

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## РАССЕЯНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ НУКЛЕОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

*В. И. Гольданский, А. Л. Любимов и Б. В. Медведев*

### IV. ПОЛНЫЕ ЯДЕРНЫЕ СЕЧЕНИЯ ДЛЯ НЕЙТРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ \*)

Полные ядерные сечения для нейтронов высокой энергии состоят из сечений неупругих столкновений и сечений упругого (дифракционного) рассеяния.

При этом под упругим рассеянием, как и обычно, понимается такое взаимодействие нейтрона с ядром, когда энергия нейтрона распределяется между кинетической энергией рассеянного нейтрона и кинетической энергией ядра отдачи, как целого, причём внутреннее состояние ядра остаётся тем же, что до рассеяния.

Под неупругими столкновениями понимаются любые столкновения, приводящие к изменению природы или состояния соударяющихся частиц. Всякое взаимодействие между бомбардирующим нейтроном и каким-нибудь отдельным нуклеоном ядра мишени должно рассматриваться, следовательно, как неупругое столкновение нейтрона с ядром. Частными случаями неупругих столкновений являются, например, перезарядка на сложном ядре и квазисвободное рассеяние: бомбардирующий нуклеон — ядерный нуклеон.

Из теории следует<sup>2</sup>, что при таких энергиях нейтронов, когда длина нейтронной волны много меньше радиуса ядра ( $\lambda \ll R$ ), но пробег нейтронов в ядерном веществе тоже ещё заметно меньше радиуса ядра, сечения упругого рассеяния ( $\sigma_d$ ) и неупругих столкновений нейтронов с ядрами ( $\sigma_a$ ) одинаковы, и каждое из них равно геометрическому сечению ядра  $\pi R^2$ . Приведённые условия соответствуют интервалу энергии нейтронов примерно от 14 до 40 Мэв. В этой области энергий полные ядерные сечения должны, следовательно, равняться  $2\pi R^2$ .

\*) Начало см. УФН, т. 48, вып. 4, 1952 г. Там же см. литературный перечень за №№ 1—86.

При более высокой энергии должна уже сказываться «прозрачность» ядер — пробег нейтронов в ядерном веществе становится соизмеримым с радиусами даже тяжёлых ядер, и сечения упругого рассеяния и неупругих столкновений, а следовательно, и полные ядерные сечения, должны уменьшаться с ростом энергии.

Качественно на опыте наблюдалась именно такая зависимость, однако количественные предсказания теории оказались в сильном противоречии с опытами. Сопоставление экспериментальных и теоретических данных как для полного сечения, так и для составляющих сечений взаимодействия нейтронов высокой энергии с ядрами приводится ниже в разделе VII. Перейдём к рассмотрению методики и результатов опытов по измерению полных сечений.

Опыты по определению полных нейтронных сечений проводились в условиях так называемой «хорошей» геометрии, когда размеры рассеивателя превышали диаметр нейтронного (коллимированного) пучка, а детектор размещался по оси пучка весьма далеко от рассеивателя, так, что любое столкновение — упругое или неупругое — с ядрами рассеивателя выводило нейтрон из пучка, ибо даже при весьма малых углах рассеяния (до 20 минут в отдельных опытах) нейтроны уже не попадали при «хорошей» геометрии на детектор.

При таких условиях ослабление нейтронного пучка объясняется как неупругими столкновениями, так и упругим рассеянием, и происходит по закону  $e^{-n\sigma t}$ , где  $n$  (атомов/см<sup>3</sup>) — толщина рассеивателя.

В опытах по определению полных сечений выбор детектора нейтронов не столь сильно может влиять на результаты, как в условиях «плохой» геометрии (см. раздел VI), когда детектор должен обладать как можно более высоким порогом, чтобы не регистрировать относительно медленных вторичных нейтронов. Однако ввиду широкого энергетического распределения первичных нейтронов детекторы с различными порогом и разным видом функции возбуждения соответствуют разной средней эффективной энергии регистрируемых нейтронов, а это может отразиться на величине определяемых полных сечений.

Если спектр нейтронов имеет вид  $f(E)dE$ , эффективность детектора для нейтронов разных энергий равняется  $\sigma(E)$ , а порог детектора равняется  $E_1$ , то средняя эффективная энергия регистрируемых нейтронов равняется

$$\bar{E} = \frac{\int_{E_1}^{E_{\text{макс}}} E \sigma(E) f(E) dE}{\int_{E_1}^{E_{\text{макс}}} \sigma(E) f(E) dE}$$

Так, для нейтронов, образующихся при реакции срыва из дейтериевых с энергией 190 Мэв, средняя эффективная энергия при регистрации угле-

родным детектором равняется  $84 \text{ Мэв}^{91}$ , при регистрации по делению висмута —  $95 \text{ Мэв}^{97}$ , а по делению золота —  $100\text{—}105 \text{ Мэв}^{97}$ .

Для определения полных сечений в большинстве случаев находятся три соотношения скорости счёта или активностей детектора (расположенного вдали за рассеивателем по оси пучка) и монитора (расположенного перед рассеивателем или в стороне от оси пучка) — в отсутствии рассеивателя ( $r_0$ ), при наличии рассеивателя длиной  $l \text{ см}$  ( $r$ ) и при замене рассеивателя очень толстым поглотителем, практически нацело поглощающим нейтроны (фоновое соотношение  $r_{\text{ф}}$ ).

Пробег нейтронов в веществе рассеивателя  $\lambda = \frac{1}{N\sigma_t}$  (где  $N$  атомов/ $\text{см}^3$  — плотность рассеивателя) определяется из соотношения

$$e^{-\frac{l}{\lambda}} = \frac{r - r_{\text{ф}}}{r_0 - r_{\text{ф}}}.$$

Таким образом, были определены полные ядерные сечения для ряда элементов непосредственно, а для других элементов — через сопоставление пробегов в различных веществах, содержащих эти элементы (для смеси  $\lambda = \frac{1}{\sum N_i \sigma_i}$ ). Так, например, непосредственно определялось полное сечение для углерода, далее из опытов с парафином ( $\text{CH}_2$ )<sub>n</sub> было получено сечение для водорода, из опытов с водой — для кислорода, с меламином ( $\text{C}_3\text{H}_6\text{N}_6$ ) — для азота, с тяжёлой водой — для дейтерия.

Основные опыты по определению полных ядерных сечений для нейтронов высоких энергий сводятся к следующим:

1. Энергия нейтронов  $42 \text{ Мэв}$ , детектор — углерод, получены данные для 33 элементов<sup>90</sup>.
2. Энергия нейтронов  $84 \text{ Мэв}$ , детектор — углерод; данные для 15 элементов<sup>91</sup>.
3. Энергия нейтронов  $95 \text{ Мэв}$ , детектор — камеры деления висмута; данные для 12 элементов<sup>97</sup>.
4. Энергия нейтронов  $156 \text{ Мэв}$ , детектор — телескоп из трёх пропорциональных счётчиков протонов отдачи с фильтром, задававшим порог регистрации; данные для 10 элементов<sup>92</sup>.
5. Энергия нейтронов  $280 \text{ Мэв}$ , детектор — телескоп пропорциональных счётчиков протонов отдачи, с фильтром, задававшим порог регистрации; данные для 12 элементов<sup>18</sup>.

В качестве примера постановки опытов остановимся на определении сечений при энергии нейтронов  $280 \text{ Мэв}^{18}$ . Пучок нейтронов дважды коллимировался — первый раз трубой диаметром  $1,27 \text{ см}$ , вложенной в бетонный куб толщиной  $214 \text{ см}$ , и второй раз — трубой с сечением  $6,6 \times 3,5 \text{ см}$  в бетонной стене толщиной  $306 \text{ см}$ . Ось пучка определялась с помощью фотоплёнки — по засвечиванию. Площадь пучка за вторым коллиматором равнялась  $23,2 \text{ см}^2$ , образцы рассеивателей были изготовлены в виде цилиндрических блоков диаметром  $7,6 \text{ см}$  ( $S = 45,5 \text{ см}^2$ , т. е. вдвое больше площади пучка). Монитором пучка служил счётчик с  $\text{BF}_3$ , помещённый в бетонной стене вблизи второго коллиматора. Детектором пучка был телескоп из двух антраценовых счётчиков, регистрировавших протоны, выбитые из парафиновой мишени под углом  $15^\circ$  к направлению пучка нейтронов. Между двумя счётчиками находился

медный фильтр толщиной в 5 см, задерживавший протоны, выбиваемые под заданным углом в  $15^\circ$  нейтронами с энергией менее 250 Мэв.

Расстояние от рассеивателя до парафиновой мишени равнялось 214—275 см, и всякое отклонение на угол более  $40'$  выводило нейтроны из пучка (в других опытах<sup>22</sup> расстояние до парафиновой мишени было увеличено до 920 см, что уменьшило предельный угол до 20 минут). При указанных геометрических условиях скорость счёта детектора в отсутствии рассеивателя была 800 импульсов/сек. для первого счётчика, 150 импульсов/сек. для второго и 3 импульса/сек. для совпадений двух счётчиков. Фон случайных совпадений не превышал 0,06 импульса/сек., т. е. 2% от основного эффекта (разрешающее время установки  $\tau = 2,5 \cdot 10^{-7}$  сек.).

Поскольку в расчёты сечений входит ряд разностей (как в определение пробегов из величин  $r$ ,  $r_0$  и  $r_{\text{ф}}$ , так и при пересчётах пробегов нейтронов в смесях на сечения отдельных ядер), основные опыты проводились таким образом, чтобы суммарные статистические ошибки были достаточно малы. Точность в определении полных сечений возрастает от лёгких ядер к тяжёлым — с увеличением абсолютной величины сечений и составляет в большинстве реферируемых работ от 1,5—2,5% до 4—6% (для водорода и дейтерия).

Сводка всех данных о полных ядерных сечениях для нейтронов высокой энергии приводится в таблице VII и частично иллюстрируется рис. 34, а также рис. 24 в разделе III (для водорода и дейтерия). В таблице VII приведены также данные о полных сечениях для нейтронов с энергией 14 и 25 Мэв<sup>87, 88</sup>. При этих энергиях следует считать, что  $\sigma_t = 2\pi R^2$ , а исходя из этого, можно было определить радиусы ядер, хорошо описываемые соотношением  $R = (1,3 + 1,37 A^{1/3}) 10^{-13}$  см. Именно такие значения радиусов использованы в таблице VII при определении «геометрического» сечения ядер, равного  $\pi R^2$ . В таблице даны, кроме того, вычисленные по геометрическому сечению ( $\pi R^2$ ) пробеги нейтронов в разных элементах (в г/см<sup>2</sup>).

При энергиях больше 40 Мэв для лёгких ядер и больше 70—90 Мэв для тяжёлых ядер начинают сказываться эффекты «прозрачности» ядер, и полные сечения довольно быстро убывают с ростом энергии до 150—200 Мэв. Однако и в этом интервале энергий убывание сечений более медленное, чем по закону  $\sigma \sim \frac{1}{E}$ . При энергиях свыше 160—200 Мэв для самых тяжёлых ядер сечения ещё убывают, хотя и совсем мало (для свинца в интервале от 240 до 406 Мэв уменьшение полного сечения составляет около 7%), для лёгких же ядер сечения практически остаются постоянными.

Этот факт противоречит всем имевшимся теоретическим предсказаниям и представляет немалый интерес. Постоянство полных сечений сложных ядер в области энергий более 200 Мэв является, несомненно, следствием энергетической зависимости сечений пр- и рр-рассеяния, о которой говорилось в предыдущем разделе.

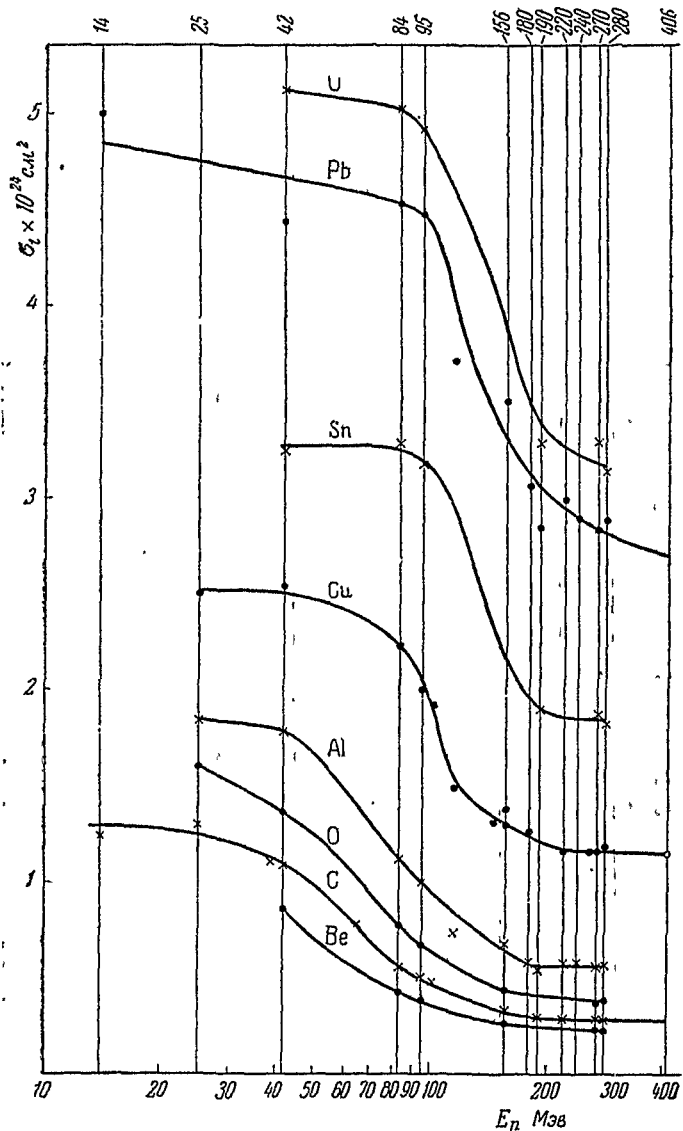


Рис. 34. Зависимость полных эффективных сечений различных ядер от энергии нейтронов.

## Полные эффективные ядерные сечения для нейтронов

Ядро	$2\pi R^2$	$\lambda_{\text{геом}}$ в $\frac{1}{\text{см}^2}$	Энергия ней								
			14 [87, 88*]	25 [87, 88]	39 [89]	42 [90]	64,5 [89]	84 [91]	95 [37]	97 [89]	100— —105 [37]
H*			0,77	0,39	0,223	0,203	0,125	0,083	0,073	0,074	
D*			0,80			0,289		0,117	0,104		
Li	0,965	24				0,684		0,314			
Be	1,08					0,853		0,431	0,396		
B	1,18		1,16			0,985					
C	1,24	32	1,24	1,29	1,100	1,089	0,784	0,550	0,498	0,508	0,48
N*	1,33					1,220			0,570		
O*	1,42			1,60		1,358		0,765	0,663		
F*	1,61					1,603					
Na*	1,69					1,67					
Mg*	1,75		1,8			1,723					
Al	1,84	49		1,85		1,782		1,12	0,993		
S*	2,01					1,974					
Cl*	2,12			1,88		2,11			1,28		
Ca	2,25					2,21					
Fe	2,67					2,441					
Ni	2,75					2,510					
Cu	2,85	74		2,50		2,540		2,22	2,00		1,92
Zn	2,92					2,618					
Br*	3,25					2,93					
Sr*	3,43					2,99					
Mo	3,60					3,11					
Ag	3,83			3,70		3,229					
Sn	4,04	98				3,251		3,28	3,18		
J*	4,22					3,51					
Ba*	4,41					3,57					
Ta	5,14					4,20					
W	5,19					4,31					
Hg	5,44		5,64	5,25		4,51					
Pb	5,56	125	5,0			4,44		4,53	4,48		
Bi	5,60		5,2			4,58					
Th	5,92					5,03					
U	6,02	130				5,12		5,03	4,92		

\*) Цифры в скобках обозначают литературные ссылки.

