

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

РАДИОАКТИВНЫЕ ИЗОТОПЫ ГЕЛИЯ

К. Артёмов и Б. Джелепов

В природе существует два устойчивых изотопа гелия — He^3 и He^4 . Их основные свойства указаны в табл. I.

Таблица I

Свойства устойчивых изотопов гелия

Изотоп	Относит. распространённость в %	Спин ^a	Магн. момент ^b	Масса атома ($\text{O}^{16} = 16$)	Полная энергия связи в Мэв	Средн. энергия связи на 1 част.	Коэф. упаковки	Энергия отрыва в Мэв	
								п	р
He^3	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$1/2$	2,131	$3,017014 \pm \pm 0,000017$	7,62	2,54	5,28	7,62	5,43
He^4	~ 100	0	0	$4,003887 \pm \pm 0,000021$	28,16	7,04	0,90	20,54	19,81

He^4 является основным изотопом. Распространённость He^3 очень мала — $1,3 \cdot 10^{-4}$ % по отношению к He^4 .

Свойства He^3 рассмотрены в обзоре К. Туманова^{4*}).

Ядро He^2 , повидимому, не может существовать сколько-нибудь продолжительное время. Оно представляет собой систему двух протонов. Ландау и Смородинский⁵ показали, что из экспериментальных данных о рассеянии протонов на протонах непосредственно вытекает невозможность стабильных состояний системы He^2 («бипротона»). Ядро He^5 распадается на He^4 и нейтрон. Только ядро He^6 является «обычным» β -излучателем.

*) В «Успехах физических наук» ранее были помещены также обзоры, посвящённые свойствам радиоактивных изотопов водорода⁶, фосфора⁷, иода⁸ и азота^{8а}.

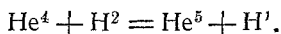
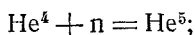
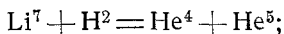
ИЗОТОП He^5 (n ; $T \approx 10^{-20}$ сек.)

Единственным массовым числом, которому не соответствует ни один стабильный или радиоактивный в обычном смысле этого слова изотоп, является число пять. Такое массовое число могли бы иметь, повидимому, только изотопы гелия и лития, однако, такие изотопы неизвестны ни среди стабильных, ни среди β -радиоактивных.

В 1934 г. Блекни, Гарнвелл и др.⁹ сделали попытку масс-спектрографически найти He^5 в обычном гелии. Они нашли, что He^5 , если и присутствует в обычном гелии, то в количествах меньших, чем $1:10^6$.

Мейсераков, Реут, Григорьев и Хренина¹⁰ определили верхний предел относительной распространённости He^5 в гелии, используя циклотрон в качестве масс-спектрометра и толстослойные фотографические пластинки в качестве детектора частиц. Они получили для гелия из газовой скважины верхний предел равным $1:10^{14}$.

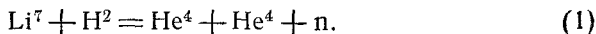
Таким образом, He^5 в естественном состоянии, повидимому, не существует. Однако, он может быть создан в результате некоторых реакций, например:



Эти реакции были исследованы многими авторами. Мы рассмотрим их по очереди в этой последовательности.

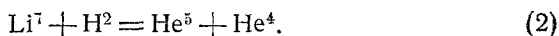
РЕАКЦИЯ $\text{Li}^7 + \text{H}^2 = \text{He}^5 + \text{H}^4$

В 1935 г. Олифант, Кемптон и Резерфорд¹¹, измеряя энергии α -частиц, получающихся при бомбардировке лития дейтеронами с энергией 190 *кэв*, обнаружили непрерывный спектр α -частиц, простирающийся до 8,29 *Мэв* (пробег 7,8 *см*). Схема опыта дана на рис. 1. Они приписали этот спектр реакции



Действительно, если исходить из принятых теперь значений масс $^{47}\text{Li}^7$, H^2 , He^4 и n , то при энергии дейтронов 190 *кэв* следует ожидать под углом 90° к пучку дейтронов появления непрерывного спектра α -частиц, простирающегося от 0 до 8,46 *Мэв* (пробег 8,06 *см*). Поэтому интерпретация, предложенная Олифантом, Кемптоном и Резерфордом, представляется вполне правильной.

В 1936-г. Кемптон, Браун и Маасдорп¹² предприняли поиски однородной группы α -частиц, которая должна была бы возникать, если происходит реакция



Эти авторы не нашли такой группы и заключили, что реакция (2), если и происходит при энергии дейтронов 190 *кэв*, то по крайней мере в 100 раз реже, чем (1).

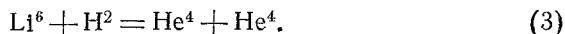
Вильямс, Шеферд и Хексби^{13, 14} в 1937 г. повторили эти опыты с аппаратурой, которая лучше дифференцировала α -частицы разной энергии. Опыты производились по схеме рис. 1. Энергия дейтронов была равна 200 *кэв* и изучались α -частицы, вылетающие под углом 90° к пучку дейтронов.

На рис. 2 изображена зависимость показаний дифференциальной ионизационной камеры от толщины фильтра на пути α -частиц.

На кривой отчетливо виден максимум А, соответствующий монохроматической группе частиц с пробегом 7,1 *см*; он находится на фоне непрерывного спектра α -частиц от реакции (1).

Контрольные опыты с разделёнными изотопами Li^6 и Li^7 показали, что пик А бесспорно связан с Li^7 .

Авторы считают, что пик А принадлежит α -частицам из реакции (2). В этом случае пик He^5 должен был бы лежать при 4,35 *см*, однако в этом месте никакого пика не заметно. Если бы пик А принадлежал He^5 , то тогда должен был бы наблюдаться пик α -частиц при 11,9 *см*, немного левее пика В (12,7 *см*), который дают α -частицы из реакции



Такого пика тоже нет.

Отсутствие пиков, которые можно было бы приписать He^4 и He^5 , заставляет предполагать, что He^5 настолько неустойчив, что распадается раньше, чем успевает долететь до ионизационной камеры.

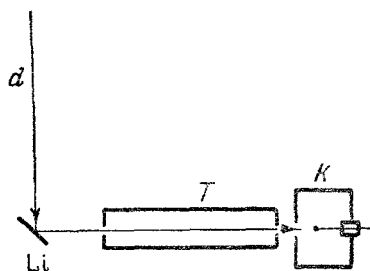


Рис. 1. Схема опытов 11—17. *d*—пучок дейтронов; *Li*—литиевая мишень; *T*— труба, в которой может меняться давление воздуха; *K*— счётчик α -частиц^{11, 12}, дифференциальная ионизационная камера^{13, 14} или толстослойная фотолампа¹⁷.

