### 20.340.405 ООР ЭРУЛРОЗЛРОЗЛРОВРР ИЧИЛЬ ВРОВЦИРИ ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Зрајца-ишрыйша, аралаграсские XI, No 6, 1958 Физико-математические науки

ФИЗИКА

#### Г. В. Бадалян

# Генерация быстрых дейтронов в свинце и меди нуклонной компонентой космического излучения

В нашей предыдущей работе [1] подробно был рассмотрен вопрос о возможностях магнитного спектрометра—сочлененного с двумя камерами Вильсона для регистрации быстрых дейтронов, при этом указывалось, что наличие верхней камеры дает возможность с большой вероятностью отделить воздушные дейтроны от генерированных.

Наряду с воздушными дейтронами, рассмотренными в [1], нашей установкой зарегистрировано много дейтронов, локально генерированных в верхней камере ядерно-активной компонентой космического излучения. Кинетическая энергия генерированных дейтронов при этом равнялась 160—460 Мэв.

Всего зарегистрировано 104 таких дейтронов I сорта, (см. [1]) причем 68 из них образованы в свинце (всего 5 см), а 36 шт. — в меди (крышка — дно камеры = всего 2,4 см).

Как видно, число генерированных дейтронов даже превышает число воздушных (81) дейтронов.

Одновременно зафиксировано ~ 800 генерированных протонов, остановившихся в том же интервале пробегов. Таким образом, наблюденное число генерированных дейтронов составляет около 13% от наблюденного числа генерированных протонов.

Ради большей достоверности мы будем рассматривать дейтроны 1 сорта с массой в интервале 3000—5100 m<sub>e</sub>. Таких генерированных дейтронов 96 шт. На фотографиях В. К. (фиг. 1) можно ясно видеть интересующую нас частицу, выходящую из ядерного расщепления "звезды", вызванной нейтральной или заряженной ядерноактивной компонентой космического излучения. По тому, сколько видимых вторичных частиц выходит из пластины мы имеем 1-лучевые, 2лучевые и т. д. "звезды".

### Эффективность образования дейтронов нейтральной и заряженной компонентами космического излучения.

В табл. 1 приведены сводные данные всех генерированных дейтронов (фиг. 1), за исключением ~ 5 дейтронов, рожденных в крышке и, следовагельно, с неизвестными первичными частицами.

7 Известия АН, серия физ.-мат. наук. № 6

Г. В. Бадалян

Таблица 1

Тип первич-	Где наб- лю ена "звезла"	Тип "звезды"							
ной частниы		1-луч.	2 луч.	З-луч.	[4-луч.	5-луч.	[6-луч.]	>7-aya.	
1.00	Pb	7	2	3	1	-	2	2	
Заряженная	Cu	3	4	1	-	-	1-24	-	
	Pb+Cu	10	б	4	1	-	2	2	
	Pb	20	5	7	4	1	1	5	
Нейтраль-	Cu	10	5	3	2	3	-		
ная	Pb+Cu	30	10	10	6	4	1	5	

В первый столбец включены дейтроны, генерированные в однолучевых "явездах", при этом, если первичная частица нейтральная, на фотографии ясно виден одинокий дейтрон, выходящий из пластины (фиг. 1в): если же первичная частица заряженная, не всегда возможна однозначная интерпретация этого случая. Действительно, само название "звезда" уже говорит, что мы имеем дело с неупругим взаимодействием, а признаками неупругости в нашем случае должны служить: а) сравнительно малая плотность ионизации первичной частицы относительно вторичной н б) достаточно большой угол выхода вторичной частицы относительно первичной. Пользуясь этими крите-



Фиг. 1. Рождение дейтронов в веществе верхней камеры а) дейтрон выходит из звезды от нейтрона б) дейтрон выходит из звезды от протона

риями, можно в большинстве случаев отделить случаи неупругого взаимодействия с рождением дейтрона от случаев упругого рассеяния проходящих дейтронов кулоновским или ядерным полем, причем, если I критерий хорошо выполнялся, такие случаи сразу бра-





Фиг. 1. в) образование дейтрона в одночку от нейтрона г) образование дейтрона в одночку от протона

лись (фиг. 1 г). Однако, иногда, по ряду причин, связанных с режимом камеры, бывали сомнения в изменении ионизации, поэтому приходилось обращаться и к помощи II критерия.

