

УЧЕТ ПОГЛОЩЕНИЯ СРЕДЫ В ТЕОРИИ ГЕНЕРАЦИИ
РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Г. М. ГАРИБЯН

В рамках обычной теории переходного излучения, образуемого в слоистой среде, дан последовательный учет поглощающей способности вещества.

В теории рентгеновского переходного излучения, образуемого в стопке пластин [1—4], диэлектрическая постоянная вещества берется равной $\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\sigma}{\omega^2}$ (где $\sigma = \frac{4\pi n^2}{m}$ есть квадрат плазменной частоты), т. е. действительной, а вещество тем самым считается прозрачным. На самом деле, среда обладает малым, но отличным от нуля коэффициентом поглощения (см., напр. [5]). Влияние поглощения в слоистой среде на число вышедших из нее квантов переходного излучения частоты ω учитывают следующим образом [6]. В формуле для числа квантов, полученной без учета поглощения (см., напр., формулу (43') работы [4]), заменяют имеющееся в виде фактора число пластин N слоистой среды на величину

$$N(\omega) = \frac{1 - e^{-\mu(\omega) \cdot a \cdot N}}{1 - e^{-\mu(\omega) a}}, \quad (1)$$

где a — толщина каждой пластины, $\mu(\omega)$ — коэффициент поглощения вещества, выраженный в см^{-1} . С другой стороны, при выводе формулы (43') существенную роль играет поведение подынтегральных функций, приводящее к тому, что эта формула имеет свои пределы применимости [4]. В настоящей заметке мы покажем, что последовательный учет поглощения в рамках теории переходного излучения в слоистой среде приводит к заключению, что область применимости формулы (43'), при таком способе учета поглощения, еще более суживается.

1. Для этого воспользуемся формулой (17) работы [4], дающей тангенциальную составляющую фурье-компоненты поля переходного излучения в пространстве за N -пластинчатой стопкой:

$$E_{K, \epsilon}(\vec{k}; N) = \frac{e i \chi}{2\pi^2} \left(\frac{1}{\Lambda_0} - \frac{1}{\Lambda} \right) \left[1 - e^{-i \left(\frac{\omega}{v} - \lambda \right) a} \right] \left\{ \frac{1 - e^{-i(\varphi - \chi)N}}{1 - e^{-i(\varphi - \chi)}} \right\} e^{i\varphi_0' p (N-1) + i\varphi_0' a}, \quad (2)$$

где

$$\varphi = \frac{\omega}{v} (a+b), \quad \chi = \lambda a + \lambda_0 b, \quad \varphi_0 = \frac{\omega}{v} - \lambda_0, \quad \Lambda = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}, \quad \Lambda_0 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon.$$

$$\lambda_0^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \chi^2, \quad \lambda^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - \chi^2, \quad k^2 = \chi^2 + \frac{\omega^2}{v^2}.$$

причем заряд движется вдоль оси z , перпендикулярно слоистой среде, $\vec{x}$ есть проекция волнового вектора на плоскость (x, y) , b — расстояние между пластинами, $p = a + b$.

Разобьем диэлектрическую постоянную на действительную и мнимую части, $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$, где $\varepsilon' = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$, а мнимая часть мала. Тогда,

полагая $x = \frac{\omega}{c} \sin \theta$, где θ — угол вылета кванта, будем иметь

$$i \left(\frac{\omega}{v} - \lambda \right) = i \frac{\omega}{v} (1 - \beta \sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \theta}) + \mu(\omega), \text{ где } \mu(\omega) = \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon''}{\sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \theta}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega}{c} \varepsilon''.$$

Подставим полученные выражения в формулу (2) и воспользуемся формулой (18) работы [4], с помощью которой для потока вектора Пойнтинга в пространстве за стопкой пластин получим выражение

$$S_N' = \frac{e^2 \sigma^2}{\pi c} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\omega^4} \int_0^\infty y \left[\frac{4e^{-\mu a} \sin^2 \pi \left(\frac{\omega_a'}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_a'} + \frac{a\omega}{4\pi v} y \right) + (1 - e^{-\mu a})^2}{(\xi + y)^2 (\eta + y)^2} \right] \psi(y) dy, \quad (3)$$

причем,

$$\psi(y) = \frac{4e^{-\mu a} \sin^2 \pi \left(\frac{\omega_a'}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_p'} + \frac{p\omega}{4\pi v} y \right) + (1 - e^{-\mu a N})^2}{4e^{-\mu a} \sin^2 \pi \left(\frac{\omega_a'}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_p'} + \frac{p\omega}{4\pi v} y \right) + (1 - e^{-\mu a})^2}, \quad (4)$$

где $\omega_{a,p}' = \frac{4\pi v}{(a,p)(1-\beta^2)}$, $\omega_a' = \frac{a\sigma}{4\pi v}$. Формула (3), с учетом условия (14) работы [4], для потока рентгеновского переходного излучения есть точная формула, в которой учтено поглощение этого излучения в стопке пластин.

