

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

АВГУСТ, 1980

ВЫПУСК 3

УДК 524.35

ЦИКЛОТРОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ КЛАССИЧЕСКОЙ ПЛАЗМОЙ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

В. В. ЖЕЛЕЗНЯКОВ

Поступила 31 мая 1979

Рассмотрено (на базе кинетического уравнения и с помощью закона Кирхгофа) циклотронное поглощение электромагнитных волн в равновесной классической плазме, помещенной в сильное магнитное поле. Изучено влияние поляризации вакуума магнитным полем на характер поляризации обыкновенных и необыкновенных волн и на величину коэффициентов циклотронного поглощения этих волн в плазме. Полученные результаты представляют интерес для теории излучения рентгеновских источников, связанных с нейтронными звездами в двойных системах, и прежде всего — для теории происхождения рентгеновских линий в спектре источника Her X-1.

1. Обнаружение линии 58 кэВ в спектре рентгеновского пульсара Her X-1 [1] и ее интерпретация как циклотронного излучения электронов на гирочастоте ω_B в сильном магнитном поле нейтронной звезды [1, 2] поставило задачу корректного расчета величины циклотронного излучения и поглощения в специфических условиях, характерных для рентгеновских объектов. Ранее такого рода расчеты были проведены в [3—5] для горячей классической плазмы в слабых магнитных полях: $\hbar\omega_B \ll \kappa T$ (\hbar и κ — постоянные Планка и Больцмана, T — кинетическая температура плазмы); сводку соответствующих формул см. в [6, 7]. Этого было вполне достаточно для развития теории теплового циклотронного радиоизлучения из активных областей на Солнце (S — компоненты солнечного радиоизлучения) [8, 9]. Однако для теории циклотронного излучения Her X-1, а также двойной системы 4U 0115+63, в рентгеновском излучении которой также недавно обнаружена спектральная особенность на 20 кэВ [10], имеющихся формул недостаточно по трем причинам.

Во-первых, сильные магнитные поля \vec{B}_0 вокруг нейтронной звезды-пульсара меняют свойства вакуума, вызывая его поляризацию и намагничение. Последнее приводит к изменению характера распространения электромагнитных волн в поляризованном вакууме — анизотропной «среде», свойства которой описываются тензором диэлектрической и магнитной проницаемости $\epsilon_{\alpha\beta}$ и $\mu_{\alpha\beta}^{-1}$. Тензор $\epsilon_{\alpha\beta}$ и обратный тензор $\mu_{\alpha\beta}^{-1}$ имеют вид:

$$\epsilon_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} (1 - 2a) + 7a \frac{B_\alpha B_\beta}{B_0^2}; \quad (1)$$

$$\mu_{\alpha\beta}^{-1} = \delta_{\alpha\beta} (1 - 2a) - 4a \frac{B_\alpha B_\beta}{B_0^2}, \quad (2)$$

где $\delta_{\alpha\beta}$ — единичный тензор и параметр

$$a = \frac{1}{45\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{B_0^2}{B_{кр}^2}; \quad B_{кр} = \frac{\pi^2 c^3}{e\hbar} \quad (3)$$

(e — заряд электрона, m — масса покоя электрона, c — скорость света в неполяризованном вакууме). Величина $B_{кр}$ в (3) соответствует магнитному полю, для которого $\hbar\omega_{B_{кр}} = \hbar \frac{eB_{кр}}{mc} = mc^2$. В численном выражении

$$a \simeq 5.16 \cdot 10^{-5} B_0^2 B_{кр}^{-2}; \quad B_{кр} \simeq 4.44 \cdot 10^{13} \text{ Гс}, \quad (3a)$$

Формулы (1), (2) справедливы при условии $B_0 \ll B_{кр}$, когда рождение пар в магнитном поле отсутствует.

Влияние сильного магнитного поля в вакууме на распространение электромагнитных волн было рассмотрено в важной работе Эдлера [11], опубликованной еще в 1971 г. Из этой работы и взяты приведенные выше выражения для $\epsilon_{\alpha\beta}$ и $\mu_{\alpha\beta}^{-1}$. Однако до последнего времени на нее не обращалось должного внимания и только в 1977 г. Новиком и др. [12] была подчеркнута роль поляризации вакуума в теории рентгеновского излучения нейтронных звезд.

