

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ВАКУУМА СИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ НА ЦИКЛОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ТЕПЛОЙ ПЛАЗМЫ

Г.Г. Павлов, Ю.А. Шибанов, Ю.Н. Гнедин

Показано, что при условии (1) поляризация электронно-позитронного вакуума магнитным полем качественно меняет спектр, поляризацию и угловое распределение циклотронного излучения плазмы.

1. В [1 - 3] показано, что при условии:

$$V = \frac{1}{60 \pi N} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^3 \left(\frac{\hbar \omega_B}{mc^2} \right)^4 = \left(\frac{4,5 \cdot 10^{28} \text{ см}^{-3}}{N} \right) \left(\frac{B}{B_c} \right)^4 \gtrsim 1,$$

где N - концентрация электронов, B - магнитное поле, $\omega_B = eB/mc^2$, $B_c = 4,4 \cdot 10^{13}$ Гс, процессы виртуального рождения электронно-позитронных пар (поляризация вакуума) оказывают существенное влияние на излучение и распространение электромагнитных волн в холодной ($T \ll mc^2$) плазме. В результате возникают особенности в спектре (типа линий поглощения или излучения), поляризации и угловом распределении излучения плазмы. Эффекты поляризации вакуума могут быть наблюдаемы в рентгеновском излучении нейтронных звезд ($B \sim \sim 10^{11} \div 10^{13}$ Гс). В лаборатории аналогичные эффекты, связанные с поляризацией электронно-дырочного "вакуума", могут проявляться в полупроводниках [4], где критическое поле $B_c \sim 10^7$ Гс определяется не порогом рождения электронно-позитронной пары, а шириной запрещенной зоны.

Результаты [1 - 3] неприменимы в области циклотронных резонансов $|\omega - l\omega_B| \lesssim \omega\beta |\cos \theta|$, $\beta = (2T/mc^2)$. Для этой области в настоящей работе получены выражения для коэффициентов поглощения и преломления и поляризаций нормальных волн (НВ) при $\hbar\omega_B < T$. Из них следует, что при условии (1) поляризация вакуума качественно меняет спектр, поляризацию и угловое распределение циклотронного излучения бесстолкновительной плазмы. Эти изменения необходимо учитывать, например, при интерпретации отождествляемых с циклотронными линиями спектральных особенностей [5] в излучении ряда рентгеновских пульсаров.

2. В системе координат с осью Z вдоль волнового вектора и с вектором \mathbf{B} в плоскости ZOY при $(\hbar\omega/mc^2)(B/B_c) \ll 1$ поляризуемость вакуума [6]:

$$\alpha_{xx}^{(V)} = \alpha \sin^2 \theta, \quad \alpha_{yy}^{(V)} = \frac{7}{4} \alpha \sin^2 \theta, \quad \alpha_{xy}^{(V)} = \alpha_{yx}^{(V)} = 0, \quad (2)$$

где $\alpha = (e^2/45\pi^2\hbar c)(B/B_c)^2$, θ - угол между направлениями распространения излучения и магнитного поля. Складывая (2) с поляризуемостью тепловой плазмы [7] и считая плазму разреженной ($\omega_p^2 = 4\pi Ne^2/m \ll$

$\ll \omega^2 \beta (|\cos \theta| + \beta)$, обычным образом получаем коэффициенты преломления κ_j и поглощения $(2\omega/c)k_j$ НВ для системы "Вакуум + плазма":

$$n_j = \kappa_j + ik_j = n_I \pm (n_L^2 + n_C^2)^{1/2},$$

(3)

$$n_I = 1 + \pi(a_{xx} + a_{yy}), \quad n_L = \pi(a_{xx} - a_{yy}), \quad n_C = 2\pi i a_{xy}.$$

Поляризация j -ой НВ характеризуется отношением $|K_j|$ малой оси эллипса поляризации к большой (эллиптичностью), позиционным углом χ_j между большой осью эллипса и осью Y и направлением вращения электрического вектора ($\text{sign } K_j$), которые выражаются через n_L, n_C [3].

