

Член-корреспондент АН СССР Я. Б. ЗЕЛЬДОВИЧ

О ПОЛЯРИЗАЦИИ ГАММА-КВАНТ ПРИ КОМПТОНОВСКОМ РАССЕЯНИИ НА 180°

Рассеяние квант малой энергии, $\hbar\omega \ll mc^2$, на свободных электронах полностью, включая все вопросы поляризации рассеянных квант, описывается классической теорией Томсона.

Теория комптоновского рассеяния гамма-квант, энергия которых сравнима с mc^2 или больше mc^2 , создана О. Клейном, И. Нишиной⁽¹⁾ и И. Е. Таммом⁽²⁾. Вопросом о поляризации гамма-квант при комптоновском рассеянии занимался И. Нишина⁽³⁾, а в последнее время А. Уайтмен⁽⁴⁾ и У. Фано⁽⁵⁾.

Обычно в руководствах, например в известной книге В. Гейтлера⁽⁶⁾, приводится дифференциальное сечение рассеяния плоскополяризованных квант на неориентированных электронах в зависимости от начальной энергии кванта k_1 (отнесенной к mc^2 , $k_1 = \hbar\omega / mc^2$), угла рассеяния ϑ или однозначно связанной с углом рассеяния конечной энергией кванта k_2 и угла θ между плоскостями поляризации падающего и рассеянного кванта⁽⁶⁾, стр. 170, формула 47)

$$d\Phi = \frac{1}{4} r_0^2 d\Omega \frac{k_2^2}{k_1^2} \left(\frac{k_2}{k_1} + \frac{k_1}{k_2} - 2 + 4 \cos^2 \theta \right). \quad (1)$$

Если падающие кванты жесткие, $k_1 \gg 1$, а угол рассеяния не мал, то $k_2 \ll k_1$, и из (1) следует, что сечение слабо зависит от θ , интенсивности рассеянных квантов с плоскостью поляризации параллельной и перпендикулярной к плоскости поляризации падающего кванта в пределе одинаковы (при $k_2 / k_1 \rightarrow 0$).

Рассматривая, например, рассеяние под углом 180° (точно назад), элементарно находим

$$k_2 = \frac{k_1}{1 + 2k_1}. \quad (2)$$

$$\frac{d\Phi_{\perp}}{d\Phi_{\parallel}} = \left(\frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right)^2 = \left(\frac{k_1}{1 + k_1} \right)^2 \rightarrow 1 \text{ при } k_1 \gg 1. \quad (3)$$

В. Гейтлер делает вывод, что (в крайне релятивистском случае) «для больших углов рассеянное излучение не поляризовано, даже если первичный луч поляризован».

В литературе не отмечены особенности поляризации излучения, рассеянного на угол, близкий к 180° ($\pi - \vartheta \leq 1/k_1$), обнаруживаемые при рассмотрении квант, поляризованных по кругу.

Расчет комптоновского рассеяния квант, поляризованных по кругу, легко произвести обычным способом, рассматривая виртуальные промежуточные состояния двух типов: с одним только электроном (рассеяние как поглощение падающего кванта, за которым следует испускание рассеянного кванта) и с электроном и двумя квантами (рассеяние как испускание рассеянного кванта, за которым следует поглощение падающего кванта).

При рассеянии кванта строго назад, под углом 180° , электрон как в конечном, так и в виртуальных состояниях движется только в направлении распространения падающих квант (назовем это направление осью z). Особенно удобно при этом рассматривать электроны с заданной проекцией спина на ось z , $\sigma_z = +1/2$ и $\sigma_z = -1/2$, не усредняя по начальному направлению спина электрона, так как в дальнейшем нас будет интересовать также рассеяние ориентированными электронами (намагниченным железом).

Элементарный расчет показывает, что при рассеянии назад право-вращающих (короче — правых) квант на электронах с $\sigma_z = +1/2$ осуществляются только виртуальные состояния с $\sigma_z = -1/2$ и двумя квантами. В конечном состоянии снова $\sigma_z = +1/2$, матричный элемент перехода в состоянии с рассеянным назад правым квантом равен нулю, так что рассеянные кванты левые.

Таким же способом находим, что при рассеянии назад правых квантов на электронах с $\sigma_z = -1/2$ осуществляются только виртуальные состояния с $\sigma_z = +1/2$ и без квантов; в конечном состоянии $\sigma_z = -1/2$, рассеянные кванты снова левые*.

Приводим дифференциальные сечения рассеяния под углом 180° . Индексы у Φ означают: первый — знак вращения падающего кванта (п — правый, л — левый); второй индекс — то же для рассеянного кванта (п', л'); третий индекс — поляризацию электрона в начальном состоянии (+ при $\sigma_z = +1/2$, — при $\sigma_z = -1/2$).

Расчет дает:

$$d\Phi_{п, п', +} = d\Phi_{п, п', -} = d\Phi_{л, л', +} = d\Phi_{л, л', -} = 0; \quad (4a)$$

$$d\Phi_{п, л', +} = d\Phi_{л, п', -} = r_0^2 d\Omega \frac{1}{1 + 2k_1}, \quad (4б)$$

$$d\Phi_{л, л', +} = d\Phi_{п, л', -} = r_0^2 d\Omega \frac{1}{(1 + 2k_1)^3}. \quad (4в)$$

Как видно из формул, правый квант, рассеиваясь назад на любом электроном ($\sigma_z = 1/2$ или $-1/2$), дает только левые кванты. Следовательно, и при рассеянии назад в веществе с любой ориентацией электронов, в частности и в веществе с неориентированными электронами, кванты, поляризованные по кругу, не испытывают никакой деполяризации, правые кванты дают после рассеяния назад только левые, и наоборот.

