ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XV, № 6 *РАДИОФИЗИКА* *1972*

УДК 538 56 . 538.311

ПАДЕНИЕ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦУ ПРОВОДЯЩЕЙ ОБЛАСТИ, ДВИЖУЩУЮСЯ СО СКОРОСТЬЮ СВЕТА

А. В. Мананкова, В. В. Борисов

Рассмотрено поведение поперечных составляющих векторов $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$ при переходе через границу проводящей области, движущуюся со скоростью света. Построено решение нестационарной задачи. В случае падающей волны с временной зависимостью в виде функции включения или в виде функции включения с синусоидальным заполнением решение выражается через специальные функции.

1. Рассмотрим задачу о падении импульсного электромагнитного сигнала на движущуюся со скоростью света границу проводящей области*. Подобная модель возникает при рассмотрении электромагнитных полей в ионизованной области, образовавшейся в результате прохождения импульса ионизирующего излучения (фронта ионизации) в плотной среде. Предполагаем, что время между столкновениями электронов с нейтральными частицами или ионами много меньше характерного масштаба интересующего нас временного процесса и электромагнитные поля за фронтом допускают описание с помощью уравнений Максвелла с введенным током проводимости:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{\partial B_z}{\partial \tau}, \qquad -\frac{\partial B_z}{\partial x} = \frac{\partial E_y}{\partial \tau} + \frac{4\pi}{c}\sigma_0 I(\tau - x)\, E_y. \tag{1}$$

Здесь E_y, B_z — поперечные составляющие векторов напряженности электрического и индукции магнитного полей, σ_0 — величина проводимости среды, $I(s) = \begin{cases} 1, & s > 0 \\ 0, & s < 0 \end{cases}$ — функция включения. Скачок проводимости движется в положительном направлении оси $0x$ декартовой системы координат. Положение его в момент встречи с фронтом электромагнитной волны $ct = \tau = 0$ примем за начало отсчета оси $0x$.

Поперечные составляющие векторов $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$ удовлетворяют уравнениям, следующим из системы (1):

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_y - \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} E_y = \frac{4\pi}{c}\sigma_0 \frac{\partial}{\partial \tau} I(\tau - x)\, E_y; \tag{2}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} B_z - \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} B_z = -\frac{4\pi}{c}\sigma_0 \frac{\partial}{\partial x} I(\tau - x)\, E_y, \tag{2a}$$

и условию при $\tau < \tau^0$, $\tau^0 < 0$:

$$E_y = -B_z = E_0 I(\tau + x)\, u(\tau + x). \tag{3}$$

Выражения (3) есть падающая на границу плоская электромагнитная волна заданной временной зависимости, E_0 — амплитуда волны, $u(\tau + x)$ — функция непрерывная и ограниченная.

---

* Некоторые особенности электромагнитных процессов за фронтом ионизации, движущимся со скоростью света, рассматривались ранее (см [1–3]).

При построении решения требуем ограниченности поперечной составляющей вектора напряженности электрического поля $E_y(x, \tau)$.

2. Формула (3) определяет данные Коши:

$$E_y(\tau^0, x) = E_0 I(\tau^0 + x)\, u(x + \tau^0),$$

$$\left.\frac{\partial E_y}{\partial \tau}\right|_{\tau=\tau^0} = E_0 u(0)\, \delta(\tau^0 + x) + E_0 \begin{cases} \dfrac{\partial u(\tau^0 + x)}{\partial x} & (\tau^0 + x > 0) \\ 0 & (\tau^0 + x < 0) \end{cases}. \tag{4}$$

Решение задачи (2)—(4) приводит к интегральному уравнению

$$E_y(x, \tau) = E_0 I(\tau + x)\, u(\tau + x) - \frac{2\pi}{c}\sigma_0 \int_{\tau^0}^{\tau} d\tau' \int_{x-\tau-\tau'}^{x+\tau-\tau'} dx' \frac{\partial}{\partial \tau'} I(\tau' - x')\, E_y(x', \tau'),$$

которое и используем для получения условий на характеристиках $\xi_1 = \tau - x = 0+$, $\xi_2 = \tau + x = 0+$.

