

записей прохождения Солнца через диаграмму (так была определена величина рассеяния вне главного лепестка в пределах угловых размеров Солнца), а также из результатов измерений антенных температур Луны и Солнца. Интенсивность радиоизлучения Солнца и Луны в 4-х миллиметровом диапазоне волн принималась известной [4]. Последние измерения позволили оценить коэффициент рассеяния антенны радиотелескопа вне телесного угла Солнца (Луны). Таким путем оказалось возможным установить, что величина $\beta \approx 0,7$. В этом случае усредненная по диску яркостная температура Венеры (вблизи соединения) равна $T_B = 390^\circ\text{K} \pm 120^\circ\text{K}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Е. Саломонович, Радиотехника и электроника, 4, 2092 (1959).
2. А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович, Астрон. ж., 37, 297 (1960).
3. A. W. Straiton, C. W. Tolbert, Proc. IRE, 48, 898 (1960).
4. А. Г. Кисляков, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 4, 433 (1961).

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
9 мая 1961 г.

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ДВИЖУЩИХСЯ СРЕДАХ

К. А. Барсуков и Л. Г. Нарышкина

В последнее время приобрел определенный интерес вопрос об излучении заряженных частиц в быстро движущихся средах [1]. При пересечении зарядом границы быстро движущегося объекта происходит перестройка поля заряда и возникает переходное излучение. Ниже для выяснения принципиальных особенностей этого эффекта мы рассмотрим простейший случай, когда скорость частицы параллельна скорости среды. Частично эта задача была рассмотрена в [2].

1. Пусть в системе координат x, y, z , *ict* $z = -ut$ ($u > 0$) является плоскостью раздела двух сред с постоянными ϵ_1 ($z + ut < 0$) и ϵ_2 ($z + ut > 0$), измеренными в системе координат, где среда покоится. Вдоль оси z в положительную сторону со скоростью v движется частица, обладающая зарядом q .

Для решения задачи о переходном излучении, возникающем при пересечении частицей границы раздела, необходимо решить систему уравнений Максвелла для каждой из сред ишить полученные решения на границе раздела. Кроме того, для однозначного определения векторов поля переходного излучения необходимо выполнение условий излучения (чтобы энергия отводилась от границы раздела). При неподвижной границе это требование приводит к тому, что слева и справа от стенки существует по одной уходящей от нее волне. Если же граница движется, то в некоторой области частот z -составляющая групповой скорости может оказываться меньше скорости движения стенки; тогда при $z + ut > 0$ существует вторая волна, идущая за границей раздела.

Проследим, каким образом можно получить этот результат из известного решения для неподвижной границы раздела. В дальнейшем все величины, относящиеся к системе координат, связанной с границей раздела, будем помечать штрихами. Из формулы преобразования частот имеем

$$\frac{d\omega}{d\omega'} = \frac{1 - u/v_g'}{(1 - u^2/c^2)^{1/2}}, \quad (1)$$

где v_g' — z' -составляющая групповой скорости в неподвижной среде. При $z + ut > 0$ $v_g' > 0$ и $d\omega/d\omega'$ меняет знак в точке, где $u = v_g'$; следовательно, в области частот, в которой $d\omega/d\omega' > 0$, существует волна, идущая от движущейся границы, а при $d\omega/d\omega' < 0$ — за движущейся границей. При $z + ut < 0$ $v_g' < 0$ и $d\omega/d\omega' > 0$ всюду, т. е. здесь существует только одна волна, уходящая от границы раздела.

Применим полученные результаты к нахождению поля переходного излучения. Ограничимся для простоты случаем, когда движущейся средой является плазма, т. е. положим $\epsilon_1' = 1$ и $\epsilon_2' = 1 - \omega_0'^2/\omega^2$, где $\omega_0' = (4\pi e^2 N/m)^{1/2}$ — плазменная частота.

