

УДК 537. 8; 621. 3

**ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ЩЕЛИ
В СВЕРХСВЕТОВОМ ПОТОКЕ НЕДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЫ**

A. B. Тюхтин

Рассмотрена дифракция плоских волн на щели в идеально проводящем экране, расположенным в движущейся недиспергирующей среде. Выявлены принципиальные особенности дифракции при сверхсветовом режиме движения среды. Проанализированы частные случаи узкой и широкой щели.

1. Постановка задачи. Дифракция волн на объектах, имеющих ребра, в электродинамике движущихся сред рассматривалась не часто. Литература по этому вопросу приведена в работе [1], посвященной дифракции на полуплоскости, расположенной в движущейся среде без дисперсии. Проблема рассеяния на щели в таких условиях, насколько нам известно, ранее не затрагивалась. Между тем, она представляет интерес как с точки зрения развития теории дифракции в движущихся средах, так и для приложений, прежде всего в области ускорительной техники. В качестве примера можно указать на вопрос о проникновении электромагнитных полей сквозь имеющий разрезы экран, вдоль которого движется поток ускоряемых частиц.

Пусть две идеально проводящие полуплоскости ($z = 0$, $|x| > d$) расположены в однородной недиспергирующей среде, которая движется перпендикулярно к их ребрам с постоянной скоростью $\vec{v} = v\hat{e}_x$, где $v > 0$. В системе покоя среда изотропна и характеризуется показателем преломления $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, где ϵ и μ - диэлектрическая и магнитная проницаемости. Временная зависимость принята в виде $\exp(-i\omega t)$, а волновой вектор падающей волны ортогонален краям полуплоскостей.

Целесообразно отдельно рассматривать случаи TE- и TM-поляризации, используя, как и в работе [1], функции

$$\{U, V\} = \{E_y, H_y\} \exp(i\omega c^{-1} \alpha \beta x), \quad (1)$$

где $\alpha = (n^2 - 1)(1 - n^2\beta^2)^{-1}$, $\beta = u/c$, c - скорость света в вакууме. Для них уравнение выглядит проще, чем для компонент поля:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\operatorname{sgn}(1 - n\beta)}{a^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k^2 \operatorname{sgn}(1 - n\beta) \right] \{U, V\} = 0, \quad (2)$$

где $a = \sqrt{(1 - \beta^2)|1 - n^2\beta^2|^{-1}}$; $k = \omega nac^{-1}$. Пусть из области $z > 0$ на экран падает плоская однородная волна той или иной поляризации. Если $n\beta < 1$, то для нее

$$\{U^{(1)}, V^{(1)}\} = \exp[ik(a\nu_1 x - \sqrt{1 - \nu_1^2} z)], \quad (3)$$

где ν_1 - вещественный параметр, причем $|\nu_1| < 1$, а $\sqrt{1 - \nu_1^2} > 0$. Если же $n\beta > 1$, то

$$\{U^{(1)}, V^{(1)}\} = \exp[ik(a\nu_1 x + \sqrt{\nu_1^2 - 1} z)], \quad (4)$$

где ν_1 - вещественный параметр ($|\nu_1| > 1$), а ветвь корня фиксирована требованием $\nu_1 \sqrt{\nu_1^2 - 1} > 0$ (используя результаты работы [1], нетрудно показать, что именно такой выбор ветви необходимо сделать для волны, имеющей отрицательную проекцию групповой скорости v_g на ось z).

Полные поля U , V содержат падающие волны и рассеянные поля $U^{(s)}$, $V^{(s)}$. Последние подчиняются уравнению (2) и граничным условиям, вытекающим из требования зануления касательной составляющей электрического поля:

$$U^{(s)}|_{z=\pm 0, |x|>d} = -\exp(ikav_1 x), \quad (5)$$

$$\frac{\partial V^{(s)}}{\partial z}|_{z=\pm 0, |x|>d} = ik \exp(ikav_1 x) \begin{cases} \sqrt{1 - \nu_1^2} & \text{при } n\beta < 1 \\ -\sqrt{\nu_1^2 - 1} & \text{при } n\beta > 1 \end{cases}$$

Кроме того, рассеянные поля должны удовлетворять принципу излучения Мандельштама [2], согласно которому при $z \rightarrow +\infty$ проекция групповой скорости на ось z положительна, а при $z \rightarrow -\infty$ - отрицательна.

