

УДК: 524.3-78

ТРАНСФОРМАЦИЯ И РАССЕЯНИЕ ВОЛН НА НЕПОДВИЖНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦАХ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ. II

Г.Б.НЕРСИСЯН¹, Д.М.СЕДРАКЯН², Г.Г.МАТЕВОСЯН¹

Поступила 29 августа 2001

Рассмотрена трансформация верхнегибридных, нижнегибридных и магнитозвуковых волн на тяжелой заряженной частице, находящейся на плоской границе магнитоактивной плазмы. Исследовано угловое распределение излучения, возникающего вследствие трансформации волн. Трансформация низкочастотной магнитозвуковой волны предложена как возможный механизм радиоизлучения пульсаров.

1. *Введение.* В работе [1] рассмотрено рассеяние и трансформация собственных волн магнитоактивной плазмы на заряженной частице как новый механизм электромагнитного излучения нейтронных звезд. Вышеуказанные процессы были рассмотрены только для высокочастотных обыкновенных и необыкновенных мод плазмы, частоты которых, при значениях плотности вещества $\rho \sim 10^6$ г/см³ ($n_0 \sim 10^{28}$ см⁻³, где n_0 - концентрация свободных электронов) и величины магнитного поля $B \sim 10^5 - 10^{10}$ кГс, лежат в рентгеновском диапазоне $> 10^{18} - 10^{20}$ с⁻¹. Таким образом, рассеяние (трансформация) этих волн на стационарной заряженной частице может привести к возникновению рентгеновского излучения.

В настоящей работе, используя теоретические результаты, полученные в предыдущей статье [1], рассмотрена трансформация собственных низкочастотных волн плазмы на заряженной частице, покоящейся на плоской границе плазмы при наличии внешнего магнитного поля. Имеется в виду трансформация необыкновенных волн промежуточной частоты $\omega_1 \leq \omega_0^{(-)} \leq \omega_H$ (где ω_H - верхнегибридная частота, $\omega_0^{(-)}$ и ω_1 - определяются формулами (38) и (39) работы [1], соответственно), а также низкочастотных (ионных) нижнегибридных и магнитозвуковых волн с частотами $\leq \omega_{LH}$ (где ω_{LH} - нижнегибридная частота). Для вышеуказанных значений параметров плазмы частоты ω_{LH} , ω_1 и ω_H попадают в оптический или рентгеновский диапазон, в то время как магнитозвуковые волны возбуждаются в радиодиапазоне, т.е. в диапазоне частот, на которых излучают пульсары, и их трансформация может быть рассмотрена как возможный механизм радиоизлучения пульсаров. Важно заметить, что излученная пульсаром в радиодиапазоне энергия может переноситься в виде магнитозвуковых волн без существенных потерь к

поверхности звезды [2].

2. *Трансформация волн промежуточной частоты.* Рассмотрим трансформацию необыкновенных волн с частотой $\omega_0^{(-)}(k_0)$; определяемой выражением (38) работы [1] (далее все обозначения совпадают с введенными в работе [1]). Напомним (см. выражение (38) работы [1]), что для данной моды $\omega_0^{(-)}(k_0)$ монотонно возрастает от значения $\omega_0^{(-)} = \omega_1$ при $k_0 \rightarrow 0$ до значения $\omega_0^{(-)} = \omega_H$ при $k_0 \rightarrow \infty$. В силу того, что частота этой моды велика по сравнению с ионными характерными частотами (см., например, [3,4]), вкладом ионов плазмы как в ток рассеяния, так и в дисперсию волн будем пренебрегать. Из [1] (выражение (33)) следует, что в этом диапазоне частот $P(\omega_0) < 0$ (или $E_{0z}^{(2)} < 0$), т.е. данная мода, в общем случае, имеет левую эллиптическую поляризацию в плоскости xz (см. [1], рис.1) и не может резонировать с электронами плазмы. В случае длинных волн ($k_0 \rightarrow 0$) $P(\omega_1) = -1$ волна поляризована почти по кругу, в то время как в случае коротких волн ($k_0 \rightarrow \infty$) $P(\omega_H) \rightarrow -\infty$ данная мода представляет из себя продольную волну (верхнегибридные колебания). В последнем случае имеет место трансформация верхнегибридных волн на электромагнитное излучение в вакууме.