Фронт сигнала в рассматриваемой среде распространяется со скоростью c, источники на $-\infty$ отсутствуют, и, следовательно, справедливы условия

$$\begin{aligned} E_y(\xi_1, \xi_2)_{\xi_1<0} &= E_0 I(\xi_2)\, u(\xi_2), \\ E_y(\xi_1, \xi_2)_{\xi_2<0} &\equiv 0. \end{aligned} \tag{5}$$

Перейдем в интегральном уравнении к новым переменным интегрирования $\xi_1' = \tau' - x'$, $\xi_2' = \tau' + x'$. Используя соотношения (5), получим

$$E_y(\xi_1, \xi_2) = E_0 I(\xi_2)\, u(\xi_2) - \frac{\pi\sigma_0}{c} \int_{0-}^{\xi_2} d\xi_2' \int_{0-}^{\xi_1} d\xi_1' \times \left[\frac{\partial}{\partial \xi_1'} I(\xi_1')\, E_y(\xi_1', \xi_2') + \frac{\partial}{\partial \xi_2'} I(\xi_1')\, E_y(\xi_1', \xi_2')\right]. \tag{6}$$

Полагая в (6) $\xi_1 = 0+$ и интегрируя, приходим к выражению

$$E_y(0+, \xi_2) = E_0 I(\xi_2)\, u(\xi_2) - \frac{\pi\sigma_0}{c} \int_{0-}^{\xi_2} d\xi_2' E_y(0+, \xi_2'). \tag{7}$$

При выводе формулы (7) учли, что интеграл от ограниченной функции при бесконечно малом промежутке интегрирования равен нулю и что $I(s) \equiv 0$ при $s < 0$. Из (7) следует, что функция $E_y(0+, \xi_2)$ удовлетворяет следующим уравнению и условию:

$$\frac{d}{d\xi_2} E_y(0+, \xi_2) + \frac{\pi\sigma_0}{c} E_y(0+, \xi_2) = E_0 \frac{d}{d\xi_2} u(\xi_2),$$

$$E_y(0+, 0+) = E_0 u(0).$$

Отсюда для поперечной составляющей вектора напряженности электрического поля на характеристике $\xi_1 = 0+$ получим выражение

$$E_y(0+,\ \xi_2)=E_0\exp\left(-\frac{\pi\sigma_0}{c}\xi_2\right)\left[u(0)+\int\limits_{0+}^{\xi_2}\left(\frac{d}{dx}u(x)\right)\exp\left(\frac{\pi\sigma_0}{c}x\right)dx\right]. \quad (8)$$

Аналогичное рассмотрение для функции $E_y(\xi_1,\ 0+)$ приводит к соотношению

$$E_y(\xi_1,\ 0+)=E_0u(0)\exp\left(-\frac{\pi\sigma_0}{c}\xi_1\right). \quad (9)$$

3. С помощью формулы (8) рассмотрим поведение поперечной составляющей вектора E при переходе через границу проводящей области. Из выражения (8) непосредственно следует, что функция $E_y(\xi_1,\ \xi_2)$ имеет на границе разрыв первого рода. Формирование разрыва связано с движением границы раздела сред со скоростью света. Комбинация

$$\Delta(0,\ \xi_2)=E_y(0+,\ \xi_2)-E_y(0-,\ \xi_2)=$$
$$=-E_0\frac{\pi\sigma_0}{c}\exp\left(-\frac{\pi\sigma_0}{c}\xi_2\right)\int\limits_0^{\xi_2}u(x)\exp\left(\frac{\pi\sigma_0}{c}x\right)dx \quad (10)$$

есть величина разрыва поперечной составляющей вектора напряженности электрического поля.

При $\xi_2=0$ $\Delta(0,\ \xi_2)=0$. Формирование разрыва для сигнала бесконечной длительности заканчивается при $\xi_2\to\infty$. Если максимальное значение функции $|u(\xi_2)|=M$, то справедлива оценка

$$|\Delta(0,\ \xi_2)|\leqslant M\left[1-\exp\left(-\frac{\pi\sigma_0}{c}\xi_2\right)\right]$$

и величина разрыва поперечной составляющей вектора E не превосходит максимального значения амплитуды падающей на границу плоской волны.

Предельный переход $\sigma_0\to\infty$ (идеальная проводимость) в формуле (8) приводит к результату $E_y(0+,\ \xi_2)=0$, и, следовательно, $\Delta(0,\ \xi_2)\to -E_y(0-,\ \xi_2)$.