Второе обстоятельство, которое должно учитываться в теории циклотронного излучения рентгеновских источников, — это тепловое движение частиц (электронов) в плазме. Распространение электромагнитных волн в плазме, помещенной в поляризованном вакууме, начало обсуждаться еще в работе [11]; затем оно было продолжено в [13—17]. Однако тепловое движение в плазме не принималось во внимание, хотя известно (см., например, [6, 7]), что на частотах $\omega \simeq \omega_B$ без учета теплового движения нельзя получить корректные выражения для показателей преломления, коэффициентов поляризации и коэффициентов циклотронного поглоще-

ния электромагнитных волн. Сказанное в особенности относится к разреженной плазме, в которой справедливо неравенство

$$\omega_L^2 / \omega^2 \beta_T \ll 1 \quad (4)$$

($\omega_L = (4\pi e^2 N/m)^{1/2}$ — ленгмюровская частота плазмы с концентрацией N и массой электронов m ; ω — частота волны и $\beta_T = v_T/c$ — отношение средней тепловой скорости электронов $v_T = \sqrt{\chi T/m}$ к скорости света c). Однако есть все основания ожидать, что именно такая плазма находится в источниках рентгеновского излучения, локализованных близ нейтронных звезд. Действительно, на частотах $\omega \sim 1.5 \cdot 10^{18} \text{ с}^{-1}$, соответствующих мягким рентгеновским квантам с энергией $\hbar\omega \sim 1 \text{ кэВ}$, неравенство (4) выполняется в плазме с концентрацией $N \ll 10^{26} \text{ эл. см}^{-3}$ (для $\beta_T \sim 0.14$, что отвечает кинетической температуре $T \sim 10^8 \text{ К}$ и тепловой энергии частиц $\chi T \sim 10 \text{ кэВ}$). Судя по оценкам аккреции на нейтронную звезду в Her X-1, в источнике излучения $N \sim 10^{22} \text{ эл. см}^{-3}$ [18]; оценки по наблюдаемой мощности рентгеновского излучения дают еще более низкие значения N [23].

И, наконец, третье обстоятельство — необходимость учета квантового характера движения и излучения частиц в плазме при условии $\hbar\omega_B \gtrsim \chi T$. В источнике циклотронного излучения, соответствующего линии* $\hbar\omega_B \sim 58 \text{ кэВ}$, это условие имеет место, если тепловая энергия излучающих частиц $\chi T \lesssim 58 \text{ кэВ}$. Такие энергии частиц весьма вероятны; поэтому следует ожидать, что квантовый характер движения и циклотронного излучения электронов скажется на величине циклотронного излучения и поглощения в рентгеновских источниках, связанных с нейтронными звездами. Вместе с тем вполне возможны и такие условия (или такие диапазоны рентгеновских частот), когда $\hbar\omega_B \ll \chi T$; в этом случае движение и излучение частиц в плазме вполне допускает классическую трактовку. Именно такой случай обсуждается в настоящей статье (и в недавно опубликованной работе [24] — прим. при корректуре); вариант $\hbar\omega_B \gtrsim \chi T$ исследован в другой статье [19].

2. Классическую нерелятивистскую плазму, помещенную в сильное магнитное поле, будем описывать с помощью тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\alpha\beta}^{\text{п.а.}}$, найденного в кинетическом приближении. Последний в случае максвелловского распределения электронов по скоростям имеет довольно сложный вид (см. формулу (4.95) в [7]**).

* При наших ориентировочных оценках для простоты не учитывается изменение энергии рентгеновских квантов из-за красного смещения в гравитационном поле нейтронной звезды.

** В этой формуле содержится ошибка — отсутствует минус перед знаком суммы в элементах тензора $\epsilon_{xy}, \epsilon_{yx}, \epsilon_{yz}, \epsilon_{zy}$.

В условиях, когда $B_0^2 \ll B_{кр}^2$ и выполнено неравенство (4), показатели преломления нормальных волн в системе «разреженная плазма + поляризованный вакуум» близки к единице. Поэтому на частотах $\omega \simeq \omega_B$ входящий в тензор $\epsilon_{\alpha\beta}^{на}$ параметр $\lambda = (k^2 v_T^2 / \omega_B^2) \sin^2 \alpha$ (где α — угол между волновым вектором \vec{k} и магнитным полем \vec{B}_0) равен $\beta_T^2 \sin^2 \alpha$ и, следовательно, мал по сравнению с единицей. Разлагая в $\epsilon_{\alpha\beta}^{на}$ модифицированные функции Бесселя и их производные в ряд по λ и ограничиваясь первыми членами, получим, что на частотах $\omega \simeq \omega_B$ тензор диэлектрической проницаемости нерелятивистской разреженной плазмы $\epsilon_{\alpha\beta}^{на}$ имеет вид*):

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = 1 + ib; \quad \epsilon_{zz} = 1; \quad \epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = b; \\ \epsilon_{xz} = \epsilon_{zx} = \epsilon_{yz} = \epsilon_{zy} = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

В (5) величина

$$b = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_L^2 W(Z)}{\omega_{\beta T}^2 |\cos \alpha|}, \quad (6)$$