Здесь возникает вопрос о выборе оптимальной нижней границы углов. При тех импульсах, которые имеют дейтроны в В. К. (в среднем ~  $11 \times 10^{8}$  эв/с), среднеквадратичный угол многократного кулоновского рассеяния в пластинах В. К. ~ 3°, а характеристический угол ядерного диффракционного рассеяния  $\frac{\lambda}{R} \sim 1,35^{\circ}$ . Согласно угловому

распределению диффракционного рассеяния, углы за несколько -

(т. е. >~ $5^{\circ}$ ) фактически отсутствуют. Далее, при совместном рассмотрении упругого диффракционного рассеяния и кулоновского рассеяния на конечном ядре оказывается [2], что общая интерференционная кривая углового распределения примерно сводится к распределению Мольера для кулоновского рассеяния на точечном ядре. Согласно этому распределению вероятность рассеяния на угол > 10° w = 0.002 и, при 5-кратном прохождении всех воздушных дейтронов через пластинки, ожидаемое число таких рассеяний получается меньше единицы. Таким образом, все случаи рассеяния > 10°, даже если нет явного выполнения критерия а), нужно считать как случаи однолучевых звезд. Имеется еще одно важное обстоятельство—дейтрон является очень слабосвязанной ядерной системой, следовательно, даже небольшие внешние импульсы, получаемые дейтроном при рассеяния, могут привести к развалу дейтрона, поэтому вероя<sup>®</sup>ность рассеяния на большие углы очень мала.





Число пучей звезды



Обратимся теперь к результатам, приведенным в табл. 1, а также на фиг. 2. Видно, что:

 а) число дейтронов, образованных в звездах от нейтральных первичных, преобладает над числом дейтронов, образованных от заряженных первичных.

Согласно таблице 1, в среднем отношение

$$\frac{N_{\text{meArp.}}}{N_{\text{зараж.}}} = \frac{66}{25} = 2,64 \pm 0,20;$$

б) частота образования дейтронов падает с увеличением числа лучей "звезды";

в) отношение <u>N<sub>авряж</sub></u> неодинаково в различных частях распре-<u>N<sub>авряж</sub></u>.

деления, оно велико при малых числах лучей и, по-видимому, медлению уменьшается с увеличением числа лучей в "звезде".

На фиг. З изображена зависимость отношения <u>Мистр.</u> от пробега образованных дейтронов. Как видно, это отношение велико при



Фиг. 3. Распределение генерированных дейтронов по пробегу.

малых энергиях и, повидимому, уменьшается при переходе к больним энергиям (пробегам).

## 2. Импульсный спектр рождения дейтронов

Представляло большой интерес построить, на основании наших данных, импульсный спектр рождения дейтронов. Как уже отмечалось выше, в нашей установке можем индентифицировать только ионизационным образом остановившиеся дейтроны, а так как суммарного вещества в обеих камерах Вильсона не много, интервал импульсов построенного спектра рождения, вообще говоря, будет небольшим. Для определения полного импульса генерированного дейтрона можно было измеренному в телескопе остаточному импульсу прибавить потерю импульса на пути в верхней камере. Однако, исходя из того, что импульсы, такие как дейтронные, фиксируются в нашей системе с большим разбросом, чем пробеги (так как имеем тоикие фильтры в камерах), предпочтительнее энергичность дейтрона оценить по полному пробегу от места зарождения до остановки, расчитать пробежный спектр, а потом только перейти к импульсному спектру. На фиг. З сплошной линией представлен пробежный спектр наблюдения дейтронов генерированных в веществе (полное) верхней камеры.