Если v меньше скорости света в неподвижной среде c/n , то (2) переходит в уравнение Гельмгольца при замене $x' = ax$. Поскольку в такой ситуации $\operatorname{sgn} v_{gz} = \operatorname{sgn} v_{xz}$, где \vec{v}_x - фазовая скорость плоской волны [1], то вместо принципа Мендельштама можно использовать принцип Зоммерфельда. Кроме того, нужно поставить условия на ребрах, т. е. требования интегрируемости $|U|^2$, $|\nabla U|^2$, $|V|^2$, $|\nabla V|^2$ [3]. Таким образом, в координатном пространстве x', z возникают обычные задачи дифракции на щели шириной $2ad$ в изотропной среде с показателем преломления $\tilde{n} = an$. Их решения приведены, например, в [4]. Отметим здесь лишь следующие результаты, касающиеся случая узкой щели ($\delta = kad \ll 1$). Для величин

$$\begin{Bmatrix} U_d \\ V_d \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} U^{(s)} \\ V^{(s)} \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} 1 \\ -\operatorname{sgn} z \end{Bmatrix} \exp[iK(a\nu_1 x + \sqrt{1 - \nu_1^2} |z|)], \quad (6)$$

которые представляют собой поправки к случаю сплошного экрана, зависимость от ширины щели определяется функциями

$$U_d \sim \delta^2, \quad V_d \sim \left(\ln \frac{\gamma \delta}{4} - \frac{i\pi}{2}\right)^{-1}, \quad (7)$$

где $\ln \gamma = 0, 577 \dots$ - постоянная Эйлера. Поведение U_d , V_d в дальней зоне ($kr \gg 1$) в основном определяется функцией $\exp(ikr)/\sqrt{kr}$, где $r = \sqrt{a^2 x^2 + z^2}$.

2. Общий вид решения при сверхсветовом движении среды. Если $n \nu > 1$, то (2) является уравнением Клейна - Гордона. Из полученных в [1] решений задач дифракции на обособленных полуплоскостях следует, что влияние их ребер при $n \nu > 1$ оказывается только "ниже по течению" в области, представляющей собой сектор с углом раствора $\alpha = 2 \arctg \alpha$ и осью симметрии, параллельной \hat{x} (рис. 1). Поэтому поле, рассеянное правой полуплоскостью $z = 0$, $x > d$, не воздействует на левую полуплоскость $z = 0$, $x < -d$, в то время как поле, рассеянное левой полуплоскостью, влияет на правую. Таким образом, полные поля представимы в виде

$$U = U^{(1)} + U^{(s)} = U^{(1)} + U^{(1)} + U^{(2)} + U^{(3)},$$

$$V = V^{(1)} + V^{(s)} = V^{(1)} + V^{(1)} + V^{(2)} + V^{(3)}, \quad (8)$$

где $U^{(1)}, V^{(1)}$ - поля, возникающие при рассеянии падающих волн (4) левой полуплоскостью, $U^{(2)}, V^{(2)}$ - поля, возникающие при рассеянии этих волн правой полуплоскостью, $U^{(3)}, V^{(3)}$ - поля, возникающие при рассеянии $U^{(1)}, V^{(1)}$ правой полуплоскостью.

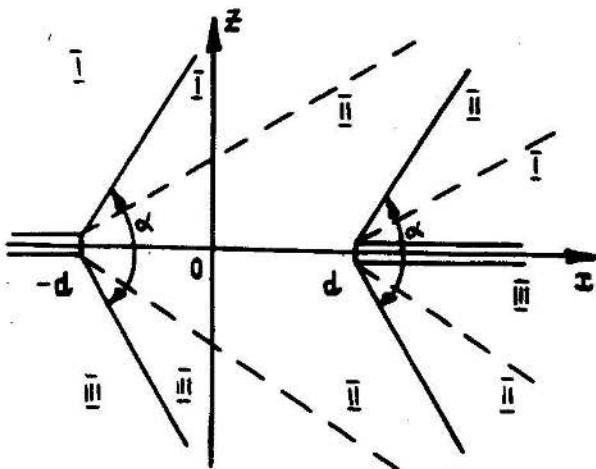


Рис. 1.

