ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
XXXIII 1961 4

ФИЗИКА

Г. М. Гарибян

Излучение заряда, перпендикулярно пролетающего через бесконечную неоднородность в среде

(Представлено академиком АН Армянской ССР А. И. Алихановым 28/VI 1961)

Пусть в области пространства $0 \le z \le a$ имеется среда с диэлектрической постоянной ε_1, тогда как области пространства $z < 0$ и $z > a$ заполнены средой с диэлектрической постоянной ε_2. Обобщая формулы, приведенные в предыдущих работах (1, 2), нетрудно показать, что для спектральной интенсивности переходного излучения, испущенного вперед крайне-релятивистской частицей, движущейся вдоль оси z, в области частот, где $\varepsilon_{1,2}(\omega) = 1 - \frac{\sigma_{1,2}}{\omega^2}$, имеет место следующая формула:

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{4e^2}{\pi c}\int_0^\infty x\,dx \left\{ \frac{1}{1-\beta^2+\frac{\sigma_1}{\omega^2}+x} - \frac{1}{1-\beta^2+\frac{\sigma_2}{\omega^2}+x} \right\}^2 \sin^2\left[\frac{a\omega}{4v}\left(1-\beta^2+\frac{\sigma_1}{\omega^2}+x\right)\right], \qquad (1)$$

причем в последней формуле мы перешли к приближению малых углов, положив $x = \theta^2$. Проинтегрировав по углам, получим:

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{2e^2}{\pi c}\left\{\left[\mu_1 \ln \frac{1-\beta^2+\frac{\sigma_1}{\omega^2}}{1-\beta^2+\frac{\sigma_2}{\omega^2}} - 2\right] + \mu_1 \left[-\mathrm{ci}\,\nu_1 + \mathrm{ci}\,\nu_2 \cos\mu_2 - \mathrm{si}\,\nu_2 \sin\mu_2\right] + 2\cos\nu_1 + \nu_1\,\mathrm{si}\,\nu_1 + \nu_2\left[\mathrm{si}\,\nu_2\cos\mu_2 + \mathrm{ci}\,\nu_2 \sin\mu_2\right]\right\}. \qquad (2)$$

где $\mu_1 = \frac{\sigma_1+\sigma_2}{\sigma_1-\sigma_2} + \frac{2(1-\beta^2)\omega^2}{\sigma_1-\sigma_2}$; $\nu_1 = \frac{\omega a}{2v}(1-\beta^2) + \frac{a\sigma_1}{2v\omega}$

$\mu_2 = \frac{a(\sigma_1-\sigma_2)}{2v\omega}$; $\nu_2 = \frac{\omega a}{2v}(1-\beta^2) + \frac{a\sigma_2}{2v\omega}$

$$\operatorname{si} x = -\int_x^{\infty} \frac{\sin u}{u}\, du; \quad \operatorname{ci} x = -\int_x^{\infty} \frac{\cos u}{u}\, du.$$

Первый член в формуле (2) соответствует удвоенному переходному излучению на границе раздела двух сред, тогда как остальные члены соответствуют интерференции излучений, испущенных с обеих границ раздела сред.

Пусть теперь $\sigma_1 = \sigma$, $\sigma_2 = 0$, т. е. имеем пластинку, через которую пролетает заряд. Тогда последняя формула совпадает с формулой (2), приведенной в работе [2], в которой дан анализ этой формулы и приведены результаты численных расчетов.

Положим теперь $\sigma_1 = 0$, $\sigma_2 = \sigma$, т. е. пусть заряд пролетает через щель в среде. Тогда формула (2) примет вид:

$$\begin{aligned}
\frac{dW}{d\omega} = \frac{2e^2}{\pi c}\Bigg\{\Bigg[\left(1 + \frac{2(1-\beta^2)\omega^2}{\sigma}\right) \ln\left(1 + \frac{\sigma}{\omega^2(1-\beta^2)}\right) - 2\Bigg] + \\
+ \left(1 + \frac{2(1-\beta^2)\omega^2}{\sigma}\right)\Bigg[\operatorname{ci}\left(\frac{\omega a}{2v}(1-\beta^2)\right) - \cos\left(\frac{a\sigma}{2v\omega}\right)\operatorname{ci}\left(\frac{\omega a}{2v}(1-\beta^2) + \right. \\
\left. + \frac{a\sigma}{2v\omega}\right) - \sin\left(\frac{a\sigma}{2v\omega}\right)\operatorname{si}\left(\frac{\omega a}{2v}(1-\beta^2) + \frac{a\sigma}{2v\omega}\right)\Bigg] + 2\cos\left(\frac{\omega a}{2v}(1-\beta^2)\right) + \\
+ \frac{\omega a}{2v}(1-\beta^2)\operatorname{si}\left(\frac{\omega a}{2v}(1-\beta^2)\right) + \left(\frac{\omega a}{2v}(1-\beta^2) + \frac{a\sigma}{2v\omega}\right) \times \\
\times \Bigg[\cos\left(\frac{a\sigma}{2v\omega}\right)\operatorname{si}\left(\frac{\omega a}{2v}(1-\beta^2) + \frac{a\sigma}{2v\omega}\right) - \\
- \sin\left(\frac{a\sigma}{2v\omega}\right)\operatorname{ci}\left(\frac{\omega a}{2v}(1-\beta^2) + \frac{a\sigma}{2v\omega}\right)\Bigg]\Bigg\} \qquad (3)
\end{aligned}$$

