»
Стеарин	1	»
Масло трансформаторное	3	»

К сожалению, нам не удалось получить хорошие пьезоэлектреты из чистого ПВХ. Их электрическая прочность оказалась значительно ниже, чем у винипласта, и поэтому невозможно было изготовить из них пьезоэлектреты по режиму, который обычно применяется нами при изготовлении пьезоэлектретов из винипласта.

В литературе имеются данные [2] об изготовлении электретов из ПВХ. По этим данным поверхностная плотность заряда равна около $5 \cdot 10^{-9}$ кул/см² и довольно стабильна. Режим изготовления— $T=120^\circ$, $E=8$ кв/см, а время поляризации—до 4 часов.

Мы поставили задачу найти такой режим поляризации, при котором пьезомодуль принимает максимальное значение. На рис. 1 приведена зависимость пьезомодуля от времени и напряженности электрического поля при температуре поляризации 126° . Максимальный пьезомодуль, полученный пока нами на ПВХ, $d=4 \cdot 10^{-8}$ CGSE~, т. е. в два раза меньше пьезомодуля кварца X-среза. Пьезомодуль измеряется статическим методом с помощью гальванометра и пресса при давлении 3 кг/см². Для сравнения при таких же условиях измеряется пьезомодуль кварца.



Изменения пьезомодуля по времени: а) время поляризации 0,5 ч., б) время поляризации 3 ч., в) время поляризации 4,5 ч., г) время поляризации 7 ч., (режим поляризации 126°C , E от 200 до 400 кв/см).

Образцы поляризуются на высоковольтной установке напряжением до 50 кВ, в специальной печи. В цепь высокого напряжения введен узел, который позволяет автоматически увеличивать напряжение на образце при его охлаждении. Основная поляризация (длительностью в несколько часов) проводится при $E=200$ кВ/см, $T=126^\circ\text{C}$. Более высокие напряженности ПВХ при этой температуре не выдерживает. При охлаждении образца его электрическая прочность увеличивается. Это нам позволяет с понижением температуры приложить к образцы более высокие напряжения. Повышение напряжения производится автоматически, посредством высоковольтного кенотрона, включенного последовательно с образцом и работающего с неполным накальным напряжением. Здесь кенотрон работает как высокоомное сопротивление, порядка 10^{11} — 10^{13} ом. В нагретом состоянии образец имеет некоторую проводимость, из-за которой напряжение на нем и на кенотроне распределяется, допустим, поровну.

При охлаждении проводимость образца резко понижается (на 3—4 порядка), и почти все напряжение постепенно падает на образец по тому же закону, по которому уменьшается проводимость образца в данном интервале температур. Этим способом мы смогли повысить напряженность образца с 200 кВ/см при 126°C до 800 кВ/см при 80° . Конечно, не все образцы выдерживают такую напряженность.

Из приведенной кривой видно, что величина пьезомодуля зависит от времени поляризации. Максимальное значение пьезомодуля получается при поляризации в течение 3—5 часов, когда происходит максимальная ориентация в электрическом поле. Следовательно, время релаксации ориентируемой части молекулы (дипольные группы и сегменты) при взятой нами температуре равно 3—5 часам, при данных напряженностях электрического поля.

Некоторое уменьшение пьезомодуля при более длительных выдержках, вероятно, связано с образованием объемного заряда, который уменьшает эффективное электрическое поле. Видно также, что величина пьезомодуля образцов, изготовленных при коротких выдержках, уменьшается быстрее, чем образцов, изготовленных при средних временах выдержки. Это подтверждает то, что при коротких временах поляризации молекулы не полностью ориентируются. У нас имеются образцы, которые через два года после поляризации сохранили величину пьезомодуля на уровне, который они имели после третьего месяца. Такую неожиданную стабильность пьезомодуля можно объяснить тем, что цепочка макромолекулы ПВХ жестка. Полярные группы хлора взаимодействуют между собой. Из-за этого взаимодействия переход цепочки в

другое положение, т. е. изменение конформации цепи, требует преодоления больших потенциальных барьеров, что при комнатных температурах является маловероятным. Это один из важных признаков при поиске возможных пьезоэлектрических полимеров.

Для исследования пьезоэлектрических полимеров как ультразвуковых преобразователей нами была создана ультразвуковая установка. В этой установке в качестве излучателя и приемника ультразвуковых колебаний используются пьезополномерные пластинки из ПВХ одинаковой толщины (0,4+0,7 мм) и диаметром 3 см. Излучатель соединен с генератором типа ГЗ-12, а приемник—с милливольтметром типа ВЗ-3. Оба преобразователя находятся в трансформаторном масле.

Изменяя частоту генератора при постоянном выходном напряжении, находим максимальное показание на милливольтметре. Полученная частота принимается как резонансная для этих образцов. По найденной резонансной частоте вычисляется коэффициент колебаний. Зная скорость звука C в пластинке, можно вычислить частоту ее колебаний по толщине. Если λ —длина волны стоячих волн в пластинке при резонансе (для основной или первой гармоники), то толщина пластинки h в этом случае равна

$$h = \frac{\lambda}{2} = \frac{a}{f}; \quad a \approx \frac{c}{2}$$

$$f = \frac{c}{2h} = \frac{2880}{h} \quad (\text{для кварца}).$$

Для ПВХ мы получаем $a=1100 \pm 100$.

Из-за разброса толщины пластинок и их низкой добротности резонансные кривые получаются широкими, поэтому вычисленная по этим кривым постоянная частоты имеет большой разброс (около 9%).

Измерения скорости звука в поляризованном и неполяризованном ПВХ в пределах ошибок измерения (7%) оказались одинаковыми.

Известные радиотехнические методы нахождения резонансных частот пьезокристаллов, описанные в литературе [3], [4], [5], не дают результатов. Некоторые из описанных схем мы сделали более чувствительными, однако резонансных пиков не наблюдается. Это можно объяснить тем, что наши образцы обладают низкой добротностью и сравнительно слабой электромеханической связью.

Измерения и вычисления показали, что коэффициент

электрохимической связи низок. На самом деле пьезомодуль наших образцов всего в два раза меньше пьезомодуля кварца. Мы знаем [3], что $K = d \sqrt{\frac{4\pi E}{\epsilon}}$, где K — коэффициент электрохимической связи, E — модуль упругости — 10^{10} дин/см², d — пьезомодуль — $4,10^{-8}$ CGSE, ϵ — диэлектрическая проницаемость — 3,5 $K = 0,7\%$ (для кварца 10%), т. е. коэффициент электрохимической связи ПВХ в 15 раз ниже, чем у кварца.

Наши исследования показали, что пьезоэлектрет из ПВХ как ультразвуковой преобразователь работает хорошо. Длительное пребывание в высокочастотном электрическом поле (около 100 часов) при напряженности поля 1000 в/см не повлияло на величину пьезомодуля. Из исследованных до сих пор нами пьезоэлектретов ПВХ оказался наиболее долговечным. Изготовленные нами образцы за два года не претерпели заметных изменений.

Исследование пьезоэлектрических свойств ряда полимеров привело к следующим выводам: пьезоэлектрические свойства можно получить у таких полимеров, мономерное звено которых имеет асимметричную структуру. В этом случае мономер обладает определенным дипольным моментом. При приложении постоянного электрического поля, при температуре выше T_g , имеет место ориентация диполей и сегментов. При охлаждении это состояние «замораживается» и полимер приобретает электретные свойства. В таком состоянии полимер уподобляется пьезоэлектрической текстуре. Такие полимеры мы в дальнейшем будем называть пьезополимерами.

Авторы выражают благодарность И. С. Резу за обсуждение результатов, а также Ф. Шакарян за ценную помощь в проведении настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Н. М. Кочарян, Х. Б. Пачаджян, ДАН АрмССР, 36, 277, 1963.
- 2 Л. К. Вееп, F. R. H. Van Schwarzl, J. Appl. pol. Sci. 6, 24, 561, 1965.
- 3 У. Кэди, Пьезоэлектричество и его практическое применение, ИЛ, 1949.
- 4 У. Мэзон, Пьезоэлектрические кристаллы и их практическое применение в ультразвуке, ИЛ, 1952.
- 5 А. В. Шубников, И. С. Желудев, В. П. Константинова и И. М. Сильвестрова, Исследование пьезоэлектрических текстур. Изд. АН СССР, 1955.

«НАВЕДЕННЫЙ» ПЬЕЗОЭФФЕКТ В НЕКОТОРЫХ ПОЛИМЕРАХ*

На основании результатов, полученных нами ранее, было сделано предположение, что пьезоэлектрический эффект обнаруживается в поляризованных полимерах, мономерное звено которых имеет асимметричную структуру. При этом наличие асимметрии в структуре достаточно для обладания полимера пьезоэффектом, но величина пьезомодуля и в особенности его время жизни уже зависят от величины дипольного момента, от жесткости цепи и от ряда других факторов.

Мы попытались наблюдать пьезоэффект на полимерах, когда они находились одновременно под воздействием высокого напряжения и высокочастотного поля. Оказалось, что при этих условиях также можно наблюдать пьезоэффект.

Это явление мы назвали «наведенным» пьезоэффектом в отличие от истинного, описанного нами ранее [1,2]**.

Метод исследования наведенного пьезоэффекта заключается в следующем. В двух идентичных металлических держателях помещается по одному образцу полимерной пластинки одинаковой толщины. Обе поверхности образцов покрыты тонким слоем серебра, нанесенным вакуумным испарением. Держатели погружаются в сосуд, наполненный трансформаторным маслом. Оба держателя закрепляются строго параллельно на расстоянии 2—3 см. На сторонах держателей, обращенных друг к другу, имеются отверстия диаметром 2,5 см, через которые образцы соприкасаются с трансформаторным маслом.

Таким образом ультразвуковые колебания одного образца (излучатель) через жидкость попадают на второй образец (приемник). Держатель излучателя хорошо изолирован, так как на него подается высокое постоянное напряжение ~10 кВ.

* ДАН АрмССР, 44, 3, 3, 1967. (Соавторы: Х. Б. Пачаджян, Ж. А. Тиврикян).

** Подобное явление для титаната бария и других веществ известно [3, 4], однако там имеет место электрострикция.

Излучатель через дроссель соединен с источником высокого напряжения и через емкость с генератором типа ГЗ-12. Приемник соединен с милливольтметром типа ВЗ-3. Излучающий образец имеет диаметр 5 см с нанесенным электродом диаметром 2,7 см. Приемник (поляризованный поливинилхлорид) имеет диаметр 3 см. Оба образца имеют строго одинаковые толщины (от 0,2 мм до 0,45 мм).

На излучатель подается определенное высокое постоянное напряжение (напряженность на образце ~ 200 кв/см) и высокочастотное напряжение с амплитудой в 20—50 в от генератора ГЗ-12. Изменением частоты находится вид резонансной кривой. Однако резонансная кривая для образцов с «наведенным» пьезоэффектом в отличие от обычных случаев имеет следующую особенность. При приближении к резонансной частоте амплитуда колебания из-за стоячих волн увеличивается. Резонансная частота образцов соответствует максимальной амплитуде. При дальнейшем увеличении частоты амплитуда колебания уменьшается. Расчет собственной частоты пластинки из ПВХ по формуле для полуволнового вибратора

$$f = \frac{a}{h},$$

где $a \approx \frac{c}{2}$ — частотная постоянная,

h — толщина пластины,

c — скорость звука в ПВХ,

дает $a \approx 1100$ кгц/мм.

Наши предыдущие измерения для пьезополимеров из ПВХ дали такую же величину.

Можно было предположить, что «наведенный» пьезоэффект является электрострикцией. Для контроля мы регистрировали ультразвуковые колебания приемником из полимера с «наведенным» пьезоэффектом. Это является однозначным доказательством того, что мы имеем дело именно с пьезоэффектом, так как прямого эффекта в электрострикции не существует.

Нами исследован ряд полимеров: политрифторэтилен, поливинилхлорид, полиметилметакрилат, поликарбонат, полистирол, политетрафторэтилен, пластифицированный ПВХ. Получен следующий результат. Политетрафторэтилен (Ф-4) совершенно не обладает эффектом. Это естественно, так как Ф-4 не полярен и звено имеет симметричную структуру. Полистирол, который является слабым полярным полимером,

обладает незначительным эффектом. Из исследованных полимеров лучшими оказались политрифторэтилен и пластифицированный ПВХ.

Из полученных результатов можно сделать следующие заключения. «Наведенный» пьезоэффект, вероятно, обусловлен ориентацией дипольных групп постоянным высоким напряжением (происходит поляризация). Это означает, что в нашем случае при наложении постоянного поля высокой напряженности полимер несколько утолщается из-за поляризации. При наложении высокочастотного поля диполи начинают колебаться около своего равновесного состояния.

Возможность ориентации сегментов и диполей в полимере, находящемся в стеклообразном состоянии, можно понять на основе следующих соображений. Известно [5-7], что в стеклообразном состоянии в некоторых полимерах возможны два вида теплового движения: сегментальное и дипольное, причем сегментальное движение сильно заторможено. Под действием электрического поля высокой напряженности сегменты сдвигаются очень слабо благодаря ориентации диполей.

Очевидно, что диполи ориентируются гораздо лучше, так как они более свободны.

В таком ориентированном состоянии наложение высокочастотного поля приводит к колебанию диполей около своего нового положения. Эти колебания приводят уже к колебанию всего образца. Надо указать, что без постоянного поля наложение одного высокочастотного поля также приводит к колебанию диполей, а следовательно, и к колебанию всего образца, но их амплитуда на 2 порядка ниже. Следовательно, высокое постоянное поле несколько освобождает диполи, и они получают возможность колебаться. Очевидно, что чем более гибкой является цепь полимеров (T_g низка), тем диполи свободнее и, следовательно, тем больше амплитуда колебаний.

Предварительные исследования температурной зависимости «наведенного» пьезоэффекта показывают, что при повышении температуры эффект усиливается. Тот факт, что пластифицированный ПВХ обладает большим эффектом, чем непластифицированный, также подтверждает приведенные соображения.

Возможно, что при более тщательных измерениях это явление окажется полезным для определения доли свободных диполей, гибкости цепи и других параметров в полимере. Интересно то, что даже слабо полярный полистирол при этих условиях начал излучать. Известно, что после «замороженной» поляризации полистирол не обладает пьезоэффектом.

Конечно, как ультразвуковой преобразователь «наведенный» пьезоэффект пока уступает «замороженному». Он усложняет конструкцию преобразователей. Однако этот метод позволяет за короткое время отобрать те полимеры, которые могут быть хорошими пьезополимерами, а дальше уже их обработать так, как описано в работе [2].

ЛИТЕРАТУРА

¹ Н. М. Кочарян, Х. Б. Пачаджян, ДАН АрмССР, 36, 5, 1963. ² Н. М. Кочарян, Х. Б. Пачаджян, Ш. А. Мхитарян, Известия АН АрмССР, физика, 1, 4, 1966. ³ У. Мэзон, Пьезоэлектрические кристаллы и их применения в ультразвуке, М., ИЛ, 1952. ⁴ А. С. Богданович, И. П. Калабуков, М. М. Некрасов, Ю. А. Сикорский, В. Г. Чепуренко, Изв. ВУЗов, физика, № 2, стр. 92, 1966. ⁵ Г. П. Михайлов, А. М. Лобанов, Д. М. Миркамов, Высокомолекулярные соединения, т. VIII, № 8, стр. 1351. ⁶ Г. П. Михайлов, Т. И. Борисова, УФН, т. XXXIII, вып. 1, стр. 63, 1964. ⁷ Г. П. Михайлов, Т. И. Борисова, Высокомолекулярные соединения, т. IV, № 11, стр. 1732, 1962.

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПОЛИМЕРАХ*

Исследован ряд полимеров, имеющих разную по величине полярность и жесткость цепи. На основании полученных результатов сделано заключение, что пьезоэлектрические свойства можно обнаружить в поляризованных полимерах, обладающих дипольными группами малого размера и жесткой цепью обусловленной полярностью этих групп.

В последние годы проводились исследования пьезоэлектрического эффекта большого числа полимеров в поляризованном состоянии [1-3]. В этих целях полимеры с большими дипольными моментами нагревались на 20—40° выше температуры стеклования в электрическом поле напряженностью около 200 кВ/см в течение 0,5—7 ч. Охлаждение образцов происходило за 10—15 мин. при постоянно повышающейся напряженности [3], так как с охлаждением электрическая прочность образцов заметно увеличивалась. Полученный таким путем поляризованный полимер подробно исследовался: изучались прямой и обратный пьезоэффекты, пироэлектрический эффект, изменения пьезомодуля с температурой, электретный заряд и т. д. Нами показано, что существует полная корреляция между плотностью электретного заряда и величиной пьезомодуля. Полимеры, обладающие пьезоэлектрическими свойствами в поляризованном состоянии, мы назвали пьезополимерами. Задача работы заключалась в том, чтобы найти пьезополимеры с большим пьезомодулем и большим временем жизни.

С этой целью были проведены исследования над рядом полярных полимеров, обладающих различными по весу и размеру боковыми привесками и, следовательно, различной жесткостью цепи. Здесь следует иметь в виду, что жесткость цепи в основном обусловлена следующими факторами: степенью полярности и близким расположением боковых полярных групп друг к другу, а также объемом боковых групп.

* Механика полимеров, 1, 169, 1968. (Соавтор Х. Б. Пачаджян).

Например, цепи таких полимеров, как ПАН, ПВХ, ПВС, жестки благодаря полярности боковых групп. Цепь ПС также жестка, однако это обусловлено большими размерами боковых групп. Полярность ПС очень низка ($\sim 0,4\text{Д}$). Жесткость, цепи такого полимера, как ПММА, зависит как от полярности, так и от больших размеров боковых групп. Иногда жесткость цепи обусловлена наличием в главной цепи колец, сопряженных связей и др. Вообще жесткость больше зависит от состава главной цепи, чем от состава боковых групп [4]. Однако в некоторых случаях влияние боковых групп сильнее (например, ПАН, ПВХ), и, как будет показано в дальнейшем, именно такая жесткость влияет на пьезоэлектрические свойства полимера.

В этой связи мы выделяем четыре вида жесткости: жесткость, обусловленную только полярностью боковых групп (ж. п.); жесткость, обусловленную как полярностью, так и величиной боковых групп (ж. п. г.); жесткость, зависящую в основном от величины боковых групп (ж. г.), и жесткость, обусловленную, как было сказано выше, строением главной цепи (ж. ц.). Следует иметь в виду, что цепь полимера с полярными боковыми группами может быть гибкой, если они взаимодействуют между собой слабо или если температура стеклования полярного полимера низка.

Остановимся более подробно на некоторых характеристиках исследованных нами полимеров (см. таблицу).

Таблица

Полимер	Дипольный момент	Жесткость	Боковые группы	Температура стеклования $T_g, ^\circ\text{C}$	Пьезомодуль 10^{-6}CGSE		Интервал времени
					в начале срока	в конце срока	
ПАН	4	Ж. П.	CN	90	2*	2	2 г.
ПВХ	1,66	Ж. П.	Cl	80	5	5	2 г.
ПММА	1,53	Ж. П. Г.	COOCH_3	110	1	0,1	10 мес
ПВА	1,4	Гибкая	COCOCCH_3	30	1	0	10 дн.
ПТФЭ	1,7	Гибкая	F		0,5	0	1 ч.
ПК		Ж. Ц.	O-кольцо (в цепи)	180	0,3	0	3 дн.
ПС	0,4	Ж. Г.	C_6H_5	80	0,1	0	2 ч
ХПТЭ	2,35	Ж. Г.	CCl_2CH_2+ +Cl	100	0,5	0	10 дн.
ПА(Ф2)		Ж. Ц. Ж. Г.	Кольцо в цепи +2 кольца	320	2	0,5	10 дн.
Сополимер ПММА ПАН		Гибкая	COOCH_2+ +CN		2	0,5	10 дн.

* Предварительные данные.

1. Поливинилхлорид (ПВХ). Аморфный полимер с температурой стеклования $T_c = 80^\circ\text{C}$. Дипольный момент, obligatory присутствием хлора в боковой группе, равен 1,66Д. Цепь жесткая. Температура поляризации 116—126°C при напряженности поля 200 кв/см. При охлаждении напряженность увеличивалась, и при 80°C она была равна 600—800 кв/см. Пьезомодуль не менялся в течение более двух лет, сохраняя начальные значения в $(4 \div 5) 10^{-8}$ CGSE. Из изученных нами до сих пор пьезополимеров ПВХ оказался наилучшим: он долговечен и имеет пьезомодуль, почти равный пьезомодулю кварца.

2. Полиакрилонитрил (ПАН). Аморфный полимер с очень жесткой цепью. Высокая полярность и сравнительно малые размеры нитрильной группы дают возможность получить очень хорошие пьезополимеры. Предварительные данные подтверждают его перспективность.

3. Поливиниловый спирт (ПВС). Карбоцепной полимер с $T_c = 90^\circ\text{C}$. Из-за низкой электрической прочности нам не удалось получить пьезополимер с хорошим пьезоэлектрическим свойством. По-видимому, хорошие результаты можно получить, если производить поляризацию с сополимерами (бутадиен, изобутилен).

4. Полиметилметакрилат (ПММА). У ПММА цепь менее жесткая, $T_c = 110^\circ\text{C}$ и дипольный момент равен 1,53Д. Он связан с большими боковыми группами COOCH_3 . За 10 месяцев пьезомодуль с $1 \cdot 10^{-8}$ CGSE уменьшился до $0,1 \cdot 10^{-8}$ CGSE. Неудовлетворительный результат объясняется тем, что из-за стерических помех затруднена ориентация в электрическом поле.

5. Политрифторэтилен (ПТФЭ). Полимер с гибкими цепями. Как и следовало ожидать, он оказался плохим пьезополимером.

В таблице приведены данные также для поливинилацетата (ПВА), поликарбоната (ПК) и хлорированного политетрахлоргексаэтриена (ХПТЭ). Приведены структуры боковых групп полимеров, температура стеклования T_c , изменение пьезомодуля со временем в начале и в конце срока измерения.

Из приведенных данных можно сделать некоторые важные выводы. Сравнивая данные для ПММА и ПВХ, видим, что при почти одинаковых по величине дипольных моментах (1,6Д) у них разное время жизни и разные значения пьезомодулей. С другой стороны, дипольные группы имеют различные размеры и различные по характеру жесткости цепи. Для ПВА, ПК, ПТФЭ, ХПТЭ (дипольный момент от 1,5 до 2,3Д) характерно очень короткое время жизни. У этих полимеров или большого размера боковые привески, или гибкие цепи.

При сопоставлении данных, приведенных в таблице, можно заключить, что если дипольные группы невелики по размеру, то величина пьезомодуля получается большой и такой пьезополимер долговечен. Это объясняется тем, что при поляризации ориентируются дипольные группы и сегменты, причем степень ориентации зависит не только от величины дипольных моментов, но и от их размеров. Если дипольные группы малого размера (ПВХ, ПАН), то они ориентируются хорошо, причем это состояние энергетически довольно стабильное. Если же дипольные группы большие (ПММА, ПВА, ХПТЭ, ПА), то из-за стерических помех происходит неполная ориентация. Такое состояние—неравновесное и поэтому не может долго сохраняться.

В случае ПВХ и ПАН поляризованное состояние также неравновесное, но оно энергетически более выгодно, чем в случае ПММА. Цепи у ПВХ и ПАН жесткие, так как полярные группы хлора и CN соответственно взаимодействуют между собой. Из-за этого взаимодействия переход цепочки в другое положение, т. е. изменение конформации, требует преодоления больших потенциальных барьеров, что при комнатных температурах маловероятно.

В случае ПТФЭ, у которого также небольшие дипольные группы, поляризованное состояние не сохраняется, так как при комнатной температуре его цепь обладает большой гибкостью. Сополимер ПММА и ПАН также имеет гибкую цепь, и поэтому поляризованное состояние недолговечно.

В таблице приведена температура стеклования полимеров. Можно предположить, что чем выше T_c , тем больше долговечность. Из таблицы видно, что долговечность ПВХ выше, чем ПММА, тогда как из сравнения T_c должно быть наоборот. Это означает, что решающее значение имеют размер боковых групп и жесткость цепи полимера. Из сравнения долговечности и T_c ПММА и ПВА следует, что когда боковые группы имеют почти одинаковый размер, долговечность определяется T_c .

На основании приведенных данных можно установить предварительный критерий для выявления новых пьезополимеров.

