ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XVI, № 12 РАДИОФИЗИКА 1973

УДК 523.164

О ПЕРЕНОСЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ В СТАТИСТИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Л. М. Ерухимов, П. И. Кирш

Несмотря на то, что ряд вопросов, связанных с влиянием неоднородностей космической плазмы на поляризационные характеристики радиоволн, уже неоднократно рассматривался в литературе (см., например, [1]), представляет интерес рассмотреть эту задачу в более общем виде: получить и проанализировать уравнения переноса поляризации в статистически неоднородной среде, подобные тем, что используются при анализе распространения волн в регулярной среде [2, 3].

Будем исходить из уравнений

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \Delta_{r_\perp}\right) E_j^\alpha + k_\alpha^2 \varepsilon_{jp}^\alpha E_p^\alpha = 0, \tag{1}$$

которые описывают распространение волн в плавно неоднородной магнитоактивной плазме под малыми углами θ_1 к оси z $\Big($индексы j, p в (1) пробегают значения x, y, z, а индекс α указывает на частоту волны, $\Delta_{r_\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\Big)$. Тензор ε_{jp}^α представим в виде $\varepsilon_{jp}^\alpha = \langle \varepsilon_{jp}^\alpha \rangle + \tilde{\varepsilon}_{jp}^\alpha$, где $\tilde{\varepsilon}_{jp}^\alpha$ — флуктуирующая часть тензора, а скобки $\langle\ \rangle$ означают операцию усреднения по ансамблю. Будем считать для простоты, что $\langle \varepsilon_{jp}^\alpha \rangle$ мало отличается от единицы, исключив тем самым анализ поведения полей вблизи уровней отражения радиоволн*, а $\tilde{\varepsilon}_{jp}^\alpha \ll \langle \varepsilon_{jp}^\alpha \rangle$ (при соответствующих j и p).

Поскольку ε_{ij} в магнитоактивной плазме зависит от угла θ_H между вектором распространения волны $\boldsymbol{k}$ и направлением магнитного поля, а направление $\boldsymbol{k}$ зависит от производных E_j по поперечным координатам $\boldsymbol{r}_\perp$, перейдем в (1) к фурье-представлению по $\boldsymbol{\varkappa}_\perp$. Тогда вместо (1) получим

$$\begin{gathered}\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \varkappa_\perp^2\right) E_j^\alpha(z, \boldsymbol{\varkappa}_\perp) + k_\alpha^2 \left[\langle \varepsilon_{jp}^\alpha(z, \theta_H(\boldsymbol{\varkappa}_\perp)) \rangle E_p^\alpha(z, \boldsymbol{\varkappa}_\perp) \right] + \\ + k_\alpha^2 \int\limits_{-\infty}^{\infty} \tilde{\varepsilon}_{jp}^\alpha \left(z, \boldsymbol{\varkappa}_\perp - \boldsymbol{\varkappa}'_\perp, \theta_H\left(\boldsymbol{\varkappa}_\perp - \boldsymbol{\varkappa}'_\perp\right)\right) E_p^\alpha\left(z, \boldsymbol{\varkappa}'_\perp\right) d\boldsymbol{\varkappa}'_\perp = 0.\end{gathered} \tag{2}$$

В (2) мы учли, что $\langle \varepsilon_{jp}^\alpha(z, \boldsymbol{\varkappa}_\perp - \boldsymbol{\varkappa}'_\perp) \rangle = \langle \varepsilon_{jp}^\alpha(z, \boldsymbol{\varkappa}_\perp) \rangle \delta(\boldsymbol{\varkappa}_\perp - \boldsymbol{\varkappa}'_\perp)$, где $\delta(\boldsymbol{\varkappa})$ — дельта-функция Дирака.

В рассматриваемом приближении малых углов рассеяния ($kl \gg 1$)

---

* Такое предположение позволит в дальнейшем исключить из рассмотрения также компоненту поля волны вдоль оси z.

