

О ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ В СРЕДЕ С ЯДЕРНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ. II

В. А. ДЖРБАШЯН

Показано, что случай толстых пластин — $a \gg 2c/\omega (\gamma^{-2} + 1 - \operatorname{Re} \epsilon)$ — заслуживает внимания из-за относительно большой интенсивности излучения, возможности исследования ядерных уровней атомов, ядерная часть диэлектрической постоянной которых меньше электронной, и возможности рассмотрения интервалов энергии $\Delta E > \Gamma$.

1. В в е д е н и е

В работе [1] приведено аналитическое выражение для спектрального распределения числа квантов, образующихся при пролете ультрарелятивистской частицы через пластину. Эта формула применима в области частот больше оптических и для среды с произвольной комплексной диэлектрической постоянной. Используя частный случай выведенной формулы, в указанной работе рассмотрено влияние ядерной дисперсии для тонких пластин*, т. е. для пластин, толщина a которых удовлетворяет условию $a \ll c/\omega |\epsilon - 1|$.

Настоящая статья посвящена рассмотрению того же вопроса в случае толстых пластин, т. е. когда $a \gg 2c/\omega |\operatorname{Re}(\epsilon - 1)|$. В параграфе 2 приводятся первые члены разложения формулы (3) работы [1] в этом случае. В параграфе 3 представлен результат интегрирования вдали от области резонанса и в области, охватывающей резонанс.

Казалось бы, рассмотрение сравнительно больших толщин должно быть лишено интереса, поскольку вместо квадратичной зависимости числа квантов от диэлектрической восприимчивости в этом случае зависимость является логарифмической.

На самом же деле случай толстых пластин заслуживает внимания. В этом случае благодаря тому, что здесь нет пропорциональности квадратам параметров малости, интенсивность излучения на несколько порядков оказывается больше, чем в случае тонких пластин. При $a \gg 2c/\omega |\operatorname{Im} \epsilon|$ переходное излучение, образованное на первой грани пластины, будет поглощаться, но останется излучение на второй грани, для образования которого имеется необходимая зона формирования.

Кроме того, оказывается, что влияние ядерных резонансов на излучение легче обнаружить. Этим можно воспользоваться для привлечения наряду с мёссбауэровским изотопом Fe^{57} , ядерная часть диэлектрической постоянной которого в резонансе превосходит электронную, также широкого круга других ядерных уровней, для которых это не имеет места. Обсуждается возможность усиления эффекта использованием стопки пластин.

* Впервые на этот вопрос обращено внимание в работе [2].

2. Асимптотическое разложение спектрального распределения

Приведем первые члены разложения упомянутой формулы (3) работы [1] в предположении, что $a \gg \frac{2c}{\omega(\gamma^{-2} + 1 - \text{Re} \varepsilon)}$. Используя обозначения работы [1], рассмотрим два случая.

а) Допустим, что $|b| \gg 1$, $g \ll 1$ и $|d| \ll 1$. Тогда

$$\frac{dN}{d\omega} \approx \frac{2}{137\pi\omega} \left[\ln \frac{|b|}{g} - 2 + (1 + C + \ln g) \cos b + \frac{\pi}{2} \sin b \right], \quad (1)$$

где C — постоянная Эйлера.

Слагаемые, пропорциональные $\cos b$ и $\sin b$, обязаны интерференции переходных излучений, образованных на разных гранях пластины. Главный член интерференционной части совпадает с приведенным в работах [3, 4].

б) Пусть $|b| \gg 1$, $g \ll 1$ и $|d| \gg 1$. Тогда

$$\frac{dN}{d\omega} \approx \frac{1}{137\pi\omega} \left(\ln \frac{\sqrt{b^2 + d^2}}{g} - 1 - \frac{b}{d} \arctg \frac{d}{b} \right). \quad (2)$$

В этом случае число квантов не зависит от толщины пластины. Вследствие сильного поглощения в пластине излучение, образованное на первой грани, исчезает и естественно, что выражение (2) описывает переходное излучение, генерируемое лишь на второй грани.