Используя результаты работы [1] для дифракции на полуплоскости в режиме "стекания" ($U^{(1)}, V^{(1)}$) или "натекания" ($U^{(2)}, V^{(2)}$) среды, получаем

$$\begin{Bmatrix} U^{(1)} \\ V^{(1)} \end{Bmatrix} = \frac{\exp(-i\delta\nu_1)}{2\pi i} \int_{\Gamma} \left\{ \begin{array}{c} \sqrt{\nu_1^2 - 1}/\sqrt{\nu^2 - 1} \\ -\text{sgn}z \end{array} \right\} \frac{\exp[S(x + d, z, \nu)]}{\nu - \nu_1 + i0} d\nu; \quad (9)$$

$$\begin{Bmatrix} U^{(2)} \\ V^{(2)} \end{Bmatrix} = \frac{\exp(i\delta\nu_1)}{2\pi i} \int_{\Gamma} \left\{ \begin{array}{c} -1 \\ \text{sgn}z\nu/\sqrt{\nu_1^2 - 1}/\sqrt{\nu^2 - 1} \end{array} \right\} \frac{\exp[S(x - d, z, \nu)]}{\nu - \nu_1 - i0} d\nu, \quad (10)$$

где $S(\xi, z, \nu) = ik(a\nu\xi - \sqrt{\nu^2 - 1}|z|)$, $\delta = kad$. Разрез на комплексной плоскости ν соединяет точки $\nu = -1$ и $\nu = 1$, а радикалы определены так, что $\nu\sqrt{\nu^2 - 1} > 0$ при вещественном ν , по модулю, превышающем единицу. Контур Γ идет вдоль вещественной оси от $-\infty$ до ∞ , обходя разрез снизу (рис. 2). Как видим, в (9) полюс подынтегрального выражения расположен ниже контура Γ , а в (10) выше.

Компоненты $U^{(3)}, V^{(3)}$, которые подчиняются уравнению (1), принципу Мандельштама и граничным условиям

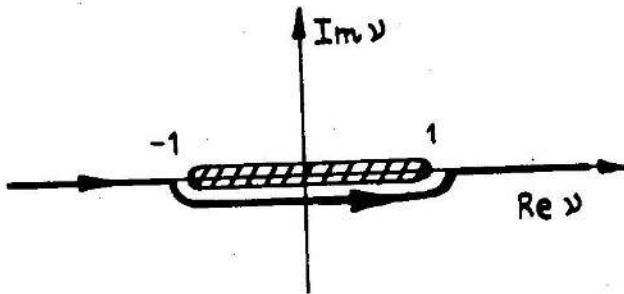


Рис. 2.

$$U^{(3)}|_{z=\pm 0, x>d} = -U^{(1)}, \quad \partial V^{(3)}/\partial z|_{z=\pm 0, x>d} = -\partial V^{(1)}/\partial z, \quad (11)$$

целесообразно искать в виде

$$\{U^{(3)}, V^{(3)}\} = \int_{\Gamma} \frac{\{F(x, z, \nu), G(x, z, \nu)\}}{\nu - \nu_1 + i0} \exp[i\delta(\nu - \nu_1)] d\nu. \quad (12)$$