\*) Цифры в скобках обозначают литературные ссылки.

Т а б л и ц а VII

высоких энергий (в  $10^{-24}$  см<sup>2</sup>)

тронов в Мэв

110— 120 [24]	145 [24]	156 [89, 90]	160 [24]	180 [24]	190 [24]	220 [24]	240 [24]	260 [20]	270 [22]	280 [12]	406 [50]
		0,0464 0,0707	0,0512			0,041		0,035	0,038 0,057	0,033 0,049 0,164	
		0,258							0,229	0,225	
		0,330			0,291	0,285			0,288	0,279	0,288
		0,430							0,372	0,380	
0,733		0,677		0,575	0,540	0,576	0,576		0,555	0,566	
		1,238									
1,49	1,31	1,30		1,25	1,15	1,15	1,15		1,145	1,19	1,14
					1,90				1,87	1,83	
		2,476							2,61		
3,71		3,499		3,03	2,85	2,99	2,88		2,84	2,80 2,89	2,69
					3,28				3,29	3,14	

В заключение рассмотрения экспериментальных данных о полных сечениях надо отметить определённую сомнительность данных американской работы <sup>24</sup>, посвящённой определению полных сечений при энергиях между 90 и 270 Мэв, связанную с недостаточной достоверностью определения средней эффективной энергии нейтронов. В работе <sup>24</sup> нейтроны получались при бомбардировке бериллиевой мишени протонами с энергией от 180 до 310 Мэв. Авторы считают, что во всём указанном интервале энергий протонов «сброс» при перезарядке составляет 70 Мэв, так что пик спектра нейтронов располагается от 110 до 240 Мэв. Между тем прямые исследования спектров нейтронов, рассмотренные в разделе I, показали, что при  $E_p = 170$  Мэв «сброс» равен около 20 Мэв, а при  $E_p = 245$  Мэв он составляет около 30 Мэв и лишь при  $E_p = 340$  Мэв «сброс» достигает 70 Мэв. Поэтому приводимые в <sup>24</sup> значения энергии нейтронов должны быть, видимо, увеличены на 20—40 Мэв, что улучшает согласие между данными <sup>24</sup> и <sup>32</sup>, уменьшает довольно сильный разброс точек на кривых рис. 34 для Al, Cu и Pb и несколько сглаживает слишком резкое падение сечений этих ядер от 90 до 156 Мэв.

Указанные возможные неточности не опровергают, однако, той характерной зависимости полных ядерных сечений от энергии, о которой говорилось выше.

Отметим, что при больших энергиях нейтронов, как это видно, например, из данных таблицы VII для 280 Мэв, полные сечения лёгких ядер (примерно до кислорода) весьма близки к аддитивным сечениям взаимодействия нейтрон — дейтерон и нейтрон — нейтрон (принимая в качестве последнего сечение pp-взаимодействия из таблицы VI). Так для ядра  $\text{Be}^9$   $\sigma_{\text{эксп}} = 0,225 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>, а  $4\sigma_{\text{nd}} + \sigma_{\text{nn}} = 0,220 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>; для ядра  $\text{O}^{16}$   $\sigma_{\text{эксп}} = 0,380 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>, а  $8\sigma_{\text{nd}} = 0,392 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>. Для более тяжёлых ядер эта аддитивность нарушается тем сильнее, чем тяжелее ядро, например для урана аддитивное значение сечения на 80% выше экспериментального. Поскольку, как это будет видно из раздела VII, сечения неупругих столкновений при высоких энергиях (~280 Мэв) составляют для всех ядер примерно равную долю от полных сечений, сказанное относится и к сечениям неупругих столкновений. Наличие аддитивности сечений для лёгких ядер свидетельствует в пользу рассмотрения столкновений нуклеонов с такими ядрами, как суммы столкновений нуклон — нуклон.

## V. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НУКЛЕОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Под упругим рассеянием понимается, как уже упоминалось выше, взаимодействие между нуклеоном высокой энергии и ядром в целом, без изменения внутренних свойств ядра.

При высоких энергиях, когда длина волны бомбардирующего нуклона  $\lambda \ll R$  ( $R$  — радиус ядра) и в то же время радиус ядра



близок по величине к пробегу нуклеонов в ядерном веществе, упругое рассеяние может рассматриваться как диффракция от полупрозрачного экрана, имеющего размеры и форму ядра. Тогда параметрами, определяющими угловое распределение упруго рассеянных частиц и сечение упругого рассеяния, должны являться коэффициент поглощения и коэффициент преломления волны нуклеона в ядре, т. е. в конечном счёте радиус ядра, глубина ядерной потенциальной ямы и элементарные сечения взаимодействия свободных нуклеонов.

Диффракционное угловое распределение должно характеризоваться сильной направленностью вперёд, угол первого диффракционного минимума равен нескольким  $\frac{\lambda}{R}$ , а при условии  $\lambda \ll R$  может наблюдаться несколько диффракционных максимумов.

При упругом рассеянии на малый угол  $\theta$  энергия рассеянной ядром (с массой  $M$ ) частицы (с массой  $m$  и начальной энергией  $E_0$ ) приближённо равняется  $E_\theta = E_0 - E_0 \frac{m^2 \sin^2 \theta}{(m + M)^2}$ , а средняя потеря энергии при упругом рассеянии весьма мала, и даже для таких лёгких ядер, как углерод, не превышает 3—5%. Поэтому упруго рассеянные частицы желательно регистрировать детектором, обладающим как можно более высоким порогом, чтобы отсеять частицы, идущие под тем же углом после неупругих столкновений и обладающие поэтому меньшей энергией.

На опыте определялись дифференциальные угловые сечения упругого рассеяния нейтронов с энергией 84 Мэв ядрами углерода<sup>87</sup>, алюминия, меди и свинца<sup>93</sup>. В качестве рассеивателей применялись шарики из указанных материалов диаметром 2,5—3,8 см, размещавшиеся в коллимированном нейтронном пучке. Поток рассеянных этими шариками нейтронов измерялся под углами от 2,5° до 40° для C<sup>37</sup> и до 24° для Al, Cu и Pb<sup>93</sup>. Упругое рассеяние на углероде измерялось с помощью камеры деления висмута, а рассеяние на Al, Cu и Pb — с помощью углеродных детекторов. Интенсивность первичного пучка определялась с помощью тех же детекторов, перемещённых в положение рассеивателей. Фон, измерявшийся в отсутствие рассеивателей, оказался ничтожно малым. Опыты показали, что наблюдается резкая направленность рассеянных нейтронов вперёд.

Для проверки данных, полученных с относительно низкороговыми (~20 Мэв) углеродными детекторами, в<sup>93</sup> были выполнены также опыты с другим детектором — телескопом совпадений из трёх пропорциональных счётчиков, регистрировавших протоны отдачи от нейтронов с энергией не менее 60 Мэв. Как видно из рис. 35, где приведены кривые углового распределения упруго рассеянных ядер Al, Cu и Pb нейтронов, изменение порога детектора от 20 до 60 Мэв в данном случае не изменило полученных результатов.

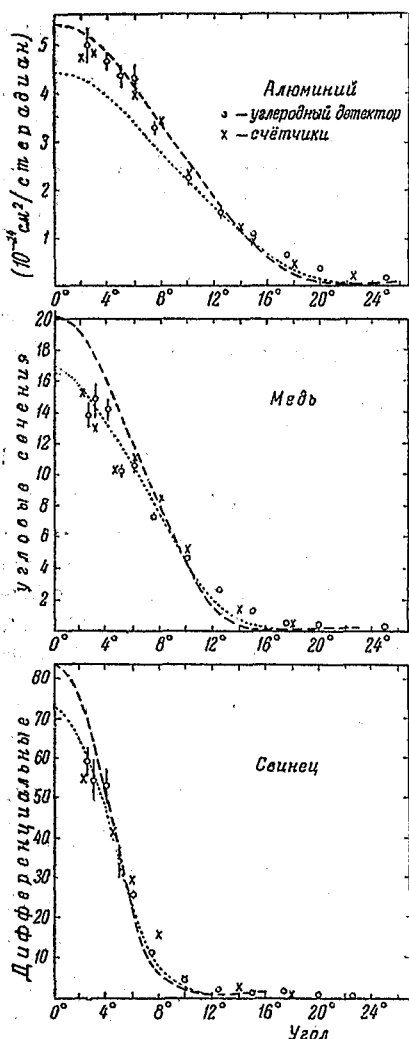


Рис. 35. Дифракционное рассеяние нейтронов с энергией 84 Мэв на алюминии, меди и свинце. Крупный пунктир соответствует расчёту по интегральным сечениям упругого рассеяния, полученным интегрированием дифференциальных сечений. Мелкий пунктир соответствует расчёту по интегральным сечениям упругого рассеяния, полученным из разности полных сечений и сечений неупругих столкновений.

Результаты опытов<sup>93</sup> сравнивались с теоретическим угловым распределением упруго рассеянных нейтронов, полученным из формул дифракции на непрозрачных и полупрозрачных<sup>94</sup> экранах. Лучшее согласие с опытом — особенно при малых углах — получилось для расчётов дифракции на непрозрачных экранах. На рис. 35 представлены экспериментальные данные из<sup>93</sup> и расчётные кривые для дифракции на непрозрачных экранах. Два вида кривых рис. 35 (крупный и мелкий пунктир) получены при различных значениях интегральных сечений упругого рассеяния, выбранных для нормировки.

При больших углах расчёт для дифракции от полупрозрачных экранов также неплохо согласовывался с опытом.

Отметим наличие — в соответствии с теорией — второго дифракционного максимума для свинца при угле 18°.

Интегральные сечения упругого рассеяния  $\sigma_d$  определялись в<sup>93</sup> и<sup>37</sup> двояким образом: интегрированием дифференциальных сечений и сопоставлением одновременных измерений ослабления пучка в хорошей и в плохой геометрии (см. раздел VI) — по разности полных сечений и сечений неупругих столкновений. Оба метода дали близкие результаты, а именно (в  $10^{-24}$  см<sup>2</sup>):

по интегрированию дифференциальных угловых сечений:

$$\text{Al: } 0,71 \pm 0,04,$$

$$\text{Cu: } 1,37 \pm 0,07,$$

$$\text{Pb: } 2,79 \pm 0,14;$$

по сопоставлению данных хорошей и плохой геометрии:

$$C: 0,275^{37}, \quad Al: 0,65 \pm 0,04^{93},$$

$$Cu: 1,32 \pm 0,03^{93}, \quad Pb: 2,64 \pm 0,08^{93}.$$

Если ввести в значения  $\sigma_d$ , полученные интегрированием дифференциальных угловых сечений, поправку, учитывающую возможность регистрации части неупруго рассеянных на малые углы нейтронов, обладающих достаточно высокой энергией, то получаются нижние пределы значений  $\sigma_d$ , ибо учёт дифракционного рассеяния на большие углы, не исследовавшиеся на опыте, может лишь увеличить сечение упругого рассеяния. Авторы<sup>93</sup> вводили поправку на быстрые нейтроны неупругого происхождения на основании данных об образовании быстрых протонов при взаимодействии нейтронов с энергией 90 Мэв с ядрами C, Cu и Pb<sup>95</sup>, считая, что число быстрых вторичных протонов и нейтронов одинаково. С учётом этой поправки величины интегральных сечений упругого рассеяния  $\sigma_d$  (в  $10^{-24}$  см<sup>2</sup>) равны:

$$Al: 0,64, \quad Cu: 1,24 \text{ и } Pb: 2,62.$$

При более высоких энергиях подробных исследований упругого рассеяния нейтронов не ставило сь. Однако были выполнены опыты по упругому рассеянию протонов с энергией 340 Мэв ядрами углерода, меди и свинца<sup>96</sup>. Опыты проводились на выведенном пучке протонов, причём рассеянные протоны регистрировались телескопом совпадений из трёх счётчиков сцинтилляций, расположенным в 120 см от рассеивателя. Фильтр в телескопе подбирался так, чтобы регистрировать протоны, рассеянные ядрами Cu и Pb с энергией не менее 330 Мэв, а ядрами C — не менее 315 Мэв. Фон случайных совпадений был чрезвычайно мал — особенно благодаря высокой разрешающей способности схемы совпадений ( $2 \cdot 10^{-8}$  сек.).

На рис. 36—38 даны кривые углового распределения упруго рассеянных ядрами C, Cu и Pb протонов. Для углерода картина углового распределения не имеет ещё ярко выраженного дифракционного вида; для меди уже появляется

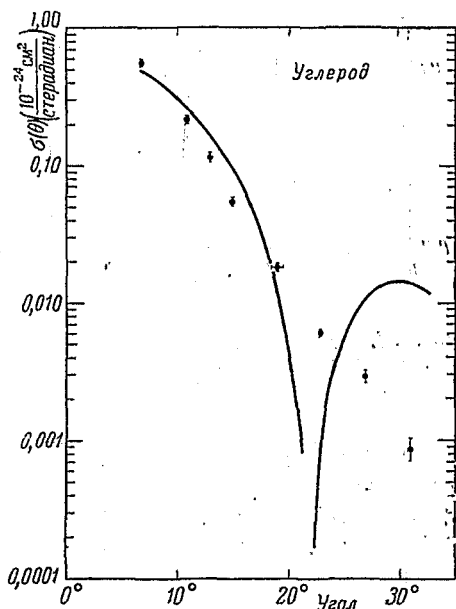


Рис. 36. Дифракционное рассеяние протонов с энергией 340 Мэв на углероде (теория и опыт).

ярко выраженного дифракционного вида; для меди уже появляется

второй дифракционный максимум при  $\sim 13^\circ$ , а для свинца — второй и третий максимумы при  $9^\circ$  и  $15^\circ$ .

Кривые, нанесённые на рис. 36—38 на основании теоретических соображений<sup>94</sup>, довольно плохо согласуются с опытом, равно как и все предсказания, сделанные на основании теоретической работы<sup>94</sup> относительно сечений при энергиях порядка 150—300 Мэв.

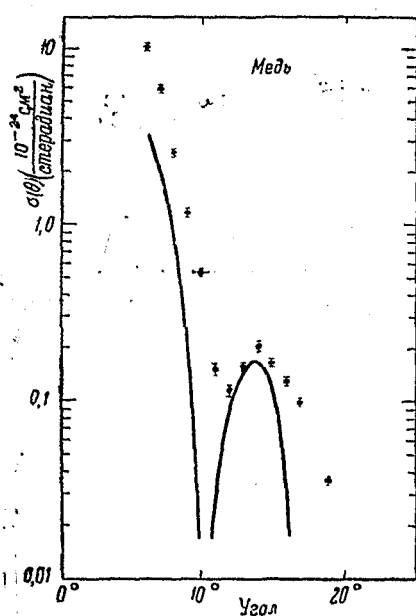


Рис. 37. Дифракционное рассеяние протонов с энергией 340 Мэв на меди (теория — опыт).