Пьезосвойства можно ожидать у поляризованных полимеров, имеющих сравнительно большие дипольные моменты и маленькие дипольные группы. Одновременно молекулярная цепь должна быть жесткой, причем, по-видимому, эта жесткость должна обуславливаться взаимодействием между полярными боковыми группами, чтобы конформационные изменения были затруднены.

В работе [5] также указывается на влияние величины дипольного момента мономерного звена полимера на величину пьезомодуля. Кристалличность и надмолекулярная структура полимера, видимо, на величину пьезомодуля не влияют, однако они могут воздействовать на его долговечность.

В отличие от критерия для поиска низкомолекулярных соединений, предложенного в работах [6,7] и др., указанный выше критерий позволяет с большей достоверностью производить поиски среди существующих и новых полимеров.

По структуре и некоторым физическим свойствам можно подобрать полимеры, обнаруживающие хорошие пьезоэлектрические свойства. Для существующих же полимеров эти величины уже известны. Наши исследования также показали, что из пластифицированных полимеров нельзя получить хорошие пьезополимеры, так как пластификация приводит к снижению температуры стеклования. Для сильно полярных полимеров это снижение будет особенно значительным.

Приведенный список исследованных полимеров мал, и, следовательно, наше заключение носит предварительный характер. Безусловно, вопрос требует детального исследования как в смысле количества исследованных полимеров, так и в отношении привлечения ряда других его характеристик. Наиболее важные характеристики, по нашему мнению,—более определенный критерий жесткости цепей полимера, влияние отдельных звеньев цепей на его жесткость, влияние атомного состава боковых групп и главной цепи макромолекулы, надмолекулярная структура и ряд других параметров.

Выводы. В работе приведены следующие признаки, по которым можно вести направленные поиски для обнаружения новых пьезополимеров.

1. Пьезополимер должен обладать сравнительно большим дипольным моментом, одновременно сама дипольная группа должна быть небольшой.

2. Макромолекула полимера должна быть жесткой. причем, по-видимому, эта жесткость должна обуславливаться полярностью дипольной группы, и, следовательно, температура стеклования должна быть заметно выше комнатной температуры, а электрическая прочность при сравнительно высоких температурах—большой.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н. М. Кочарян, Х. Б. Пачаджян, ДАН АрмССР, 26, 5, 277, 1963.
- ² Н. М. Кочарян, Х. Б. Пачаджян, Ш. А. Мхитарян, Изв. АН АрмССР,

физика, 1, 4, 217, 1966. ³ Х. Б. Пачаджян, Электричество, 10, 78, 1967.
⁴ В. Н. Цветков, В. Е. Эскин, С. Я. Френкель, Структура макромолекул
в растворах. М., 1964. ⁵ И. С. Рез, Кристаллография, 6, 646, 1961. ⁶ А. В.
Копцик, Изв. АН СССР, сер. физ., 20, 219, 1956. ⁷ И. С. Рез, Изв. АН
СССР, сер. физ., 22, 1472, 1958.

ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПОЛЯРИЗОВАННОМ ПОЛИВИНИЛХЛОРИДЕ*

Обнаружен пирозффект в поляризованном поливинилхлориде (ПВХ). Измерена температурная зависимость пирокэффициента. Последний оказался постоянным, равным

$$P=0,1 \frac{CGSE}{град \cdot см^2} \text{ в интервале температур } -130 \div +30^{\circ}C. \text{ При}$$

ведена таблица, из которой видно, что P пропорционален величине пьезомодуля d . Коэффициент пропорциональности $k=3 \cdot 10^6$ при комнатной температуре. При понижении температуры k уменьшается.

Исходя из существования пьезоэлектрического эффекта в ряде поляризованных полимеров и в частности в поливинилхлориде [1-5] (ПВХ), мы предположили, что эти полимеры будут обладать и пирозлектрическими свойствами. Это предположение основывалось на том, что диэлектрики, обладающие постоянной поляризацией, могут обладать и пирозвойством [6].

Поляризованные образцы из ПВХ готовились по методике, описанной в наших предыдущих работах [2,3,5]. Образцы имели форму круглых пластинок диаметром 3 см и толщиной 0,2-0,5 мм. С обеих сторон образцы были покрыты тонким проводящим слоем из алюминия, нанесенным вакуумным испарением.

Для исследования пирозлектрических свойств полимеров (пирополимеров) мы применили статический метод измерения.

Измерения проводились в интервале температур $-130 \div 30^{\circ}C$, где не происходит деполяризация образца. Пироккоэффициент вычислялся из соотношения

$$P = \frac{\Delta Q}{\Delta T} = \frac{(C_1 + C_2) V \cdot 3 \cdot 10^{-3}}{S \cdot \Delta T} \frac{CGSE}{град \cdot см^2},$$

* Механика полимеров, 2, 377, 1968. (Соавторы: Х. Б. Пачаджян, О. С. Ерицян).

где ΔQ —величина заряда, появившегося на электродах при изменении температуры образца на ΔT градусов; C_1 —емкость образца, пф; C_2 —емкость электрометра и монтажа, пф; S —площадь образца, $см^2$.

Таблица 1

Температурная зависимость P ПВХ

Температура $T, ^\circ C$	+30	-10	-27	-40	-70	-90	-110	-115	-130
Величина P CGSE $\frac{град. см^2}{град. см^2}$	0,09	0,105	0,11	0,09	0,09	0,1	0,12	0,09	0,1

В табл. 1 приведена температурная зависимость пирокoeffициента ПВХ. В данном интервале температур пирокoeffициент P имеет постоянную величину, что можно объяснить отсутствием переходов в ПВХ.

Зависимость P от величины пьезомодуля приведена в табл. 2.

Таблица 2

Зависимость величины P от величины d для ПВХ

Пьезомодуль d , 10^{-8} CGSE	1,4	1,7	2,5	3,2	4,7
Пирокoeffициент	0,05	0,065	0,08	0,1	0,15

Пьезомодуль d при постоянной температуре прямо пропорционален P (для различных образцов). Коэффициент пропорциональности k в соотношении $P = kd$ с увеличением температуры увеличивается: при $T = -150^\circ C$, $k \approx 2,5 \cdot 10^6$, а при комнатной температуре $k \approx 3 \cdot 10^6$. Для $BaTiO_3$, $k \approx 3 \cdot 10^7$.

Выражаем благодарность Ж. Маркарян, участвовавшей в измерениях.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н. М. Кочарян, Х. Б. Пачаджян, ДАН АрмССР, 36, 5, 277, 1963.
² Н. М. Кочарян, Х. Б. Пачаджян, Ш. А. Мхитарян, Изв. АН АрмССР, физика, 1, 4, 217, 1966. ³ Х. Б. Пачаджян, Канд. дисс., ЕГУ, 1966. ⁴ Х. Б. Пачаджян, Электричество, 10, 1967. ⁵ Н. М. Кочарян, Х. Б. Пачаджян, Мех. полим., 1, 169, 1968. ⁶ А. В. Шубников, И. С. Желудев, В. П. Константинов, И. М. Сильвестрова, Исследования пьезоэлектрических текстур, Изд. АН СССР, 34, 1955.

ТЕРМОУПРУГИЕ СВОЙСТВА РАСТЯНУТОГО ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТА*

В настоящей работе установлена связь между упругими свойствами растянутого ПММА и его термодинамическими свойствами.

Как было показано [1] компоненты деформации при всестороннем сжатии одноосного растянутого полимера выражаются следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} U_{xx} &= -\frac{P}{E_x} \left(1 - \sigma_{xy} - \sigma_{zx} \frac{E_x}{E_z} \right); \\ U_{yy} &= -\frac{P}{E_y} \left(1 - \sigma_{xy} - \sigma_{zx} \frac{E_x}{E_z} \right); \\ U_{zz} &= -\frac{P}{E_z} \left(1 - 2\sigma_{zx} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где P —гидравлическое давление, E_z —модуль Юнга в направлении растяжения, $E_x = E_y$ —модули Юнга в направлении осей X и Y , перпендикулярных направлению растяжения, σ_{xy} , σ_{zx} —коэффициенты Пуассона.

Как известно, эта сумма компонент деформации представляет собою [2].

$$U_{xx} + U_{yy} + U_{zz} = -\frac{P}{K}, \quad (2)$$

где K —объемный модуль сжатия.

Из (1) и (2) получаем

$$K = \frac{E_x \cdot E_z}{2E_z(1 - \sigma_{xy} - \sigma_{zx}) \frac{E_x}{E_z} + E_x(1 - 2\sigma_{zx})} \quad (3)$$

* ДАН АрмССР, 42, 3, 154, 1966. (Соавторы: Х. Б. Пачаджян, Н. А. Налбандян, Н. М. Диванян).

Рассмотрим величины линейной сжимаемости для одноосно растянутых полимеров. Как известно, под линейной сжимаемостью подразумеваются относительные сокращения длины в направлении осей X , Y , Z под действием единичного давления.

Из (1) мы имеем

$$\beta_x = \frac{1 - \sigma_{xy} - \sigma_{zx} \frac{E_x}{E_z}}{E_x}, \quad \beta_y = \frac{1 - \sigma_{xy} - \sigma_{zx} \frac{E_x}{E_z}}{E_y}, \quad (4)$$

$$\beta_z = \frac{1 - 2\sigma_{zx}}{E_z}.$$

Сумма $\beta_x + \beta_y + \beta_z = \beta_0$ представляет собою объемную сжимаемость, причем $\beta_0 = \frac{1}{K}$.

Обратные величины линейной сжимаемости будут модулями линейной сжимаемости, причем

$$K_x = \frac{1}{\beta_x}, \quad K_y = \frac{1}{\beta_y}, \quad K_z = \frac{1}{\beta_z}. \quad (5)$$

Наши эксперименты показывают, что существует простая зависимость между линейными сжимаемостями (или модулями линейной сжимаемости) и линейными коэффициентами теплового расширения растянутого полиметилметакрилата.

Исследованию подвергался ПММА со средним молекулярным весом $3 \cdot 10^6$, полученный в нашей лаборатории. Свежеперегранный метилметакрилат (1000 г) и динитрил азоизомасляной кислоты (инициатор) (0,5 г) помещают в ампулу емкостью 1900—2000 мл (\varnothing 45—47 мм, дл. 650—700 мм), охлаждают смесью льда с солью и запаивают под вакуумом. Затем ампулы помещают в водяной термостат и выдерживают при 50—60°. Смесью полимеризуется примерно в течение 50—60 часов в прозрачный твердый блок.

Растяжение производилось с помощью видоизмененной разрывной машины типа РМИ-60 при температуре 120° со скоростью 4 мм/мин. Растяжение было высокоэластичным. После охлаждения, из растянутых полимеров изготавливались цилиндрические образцы в направлениях оси Z и $X(Y)$. Высота цилиндров колебалась в пределах 15—20 мм, диаметр 4—6 мм. Кроме того, были изготовлены кубики из ПММА со сторонами 10 мм.

Для определения K , а также β_x , β_y и β_z необходимо знать величины $E_x = E_y$, E_z , σ_{xy} и σ_{zx} . Эти величины мы находим из четырех уравнений, полученных измерением скорости распространения звука в безграничных средах и в тонких стержнях.

В работе [1] было показано, что скорости распространения волн в одноосных растянутых полимерах для безграничной среды равны

$$C_x = C_y = \sqrt{\frac{E_x(E_z - \sigma_{zx}^2 E_x)}{\rho(1 + \sigma_{xy})(E_z - 2E_x \sigma_{zx}^2 - \sigma_{xy} E_z)}} \quad (6)$$

$$C_z = \sqrt{\frac{E_z^2(1 - \sigma_{xy})}{\rho(E_z - 2E_x \sigma_{zx}^2 - E_z \sigma_{xy})}}$$

В тонких стержнях скорости будут равны:

$$C'_x = C'_y = \sqrt{\frac{E_x}{\rho}}, \quad C'_z = \sqrt{\frac{E_z}{\rho}} \quad (7)$$

Скорости $C_x = C_y$ и C_z определялись в кубиках, вырезанных из растянутого полиметилметакрилата, при условии $d \gg \lambda$.

Определяя скорость в направлении растяжения мы находим C'_z . Аналогично мы находим $C'_x \cdot C'_z$ и C'_x (скорости в тонких стержнях, для которых $d \ll \lambda$), измеряя скорость распространения звука в тонких стержнях в направлении растяжения и перпендикулярном направлении.

В табл. 1 приводятся данные, полученные путем измерения скорости звука.

Таблица 1

% растяжения	0	75	110	135	170	215	240	275
$E_x \cdot 10^{11}$	4,96	5,64	5,70	5,70	5,63	5,36	5,10	4,70
$E_z \cdot 10^{10}$	4,96	5,17	5,3	5,43	5,58	5,83	5,93	6,20

Значения коэффициентов Пуассона приведены в табл. 2.

Таблица 2

% растяжения	0	75	110	135	170	215	240	275
σ_{zx}	0,365	0,373	0,380	0,383	0,391	0,391	0,389	0,385
σ_{xy}	0,365	0,268	0,240	0,227	0,213	0,274	0,329	0,396
σ_{xz}	0,365	0,406	0,408	0,402	0,395	0,358	0,334	0,300

Мы проводили также измерения линейных расширений в зависимости от степени растяжения в направлении осей Z и X(Y). В табл. 3 приводятся значения α_z и α_x -коэффициентов теплового расширения в направлении растяжения и перпендикулярном направлении. Как известно для одноосного растянутого полимера, коэффициент объемного расширения $\alpha_0 = \alpha_z + 2\alpha_x$.

Таблица 3

% растяжения	0	75	110	135	170	215	240	275
$\alpha_z \cdot 10^{-5}$	8,94	7,73	7,30	--	6,24	6,0	4,74	4,64
$\alpha_x \cdot 10^{-5}$	8,94	9,42	9,69	--	10,20	10,25	10,7	10,37
$\alpha_0 \cdot 10^{-5}$	26,8	26,57	26,68	--	26,64	26,3	26,14	25,38

Из этой таблицы видно, что с растяжением α_z заметно уменьшается, а α_x растет, но величина объемного теплового расширения $\alpha_0 = \alpha_z + 2\alpha_x$ в пределах ошибок измерений остается постоянной.

Приведем также значения линейных сжимаемостей (табл. 4).

Таблица 4

% растяжения	0	75	110	135	170	215	240	275
$\beta_z \cdot 10^5$	5,45	4,93	4,53	4,31	3,85	3,73	3,75	3,40
$\beta_x \cdot 10^5$	5,45	5,8	6,17	6,5	6,55	6,9	6,6	6,47
$\beta_0 \cdot 10^5$	16,35	16,53	16,87	16,31	17,75	17,53	16,95	16,36

Здесь так же, как и при тепловом расширении в направлении растяжения, β_z заметно уменьшается, а β_x слабо растет. Объемная сжимаемость, равная

$$\beta_0 = \beta_z + 2\beta_x, \quad (8)$$

остается в пределах ошибок измерений постоянной величиной.

Из сопоставлений табл. 3 и 4 мы приходим к следующему выводу: коэффициенты линейного расширения в направлении растяжения α_z и перпендикулярных направлениях α_x прямо пропорциональны соответствующим значениям линейных сжатий β_z и β_x :

$$\frac{\alpha_z}{\beta_z} = \frac{\alpha_x}{\beta_x} = A. \quad (9)$$

Коэффициент A должен зависеть от условий растяжений и от температуры.

Из (9) получим:

$$\alpha_z = A\beta_z, \quad \alpha_x = A\beta_x \quad (10)$$

Подставляя значения β_z и β_x из уравнения (10) в уравнение (8) имеем:

$$\beta_0 = \frac{1}{A} (\alpha_z + 2\alpha_x). \quad (11)$$

Из табл. 3 видно, что величина $\alpha_0 = \alpha_z + 2\alpha_x$ остается постоянной. Из уравнения (11) следует, что величина $\beta_0 = \beta_z + 2\beta_x$ должна оставаться постоянной, что и наблюдается нами на опыте (табл. 4).

Из наших экспериментов следует также и другой вывод. Как известно из термодинамики, разность удельных теплоемкостей для любого тела можно написать в виде:

$$C_p - C_v = \frac{V\alpha_0^2 T}{\beta_0}, \quad (12)$$

где V —удельный объем, T —абсолютная температура.

Так как при одной и той же температуре α_0 и β_0 остаются постоянными, а удельный объем V практически не меняется с растяжением, то, следовательно, разность теплоемкостей в выражении (12) почти не меняется с растяжением. Как известно [2], с увеличением растяжения теплоемкость C_p слабо уменьшается. Теплоемкость C_v при той же температуре можно найти, вычитывая из C_p одну и ту же величину $\frac{V\alpha_0^2 T}{\beta_0}$.

ЛИТЕРАТУРА

¹ Н. М. Кочарян, Х. Б. Пачаджян, Н. А. Налбандян, А. А. Агаронян, ДАН АрмССР, 40, 3, 1965. ² Л. Ландау и Е. Лифшиц, Механика сплошных сред, Гостехиздат, 1944.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДЕСТРУКЦИИ И ТЕПЛООВОГО СТАРЕНИЯ ПОЛИХЛОРОПРЕНОВОГО КАУЧУКА (НАИРИТ)*

Как было показано Сцалаем, Сент-Георгом и другими авторами [1-3], большие молекулы под действием ультразвуковых колебаний расщепляются на молекулы меньшего размера, и вязкость растворов таких полимеров, как каучук, агар-агар, желатина, крахмал и гуммиарабик, уменьшается.

Процесс деструкции исследовался лишь в достаточно разбавленных растворах, в которых энергией взаимодействия между молекулами полимера практически можно пренебречь.

Шмидом и его сотрудниками было исследовано действие мощных ультразвуковых колебаний на разбавленные растворы поливинилацетата, полиакрилового эфира и нитроцеллюлозы [3-6].

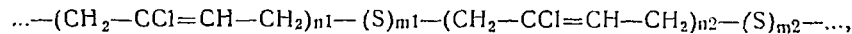
О механизме деструкции высокомолекулярных соединений в ультразвуковом поле существуют разные мнения, которые подробно описаны в работах [3,7].

В настоящей работе исследована зависимость степени деструкции раствора полихлоропренового каучука (наирит)** в бензоле от частоты ультразвука, а также тепловая деструкция при не очень высоких температурах.

Экспериментальная часть. Экспериментальная установка, с помощью которой проводилась работа, состояла

* ДАН АрмССР, 36, 83, 1963. (Соавторы: Н. А. Налбандян, В. Ц. Аракелян и Г. С. Фаршян).

** Полихлоропреновый каучук «наирит» вырабатывается путем эмульсионной полимеризации хлоропрена совместно с серой. При этом получается своеобразный сополимер хлоропрена с серой, содержащий как связи С-С, так и связи S-S, имеющий следующий вид:



где кратность n меняется до 100 и даже более, а кратность m в пределах до 6.

из высокочастотного генератора электрических колебаний, ультразвукового излучателя, масляной ванны и реакционного сосуда.

Высокочастотный генератор электрических колебаний и ультразвуковой излучатель были разработаны в нашей лаборатории.

Установка разрешала получать акустическую мощность до 50 вт/см^2 , при частотах 400, 600, 3000, 4000 и 5000 кГц и до 100 вт/см^2 при частотах 800, 1000, 1500 и 2000 кГц .

Чтобы уменьшить температурные колебания при озвучивании, применялось термостатирование реакционного сосуда и масляной ванны, так что в течение озвучивания температура в реакционном сосуде поднималась не более, чем на 1°C .

Температура раствора внутри реакционного сосуда в течение озвучивания поддерживалась 20°C . Глубина деструкционных процессов оценивалась по величине относительной вязкости. Вязкость определялась с помощью вискозиметра Оствальда при температуре $20 \pm 0,1^\circ\text{C}$. Установка схематически изображена на рис. 1.

В течение всего опыта применяемая нами акустическая мощность была 17 вт/см^2 .

Время озвучивания для каждой частоты составляло 15, 30, 45, 60, 90 мин.

Одновременно исследовались тепловая и окислительная деструкции раствора полихлоропрена в бензоле в присутствии воздуха.

Для изучения отдельно тепловой деструкции полихлоропренового каучука нами было взято два одинаковых сосуда с раствором хлоропрена одинаковой концентрации. При одновременной откачке двух сосудов форвакуумным насосом до 10^{-3} мм Hg количество воздуха практически доводилось до нуля.

Один сосуд сразу же после откачивания запаивался, а второй сосуд наполнялся воздухом и измерялась вязкость раствора, после чего он сохранялся в сосуде со шлифом, который, раз в неделю открывался на одну минуту, чтобы восстановить кислород из воздуха внутри сосуда, где в результате окислительной деструкции количество кислорода уменьшалось.

Обсуждение результатов. Результаты опытов для 0,75% раствора полихлоропрена в бензоле в зависимости деструкции полимера от времени озвучивания для всех исследованных частот 400, 600, 800, 1000 и 2000 кГц приведены на рис. 2.

Анализ кривых (рис. 2) показывает, что все они, кроме кривой для 2000 кГц , хорошо описываются уравнением

$$\eta_t = (\eta_0 - \eta_\infty)e^{-\beta t} + \eta_\infty, \quad (1)$$

где β —постоянная величина, η_t —вязкость после озвучивания t минут, η_0 —вязкость неозвученного раствора, η_∞ —вязкость после бесконечного озвучивания.

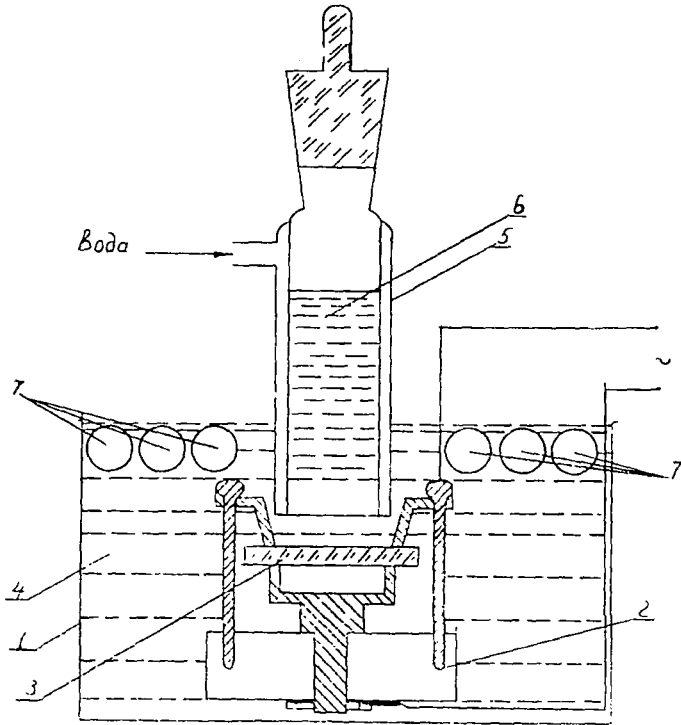


Рис. 1. 1—масляная ванна; 2—изолятор; 3—излучатель; 4— трансформаторное масло; 5—реакционный сосуд; 6—исследуемый раствор; 7—холодильник для охлаждения масла.

Такое выражение (1) для вязкости было найдено для растворов натурального каучука в бензоле в работе [8] и для раствора полиакрилонитрила в диметилформамиде в работе [9].

Кривая для 2000 кГц имеет линейный характер для той области, в которой проводились измерения.

В работе [8] такая картина наблюдается для частоты 1000 кГц. При частоте в 1000 кГц для нашего случая наблюдается достаточная кривизна, удовлетворяющая уравнению (1).

Как показывают измерения, средний молекулярный вес данного образца оказался 200 000, а после 15-минутного озвучивания стал 126 000.

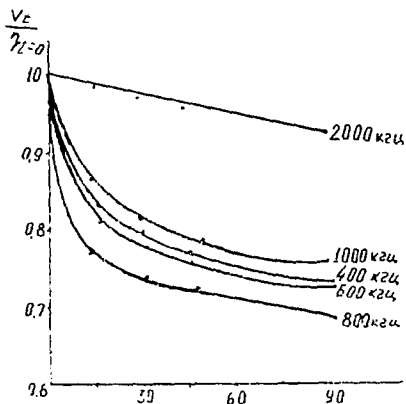


Рис. 2.

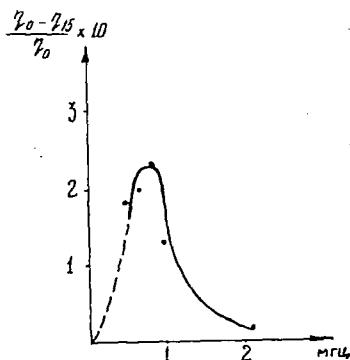


Рис. 3.