ограничимся квадратичными членами разложения $\langle \varepsilon^{\alpha}_{jp} \rangle$ в ряд Тейлора по $\varkappa_{\perp}$. Кроме того, учитывая малость флуктуаций $\tilde{\varepsilon}^{\alpha}_{jp}$, будем считать

$$\tilde{\varepsilon}^{\alpha}_{jp}(z, \varkappa_{\perp} - \varkappa'_{\perp}, \theta_H(\varkappa_{\perp} - \varkappa'_{\perp})) \approx \tilde{\varepsilon}^{\alpha}_{jp}(z, \varkappa_{\perp} - \varkappa'_{\perp}, \theta_H(0)) \equiv$$
$$\equiv \tilde{\varepsilon}^{\alpha}_{jp}(z, \varkappa_{\perp} - \varkappa'_{\perp}).$$

Рассмотрим случай слабой анизотропии и представим величину поля E_j в виде

$$E^{\alpha}_j(z, \varkappa_{\perp}) = E^{\alpha}_{j0}(z, \varkappa_{\perp}) \exp\left(-ik_{\alpha} \int_0^z \bar{n}_{\alpha} d\zeta\right), \tag{3}$$

где $E^{\alpha}_{j0}(z, \varkappa_{\perp})$ — эффективные комплексные амплитуды компонент поля (индекс «0» в дальнейшем будет опускаться), $\bar{n}_{\alpha}$ — показатель преломления в среде без неоднородностей (в предельном случае очень слабой анизотропии $\bar{n}_{\alpha} = \bar{n}_{\alpha 0}$, где $\bar{n}_{\alpha 0}$ — показатель преломления в изотропной среде). Затем подставим (3) в (2) и пренебрежем членом $\frac{\partial^2 E_j}{\partial z^2}$ по сравнению с $2ik_{\alpha}\bar{n}_{\alpha}\frac{\partial E_j}{\partial z}$, что справедливо при $kl \gg 1$*. Тогда, перейдя вновь к представлению по $r_{\perp}$, получим

$$\frac{\partial E^{\alpha}_j}{\partial z} + \frac{i}{2k_{\alpha}\bar{n}_{\alpha}} \Delta_{r_{\perp}} E^{\alpha}_j - \frac{i}{4} \frac{\partial^2 \langle \varepsilon^{\alpha}_{jp} \rangle}{\partial \theta^2_H} \Delta_{r_{\perp}} E^{\alpha}_p + \frac{1}{2} \frac{\partial \langle \varepsilon^{\alpha}_{jp} \rangle}{\partial \theta_H} \nabla_{r_{\perp}} E^{\alpha}_p +$$
$$+ \frac{i}{2}\left[\langle \gamma^{\alpha}_{jp} \rangle E^{\alpha}_p - \bar{\gamma}^{\alpha} E^{\alpha}_j\right] + \frac{i}{2} \tilde{\gamma}^{\alpha}_{jp} E^{\alpha}_p = 0, \tag{4}$$

где $\gamma^{\alpha}_{jp} = \frac{\varepsilon^{\alpha}_{jp} k_{\alpha}}{\bar{n}_{\alpha}}$, $\bar{\gamma}^{\alpha} = \gamma^{\alpha}$ в изотропной среде, $E^{\alpha}_j \equiv E^{\alpha}_{j0}(z, r_{\perp})$.

Рассмотрим подробно один из наиболее интересных случаев $u \ll 1$ и $v \ll 1$. Учитывая малость углов рассеяния θ_s, опустим в (4) члены, содержащие комбинации величин $\theta^2_s\, u\, v \left(\frac{i}{4} \frac{\partial^2 \varepsilon^{\alpha}_{jp}}{\partial \theta^2_H} \Delta_{r_{\perp}} E^{\alpha}_p\right)$, и будем считать $\bar{n}_{\alpha} \approx 1$. Умножим (4) на $E^{\beta *}_l$, а уравнение, сопряженное (4), но для $E^{\beta *}_l$, — на E^{α}_j. Тогда, проводя операцию статистического усреднения и складывая полученные уравнения, получим для случая плоской волны