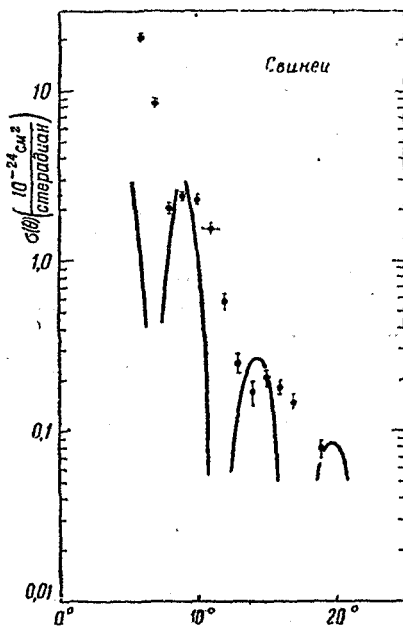


Рис. 38. Дифракционное рассеяние протонов с энергией 340 Мэв на свинце (теория и опыт).

В более поздней работе тех же авторов<sup>91</sup> приведены значения интегральных сечений упругого рассеяния, равные для С —  $0,098 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ , для Си —  $0,515 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$  и для Рб —  $0,934 \times 10^{-24} \text{ см}^2$ . Разность между полными сечениями и интегральными сечениями упругого рассеяния даёт верхние предельные значения для сечений неупругих столкновений: для С —  $0,190 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ , для Си —  $0,62 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ , для Рб —  $1,76 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$  (из полных сечений, приведённых для 280 и 406 Мэв в табл. VII).

Как будет видно из дальнейшего, весьма важно ограничить значения сечений неупругих столкновений каким-то верхним пределом, ибо методы определения этих сечений оставляют место сомнения в том, не являются ли полученные величины заниженными.

В связи с этим возникает вопрос о том, можно ли с уверенностью считать диффракционные сечения ядер для нейтронов и протонов одинаковыми. Так как при использовавшихся энергиях кулоновское рассеяние существенно только для самых малых углов, а ядерное взаимодействие нейтрона и протона с ядрами одинаково (исходя из зарядной симметрии ядерных сил, см. раздел IIIб), то, казалось бы, что следует ожидать равенства сечений. Однако следует заметить, что кулоновское взаимодействие может повлиять на сечение упругого рассеяния «обходным путём». Если исходить из формулы (23) для определения показателя преломления нейтронной волны в ядре (см. раздел VII, стр. 26), то наличие дополнительного кулоновского взаимодействия в  $pp$ -рассеянии по сравнению с  $p$ -рассеянием может существенно изменить показатель преломления, а следовательно, и величину упругого сечения в сторону его увеличения. Поэтому использование сечения упругого рассеяния протонов в качестве оценки снизу для сечений упругого рассеяния нейтронов можно считать лишь приближённым.

## VI. НЕУПРУГИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Первый акт неупругого столкновения нейтронов высокой энергии с ядрами может рассматриваться как взаимодействие двух свободных нуклеонов — бомбардирующего и ядерного, обладающих определёнными значениями энергии и импульса, сумма которых распределяется между обоими нуклеонами. Простейшим примером такого взаимодействия является случай, когда оба нуклона покидают ядро без новых столкновений — так называемое квазисвободное рассеяние нуклеон — нуклеон. В общем случае, однако, один или оба нуклона, участвовавших в первичном столкновении, могут сталкиваться затем с другими ядерными нуклеонами, передавая им часть энергии и импульса. При этом то или иное число нуклонов может быть выбито из ядра за время порядка ядерного времени  $10^{-22} - 10^{-21}$  сек.

После потери частиц ядро остаётся в возбуждённом состоянии, и может произойти дополнительное испускание частиц кипящим ядром по механизму испарения, уже за гораздо большее время. Очевидно, что энергетическое и угловое распределение вторичных частиц, возникающих в результате неупругих столкновений нейтронов высокой энергии с ядрами, должно существенно различаться для выбиваемых и испаряемых частиц.

Первые должны характеризоваться более высокой энергией и преимущественной направленностью вперёд, вторые — меньшей энергией и изотропией по углам в системе центра тяжести. Именно в таком духе трактуются процессы неупругих столкновений в теоретических работах, которые будут рассмотрены далее, в разделе VII.

и камер, измерявших суммарную ионизацию (беспороговый детектор)<sup>98</sup>. В типовых опытах радиус передней цилиндрической стенки поглотителя равнялся 20 — 30 см, что обеспечивало условие равномерного освещения нейтронами<sup>37, 22</sup>.

Угловой раствор конуса поглотителя составлял  $\pm 45^\circ$ <sup>37</sup> или  $\pm 21$  и  $27^\circ$ <sup>98</sup>, что превышает, как это видно из раздела 5, углы упругого рассеяния. Толщина поглотителя в типовых опытах не превышала полтора-двух пробегов по неупругим столкновениям (20 — 30 см).

Лишь в отдельных случаях для проверки логарифмического закона  $\ln \frac{I_0}{I} = \frac{L}{\lambda_a}$  применялись большие толщины поглотителей — до 3,5 пробега  $\lambda_a$  в свинце в опытах при 270 Мэв<sup>22</sup>. При этом линейность логарифмического соотношения хорошо выполнялась во всём интервале толщин поглотителя.

Для опытов с углеродными и висмутовыми детекторами при 84 и 95 Мэв соотношение  $\sigma_t = \sigma_a + \sigma_d$  хорошо выполнялось и подтвердило, таким образом, правильность определения сечений неупругих столкновений. Иные результаты получились в опытах с беспороговыми детекторами-камерами, регистрировавшими суммарную ионизацию<sup>98</sup> под действием вторичных частиц, образующихся при неупругих столкновениях нейтронов с энергией 84 Мэв.

При тонких слоях поглотителя в этом случае наблюдались переходные эффекты, которые, видимо, и привели к совершенно неверным результатам в определении сечений неупругих столкновений для тяжёлых ядер. Так, для свинца определённое в<sup>93</sup> значение  $\sigma_a$  составляло всего 40 % от полученного в<sup>37, 93</sup> и согласующегося со значениями  $\sigma_t$  и  $\sigma_d$ . Используемые в<sup>98</sup> толщины поглотителей были явно недостаточными, особенно при наличии переходных эффектов — ослабление пучка нейтронов в меди и алюминии достигалось не более, чем в 2 раза, а в парафине — всего на 30%. Относительно хорошее согласие с данными других опытов получилось только для углерода.

Сводка данных по определению сечений неупругих столкновений приводится в таблице VIII.

Помимо упомянутых выше измерений, в таблицу включены данные о неупругих столкновениях нейтронов с энергией 100 — 105 Мэв<sup>37</sup> (детектор — камера деления золота), а также приводившиеся в литературе<sup>99</sup> сведения об относительных сечениях неупругих столкновений нейтронов с энергией 90 и 280 Мэв с ядрами бериллия, меди и тантала.

Из таблицы VIII видно, что сечения неупругих столкновений при самой высокой из исследованных энергий (270 Мэв) для лёгких и тяжёлых ядер составляют около половины полного сечения. Величины  $\sigma_a$  относительно слабо меняются в пределах от 90 до 270 Мэв, особенно для тяжёлых ядер. Таким образом, энергетическая зави-

Т а б л и ц а V I I I

Соотношение сечений неупругих столкновений и полных сечений

Ядро	Энергия нейтронов в Мэв				
	84 [93] <sup>*)</sup>	90 [99] относит.	95 [37]	270 [22]	280 [99] относит.
Be		1			1
C			$0,45 \pm 0,015$	$0,505 \pm 0,02$	
Al	0,43		$0,42 \pm 0,015$		
Cu	0,396	4,3	$0,39 \pm 0,005$	$0,50 \pm 0,02$	5
Ta		8,7			11
Pb	0,41		$0,40 \pm 0,01$	$0,51 \pm 0,01$ $0,49 \pm 0,02$	

<sup>\*)</sup> Цифры в квадратных скобках обозначают литературные ссылки.

Абсолютные величины сечений неупругих столкновений  
(в  $10^{-24}$  см<sup>2</sup>) и пробегов  $\lambda_a$  (г/см<sup>2</sup>)

Ядро	Энергия нейтронов в Мэв									
	84	90	95	270	280	84	90	95	270	280
	Сечения $\sigma_a$					Пробеги $\lambda_a$ (г/см <sup>2</sup> )				
Be	—	(0,205)	—	—	(0,114)	—	73	—	—	131
C	—	—	0,224	0,144	—	—	—	89	138	—
Al	0,48	—	0,416	—	—	94	—	108	—	—
Cu	0,88	(0,88)	0,78	0,572	(0,572)	123	(123)	137	187	(187)
Ta	—	(1,78)	—	1,42	(1,26)	—	168	—	—	238
Pb	1,86	—	1,79	—	—	185	—	193	243	—

симость  $\sigma_a$  близка к аналогичным зависимостям для  $\sigma_t$  и для сечений взаимодействия элементарных частиц. Интересно отметить, что пробеги  $\lambda_a$  при энергии 270 — 280 Мэв достигают значений, характерных для поглощения компонент космического излучения, генерирующих ядерные расщепления малой и большой энергии. Для поглощения компоненты космического излучения, генерирующей ядерные расщепления большой энергии (ливни), убедительными опытами советских авторов показано, что пробеги поглощения превышают пробеги между ядерными столкновениями, ибо поглощение частиц релятивистских энергий не является одноактным (см. раздел VII).

В связи с этим существенный интерес представляет вопрос о том, являются ли значения  $\sigma_a$ , получаемые в методе «плохой

геометрии», истинными или они занижены за счёт регистрации вторичных частиц. В опытах при 84 и 95 Мэв доказательство истинности  $\sigma_a$  содержится в независимом определении  $\sigma_i$  и  $\sigma_d$ . При энергии 270 Мэв опытов по определению дифракционных сечений для нейтронов не проводилось. К тому же, если при энергии 95 Мэв, близкой к порогу деления висмута, с достаточной уверенностью можно было считать, что вторичные частицы либо вовсе не регистрируются по делению висмута, либо регистрируются со значительно меньшей эффективностью, то такая точка зрения уже неприменима при энергии 270 Мэв. В пользу истинности измеренных значений  $\sigma_a$  говорит факт сохранения линейности соотношения  $\ln I = f(L)$  в широком интервале толщин поглотителя — до  $3,5 \lambda_a$ , т. е. факт отсутствия переходного эффекта. Но при близости значений  $\sigma_a$  для первичных и вторичных частиц этот довод не является подтверждением применимости метода «плохой геометрии» к определению  $\sigma_a$ .

Весьма важными являются поэтому рассмотренные в разделе V измерения интегральных сечений упругого рассеяния протонов с энергией 340 Мэв, исходя из которых максимальные величины  $\sigma_a$  при 270 Мэв оцениваются: для С —  $0,190 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>, для Си —  $0,62 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup> и для Рb —  $1,76 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>.

Малое искажение сечений неупругих столкновений, определяемых методом «плохой геометрии» при регистрации нейтронов камерой деления висмута при энергии 270 Мэв связано, видимо, со следующими основными причинами:

1) Внутрядерное импульсное распределение нуклеонов приводит к весьма широкому угловому распределению выбиваемых частиц. Поэтому вторичные нейтроны, даже обладая достаточной для регистрации детектором энергией, зачастую вылетают под столь большими углами, что уже не попадают на детектор. Роль импульсного распределения была очевидной уже при описании углового распределения нейтронов перезарядки (раздел I). Угловое же распределение вторичных нейтронов высокой энергии при неупругих столкновениях должно быть ещё шире, ибо пп-рассеяние, подобно pp-рассеянию, приводит, видимо, к более изотропному (в с. ц. т.) угловому распределению, чем пр-рассеяние. Дополнительное уменьшение эффективности регистрации вторичных нейтронов высокой энергии связано с тем, что, даже будучи направлены на детектор после вылета под большими углами, они проходят большие толщины поглотителя и сильнее поглощаются в результате новых неупругих столкновений.

2) Среди вторичных частиц при увеличении энергии начинают играть большую роль заряженные частицы, для которых ионизационные пробеги ещё значительно меньше ядерных. Так, для протонов с энергией 250 Мэв ионизационный пробег равен  $48$  г/см<sup>2</sup> алюминия<sup>100</sup>. Таким образом, даже обратная перезарядка нейтрон — про-



тон, не говоря уже о других процессах образования заряженных частиц, соответствует выбиванию нейтрона из пучка.

Наиболее подробно исследовались вторичные заряженные частицы, выбиваемые нейтронами со средней энергией 90 Мэв из ядер углерода, меди, свинца <sup>95</sup>.

С помощью телескопа совпадений, расположенного в магнитном поле, по  $H\alpha$  и удельной ионизации различались вид (p, d, t) и энергия этих частиц. Было определено полное сечение выбивания, спектр и угловое распределение для протонов с энергией более 20 Мэв, дейтронов с энергией более 27 Мэв и тритонов более 33 Мэв (последнее — только для ядер углерода).

В таблице IX приводятся данные работы <sup>95</sup>.

Таблица IX

Сечения образования вторичных заряженных частиц (в  $10^{-27}$  см<sup>2</sup>)

Ядро	Частицы	Углы			
		0—25°	25—45°	45—180°	Все углы
C	Сумма . . . . .	48	39	(30)	(117)
	{ p > 20 Мэв . . . . .	35	31	(24)	(90)
	{ p > 35 » . . . . .	24	19	(9)	(52)
	{ d > 27 » . . . . .	12	8	(6)	(26)
Cu	Сумма . . . . .	88	82	(123)	(293)
	{ p > 20 Мэв . . . . .	70	68	(103)	(241)
	{ d > 27 » . . . . .	18	14	(20)	(52)
	Сумма . . . . .	123	153	(223)	(499)
Pb	{ p > 20 Мэв . . . . .	100	132	(192)	(424)
	{ d > 27 Мэв . . . . .	23	21	(31)	(75)
	Сумма . . . . .				

Данные в скобках получены экстраполяцией на большие углы по ходу углового распределения. Сечение образования протонов с энергией более 35 Мэв авторы <sup>95</sup> рассматривают как сечение перезарядки  $n \rightarrow p$ .

В результате получается, что на одно неупругое столкновение в ядре углерода образуется 0,53 быстрых вторичных заряженных частиц (0,41 p и 0,12 d), в ядре меди — 0,38 (0,31 p и 0,067 d) и в ядре свинца — 0,28 (0,24 p и 0,042 d). Поскольку средняя энергия вторичных заряженных частиц, конечно, ниже средней энергии исходных нейтронов, ясно, что доля энергии нейтронов, передаваемая заряженным частицам, гораздо меньше, чем 53% для C, 38% для Cu и 28% для Pb. На рис. 39 приводятся спектры частиц, выбиваемых из ядер углерода под разными углами.

С повышением энергии нейтронов доля энергии, передаваемая заряженным частицам, сильно возрастает. Согласно данным работы <sup>101</sup>, в которой с помощью толстослойных фотоэмульсий исследовалось образование звёзд нейтронами высокой энергии, эта доля для ней-

тронов с энергией около 310 Мэв (от перезарядки протонов с энергией 385 Мэв) составляет около 50%.

Таким образом, прямые опыты подтверждают, что значительная (особенно при больших энергиях) часть энергии нейтронов при неупругих столкновениях затрачивается на образование вторичных заряженных частиц. Это подтверждает правильность одного из приведённых выше объяснений применимости метода «плохой геометрии» для определения  $\sigma_a$ .

