

УДК: 524.354.4

О ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОЙ ПЛАЗМЕ В ОКРЕСТНОСТИ ПУЛЬСАРОВ

М.А.АХАЛКАЦИ, Г.З.МАЧАБЕЛИ

Поступила 5 декабря 1999

Принята к печати 25 февраля 2000

В работе рассматривается задача об эффективности ионно-синхротронного лазера в линейном приближении, предложенная в работе Хошино и Аронса. Рассматривается релятивистская горячая электронно-позитронная плазма, которую пронизывает релятивистский ионный пучок. На фронте ударной магнитозвуковой волны генерируется электромагнитная волна, которая должна затухать на позитронах плазмы. Это, в свою очередь, должно приводить к синхротронному излучению энергичных позитронов в области высоких частот, намного превосходящих собственные частоты плазмы. Показана необходимость одновременного учета резонансных условий на высокой гармонике ионно-циклотронной частоты и на основной гармонике электронно-циклотронной частоты. При этом возбуждаются собственные поперечные волны, однако в рамках линейной теории ускорения позитронов за счет кинетической энергии ионов не происходит.

1. *Введение.* Магнитосфера пульсаров характеризуется мощным дипольным магнитным полем и электронно-позитронной (парной) плазмой. Согласно принятой модели [1,2] парная плазма движется вдоль силовых линий магнитного поля с релятивистскими скоростями и пронизывается мощным пучком электронов. В последнее время все большее внимание уделяется случаю, когда вместо электронного имеем ионный пучок. В работе [3] предлагается механизм генерации нетеплового синхротронного излучения позитронов при наличии ионного пучка, названный ионно-синхротронным лазером. Этот механизм оказывается полезным в связи с наблюдаемым синхротронным излучением астрофизических объектов, в частности, Крабовидной туманности [4]. В этих работах рассматривается электронно-позитронно-протонная плазма ($e - e^+ - p^+$), тормозящаяся на фронте магнитозвуковой ударной волны. В работе [3] проводился численный эксперимент, который показал, что энергия ионного пучка перекачивается в энергию позитронов, которые в свою очередь могут давать высокочастотное синхротронное излучение, намного превосходящее по частоте собственные частоты плазмы. Для того, чтобы разобраться в физике этого процесса, вначале нужно исследовать линейную задачу генерации волн в рассматриваемой плазме. Целью настоящей работы является исследование этой проблемы в линейном приближении.

2. *Обзор существующих механизмов.* Аналогичные задачи решались ранее для объяснения ускорения частиц околосолнечной плазмы. Детальные исследования показали, что механизма ускорения частиц Ферми недостаточно для объяснения некоторых наблюдаемых данных. Так, например, на фронте околосолнечной магнитозвуковой ударной волны частицы ускоряются вдоль, а не поперек, магнитного поля [5]. В работах [5-10] была показана возможность возникновения ускорения частиц вдоль магнитного поля, вплоть до релятивистских скоростей. Суть механизма заключается в следующем: поток солнечного ветра начинает тормозиться на скачке магнитного поля, направленного перпендикулярно потоку частиц. В поперечном магнитном поле электроны плазмы движутся по ларморовскому кружку с радиусом $r_e = v_{e\perp} / \omega_{ce}$ (где $v_{e\perp}$ - поперечная скорость электронов, а $\omega_{ce} = eB/m_e c$ - ларморовская частота электрона). Ларморовский радиус r_i ионов намного превосходит радиус электронов (ширина фронта бесстолкновительной ударной волны порядка циклотронного радиуса ионов). Происходит разделение зарядов и возникновение электрического поля. При движении ионов в обратную сторону они ускоряются этим полем. Возникает ситуация, когда ионы достаточно длительное время двигаются поперек магнитного поля. Это время порядка $\sim 1/\omega_{ci}$ ($\omega_{ci} = eB/m_i c$ - ларморовская частота ионов). Ионный пучок, направленный поперек магнитного поля, может возбудить косую ленгмюровскую волну, которая, в свою очередь, сильно затухает на электронах плазмы при черенковском резонансе $\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} \approx 0$. Здесь ω - частота генерируемой ионным пучком волны, а k_{\parallel} и v_{\parallel} - продольные относительно магнитного поля составляющие волнового вектора и скорости частиц, на которых затухает генерируемая волна. В результате энергия ионного пучка передается энергичным электронам плазмы и увеличивает их скорость в $\sqrt{(m_i/m_e)} \geq 40$ раз.