Для получения истинного спектра необходимо учитывать следующие факторы:

 а) поглощение потока первичных ядерно-активных частиц в В.К., вследствие чего вероятность образования дейтронов в разных пластинках будет неодинаковой;

б) неодинаковая эффективность регистрации дейтронов разных пробегов. Так например, в малоэнергичной области спектра будут регистрироваться только дейтроны, зарожденные в нижних пластинках В. К. Наоборот, в области больших энергий будут регистрироваться только дейтроны, образованные в верхних пластинках. В самом деле, пробег длиннопробежных дейтронов, образованных в нижних пластинах В. К., не будет укладываться в интервале r<sub>2</sub>-r<sub>7</sub> Н. К. Остановившиеся на дне дейтроны не рассматриваются, а прошедшие через ряд антисовпадений, просто, не регистрируются.

С наибольшей эффективностью будут регистрироваться дейтроны, приходящие на промежуточную область спектра;

в) ядерное ослабление потока образованных дейтронов, которое различно для дейтронов разных пробегов.

Для учета фактора а) примем пробег поглощения  $L \approx 250 \ r/cm^2$ . [3]. Тогда совместное рассмотрение 2 факторов а) и в) (см. приложение) приводит к изображенной на фиг. 4 кривой "эффективных толщин", показывающей, какая эффективная толщина вещества в В.К. ответствения за образование и регистрацию дейтронов с данным пробегом. Для получения спектра рождения в единичной толщине вещества нужно будет в каждом пробежном интервале наблюденное число частиц делить на соответствующую "эффективную толщину". Фактор в) аналогичен рассуждениям в [1] (§ 1). Принятый пробег взаимодействия дейтронов λ ~ 12см Рb (137 г/см<sup>2</sup>). Все данные, относящиеся к спектру, приведены в табл. 2 (также фиг. 3). Полный пробежный интервал 2-12 см Рb, соответствующий импульсный интервал 0,785-1,38 Бэв/с. В конечном итоге все частицы сгруппированы в четырех импульсных интервалах. Чтобы получить абсолютный дифференциальный спектр рождения в 1 г/см<sup>2</sup> вещества, число дейтронов в каждом интервале разделено на величину

$$A = \omega SxtW' \Delta p e^{-R\lambda} f,$$

где «-средний телесный угол установки: «=0,0284 стер.

S — площадь нижнего координатного ряда счетчиков: S = = 300 см<sup>2</sup>.

x - средняя поверхностная плотность 1 см вещества В. К.  $x \approx 11.8 \ \epsilon/c.m^2 \ Pb.$ 

t — время измерений:  $t = 3,53 \times 10^7$  сек.

W = - абсолютная вероятность регистрации (светосила), вклю-

## Таблица 2

				1067AAD 76AD FOR EXAMPLE AND SALES AND SALES			and the second second		1.4.4.5.4.9.9.9		Sector and the sector of the s
Nº TOWNH	Интервал про- бегов см Рb	Наблюленное число дейтро- нов	"Эффективная толшина" I (R) в сж	Эффективное чис- ло дейтронов рож- денных в 1 с.м вещества	Объединение интервалов	Ингервал им- пульсов Ар Бэв/с	Средний пробег <u>R</u> сж Рв	Средний импульс Бэв/с	Ведичина А. 10 <sup>7</sup>	Ордината дифферен. импульс. спектра 10 <sup>-7</sup> сек <sup>-1</sup> стер <sup>-1</sup> Г <sup>-1</sup> (Бэв/с) <sup>-1</sup>	Статистическая средне кеадратичная ошибка, вычисленная по закону распространения случ, ошибок $10^{-7} ce\kappa^{-1}\Gamma^{-1}$ $cmep^{-1}(Бэв/c)^{-1}$
1	2-3 3-4	14 17	0,957 1,72	14,6 9,9	24,5	0,785-0,965	3	0,875	3,58	6,88	1,31
2	$4-5 \\ 5-6$	20 12	2,56 3,32	7,8 3,6	11,4	0,965—1,10	5	1,032	2,27	5,05	0,91
3	$     \begin{array}{r}       6-7 \\       7-8 \\       8-9     \end{array} $	7 11 7	3,48 3,64 3,80	2,0 3,0 1,84	6,84	1,10-1,25	7,5	1,17	2,04	3,36	0,675
4	9—10 10—11 11—12	5 2 1	3,14 2,18 1,26	1,6 0,92 0,8	3,3	1,25-1,38	10,5	1,315	1,30	2,40	0,903

К вычислению дифференциального импульсного спектра рождения дейтронов. В спектре 96 частиц



Фиг, 4. Зависимость "Эффективных толщи ин\*отробега дейтрона.