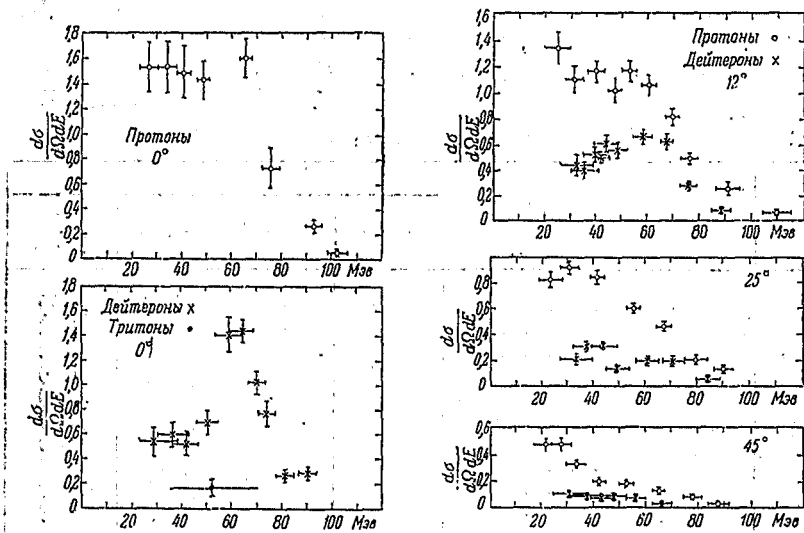


Рис. 39. Спектры вторичных заряженных частиц, выбиваемых нейтронами с энергией около 90 Мэв из ядер углерода под различными углами.

Другое объяснение сводилось к относительно широкому угловому распределению вторичных нейтронов высокой энергии. Прямых опытных данных, подтверждающих это положение, нет. Однако исходя из предположения о равенстве pp- и np-взаимодействия, мы можем рассмотреть данные о вторичных быстрых протонах, выбиваемых из ядер протонами высокой энергии.

По данным опытов с толстослойными фотоэмульсиями  $^{102}$ ,  $^{107}$  в звёздах, образованных протонами с энергией 350–400 Мэв, наблюдается в среднем по 0,4 луча с энергией  $> 100$  Мэв и по 0,35 луча с энергией 300–100 Мэв. Средний угол направления этих лучей близок к  $30^\circ$ .

При исследовании спектра протонов, выбиваемых из ядер Al под углами  $45^\circ$ – $60^\circ$  к первичному пучку протонов с энергией 250 Мэв  $^{103}$ , было найдено, что этот спектр (при учёте распределения ядерных нуклеонов по импульсам) соответствует простым столкновениям протон — протон. Для более тяжёлых ядер (Si, Pb) картина оказалась более сложной, ибо вероятны многократные столкновения.

Спектры протонов, рассеянных ядрами дейтерия и углерода под углами  $30-40^\circ$  (при начальной энергии  $340 \text{ Мэв}$ ), при сопоставлении с простым  $pp$ -рассеянием дали хорошее согласие с теоретическим расчётом, основанным на представлении о столкновении свободных нуклеонов при учёте распределения ядерных нуклеонов по импульсам<sup>104</sup>.

Подробно было изучено распределение по энергиям протонов, выбиваемых из ядер углерода под углом  $90^\circ$  под действием протонов с энергией  $240 \text{ Мэв}$ <sup>105</sup>.

Методом толстослойных фотоэмульсий исследовались протоны с энергиями от 60 до  $190 \text{ Мэв}$ .

В таблице X приводятся дифференциальные сечения испускания таких протонов.

Т а б л и ц а X

$E_p \text{ Мэв}$	$\frac{d^2\sigma}{dE \cdot d\Omega} \times 10^{20}$ $\frac{\text{см}^2}{\text{Мэв} \cdot \text{стерадиан}}$	$E_p \text{ Мэв}$	$\frac{d^2\sigma}{dE \cdot d\Omega} \times 10^{20}$ $\frac{\text{см}^2}{\text{Мэв} \cdot \text{стерадиан}}$
61,2	$4,69 \pm 0,36$	132,1	$0,81 \pm 0,10$
73,1	$4,89 \pm 0,36$	143,8	$0,59 \pm 0,07$
83,6	$3,17 \pm 0,25$	155,7	$0,52 \pm 0,06$
93,5	$2,17 \pm 0,16$	167,5	$0,54 \pm 0,07$
103,1	$2,01 \pm 0,19$	173,8	$0,51 \pm 0,07$
113,8	$1,45 \pm 0,12$	191,8	$0,50 \pm 0,08$

Интегрирование в указанных пределах по энергиям даёт величину  $2,2 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерадиан}$ , а всего, в предположении изотропии рассеяния, — около  $28 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ , что составляет около 20% от сечения неупругих столкновений нейтронов с энергией  $270 \text{ Мэв}$  с ядрами углерода. Эта цифра, полученная из грубой оценки, не может, конечно, дать истинного числа вторичных быстрых протонов, направленных преимущественно вперёд (чего мы здесь не учитывали), но она убедительно свидетельствует о достаточно широком угловом распределении вторичных быстрых протонов при бомбардировке ядер протонами и, следовательно, вторичных быстрых нейтронов при бомбардировке ядер нейтронами.

Таким образом, оправдывается и другое объяснение применимости метода «плохой геометрии» для определения сечений неупругих столкновений нейтронов в рассмотренном интервале энергий.

В заключение настоящего раздела отметим, что недавно появилась работа<sup>106</sup>, данные которой противоречат вышеприведённым.

В этой работе определялись сечения неупругих столкновений протонов с энергией  $240 \text{ Мэв}$  с ядрами, входящими в состав эмульсии Илфорд G-5. На общей просмотренной длине треков в  $9907 \text{ см}$  наблюдалось 198 звёзд, 10 «исчезновений» протонов (перезарядка без появления других вторичных частиц, кроме нейтронов), 124 рассеяния на углы больше  $4^\circ$  и 5 актов  $pp$ -рассеяния. После введения поправок на кулоновское и упругое рассеяние длина пути в эмульсии, соответствующая неупругим столкновениям, была найдена равной  $36,1 (-2,6 - 2,1) \text{ см}$ . Рассчитав по теоретической формуле<sup>24</sup> соотношение  $\frac{\sigma_a}{\pi R^2}$  (где  $R$  было положено равным  $1,37 A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ см}$ ) для лёгких (C, N, O) и тяжёлых (Ag, Br) компо-

нент эмульсии, автор <sup>106</sup> получил следующие значения (в  $10^{-24}$  см<sup>2</sup>) сечений неупругих столкновений протонов с энергией 240 Мэв с разными ядрами: Ag —  $1,18 \pm 0,08$ , Br —  $0,97 \pm 0,07$ , O —  $0,25 \pm 0,03$ , N —  $0,23 \pm 0,03$ , C —  $0,21 \pm 0,03$ . Эти величины составляют 65—72% от полных сечений ядер для нейтронов с такой энергией (см. рис. 34) вместо 50%, полученных по методу плохой геометрии.

Данные работы <sup>106</sup> противоречат не только опытам с нейтронами в условиях плохой геометрии, но и другим опытам с фотоэмульсиями. Так по <sup>106</sup> пробег звёздообразования для протонов при 240 Мэв получается равным 50 см, между тем как в предыдущей работе того же автора <sup>108</sup> приводилось значение 82 см, в точности согласующееся с результатом исследования другого автора <sup>109</sup>, в котором определялись пробеги звёздообразования в широком интервале энергии протонов от 100 до 350 Мэв (в этом интервале пробеги меняются от 170 до 70 см). Кроме того, вызывает сомнение точность расчётов, выполненных в <sup>106</sup> для разделения эффекта по разным ядрам и сопровождавшихся использованием теоретической формулы из <sup>94</sup>, весьма плохо согласующейся с опытом при энергии 240 Мэв.

Поэтому следует считать, что данные опытов с нейтронами в условиях плохой геометрии более достоверны, чем результаты <sup>106</sup>. Тем не менее, уточнение данных о неупругих сечениях взаимодействия нуклеонов с энергиями порядка сотен Мэв с ядрами представляет несомненный интерес, в частности для сопоставления с данными о поглощении разных компонент космического излучения (см. раздел VIII).

## VII. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НУКЛЕОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ С ЯДРАМИ (ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ)

Особенности ядерных реакций при высоких энергиях связаны с представлениями, хотя, может быть, и более простыми, но совершенно отличными от используемых при «малых» (меньших нескольких десятков Мэв) энергиях. Время соударения падающей частицы с одним из нуклеонов ядра много меньше времени между соударениями частиц в ядре. Поэтому первые стадии процесса взаимодействия падающей частицы высокой энергии с ядром можно рассматривать как индивидуальные соударения с отдельными нуклеонами ядра. Длина волны де-Броглия нуклеонов высокой энергии много меньше размеров даже лёгких ядер. Поэтому проникновение такого нуклеона в ядро можно описывать квазиклассически, говорить о том, в какую часть ядра попал нуклеон, где он рассеялся, куда пошел после рассеяния и т. д. Волновые свойства нуклеона надо учитывать только для таких «тонких» процессов, как, например, дифракция нуклеонной волны на ядре, причём тут естественно допустить, что ядро является для падающего нуклеона макроскопическим телом, свойства которого можно описывать такими «макроскопическими» величинами, как коэффициент поглощения и показатель преломления.

Этим сразу намечаются два направления исследования: а) вычисление упругих и полных сечений ядер, требующее учёта волновых свойств падающих нуклеонов, в ходе которого ограничиваются констатацией взаимодействия нуклеона с ядром без рассмотрения

их дальнейшей судьбы и б) подробное исследование судьбы попавшего в ядро нуклеона и возникающих при соударениях нуклеонов отдачи (пока энергия последних не станет достаточно малой), которое производится в полном пренебрежении волновыми свойствами с помощью методов, обычных для расчёта диффузии в макроскопических телах. Такое разделение не является, конечно, слишком строгим, и исследования в обеих областях взаимно проникают друг в друга.

Начнём с изложения первой группы исследований. Если плоская волна, волновой вектор которой в вакууме равен  $k$  (для частицы  $k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$ ), проходит слой толщины  $s$  вещества, характеризующегося коэффициентом поглощения  $K$  и показателем преломления  $n$ , то её амплитуда умножается на (комплексный) множитель  $a(s) = \exp \left\{ -\frac{1}{2} K + ik(n-1) \right\} s$ . Если обращённая к пучку площадь слоя равна  $df$ , то его вклад в упругое сечение составит:

$$d\sigma_d = df |1 - a|^2, \quad (15)$$

а в неупругое:

$$d\sigma_u = df (1 - |a|^2). \quad (16)$$

Полные сечения получаютс я отсюда интегрированием по всему поставленному на пути волны препятствию:

$$\sigma_d = \int df |1 - a(s)|^2; \quad \sigma_u = \int df (1 - |a(s)|^2). \quad (17)$$

При этом неупругим считается любой процесс, при котором падающий нуклеон взаимодействует с одним из нуклеонов ядра, а упругий процесс представляет собой дифракцию нуклеона на препятствии.

Если препятствием служит ядро радиуса  $R$ , то  $df = 2\pi r dr$ ,  $s = 2\sqrt{R^2 - r^2}$ , и интегрирование в (17) выполняется от 0 до  $R$ . Получаем<sup>94</sup>:

$$\sigma_d = \pi R^2 \left\{ 1 - \frac{1 - (1 + 2KR)e^{-2KR}}{2K^2R^2} \right\} \quad (18)$$

и

$$\begin{aligned} \sigma_d = \pi R^3 \left[ 1 - \frac{1 - (1 + 2KR)e^{-2KR}}{2K^2R^3} - \frac{1}{\left(\frac{K^3}{4} + k_1^2\right)^2 R^2} \times \right. \\ \times \left\{ \left(\frac{K^2}{4} - k_1^2\right) + e^{-KR} \left[ 2k_1R \left(\frac{K^3}{4} + k_1^2\right) + k_1K \right] \sin 2k_1R - \right. \\ \left. \left. - e^{-KR} \left[ \left(\frac{K^2}{4} - k_1^2\right) + KR \left(\frac{K^3}{4} + k_1^2\right) \right] \cos 2k_1R \right] \right\} \right], \quad (19) \end{aligned}$$

где  $k_1 = k(n-1)$ . Совершенно аналогично получается<sup>94</sup> и формула для углового распределения упруго рассеянных нуклеонов:

$$\left. \begin{aligned} d\sigma_a(\vartheta) &= |f(\vartheta)|^2 d\Omega; \\ f(\vartheta) &= k \int_0^R (1-a) J_0(k\rho \sin \vartheta) \rho d\rho, \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

в которой вычисление интеграла не приводит к простым результатам. Приведённые выше формулы получены в приближении, аналогичном тому, которое обычно используется при решении оптических дифракционных задач. Проведённый для случая рассеяния 90 Мэв нейтронов на Al точный численный расчёт показал, что это приближение может приводить к ошибкам  $\sim 10-20\%$ , которые вряд ли превышают ошибки квазимакроскопического рассмотрения.

Коэффициент поглощения  $K$  определяется при классическом рассмотрении движения нуклона в однородной среде из «ядерного вещества»:

$$K = \rho \frac{Z\sigma'_{np} + (A-Z)\sigma'_{nn}}{A}, \quad (21)$$

где  $\rho = \frac{3A}{4\pi R^3}$  — плотность нуклеонов в ядерной материи. Сечения рассеяния нуклон — ядерный нуклон ( $\sigma'_{np}$  и  $\sigma'_{nn}$ ) уменьшаются (при 90 Мэв на 15—30%) по сравнению с сечениями рассеяния свободных нуклеонов ( $\sigma_{np}$  и  $\sigma_{nn}$ ) из-за влияния принципа Паули, ограничивающего возможные состояния после рассеяния. Значение этого эффекта должно падать по мере роста энергии.

Для нахождения показателя преломления  $n$  в<sup>94</sup> использовалась модель ядра в виде ферми-газа заключённого в потенциальную яму глубиной  $V = E_f + 8$  Мэв — сумма энергии ферми-сферы и энергии связи. В этом предположении для  $n$  было получено значение

$$n = \sqrt{1 + \frac{V}{E}} \quad (22)$$

( $E$  — энергия падающего нуклона).

Нужно подчеркнуть, что содержащееся в такой процедуре отождествление усреднённых потенциалов, действующих на связанный в ядре нуклон и на падающий нуклон высокой энергии, является далеко идущим предположением, справедливость которого непосредственно не очевидна. Это побудило некоторых авторов<sup>93</sup> отказаться от её использования и рассматривать  $V$  как некоторый феноменологический параметр, которым можно распорядиться для достижения согласия с опытом. Недавно было предложено выражение<sup>114</sup>

$$n = 1 + \frac{\pi}{k^2} \frac{\rho}{A} (Zf_{np}(0) + (A-Z)f_{nn}(0)), \quad (23)$$

непосредственно связывающее  $n$  с амплитудами пр-пп-рассеяния вперёд ( $f_{\text{пр}}(0)$  и  $f_{\text{пп}}(0)$ ), которое представляет несомненный интерес.

Авторы<sup>94</sup> могли воспользоваться только одной серией измерений ядерных сечений для нейтронов с энергией  $84 \text{ Мэв}$ <sup>91</sup>, поэтому они окончательно остановились на таких значениях  $K = 2,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-1}$ ;  $k_1 = 3,3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-1}$ ;  $R = 1,37 \cdot 10^{-13} \text{ А}^{1/2} \text{ см}^{10}$ , входящих в (18) и (19) констант, которые приводили к прямой пропорциональности между  $R$  и  $\text{А}^{1/2}$ . Избранные величины разумно согласовались со значениями потенциала в ядре и коэффициента поглощения, оцениваемыми из других соображений.