Таким образом, ускорение электронов происходит за счет энергии пучка ионов, который направлен поперек магнитного поля. Генерация этих волн возможна только для очень высоких гармоник, когда период циклотронного оборота ионов значительно больше характерного времени генерации $1/\Gamma$ (где Γ - инкремент возбуждения). Тогда возможно рассмотрение прямолинейного распространения ионного пучка поперек магнитного поля.

Пересмотр дисперсионных соотношений, для адекватного описания рассматриваемой ситуации связан с поведением функции Бесселя при больших индексах и больших аргументах, а также с суммированием рядов. Процедура суммирования в различных видах была предложена в работе [11] (см. дополнение).

Возможность генерации квазиперпендикулярной ($k_{\perp} \gg k_{\parallel}$) потенциальной плазменной волны при $\omega_{pe} \gg \omega_{ce} \gg \omega \gg \omega_{ci}$, где $\omega_{pe}^2 = 4\pi e^2 N_e/m_e$ - ленгмюровская частота с длиной волны, значительно

меньшей электронно-циклотронного радиуса r_e . ($k_{\perp} v_{\perp e} / \omega_{ce} = k r_e \gg 1$) впервые была показана в работах [12,13] и обобщена на случай $k r_e \sim 1$ в работе [14]. Рассматривались горячие электроны и холодный поперечный пучок ионов. Ситуация, рассматриваемая нами, схожа с описанной выше: поставщиком энергии является ионный пучок, распространяющийся поперек магнитного поля. Основное отличие заключается в специфике астрофизической плазмы: ее релятивизме, отсутствии гиротропии в электронно-позитронной компоненте. Особенно важно, что, как и в работе Хошино и Аронса [3], мы будем рассматривать возбуждение поперечной электромагнитной ветви, а не косоу ленгмюровской волны, как это было в цитированных выше работах.

При рассмотрении генерации высокочастотных волн (генерируемая частота $\omega = n \Omega_{cp+}$, $n \gg 1$, где $\Omega_{cp+} = \omega_{cp+} / \gamma$, где γ - лоренц-фактор ионов) в дисперсионном соотношении необходим учет вклада многих гармоник. Этому посвящен раздел 3 настоящей работы. Вначале приведен тензор диэлектрической проницаемости и обсуждается условие циклотронного резонанса на высоких гармониках в холодной электронно-позитронно-ионной плазме. Там же предлагаются некоторые упрощения протонной части дисперсионного соотношения.

Согласно работам [3,4], холодный пучок в горячей электронно-позитронной плазме генерирует высокочастотную волну с $\omega = n \Omega_{cp}$ ($n \gg 1$, $\Omega_c = \omega_B / \gamma$). При этом следует учитывать тот факт, что одновременно с резонансом ($\omega - n \Omega_{cp+} = 0$) должны выполняться условия резонанса для электронно-позитронной плазмы $\omega - l \Omega_{ce+} = 0$, где l - малое число ($l = 1, 2, \dots$) и, соответственно, должны рассматриваться в одном дисперсионном соотношении, как это делается в работах [12-14]. Этот вопрос рассматривается в разделе 4. В разделе 5 обсуждаются результаты, а в 6-м подводятся итоги.

3. Электронно-позитронная плазма. Рассмотрим однородно замагниченную плазму, состоящую из релятивистских электронов, позитронов и протонов, где концентрация протонов намного меньше концентрации электронов и позитронов, $N_{p+} \ll N_{e\pm}$. Ось Z направим вдоль внешнего постоянного магнитного поля. Рассмотрим волны, распространяющиеся поперек магнитного поля с волновым вектором $k = k_x e_x$ (e_x - единичный вектор вдоль оси X).