Если считать, что пик *A* принадлежит «обычным» α -частицам реакции (2), то энергия этих α -частиц равна 7,83 Мэв (пробег 7,1 см). При этом He^5 должен иметь энергию 6,33 Мэв и, следовательно, энергия реакции (2)

$$Q = 13,96 \text{ Мэв.}$$

Принимая массы Li^7 , H^2 и He^4 равными, согласно Маттауху и Фламмерсфельду⁴⁷,

$$\text{Li}^7 = 7,018203 \text{ м. е.}$$

$$\text{H}^2 = 2,014721 \text{ м. е.}$$

$$\text{He}^4 = 4,003887 \text{ м. е.,}$$

получаем массу He^5 :

$$\text{He}^5 = 5,014042 \text{ м. е.}$$

Как легко видеть, при такой массе He^5 должен быть неустойчивым по отношению к распаду на α -частицу и нейтрон:



Принимая массу нейтрона равной 1,008939 м. е., получаем:

$$Q_1 = 1,13 \text{ Мэв.}$$

ВРЕМЯ ЖИЗНИ He^5 .

К вопросу о времени жизни ядра He^5 можно подойти следующим образом.

Если бы время жизни было соизмеримо с временем пробега ($\sim 10^{-8}$ сек.), то наблюдался бы второй максимум. Изучая его, можно было бы сделать заключения о времени жизни He^5 . Отсутствие такого пика свидетельствует о том, что He^5 имеет время жизни $T < 10^{-8}$ сек. Если He^5 распадается раньше, чем он успел затормозиться, то образующиеся α -частицы должны давать непрерывный спектр. Если принять массу He^5 равной 5,0140, то следует ожидать появления в опытах по схеме рис. 1 непрерывного спектра α -частиц, простирающегося от 3,09 Мэв до 7,34 Мэв (пробеги от 1,77 см до 6,39 см). Вполне вероятно, что непрерывный

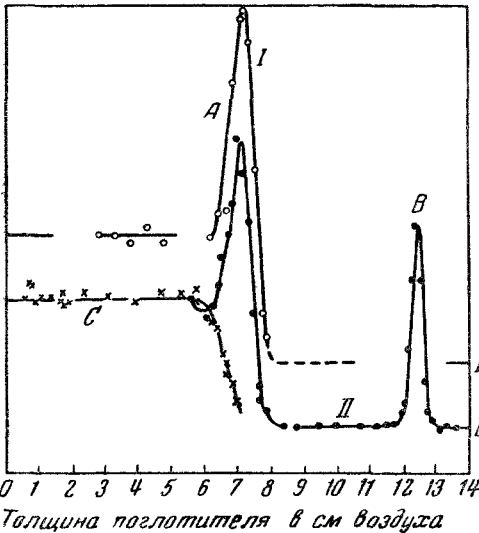


Рис. 2. Энергетический спектр α -частиц, возникающих при реакции $\text{Li} + d$. По оси ординат отложено отношение числа регистрируемых частиц при данной толщине поглотителя к их числу при минимальной толщине. Кривые *I* и *II* — кривые Вильямса, Шеферда и Хексби^{13, 14} из двух серий измерений. Цифрами *I* и *II* справа отмечены нули соответствующих кривых. *C* — кривая Олифанта, Кемптона, и Резерфорда¹¹.

спектр, наблюдавшийся в опытах Вильямса, Шеферда и Хексби, состоял из α -частиц реакции (1) и α -частиц развала He^5 .

Вильямс, Шеферд и Хексби обратили внимание на то, что пик A немного шире пика B (6 мм и 4 мм соответственно). Отсюда они сделали заключение о дополнительной неопределённости в энергии α -частиц из реакции (2) в 70 кэв и, применяя принцип неопределённости в форме $T \cdot \Delta E = h$, получили для среднего времени жизни He^5 значение

$$T \approx 6 \cdot 10^{-20} \text{ сек.}$$

Отсюда это число попало в ряд справочников. Однако, если эта дополнительная ширина действительно существует и не связана с аппаратурой, то возникает вопрос: следует ли её приписать размытию уровня возбуждённого составного ядра Be^9 или размытию уровня He^5 ?

Если бы дейтроны были строго монохроматичны, а мишень бесконечно тонка, то все ядра Be^9 получались бы с одной энергией возбуждения. Если бы при этом получалось уширение линии, то оно свидетельствовало бы о ширине уровня He^5 , как бы поглощающего часть энергии возбуждения Be^9 .

В опытах Вильямса, Шеферда и Хексби указанные выше условия не соблюдены, поэтому заключения становятся менее определёнными.

Рассмотрим два случая.

1. Предположим, что обе реакции (2) и (3) идут нерезонансно при любой энергии дейтронов выше 100 кэв.

В этом случае энергетическая ширина дейтеронного пучка вызвала бы одинаковое расширение обеих линий α -частиц. Дополнительную ширину первой линии следовало бы приписать He^5 .

2. Предположим, что уровни составных ядер Be^9 и Be^8 широкие, но ограниченные. Тогда, если энергетическая ширина дейтеронного пучка меньше ширины обеих уровней, то задача сводится к случаю 1. Если же дейтеронная ширина больше ширины наиболее узкого из уровней Be^9 и Be^8 , то дейтроны сильнее расширили бы линию, связанную с более широким уровнем. Если бы ширина уровня Be^9 была больше ширины уровня Be^8 , то соответствующая линия расширилась бы независимо от He^5 .

Так как, по видимому, случай 1 является более вероятным, то условно можно наблюдающееся уширение пика A приписать ширине уровня He^5 . Тогда для времени жизни He^5 получаем значение

$$T \approx \frac{h}{2\pi\Delta E} = 10^{-20} \text{ сек.}$$

Наблюдения Вильямса, Шеферда и Хексби в основном были подтверждены в 1938 г. Штаубом и Стефенсом^{15,16} по той же схеме рис. 1. При бомбардировке лития более быстрыми дейтронами (до 800 кэв) они нашли довольно широкий максимум,

соответствующий частицам с пробегом 7,6 см. Из приведённого пробега вытекают значения, несколько отличающиеся от значений, полученных Вильямсом, Шефердом и Хексби, а именно:

$$Q = 14,20 \text{ Мэв}, Q_1 = 0,89 \text{ Мэв}, \text{He}^5 = 5,013786 \text{ м. е.}$$

Латтес, Фаулер и Куер¹⁷ проделали опыты, заменив в схеме рис. 1 ионизационную камеру косо поставленной толстослойной фотопластинкой. Энергия дейтронов в их опытах была равна 900 кэв. Они получили

$$Q = 13,43 \text{ Мэв}, Q_1 = 1,66 \text{ Мэв}, \text{He}^5 = 5,0146 \text{ м. е.}$$

ВЫХОД РЕАКЦИИ (2).

Повидимому, относительная роль реакции (2) возрастает при увеличении энергии дейтронов.

Выход реакции (2) по отношению к выходу реакции (1) составляет при энергии дейтронов 200 кэв $\frac{7}{1000}^{14}$, а при 800 кэв составляет $\frac{1}{5}^{16}$.