чак-щая щельность координатных рядов счетчиков и эффективность последних [17]. В рассматриваемом случае она в среднем постоянна для всех дейтронов и равна W' = 0,50;

Δ*p* — интервал импульсов в Бэв/с.

exp (—  $\widetilde{R/\lambda}$ ) — ослабление потока дейтронов со средним пробегом  $\widetilde{R}$ из-за ядерных столкновений.

f-фактор эффективности, определяемый спецификой работы установки и критериями отбора:  $f={\rm E}\,(t)\cdot f_1\cdot f_2\cdot f_3;$ где

Б(t) - фактор времени блокировки; <math>Б(t) = 0.78.

 $f_1$  — фактор, учитывающий, что в ряде случаев из-за недоброкачественности кадра верхней камеры (туман, пустой кадр, наложение и т. п.) нельзя делать вывод о поведении частицы в верхней камере;  $f_1 = 0.885$ ;  $f_2$  — фактор, учитывающий что в ряде случаев генерированный дейтрон, останавливающийся в нижней камере, сопровождается в телескопе другими быстрыми частицами, рожденными в том же ядерном расщеплении, что и дейтрон. Такие случан установкой не регистрируются, если одна из сопровождающих частиц попадет в ряд счетчиков антисовпадений, регистрированные же случаи отбрасываются при первом же отборе как не поддающиеся обработке по импульсу. Вычисленное значение  $f_2 = 0.94$ .

 f<sub>3</sub> — фактор, характеризующий то, что из-за неудовлетворения критериям отбора по телескопу и нижней камере много генерирован-

104

ных дейтронов выпали из рассмотрения и не включены в спектр. Вычисленное значение  $f_3 = 0,22$ .

Подставляя все вычисленные коэффициенты в A, получим  $A = 2,56 \cdot 10^8 \Delta p \exp(-\bar{R}/\lambda)$ .

Дифференциальный импульсный спектр рождения дейтронов приведен на фиг. 5. Спектр при  $p \gtrsim 1 \ Бэв/c$  аппроксимируется степенной функцией вида

$$n\left(p\right)dp = ap^{-\tau}dp.\tag{1}$$

Расчет, проведенный методом наименьших квадратов, дает

$$a = (5,7 \pm 1,08) \ 10^{-7} \Gamma^{-1} ce\kappa^{-1} cmep^{-1} \left(\frac{B_{3\theta}}{c}\right)^{\tau-1}; \quad \tau = 3,14 \pm 0,44.$$

### Оценка поперечного сечения рождения дейтронов в веществе верхней камеры

Попробуем оценить дифференциальное (при  $\theta = 0^{\circ}$ ) поперечное сечение рождения дейтронов в рассматриваемом импульсном интервале 0,785—1,38 Бэв/с (энергетический интервал 160—460 Мэв). Формулу для сечения рождения можно представить в таком виде

$$\sigma(0) = \frac{\Delta n_d}{N_0} \frac{A}{N},\tag{2}$$

где  $n_d$  — число дейтронов, рожденных в 1 г вещества в 1 сек в пределах 1 стерад,  $N_0$  — вертикальный поток первичных генерирующих частиц (практически, протонов и нейтронов) с энергией  $E > E_0$  и A, N соответственно массовое и Авогадрово числа:  $A = 208; N = 6,03 \cdot 10^{23}$ .

*п<sub>d</sub>* получается из данных импульсного спектра рождения дейтронов (см. выше). Необходимо огметить, что среди зарегистрированных нами дейтронов присутствуют дейтроны, образованные первичними нуклонами, падающими на нашу установку под большими углами; однако, в силу резких угловых распределений первичных нуклонов и рожденных дейтронов вклад вышеупомянутых дейтронов незначителен.