Тензор диэлектрической проницаемости имеет вид:

$$\epsilon_{ij} = \delta_{ij} + 2\pi \sum_s \int_{p_{\perp} = -\infty}^{\infty} dp_{\parallel} dp_{\perp} p_{\perp}^2 \frac{\delta F_s}{\delta p_{\perp}} \frac{\Omega_{ps}^2}{\omega(\omega - n \Omega_{cs})} \Psi_{snij}. \quad (1)$$

Здесь

$$\Omega_{ps}^2 = \frac{\omega_{ps}^2}{\gamma_s} = \frac{4\pi e_s^2 N_s}{m_s \gamma_s}, \quad \Omega_{cs} = \frac{\omega_{cs}}{\gamma_s} = \frac{e_s B_s}{\gamma_s m_s c}$$

являются соответственно релятивистскими, плазменными и циклотронными частотами, p_{\parallel} и p_{\perp} - составляющие импульса частиц вдоль и поперек магнитного поля, соответственно, в единицах $m_s c$, т.е.

$p_{\parallel, \perp} = (v_{\parallel, \perp} / c) \gamma_s$; $\gamma_s = \sqrt{1 + p_s^2}$; $p_s^2 = p_{\parallel s}^2 + p_{\perp s}^2$, m_s - масса покоя частицы, $F_s(p_{\parallel}, p_{\perp})$ - равновесная функция распределения частиц сорта s , Ψ_{snij} равно

$$\Psi_{snij} = \begin{pmatrix} \left(\frac{n}{z_s} J_n \right)^2 & i \frac{n}{z_s} J_n J'_n \\ - \frac{n}{z_s} J_n J'_n & (J'_n)^2 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Аргумент обыкновенной $J_n(z_s)$ функции Бесселя первого рода индекса

$$z_s = \frac{k v_{\perp s}}{\Omega_{cs}} = k r_{Ls},$$

где r_{Ls} - ларморовский радиус частиц сорта s .

Члены, соответствующие электронам и позитронам в ϵ_{xy} и ϵ_{yx} , исчезают из-за массовой и зарядовой симметрии электронов и позитронов, и остается только протонный член.

Дисперсионное уравнение для поперечных волн при $k = (k_x, 0, 0)$ имеет следующий вид (см., например, [3,15]):

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \epsilon_{yy}^{\pm} + \epsilon_{yy}^{\pm}. \quad (3)$$

Рассмотрим циклотронный резонанс на высоких гармониках в холодной плазме.

Функцию распределения возьмем в виде

$$F_s(p_{\perp}, p_{\parallel}) = \frac{1}{2\pi p_{s0}} \delta(p_{\perp} - p_{s0}) \delta(p_{\parallel}).$$

Тогда из (1) имеем следующее дисперсионное соотношение:

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \epsilon_{yy}^{\pm} \cong 1 + \sum_{s=\pm} \frac{\Omega_{ps}^2}{\omega^2} \frac{v_{os}^2}{c^2} \left(J'_n \left(\frac{k v_{os}}{\Omega_{cs}} \right) \right)^2 \left(1 - \frac{n \Omega_{cs}}{\omega} \right)^2. \quad (4)$$

Если рассматривать частоты, удовлетворяющие соотношению

$$|\omega - n \Omega_{cs}| \rightarrow 0, \quad (5)$$

то в случае $n \gg 1$ неравенство (5) справедливо как для n -ого номера гармоники, так и для $n = \pm 1, \pm 2, \dots$ Поэтому необходимо рассматривать интерференционную картину, т.е. суммировать ряд в дисперсионном соотношении (4), а резонансное условие учесть в результате, полученном от суммирования. При этом оказывается (см. дополнение), что для резонансного условия

$$\omega = n \Omega_{cs} + \delta \quad (6)$$

необходимо иметь в виду, что $\delta \ll \Omega_{cp}$.

При рассмотрении высоких гармоник ($n \gg 1$) циклотронной частоты ионов, соответствующий член в тензоре диэлектрической проницаемости можно представить в существенно упрощенном виде (см., например, [16]). Это следует и из простых физических соображений: при больших номерах гармоник циклотронной частоты ионов характеристическое время $1/n\Omega_{cp}$ намного меньше периода вращения частицы вокруг силовой линии магнитного поля: $1/n\Omega_{cp} \ll 1/\Omega_{cp}$, и если время развития неустойчивости, $\tau \ll 1/\Omega_{cp}$, можно пренебречь влиянием магнитного поля и принять, что частица движется линейно и равномерно со скоростью v_{yp} поперек магнитного поля. Таким образом, имеем ионный пучок, распространяющийся поперек магнитного поля. В таком случае, для холодного ионного пучка вместо выражения (4) будем иметь

