

Л. В. ГРОШЕВ

ВЕРОЯТНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ ПАР В АЗОТЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ
γ-ЛУЧЕЙ*(Представлено академиком С. И. Вавиловым 31 XII 1939)*

1. Данная работа является продолжением предыдущих работ (1-2) по исследованию процесса образования пар в газах под действием γ-лучей. Исследование производилось с помощью камеры Вильсона, наполненной азотом. Установка в основном была такой же, как и в прежних работах, с тем лишь отличием, что камера была взята более глубокой (около 3,5 см). Источником γ-лучей служил препарат $RdTh$ (~110 мг-экв.). Он помещался внутри большого свинцового блока на расстоянии 45 см от центра камеры. γ-лучи попадали в камеру в виде узкого пучка через окошко в ее боковом цилиндре, заклеенное тонкой медной фольгой. Камера находилась в магнитном поле, напряженность которого в среднем составляла около 1800 эрстедов. Для каждого отдельного снимка автоматически записывалась величина магнитного поля. Было получено 5300 стереоскопических фотографий. На них обнаружено 95 пар, вершины которых лежат в газе в пределах пучка γ-лучей. В отношении 15 из них имеются некоторые сомнения, поскольку вершины этих пар не видны отчетливо. Поэтому они не включены в обрабатываемый материал.

Пары в азоте по своему характеру ничем не отличаются от пар в криптоне. В частности, почти во всех случаях импульс пары—сумма импульсов позитрона и электрона—составляет с направлением пучка γ-лучей сравнительно небольшой угол*. Однако имеются три случая, для которых этот угол очень большой (в двух из них он больше 90°). Они по всей вероятности являются отражениями электронов и поэтому были отброшены.

2. Для полученных пар была измерена энергия по кривизне следов позитрона и электрона в магнитном поле. Кривизна следов измерялась наложением системы кругов различных радиусов на изображение снимка, увеличенное до натуральной величины. Полученные результаты в виде гистограммы приведены на фиг. 1. На ней по оси абсцисс отложена сумма кинетических энергий позитрона и электрона—энергия пары, а по оси ординат—число пар, приходящихся на интервал в 50 экВ. В распределение фиг. 1 включены также пары в азоте, полученные ранее в совместной с Франком работе (2). Из фигуры видно, что в области энергии около 1600 экВ имеется острый максимум. Он соот-

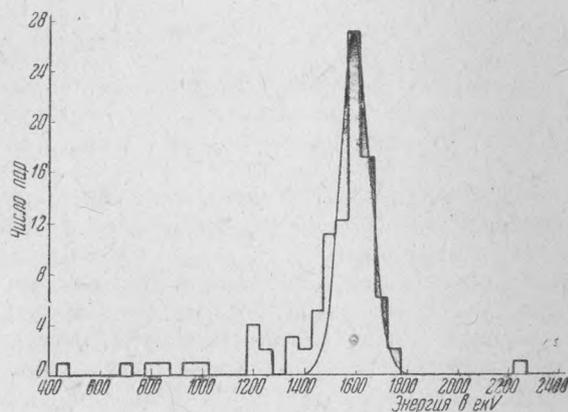
* Распределение по величине для этого угла приведено на фиг. 4 следующей статьи (см. дальше).

ветствует основной линии излучения ThC'' с энергией $h\nu = 2620 \text{ ekV}$. На фигуре изображена также плавная кривая. Она представляет собой кривую Гаусса

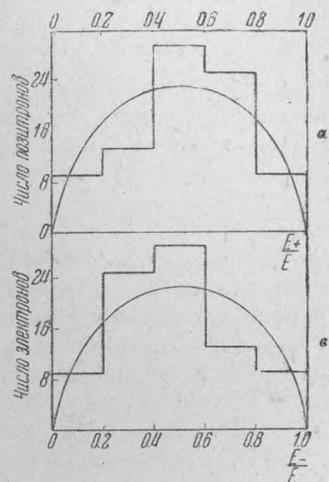
$$y = e^{-\frac{(E-1600)^2}{2\sigma^2}} \quad \text{для } \sigma = 60 \text{ ekV}.$$

Как видим, она достаточно хорошо передает распределение пар в максимуме. Отсюда для средней ошибки измерения энергии пар имеем $\pm 60 \text{ ekV}$, а для отдельной частицы приблизительно $\pm 40 \text{ ekV}$, или около 5% ее средней энергии.

Сравнительно небольшое число пар лежит вне основного максимума. Они могут быть приписаны другим линиям спектра излучения ThC'' . В частности, группа пар с энергией около 1200 ekV создается фотонами с энергией $h\nu = 2200 \text{ ekV}$. Число этих пар составляет по отношению к основной группе $\sim 7\%$, что находится в согласии с оценкой интенсивностей линий спектра ThC'' , данной Алихановым (3).



