ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

XXXVI 1963 2

ФИЗИКА

Г. М. Гарибян и М. Р. Магомедов

Излучение произвольно движущейся частицы, перпендикулярно пересекающей границу раздела сред

(Представлено академиком АН Армянской ССР А. Н. Алиханяном 17/X 1962)

Если заряженная частица переходит из одной среды в другую, то это приводит к испусканию переходного излучения [1,2]. Все расчеты, проведенные до сих пор на основе классической электродинамики, предполагали, что скорость частицы является постоянной. С другой стороны, очевидно, что вследствие потерь энергии при движении в среде, например при переходе из вакуума в среду, скорость частицы может уменьшиться. Грубые оценки показывают, что это обстоятельство может быть существенным только для нерелятивистских частиц. Действительно, так как максимальная длина зоны формирования переходного излучения для релятивистских частиц в веществе $\sim \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{E}{\mu c^2}$ (см., например, [3]), то, умножив ее на 2 mev. (потери энергии релятивистской частицы на $1 г/см^2$ вещества), мы никогда не получим величину, сравнимую с энергией частицы.

Целью настоящей работы является исследование влияния неравномерности движения частицы на переходное излучение. Для решения поставленной задачи целесообразно дать такой вывод формул переходного излучения, где не использовалось бы с самого начала предположение о постоянстве скорости частицы. Аналогичные расчеты, проведенные, однако, только для крайне-релятивистских частиц и больших частот излучения, были даны в [4]. Излагаемый ниже метод является по существу обобщением этих расчетов на любые скорости частиц и частоты излучения.

1. Как известно, Фурье-компонента вектора-потенциала на больших расстояниях от системы зарядов в случае одной неограниченной диспергирующей среды с диэлектрической постоянной $\varepsilon(\omega)$ определяется выражением (срав. [5] § 66)

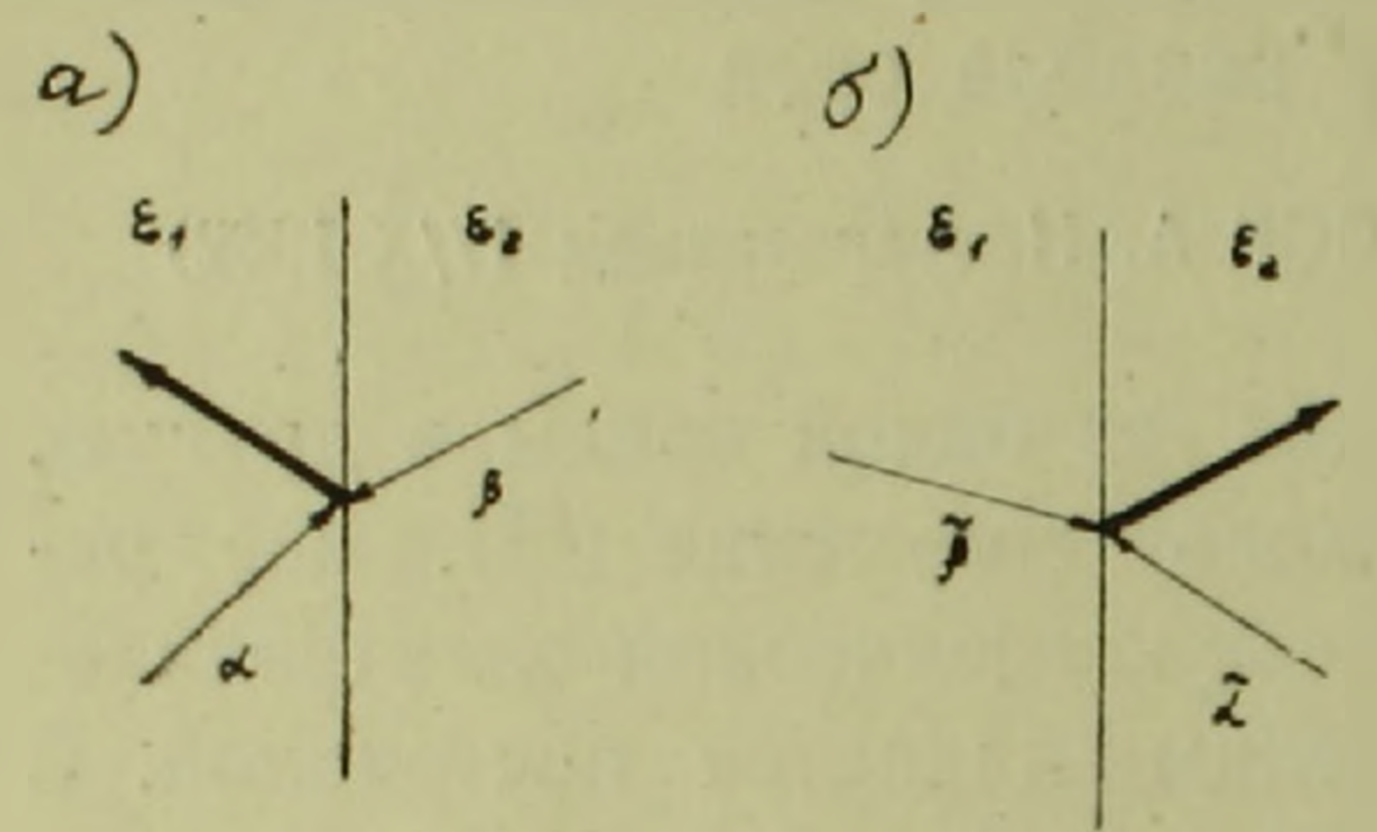
$$\vec{A}_\omega = \frac{e^{ikR_0}}{cR_0} \int \vec{j}_\omega(\vec{r}') e^{-i\vec{k}\vec{r}'} d\vec{r}', \tag{1}$$