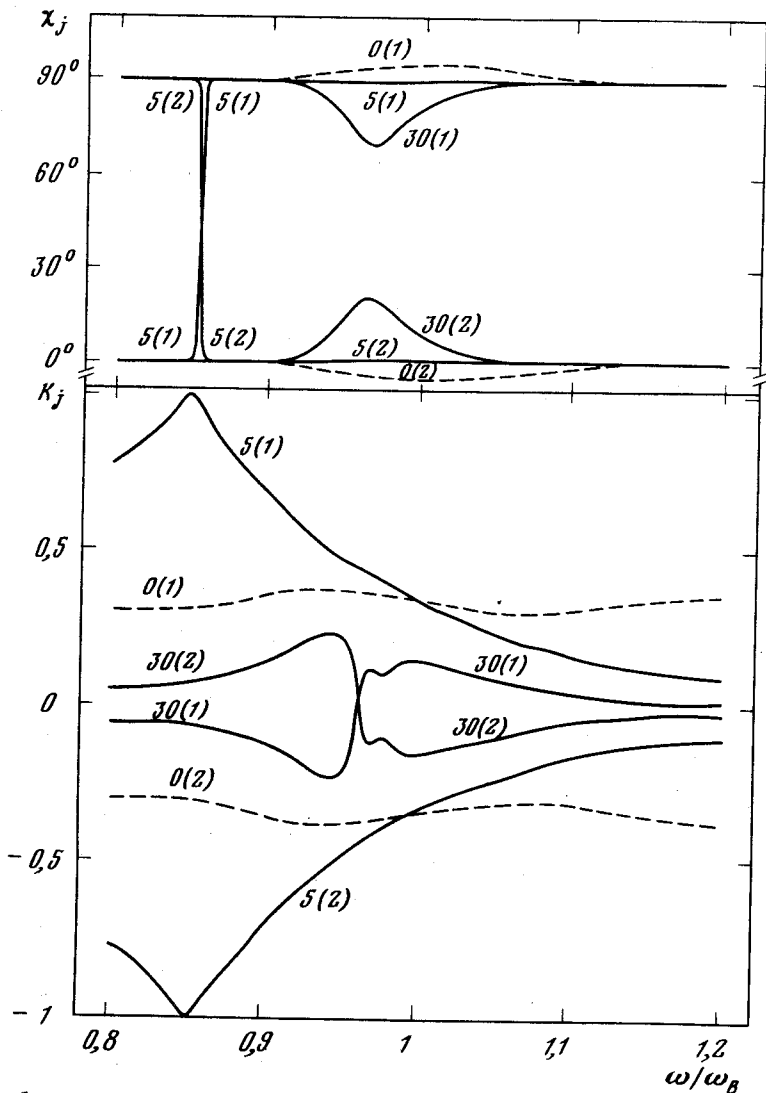


Рис. 1. Эллиптичность K_j и позиционные углы χ_j эллипсов поляризации НВ в области первого циклотронного резонанса при $\theta = 70^\circ$. Здесь и на остальных рисунках $\beta = 0,14$; цифры у кривых обозначают величину V и номер НВ $j = 1,2$ (в скобках)

