

УДК 538.56;539.12

ТОРЦЕВАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО
ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОГРАНИЧЕННОЙ
НЕРЕГУЛЯРНОЙ СРЕДЕ

ЯН ШИ, Г. А. ШОГЕРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 8 июля 1983 г.)

Показано, что ранее найденная торцевая интерференция рентгеновского переходного излучения в случае конечной регулярной стопки пластин имеет место также и в ограниченной нерегулярной среде. Исследованы частотно-угловое и частотное распределения интенсивности излучения в зависимости от лоренц-фактора частицы и степени нерегулярности среды. Новые торцевые интерференционные максимумы в частотном спектре излучения с ростом лоренц-фактора частицы не насыщаются.

В работе [1] было найдено, что при больших энергиях частицы в частотном спектре рентгеновского переходного излучения (РПИ), образуемого в стопке, состоящей из конечного числа пластин, возникают новые ненасыщающиеся максимумы, обусловленные интерференцией излучения на торцах стопки. Наряду с регулярными стопками в качестве радиатора РПИ широко используются также различные нерегулярные среды [2—4] (см. также [5]). В настоящей работе мы исследуем торцевую интерференцию в нерегулярной стопке пластин, являющейся хорошей моделью нерегулярных сред типа пенопласта с точки зрения образования РПИ [6]. На основе анализа частотно-углового распределения интенсивности РПИ для нерегулярной стопки и соответствующего численного расчета показано, что явление торцевой интерференции имеет место также и в случае ограниченной нерегулярной стопки пластин.

1. Частотно-угловое распределение средней интенсивности РПИ, образуемого быстрой частицей в нерегулярной стопке пластин, определяется формулой (см. [5], с. 119)

$$W(\omega, \vartheta) = W_{\text{гр}}(\omega, \vartheta) F, \quad (1)$$

где

$$W_{\text{гр}}(\omega, \vartheta) = \frac{2e^2}{\pi c} \frac{|\varepsilon_1 - \varepsilon_2|^2 \vartheta^3}{|\gamma^{-2} + \vartheta^2 + 1 - \varepsilon_1|^2 |\gamma^{-2} + \vartheta^2 + 1 - \varepsilon_2|^2},$$

$$F = 2 \operatorname{Re} \left\{ \frac{1 - (Q_a Q_b)^N}{1 - Q_a Q_b} \frac{[(1 + Q_a)/2 - h_a] - [Q_a - h_a(1 + Q_a)/2] h_b}{1 - h_a h_b} + \right.$$

$$\left. + \frac{(1 - h_a)(Q_a - h_a) h_b [(Q_a Q_b)^N - (h_a h_b)^N]}{(1 - h_a h_b)(Q_a Q_b - h_a h_b)} \right\}, \quad (2)$$

$$h_a = \langle \exp(-i\varphi_1 a_k) \rangle, \quad h_b = \langle \exp(-i\varphi_2 b_k) \rangle,$$

$$Q_a = \langle \exp(-\gamma_1 a_k) \rangle, \quad Q_b = \langle \exp(-\gamma_2 b_k) \rangle,$$

$$\varphi_s = (\omega/2v)(\gamma^{-2} + \vartheta^2 + 1 - \varepsilon_s),$$

$$\gamma_s = -2 \operatorname{Im} \varphi_s, \quad s = 1, 2,$$

ε_s — диэлектрическая проницаемость пластин ($s = 1$) и среды ($s = 2$), угловые скобки означают усреднение по независимым случайным величинам a_k и b_k — толщинам пластин и размерам отсеков между ними (k — номер пластины или отсека), γ — лоренц-фактор пролетающей заряженной частицы, N — число пластин в стопке.

Формулы (1), (2) являются естественным обобщением соответствующих формул работы [6] на случай, когда нерегулярная стопка расположена не в вакууме, а в некоторой среде. Ясно, что при $\varepsilon_2 = 1$ формула (2) переходит в формулу (19) указанной работы.