Молекулярный вес полимера уменьшается до некоторой постоянной величины, которая зависит от частоты и мощности излучения.

На рис. 3 приведена зависимость относительной деструкции от частоты.

Из этого рисунка видно, что максимальная деструкция происходит на частоте 800 кГц.

В табл. 1 приведены данные по тепловой и окислительной деструкции при 55°C.

Как видно из этой таблицы, тепловая и окислительная деструкции тоже вначале уменьшаются быстро, а потом стремятся к постоянной величине.

Таблица 1

Время, час	0	1,5	3,5	5,5
$\frac{\eta_0 - \eta_{15}}{\eta_0}$	0	12	13	13,8

Чтобы отделить окислительную деструкцию от тепловой, нами был сделан второй опыт, описанный выше. После 1,5-месячного сохранения сосудов в одинаковых условиях при комнатной температуре степени деструкции оказались следующими: тепловая и окислительная деструкции (в присутствии воздуха) 10,5%, а тепловая деструкция (без воздуха) 6,4%. Таким образом, для тепловой деструкции получается 6,4%, а для окислительной 4,1%.

ЛИТЕРАТУРА

¹ А. Сцалай Zs. Phys. Chem., A. 164, 234, 1933. ² А. Сент-Гиорги, Nature, 131, 278, 1933. ³ Бергман, Ультразвук и его применение в науке и технике, ИЛН, 1957. ⁴ Г. Шмид, Chem. Ztg. 64, 423, 1930. Zs. Phys. Chem. Abt. A 186, 113, 1940. Phys. Zs. 41, 325, 1940. ⁵ Г. Шмид и О. Роммел, Z. Phys. Chem., A 85, 97, 1939. ⁶ Г. Шмид, Beuttenmüles, Z. F. Elektrochem., 49, 325, 1943, 50, 209, 1944. ⁷ И. Е. Эльпинер, Успехи химии, т. XXIX, вып. 1, 1960. ⁸ Н. Н. Знаменский, О. А. Селиванов и др., Применение ультразвуки к исследованию вещества, вып. XIV, 445, 1961. ⁹ Н. И. Ларионов, Г. В. Горячко и др., Применение ультразвуки к исследованию вещества, вып. X, 1960

ПОГЛОЩЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН В РАСТВОРАХ ПОЛИСТИРОЛА В БЕНЗОЛЕ*

Исследование распространения ультразвуковых волн в растворах полимеров представляет большой интерес с точки зрения молекулярного механизма этого явления.

За последнее время был опубликован ряд работ по этому вопросу.

Согласно классической теории, коэффициент поглощения звука равен:

$$\alpha_{\text{кл.}} = \frac{2\omega^2}{3\rho c^3} \eta, \quad (1)$$

где ω -циклическая частота звука, ρ -плотность жидкости, c — скорость звука, η -сдвиговая вязкость.

Для некоторых гомологических рядов (например, спиртов) наблюдается удовлетворительное количественное согласие классической теории с опытом. Но для многих жидкостей (ароматических углеводородов, ацетатов, формиатов и других) отсутствует даже качественное согласие классической теории с опытом.

Невозможность объяснения с точки зрения классической теории некоторых явлений, связанных с поглощением ультразвуковых волн в жидкостях, привела к созданию новой релаксационной теории [1] поглощения ультразвуковых волн. В простейшем случае эта теория дает выражение для коэффициента поглощения в виде:

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2\rho c^3} \left\{ \frac{4/3 \eta}{1 + \omega^2 \tau_1^2} + \frac{\eta'}{1 + \omega^2 \left(\frac{\beta_{\infty}}{\beta_s} \right)^2 \tau_2^2} \right\}, \quad (2)$$

* ДАН АрмССР, 39, 4, 221, 1964. (Соавторы: Н. А. Налбандян, В. Ц. Аракелян, Г. С. Фаршян).

где τ_1 —время релаксации сдвиговой вязкости;
 τ_2 —время релаксации объемной вязкости;
 β_∞ —мгновенная упругая сжимаемость;
 β_s —обычная статистическая сжимаемость.

Смысл других обозначений прежний.

Как показывают эксперименты, в растворах полимеров—сдвиговая вязкость очень велика, в то время, как поглощение в таких растворах значительно меньше, чем вычисленное по формулам (1) и (2).

Готлибом и Волькенштейном [2], Готлибом, Салиховым и Соловьевым [3, 4] была разработана теория поглощения ультразвуковых волн в растворах полимеров на представлении о частичном увлечении полимерной сетки движущимся растворителем. Концентрированные растворы полимеров представляют собой более или менее стабильную сетку, состоящую из полимерных цепочек, соединенных в узлы постоянными химическими или временными вандервальсовскими связями, погруженную в растворитель.

Процесс распространения ультразвуковых волн можно представить как последовательное распространение ультразвука в растворителе и увлечение движущимся вязким растворителем полимерной сетки. Сетка не полностью увлекается растворителем. Это ведет к добавочным потерям энергии по сравнению с чистым растворителем. Экспериментальные данные, полученные Михайловым и его сотрудниками [5, 6] для разных растворителей и разных полимеров, подтверждают эту теорию.

Однако в работе [7] исследования поглощения в бензольном растворе метилметакрилата в разных степенях полимеризации на частоте 5,85 *мгц* показывают, что поглощение ультразвуковых волн в растворах полиметилметакрилата до некоторой степени полимеризации уменьшается по сравнению с чистым растворителем-бензолом. После этой степени полимеризации поглощение ультразвуковых волн раствора почти не меняется и остается равным поглощению растворителя-бензола. Авторы этой работы утверждают, что уменьшение коэффициента поглощения ультразвуковых волн зависит от количества нереагирующих мономеров в полимере. Для подсчета количества мономера ими была предложена эмпирическая формула.

Авторами работы [8] исследовалось поглощение в бензольном растворе некоторых монодисперсных полимеров, полистирола, полиметилметакрилата, полиакрилата метила и п-парафина в зависимости от частоты для одной концентрации. Результаты этой работы подтверждают, что поглощение

ультразвуковых волн в растворах полистирола и полиметилметакрилата после некоторой частоты уменьшается по сравнению с растворителем-бензолом.

Эти данные находятся в противоречии с данными работы [6] и [7], где для раствора полистирола и полиметилметакрилата в бензоле получается заметное увеличение поглощения по сравнению с растворителем.

Исходя из противоречивых данных этих работ, мы поставили задачу провести подробное исследование зависимости поглощения ультразвуковых волн в бензольном растворе полистирола от концентрации, частоты и температуры. Измерение коэффициента поглощения проводилось импульсным методом.

Погрешность измерения установки составляет не больше 8% от абсолютного значения измеряемой величины, при частоте 2 мгц погрешность измерения получается немного больше из-за расхождения ультразвуковых волн. Для контроля установки измерили коэффициент поглощения разных жидкостей при разных частотах и при разных температурах. Эти данные приведены в табл. 1.

Таблица 1

	Частота, мгц	Поглощения $\frac{\alpha}{\rho^2} \cdot 10^{17}$			
		20°C	30°C	40°C	50°C
Бензол	4	860	940	1000	1010
	6	850	945	970	1000
	9	835	900	—	1000
Толуол	20	81			
	15	137			

Поглощения ультразвуковых волн в зависимости от концентрации и температуры измерялись в следующих растворах при следующих частотах:

- 1) полистирол ($M=280000$) в бензоле при частоте 2, 3, 6, 10 мгц; при температуре 20°C;
- 2) полистирол ($M=2500000$) в бензоле при частоте 10 мгц; при температуре 20°C;
- 3) полистирол ($M=280000$) в толуоле при частоте 6, 20 мгц, при температуре 20°C;
- 4) полистирол ($M=280000$) в толуоле при частоте 6 мгц, при температуре 35°C и 50°C.

На рис. 1 приведена зависимость избыточного поглощения в бензольном растворе полистирола ($M=280000$) от концентрации при частотах 2, 3, 6, 10 мгц. На этом же рисунке приведена зависимость избыточного поглощения в толуоль-

пределах ошибок, поглощения в этих двух растворах равны. Таким образом, уменьшение коэффициента поглощения ультразвуковых волн в бензольном растворе полистирола после некоторой степени полимеризации не связано с количеством нереагирующих мономеров, существующих в полимере, и получаемое в наших экспериментах аномальное поглощение невозможно объяснить исходя из работы [7].

По теории Готлиба, Волькенштейна [2] и Готлиба, Салихова [3, 4], избыточный коэффициент поглощения всегда должен быть положительным, т. е. коэффициент поглощения раствора всегда должен превышать коэффициент поглощения растворителя.

По нашим данным, коэффициент поглощения ультразвуковых волн раствора до некоторой концентрации (которая зависит от частоты ультразвуковых волн и температуры) уменьшается, затем, проходя через минимум, начинает расти.

Для объяснения найденного нами аномального поглощения ультразвуковых волн в бензольном растворе полистирола мы предлагаем следующий механизм поглощения, обеспечивающий протекание обоих процессов одновременно:

1. С добавлением полимера уменьшается коэффициент поглощения раствора бензола, вызванный объемной вязкостью (в бензоле поглощение ультразвуковых волн зависит главным образом от объемной вязкости, и доля стоковского* поглощения, т. е. поглощения, зависящего от обычной сдвиговой вязкости, невелика).

2. С добавлением полимера поглощение раствора должно расти из-за частичного увлечения молекул полистирола растворителем (теория Готлиба, Волькенштейна [2], Готлиба, Салихова [3, 4]).

Из сказанного следует, что в бензольном растворе полистирола избыточное поглощение состоит из двух слагаемых. Первое слагаемое уменьшает коэффициент поглощения, второе слагаемое вызывает рост коэффициента поглощения. В бензольном растворе полистирола первое слагаемое имеет перевес (при малых концентрациях) над вторым слагаемым, поэтому избыточное поглощение получается отрицательным. Перевес первого слагаемого не останется постоянным с увеличением концентрации. После некоторой концентрации (которая зависит от частоты измерения) начинает превалиро-

* Вычисленное по формуле (1) поглощение для бензола равно $88,66 \cdot 10^{-17}$, а измеренный коэффициент— $850 \cdot 10^{-17}$, так что

$$\frac{\alpha_{\text{чзм}}}{\alpha_{\text{кл}}} \approx 100 \text{ и } \frac{\gamma_1'}{\gamma_1} \approx 140.$$

вать второе слагаемое, и поглощение начинает расти, проходя через минимум.

Наш эксперимент показывает релаксационный характер поглощения ультразвуковых волн в растворе (кривые для 2, 3, 6, 10 мгц на рис. 1). Эта релаксация связана, кроме сдвиговой вязкости, также с объемной вязкостью.

На рис. 1 приведена также зависимость избыточного поглощения ультразвуковых волн в растворе того же полистирола ($M=2,8 \cdot 10^5$) в толуоле. В этом растворе избыточное поглощение всегда получается положительным, как предполагается теорией. Для толуола отношение вязкостей $\frac{\eta'}{\eta} \approx 14$.

Это намного меньше, чем отношение для бензола, поэтому первое слагаемое получается меньше, чем второе, и избыточное поглощение получается положительным.

Таким образом, аномальное поглощение связано с отношением вязкостей $\frac{\eta'}{\eta}$ растворителя, причем чем больше $\frac{\eta'}{\eta}$ тем более расходятся результаты экспериментов с предлагаемой теорией [2-4].

Для проверки этого предположения мы исследовали зависимость коэффициента поглощения от температуры в растворе того же полистирола в бензоле и толуоле.

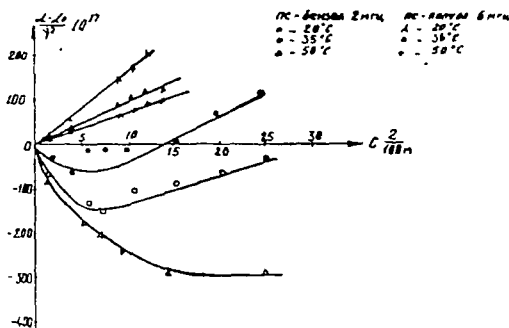


Рис. 2. Зависимость поглощения ультразвуковых волн от концентрации полистирола при температурах 20°C, 35°C и 50°C.

Как показано в работе [9], в бензоле и толуоле отношение вязкостей в исследуемых нами интервалах температур (20°C, 35°C и 50°C) увеличивается, следовательно коэффициент поглощения раствора в зависимости от концентрации должен уменьшаться с повышением температуры. На рис. 2

приведена зависимость коэффициента избыточного поглощения ультразвуковых волн в бензольном и толуольном растворе полистирола от концентрации при температурах 20°C, 35°C и 50°C (частота измерения 2 мгц для раствора бензола и 6 мгц для раствора толуола).

Из данных следует, что с ростом температуры коэффициент поглощения уменьшается.

Из настоящей работы следует, что существующая теория для поглощения ультразвуковых волн в растворах полимеров может дать точную картину явления поглощения для тех растворителей, у которых отношение η'/η близко к единице. Так как большинство органических жидкостей, применяемых в качестве растворителей, обладает заметной объемной вязкостью, то предлагаемая теория должна предусмотреть также вклад второй вязкости в процесс поглощения ультразвуковых волн.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Я. Френкель и Ю. Образцов, ЖЭТФ, 9, 9, 1081, 1939. ² Ю. Я. Готлиб и Н. В. Волькенштейн, ДАН СССР, 89, 5, 1953. ³ Ю. Я. Готлиб, К. М. Салихов, В. А. Соловьев, Тезисы докладов 4 совещания по жидкому состоянию вещества, Киев, 1959, Изд. Киевского университета, 1962. ⁴ Ю. Я. Готлиб, К. М. Салихов, «Акуст. журн.», т. IX, вып. 3, 1963. ⁵ И. Г. Михайлов, Применение ультраакустики к исследованию вещества, вып. 1, 1955. ⁶ И. Г. Михайлов и Н. М. Федорова, Вестник Ленинградского университета, № 16, серия физики и химии, вып. 3, 1958. ⁷ В. Ясаку, Ш. Согоши, J. Acoust. Soc. America, 25, № 3, 1953. ⁸ С. Кандо, Р. Зана, Р. Серф, Comptes Rendus 252, 2229, 1961. ⁹ Н. Кошкин, Диссертация, МОПИ, 1953.

ПОГЛОЩЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН В РАСТВОРАХ ПОЛИСТИРОЛА*

Экспериментальные работы И. Г. Михайлова и его соавторов [1-4] показали, что поглощение ультразвуковых волн в растворах полимеров лишь ненамного отличается от поглощения в чистых растворителях, несмотря на то, что вязкость раствора увеличивается в десятки и сотни раз по сравнению с вязкостью чистого растворителя.

Исходя из экспериментальных результатов, И. Г. Михайлов выдвинул гипотезу о механизме распространения ультразвуковых волн в растворах полимеров. Суть этой гипотезы заключается в том, что процесс распространения ультразвуковых волн можно представить как последовательное распространение ультразвука и увлечение движущейся вязкой средой полимерной сетки. Сетка неполностью увлекается растворителем, что ведет к добавочным потерям энергии по сравнению с чистым растворителем.

Как эта гипотеза, так и теоретические расчеты [5-8], которые основывались на этой гипотезе, относятся к растворам, в которых растворители являются некезеровскими жидкостями, как вода, бензин и т. д.

Цель настоящей работы—исследование поглощения ультразвуковых волн в растворе полимера в зависимости от вида растворителя. Для этого мы изучали поглощение в растворах полистирола в хлороформе, хлористом метиле и сероуглероде. Эти растворители являются кнезеровскими жидкостями, которые имеют разные отношения вязкостей

$$K = \frac{\eta'}{\eta},$$

где η' и η —объемная и сдвиговая вязкости растворителя соответственно.

* ДАН АрмССР, 43, 3, 138, 1966. (Соавторы: Н. А. Налбандян, В. Ц. Аракелян).

Поглощение ультразвуковых волн в растворах исследовалось импульсным методом [9—10], погрешность установки составляет не более 5% от абсолютного значения измеряемой величины. Измерение поглощения проводилось при частоте 6 мгц и температуре 20°C, а для растворов полистирола в сероуглероде—0°C.

Зависимость избыточного поглощения от концентрации

$$\frac{\alpha_{из}}{\nu^2} = \frac{\alpha \cdot \alpha_0}{\nu^2},$$

(где α и α_0 —соответственно коэффициенты поглощения раствора и растворителя, ν —частота) в растворах полидисперсного полистирола ($M=2,8 \cdot 10^5$) в толуоле*, хлороформе, бензоле*, хлористом метилене приведена на рис. 1, а в растворах полистирола в сероуглероде—на рис. 2, где концентрация в $\frac{г}{100 мл}$.

В растворах полистирола в толуоле и хлороформе избыточное поглощение почти линейно увеличивается с ростом концентрации раствора, несмотря на то, что макровязкость раствора растет как $\eta_{макр} \sim c^5$ [11]. Таким образом, эти ре-

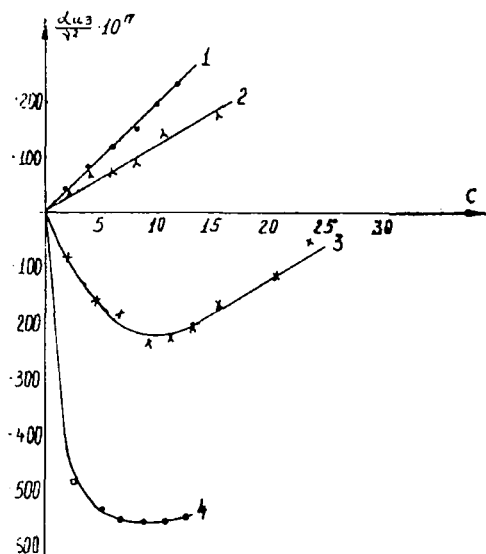


Рис. 1. Зависимость избыточного поглощения от концентрации в растворах полистирола в толуоле (1), в хлороформе (2), в бензоле (3), в хлористом метилене (4).

* Данные, относящиеся к толуолу и бензолу, взяты из работы [12].

зультаты еще раз показывают, что поглощение ультразвуковых волн в растворах полимеров не определяется вязкостью раствора.

Совсем иная картина наблюдается при распространении ультразвуковых волн в растворах полистирола в бензоле, хлористом метиле и сероуглероде. В этих растворах избыточное поглощение получается отрицательным, то есть поглощение в чистом растворителе больше, чем в растворе, и уменьшается (до некоторой концентрации, которая зависит от вели-

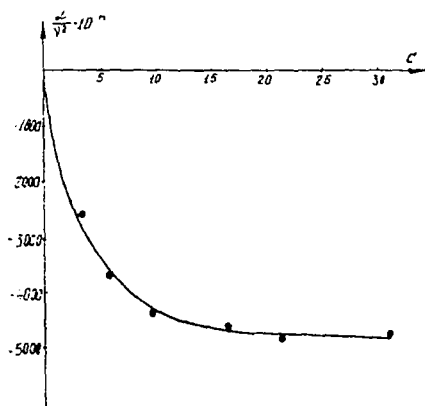


Рис. 2. Зависимость избыточного поглощения от концентрации в растворах полистирола в сероуглероде.

чины K растворителя) с ростом концентрации полимера. Причем, чем больше значение K , тем меньше получается избыточное поглощение.

Это хорошо видно из табл. 1, где приводятся значения относительного избыточного поглощения в зависимости от концентрации для разных растворов.

Таблица 1
Зависимость относительного избыточного поглощения от концентрации для разных растворов

Растворитель	$\frac{\alpha}{\alpha_0} \cdot 10^3$	C					
		$\frac{c}{c_0}$	$\frac{2}{100 \text{ мл}}$	$\frac{4}{100 \text{ мл}}$	$\frac{6}{100 \text{ мл}}$	$\frac{8}{100 \text{ мл}}$	$\frac{10}{100 \text{ мл}}$
Толуол	82	14	-0,375	+0,715	+1,02	+1,32	+1,820
Хлороформ	400	40	+0,025	+0,05	+0,075	-0,1	-0,125
Бензол	835	140	-0,084	-0,158	-0,197	-0,273	-0,263
Хлористый метилен	1120	230	-0,42	-0,47	-0,49	-0,495	
Сероуглерод	5700	1000	-0,39	-0,556	-0,65	-0,72	-0,756

Известно, что при прибавлении незначительного количества слабо поглощающей жидкости к сильно поглощающей поглощение смеси быстро уменьшается. Но поглощение в растворах полистирола в бензоле и сероуглероде значительно больше, чем в смесях жидкостей, где полистирол заменен своим мономером—стиролом, рис. 3, 4.

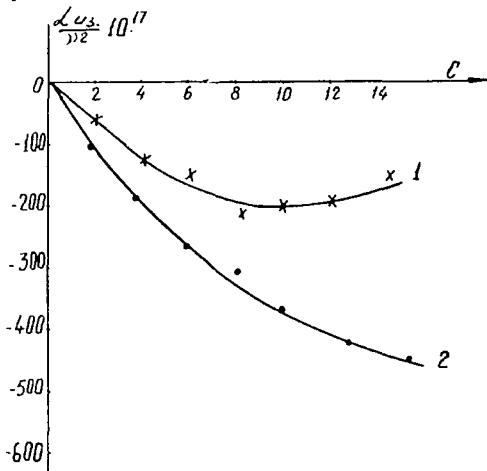


Рис. 3. Зависимость поглощения от концентрации в растворах полистирола в бензоле (1) и стирола в бензоле (2).

Если принять, что полимер влияет на объемную вязкость растворителя таким же образом, как его мономер, то тогда величина

$$A = \left(\frac{\alpha}{\nu^2} \right)_{\text{раст.}} - \left(\frac{\alpha}{\nu^2} \right)_{\text{смесь}}$$

будет давать поглощение, обусловленное трением растворителя о молекулы полимера.

Результаты такого расчета для растворов полистирола в бензоле приведены на рис. 5.

Такие расчеты, конечно, не очень правильны, так как нельзя принимать, что полимер и мономер этого полимера одинаково влияют на объемную вязкость растворителя. Это хорошо наблюдается в случае растворов полистирола в сероуглероде ($\frac{\eta'}{\eta} = 1000$), где после таких расчетов избыточное поглощение уменьшается в зависимости от концентрации.

Такой подход, как показывают наши эксперименты, можно принимать для таких растворов, у растворителей которых значение K не превышает 100.

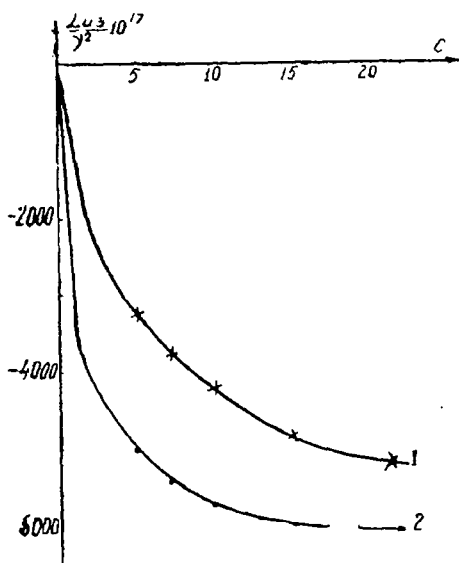


Рис. 4. Зависимость поглощения от концентрации в растворах полистирола в сероуглероде (1) и стирола в сероуглероде (2).

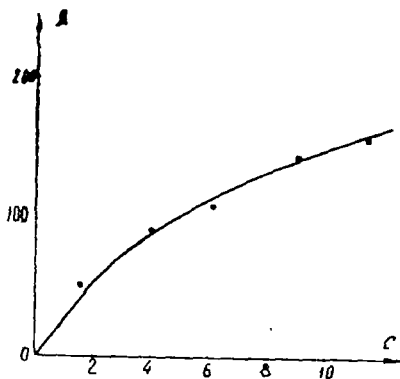


Рис. 5.

Из настоящей работы следует:

1) коэффициент поглощения ультразвуковых волн в растворах полимеров не всегда превышает коэффициент поглощения в чистом растворителе;

2) характер избыточного поглощения зависит главным образом от отношения вязкостей $\frac{\eta'}{\eta}$ и объемной вязкости растворителя;

3) в растворах полимера долю поглощения, обусловленную трением растворителя о молекулы полимера, можно оценить, если значение K не превышает 100;

4) поглощение в растворах полимера получается больше, чем в смесях, где полимер заменен своим мономером. Это объясняется наличием трения в растворах полимера.

