Изв. АН Армянской ССР, Физика, 10, 22–25 (1975)

ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ ТАНГЕНЦИАЛЬНОГО РАЗРЫВА СКОРОСТЕЙ ДВУХ ДВИЖУЩИХСЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ

С. Н. СТОЛЯРОВ

В работе с помощью уравнений Максвелла-Минковского получены формулы для амплитуд, частот и волновых векторов волн, возникающих при отражении и преломлении волн на границе раздела двух движущихся в плоскости этой границы с различными скоростями диэлектриков и, в частности, потоков плазмы. Указано на наличие отражения при равной концентрации электронов в потоках плазмы и на явление поворота плоскости поляризации отраженных и преломленных волн, которое оказывается линейным по скорости потока плазмы.

В работе рассматривается задача об отражении плоских монохроматических электромагнитных волн вида $\vec{E}_j \exp i(\vec{k}_j\vec{r} - \omega_j t)$ на границе тангенциального разрыва скоростей двух различных движущихся сред. Здесь и далее индексы $j = 0,1$ и 2 относятся соответственно к падающей на границу, отраженной от нее и преломленной на ней волнам, а величины $\vec{E}_j$, ω_j и $\vec{k}_j$ — их амплитуды, частоты и волновые векторы. В ионосфере такое отражение может происходить на границе раздела двух плазменных потоков с разной (или одинаковой) концентрацией частиц.

Аналогичные задачи для тангенциального разрыва движущегося диэлектрика с вакуумом или покоящимся диэлектриком при произвольной ориентации плоскости падения и скорости движения среды были рассмотрены в работах [1—3], а для неоднородно движущейся плазмы (однонаправленный поток), когда скорость движения среды лежит в плоскости падения,— в работах [4—6]. Ниже проводится расчет для общего случая с помощью аппарата электродинамики движущихся сред [7], который при нерелятивистских скоростях соответствует обычному гидродинамическому расчету.

Пусть плоскость $(x,\ y)$ разделяет две движущиеся параллельно ей со скоростями $\vec{u}_{1,2} = (u_x)_{1,2}\,\vec{e}_x + (u_y)_{1,2}\,\vec{e}_y$ среды с диэлектрическими $\varepsilon_{1,2}$ и магнитными $\mu_{1,2}$ проницаемостями, измеренными в системе их покоя, где $\vec{e}_{x,y,z}$ — единичные векторы. Из первой среды на эту границу падает волна $\vec{E}_{\text{пад.}} = \vec{E}_0 \exp i(\vec{k}_0\vec{r} - \omega_0 t)$ с волновым вектором $\vec{k}_0 = k_{0x}\,\vec{e}_x + k_{0z}\,\vec{e}_z$, расположенным в плоскости $(x,\ z)$ с осью z, нормальной к границе раздела. Используя уравнения Максвелла, уравнения связи Минковского и граничные условия (см. [7]), аналогично [2] можно показать, что направления распространения всех волн остаются в одной плоскости $(x,\ z)$, а компоненты k_{jx} волновых векторов вдоль границы раздела для всех волн и их частоты равны друг другу, т. е. $k_{0x} = k_{1x} = k_{2x}$ и $\omega_0 = \omega_1 = \omega_2 = \omega$. Компоненты амплитуд $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ отраженной и преломленной волн определяются из системы уравнений

$$E_{2x} = \sum_{i=0,1} E_{ix},\ a_2 E_{2x} + c_2 E_{2y} = \sum_{i=0,1} (a_i E_{ix} + c_i E_{iy}),$$
$$E_{2y} = \sum_{i=0,1} E_{iy},\ c_2 E_{2x} + b_2 E_{2y} = \sum_{i=0,1} (c_i E_{ix} + b_i E_{iy}), \quad (1)$$