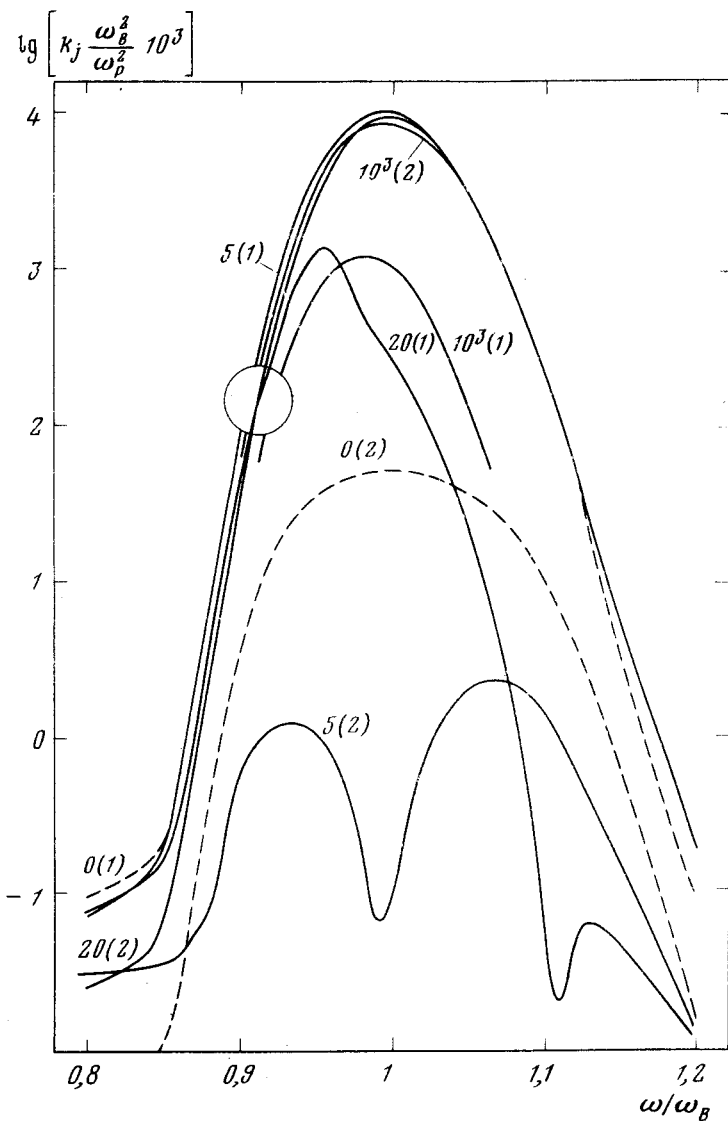


Рис.2. Коэффициенты поглощения k_j НВ в области первого резонанса при $\theta = 70^\circ$. Кружком отмечена область пересечения k_j

3. Анализ формул (1) – (3) позволяет сделать следующие выводы.

а) Поляризация вакуума качественно меняет поляризацию НВ в области первого циклотронного резонанса $\omega = \omega_B$ (рис.1). Если в безвакуумной плазме $\chi_j \approx 0, \pm 90^\circ$, а K_j мало меняются в области $|\omega - \omega_B| \lesssim \omega\beta |\cos \theta|$, то при $V = 3\pi a \omega_B^2 / \omega_p^2 \gg 1$ эллиптичность уменьшается, поведение $K_j(\omega), \chi_j(\omega)$ становится немонотонным. В окрестности резонанса возникают точки пересечения K_j, χ_j на частотах ω_* , которые определяются из условия $q = \text{Re}(n_L/n_C) = 0$. При переходе через ω_* происходит либо (при $|p| = |\text{Im}(n_L/n_C)| < 1$) поворот на 90° позиционных углов, либо (при $|p| > 1$) смена знака круговой поляризации. При $|p| = 1, q = 0$ ($\theta \approx \pi^{1/4} (\beta V)^{-1/2}$ при $\beta V \gg 1$) имеет место полное совпадение (максимальная неортогональность) поляризаций НВ

($K_j = 0$, $\chi_j = -45^\circ \text{ sign } p$). Напомним, что в безвакуумной плазме $|p| \ll |q|$, и поляризации НВ практически ортогональны. При $V\beta \sin^2 \theta \gg 1$ поляризации НВ становятся линейными (как в чистом вакууме) и ортогональными.