ЛИТЕРАТУРА

¹ И. Г. Михайлов и Л. И. Татурина, ДАН СССР, 74, 1, 1950. ² И. Г. Михайлов и Л. А. Шагалова, ДАН СССР, 69, 5, 1953. ³ И. Г. Михайлов, в сб.: «Прим. ультразвуки к исслед. вещества», вып. 1, 1955. ⁴ И. Г.

Михайлов и Н. М. Федорова, Вестник Лен. университет., серия физики и химии, № 16, 78, 1958. ⁵ Ю. Я. Готлиб и М. В. Волькенштейн, ДАН СССР, 89, 5, 1953. ⁶ Ю. Я. Готлиб, К. М. Салихов, В. А. Соловьев, Доклад на Всес. конф. по жидкому состоян., Киев, 1959. ⁷ Ю. Я. Готлиб, К. М. Салихов, «Акуст. журн.», т. 9, вып. 3, 1963. ⁸ К. М. Салихов, Диссертация, ИВС АН СССР, 1963. ⁹ В. Ф. Яковлев, в сб.: «Прим. ультраакустики к исслед. вещества», вып. 1, 1955. ¹⁰ Н. И. Кошкин, в сб. «Прим. ультраакустики к исслед. вещества», вып. 1, 1955. ¹¹ Дж. Ферри, Вязкоупруг. свойства полимеров, М., 1963. ¹² Н. М. Кочарян, Н. А. Налбандян, В. Ц. Аракелян и Г. С. Фаршян, ДАН АрмССР. 39, 4, 1964.

ВЛИЯНИЕ РАСТВОРЕННОГО ПОЛИМЕРА НА ОБЪЕМНУЮ ВЯЗКОСТЬ РАСТВОРИТЕЛЯ*

В растворах полимеров поглощение ультразвуковых волн обуславливается вязкими потерями и влиянием полимера на объемную вязкость растворителя. Эти оба процесса протекают одновременно и противодействуют друг другу.

В настоящей работе изучается влияние молекулы полистирола на объемную вязкость бензола. Результаты показывают, что единичное звено молекулы полистирола более слабо влияет на объемную вязкость бензола, чем молекулы стирола, причем эффективность единичного звена молекулы полистирола по отношению к уменьшению объемной вязкости бензола составляет примерно $2/3$ от эффективности молекулы стирола.

В экспериментальных работах по поглощению ультразвуковых волн в растворах полимеров было показано, что поглощение ультразвуковых волн в растворе может быть как больше [$1-3$], так и меньше [$3, 4$] поглощения в чистом растворителе, несмотря на то, что вязкость раствора в сотни раз больше, чем вязкость растворителя.

Небольшой рост поглощения с увеличением концентрации наблюдается в тех растворителях, которые имеют небольшие объемные вязкости некнезеровского типа. Этот рост поглощения объясняется вязкими потерями в растворителе при относительном движении растворителя и полимерной сетки.

В растворах, растворители которых имеют большие объемные вязкости кнезеровского типа, поглощение ультразвука получается меньше, чем в чистом растворителе. Это объясняется тем, что растворенный полимер влияет на объемную вязкость растворителя и уменьшает ее. Уменьшение поглощения, вызванное изменением объемной вязкости растворителя, идет более интенсивно, чем увеличение поглощения, обусловленное относительным движением растворителя и полимерной сетки.

* Изв. АН АрмССР, физика, 2, 2, 119, 1967. (Соавтор Н. А. Налбандян).

Уменьшение поглощения наблюдается в бинарных смесях неассоциированных жидкостей, когда малопоглощающую компоненту прибавляют к высокопоглощающей компоненте. В этих смесях уменьшение поглощения обусловлено тем, что при столкновении разных молекул уменьшается время релаксации, влияющее на процесс обмена энергией между внешними и внутренними степенями свободы высокопоглощающей молекулы.

Но растворы полимера отличаются от таких смесей тем, что единичное звено полимера не свободно, а связано в цепь, и вязкости растворов сильно отличаются от вязкости растворителя. Кроме этого в растворах полимеров существуют дополнительные потери энергии, связанные с вязким движением молекул растворителя относительно молекул полимера.

В настоящей работе изучается влияние полимера (полистирола) на объемную вязкость растворителя (бензол). С этой целью исследовалось поглощение ультразвуковых волн в смеси стирол-бензол, а также в растворах полистирола ($M=1.25 \cdot 10^5$) в стироле и в бензоле.

Измерение поглощения проводилось при температуре 20°C импульсным методом. Погрешность измерения составляет не более 5% от абсолютного значения измеряемой величины.

В растворах полистирола в стироле не может проявляться влияние растворенного полимера на объемную вязкость растворителя, так как полимер и растворитель имеют одинаковое химическое строение, и кроме того, растворитель имеет сравнительно малую объемную вязкость (отношение объемной вязкости к сдвиговой равно 8,5, а коэффициент поглощения $60 \cdot 10^{-17} \text{ сек}^2/\text{см}$).

На рис. 1 приведены экспериментальные результаты зависимости избыточного поглощения $\frac{\alpha_{\text{из}}}{\nu^2} = \frac{\alpha - \alpha_0}{\nu^2}$ (α и α_0 — коэффициенты поглощения раствора и растворителя, ν — частота) от концентрации полистирола в растворах полистирола в стироле, а на рис. 2 в растворах полистирола в бензоле. Кривая 5 на этом рисунке относится к смеси жидкостей стирол—бензол.

Как видно, избыточное поглощение в растворах полистирола в стироле положительно (т. е. поглощение в растворе больше, чем в чистом растворителе) и растет с ростом концентрации полимера в растворе. А в растворах полистирола в бензоле избыточное поглощение отрицательно (поглощение в растворе меньше, чем в чистом растворителе) и уменьшается с ростом концентрации раствора.

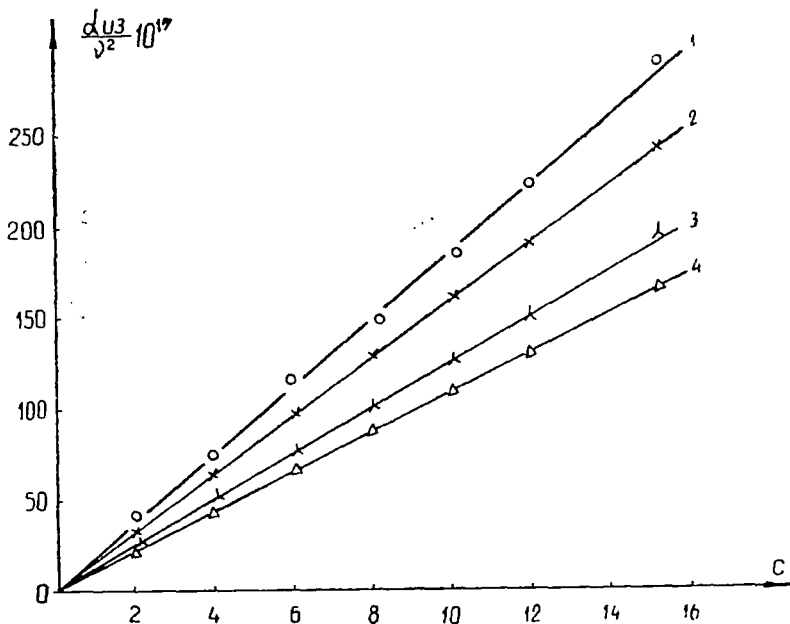


Рис. 1. 1—6 мГц, 2—10 мГц, 3—14 мГц, 4—18 мГц.

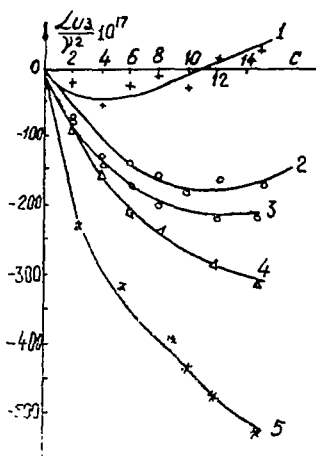


Рис. 2. 1—2 мГц, 2—6 мГц, 3—10 мГц, 4—14 мГц, 5—6, 10, 14 мГц.

Влияние растворенного полимера на объемную вязкость растворителя было вычислено методом, который использовался Губерманом в работе [7].

В первом приближении можно принять, что поглощение, вызванное вязкими потерями в растворителе при относительном движении растворителя—бензола и полимерной сетки, во столько раз больше поглощения в растворах полистирола в стироле во сколько раз сдвиговая вязкость бензола больше сдвиговой вязкости стирола, т. к. локальная вязкость раствора и растворителя одинакового порядка [8].

Отношение сдвиговых вязкостей бензола и стирола рав-

но $\frac{\eta_b}{\eta_{ст.}} = 0.87$, следовательно, поглощение, вызванное вязким движением бензола относительно молекул полистирола, будет равно:

$$\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_1 = 0.87 \cdot \left(\frac{\alpha_{из}}{\nu^2}\right)_{пс-ст},$$

где $\left(\frac{\alpha_{из}}{\nu^2}\right)_{пс-ст}$ избыточное поглощение в растворах полистирола в стироле. Например, для 4% раствора при частоте 6 мгц $\left(\frac{\alpha_{из}}{\nu^2}\right)_{пс-ст} = 68 \cdot 10^{-17} \text{ сек}^2/\text{см}$, поэтому $\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_1 = 0.87 \cdot 68 \cdot 10^{-17} \cong 60 \cdot 10^{-17} \text{ сек}^2/\text{см}$.

Если бы молекулы растворенного полистирола не меняли объемную вязкость бензола, то поглощение в 4% растворе полистирола в бензоле было бы равно:

$$\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_2 = \left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_б + \left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_1 = (850 + 60) \cdot 10^{-17} = 910 \cdot 10^{-17} \text{ сек}^2/\text{см},$$

где $\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_б = 850 \cdot 10^{-17} \text{ сек}^2/\text{см}$ коэффициент поглощения бензола.

Разница между вычисленными $\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_2$ и экспериментальными значениями поглощения $\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{экс.}$ будет обусловлена поглощением, которое вызывается только изменением (уменьшением) объемной вязкости растворителя из-за присутствия полимера. В табл. 1 эта величина обозначена $\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{об.}$. Для 4% раствора она составляет:

$$\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{об.} = (910 - 740) \cdot 10^{-17} = 170 \cdot 10^{-17} \text{ сек}^2/\text{см}.$$

Таким образом, мы выделили поглощение, вызванное вязкими потерями, из поглощения, обусловленного изменением объемной вязкости растворителя.

Сравнивая значения $\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{об.}$ с экспериментально полученными значениями $\left(\frac{\alpha_{из}}{\nu^2}\right)$ для смеси стирол-бензол (кривая 5 на рис. 2), мы видим, что мономер уменьшает поглоще-

ние бензола несколько больше, чем полимер. Например, в смеси стирол-бензол поглощение бензола уменьшается на $170 \cdot 10^{-17} \text{ сек}^2/\text{см}$ при концентрации стирола $C_1=2,7\%$.

Принимая эффективность уменьшения объемной вязкости растворителя молекулой мономера стирола, равной единице, получим:

$$K = \frac{2,7}{4} = \frac{2}{2,96} \approx \frac{2}{3},$$

где K —эффективность единичного звена молекулы полистирола.

Результаты аналогичных расчетов для растворов с концентрацией 2, 4, 6, 8 и 10% приведены в табл. 1.

Таблица 1

ν МГц	$C_1\%$	$\left(\frac{a_{\text{ст}}}{\sqrt{2}}\right) \cdot 10^{17}$	$\left(\frac{a}{\sqrt{2}}\right)_1 \cdot 10^{17}$	$\left(\frac{a}{\sqrt{2}}\right)_2 \cdot 10^{17}$	$\left(\frac{a}{\sqrt{2}}\right)_{\text{экс.}} \cdot 10^{17}$	$\left(\frac{a}{\sqrt{2}}\right)_{\text{об.}} \cdot 10^{17}$	K
6	2	34	30	880	780	100	2/3,08
	4	68	59	910	740	170	2/2,96
	6	102	90	940	710	230	2/2,99
	8	136	122	972	695	277	2/2,97
	10	170	148	998	690	308	2/3,15
10	2	24	21	871	768	103	2/2,86
	4	48	42	892	710	182	2/2,76
	6	72	63	913	675	238	2/2,80
	8	96	83	933	650	283	2/2,86
	10	120	104	954	630	324	2/2,96
14	2	18	16	866	765	101	2/3,08
	4	36	31	881	700	181	2/2,78
	6	54	48	898	657	241	2/2,78
	8	72	62	912	625	287	2/2,82
	10	90	78	931	600	298	2/2,94

Из данных видно, что эффективность единичного звена молекулы полистирола по отношению к уменьшению объемной вязкости бензола в исследуемом интервале концентраций и частот примерно постоянна и составляет 2/3 от эффективности молекулы стирола.

Полученные данные дают возможность вычислить поглощение системы полистирол-бензол-стирол в зависимости от концентрации стирола.

Вычислим коэффициент поглощения 10% раствора полистирола в бензоле в зависимости от концентрации стирола. С этой целью рассмотрим систему, состоящую из 10 г полистирола, 100 мл бензола и 5 г стирола.

Из вышесказанного следует, что изменение объемной вязкости бензола, вызванное 10 г полистирола и 5 г стирола, будет эквивалентно изменению (уменьшению), вызванному $(\frac{2}{3} \cdot 10 + 5) = 11,67$ г стирола.

Поглощение системы стирол-бензол в зависимости от концентрации стирола известно (кривая 5, рис. 2), и для концентрации стирола 11,67 г в 100 мл бензола—равно $(850-460) \cdot 10^{-17} = 390 \cdot 10^{-17}$ сек²/см. Но присутствие полимера вызывает дополнительные потери ультразвуковой энергии, вызванные вязким движением молекул растворителя относительно полимерной сетки. Из табл. 1 для частоты 14 мгц имеем $(\frac{\alpha}{\nu^2})_1 = 78 \cdot 10^{-17}$ сек²/см. Следовательно, поглощение системы будет $390 \cdot 10^{-17} + 78 \cdot 10^{-17} = 468 \cdot 10^{-17}$ сек²/см, а экспериментальное значение $(\frac{\alpha}{\nu^2})_{\text{экс.}}$ для системы равно $480 \cdot 10^{-17}$ сек²/см.

Результаты расчетов для 6 и 10% растворов полистирола в бензоле в зависимости от концентрации стирола при частотах 6, 10 и 14 мгц приведены в табл. 2.

Таблица 2

ν Мгц	Концентрация полимера %	Концентрация стирола											
		2,5%		5%		7,5%		10%		12,5%		15%	
		экс.	выч.	экс.	выч.	экс.	выч.	экс.	выч.	экс.	выч.	экс.	выч.
6	6	615	620	560	550	500	495	455	440	430	400	—	—
	10	—	—	560	540	—	—	480	450	460	425	425	400
10	6	600	593	510	510	465	460	428	413	400	375	—	—
	10	—	—	520	495	—	—	420	405	410	375	382	355
14	6	580	580	510	510	445	445	416	400	390	360	—	—
	10	—	—	468	470	—	—	410	380	385	350	350	330

Как видно из приведенных данных, экспериментальные значения $(\frac{\alpha}{\nu^2})_{\text{экс.}}$ в пределах ошибок измерения совпадают с вычисленными.

Полученное удовлетворительное согласие экспериментальных результатов с расчетными подтверждает правильность изложенной закономерности.

Выводы

Из полученных данных следует, что число столкновений единичного звена молекулы полистирола с молекулами бензола составляет $\frac{2}{3}$ от числа столкновений молекул стирола с молекулами бензола. Меньшая эффективность столкновений единичного звена молекулы полистирола обуславливается слабой подвижностью молекулы полимера и меньшей поверхностью соприкосновения с растворителем.

Если принять, что подвижность молекул стирола и единичного звена полимера одинакова, и рассмотреть молекулу стирола в виде кубика, имеющего шесть поверхностей, подвергающихся столкновению [7], то число поверхностей для столкновения единичного звена полистирола в данном интервале концентраций и частот будет равно четырем, т. е. составит $\frac{2}{3}$ от поверхности куба.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ И. Г. Михайлов, Л. А. Шагалова, ДАН СССР, 89, 829, 1953. ² И. Г. Михайлов, Н. Ф. Федорова, Вестник ЛГУ, сер. физ. и хим., 16, 78, 1958. ³ Н. М. Кочарян, Н. А. Налбандян и др., ДАН АрмССР, 39, 221, 1964. ⁴ А. W. Pryor, Acustica, 4, 618, 1954 ⁵ J. M. M. Pinkerton, J. Proc. Phys. Soc., 62, 129, 1949 ⁶ D. Sette J. Acous. Soc. Amer. 23, 359, 1951 ⁷ G. Gooberman, Nature, 191, 75, 1961 ⁸ Н. М. Федорова. Диссертация. ЛГУ, 1964.

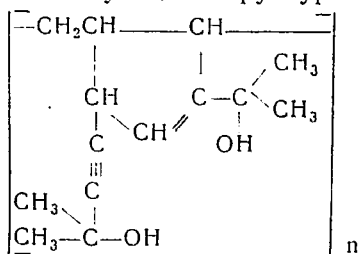
ИЗУЧЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ, ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ И ЭФФЕКТИВНОГО ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА ПОЛИДИМЕТИЛВИНИЛЭТИНИЛКАРБИНОЛА*

Как известно, продукты начальной полимеризации диметилвинилэтинилкарбинола (ДМВЭК) нашли широкое применение в производстве клеев и лаков; однако физико-химические свойства их до сих пор почти не изучены из-за невозможности получения конечных растворимых полимеров.

Ранее было установлено, что причина образования нерастворимых стекловидных полимеров заключается в недостаточном очищении продуктов полимеризации от мономерных винилэтинилкарбинолов. Выделение полимеров винилэтинилкарбинолов в виде высокомолекулярных линейно-растворимых и устойчивых на воздухе порошков дало возможность подробно изучить как реакцию полимеризации, так и свойства образующихся полимеров [1,2].

На основании химических и спектроскопических исследований этих полимеров был предложен радикально-цепной механизм полимеризации винилэтинилкарбинолов, согласно которому полимерное звено образуется циклизацией двух молекул мономера с образованием циклопептеновых колец в главной цепи полимера.

Строение элементарных звеньев полимера ДМВЭК может быть представлено следующей структурой [2]:



* ДАН АрмССР, 37, 1, 7, 1963. (Соавторы: С. Г. Мацюян, С. Т. Барсаян, В. Н. Пикалова, Н. М. Морлян, Л. С. Толапчян).

Такое сложное и своеобразное строение полимерных звеньев винилэтинилкарбинолов, содержащих полярные гидроксильные группы, наряду с несопряженной двойной и тройной связями, вызвало необходимость в исследовании диэлектрических свойств этих полимеров.

В настоящей работе проведено измерение тангенса угла диэлектрических потерь ($\text{tg}\delta$) и диэлектрической проницаемости (ϵ') в широком температурном и частотном интервале, а также эффективного дипольного момента ($\mu_{\text{эф.}}$) полидиметилвинилэтинилкарбинола (ПДМВЭК).

С целью сопоставления диэлектрических свойств ПДМВЭК со своим мономером нами также проведено измерение $\mu_{\text{эф.}}$ для мономерного ДМВЭК.

Полимер ДМВЭК был получен блочной полимеризацией мономера в присутствии 0,5 мол% перекиси бензола при температуре 60°C. После пересаживания из раствора в метаноле водой и высушивания ПДМВЭК представлял собой белый растворимый порошок с температурой стеклования (T_g) 81°C. Средневесовой и среднечисловой молекулярный вес полимера равны 142 000 и 139 000 соответственно, что свидетельствует о значительной монодисперсности ПДМВЭК.

Для исследования диэлектрических свойств в зависимости от температуры и частоты образцы полимера ДМВЭК изготавливались в специальной термостабилизированной прессформе в виде дисков диаметром 27 мм и толщиной 1 мм. В качестве электродов применялась алюминиевая фольга толщиной 15 микронов, диаметром 20 мм. Для того чтобы исключить влияние влаги, измерения были проведены в специальной вакуумной колбе с выводами для электродов, термопарой и влагоулавливающим слоем прокаленного хлористого кальция.

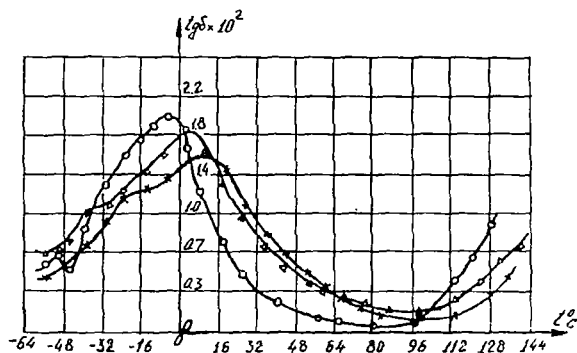


Рис. 1. Зависимость $\text{tg}\delta$ ПДМВЭК от температуры O—100 кГц, Δ—500 кГц, X—1000 кГц.

Измерения проводились на измерителе добротности типа КВ-1 в интервале температур—60°C до+150°C и при частотах 100, 500 и 1000 кгц. Экспериментальные данные приведены в виде графиков на рис. 1 и 2.

Для измерения $\mu_{\text{эф}}$. ПДМВЭК применялся раствор полимера в диоксане, очищенный для электрических измерений. В качестве растворителя для мономерного ДМВЭК применялся тщательно очищенный бензол. Плотность растворов измерялась пикнометром с точностью 0,005%. Диэлектрическая проницаемость измерялась на приборе Е-12-1 с точностью $\pm 1\%$. В качестве ячейки для измерения электрической емкости применяли стеклянный конденсатор [7]. Показатель преломления измерялся на рефрактометре типа ИРФ-22 с точностью $\pm 2 \cdot 10^{-4}$. Измерения были произведены при температуре $20 \pm 0,5^\circ\text{C}$.

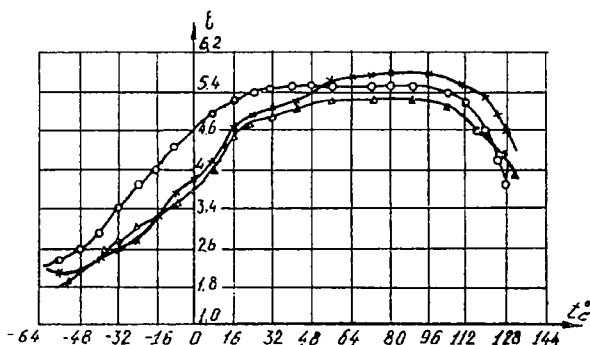


Рис. 2. Зависимость ϵ' ПДМВЭК от температуры O—100 кгц, Δ —500 кгц, X—1000 кгц.

Для расчета эффективных дипольных моментов* $\mu_{\text{эф}}$. полимера, а также и мономера ДМВЭК был применен метод Г. П. Михайлова и Л. Л. Бурштейн [4], по формуле Харриса и Олдера, выведенной на основании статистической теории поляризации [5]. Для сравнения нами проведено определение $\mu_{\text{эф}}$. полимера также методом Дебая для разбавленных растворов [6].

Свойства исследуемых веществ и растворителей приведены в табл. 1.

Экспериментальные данные, полученные измерением концентрации раствора (x_2), диэлектрической проницаемости (ϵ') и удельного объема (v) для ПДМВЭК и ДМВЭК, приведены в табл. 2.

* Для всех веществ значения полученных величин даны при $t=20^\circ\text{C}$.

Таблица 1

Вещество	Мол. вес вещества	Мол. объем вещества	Плотность ρ	Показатель преломления n_0	Диэлектри- ческая про- ницаемость ϵ'
ПДМВЭК	220,2*	213,47*	1,0385	1,5135	4,80
ДМВЭК	110,157	123,55	0,8916	1,4750	—
Диоксан	88,1	85,40	1,0315	1,4214	2,4388
Бензол	79,108	88,91	0,8775	1,5011	2,2840

На основании экспериментальных данных были построены графики диэлектрической проницаемости и удельного объема растворов в зависимости от концентрации. На прямолинейном участке этих кривых были определены диэлектрическая проницаемость (ϵ_0) и удельный объем (v_0) при бесконечном разбавлении, а также величины

$$\left(\frac{d\epsilon}{dx_2}\right)_{x_2=0} \quad \text{и} \quad \left(\frac{dv}{dx_2}\right)_{x_2=0},$$

необходимые для расчета. Результаты этих определений приведены в табл. 3.

