АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13 МАЙ, 1977 ВЫПУСК 2

# О ПОЛЯРИЗАЦИИ ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Е. ШАПОШНИКОВ

Поступила 20 февраля 1976

Для однородных сред с произвольной степенью анизотропии и слабым поглощением получен тензор поляризации источников теплового излучения. Компоненты этого тензора выражены только через параметры нормальных волн. Поскольку источники теплового излучения, излучающие в нормальные волны, некогерентны, в уравнениях переноса поляризации остаются только те компоненты тензора поляризации источников, которые являются линейными комбинациями $S_e$ и $S_0$ — излучательной способности среды соответственно в необыкновенную и обыкновенную волны. Исследована поляризация источников в частных случаях квазипродольного и квазипоперечного распространения волн.

При исследовании космического радиоизлучения возникает вопрос о формировании поляризационных характеристик принимаемого сигнала. Как известно, свойства поляризованного излучения в узком интервале частот $\Delta\omega \ll \omega$ можно описать тензором поляризации $I_{ig} = \overline{E_i E_g^*}$, подчиняющимся в однородной среде уравнению переноса вида [1—4]:

$$\frac{dI_{ig}}{dz} = S_{ig} - T_{iglm} I_{lm}, \tag{1}$$

где $T_{iglm}$ — тензор переноса поляризации, $S_{ig}$ — тензор, характеризующий поляризацию собственного излучения среды, индексы $i$, $g$, $l$, $m$ пробегают значения $x$, $y$. Способы вычисления и исходные предположения, используемые при нахождении тензоров $S_{ig}$ и $T_{iglm}$, в работах [1—4] различны (подробнее см. [4]). Так, например, в [1] тензор $S_{ig}$ вычислен только для гирорезонансного излучения в среде с малой степенью анизотропии и слабым поглощением (т. е. в условиях, когда мала степень неортогональности нормальных волн). В [2] $S_{ig}$ также вычислен только для одного механизма излучения — синхротронного, но без ограничений на степень неортогональности нормальных волн. Что касается уравнения переноса, полученного в работах [3, 4] для сред с произвольной степенью анизотропии, то там найден лишь тензор переноса $T_{iglm}$, а тензор поляризации источников $S_{ig}$ введен в уравнение без указания конкретного способа его расчета.

В данной работе найдены компоненты тензора поляризации источников теплового излучения для сред с произвольной степенью анизотропии, но слабым поглощением. Для нахождения этого тензора использовался закон Кирхгофа (см. в этой связи [5]), что позволило вычислить компоненты $S_{ig}$, не рассматривая какой-либо конкретный механизм генерации, выразив их через параметры нормальных волн: $k_{e,o}$ — волновые числа, $\varkappa_{e,o}$ — коэффициенты поглощения, $K_{e,o}$ — коэффициенты поляризации соответственно необыкновенной и обыкновенной волн.

В анизотропной среде закон Кирхгофа можно записать следующим образом:

$$S_{ig} = T_{iglm} I_{lm}^{(0)}, \tag{2}$$

где $I_{lm}^{(0)}$ — тензор поляризации равновесного излучения. Выражение (2) является по существу тензорным аналогом обычного закона Кирхгофа, связывающего коэффициенты поглощения нормальных волн с излучательной способностью среды, находящейся в термодинамическом равновесии с излучением. Связь (2) между $S_{ig}$ и $T_{iglm}$ сохраняется и для неравновесного излучения $I_{lm} \neq I_{lm}^{(0)}$, при условии, что в среде имеет место кинетическое равновесие частиц по скоростям (см., например, [6]).

Для нахождения тензора поляризации равновесного излучения $I_{lm}^{(0)}$, входящего в выражение (2), рассмотрим среду, описываемую эрмитовым тензором диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ig}(\omega)$ [7]. Компоненты $I_{lm}^{(0)}$ здесь удобнее выразить через матрицу сопротивлений излучения точечного диполя $\rho_{ig}(\omega)$ [8], отнормированную по отношению к вакууму (т. е. в вакууме $\hat{\rho}$ переходит в единичную матрицу)

$$I_{lm}^{(0)} = \frac{4}{3} U_0(\omega, T) \rho^*_{lm}, \tag{3}$$

где $U_0(\omega, T)$ — универсальная планковская функция, $T$ — температура. В (3) учтено, что $I_{lm}^{(0)}$ отвечает излучению, распространяющемуся в единичном телесном угле вдоль волнового вектора $\vec{k}$ и в узком частотном интервале $\Delta\omega \ll \omega$.