Дальнейшие серии измерений при близких энергиях нейтронов<sup>93, 37</sup> потребовали несколько уменьшить  $n$  и увеличить  $K$ , однако новые значения всё ещё соответствовали их первоначальному физическому смыслу. Действительной проверкой, развитой в<sup>94</sup> теории послужили опыты при больших энергиях. В соответствии с физическим смыслом теории потенциал  $V$  вообще не должен был зависеть от энергии, а зависимость  $K$  от энергии должна была бы определяться энергетическим ходом пр- и пп-сечений.

Опыты, проведённые при энергии  $156 \text{ Мэв}$ <sup>92</sup>, потребовали уменьшения значения  $V$  по крайней мере до  $6 \text{ Мэв}$ , что никак не согласуется со значениями, требуемыми при меньших энергиях, и грубо противоречит обычным представлениям. Ещё хуже оказалось положение при энергии  $280 \text{ Мэв}$ <sup>18, 22</sup>, когда пришлось положить  $V = 0$ , и всё же теоретические значения сечений, особенно для тяжёлых ядер, оказались больше наблюдаемых. Таким образом, предложенная в<sup>94</sup> теория оказалась не в состоянии объяснить энергетический ход ядерных сечений. Однако пока ещё не ясно, является ли этот неуспех следствием порочности основного физического допущения о возможности квазимакроскопического описания ядра или же недостаточной работы над менее принципиальными положениями теории.

Рассмотрим теперь, что происходит с быстрым нуклеоном и ядром после неупругого соударения. Основная идея рассмотрения состоит тут в разбиении всех процессов на две фазы.

На первой фазе, пока первичный нейтрон и нуклеоны отдачи ещё достаточно быстры, можно применять классическое описание и считать, что взаимодействие с ядром движущегося сквозь него нуклеона сводится к парным столкновениям с отдельными нуклеонами ядра. В результате одного или нескольких таких соударений первичный нуклеон (или нуклеон отдачи) может либо достигнуть поверхности ядра и покинуть его, либо же растратить всю энергию и остаться в ядре. Длительность этой фазы не превышает  $10^{-22}$  сек. Теория должна при этом определить: а) число нуклеонов, покидающих ядро после небольшого числа соударений (то-есть с заметной долей энергии), б) их энергетическое распределение, в) их угловое распределение и г) энергию, передающуюся ядру, как целому, в виде кинетической энергии медленных нуклеонов. Мы будем называть

нуклеоны, покидающие ядро в течение первой фазы, выбиваемыми нуклеонами.

Во второй, несравненно более продолжительной фазе, которая не будет здесь подробно рассматриваться, образуется составное ядро, сильно возбуждённое за счёт энергии нуклеонов, застрявших в ядре в течение первой фазы, и испускающее частицы по обычному механизму испарения.

Свойства выбиваемых нуклеонов рассматривались наиболее подробно в работе <sup>111</sup>, в которой рассчитывался случай падения нейтронов с энергией 86,6 Мэв на ядро свинца.

Основные результаты этой работы рассмотрены в обзоре <sup>84</sup>, и мы не будем здесь на них останавливаться.

Опыт не оправдал не только количественных, но и ряда качественных предсказаний этих расчётов. Во-первых, экспериментально, не был обнаружен предсказанный провал углового распределения нуклеонов выбивания при углах, близких к нулю. Это обусловлено, повидимому, тем, что в <sup>111</sup> не учитывалось преломления  $\psi$ -волны падающего нуклеона на границе ядра, которое приводит к концентрации частиц в области малых углов.

Во-вторых, оказалось, что из ядер, особенно лёгких, вылетает много дейтронов и даже тритонов, что было совершенно неожиданным с точки зрения развитых в <sup>111</sup> представлений. Физическая сущность предложенного в <sup>112, 113</sup> теоретического объяснения этого явления состоит в том, что если падающий нейтрон совершит соударение с одним из имеющихся в ядре протонов, причём так, что после этого соударения и нейтрон и протон отдачи вылетят из ядра без дальнейших соударений, то они будут обладать определённой вероятностью (тем большей, чем меньше импульс их относительного движения) оказаться в связанном состоянии, то-есть образовать дейтерон. Роль ядра сводится при этом только к тому, чтобы забрать излишек энергии <sup>\*</sup>), и к тому, что захватываемые протоны не находятся в покое, а обладают некоторым распределением по импульсам.

Распределение протонов в ядре-мишени по импульсам определяет вид углового распределения дейтронов. В настоящее время единственным способом теоретического нахождения этого распределения является применение модели ферми-газа. Однако даже если и допустить возможность применения к ядру модели одного тела с некоторым самосогласованным потенциалом, то нет никаких оснований

---

<sup>\*</sup>) Отметим, что дейтерон не может образоваться при соударениях нейтронов со свободными протонами, так как это противоречило бы законам сохранения. Действительно, при образовании дейтерона энергия системы нейтрон — протон должна резко уменьшиться, а импульс остаться постоянным. При захвате свободных протонов эта избыточная энергия может пойти только на одновременное испускание кванта, что при высоких энергиях чрезвычайно маловероятно в силу малого времени соударения.



ожидать, что радиальная зависимость такого потенциала обязательно должна иметь вид прямоугольной потенциальной ямы, как это допущается в модели ферми-газа. Движение в прямоугольной потенциальной яме отличается от движения в потенциальном поле любой другой радиальной зависимости как раз тем, что состояния с определённой энергией имеют в этом случае весьма малый (в случае бесконечно глубокой ямы — нулевой) разброс по импульсам (собственными функциями в прямоугольной яме являются стоячие волны). Поэтому авторы<sup>112</sup> предпочли не определять распределения нуклеонов в ядре по импульсам из теоретических соображений, а получить его из экспериментального распределения дейтронов по углам. Полученные из опытов<sup>95</sup> для  $C^{12}$  результаты приведены на рис. 40, причём не исключено, что полученное распределение несколько завышено в области высоких импульсов.

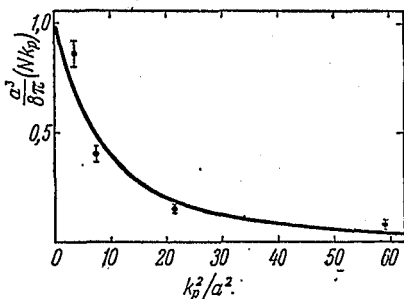


Рис. 40. Распределение протонов в ядре  $C^{12}$  по импульсам.

Сравнивая полученное на опыте<sup>95</sup> для ядер  $C^{13}$  (см. рис. 39) энергетическое распределение вторичных дейтронов с теоретическим, авторы<sup>112</sup> приходят к тому выводу, что ядру углерода передавалось во всех случаях почти одинаковое количество энергии. С другой стороны, передаваемая ядру энергия должна соответствовать энергии вырывания протона. Таким образом, оказывается, что энергия вырывания любого протона из  $C^{13}$  примерно одинакова.

В работе<sup>107</sup> тем же методом, что и в<sup>111</sup>, были проведены расчёты для случая падения нуклеонов с энергией 350—400 Мэв на ядро с  $A=100$  (такое значение было выбрано как среднее между Ag и Wg для того, чтобы получить возможность сравнить результаты с опытами в фотопластинках). Для расчёта принималось, что радиусы ядер даются формулой  $R=1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$  см (авторы ради простоты вычислений пользовались двумерной моделью), сечения pp- и пр-рассеяния брались из опыта, а сечение pp-рассеяния было принято равным сечению pp-рассеяния. В качестве модели ядра использовался ферми-газ в яме глубиной 35 Мэв с максимальной кинетической энергией 22 Мэв. (Необычно большая энергия связи — 13 Мэв — выбрана в качестве среднего между энергией связи нейтрона и энергией связи плюс кулоновский барьер для протона.)

Было рассмотрено взаимодействие с ядром 90 нуклеонов, из которых 60 произвели неупругие процессы. Для сравнения с наблюдаемыми в фотопластинках явлениями все испускаемые нуклеоны были разделены на три группы: соответствующие серым следам в эмульсии ( $E > 100$  Мэв), получённым ( $30 \text{ Мэв} < E < 100 \text{ Мэв}$ )

и чёрным ( $E < 30$  Мэв) следам. Результаты расчётов сводятся к следующему.

Половина испущенных ядром частиц является протонами, а половина — нейтронами. Средняя энергия возбуждения остающегося составного ядра 50 Мэв, а наибольшая встретившаяся — 200 Мэв. Найденное распределение протонов по энергиям и по числу одновременно вылетающих протонов (числу лучей в звезде) приведено в таблице XI в сравнении с экспериментальными данными. При вычислении числа протонов испарения было принято, что их средняя энергия равна 35 Мэв. Сравнение с экспериментом указывает, повидимому, на некоторое завышение вычисленной энергии вылетающих частиц.

Т а б л и ц а X I

Распределение выбиваемых протонов по энергиям

	Серые следы ( $>100$ Мэв)	Полу- чёрные следы (30—100 Мэв)	Чёрные следы (выби- вание)	Чёрные следы (испа- рение)	Все чёрные следы
Вычислено . . . .	$0,6 \pm 0,12$	$0,42 \pm 0,1$	$0,58 \pm 0,12$	$1,5 \pm 0,2$	$2,1 \pm 0,4$
Измерено . . . .	$0,42 \pm 0,4$	$0,35 \pm 0,4$	—	—	$2,5 \pm 0,2$

Распределение протонных звёзд по числу лучей

Серые следы ( $>100$ Мэв)			Получёрные следы (30—100 Мэв)		
число лучей	% случаев (вычислено)	% случаев (наблюдено)	число лучей	% случаев (вычислено)	% случаев (наблюдено)
0	$46 \pm 11$	$57 \pm 4$	0	$30 \pm 7$	$35 \pm 1$
1	$48 \pm 11$	$40 \pm 4$	1	$48 \pm 8$	$54 \pm 4$
2	$7 \pm 4$	$2,5 \pm 1$	2	$21 \pm 7$	$9 \pm 2$
			3	$3 \pm 1,5$	$1,7 \pm 0,7$

Надо, однако, отметить, что несмотря на удовлетворительное, в общем, совпадение опытов с расчётами из <sup>107</sup> пока ещё нет теории, объясняющей сколько-нибудь надёжно явления выбивания вторичных частиц. Нет пока такой теории и для объяснения абсолютных величин и энергетической зависимости полных и составляющих ( $\sigma_a$  и  $\sigma_d$ ) сечений для взаимодействия нуклеонов высокой энергии со сложными ядрами.

Всякие формулы для выведения таких сечений неизбежно будут носить полуэмпирический характер, пока не будет дано полного теоретического объяснения картины пр-, рр- и пп-рассеяния нуклеонов высокой энергии.

### VIII. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ЯДРАМИ И ПОГЛОЩЕНИЕ НУКЛЕОНОВ, ВХОДЯЩИХ В СОСТАВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Исследование космических лучей позволяет получать сведения относительно ядерных процессов, происходящих при энергиях, значительно превышающих достижимые с помощью ускорителей. В частности, эффективные сечения для взаимодействия с ядрами измерялись для частиц с энергиями вплоть до десятков *Бэв*. Естественно, что характер процессов взаимодействия с ядрами частиц таких энергий существенно отличается от ядерных процессов, происходящих при энергиях в несколько сот *Мэв*.

В соответствии с этим методы регистрации ядерных взаимодействий и измерения эффективных сечений для различных областей энергии нуклеонов также различны.

Так, например, опыт по измерению поглощения частиц релятивистских энергий, аналогичный опыту по поглощению искусственно ускоренных частиц, осуществляемому в «плохой геометрии», определяет не средний свободный пробег для взаимодействия с ядрами, а отличную от него величину пробега для поглощения.

При взаимодействии с ядрами нуклеонов космических лучей с энергиями порядка сотен *Мэв* имеют место, естественно, те же процессы, как и для нуклеонов равных энергий, получаемых с помощью ускорителей, т. е. образование звёзд (которое изучено наиболее подробно), а также упругое рассеяние и перезарядка. С увеличением энергии нуклеонов возрастает роль мезонно-неупругих соударений, которые становятся существенными для энергий нуклеонов  $> 1$  *Бэв* \*).

При энергиях нуклеонов от нескольких *Бэв* и выше взаимодействие с ядрами в большинстве случаев приводит к образованию электронно-ядерных ливней.

Электронно-ядерные ливни, в открытии и исследовании которых весьма существенную роль сыграли работы советских физиков, представляют собою ядерные процессы высокой энергии, при которых рождаются группы мезонов как заряженных, так и нейтральных \*\*).

Состав электронно-ядерных ливней весьма сложен. Помимо  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  и  $\rho$ -мезонов в них входят нуклеоны выбивания (обозначаемые в литературе по космическим лучам как  $\delta$ -нуклеоны) и нуклеоны, а также

\*) О генерации мезонов с помощью ускорителей см. обзор <sup>115</sup>.

\*\*) В иностранной литературе нет установившегося термина для обозначения электронно-ядерных ливней. Применяются названия «проникающий ливень», «смешанный ливень» и т. д.

более тяжёлые частицы, образующиеся в результате испарения из возбуждённого столкновением ядра.

$\pi^0$ -мезоны, распадаясь, создают фотоны, которые дают начало электронно-фотонным каскадам. В составе электронно-ядерных ливней наблюдаются  $V$ -частицы и следует, по видимому, считать, что образование других неустойчивых частиц, открытых за последнее время, также связано с электронно-ядерными ливнями.

Нуклоны и  $\pi$ -мезоны, возникшие в электронно-ядерных ливнях, могут взаимодействовать с ядрами (являются ядерно-активными частицами). При высоких энергиях они способны в свою очередь снова создавать электронно-ядерные ливни. Таким образом, возникает ядерно-каскадный процесс, открытый работами советских физиков. Подробнее об электронно-ядерных ливнях и ядерно-каскадном процессе см. <sup>116</sup>, где приведена библиография многочисленных работ советских физиков по этому вопросу до 1949 г. и <sup>117</sup>.

Для энергий, при которых образуются электронно-ядерные ливни, не наблюдаются ни перезарядка <sup>118</sup>, ни упругое рассеяние.

Отсутствие наблюдаемой перезарядки связано с тем, что в процессе обмена зарядом между протоном и нейтроном происходит выделение значительного количества энергии, ведущего к образованию ливня, одной из частиц которого и является нуклон перезарядки.

Упругое рассеяние нуклонов в этой области энергий не может быть обнаружено с помощью применявшихся методов вследствие крайне малой величины углов такого рассеяния.

Состав частиц, вызывающих ядерные взаимодействия в космических лучах, различен в различных областях энергии. При этом во многих случаях оказывается невозможным выделить результаты, относящиеся только к нуклонам среди данных, полученных для совокупности ядерно-активных частиц, т. е. нуклонов и  $\pi$ -мезонов.

Энергия ядерно-активных частиц космических лучей (или же энергия, выделяемая в ядерных взаимодействиях) оценивается различными способами.

В толстослойных фотоэмульсиях может быть непосредственно определена энергия заряженных частиц, составляющих звезду. При этом обычно принимается, что энергия нейтронов в звезде составляет 1,25 энергии протонов. В камере Вильсона могут быть оценены энергии электронно-фотонных каскадов электронно-ядерных ливней, а также определены с помощью магнитного поля импульсы проникающих частиц. В работах со счётчиками и с ионизационными камерами используют для оценки энергии широтный эффект, а также определение числа ливневых частиц (в основном электронов).