3. Влияние ядерной дисперсии в случае толстых пластин

Полное число квантов с энергиями в интервале $\left[E_1 - \frac{\Delta E}{2}, E_1 + \frac{\Delta E}{2} \right]$, наблюдаемых за пластиной, получится интегрированием формул (1) и (2) по ω . При соблюдении условий $a \gg \frac{2c}{\omega\mu}$, $a \gg \frac{2cE_0^2}{\omega\hbar^2\omega_0^2}$ и $a \ll$

$\ll \frac{2c\gamma^2}{\omega}$ в выражении $N = \int_{E_1 - \frac{\Delta E}{2}}^{E_1 + \frac{\Delta E}{2}} \frac{dN}{dE} dE$ мы должны исходить из формулы (1) вдали от области резонанса $\frac{\Delta E}{2} + \frac{\Gamma}{2} \sqrt{\frac{aE_1\mu}{2\hbar c}} \ll |E_1 - E_0| \ll$

$\ll E_0$ (первое неравенство обеспечивает выполнение условия $|d| \ll 1$, второе — условия $|b| \gg 1$) и из формулы (2) в области резонанса $E_1 = E_0$ при ΔE , удовлетворяющих условию $1 < \frac{\Delta E}{\Gamma} \ll \sqrt{\frac{aE_0\mu}{2\hbar c}}$.

Таким образом, вдали от области резонанса мы будем иметь

$$N = \frac{2a}{\pi E_1} \left\{ \Delta E \ln \frac{\gamma^2 \hbar^2 \omega_0^2}{E_1^2 - (\Delta E)^2/4} + 2 E_1 \ln \frac{E_1 - \Delta E/2}{E_1 + \Delta E/2} - \right.$$

$$\begin{aligned}
& - \left(1 + C + \ln \frac{aE_1}{2\gamma^2 \hbar c} \right) \left[\left(E_1 - \frac{\Delta E}{2} \right) \cos \frac{a\hbar\omega_0^2/2c}{E_1 - \Delta E/2} - \right. \\
& - \left(E_1 + \frac{\Delta E}{2} \right) \cos \frac{a\hbar\omega_0^2/2c}{E_1 + \Delta E/2} + \frac{a\hbar\omega_0^2}{2c} \operatorname{si} \left(\frac{a\hbar\omega_0^2/2c}{E_1 - \Delta E/2} \right) - \\
& - \frac{a\hbar\omega_0^2}{2c} \operatorname{si} \left(\frac{a\hbar\omega_0^2/2c}{E_1 + \Delta E/2} \right) \Big] - \frac{\pi}{2} \left[\left(E_1 - \frac{\Delta E}{2} \right) \times \right. \\
& \times \sin \frac{a\hbar\omega_0^2/2c}{E_1 - \Delta E/2} - \left(E_1 + \frac{\Delta E}{2} \right) \sin \frac{a\hbar\omega_0^2/2c}{E_1 + \Delta E/2} - \\
& \left. - \frac{a\hbar\omega_0^2}{2c} \operatorname{ci} \left(\frac{a\hbar\omega_0^2/2c}{E_1 - \Delta E/2} \right) + \frac{a\hbar\omega_0^2}{2c} \operatorname{ci} \left(\frac{a\hbar\omega_0^2/2c}{E_1 + \Delta E/2} \right) \right] \Big\}. \quad (3)
\end{aligned}$$

