В диапазоне $\tau(\varphi_0, \varphi_k) + 1 - \cos\varphi_k \leqslant \sigma_0 \leqslant \tau(\varphi_0, \varphi_k) - \ln\cos\varphi_k$

$$\zeta(\varphi) = \begin{cases} \ln(\cos\varphi \sec\varphi_*) & \text{при } 0 \leqslant \varphi \leqslant \varphi_* \\ 0 & \text{при } \varphi_* \leqslant \varphi \leqslant \varphi_0 \end{cases}$$

$$g_0 = \sec\varphi_* - 1 + \ln\cos\varphi_*$$

где

$$\tau(\varphi_0, \varphi_k) = \frac{\operatorname{tg}\varphi_k}{\operatorname{tg}\varphi_0 - \operatorname{tg}\varphi_k}\left[(\varphi_0 - \varphi_k)\operatorname{tg}\varphi_0 - \ln\frac{\cos\varphi_k}{\cos\varphi_0}\right]$$

$$\sigma_0 = 1 - \cos\varphi_* + \ln\cos\varphi_* - \ln\cos\varphi_k + \tau(\varphi_0, \varphi_k)$$

В диапазоне $0 < \sigma_0 \leqslant \tau(\varphi_0, \varphi_k) + 1 - \cos\varphi_k$

$$\zeta(\varphi) = \begin{cases} \ln[T^{-1}(\varphi_*)\cos\varphi\sec\varphi_*] & \text{при } 0 \leqslant \varphi \leqslant \varphi_k \\ \ln\{[T(\varphi)/T(\varphi_*)]\cos\varphi\sec\varphi_*\} & \text{при } \varphi_k \leqslant \varphi \leqslant \varphi_* \\ 0 & \text{при } \varphi_* \leqslant \varphi \leqslant \varphi_0 \end{cases}$$

$$g_0 = \frac{\ln\cos\varphi_*}{\cos\varphi_*} + \frac{1-\cos\varphi_*}{\cos\varphi_*}\{1 - \ln[T(\varphi_*)\cos\varphi_*]\} + \int_{\varphi_k}^{\varphi_*}\frac{\sin\varphi}{\cos^2\varphi}\ln T(\varphi)\,d\varphi$$

где

$$\sigma_0 = T(\varphi_*)(1 - \cos\varphi_*) + \operatorname{tg}\varphi_k(\operatorname{tg}\varphi_0 - \operatorname{tg}\varphi_k)^{-1}[(\varphi_0 - \varphi_*)\operatorname{tg}\varphi_0 + \ln(\cos\varphi_0\sec\varphi_*)]$$

Поступила 23 X 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Кимель Л. Р. Определение оптимальной формы защитного барьера. Атомная энергия, 1959, т. 7, № 3.
2. Осанов Д. П. Защита от гамма-излучения, выходящего через основание цилиндрического источника. Атомная энергия, 1959, т. 6, № 3.
3. Понтрягин Л. С., Болтянский В. Г., Гамкрелидзе Р. В., Мищенко Е. Ф. Математическая теория оптимальных процессов. Физматгиз, 1961.

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЧЕРЕЗ НЕОДНОРОДНУЮ ПЛАЗМУ

И. В. Каменев, В. А. Погосян

(Москва)

Распространению электромагнитных волн через неоднородные среды в свободном пространстве посвящено большое число работ. В то же время задача о волноводном распространении решалась только в предположении однородности плазмы вдоль оси волновода [1]. Однако в реальных условиях это требование часто не выполняется. Положительный столб газового разряда, используемый в качестве плазменной среды, в большинстве случаев имеет слоистую структуру [2-4]. Ниже рассматривается волноводное распространение электромагнитных волн через неоднородную плазму.