$$\frac{\partial}{\partial z}\langle E^{\alpha}_j E^{\beta *}_l \rangle + \frac{i}{2} \frac{k_{\beta} - k_{\alpha}}{k_{\alpha} k_{\beta}} \Delta_{r_{jl}} \langle E^{\alpha}_j E^{\beta *}_l \rangle + \frac{1}{2} \frac{\partial \langle \varepsilon^{\alpha}_{jp} \rangle}{\partial \theta_H} \nabla_{r_j} \langle E^{\alpha}_p E^{\beta *}_l \rangle -$$
$$- \frac{1}{2} \frac{\partial \langle \varepsilon^{\beta *}_{lm} \rangle}{\partial \theta_H} \nabla_{r_l} \langle E^{\alpha}_j E^{\beta *}_m \rangle + \frac{i}{2}\left[\langle \gamma^{\alpha}_{jp} \rangle \langle E^{\alpha}_p E^{\beta *}_l \rangle - \langle \gamma^{\beta *}_{lm} \rangle \langle E^{\alpha}_j E^{\beta *}_m \rangle\right] - \tag{5}$$
$$- \frac{i}{2}\left[\bar{\gamma}^{\alpha} - \bar{\gamma}^{\beta}\right] \langle E^{\alpha}_j E^{\beta *}_l \rangle + \frac{i}{2} \langle \tilde{\gamma}^{\alpha}_{jp} E^{\alpha}_p E^{\beta *}_l \rangle - \frac{i}{2} \langle \tilde{\gamma}^{\beta *}_{lm} E^{\alpha}_j E^{\beta *}_m \rangle = 0,$$

---

* Можно показать, что такая операция корректна при выполнении условий

$$k^2 l^2 \gg 1/8\sqrt{u}, \quad \theta_H \approx 0,$$
$$k^2 l^2 \gg 1/4u, \quad \theta_H \approx \pi/2.$$

где j, p, l, m независимо пробегают значения x, y, а в общем случае и z, $r_{jl} = r_{j\perp} - r_{l\perp}$, а поля $E_j^\alpha \equiv E_j^\alpha(z, r_j)$ и $E_l^{\beta*} \equiv E_l^{\beta*}(z, r_l)$, $r_j \equiv r_{j\perp}$ (индексы j, l, означают, что производная по $r_\perp$ берется в точке, соответствующей полю $E_{j,l}$).

Считая $\tilde{\gamma}_{jp}$ и $\tilde{\gamma}_{lm}$ нормально распределенными величинами, а $E_{j,l}$ — их функционалами, можно с помощью метода функциональных производных [4] вычислить члены (5), содержащие $\tilde{\gamma}_{jp}$ и $\tilde{\gamma}_{lm}$. В итоге получим

$$\frac{\partial S_{jl}^\omega}{\partial z} + \frac{i}{2}\frac{k_\beta - k_\alpha}{k_\alpha k_\beta}\Delta_\perp S_{jl}^\omega + \frac{1}{2}\frac{\partial\langle\varepsilon_{jp}^\alpha\rangle}{\partial\theta_H}\nabla_r S_{pl}^\omega -$$
$$-\frac{1}{2}\frac{\partial\langle\varepsilon_{lm}^{\beta*}\rangle}{\partial\theta_H}\nabla_r S_{jm}^\omega + \frac{i}{2}\left[\langle\gamma_{jp}^\alpha\rangle S_{pl}^\omega - \langle\gamma_{lm}^{\beta*}\rangle S_{jm}^\omega\right] -$$
$$-\frac{i}{2}[\bar{\gamma}^\alpha - \bar{\gamma}^\beta] S_{jl}^\omega - \frac{1}{8}\sum_{p=j,l}\sum_{m=j,l}\left[R_{jp}^\alpha(r_{jl})\frac{\delta\tilde{\gamma}_{lm}^{\beta*}}{\delta\tilde{\gamma}_{jp}^\alpha}S_{pm}^\omega - \right. \tag{6}$$
$$\left. - R_{jp}^\alpha(r_{jp})\frac{\delta\tilde{\gamma}_{pm}^\alpha}{\delta\tilde{\gamma}_{jp}^\alpha}S_{ml}^\omega + R_{lm}^{\beta*}(r_{lj})\frac{\delta\tilde{\gamma}_{jp}^\alpha}{\delta\tilde{\gamma}_{lm}^{\beta*}}S_{mp}^\omega - R_{lm}^{\beta*}(r_{lm})\frac{\delta\tilde{\gamma}_{mp}^{\beta*}}{\delta\tilde{\gamma}_{lm}^{\beta*}}S_{pj}^\omega\right] = 0,$$