При временной зависимости падающей волны в виде функции включения $u(\xi_2)=\mathrm{const}=1$ величина разрыва поперечной составляющей вектора напряженности электрического поля при переходе границы раздела сред дается простой формулой

$$\Delta(0,\ \xi_1)=-E_0\left[1-\exp\left(-\frac{\pi\sigma_0}{c}\xi_2\right)\right].$$

При падающем сигнале в виде ступеньки с синусоидальным или косинусоидальным заполнением с частотой ω и нулевой фазой на фронте согласно (10) приходим к выражениям

$$\Delta_{\sin}(0,\ \xi_2)=-E_0\frac{\pi\sigma_0/c}{\omega^2+(\pi\sigma_0/c)^2}\left[\omega\exp\left(-\frac{\pi\sigma_0}{c}\xi_2\right)+\frac{\pi\sigma_0}{c}\sin\omega\xi_2-\right.$$
$$\left.-\omega\cos\omega\xi_2\right],$$

$$\Delta_{\cos}(0,\ \xi_2)=-E_0\frac{\pi\sigma_0/c}{\omega^2+(\pi\sigma_0/c)^2}\times$$

$$\times\left[-\frac{\pi\sigma_0}{c}\exp\left(-\frac{\pi\sigma_0}{c}\xi_2\right)+\frac{\pi\sigma_0}{c}\cos\omega\xi_2+\omega\sin\omega\xi_2\right].$$

Время установления $\Delta(0,\ \xi_2)$ $\xi_2 \gg c/\pi\sigma_0$.

В силу линейности задачи полученные результаты и, в частности, формула (8) распространяется на случай конечного числа разрывов первого рода функции $I(\xi_2)\,u(\xi_2)$. Так, для импульса длительностью T значение поперечной составляющей вектора E при $\xi_1 = 0+$, а следовательно, и величина разрыва $\Delta(0,\ \xi_2)$ при $\xi_2 > T$ определяется выражением

$$E_y(0+,\ \xi_2)_{\xi_2>T} = \Delta(0,\ \xi_2)_{\xi_2>T} = -E_0\frac{\pi\sigma_0}{c}\int\limits_0^T u(x)\exp\left[\frac{\pi\sigma_0}{c}(x-\xi_2)\right]dx.$$

Если падающий сигнал — прямоугольный импульс, то $u(x) = 1$ и последнее соотношение примет вид

$$E_y(0+,\ \xi_2)_{\xi_2>T} = -E_0\left[\exp\left(\frac{\pi\sigma_0}{c}T\right)-1\right]\exp\left(-\frac{\pi\sigma_0}{c}\xi_2\right),$$

$E_y(0-,\ \xi_2) \equiv 0$ при $\xi_2 > T$. Полученный результат связан с накоплением излучения, распространяющегося вслед за границей проводящей области, движущейся со скоростью света.

4. Условия на характеристиках $\xi_1 = 0+$, $\xi_2 = 0+$ (8), (9) позволяют определить поперечную составляющую вектора напряженности электрического поля в проводящей области из решения характеристической задачи Коши (задачи Гурса). Используя обычную для уравнений с постоянными коэффициентами процедуру введения вспомогательной функции с помощью соотношения $U(\xi_1,\ \xi_2) = E_y(\xi_1,\ \xi_2)\exp\left[\frac{\pi\sigma_0}{c}(\xi_1+\xi_2)\right]$, при известных условиях (8), (9) получаем [4]

$$E_y(\xi_1,\ \xi_2) = E_0\exp\left[-\frac{\pi\sigma_0}{c}(\xi_1+\xi_2)\right]\Bigg\{u(0)\,I_0\left(\frac{2\pi}{c}\sigma_0\sqrt{\xi_1\xi_2}\right)+ \tag{11}$$

$$+\int\limits_{0+}^{\xi_2} dx\,\frac{\partial u(x)}{\partial x}\exp\left(\frac{\pi\sigma_0}{c}x\right)I_0\left[\frac{2\pi\sigma_0}{c}\sqrt{\xi_1(\xi_2-x)}\right]\Bigg\}$$

$$(\xi_1 > 0,\quad \xi_2 > 0),$$

$I_0(z)$ — функция Бесселя мнимого аргумента.