§ 1. Постановка задачи. Рассмотрим распространение электромагнитных волн по волноводу с идеально проводящими стенками, заполненному неоднородной вдоль оси волновода плазмой. Выбираем декартову систему координат и совместим ось z с осью волновода, тогда для недиссипативной плазмы диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(z)$ выражается формулой

$$\varepsilon(z) = 1 - \frac{4\pi e^2}{m\omega^2}N(z) \qquad (1.1)$$

причем проводимость $\sigma = 0$. Здесь $N(z)$ — концентрация электронов, ω — круговая частота распространяющейся волны, e и m — соответственно заряд и масса электрона. Магнитная проницаемость плазмы $\mu = 1$. Рассмотрим распространение волн в неоднородной среде в случае нормального падения волны на слой неоднородной среды. В этом случае поля E и H зависят лишь от координаты z, тогда из системы уравнений Максвелла для поля E в предположении простой гармонической зависимости от времени получаем следующее скалярное уравнение:

$$\frac{d^2U(z)}{dz^2} + \left[\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(z) - \gamma^2\right] U(z) = 0, \qquad \gamma^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 (m, n = 0, 1, 2, \ldots) \tag{1.2}$$

Здесь a и b — размеры волновода. Аналогичное уравнение получается для H.

Пусть концентрация заряженных частиц в плазме меняется по закону

$$N(z) = N_0 [1 + \varkappa f(\nu z)], \qquad \varkappa < 1, \qquad | f(\nu z) | < 1 \tag{1.3}$$

Подставляя в (1.2) вместо $\varepsilon(z)$ его выражение (1.1) и учитывая (1.3), получим

$$\frac{d^2U(z)}{dz^2} + k^2 U(z) = k^{\circ 2}\varkappa f(\nu z) U(z), \qquad \omega_p = \left(\frac{4\pi e^2 N_0}{m}\right)^{1/2}.$$

$$k = \left[\frac{\omega^2}{c^2}\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) - \gamma^2\right]^{1/2} \tag{1.4}$$

Здесь k — постоянная распространения волны в волноводе, заполненном однородной плазмой с концентрацией электронов N_0, k° — постоянная распространения волны в свободном пространстве, ω_p — плазменная частота.

§ 2. Коэффициент отражения и коэффициент прохождения. Волновод заполнен неоднородной плазмой на отрезке $0 \leqslant z \leqslant L$, поэтому в областях $-\infty < z \leqslant 0$, $L \leqslant z < +\infty$, где среда однородная, имеем $f(\nu z) \equiv 0$. В этих областях уравнение (1.4) будет иметь вид

$$\frac{d^2U^{(0)}(z)}{dz^2} + k^2 U^{(0)}(z) = 0 \tag{2.1}$$

В области $-\infty < z \leqslant 0$ имеется как падающая, так и отраженная волна, а в области $L \leqslant z < +\infty$ только прошедшая волна; решение уравнения (2.1) с учетом того, что падающая волна имеет единичную амплитуду, можно записать в виде

$$U^{(0)}(z) = \begin{cases} e^{ikz} + Re^{-ikz} & (-\infty < z \leqslant 0) \\ Te^{ikz} & (L \leqslant z < +\infty) \end{cases} \tag{2.2}$$

где R и T — соответственно коэффициенты отражения и прохождения.

Уравнение (1.4) легко свести к интегральному уравнению

$$U(z) = c_1 e^{ikz} + c_2 e^{-ikz} + \frac{q}{2ik} e^{ikz} \int_0^z e^{-ikz'} f(\nu z') u(z')\, dz' +$$

$$+ \frac{q}{2ik} e^{-ikz} \int_z^L e^{ikz'} \cdot f(\nu z') u(z') dz', \qquad q = k^{\circ 2}\varkappa \tag{2.3}$$

Чтобы удовлетворить условию гладкости $U(z)$ вдоль всего волновода, необходимо потребовать выполнения следующих граничных условий:

$$U^{(0)}(0) = U(0), \left.\frac{dU^{(0)}}{dz}\right|_{z=0} = \left.\frac{dU}{dz}\right|_{z=0}, \qquad U^{(0)}(L) = U(L), \qquad \left.\frac{dU^{(0)}}{dz}\right|_{z=L} = \left.\frac{dU}{dz}\right|_{z=L} \tag{2.4}$$

Из (2.2), (2.3), (2.4) нетрудно найти

$$R = \frac{q}{2ik}\int_0^L e^{ikz'} f(\nu z') U(z')\, dz', \qquad T = 1 + \frac{q}{2ik}\int_0^L e^{-ikz'} f(\nu z') U(z')\, dz' \tag{2.5}$$

Таким образом, задача свелась к определению $U(z)$.

