

Л. В. ГРОШЕВ и И. М. ФРАНК

**ВЕРОЯТНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ ПАР В КРИПТОНЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ
γ-ЛУЧЕЙ***(Представлено академиком С. И. Вавиловым 26 I 1938)*

1. Наиболее непосредственный метод изучения пар состоит в наблюдении их в камере Вильсона. В виду того, что вероятность образования пар в газах очень мала, обычно исследуется появление пар из металлических пластинок⁽¹⁾, помещаемых внутри камеры. Это приводит к заметному увеличению выхода пар по сравнению с тяжелым газом только в том случае, если толщина пластинки не очень мала. Такая пластинка однако вносит существенные искажения вследствие рассеяния и поглощения электронов и позитронов внутри нее. Эти недостатки устраняются, если производить исследование образования пар в самом газе, наполняющем камеру Вильсона. В таких условиях возможно наиболее непосредственным образом определить величину эффективного сечения для образования пар и исследовать вопрос об их пространственном распределении.

В нашей работе исследовалось возникновение пар в криптоне под действием γ-лучей ThC'' . К моменту начала нашей работы имелось лишь несколько фотографий пар в газе [Ф. Жолио⁽²⁾ и Д. В. Скобельцын⁽³⁾]. Позднее фотографии пар в криптоне были получены Иммельманом⁽⁴⁾ и затем Боте и Кларманом⁽⁵⁾ (4 пары в K γ и 9 в Xe). В последнее время довольно значительный материал по парам в аргоне и йоде был получен Саймонсом и Зубером⁽⁶⁾.

Для работы была построена специальная герметическая камера Вильсона. Перед наполнением камеры криптоном воздух из нее удалялся масляным насосом и она длительно испытывалась на вакуум. Работа производилась с парами спирта. Анализ газа, произведенный по окончании работы (через два месяца после наполнения камеры), показал полную неизменность его состава. Постоянство состава газа подтверждается и тем, что две серии фотографий, полученные через месяц одна после другой, приводят к одному и тому же результату как в отношении комптон-электронов, так и в отношении пар.

Камера находилась в магнитном поле соленоида. Напряженность поля для первой серии снимков равнялась в среднем 1500 G, а для второй 1250 G. Фотографирование производилось на киноплёнку с помощью стереоскопического фотоаппарата. Объективы имели относительное отверстие 1 : 1.8 и фокус 35 мм.

Источником γ-лучей служил препарат RaTh, эквивалентный 10 мг Ra. Он помещался в свинцовом блоке на расстоянии 45 см от центра камеры.

Толщина свинца, помещенного между камерой и источником, составляла 27 см. Толщина свинца с противоположной и с других сторон равнялась 13 см. Гамма-лучи, фильтрованные 3 мм свинца, попадали в камеру через узкий канал (диаметр 3 мм), сделанный в свинцовом блоке. Диаметр пучка γ -лучей на всем протяжении камеры не превышал 1 см.

С камерой, наполненной криптоном, было получено 2 200 стереоскопических фотографий.

2. При изучении пар методом камеры Вильсона имеется следующая трудность. В камере кроме пар всегда наблюдается значительное число единичных рассеяний электронов в газе на сравнительно большие углы («отражения» электронов). Только в ограниченном числе случаев можно быть уверенным в том, что имеет место рождение пары, а не «отражение» электрона. Это возможно в двух случаях: 1) во-первых, если электрон имеет энергию, заведомо большую, чем позитрон. Такую пару можно было бы интерпретировать только как неупругое рассеяние позитрона, что мало вероятно; 2) во-вторых, если каким-либо образом фиксировано направление движения позитрона пары, например тем, что на своем пути он испытывает резкую потерю энергии или создает быстрый δ -электрон.

Однако число таких пар невелико. В полученном нами материале они составляют не более $1/10$ общего числа пар.

В нашей работе мы пользовались узким, резко ограниченным пучком γ -лучей. Этим прежде всего ограничивается область, в которой могут находиться вершины пар. Вместе с тем при уменьшении диаметра пучка уменьшается вероятность для комптон-электрона, возникшего в пучке, испытать отражение внутри него. Далее, при узком пучке концы следов электронов и позитронов пар лежат, как правило, вне пучка, и следовательно уменьшается вероятность того, что пара может быть принята за отражение комптон-электрона из пучка. Это позволяет в большинстве случаев достаточно надежно отличать пары от таких комптон-электронов.

Кроме частиц, возникающих в пучке, в камере всегда имеется фон электронов, создаваемых рассеянными γ -лучами и радиоактивными загрязнениями. Для этих электронов число случайных отражений в пределах пучка по отношению к числу пар не уменьшается при сужении пучка, поскольку вероятность и отражения и рождения пар пропорциональна объему пучка. Вероятное число таких отражений может быть определено из распределения отражений в областях, непосредственно прилегающих к пучку. Для этой цели нами было исследовано статистическое распределение в плоскости камеры вершин отражений и пар, причем никакого различия между ними не делалось.