где W — интеграл вероятностей от комплексного аргумента (функция Крампа):

$$\begin{aligned} W = \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^Z e^{-\xi^2} d\xi \right) e^{-Z^2}; \\ Z = \frac{\omega - \omega_B}{\sqrt{2} \beta_T \omega |\cos \alpha|}. \end{aligned} \quad (7)$$

Поскольку при малых значениях аргумента Z величина $|W| \lesssim 1$, ясно, что при условии (4) разность $|\epsilon_{\alpha\beta}^{на} - \delta_{\alpha\beta}| \ll 1$. Подчеркнем, что при переходе к (5) в тензоре $\epsilon_{\alpha\beta}^{на}$ пренебрегли членами порядка $|b| \beta_T \sim \sim \omega_L^2 / \omega^2$ и более высокого порядка по β_T по сравнению с членами порядка $|b| \ll 1$.

Тензор (5) записан в системе координат x, y, z , изображенной на рис. 1. Тензоры $\epsilon_{\alpha\beta}$ и $\mu_{\alpha\beta}^{-1}$ (1), (2), описывающие поляризованный вакуум, в этой системе принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = 1 - 2a; \quad \epsilon_{zz} = 1 + 5a; \\ \mu_{xx}^{-1} = \mu_{yy}^{-1} = 1 - 2a; \quad \mu_{zz}^{-1} = 1 - 6a; \end{aligned} \quad (8)$$

остальные элементы равны нулю.

* Тензор $\epsilon_{\alpha\beta}$ в разреженной плазме (5) приведен, например, в [20] (с опечатками).

Рассмотрим теперь нормальные волны в однородной системе, состоящей из поляризованного вакуума и разреженной плазмы. При этом исходим из уравнений Максвелла для $\vec{E}, \vec{B} \propto e^{-i\omega t}$:

$$\begin{aligned} \text{rot}(\hat{\mu}^{-1}\vec{B}) &= -i\frac{\omega}{c}(\hat{\epsilon} + \hat{\epsilon}^{\text{пл}} - \hat{\delta})\vec{E}; \\ \text{rot}\vec{E} &= \frac{i\omega}{c}\vec{B}. \end{aligned} \tag{9}$$

Здесь через $\hat{\mu}^{-1}, \hat{\epsilon}, \hat{\epsilon}^{\text{пл}}, \hat{\delta}$ обозначены операторы, имеющие следующий смысл:

$$\begin{aligned} \hat{\epsilon} &\rightarrow \epsilon_{\alpha\beta}E_{\beta}; & \hat{\epsilon}^{\text{пл}} &\rightarrow \epsilon_{\alpha\beta}^{\text{пл}}E_{\beta}; \\ \hat{\mu}^{-1} &\rightarrow \mu_{\alpha\beta}^{-1}B_{\beta}; & \hat{\delta} &\rightarrow \delta_{\alpha\beta}E_{\beta} \end{aligned} \tag{10}$$

(по одинаковым индексам предполагается суммирование). Для волн $e^{i\vec{k}\vec{r} - i\omega t}$ уравнения (9) после исключения поля \vec{B} сведутся к виду:

$$[\vec{k} \times \hat{\mu}^{-1}[\vec{k}\vec{E}]] = -\frac{\omega^2}{c^2}(\hat{\epsilon} + \hat{\epsilon}^{\text{пл}} - \hat{\delta})\vec{E}. \tag{11}$$

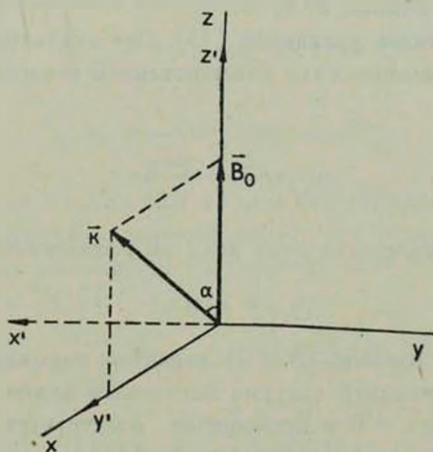


Рис. 1.

В проекциях по координатным осям x, y, z на рис. 1 и с учетом выражений (5), (8) это векторное уравнение запишется как система трех линейных однородных уравнений:

$$\begin{aligned}
 E_x \left\{ \frac{\omega^2}{c^2} ib + (1 - 2a) \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \cos^2 \alpha \right) \right\} + E_y \frac{\omega^2}{c^2} b + \\
 + E_z (1 - 2a) k^2 \sin \alpha \cos \alpha = 0; \\
 E_x \frac{\omega^2}{c^2} b + E_y \left\{ (1 - 6a) k^2 \sin^2 \alpha + (1 - 2a) k^2 \cos^2 \alpha - \right. \\
 \left. - \frac{\omega^2}{c^2} (1 - 2a + ib) \right\} = 0;
 \end{aligned} \quad (12)$$

$$E_x (1 - 2a) k^2 \sin \alpha \cos \alpha + E_z \left\{ \frac{\omega^2}{c^2} (1 + 5a) - k^2 \sin^2 \alpha (1 - 2a) \right\} = 0.$$