Таблица 2

ПДМВЭК			ДМВЭК		
x_2	ϵ	v	x_2	ϵ	v
0,0	2,438	0,9697	0,0	2,2840	1,1393
0,00315	2,560	0,9693	0,00717	2,3112	1,1390
0,00516	2,618	0,9691	0,01077	2,3145	1,1387
0,00643	2,667	0,9689	0,01420	2,3329	1,1385
0,00774	2,724	0,9686	0,01770	2,3414	1,1383
0,00892	2,767	0,9680	0,02150	2,3590	1,1381

Таблица 3

Наименование вещества	ϵ_0	v_0	$\left(\frac{d\epsilon}{dx_2}\right)_{x_2=0}$	$\left(\frac{dv}{dx_2}\right)_{x_2=0}$
ПДМВЭК	2,450	0,9697	+36,11	-0,13
ДМВЭК	2,286	1,1393	+3,21	-0,069

По данным табл. 1 и 2 определены молекулярная поляризация раствора (P_{12}) и растворимого вещества (P_2), величины которых приведены в табл. 4.

* Величины соответствуют элементарному звену полимера.

Экстраполяция прямолинейного участка кривой зависимости молекулярной поляризации ПДМВЭК в растворе от концентрации для определения молекулярной поляризации ($P_{2\infty}$) при $x_2=0$ [9], показана на рис. 3. По данным табл. 1, 2, 3 и 4 были определены $\mu_{\text{эф.}}$ для указанных веществ (табл. 5).

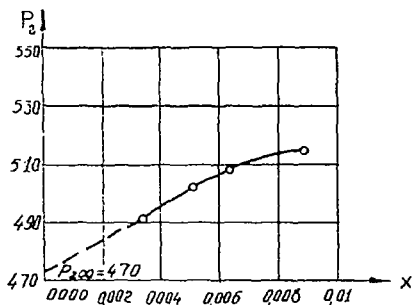


Рис. 3. Зависимость молекулярной поляризации ПДМВЭК в растворе в зависимости от концентрации.

Таблица 4

x_2	P_{12}	p^2
0,00315	29,17	490,0
0,00516	30,13	502,5
0,00643	30,78	509,8
0,00774	31,76	514,7
0,00892	32,03	515,3

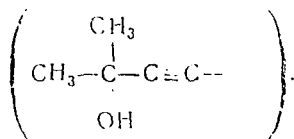
Таблица 5

Наименование вещества	По методу Михайлова и Бурштейн $\mu_{\text{эф.}}$ $\mu \sqrt{f \cdot g}$	По методу Дебая $\mu_{\text{эф.}}$
ПДМВЭК	5,335	4,45
ДМВЭК	1,63	—

На рис. 1 видно, что для ПДМВЭК $\text{tg} \delta$ проходит через максимум в области температур намного ниже температуры стеклования полимера. Смещение максимума $\text{tg} \delta$ полимера в область более высоких температур с ростом частоты переменного электрического поля свидетельствует о релаксационном характере наблюдаемых диэлектрических потерь. В области максимумов $\text{tg} \delta$ выполняется равенство $2\pi f_m \tau_m = 1$ [10, 11], где f_m - частота, при которой наблюдается максимум $\text{tg} \delta$ и τ_m - наимвероятнейшее время релаксации. Графически найденная величина в нашем случае $\tau_m = 10^{-13} \div 10^{-14}$ сек. Вышеуказанные обстоятельства позволяют отнести обнаруженные потери к дипольно-радикальным потерям. Широкий интервал максимума $\text{tg} \delta$ по температуре и широкий спектр времени релаксации дипольнорадикальных потерь ПДМВЭК являются доказательством того, что в процессе релаксации участвуют различные полярные радикалы с различными степенями подвижности.

Как известно, увеличение боковой цепи увеличивает время релаксации данной цепи, с этой точки зрения можно предполагать, что явно выраженные максимумы $\text{tg} \delta$ при темпера-

турах -10°C $+10^{\circ}\text{C}$ относятся к релаксации диметилэтил-карбинольной группировки



Полученные экспериментальные данные являются недостаточными для того, чтобы можно было всесторонне решить вопрос о природе дипольно-радикальных потерь. Однако можно высказать предположение, что эти потери обусловлены в основном ориентацией двух гидроксильных групп, находящихся в боковых разветвлениях полимерного звена.

В области высоких температур наблюдается экспоненциальный рост дипольных потерь, удовлетворяющий соотношению [6]:

$$\text{tg}\delta = \frac{4\pi\gamma_{\text{скв.}}}{\varepsilon'\omega}$$

где $\gamma_{\text{скв.}}$ — электропроводность, ε' — диэлектрическая проницаемость и ω — круговая частота электрического поля.

Чем выше частота переменного электрического поля, тем выше температура, при которой наблюдается резкое экспоненциальное возрастание $\text{tg}\delta$. Эти соображения позволяют считать, что рассмотренные диэлектрические потери являются потерями проводимости.

Необходимо отметить, что во время опыта нами не наблюдаются дипольно-эластические потери, обусловленные движением больших сегментов полимерной цепи вблизи и выше температур стеклования полимера. Это, по-видимому, можно объяснить тем, что частоты приложенных напряжений намного выше частот для дипольно-эластических релаксаций полимера. Релаксационный характер данного процесса подтверждается и кривыми зависимости диэлектрической проницаемости от температуры при различных частотах (рис. 2). Характерными для этих кривых, подтверждающими данный релаксационный процесс, являются [6]:

а) неострый максимум ε при высоких температурах, когда собственное время релаксации полярных боковых группировок сравнимо со временем одного полупериода приложенного напряжения (т. е. $\omega\theta = 1$, где θ — собственное время релаксации полярной группы);

б) при повышении частоты температурный максимум сдвигается вправо по оси температур;

в) при низких температурах время релаксации велико, а с увеличением температуры уменьшается; следовательно, процесс установления поляризации за время полупериода приложенного напряжения успевает развиваться в большей степени; это способствует резкому увеличению ε с температурой. Этот факт нагляден на левой части кривых (рис. 2); при высоких температурах время релаксации настолько мало, что процесс установления поляризации боковых группировок полностью заканчивается за один полупериод приложенного напряжения и ε начинает медленно уменьшаться с увеличением температуры.

Резкое уменьшение ε при более высоких температурах, по нашему мнению, объясняется термической деструкцией и деформацией материала. Это обстоятельство наблюдается на образцах во время проведения опыта.

Исследование эффективного дипольного момента (табл. 5) показывает, что элементарное звено макромолекулы ПДМВЭК является сильно полярным. При расчетах дипольный момент диоксана 0,54Д пренебрегался по сравнению с сильно полярными веществами [7, 8].

Экспериментальные данные недостаточны для того, чтобы указать составные части $\mu_{\text{эф.}}$ различных боковых группировок, содержащихся в элементарном звене макромолекулы. Однако необходимо отметить, что метильные группы (CH_3) в данном случае не будут существенно влиять на $\mu_{\text{эф.}}$ элементарного звена из-за незначительной величины собственного дипольного момента (0,4Д) [7]. Это обстоятельство отмечается в работе [11]. Очевидно, большое $\mu_{\text{эф.}}$ обусловлено гидроксильными группами (2,8Д) [7]. Этот факт подтверждается также сравнительно большим $\mu_{\text{эф.}}$ мономера ДМВЭК. Однако в случае мономера ДМВЭК большой дипольный момент гидроксильной группы несколько компенсируется дипольным моментом винилэтинильной группировки ($-\text{C}\equiv\text{C}-\text{CH}=\text{CH}_2$).

Как известно, для обычных полимеров винилового типа об эффекте корреляции судят по соотношениям величин $\mu_{\text{эф.}}$ элементарного звена полимера и мономера [13].

В нашем случае, в силу значительного отличия величин $\mu_{\text{эф.}}$ полимера от собственного мономера, судить об эффекте корреляции невозможно. Это обстоятельство подтверждает сложное стереохимическое строение полимерных звеньев ПДМВЭК и дает основание предполагать, что полимеризация протекает по необычному, циклическому механизму в противоположность обычной винильной полимеризации.

Для решения вопроса корреляции необходимо синтезировать вещество, имеющее модель элементарных звеньев

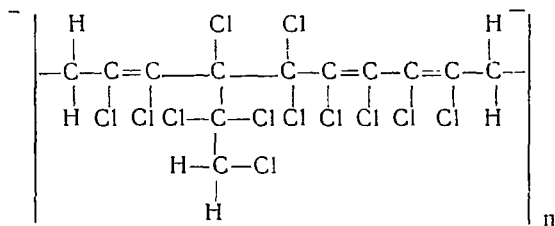
ПДМВЭК, или исследовать сополимер ДМВЭК с другим неполярным мономером [11, 12].

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ С. Г. Мацоян, Н. М. Морлян, А. А. Саакян, Изв. АН АрмССР, серия хим. наук, 15, 405, 1962. ² С. Г. Мацоян, Н. М. Морлян, Э. Ц. Геворкян, авт. свидетельство 155605, 1961. ³ L. K. Bettcher, Dielectrical Polarisation, 1951. ⁴ Л. Л. Бурштейн, Г. П. Михайлов, ЖТФ 27, 688, 1957. ⁵ Ф. Е. Гаррис, J. Chem. Phys. 23, 1663, 1955. ⁶ Г. И. Сканава, Физика диэлектриков, ГИТТЛ, 1949. ⁷ R. J. W. Le Fevre, Dipole moments, 1948. ⁸ П. А. Микускеч, В. С. Киррен, J. Am. Chem. Soc., 64, 614, 1942. ⁹ К. Д. Беницеску, Органическая химия, ИЛ, 1962. ¹⁰ Г. П. Михайлов и Б. И. Сажин, Успехи химии, т. 29, 864, 1960. ¹¹ Г. П. Михайлов и Т. И. Борисова, Успехи химии, т. 30, 895, 1961. ¹² Л. В. Микикимо, Дж. К. Шума, J. Am. Chem. Soc., 64, 785, 1942. ¹³ Л. В. Краснер, Г. П. Михайлов, Высокомолекулярные соединения, 4, 542, 1959.

ИЗУЧЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ХЛОРИРОВАННОГО ПОЛИТЕТРА-ХЛОРГЕКСАТРИЕНА*

В последние годы в технике находят все большее и большее применение высокомолекулярные соединения, обладающие высокими диэлектрическими свойствами. С этой точки зрения нас интересовал новый полимер—хлорированный политетрахлоргексатриен (ХПТЭ), синтезированный в ИОХ АН Армянской ССР [1]. Строение элементарных звеньев нового полимера может быть представлено следующей структурой:



В настоящей работе проведено измерение тангенса угла диэлектрических потерь ($\text{tg } \delta$), диэлектрической проницаемости (ϵ') в широком температурном и частотном интервале, удельного объемного сопротивления (ρ_v) в температурном интервале при постоянном токе, электрической прочности $E_{пр}$, а также эффективного дипольного момента ($\mu_{эф.}$) хлорированного политетрахлоргексатриена.

Для исследования диэлектрических свойств в зависимости от температуры и частоты применялись образцы полимера и измерительная ячейка, описанные в работе [2]. Измерения ϵ' и $\text{tg } \delta$ проводились на измерителе добротности типа КВ-1, при частотах 100, 500 и 1000 кГц. Измерение ρ_v проводилось на тераомметре типа Ф-57.

* ДАН АрмССР, 37, 5, 263, 1963. (Соавторы: А. Н. Акопян, С. Т. Барсамян, Л. С. Толапчян, В. Н. Пикалова).

Температурный интервал измерения ε' и $\operatorname{tg} \delta$ был от -64° до $+120^\circ\text{C}$, ρ_1 —при $+20^\circ\text{C}$ до $+140^\circ\text{C}$.

Была определена также электрическая прочность пресованных образцов полимера при 20°C и частоте 50 гц.

Результаты измерений приведены в виде графиков (рис. 1, 2, 3).

Для измерения $\mu_{\text{эф}}$ применялся раствор полимера в чистом бензоле. Плотность растворов измерялась пикнометром с точностью 0,005%. Диэлектрическая проницаемость измерялась прибором Е-12-1 с точностью $\pm 1\%$. В качестве ячеек

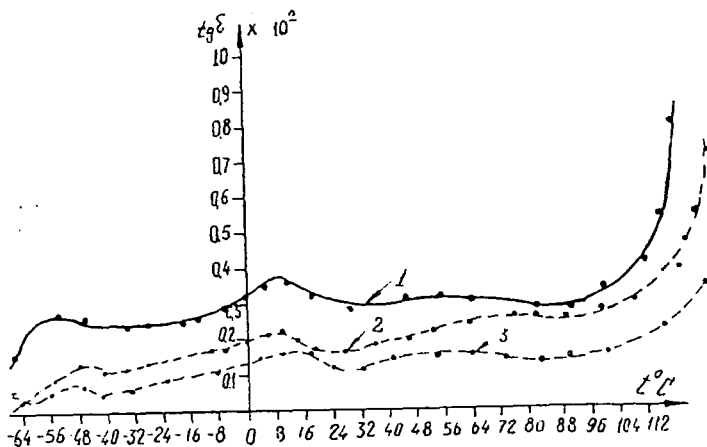


Рис. 1. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ ХПТЭ от температуры. Частоты — 100 кГц (1), 500 кГц (2) и 1000 кГц (3).

ки для измерения электрической емкости применялась металлическая ячейка с коаксиальными латунными никелированными электродами, с электрической емкостью $C=58$ пф.

Показатель преломления полимера в виде специальных пресованных образцов измерялся на рефрактометре типа ИРФ-22 с точностью $\pm 2 \cdot 10^{-4}$. Затем производился проверочный расчет по принципу аддитивности молекулярных рефракций связи [3].

Измерение $\mu_{\text{эф}}$ было произведено при температуре $20^\circ \pm 0,5^\circ\text{C}$.

Расчет эффективных дипольных моментов*. Для расчета $\mu_{\text{эф}}$ элементарного звена полимера был применен метод Г. П. Михайлова и Л. Л. Бурштейн [4], по формуле Харриса и Олдера, выведенной на основании статистической теории поляризации [5].

Свойства исследуемого полимера и растворителя приведены в табл. 1. Экспериментальные данные, полученные из

* Для всех веществ значения полученных величин даны при $t=20^\circ\text{C}$.

мерением концентрации раствора (x_2), диэлектрической проницаемости (ϵ') и удельного объема (v), приведены в табл. 2.

Таблица 1

Вещество	Мол. вес вещества	Мол. объем вещества	Плотность ρ	Показатель преломления n_D	Диэлектрическая проницаемость ϵ'
ХПТЭ	578,0**	347,69**	1,6614	1,5670	2,3
Бензол	78,108	88,91	0,8775	1,5011	2,284

Таблица 2

x_2	ϵ'	v	n_D	d
0,0	2,283	1,1393	1,5011	0,8775
0,00136	2,288	1,1357	1,5020	0,8805
0,00274	2,298	1,1286	1,5026	0,8860
0,00416	2,315	1,1219	1,5031	0,8913

На основании экспериментальных данных были построены графики диэлектрической проницаемости и удельного объема растворов в зависимости от концентрации. На прямолинейном участке этих кривых были определены диэлектрическая проницаемость (ϵ'_0) и удельный объем (v_0) при бесконечном разбавлении, а также величины

$$\left(\frac{d\epsilon}{dx_2} \right)_{x_2=0} \quad \text{и} \quad \left(\frac{dv}{dx_2} \right)_{x_2=0},$$

необходимые для расчета. Результаты этих определений приведены в табл. 3.

Таблица 3

ϵ'_0	v_0	$\left(\frac{d\epsilon}{dx_2} \right)_{x_2=0}$	$\left(\frac{dv}{dx_2} \right)_{x_2=0}$
2,272	1,1428	9,1	-5,1

На основании данных таблиц было определено эффективное значение дипольного момента. Оно равно $\mu_{эф.} = 2,36$ дебай.

На рис. 1, 2 видно, что в довольно широком температурном интервале (-64°C до $+120^\circ\text{C}$) наблюдается сравнительно высокая стабильность диэлектрических характеристик. Наблюдение небольших максимумов на кривых $\text{tg}\delta$, смещенных

** Величины соответствуют элементарному звену полимера.

в область более высоких температур, с ростом частоты свидетельствует о релаксационном характере диэлектрических потерь. Можно предполагать, что в интервале температур от +4 до +20°C, т. е. намного ниже температуры стеклования полимера (90 ÷ 100°), явно выраженные максимумы $\text{tg}\delta$ относятся к релаксации боковой

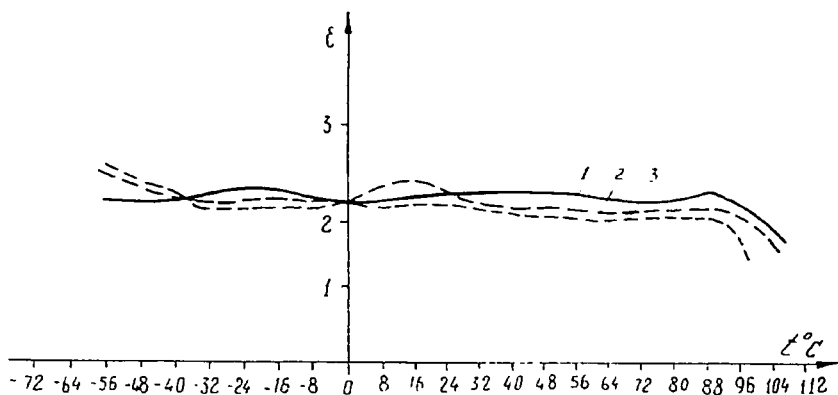
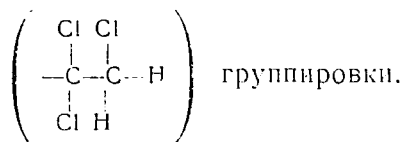


Рис. 2. Зависимость диэлектрической проницаемости ХПТЭ от температуры. Частоты—100 кГц (1), 500 кГц (2) и 1000 кГц (3).

Довольно широкий интервал максимума $\text{tg}\delta$ по температуре (−45°C+30°C), можно объяснить релаксациями полярных подвесок атомов хлора в различных местах элементарного звена макромолекулы. Особенно высокая стабильность характеристик диэлектрической проницаемости и ненаблюдение дипольно-эластических высоких максимумов потерь вблизи температуры стеклования полимера позволяют предполагать о высокой жесткости макромолекул полимера, обусловленной сопряженными связями. В области высоких температур наблюдается рост дипольных потерь, удовлетворяющий

соотношению [6] $\text{tg}\delta = \frac{4\pi\gamma_{\text{СКВ}}}{\varepsilon'\omega}$, где $\gamma_{\text{СКВ}}$ —электропровод-

ность, ε' —диэлектрическая проницаемость, ω —круговая частота электрического поля. Чем выше частота электрического поля, тем выше температура, при которой наблюдается резкое возрастание $\text{tg}\delta$. Это соображение позволяет считать, что

рассмотренные диэлектрические потери являются потерями проводимости, что при высоких температурах образцы полимера подвергаются термической деструкции. Этот эффект подтверждается резким падением кривых ϵ' при высоких температурах.

Характеристика объемного электрического сопротивления от температуры (рис. 3) показывает, что электропроводность

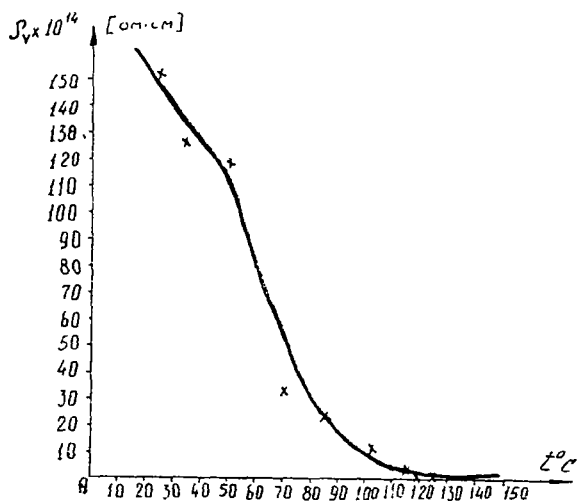


Рис. 3. Зависимость ρ_v ХПТЭ от температуры.

в данном полимере зависит от наличия низкомолекулярных примесей, которые сильно увеличивают электропроводность полимера вблизи температуры размягчения ($T_{ст}$) [$^{\circ}\text{C}$]. Наличие примесей подтверждается также при испытании пресованного полимера на электрическую прочность. Данные $E_{пр}$ для различных образцов полимера имеют большой разброс и меняются от 30 кВ/мм до 50 кВ/мм.

Несмотря на наличие сравнительно высокого эффективного дипольного момента звена полимера, это мало сказывается на характеристиках $\text{tg } \delta$ и ϵ' полимера. Это подтверждает предположение о жесткости макромолекул полимера, а также свидетельствует о их сильном взаимодействии.

Выводы. 1. Данное исследование выяснило высокостабильность диэлектрических характеристик от температуры при высоких частотах электрического поля, несмотря на полярный характер элементарного звена макромолекулы полимера.

2. Полимер имеет низкие диэлектрические потери, высокое сопротивление, относительно высокую электрическую

прочность, а также пониженную диэлектрическую проницаемость.

3. Полимер хорошо прессуется и имеет высокие механические свойства.

4. При синтезе ХПТЭ более высокомолекулярного монодисперсного и очищенного от различных низкомолекулярных примесей можно получить полимер, пригодный как диэлектрический материал для электротехнических целей и в низкочастотном конденсаторостроении.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. Н. Акопян, Б. С. Асламазян, И. М. Ростомян, Изв. АН АрмССР, хим. науки, 17, 1, 1964. ² Н. М. Кочарян и др., ДАН АрмССР, 37, 1, 1963. ³ К. Д. Неницеску, Органическая химия, 17, М., ИЛ, 1962. ⁴ Г. П. Михайлов, Л. Л. Буриштейн, ЖТФ, 27, 688, 1957. ⁵ Ф. Е. Гаррис, J. Chem. Phys., 23, 1663, 1955. ⁶ Г. Н. Сканави, Физика диэлектриков, ГИТЛ, 1949. ⁷ Г. П. Михайлов, Б. И. Сажин, Успехи химии, 19, 864, 1960.

ДИПОЛЬНЫЕ МОМЕНТЫ ВИНИЛЭТИНИЛКАРБИНОЛОВ*

Определение дипольных моментов винилэтинилкарбинолов** представляет значительный интерес в связи с изучением влияния различных радикалов на общий дипольный момент этих веществ,

Вещества были исследованы в растворах бензола из каждого по четыре концентрации. Измерения плотности, показателя преломления, диэлектрической проницаемости винилэтинилкарбинолов и их растворов проводились согласно ранее описанному методу [1]. Все измерения проводились при температуре $20^{\circ} \pm 0,5^{\circ}\text{C}$.

Для расчета дипольных моментов применен метод Г. П. Михайлова и Л. Л. Бурштейн [2] по формуле Харриса и Олдера [3].

Свойства исследуемых веществ приведены в табл. 1.

Сводка экспериментальных результатов приведена в табл. 2.

В таблице x_2 —молярные доли, ε -диэлектрические проницаемости, v -удельные объемы растворов $\left(\frac{d\varepsilon}{dx_2}\right)_{x_2=0}$ и $\left(\frac{dv}{dx_2}\right)_{x_2=0}$, приросты диэлектрической проницаемости и удельного объема соответственно, ε_0 -диэлектрическая проницаемость и v_0 -удельный объем растворов при бесконечном разбавлении. Последние четыре величины получены графически путем построения зависимостей ε и v растворов от x_2 и экстраполированием прямых участков кривых до значения ε_0 и v_0 при $x_2 = 0$.

* ДАН АрмССР, 38, 5, 295, 1964. (Соавторы: С. Т. Барсамян, В. Н. Пикалова).

** Винилэтинилкарбинолы синтезировались в достаточно чистом виде в лаборатории полимеризации и поликонденсации ИОХ АН АрмССР.