Следуя [10], нетрудно получить для $\hat{\rho}$ следующее выражение:

$$\hat{\rho} = \frac{(c/\omega)(k_e^2 + k_e k_0 + k_0^2)\hat{I} - (\omega/c)\hat{N}}{k_e + k_0}, \tag{4}$$

где $\hat{I} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ — единичная матрица; $\hat{N} = \begin{pmatrix} B; & iC \\ -iC; & A \end{pmatrix}$;

$$A = \frac{u - (1 - v)^2 - uv \cos^2 \theta}{u - 1 + v - uv \cos^2 \theta};$$

$$B = \frac{(1 - v)(1 - v - u)}{1 - v - u + uv \cos^2 \theta}; \qquad C = \frac{\sqrt{u}\, v \cos \theta}{1 - v - u + uv \cos^2 \theta}, \tag{5}$$

где $v = \omega_0^2/\omega^2$, $u = \omega_H^2/\omega^2$. Формулы (4), (5) написаны в системе координат, где ось $z$ направлена вдоль $\vec{k}$, а вектор магнитного поля лежит в плоскости $yz$, образуя с осью $z$ угол $\theta$. В (4) представлены поперечные компоненты матрицы сопротивлений излучения, что позволяет определить только поперечные компоненты тензора поляризации равновесного излучения $I_{lm}^{(0)}$. Однако, зная их, из выражения, связывающего продольную и поперечные компоненты электрического поля волны

$$E_z(\vec{k}, \omega) = -\frac{\varepsilon_{zx}(\vec{k}, \omega)}{\varepsilon_{zz}(\vec{k}, \omega)} E_x(\vec{k}, \omega) - \frac{\varepsilon_{zy}(\vec{k}, \omega)}{\varepsilon_{zz}(\vec{k}, \omega)} E_y(\vec{k}, \omega),$$

нетрудно определить и продольные компоненты тензора поляризации $I_{iz} = \overline{E_i E_z^*}$.

В приближении слабой анизотропии равновесное излучение можно считать неполяризованным и тензор поляризации (3) переходит в диагональный тензор $I_{ik}^{th}$, используемый в работе [5]. Дело в том, что компоненты тензора (3), которые определяют поляризацию равновесного излучения, так же, как и компоненты тензора переноса $\hat{T}$, в приближении слабой анизотропии становятся много меньше единицы. Поскольку тензор поляризации источников $S_{ig} = T_{iglm} I_{lm}^{(0)}$, из сказанного ясно, что в тензоре $I_{lm}^{(0)}$ можно пренебречь малыми членами и считать равновесное излучение неполяризованным*.

Коэффициенты (5) входят также в дисперсионное уравнение и в выражения для коэффициентов поляризации нормальных волн, поэтому полученные компоненты матрицы $\hat{\rho}$ можно выразить через параметры нормальных волн. Тогда для компонент тензора поляризации тепловых источников имеем

$$S_{ig} = \frac{4}{3} \frac{U_0(\omega, T)\, c}{\omega} \frac{T_{iglm}[(k_e^2 + k_e k_o + k_0^2)\delta_{lm} - F_{lm}(1 + K_{e,o}^2)^{-1}]}{k_e + k_o}, \tag{7}$$

где $\delta_{lm}$ — символ Кронекера, $F_{lm}$ — компонента матрицы $\hat{F}$,

---

* О поляризации равновесного излучения в анизотропных средах см. также [12].

$$\hat{F} = \begin{pmatrix} k_e^2 + k_0^2 - k_{e,0}^2(1 - K_{e,0}^2); & i(2k_{e,0}^2 - k_e^2 - k_0^2) K_{e,0}; \\ -i(2k_{e,0}^2 - k_e^2 - k_0^2) K_{e,0}; & k_{e,0}^2(1 - K_{e,0}^2) + (k_e^2 + k_0^2) K_{e,0}^2 \end{pmatrix}$$