Тогда для F и G возникают граничные задачи, сходные с задачами рассеяния волн (4) правой полуплоскостью. Используя (10), в итог получаем

$$\begin{aligned} U^{(3)} &= \frac{\sqrt{\nu_1^2 - 1}}{4\pi^2} \int_{\Gamma} \frac{\exp[i\delta(2\nu - \nu_1)]}{\sqrt{\nu^2 - 1}(\nu - \nu_1 + i0)} \times \\ &\times \int_{\Gamma} \frac{\exp[S(x - d, z, \nu')]}{\nu' - \nu - i0} d\nu' d\nu, \\ V^{(3)} &= -\frac{\operatorname{sgn} z}{4\pi^2} \int_{\Gamma} \frac{\sqrt{\nu^2 - 1} \exp[i\delta(2\nu - \nu_1)]}{\nu - \nu_1 + i0} \times \\ &\times \int_{\Gamma} \frac{\exp[S(x-d, z, \nu')]}{\sqrt{\nu'^2 - 1}(\nu' - \nu - i0)} d\nu' d\nu. \end{aligned} \quad (13)$$

Проводя замыкание контуров интегрирования в (10) и внутренних интегралах (13), легко показать, что $U^{(2)} = U^{(3)} = V^{(2)} = V^{(3)} = 0$ при $ax < |z| + ad$. Это согласуется с указанным выше распределением областей влияния полуплоскостей. Отметим, что если $ax < |z| - ad$, то решение носит чисто геометрооптический характер:

$$U^{(s)} = -\exp[S(x, z, \nu_1)], \quad V^{(s)} = \operatorname{sgn} z \exp[S(x, z, \nu_1)]. \quad (14)$$

Если же $|z| - ad < ax < |z| + ad$, то существенна дифракция на крае левой полуплоскости, подробно исследованная в [1]. Наибольший интерес представляет область $ax > |z| + ad$, где значимо влияние обеих полуплоскостей.

Заметим, что в выражениях для $U^{(3)}, V^{(3)}$ легко выделить вклад полюса $\nu' = \nu + i0$, который оказывается равным соответственно $-U^{(1)}$ или $-V^{(1)}$. Поэтому целесообразно ввести функции $U^{(13)} = U^{(1)} + U^{(3)}$, $V^{(13)} = V^{(1)} + V^{(3)}$, выражения для которых отличаются от (13) лишь заменой $\nu' - \nu - i0$ на $\nu' - \nu + i0$. Если $a(x - d) < |z|$, то $U^{(13)} = U^{(1)}$, $V^{(13)} = V^{(1)}$. Если же $a(x - d) > |z|$, то можно получить следующие представления:

$$\begin{Bmatrix} U^{(13)} \\ V^{(13)} \end{Bmatrix} = \frac{1}{4\pi^2} \oint \left\{ \begin{array}{l} -\sqrt{\nu'^2 - 1} P(\nu') \\ \operatorname{sgn} z Q(\nu')/\sqrt{\nu'^2 - 1} \end{array} \right\} \exp[S(x, z, \nu')] d\nu', \quad (15)$$

где

$$\begin{Bmatrix} P(\nu') \\ Q(\nu') \end{Bmatrix} = \oint \left\{ \begin{array}{l} 1/\sqrt{\nu'^2 - 1} \\ \sqrt{\nu'^2 - 1} \end{array} \right\} \frac{\exp[i\delta(2\nu - \nu' - \nu_1)]}{(\nu - \nu_1 + i0)(\nu - \nu' - i0)} d\nu + \quad (16)$$

$$+ 2\pi i \left\{ \begin{array}{l} 1/\sqrt{\nu'^2 - 1} \\ \sqrt{\nu'^2 - 1} \end{array} \right\} \frac{\exp[i\delta(\nu' - \nu_1)]}{\nu' - \nu_1 + i0}$$

Как в (15), так и в (16) интегрирование проводится по берегам разреза против часовой стрелки.