Фиг. 1.



Фиг. 2.

Далее из фиг. 1 видно, что вне основного максимума со стороны больших энергий имеется всего одна пара. Поэтому в спектре ThC'' в области энергий, больших 3000 ekV , не должно существовать линий, интенсивность которых составляла бы по отношению к основной больше нескольких процентов. Однако Саймонс и Зубер (4), анализируя распределение пар по энергии для аргона и иода, приписали линии $h\nu = 3200 \text{ ekV}$ около 10% пар по отношению к основному максимуму. При этом они совершенно условно считали, что к этой линии относятся все пары с энергией больше 2000 ekV . Кажущееся противоречие между данными для азота и аргона и иода объясняется тем, что в более тяжелых ядрах основной максимум вследствие рассеяния позитронов и электронов газа основной максимум вследствие рассеяния позитронов и электронов ядрами получается сильно размытым. Это приводит к тому, что значительное число пар от линии $h\nu = 2620 \text{ ekV}$ попадает в область энергий, больших 2000 ekV , и ошибочно приписывается линии $h\nu = 3200 \text{ ekV}$. По этой причине интенсивность линии 3200 ekV у Саймонса и Зубера сильно преувеличена.

3. На основании полученного материала можно определить также эффективное сечение κ для процесса образования пар в азоте, воспользовавшись соотношением $\kappa = \frac{N_1}{N_2} \sigma$, где σ — эффективное сечение комптон-

эффекта для азота, а N_1 и N_2 — число пар и комптон-электронов от основной линии ThC". Величина σ известна и равна для азота $8,62 \cdot 10^{-25}$ см². N_1 также известно, а N_2 определено следующим образом. По данным измерения кривизн подсчитано число комптон-электронов, энергия которых больше 2160 экВ, — энергии, соответствующей углу вылета комптон-электрона от линии $h\nu = 2620$ экВ в 10° . Из полученного таким образом числа по формуле Клайна-Нишины определено полное число электронов всех энергий N_2 , создаваемых этой линией. Если при расчетах принять во внимание только те пары, энергия которых измерена и лежит в интервале от 1350 до 1850 экВ, то для эффективного сечения образования пар получается $\kappa = 0,9 \cdot 10^{-26}$ см². Оно совпадает с ранее полученным значением (2). Эта величина несколько преуменьшена, в частности, по той причине, что при расчетах не учитывались пары с неизмеренной энергией, а также 15 не совсем надежных пар, о которых говорилось в начале статьи.

Теоретическое значение κ , даваемое теорией Бете-Гейтлера (5), для азота равно $1,8 \cdot 10^{-26}$ см². Учитывая сделанную выше оговорку относительно экспериментальной величины κ , мы можем считать, что она не противоречит теоретической величине.

В прежней работе для образования пар в криптоне (1) было найдено эффективное сечение $\kappa = 0,25 \cdot 10^{-24}$ см². Сравнивая его с эффективным сечением для азота, имеем $\frac{\kappa_{\text{Kr}}}{\kappa_{\text{N}}} = 27,8$. С другой стороны, отношение

квадратов атомных номеров для криптона и азота $\frac{Z_{\text{Kr}}^2}{Z_{\text{N}}^2} = 26,4$. Сопоставление этих цифр показывает, что эффективное сечение для процесса образования пар изменяется, в согласии с теорией, пропорционально квадрату атомного номера.

4. Для пар, принадлежащих основной линии ThC", было изучено распределение энергии между позитроном и электроном. Для 85 пар из интервала энергии 1350—1850 экВ распределение позитронов и электронов по энергиям приведено на фиг. 2. По оси абсцисс отложена величина $\frac{E_+}{E}$ (2, a) или $\frac{E_-}{E}$ (2, b), где E_+ , E_- и E — соответственно кинетическая энергия позитрона, электрона и пары; по оси ординат — число частиц в данном интервале. Фиг. 2 показывает, что в распределении имеется некоторая асимметрия в сторону преобладания быстрых позитронов. Для сравнения на фиг. 2 приведена теоретическая кривая (для $h\nu = 6 mc^2$), вычисленная Бете и Гейтлером (5) для случая борновского приближения. Если попытаться оценить степень согласия экспериментального и теоретического распределения, то на основании «критерия согласия» (6) для вероятности того, что при повторных опытах может получиться распределение, более уклоняющееся от теоретического, чем найденное, получаем величину 0,2—0,3. Таким образом не исключена возможность того, что отклонение от теоретического является случайным.