где $k = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon}$, $\vec{k} = k\vec{n}$, $\vec{n}$ — единичный вектор в направлении $\vec{R}_0$,

$$\vec{j}_\omega(\vec{r}\,') = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \vec{j}(\vec{r}\,', t)\, e^{i\omega t} dt, \tag{2}$$

причем $\vec{j}(\vec{r}, t)$ есть плотность тока.

Произведем теперь обобщение формулы (1) на случай двух диспергирующих сред. Для этого заметим, что она представляет собой суперпозицию решений уравнения для вектора-потенциала на больших расстояниях от системы излучающих зарядов. Если в случае одной среды такими решениями были плоские волны, то в случае двух сред мы будем иметь тройки волн с некоторыми коэффициентами, определяемыми из граничных условий (срав. ([6]), где аналогичные тройки волн определялись для уравнений, однородных во всем пространстве). В качестве таких решений возьмем волны, изображенные на фиг. 1, где жирная стрелка соответствует основной волне, а две другие — сопутствующим ей волнам.



Фиг. 1.

Выберем систему координат так, чтобы плоскость xy совпадала с границей раздела сред, а ось z была направлена из первой среды во вторую. Пусть имеется система зарядов, которая движется по оси z из $-\infty$ в $+\infty$.

Имея в виду вышесказанное, для получения вектора-потенциала поля излучения в первой среде мы должны заменить плоскую волну, стоящую под интегралом в формуле (1), на выражение, описывающее волну типа 1a. Учитывая также, что отличной от нуля будет только z-компонента вектора тока и потенциала, мы вместо формулы (1) получим следующее выражение для вектора-потенциала в первой среде:

$$A_{\omega z} = \frac{e^{ik_1R_0}}{cR_0}\int j_{\omega z}(\vec{r}\,')\Big\{\vartheta(-z')\, e^{-i(\vec{\varkappa}\vec{\rho}\,' - \lambda_1 z')} +$$

$$+ \vartheta(-z')\,\alpha e^{-i(\vec{\varkappa}\vec{\rho}\,' + \lambda_1 z')} + \vartheta(z')\,\beta e^{-i(\vec{\varkappa}\vec{\rho}\,' - \lambda_2 z')}\Big\} d\vec{r}\,', \tag{3}$$