3. Приближение узкой щели. Пусть выполняется неравенство $\delta|\nu_1| \ll 1$ (при этом $\delta \ll 1$, поскольку $|\nu_1| > 1$). Тогда для исследования поля в области $a(x - d) > |z|$ целесообразно воспользоваться представлениями (15), разложив в ряд по малому параметру подынтегральные функции в (16). В итоге после серии громоздких преобразований оказывается, что выражения для $U^{(s)}, V^{(s)}$ в области $a(x - d) > |z|$ сводятся к табличным интегралам:

$$U^{(s)} = -\exp[S(x, z, \nu_1)] + U_d, \quad V^{(s)} = \operatorname{sgn} z \exp[S(x, z, \nu_1)] + V_d; \quad (17)$$

$$U_d \approx -2i\delta^2 \sqrt{\nu_1^2 - 1} |z| \rho^{-1} J_1(k\rho), \quad (18)$$

$$v_d \approx -\operatorname{sgn} z \{ J_0(k\rho) + \delta [iv_1 J_0(k\rho) - ax\rho^{-1} J_1(k\rho)] \},$$

где $\rho = \sqrt{a^2 x^2 - z^2}$, $J_{0,1}(\xi)$ - функции Бесселя. В (17) первые слагаемые идентичны полю в случае сплошного экрана, а поправки U_d , v_d обусловлены влиянием щели (они выписаны с точностью, позволяющей учесть ненулевую ширину щели).

Сравним до- и сверхсветовой режимы движения среды. Отметим прежде всего различный характер поведения полей в дальней зоне, которую естественно определить неравенством $kr \gg 1$ при $n\beta < 1$ или $k\rho \gg 1$ при $n\beta > 1$. В первом случае дифракционные поправки пропорциональны $(kr)^{-1/2}$, а во втором - $(k\rho)^{-1/2}$. Поправка U_d в обоих режимах пропорциональна квадрату малого параметра δ^2 , а поправка v_d более значима для сверхсветового режима: если при $n\beta < 1$ она обратна логарифму малого параметра (разд. 1), т. е. исчезает в пределе $\delta \rightarrow 0$, то при $n\beta > 1$ она остается конечной сколь угодно малого значения δ . Последнее обстоятельство связано с концентрацией заряда на крае левой полуплоскости (см. разд. 5). Таким образом, по отношению к ТМ-поляризации при $n\beta > 1$ случаи сплошного экрана и экрана с бесконечно узким разрезом принципиально отличаются.

Нужно иметь в виду, что понятие "бесконечно узкой щели", вполне корректное для идеализированной постановки задачи, в реальных условиях следует отнести к щели такой предельно малой ширины, при которой еще не нарушаются использованные модельные представления. В частности, поскольку реальный экран имеет конечную толщину h , то должно выполняться неравенство $2d \gg h$. В противном случае становится значимым влияние емкостного сопротивления между торцами полуплоскостей, что приводит к уменьшению (а в пределе $d/h \rightarrow 0$ и к исчезновению) воздействия разреза на ТМ-поле.

4. Приближение широкой щели. В случае $\delta \gg 1$ целесообразно отдельно рассматривать компоненты $U^{(3)}$, $v^{(3)}$, поскольку можно ожидать, что они являются малыми поправками к $U^{(1)}$, $U^{(2)}$ и $v^{(1)}$, $v^{(2)}$. После изменения порядка интегрирования в (13) интегралы по v могут быть приближенно найдены с помощью метода перевала (при этом удобно предварительно сделать замену $v = chx$, ранее использованную в [1]). Возникающие однократные интегралы по v' также можно вычислить методом перевала, если выполняются условия $k\rho_{1,2} \gg 1$, где $\rho_{1,2} = \sqrt{a^2(x \pm d)^2 - z^2}$. В итоге, учитывая найденные в [1] асимптотики для $U^{(1)}, U^{(2)}, v^{(1)}, v^{(2)}$, получаем

$$U \approx U_g + \sum_{j=1}^3 (U_0^{(j)} + U_1^{(j)}), \quad V \approx V_g + \sum_{j=1}^3 (V_0^{(j)} + V_1^{(j)}); \quad (19)$$

$$\begin{Bmatrix} U_g \\ V_g \end{Bmatrix} = \quad (20)$$

$$= e^{\frac{ik\alpha\nu_1}{i}x} \begin{cases} \exp(ik\sqrt{\nu_1^2 - 1} z) + \exp(-ik\sqrt{\nu_1^2 - 1} z) & \text{в области I} \\ \exp(ik\sqrt{\nu_1^2 - 1} z) & \text{в области II;} \\ 0 & \text{в области III} \end{cases}$$