Последнее число Штауб и Стефенс¹⁶ подтвердили также по измерениям относительного числа нейтронов, возникающих при реакции (1) и при распаде He^5 . Эти измерения не обладают, однако, большой точностью, так как нейтроны от He^5 видны только в виде небольшого уступа на непрерывном нейтронном спектре.

РЕАКЦИЯ $\text{He}^4 + n = \text{He}^5$

Если He^5 может существовать хотя бы короткое время, то должно наблюдаться резонансное рассеяние в гелии нейтронов подходящей энергии.

Штауб и Стефенс¹⁸ в 1939 г. исследовали рассеяние нейтронов в гелии и водороде.

Они получили кривую, изображённую на рис. 3.

Сравнивая отношение $\frac{\sigma_{\text{расс в He}}}{\sigma_{\text{расс в H}}}$, полученное ими экспериментально, с этим отношением, вычисленным теоретически, авторы пришли к заключению, что He^5 образуется в p -состоянии.

В 1940 г. появилась короткая заметка Штауба и Тетеля¹⁹, в которой они сообщали, что пик, наблюдаемый предыдущими авторами, состоит из двух компонент, находящихся на расстоянии 0,24 Мэв.

В атласе Гудмена²⁰ приведены неопубликованные данные Холла и Кунтца. Они изображены крестиками на рис. 3; в основном они подтверждают предыдущие работы Штауба и Тетеля.

Однако результаты этих работ противоречат работе Башкина, Петри, Мурина и Петерсона²¹, опубликованной в 1949 г. Эти

авторы измеряли сечение рассеяния в гелии нейтронов с энергиями от 40 *кэв* до 6,4 *Мэв*. Сечение плавно возрастает от 0,8 барна при 40 *кэв* до 6,7 барна при 1,1 *Мэв*, затем плавно падает до 2,3 барна при 6,4 *Мэв*. Точность измерений $\pm 0,1$ барна. В интервале энергий нейтронов от 0,95 до 1,52 *Мэв* сечение

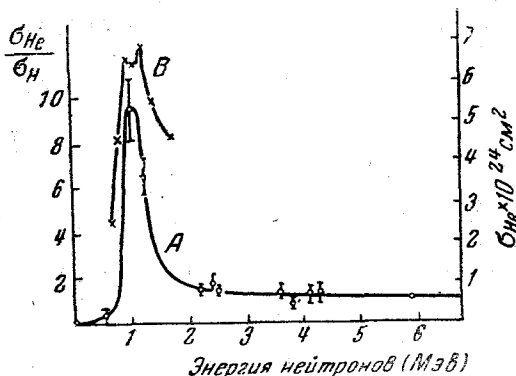


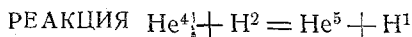
Рис. 3. *A* — отношение сечения рассеяния нейтронов на 180° в гелии (σ_{He}) к сечению рассеяния в водороде (σ_{H}) как функция энергии нейтронов¹⁸; *B* — сечение рассеяния нейтронов в гелии²⁰. Пунктирные кривые — теоретические кривые для углов $180^\circ \pm 15^\circ$ и $162^\circ \pm 8^\circ$, вычисленные в предположении, что угловая связь между направлениями вылета из ядра электрона и нейтрино описывается выражением

$$1 - \frac{1}{3} \frac{v}{c} \cos \theta.$$

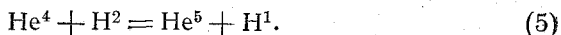
рассеяния измерялось через каждые 30 *кэв*, но двух максимумов Штауба и Тетеля найдено не было.

Если воспользоваться данными Башкина и др., то для массы He^5 получается значение

$$\text{He}^5 = 5,013772 \text{ м. е.}; Q_1 = 0,88 \text{ Мэв.}$$



Жолио и Зотовский^{22,23} бомбардировали парафин, содержащий дейтерий, α -частицами полония и наблюдали появление однородной группы частиц, по их мнению протонов, из реакции



Эти опыты, повидимому, ошибочны. Иенсен²⁴ показал, что если эта реакция происходит, то её выход по меньшей мере в 30 раз меньше, чем у Жолио и Зотовского.

Из опытов Жолио и Златовского вытекала масса He^5 :

$$\text{He}^5 = 5,0106 \pm 0,0005 \text{ м. е.}$$

При такой массе He^5 оказывался устойчивым по отношению к процессу деления на He^4 и p , но зато хорошо известный He^6 должен был бы распадаться на He^5 и p . Это также указывает на ошибочность опытов Жолио и Златовского.

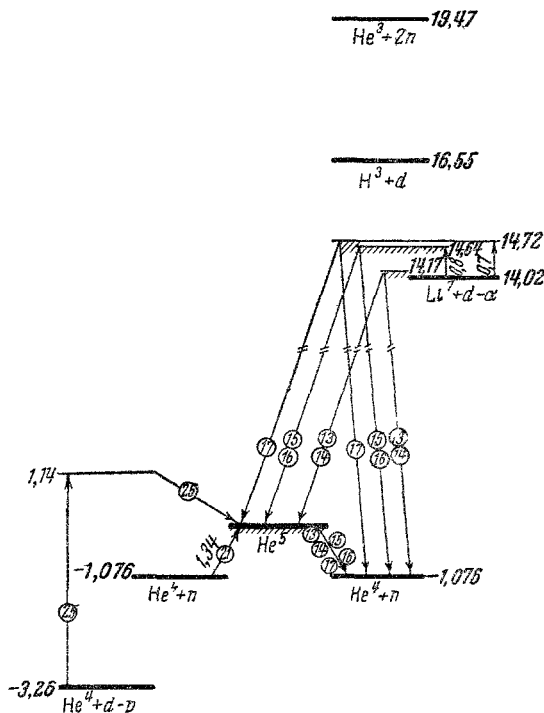


Рис. 4. Схема образования и распада He^5 . Жирная черта соответствует основному состоянию или алгебраической сумме масс. Стоящие рядом с чертой жирные цифры указывают Q соответствующей реакции. Более высокие состояния, возникающие за счёт кинетической энергии падающей частицы, обозначены светлой чертой; стоящие рядом светлые цифры указывают энергию развала составного ядра на He^5 и соответствующую частицу (в коорд. сист. центра тяжести). Светлые цифры у вертикальных стрелок указывают энергии бомбардирующих частиц в лабораторной системе координат. Все энергии даны в Мэв. Цифры в кружках на стрелках, обозначающих переходы между состояниями, указывают ссылки на литературу.

Гуггенгеймер, Гейтлер и Поуелл²⁵ в 1947 г. исследовали рассеяние в гелии дейтеронов с энергией 6,6 Мэв. Продукты реакции регистрировались с помощью толстослойной фотопластики. Наряду с рассеянными дейтеронами была обнаружена однородная группа частиц, которую авторы приписали протонам, получающимся при реакции (5).