Для плазмы зависимость $\omega = \omega(\omega')$ представлена на рис. 1. Мы ограничимся той областью частот, для которой $|\omega| > (c\lambda^2 + \omega_0'^2)^{1/2}$, где λ — радиальная составляющая волнового вектора, т. е. будем интересоваться не всем полем движущегося заряда, а только полем излучения.

Поле переходного излучения в системе координат границы будем описывать векторным и скалярным потенциалами $A'(0, 0, A')$ и φ' , выражения для которых можно получить, например, из работы [3]. Переходя в новую систему координат и учитывая знак $d\omega/d\omega'$, получим:

$$A_1 = \frac{q}{c\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \int_{\omega_1}^\infty a_1(\lambda, \omega'(\omega)) \exp [i(\chi_1 z + \omega t)] \frac{d\omega'}{d\omega} d\omega + \text{к. с.}; \quad (2)$$

$$A_2 = \frac{q}{c\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) \lambda p\lambda \left[\int_{\omega_1}^{\omega_2} a_2(\lambda, \omega'(\omega)) \exp[i(\chi_2 z + \omega t)] \left| \frac{d\omega'}{d\omega} \right| d\omega + \right. \\ \left. + \int_{\omega_1}^\infty a_2(\lambda, \omega'(\omega)) \exp [i(-\chi_2 z + \omega t)] \frac{d\omega'}{d\omega} d\omega \right] + \text{к. с.}, \quad (3)$$

где $A_i(0, 0, A_i)$ — векторный потенциал,

$$\chi_1 = \frac{\omega}{|\omega|} (\omega^2/c^2 - \lambda^2)^{1/2}; \quad \chi_2 = \frac{\omega}{|\omega|} \left(\omega^2/c^2 - \lambda^2 - \frac{\omega_0'^2}{\omega^2} \right)^{1/2};$$

$$\omega_1 = (c^2 \lambda^2 + \omega_0'^2)^{1/2}; \quad \omega_2 = \omega_1 (1 - u^2/c^2)^{-1/2};$$

$$a_i = \frac{1 - (u\chi_i'/\varepsilon_i'\omega')(-1)^i}{(1 - u^2/c^2)^{1/2}} a_i';$$

$$a_i' = \frac{1}{\varepsilon_1' \chi_2' + \varepsilon_2' \chi_1'} \left[\frac{\varepsilon_2' \omega'/\omega - (-1)^i \varepsilon_1' \chi_i'}{\omega'^2/\omega^2 - \chi_1'^2} - \frac{\varepsilon_1' \omega'/\omega + (-1)^i \varepsilon_2' \chi_2'}{\omega'^2/\omega^2 - \chi_2'^2} \right]$$

($i = 1$ для $z + ut > 0$, $i = 2$ для $z + ut < 0$), ω — относительная скорость стенки и заряда, а

$$\chi_i' = \frac{\chi_i + (-1)^i u \omega/c^2}{(1 - u^2/c^2)^{1/2}}; \quad \omega' = \frac{\omega + (-1)^i u \chi_i}{(1 - u^2/c^2)^{1/2}}.$$

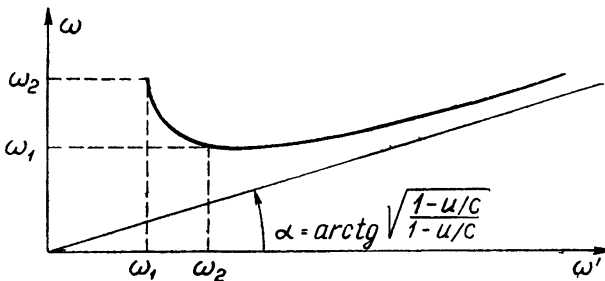


Рис. 1.