Непосредственно величина энергии ядерно-активных частиц по величине многократного кулоновского рассеяния в эмульсии определялась в <sup>119</sup>, <sup>120</sup>. В работе <sup>119</sup>, из которой мы заимствуем рис. 41—43, наиболее систематически исследовалось изменение характера ядерных взаимодействий при увеличении энергии нуклонов.

На рис. 41 показано изменение вероятности образования протоном звезды без «ливневых» частиц в зависимости от энергии генерирующего звезду протона.

«Ливневыми» авторы называют частицы, создающие след с ионизацией  $< 1,4 I_{\text{мин}}$  (плотность зёрен  $< 16$  на  $50 \mu$  эмульсии). Это  $\pi$ -мезоны с энергией  $> 80 \text{ Мэв}$  и в меньшем количестве протоны с энергией  $> 500 \text{ Мэв}$ .

По оси абсцисс (наверху) на рисунке отложена полная энергия протона  $\gamma_p$ , выраженная в единицах  $Mc^2$  протона. По оси ординат отложена доля звёзд типа  $O_p^*$  по отношению к общему числу звёзд.

Число «ливневых» частиц в первом приближении соответствует полному числу генерированных мезонов, поскольку наличие протонов среди «ливневых» частиц в некоторой степени компенсируется наличием мезонов с энергиями, меньшими  $80 \text{ Мэв}$ . Поэтому полученные экспериментальные значения доли звёзд типа  $O_p$  могут быть сопоставлены с теоретической кривой для вероятности неупругого соударения протона без генерации мезонов. На рисунке сплошной линией проведена соответствующая кривая, вычисленная на основе теории Ферми.

При кинетической энергии  $E_p = 1,6 \text{ Бэв}$  половина всех столкновений является мезонно-неупругими.

На рис. 42 приведена зависимость среднего числа следов различной ионизации от кинетической энергии образовавшихся звёзд частиц.  $N_S$  — число «ливневых» частиц,  $N_G$  — число «серых» следов (плотность зёрен  $16-80$  на  $50 \mu$  эмульсии).

Это в основном протоны с энергиями  $25-500 \text{ Мэв}$ , а также  $\pi$ -мезоны с энергиями меньше  $80 \text{ Мэв}$  и частично дейтероны и тритоны. Поскольку энергия протонов, образовавшихся путём «испарения», редко достигает  $25 \text{ Мэв}$ , то «серые» следы большей частью принадлежат  $\delta$ -протонам. «Чёрные» следы (плотность зёрен  $> 80$  на  $50 \mu$ ) образуются протонами с энергией меньше  $25 \text{ Мэв}$ , дейтеронами и тритонами с энергией меньше соответственно  $50 \text{ Мэв}$  и  $75 \text{ Мэв}$  и  $\alpha$ -частицами с энергией меньше  $800 \text{ Мэв}$ .  $N_H$  означает сумму «серых» и «чёрных» следов.

На рисунке отдельно указаны данные, относящиеся к звёздам от протонов, от  $\pi$ -мезонов и от  $(\pi, p)$ -частиц. Последнее обозначение авторы применяют к заряженным частицам столь высокой энергии, что различить протоны и  $\pi$ -мезоны (по величине кулоновского рассеяния и ионизации) было невозможно.

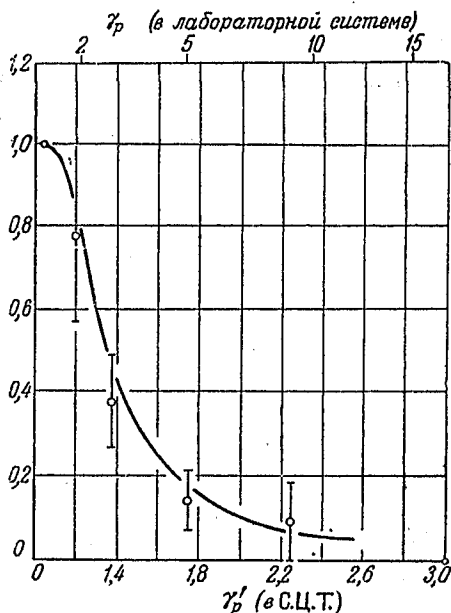


Рис. 41. Зависимость вероятности образования протоном звёзд без «ливневых» частиц от энергии протона.

\* Число в обозначении типа звезды (в данном случае 0) означает число «ливневых» частиц; индексы p или n показывают, образована звезда заряженной или нейтральной частицей.

Величины  $\bar{N}_G$  и  $\bar{N}_H$  ложатся, соответственно, на одну кривую для звёзд, вызванных протонами и вызванных  $\pi$ -мезонами, т. е. число «серых» и «чёрных» следов определяется только кинетической энергией частицы, взаимодействующей с ядром, и не зависит от её природы. Возможно, что это справедливо и по отношению к числу «ливневых» следов, но, к сожалению, данные относительно величины  $\bar{N}_S$  в области, где возможно было установить природу генерирующей частицы, обладают весьма малой статистической точностью.

Полная энергия частиц звезды, образующих «серые» и «чёрные» следы (а также нейтронов тех же энергий) может быть оценена с помощью

$$E_{NH} = 155 N_H - 100 \text{ Мэв}$$

( $N_H > 1$ ), справедливого для всех типов звёзд, кроме  $O_n$ . С включением звёзд этого типа для малых  $N_H$  имеет место соотношение  $E_{N_H} = 37 N_H + 4 N_H^2$ .

В  $^{120}$  независимо измерялись энергии генерирующих звёзд частиц (до 660 Мэв) и энергии частиц, составляющих звёзды. С учётом энергии, уносимой нейтронами, обе величины практически совпадают. Это, в частности, показывает, что образование  $\pi^0$ -мезонов при данных энергиях является редким процессом.

Среднее число ливневых частиц растёт с увеличением энергии, причём, как видно из рис. 42, в интервале  $10^9 - 10^{10}$  эв изменение  $\bar{N}_S$  пропорционально изменению энергии, при больших же энергиях рост  $\bar{N}_S$  становится медленней.

В области больше 10 Бэв энергия отдельных ядерно-активных частиц не могла быть непосредственно измерена и зависимости, подобные изображённым на рис. 42 (а также на рис. 43 — см. ниже), не могли быть изучены.

Рис. 42. Зависимость среднего числа следов различной ионизации от кинетической энергии частиц, образовавших звезду (● — для звёзд от протонов, 8 — для звёзд от  $\pi$ -мезонов, ○ — для звёзд от ( $\pi$ , p)-частиц).

Можно отметить результаты, полученные с помощью камеры Вильсона  $^{131}$ : при энергии электронно-ядерных ливней  $\sim 3$  Бэв среднее число проникающих частиц составляет  $7 \pm 1$ , при энергии  $\sim 6$  Бэв —  $11 \pm 2$ . При сопоставлении этих чисел с данными рис. 42 следует иметь в виду некоторое различие между критериями, прилагаемыми для определения «ливневых» частиц в эмульсии и проникающих частиц в камере Вильсона.

Однако число «ливневых» частиц не может служить мерой энергии частицы, вызвавшей данное взаимодействие. Действительно, рис. 43, где

приведено распределение  $N_S$  в звёздах, образованных протонами и ( $\pi$ , p)-частицами известной энергии, показывает, что генерирующие частицы данной энергии могут образовать любое число «ливневых» частиц от 0 до  $N_{S\text{макс}}$ .

Таким образом, звезда с данным  $N_S$  может быть генерирована частицей любой энергии выше некоторой минимальной, и лишь среднее число проникающих частиц  $\bar{N}_S$  определяет энергию генерирующих частиц.

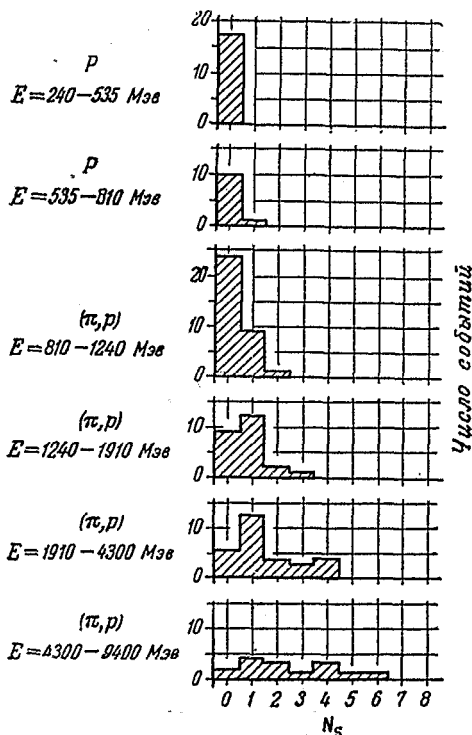


Рис. 43. Распределение числа «ливневых» следов в звёздах, образованных протонами и ( $\pi$ , p)-частицами разных энергий.

Практически каждая установка, регистрирующая ядерные взаимодействия, выделяет весьма широкий и притом не всегда вполне определённый интервал энергий генерирующих частиц. Нижняя граница этого интервала определяется наличием некоторого порога чувствительности установки (например, требованием, чтобы произошло совпадение разрядов в трёх счётчиках, расположенных внутри свинцового блока), причём точное определение величины энергии, соответствующей этому порогу, обычно представляет значительные трудности. Сверху выделяемый интервал энергий ограничен вследствие крутого спада спектра генерирующих частиц или же обрезается исключением процессов, соответствующих более «высокому» порогу.

Перейдём теперь к рассмотрению пробегов для взаимодействия и для поглощения нуклеонов.

Средний свободный пробег для взаимодействия  $\lambda_b$  определяется как среднее расстояние, проходимое частицей в веществе до столкновения с одним из ядер. В соответствии с этим отношение числа ядерно-активных частиц, прошедших без взаимодействия слой вещества толщиной  $d$  г/см<sup>-2</sup>, к числу частиц, упавших на этот слой, равно

$$\frac{N_1}{N_0} = e^{-\frac{d}{\lambda_b}}.$$

Пробег для поглощения  $\lambda_n$  определяет уменьшение числа ядерно-активных частиц при прохождении сквозь вещество. Если  $\Phi(\epsilon, x)$  — число ядерно-активных частиц на глубине  $x$  г/см<sup>-2</sup> с энергией выше  $\epsilon$  (где  $\epsilon$  может означать, в частности, пороговую энергию установки), то

$$d\Phi(\epsilon, x) = -\frac{1}{\lambda_n} \Phi(\epsilon, x) dx.$$

Поскольку поглощение ядерно-активной компоненты происходит практически экспоненциально, то пробег для поглощения может быть определен как толщина слоя вещества, в котором число ядерно-активных частиц уменьшается в  $e$  раз. Если  $N_2$  — число ядерно-активных частиц под слоем вещества  $d$  г/см<sup>-2</sup>, то

$$\frac{N_2}{N_0} = e^{-\frac{d}{\lambda_n}}.$$

Если при каждом ядерном взаимодействии ядерно-активная частица исчезает и не образует других ядерно-активных частиц, то  $\lambda_n = \lambda_b$ . Если же потеря энергии ядерно-активной частицей при взаимодействии является неполной (сохраняется энергия выше пороговой энергии, необходимой для регистрации частицы) или же образуются новые ядерно-активные частицы (имеет место ядерно-каскадный процесс), то  $\lambda_n > \lambda_b$ . Величина пробега для поглощения зависит от величины пробега для взаимодействия, от спектра ядерно-активных частиц, от характера их взаимодействия с ядрами и от пороговой энергии регистрирующего устройства.

Между величинами  $\lambda_b$  и  $\lambda_n$  существует следующее соотношение, справедливое в весьма общих предположениях<sup>188</sup>:

$$\bar{\lambda}_n = \bar{\lambda}_b (1 - \bar{s}),$$

где  $\bar{s}$  есть среднее число образуемых в одном акте взаимодействия ядерно-активных частиц с энергией выше  $\epsilon$ . Усреднение величин  $\lambda_b$ ,  $\lambda_n$  и  $s$  должно быть проведено по всей толще поглотителя и по спектру энергий ядерно-активных частиц.

В этом соотношении  $s$  обозначает эффективное число вторичных ядерно-активных частиц, т. е. число образованных частиц, умноженное на отношение величин эффективного сечения вторичных и первичных частиц для генерации ядерных процессов того типа, к которому относятся величины  $\lambda_n$  и  $\lambda_b$  (например, электронно-ядерных ливней с энергией выше некоторой).

Данные о величине средних пробегов удобно разбить на три группы, определяемые в основном различными методами регистрации ядерных взаимодействий, тем более что каждому из этих методов соответствует своя область эффективно регистрируемых энергий



ядерно-активных частиц. Конечно, подобное разбиение является в значительной мере условным, поскольку границы между областями энергий не являются резко обозначенными и эти области частично перекрываются.

### 1. Образование электронно-ядерных ливней

Регистрация производится с помощью счётчиков, управляемых камер Вильсона, фотоэмульсий, чувствительных к релятивистским частицам, и по толчкам в ионизационных камерах (по совпадениям толчков с разрядами счётчиков или по толчкам в камерах высокого давления). Интервал энергий ядерно-активных частиц от нескольких  $Bэв$  и выше, в большинстве применённых установок до десятков  $Bэв$ .

Поток генерирующих частиц с энергиями до нескольких десятков  $Bэв$  в воздухе состоит в основном из протонов и нейтронов, причём число протонов одного порядка с числом нейтронов.

Измеренное отношение числа нейтральных генерирующих частиц к числу заряженных в  $^{122}$  составляло  $0,84 \pm 0,13$ , в  $^{123}$   $0,87 \pm 0,2$ . При больших энергиях, при которых распадный пробег  $\pi$ -мезонов становится сравнимым с длиной пробега для взаимодействия в воздухе, должна быть значительной доля  $\pi$ -мезонов среди ядерно-активных частиц в воздухе. Роль  $\pi$ -мезонов существенна также при образовании электронно-ядерных ливней под слоями плотных веществ, толщина которых не мала по сравнению с величиной  $\lambda_B$ .

В  $^{124}$ , где регистрировались события большей энергии (по оценке авторов  $\geq 15 Bэв$ ), ионизирующие генерирующие частицы составляли 83,5%, неионизирующие 4% и в 12,5% случаев характер генерирующих частиц не мог быть установлен. Этот результат находится в соответствии с представлением об увеличении доли  $\pi$ -мезонов при возрастании энергии ядерно-активных частиц.

Для частиц, генерирующих электронно-ядерные ливни, измерялись как величины средних пробегов для взаимодействия, так и величины средних пробегов для поглощения. Рассмотрим сначала методы и результаты измерения среднего свободного пробега для взаимодействия.

С помощью камеры Вильсона, управляемой счётчиками, величина  $\lambda_B$  определялась из распределения точек образования электронно-ядерных ливней по пластинкам внутри камеры. С помощью систем счётчиков  $\lambda_B$  измерялось двумя методами.

Первый метод заключается в измерении числа генерирующих электронно-ядерные ливни частиц, прошедших слой поглотителя без взаимодействия. Этот метод может быть применён к одиночным ионизирующим генерирующим частицам или же к нейтральным частицам.

Схема одной из наиболее простых установок этого типа  $^{125}$ , в которой измерялась величина  $\lambda_B$  для одиночных ионизирующих частиц, изображена на рис. 44.