Таблица 1

Вещество	Мол. вес вещества М	Плотность $d[г/см^3]$	Показатель преломле- ния п
Диметилвинилэтинилкарбинол $\begin{array}{c} \text{H} \\ \\ \text{CH}_3 \quad \text{C} - \text{C} = \text{C} - \text{C} - \text{CH}_2 \\ \\ \text{CH}_3 \end{array}$	110,157	0,8916	1,4750
Метилэтилвинилэтинилкарбинол $\begin{array}{c} \text{OH} \\ \\ \text{CH}_3 \quad \text{C} - \text{C} = \text{C} - \text{C} - \text{CH}_2 \\ \\ \text{C}_2\text{H}_5 \end{array}$	124,2	0,8903	1,4758
Циклогексилвинилэтинилкарбинол $\begin{array}{c} \text{OH} \\ \\ \text{C}_6\text{H}_{11} \quad \text{C} - \text{C} = \text{C} - \text{C} - \text{CH}_2 \\ \\ \text{H} \end{array}$	150,21	0,9742	1,5169
Метилфенилэтинилкарбинол $\begin{array}{c} \text{OH} \\ \\ \text{C}_6\text{H}_5 \quad \text{C} - \text{C} = \text{C} - \text{C} - \text{CH}_2 \\ \\ \text{H} \end{array}$	172,22	1,0464	1,5721
Метил-третичный-бутилвинилэтинил- карбинол $\begin{array}{c} \text{OH} \\ \\ \text{CH}_3 \quad \text{C} - \text{C} = \text{C} - \text{C} - \text{CH}_2 \\ \\ (\text{CH}_3)_3\text{C} \end{array}$	152,2	0,8874	1,4765
Метилвинилэтинилкарбинол $\begin{array}{c} \text{H} \quad \quad \quad \text{H} \\ \quad \quad \quad \\ \text{CH}_3 - \text{C} - \text{C} = \text{C} - \text{C} - \text{CH}_2 \\ \quad \quad \quad \\ \text{OH} \quad \quad \quad \text{H} \end{array}$	96,1	0,9112	1,4851
Этилвинилэтинилкарбинол $\begin{array}{c} \text{H} \quad \quad \quad \text{H} \\ \quad \quad \quad \\ \text{C}_2\text{H}_5 - \text{C} - \text{C} = \text{C} - \text{C} - \text{CH}_2 \\ \quad \quad \quad \\ \text{OH} \quad \quad \quad \text{H} \end{array}$	110,157	0,9065	1,4820
Пропилвинилэтинилкарбинол $\begin{array}{c} \text{H} \quad \quad \quad \text{H} \\ \quad \quad \quad \\ \text{C}_3\text{H}_7 - \text{C} - \text{C} = \text{C} - \text{C} - \text{CH}_2 \\ \quad \quad \quad \\ \text{OH} \quad \quad \quad \text{H} \end{array}$	124,2	0,8919	1,4775

Таблица 2

Вещество	x_2	Σ	ν	$\left(\frac{d\varepsilon}{dx_2}\right)_{x_2=0}$	$\left(\frac{d\nu}{dx_2}\right)_{x_2=0}$	ε_0	ν_0
Диметилвинилэтинилкарбинол	0,0	2,2840	1,1393	+3,21	-0,069	2,2860	1,1393
	0,00717	2,3145	1,1387				
	0,01420	2,3329	1,1385				
	0,01770	2,3414	1,1383				
	0,02150	2,3599	1,1381				
Метилэтилвинилэтинилкарбинол	0,0	2,2830	1,1394	+3,77	-0,0524	2,2840	1,1396
	0,00635	2,3044	1,1393				
	0,01269	2,3267	1,1390				
	0,01720	2,3440	1,1387				
	0,01910	2,3519	1,1386				
Циклогексилвинилэтинилкарбинол	0,0	2,2830	1,1394	+4,18	-0,26	2,2840	1,1399
	0,00522	2,3044	1,1385				
	0,01040	2,3240	1,1372				
	0,01300	2,3360	1,1364				
	0,01580	2,3498	1,1357				
Метилфенилэтинилкарбинол	0,0	2,2820	1,1395	+5,70	-0,41	2,2830	1,1395
	0,00456	2,3082	1,1376				
	0,00917	2,3340	1,1356				
	0,01210	2,3500	1,1344				
	0,01583	2,3609	1,1337				
Метилтретичныйбутилвинилэтинилкарбинол	0,0	2,2840	1,1393	-3,44	-0,049	2,2850	1,1394
	0,00515	2,3000	1,1392				
	0,01036	2,3180	1,1389				
	0,01260	2,3260	1,1388				
	0,01562	2,3350	1,1386				
Метилвинилэтинилкарбинол	0,0	2,2830	1,1394	+4,2	-0,032	2,2840	1,1388
	0,00814	2,3184	1,1385				
	0,01630	2,3503	1,1383				
	0,02030	2,3680	1,1382				
	0,02450	2,3869	1,1380				
Этилвинилэтинилкарбинол	0,0	2,2840	1,1393	+4,13	-0,035	2,2860	1,1390
	0,00711	2,3140	1,1388				
	0,01420	2,3421	1,1385				
	0,01910	2,3640	1,1383				
	0,02140	2,3745	1,1383				
Пропилвинилэтинилкарбинол	0,0	2,2820	1,1395	+4,2	-0,001	2,2830	1,1385
	0,00631	2,3076	1,1395				
	0,01260	2,3350	1,1394				
	0,01540	2,3460	1,1393				
	0,01900	2,3618	1,1392				

Из всех винилэтинилкарбинолов дипольные моменты (μ) (табл. 3) обусловлены в основном присутствием в молекулах

сильно полярной карбинольной связи, дипольный момент которой $\approx 1,5 \div 1,7D$.

Повышенные значения дипольных моментов у вторичных винилэтинилкарбинолов по сравнению с третичными: диметилвинилэтинилкарбинола, метилэтилвинилэтинилкарбинола и метил-третичный-бутилвинилэтинилкарбинола можно объяснить более свободным вращением полярной карбоксильной связи, хотя векторная сумма дипольных моментов полярных связей у обоих видов должна быть одинаковой, так как дипольные моменты связей CH_3- и $H-$ почти одинаковы $\approx 0,4D$ и составляют с углеродным атомом тетраэдрические углы.

Некоторые увеличения значений дипольных моментов метилэтилвинилэтинилкарбинола и метил-третичный-бутилвинилэтинилкарбинола по сравнению с диметилвинилэтинилкарбинола объясняются маленьким дипольным моментом группы CH_3- по сравнению с группами C_2H_5- и $(CH_3)_3C-$, так как в последних двух группах концевые CH_3- группы имеют сильно электроотталкивающий индукционный эффект [4]. Этот эффект не наблюдается в метилвинилэтинилкарбиноле, этилвинилэтинилкарбиноле и пропиловинилэтинилкарбиноле из-за преобладающего эффекта свободного вращения карбинольной связи. В пропиловинилэтинилкарбиноле электроотталкивающий индукционный эффект совсем ничтожный из-за большого расстояния группы CH_3- . Некоторые изменения значений дипольных моментов этих трех карбинолов можно отнести к ошибкам измерений $\sim (=0,02D)$. Повышенные значения дипольных моментов метилфенилэтинилкарбинола и циклогексилвинилэтинилкарбинола, по-видимому, можно объяснить сравнительно большими значениями дипольных моментов циклогексильной и фенильной групп, которые векторно суммируются с дипольным моментом карбоксильной группы.

Интересно также отметить, что в данной работе наблюдается постоянство удельных рефракций (r) для всех исследованных нами винилэтинилкарбинолов (табл. 3), то есть этот ряд веществ удовлетворяет формуле Лоренц-Лорентца:

$$r = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{d} = \text{Const.}$$

где r —удельная рефракция, n —показатель преломления, d —удельный вес.

Авторы выражают свою благодарность сотрудникам ИОХ АН Армянской ССР С. Г. Мацюану и Н. М. Морляну за консультацию и синтезирование ими веществ.

Таблица 3

Вещество	μ [D]	τ
Диметилавинилэтинилкарбинол	1,63	0,3152
Метилэтилавинилэтинилкарбинол	1,76	0,3157
Циклогексилвинилэтинилкарбинол	1,80	0,3107
Метилфенилэтинилкарбинол	2,07	0,3147
Метил-третичный-бутилвинилэтинилкарбинол	1,72	0,3178
Метилвинилэтинилкарбинол	1,86	0,3157
Этилвинилэтинилкарбинол	1,84	0,3150
Пропилвинилэтинилкарбинол	1,87	0,3182

ЛИТЕРАТУРА

¹ Н. М. Кочарян, С. Г. Мацюян, С. Т. Барсамян, В. Н. Пикалова, Л. С. Голапчян, Н. М. Морлян, ДАН АрмССР, 27, 1, 1963. ² Л. Л. Буриштейн, Г. П. Михайлов, ЖТФ, 27, 688, 1957. ³ Ф. Е. Гаррис, J. Chem. Phys. 23 1663, 1955. ⁴ R. I. W', Le Fevre. Dipole moments. London, 1948. ⁵ К. Д. Ленищеску, Органическая химия, т. I, М., ИЛ 1962.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛИДИМЕТИЛВИНИЛЭТИНИЛКАРБИНОЛА МЕТОДОМ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА*

Как известно [1,2], продукты начальной полимеризации диметилвинилэтинилкарбинола (ДМВЭК) обладают хорошей адгезией и вследствие этого нашли широкое применение в производстве клеев и лаков. Однако их физико-химические свойства до сих пор мало изучены.

Так как в стеклообразных полимерах физико-химические свойства зависят от характера молекулярного движения отдельных групп и сегментов, то весьма важно определение переходов, характеризующих эти движения.

В работе [3] было показано, что магнитные поля не влияют на характер молекулярного движения, в то время как механические воздействия и электрические поля заметно искажают истинную картину этого движения. Поэтому получаемая информация при изучении этих процессов методом ядерного магнитного резонанса (ЯМР) точнее описывает действительное состояние полимера.

Для веществ, находящихся в твердых агрегатных состояниях, Ван-Флеком [4] был дан теоретический расчет величины второго момента спектров ЯМР с учетом различного рода взаимодействий, где показано, что второй момент спектра ЯМР сильно зависит от межъядерного расстояния. В связи с этим для сильно разветвленных полимеров взаимодействие между линейными цепями молекул можно считать отсутствующим.

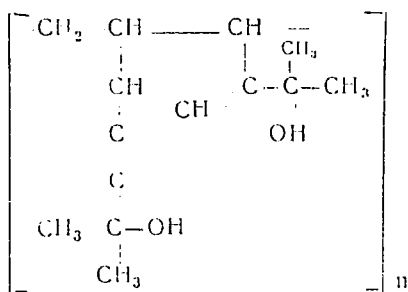
Как было показано в работах [5, 7], в этом случае расчет второго момента можно производить ориентировочно с достаточной степенью точности; учитывая только внутримолекулярное взаимодействие и сопоставляя теоретическое значение

* Высокомолекулярные соединения, 8, 635, 1966. (Соавторы: А. П. Пикалов, С. А. Ян, А. В. Каграманян, Э. А. Маркосян).

второго момента с экспериментальным, можно определить вклад в величину второго момента, обусловленный межмолекулярным взаимодействием. Это обстоятельство позволяет применить метод ЯМР для изучения сложных структур аморфных полимеров.

В настоящей работе делается попытка исследовать аморфный полимер довольно сложной структуры. Согласно спектроскопическим исследованиям полимерное звено ДМВЭК образуется циклизацией двух молекул мономера с образованием циклопентановых колец. Методом ЯМР необходимо было сделать уточнение подобного процесса полимеризации и выяснить наличие четырех групп CH_3 , которые входят в образовавшееся мономерное звено.

Элементарное звено полимера ДМВЭК может быть представлено следующей структурной формулой [1, 2]:



Измерения производили на спектрометре [8] с длительностью развертки 15 мин. Для исследования в широком интервале температур нами предложена конструкция термостатированного датчика, обеспечивающая постоянство температуры порядка $\pm 0,5^\circ$. Полная схема датчика с системой стабилизации показана на рис. 1. Датчик позволяет производить измерения в температурном интервале 123—470°K. Весь интервал разбит на два диапазона: 123—225° и 220—470°K. Это позволило значительно снизить расход жидкого азота, так как теплоносителем на втором диапазоне является сухой сжатый воздух. Остальная работа схемы ясна из приведенного рисунка.

Полимер для исследования был получен блочной полимеризацией в присутствии 0,5% перекиси бензонла при 60—80°. После переосаждения в метаноле водой и просушивания при $\sim 50^\circ$ полимер ДМВЭК представлял собой порошок. В работе [2] указывается на хорошую монодисперсность полимера (коэффициент дисперсности 1,05—1,08). Учитывая то обстоятельство, что изучаемые полимеры обладают большой

терморективностью (способны сшиваться по неопредельным связям), были использованы образцы в виде порошков. Порошок упаковывали в футляр из фторопласта-4 (диаметром 6 мм и длиной 20 мм) и помещали в высокочастотную катушку спектрометра.

Измерения производили через каждые 3—5°. и после каждой установки температуры выбранный режим выдерживали в течение 20 мин., после чего производили регистрацию сигнала ЯМР.

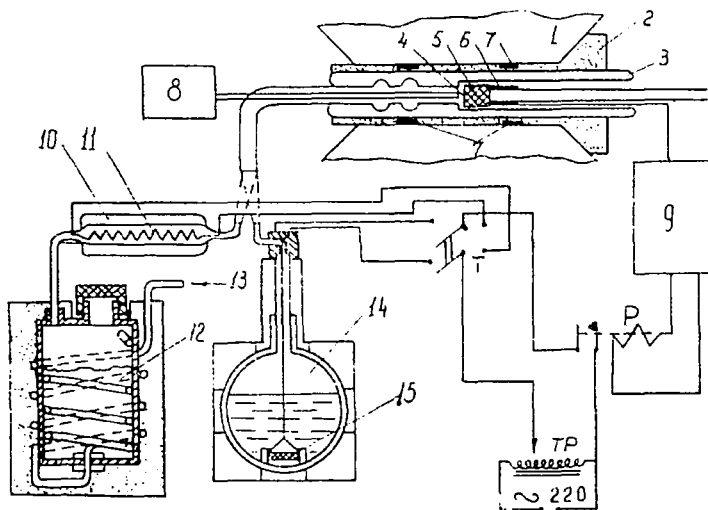


Рис. 1. Схема термостатированного датчика:

1—магнит, 2—пенопластовая обойма, 3—сосуд Дьюара, 4—термопара, 5—высокочастотная катушка, 6—термосопротивление, 7—катушки местной модуляции, 8—микроамперметр М—198/3, 9—логометр, регулирующий ЛР1—02М (сделано диафрагмирование фотосопротивления и заменено реле). 10—проходной сосуд Дьюара, 11—подогреватель, 12—баллон с сухим льдом, помещенный в пенопластовую рубашку, 13—входное отверстие сжатого воздуха, который проходит по наружному и внутреннему змеевикам, 14—сосуд Дьюара СД—15, 15—подогреватель.

Полученная зависимость величины второго момента от температуры для полимера ДМВЭК в интервале 123—340°К приведена на рис. 2. Как видно из рисунка, в этом интервале температур наблюдаются четыре перехода при 123, 178, 240, 298°К. Результаты анализа полученной зависимости приведены в таблице. Энергию активации при переходах определяли согласно работам [9, 10].

Вычисленное согласно структурной формуле полимерного звена значение второго момента для внутримолекулярного взаимодействия при различных случаях переориентации показывает, что второй момент должен уменьшаться на $\sim 2,7 \text{ гс}^2$ при вращении одной из групп CH_3 вокруг связи C_3 .

Из таблицы видно, что изменение второго момента при температурах перехода 240 и 298°K составляет $\sim 2 \text{ гс}^2$. Это изменение момента меньше, чем вклад, обусловленный переориентацией одной из групп CH_3 . Это позволяет предположить, что указанные переходы обусловлены не переориентацией групп CH_3 вокруг связи C_3 , а, очевидно, вызваны вращением вокруг связи $\text{C}-\text{C}$. Такое предположение хорошо согласуется с работой [11], где показано, что переориентации групп вокруг связей $\text{C}-\text{C}$ в разветвленных полимерах вносят вклад во второй момент порядка 1—3 гс^2 . Кроме того, наличие гид-

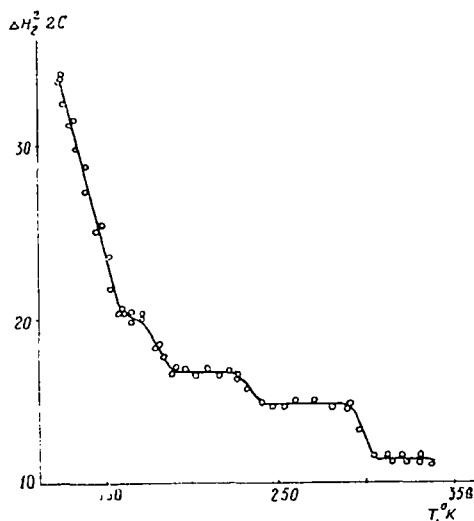
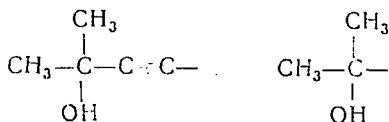


Рис. 2. Температурная зависимость ΔH^2_2 полимера ДМВЭК.

роксильных групп наряду с несопряженными (двойной и тройной) связями позволило изучить диэлектрические свойства этого полимера. Сравнивая наши результаты с результатами работы [12], можно утверждать, что переходы вызваны переориентацией группировок вокруг связей $\text{C}-\text{C}$



Изменение значения ширины линии может происходить только при условии, что частота переориентации будет больше, чем первоначальная ширина резонансной линии спектра, т.е. $\nu_c > 10^9 \text{ сек}^{-1}$. То обстоятельство, что происходит переориентация двух химически эквивалентных группировок, может быть подтверждено тем, что изменения второго момента при переходах имеют одинаковое значение $\sim 2 \text{ гс}^2$.

Значительное различие в энергиях активации $\sim 2,1 \text{ ккал/моль}$ указывает на сильное взаимодействие, обусловленное, очевидно, более близким расположением одной из группировок к линейной цепи полимера. Согласно этому можно предположить, что диметилэтилкарбиноловая группировка переориентируется при энергии активации $\sim 8,9 \text{ ккал/моль}$, а диметилкарбиноловая группировка — при энергии $\sim 11 \text{ ккал/моль}$.

Переход при $\sim 178^\circ\text{К}$ уменьшает значение второго момента на $\sim 3,7 \text{ гс}^2$. Если сравнить это значение с теоретическим ($\sim 2,7 \text{ гс}^2$) для переориентации одной группы CH_3 вокруг связи C_3 , то можно предположить, что при этом происходит «размораживание» одной из групп CH_3 . Отличие экспериментального значения от теоретического в 1 гс^2 можно приписать межмолекулярному взаимодействию группы CH_3 .

Переход в области температуры 123°К снижает величину второго момента больше чем на 11 гс^2 , что указывает на переориентацию оставшихся трех групп CH_3 вокруг связей C_3 .

Необходимо обратить внимание на то, что различие в энергиях активации одной из групп CH_3 и тремя другими составляет $\sim 2 \text{ ккал/моль}$, т. е. сравнимо с разницей энергий активации для группировок диметилэтилкарбинола и диметилкарбинола. Поэтому мож-

Зависимость ΔH и энергии активации переходов от температуры

Температура перехода, $^\circ\text{К}$	Изменение ΔH_2^2 , гс^2	Энергия активации, ккал/моль
< 123	< 11	$< 4,74$
178	3,7	6,6
240	2,0	8,9
298	2,3	11,0

но предположить, что факторы, вызывающие это затормаживание, для двух случаев одни и те же. Нам представляется возможным интерпретировать это обстоятельство следующим образом: наличие сильного взаимодействия групп OH в диметилкарбиноловой группировке приводит к тому, что тетраэдр поворачивается вокруг связи $\text{C}-\text{C}$, тем самым одна из групп CH_3 оказывается несколько приближенной к линейной цепи полимера, что определит ее энергетическую неэквивалентность с тремя другими группами: такое сближение, очевидно, вызовет заторможен-

ность не только этой группы вокруг связи C_3 , но и всей диметилкарбиноловой группировки.

Подтверждение наличия сильного взаимодействия с группой ОН может быть получено при исследовании полимергомологов карбинола, не содержащих этой группы.

Авторы выражают свою благодарность С. Г. Мацюяну за предоставление образцов.

Выводы. 1. Уточнено строение звена полимера ДМВЭК и определены энергии активации температурных переходов этого полимера, обусловленных переориентацией различных молекулярных группировок.

2. Отмечено наличие сильного взаимодействия групп ОН, приводящее к энергетической неэквивалентности групп CH_3 .

ЛИТЕРАТУРА

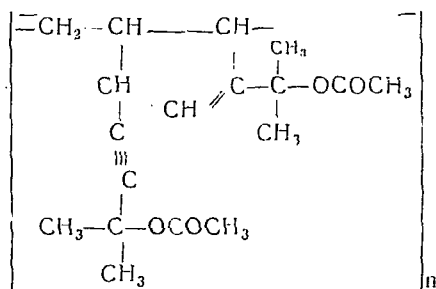
- ¹ С. Г. Мацюян, Н. М. Морлян, Изв. АН АрмССР, хим. науки, 16, 347, 1963. ² С. Г. Мацюян, Н. М. Морлян, Высокомолек. соед., 6, 945, 1964. ³ И. В. Александров, Успехи химии, 29, 1138, 1960. ⁴ У. Н. Van-Vleck, Phys. Rev., 74, 1168, 1948. ⁵ И. Я. Слоним, Успехи химии, 31, 609, 1962. У. Powles, J. Polymer Sci. 22, 79, 1956. ⁷ А. Леше, Ядерная индукция ИЛ, 1960. ⁸ Н. М. Кочарян, А. П. Пикалов и др., ДАН АрмССР, 40, 25, 1965. ⁹ Н. S. Gutowsky, I. H. Meyer, J. Chem. Phys. 21, 2122, 1953. ¹⁰ Дж. С. Уо, Э. И. Фэдин, Физика твердого тела, 4, 2233, 1962. ¹¹ Н. S Gutowsky, J. G. Powles, J. Chem. Phys., 21, 1704, 1953. ¹² Н. М. Кочарян, С. Г. Мацюян и др., ДАН АрмССР, 37, 7, 1963.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛИМЕРГОМОЛОГОВ ДИМЕТИЛВИНИЛЭТИНИЛКАРБИНОЛА*

Для представления полной картины молекулярных движений и уточнения структуры сильноразветвленных аморфных полимеров, как было показано в работе [1], необходимо проводить исследования, применяя различные физические условия эксперимента. Таковы, например, исследования в широком температурном интервале, исследования ряда полимергомологов, исследования при изотопном замещении, изучение ориентированных полимеров и полимеров в напряженном состоянии, применение ЯМР высокого разрешения для исследования растворов и расплавов полимеров и т. д.

В настоящей работе были изучены полимергомологи карбинола: полимер ацетата диметилвинилэтинилкарбинола (ДМВЭК) и хлорированный полимер ацетата ДМВЭК. Приготовление образцов и условия эксперимента были аналогичны указанным в работе [2].

Строение элементарного звена полимера ацетата ДМВЭК, согласно [3], может быть представлено следующей структурной формулой:

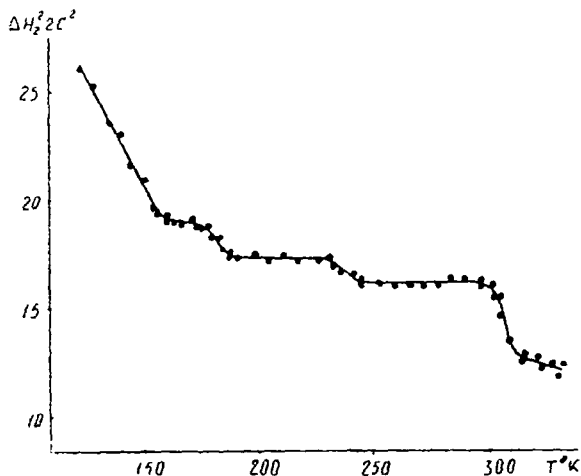


Данный полимер отличается от полимера ДМВЭК отсутствием сильно полярной гидроксильной группы и наличием более громоздкой ацетатной группы OCOSCH_3 .

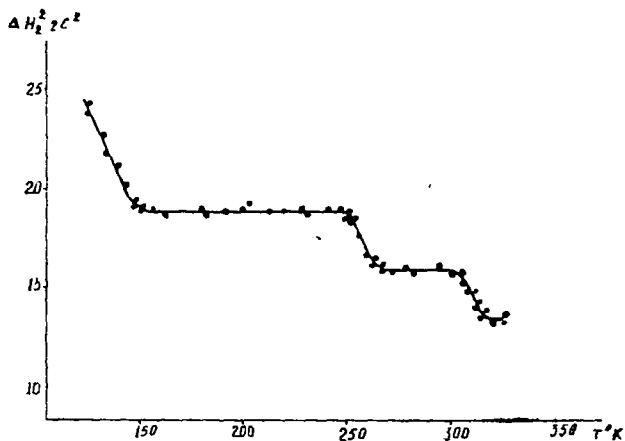
* Высокомолекулярные соединения, 8, 4, 640, 1966. (Соавторы: А. П. Пикалов, А. В. Каграманян, Э. А. Маркосян, С. А. Ян).