где

$$a_j = (\mu_j n_{jz})^{-1} (\varepsilon_j \mu_j + \varkappa_j \beta_{jy}^2 \gamma_j^2),\ c_j = \varkappa_j \beta_{jy} (n_x - \beta_{jx}) \gamma_j^2 (\mu_j n_{jz})^{-1},$$

$$b_j = (\mu_j n_{jz})^{-1} [n_{jz}^2 - \varkappa_j \beta_{jy}^2 \gamma_j^2 (1 - n_x^2)],\ \ \varkappa_j = \varepsilon_j \mu_j - 1,\ \ \vec{n}_j = c\vec{k}_j/\omega$$

и для удобства записи принято $\mu_0 \equiv \mu_1$, $\varepsilon_0 \equiv \varepsilon_1$, $\varkappa_0 \equiv \varkappa_1$, $\vec{\beta}_0 \equiv \vec{\beta}_1$, $\gamma_0 \equiv \gamma_1$ и $n_x = ck_{0x}/\omega$; $\vec{\beta}_j = \vec{u}_j/c$, $\gamma_j^{-2} = 1 - \beta_j^2 (j = 0,\ 1,\ 2)$.

Компоненты E_{jz} определяются через $(E_j)_{x,\,y}$ с помощью условия поперечности волн [2]

$$\varkappa_j (1 - \vec{\beta}_j \vec{n}_j) \gamma_j^2 (\vec{\beta}_j \vec{E}_j) + (\vec{n}_j \vec{E}_j) = 0, \quad (2)$$

а векторы $\vec{n}_j = c\vec{k}_j/\omega$ удовлетворяют дисперсионным уравнениям [2]

$$\vec{n}_j^2 = 1 + \varkappa_j \gamma_j^2 (1 - \vec{\beta}_j \vec{n}_j)^2, \quad (3)$$

так что $n_{1z} = -n_{0z}$, т. е. угол падения равен углу отражения.

Из системы (1) получаем $(m = 1,\ 2)$

$$E_{mx} = (\Delta_{mx}^{(x)} E_{0x} + \Delta_{mx}^{(y)} E_{0y}) \Delta_0^{-1},\ E_{my} = (\Delta_{my}^{(x)} E_{0x} + \Delta_{my}^{(y)} E_{0y}) \Delta_0^{-1}, \quad (4)$$

где

$$\Delta_0 = (a_2 - a_1)(b_2 - b_1) - (c_2 - c_1)^2,\ \Delta_{1x}^{(x)} = (c_2 - c_1)(c_2 - c_0) - (b_2 - b_1)(a_2 - a_0),$$

$$\Delta_{2x}^{(x)} = \Delta_0 + \Delta_{1x}^{(x)},\ \Delta_{1x}^{(y)} = \Delta_{2x}^{(y)} = (c_2 - c_1)(b_2 - b_0) - (b_2 - b_1)(c_2 - c_0),$$

а остальные величины $\Delta_{1y}^{(y)}$, $\Delta_{2y}^{(y)}$ и $\Delta_{1y}^{(x)} = \Delta_{2y}^{(x)}$ получаются соответственно из $\Delta_{1x}^{(x)}$, $\Delta_{2x}^{(x)}$ и $\Delta_{1x}^{(y)} = \Delta_{2x}^{(y)}$ заменой в них a_j на b_j и наоборот; так, например, $\Delta_{1y}^{(y)} = (c_2 - c_1)(c_2 - c_0) - (a_2 - a_1)(b_2 - b_0)$ и т. п.

Если для простоты положить $E_{0x} = 0$, то из формул (4) видно, что $E_{1x} \neq 0$, т. е. при отражении волн от тангенциального разрыва происходит поворот плоскости поляризации. Угол поворота пропорционален относительной скорости движения диэлектриков. Он равен нулю при нормальном падении $(k_{0x} = 0)$ и возрастает с увеличением угла падения θ_0.

Оказывается, что в случае, когда диэлектриками является холодная электронная плазма, волны отражаются от границы раздела двух потоков плазмы даже в том случае, когда концентрация N частиц в системе покоя каждого потока одинакова. Это связано с различной структурой поля в плазмах равной концентрации, но движущихся с разными скоростями (см.

