

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 533.9

ИНДИКАТРИСА КОЛЛЕКТИВНОГО РАССЕЯНИЯ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ

Г. Д. Петров и Э. Ф. Юрчук

Пространственная диаграмма рассеяния электромагнитного излучения покоящимся электроном описывается известной формулой Клейна—Нишины [1]. При малых энергиях индикатриса рассеяния гладкая и не имеет резко выраженных экстремальных точек.

Несколько отлична от нее диаграмма, наблюдаемая при рассеянии на свободных электронах плазмы [2]. Такая диаграмма может рассматриваться как суперпозиция плоских волн, дифрагировавших на статистических флуктуациях концентрации электронов.

Еще более сложный характер носит рассеяние на электронах, взаимодействующих с ионами плазмы. В этом случае направленность и сдвиг частоты рассеянного излучения относительно падающего определяется ионными колебаниями, характер которых может быть весьма сложен. Величина сдвига длин волн в этом случае много меньше, а форма диаграммы направленности вследствие существования большого числа типов волн значительно усложняется.

Для расчета индикатрисы рассеяния можно воспользоваться несколько модифицированной формулой, определяющей эффективные сечения рассеяния на флуктуациях концентрации электронов [3].

$$Q_{\omega_i} = \frac{z}{(\gamma + 1)^2 [e^{y^2} + 2\beta^2\Phi(y) + \beta^4\Phi^2(y) + \pi\beta^4 y^2 e^{-y^2}]}, \quad (1)$$

где

$$\Phi(y) = e^{\frac{y^2}{2}} - 2ye^{-\frac{y^2}{2}} \int_0^y e^{t^2} dt; \quad y = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{m_i}{2kT_e}} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \frac{c}{\sin \frac{\theta}{2}};$$

$$\beta^2 = \frac{z^2 T_e}{T_e (\gamma + 1)}; \quad z = \frac{n_e}{n_i}; \quad \Delta\lambda = |\lambda - \lambda_0|; \quad \gamma = \frac{\sin^2 \frac{\theta}{2}}{\lambda^2} \frac{4\pi k T_e}{e^2 n_e};$$

m_i, n_i, T_e — соответственно масса, концентрация и температура ионов; n_e, T_e — соответственно концентрация и температура электронов; k — постоянная Больцмана; e — заряд электрона; θ — угол наблюдения; λ_0, λ — длина волны соответственно па-

дающего и рассеянного излучения; c — скорость света; $\omega_i = 4\pi \sqrt{2 \frac{kT_e}{m_i} \frac{\sin \frac{\theta}{2}}{\lambda}}$ — частота ионных колебаний.

Несколько типичных индикатрис, рассчитанных на ЭЦВМ по этой формуле, представлены в полярных координатах $\rho = Q_{\omega_i}$, θ на рис. 1. Обращает на себя внимание разница в их форме, зависящая от величины параметра z . Можно условно выделить три типа форм индикатрис рассеяния:

1-й тип соответствует случаю равновесной плазмы ($z=1$). Форма индикатрисы близка к электронной [2], максимумы сравнительно слабо выражены.

При $1 < z < 7$ форма диаграммы направленности существенно отличается от наблюдаемой в первом случае. Так, лепестки, соответствующие отдельным $\Delta\lambda$, резко сужаются, при увеличении z наблюдается вращение огибающей лепестков против часовой стрелки.