Из выражения для $\omega_0^{(-)}$ следует, что $\omega_0/c \leq k_0$ при $\lambda \leq \lambda_p$ и $\omega_0/c > k_0$ при $\lambda > \lambda_p$. Таким образом, при $\lambda \leq \lambda_p$ процесс рассеяния данной моды происходит с увеличением длины волны, при $\lambda > \lambda_p$ - с уменьшением.

Общие выражения для углового распределения рассеянных необыкновенных волн были получены в [1] (выражения (22), (36) и (37)). В области очень коротких волн ($\lambda \ll \lambda_D$) из этих формул получим угловое распределение трансформации верхнегибридных колебаний

$$I(\theta, \varphi) = I_0 Z^2 (\omega_{pe} T)^2 G^2 (1 + \beta^2) [\beta^2 + \sin^2 \theta (\beta^2 \sin^2 \varphi + 1)]. \quad (1)$$

Сечение трансформации в этой же области длин волн получим из выражений (1) и (35) работы [1]. После интегрирования выражения (1) по углам получим $\sigma \equiv \sigma_T \sigma_0 (\lambda_p / \lambda)^3$, где

$$\sigma_0 = \frac{Z^2}{3} (\omega_{pe} T)^2 G^2 \sqrt{1 + \beta^2} \left(1 + \frac{1}{2\beta^2} \right). \quad (2)$$

Из полученного выражения для сечения видно, что в отличие от рассеяния (трансформации) высокочастотных волн, в которых сечение при $\lambda \ll \lambda_D$ постоянно, в случае промежуточных верхнегибридных волн сечение, вследствие уменьшения потока энергии ($S_0 \sim \lambda^3$), заметно возрастает (как λ^{-3}) при уменьшении длины падающей волны.

Рассмотрим теперь обратный предельный случай длинных волн $\lambda \gg \lambda_p$. Прежде всего заметим, что при достаточно сильных магнитных полях $\omega_{ce} > \omega_{pe} / \sqrt{2}$ ($\beta > 1/\sqrt{2}$) частота рассматриваемых волн при $\lambda = \lambda_c = c / \sqrt{2\omega_{ce}^2 - \omega_{pe}^2}$ совпадает с циклотронной частотой электронов

$\omega_0^{(-)} = \omega_{ce}$. С другой стороны $P(\omega) = -1$ при $\omega = \omega_{ce}$ и падающая волна имеет круговую поляризацию в плоскости xz (см. рис.1 работы [1]). Вблизи циклотронной частоты $\omega_0 \sim \omega_{ce}$ поток энергии промежуточной волны имеет следующий вид:

$$S_0 \sim \frac{2\omega_{ce}\omega_{pe}^4 \sqrt{2\omega_{ce}^2 - \omega_{pe}^2}}{\omega_H^2 (\omega_0^2 - \omega_{ce}^2)^2} \quad (3)$$

и сильно возрастает из-за циклотронного резонанса. Данный резонанс стабилизируется при учете электрон-ионных столкновений. При этом поток энергии может быть очень большим, но конечным. Таким образом, при $\lambda = \lambda_c$ сечение трансформации мало $\sigma \approx 0$.

В пределе больших длин волн для углового распределения из общих выражений (22) и (36) работы [1] имеем

$$I(\theta, \varphi) = \frac{I_0 Z^2(\omega_{pe} T)^2}{2\tau^4 f_0^8(\beta)} [G + H \sin^2\theta \sin^2\varphi]^2 (1 + \sin^2\theta \sin^2\varphi). \quad (4)$$

В этом же пределе $S_0 = (\lambda_p/\lambda) F_2(\beta)$, где

$$F_2(\beta) = f_0(\beta) \left\{ \frac{2 f_0(\beta)}{\sqrt{4 + \beta^2}} \left[1 + \frac{\beta^2}{(2 - f_0^2(\beta))^2} \right] - \frac{1}{2} \right\}. \quad (5)$$

Сечение в пределе $\lambda \gg \lambda_p$ определяется выражением $\sigma(\lambda) \equiv \sigma_T \sigma_2 \lambda/\lambda_p$, где величина σ_2 задается формулой (31) работы [1], в которой $a_3 = 1/f_0^8(\beta) F_2(\beta)$, $b_3 = 4a_3/5$, $c_3 = 9a_3/35$. Сравнение полученных выражений для углового распределения и сечения с аналогичными выражениями, полученными в случае трансформации высокочастотной необыкновенной волны, показывает, что в первом случае внешнее сильное магнитное поле может сильно подавить процесс трансформации промежуточной волны, интенсивность которой уменьшается как β^{-8} , при увеличении величины внешнего магнитного поля (см. выражение (4)).