Все пары и отражения были разбиты по энергиям на две группы*. К первой группе были отнесены пары и отражения, для которых сумма энергий для обеих ветвей лежала в пределах от 500 до 1 000 eKV (фиг. 1, a), а ко второй — с энергией больше 1 000 eKV (фиг. 1, b). На фиг. 1, a и b дано число вершин отражений и пар, попадающих внутрь параллельных полос одинаковой ширины (11 мм), на которые при подсчете была разбита плоскость камеры Вильсона. Нулевая полоса соответствует той части камеры, через которую проходит пучок γ -лучей.

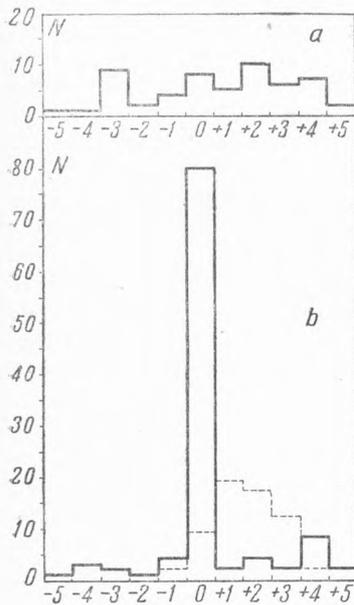
Как показывает сравнение фиг. 1, a и b, характер распределения для двух рассматриваемых интервалов энергии совершенно различен. Для

* Вероятность рассеяния электронов на малые углы очень велика, поэтому при подсчете были отброшены отражения на углы, меньшие 45° . Так как никакого различия между отражениями и парами не делалось, то следовательно при таком отборе были исключены пары с углами разворота φ , большими 135° . Рассмотрение углового распределения показывает, что пары с углом φ , большим 135° , если и возникают, то вероятность их образования очень мала.

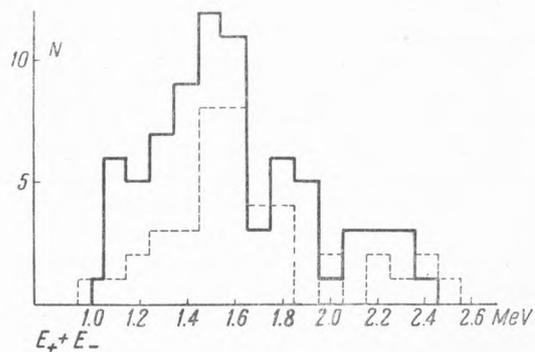
первого интервала энергии (фиг. 1, а) нулевая полоса не выделяется совершенно. Следовательно общее число пар в пучке для этих энергий настолько мало, что не может быть выделено. Для энергий, больших 1 000 экВ, число отражений вне пучка заметно уменьшилось, а в нулевой полосе, совпадающей с пучком, появился резко выраженный максимум. Он дает общее число пар и отражений в пучке, которое равно 80. Число отражений в пучке может быть определено путем сравнения с соседними полосами. Из фиг. 1, б видно, что в нашем случае их должно быть 2—4.

При построении графиков были отброшены отражения тех комптон-электронов из пучка, происхождение которых отчетливо видно. Распределение отражений для этих электронов на фиг. 1, б дано пунктиром.

3. Основная часть пар в случае излучения ThC'' должна создаваться фотонами с энергией $h\nu=2620$ экВ, поэтому было бы желательно выделить пары, соответствующие фотонам только этой энергии. Однако для криптона



Фиг. 1.



Фиг. 2.

малая точность измерений энергии по кривизне следов, обусловленная сильным рассеянием электронов, не позволяет этого сделать. Более того, самое деление пар и отражений по энергиям на две группы в значительной мере носит условный характер. Принципиально возможно даже, что некоторое число пар от линии $h\nu=2620$ экВ может попасть в первый интервал (энергия меньше 1 000 экВ). Однако число таких пар не может быть велико, как показывает фиг. 2, на которой дано распределение по энергиям для полученных нами пар.

Из фиг. 2 видно, что вместо острого максимума, соответствующего энергии 1 600 экВ, получается довольно размытая кривая* (на фиг. 2 пунктирной линией нанесены для сравнения аналогичные результаты, полученные ранее Саймонсом и Зубером для аргона и иода). Если подсчитать среднюю энергию для всех пар, то для нее получается значение, равное 1 580 экВ. Это показывает, что основной линией при создании пар действительно является линия 2 620 экВ. Кроме нее некоторую роль могут играть также слабые линии 2 200 и 3 200 экВ. [По данным Алиханова (?) число пар, соответствующих этим линиям, должно быть порядка 10%.]