Вычисленные согласно структурной формуле теоретические значения второго момента для внутримолекулярного взаимодействия при различных случаях реориентации показывают, что второй момент линии ЯМР должен уменьшаться на 2.4 гс^2 при вращении одной из групп CH_3 вокруг связи C_3 .

Полученная зависимость величины второго момента от температуры для полимера ацетата ДМВЭК в интервале $123\text{—}340^\circ\text{К}$ приведена на рисунке, а. Как следует из этого рисунка, в данном интервале температур явно наблюдаются три



а



б

Зависимость второго момента от температуры: а-для полиацетата ДМВЭК, б-для хлорированного полиацетата ДМВЭК.

перехода при 178, 240 и 303°K, а также виден конец перехода при 123°K.

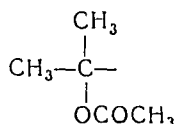
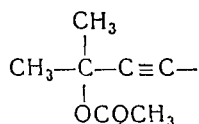
Результаты анализа полученной зависимости таковы:

T , °K	178	240	303
ΔH_2^{\ddagger} , $гс^2$	1,2	1	4
E , $ккал/моль$	6,6	8,9	11,2

Определение энергии активации групп, обуславливающих появление переходов, было сделано так же, как и в работе [2]. Наблюдаемое уменьшение величины второго момента при 178 и 248°K, приблизительно равное 1 $гс^2$, указывает на то, что при этих температурах не происходит реориентации полных группировок диметилэтинилацетата и диметилацетата, так как в полимере ДМВЭК реориентация аналогичных группировок, содержащих две группы CH_3 , уменьшает значение второго момента на 2 $гс^2$. В нашем же случае имеются три группы CH_3 , следовательно, уменьшение второго момента должно быть еще больше. На основании этого можно предположить, что переходы обусловлены реориентацией ацетатных групп $OSOCH_3$. Это предположение может быть объяснено с энергетической точки зрения. Так как в полимере ДМВЭК энергии активации, соответствующие диметилэтинилкарбиноловой и диметилкарбиноловой группировкам, равнялись 8,9 и 11 $ккал/моль$, то значительно меньшие группировки ацетата очевидно, должны реориентироваться при меньших значениях энергии активации, что подтверждается полученными данными (6,6 и 8,9 $ккал/моль$). Различие в энергиях активации этих двух группировок можно объяснить непосредственной близостью одной из группировок к линейной цепи полимера.

Отсутствие при этом реориентации диметилэтинилацетатной и диметилацетатной группировок подтверждается тем, что значение величины второго момента для полиацетата в области температур 183—303°K приблизительно равно второму моменту полимера ДМВЭК в области температур 193—238°K, т. е. в той области температур, где отсутствует реориентация диметилэтинилкарбиноловой и диметилкарбиноловой группировок.

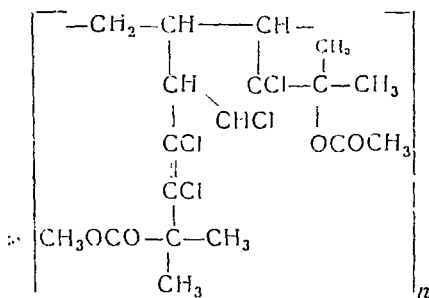
Наличие перехода при 303°K, где значение второго момента уменьшается на 4,2 $гс^2$, дает основание предполагать, что этот переход обусловлен реориентацией двух группировок вокруг связей $C-C$. Совмещение



переходов от двух группировок при одной и той же энергии активации указывает на то, что эти группировки являются энергетически эквивалентными. Увеличение энергии активации по сравнению с энергиями для аналогичных группировок ДМВЭК можно объяснить только наличием более громоздкой ацетатной группы.

Проанализировав приведенные рассуждения, можно указать на то, что линейная молекулярная цепь влияет только на ацетатную группу. Это подтверждает высказанное в работе [2] предположение о наличии сильного взаимодействия с группой OH в диметилкарбиноловой группировке. Еще одна информация может быть отнесена к подтверждению этого взаимодействия—сдвиг в сторону меньших энергий активации групп CH₃ в полимере ацетата ДМВЭК.

Строение элементарного звена хлорированного полимера ацетата ДМВЭК может быть представлено следующей структурной формулой:



Условия эксперимента были аналогичны условиям экспериментов с предыдущими образцами. Полученная экспериментальная зависимость значения второго момента от температуры в интервале 123—340°K приведена на рисунке, б. В данном полимере явно наблюдаются два перехода при 248 и 310°K; обнаружен также конец перехода при 140°K. Результаты анализа таковы:

T , °K	249	310
ΔH_2^2 , гс ²	4,2	2,8
E , ккал/моль	9,2	11,5

Сравнивая рисунки а и б, прежде всего можно отметить, что исследуемый полимер содержит шесть групп CH₃. Подтверждением этого являются участок зависимости второго момента от температуры на рисунке, б (158—248°K) и участок 155—178°K на рисунке, а. На этих отрезках вторые моменты равны между собой.

Характерной особенностью этого полимера является то,

что на участке температур 150—248°K не наблюдается, как в предыдущих полимерах, каких-либо заметных переходов, указывающих на изменение молекулярных движений в полимере. Различие в значении второго момента двух исследуемых полимеров на участке 185—240°K составляет 2 $гс^2$, что примерно сравнимо с суммой переходов, обусловленных реориентацией ацетатных групп в полиацетате.

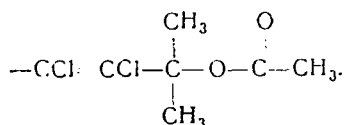
Температуры переходов и энергии активации реориентирующихся групп

Полимер	Реориентирующаяся группа	Температура перехода, °K	Энергия активации, ккал/моль
ДМВЭК	3 группы $\begin{array}{c} \text{CH}_3 \\ \\ \text{---CH}_3 \end{array}$	<123 178	<4,74 6,6
	$\begin{array}{c} \text{CH}_3 \\ \\ \text{CH}_3 - \text{C} - \text{C} - \text{C} - \\ \\ \text{OH} \\ \text{CH}_3 \end{array}$	240	8,9
	$\begin{array}{c} \text{CH}_3 - \text{C} - \\ \\ \text{OH} \\ \text{CH}_3 \end{array}$	293	11
Полиацетат ДМВЭК	$\begin{array}{c} \text{---OCOCH}_3 \\ \\ \text{---OCOCH}_3 \\ \\ \text{CH}_3 \end{array}$	178 240	6,6 8,9
	$\begin{array}{c} \text{CH}_3 - \text{C} - \text{C} - \text{C} - \\ \\ \text{OCOCH}_3 \\ \text{CH}_3 \end{array}$	303	11,2
	$\begin{array}{c} \text{CH}_3 - \text{C} - \\ \\ \text{OCOCH}_3 \\ \text{CH}_3 \end{array}$	303	11,2
Хлорированный полиацетат ДМВЭК	$\begin{array}{c} \text{---OCOCH}_3 \\ \\ \text{---OCOCH}_3 \\ \\ \text{CH}_3 \end{array}$	249	9,2
	$\begin{array}{c} \text{CH}_3 - \text{C} - \text{CCl} = \text{CCl} - \\ \\ \text{OCOCH}_3 \\ \text{CH}_3 \end{array}$	249	9,2
	$\begin{array}{c} \text{CH}_3 - \text{C} - \\ \\ \text{OCOCH}_3 \end{array}$	310	11,5

На основании этого представляется возможным предположить, что наличие атомов хлора в непосредственной близости

к этим группам затормаживает их движение. Такая интерпретация данных этого участка кривой подтверждается также переходом в области температуры 248°К. Уменьшение значения второго момента при этой температуре на 4 гс² можно объяснить реориентацией трех групп: двух групп ацетата ОСОСН₃ и группы диметилэтилацетата. Это может быть подтверждено тем, что значение второго момента после перехода равно второму моменту для полимера ДМВЭК на участке 268—299°К, где диметилкарбиноловая группировка еще не отрелаксировала.

Как видно из структурной формулы, вращение трех указанных групп при одной энергии активации пространственно невозможно. Можно только указать, что при энергии 9,2 ккал/моль происходит реориентация ОСОСН₃ в диметилацетатной группировке. Это на 0,3 ккал/моль больше, чем для такой же группы предыдущего полимера. Две другие группы не могут иметь одну и ту же энергию активации. Это наглядно видно из структурной формулы



Поэтому можно предположить, что происходит реориентация не каждой группы отдельно, а реориентируется весь комплекс. Это возможно только при наличии *цис*-конфигурации атомов хлора. При такой структуре электронное облако π-связи будет смещено к электроотрицательным атомам хлора. Кроме того, карбонильная группа также имеет электронное облако, смещенное в сторону атома кислорода. Между ними возможна донорноакцепторная связь (π-комплексное соединение). Моделирование данной группировки показывает пространственную возможность образования такой связи.

При такой структуре объем, занимаемый этой группировкой в пространстве, уменьшается, что согласуется с энергетическими данными, приведенными выше.

Переход при 310°К указывает на то, что происходит реориентация группировки диметилацетата. Энергия активации 11,5 ккал/моль также выше, чем у подобной группировки предыдущего полимера, на 0,3 ккал/моль. Эту разницу в энергиях можно приписать взаимодействию с ближайшим атомом хлора. Результаты проведенной работы приведены в таблице.

В заключение авторы выражают свою благодарность С. Г. Мацоюна за предоставление образцов.

Выводы

1. Определена энергетическая картина всех группировок, входящих в структуру трех полимергомологов: диметилвинилэтинилкарбинола, его ацетата и продукта хлорирования последнего.

2. Подтверждена структура этих полимеров.

3. Показано влияние различного рода заместителей на энергию активации и объяснена энергетическая неэквивалентность групп CH_3 в полимере диметилвинилэтинилкарбинола.

4. Обнаружено наличие π -комплекса в хлорированном ацетате полимера диметилвинилэтинилкарбинола.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ И. Я. Слоним, Успехи химии, 31, 609, 1962. ² Н. М. Кочарян, А. П. Пикалов, С. А. Ян, А. В. Каграманян, Э. А. Маркосян, Высокомолек. соед., 8, 625, 1966. ³ С. Г. Мацюян, Н. М. Морьян, Изв. АН АрмССР, хим. науки, 17, 329, 1964.

КРИСТАЛЛИЧНОСТЬ КАУЧУКА НАИРИТ*

Физические свойства и структура натурального и синтетического каучуков изучены многочисленными советскими и иностранными исследователями [1—4]. В частности, на основании этих исследований авторы приходят к заключению, что:

1) как натуральный, так и хлоропреновый каучуки при комнатной температуре аморфны—при температуре, превышающей 15°C, степень кристаллизации настолько мала, что ею можно пренебречь;

2) при растяжении этих каучуков не происходит ориентации уже имеющихся в затвердевшем каучуке кристаллов, а непосредственно возникают ориентированные в направлении растяжения кристаллы.

Однако, вопреки этим утверждениям, на основании наших исследований мы пришли к следующим выводам:

1) в зависимости от технологии получения хлоропреновый каучук при комнатной температуре (20—25°) может иметь достаточно высокую степень кристалличности;

2) при растяжении этого каучука происходит ориентация уже имеющихся мелких кристалликов.

Нами подверглись рентгенографическим исследованиям различные образцы хлоропренового каучука наирит, полученные в различных технологических условиях. Эти исследования показали, что свежий хлоропреновый каучук наирит в зависимости от технологии полимеризации при комнатной температуре может существовать в следующих модификациях:

1) в аморфной (рис. 1);

2) в частично кристаллической, когда кристаллы так малы и несовершенны, что дифракционное кольцо, соответствующее кристаллическому состоянию, по ширине почти не отли-

* ДАН АрмССР, 38, 3, 149, 1964. (Соавторы: П. А. Безиргянц, М. А. Навасардян).

чается от кольца, соответствующего аморфному состоянию (рис. 2);

3) в частично кристаллической, когда кристаллы так велики и совершенны, что дифракционные кольца, соответствующие кристаллическому состоянию, достаточно резки (рис. 3).

Рассмотрим отдельные модификации:

1. Аморфный наирит. На рентгеновских снимках полностью аморфного наирита, независимо от длительности экспозиции, получается только одно аморфное гало (рис. 1), которое соответствует $d=10,35 \text{ \AA}$ межплоскостному расстоянию. Такой наирит плохо растворяется в растворителях каучука и при комнатной температуре явление «дубления» (кристаллизация при длительном лежании) почти не происходит.

2. Частично кристаллический наирит. В частично кристаллической модификации, когда кристаллики малы и несовершенны, на рентгенограмме получается как бы второе аморфное кольцо, соответствующее межплоскостному расстоянию $d=8,29 \text{ \AA}$ (рис. 2). Однако детальное исследование показало, что это кольцо является кристаллическим спектром с расширенными интерференционными линиями. Действительно, при хранении этих образцов при сравнительно низких температурах второе широкое кольцо расщепляется на три резких кольца, кристаллическое происхождение которых не вызывает сомнения.

Следовательно, если линии, характеризующие кристалличность, лежат на тех же местах, что и широкая линия, кажущаяся характеристикой аморфности, то нужно принять, что спектр, кажущийся аморфным, в действительности является кристаллическим спектром с расширенными интерференциями [1]. Таким образом, второе широкое кольцо (рис. 3) состоит из трех колец, которые из-за малости и несовершенства кристалликов расширились и сливались в одно.

В случае, когда кристаллики достаточно велики и совершенны, даже от свежего образца при комнатной температуре на рентгенограмме вместо второго широкого кольца получаются три достаточно резких кольца (рис. 3). Более того, как видно на этих рентгенограммах, получаются и некоторые другие (2—3, иногда даже больше) достаточно резкие кольца с большими радиусами, что, несомненно, является признаком достаточно высокой ориентации.

3. Растянутый наирит. При растяжении каучука наирит сперва расщепляется—второе широкое кольцо на три резких кольца, а потом на этих кольцах появляются более интенсивные дуги. С увеличением растяжения наирита, с одной сторо-

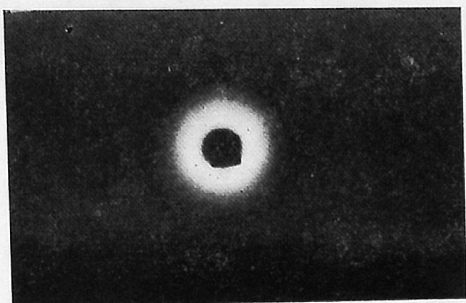


Рис. 1.

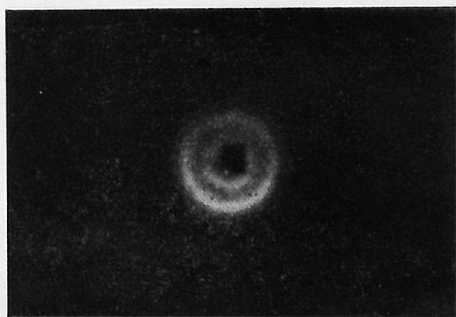


Рис. 2.

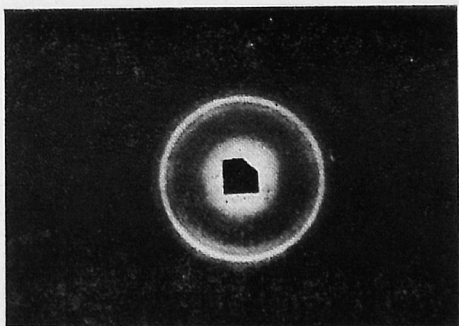


Рис. 3.

ны, увеличиваются интенсивности этих дуг, и они стягиваются в точку, с другой стороны, уменьшаются интенсивности колец.

На основании сказанного можно сделать следующие выводы:

1. Если при растяжении широкое кольцо расщепляется на три кольца, это значит, что с растяжением увеличиваются размеры или повышается совершенство существующих до растяжения (или одновременно и то и другое) кристалликов.

2. Если при растяжении интенсивность колец уменьшается, то с растяжением не только образуются ориентированные кристаллы, но и часть существующих до растяжения кристалликов ориентируется в направлении растяжения. Очевидно, что такая ориентация может происходить только тогда, когда кристаллики достаточно малы.

ЛИТЕРАТУРА

¹ *И. Р. Катц*, Рентгенография коллоидов и тканей, ОНТИ, 1937. ² *Б. А. Досгаджин*, Химия и физика каучука, М., 1947. ³ *А. И. Китайгородский*, Рентгеноструктурный анализ мелкокристаллических и аморфных тел, М., 1952. ⁴ *Л. Трелоар*, Физика упругости каучука, М., 1953.

ЗАВИСИМОСТЬ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ КАРТИНЫ ОТ ТОЛЩИНЫ ОБРАЗЦОВ ВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ*

При рентгенографическом исследовании кристалличности высокомолекулярных соединений обычно пользуются отношением интенсивностей линий, характерных для кристаллических и аморфных фаз [1].

Однако, как показали наши экспериментальные исследования, эти отношения существенно зависят от толщины образцов.

Толстые образцы одного и того же частично кристаллизованного высокомолекулярного соединения дают линии, характерные только для аморфной фазы. Тонкие же образцы на рентгенограмме дают линии, характерные как для аморфной, так и для кристаллической фазы.

С уменьшением толщины число и интенсивность кристаллических линий возрастает, а интенсивность диффузного гало уменьшается.

В работе исследуется зависимость дифракционной картины от толщины образцов хлоропренового каучука наирит.

Для исследования зависимости дифракционных картин пленок от их толщины был приготовлен раствор хлоропренового каучука наирит в бензоле, после чего этот раствор был налит в неодинаковых количествах в одинаковые цилиндрические сосуды и, таким образом, получены пленки с разными толщинами (пленки были изготовлены на поверхности ртути или воды). Как показывают рентгеновские исследования этих пленок, вид дифракционной картины сильно зависит от толщины исследуемого образца. Дифракционная картина, получаемая от толстого образца (1,65 мм), имеет только одно интенсивное гало (рис. 1), характерное для аморфных тел.

* ДАН АрмССР, 41, 4, 216, 1965. (Соавторы: Ю. А. Рапян, П. А. Берзгянян).

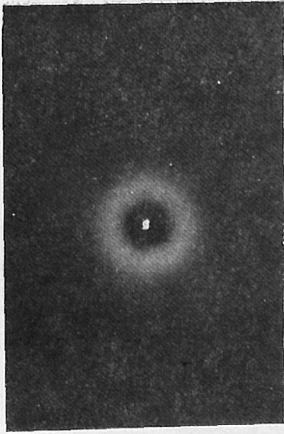


Рис. 1'

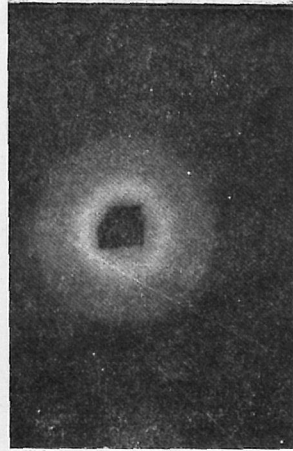


Рис. 2

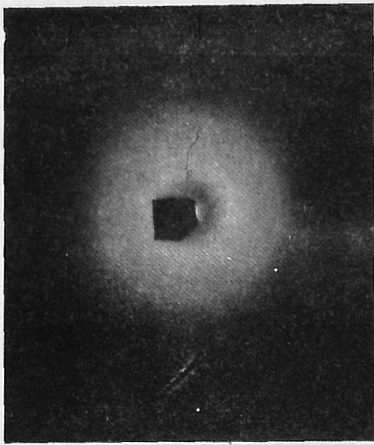


Рис. 3

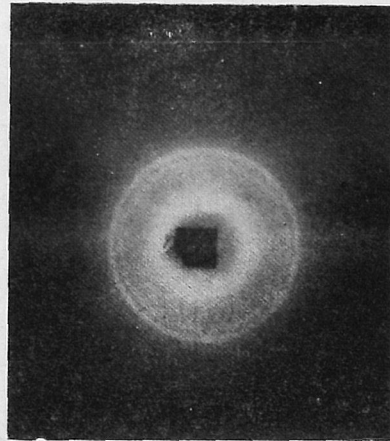


Рис. 4

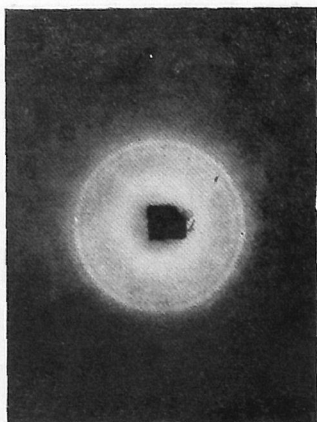


Рис. 5. Образец, состоящий
из 2 слоев.

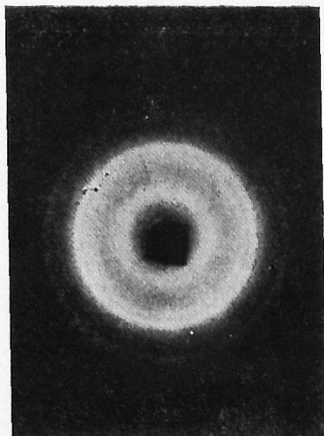


Рис. 6. Образец, состоящий
из 5 слоев.

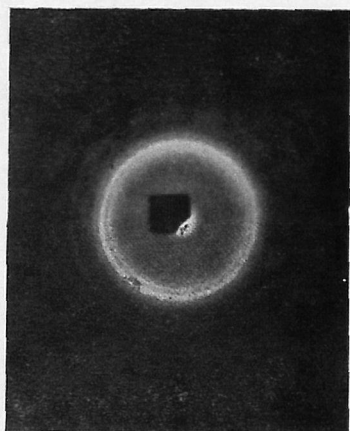


Рис. 7. Образец, состоящий
из 8 слоев.



Рис. 8. Образец, состоящий
из 10 слоев.

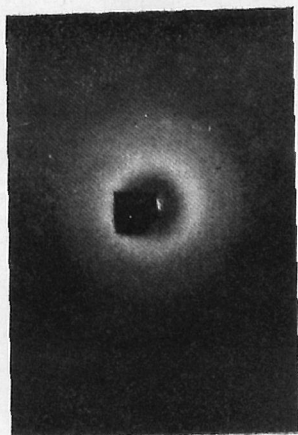


Рис. 9. Слой, толщиной 0,15 мм, отрезанный от куска каучука «наирит».

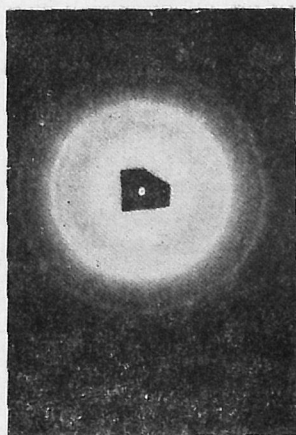


Рис. 10. Слой, толщиной 0,92 мм, отрезанный от куска каучука «наирит».

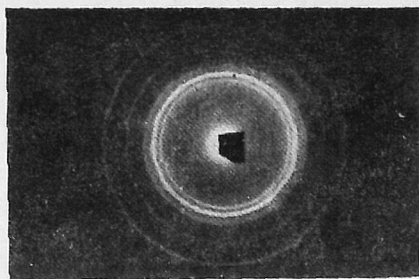


Рис. 11. Слой, толщиной 1,62 мм, отрезанный от куска каучука «наирит».

На дифракционной картине образца толщиной 0,95 мм (рис. 2) хорошо заметно понижение интенсивности дифракционного гало и одновременно появление широкого кольца. Когда толщина образца достигает 0,5 мм, легко можно заметить следующее: появляются интенсивные дифракционные кольца, характерные для кристаллической фазы образца, расщепляется широкое кольцо на три отдельных кольца, а также падает интенсивность дифракционного гало (рис. 3).

При толщине 0,13 мм дифракционное гало почти совсем исчезает, возрастают интенсивность и количество колец, показывающих кристалличность (с уменьшением толщины образца возрастает количество линий, получаемых под большими углами—рис. 4).