Из формул (1) и (4) видно, что интенсивность трансформации промежуточной волны монотонно увеличивается при увеличении угла θ и принимает максимальное значение при $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$ (или $\varphi = 3\pi/2$). Следовательно, излучение выходит из плазмы в основном параллельно ее границе в направлении внешнего магнитного поля (см. рис.1 работы [1]).

На рис.1 показана зависимость интенсивности трансформации промежуточной волны $I(\theta, \varphi)$ от ее длины и угла θ . Из рис.1 видно, что интенсивность в области коротких волн имеет максимум, в то время как интенсивность рассеяния (трансформации) высокочастотных волн монотонно спадает с увеличением длины падающей волны.

В конце этого раздела заметим, что ограничение $v_g > v_{Te}$ (см. [1]) приводит к ограничению, наложенному на длину волны

$$\lambda < (c/v_{Te}) \lambda_p / f_0^2(\beta) \sqrt{4 + \beta^2}$$

3. *Рассеяние низкочастотных волн.* В этом разделе рассмотрим рассеяние (трансформацию) низкочастотных магнитозвуковых и нижнегибридных собственных волн плазмы, частоты которых много меньше характерных электронных частот (ω_{ce} и ω_{pe}) и по порядку величины совпадают с ω_{ci} и ω_{pi} - ионной циклотронной и ленгмюровской частотами. В этом низкочастотном пределе необходимо учитывать парциальный вклад ионов плазмы как в дисперсионном уравнении, так и при расчете тока рассеяния.

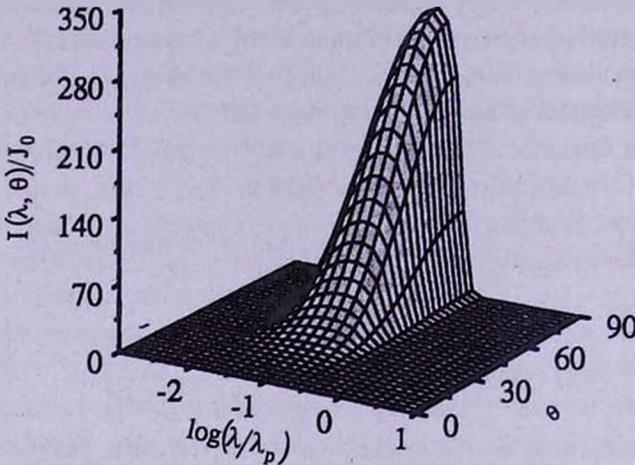


Рис.1. Зависимость $I(\theta, \varphi)$ (нормированного на величину J_0 , где $J_0 = I_0 Z^2 (\omega_{pe} T)^2$) для трансформированной промежуточной волны от ее длины волны и угла θ при $\varphi = \pi/2$. Расчеты выполнены при следующих значениях параметров: $n_0 = 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10 \text{ кэВ}$, $T_i = 0.1 \text{ кэВ}$, $B = 10^9 \text{ кГс}$.

Из общего уравнения (34) (см. [1]) получим следующее выражение для частоты низкочастотных волн (см. также [3,4])

$$\omega_0^2(k_0) = \omega_{LH}^2 \frac{k_0^2 u_A^2}{k_0^2 u_A^2 + \omega_{LH}^2}, \quad (6)$$

где $\omega_{LH}^2 = \omega_{ce}\omega_{ci}\omega_{pe}^2/\omega_H^2$ - нижнегибридная частота, $u_A = V_A/\sqrt{1+V_A^2/c^2}$, V_A - альвеновская скорость.

Из выражения (6) и [1] следует, что $P(\omega_0) > 0$ (или $E_{0z}^{(2)} > 0$), т.е. данная мода, в общем случае, имеет правую эллиптическую поляризацию в плоскости xz (см. [1], рис.1) и может резонировать с ионами плазмы. В случае длинных магнитозвуковых волн ($k_0 \rightarrow 0$) $P(0) = 0$ волна имеет поперечную поляризацию, а в случае коротких нижнегибридных волн ($k_0 \rightarrow \infty$) $P(\omega_{LH}) \rightarrow \infty$ данная мода представляет из себя продольную волну. В последнем случае имеет место трансформация нижнегибридных волн в электромагнитное излучение в вакууме.