Первое слагаемое в (3) описывает волну, движущуюся за стенкой, второе — в противоположном направлении. Скалярный потенциал φ будет определяться теми же формулами (2) и (3), если a_i заменить на $(\chi_i'/\varepsilon_i'\omega' - (-1)^i u/c^2)(1 - u^2/c^2)^{-1/2} a_i'$. Векторы поля найдутся по формулам:

$$E = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t} - \text{grad } \varphi; \quad H = \text{rot } A. \quad (4)$$

2. В волновой зоне в (2) и (3) можно выполнить интегрирование по λ . Оказывается, что плазма обладает тем замечательным свойством, что ее движение не сказывается на характере распространения в ней электромагнитных волн [1], и, следовательно, радиальная составляющая волнового вектора имеет вид:

$$\lambda = \frac{1}{c} \sqrt{\omega^2 - \omega_0'^2} \sin \vartheta, \quad (5)$$

где ϑ — угол между осью z и радиусом-вектором. Переставляя порядок интегрирования в (2) и (3) и используя тот факт, что значение λ , определяемое (5), является стационарной точкой для интегралов по λ , имеем:

а) в интервале $\pi - \arccos(u/c) < \vartheta < \pi$

$$A_2 = \frac{qi \cos \vartheta}{\pi c^2 R} \int_{\omega_0'}^{\omega_0' \cos \vartheta / (\cos^2 \vartheta - u^2/c^2)^{1/2}} \tilde{a}_2 \left(\frac{1}{c} \sqrt{\omega^2 - \omega_0'^2} \sin \vartheta, \omega'(\omega) \right) \times \\ \times \exp \left[i \left(-\frac{1}{c} \sqrt{\omega^2 - \omega_0'^2} R + \omega t \right) \right] \omega \left| \frac{d\omega'}{d\omega} \right| d\omega + \text{к. с.}; \quad (6)$$

б) в интервале $\pi - \arccos \frac{u}{c} > \vartheta > 0$

$$A_2 = \frac{qi \cos \vartheta}{\pi c^2 R} \int_{\omega_0'}^{\infty} a_2 \left(\frac{1}{c} \sqrt{\omega^2 - \omega_0'^2} \sin \vartheta, \omega'(\omega) \right) \times \\ \times \exp \left[i \left(-\frac{1}{c} \sqrt{\omega^2 - \omega_0'^2} R + \omega t \right) \right] \omega \left| \frac{d\omega'}{d\omega} \right| d\omega + \text{к. с.}, \quad (7)$$

где $R = (r^2 + z^2)^{1/2}$.

При $z + ut < 0$ (2) принимает вид, аналогичный (7).

3. Формулы (6) и (7) дают возможность вычислить энергию переходного излучения. Мы ограничимся вычислением полной энергии излучения в случае, когда относительная скорость частицы и среды $w \approx c$. Вычисляя с помощью (6) и (7) вектор Пойнтинга и проинтегрировав его по углам, получим:

$$I_u^+ = \sqrt{\frac{1-u/c}{1+u/c}} I_0^+(w) \quad (8)$$

для излучения, направленного в среду, и

$$I_u^- = \sqrt{\frac{1+u/c}{1-u/c}} I_0^-(w) \quad (9)$$

для излучения, направленного в вакуум. Здесь $I_0^+(w)$ и $I_0^-(w)$ обозначают полную энергию излучения, направленную в соответствующую сторону в неподвижной среде [4].

Если сравнить (8) с выражением для потерь энергии заряженной частицы [2], нетрудно видеть, что при $w \approx c$ эти выражения совпадают. Таким образом, излучение, направленное в среду, образуется за счет торможения заряженной частицы.