Пороговая энергия E<sub>0</sub> первичного нуклона для прямого образовання "pick-up" дейтрона с энергией E<sub>d</sub> определяется на основании формулы, приведенной в работе [8]

$$E_d = -\frac{8}{9} E_0 \cos^2 \psi - 13M_{\theta\theta}. \tag{3}$$

где у — угол между направлениями падающего нуклона и образованного дейтрона,{

Принимаем  $\psi = 0$ . Тогда, например для  $E_d = 160$  Мэв, получим  $E_0 = 195$  Мэв,

Поток первичных протонов с  $E \gg E_0$  находим из воздушного спектра протонов, приведенном в [4].

Для определения потока нейтронов воспользуемся данными, полученными в работе [21]. В указанной работе, на основании воздушного спектра протонов [4] и энергетической зависимости отношения интенсивностей нейтронов и протонов в воздухе, воспроизведен нейтронный спектр. При  $E \gtrsim 0,2$  Бэв спектр имеет вид

$$N(E)dE = 6.4 \cdot 10^{-4} E^{-2.1} dE.$$
(4)

Так как мы имеем дело с дейтронами разных энергий (160—460 Мэв), то, соответственно, различными будут и пороговые значения энергий первичных генерирующих нуклонов. Поэтому для более точного вычисления искомого сечения рождения дейтронов вышеуказанного интервала энергий, мы разделили этот интервал спектра на отдельные части с соответствующими порогами  $E_0$ , вычислили парциальные сечения и далее, сложив все, получили суммарное искомое сечение.

$$\sigma(0^{\circ}) = \sum_{i} \frac{\Delta n_{di}A}{N_{0i} \cdot N} = (2,45 \pm 0,28) \, 10^{-26} \frac{c \, \varkappa^2}{cmep} = 24,5 \pm 2,8 \frac{ms}{cmep}$$

Дифференциальное сечение при среднем импульсе р ~ 1 Бэв/с будет

$$\frac{d\sigma(0^{\circ})}{dp} = (4,1\pm0,47)\,10^{-26} \frac{c\,M^2}{E_{3\theta/c,cmep}}$$

Представляет интерес сравнить сечения рождения дейтронов и протонов в том же энергетическом интервале 160—460 Мэв, тем более, что условия рождения и регистрации у тех и других почти одинаковы на нашей установке.

Согласно формуле (1) имеем

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_p} \simeq \frac{n_d}{n_p}$$
(5)

Из импульсного спектра рождения дейтронов  $n_d = (2,73 \pm 0.31)10^{-7}$ . Для определения  $n_p$  воспользуемся данными работы [21], согласно которой  $n_p = 2,19 \cdot 10^{-6}$ . Тогда

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_p} = 0,124 \pm 0,016.$$

### Обсуждение результатов

Можно попытаться понять полученные выше результаты, если обратиться к специфике механизмов образования дейтронов. Согласно существующим представлениям, при ядерных взаимодействиях первичных энергичных нуклонов с атомными ядрами, быстрые дейтроны могут образовываться благодаря прямому или не прямому "захватному" процессу ("*pick—up*") [6—9]. Образование быстрых дейтронов при испарении возбужденных ядер, при выбывании квазидейтронных групп или при ядерной реакции с вылетом *π*-мезона малосущественно [10—14].

Феноменологически, при реакции захвата, налетающий нуклон (при прямом "захвате") или рассеянный в ядре нуклон (при непрямом "захвате"-е) выбывают с поверхностного слоя ядра протон или нейтрон и, если импульсы первичной и вторичной частиц близки, они коррелируют друг с другом, образуя связаниую систему-дейтрон. Если ядро симметрично (число протонов и нейтронов равны), то при одинаковом распределении нейтронов и протонов по объему ядра (на это указывают последние эксперименты по рассеянию электронов и нейтронов на тяжелых ядрах), вероятности захвата ядерного нуклона с образованием дейтрона налетающими протонами и нейтронами при больших энергиях, будут одинаковы. Только в случае тяжелых ядер, где число нейтронов заметно преоблалает над числом протонов, повидимому, будет некоторое преимущественное образование дейтронов налетающими протонами. В частности, в нашем случае для вещества В. К. упрощенное рассмотрение дает:  $\frac{w_{\mu}}{w_{e}} = 1,23 \div 1,39[21].$ 