Из выражения для ω_0 следует, что $\omega_0/c < k_0$ при любых значениях λ . Следовательно, процесс трансформации низкочастотной моды сопровождается увеличением длины волны. Сделаем некоторые оценки. При значениях

плотности $\rho = 10^6 \text{ г/см}^3$ и магнитного поля $B = 10^9 \text{ кГс}$ получим, что вследствие трансформации магнитозвуковой волны в вакууме возникает излучение, длина которого превышает длину падающей волны на два порядка $k_0 c/\omega_0 = c/u_A \cong 106$.

Рассмотрим теперь выражения (18)-(21) работы [1] для интенсивности трансформации низкочастотных волн. С учетом дисперсии ионов плазмы эти выражения принимают вид:

$$I(\theta, \varphi) = \frac{I_0 Z^2 (\omega_0 T)^2 \mathfrak{Z}(\omega_0, \theta, \varphi)}{(\eta^2 + 1 + \lambda^2/\lambda_D^2 - 2\eta \cos\theta)^2}, \quad (7)$$

где

$$\mathfrak{Z}(\omega, \theta, \varphi) = \Psi^{(e)2}(\theta, \varphi) \Phi_{ee}(\omega, \theta, \varphi) + 2\mu \Psi^{(e)}(\theta, \varphi) \Psi^{(i)}(\theta, \varphi) \Phi_{ei}(\omega, \theta, \varphi) + \mu^2 \Psi^{(i)2}(\theta, \varphi) \Phi_{ii}(\omega, \theta, \varphi), \quad (8)$$

$$\Psi^{(a)}(\theta, \varphi) = G_a (\eta^2 + 1 - 2\eta \cos\theta) + \eta^2 H_a \sin^2\theta \sin^2\varphi, \quad (9)$$

$$\Phi_{ab}(\omega, \theta, \varphi) = q_{ab}(\omega) [1 - \sin^2\theta \cos^2\varphi + Q_{ab}(\omega) \sin^2\theta], \quad (10)$$

$$q_{ab}(\omega) = \frac{[g_a(\omega) - l_a(\omega)P(\omega)][g_b(\omega) - l_b(\omega)P(\omega)]}{1 + P^2(\omega)}, \quad (11)$$

$$Q_{ab}(\omega) = \frac{[l_a(\omega) - g_a(\omega)P(\omega)][l_b(\omega) - g_b(\omega)P(\omega)]}{[g_a(\omega) - l_a(\omega)P(\omega)][g_b(\omega) - l_b(\omega)P(\omega)]}. \quad (12)$$

В выражениях (8)-(12) индексы a и b принимают значения e или i , для обозначения вклада электронов и ионов плазмы, $\mu = \mu_i = Z_i m/m_i \ll 1$, где Z_i , m_i и m - зарядовое число, масса иона и электрона соответственно, функции G_a , H_a , $g_a(\omega)$, $l_a(\omega)$ и $P(\omega)$ определяются согласно формулам (13) и (33) работы [1] соответственно.

В пределе коротких волн ($\lambda \ll \lambda_D$) из формул (7)-(12) получим угловое распределение трансформации нижнегибридных колебаний

$$I(\theta, \varphi) = I_0 Z^2 (\omega_{pe} T)^2 \frac{\mu}{1 + \beta^2} \left[G_1^2 (1 - \sin^2\theta \cos^2\varphi) + \frac{\mu}{1 + \beta^2} G_2^2 \sin^2\theta \right], \quad (13)$$

где

$$G_1 = G_e + \mu^{3/2} (1 + \beta^2) G_i, \quad (14)$$

$$G_2 = G_e - \mu^{1/2} (1 + \beta^2) G_i. \quad (15)$$

При малых значениях внешнего магнитного поля ($\beta \ll 1$) вклад ионов в выражениях (13)-(15) пренебрежимо мал. При $\beta \gg 1$, напротив, трансформация в основном обусловлена ионным током.