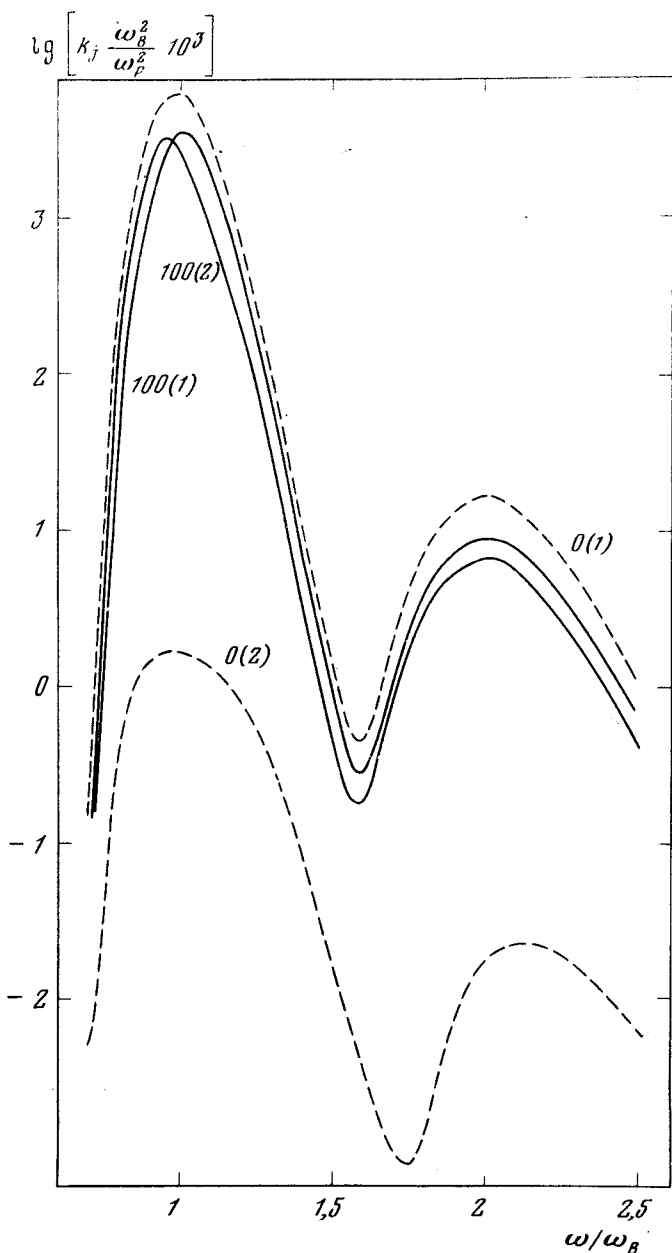


Рис.3. Коэффициенты k_j для первых двух резонансов при $\theta = 30^\circ$

б) Изменение поляризации НВ из-за поляризации вакуума меняет соотношение между коэффициентами поглощения НВ. В разреженной безвакуумной плазме в первом циклотронном резонансе в дипольном при-

линии разрешено поглощение (излучение) только одной (необыкновенной) НВ. Поглощение обыкновенной НВ связанное с вкладом высших мультипольностей, в $\sim \beta^{-2}$ раз меньше. Изменение поляризации НВ меняет правила отбора. В результате при $V\beta|\cos\theta| \gg 1$ резонансные коэффициенты поглощения обеих НВ сравниваются по порядку величины (рис. 2, 3). При $V\beta|\cos\theta| \gg 1$, $V \gg \text{tg}^2\theta$, $V\sin^2\theta \gg 1$

$$k_1 \approx \frac{\sqrt{\pi}\omega_p^2}{4\omega^2\beta|\cos\theta|} \exp(-z_1^2), \quad k_2 \approx k_1 \cos^2\theta, \quad z_l = \frac{\omega - l\omega_B}{\omega\beta\cos\theta}. \quad (4)$$

При $V\beta|\cos\theta| \ll 1$, $z_1 \lesssim 1$

$$k_1 \approx \frac{\sqrt{\pi}\omega_p^2 \exp(-z_1^2)}{4\omega^2\beta|\cos\theta|} (1 + \cos^2\theta), \quad (5)$$

$$k_2 = \frac{k_1}{\pi} \left(\frac{\sin\theta \cos\theta}{1 + \cos^2\theta} \right)^4 \frac{(3 + \text{tg}^2\theta - 2V\omega^2\omega_B^{-2})}{\exp(-2z_1^2) + 4\pi^{-1}z_1^2},$$

то есть при $V > 3 + \text{tg}^2\theta$ поляризация вакуума усиливает поглощение обыкновенной волны, а при $V \approx (3 + \text{tg}^2\theta) \omega_B^2 / (2\omega^2)$ — подавляет; в результате в k_2 возникает двойной резонанс (рис.2). Поскольку при $\hbar\omega < 2mc^2$, $B \ll B_c$ вакуум не поглощает фотонов, то $k_1 + k_2$ не зависит от V .