Согласно их измерениям, энергия реакции (5)

$$Q = -2,9 \text{ Мэв.}$$

Отсюда вытекает значение массы для He⁵:

$$\text{He}^5 = 5,0137 \text{ м. е.}$$

МАССА He⁵

В табл. II собраны экспериментальные данные о массе He⁵.

Таблица II

Энергии реакций, масса He⁵ и энергия распада He⁵

№ пп.	Автор	Энергия реакции Q Мэв	Энергия распада He ⁵ Q ₁ Мэв	Масса He ⁵ (м. е.)
Реакция Li ⁷ + H ² :				
1	Вильямс, Шеферд и Хексби ^{13,14}	13,96	1,13	5,014042
2	Штауб и Стефенс ¹⁵	14,20	0,89	5,013785
3	Латгес, Фаулер и Куер ¹⁷	13,43	1,66	5,014612
Реакция He ⁴ + п				
4	Башкин, Петри, Муриг и Петерсон ²¹		0,88	5,013772
Реакция He ⁴ + H ² :				
5	Жолио и Злотовский ^{22,23}	-0,1±0,3	-2,08	5,0106
6	Гуггенгеймер, Гейтлер и Поуелл ²⁵	-2,9	0,81	5,0137
	Наиболее вероятное значение массы He ⁵ и энергии распада Q ₁ (простое среднее из 1, 2, 3, 4, 6)		1,08	5,0140 ±0,0003

ИЗОТОП He^6 (β^- ; $T = 0,823$ сек.)ИСТОРИЯ ОТКРЫТИЯ И УСТАНОВЛЕНИЯ Z И A

В 1936 г. Бьердж²⁶ обнаружил активность с периодом полураспада около 1 сек., возникавшую при бомбардировке бериллия быстрыми нейтронами от источника ($\text{Rn} + \text{Be}$).

В следующей работе Бьердж²⁷ сообщил, что радиоактивное вещество легко увлекается потоком водорода, омывающим бериллиевый порошок. Он предположил, что полученное им вещество является He^6 , образующимся по реакции



Полессичкий²⁸ показал, что получающийся при взаимодействии нейтронов с бериллием газ не адсорбируется на платиновом катализаторе и поэтому не является изотопом водорода. Все реакции между Be и n не дают других газообразных продуктов реакций, кроме He и H . Поэтому из совокупности перечисленных опытов следует, что активность принадлежит изотопу гелия. При этом становится практически достоверным, что происходит реакция (6) и получается He^6 .

В дальнейшем He^6 был получен по реакциям



и



ПЕРИОД ПОЛУРАСПАДА

В таблице III приведены результаты измерений периода полураспада He^6 различными авторами.

Таблица III

Период полураспада He^6 по измерениям различных авторов

№ пп.	Авторы и год	Период полураспада в сек.
1	Бьердж и др. ²⁶ (1938)	0,8 ± 0,1
2	Кноль и Фельдкамп ³¹ (1937)	0,8 ± 0,2
3	Намиа и Вален ³⁷ (1937)	0,80 ± 0,04
4	Кассельс и Латам ³⁸ (1947)	0,87 ± 0,06
5	Соммерс и Шерр ³⁹ (1946)	0,85 ± 0,05
6	Кнокс ⁴⁰ (1948)	0,82 ± 0,06
7	Холмс ⁴¹ (1949)	0,823 ± 0,013

Последнее значение, полученное Холмсом, является наиболее точным. Оно было получено методом, использованным Кнолем и Фельдкампом³⁰ ещё в 1936 г.

Принцип метода заключается в следующем (рис. 5). Обод *C* вращается с некоторой постоянной скоростью. Активируемое вещество, нанесённое на внутреннюю поверхность обода, подвергается действию нейтронов из источника *A*. Образовавшаяся активность переносится при вращении обода к счётчику *B*, который даёт при этом постоянную скорость счёта. Возможность непрерывного счёта в течение большого промежутка времени позволяет набрать большую статистику.

Как показали Намиа и Вален³⁷, равновесная скорость счёта *c* даётся уравнением

$$C = k \frac{\omega}{\lambda} \left(1 - e^{-\frac{\lambda\alpha}{\omega}}\right) \times \left(1 - e^{-\frac{\lambda\beta}{\omega}}\right) \frac{e^{-\frac{\lambda\Phi}{\omega}}}{1 - e^{-\frac{2\pi\lambda}{\omega}}}, \quad (9)$$

где λ — постоянная распада радиоактивного вещества, ω — угловая скорость обода, $\Phi = \pi - \frac{\alpha + \beta}{2}$, k — постоянная прибора, α — эффективная угловая ширина источника, β — эффективная угловая ширина счётчика.

Если $\lambda\alpha \ll \omega$, $\lambda\beta \ll \omega$ и $\Phi \approx \pi$, то (9) переходит в уравнение

$$C = C_0 \frac{x}{\text{sh } x}, \quad (10)$$

где $x = \frac{\lambda\pi}{\omega} = 0,347 \frac{t}{T}$, t — период вращения обода, T — период полураспада активности, C_0 — постоянная.

Пользуясь этими формулами, уже из двух измерений с двумя различными t можно определить T .

На рис. 6 представлена кривая зависимости $R = \frac{C}{C_0}$ от $\frac{t}{T}$. R мало отличается от единицы при $t = T$ и падает до 0.5 при

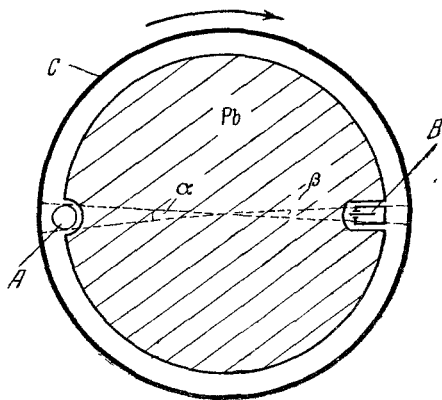


Рис. 5. *A* — источник нейтронов; *B* — счётчик; *C* — вращающийся обод с внутренней поверхностью, покрытой порошком Be ; *Pb* — свинцовая защита; α — эффективная угловая ширина источника; β — эффективная угловая ширина счётчика.

$t = 6,3 T$. На практике один период вращения t берут достаточно малым (быстрое вращение), так что $R \approx 1$. Тогда скорость счёта не только максимальна, но и почти не зависит от периода вращения.

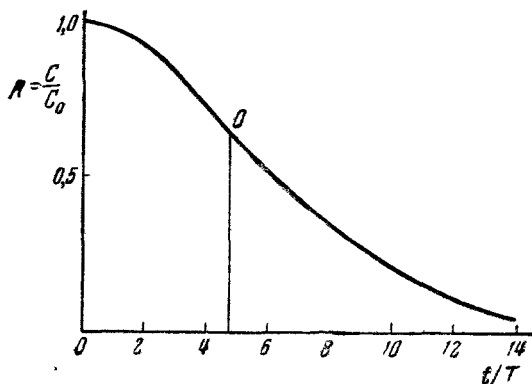


Рис. 6. Изменение скорости счёта с периодом вращения обода; o — точка перегиба.