§ 3. Случай периодически меняющейся концентрации. Этот случай представляет наибольший интерес, так как он имеет место при прохождении электромагнитных волн через страт. В соответствии с этим рассмотрим косинусоидальное изменение неоднородности $f(\nu z) = \cos \nu' z$. Уравнение (1.4) в этом случае будет модификацией известного уравнения Матье

$$\frac{d^2U(z)}{dz^2} + k^2 U(z) = q \cos \nu z U(z) \tag{3.1}$$

Для определения $U(z)$ нужно учитывать следующее:

а) Необходимо найти такое решение уравнения (3.1), которое при подстановке в (2.5) обеспечивало сходимость интегралов при $L \to \infty$.

б) Свойства среды на длине падающей волны меняются так, что применение геометрической оптики непригодно, поэтому разбиение волны в среде на падающую и отраженную невозможно [5].

Следовательно, воспользоваться известными периодическими функциями Матье Ce_k, Se_k нельзя: они не удовлетворяют условию а).

Если же решение (3.1) искать в соответствии с теорией Флоке в виде

$$U(z) = e^{\mu z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n e^{in\nu z}$$

и воспользоваться методом Хилла [6], то нетрудно показать, что при малых q μ—чисто мнимое, т. е. это решение ограничено, но не стремится к нулю при $z \to \infty$, и поэтому оно также не удовлетворяет условию а). Учитывая, что для распространяющейся волны $q < \min(k^2, 1)$, будем искать решение (3.1) в виде

$$U(z) = a(z)\cos\psi + \sum_n q^n V_n[a(z), \nu z, \psi(z)], \qquad \psi(z) = \frac{1}{2}\nu z + \theta(z) \tag{3.2}$$

Здесь функции $V_n[a(z), \nu z, \psi(z)]$ предполагаются дважды непрерывно дифференцируемыми и периодическими по νz и ψ с периодом 2π.

Воспользовавшись методом Н. Н. Боголюбова [7], составим следующие дифференциальные уравнения для определения $a(z)$ и $\theta(z)$

$$\frac{da(z)}{dz} = \sum_{i=1} q^i A_i[a(z), \theta(z)], \qquad \frac{d\theta(z)}{dz} = k - \frac{\nu}{2} + \sum_{i=1} q^i B_i[a(z), \theta(z)] \tag{3.3}$$

в которых функции $A_i[a(z), \theta(z)]$ и $B_i[a(z), \theta(z)]$ — гладкие, периодические по θ с периодом 2π. В дальнейшем аргументы функций, входящих в (3.2), (3.3), для краткости записи будут опускаться. Из (3.3) имеем

$$\left(\frac{da}{dz}\right)^2 = \sum_{n=2} q^n \left(\sum_{j=1}^{n-1} A_j A_{n-j}\right) \tag{3.4}$$

$$\frac{da}{dz}\frac{d\psi}{dz} = qkA_1 + \sum_{n=2}\left[qA_n + \sum_{j=1}^{n-1} A_j B_{n-j}\right] \tag{3.5}$$

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} = q\left(k - \frac{\nu}{2}\right)\frac{\partial B_1}{\partial\theta} + \sum_{n=2} q^n \left[\left(k - \frac{\nu}{2}\right)\frac{\partial B_n}{\partial\theta} + \sum_{j=1}^{n-1}\left(\frac{\partial B_j}{\partial a}A_{n-j} + \frac{\partial B_j}{\partial\theta}B_{n-j}\right)\right] \tag{3.6}$$

$$\left(\frac{d\psi}{dz}\right)^2 = k^2 + 2qkB_1 + \sum_{n=2} q^n\left[2kB_n + \sum_{j=1}^{n-1} B_j B_{n-j}\right] \tag{3.7}$$

Пользуясь (3.2), с учетом (3.3) — (3.7) приравняем коэффициенты при одинаковых степенях q в уравнении (3.1). Тогда для определения искомых функций получим

$$\left\{\left[\left(k - \frac{\nu}{2}\right)\frac{\partial A_1}{\partial\theta} - 2akB_1\right]\cos\psi - \left[a\left(k - \frac{\nu}{2}\right)\frac{\partial B_1}{\partial\theta} + 2kA_1\right]\sin\psi + \frac{\partial^2 V_1}{\partial z^2} + \right.$$
$$\left. + 2k\frac{\partial^2 V_1}{\partial z\,\partial\psi} + k^2\frac{\partial^2 V_1}{\partial\psi^2} + k^2 V_1\right\} = a\cos\psi\cos\nu z \tag{3.8}$$