где $R_{jp}^\alpha = \langle\tilde{\gamma}_{jp}^\alpha\tilde{\gamma}_{jp}^\alpha\rangle$ и т. д., $\delta\tilde{\gamma}_{jp}^\alpha/\delta\tilde{\gamma}_{lm}^{\beta*}$ — функциональные производные, $S_{jl}^\omega = \langle E_j^\alpha(r_{j\perp})E_l^{\beta*}(r_{l\perp})\rangle$, немые индексы p и m по-прежнему пробегают значения j и l, $\varepsilon_{xx} \approx 1 - v - uv$, $\varepsilon_{yy} \approx 1 - v - uv\cos^2\theta_H$, $\varepsilon_{xy} \approx -iv\sqrt{u}\cos\theta_H$*.

Уравнения (6) позволяют описать в случае слабоанизотропной среды со статистическими неоднородностями (концентрации и магнитного поля) поляризационные характеристики волн разной частоты. Такие характеристики необходимы, в частности, при анализе поляризации модулированных (импульсных) сигналов. Действительно, в этом случае, как легко убедиться, на выходе прибора

$$S_{ij}(t) = \iint d\bar{\omega}\, d\Omega\, s^2(\bar{\omega}, \Omega) S_{ij}^\omega(\Omega)\exp(-i\Omega t) \tag{7}$$

($\bar{\omega} = (\omega_\alpha + \omega_\beta)/2$, $\Omega = \omega_\beta - \omega_\alpha$, s — характеристика приемного устройства, t — эффективное время с учетом запаздывания на пути распространения волны). Параметры Стокса, определяемые величинами S_{ij} (см. ниже), зависят от значений $S_{ij}^\omega(\Omega)$ в точке приема. Если магнитное поле в плазме равно нулю, то, подставляя в (6) выражения для γ и полагая $u = 0$, получим уравнение переноса частотной корреляции плоской волны [5], одинаковое для любой поляризации.

Выражение (7) при этом будет описывать временные характеристики средней интенсивности рассеянного импульсного сигнала. Легко получить из (6) и другие частные случаи. Введем обобщенные параметры Стокса

* Члены с ∇_r в (6) описывают эффекты, связанные со смещением луча, которое обусловлено отличием в направлениях групповых скоростей нормальных волн в магнитоактивной плазме. При наличии в среде градиентов ионизации в (1), (6) следует добавить члены с ∇_r, коэффициенты перед которыми пропорциональны величине рефракций волн (см. [5]). В (6) все $S_{pm} \equiv S_{pm}(r_{jl})$.

$$U(\rho)=S_{xy}(\rho)+S_{yx}(\rho),\quad V(\rho)=i\,[S_{yx}(\rho)-S_{xy}(\rho)],$$
$$Q(\rho)=S_{xx}(\rho)-S_{yy}(\rho),\quad I(\rho)=S_{xx}(\rho)+S_{yy}(\rho), \tag{8}$$

которые в отличие от обычно используемых являются усредненными по ансамблю неоднородностей* и в общем случае включают в себя пространственно-корреляционные зависимости ($\rho\neq 0$). Используя (6) и (8), легко получить искомые уравнения переноса непосредственно параметров Стокса. Для простоты ограничимся приведением соответствующих уравнений для случая квазипродольного приближения, заметив, что в более общем случае учет неоднородностей приводит к повышению порядка уравнений для Q, V и U.