Приравнявая нулю определитель этой системы, получим дисперсионное уравнение

$$\begin{aligned}
 4\eta^2 - 2\eta \frac{\omega}{c} \{ ib(1 + \cos^2 \alpha) + 11a \sin^2 \alpha \} + \\
 + \frac{\omega^2}{c^2} \sin^2 \alpha \{ iba(7 + 4 \cos^2 \alpha) + 28a^2 \sin^2 \alpha \} = 0,
 \end{aligned} \quad (13)$$

где введено обозначение $\eta = k - \omega/c$.

При переходе к (13) пренебрегли членами более высокого, чем второй, порядка малости по величинам a , b , η .

Решение квадратного уравнения (13) дает значения показателей преломления двух нормальных волн (обыкновенной и необыкновенной) в исследуемой системе

$$n_{1,2} = 1 + \frac{c}{\omega} \operatorname{Re} \eta \quad (14)$$

и коэффициентов поглощения этих волн по интенсивности

$$k_{1,2} = 2 \operatorname{Im} \eta. \quad (15)$$

3. В отсутствие плазмы ($b = 0$) характер нормальных волн определяется только поляризацией вакуума магнитным полем. В этом случае из (13) следует, что $\operatorname{Im} \eta = 0$ и поглощение отсутствует; показатели преломления $n_{1,2} = kc/\omega$ равны соответственно [11]

$$n_1 = 1 + \frac{7}{2} a \sin^2 \alpha; \quad n_2 = 1 + 2a \sin^2 \alpha. \quad (16)$$

О поляризации волн можно судить с помощью уравнений (12). При $b = 0$ первое и третье уравнения содержат компоненты E_x , E_z ; второе из этих

уравнений содержит только поле E_y . Последнее означает, что одна из нормальных волн имеет только компонент E_y (это волна n_2 , для которой выражение в фигурных скобках второго уравнения обращается в нуль); другая нормальная волна n_1 имеет компоненты E_x и E_z . Их отношение E_x/E_z легко найти, например, из первого уравнения; с учетом малости параметра $a \ll 1$ оно равно $(-\operatorname{ctg} \alpha)$. Из рис. 1 ясно, что такое отношение компонент имеет вектор \vec{E} , лежащий в плоскости xz и направленный под прямым углом к вектору k . Отметим, что в соответствии с терминологией, принятой для волн в анизотропных одноосных средах, линейно поляризованная волна 1 называется необыкновенной, а линейно поляризованная волна 2—обыкновенной волной.

Рассмотрим теперь систему, состоящую из поляризованного вакуума и весьма разреженной плазмы, концентрация которой наряду с критерием (4) удовлетворяет также неравенству

$$\frac{\omega_L^2}{\omega^2 \beta_T} \ll \frac{1}{45 \pi} \cdot \frac{e^2}{\hbar c} \cdot \frac{B_0^2}{B_{кр}^2}. \quad (17)$$

На нейтронной звезде с магнитным полем $B_0 \sim 0.1 B_{кр}$ это неравенство удовлетворяется при концентрациях плазмы $N \ll 5 \cdot 10^{19}$ эл. см $^{-3}$ (для $\beta_T \approx 0.14$ и $\omega \approx 1.5 \cdot 10^{18}$ с $^{-1}$). При условии (17) величина $|b| \ll a$ и решение дисперсионного уравнения (13) примет следующий вид:

$$\begin{aligned} \eta_1 &= \frac{\omega}{2c} (7a \sin^2 \alpha + ib \cos^2 \alpha); \\ \eta_2 &= \frac{\omega}{2c} (4a \sin^2 \alpha + ib). \end{aligned} \quad (18)$$

Отсюда следует, что с точностью до величин порядка b/a показатели преломления линейно поляризованных волн $n_{1,2}$, по-прежнему совпадают с (16), но появляется поглощение на гирочастоте $\omega \approx \omega_B$, характеризуемое коэффициентами $\mu_{1,2}$ (15):

$$\begin{aligned} \mu_1 &= \sqrt{\frac{\pi}{8}} \cdot \frac{\omega}{c} \cdot \frac{\omega_L^2 |\cos \alpha|}{\omega^2 \beta_T} e^{-Z^1}; \\ \mu_2 &= \sqrt{\frac{\pi}{8}} \cdot \frac{\omega}{c} \cdot \frac{\omega_L^2}{\omega^2 \beta_T |\cos \alpha|} e^{-Z^2}. \end{aligned} \quad (19)$$