Для излучения, направленного в вакуум, при $w \approx c$ имеется резкий максимум в направлении $\vartheta \approx (1 - u^2/c^2)^{1/2} (1 - v^2/c^2)^{1/2}$, так что в область этих углов попадает почти вся энергия, определяемая (9). Очевидно, что энергия излучения в этом случае образуется только за счет торможения стенки и не сказывается на потерях энергии заряженной частицы. Подставляя в (9) выражение для $I_0^-(w)$ из [4] и переходя к новой частоте

$$\omega \approx \sqrt{\frac{1+u/c}{1-u/c}} \omega',$$

получим:

$$\Gamma_u^- = \frac{q^2}{\pi c} \int_0^{\infty} \left| \frac{\sqrt{\varepsilon} - 1}{\sqrt{\varepsilon} + 1} \right|^2 \left(\ln \frac{2}{1 - \omega/c} - 1 \right) d\omega, \quad (10)$$

где $\varepsilon = 1 - \omega_0'^2 / \omega^2$ и $\omega_0' = \sqrt{(1 + u/c)/(1 - u/c)} \omega_0'$. Поток Γ_u^- имеет формально такой же вид, как и в случае неподвижной границы (ср. с [4]), однако, с другой плазменной частотой среды. При $u \approx c$ ω_0' становится много больше ω_0 , т. е. этот эффект эквивалентен увеличению плотности плазмы в $2(1 - u/c)^{-1}$ раз.

В (10) можно провести интегрирование по частоте:

$$\Gamma_u^- = \frac{q^2 \omega_0'}{15\pi c} \sqrt{\frac{1 + u/c}{1 - u/c}} \left[\ln \frac{1}{(1 - u/c)(1 - v/c)} - 1 \right]. \quad (11)$$

Отметим, что при $u \approx c$ Γ_u^- становится значительным, в то время как Γ_u^+ перестает зависеть от скорости среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. М. Болотовский, А. А. Рухадзе, ЖЭТФ, 37, 1346 (1959).
2. К. А. Барсуков, Б. М. Болотовский, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 3, 336 (1960).
3. В. Л. Гинзбург, И. М. Франк, ЖЭТФ, 16, 15 (1946).
4. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 33, 1403 (1957).

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

Поступила в редакцию
14 июля 1960 г.

К ВОПРОСУ О ВЫЧИСЛЕНИИ СПЕКТРА ЭДС ИНДУКЦИИ ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОМ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

А. М. Родичев

Расчету спектров ЭДС индукции при циклическом перемагничивании ферромагнетиков посвящен ряд работ [1-7]. Однако ввиду недостатка данных о деталях процесса перемагничивания при вычислении обычно делались весьма произвольные допущения. Так, сплошной спектр можно получить, задав флюктуацию момента начала каждого скачка Баркгаузена от цикла к циклу [2], [7] или флюктуацию амплитуды каждого импульса от скачка Баркгаузена от цикла к циклу [4]. В конечные формулы, естественно, входит спектральная плотность импульса ЭДС от одиночного скачка. Из-за отсутствия сведений последняя оставалась в формулах в неявном виде.

В течение ряда лет автор занимался изучением эффекта Баркгаузена. На основе полученных сведений можно предложить программу вычисления такого спектра, исходящую из более или менее реальных посылок.

1) Для металлического цилиндрического ферромагнетика форма и амплитуда импульса Баркгаузена определяется скоростью спадания вихревых токов и задается следующей формулой [8]:

$$E(t) = 2\mu_0 m_0 N_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\lambda_n J_0(\lambda_n r_0)}{J_1(\lambda_n) r_0^2 \mu \mu_0 \sigma} \exp\left(-\frac{\lambda_n^2 t}{r_0^2 \mu \mu_0 \sigma}\right), \quad (1)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-9}$ эи.с.м⁻¹ — магнитная проницаемость в практической системе единиц, m_0 — магнитный момент скачка, N_0 — число витков измерительной катушки на единицу длины, J_0 и J_1 — функции Бесселя, λ_n — n -ый корень уравнения $J_0(\lambda_n) = 0$, μ — обратимая проницаемость в момент, когда произошел скачок, σ — проводимость ферромагнетика, r_0 — радиус цилиндра, r — расстояние от места, где произошел скачок, до оси цилиндра. Справедливость этой формулы подтверждена экспериментально [8, 10]. Из (1) видно, что чем ближе скачок к поверхности образца, чем меньше μ