При разных толщинах поглотителей  $\Sigma$  и  $\Sigma'$  регистрировалось число совпадений  $A + B + C + D + 1E$ , означающее срабатывание не менее

одного из счётчиков в группах  $A, B, C$  и  $D$  и только одного счётчика в ряду  $E$ . Электронно-ядерные ливни, регистрируемые совпадениями счётчиков  $B, C$  и  $D$ , возникают в блоке свинца  $P$ , ибо если они образуются в поглотителе, то обязательно сработает более одного счётчика  $E$ . Если

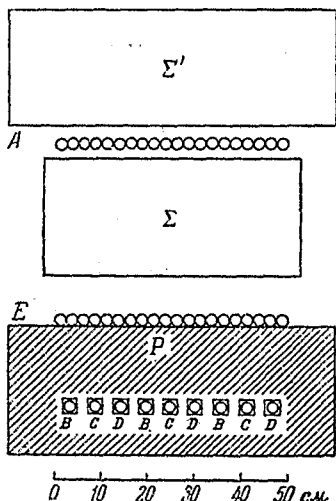


Рис. 44. Схема одной из установок для измерения среднего свободного пути взаимодействия частиц, генерирующих электронно-ядерные ливни.

го ряда поправок и тщательный анализ условий опыта и непосредственно полученных экспериментальных данных.

Второй метод — по переходной кривой для генерации электронно-ядерных ливней. Над установкой, регистрирующей электронно-ядерные ливни, помещается блок вещества и снимается кривая зависимости числа регистрируемых ливней от толщины блока.

Результаты измерений  $\lambda_n$  приведены в таблице XII.

Как видно из таблицы (в особенности из работы <sup>123</sup>), измеренные величины  $\lambda_n$  одинаковы как для нейтральных ядерно-активных частиц, так и для заряженных. Прежде чем перейти к обсуждению величин, представленных в таблице XII, необходимо заметить, что в указанных выше способах измерения  $\lambda_n$  для частиц, генерирующих электронно-ядерные ливни, имеется ряд методических недостатков.

Наиболее существенный из них связан со следующим обстоятельством: в некоторой доле столкновений ядерно-активных частиц весьма высоких энергий с ядрами могут иметь место «слабые» взаимодействия, в результате которых не возникает ни заряженных проникающих частиц, ни нейтральных  $\pi$ -мезонов.

Повидимому, вероятность таких «слабых» взаимодействий в лёгких ядрах больше, чем в тяжёлых.

частица, генерирующая в  $P$  электронно-ядерный ливень, зарегистрированный совпадениями счётчиков  $B, C$  и  $D$ , провзаимодействовала также внутри  $\Sigma$  или  $\Sigma'$ , то из поглотителей выйдут частицы, образованные при этом взаимодействии, и в ряду  $E$  сработает более одного счётчика. Таким образом, совпадения  $A + B + C + D + 1E$  соответствуют прохождению одиночных ионизующих генерирующих частиц без взаимодействия через поглотители  $\Sigma$  и  $\Sigma'$  и  $\lambda_n$  может быть определено из соотношения

$$\frac{N_1}{N_0} = e^{-\frac{d}{\lambda_n}},$$

При использовании этого метода для измерения  $\lambda_n$  нейтральных генерирующих частиц (нейтронов) ставится условие, чтобы не произошло разряда ни в одном из счётчиков, окружающих блок вещества, в котором генерируются электронно-ядерные ливни <sup>122, 126, 127</sup>. Сходный способ был применён в <sup>128</sup>.

Несмотря на кажущуюся простоту схемы опытов по измерению величины  $\lambda_n$ , в действительности для получения точных значений необходим учёт цело-

Таблица XII

Величина средних свободных пробегов для взаимодействия частиц, генерирующих электронно-ядерные ливни

Метод измерения и работа	Вещество	$\lambda_B$ (в г см <sup>-2</sup> )	Примечание
А. Счётчики, по числу непроизводящих частиц			
а) Ионизирующие частицы			
[125]	Pb	160±15	Число «частиц» ливня (сработавших счётчиков) >7
	Fe	135±15	
	C	100±5	
[122]	Pb	157±12	
	C	82±8	
[123]	Pb	147±10	Число «частиц» ливня (сработавших счётчиков) 4-5
		180±10	
[129]	Pb	162±10	Пробег ливневых частиц > 200 г см <sup>-2</sup>
		196±13	Пробег ливневых частиц > 100 г см <sup>-2</sup>
б) Неионизирующие частицы			
[122]	Pb	164±15	В зависимости от порога отбора ливней ( $\lambda_B$ уменьшается при более «жёстком» отборе)
	C	80±7	
[126]	Парафин	61±6	
[128]	Pb	130	
[127]	Pb	165-215	
	C	85-105	
Б. Счётчики, по переходному эффекту			
[130]	Pb	180±40	
	Al	85±15	
В. Камера Вильсона			
[124]	Au	145±3	

Из ядра вылетают лишь сильно поглощающиеся продукты ядерных расщеплений. Для регистрации же таких слабых взаимодействий счётчики мало эффективны, так как образующиеся при этом частицы в значительной части поглощаются внутри того же поглотителя, в котором они возникли. Вследствие этого измерение  $\lambda_B$  даёт всегда лишь верхний предел измеряемой величины или нижний предел для эффективного сечения взаимодействия. Это относится ко всем трём изложенным методам измерения.

Для первого из рассмотренных способов измерения  $\lambda_B$  с помощью счётчиков, являющегося наиболее употребительным, влияние указанного

эффекта усугубляется осуществляемой в этих измерениях системой отбора событий. Всякий детектор электронно-ядерных ливней (на рис. 44 блок  $P$  с погружёнными в него счётчиками  $B$ ,  $C$  и  $D$ ) обладает известным порогом чувствительности. Наличие этого порога и крутой спад спектра генерирующих частиц приводят к тому, что при взаимодействии внутри поглотителя частиц, генерирующих регистрируемый электронно-ядерный ливень в детекторе, выделяется обычно меньшее количество энергии, чем должны в среднем терять ядерно-активные частицы той же энергии.

Эти весьма существенные обстоятельства (так же как и некоторые другие) не учитывались в цитированных работах, что вело к некоторому завышению измеренных величин  $\lambda_B$  над истинными.

Можно сказать, что большинство установок, с помощью которых были получены результаты, приведённые в таблице XII, непосредственно измеряли не свободный пробег для взаимодействия, а скорее величину, близкую к свободному пробегу для мезонно-неупругих соударений или же для генерации электронно-ядерных ливней.

Естественно, что чем больше энергия электронно-ядерных ливней, отбираемых установкой, тем больше средняя энергия генерирующих частиц и тем меньше доля образуемых ими трудно регистрируемых слабых взаимодействий. В частности, в первом из рассмотренных выше методов определения  $\lambda_B$  с помощью счётчиков при более жёстком отборе регистрируемых ливней должны реже иметь место случаи, когда происшедшее внутри слоя поглотителя взаимодействие не будет зарегистрировано счётчиками, расположенными под этим слоем. В результате величина  $\lambda_B$ , измеренная при более «жёстком» отборе электронно-ядерных ливней, будет меньше (и ближе к истинной), чем измеренная при более «мягком» отборе ливней. Этим, по существу аппаратурным, эффектом следует объяснить обнаруженную в  $^{123}$ ,  $^{127}$  и  $^{130}$  зависимость  $\lambda_B$  от энергии выбираемых электронно-ядерных ливней. Даваемое авторами этих работ истолкование указанного результата как зависимости эффективного сечения от энергии ядерно-активных частиц является, по нашему мнению, необоснованным.

Геометрические размеры ядра, определяемые сферой действия ядерных сил, соответствуют радиусу  $R = r_0 A^{1/2}$ , где  $r_0 = \frac{\hbar}{m_\pi c}$  ( $m_\pi$  — масса  $\pi$ -мезона). Геометрическое сечение  $\sigma = \pi R^2$  пропорционально  $A^{1/2}$ . Соответствующий этому сечению средний свободный пробег составляет в свинце  $\sim 160 \text{ г см}^{-2}$  и в углероде  $\sim 60 \text{ г см}^{-2}$ .

Измеренные величины  $\lambda_B$  близки к пробегам, соответствующим геометрическим размерам ядер.

Сопоставим данные таблицы XII с измерениями, выполненными на ускорителях (табл. VII и VIII).

Как видно, сечение для неупругих столкновений растёт приблизительно вдвое при переходе от энергий, получаемых на ускорителях, к энергиям генерации электронно-ядерных ливней. При этом

с увеличением энергии возрастает роль мезонно-неупругих соударений, становящихся доминирующими в процессах ядерного взаимодействия при энергиях в несколько *Бэв*.

Следует отметить, что измеренная величина  $\lambda_{\text{в}}$  для частиц, генерирующих электронно-ядерные ливни, весьма близка к пробегам, соответствующим полным эффективным сечениям при наибольших энергиях, достигнутых на ускорителях.

Перейдём к рассмотрению поглощения частиц, генерирующих электронно-ядерные ливни. Для этих частиц средний пробег для поглощения  $\lambda_{\text{п}}$  существенно больше среднего пробега для взаимодействия  $\lambda_{\text{в}}$ , что объясняется наличием ядерно-каскадного процесса и возможностью для одной частицы вступать в несколько последовательных взаимодействий. Таким образом, поглощение частиц, генерирующих электронно-ядерные ливни, является весьма сложным процессом, принципиально отличающимся от поглощения частиц, полученных с помощью ускорителей. Не имея возможности в рамках настоящей статьи изложить все вопросы, связанные с этим процессом, приведём лишь несколько результатов, связанных с измерением величины  $\lambda_{\text{п}}$ .

Многочисленные измерения роста числа электронно-ядерных ливней при увеличении высоты места наблюдения, выполненные прежде всего в работах советских физиков (см. <sup>116, 131, 132</sup>), дали для величины  $\lambda_{\text{п}}^{\text{возд}}$  значение 120—125 *г см*<sup>-2</sup>. Таким образом, пробег для поглощения в воздухе приблизительно в два раза больше, чем пробег для взаимодействия \*).

При измерении величины  $\lambda_{\text{п}}$  в плотных веществах результат может быть искажён наличием так называемого переходного эффекта плотности, открытие и подробное исследование которого целиком принадлежит советским физикам <sup>116, 134, 135</sup>. Измерения  $\lambda_{\text{п}}$  в условиях, когда влияние переходного эффекта плотности было исключено, выполненные в работах советских исследователей <sup>136</sup>, а также немногочисленные данные по поглощению электронно-ядерных ливней, полученные с помощью фотоэмульсий, дают следующие основные результаты:

а)  $\lambda_{\text{п}}$  в воде и графите существенно больше, чем в воздухе. Это показывает, что в составе компоненты, генерирующей электронно-ядерные ливни, имеются распадающиеся частицы (повидимому,  $\pi$ -мезоны).

б) Поглощение приблизительно одинаково в слоях различных веществ, эквивалентных по числу укладываемых в них величин  $\lambda_{\text{в}}$ . Таким образом, поглощение компоненты, генерирующей элек-

---

\*) Изменение числа электронно-ядерных ливней, генерированных заряженными частицами, в самых верхних слоях атмосферы, соответствует  $\lambda_{\text{п}}^{\text{возд}} \sim 60 \text{ г см}^{-2}$  <sup>131, 132</sup>. Г. Т. Зацепин <sup>133</sup> интерпретировал этот результат как проявление процесса перезарядки протон — нейтрон.

тронно-ядерные ливни, т. е. уменьшение числа ядерно-активных частиц, определяется не числом нуклеонов в слое поглотителя, а в первом приближении числом взаимодействий с ядрами. При этом отношение  $\frac{\lambda_n}{\lambda_b}$  во всех веществах составляет 3—3,5.

Это означает, что поглощение ядерно-активных частиц вместе с образованными ими вторичными ядерно-активными частицами происходит в среднем после приблизительно трёх взаимодействий с ядрами.

А так как сечение для взаимодействия с ядрами генерирующих частиц близко к геометрическим размерам ядра, то при прохождении этих частиц сквозь тяжёлые ядра должны иметь место последовательные соударения с нуклеонами внутри одного и того же ядра. И, тем не менее, убыль в числе ядерно-активных частиц при прохождении одного ядра приблизительно одинакова для лёгких и для тяжёлых веществ, несмотря на различное число соударений с нуклеонами внутри лёгких и тяжёлых ядер.

Этот весьма существенный опытный результат может быть объяснён либо предположением, что при энергиях порядка  $10^{10}$  эв налетающая быстрая частица взаимодействует с ядром, как с целым, и результаты взаимодействия мало зависят от атомного номера ядра. Либо же, если исходить из представления о том, что при прохождении сквозь ядро ядерно-активные частицы могут последовательно взаимодействовать с различными нуклеонами или группами нуклеонов, указанное явление может быть объяснено на основе представления о наличии ядерно-каскадного процесса внутри ядра, протекающего с участием нейтральных  $\pi$ -мезонов (а также, возможно, и других ядерно-активных частиц, распадающихся с образованием ядерно-пассивных частиц на пути, малом или сравнимом с длиной среднего пробега для взаимодействия).

## 2. Ядерные взаимодействия заряженных проникающих частиц электронно-ядерных ливней

Регистрация производится в основном с помощью управляемых камер Вильсона и фотоэмульсий, чувствительных к релятивистским частицам.

Измеряется  $\lambda_b$  путём определения общей длины пути, проходящего исследуемыми частицами в пластинках внутри камеры Вильсона или в эмульсии, и числа образованных этими частицами взаимодействий. Охватываемый при этом интервал энергий частиц весьма широк и не во всех случаях достаточно определён. «Проникающие» частицы электронно-ядерных ливней, наблюдаемые в камере Вильсона, или «ливневые» частицы в фотоэмульсии состоят из протонов и  $\pi$ -мезонов. При этом доля  $\pi$ -мезонов, повидимому, тем боль-

ше, чем больше энергия электронно-ядерного ливня. В тех случаях, когда протоны и  $\pi$ -мезоны могут быть отождествлены, т. е. для энергий  $< 10^9$  эв, относящиеся к ним величины  $\lambda_B$  в пределах ошибки опыта совпадают.

Результаты измерений  $\lambda_B$  приведены в таблице XIII.

Таблица XIII

Средний свободный пробег для взаимодействия проникающих частиц электронно-ядерных ливней

Работа	Материал	$\lambda_n$	Примечание
А. В камере Вильсона			
[137]	Pb	$200 \pm 50 \text{ г см}^{-2}$	
[138]	»	$200 \pm 80$	»
[139]	»	$300 \pm 100$	»
[140]	»	$316 \pm 70$	»
[141]	»	$172 \pm 30$	»
	Al	$164 \pm 50$	»
[121]	Au	$230 \pm 60$	»
[142]	C	$108 \pm 25$	»
Б. В фотоэмульсии			
[143]	Фотоэмульсия	$102 \pm 27 \text{ г см}^{-2}$ ( $26 \pm 7 \text{ см}$ )	Ливневые частицы (протоны $> 600 \text{ Мэв}$ $\pi$ -мезоны $> 150 \text{ Мэв}$ ) $\pi$ -мезоны $150-1500 \text{ Мэв}$
		$82 \pm 35 \text{ г см}^{-2}$ ( $21 \pm 9 \text{ см}$ )	
[120]	Фотоэмульсия	$120 \pm 20 \text{ г см}^{-2}$ $95 \pm 27 \text{ г см}^{-2}$ $54 \pm 20 \text{ см}$	Ливневые частицы Мезоны $80-1100 \text{ Мэв}$ Протоны $40-100 \text{ Мэв}$ ( $\bar{E} = 60 \text{ Мэв}$ ) $N_H \gg 3$ Протоны $100-500 \text{ Мэв}$ ( $\bar{E} = 175 \text{ Мэв}$ ) $N_H \gg 3$ Протоны $100-500 \text{ Мэв}$ ( $E = 195 \text{ Мэв}$ ) $N_H \gg 3$
		а) $51 \pm 20 \text{ см}$	
		б) $47 \pm 10 \text{ см}$	
Данные а) и б) относятся к различным способам отождествления протонов. $N_H$ — число следов во вторичных звездах.			