4. Далее, при условии, обратном (17), когда параметр $|b| \gg a$, вкладом поляризованного вакуума можно пренебречь; характер поляризации поглощения нормальных волн в этом случае (а также при малых значениях $\sin^2 \alpha$) полностью определяется плазмой. Решение дисперсионного уравнения (13) при $a = 0$ имеет вид:

$$\gamma_1 = i \frac{\omega}{2c} b (1 + \cos^2 \alpha); \quad \gamma_2 = 0. \quad (20)$$

Отсюда следует, что для необыкновенной волны [20, 21]:

$$n_1 = 1 - \frac{1}{\sqrt{8}} \frac{\omega_L^2 (1 + \cos^2 \alpha)}{\omega^2 \beta_T |\cos \alpha|} e^{-Z^2} \int_0^Z e^{\xi^2} d\xi; \quad (21)$$

$$\mu_1 = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega}{c} \frac{\omega_L^2 (1 + \cos^2 \alpha)}{\omega^2 \beta_T |\cos \alpha|} e^{-Z^2}. \quad (22)$$

Для обыкновенной волны в принятом приближении $n_2 = 1$ и $\mu_2 = 0$. Однако при получении тензора $\epsilon_{\alpha\beta}^{n_A}$ (5) пренебрегли членами порядка $b\beta_T$ и выше. Поэтому отличие n_2 от единицы составит величину порядка $b\beta_T \sim \omega_L^2/\omega^2$. Если удержать в тензоре $\epsilon_{\alpha\beta}^{n_A}$ члены порядка $b\beta_T$, можно убедиться, что в области гирорезонанса $\omega \simeq \omega_B$

$$n_2^2 = 1 - \frac{\omega_L^2}{\omega^2 (1 + \cos^2 \alpha)}, \quad (23)$$

что совпадает с соответствующим значением n_2^2 в холодной плазме. Как будет показано ниже, коэффициент поглощения обыкновенных волн в β_T^{-2} раз меньше, чем необыкновенных:

$$\mu_2 \propto |b| \beta_T^2 \sim \omega_L^2 \beta_T / \omega^2.$$

Характер поляризации обыкновенных и необыкновенных волн в этом случае снова определяется из системы (12):

$$\frac{E_x}{E_y} = -i \cos^2 \alpha; \quad \frac{E_x}{E_y} = i \sin \alpha \cos \alpha \quad (24a)$$

для необыкновенных волн и

$$\frac{E_x}{E_y} = i; \quad \frac{E_x}{E_y} = -i \operatorname{tg} \alpha \quad (24b)$$

для обыкновенных волн. Отношения компонентов электрического поля в нормальных волнах содержат также члены порядка $\omega_L^2/\omega^2 b \sim \beta_T$, которыми в (24) пренебрегли.

5. Коэффициент поглощения обыкновенных волн на гирочастоте $\omega \simeq \omega_B$ в плазме без учета поляризации вакуума можно найти, удержав в тензоре $\epsilon_{\alpha\beta}^{n_A}$ члены более высокого порядка малости по степе-

ням β_T (включая члены порядка $b\beta_T^2 \sim \omega_L^2 \beta_T / \omega^2$) и получив более точное дисперсионное уравнение. Однако эта операция весьма громоздка, поэтому удобнее определить величину μ_2 из общего выражения для коэффициента циклотронного поглощения в классической нерелятивистской плазме, полученного с помощью закона Кирхгофа (см. подробнее п. 26 в [6]). Согласно [5, 6], коэффициент поглощения j -ой нормальной волны на s -ой гармонике гирочастоты

$$\mu_{js} = B_{js} \cdot \frac{s^{2s}}{2^s s!} \frac{\omega}{c} \beta_T^{2s-3} \exp(-Z_s^2);$$

$$B_{js} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_L^2}{\omega^2} \gamma_j^2 \left[1 + \alpha_j + \beta_j \left(1 - s \frac{\omega_B}{\omega} \right) \operatorname{tg} \alpha \right]^2 \frac{\sin^{2s-2} \alpha}{|\cos \alpha|}; \quad (25)$$

$$Z_s = \frac{\omega - s\omega_B}{\sqrt{2} \omega \beta_T \cos \alpha}.$$

При переходе от формул (26.109)–(26.111) в [6] к выражениям (25) учтено, что в разреженной плазме $n_j \simeq 1$ и $\cos \theta \simeq 1$, где θ — угол между групповой и фазовыми скоростями. Параметры γ_j , α_j , β_j в (25) определяются выражениями

$$\gamma_j^2 = (1 + K_j^2)^{-1}; \quad K_j = \alpha_j \cos \alpha - \beta_j \sin \alpha; \quad i\alpha_j = E_{y'}/E_x; \quad i\beta_j = E_{z'}/E_x; \quad (26)$$

компоненты $E_{x'}$, $E_{y'}$, $E_{z'}$ указаны в системе x' , y' , z' , повернутой относительно оси $z = z'$ на угол $\pi/2$ (см. рис. 1). Из рисунка ясно, что $E_{y'} = E_x$; $E_{x'} = -E_y$; $E_{z'} = E_z$ и следовательно,

$$\gamma_j = iE_x/E_y; \quad \beta_j = iE_z/E_y. \quad (27)$$

Нетрудно убедиться, что iK_j характеризует отношение компонентов поля волны в плоскости, ортогональной k .