Казалось бы процент кристалличности пленки зависит от ее толщины, однако последующие наши опыты опровергли этот вывод. Был приготовлен ряд образцов, состоящих из нескольких слоев тонкой пленки толщиной 0,13 мм (количество слоев в различных образцах от 2 до 10). Рентгенограммы этих образцов (рис. 5—8) показывают, что с прибавлением числа слоев уменьшаются число и интенсивность линий, характеризующих кристаллическую фазу, и увеличивается интенсивность гало.

При толстых образцах (10 слоев, толщина каждого слоя 0,13 мм) получается такая дифракционная картина, как будто образец целиком аморфен.

Последующие исследования, также показывающие зависимость рентгеновской картины высокомолекулярных веществ от толщины пленок, были проведены следующим образом.

Был взят кусок хлоропренового каучука «наирит», с помощью бритвы от него были отрезаны образцы разной толщины и получены их дифракционные картины.

Рентгенограммы этих образцов (рис. 9—11) показывают, что толстые образцы не дают линий, характеризующих кристаллическую фазу.

Толстые образцы по рентгенограмме аморфны, тонкие же имеют значительные интенсивные линии, характеризующие кристаллическую фазу. Между тем все исследованные образцы имеют одинаковые структуры.

Опыты неоднократно повторялись с хлоропреновым каучуком наирит, полимеризованным при разных температурах и содержащим разные регуляторы.

Во всех случаях без исключения было обнаружено, что вид рентгеновской дифракционной картины этих веществ сильно зависит от толщины снимаемого образца.

Все рентгенограммы получены на плоских рентгеновских

пленках, вставленных перпендикулярно к первичному пучку на расстоянии 40 мм от образца.

Итак, вышеприведенный эксперимент показывает, что толстые образцы хлоропренового каучука наирит дают рентгенограмму, характерную для аморфных тел, а тонкие образцы одного и того же каучука дают картину, характерную для частично кристаллических тел.

Как известно [2], оптимальная толщина образца в двустороннем случае определяется соотношением

$$d_{\text{опт.}} = - \frac{\cos 2\theta \ln \cos 2\theta}{\mu (1 - \cos 2\theta)},$$

где μ — коэффициент поглощения,

2θ — угол рассеяния.

Следовательно, с уменьшением угла рассеяния оптимальная толщина образцов увеличивается.

Так как линия, характерная для аморфной фазы, получается под малым углом, а линии, характеризующие кристаллическую фазу, под большими углами, то при очень толстых образцах получается только гало (аморфная фаза), а при тонких образцах уменьшается интенсивность линий (под большими углами), характерных для кристаллической фазы.

Именно поэтому с уменьшением толщины образца постепенно появляются со стороны больших углов линии, характерные для кристаллической фазы.

Таким образом, из вышесказанного можно сделать следующие выводы.

1. Отношение интенсивностей линий, характерных для аморфной и кристаллической фаз хлоропренового каучука наирит, зависит от толщины образца: с уменьшением толщины образца это отношение уменьшается.

2. Для обнаружения кристаллической фазы необходимо исследовать тонкие образцы.

3. Для определения процента кристалличности необходимо иметь в виду, что отношение линий, характеризующих аморфные и кристаллические фазы, не постоянно, зависит от толщины образца.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. Гинье, Рентгенография кристаллов, Физматгиз, М., 1961. ² А. И. Китайгородский, Рентгеноструктурный анализ, М.—Л., Госиздат. технико-теоретич. лит., 1950.

ЗАВИСИМОСТЬ СТРУКТУРЫ КАУЧУКА НАИРИТ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОЛИМЕРИЗАЦИИ*

Как известно, основные физические свойства каучуков определяются их структурой. Большое научное и прикладное значение имеет исследование структуры каучука в зависимости от температуры полимеризации исходного мономера. В частности, физические свойства каучуков сильно зависят от соотношения в нем кристаллической и аморфной фаз. Так как, с одной стороны, физические свойства каучука зависят от его степени кристалличности, а с другой—степень кристалличности связана с условиями полимеризации, следовательно, точное определение соотношения кристаллической и аморфной фаз является одним из необходимых условий для получения каучуков с заранее заданными физическими свойствами.

Однако прежде чем приступить к определению содержания кристаллической и аморфной фаз, необходимо исследовать зависимость рентгеновской дифракционной картины и вообще структуры каучука от температуры полимеризации.

В работе были исследованы пять видов каучука наирит, полученные полимеризацией при 0, 15, 35, 55 и 75°. Из каждого каучука в одинаковых условиях было изготовлено несколько образцов и строго соблюдена их одинаковая толщина во избежание изменения дифракционной картины [1]. Для каждого образца были получены рентгеновские снимки при комнатной и повышенной температурах, а также в свободном и растянутом состояниях (при комнатной и повышенных температурах). Снимки были получены как для свежих, так и для старых образцов.

Рентгенограммы, полученные при комнатной температуре. Как показывает рентгеновская дифракционная картина,

* Высокомолекулярные соединения, 9, 3, 545, 1957. (Соавторы: Ю. А. Раляц, П. А. Безирганян).

полученная при комнатной температуре (рис. 1, а, см. вклейку), наирит, полученный полимеризацией при 0° , обладает высокой кристалличностью. На рентгенограмме получают шесть резко выраженных колец и диффузное гало слабой интенсивности (особенно интенсивности линии 2, 5 и 6).

На рис. 2 дана схема дифракционной картины, соответствующей истинной картине, полученной при 0° . Для удобства дифракционные линии схемы пронумерованы. Как показывают расчеты, дифракционная линия 5а является K_α -линией соответствующего излучения, а линия 6— $K\lambda$. Межплоскостные расстояния для образца наирит, полученного при 0° : линии 1—6 (см. рис. 2) будут соответственно: 4,78; 4,37; 3,94; 3,27; 2,78; K_α —линия: 2,02.

Дифракционная картина наирита, полученного при 15° (рис. 1, б), при комнатной температуре имеет хорошо выраженную кристалличность. Но в этой дифракционной картине

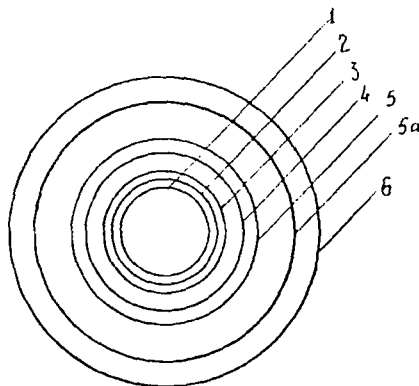
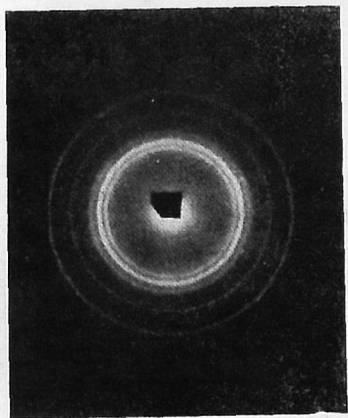


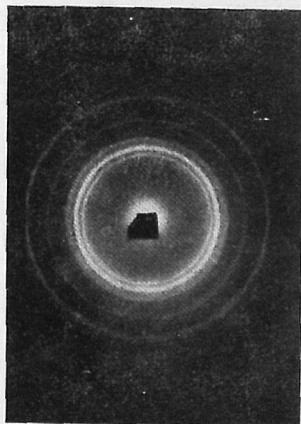
Рис. 2. Схема дифракционной картины наирита, полученного полимеризацией при 0° (1—6—линии рентгенограммы)

отсутствует линия 6 и интенсивности линий 1—5, которым теперь соответствуют межплоскостные расстояния 4,88; 4,38; 4,02; 3,32 и 2,74 Å, малы по сравнению с интенсивностями соответствующих линий образца, синтезированного при 0° .

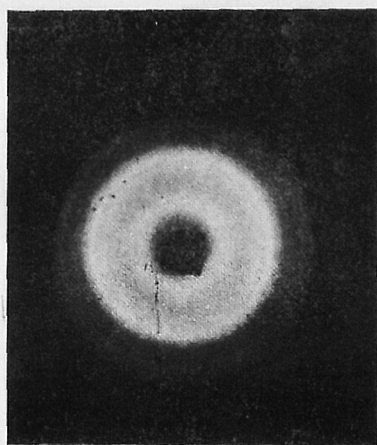
При комнатной температуре рентгеновская дифракционная картина только что приготовленного образца наирит, полученного при 35° , имеет нечетко выраженные дифракционные линии. Дифракционная картина получает вид, показанный на рис. 1, в только тогда, когда образец хранился при комнатной



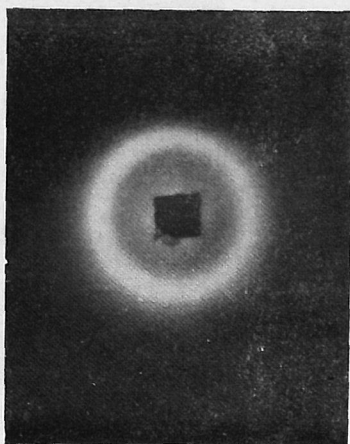
а



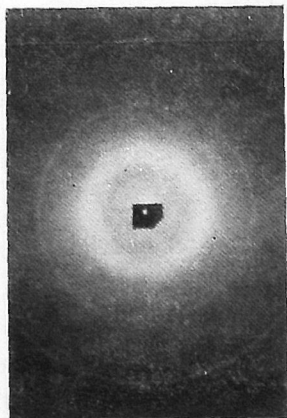
б



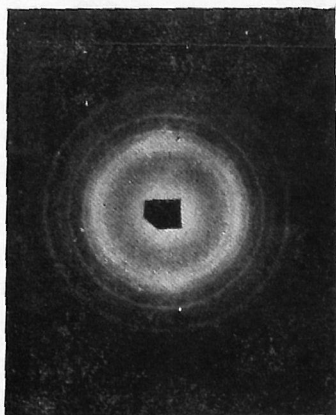
в



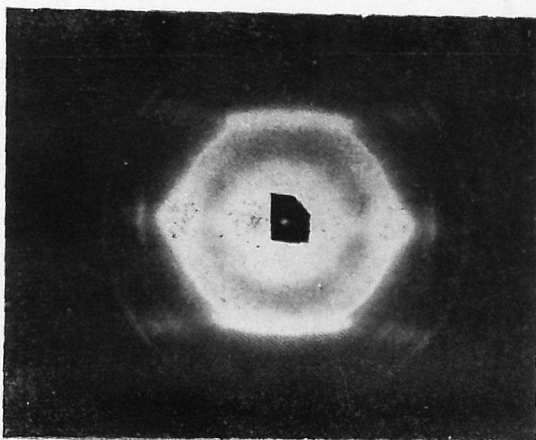
г



д



е



ж

Рис. 1. Дифракционная картина наирита, полученного полимеризацией при температурах:

a— 0° ; *b*— 15° ; *в*— 35° ; *г*— 55° ; *д*— 0° , и нагретого до 60° ; *е*— 0° и растянутого при комнатной температуре до 200—250%; *ж*— 0° и растянутого при комнатной температуре до 800%.

температуре—10—12 дней. И, несмотря на это, дифракционные линии, полученные для этого образца, имеют слабую интенсивность, а диффузное гало, которое выражает аморфную фазу, более интенсивно. В этом случае также появляются только первые пять линий, которым соответствуют теперь межплоскостные расстояния 4,94; 4,47; 4,11; 3,75 и 3,24 Å соответственно.

При комнатной температуре рентгеновские дифракционные картины, полученные для образца каучука, полученного полимеризацией при 55° (рис. 1,з), и для образца, синтезированного при 75°, ничем не отличаются друг от друга (дана только рентгенограмма первого). В этих дифракционных картинах заметны только два диффузных кольца. Как видно из рентгенограмм, на тех местах, где образцы наирита, полученные при 0,15 и 35°, давали три дифракционных кольца с малоотличающимися межплоскостными расстояниями (линии 1—3), здесь получилось только одно диффузное кольцо.

Рентгенограммы, полученные при высоких температурах. Когда нерастянутый образец каучука наирит, синтезированного при 0°, нагревали до 50°, то первые три дифракционные линии начинали сливаться в одну. При 55° слияние этих линий усиливается, а при 60° они сливаются полностью (рис. 1,а). Исчезает линия 4, а линии 5 и 6 остаются без изменения. Дальнейшее повышение температуры (до 65°) также не вносит изменений в дифракционную картину.

У образца каучука, полученного полимеризацией при 15°, начинается слияние линий 1—3 при нагревании до 45°. При 50° это слияние усиливается, а интенсивность остальных линий (4 и 5) значительно уменьшается: при 55° вместо линий 1—3 получается диффузное гало, (рис. 1,г) и исчезают линии 4—5.

Образец каучука, синтезированного при 35°, при 40° дает дифракционную картину, на которой видно слияние линий 1—3. При 45° это слияние усиливается, а интенсивность остальных линий (4 и 5) понижается. Когда температура достигает 50°, вместо первых трех линий получается диффузное гало, а остальные линии исчезают.

Как уже отмечено, образцы каучука наирит, полученного при 55° (рис. 1,з) и 75°, дают только одно диффузное гало и повышение температуры не влияет на вид дифракционной картины. Высокотемпературные исследования проводили при помощи камеры, описанной в [2].

Рентгенограммы, полученные от растянутых образцов при комнатной температуре. Если образец каучука наирита, синтезированного при 0°, вытянуть при комнатной температуре на ~200—250%, то на рентгеновской дифракционной кар-

тине замечается возникновение отдельных интенсивных рефлексов (рис. 1,е), означающее начало ориентации кристаллических областей образца. При возрастании растягивающих сил возрастает и интенсивность этих рефлексов, а четкая текстур-рентгенограмма получается при растяжении образца до 800% (рис. 1,ж).

Если образец растянуть до 250% и сейчас же удалить растягивающие силы, то остаточного напряжения не остается. Это подтверждается тем, что на рентгеновской дифракционной картине не возникает отдельных рефлексов. А при сохранении растянутого (до 250%) образца в растянутом состоянии в течение одного дня возникает остаточное напряжение и на рентгенограмме получают уже описанные рефлексы.

Образец каучука наирит, полученного при 15°, отличается от образца, синтезированного при 0°, тем, что здесь отдельные рефлексы возникают только тогда, когда растягивание достигает 300—350%, а четкая текстур-рентгенограмма получается при 900%-ном растяжении.

Рентгеновская дифракционная картина, полученная при комнатной температуре от образца, полимеризованного при 35° и растянутого до 400%, характеризуется тем, что это удлинение является пределом для возникновения текстур-рентгенограммы. Отмеченный образец дает четкую текстур-рентгенограмму при растяжении до 950%.

Растягивание образца, синтезированного при 55°, до 1000% не вносит изменения в дифракционную картину (рентгеновская картина остается прежней (рис. 1,з). При растяжении образца до 1400% второе диффузное кольцо расщепляется на три части, которые имеют очень слабые интенсивности. Образец, полученный при 75°, вообще не дает текстур-рентгенограммы. Даже при растяжении до 1600% (при котором образец разрывается) не удалось получить текстур-рентгенограммы. Снимки от растянутых образцов были получены при помощи камеры, описанной в [2].

Рентгенограммы, полученные от растянутых образцов при высоких температурах. Когда образец каучука наирит, синтезированного при 0° и растянутого до 800%, нагревали до 50°, то первые три рефлекса начинают сливаться в один. При дальнейшем повышении температуры слияние этих линий усиливается, а при 60° они сливаются полностью. Нагретый до 60° образец при комнатной температуре дает картину, подобную картине нерастянутого и ненагретого образца, т. е. получают резко выраженные дифракционные кольца (рис. 1,а).

Аналогичные опыты с образцами, синтезированными при 15 и 35°, дают ту же закономерность, отличающуюся только

тем, что для восстановления исходной картины образца, полученного при 15° , понадобилось 10—12 дней, а для образца, полученного при 35° ,—18—20 дней.

Обсуждение результатов

Исследуя рентгеновские снимки, полученные при комнатной температуре для образцов наирита, синтезированных при 0, 15, 35, 55, 75° , можно отметить следующее.

1. По мере повышения температуры полимеризации кристалличность наирита понижается. Это можно объяснить тем, что при повышении температуры полимеризации увеличивается разветвленность молекул [³, ⁴], затрудняется их ориентация и понижается кристалличность.

2. Повышение температуры полимеризации приводит к увеличению межплоскостных расстояний наирита (см. ниже), что вполне соответствует литературным данным. Действительно, как известно [⁵], для некоторых высокомолекулярных соединений установлено, что с повышением разветвленности возрастают размеры элементарных ячеек.

3. С повышением температуры полимеризации, наряду с понижением степени кристалличности, исчезают некоторые дифракционные линии, характеризующие кристаллическую фазу, что, вероятно, объясняется уменьшением размеров и совершенств кристаллических областей с повышением температур полимеризации. Так, например, от образцов, синтезированных при 0 и 5° , на дифракционных картинах получаются шесть различных линий (рис. 1,а), характеризующих кристаллическую фазу. На рентгенограммах образцов, синтезированных при 15 и 35° , отсутствует последняя линия, а линия 5 теряет часть своей интенсивности (рис. 2 и 1,б). На рентгенограммах образцов, синтезированных при 55 и 75° , отсутствуют последние линии, а первые три линии сливаются в одну из-за уменьшения размеров и понижения совершенств кристаллических областей.

Рентгенограммы, полученные при высоких температурах, показывают, что с повышением температуры полимеризации понижается температура плавления кристаллов. Это можно объяснить тем, что у образцов, синтезированных при высоких температурах, размеры кристаллических областей малы, и поэтому эти кристаллики плавятся при сравнительно низких температурах.

Исследования рентгенограмм, полученных от растянутых образцов, при комнатной температуре показывают, что: 1) с повышением температуры полимеризации возрастает минимальный предел растягивания, при котором начинает возни-

коть текстуррентгенограмма; 2) с повышением температуры полимеризации возрастает максимальный предел растягивания, при котором получается четкая текстуррентгенограмма. По-видимому, факты, приведенные в этих двух пунктах, можно объяснить увеличением разветвленности молекул с повышением температуры полимеризации.

Рентгенограммы растянутых образцов, полученных при высоких температурах, показывают, что когда растянутые образцы нагревают до температуры плавления (причем исчезают все линии, характеризующие кристаллическую фазу) и после этого понижают температуру до комнатной, у образцов, полученных полимеризацией при 0 и 5°, немедленно восстанавливаются прежние рентгенограммы нерастянутого состояния (рис. 1,а). У образцов, синтезированных при 15 и 35°, это восстановление происходит в течение 12—13 и 18—20 суток соответственно.

Это означает, что у образцов, полученных полимеризацией при высоких температурах, кристаллизация происходит гораздо медленнее, чем у образцов, синтезированных при более низких температурах.

Авторы выражают глубокую благодарность Н. Г. Карапетяну и И. С. Башнякову за проявление интереса к этой работе и любезное представление образцов наирита для исследований.

Выводы

1. Исследованы рентгенограммы, полученные при комнатной и повышенных температурах для образцов (нерастянутых и растянутых), синтезированных при 0, 15, 35, 55 и 75°.

2. По мере повышения температуры полимеризации понижаются кристалличность и температура плавления кристаллов наирита.

3. Повышение температуры полимеризации приводит к уменьшению размеров и степени совершенства кристаллических областей, а также к увеличению межплоскостных расстояний.

4. С повышением температуры полимеризации возрастают минимальные и максимальные пределы растягивания, при которых начинают возникать текстуррентгенограммы.

5. У образцов, синтезированных при высоких температурах, кристаллизация происходит гораздо медленнее, чем у образцов, полученных при более низких температурах.

6. С повышением температуры полимеризации увеличивается разветвленность молекулы.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н. М. Кочарян, Ю. А. Рапая, П. А. Безирганян, ДАН АрмССР, 41, 216, 1965. ² Ю. А. Рапая, Сб. статей Ереванского гос. ун-та, 1965, 2, 139. ³ С. В. Ванн, Polythene, Renfrow, London—New York, 1960. ⁴ R. B. Richards, J. Appl. Chem., 1, 170, 1951. ⁵ E. R. Walter, F. P. Reding, J. Polymer Sci., 21, 561, 1951.

СОДЕРЖАНИЕ

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ

Исследование азимутальной асимметрии космических лучей	7
Мягкая компонента космических лучей на высоте 3250 м	9
Поглощение мягкой компоненты в воде на высоте 3225 м	11
Измерение мягкой и жесткой компонент космических лучей непони- зационной камерой	15
О фотонах в космических лучах	21
Исследование спектра масс мезонов на высоте 1000 м над уровнем моря	26
К непонизационным потерям протонов больших энергий	33
Спектр импульсов протонов на высоте 1000 м над уровнем моря	39
Исследование состава космических лучей на высоте 1000 м над уровнем моря	43
Спектр импульсов протонов на высоте 3200 м над уровнем моря	59
Угловое распределение протонов	63
Восточно-западная асимметрия и угловое распределение протонов и мезонов	69
Расчет светосилы магнитного масс-спектрометра	75
Пробег поглощения нуклонов в свинце	84
Спектры рождения протонов в воздухе и свинце	88
Импульсный спектр μ -мезонов на высоте 3200 м над уровнем моря	94
Генерация мезонов и электронов в нижних слоях атмосферы	102
Протонная компонента космического излучения на высоте 3200 м над уровнем моря	107
Ядерные взаимодействия π -мезонов в меди	121
Спектры рождения π -мезонов и протонов в графите	126
Энергетический спектр протонов на высоте 3200 м над уровнем моря	136
Конструкция новых счетчиков типа Гейгера—Мюллера и изучение их свойств	142
Ядерные взаимодействия протонов больших энергий в меди	149
Ядерные взаимодействия π -мезонов и протонов в графите	153
Энергетический спектр π -мезонов на высоте 3200 м над уровнем моря	159
Ядерные взаимодействия π -мезонов больших энергий в свинце	163

Взаимодействие протонов с ядрами свинца в области энергий от 0,89 до 15 <i>Бэв</i>	167
Энергетические спектры и ядерные взаимодействия частиц космического излучения	171
Исследование работы пузырьковой камеры с бинарными смесями	192
Исследование работы пузырьковой камеры с разными бинарными смесями	196
Исследование чувствительности пузырьковой камеры в зависимости от нижнего давления	200
Поляризация μ^+ -мезонов космического излучения в области больших энергий	206

ФИЗИКА ПОЛИМЕРОВ

Исследование пьезоэффекта в полиметилметакрилате	213
Пьезоэлектрический эффект в поливинилхлориде	216
«Наведенный» пьезоэффект в некоторых полимерах	221
Пьезоэлектрический эффект в полимерах	225
Пироэлектрический эффект в поляризованном поливинилхлориде	231
Термоупругие свойства растянутого полиметилметакрилата	233
Исследование процесса деструкции и теплового старения полихлоропренового каучука (наирит)	238
Поглощение ультразвуковых волн в растворах полистирола в бензоле	243
Поглощение ультразвуковых волн в растворах полистирола	250
Влияние растворенного полимера на объемную вязкость растворителя	256
Изучение диэлектрических потерь, диэлектрической проницаемости и эффективного дипольного момента полидиметилвинилэтилнитрилкарбинола	263
Изучение некоторых диэлектрических свойств хлорированного политетра-хлоргексатриена	271
Дипольные моменты винилэтилнитрилкарбинолов	277
Исследование полидиметилвинилэтилнитрилкарбинола методом ядерного магнитного резонанса	282
Исследование полимергомологов диметилвинилэтилнитрилкарбинола	288
Кристалличность каучука наирит	295
Зависимость рентгеновской дифракционной картины от толщины образцов высокомолекулярных соединений	298
Зависимость структуры каучука наирит от температуры полимеризации	301

НОРАЙР МАРКАРОВИЧ КОЧАРЯН
КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ. ФИЗИКА ПОЛИМЕРОВ
Избранные труды

*Печатается по решению ученого совета
Института физических исследований
Академии наук Армянской ССР*

Отв. редактор *З. А. Киракосян*
Редактор издательства *С. М. Даниелян*
Обложка *Л. А. Садоян*
Технич. редактор *С. К. Закарян*
Корректор *В. Т. Симонян*

ВФ 04172

Заказ 177

Тираж 1000

Изд. 3251, РИСО 1232. Сдано в производство 28/IX 1970 г.,
подписано к печати 6/IV 1973 г., печ. л. 19,37+17 вкл.,
изд. 16,67 л. Бумага № 1, 60×90¹/₁₆. Цена 1 р. 90 к.

Типография Издательства АН Армянской ССР, г. Эчмнадзин

114

261