Выражение (7) существенно упрощается в частных случаях «квазипродольного» и «квазипоперечного» распространения волн. Здесь удобнее ввести параметры Стокса, связанные с компонентами тензора поляризации линейными соотношениями

$$\begin{aligned} I &= I_{xx} + I_{yy}; \qquad V = i(I_{yx} - I_{xy}), \\ Q &= I_{xx} - I_{yy}; \qquad U = I_{yx} + I_{xy}. \end{aligned} \tag{8}$$

1. *«Квазипродольное» распространение волн.* Взяв тензор переноса поляризации $T_{iglm}$ в «квазипродольном» приближении из работы [3], из (7) и (8) находим параметры Стокса источников теплового излучения

$$\begin{aligned} S_I &= \frac{4U_0(\omega, T)c}{3\omega} \{(k_e + k_0)(\varkappa_e + \varkappa_0) - (k_e - k_0)(\varkappa_e - \varkappa_0)\}, \\ S_V &= \frac{4U_0(\omega, T)c}{3\omega} \{(k_e - k_0)(\varkappa_e + \varkappa_0) - (k_e + k_0)(\varkappa_e - \varkappa_0)\}, \end{aligned} \tag{9}$$

$$S_U = S_Q = 0.$$

Отсюда видно, что при выполнении условий квазипродольного распространения источники излучают только циркулярно поляризованные волны и, как следует из общих формул для степени поляризации, полученных в [3], линейно поляризованное излучение в такой среде не может возникнуть только за счет собственных тепловых источников. При выходе из среды собственное излучение всегда циркулярно поляризовано. Степень его поляризации $\Pi = V/I$ лежит в интервале между $\Pi_1$ и $\Pi_2$, где $\Pi_1$ — степень круговой поляризации на выходе из оптически тонкого слоя $\varkappa_{e0} z \ll 1$

$$\Pi_1 = \left(\frac{k_e - k_0}{k_e + k_0} - \frac{\varkappa_e - \varkappa_0}{\varkappa_e + \varkappa_0}\right)\left(1 - \frac{\varkappa_e - \varkappa_0}{\varkappa_e + \varkappa_0}\,\frac{k_e - k_0}{k_e + k_0}\right)^{-1}, \tag{10}$$

которое при выполнении условия*

$$\frac{|\varkappa_e - \varkappa_0|}{\varkappa_e + \varkappa_0} \gg \frac{|k_e - k_0|}{k_e + k_0} \tag{11}$$

определяется только коэффициентами поглощения нормальных волн

$$\Pi_1 \simeq \frac{\varkappa_e - \varkappa_0}{\varkappa_e + \varkappa_0}, \tag{12}$$

---

* Нетрудно показать, что обратное неравенство реализоваться не может.

а $\Pi_2$—степень круговой поляризации излучения при выходе из оптически толстого слоя $\varkappa_{e,0} z \gg 1$, совпадающая со степенью поляризации равновесного излучения:

$$\Pi_2 = \frac{k_e - k_0}{k_e + k_0}. \tag{13}$$

2. *Квазипоперечное распространение.* В отличие от рассмотренного выше случая источники при квазипоперечном распространении излучают только линейно поляризованное излучение

$$\begin{gathered} S_I = \frac{4U_0(\omega, T)c}{3\omega}\{(\varkappa_e + \varkappa_0)(k_e + k_0) - (\varkappa_e - \varkappa_0)(k_e - k_0)\}, \\ S_Q = \frac{4U_0(\omega, T)c}{3\omega}\{(\varkappa_e - \varkappa_0)(k_e + k_0) + (\varkappa_e + \varkappa_0)(k_e - k_0)\} \\ S_V = S_U = 0, \end{gathered} \tag{14}$$