Для необыкновенных волн близ гирочастоты ($j = 1$; $s = 1$) отношение компонентов поля (без учета поляризации вакуума) определяется формулами (24а). Из них следует, что $\alpha_j = \cos^2 \alpha$; $\beta_j = -\sin \alpha \cos \alpha$ и $K_j = \cos \alpha$. На частотах, близких к гирочастоте, можно пренебречь членами $\beta_j (1 - \omega_B/\omega) \operatorname{tg} \alpha$ по сравнению с $1 + \alpha_j$ в выражении для B_{js} (см. (25)). Учитывая это обстоятельство, убеждаемся, что μ_{js} (25) при $j = 1$, $s = 1$ совпадает с коэффициентом поглощения μ_1 (22), полученным путем кинетического расчета.

Для обыкновенных волн ($j = 2$) параметры α_j , β_j иные; с учетом членов порядка $b\beta_T$ в тензоре $\epsilon_{\alpha\beta}^{NA}$ они соответственно равны

$$\alpha_j = -1 + i \frac{\omega_L^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}{2\omega^2 b (1 + \cos^2 \alpha)} [1 + 2 \cos^2 \alpha + i \sqrt{\pi} (1 + \cos^2 \alpha) ZW];$$

$$\beta_j = -\alpha_j \operatorname{tg} \alpha; \quad K_j = \alpha_j \cos^{-1} \alpha. \quad (28)$$

В этом случае величина $1 + \alpha_j$ в формуле для B_{js} (25) — порядка $\beta_j (1 - \omega_B/\omega) \operatorname{tg} \alpha$ и поэтому последним членом пренебречь нельзя (в отличие от необыкновенных волн, см. выше). Кроме того, поляризационные параметры α_j, β_j здесь комплексные; при этом от выражения, заключенного в квадратные скобки в B_{js} (25), следует взять реальную часть. Принимая во внимание указанные обстоятельства и полагая в (25) $s = 1$, получаем следующий коэффициент циклотронного поглощения обыкновенных волн в плазме без учета поляризации вакуума:

$$\mu_2 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\omega}{c} \cdot \frac{\omega_L^2}{\omega^2} \beta_T \frac{\sin^4 \alpha \cos^4 \alpha (3 + \operatorname{tg}^2 \alpha)^2}{|W|^2 |\cos \alpha| (1 + \cos^2 \alpha)^3} e^{-2\alpha}. \quad (29)$$

Эта формула, найденная с помощью закона Кирхгофа, была получена также в результате кинетического расчета, основанного на тензоре $\epsilon_{\alpha\beta}^{(1)}$, в котором удержаны члены порядка $b\beta_T^2$.

Сопоставляя (22) и (29), мы видим, что в области $|Z| \lesssim 1$ коэффициент поглощения обыкновенных волн $\mu_2 \sim \mu_1 \beta_T^2$. Слабость поглощения обыкновенных волн по сравнению с поглощением необыкновенных волн в разреженной плазме объясняется характером поляризации нормальных волн: в приближении (24) поляризация необыкновенных волн совпадает, а обыкновенных волн противоположна поляризации циклотронного излучения электрона в пустоте, движущегося по окружности с частотой ω_B . Такой электрон излучает только необыкновенные волны; слабое излучение и поглощение обыкновенной компоненты появляется только благодаря присутствию в плазме электронов, движущихся с тепловой скоростью $\sim v_T$. Ситуация меняется при переходе к плотной плазме, где нормальные волны существенно отличаются от поперечных: в случае, противоположном (4), эффект депрессии циклотронного излучения близ гирочастоты реализуется для волн обоих типов (см. подробнее [7] § 10).