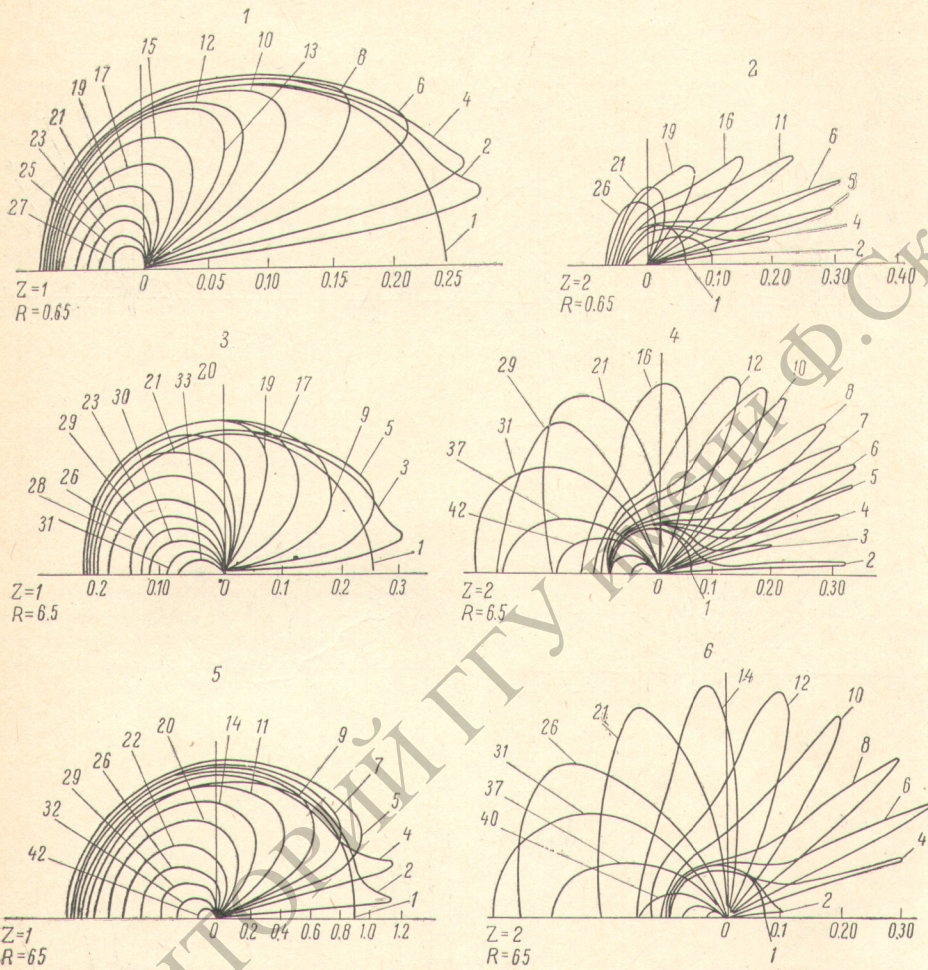


Рис. 1. Типичные индикатрисы рассеяния ионной компоненты для ряда значений z и $R = \frac{ne^2 \lambda_0^2}{4\pi k T_e}$.

$$R = \frac{ne^2 \lambda_0^2}{4\pi k T_e}$$

При $z=1, 2, 3$ $\rho=Q \omega_i$, $z=5$ $\rho=10 Q \omega_i$, $z=10$ $\rho=10^3 Q \omega_i$.