Пусть значения γ , ω и ϑ таковы, что зоны формирования переходного излучения значительно превосходят a_k и b_k , т. е.

$$|\varphi_1 a_k| \ll 1 \quad \text{и} \quad |\varphi_2 b_k| \ll 1. \quad (3)$$

Тогда имеем

$$h_a \approx 1 - i\varphi_1 \bar{a}, \quad h_b \approx 1 - i\varphi_2 \bar{b}, \quad (4)$$

$$Q_a \approx 1 - \gamma_1 \bar{a}, \quad Q_b \approx 1 - \gamma_2 \bar{b},$$

где

$$\bar{a} = \langle a_k \rangle, \quad \bar{b} = \langle b_k \rangle.$$

Подставив (4) в (2) и (1), получим

$$W(\omega, \vartheta) = \tilde{W}_{\text{гр}}(\omega, \vartheta) F_{\text{экв}}, \quad (5)$$

где

$$\tilde{W}_{\text{гр}}(\omega, \vartheta) = \frac{2e^2}{\pi c} \frac{|\tilde{\varepsilon} - \varepsilon_2|^2 \vartheta^3}{|\gamma^{-2} + \vartheta^2 + 1 - \tilde{\varepsilon}|^2 |\gamma^{-2} + \vartheta^2 + 1 - \varepsilon_2|^2},$$

$$F_{\text{экв}} = 1 + Q_a^N Q_b^{N-1} - 2 \operatorname{Re}(h_a^N h_b^{N-1}), \quad (6)$$

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{N\bar{a}\varepsilon_1 + (N-1)\bar{b}\varepsilon_2}{N\bar{a} + (N-1)\bar{b}}.$$

Величина $\tilde{W}_{\text{гр}}(\omega, \vartheta)$ представляет собой частотно-угловое распределение интенсивности РПИ, образуемого на границе раздела между некоторой «усредненной» средой с диэлектрической проницаемостью $\tilde{\varepsilon}$ и средой с диэлектрической проницаемостью ε_2 . Кроме того, поскольку

$$h_a^N h_b^{N-1} = \langle \exp[-i(\varphi_1 a_{\text{сум}} + \varphi_2 b_{\text{сум}})] \rangle,$$

$$Q_a^N Q_b^{N-1} = \langle \exp(-\gamma_1 a_{\text{сум}} - \gamma_2 b_{\text{сум}}) \rangle,$$

$$a_{\text{сум}} = \sum_{k=1}^N a_k, \quad b_{\text{сум}} = \sum_{k=1}^{N-1} b_k,$$

величину $F_{\text{ЭКВ}}$ можно записать в виде

$$F_{\text{ЭКВ}} = 1 + Q_{\text{ЭКВ}} - 2 \operatorname{Re} h_{\text{ЭКВ}}, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} h_{\text{ЭКВ}} &= \langle \exp(-i \varphi_{\text{ЭКВ}} a_{\text{ЭКВ}}) \rangle, \\ Q_{\text{ЭКВ}} &= \langle \exp(-\gamma_{\text{ЭКВ}} a_{\text{ЭКВ}}) \rangle, \\ \varphi_{\text{ЭКВ}} &= (\omega/2v)(\gamma^{-2} + \vartheta^2 + 1 - \varepsilon_{\text{ЭКВ}}), \\ \gamma_{\text{ЭКВ}} &= -2 \operatorname{Im} \varphi_{\text{ЭКВ}}, \\ a_{\text{ЭКВ}} &= a_{\text{сум}} + b_{\text{сум}}, \\ \varepsilon_{\text{ЭКВ}} &= (a_{\text{сум}} \varepsilon_1 + b_{\text{сум}} \varepsilon_2)/a_{\text{ЭКВ}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Выражение (7) представляет собой интерференционный фактор для одной пластины (см. [5]) со случайной эквивалентной толщиной $a_{\text{ЭКВ}}$ и случайной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{\text{ЭКВ}}$.

Таким образом, мы приходим к выводу, что нерегулярная стопка также, как это имеет место в случае регулярной стопки [7], излучает как одна эквивалентная пластина с соответствующими параметрами, когда зоны формирования велики (т. е. когда выполняются условия (3)).