Затем измеряется R при различных скоростях вращения; выгоднее всего выбирать их так, чтобы $\frac{t}{T}$ лежало в интервале от 3 до 6. Из каждой пары значений R получают значения T для периода полураспада. Из этих данных можно вычислить наиболее вероятное значение T .

ГРАНИЦА β -СПЕКТРА

Результаты измерений границы β -спектра He^6 различными авторами приведены в табл. IV.

Таблица IV

Граница β -спектра He^6 по измерениям различных авторов

№ пп.	Авторы и год	Метод измерения	Граница спектра в Мэв
1	Бьердж и Брострем ³⁶ (1938)	Камера Вильсона	3,5 ± 0,5
2	Соммерс и Шерр ³⁹ (1946)	Метод поглощения	3,5 ± 0,6
3	Кюкс ⁴⁰ (1948)	»	3,7 ± 0,2
4	Аллен, Панет и Морриш ⁴³ (1949)	»	3,50
5	Переп-Мендец и Браун ⁴⁸ (1950)	Магн. спектрометр	3,215 ± 0,015

Последнее значение является наиболее достоверным. Перец-Мендец и Браун получали He^6 по реакции $\text{Be}^9(p, \alpha)$, бомбардируя тонкий порошок бериллия (величина зёрен 1μ) нейтронами $\text{Be}^4 + d$. Поток гелия непрерывно обдувал порошок Be и переносил He^6 в камеру, присоединённую к магнитному спектрометру. На рис. 7 изображена диаграмма Ферми для полученного ими β -спектра He^6 . В интервале от 200 кэв до границы спектра, располо-

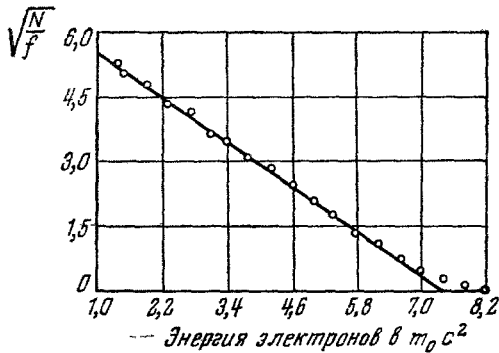


Рис. 7. Диаграмма Ферми β -спектра He^6 , не исправленного на разрешающую способность и поглощение в окне спектрометра.

$$f = F(E, Z) E \cdot \sqrt{E^2 - 1};$$

N — число электронов на единицу интервала энергии; $\sqrt{\frac{N}{f}}$ отложен в произвольных единицах. Неисправленная граница β -спектра He^6 $E_{\text{гр}} = 7,34 m_0 c^2 = 3,230 \pm 0,015 \text{ Мэв}$. Исправленная граница $E_{\text{гр}} = 7,30 m_0 c^2 = 3,215 \pm 0,015 \text{ Мэв}$.

женной при $3,215 \text{ Мэв}$, точки хорошо укладываются на прямую. Это указывает на то, что β -спектр следует формуле Ферми, а распад, повидимому, относится к разрешённым.

Юз, Холл, Эгглер и Гольдфарб³² указывают в своей статье, посвящённой Li^8 , что граница β -спектра He^6 равна 6 Мэв ; больше никаких данных в статье не приведено.

Следует отметить, что такое значение границы спектра He^6 представляется маловероятным. В этом случае масса He^6 была бы равна $6,023396 \text{ м. е. и}$, следовательно, он был бы неустойчив по отношению к развалу на He^5 и p (сумма масс $6,022981$) и даже на $\text{He}^4 + 2p$ (сумма масс $6,021765$).

γ -ИЗЛУЧЕНИЕ He^6

Кнокс⁴⁰ сделал попытку обнаружить γ -излучение He^6 , снимая кривую поглощения излучения He^6 . Эта кривая представлена на рис. 8.

Горизонтальная часть кривой указывает величину фона от γ -лучей торможения электронов β -спектра. Экспериментальная величина фона согласуется с вычисленным его значением.

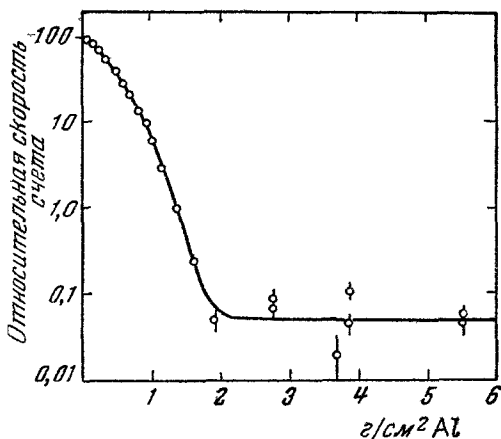


Рис. 8. Кривая поглощения излучения He^6 . Пробег электронов в $\text{г/см}^2/\text{Al}$. Горизонтальная часть кривой — фон от тормозного излучения электронов β -спектра.

Отсюда Кнокс делает вывод, что γ -лучей, связанных с распадом He^6 , нет, если только они не имеют очень малую энергию (< 100 кэв) или малую интенсивность ($< 10\%$ переходов, если энергия γ -квантов порядка 1 Мэв).

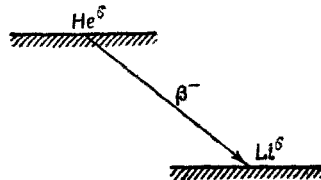
СХЕМА РАСПАДА He^6

Произведение Tf для He^6 равно 640. Это наименьшее из известных значений Tf . Повидимому, β -распад He^6 относится к разрешенным; это, однако, противоречит некоторым теоретическим соображениям⁴³.

Приведенные выше данные о β - и γ -излучении указывают на то, что основная доля распадов He^6 происходит по схеме рис. 9.

Единственное указание на существование возбужденного уровня Li^6 в интервале $0-3,2$ Мэв имеется в работе Хашлея⁴⁴. Хашлея исследовал γ -излучение, возникающее при бомбардировке бериллия протонами. Реакция $\text{Be}^9(p, \alpha)\text{Li}^6$ экзотермична и на-

блюдается при малых энергиях протонов. Однако при энергии протонов $2,52 \text{ Мэв}$ наблюдается резкое повышение выхода γ -лучей с энергией 3 Мэв . Эти γ -лучи могут быть приписаны реакции $\text{Be}^9(p, \alpha) \text{Li}^{6*}$, но также и конкурирующим реакциям $\text{Be}^9(p, n) \text{B}^9$ и $\text{Be}^9(p, \gamma) \text{B}^{10}$. Поэтому вопрос об уровне 3 Мэв у Li^6 не может считаться решённым. β -распад на этот уровень было бы очень трудно обнаружить. Распад He^6 на основной уровень Li^6 разрешён; если переход на возбуждённый уровень тоже разрешён, то вероятность его должна быть меньше, чем для перехода на основной уровень в $\frac{f_{\text{возб}}}{f_{\text{осн}}}$ раз; если переход на возбуждённый уровень запрещён, то его вероятность ещё меньше. Подсчёт показывает, что $\frac{f_{\text{возб}}}{f_{\text{осн}}} \approx 1/2000$; при современном состоянии β -спектроскопии обнаружить столь слабую мягкую компоненту практически невозможно. Гораздо легче было бы обнаружить слабые, но жёсткие γ -лучи, которые должны следовать за мягким β -спектром.