* Боте и Кларман в своей работе отбирали те пары, энергия которых лежала в интервале от 1 400 до 1 800 экВ. Из фиг. 2 видно, что при таком отборе был потерян значительный процент пар от линии 2 620 экВ.

4. Полученные нами результаты позволяют непосредственным образом вычислить эффективное сечение для процесса образования пар. Для этого достаточно определить отношение числа пар к числу комптон-электронов, возникающих от одной и той же линии γ -лучей. Полное число комптон-электронов было подсчитано следующим образом. По измерениям кривизны были отобраны быстрые электроны из пучка, энергия которых больше 1 660 экВ (для основной линии излучения ThC'' это соответствует электронам, выбрасываемым под углом θ , меньшим 20°). Кроме основной линии электроны таких энергий могут создаваться также фотонами от линий 2 200 и 3 200 экВ, однако их число не очень велико (меньше 10%); поэтому все электроны с энергией, большей 1 660 экВ, имеющиеся на наших снимках, при расчетах приписывались основной линии, и по их числу с помощью формулы Клейн-Нишины определялось полное число электронов от этой линии. Для него получилось значение 1 450. В виду неточности измерений энергии при отборе электронов возможна некоторая ошибка, поэтому для контроля те же подсчеты были произведены для энергий, больших 2 160 экВ (θ меньше 10° для основной линии). Результат обоих подсчетов в пределах нескольких процентов один и тот же.

Общее число пар на наших снимках за вычетом вероятных отражений равно 77. Отсюда из отношения числа пар к числу электронов находим эффективное сечение для процесса образования пар $\kappa = 0.25 \cdot 10^{-24}$ см² (эффективное сечение для комптон-эффекта в Кг, рассчитанное на атом, положено равным $\sigma = 4.43 \cdot 10^{-24}$ см²). При всех подсчетах, как уже было отмечено, спектр излучения ThC'' условно принимался монохроматическим. Результат существенным образом не изменится, если учесть наличие в спектре излучения других γ -линий.

Теоретически в борновском приближении эффективное сечение для образования пар ⁽⁸⁾ в криптона $\kappa = 0.48 \cdot 10^{-24}$ см². Если принять, что во втором приближении эффективное сечение зависит от атомного номера следующим образом ⁽⁹⁾:

$$\kappa = a \left(\frac{Z}{137} \right)^2 + b \left(\frac{Z}{137} \right)^4,$$

причем первый член дает κ в борновском приближении, то, определив коэффициент b из значения κ , вычисленного для свинца Холмом и Йегером ⁽¹⁰⁾, для криптона в этом приближении находим $\kappa = 0.5 \cdot 10^{-24}$ см².

Таким образом экспериментально найденное эффективное сечение примерно в два раза меньше теоретического. Этому расхождению однако не следует придавать реального значения, поскольку экспериментально найденное κ заведомо преуменьшено. Поэтому надо считать, что найденное эффективное сечение не противоречит теоретическому.

Физический институт П. Н. Лебедева.
Академия Наук СССР.
Москва.

Поступило
31 I 1938.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ C. D. Anderson, S. H. Neddermeyer, Phys. Rev., **43**, 1034 (1933); C. D. Anderson, Naturwissensch., **22**, 293 (1934); Grinberg, C. R., **197**, 319 (1933); J. Curie et F. Joliot, Journ. de Phys., **4**, 494 (1933); J. Chadwick, P. M. S. Blackett a. Occhialini, Proc. Roy. Soc. (A), **144**, 235 (1934); Th. Benecke, ZS. f. Phys., **96**, 571 (1935); H. P. Dee, Ind. Journ. of Phys., **10**, 103 (1936); L. A. Delsasso, W. A. Fowler a. C. C. Lauritsen, Phys. Rev., **51**, 391 (1937), **51**, 527 (1937). ² J. Curie et F. Joliot, Journ. de Phys., **4**, 494 (1933). ³ D. Skobelzyn, Nature, **133**, 23 (1934). ⁴ M. N. S. Immanuel, Naturwissensch., **24**, 61 (1936). ⁵ H. Klarman u. W. Bothe, ZS. f. Phys., **101**, 489 (1936). ⁶ L. Simons a. K. Zuber, Proc. Roy. Soc. (A), **159**, 383 (1937). ⁷ А. И. Алиханов, Доклад на II Всесоюзной конференции по атомному ядру. ⁸ H. Bethe a. W. Heitler, Proc. Roy. Soc. (A), **146**, 83 (1934). ⁹ J. C. Jaeger, Nature, **137**, 781 (1936). ¹⁰ J. C. Jaeger a. H. R. Hulme, Proc. Roy. Soc. (A), **153**, 443 (1936).