Формула (11) определяет поперечную составляющую вектора $\boldsymbol{B}$ в проводящей среде из решения волнового уравнения с известным источником (2а). Начальные условия следуют из соотношения (3). Для вычислений удобнее с помощью (2а) и (11) получить для B_z условия на характеристиках $\xi_1 = 0+$, $\xi_2 = 0+$:

$$B_z(0+,\ \xi_2) = E_y(0+,\ \xi_2) - 2u\,E_0(\xi_2),$$

$$B_z(\xi_1,\ 0+) = -E_0\,u(0)\exp\left(-\frac{\pi\sigma_0}{c}\xi_1\right),$$

и построить решение характеристической задачи Коши уравнения, следующего из системы (1):

$$\frac{\partial^2}{\partial\xi_1\,\partial\xi_2}B_z+\frac{\pi\sigma_0}{c}\left(\frac{\partial}{\partial\xi_1}B_z+\frac{\partial}{\partial\xi_2}B_z\right)=0 \qquad (\xi_1>0).$$

Поступая подобным образом, после некоторых преобразований для поперечной составляющей вектора магнитной индукции получим формулу

$$B_z(\xi_1, \xi_2) = -E_y(\xi_1, \xi_2) - \frac{2\pi\sigma_0}{c} E_0 \exp\left[-\frac{\pi\sigma_0}{c}(\xi_1+\xi_2)\right] \times$$
$$\times \int_0^{\xi_2} u(x) I_0\left(2\frac{\pi\sigma_0}{c}\sqrt{\xi_1(\xi_2 - x)}\right) \exp\left(\frac{\pi\sigma_0}{c} x\right) dx. \tag{12}$$

Выражения (11), (12) решают рассматриваемую задачу для произвольной временной зависимости падающей волны.

5. Пусть временная зависимость падающего на границу электромагнитного сигнала

$$u(\xi_2) = [\exp(-\gamma_1\xi_2) - \exp(-\gamma_2\xi_2)] \sin(\omega\xi_2 + \varphi). \tag{13}$$

Тогда поперечные составляющие вектора напряженности электрического и вектора индукции магнитного полей в проводящей области выражаются через известные специальные функции. Используя интегральные представления для функций Люммеля двух переменных $U_n(w, z)$ [5], получаем

$$E_y(\xi_1, \xi_2) = \exp[-\alpha(\xi_1+\xi_2)] \left\{ u(0) I_0(2\alpha\sqrt{\xi_1\xi_2}) + \operatorname{Im}\left[\frac{\gamma_1 + i\omega}{\omega + i(\alpha - \gamma_1)} \times \right.\right.$$
$$\left. \times e^{-i\varphi}(U_1(w_1, z) - iU_2(w_1, z))\right] - \operatorname{Im}\left[\frac{\gamma_2 + i\omega}{\omega + i(\alpha-\gamma_2)} \times \right.$$
$$\left.\left. \times e^{-i\varphi}(U_1(w_2, z) - U_2(w_2, z))\right]\right\},$$

$$B_z(\xi_1, \xi_2) = (-1)\exp[-\alpha(\xi_1+\xi_2)] \left\{ u(0) I_0(2\alpha\sqrt{\xi_1\xi_2}) + \right. \tag{14}$$
$$+ \operatorname{Im}\left[\frac{\gamma_1 - 2\alpha + i\omega}{\omega + i(\alpha-\gamma_2)} e^{-i\varphi}(U_1(w_1, z) - iU_2(w_1, z))\right] -$$
$$\left. - \operatorname{Im}\left[\frac{\gamma_2 - 2\alpha + i\omega}{\omega + i(\alpha - \gamma_2)} e^{-i\varphi}(U_1(w_2, z) - iU_2(w_2, z))\right]\right\}.$$

Здесь $\alpha = \pi\sigma_0/c$, $z = 2i\alpha\sqrt{\xi_1\xi_2}$, $w_k = 2[\omega + i(\alpha - \gamma_k)]\xi_2$, $k = 1,2$.

Соотношения (11), (12), (14) позволяют рассмотреть особенности распространения импульсных сигналов в проводящей области, граница которой движется со скоростью света.