В квазипродольном приближении избавимся от членов с ∇_r, производя преобразование

$$(\boldsymbol{a}\nabla_{r_\perp})F=\exp(-\boldsymbol{a}\nabla_{r_\perp})\left[\frac{\partial}{\partial z}\exp(\boldsymbol{a}\nabla_{r_\perp})F\right]-\frac{\partial F}{\partial z}$$

и учитывая, что $\exp(\boldsymbol{a}\nabla_{r_\perp})F(\boldsymbol{r}_\perp)=F(\boldsymbol{r}_\perp+\boldsymbol{a})$. Вводя аддитивно в полученные уравнения члены, описывающие излучение $(S_I,\ldots,S_Q)$ и поглощение волн, окончательно получим

$$\frac{d}{dz}\begin{Bmatrix}I\\V\end{Bmatrix}=\begin{Bmatrix}S_I\\S_V\end{Bmatrix}-\Gamma\begin{Bmatrix}I\\V\end{Bmatrix}+\Omega_\Gamma\begin{Bmatrix}V\\I\end{Bmatrix},$$
$$\frac{d}{dz}\begin{Bmatrix}U\\Q\end{Bmatrix}=\begin{Bmatrix}S_U\\S_Q\end{Bmatrix}-(a_л+\Gamma)\begin{Bmatrix}U\\Q\end{Bmatrix}+\psi\begin{Bmatrix}-Q\\U\end{Bmatrix}, \tag{9}$$

где $\psi=k_0\sqrt{u}\,v\cos\theta_H$, $\Gamma=\Gamma_o+\Gamma_e$, $\Omega_\Gamma=\Gamma_e-\Gamma_o$, Γ_e, Γ_o — соответственно коэффициенты поглощения необыкновенной и обыкновенной волн,

$$a_л\approx\frac{k_0^2}{4}\pi^{1/2}\langle(\Delta v)^2\rangle\, l\left\{2u\cos^2\theta_H+1-\right.$$
$$\left.-\exp\left[-\left(\frac{1}{l}\int_0^z\sqrt{u}\sin\theta_H\,v\,dz'\right)^2\right]\right\} \tag{10}$$

— эффективный коэффициент экстинкции линейной поляризации**. Второй член в (10) описывает уменьшение степени линейной поляризации, связанное с расхождением «лучей» нормальных волн на величину, сравнимую с пространственным радиусом корреляции флуктуаций поля. Можно показать, что при наличии в слое рефракции под знак экспонен-

---

* Или за время $t\gg\tau_0$ (τ_0 — временной радиус корреляции неоднородностей), или усредненными по пространству при угловых размерах источников, много больших угловых размеров неоднородностей.

** Здесь для простоты мы пренебрегли флуктуациями u и задали функцию корреляции флуктуаций Δv в гауссовом виде. С учетом флуктуаций u при $\sin\theta_H\approx 0$

$$a_л\approx\frac{k_0^2\pi^{1/2}}{2}\left[u_L\langle(\Delta v)^2\rangle l_v+\frac{v^2}{4u_L}\langle(\Delta u_L)^2\rangle+\frac{2v}{\pi^{1/2}}\left(\langle(\Delta v)^2\rangle\langle(\Delta u)^2\rangle\right)^{1/2}\times\right.$$
$$\left.\times\int_0^\infty R_{\Delta u,\Delta v}(\zeta)\,d\zeta\right],$$

где $R_{\Delta u,\Delta v}(\zeta)$ — функция взаимной корреляции флуктуаций u и v, $u_L=u\cos\theta_H$.

ты (10) аддитивно будет входить член, связанный с рефракционным расхождением «лучей» нормальных волн [6].