2. Из независимости случайных величин a_k и b_k следует, что

$$\begin{aligned} \bar{a}_{\text{ЭКВ}} &= N\bar{a} + (N-1)\bar{b}, \\ \frac{\sqrt{\langle \Delta a_{\text{ЭКВ}}^2 \rangle}}{\bar{a}_{\text{ЭКВ}}} &= \frac{\sqrt{N\langle \Delta a^2 \rangle + (N-1)\langle \Delta b^2 \rangle}}{N\bar{a} + (N-1)\bar{b}}. \end{aligned}$$

Отсюда видно, что когда число N велико, степень относительного разброса толщины эквивалентной пластины падает как $N^{-1/2}$. Тогда в выражениях (8) для $h_{\text{ЭКВ}}$ и $Q_{\text{ЭКВ}}$ случайные величины $a_{\text{сум}}$ и $b_{\text{сум}}$ можно приближенно заменить их средними значениями. В результате получим

$$F_{\text{ЭКВ}} = (1 - Q_{\text{ЭКВ}}^{1/2})^2 + 4 Q_{\text{ЭКВ}}^{1/2} \sin^2(\varphi'_{\text{ЭКВ}} \bar{a}_{\text{ЭКВ}}/2), \quad (9)$$

$$\varphi'_{\text{ЭКВ}} = (\omega/2v)(\gamma^{-2} + \vartheta^2 + 1 - \operatorname{Re} \tilde{\varepsilon}).$$

Естественно, величина $F_{\text{ЭКВ}}$ в точности совпадает с соответствующим интерференционным фактором для одной пластины (см., например, [3]) с толщиной $\bar{a}_{\text{ЭКВ}}$ и диэлектрической проницаемостью $\tilde{\varepsilon}$.

Следовательно, в частотном спектре РПИ, образованного в такой эквивалентной пластине, должны появляться максимумы, полностью аналогичные максимумам торцевой интерференции в случае регулярной стопки [1], на частотах

$$\omega_n^{\text{торц}} = \frac{\bar{a}_{\text{ЭКВ}} \tilde{\omega}_0^2}{2\pi c(2n+1)} \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \quad (10)$$

где $\tilde{\omega}_0^2 = (1 - \operatorname{Re} \tilde{\varepsilon}) \omega^2$.

Если ввести величины

$$\omega_{01}^2 = (1 - \operatorname{Re} \varepsilon_1) \omega^2$$

$$\omega_{02}^2 = (1 - \operatorname{Re} \varepsilon_2) \omega^2,$$

и

имеющие смысл плазменных частот пластин и среды, то из (10) получим

$$\omega_n^{\text{торц}} = \frac{N\bar{a}\omega_{01}^2 + (N-1)\bar{b}\omega_{02}^2}{2\pi c(2n+1)} \quad (11)$$

Условие же возникновения этих максимумов торцевой интерференции имеет вид

$$\gamma > \sqrt{(N\bar{a} + (N-1)\bar{b})(N\bar{a}\omega_{01}^2 + (N-1)\bar{b}\omega_{02}^2)/c} \quad (12)$$

3. Для иллюстрации и более детального количественного исследования был проведен численный расчет частотно-углового распределения РПИ, образованного в нерегулярной стопке пластин из легкого органического вещества типа пенопласта ($\hbar\omega_{01} = 20$ эВ), расположенных в вакууме ($\omega_{02} = 0$). Из результатов вычислений следует, что в угловой зависимости интенсивности РПИ (при данной частоте) возникает ряд максимумов, приходящихся на те же углы, при которых имеются острые максимумы в случае соответствующей регулярной стопки пластин. При увеличении степени нерегулярности стопки эти максимумы быстро уменьшаются по величине и одновременно уширяются (т. е. сглаживаются). Кроме того, при достаточно больших γ в области $\theta \sim \gamma^{-1}$ возникают максимумы, которые растут по величине с возрастанием γ . При частотах, значительно меньших $\omega_n^{\text{торц}}$ (см. (10) или (11)), последние максимумы невелики и не вносят существенного вклада в суммарную (по углам) интенсивность. Но при частотах $\omega_n^{\text{торц}}$ (в особенности когда $n = 0$) максимумы в области $\theta \sim \gamma^{-1}$ весьма значительны (рис. 1) и практически определяют частотную интенсивность излучения.

