

Н. М. КОЧАРЯН

ПРОБЕГ ПОГЛОЩЕНИЯ НУКЛОНОВ В СВИНЦЕ

(Представлено академиком А. И. Алихановым 26 IV 1954)

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 эрст. 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 счетчика. 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 T диаметром 1 см. Непосредственно над магнитом была расположена коробка P , состоящая из двух пропорциональных счетчиков, над которой был расположен двухслойный ряд медных счетчиков B_1 диаметром 1 см и длиной 40 см. Число счетчиков в этом ряду было 23. Выше, на расстоянии 6 см от предыдущего ряда счетчиков, находился самый верхний ряд B_2 , 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 P_1 , P_2 , P_3 , P_4 , P_5 и P_6 . Первый из них — свинцовый поглотитель P_1 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 $0,28 \lambda_{Pb} + 1,23 \lambda_{Cu}$, где λ_{Pb} и

λ_{Cu} — пробеги, соответствующие геометрическим сечениям взаимодействия для свинца и меди, причем здесь предполагалось $\lambda_{Pb} = 160$ г/см² и $\lambda_{Cu} = 108$ г/см². Этому ионизационному пробегу соответствует импульс $P = 1,10$ Бэв/с.

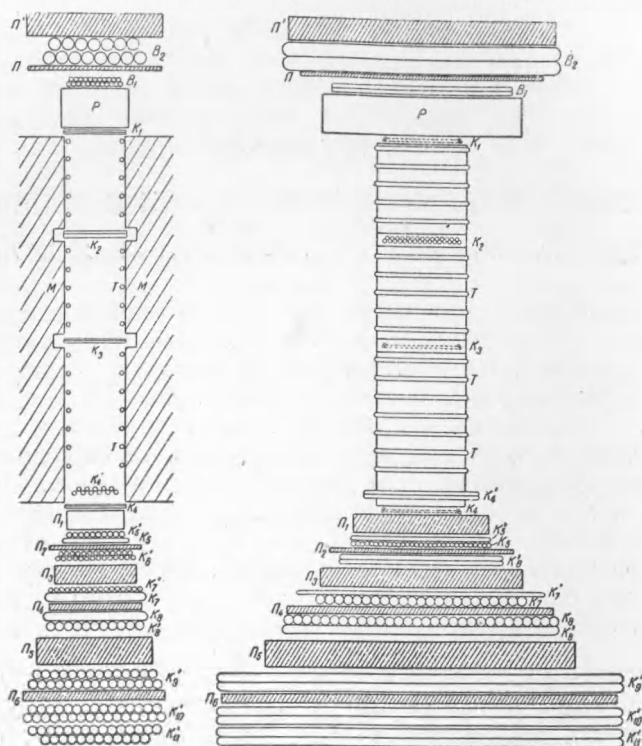


Рис. 1

Во второй серии измерений над магнитом находились два свинцовых поглотителя. Первый из них — Π — имел толщину 1 см и находился на расстоянии 17 см от верхнего края магнита, а второй — Π' — 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

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

где p — импульс частицы, измеренный в эв/с, $\beta = v/c$.

Для нашей установки $k = 3,5 \cdot 10^{-11} \left(\frac{\text{эв}}{c}\right)^{-1}$ 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 979 частиц с импульсами $p \geq 1,1$ Бэв/с. В первом варианте измерений в течение 523 час. было зарегистрировано 1800 частиц таких же импульсов. Вводя поправку на мертвое время установки, обусловленное срабатыванием ленто-протяженного 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 $p \geq 1$ 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 a для фотоэмульсии приблизительно такое, как и для меди, из работы ⁽⁵⁾ получаем: $a_{\text{возд}} = 0,5$, $a_{\text{рб}} = 1,44$.

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 $p \geq 1$ 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 и иной смысл. Так, в работах ^(6, 7) измерялся пробег поглощения N-компоненты космического излучения (в них изучались электронно-ядерные ливни, ионизационные 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 $\frac{1}{3}$ своей энергии на образование π -мезонов и протонов малых энергий. $\frac{2}{3}$ остающейся энергии уносит один нуклон. То, что в наших опытах пробег поглощения нуклонов в свинце оказался также равным 2 λ , 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 $\frac{2}{3}$ 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.

Физический институт
Академии наук Арм.ССР

Поступило
24 II 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. И. Алиханян, А. И. Алиханов, А. О. Вайсенберг, Докл. АН Арм. ССР, **5**, 129 (1946). ² И. М. Кочарян, Г. С. Саакяни др., ЖЭТФ, **23**, 532 (1952). ³ Р. Н. Fowler, Phil. Mag., **41**, 169 (1950). ⁴ А. И. Алиханян, Г. А. Марилян, ДАН, **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, M. B. Swift, Phil. Mag., **42**, 857 (1951). ⁸ Н. Л. Григоров, В. С. Мурзин, Изв. АН СССР, сер. физ., **17**, 21 (1952).