Из (9) видно, что в квазипродольном приближении в случае малых углов рассеяния неоднородности не влияют в первом приближении на изменение параметров I и V. Уравнения для U и Q полностью эквивалентны случаю однородной среды с заменой Γ на $\Gamma_{\text{эфф}} = \Gamma + a_л$. В связи с этим мы не будем приводить их решений (см. [2]), а ограничимся только рассмотрением наиболее интересных частных случаев.

а) Если $\Gamma_o = \Gamma_e = 0$, то в среднем степень линейной поляризации

$$\rho_л = \frac{(Q^2 + U^2)^{1/2}}{I} = \rho_л^S \exp(-a_л z), \quad \left(\rho_л^S = \frac{(S_U^2 + S_Q^2)^{1/2}}{SI}\right). \tag{11}$$

б) Если $(a_л + \Gamma) z \gg 1$, то

$$\rho_л = \frac{\rho_л^S}{\sqrt{\psi^2 + (a_л + \Gamma)^2}\left(\frac{1 + \rho_K^S}{4\Gamma_o} + \frac{1 - \rho_K^S}{4\Gamma_e}\right)} \tag{12}$$

$(\rho_K = S_V/S_I)$, а ориентация эллипса поляризации χ $\left(\operatorname{tg} 2\chi = \frac{U}{Q}\right)$ определяется выражением $2\chi_э = \operatorname{arctg}\frac{\psi}{a_л + \Gamma}$. Таким образом, как и в случае с поглощением (см. [2]), при $\Gamma = 0$, но $a_л z \gg 1$ и $a_л \gg \psi$, угол поляризации $\chi \approx \chi_S$, в то время как при $a_л \ll \psi$ $\chi \approx \chi_S + \pi/4$. Отметим (см. (12)), что поскольку $\Gamma \sim \omega^{-2}$, $\psi \sim \omega^{-2}$, а $a_л \gg \omega^{-4}$, то на низких частотах ω, когда $a_л \gg \Gamma$, степень линейной поляризации должна убывать с частотой наиболее резко ($\rho_л \sim \omega^{-2}$).

в) Если $\Gamma < 0$ (отрицательная реабсорбция), то при $\Gamma z \gg 1$ $\rho_л$ экспоненциально мала. Однако при $\Gamma_o z \sim \Gamma_e z \sim 1$ возможен интересный случай, когда $a_л + \Gamma \approx 0$; при этом $\rho_л = \frac{\rho_л^S S_I}{I}\left[\sin\left(\frac{1}{2}\psi z\right) \Big/ \frac{1}{2}\psi z\right]$.

Оценим величины $a_л$ для космической плазмы. Прежде всего, нетрудно убедиться, что галактические неоднородности с $l \sim 10^{10} \div 10^{11}$ *см* не должны оказывать влияния на поляризационные характеристики радиоволн метрового диапазона. В оболочках молодых сверхновых, например, в Крабовидной туманности, при $H \leqslant 10^{-4}$, средней концентрации $\langle N \rangle \lesssim 10$, $l \leqslant 10^{11}$, $\frac{\Delta N}{N} \leqslant 10^{-2}$ и размерах $z \sim 1$ *пс* также $a_л z \lesssim 1$. Последнее говорит о том, что в деполяризацию излучения от таких объектов основной вклад должны вносить неоднородности существенно больших масштабов. Вместе с тем, на поляризацию импульсных сигналов «мелкие» галактические неоднородности, ответственные за расплывание импульса, могут оказывать существенное влияние. Наконец, в околопульсарной области и в солнечной короне неоднородности с размерами $10^6 \div 10^8$ *см* могут вызывать, как показывают оценки, существенную деполяризацию*. В связи с этим, сведения о линейной поляризации метровых солнечных радиовсплесков могут дать большую информацию о параметрах неоднородностей солнечной короны.

В заключение заметим, что описанный выше подход, основанный на использовании диффузионного приближения, позволяет описать регу-

* При этом значительной может оказаться деполяризация, связанная с расхождением «лучей» нормальных волн.