В свете этих рассуждений ясно, что полученный нами выше (§ 1) результат о преобладании числа дейтронов, генерированных от нейтральных, над числом дейтронов, генерированных от зяряженных первичных, единственным образом можно объяснить неодинаковой интенсивностью первичных протонов и нейтронов. Среди генерирующих частиц, ответственных за образование дейтронов, число нейтронов в среднем 2,64 · (1,23 ÷ 1,39) = 3.22 ÷ 3,64) раза превышало число протонов.

Однако, если бы наши дейтроны образовались на протяжении всего спектра (от  $E \gtrsim 200~M$ эв) первичных нуклонов одинаково, то величина (1,23÷1,39)  $\frac{N_{\rm нейтр.}}{N_{\rm звр.}}$  равнялась бы просто отношению интеральных ( $E > E_0$ ) интенсивностей нейтронов и протонов на данной высоте. Последнее отношение, выведенное но основании спектров первичных протонов и нейтронов (§ 3), равно 2,2, т. е. около полутора раза меньше, чем полученное нами выше значение 3,22÷3,64.

Эгот факт повидимому говорит о том, что дейтроны преимущественно рождзются в "звездах" от нуклонов небольших энергий, среди которых, как известно, поток первичных нейтронов больше чем поток протонов.

Приведенный на фиг. 5 вмпульсный спектр рождения при  $p \gtrsim 1 \ Бэв/с$  имеет  $\gamma_d = 3,14 \pm 0,44$ . Так как большинство дейтронов зарождено в явных "звездах, главным действующим процессом является непрямой "захват". Тогда, соглясно сказанному выше (см. также [22]) следовало ожидать, что дифференциальный спектр рождения должен быть круче, чем соответствующий спектр генерирующей





компоненты. При небольших энергиях E ≥ 200 Мэв импульсный спектр первичных нейтронов [21] имеет γ~3, а протонный спектр — меньше, но в образовании дейтронов вес нейтронов больше, и поэтому, даже если резкий спад нашего дейтронного спектра и существует, его достоверность, в пределах наших экспериментальных ошибок, невелика.

В работе [15] приведены полные дифференциальные энергетические распределения продуктов ядерных расщеплений в фотозмульсии. Полученный нами спектр дейтронов по виду совпадает, в интересующем энергетическом интервале, со спектром дейтронов и тритонов, приведенном в вышеуказанной работе. Это может быть указанием на то, что вид спектра рождения существенным образом

не зависит от вещества генератора. В работах [19-20] получены смешанные воздушно-генерационные спектры дейтронов, которые находятся в качественном согласии с нашим спектром.

Наконец, в предыдущей главе мы оценили поперечное сечение рождения дейтронов в свинце, в данном интервале энергии. В литературе, однако, имеется не много работ по определению сечения рождения быстрых дейтронов. Адлеем и Йорком [16] получено, что полное сечение образования дейтронов с энергией > 27 Мэв при бомбардировке ядер свинца нейтронами с энергией 90 Мэв составляет 75 ms.

Гесс и Мойер [8] определили дифференцияльные сечения рожления дейтронов с E > 50 Мэв под определеными углами при бомбардировке протонами и нейтронами с энергией 300 Мэв различные ядра, в том числе и свинец. Для последнего, в случае протонов получено  $\frac{d\sigma(26^\circ)}{d\Omega} = 13.9 \pm 2.86; \frac{d\sigma(40^\circ)}{d\Omega} = 18.0 \pm 2.14;$  в случае нейтронов:  $\frac{d\sigma(26^\circ)}{d\Omega} = 9.71 \pm 1.6; \frac{d\sigma(40^\circ)}{d\Omega} = 10.03 \pm 1.2;$  все цифры в  $\frac{ms}{cmepa\partial}$ .