5. Наличие асимметрии в распределении позитронов и электронов пар по энергиям приводит к различию в средних значениях для этих величин. При этом для позитрона средняя энергия \bar{E}_+ получается большей, чем для электрона (\bar{E}_-). Будем это различие характеризовать величиной $\Delta E = \bar{E}_+ - \bar{E}_-$.

Прежде всего отметим, что ввиду сравнительно небольшого статистического материала в нашем случае следует ожидать больших флуктуаций для величин \bar{E}_+ и \bar{E}_- и тем самым для ΔE . Действительно,

в рассматриваемых распределениях энергия частиц пар варьирует в очень широких пределах — практически от 0 до 1600 экВ. Поэтому присоединение к данному распределению небольшого числа частиц с очень малыми или, наоборот, с очень большими энергиями сильно сказывается на величине средней энергии. Этот вывод согласуется с известным в математической статистике положением, что для сильно размытого распределения (с большой дисперсией σ^2) среднее значение является очень неустойчивым.

Количественно разброс средних значений можно оценить следующим образом. Известно (7), что для заданного статистического распределения величины x дисперсия среднего значения σ_x^2 приблизительно вычисляется по формуле: $\sigma_x^2 = \frac{\sigma^2}{n}$, где σ^2 есть дисперсия исходного распределения, а n — число рассматриваемых случаев.

Применительно к распределению позитронов по энергиям это дает для дисперсии среднего значения энергии позитрона $\sigma_{E_+}^2 = 1600$ или для стандартного отклонения $\sigma_{E_+} = 40$ экВ. То же самое имеет место для средней энергии электронов. Если теперь оценить дисперсию распределения величины $\Delta E = \bar{E}_+ - \bar{E}_-$, то здесь стандартное отклонение $\sigma_{\Delta E} = 40\sqrt{2} \approx 60$ экВ. Предполагая, что отклонения величины ΔE от истинного значения ΔE_0 подчиняются закону Гаусса, мы имеем еще заметную вероятность (а именно 0,32), что ΔE окажется вне пределов $\Delta E_0 \pm 60$ экВ. Поэтому на основании нашего материала нельзя рассчитывать получить достаточно точное значение ΔE .

Для пар, полученных в данной работе, $\Delta E = 65$ экВ для 62 пар из интервала энергий 1350—1850 экВ. Если сюда включить ранее полученные пары в азоте (2), то ΔE для того же интервала энергий будет 113 экВ (для 85 пар).

Теоретически ΔE для азота может быть определено, если воспользоваться значением ΔE , найденным Холмом и Егером (8) для свинца ($h\nu = 5 mc^2$), и, кроме того, принять, что оно изменяется пропорционально атомному номеру (5). При этих условиях для азота получается $\Delta E = 25$ экВ. Сравнение этого значения с экспериментальным не позволяет сделать однозначного заключения о том, согласуются эти величины или нет. Однако можно думать, что экспериментальная величина ΔE несколько превышает теоретическую. Это превышение, как показывает таблица, не может быть объяснено тем, что при отборе случайно были пропущены пары, у которых практически вся энергия сосредоточена у электрона (их трудно отличить от комптон-электронов).

Позитроны и электроны пар с энергиями больше	$\Delta E = \bar{E}_+ - \bar{E}_-$ в экВ
200 экВ	52
300 »	103
400 »	88
500 »	25

В таблице приведены ΔE для случаев, когда при подсчете средних отбрасывались все пары, у которых позитрон или электрон имеет энергию меньше некоторой заданной величины, указанной в 1-м столбце. Из таблицы видно, что ΔE равна приблизительно 100 экВ даже в тех случаях,

когда берутся только те пары, у которых позитрон и электрон имеют энергию больше 300 или 400 экВ.

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

Поступило
4 I 1940

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Л. В. Грошев и И. М. Франк, Изв. Акад. Наук СССР, сер. физ., № 1—2 (1938); ДАН, XVIII, № 7 (1938); ДАН, XIX, № 1—2 (1938); ДАН, XIX, № 4 (1938). ² Л. В. Грошев и И. М. Франк, ДАН, XX, № 4 (1938); Изв. Акад. Наук СССР, сер. физ., № 5—6 (1938). ³ А. И. Алиханов, Изв. Акад. Наук СССР, сер. физ., № 1—2 (1938). ⁴ L. Simons a. K. Zuber, Proc. Roy. Soc., A, 159, 383 (1937); K. Zuber, Helv. Phys. Acta, XI, № 3 (1938). ⁵ H. Bethe a. W. Heitler, Proc. Roy. Soc., A, 146, 83 (1934). ⁶ В. Романовский, Математическая статистика, гл. IV. ⁷ Н. Романовский, Математическая статистика, гл. VI. ⁸ J. C. Jaeger a. H. R. Hulme, Proc. Roy. Soc., A, 153, 443 (1936).