

УДК 5383

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Член-корреспондент АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаелян, Р. А. Багнян

К теории переходного излучения при прохождении заряженной частицы через границу раздела произвольной формы

(Представлено 23/1 1972)

При выводе формул переходного излучения обычно предполагается, что граница перехода является резкой. В действительности всегда имеется некоторый переходный слой, и только в том случае, если толщина этого слоя меньше когерентной длины, формулы не претерпевают существенных изменений (¹⁻³). Однако в указанных работах задачи решены при некоторых конкретных предположениях. В действительности, как это следует из экспериментов (⁴), существенное значение при сравнении теории с экспериментальными данными имеет чистота обработки поверхности, из-за которой появляется излучение, вклад которого (особенно при скользящем падении) может в некоторых случаях даже превышать переходное излучение. В связи с этим необходимо дать полуколичественную оценку излучения на шероховатой поверхности.

Для рассмотрения такого типа задач в настоящей заметке предлагается вывод формул переходного излучения на границе раздела произвольной формы $z=f(x, y)$ в предположении, что изменение диэлектрических свойств среды от слоя с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 к слою ϵ_2 будет мало, т. е.

$$\left| \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\epsilon_2 + \epsilon_1} \right| \ll 1.$$

Значения ϵ_1 и ϵ_2 соответствуют значениям в первой и во второй среде. Вблизи границы имеются небольшие флуктуации ϵ . Проводится сравнение результатов теории возмущений с точными расчетами.

Для расчета излучения используем обычную теорию рассеяния света, заменяя в последней падающую электромагнитную волну суперпозицией электромагнитных волн, образующих поле движущейся частицы.

Исходя из макроскопических уравнений Максвелла и считая, что небольшие изменения диэлектрической постоянной сред при переходе частицы через границу мало сказываются на величине поля движущейся частицы, используя теорию возмущений, находим рассеянные поля $\vec{H}_-$ и $\vec{E}_-$, связанные с флуктуациями диэлектрической постоянной ε'

$$\varepsilon(r, \omega) = \varepsilon_0(\omega) + \varepsilon'(r, \omega), \quad (1)$$

причем $\varepsilon' \ll \varepsilon_0$.

Выражение для индукции рассеянного поля имеет вид (2):

$$\vec{D}_-(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi} \left| \vec{k}' \right| \left| \vec{k}' \right| \int \frac{\vec{E}_{\omega 0}(\vec{r}_1)}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} \varepsilon'(\vec{r}_1) e^{i\vec{k}' \cdot (\vec{r} - \vec{r}_1)} dV_{\vec{r}_1} \quad (2)$$

где $\vec{k}' = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} \vec{n}$ — волновой вектор излученного кванта, а $\vec{E}_{\omega 0}(\vec{r}_1)$ определяется следующим выражением

$$\vec{E}_{\omega 0}(\vec{r}_1) = \frac{ie}{2\pi^2} \iiint dk_x dk_y dk_z \frac{\left(\frac{\omega \vec{v}}{c^2} - \frac{\vec{k}}{\varepsilon_0} \right) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}_1}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0} \quad (3)$$

с $\omega = \vec{k} \cdot \vec{v}$.

Для удобства в (3) выделим множитель, зависящий от переменной z (скорость частицы $\vec{v}$ направлена по оси z):

$$\vec{E}_{\omega 0}(\vec{r}_1) = e^{i\frac{\omega}{v}z_1} \frac{ie}{2\pi^2 v} \int dk_x dk_y \frac{\left(\frac{\omega \vec{v}}{c^2} - \frac{\vec{k}}{\varepsilon_0} \right) e^{i(k_x x_1 + k_y y_1)}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0} = e^{i\frac{\omega}{v}z_1} \vec{E}_-(x_1, y_1). \quad (4)$$

Выражение для поля излучения на расстоянии R_0 от излучаемого объекта в случае произвольной границы раздела $z = f(x_1, y_1)$ имеет вид:

$$\vec{D}_-(R_0) = -\frac{e}{4\pi R_0} \left| \vec{k}' \right| \left| \vec{k}' \right| \int \vec{E}_-(x_1, y_1) e^{i\left(\frac{\omega}{v} - k_z'\right)z_1} \varepsilon'(\vec{r}_1) e^{-i(k_x' x_1 + k_y' y_1)} dV_{\vec{r}_1} \quad (5)$$

Частными случаями выражения (5) являются формулы переходного излучения на одной и двух границах раздела. В случае одной границы раздела в (5) проводим интегрирование по z_1 , считая, что

$$\varepsilon'(\vec{r}_1, \omega) = \begin{cases} \varepsilon_1 - \varepsilon_0, & \text{при } -\infty < z_1 < z = f(x_1, y_1) \\ \varepsilon_2 - \varepsilon_0, & \text{при } z = f(x_1, y_1) < z_1 < +\infty. \end{cases}$$

Для нормального влета, т. е. когда скорость частицы направлена перпендикулярно границе раздела двух сред (плоскость $z = f(x_1, y_1) = 0$) имеем

$$D(R_0) = -\frac{i(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)e^{ik'R_0}}{4\pi R_0\left(\frac{\omega}{v} - k_z\right)} \left| \vec{k}' \left| \vec{k}' \cdot \int \vec{E}_\omega(x_1, y_1) e^{-i(k_1 x_1 + k_2 y_1)} dx_1 dy_1 \right| \right|,$$

а для энергии излучения в интервале частот $d\omega$ и интервале телесного угла $d\Omega$ получаем следующее выражение:

$$I_{\omega, \vec{n}} = \frac{v^2 e^2 \sin^2 \Theta}{4\pi^2 c^3 \varepsilon_0^{3/2}} d\Omega d\omega \left| \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)(1 - \beta^2 \varepsilon_0 - \beta \sqrt{\varepsilon_0} \cos \Theta)}{(1 - \beta^2 \varepsilon_0 \cos^2 \Theta)(1 - \beta \sqrt{\varepsilon_0} \cos \Theta)} \right|^2 \quad (6)$$

где $\beta = \frac{v}{c}$.