Проанализируем полученную формулу. Нетрудно убедиться, что если ширина щели больше зоны формирования переходного излучения в вакууме, т. е. $\frac{\omega a}{2v}(1-\beta^2) \gg 1$, то в формуле (3) остается только первый член, соответствующий независимому образованию переходных излучений на обеих границах щели. Заметим, что в случае пластинки [2] условие, чтобы толщина пластинки была бы больше зоны формирования переходного излучения в веществе, не приводило к исчезновению интерференционных членов. Эти члены имели осцилляторный характер, причем с уменьшением частоты амплитуда этих осцилляций возрастала, но так, что при усреднении по некоторому интервалу частот эти члены исчезали. Общая формула в случае пластинки приводилась к удвоенной интенсивности на одной границе, если только толщина пластинки была больше зоны формирования излучения в вакууме [2].

Пусть теперь ширина щели меньше зоны формирования излуче-

...ния в вакууме, т. е. $\frac{a\omega}{2v}(1-\beta^2) \gg 1$. Введем частоту $\omega^1 = \frac{as}{2v}$. Тогда при $\omega \ll \omega^1$ имеем $\frac{as}{2v\omega} \gg 1$, откуда главный член интерференционной части формулы (3) имеет вид:

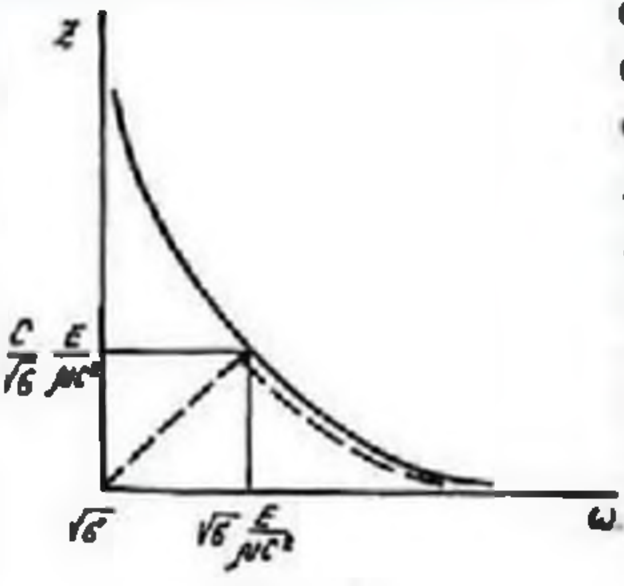
$$\frac{2e^2}{\pi c} \ln\left|\frac{\omega a}{2v}(1-\beta^2)\right|, \tag{4}$$

т. е. интерференционный член не носит осцилляторного характера, имеет отрицательный знак и растет по абсолютной величине с уменьшением частоты. При $\omega \gg \omega^1$, т. е. $\frac{ac}{2v\omega} \ll 1$, излучение обращается в нуль.

В том случае, если ширина щели порядка зоны формирования излучения в вакууме, т. е. $\frac{\omega a}{2v}(1-\beta^2) \sim 1$, интерференционная часть имеет члены, обладающие небольшими осцилляциями.

Таким образом, мы видим, что интерференционная картина в случае переходного излучения, образованного на пластинке, помещенной в вакууме, или на щели, находящейся между двумя полубесконечными средами, имеет совершенно различный характер.

Имея в виду, что зависимость длины зоны формирования в вакууме $z = \frac{c}{\omega}\frac{1}{1-\beta^2}$ и в веществе $z = \frac{c}{\omega}\cdot\frac{1}{1-\beta^2+\frac{\sigma}{\omega^2}}$ от частоты грубо схематически может быть представлена кривыми фиг. 1, где пунктирная линия соответствует веществу, а сплошная — вакууму, имеет смысл отметить следующее обстоятельство. Если интересоваться частотами $\omega < \omega_{гр}$, то нетрудно видеть, что общим для обоих случаев является то, что излучение сводится к удвоенному переходному излучению на одной границе, если толщина пластинки или ширина щели больше максимальных размеров одной из зон формирования, т. е., как это видно на фиг. 1, зоны формирования в вакууме, тогда как излучение обращается в нуль, если толщина пластинки или ширина щели меньше минимальных размеров одной из зон формирования, т. е. зоны формирования в веществе (фиг. 1).



Фиг. 1.

Физический институт Академии наук
Армянской ССР

Գ. Մ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ

Միջավայրում անվերջ անհամասեռությունը ուղղահայաց անցնող լիցքի ճառագայթումը

Ստացված է միջավայրի ճեղքով ուղղահայաց անցնող արագ մասնիկի անցման ճառագայթման սպեկտրը։ Այդ սպեկտրը համեմատված է շերտում առաջացած անցման ճառագայթման սպեկտրի հետ։

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] Г. М. Гарибян, И. И. Гольдман, ДАН АрмССР, т. XXXI, № 4 (1960). [2] Г. М. Гарибян, ДАН АрмССР, т. XXXIII, № 3 (1961).