Сечение трансформации нижнегибридных волн найдем из выражения (13), интегрируя последнее по углам $\sigma \equiv \sigma_T \sigma_0 (\lambda_p/\lambda)^3$, где

$$\sigma_0 = \frac{Z^2}{6} (\omega_{pe} T)^2 \frac{\beta \sqrt{\mu}}{\sqrt{1 + \beta^2}} \left(G_1^2 + \frac{\mu}{1 + \beta^2} G_2^2 \right). \quad (16)$$

Из выражений (35) работы [1] и (6) следует, что при значениях длины

падающей волны $\lambda \equiv \lambda_c = u_A / \omega_{ci}$ частота близка к ионной циклотронной частоте $\omega_0 \equiv \omega_{ci}$. При этих же значениях частоты $P(\omega_{ci}) = 1$. Следовательно, вблизи ω_{ci} волна имеет правую круговую поляризацию и, как было отмечено выше, может резонировать с ионами плазмы. При этом имеет место ионный циклотронный резонанс, и поток энергии в падающей волне резко увеличивается по закону

$$S_0 \sim \frac{u_A}{c} \frac{2\omega_{ci}^2 \omega_{pi}^2}{(\omega_0^2 - \omega_{ci}^2)^2}. \quad (17)$$

Таким образом, сечение процесса вблизи $\lambda \equiv \lambda_c$ будет стремиться к нулю.

В пределе длинных магнитозвуковых волн ($\lambda \gg \lambda_p, \lambda_c$) из выражений (7)-(12) получим

$$I(\theta, \varphi) = I_0 Z^2 (\omega_{pe} T)^2 \frac{\mu}{\tau^4} \left(\frac{\lambda_p}{\lambda} \right)^6 \sin^2 \theta \left[G_0 (\eta_A^2 + 1 - 2\eta_A \cos \theta) + H_0 \eta_A^2 \sin^2 \theta \sin^2 \varphi \right], \quad (18)$$

где $\eta_A = u_A / c$, $G_0 = G_e - G_i \sqrt{\mu}$, $H_0 = H_e - H_i \sqrt{\mu}$. Следует отметить, что во втором слагаемом выражения (18) вкладом ионов можно пренебречь при любых значениях магнитного поля ($H_e \gg H_i \sqrt{\mu}$), в то время как в первом слагаемом вкладом ионов можно пренебречь только при слабых внешних магнитных полях.

Сечение трансформации магнитозвуковых волн найдем из выражения (18). После вычисления интегралов по углам найдем $\sigma \equiv \sigma_T \sigma_1 (\lambda_p / \lambda)^6$, где

$$\sigma_1 = Z^2 (\omega_{pe} T)^2 \frac{\beta \mu^{3/2}}{2\tau^4} \left[G_0 \left(\eta_A^2 + 1 - \frac{3}{4} \eta_A \right) + \frac{2}{5} H_0 \eta_A^2 \right]. \quad (19)$$

Из формул (13) и (18) видно, что интенсивность трансформации

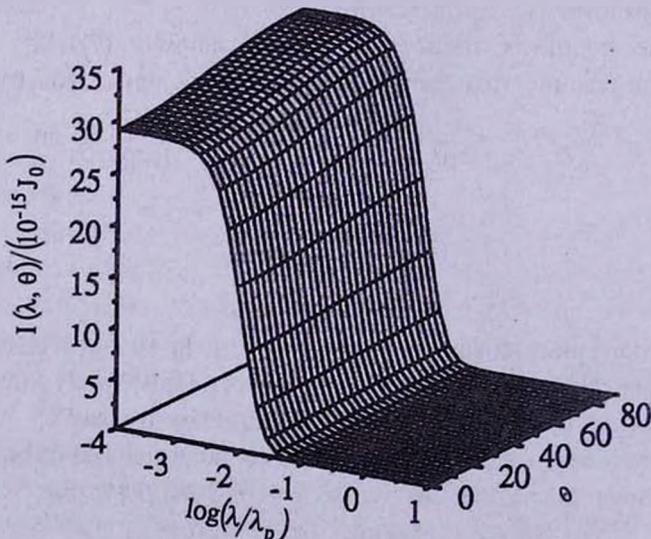


Рис.2. Зависимость $I(\theta, \varphi)$ (нормированного на величину $10^{-15} J_0$) для трансформированной низкочастотной волны от ее длины волны и угла θ при $\varphi = \pi/2$. Значения параметров совпадают со значениями, приведенными на рис.1.