Ориентированные электроны рассеивают гамма-кванты назад с различным сечением в зависимости от направления вращения плоскости

* Вектор поля света, распространяющегося по оси z и поляризованного по кругу, пропорционален $\epsilon_x \pm i\epsilon_y$, где ϵ_x и ϵ_y — единичные вектора. Умножая скалярно на дираковские матрицы α , получаем матрицу H , у которой отличны от нуля только два элемента H_{23} и H_{41} для правого света или H_{14} и H_{32} для левого света. У покоящегося электрона с $\sigma_z = +1/2$ отлично от нуля только u_1 ; у электрона, движущегося по оси z , с $\sigma_z = +1/2$ $u_2 = u_4 = +0$, а при $\sigma_z = -1/2$ $u_1 = u_3 = 0$, откуда с очевидностью следуют выводы, приведенные выше.

поляризации; как видно из сравнения (4б) и (4в):

$$\frac{d\Phi_{n, n', +}}{d\Phi_{n, n', +}} = (1 + 2k_1)^2 = \left(1 + 2 \frac{\hbar\omega}{mc^2}\right)^2. \quad (5)$$

Различное рассеяние правых и левых квант на ориентированных электронах в принципе дает возможность получения и анализа гамма-квант, поляризованных по кругу.

Получение поляризованных по кругу гамма-квант рассеянием неполяризованного излучения, повидимому, не может представить интереса, так как энергия гамма-квант, рассеянных назад, не превышает $\frac{1}{2} mc^2$ (250 кв), к тому же известны более эффективные методы получения круговой поляризации.

Большой интерес может представить анализ круговой поляризации. В намагниченном железе, при одном ориентированном электроном на каждый атом, отношение числа электронов, ориентированных по и против направления намагничивания, достигает 1,08.

Следовательно, при полной круговой поляризации квант изменение направления намагничивания меняет число квант, рассеянных назад, на 4% при $\hbar\omega = \frac{1}{2} mc^2$, на 7% при $\hbar\omega = mc^2$ и на 8% при более высокой энергии.

Определять круговую поляризацию квант по ослаблению пучка гамма-квант при прохождении через намагниченное железо нецелесообразно, так как значительная разница в рассеянии правых и левых квант ориентированными электронами имеет место в узкой области углов, дающей малую долю в полном сечении рассеяния. Вместо определения интенсивности рассеянных назад квант можно регистрировать соответствующие им комптоновские электроны, выбитые вперед, в направлении пучка гамма-квант, с максимальной энергией, что может представить экспериментальные преимущества.

Остановимся в заключение на возможности наглядного объяснения результатов.

Взаимодействие кванта с электроном зависит от проекции тока электрона на направление поляризации кванта. При движении электрона в направлении распространения кванта проекция количества движения электрона на направление поляризации тождественно равна нулю, проекция тока (оператор α Дирака) на это направление возникает только за счет изменения ориентации спина электрона.

Поляризованный по кругу квант имеет определенную проекцию момента количества движения на направление распространения, а именно $+\hbar$ для правого падающего и левого рассеянного назад кванта и $-\hbar$ для левого падающего и правого рассеянного назад кванта.

Вследствие сохранения момента электрон с $\sigma_z = \pm \frac{1}{2}$ не может поглотить квант с моментом $+\hbar$, так как при этом электрон должен был бы получить момент, равный $\hbar + \frac{\hbar}{2} = \frac{3}{2}\hbar$. По той же причине электрон с $\sigma_z = +\frac{1}{2}$ может испустить только квант с моментом $+\hbar$: такой квант, движущийся назад, является левым; испуская такой квант, электрон перейдет в состояние с $\sigma_z = -\frac{1}{2}$ и уже после этого поглощает правый квант. Таким образом, элементарные соображения о сохранении момента сразу доказывают, что при рассеянии назад квант, поляризованных по кругу, происходит перемена знака вращения без деполяризации. Легко убедиться также, что в зависимости от соотношения знаков момента электрона и кванта, рассеяние идет разными путями (испускание — поглощение или поглощение — испускание), что качественно объясняет возможность различия сечений.

Выводы

1. Рассмотрено рассеяние назад квант, поляризованных по кругу; при любой энергии кванта не происходит деполяризации.
2. Рассмотрено рассеяние на ориентированных электронах; сечение рассеяния зависит от направления вращения плоскости поляризации.
3. Предложено использование рассеяния намагниченным железом гамма-квант для измерения их круговой поляризации.
4. Дано наглядное объяснение полученных результатов.

Примечания при корректуре.

- 1) При тормозном излучении поляризованных электронов с определенной проекцией спина на направление движения кванты, испущенные в этом направлении, частично поляризованы по кругу.
- 2) Саясов любезно обратил внимание автора на заметку Гальперна, опубликованную после окончания настоящей работы и содержащую сходные выводы, однако без формул и без наглядного объяснения (O. Halpern, Nature, 3 XI (1951)).

Институт химической физики
Академии наук СССР

Поступило
8 I 1952

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ O. Klein и Y. Nishina, Zs. Phys., **52**, 855 (1928). ² И. Е. Тамм, *ibid.*, **62**, 545 (1930). ³ Y. Nishina, *ibid.*, **52**, 869 (1928). ⁴ A. Wightman, Phys. Rev., **74**, 1813 (1948). ⁵ U. Fano, Journ. Opt. Soc., **39**, 859 (1949). ⁶ В. Гейтлер, Квантовая теория излучения, ГТТИ, 1946.