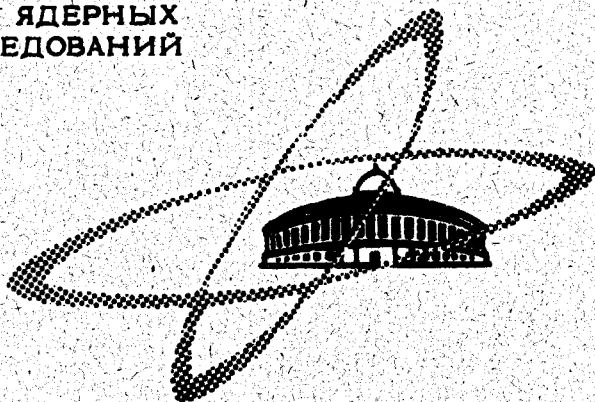


П-27
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

22/01-70
УФ, 1970, т. 12, в. 6, с. 1149-1162



P2 - 5042

Э.А. Перельштейн, М.И. Подгорецкий

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
НА РЕЗОНАНСНЫХ γ -КВАНТАХ

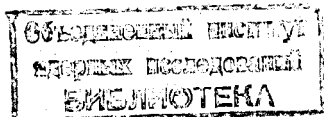
1970

P2 - 5042

Э.А. Перельштейн, М.И. Подгорецкий

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
НА РЕЗОНАНСНЫХ γ -КВАНТАХ

Направлено в ЯФ



При движении заряженной частицы в однородной среде возникает излучение Вавилова-Черенкова на частотах, для которых показатель преломления больше единицы ^{/1,2/}. Движение частицы в неоднородной среде сопровождается переходным излучением ^{/3/}. Наибольшая интенсивность наблюдается в обоих случаях в области частот, близких к собственным частотам среды (плазменные частоты, атомные линии поглощения и т.д.). Поэтому можно ожидать, что на черенковском и переходном излучении γ -квантов должно сказаться наличие ядерных линий поглощения.

Ниже рассматривается вопрос о переходном излучении γ -квантов с энергиями, близкими к энергиям возбуждения ядер вещества, через которое пролетают релятивистские электроны.

Для описания эффекта используется феноменологический подход, в котором среда учитывается с помощью показателя преломления в уравнениях электромагнитного поля.

В интересующем нас случае показатель преломления незначительно отличается от единицы и имеет вид

$$n = 1 + \frac{2\pi N^2 c^2}{E^2} N [f_{\text{я}}(0, E) + f_{\text{э}}(0, E)]. \quad (1)$$

Здесь E - энергия γ -кванта, N - число ядер в единице объема, $f_{\text{я}}(0, E)$ и $f_{\text{э}}(0, E)$ - амплитуды упругого рассеяния фотона вперед на ядре и на электронах атома. Величина $f_{\text{я}}(0, E)$ внутри ядерной линии поглощения равна произведению амплитуды упругого резонансного рассеяния на жестко закрепленном ядре, которая дается формулой Брейта-Вигнера, на вероятность рассеяния фотона без передачи импульса ядру. Последняя вероятность в случае, когда дебаевская температура вещества достаточно велика, а ширина резонанса Γ и энергия отдачи ядра при поглощении γ -кванта малы - именно этот случай и будет интересовать нас в дальнейшем, - совпадает с вероятностью эффекта Месбауэра $f_{\text{М}}^{1/4}$.

Подставляя в (1) амплитуды $f_{\text{я}}(0, E)$ и $f_{\text{э}}(0, E)$, получаем

$$n = 1 - \frac{\mu}{4} \frac{\Gamma}{E - E_0 + \frac{i\Gamma}{2}} - \frac{\omega_{\text{Л}}^2 \hbar^2}{2E^2}, \quad (2)$$

где E_0 - резонансная энергия, величина

$$\mu = \frac{2\pi N (\hbar c)^3}{E_0^3} \frac{2J+1}{2J_0+1} \frac{1}{1+\alpha_{\gamma}} f_{\text{М}}, \quad (3)$$

J и J_0 - моменты ядра в возбужденном и основном состояниях соответственно, α_{γ} - коэффициент внутренней конверсии γ -квантов,

$\omega_{\text{Л}}^2 = \frac{4\pi N Z e^2}{m}$ - квадрат электронной ленгмюровской частоты, eZ - заряд ядра.