магнитозвуковой волны монотонно увеличивается при увеличении углов θ и φ , принимая максимальное значение при $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$ (или $\varphi = 3\pi/2$). Следовательно, как и в случае промежуточной волны, излучение выходит из плазмы в основном параллельно ее границе в направлении внешнего магнитного поля (см. рис.1 работы [1]).

На рис.2 показана зависимость интенсивности трансформации низкочастотной волны от ее длины и угла θ . Как видно из (13), (18) и рис.2, эффективность трансформации нижнегибридных волн гораздо превышает эффективность трансформации магнитозвуковых волн. Однако величина интенсивности радиоизлучения, возникающего вследствие трансформации магнитозвуковых волн, может быть значительной, если учитывать, что она пропорциональна большим величинам Z^2 и T^2 . Заметим, что оценка величины T зависит от конкретной модели замагниченной плазмы. Оценку же величины Z можно провести, зная приближенное значение электрического потенциала вблизи поверхности нейтронной звезды.

4. *Заключение.* Как было показано в работах [2] и [5], где в линейном приближении было рассмотрено распространение волн через плазму коры нейтронной звезды, для частот $\omega_0 \ll 10^{10} \text{ с}^{-1}$ плазма почти прозрачна. Так как волны почти без потерь доходят до поверхности звезды, то представляется интересным оценить мощность излучения, возникающего вследствие трансформации (рассеяния) волн на неоднородностях поверхности звезды. В настоящей работе и в [1], на базе нелинейных уравнений, развита теория данного вопроса в приближении холодной замагниченной плазмы.

В заключение заметим, что хотя на базе полученных результатов можно сделать ряд качественных выводов об угловом распределении возникающего вследствие трансформации излучения, более реалистичным и интересным с практической точки зрения является нахождение тока рассеяния на базе МГД-уравнений с учетом вязкости, вырожденности, релятивизма и корректного уравнения состояния сверхплотной магнитоактивной плазмы (см., например, [5,6]). Можно ожидать, что особенности трансформации и рассеяния волн, обнаруженные в данной работе и в [1], сохранятся и в этом случае. Однако не исключено наличие новых особенностей, связанных с использованием более корректных уравнений движения для вещества.

Количественное сравнение полученных теоретических результатов с наблюдаемыми характеристиками излучения нейтронных звезд в рентгеновском или радиодиапазонах может быть проведено, если известна мощность возбуждения собственных плазменных волн на внутренней границе коры нейтронной звезды. Так как аннигиляция вихревых кластеров на границе ядра нейтронной звезды может привести к возбуждению плазменных волн, то важно оценить, соответствуют ли эти возбуждения, как по мощности, так и по частотному и угловому распределению, тому, чтобы объяснить

наблюдаемые характеристики рентгеновского или радиоизлучения пульсаров.

В настоящее время проводятся исследования этих вопросов и результаты будут опубликованы в последующих статьях.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научно-технического центра (проект № А-353).

¹ Институт радиофизики и электроники НАН Армении

² Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: dsedrak@www.physdep.r.am

TRANSFORMATION AND SCATTERING OF WAVES ON CHARGED PARTICLES IN A MAGNETIZED PLASMA. II

H.B.NERSISYAN¹, D.M.SEDRAKYAN², H.H.MATEVOSYAN¹

The transformation of upper-hybrid, low-hybrid and magneto-sonic waves on heavy charged particle located on the magnetized plasma plane boundary is considered. Angular distribution of the radiation arising from waves transformation is investigated. The transformation of low-frequency magneto-sonic wave is suggested as a possible radio-emission mechanism for pulsars.

Key words: waves: scattering-Plasmas: magnetic fields

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Б.Нерсисян, Д.М.Седракян, Г.Г.Матевосян, *Астрофизика*, **45**, 69, 2002.
2. Д.М.Седракян, *Астрофизика*, **31**, 101, 1989.
3. Н.Кролл, А.Трайвеллис, *Основы физики плазмы*, Мир, М., 1975.
4. Д.А.Франк-Каменецкий, *Лекции по физике плазмы*, Атомиздат, М., 1964.
5. А.Г.Багдоев, Д.М.Седракян, *Астрофизика*, **44**, 139, 2001.
6. Д.М.Седракян, А.К.Аветисян, *Астрофизика*, **26**, 489, 1987.