$$\left\{\left[\left(k - \frac{\nu}{2}\right)\frac{\partial A_2}{\partial\theta} - 2kaB_2 - aB_1^2 + A_1\frac{\partial A_1}{\partial a} + B_1\frac{\partial A_1}{\partial\theta}\right]\cos\psi - \left[a\left(k - \frac{\nu}{2}\right)\frac{\partial B_2}{\partial\theta} + \right.\right.$$
$$+ 2kA_2 + 2A_1B_1 + aA_1\frac{\partial B_1}{\partial a} + aB_1\frac{\partial B_1}{\partial\theta}\Big]\sin\psi + \left(k - \frac{\nu}{2}\right)\frac{\partial V_1}{\partial a}\frac{\partial A_1}{\partial\theta} + 2A_1\frac{\partial^2 V_1}{\partial a\,\partial z} +$$
$$+ 2kA_1\frac{\partial^2 V_1}{\partial a\,\partial\psi} + \frac{\partial^2 V_2}{\partial z^2} + 2k\frac{\partial^2 V_2}{\partial z\,\partial\psi} + 2B_1\frac{\partial^2 V_1}{\partial z\,\partial\psi} + \left(k - \frac{\nu}{2}\right)\frac{\partial B_1}{\partial\theta}\frac{\partial V_1}{\partial\psi} +$$
$$\left. + k^2\frac{\partial^2 V_2}{\partial\psi^2} + 2kB_1\frac{\partial^2 V_1}{\partial\psi^2} + k^2 V_2\right\} = V_1\cos\nu z \tag{3.9}$$

Ограничиваясь первыми двумя приближениями, правую часть уравнения (3.8) представим в виде

$$a(z)\cos\psi\cos\nu z = \frac{1}{4}a(z)\left\{e^{i(3\psi-2\theta)} + e^{-i(3\psi-2\theta)} + e^{i(\psi-2\theta)} + e^{-i(\psi-2\theta)}\right\} \qquad (3.10)$$

Функции V_n представим в виде соответствующих двойных рядов Фурье

$$V_m = \sum_r \sum_s V_{r,s}^{(m)}(a)\, e^{i\left[r\nu z + s\left(\frac{\nu z}{2}+\theta\right)\right]} \qquad (3.11)$$

Подставляя (3.10) и (3.11) в (3.9) и приравнивая коэффициенты при одинаковых гармониках, найдем

$$V_{0,0}^{(1)} = 0, \qquad V_{1,1}^{(1)} = V_{-1,-1}^{(1)} = \frac{a(z)}{4\left[k^2 - (\nu + k)^2\right]} \qquad (3.12)$$

а все остальные коэффициенты равны нулю

$$\left(k - \frac{\nu}{2}\right)\frac{\partial A_1}{\partial\theta} - 2akB_1 = \frac{a}{2}\cos 2\theta, \qquad \left(k - \frac{\nu}{2}\right)a\frac{\partial B_1}{\partial\theta} + 2kA_1 = -\frac{a}{2}\sin 2\theta \qquad (3.13)$$

Очевидно, что знаменатель во втором уравнении (3.12) отличен от нуля.

Ищем частное решение (3.13) в следующем виде

$$A_1 = C\cos 2\theta + D\sin 2\theta, \qquad B_1 = E\cos 2\theta + F\sin 2\theta \qquad (3.14)$$

Нетрудно убедиться, что (3.14) удовлетворяет (3.13), если $F = C = 0$, тогда

$$E = -\frac{1}{2\nu}, \quad D = -\frac{a}{2\nu}, \quad \text{или} \quad A_1 = -\frac{a}{2\nu}\sin 2\theta, \quad B_1 = -\frac{1}{2\nu}\cos 2\theta \qquad (3.15)$$

Таким образом, для нахождения амплитуды и сдвига фазы в первом приближении будем иметь следующие уравнения

$$\frac{da}{dz} = -\frac{q}{2\nu}a\sin 2\theta, \qquad \frac{d\theta}{dz} = k - \frac{\nu}{2} - \frac{q}{2\nu}\cos 2\theta \qquad (3.16)$$

Чтобы удовлетворить условию а) настоящего параграфа, возьмем следующее частное решение системы (3.16):

$$a(z) = \exp\left\{-\left[\left(\frac{q}{2\nu}\right)^2 - \left(k - \frac{\nu}{2}\right)^2\right]^{1/2} z\right\}\left\{\frac{q/\nu}{q/2\nu - (k - \nu/2)}\right\}^{1/2} \qquad (3.17)$$

$$\theta = \operatorname{arc\,tg}\left\{\frac{q/2\nu - (k-\nu/2)}{q/2\nu + (k-\nu/2)}\right\}^{1/2} = \theta_0 = \mathrm{const} \qquad (3.18)$$

причем параметры уравнения удовлетворяют условию $q/2\nu > |k - \nu/2|$.