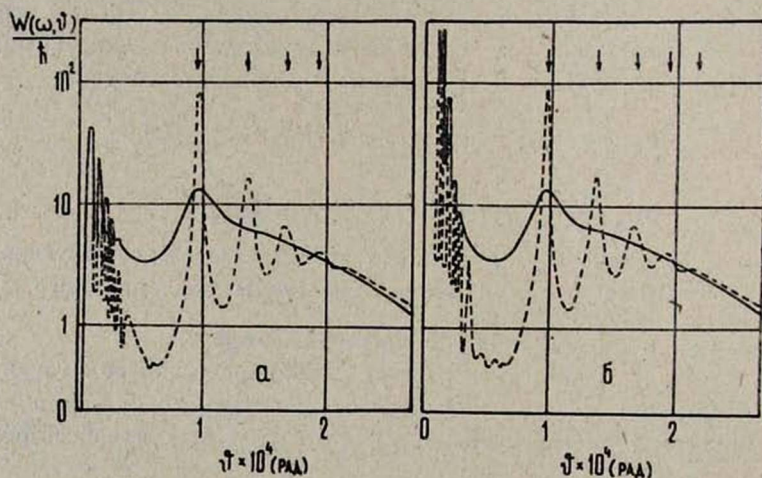


Рис. 1. Угловая зависимость интенсивности $W(\omega, \theta)$ РПИ ($\hbar\omega = 500$ эВ), возникающего в нерегулярной стопке, состоящей из 50 пластин с параметрами $\bar{a} = 30$ мкм, $\bar{b} = 500$ мкм, $\hbar\omega_{01} = 20$ эВ, $\omega_{02} = 0$, $\gamma = 10^5$ (а) и 10^6 (б). Толщины пластин и расстояния между пластинами заданы гамма-распределениями со степенью нерегулярности $\sqrt{\langle \Delta a^2 \rangle} / \bar{a} = \sqrt{\langle \Delta b^2 \rangle} / \bar{b}$ 32% (сплошные кривые) и 10% (штриховые кривые). Стрелками указаны углы, при которых в соответствующем случае регулярной стопки имеются острые максимумы.

Путем численного интегрирования частотно-углового распределения были получены частотные спектры РПИ (рис. 2), из которых следует, что при достаточно больших γ (когда выполняется условие (12)) на частотах $\omega_{\text{торц}}$ (см. (10) или (11)) действительно возникают ненасыщающиеся дополнительные максимумы, возрастающие с ростом γ . Сравнение частотных спектров для стопок с разными степенями нерегулярности показывает, что в случае большого числа N пластин в стопке (например, $N = 50$) степень нерегулярности (по крайней мере в пределах десятков процентов) практи-