Наблюденные нами дейтроны образовались от первичных нуклонов с E 200 Мэв. Очевидно, что полученное нами выше сечение  $\left( \pm (0^{\circ}) = 24,5 \ \frac{ms}{cmep} \right)$  при  $\theta = 0$  заметно больше, чем в вышеупомянутой работе, в согласии с представлением о резком угловом распределении генерированных дейтронов при больших энергиях.

В заключение выражаю глубокую благодарность проф. А. И. Алиханяну за постоянный интерес к работе, проф. Н. М. Кочаряну, М. Л. Тер-Микаэляну, Г. М. Гарибяну, И. И. Гольдману за обсужление результатов, а также А. Т. Дадаяну, В. М. Федорову, Б. Н-Дерягину, В. Г. Кириллов-Угрюмову, Г. И. Мерзону, А. П. Шмелевой — за участие в измерениях.

### Приложение

Как отмечалось на странице 8, в силу факторов а) и 6), у нас будет неодинаковая вероятность образования дейтронов в разных пластинах В. К., а также неодинаковая эффективность регистрации дейтронов разных пробегов.

Ниже мы увидим, что задача учета этих двух факторов сводится к вычислению некоторых "эффективных толщин" в В. К., ответствен, ных за образование и регистрацию дейтронов с данным пробегом-На фиг. 6 схематически показаны толщины вещества в В. К. — a и в Н. К. — b; c — есть "мертвая полоса" Н. К. от крышки до  $r_3$ , остановки в которой мы не берем. Таким образом, нас интересуют дейтроны, рожденные в пределах a и остановившиеся в пределах b. Легко видеть, что наблюденное число генерированных дейтронов с данным пробегом R, или, что одно и то же, число полезных размещений пробега R на нашей схеме (фиг. 6) будет пропорционально некоторой зависящей от R эффективной полосе l(R) в пределах a. Вид функции l(R) будет различный в разных интервалах изменения R. Если учитывать также поглощение потокл первичной генерирующей компоненты с пробегом поглощения L, то из не сложных рассуждений получим (фиг. 6);



,эффективных толшин".

109

Г. В. Бадалян

 $0 \leqslant R \leqslant c \quad l(R) = 0;$ 1)

2) 
$$c \leq R \leq b + c$$
  $l(R) = \int_{a+c-R}^{a} e^{-x/L} dx = L\left(e^{-\frac{a+c-L}{L}} - e^{-\frac{a+c-L}{L}}\right)$ 

3) 
$$b + c \le R \le a + c$$
  $l(R) = \int_{a+c-R}^{a+c+c-R} e^{-x/L} dx =$ 

$$L\left(e^{-\frac{a+c-R}{L}}-e^{-\frac{a+b+c-R}{L}}\right);$$

4) 
$$a + c \leqslant R \leqslant a + b + c$$
  $l(R) = \int_{0}^{a+b+c-R} e^{-x/L} dx =$ 

$$=L\left(1-e^{\frac{1-L}{L}}\right),$$

Так как в нашей установке a = 7.4 см, b = 4.2 см, c = 1.2 см, то, принимая  $L = 250 \ z/c.m^2$ , можно вычислить кривую изменения l(R). Эта зависимость показана на фиг. 4, стр. 10. Откуда видно, что наиболее эффективно регистрируются генерированные дейтроны средних пробегов.

Физический институт АН Армянской ССР

Поступило 13 VI 58

(3)

#### 1. q. Runmunufi

# ԱՐԱԳ ԴԵՅՏՐՈՆՆԵՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՆ ԿԱՊԱՐԻ ԵՎ ՊՂՆՉԻ ՄԵՋ. ԿՈՍՄԻԿԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅՔՆԵՐԻ ՆՈՒԿԼՈՆԱՅԻՆ ԿՈՍՊՈՆԵՆՏԻ ԿՈՂՄԻՑ

### LUPANANI

Landiadard physical by university mohumments of the 1 Shapangelad Abbanh depaged dapter quelto united Sudar mour alimpatitapp mounthing upper finit upper South pri Rounithunppily by 160-460 Mas tupphu milguy Sulms 96 glimphulip:

1. Snelg & mpdud, np uhimpauuhph handhy ahuhpuydud ahimpauuhph Apply 2,64 ± 0,62 whymu appendingered & upnantitupp handby aktingeng-Jud ghimpa Subph Ahilpi

2. Ymanigda t ghimmurbaph dadwa hagurumiha ugalump 0,785-1,38 598/c mppm fond i 8mg & mplud, np p 21 598/c yulu sh glugprior has a set of the set of th q. dp4.umbp(B3s)1-7 &npdacemande մասնիկ  $\times p^{-3.14\pm0.44} dp$ 

110

3. Գնահատվել է դեյտրոնների ծնման էֆեկտիվ կտրված քր։ Ստացվել է, որ մեր դիտարկված էներդետիկ ինտերվալում, դեյտրոնների ծնման էֆեկտիվ կտրված քր կազմում է  $(2,45 \pm 0,28)10^{-26}$ սմ<sup>\*</sup>/միջուկ ստերադ։

Հոդվածի վերջում արված է, գոլունվուն ունեցող ֆիզիկական պատկեթացունների հիման վրա, աշխատան քում ստացված արդյուն քների մանրամամն վերլուծունվունը։ Պարզված է, որ 1-ին կետում ստացված արդյուն չը բացատրվում է առաջնային նելարոնների հեղեղի գերակշռունվամբ պրոտոնների հեղեղի նկատմամբ։ 1-ին, 3-րդ և 3-րդ կետերում ստացված արդյուն քները համաձայնվում են այն պատկերացման հետ, որ սկղբնական նուկյոնի էներգիայի աճման հետ մեկտեղ վուքրանում է գելտրոնների ծնման հավանականունվունը։

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Бадалян Г. В. "Изв. АН Армянской ССР» (серия ФМЕТ наук) 11. 29, 1958
- 2. Арутюнян Ф. Р. ЖЭТФ 34, 800, 1958.
- 3. Киракосян З. А. Диссертация, Ереван, 1957.
- 4. Саакан Г. С. Киракосян З. А.: Алексанян А. С., ДАН Арм. ССР. т. 24, 97, 1957.
- 5. Conversi M. Martelli G. and Rothwell P. Nuovo cimento, 10 898-914, 1954.
- 6. Chew G. F. and Goldberger M. L. Phys rev. 77 470, 1950.
- 7. Heidman J. Phys rev 80 171, 1950.
- 8. Hess W. N. and Moyer B. J. Phys rev. 101 337, 1956.
- 9. Kikuchi K. Prog. theor. phys. 1 503, 1957.
- 10. Вильсон Дж. Физика космических лучей. т. 1 И.Л. Москва, 1954.
- Ажгирей Л. С., Взоров И. К., Зрелов В. П., Мещеряков М. Г., Неганов Б. С., Шабугин А. Ф. ЖЭТФ 33, 1185 1957.
- 12. Мещеряков М. Г., Неганов Б. С. н др., ДАН СССР, 100 673-676, 1955.
- 13. Мещеряков М. Г., Неганов В. С. ДАН СССР 100 677-679, 1955.
- 11. Джелепов В. П., Оганесян К. О. и др., ЖЭТФ 29 886-889, 1955.
- 15. Camerini U., Fowler P. H., Lock W. O., Muirhead H. Phil mag. 42 4133, 1950.
- 16. Hadley F. and York H. F. Phys rev. 80 345-354 1950.
- 17. Бадалян Г. В. Изв. АН Арм. ССР (серия ФМЕТ наук), т. Х. № 6, 1957.

18. Кочарян Н. М. Докторская диссертация, 1934. Москва.

19. Любимов В. А. Автореферат диссерт. Москва, 1956.

- 20. Айвазян М. Т. "Изв. АН Арм. ССР" (серня ФМЕТ наук), т. 9, 91, 1956.
- 21. Бадалян Г. В. Диссертация, Ереван, 1958.
- 22. Bransden B. H. Pros. Phys. Soc. 65, 738, 1952,