1. Сделаем в формуле (3) приближения. Обычно всегда бывает так, что поглощение в одной пластине ничтожно, т. е.

$$\mu(\omega) \cdot a \ll 1. \quad (5)$$

Тогда формула (3) примет вид

$$S_N' = \frac{4e^2 \sigma^2}{\pi c} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\omega^4} \int_0^\infty y \sin^2 \pi \left(\frac{\omega_a'}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_a'} + \frac{a\omega}{4\pi v} y \right) \frac{\psi(y) dy}{(\xi + y)^2 (\eta + y)^2}, \quad (6)$$

где $\psi(y)$ определяется формулой (4). Нетрудно видеть, что максимальное значение $\psi(y)$ при $y = y_n = \frac{4\pi v}{p\omega} \left(n - \frac{\omega_a'}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_p'} \right)$, где n — це-

лые числа (см. [4]), равно $N^2(\omega)$, определяемому формулой (1). Очевидно, что если при этом окажется, что

$$N(\omega) \gg 1, \quad (7)$$

то мы можем заменить $\psi(y)$ на сумму δ -функций, согласно формуле (19) работы [4], положив в ней $N = N(\omega)$. Однако, как было показано в [4], при этом всегда надо иметь в виду как ширину максимумов функции $\psi(y)$, так и оставшейся части подынтегрального выражения формулы (6), чтобы знать какая из них острее и может быть, следовательно, заменена на δ -функции. Так как оставшаяся часть подынтегрального выражения формулы (6) полностью совпадает с тем, что было в [4] без учета поглощения, то нам надо исследовать только ширину максимумов функции $\psi(y)$. Для этого рассмотрим следующие частные случаи.

Пусть

$$a \cdot \mu(\omega) \cdot N \ll 1. \quad (8)$$

Тогда $\psi_{\max} = \psi(y_n) = N^2$. Положим в $\psi(y)$ переменную $y = y_n + \Delta_N$, где $\Delta_N = \frac{4\pi v}{p\omega} \frac{1}{N}$ есть ширина $\psi(y)$ в отсутствии поглощения [4]. Тогда нетрудно получить, что $\psi(y)$ при таком y будет много меньше $\psi_{\max}$, т. е. Δ_N есть опять ширина функции $\psi(y)$. Таким образом, при выполнении условия (8) мы можем перейти от формулы (20) к (43'), если имеют место условия, приведенные в [4], что вполне естественно.

Пусть теперь

$$\mu a N \sim 1. \quad (9)$$

Значение $\psi(y)$ при $y = y_n$ будет равно $N^2(\omega)$. Нетрудно видеть, что теперь Δ_N уже не будет шириной $\psi(y)$. Действительно, при $y = y_n + \Delta_N$ функция $\psi(y)$ будет порядка $N^2(\omega)$. Функция $\psi(y)$ может стать много меньше $N^2(\omega)$ только за счет возрастания знаменателя, т. е. при $y = y_n + \Delta_1$, где

$$\Delta_1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{4\pi v}{p\omega}. \quad (10)$$

Для того, чтобы можно было бы заменить $\psi(y)$ на δ -функции, необходимо, чтобы Δ_1 была много меньше ширины Δy [4]. Это требование при $\omega \gg \omega'_a$ приводит к условию

$$2p \gg a. \quad (11)$$

Если же $\omega \lesssim \omega'_a$, то получаем условие

$$\omega \gg \frac{1}{2} \omega'_p. \quad (12)$$

Таким образом, в среде, где поглощение уже ощущается и имеет место (9), мы можем считать число квантов переходного излучения по формуле (43') с N замененным на $N(\omega)$, только лишь в области частот $\omega \gg \frac{1}{2} \omega'_p$, причем при $\omega \gg \omega'_a$ должно выполняться также условие (11)

Если же $\mu a N \gg 1$, то при $N(\omega) \gg 1$ имеет место все, что было сказано выше для случая $\mu a N \sim 1$.

В заключение отметим, что обычно во всех экспериментах [7—9] имеют место такие условия, когда $\mu a N \geq 1$. Поэтому отмеченный выше способ учета поглощения будет правилен только при выполнении условия (12). Нетрудно убедиться, что это условие можно считать выполненным почти во всех экспериментах.

Ереванский физический институт

Поступила 18.VII.1970

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М. Л. Тер-Микаелян, А. Д. Газарян, ЖЭТФ, 39, 1693 (1960).
2. Г. М. Гарибян, И. И. Гольдман, ДАН АрмССР, 31, 219 (1960).
3. М. Л. Тер-Микаелян, Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1969.
4. Г. М. Гарибян, Препринт ЕФИ, ТФ-4 (70).
5. Альфа, бета и гамма спектроскопия. вып. 1. Под ред. К. Зигбана. Автоиздат, М., 1969.
6. А. И. Алиханян, Ф. Р. Арутюнян, К. А. Испирян, М. Л. Тер-Микаелян, ЖЭТФ, 41, 2002 (1961).
7. Ф. Р. Арутюнян, К. А. Испирян, А. Г. Оганесян, ЯФ, 1, 842 (1965).
8. Ф. Р. Арутюнян, К. А. Испирян, А. Г. Оганесян, А. А. Франкян, ЖЭТФ, 52, 1121 (1967).
9. К. А. Авакян, А. И. Алиханян, Г. М. Гарибян, М. П. Лорилян, К. К. Шихляров, Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 267 (1970).

ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ԿԼԱՆՄԱՆ ՀԱՇՎԱՌՈՒՄԸ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԱՆՅՈՒՄԱՅԻՆ
ՀԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՅԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԵՋ

Գ. Մ. ԴԱՐԻԲՅԱՆ

Շերտավոր միջավայրում առաջացած անցումային ճառագայթման սովորական տեսության սահմաններում տրված է միջավայրի կլանող ունակության հաշվարկական հաշվառումը:

MEDIUM ABSORPTION CONSIDERATION IN X-TRANSITION RADIATION GENERATION THEORY

G. M. GARIBIAN

The consistent regard for an absorption capacity of matter is given in the framework of the conventional theory of transition radiation generated in a laminated medium.