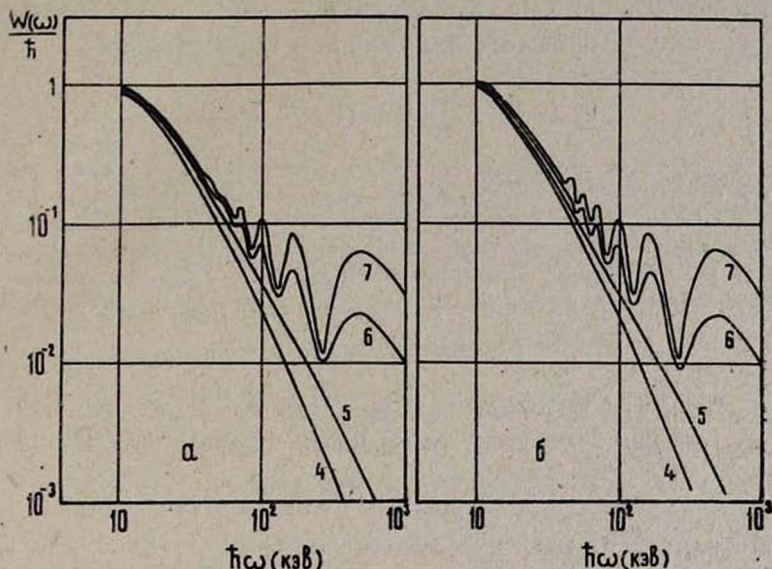


Рис. 2. Частотные спектры $W(\omega)$ РПИ в нерегулярной стопке из 50 пластин с параметрами $\bar{a} = 30$ мкм, $\bar{b} = 500$ мкм, $\hbar\omega_{01} = 20$ эВ, $\omega_{02} = 0$ и степенью нерегулярности 32% (а) и 10% (б). Цифры у кривых указывают значение $\lg \gamma$.

чески не влияет на положения и величины максимумов торцевой интерференции (рис. 2). Это обусловлено небольшим относительным разбросом толщины $a_{\text{экв}}$ эквивалентной пластины при больших N . Однако при небольших N максимумы торцевой интерференции сильно сглаживаются при увеличении степени нерегулярности стопки. Положения этих максимумов определяются формулой (10) или (11) только для достаточно регулярной стопки, т. е. при условии, что дисперсии $\langle \Delta a^2 \rangle$ и $\langle \Delta b^2 \rangle$ достаточно малы.

После интегрирования спектров по частоте мы получаем суммарную интенсивность РПИ. Если пределы интегрирования охватывают частоты $\omega_{\text{торц}}$, то при выполнении условия (12) суммарная интенсивность начинает монотонно возрастать с ростом γ .

Авторы выражают свою искреннюю благодарность Г. М. Гарибяну за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гарибян Г. М., Ян Ши, Авакян А. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 18, 197 (1983).

2. Авакян К. М., Алиханян А. И., Гарибян Г. М. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 267 (1970); Phys. Rev. Lett., 25, 635 (1970).
3. Uto H., Yuan L. C. L., Dell G. F. et al. NIM, 97, 389 (1971).
4. Fabjan С. W. NIM, 146, 343 (1977).
5. Гарибян Г. М., Ян Ш. Рентгеновское переходное излучение. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1983.
6. Гарибян Г. М., Геворгиян Л. А., Ян Ш. ЖЭТФ, 9, 284 (1974).
7. Гарибян Г. М. Научное сообщение ЕФИ-27 (73), 1973.

ՌԵՆՏԳԵՆՆԱԼ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԵԶՐԱՅԻՆ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻԱՆ ՈՉ ԿԱՆՈՆԱՎՈՐ, ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

ՅԱՆ ՇԻ, Գ. Ա. ՇՈԳԵՐՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ Թիթեղների կանոնավոր, վերջավոր շերտում նախկինում գտնված ռենտգենյան անցումային ճառագայթման եզրային ինտերֆերենցիան տեղի ունի նաև սահմանափակ, ոչ կանոնավոր միջավայրում: Հետազոտված են ճառագայթման ինտենսիվության անկումա-հաճախային և հաճախային բաշխումները՝ կախված մասնիկի լորենց-ֆակտորից և միջավայրի ոչ կանոնավորության աստիճանից: Ժառագայթման հաճախային սպեկտրում եզրային ինտերֆերենցիոն նոր մաքսիմումները չեն հազնում մասնիկի լորենց-ֆակտորի աճման դեպքում:

THE BUTT END INTERFERENCE OF X-RAY TRANSITION RADIATION IN FINITE IRREGULAR MEDIUM

C. YANG, G. A. SHOGERYAN

It is shown that the recently observed butt end interference of X-ray transition radiation in a finite regular stack of plates takes place also in a finite irregular medium. The frequency-angular and frequency distributions of radiation intensity are investigated depending on the particle Lorentz-factor and the degree of medium irregularity. The new butt end interference maxima in the radiation frequency spectrum do not saturate with the increase of Lorentz-factor.