Рис. 9. Схема распада He^6 .

МАССА He^6

Массу He^6 можно определить двумя способами.

1. По верхней границе β -спектра He^6 :

$$\text{He}^6 = \text{Li}_3^6 + E_{\text{гр}}.$$

Так как $E_{\text{гр}} = 3,215 \pm 0,015 \text{ Мэв}$ и $\text{Li}^6 = 6,016952 \pm 0,00005 \text{ м. е.}$, то, следовательно,

$$\text{He}^6 = 6,02041 \pm 0,00007 \text{ м. е.}$$

2. По порогу реакции $\text{Li}^7(\gamma, p) \text{He}^6$:

$$\text{He}^6 = \text{Li}^7 + h\nu_{\text{пор}} - \text{H}^1$$

(импульсом γ -кванта пренебрегаем).

Считая $h\nu_{\text{пор}} = 9,8 \pm 0,5 \text{ Мэв}$, для массы He^6 получаем:

$$\text{He}^6 = 6,0206 \pm 0,0006 \text{ м. е.}$$

В пределах погрешности результаты обоих способов совпадают.

Наиболее точным значением массы He^6 в настоящее время следует считать значение, полученное из верхней границы β -спектра:

$$\text{He}^6 = 6,02041 \pm 0,00007 \text{ м. е.}$$

СЕЧЕНИЯ И ПОРОГИ РЕАКЦИЙ (6), (7), (8)

Реакция $\text{Be}^9 (n, \alpha) \text{He}^6$.

Аллен, Берчем и Вилкинсон²⁹ в 1947 г. изучали сечение ослабления пучка быстрых нейтронов в Be^9 и сечение реакции $\text{Be}^9 (n, \alpha) \text{He}^6$ в зависимости от энергии нейтронов. Они получили кривые, приведённые на рис. 10.

Видно, что при энергии нейтронов 2,6 *Мэв* наблюдается резонансный максимум сечения реакции (5). Отношение сечения реак-

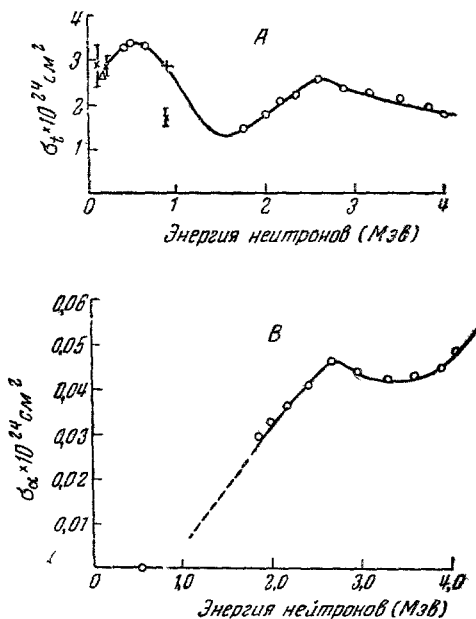


Рис. 10. *A* — сечение ослабления пучка нейтронов бериллием (σ_t); *B* — сечение реакции $\text{Be} (n, \alpha) \text{He}^6$ (σ_α).

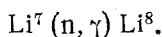
ции $\text{Be}^9 (n, \alpha) \text{He}^6$ к сечению ослабления пучка нейтронов в Be^9 при этой энергии приблизительно равно $1/50$.

Экспериментальная ширина максимума при 2,6 *Мэв* кривой *A* рис. 10 составляет около 1 *Мэв*. Другие максимумы, наблюдавшиеся авторами, были в 5 раз уже; это даёт основание авторам считать наблюдающуюся ширину близкой к действительной ширине уровня составного ядра Be^{10*} . Соответствующее время жизни Be^{10*} , определённое по соотношению неопределённостей, будет около 10^{-21} сек., т. е. лишь немногим больше времени пролёта нейтрона через ядро Be .

Ядро Be^{10*} , образующееся при захвате нейтронов с энергией $2,6 \text{ Мэв}$, оказывается возбужденным на $9,11 \text{ Мэв}$, однако α -частицы, которые могут возникнуть при распаде Be^{10*} на He^6 и He^4 , имеют энергию ниже потенциального барьера. Поэтому только $1/50$ захватов приводит к образованию He^6 ; остальные $49/50$ приводят, по видимому, к испусканию нейтронов и γ -лучей.

Реакция $\text{Li}^6 (\text{n}, \bar{\nu}) \text{He}^6$

Эта реакция наблюдалась Кнолем и Фельдкампом ^{30, 31} в 1936 и 1937 гг. Активность, возникающую при бомбардировке лития нейтронами, авторы ошибочно приписали Li^8 , получающемуся при реакции



Однако выход этой реакции в действительности очень мал. По измерениям Юза, Холла и др. ³² в 1947 г. сечение этой реакции для тепловых нейтронов равно $0,033-0,049$ барна. В условиях опытов Кноля и Фельдкампла активность Li^8 не могла бы наблюдаться; поэтому вероятно, что они имели дело с He^6 .

Поль и Пауль ³³ в 1946 г. обнаружили He^6 , получающийся в результате реакции $\text{Li}^6 (\text{n}, \text{p}) \text{He}^6$, по его β -спектру.

Из таблицы масс следует, что энергия реакции $\text{Li}^6 (\text{n}, \text{p}) \text{He}^6$ $Q = -2,46 \text{ Мэв}$ и, следовательно, порог для энергии нейтронов $E_{\text{n}} = 2,87 \text{ Мэв}$.

Реакция $\text{Li}^7 (\gamma, \text{p}) \text{He}^6$

Эта реакция впервые наблюдалась Беккером, Хансоном и др. ³⁴ в 1947 г.

Порог реакции измерялся этими авторами в 1947 и 1949 гг. ³⁵. Согласно последним данным порог реакции равен $9,8 \pm 0,5 \text{ Мэв}$.

Из таблицы масс следует, что порог должен быть равен $9,62 \text{ Мэв}$.

ПРИМЕНЕНИЕ He^6 ДЛЯ ПРОВЕРКИ ГИПОТЕЗЫ НЕЙТРИНО И ОСНОВНЫХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О β -РАСПАДЕ

Лучшим способом проверки предположения, что при β -распаде вылетает нейтрино, является исследование элементарного акта β -распада. При этом необходимо одновременно измерить импульсы электрона и ядра отдачи. Если их геометрическая сумма не равна нулю, то равный и противоположный импульс приходится приписывать нейтрино.