6. Выше обсуждалось циклотронное поглощение на частотах, близких к гирочастоте. Однако с помощью формул (25) нетрудно найти и величину циклотронного поглощения на гармониках гирочастоты ($s \geq 2$) для нормальных волн с известным характером поляризации. Так в случае, когда поляризация волн определяется поляризованным вакуумом (т. е. тензорами (1), (2)), для необыкновенной компоненты n_1

$$E_y = 0; \quad E_x/E_z = -\operatorname{ctg} \alpha, \quad (30)$$

а для обыкновенной компоненты n_2

$$E_y \neq 0; \quad E_x = E_z = 0 \quad (31)$$

(см. выше раздел 3). Тогда для волны n_1 параметры α_j и β_j (27) бесконечно велики, а их отношение $\alpha_j/\beta_j = E_x/E_z = -\operatorname{ctg} \alpha$. Из (25), (26) следует, что

$$\mu_{1s} = \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{s^{2s}}{2^s s!} \frac{\omega}{c} \cdot \frac{\omega_L^2}{\omega^2} \beta_T^{2s-3} |\cos \alpha| \sin^{2s-2} \alpha \exp(-Z_s^2)}. \quad (32)$$

Эта формула справедлива и для $s = 1$ ($\omega \simeq \omega_B$), где она совпадает с выражением для коэффициента поглощения μ_1 (19), полученным путем кинетического расчета. Соответственно для волны n_2 параметры α_j и β_j обращаются в нуль; с учетом этого обстоятельства

$$\mu_{2s} = \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{s^{2s}}{2^s s!} \frac{\omega}{c} \cdot \frac{\omega_L^2}{\omega^2} \beta_T^{2s-3} \frac{\sin^{2s-2} \alpha}{|\cos \alpha|} e^{-Z_s^2}}. \quad (33)$$

при $s = 1$ полученное выражение переходит в формулу μ_2 (19).

Условием справедливости формул (32), (33) на первой гармонике $s = 1$ по-прежнему служит неравенство (17). Однако на более высоких частотах $s \geq 2$ критерий несколько другой:

$$\frac{\omega_L^2}{\omega^2} \ll \frac{1}{45\pi} \frac{e^2}{hc} \frac{B_0^2}{B_{кр}^2}. \quad (34)$$

Это связано с тем, что тепловые поправки к тензору $\epsilon_{\alpha\beta}^{n1}$ в плазме вдали от гирочастоты ω_B малы и вид $\epsilon_{\alpha\beta}^{n1}$ определяется хорошо известными выражениями для „холодной“ плазмы (см., например, формулы (4.64), (4.65) в [7]). Из них следует, что разность $|\epsilon_{\alpha\beta}^{n1} - \delta_{\alpha\beta}| \sim \sim \omega_L^2/\omega^2$. Требование малости этих величин по сравнению с параметром α (3), фигурирующим в выражении для тензоров (1), (2) поляризованного вакуума, и приводит нас к неравенству (34).

Если роль поляризации вакуума незначительна (т. е. выполнено условие, противоположное (34)), то поглощение в достаточно разреженной плазме $\omega_L^2/\omega^2 \ll 1$ на гармониках гирочастоты $s > 2$ снова можно найти, исходя из формул (25). Однако теперь поляризационные коэффициенты K_j , α_j , β_j будут другими: они определяются тензором $\epsilon_{\alpha\beta}^{n1}$ „холодной“ плазмы и имеют следующий вид (см. [7] § 5):

$$K_j = \frac{2\sqrt{u} \cos \alpha}{u \sin^2 \alpha \pm \sqrt{u^2 \sin^4 \alpha + 4u \cos^2 \alpha}}; \quad \alpha_j = K_j \cos \alpha; \quad \beta_j = K_j \sin \alpha.$$

Здесь $n = \omega_B^2/\omega^2$; $v = \omega_L^2/\omega^2$; знак „плюс“ относится к необыкновенной, знак „минус“ — к обыкновенной волне. После подстановки этих величин в (25) получаем [7]:

$$\mu_{j\alpha} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{s^{2s}}{2^{s!}} \frac{\omega}{c} \cdot \frac{\omega_L^2}{\omega^2} \rho_T^{2s-3} \frac{\sin^{2s-2} \alpha}{|\cos \alpha|} \frac{(1 + K_j \cos \alpha)^2}{1 + K_j^2} e^{-Z_s^2}. \quad (35)$$

При переходе от (25) к (35) пренебрегли слагаемым $\beta_j \left(1 - s \frac{\omega_B}{\omega}\right) \operatorname{tg} \alpha$, величина которого мала по сравнению с $1 + \alpha$, в окрестности линий поглощения $\omega \simeq s\omega_B$.

7. В заключение обсудим вопрос о пределах применимости приведенных выше выражений для n , и μ_j в разреженной плазме. Описание электродинамических свойств плазмы посредством тензора $\varepsilon_{\alpha\beta}^{0A}$, полученного в результате макроскопического усреднения вклада частиц в плотность тока и заряда по объему $\Delta V \ll \lambda^3$, справедливо при

$$N\lambda^3 \gg 1, \quad (36)$$

т. е. при условии малости среднего расстояния между соседними частицами по сравнению с приведенной длиной волны $\lambda = \lambda/2\pi$. Критерий (36) относится и к расчету циклотронного поглощения с помощью закона Кирхгофа: такой расчет основан на заранее известной поляризации нормальных волн в среде. Эта поляризация обычно отыскивается путем решения уравнений поля с тензором $\varepsilon_{\alpha\beta}^{0A}$, применимость которого ограничена неравенством (36).