где $\vec{\rho}\,'$ и $\vec{\varkappa}$ означают компоненты $\vec{r}\,'$ и $\vec{k}$ в плоскости xy, $\lambda_{1,2} = +\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{1,2} - \varkappa^2}$, $\vartheta(z)$ равно 1 при $z > 0$ и нулю при $z < 0$, $k_1 = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1}$. Ввиду того что нас будет интересовать поле в первой среде, мы полагаем $\varkappa = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1}\sin\vartheta$, где ϑ — угол, составляемый направлением распространения излучения с отрицательным направлением оси z. Ввиду того что у вектор-потенциалов троек волн, описываемых формулой (3), отличны от нуля только z-компоненты, их магнитные поля будут перпендикулярны плоскости, проходящей через ось z и волновый вектор. Воспользовавшись обычным способом вывода формул Френеля (см., напр., ([7]) § 66), получим следующие выражения для коэффициентов α и β:

$$\alpha = \frac{\varepsilon_2\lambda_1 - \varepsilon_1\lambda_2}{\varepsilon_2\lambda_1 + \varepsilon_1\lambda_2}, \qquad \beta = \frac{2\varepsilon_1\lambda_1}{\varepsilon_2\lambda_1 + \varepsilon_1\lambda_2}. \tag{4}$$

Три слагаемых, стоящих в фигурных скобках формулы (3), соответствуют следующим полям в точке наблюдения: 1) полю, испущенному частицей в первой среде и непосредственно пришедшему в точку наблюдения; 2) полю, так же испущенному в первой среде, но пришедшему в точку наблюдения в результате отражения от границы раздела сред; 3) полю, испущенному частицей во второй среде, которое впоследствии проникло в первую среду.

Аналогичными рассуждениями для вектора-потенциала поля излучения во второй среде получим выражения, описывающие волны типа 1*б* и отличающиеся от вышеприведенных формул заменой $\varepsilon_1 \rightleftarrows \varepsilon_2$ и $z' \rightleftarrows -z'$. Эти формулы описывают поля, создаваемые в волновой зоне системой движущихся зарядов, плотность тока которых имеет только компоненту, нормальную к границе раздела сред.

Для одного заряда, движущегося по оси z, имеем:

$$j_z(\vec{r}, t) = ev(t)\,\delta(x')\,\delta(y')\,\delta(z' - z(t)) \tag{5}$$

Подставляя это выражение в (2) и (3) и интегрируя по $\vec{\rho}$ и z', получим для поля в первой среде:

$$A_{\omega z} = e\,\frac{e^{ikR_0}}{2\pi c R_0}\int\limits_{-\infty}^{\infty} v(t)\,\{\vartheta(-z(t))\,e^{i(\omega t + \lambda_1 z(t))} +$$

$$+ \vartheta(-z(t))\,\alpha e^{i(\omega t - \lambda_1 z(t))} + \vartheta(z(t))\,\beta e^{i(\omega t + \lambda_2 z(t))}\}\,dt \tag{6}$$

и аналогичное выражение для поля во второй среде. Воспользовавшись теперь соотношением $\vec{H}_\omega = i[\vec{k}\,\vec{A}_\omega]$, где $\vec{k} = \vec{k}_{1,2}$ в зависимости от того, в какой среде вычисляются поля, и формулой (срав. ([5]) § 66)

$$d\varepsilon_{\vec{n}\omega} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{1,2}}}\,|\vec{H}_\omega|^2 R_0^2\,d\Omega\,d\omega, \tag{7}$$

можно вычислить интенсивность испущенного излучения.

Если положить в этих формулах $v(t) = \mathrm{const}$, то нетрудно получить обычные формулы для переходного излучения.

2. Применим полученные формулы для исследования двух частных случаев движения частицы из вакуума в среду.

В первом случае рассмотрим „внезапную остановку" частицы в среде, т. е. пусть

$$z(t)=\begin{cases} vt, & t\leqslant\tau \\ v\tau, & t\geqslant\tau \end{cases}, \tag{8}$$

где τ—время, в течение которого частица с равномерной скоростью двигалась в среде.