формулу (2) и ссылку [5]). На аналогичное явление на границе движущейся и покоящейся плазмы было указано в работах [4—6].

Для нерелятивистских потоков холодной плазмы (гидродинамическое приближение)

$$\mu_1 = \mu_2 = 1, \quad \varepsilon_i = 1 - 4\pi e^2 N_i / m\omega^2 \quad (i = 1,\ 2)$$

и при $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon = 1 - 4\pi e^2 N / m\omega^2$ из формул (2)—(4) с точностью до членов порядка β_j следует

$$E_{1x} \simeq \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} (\beta_{1y} - \beta_{2y})\, n_x E_{0y}, \quad E_{1y} \simeq -\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} (\beta_{1x} - \beta_{2x}) \frac{n_x}{n_{0z}^2} E_{0y},$$

$$E_{1z} \simeq \frac{n_x}{n_{0z}} E_{1x}, \quad n_{2z} \simeq n_{0z} + (\varepsilon - 1)\, n_x (\beta_{1x} - \beta_{2x}).$$

Отсюда видно, что амплитудный коэффициент отражения $r = |E_1/E_0|^2$ пропорционален относительной скорости перемещения двух потоков плазмы, углу падения θ_0 ($\operatorname{tg} \theta_0 = n_x / n_{0z}$), концентрации электронов N и обратно пропорционален квадрату частоты падающей электромагнитной волны.

Полученные формулы указывают на то, что поворот плоскости поляризации в отраженной ($E_{1x} \neq 0$) и преломленной ($E_{2x} \neq 0$) волнах происходит только при $\beta_{jy} \neq 0$, т. е. когда отличны от нуля компоненты скоростей движения среды в направлении поляризации падающей волны ($E_{0y} \neq 0$). Это обусловлено тем, что движущаяся среда обладает анизотропными свойствами в направлении поляризации падающей волны.

Поступила 8.IV.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. *О. С. Мергелян.* ДАН АрмССР, 34, 65 (1962).
2. *С. Н. Столяров.* ЖТФ, 33, 565 (1963).
3. *С. Н. Столяров.* Доклад на 8-ой Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Вена, 1967.
4. *В. Г. Гавриленко, Г. А. Лупанов.* Изв. вузов, Радиофизика, 13, 1350 (1970).
5. *В. Г. Гавриленко, Г. А. Лупанов, Н. С. Степанов.* ЖТФ, 41, 534 (1971).
6. *В. Г. Гавриленко, Г. А. Лупанов, Н. С. Степанов.* Изв. вузов, Радиофизика, 13, 700 (1970).
7. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц.* Электродинамика сплошных сред, ГИТТЛ, М., 1957.

ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԲԵԿՈՒՄԸ ՊԼԱԶՄԱՅԻ ԵՐԿՈՒ ՇԵՐՏԱՎՈՐ ՀՈՍՔԵՐԻ ՍԱՀՄԱՆԻ ՎՐԱ

Ս. Ն. ՍՏՈԼՅԱՐՈՎ

Աշխատանքում Մաքսվել-Մինկովսկու հավասարումների օգնությամբ ստացված են բանաձևեր տարբեր արագությամբ շարժվող երկու դիէլեկտրիկների կամ, մասնավորապես, պլազմայի երկու հոսքի սահմանին ընկած և անդրադարձած ալիքների ամպլիտուդների, հաճախությունների և ալիքային վեկտորների համար։

REFLECTION AND REFRACTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES ON THE BOUNDARY OF TANGENTIAL JUMP OF VELOCITIES OF TWO MOVING DIELECTRICS

S. N. STOLYAROV

Formulae for the amplitudes, frequencies and the wave vectors of electromagnetic waves reflected and refracted from the boundary of two moving dielectrics, e. g. two plasma fluxes, were obtained by means of Maxwell-Minkowski equations. The reflection of waves at equal concentrations of electrons in plasma fluxes and the effect of rotation of polarization plane of reflected and refracted waves are pointed out.