плоскость поляризации которого или параллельна, или перпендикулярна магнитному полю $\vec{H}$. Подстановка (14) в выражение для степени поляризации, найденное в работе [9], показывает, что в отсутствие падающего на слой внешнего поляризованного излучения циркулярно поляризованная компонента в излучении не может возникнуть за счет тепловых источников. Степень линейной поляризации $\Pi = \sqrt{Q^2 + U^2}/I$ изменяется по мере распространения в среде от

$$\Pi_1 = \left| \frac{\varkappa_e - \varkappa_0}{\varkappa_e + \varkappa_0} + \frac{k_e - k_0}{k_e + k_0} \right| \left(1 + \frac{\varkappa_e - \varkappa_0}{\varkappa_e + \varkappa_0} \frac{k_e - k_0}{k_e + k_0}\right)^{-1} \tag{15}$$

при $\varkappa_{e,0} z \ll 1$ до

$$\Pi_2 \simeq \frac{|k_e - k_0|}{k_e + k_0} \tag{16}$$

при $\varkappa_{e,0} z \gg 1$. Если выполнено условие (12), то степень поляризации $\Pi_1$ (15) равна

$$\Pi_1 \simeq \frac{|\varkappa_e - \varkappa_0|}{\varkappa_e + \varkappa_0}. \tag{17}$$

Таким образом, мы видим, что в рассмотренных выше частных случаях квазипродольного и квазипоперечного распространения волн тепловые источники излучают соответственно циркулярно или линейно поляризованное излучение. Этот результат является следствием общего свойства некогерентности нормальных волн, излучаемых тепловыми источниками в среде с малыми потерями (где поляризации нормальных волн можно считать ортогональными). В справедливости этого утверждения нетрудно убедиться.

Комплексные амплитуды обыкновенной и необыкновенной волн выражаются через поперечные компоненты поля следующим образом:

$$E_0 = \frac{E_x\sqrt{1+K_e^2} - iE_y\sqrt{1+K_0^2}}{(K_0-K_e)};$$
$$E_e = \frac{E_x\sqrt{1+K_0^2} + iE_y\sqrt{1+K_e^2}}{(K_0-K_e)}. \tag{18}$$

Составив произведение

$$\overline{E_0E_e^*} = \frac{(I_{xx}-I_{yy})\sqrt{(1+K_e^2)(1+K_0^2)} - i(I_{xy}+I_{yx}) - iK_e^2I_{xy} - iK_0^2I_{yx}}{(K_0-K_e)^2} \tag{19}$$

и подставляя в него выражения для компонент тензора поляризации равновесного излучения (3), (4) и коэффициентов поляризации нормальных волн

$$K_{0,e} = -i\frac{E_{y0,e}}{E_{x0,e}} = \frac{A-B}{2C} \pm \sqrt{\frac{(A-B)^2}{4C^2}+1}, \tag{20}$$

находим, что $\overline{E_0E_e^*} = 0$*, т. е. нормальные волны в равновесном излучении некогерентны. Из (2) тогда следует, что и нормальные волны, создаваемые тепловыми источниками, некогерентны (см. в этой связи [11]). Это означает, что полученные ранее компоненты тензора поляризации источников (7) можно представить в виде линейной комбинации $S_e$ и $S_0$ — излучательной способности среды соответственно в необыкновенную и обыкновенную волны

$$S_{xx} = \frac{S_0(1+K_e^2) + S_e(1+K_0^2)}{(K_0-K_e)^2};$$
$$S_{yy} = \frac{S_0(1+K_0^2) + S_e(1+K_e^2)}{(K_0-K_e)^2}; \tag{21}$$
$$S_{xy} = -S_{yx} = -i\frac{S_0-S_e}{K_0-K_e}.$$

* Можно показать, что $\overline{E_eE_0^*}$ также тождественно равно нулю.