Тогда для излученной назад энергии получим выражение, которое в нерелятивистском предельном случае принимает вид:

$$d\varepsilon_{n\omega}^{\rightarrow}=\frac{e^2v^2}{\pi^2c^3}\sin^2\vartheta\cos^2\vartheta\left|\frac{(\varepsilon_2-1)}{\varepsilon_2\cos\vartheta+\sqrt{\varepsilon_2-\sin^2\vartheta}}\right|^2\times$$

$$\times\left|1+\frac{e^{i\frac{2\omega R}{v}\left(2+\beta\sqrt{\varepsilon_2-\sin^2\vartheta}\right)}}{(\varepsilon_2-1)}\right|^2 d\Omega\, d\omega, \tag{9}$$

где введена величина эффективного пробега R.

Во втором случае рассмотрим равнозамедленное движение частицы в среде, т. е. пусть

$$z(t)=\begin{cases} vt, & t<0 \\ vt-\dfrac{v}{\tau}\dfrac{t^2}{2}, & 0\leqslant t\leqslant\tau \\ R & t\geqslant\tau \end{cases} \tag{10}$$

где $R=\frac{1}{2}v\tau$. В нерелятивистском предельном случае получим для излучения, испущенного назад, выражение, которое отличается от формулы (9) лишь последним множителем, который должен быть заменен на следующий:

$$\left|1+\frac{1+i\omega J}{(\varepsilon_2+1)}\right|^2. \tag{11}$$

Величина J, входящая в последнюю формулу, выражается через интегралы Френеля и имеет довольно сложный вид. При выполнении условия

$$\frac{\omega Rc}{v^2}\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_2-\sin^2\vartheta}}\gg 1 \tag{12}$$

она сильно упрощается и выражение (11) записывается в виде:

$$\left|1+\frac{e^{\frac{2\omega R}{v}\left(1+\frac{1}{2}\beta\sqrt{\varepsilon_2-\sin^2\vartheta}\right)}}{(\varepsilon_2-1)}\right|^2. \tag{13}$$

Из приведенных формул видно, что они совпадают с формулами для переходного излучения только в том случае, если место остановки перенести в бесконечность, т. е. положить $R=\infty$ (предполагается, что среда обладает малым затуханием). При любом конечном R получающиеся формулы отличаются от формул для переходного излучения наличием дополнительных членов, обязанных излучению, возникающему при торможении и остановке частицы.

Физический институт

Գ. Մ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ ԵՎ Մ. Ռ. ՄԱԳՈՄԵԴՈՎ

Միջավայրերի բաժանման սահմանը ուղղահայաց հատող կամավոր կերպով շարժվող մասնիկի ճառագայթումը

Ստացված է վեկտոր-պոտենցիալի հավասարման լուծման ասիմպտոտիկ տեսքը երկու դիսպերսող միջավայրի առկայության դեպքում, երբ հոսանքները ուղղահայաց են միջավայրերի բաժանման սահմանին։

Ուսումնասիրված է լիցքավորված մասնիկի շարժման անհավասարաչափության ազդեցությունը անցումային ճառագայթման վրա։ Մանրամասն կերպով հետազոտված է ոչ ռելյատիվիստիկ մասնիկների դեպքը։ Ցույց է տրված, որ մասնիկների վերջավոր վազքի դեպքում ճառագայթման ինտենսիվության սպեկտրալ բաշխման բանաձևերը տարբերվում են անցումային ճառագայթման բանաձևերից լրացուցիչ անդամներով, որոնք արդյունք են մասնիկի արգելակման և կանգառի ժամանակ առաջացող ճառագայթման։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *В. Л. Гинзбург, И. М. Франк*, ЖЭТФ 16, 15, 1946. [2] *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ 37, 527, 1959. [3] *Г. М. Гарибян*, ДАН АрмССР, XXXIII, 151 (1961). [4] *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ 38, 1866, 1960. [5] *Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц*, Теория поля. Физ.-мат. Гиз., М., 1960. [6] *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ 39, 1630, 1960. [7] *Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц*, Электродинамика сплошных сред, Гостехиздат, М., 1957.