Воспользуемся показателем преломления (2) для подсчета числа γ -квантов, образующихся при пролете ультрарелятивистского электрона через пластинку конечной толщины d .

Для полного числа γ -квантов за пластинкой в интервале энергий ΔE , в соответствии с результатом работы /5/, имеем:

$$M = \frac{2a}{\pi E_0} \beta^2 \int_{\Delta E} dE \int_0^{\pi/2} \sin^3 \theta \cos^2 \theta |B(E, \theta)|^2 d\theta,$$

$$B(E, \theta) = (n^2 - 1) \left[\frac{(x-y)(1-\beta x)(1-\beta^2 + \beta x)e^{i \frac{E}{\hbar c} x d} + (x+y)(1+\beta x)(1-\beta^2 - \beta x)e^{-i \frac{E}{\hbar c} x d}}{\{(x+y)^2 e^{-i \frac{E}{\hbar c} x d} - (x-y)^2 e^{i \frac{E}{\hbar c} x d}\} (1-\beta^2 \cos^2 \theta) (1-\beta^2 x^2)} \right. \\ \left. \frac{2x(1-\beta^2 - \beta^3 y - \beta^2 x^2) e^{-i \frac{E}{\hbar c} x d}}{\beta} \right] \\ \left[\frac{(x+y)^2 e^{-i \frac{E}{\hbar c} x d} - (x-y)^2 e^{i \frac{E}{\hbar c} x d}}{\{(x+y)^2 e^{-i \frac{E}{\hbar c} x d} - (x-y)^2 e^{i \frac{E}{\hbar c} x d}\} (1-\beta^2 \cos^2 \theta) (1-\beta^2 x^2)} \right], \quad (4)$$

где a - постоянная тонкой структуры, β - скорость электрона в единицах c , θ - угол между направлением движения электрона и направлением наблюдения:

$$x = \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}, \quad y = n^2 \cos \theta. \quad (5)$$

Сделаем ряд допущений, упрощающих вычисление интеграла (4). Во-первых, заметим, что толщина пластинки заведомо много больше длины волны γ -квантов, т.е. в этом смысле пластинка толстая. Во-вторых, потребуем, чтобы на толщине пластинки не происходило значительного поглощения γ -квантов. Соответствующее условие прозрачности запишется как

$$\frac{d}{d_0} < 1, \quad (6)$$

где $d_0 = \frac{\hbar c}{\mu E_0}$ - характерная толщина поглощения резонансных γ -квантов. И наконец, в-третьих, будем рассматривать релятивистские электроны, такие, что в области резонанса

$$\frac{1}{\gamma^2} \approx |n^2 - 1|, \quad (7)$$

где $\gamma^2 = (1 - \beta^2)^{-1}$.

Поскольку показатель преломления незначительно отличается от единицы, для выполнения последнего условия необходимы ультрарелятивистские электроны. В этом случае величина $(1 - \beta^2 x^2)$ в знаменателе выражения $B(E, \theta)$ очень мала для углов θ порядка $\frac{1}{\gamma}$ и именно в этой области сконцентрировано излучение. Из формулы для $B(E, \theta)$ видно также, что для электронов с энергией, много меньшей энергии, определяемой условием (7), интенсивность излучения резко падает.

Сделанные выше предположения позволяют представить функцию $|B(E, \theta)|$ в виде

$$|B(E, \theta)| \approx \frac{|n^2 - 1| \left| \sin \frac{d}{2\mu d_0} (1 - \cos \theta) \right|}{(1 - \beta \cos \theta) \sin^2 \theta}. \quad (8)$$

Приближенное выражение (8) позволяет провести интегрирование по углам в (4) в аналитическом виде. В результате получим

$$I = \mu^2 \int_0^{\pi/2} \sin^3 \theta \cos^2 \theta \frac{|B(E, \theta)|^2}{|n^2 - 1|^2} d\theta \approx \gamma^4 \mu^2 [C + \ln \kappa - \cos \kappa \operatorname{ci} \kappa - \sin \kappa \operatorname{si} \kappa - \kappa (\sin \kappa \operatorname{ci} \kappa - \cos \kappa \operatorname{si} \kappa)], \quad (9)$$

где $\kappa = \frac{d}{2\mu \gamma^2 d_0}$, $C = 0,58$ - постоянная Эйлера, $\operatorname{si} \kappa$ и $\operatorname{ci} \kappa$ - интегральные синусы и косинусы соответственно ^{x/}.