Из сказанного выше ясно, что излучение оптически толстого слоя может быть поляризованным, несмотря на то, что температура в слое постоянна. Действительно, в оптически толстом слое, где имеются только тепловые источники, излучающие некогерентные нормальные волны, система уравнений для тензора поляризации распадается на систему из двух не связанных уравнений для интенсивностей нормальных волн

$$\frac{dI_{e,0}}{dz} = S_{e,0} - 2\varkappa_{e,0} I_{e,0}. \tag{22}$$

Из (22) следует, что в каждой точке $z$, удовлетворяющей условию $2\varkappa_{e,0} z \gg 1$, интенсивность нормальных волн равна $I_{e,0} = S_{e,0}/2\varkappa_{e,0}$ и совпадает с интенсивностью равновесного излучения $I_{e,0}^{(0)}$. С другой стороны, интенсивность равновесного излучения, отнесенная к одной нормальной волне $I_{e,0}^{(0)}$, пропорциональна волновому числу $k_e$, $k_0$*. Таким образом, в каждой точке $z$ происходит сложение двух некогерентных волн с противоположными поляризациями, что приводит к частичной деполяризации излучения, причем интенсивность поляризованной части излучения равна избыточной интенсивности в волне одной поляризации (см. формулы (13), (16) ). Далее, если среда слабоанизотропна, то волновые числа нормальных волн $k_e$ и $k_0$, а следовательно и интенсивности, близки, поляризация результирующего излучения становится незначительной ($\Pi_2 \ll 1$). В предельном случае изотропной среды излучение оптически толстого слоя полностью неполяризовано ($\Pi_2 = 0$).

В заключение еще раз подчеркнем, что полученные выражения для компонент тензора поляризации источников теплового излучения справедливы для однородных сред с произвольной степенью анизотропии, слабым поглощением и равновесной функцией распределения входящих в нее частиц.

Автор признателен В. В. Железнякову, Е. В. Суворову и Ю. В. Чугунову за постоянный интерес к работе и обсуждение.

НИРФИ, г. Горький

* Необходимо помнить, что под интенсивностью излучения здесь мы понимаем среднее квадратичное от напряженности электрического поля $\vec{E}$, $I = \sum_{x,y} \overline{E_i E_i^*}$. Если же определить интенсивность излучения как поток энергии через единичную площадку в единичный телесный угол и единичный интервал частот ($I_\omega$), то интенсивность равновесного излучения, отнесенная к одной нормальной волне, $I_\omega^{(0)}$, будет пропорциональна квадрату волнового числа $k_e$, $k_0$ (в слабоанизотропной среде, например, величины $I$ и $I_\omega$ связаны простым соотношением $I = 8\pi\omega I_\omega/c^2k$.

# ON POLARISATION OF SOURCES OF THERMAL RADIATION

V. E. SHAPOSHNIKOV

Polarisation characteristics of thermal radioemission are obtained for inform media with arbitrary anisotropy and weak absorption. Components of polarisation tensor are expressed in terms the of magnetoionic modes parameters. Due to the incoherent character of thermal radiation the source term in equation of polarisation transfer is entirely defined by emissivities $S_0$ and $S_e$ into magnetoionic modes. The polarisation is investigated in more detail for cases of quasilongitudinal and quasitransverse propagation.

## ЛИТЕРАТУРА


1. *K. Kawabata*, Publ. Astron. Soc. Japan, 16, 30, 1964.
2. *В. Н. Сазонов, В Н. Цытович*, Радиофизика, 11, 1287, 1968.
3. *В. В. Железняков*, Astrophys. Space Sci., 2, 403, 1968.
4. *В. В. Железняков, Е. В. Суворов, В. Е. Шапошников*, Астрон. ж., 51, 243, 1974.
5. *В. Н. Сазонов*, Астрофизика, 10, 405, 1974.
6. *В. В. Железняков*, Радиоизлучение Солнца и планет, Наука, М., 1967.
7. *В. Л. Гинзбург*, Распространение электромагнитных волн в плазме, Наука М., 1967.
8. *М. Л. Левин, С. М. Рытов*, Теория равновесных флуктуаций в электродинамике, Наука, М., 1967.
9. *A. G. Pacholczyk, T. L. Swihart*, Ap. J., 161, 415, 1970.
10. *H. Kogelnik*, J. Res. N. B. S., 64D, 515, 1960.
11. *Ю. Н. Гнедин, Г. Г. Павлов*, ЖЭТФ, 65, 1806, 1973.
12. *Ю. В. Чугунов*, Радиофизика, 12, 509, 1969.