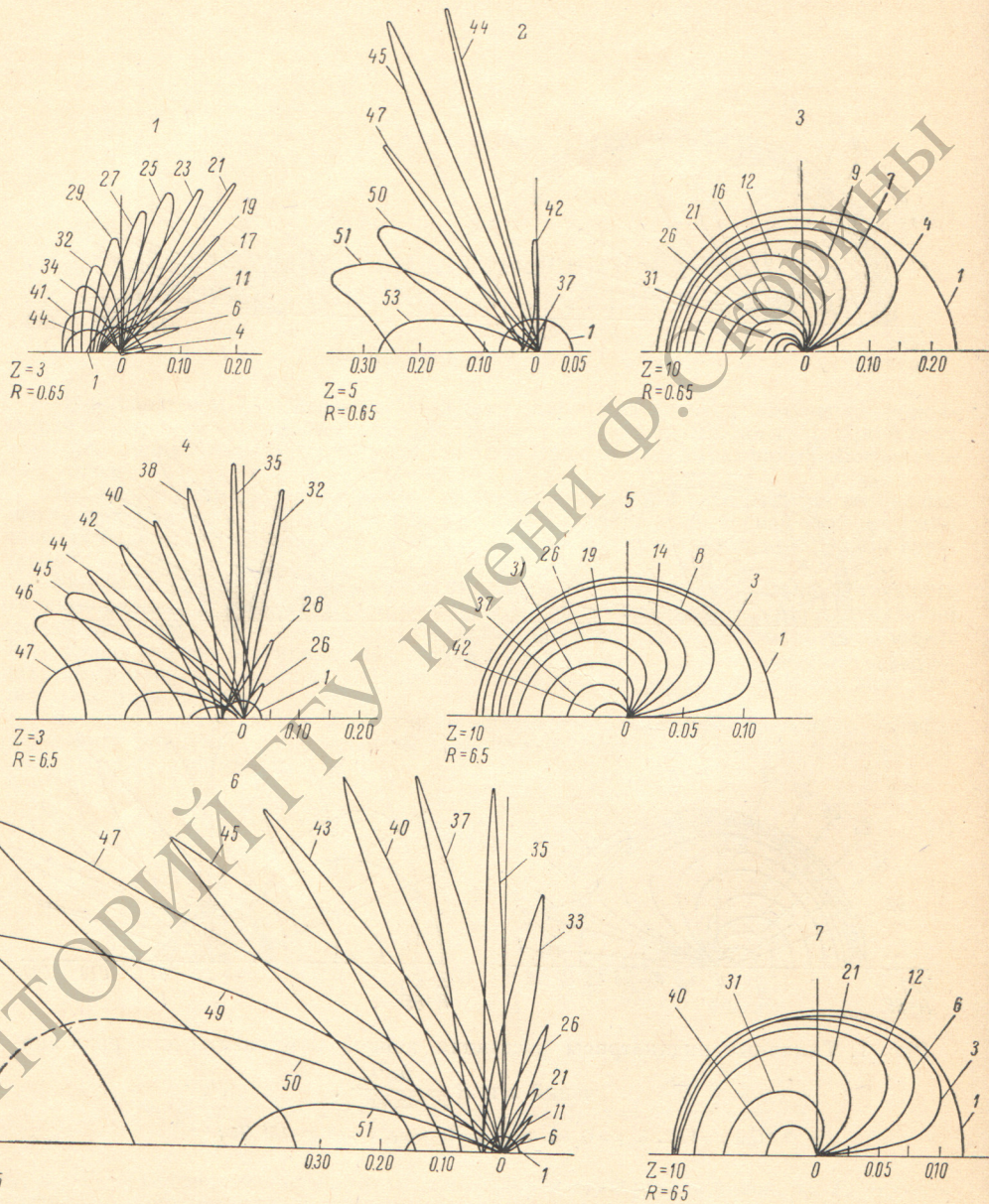


Рис. 1 (продолжение).

При $z > 7$ характер ионных индикатрис снова меняется. Лепестки исчезают, и, что самое важное, кривые, соответствующие разным $\Delta\lambda$, не пересекаются. Последнее свидетельствует о том, что при большой неравновесности плазмы ионные пики в рассеянном излучении отсутствуют.

Для образования ионных пиков необходимо выполнение условия:

$$Q(y_1) = Q(y_2) \quad (2)$$

при $y_1 \neq y_2$

Пусть $y_1 > y_2$. Функции $\Phi(y)$ и e^{y^2} монотонно возрастают с увеличением y (рис. 2). Функция $F = \pi y^2 e^{-y^2}$, как это видно из того же рисунка, не монотонна, в некотором интервале значений y для нее выполняется неравенство $F(y_1) < F(y_2)$. Для выполнения условия (2) поэтому необходимо

$$\begin{aligned} (e^{y_1^2} - e^{y_2^2}) + 2\beta^2 [\Phi(y_1) - \Phi(y_2)] + \\ + \beta^4 [\Phi^2(y_1) - \Phi^2(y_2)] \leq \\ \leq \pi\beta^4 (y_2 e^{-y_2^2} - y_1 e^{-y_1^2}). \end{aligned} \quad (3)$$

При больших z неравенство не выполняется и образования ионных пиков не наблюдается.

Знание индикатрисы рассеяния необходимо и при определении параметров плазмы по спектру рассеянного излучения, так как в этом случае возможны существенные погрешности вследствие апертурных искажений спектра [4, 5]. При неправильном выборе угла наблюдения могут быть потеряны весьма существенные подробности [6], а сам сигнал и особенно отношение сигнала к шуму [7] может быть неоправданно мало.

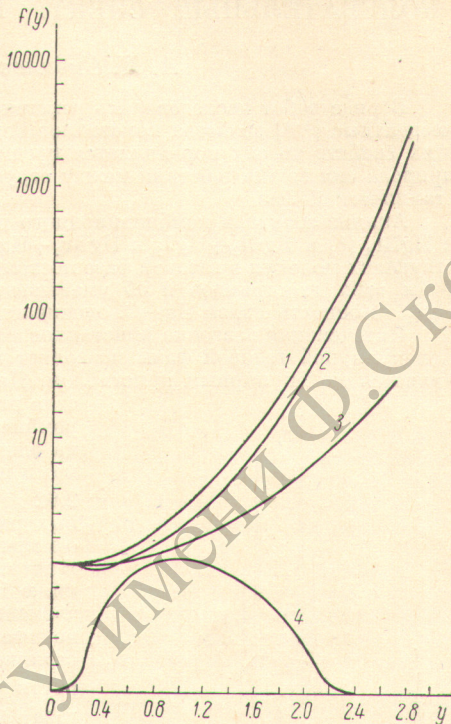


Рис. 2. Значения вспомогательных функций.

1 — e^{y^2} , 2 — $\Phi^2(y)$, 3 — $\Phi(y)$, 4 — $F(y)$.

Литература

- [1] O. Klein, I. Nichina. *Zs. Phys.*, 52, 852, 1929.
- [2] Г. Д. Петров, Э. Ф. Юрчук, *Ж. прикл. спектр.*, 12, 6, 1970.
- [3] E. E. Salpeter. *Phys. Rev.*, 120, ser. II, 1528, 1960.
- [4] Г. Д. Петров. *Ж. прикл. спектр.*, 11, № 1, 1969.
- [5] В. В. Коробкин, Г. П. Хаустович, Л. Н. Пятницкий. *ТВТ*, № 2, 359, 1969.
- [6] I. H. Williamson, R. A. Nodwell, A. I. Barnard. *J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer*, 66, 895, 1966.
- [7] А. А. Бесшапошников, А. Е. Волошин, И. Х. Кучуберия, Н. В. Симонова. *Сб. «Диагностика плазмы», вып. 2. Атомизд., М., 1968.*

Поступило в Редакцию 1 августа 1969 г.