Если временная зависимость падающей волны — функция включения, то интеграл, входящий в выражение (11), равен нулю и E_y в проводящей среде определяется первым слагаемым. При этом, как следует из изложенного, происходит формирование разрыва на границе раздела и имеет место экспоненциальное убывание величины разрыва на фронте волны, уходящей в глубь проводящей области. Отметим, что при $\tau \to \infty$ на конечных расстояниях от границы $E_y \to 0$, $B_z \to -2E_0$. Поперечная составляющая вектора плотности тока проводимости $j_y = \sigma_0 E_y$ в пределе $\sigma_0 \to \infty$ бесконечно велика при $x = 0$ — в «точке» встречи фронта падающей волны и границы проводящей области — и равна нулю при $x \neq 0$.

Для временной зависимости падающей волны в виде гармонических колебаний с частотой ω и фазой φ на фронте в формуле (14) следует положить $\gamma_1 = 0$, $\gamma_2 = \infty$.

Стационарный режим — поведение $E_y(\xi_1, \xi_2)$, $B_z(\xi_1, \xi_2)$ на конечном расстоянии от границы проводящей области $\xi_1 = 0$ при больших значениях времени наблюдения — найдем с помощью известных соотношений, которым удовлетворяют функции $V_0(w, z)$, $V_1(w, z)$ [5]. Разложение последних в ряды [5] при выполнении условия

$$\left|\frac{z}{w}\right| = \left|\frac{i\alpha}{\omega + i\alpha}\right| \sqrt{\frac{\xi_1}{\xi_2}} \ll 1 \tag{15}$$

приводит к следующим выражениям для поперечных составляющих векторов $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$ в области $\xi_1 > 0$:

$$E_y(\xi_1, \xi_2) \approx \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \alpha^2}} \exp\left(-\alpha \frac{\omega^2}{\omega^2 + \alpha^2} \xi_1\right) \sin\left(\omega\xi_2 - \frac{\omega\alpha^2}{\omega^2 + \alpha^2} \xi_1 + \varphi + \psi\right),$$

$$B_z(\xi_1, \xi_2) \approx \left[\frac{4\alpha^2 + \omega^2}{\omega^2 + \alpha^2}\right]^{1/2} \exp\left(-\alpha \frac{\omega^2}{\omega^2 + \alpha^2} \xi_1\right) \times \tag{16}$$

$$\times \cos\left(\omega\xi_2 - \frac{\omega\alpha^2}{\omega^2 + \alpha^2} \xi_1 + \varphi + \psi + \operatorname{arctg} \frac{\omega}{2\alpha}\right),$$

$$\psi = \operatorname{arctg} \frac{\alpha}{\omega}.$$

При $\xi_2 \to \infty$ область существования решений вида (16), определяемая условием (15), стремится к бесконечности при любом соотношении частоты падающей волны и параметра $\alpha = \pi\sigma_0/c$, характеризующего проводимость среды. При выполнении условия $\omega \gg \pi\sigma_0/c$ (слабая проводимость) формула (16) упрощается, при этом $E_y(\xi_1, \xi_2)$, $B_z(\xi_1, \xi_2)$ представляют гармонические колебания с частотой ω, экспоненциально затухающие в зависимости от расстояния до границы проводящей области $\xi_1 = 0$. Постоянная затухания определяется величиной проводимости и не зависит от частоты колебаний падающей волны.

При выполнении условия $\omega \ll \pi\sigma_0/c$ (высокая проводимость) формула (16) примет вид

$$E_y(\xi_1, \xi_2) \approx \frac{\omega E_0}{\alpha} \exp\left(-\alpha \frac{\omega^2}{\alpha^2} \xi_1\right) \cos(2\omega x + \varphi),$$

$$B_z(\xi_1, \xi_2) \approx -2E_0 \exp\left(-\alpha \frac{\omega^2}{\alpha^2} \xi_1\right) \sin(2\omega x + \varphi),$$

откуда следует, что в пределе $\sigma_0 \to \infty$ $E_y \to 0$, а поперечная составляющая вектора $\boldsymbol{B}$ не зависит от времени. Частота пространственных осцилляций B_z равна 2ω — удвоенной частоте падающей волны, амплитуда — $2E_0$. Составляющая вектора плотности тока проводимости $j_y \to \frac{\omega c}{\pi} E_0 \cos(2\omega x + \varphi)$. В отличие от рассмотренного ранее случая сигнала без заполнения j_y — распределенная в пространстве функция.