Оказывается, что в приближении теории возмущений можно выписывать только одну формулу (6), которая определяет излучение как в переднюю, так и в заднюю полусферу, а угол Θ отсчитывается от нормали к поверхности и изменяется от 0 до π .

При наклонном влете, т. е. когда поверхность раздела задана в виде $z = x \operatorname{tg} \varphi$, или когда скорость частицы лежит в плоскости (x, z) и составляет с осью z некоторый угол ψ , возможны две поляризации: одна — электрический вектор которой лежит в плоскости излучения (плоскость, содержащая вектор $\vec{k}'$ и нормаль к границе раздела), и вторая — электрический вектор которой перпендикулярен к плоскости излучения. Поляризацию первого типа мы будем называть параллельной и приписывать индекс $\parallel$, поляризацию второго типа перпендикулярной и приписывать индекс $\perp$. Таким образом, для интенсивностей излучения в случае наклонного влета имеем:

$$dI_{\omega, \vec{n}}^{\parallel} = \frac{e^2 \beta^2 |\varepsilon_2 - \varepsilon_1|^2 d\omega d\Omega}{4\pi^2 c \varepsilon_0^2 \sin^2 \Theta_z |1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon_0} \cos \Theta_x|^2 - \beta_z^2 \varepsilon_0 \cos^2 \Theta_z} \times \left| \frac{(1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon_0} \cos \Theta_x - \beta_z \sqrt{\varepsilon_0} \cos \Theta_z - \beta_z^2 \varepsilon_0) \sin^2 \Theta_x + \beta_x \beta_z \varepsilon_0 \cos \Theta_x \cos \Theta_z}{1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon_0} \cos \Theta_x - \beta_z \sqrt{\varepsilon_0} \cos \Theta_z} \right|^2 \quad (7)$$

$$dI_{\omega, \vec{n}}^{\perp} = \frac{e^2 \beta_z^2 \beta_x^2 \cos^2 \Theta_x \sqrt{\varepsilon_0} |\varepsilon_2 - \varepsilon_1|^2 d\omega d\Omega}{4\pi^2 c [(1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon_0} \cos \Theta_x)^2 - \beta_z^2 \varepsilon_0 \cos^2 \Theta_z]^2 \sin^2 \Theta_x} \times |1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon_0} \cos \Theta_x - \beta_z \sqrt{\varepsilon_0} \cos \Theta_z|^{-2}, \quad (8)$$

где $\beta_z = \beta \cos \psi$, $\beta_x = \beta \sin \psi$,
 $\cos \Theta_x = \sin \Theta \cos \varphi$,
 $\cos \Theta_y = \sin \Theta \sin \varphi$,
 $\cos \Theta_z = \cos \Theta$

причем через φ обозначен угол между осью x в плоскости раздела и проекцией вектора $\vec{k}'$ на эту плоскость (³).

Наконец приведем формулы для интенсивности излучения в случае пластинки с толщиной a .

Вместо обычных громоздких формул имеем

$$dI_{\perp, \pm} = dI_{\perp, \pm}^{(6)} |1 - e^{i\sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1} \cos \theta_2 a}|^2$$

для нормального влета, и

$$dI_{\perp, \pm} = dI_{\perp, \pm}^{(7), (8)} |1 - e^{i\sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1} \cos \theta_2 a - i\sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1} \cos \theta_2 a}|^2 \quad (10)$$

— для наклонного влета.

Полученные формулы совпадают с обычными, при разложении последних по $(\epsilon_2 - \epsilon_1)$ и при выполнении условия $\cos^2 \theta > \left| \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\epsilon_2 + \epsilon_1} \right|$.

В конце отметим, что вышешложенный метод позволяет качественно оценить излучение на шероховатой поверхности.

Институт физических исследований
Академии наук Армянской ССР

Հայկական ՍՍՀ ԳԱ Գրական-տեղամ Ի. Լ. ՏԵՐ-ՄԻԿԱԵԼՅԱՆ, Բ. Ա. ԲԱՂՅԱՆ

Կամավոր ձևի սահմանով լիցքավորված մասնիկի անցման դեպքում
առաջացող անցումային ճառագայթման տեսության վերաբերյալ

Աշխատանքում առաջարկված է անցումային ճառագայթման բանա-
ձևերի ստացումը միջավայրը բաժանող կամավոր ձևի սահմանի դեպ-
քում, արված $Z = f(x, y)$ բանաձևով, այն ենթադրությամբ, որ միջավայրի
դիէլեկտրիկական հատկությունների փոփոխումը մի շերտից z_1 դիէլեկտրիկա-
կան հաստատունով դեպի մյուսը z_2 դիէլեկտրիկական հաստատունով փոքր է:

Որպես մասնավոր դեպքեր գրգռումների տեսության մոտավորությամբ
ստացված են անցումային ճառագայթման բանաձևերը միջավայրը բաժանող
մեկ և երկու սահմանների դեպքում:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ М. Л. Тер-Микаелян, Известия Арм. ССР, серия физ. мат. наук, т. 14, № 2, 103 (1961). ² А. Ц. Амагун, Н. А. Корхмазян, ЖЭТФ, т. 39, 1011, (1960). ³ В. Н. Цытович, ЖТФ, т. 31, 766 (1961). ⁴ F. R. Harutunian, R. I. Oganesian, B. Rostomian Phys. Letters, 37A, 163 (1971). ⁵ М. Л. Тер-Микаелян, Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1969.