В области резонанса имеем

$$\begin{aligned}
N = & \frac{a}{4\pi E_0} \left\{ \Delta E \left\{ \ln \left\{ (\gamma^2 \mu)^4 \left[\left(\frac{1}{r^2 + 1} \right)^2 + \frac{1}{p^4} + \right. \right. \right. \right. \\
& + \left. \left. \left. \frac{2}{p^2} \frac{1 - r^2}{(1 + r^2)^2} \right] \right\} - \frac{20}{3} + \frac{2}{p} \left(\frac{r^2}{3} + 1 \right) \times \right. \\
& \times \left. \left. \left. \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\frac{2}{p}}{1 - \frac{1}{p^2}(r^2 + 1)} \right\} + \Gamma \left\{ 2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2r}{p^2 + 1 - r^2} + \right. \right. \\
& + \left. \left. \left(p + \frac{2}{3p} \right) \ln \frac{(p + r)^2 + 1}{(p - r)^2 + 1} - 4 \operatorname{arc} \operatorname{tg} r + \left(r^2 - \frac{p^2}{6} + 1 \right) \times \right. \right. \\
& \times \left. \left. \left. \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2r}{(r^2 + 1)^2/p^2 - r^2 + 1} - \frac{p^2}{6} \left[\operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{4r \left(r^2 - 1 - \frac{p^2}{2} \right)}{1 - 6r^2 + p^2 - r^2 p^2 + r^4} - \right. \right. \right. \\
& \left. \left. \left. - 2\pi \frac{r}{p} \right] \right\} \right\}, \quad (4)
\end{aligned}$$

где $p = \mu E_0^2 / \hbar^2 \omega_0^2$, $r = \Delta E / \Gamma$.

Число квантов в интервале ΔE , как следует из сравнения формул (3) и (4), в области резонанса должно быть примерно в 2 раза меньше, чем вдали от области резонанса. Этот эффект является следствием вклада ядерной части диэлектрической постоянной. Для проявления ядерной части в отличие от случая тонких пластин [1, 2] не требуется, чтобы она превалировала или была хотя бы порядка электронной. Этим можно воспользоваться с целью привлечения наряду с несколькими уровнями [2] также широкого класса других ядерных уровней.

Эффект можно усилить, используя стопки из n пластин, расстояние между которыми больше зоны формирования. Если подбирать величины a и E , в соответствии со сказанным выше об одной пластине, то уменьшение числа квантов из-за ядерного резонанса будет в $\sim 2n$ раз. Заметим,

что при $pa \geq \frac{1}{\tau}$, где τ — коэффициент поглощения γ -лучей в веществе пластины, необходимо учесть уменьшение интенсивности из-за рассеяния и поглощения излучения.

Что касается зависимости числа квантов от γ -фактора, то как в случае толстых пластин, так и тонких она логарифмическая, как следует из формул (3) и (4) настоящей статьи и выражения (5) работы [1].

Автор выражает благодарность проф. Г. М. Гарибяну за интерес к работе и замечания и М. П. Лорикяну за обсуждение.

Ереванский физический
институт

Поступила 10.XII.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Джрбашян. Изв. АН АрмССР, Физика, 10, 427 (1975).
2. Э. А. Перельштейн, М. И. Подгорецкий. ЯФ, 12, 1149 (1970).
3. Г. М. Гарибян. Научное сообщение ЕФИ—30 (73).
4. A. L. Avakian, G. M. Garibian, C. Yang. Nucl. Instrum. and Meth., 129, 303 (1975)

ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ԴԻՍՊԵՐՍԻԱՅԻՆ ՕԺՏՎԱԾ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ԱՆՅՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՄԱՍԻՆ. II.

Վ. Ա. ԶՐԲԱՇՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ հաստ թիթեղների վրա առաջացած անցումային ճառագայթումը ($\alpha \gg 2c/\omega (\gamma^{-2} + 1 - \text{Re } \epsilon)$) արժանի է ուշադրության հետևյալ պատճառներով. ա) համեմատաբար մեծ ինտենսիվություն, բ) այն ատոմների միջուկային մակարդակները հետազոտելու հնարավորություն, որոնց գիտելիքով հաստատունի միջուկային մասը փոքր է էլեկտրոնայինից, գ) $\Delta E > \Gamma$ ինտերվալներ դիտարկելու հնարավորություն:

ON THE TRANSITION RADIATION IN THE MEDIUM WITH NUCLEAR DISPERSION. II

V. A. DJRBASHYAN

The case of thick plates, $\alpha \gg 2c/\omega (\gamma^{-2} + 1 - \text{Re } \epsilon)$, is shown to be of interest due to 1) the higher intensity of radiation; 2) the possibility of the investigation of nuclear levels of the atoms, nuclear part of the dielectric constant of which is smaller than the electron one; 3) the possibility of the consideration of $\Delta E > \Gamma$ energy intervals.