^{x/} Численное интегрирование по углам в (4) дает хорошее совпадение с приближенной формулой (9).

Для электронов очень больших энергий, когда $k \ll 1$, величина I приближенно равна

$$I \approx \frac{1}{8} \left(\frac{d}{d_0} \right)^2 \left(\ln 2\gamma^2 \mu \frac{d_0}{d} - C \right). \quad (10)$$

При значениях k порядка единицы, величина I мало отличается от (10), таким образом, переход к ультрарелятивистским электронам существенно сказывается на излучении γ -квантов.

Используя выражения (2) и (9) и интегрируя в (4) по энергиям в области $\Delta E \gtrsim \Gamma$, получаем

$$M = \alpha \frac{\Gamma}{E_0} I \left[1 + \frac{2}{\pi \mu^2} \left(\frac{\omega_{\text{Л}}^2 \hbar^2}{E_0} \right)^2 \frac{\Delta E}{\Gamma} \right]. \quad (11)$$

Единица в квадратных скобках соответствует излучению, связанному с ядерной частью показателя преломления, второе слагаемое учитывает электронную часть.

Перейдем к обсуждению возможностей экспериментального обнаружения излучения, связанного с ядерной частью показателя преломления. Нужные для этого характерные значения параметров, входящие в формулы (9-11), представим в виде таблицы ^{x/}:

	⁵⁷ Fe	¹¹⁹ Sn	¹⁸³ W
E_0 (кэВ)	14,4	24	46,5
$\frac{\Gamma}{E_0}$	$3,3 \cdot 10^{-13}$	10^{-12}	$6,5 \cdot 10^{-11}$
$\frac{\omega_{\text{Л}}^2 \hbar^2}{E_0^2}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$
μ	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$	$2,9 \cdot 10^{-6}$
d_0 (см)	$9 \cdot 10^{-5}$	$2,8 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$
$N d_0$ ($\frac{1}{\text{см}^2}$)	$7,5 \cdot 10^{18}$	10^{19}	$8,7 \cdot 10^{18}$

^{x/} Значения E_0 , Γ и других величин, использованных при нахождении μ , взяты для ⁵⁷ Fe и ¹¹⁹ Sn из /6/, для ¹⁸³ W - из /7/.

Из формулы (11) следует, что наибольшее число γ -квантов с энергиями внутри линии поглощения можно получить, используя ядерные уровни с большим значением отношения $\frac{\Gamma}{E_0}$. Это условие выполняется для высоких уровней возбуждения ядра, однако тогда в соответствии с формулой (7) требуются электроны с недостижимыми в настоящее время энергиями. Поэтому мы ограничиваемся рассмотрением только первых возбужденных уровней с энергиями порядка десятков кэВ.

Для обнаружения эффекта необходимо разделить переходное излучение, обусловленное ядерной и электронной частями показателя преломления. Это разделение можно осуществить, измеряя величину $\frac{M}{\Delta E}$ в области $\Delta E \gg \Gamma$ и на ширине линии поглощения.

Во втором случае пригодны опыты по резонансному поглощению или рассеянию (эффект Мёссбауэра). Из приведенной выше таблицы видно, что величины μ и $(\frac{\omega \hbar}{E_0})^2$ примерно равны. Основываясь на этом, из формул (9-11) заключаем, что в области $\Delta E \gg \Gamma$ основной вклад в переходное излучение дают электроны, а в области $\Delta E \approx \Gamma$ вклады от электронов и ядер - одного порядка. В результате значения величины $\frac{M}{\Delta E}$ должны заметно различаться внутри и вне линии поглощения.

Помимо переходного излучения, связанного с электронами, необходимо также выделить фон тормозного излучения, которое до сих пор мы не принимали во внимание.