$$\begin{Bmatrix} U_{0,1}^{(1)} \\ V_{0,1}^{(1)} \end{Bmatrix} = \quad (21)$$

$$= \frac{\eta[\alpha(x+d) - |z|]}{i\sqrt{2\pi k\rho_1}} \begin{cases} \sqrt{\nu_1^2 - 1} \rho_1 \\ \mp z \end{cases} \frac{\exp(\pm ik\rho_1 - i\delta\nu_1 \pm i\pi/4)}{\alpha(x+d) \mp \nu_1\rho_1};$$

$$\begin{Bmatrix} U_{0,1}^{(3)} \\ V_{0,1}^{(3)} \end{Bmatrix} = \frac{\exp(\pm 2i\delta - i\delta\nu_1 \pm i\pi/4)}{2\sqrt{2\pi}(\nu_1 \mp 1)\sqrt{k}} \begin{cases} \mp\sqrt{\nu_1^2 - 1}|z|(\delta\rho_2)^{-1/2} \\ i \operatorname{sgn} z \sqrt{\rho_2} (2\delta^{3/2})^{-1} \end{cases} \times \quad (22)$$

$$\times \left[\frac{\exp(ik\rho_2 + i\pi/4)}{\alpha(x-d) \mp \rho_2} + \begin{cases} -1 \\ 1 \end{cases} \frac{\exp(-ik\rho_2 - i\pi/4)}{\alpha(x-d) \pm \rho_2} \right] \eta[\alpha(x-d) - |z|],$$

где $\eta(\xi)$ - единичная функция Хевисайда. Выражение для $U_{0,1}^{(2)}$ получается из выражения для $V_{0,1}^{(1)}$, если умножить его на $\operatorname{sgn} z$, заменить d на $-d$, δ на $-\delta$, ρ_1 на ρ_2 . Аналогично $V_{0,1}^{(2)}$ получается из $U_{0,1}^{(1)}$. Функции U_g , V_g описывают геометрооптическое решение задачи.

Области I, II, III ограничены прямыми $|z|\nu_1 = \alpha(x \pm d)\sqrt{\nu_1^2 - 1}$ (пунктирные линии на рис. 1). В окрестности этих прямых, а также в окрестности плоскости $z = 0$, полученные асимптотики неприменимы вследствие совпадения полюсов и седловых точек. Поправки $U_{0,1}^{(3)}$, $V_{0,1}^{(3)}$

описывают поля, возникающие в результате вторичного рассеяния волн $U_{0,1}^{(1)}, V_{0,1}^{(1)}$ на правой полуплоскости. Отметим, что поправка для TE-поляризации более значима, чем для TM-поляризации, поскольку $U_{0,1}^{(3)} \sim \delta^{-1/2}$, в то время как $V_{0,1}^{(3)} \sim \delta^{-3/2}$.

5. О поведении полей на границах областей влияния ребер. Линии $a(x \pm d) = |z|$ представляют особый интерес, поскольку на них функции $U^{(s)}, V^{(s)}$ или их производные терпят разрывы. Формулы, приближенно описывающие поведение полей при $k\rho_1 \ll 1$ или $k\rho_2 \ll 1$, нетрудно получить из (9), (10), (13). Оказывается, что на прямых $a(x + d) = |z|$ функция $U^{(s)}$ и компонента $E_y^{(s)}$ непрерывны, а остальные компоненты TE-поля терпят разрывы. На прямых $a(x - d) = |z|$ функция $U^{(s)}$ терпит разрыв величиной

$$-ikav\sqrt{\nu_i^2 - 1} e^{\frac{i\delta\nu}{\nu_i}} \int_0^{2d} J_0(kax') \exp(-ikav_i x') dx'$$

и, следовательно, $E_y^{(s)}$ является разрывной, а $D_y^{(s)}, H_x^{(s)}, B_x^{(s)}$ имеют особенности типа δ -функции. Аналогично ведет себя индуцируемый TE-волной поверхностный ток $\vec{I} = I_y \vec{e}_y$: на левом ребре он конечен, в то время как на правом обладает δ -образной особенностью.