лярное и статистическое взаимодействие нормальных волн в плазме во всех случаях, когда размеры областей взаимодействия существенно превышают длину волны излучения. Уравнения переноса при этом имеют вид

$$\frac{dI}{dz} = 0, \quad \frac{dV}{dz} = \frac{1}{2} k_0 uv \sin^2 \theta \, U, \quad \frac{dU}{dz} = k_0 v \sqrt{u} \cos \theta \, Q -$$

$$- \frac{1}{2} k_0 uv \sin^2 \theta \, V, \quad \frac{dQ}{dz} = - k_0 v \sqrt{u} \cos \theta \, U$$

и, как показывают расчеты на ЭВМ, несмотря на их «геометрооптический» характер хорошо описывают эффекты взаимодействия нормальных волн в слабозамагниченной неоднородной плазме.

Проведенное выше рассмотрение относится к случаю нормального падения плоской волны. Как правило, в эксперименте на вход прибора поступает не одна плоская волна, а угловой спектр таких волн; в этом случае обобщенные параметры Стокса можно определить как

$$I = \int I(\varkappa_\perp) F(\varkappa_\perp) d\varkappa_\perp, \quad V = \int V(\varkappa_\perp) F(\varkappa_\perp) d\varkappa_\perp,$$

$$U = \int U(\varkappa_\perp) F(\varkappa_\perp) d\varkappa_\perp, \quad Q = \int Q(\varkappa_\perp) F(\varkappa_\perp) d\varkappa_\perp.$$

Здесь $I(\varkappa_\perp, \varkappa'_\perp) = I(\varkappa_\perp) \delta(\varkappa_\perp - \varkappa'_\perp)$ и т. д., $F(\varkappa_\perp)$ — угловая характеристика приемного устройства.

Не переходя в уравнении (2) к координатному представлению и совершая аналогичные преобразования, можно получить систему уравнений, подобную (9):

$$\frac{d}{dz} \begin{Bmatrix} I(\varkappa_\perp) \\ V(\varkappa_\perp) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} S_I \\ S_V \end{Bmatrix} - \Gamma \begin{Bmatrix} I \\ V \end{Bmatrix} + \Omega_\Gamma \begin{Bmatrix} V \\ I \end{Bmatrix},$$

$$\frac{d}{dz} \begin{Bmatrix} U(\varkappa_\perp) \\ Q(\varkappa_\perp) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} S_U \\ S_Q \end{Bmatrix} - \Gamma \begin{Bmatrix} U \\ Q \end{Bmatrix} + \psi \begin{Bmatrix} -Q \\ U \end{Bmatrix} + \int a_л (\varkappa_\perp - \varkappa'_\perp) \begin{Bmatrix} U(\varkappa'_\perp) \\ Q(\varkappa'_\perp) \end{Bmatrix} d\varkappa'_\perp,$$

где S_I, S_V, S_Q, S_U — параметры, характеризующие угловую излучательную способность источника.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, В. В Писарева, Изв. высш уч зав. — Радиофизика, **6**, № 5, 877 (1963).
2. V. V. Sheleznyakov, Astrophys. and Space Sci., **2**, 403 (1968).
3. В. Н. Сазонов, В. Н. Цытович, Изв высш. уч. зав. — Радиофизика, **11**, № 9, 1287 (1968).
4. В. И. Татарский, Препринт № 1 отделения океанологии физики атмосферы и географии АН СССР, М., 1970.
5. V. L. Ginzburg, L. M. Erukhimov, Astrophys. and Space Sci., **11**, 362 (1971). Л. М. Ерухимов, Н. Г. Зарницына, П И. Кирш, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **16**, № 4, 573 (1973).
6. Л. М. Ерухимов, О. И. Максименко, сб Дрейфы и неоднородности в ионосфере, изд. АН СССР, М., 1973, стр. 41
7. Ю. А. Кравцов, Докл. АН СССР, **183**, № 1 (1968).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
25 декабря 1972 г.