В рентгеновском диапазоне для энергии $\varepsilon \approx 1 \div 100$ кэВ на квант критерий (36) выполнен только в плазме с концентрацией $N \gg (\varepsilon/\hbar c)^3 \sim 10^{23} \div 10^{26}$ эл·см⁻³. Однако в окрестности нейтронных звезд даже при сильной аккреции вполне возможны более низкие значения плотности. Поэтому проблема применимости обычного подхода к расчету поглощения в рентгеновских источниках становится особенно серьезной, хотя в наиболее важном случае, когда поляризация нормальных волн и их показатель преломления определяются намагниченным вакуумом, а плазма вносит только слабое поглощение, критерий (36) не ограничивает область применимости полученных выше результатов. Существование общей проблемы нормальных волн в разреженной плазме с $N\lambda^3 \ll 1$ было подчеркнуто ранее в работе [22], но вопрос до сих пор остается не вполне ясным. В настоящее время в связи с теорией рентгеновских источников он приобретает особое значение.

Автор благодарен Г. Г. Павлову и Е. В. Суворову за замечания, В. Е. Шапошникову — за помощь при кинетическом расчете формулы (29).

Институт прикладной
физики АН СССР,
г. Горький

CYCLOTRON ABSORPTION OF X-RAYS OF CLASSICAL PLASMA IN STRONG MAGNETIC FIELDS OF NEUTRON STARS

V. V. ZHELEZNYAKOV

The cyclotron absorption of electromagnetic waves in equilibrium classical plasma, placed in a strong magnetic field has been considered on the basis of kinetic equation and with the help of Kirchhoff's law. The effect of vacuum polarization by the magnetic field on the character of polarization of ordinary and extraordinary waves and on cyclotron absorption coefficients of these waves by plasma has been studied. The results obtained are of interest for the theory of X-ray sources connected with neutron stars in binary systems and primarily for the theory of X-ray lines in the Her X-1 spectrum.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. Trümper, W. Pietsch, C. Reppin, B. Sacco, E. Kendziorra, R. Staubert, Proc. VIII Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, 1977.*
2. *Yu. N. Gnedin, R. A. Sunyaev, Astron. Astrophys., 36, 379, 1974.*
3. *К. Н. Степанов, ЖЭТФ, 35, 283, 1958.*
4. *Б. Н. Гершман, ЖЭТФ, 38, 912, 1960.*
5. *В. В. Железняков, Радиофизика, 7, 67, 1964.*
6. *В. В. Железняков, Радиоизлучение Солнца и планет, Наука, М., 1964.*
7. *В. В. Железняков, Электромагнитные волны в космической плазме, Наука, М., 1977.*
8. *В. В. Железняков, Астрон. ж., 39, 5, 1962; 40, 829, 1963.*
9. *T. Kakinuma, G. Swarup, Ap. J., 136, 975, 1962.*
10. *W. Wheaton et al., IAU Circ. 3238, 1978.*
11. *S. L. Adler, Ann. Physics, N. Y., 67, 599, 1971.*
12. *R. Novick, M. C. Wetsskopf, J. R. P. Angel, P. G. Sutherland, Ap. J., Lett. 215, L 117, 1977.*
13. *Ю. Н. Гнедин, Г. Г. Павлов, Ю. А. Шибанов, Письма ЖЭТФ, 27, 325, 1978.*
14. *Ю. Н. Гнедин, Г. Г. Павлов, Ю. А. Шибанов, Письма АЖ, 4, 214, 1978.*
15. *G. A. Chanan, R. Novick, E. H. Silver, Ap. J., 228, L71, 1979.*
16. *P. Mészáros, J. Ventura, Препринт, 1978.*

17. Г. Г. Павлов, Ю. А. Шибанов, ЖЭТФ, 76, 1457, 1979.
18. Yu. N. Gnedin, R. A. Sunyaev, Astron. Astrophys., 25, 233, 1973.
19. D. B. Melrose, V. V. Zheleznyakov, Astron. Astrophys., (в печати).
20. Электродинамика плазмы, ред. А. И. Ахиезера, Наука, М., 1974, стр. 220.
21. В. И. Пахомов, В. Ф. Алексин, К. Н. Степанов, ЖТФ, 31, 1170, 1961.
22. V. V. Zheleznyakov, E. V. Suvorov, Astrophys. Space Sci., 15, 3, 1972.
23. В. В. Железняков, Письма АЖ (в печати).
24. Г. Г. Павлов, Ю. А. Шибанов, Ю. Н. Гнедин, Письма ЖЭТФ, 30, 137, 1979.