Отметим, что свободный пробег, соответствующий геометрическому поперечному сечению ядра  $\sigma = \pi r_0^2 A^{2/3}$  составляет  $\sim 90 \text{ г см}^{-2}$ , или  $23 \text{ см}$  эмульсии.

Значительный разброс данных, полученных разными авторами с помощью камеры Вильсона, объясняется различным учётом неполной эффективности установки к регистрации вторичных ядерных взаимодействий. В результате этих взаимодействий часто образуются звёзды небольших энергий, «лучи» которых поглощаются внутри пластинок, в которых эти звёзды возникли, вследствие чего наблюдаемое число взаимодействий проникающих частиц оказывается меньше истинного.

Для сравнения укажем, что в работе <sup>144</sup>, где не учитывалась поправка на это обстоятельство, было получено значение  $\lambda_v = 750 \text{ г см}^{-2} \text{ Рб}$ . С этой точки зрения метод фотоэмульсий является более надёжным.

Заслуживают внимания данные об относительной роли процессов образования звёзд и упругого рассеяния.

Так, пробег для аномального рассеяния на угол  $> 5^\circ$  в графите <sup>145</sup> составляет  $800 \pm 220 \text{ г см}^{-2}$  (измеренный в этой работе свободный пробег для образования вторичных расщеплений составляет  $237 \pm 29 \text{ г см}^{-2}$  без поправки). В <sup>124</sup> указывается, что ядерное рассеяние (на угол  $> 10^\circ$ ) составляет около  $1/4$  от общего числа вторичных взаимодействий.

В <sup>144</sup> на 78 наблюдаемых случаях генерации проникающими частицами вторичных ливней и звёзд обнаружено 12 случаев аномального рассеяния (на углы  $> 15^\circ$ ).

Из 38 ядерных взаимодействий проникающих частиц, обнаруженных в <sup>138</sup>, не менее 8 являются случаями аномального рассеяния (превышающего не менее чем в 5 раз рассчитанную величину кулоновского рассеяния).

Наиболее подробные данные о соотношении числа упругих рассеяний и звёзд, образованных ливневыми частицами, содержатся в <sup>137</sup>. В частности, указано, что из 17 вторичных взаимодействий ливневых частиц в свинцовых пластинках толщиной по 0,5 мм в одном случае имело место рассеяние на угол  $> 10^\circ$  и в 16 случаях образование звёзд (в том числе 14 звёзд со слабо ионизирующими частицами).

Необходимо указать на известный произвол определения в указанных работах критерия для процесса упругого рассеяния.

В случаях, наблюдаемых в камере Вильсона как упругое рассеяние в пластинке, повидимому, может иметь место образование звёзд небольшой энергии, не выходящих из пластинок, что приводит к завышению измеренной доли процессов упругого рассеяния по отношению к процессу образования звёзд.

Из сравнения с данными таблиц VII и VIII следует, что с увеличением энергии нуклеонов сечение для неупругих столкновений возрастает, приближаясь к геометрическому сечению ядра. При каких энергиях эти величины начинают совпадать, в настоящее время сказать ещё нельзя. Во всяком случае, при энергии  $\sim 1 \text{ Бэв}$ ,



повидимому, практически это совпадение уже имеет место. В то же время доля регистрируемых процессов упругого рассеяния падает, как и следует ожидать, вследствие уменьшения величины углов рассеяния.

### 3. Образование звёзд

В заключение остановимся вкратце на процессах образования звёзд, регистрируемых в основном с помощью толстослойных фотоэмульсий, а также по толчкам в ионизационных камерах и по нейтронам, обнаруживаемым счётчиками, наполненными  $\text{BF}_3$ .

Охватываемая область энергий составляет 100—1000  $Mэв$ . Наибольшее число случаев, определяющих в основном результаты, относится к энергии до 400  $Mэв$ , т. е. к интервалу, в значительной мере перекрывающемуся с интервалом энергий, достижимым на ускорителях.

Звёзды без «ливневых» частиц большей частью образуются нейтронами и в меньшей мере протонами, потому что интенсивность потока протонов мала по сравнению с потоком нейтронов в области энергий, для которых пробег протонов вследствие ионизационного торможения меньше пробега для ядерного взаимодействия. В образовании звёзд с «ливневыми» частицами протоны и нейтроны участвуют приблизительно поровну (отношение их зависит от высоты места наблюдения и числа ливневых частиц  $N_S$ ).

Измерялась преимущественно величина  $\lambda_n$ . Данные о  $\lambda_n$ , относящиеся к этому интервалу энергий, были приведены ранее, в таблице XIII.

Значительное число работ посвящено измерению  $\lambda_n$  в воздухе, т. е. росту числа звёзд с высотой.

Измеренные величины  $\lambda_n$ , несмотря на значительный разброс, группируются вокруг значений  $\lambda_n^{\text{возд}} = 140\text{—}150 \text{ г см}^{-2}$ .

Данные о величине  $\lambda_n$ , измеренные в плотных веществах, приведены в таблице XIV.

$\lambda_n^{\text{возд}}$  меньше чем  $\lambda_n$  в плотных веществах того же (даже несколько меньшего) атомного веса (графит и лёд). Это показывает, что в состав компоненты, генерирующей звёзды в плотных веществах, входит некоторое количество неустойчивых частиц, которые распадаются в воздухе. Этими частицами являются, повидимому,  $\pi$ -мезоны.

Нуклеоны с энергией в несколько сот  $Mэв$  обычно образуют лишь одну звезду. Поэтому измеренная величина  $\lambda_n$  для нуклеонов, генерирующих звёзды, близка к свободному пробегу для образования звёзд, т. е. к свободному пробегу для неупругих столкновений  $\lambda_a$ .

Некоторое отличие может вызываться лишь за счёт нуклеонов более высоких энергий, имеющих в спектре частиц, генерирую-

Таблица XIV

Средний пробег для поглощения в плотных веществах компоненты, генерирующей звёзды (в  $г\text{ см}^{-2}$ )

Работа	Вещество				Примечание
	Pb	Al	C	Лёд	
[146]	$310 \pm 20$	220	$160 \pm 13$	$200 \pm 10$ $170 \pm 10$	Звёзды $\geq 3$ лучей
[147]	$300 \pm 20$				
[148]	320				
[149]					
[150]					
[151]					
[152]	$270 \pm 75$ $320 \pm 60$				Звёзды $\geq 3$ лучей Одиночные сильно ионизирующие частицы Все звёзды Звёзды от ионизирующих частиц Звёзды от нейтральных частиц
[153]	$305 \pm 7$				
	$405 \pm 31$				
	$260 \pm 34$				

щих звёзды. Естественно, что в области энергий нуклонов космических лучей, перекрывающейся с энергиями нуклонов, получаемых с помощью ускорителей, измеренные величины  $\lambda_n \approx \lambda_a$  достаточно хорошо согласуются между собой.

На основании изложенного в этом разделе материала можно высказать следующее заключение:

Величина эффективного сечения для взаимодействия нуклонов с ядрами при переходе от энергий, получаемых с помощью ускорителей, к релятивистским энергиям частиц космических лучей увеличивается приблизительно в два раза, достигая значения, близкого к геометрическим размерам ядра. В изученном до настоящего времени интервале релятивистских энергий ядерно-активных частиц (от  $\sim 1$  Бэв до десяти или нескольких десятков Бэв) заметного изменения величины эффективного сечения для взаимодействия с ядрами не происходит.

Средний пробег для поглощения в воздухе компоненты, генерирующей звёзды, несколько больше, чем для компоненты, генерирующей электронно-ядерные ливни. Это связано с соответствующим уменьшением длины среднего свободного пробега для взаимодействия при увеличении энергии частиц.

В плотных же веществах при увеличении энергии ядерно-активных частиц от нескольких сот Мэв до нескольких десятков Бэв величина среднего пробега для поглощения систематически возрастает.

Увеличивающееся с ростом энергии различие между пробегом для поглощения в воздухе и плотных веществах того же атомного веса указывает на возрастающую роль мезонов в ядерных процессах.

Авторы обзора<sup>154</sup> приходят к заключению, что при увеличении энергии ядерно-активных частиц, начиная от энергий звёздогенерирующей компоненты, величина  $\lambda_n$  систематически уменьшается, стремясь к величине  $\lambda_n$ . Это заключение является ошибочным.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВАМ IV—VIII

87. Атлас «Нейтронные эффективные сечения элементов», М., 1948.
88. Сборник статей «Нейтронные эффективные сечения элементов», М., 1951.
89. A. Taylor, T. Pickavance и др., *Phil. Mag.*, **42**, 328 (1951).
90. R. H. Hildebrand, C. Leith, *Phys. Rev.*, **80**, 842 (1950).
91. L. Cook, E. McMillan и др., *Phys. Rev.*, **75**, 7 (1949).
92. A. Taylor, T. Pickavance и др., *Phil. Mag.*, **42**, 751 (1951).
93. A. Bratenahl, S. Fernbach и др., *Phys. Rev.*, **77**, 597 (1950).
94. S. Fernbach, R. Serber, T. Taylor, *Phys. Rev.*, **75**, 1352 (1949).
95. J. Hadley а. H. York, *Phys. Rev.*, **80**, 345 (1950).
96. R. Richardson, W. Ball и др., *Phys. Rev.*, **83**, 859 (1951).
97. R. Richardson, W. Ball и др., *Phys. Rev.*, **86**, 29 (1952).
98. R. Hildebrand а. B. Moyer, *Phys. Rev.*, **72**, 1258 (1947).
99. R. Bjorklund, W. Crandall и др., *Phys. Rev.*, **77**, 213 (1950).
100. J. Smith, *Phys. Rev.*, **71**, 32 (1947).
101. K. Brueckner, W. Powell, *Phys. Rev.*, **75**, 1274 (1949).
102. G. Bernardini и др., *Phys. Rev.*, **80**, 905 (1950).
103. G. Temmer, *Phys. Rev.*, **79**, 227 (1950).
104. J. Cladis и др., *Bull. Am. Phys. Soc.*, **26**, № 8, 6 (1950).
105. G. Temmer, *Phys. Rev.*, **83**, 1067 (1951).
106. A. Perry, *Phys. Rev.*, **85**, 497 (1952).
107. G. Bernardini и др., *Phys. Rev.*, **83**, 669 (1951).
108. A. Perry, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **26**, № 1, EA8, 20 (1951).
109. L. Germain, *Phys. Rev.*, **82**, 596 (1951).
110. S. Pasternack а. H. Snyder, *Phys. Rev.*, **80**, 921 (1950).
111. M. L. Goldberger, *Phys. Rev.*, **74**, 1269 (1948).
112. G. F. Chew а. M. L. Goldberger, *Phys. Rev.*, **77**, 470 (1950).
113. J. Heidmann, *Phys. Rev.*, **80**, 171 (1950).
114. R. Jastrow, *Phys. Rev.*, **82**, 261 (1951).
115. А. Б. Мигдал, Я. А. Смородинский, УФН, **41**, 133 (1950).
116. Н. Г. Биргер, В. И. Векслер, Н. А. Добротин, Г. Т. Зацепин, Л. В. Курносова, А. Л. Любимов, И. Л. Розенталь, Л. X. Эйдуc, ЖЭТФ, **19**, 826 (1949).
117. С. Ф. Поуэлл, УФН, **45**, 15 (1951).
118. B. P. Gregory, Y. H. Tinlot, *Phys. Rev.*, **81**, 667 (1951).
119. U. Camerini, I. H. Davies и др., *Phil. Mag.*, **42**, 1241 (1951).
120. W. O. Lock, G. Jekutieli, *Phil. Mag.*, **43**, 231 (1952).
121. A. J. Hartzler, *Phys. Rev.*, **82**, 359 (1951).
122. W. D. Walker, S. P. Walker, K. Greisen, *Phys. Rev.*, **80**, 546, (1950).
123. W. D. Walker, *Phys. Rev.*, **77**, 686 (1950).
124. M. B. Gottlieb, *Phys. Rev.*, **82**, 349 (1951).
125. G. Cocconi, *Phys. Rev.*, **75**, 1074 (1949).
126. D. Pomeroy, *Phys. Rev.*, **84**, 77 (1951).

127. H. W. Boehmer, H. S. Bridge, Phys. Rev., 82, 306 (1951).
  128. B. Rossi, Proceedings of the Echo Lake Cosmic Ray Symposium, стр. 307.
  129. K. Sittte, Phys. Rev., 78, 714 (1950).
  130. E. P. George, A. C. Jason, Proc. Phys. Soc., A63, 1081 (1950).
  131. К. И. Алексеева и С. Н. Вернов, ДАН СССР, 69, 317 (1949).
  132. С. Н. Вернов и Т. Н. Чарахчян, ДАН СССР, 69, 523 (1949).
  133. Г. Т. Зацепин, ЖЭТФ, 19, 1104 (1949).
  134. В. И. Векслер, Л. В. Курносова, А. П. Любимов, ЖЭТФ, 17, 1026 (1947).
  135. М. И. Подгорецкий, ЖЭТФ, 21, 1097 (1951).
  136. С. А. Азимов, В. Ф. Вишневский, Н. И. Хилько, ДАН СССР, 78, 231 (1951).
  137. A. Lovati, A. Mura и др., Nuovo Cimento, 8, 271 (1951).
  138. K. H. Barker, C. C. Butler, Proc. Phys. Soc., A64, 4 (1951).
  139. A. Lovati, A. Mura и др., Phys. Rev., 77, 284 (1950); Nuovo Cimento, 7, 36 (1950).
  140. W. W. Brown, A. S. McKay, Phys. Rev., 77, 342 (1950).
  141. B. P. Gregory, J. H. Tinlot, Phys. Rev., 81, 675 (1951).
  142. G. Salvini, G. Reynolds, Phys. Rev., 83, 198 (1951).
  - 142a. G. Salvini, Nuovo Cimento, 8, 728 (1951).
  143. U. Camerini, P. H. Fowler и др., Phil. Mag., 41, 413 (1950).
  144. W. Fretter, Phys. Rev., 76, 511 (1949).
  145. J. R. Green, Phys. Rev., 80, 832 (1950).
  146. E. P. George, A. C. Jason, Proc. Phys. Soc., A62, 243 (1949). Cosmic Radiation (Colston Papers), London, 1949.
  147. G. Bernardini, G. Cortini, A. Manfredini, Phys. Rev., 76, 1792 (1949); ibid., 79, 952 (1950).
  148. E. Schopper, K. H. Höcker, G. Kuhn, Phys. Rev., 82, 444 (1951).
  149. J. C. Barton, E. P. George, A. C. Jason, Proc. Phys. Soc., A64, 175 (1951).
  150. J. B. Harding, S. Lattimore и др., Nature, 163, 320 (1949).
  151. J. B. Harding, Phil. Mag., 42, 651 (1951).
  152. Г. Е. Беловицкий, Н. В. Масленикова, В. Ф. Смирнов, Л. В. Сухов, ДАН СССР, 69, 321 (1949).
  153. W. G. W. Rosser, M. W. Swift, Phil. Mag., 42, 856 (1951).
  154. Puppi, Dallaporta, Progress in Cosmic Ray Physics, 315, Amsterdam, 1952.
-