в) При $V = 0$ максимумы поглощения НВ сдвинуты от $z_1 = 0$ на малую величину $\delta z_1 \lesssim \beta \cos\theta$, разную для разных НВ. При $1 \lesssim V\sin^2\theta \lesssim \beta^{-2}$ сдвиги увеличиваются и при $V\beta\sin^2\theta \sim 1$ достигают максимального $\delta z_{max} \sim \cos\theta$ значения порядка доплеровской ширины резонанса.

г) Поляризация вакуума сдвигает точку пересечения $k_j(\omega)$ и может приводить к пересечениям $k_j(\omega)$ в области $\omega \approx \omega_B$, причем при $\theta \approx \pi^{1/4}(\beta V)^{-1/2}$ имеет место одновременное пересечение k_j и k_j . С ростом V коэффициент поглощения одной из НВ растет, а другой — падает, так что возможно изменение соотношения между k_1 и k_2 на обратное.

д) В высших циклотронных гармониках ($l \geq 2$) в широком интервале углов происходит (рис.3) усиление поглощения в обыкновенной НВ и ослабление в необыкновенной;

$$k_j = \frac{\sqrt{\pi}\omega_p^2 \beta^{2l-3} l^{2l} (\sin\theta)^{2l-2}}{2^{2l+1} \omega^2 l! |\cos\theta|} e^{-z_l^2} \left[1 + \cos^2\theta \pm \frac{2\cos\theta + q\sin^2\theta}{\sqrt{1+q^2}} \right], \quad (6)$$

$$q = \frac{\sin^2\theta}{2l\cos\theta} [1 + V(l^2 - 1)].$$

4. Поляризация вакуума резко меняет поляризацию циклотронного излучения как оптически тонкой, так и толстой плазмы. При $V \gg 1$ в целом подавляется круговая и усиливается (для высших гармоник) линейная поляризация. Степень линейной поляризации излучения оптически тонкой плазмы при $\omega \approx \omega_B$ мало меняется. При $V\beta\cos\theta \lesssim 1$ вблизи точек ω_* круговая поляризация может усиливаться. В точках пере-

сечения n_j имеет место сильная трансформация НВ друг в друга. В точках пересечения k_j циклотронное излучение деполяризуется. В области резонанса $\omega \approx \omega_B$ поляризация может немонотонно зависеть от частоты.

Спектр циклотронного излучения оптически тонкой плазмы не меняется. Для оптически толстой плазмы в излучающей области рентгеновских пульсаров поляризация вакуума способствует усилению циклотронных линий. Усиление сопровождается дополнительными сдвигом, уширением и усложнением формы контуров линий. Эффекты поляризации вакуума резко зависят от θ и меняют угловое распределение циклотронного излучения.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 июня 1979 г.

Литература

- [1] Ю.Н.Гнедин, Г.Г.Павлов, Ю.А.Шибанов. Письма в ЖЭТФ, 27, 325, 1978.
- [2] P.Meszaros, J.Ventura. Phys. Rev. Lett., 41, 1544, 1978.
- [3] Г.Г.Павлов, Ю.А.Шибанов. ЖЭТФ, 76, 1457, 1979.
- [4] В.Л.Гинзбург, В.Н.Цытович, УФН, 126, 553, 1978.
- [5] J.Trümper, W.Pietsch, G.Reppin, W.Voges, R.Staubert, E.Kendziorra. Astrophys. J., 219, L105, 1978.
- [6] D.V.Melrose, R.J.Stoneham. J.Phys., A10, 1211, 1977.
- [7] В.В.Железняков. Электромагнитные волны в космической плазме. М., изд. Наука, 1977, стр.77.