Ядра отдачи при β -распаде имеют очень малую энергию. Для того, чтобы их энергия не изменялась вследствие торможения в веществе источника, необходимо применять либо чрезвычайно

тонкие источники, либо пользоваться радиоактивными газами, Желательно применять лёгкие радиоактивные вещества, имеющие большую границу β -спектра, так как энергия ядер отдачи в этом случае будет больше.

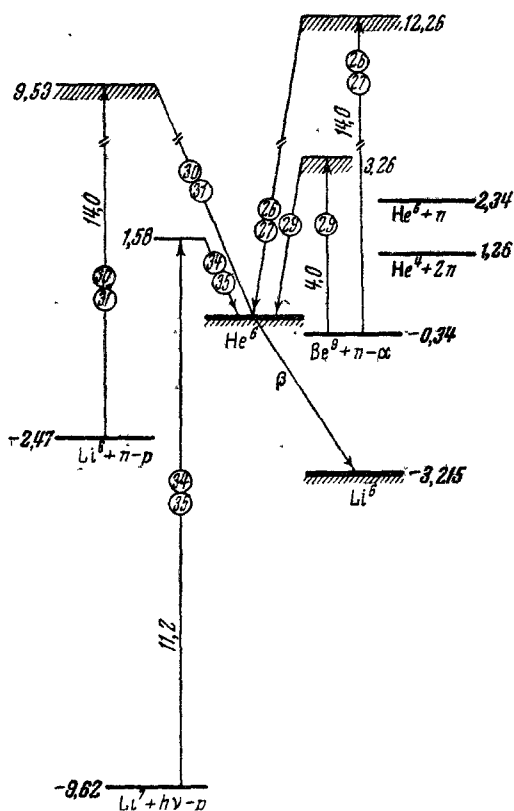


Рис. 11. Схема образования и распада He^6 .
См. пояснения к рис. 4.

Нетрудно видеть, что He^6 является исключительно подходящим веществом со всех этих точек зрения; только малость периода полураспада создаёт некоторые затруднения.

Элементарные акты β -распада He^6 исследовались Алленом, Панетом и Морришем^{42, 45} в 1948—1949 гг.

Авторы ставили перед собой задачу исследовать угловую связь между направлениями вылета электрона и нейтрино из ядра. Дело в том, что, как показал Гамильтон⁴⁶, эта связь зависит от вида взаимодействия нуклонов с электронно-нейтринным полем и притом

в гораздо большей степени, чем форма β -спектра. Следовательно, исследуя угловую связь, можно установить вид взаимодействия и сделать выбор между пятью вариантами теории β -распада.

Идея опыта заключается в следующем. Энергия ядра отдачи при заданных направлениях полёта ядра и электрона зависит от угла между направлениями вылета из ядра электрона и нейтрино. Из условий опыта авторы могли вычислить распределение ядер отдачи (по энергиям, соответствующее различным видам угловой связи электрона и нейтрино). Сравнивая наблюдаемое распределение с вычисленным, можно попытаться установить угловую связь.

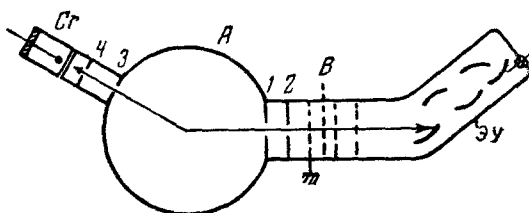


Рис. 12. Схема опытов Аллена, Панета и Морриша^{42, 45}. *A* — баллон с He^6 при давлении 10^{-5} мм Hg; *B* — сетка, к которой приложен задерживающий потенциал для ионов; ЭУ — электронный умножитель для регистрации ионов; 1, 2 — диафрагмы, выделяющие пучок ионов; 3, 4 — диафрагмы, задающие направление регистрируемых электронов; *Cr* — счётчик электронов. Выход электронного умножителя и счётчик включены на совпадения.

Опыты производились по схеме рис. 12. β -частицы регистрировались счётчиком *Cr*, ядра отдачи — электронным умножителем ЭУ. Перед умножителем стоял ряд сеток, позволявших создавать задерживающее электрическое поле и анализировать энергию ядер отдачи. Выход электронного умножителя и счётчик включались в схему совпадений.

Результаты опытов Аллена, Панета и Морриша приведены на рис. 13. Кривая *A* — теоретическая кривая зависимости числа совпадений от замедляющего потенциала при угле $180 \pm 15^\circ$ между направлениями полёта электрона и ядра отдачи, вычисленная в предположении, что β -распад не сопровождается испусканием нейтрино. Горизонтальная часть кривой обусловлена совпадениями, происходившими из-за распада ядер He^6 , находившихся между системой сеток и трубкой электронного умножителя, т. е. в области, свободной от задерживающего потенциала.

Данные, приведённые на рис. 12, ясно показывают, что предположение о β -распаде без нейтрино должно быть отброшено: экспериментальные точки в верхней части рисунка явно не укладываются на кривой А.

Значительное число ядер отдачи, летящих под углом $162 \pm 8^\circ$ по отношению к направлению полёта испущенных ими электронов, также решительно говорит в пользу существования нейтрино.

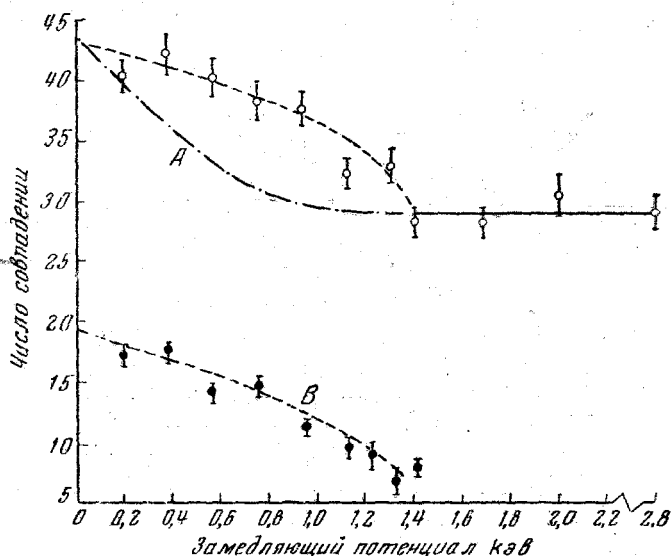


Рис. 13. Результаты опытов Аллена, Панета и Морриша^{42, 45}. Незачернённые кружки дают число совпадений импульсов от счётчика и электронного умножителя на $3,2 \cdot 10^4$ импульсов умножителя при угле между направлениями электронов и ионов $180 \pm 15^\circ$.

Зачернённые кружки дают число совпадений на $6,4 \cdot 10^4$ импульсов электронного умножителя при угле между направлениями полёта ионов и электронов $162 \pm 8^\circ$.