Отношение числа переходных γ -квантов к числу тормозных γ -квантов M_T , определяемому формулой Бете-Гайтлера [8], равно:

$$\frac{M}{M_T} \approx \frac{d}{2 d_0} \frac{1 + \frac{2}{\pi \mu^2} \left(\frac{\omega \hbar}{E_0} \right)^4 \frac{\Delta E}{\Gamma}}{N d_0 r_0^2 Z^2 \left(\frac{8}{3} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9} \right)} \frac{\Gamma}{\left(\frac{d}{d_0} \right)^2 \Delta E}, \quad (12)$$

где r_0 - классический радиус электрона.

Поскольку для всех приведенных элементов величина $N d_0$ примерно одинакова, из формулы (12) следует значительное уменьшение величины $\frac{M}{M_T}$ с ростом Z . Для легких элементов фон тормозного излучения может быть достаточно малым.

В случае, когда фон велик, можно указать способ разделения тормозного и переходного излучения внутри ядерной линии поглощения для уровней с достаточно большим временем жизни. Этот способ заключается в использовании импульсного электронного пучка с длительностью импульса, малой по сравнению с временем жизни уровня. При этом тормозное излучение будет возникать практически вместе с электронами, тогда как для образования переходного излучения внутри ядерной линии поглощения необходимо время порядка времени жизни уровня τ . Таким же образом можно выделить и переходное излучение, обусловленное электронной частью показателя преломления. Остающимся при этом способом фоном, связанным с кулоновским возбуждением ядер, можно пренебречь, т.к. из-за изотропного характера излучения, интенсивность его мала.

Для примера рассмотрим переходное излучение электронов, пролетающих через пластинку из олова, в области энергий γ -квантов, соответствующей первой линии поглощения ^{119}Sn .

В этом случае переходное излучение можно наблюдать, начиная с энергий электронов около 300 Мэв. Толщина пластинки должна быть меньше толщины d_0 , указанной в таблице. Интенсивности излучения внутри и вне ядерной линии поглощения отличаются примерно в два раза. Число

^{x/} Другой возможный способ заключается в использовании пучка μ -мезонов вместо электронов. При этом интенсивность тормозного излучения уменьшается пропорционально квадрату отношения масс электрона и μ -мезона, в то время как переходное излучение не зависит от массы пролетающей частицы. Недостатком такого метода является отсутствие в настоящее время достаточно интенсивных пучков μ -мезонов.

переходных γ -квантов при $d \approx d_0$ на порядок выше числа тормозных. Фоновое излучение, вызванное некогерентным кулоновским возбуждением ядер, мало по сравнению с переходным в телесном угле порядка $\frac{1}{\gamma}$ при энергиях электронов порядка 1 Гэв. Измерение его можно провести на углах, значительно превосходящих угол $\frac{1}{\gamma}$. Для оценки общего числа γ -квантов, излучаемых в единицу времени, будем считать, что имеется электронный ток порядка нескольких миллиампер, тогда интенсивность переходного излучения внутри линии поглощения порядка 10^{-9} кюри, что на много порядков меньше активности естественных источников, применяемых в опытах по резонансному рассеянию и поглощению.

Но в отличие от изотропного излучения естественных источников переходное излучение, как уже отмечалось выше, сконцентрировано в малом телесном угле порядка $\frac{1}{\gamma^2} < 10^{-6}$. Поэтому эффективная интенсивность переходного излучения γ -квантов сопоставима с интенсивностью естественных источников.

В заключение авторы выражают благодарность Б.М. Болотовскому за плодотворные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

1. И.Е. Тамм, И.М. Франк. ДАН, 14, 107 (1937).
2. Б.М. Болотовский. УФН, 62, 3, 201 (1957).
3. В.Л. Гинзбург, И.М. Франк. ЖЭТФ, 16, 15 (1946).
4. М.В. Казарновский, А.В. Степанов. ЖЭТФ, 39, 1039 (1960).
5. В.Е. Пафомов. Труды ФИАН им. Лебедева, 16, 96 (1961).
6. Эффект Мёссбауэра (сборник статей), ИЛ, М (1962).

7. О.И. Сумбаев, А.И. Смирнов, В.С. Зыков. ЖЭТФ, 42, 115 (1962).

8. В. Гайтлер. Квантовая теория излучения, ИЛ, М, 1956.

Рукопись поступила в издательский отдел

14 апреля 1970 года.