Таким образом, из (3.12), (3.13), (3.17), (3.18) получаем первое приближение для искомой функции

$$U(z) = \left(\frac{q/\nu}{q/2\nu - (k-\nu/2)}\right)^{1/2}\exp\left[-\sqrt{\left(\frac{q}{2\nu}\right)^2 - \left(k-\frac{\nu}{2}\right)^2}\, z\right] \times$$
$$\times\left\{\cos\left(\frac{\nu z}{2} + \theta_0\right) + \frac{q}{2}\frac{\cos(3\nu z/2 + \theta_0)}{k^2 - (\nu + k)^2}\right\} \qquad (3.19)$$

Нетрудно убедиться, что проведенные выкладки сохраняют силу в случае, если неоднородность среды задается непрерывной периодической функцией, разлагающейся в ряд Фурье. Однако практически в разложении функции неоднородности можно ограничиться несколькими первыми гармониками. Полученный нами результат для первой из них с достаточной точностью описывает особенности рассматриваемого явления.

Для коэффициента отражения из (2.5) и (3.19) имеем

$$R = \frac{qc_0}{2ik}\int_0^L e^{-\lambda z' + ikz'}\left\{\cos\left(\frac{\nu z'}{2} + \theta_0\right) + \frac{q}{2}\frac{\cos(3\nu z/2 + \theta_0)}{k^2 - (\nu + k)^2}\right\}\cos\nu z'\, dz' \qquad (3.20)$$

$$\lambda = \left[\left(\frac{q}{2\nu}\right)^2 - \left(k - \frac{\nu}{2}\right)^2\right]^{1/2}, \qquad c_0 = \left(\frac{q/\nu}{q/2\nu - (k-\nu/2)}\right)^{1/2} \qquad (3.21)$$