Кривая А — теоретическая кривая зависимости числа совпадений от замедляющего потенциала при угле $180 \pm 15^\circ$, вычисленная в предположении, что β -распад не сопровождается испусканием нейтрино.

Однако из этих опытов трудно сделать определённое заключение о характере угловой связи между направлениями вылета из ядра электрона и нейтрино. Авторы считают, что их опыты дают некоторые указания на связь вида $1 - \frac{1}{3} \frac{v}{c} \cos \theta$, которая соответствует аксиально-векторному варианту теории β -распада.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

По введению

1. L. Aldrich, A. Nier, Phys. Rev. **70**, 983 (1946), J. Сооп, Phys. Rev. **75**, 1355 (1949).
2. A. Douglas, G. Gerzberg, Phys. Rev. **76**, 1529 (1949).
3. H. Anderson, A. Novick, Phys. Rev. **73**, 919 (1948).
4. К. Туманов, УФН **37** 405 (1949).
5. Л. Ландау, Я. Смородинский, ЖЭТФ **14**, 269 (1944).
6. Б. Айвазов, М. Нейман, УФН **36**, 145 (1948).
7. Б. Дзантиев, М. Нейман, УФН **38**, 338 (1949).
8. Б. Дзантиев, М. Нейман, УФН **35**, 154 (1948).
- 8a. А. Г. Лундин и М. Б. Нейман, УФН **40**, 40 (1950).

По He⁵

9. W. Bleakney, G. Harnwell, W. Lozier, P. Smith, H. Smith, Phys. Rev. **46**, 81 (1934).
10. М. Мещеряков, А. Реут, Е. Григорьев, Т. Хренина, ДАН, **52**, 771 (1946).
11. M. Oliphant, A. Kempton, E. Rutherford, Proc. Roy. Soc. A, **149**, 406 (1935).
12. A. Kempton, B. Browne, R. Maasdorp, Proc. Roy. Soc. A, **157**, 372 (1936).
13. J. Williams, W. Shepherd, R. Haxby, Phys. Rev. **51**, 888 (1937).
14. J. Williams, W. Shepherd, R. Haxby, Phys. Rev., **52**, 390 (1937).
15. H. Staub, W. Stephens, Phys. Rev. **54**, 236 (1938).
16. H. Staub, W. Stephens, Phys. Rev. **55**, 845 (1939).
17. C. Lattes, P. Fowler, P. Cuer, Proc. Phys. Soc. **59**, 883 (1947).
18. H. Staub, W. Stephens, Phys. Rev. **55**, 131 (1939).
19. H. Staub, H. Tattel, Phys. Rev. **57**, 936 (1940).
20. К. Гудмен (ред.), Нейтронные эффективные сечения элементов, ИЛ, 1948, стр. 25.
21. S. Bashkin, B. Petree, F. Mooring, R. Peterson, Bul. Am. Phys. Soc. **24**, № 7, 15 (1949).
22. F. Joliot, J. Zlotowski, Journ. de Phys. **9**, 403 (1938).
23. F. Joliot, J. Zlotowski, Comptes Rendus. **206**, 1256 (1938).
24. P. Jensen, Zeits. f. Physik **115**, 55 (1940).
25. K. Guggenheimer, H. Heitler, C. Powell, Proc. Roy. Soc. A, **190**, 196 (1947).

По He⁶

26. T. Bjerger, Nature **137**, 865 (1936).
27. T. Bjerger, Nature **138**, 400 (1936).
28. А. Полессницкий, Sow. Phys. **12**, 339 (1937).
29. K. Allen, W. Burcham, D. Wilkinson, Nature **159**, 473 (1947).
30. К. Кнол, J. Veldkamp, Physica **3**, 145 (1936).
31. К. Кнол, J. Veldkamp, Physica **4**, 166 (1937).
32. D. Hughes, D. Hall, C. Egger, E. Goldfarb, Phys. Rev. **72**, 646 (1947).
33. M. Poole, E. Paul, Nature **158**, 482 (1946).
34. R. Becker, A. Hanson, B. Diven, Phys. Rev. **71**, 466 (1947).
35. J. McElhinney, A. Hanson, R. Becker, R. Duffield, B. Diven, Phys. Rev. **75**, 542 (1949).
36. T. Bjerger, K. Broström, Kgl. Danske. **16**, № 8 (1938).
37. M. Nahmias, R. Walen, Journ. de Physique **8**, 153 (1937).

38. J. Cassels, R. Latham, *Nature* **159**, 367 (1947).
39. H. Sommers, R. Sherr, *Phys. Rev.* **69**, 21 (1946).
40. W. Кнох, *Phys. Rev.* **74**, 1192 (1948).
41. J. Holmes, *Proc. Phys. Soc.* **62**, 293 (1949).
42. J. Allen, H. Paneth, A. Morrish, *Phys. Rev.* **75**, 570 (1949).
43. В. Джелепов, *ДАН* **65**, 149 (1949).
44. W. Hushley, *Phys. Rev.* **67**, 34 (1945).
45. J. Allen, H. Paneth, A. Morrish, *Phys. Rev.* **74**, 1224 (1948).
46. D. Hamilton, *Phys. Rev.* **71**, 456 (1947).
47. J. Mattauich, A. Flammersfeld, *Isotopenbericht, Zeits. f. Naturforsch.* (1949).
48. V. Perez-Mendez, H. Brown, *Phys. Rev.* **77**, 404 (1950).

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

(не цитированная в тексте — устаревшая или не содержащая существенных материалов)

По He⁵

49. J. Tate, P. Smith, *Phys. Rev.* **43**, 672 (1933).
50. T. Bonner, W. Brubaker, *Phys. Rev.* **48**, 742 (1935).
51. R. Atkinson, *Phys. Rev.* **48**, 382 (1935).
52. W. Bothe, H. Maier-Leibnitz, *Naturwiss.* **25**, 25, 1937.
53. W. Stephens, *Phys. Rev.* **53**, 223 (1938).
54. W. Stephens, H. Staub, *Phys. Rev.* **54**, 236 (1938).
55. W. Stephens, H. Staub, *Phys. Rev.* **55**, 235 (1939).
56. H. Bethe, *Phys. Rev.* **55**, 434 (1939).
57. M. Oliphant, *Nature* **137**, 396 (1936).
58. W. Tyrrell, K. Carroll, H. Margenau, *Phys. Rev.* **55**, 790 (1939).
59. W. Tyrrell, *Phys. Rev.* **56**, 250 (1939).
60. S. Dankoff, *Phys. Rev.* **56**, 384 (1939).
61. K. Way, *Phys. Rev.* **56**, 556 (1939).
62. M. Dode, P. Jacquinoit, *Journ. de Physique* **8**, 133 (1941).

По He⁶

63. M. Nahmias, R. Walen, *C. R.* **203**, 71 (1936).
 64. T. Bjerger, K. Brostrom, *Nature* **138**, 400 (1936).
 65. E. Fünfer, W. Bothe, *Zeits. f. Physik* **122**, 769 (1944).
-