Отметим, что для узкой щели ($\delta \ll 1$) величина разрыва $U^{(s)}$ приближенно равна $-2i\delta\sqrt{\nu_i^2 - 1}$. С другой стороны, как следует из сравнения (14) и (17), изменение $U^{(s)}$ при переходе из области $a(x + d) < |z|$ в область $a(x - d) > |z|$ гораздо меньше (порядка δ^2). Противоречия между этими фактами нет: можно показать, что разрыв $U^{(s)}$ при $a(x - d) = |z|$ с точностью до величин порядка δ компенсируется непрерывным изменением $U^{(s)}$ в узкой зоне $|ax - |z|| < ad$.

Иное поведение на границах областей влияния ребер обнаруживает TM-поле. При $a(x + d) = |z|$ функция $V^{(s)}$ терпит разрыв, равный $-sgn z \exp(-i\delta\nu_i)$, так что все компоненты, кроме $H_y^{(s)}$, имеют особенность типа δ -функции. В отличие от случая TE-поля величина этой особенности не падает при уменьшении ширины щели, поскольку воздействие правой полуплоскости на левую отсутствует. На прямых $a(x - d) = |z|$ функции $V^{(s)}$ и $H_y^{(s)}$ непрерывны, в то время как другие компоненты терпят разрывы. Индуцируемый TM-волной поверхностный ток $\vec{I} = I_x \vec{e}_x$ конечен на левом ребре и обращается в нуль на правом, а поверхностная плотность заряда имеет δ -образную особенность на левом ребре и конечна на правом. Нетрудно показать, что для узкой щели изменение $V^{(s)}$ при переходе через "промежуточную" зону $|ax - |z|| \leq ad$ определяется, главным образом,

разрывом на прямых $a(x + d) = |z|$.

Разумеется, выявленные особенности и разрывы в реальных условиях "сглаживаются" за счет ряда факторов. Не останавливаясь на анализе этой проблемы, укажем, что "сглаживание" происходит, например, при учете конечности толщины экрана и закругленности его краев, а также при учете теплового движения частиц среды.

В заключение отметим, что полученные результаты позволяют без труда найти рассеянные поля $U_I^{(s)}$, $V_I^{(s)}$, возникающие при падении плоских волн (4) на идеально проводящую полосу шириной $2d$. Для этого достаточно воспользоваться теоремой Бабине, обобщенной в [1] на случай движущейся среды (применительно к полуплоскости). Согласно этой теореме в области $z < 0$ имеют место тождества

$$U_I^{(s)} = -V, \quad V_I^{(s)} = -U,$$

где U , V - полные поля в задаче дифракции волн (4) на дополнительном экране (щели шириной $2d$). Скорость движения и электромагнитные характеристики среды в обеих задачах идентичны. В область $z > 0$ функции $U_I^{(s)}$ и $V_I^{(s)}$ продолжаются соответственно четным и нечетным образом.

Автор благодарен В. Н. Красильникову за внимание к работе и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Красильников В. Н., Тюхтин А. В. //Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 9. С. 1106.
2. Болотовский Б. М., Столяров С. Н. //Эйнштейновский сборник-1974. - М.: Наука, 1976. С. 179.
3. Ваганов Р. Б., Каценеленбаум Б. З. Основы теории дифракции. -М.: Наука, 1982.
4. Хенл Х., Маэ А., Вестpfаль К. Теория дифракции. - М.: Мир, 1964.

Санкт-Петербургский государственный
университет

Поступила в редакцию
26 сентября 1990 г.

DIFFRACTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES BY A SLOT IN SUPER-LIGHT STREAM OF NONDISPERSIVE MEDIUM A. V. Tuukhtin

The plane wave diffraction by a slot placed in an ideal conducting screen, which is in a moving nondispersive medium has been considered. In the case of a super-light medium motion the main diffraction features have been obtained. Particular cases of the narrow and wide slots have been investigated.