Из (3.20) получаем

$$\begin{aligned}
R = &-\frac{qc_0e^{-\lambda L}}{8k\,[(k+{}^3/_2\nu)+i\lambda]}\left\{\cos\left[\left(k+\frac{3\nu}{2}\right)L+\theta_0\right]+i\sin\left[\left(k+\frac{3\nu}{2}\right)L+\theta_0\right]\right\}+\\
&+\frac{qc_0\,[\cos\theta_0+i\sin\theta_0]}{8k\,[(k+3\nu/2)+i\lambda]}+\frac{qc_0e^{-\lambda L}}{8k\,[({}^3/_2\nu-k)-i\lambda]}\left\{\cos\left[\left(k-\frac{3\nu}{2}\right)L-\theta_0\right]+\right.\\
&\left.+\,i\sin\left[\left(k-\frac{3\nu}{2}\right)L-\theta_0\right]\right\}-\frac{qc_0\,[\cos\theta_0-i\sin\theta_0]}{8k\,[({}^3/_2\nu-k)-i\lambda]}-\\
&-\frac{qc_0e^{-\lambda L}}{8k\,[(k+{}^1/_2\nu)+i\lambda]}\left\{\cos\left[\left(k+\frac{\nu}{2}\right)L-\theta_0\right]+i\sin\left[\left(k+\frac{\nu}{2}\right)L-\theta_0\right]\right\}-\\
&-\frac{qc_0\,[\cos\theta_0-i\sin\theta_0]}{8k\,[({}^3/_2\nu-k)-i\lambda]}+\frac{qc_0e^{-\lambda L}}{8k\,[({}^3/_2\nu-k)-i\lambda]}\left\{\cos\left[\left(k-\frac{\nu}{2}\right)L+\theta_0\right]+\right.\\
&\left.+\,i\sin\left[\left(k-\frac{\nu}{2}\right)L+\theta_0\right]\right\}-\frac{qc_0\,[\cos\theta_0+i\sin\theta_0]}{8k\,[({}^1/_2\nu-k)-i\lambda]}-\\
&-\frac{q^2c_0e^{-\lambda L}}{16k\,[k^2-(\nu+k)^2]\,[(k+{}^5/_2\nu)+i\lambda]}\left\{\cos\left[\left(k+\frac{5\nu}{2}\right)L+\theta_0\right]+\right.\\
&\left.+\,i\sin\left[\left(k+\frac{5\nu}{2}\right)L+\theta_0\right]\right\}+\frac{q^2c_0\,[\cos\theta_0+i\sin\theta_0]}{16k\,[k^2-(\nu+k)^2][({}^5/_2\nu+k)+i\lambda]}+\\
&+\frac{q^2c_0e^{-\lambda L}}{16k\,[k^2-(\nu+k)^2]\,[({}^5/_2\nu-k)-i\lambda]}\left\{\cos\left[\left(k-\frac{5\nu}{2}\right)L-\theta_0\right]+\right.\\
&\left.+\,i\sin\left[\left(k-\frac{5\nu}{2}\right)L-\theta_0\right]\right\}-\frac{q^2c_0\,[\cos\theta_0-i\sin\theta_0]}{16\,k\,[k^2-(\nu+k)^2]\,[({}^5/_2\nu-k)-i\lambda]}-\\
&-\frac{q^2c_0e^{-\lambda L}}{16k\,[k^2-(\nu+k)^2]\,[(k+{}^1/_2\nu)+i\lambda]}\left\{\cos\left[\left(k+\frac{\nu}{2}\right)L-\theta_0\right]+\right.\\
&\left.+\,i\sin\left[\left(k+\frac{\nu}{2}\right)L+\theta_0\right]\right\}+\frac{q^2c_0\,[\cos\theta_0+i\sin\theta_0]}{16k\,[k^2-(\nu+k)^2]\,[(k+{}^1/_2\nu)+i\lambda]}+\\
&+\frac{qc_0e^{-\lambda L}}{16k\,[k^2-(\nu+k)^2][(\nu/2-k)-i\lambda]}\left\{\cos\left[\left(k-\frac{\nu}{2}\right)L-\theta_0\right]+\right.\\
&\left.+\,i\sin\left[\left(k-\frac{\nu}{2}\right)L-\theta_0\right]\right\}-\frac{q^2c_0\,[\cos\theta_0-i\sin\theta_0]}{16k\,[k^2-(\nu+k)^2]\,[({}^1/_2\nu-k)-i\lambda]}
\end{aligned}\qquad(3.22)$$

Так как $q = k^{\circ 2}\varkappa$, где $\varkappa$ — глубина модуляции, то при $\varkappa = 0$, что соответствует однородной среде, коэффициент отражения R обращается в нуль, как и должно быть.

Если постоянная распространения волны в волноводе k удовлетворяет условию $k^2 / k^{\circ 2}\varkappa \gg 1$, то уравнение (1.12) вырождается в уравнение для однородной среды

$$\frac{d^2U\,(z)}{dz^2}+k^2U\,(z)=0$$

т. е. при неограниченном возрастании k коэффициент отражения должен стремиться к нулю, что и следует из (3.22). В (3.22) при $L\to\infty$ члены в фигурных скобках пропадают и получается формула для коэффициента отражения соответствующая бесконечному слою. Сравнивая $|R\infty|^2$ с квадратом модуля (3.22), можно убедиться, что мощность отраженной волны возрастает при увеличении толщины слоя неоднородности, что подтверждается экспериментально.

Авторы признательны С. А. Региреру за ряд полезных замечаний.

Поступила 17 X 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Голант В. Е. и Жилинский А. П. Распространение электромагнитных волн через волноводы, заполненные плазмой. Ж. техн. физ., 1960, т. XXX, вып. 1.
2. Клярфельд Б. Н. Образование страт в газовом разряде. Ж. эксперим. и теор. физ., 1952, т. XXII, вып. 1.
3. Stewart A. B. Oscillating glow discharge plasma. J. Appl. Phys., 1956, v. 27, No. 8.
4. Rother H. Theorie der Diffusion swellen. Ann. der Physik, 1959, B47, Folg.
5. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. Изд. АН СССР, 1957.
6. Уиттекер Э. Т., Ватсон Дж. Н. Курс современного анализа, ч. II. Физматгиз, 1963.
7. Боголюбов Н. Н. и Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. Физматгиз, 1963.