Отметим, что в предельном случае высокой проводимости оба аргумента функций Ломмеля становятся мнимыми, и при численных расчетах целесообразно перейти к функциям $Y_1(y, x)$ и $Y_2(y, x)$, связанным с функциями Ломмеля соотношением

$$U_1(w, z) - iU_2(w, z) = e^{i\pi/2}[Y_1(y, x) + Y_2(y, x)],$$

$$y = 2(\alpha - i\omega)\,\xi_2, \quad x = 2\alpha\sqrt{\xi_1\,\xi_2}.$$

Для вещественных значений переменных y, x функции $Y_1(y, x)$, $Y_2(y, x)$ протабулированы [6].

Рассмотрим падающий на границу проводящей области электромагнитный сигнал, временная зависимость которого $u(\xi_2) = \exp(-\gamma_1\xi_2) - \exp(-\gamma_2\xi_2)$. Общие выражения для E_y, B_z следуют из формул (14), где следует положить $\omega = 0$, $\varphi = \pi/2$. На конечном расстоянии от границы, определяемом условиями

$$\left|\frac{z}{w}\right| = \left|\frac{\alpha}{\alpha - \gamma_k}\right|\sqrt{\frac{\xi_1}{\xi_2}} \ll 1 \qquad (k = 1,2),$$

$$E_y(\xi_1, \xi_2) \approx (-1)\,E_0\left[\frac{\gamma_1}{\alpha - \gamma_1}\exp\left(-\gamma_1\xi_2 + \frac{\alpha\gamma_1}{\alpha - \gamma_1}\xi_1\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{\gamma_2}{\alpha - \gamma_2}\exp\left(-\gamma_2\xi_2 + \frac{\alpha\gamma_2}{\alpha - \gamma_2}\xi_1\right)\right],$$

$$B_z(\xi_1, \xi_2) \approx E_0\frac{\gamma_1 - 2\alpha}{\alpha - \gamma_1}\exp\left(-\gamma_1\xi_2 + \frac{\alpha\gamma_1}{\alpha - \gamma_1}\xi_1\right) -$$

$$- E_0\frac{\gamma_2 - 2\alpha}{\alpha - \gamma_2}\exp\left(-\gamma_2\xi_2 + \frac{\alpha\gamma_2}{\alpha - \gamma_2}\xi_1\right).$$

Из рассмотренных примеров следует, что в пределе $\sigma_0 \to \infty$ в проводящей области под действием падающей на границу плоской электромагнитной волны формируется статическое неоднородное магнитное поле и ток проводимости, плотность которого не зависит от времени. Поперечная составляющая вектора $\boldsymbol{E}$ при этом стремится к нулю. Пространственное распределение $\sigma_0 E_y$ и B_z определяется временной зависимостью падающей волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Борисов, Изв высш уч. зав — Радиофизика, 12, № 8, 1249 (1969).
2. Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов, Г. В Федорович, Геомагнетизм и аэрономия, 11, № 1, 119 (1971).
3. В. В. Борисов, Изв. высш. уч зав. — Радиофизика, 14, № 1, 54 (1971).
4. В. И Смирнов, Курс высшей математики, 4, Гостехиздат, М, 1957.
5. Г. Н. Ватсон, Теория бесселевых функций, ч. 1, ИЛ, М, 1949.
6. А. С. Барк, П И Кузнецов, Таблицы цилиндрических функций от двух мнимых переменных, ВЦ АН СССР, М., 1962.

Ленинградский государственный университет

Поступила в редакцию 28 мая 1971 г.

INCIDENCE OF A PLANE WAVE ON THE BOUNDARY OF CONDUCTING REGION MOVING WITH THE LIGHT VELOCITY

A. V. Manankova, V. V. Borisov

A behaviour of the transverse vector components $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$ when passing through the boundary of the conducting region moving with the light velocity has been considered. The solution of the nonstationary problem has been built. For the case of an incident wave having the form of the switching function or that with a sinusoidal filling, the solution is expressed through special functions.