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} \cong 1 - \frac{\Omega_{pp+}}{\omega^2} \left[\frac{v_{yp+}(\omega^2 - k^2 c^2)}{c^2(\omega - k v_{xp+})^2} - 1 \right]. \quad (7)$$

Согласно работе [3], кинетическая энергия направленного движения холодной ($e^- - e^+$) плазмы на фронте ударной волны частично диссипирует в тепловую энергию электронов и позитронов и за фронтом ударной волны имеем горячую ($e^- - e^+$) плазму с релятивистским максвелловским распределением.

Таким образом, следует рассмотреть задачу о возможной генерации волн в горячей $e^- - e^+$ плазме пучком холодных ионов, направленных поперек магнитного поля.

4. *Горячая электронно-позитронная плазма и холодный ионный пучок.* Несмотря на то, что $N_{e\pm} \gg N_{p+}$, в дисперсионных соотношениях для рассматриваемой ситуации, при одновременном выполнении резонансного условия как для холодных ионов, так и для горячих электронов и позитронов, вклады от всех компонентов оказываются сравнимыми. Тем более, если предположить, что резонансное взаимодействие возбуждаемых волн происходит с частицами хвоста функции распределения электронно-позитронной плазмы

$$p_{res} \gg p_a, \quad (8)$$

где p_a описывает тепловой разброс частиц в импульсном пространстве. Следовательно, необходим одновременный учет обоих резонансов при $\omega \cong n\Omega_{cp}$ и $\omega \cong l\Omega_{ce\pm}$, где $n \gg 1$, а $l = 1, 2, \dots$

Возьмем релятивистское распределение Максвелла для горячей электронно-позитронной плазмы в виде

$$F_s = \frac{1}{\pi p_{as}^2} \exp\left[-\frac{p_{1s}^2}{p_{as}^2}\right] \delta(p_{1s}),$$

где N_s - концентрация частиц сорта s .

Используя общее выражение (1) для $\epsilon_{\rho\rho}$, получим выражение для ϵ_{yy} - компоненты тензора диэлектрической проницаемости, входящей в правую часть дисперсионного соотношения (3). Затем, выделив главную и резонансную части интеграла, найдем

$$\begin{aligned} \frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \epsilon_{yy} = & 1 - \frac{8\omega_{pe\pm}^2}{P_a^4 \omega} \sum_{n=0}^{\infty} \int dp_{\perp} \frac{p_{\perp}^2}{\gamma} (J'_n)^2 \exp\left(-\frac{p_{\perp}^2}{P_a^2}\right) \frac{p}{\omega - \frac{n\omega_c}{\gamma}} + \\ & + i \frac{4\pi}{P_a^4} \frac{\omega_{pe\pm}^2}{\omega} \sum_{n=0}^{\infty} \int dp_{\perp} \frac{p_{\perp}^3}{\gamma} (J'_n) \exp\left(-\frac{p_{\perp}^2}{P_a^2}\right) \delta\left(\omega - \frac{n\omega_c}{\gamma}\right) + \\ & + \frac{\Omega_{pp+}^2}{\omega^2} \left[\frac{v_{yp+}^2}{c^2} \frac{\omega^2 - k^2 c^2}{(\omega^2 - k^2 v_{xp+}^2)} - 1 \right], \end{aligned} \quad (9)$$

где ω , и ω_c являются, соответственно, нерелятивистскими плазменными и циклотронными частотами и принята во внимание идентичность $|e^-|$ и $|e^+|$.

Вычислим главное значение интеграла. Условие (8) упрощает эту задачу. В частности, из условия (8) следует, что для основной массы частиц

$$\omega \equiv \frac{l\omega_{ce\pm}}{\gamma_{res}} \ll \frac{l\omega_{ce}}{\gamma_{e\pm}}, \quad (10)$$

где $l = 1, 2, \dots$

Кроме того, заметим что

$$\text{Re}\omega = \frac{l\omega_{ce\pm}}{\gamma_{res}} \equiv k v_{xp+}, \quad (11)$$

где v_{xp+} является x -компонентой скорости холодных протонов. Предполагается также, что $\gamma_{p+} \sim \gamma_{e\pm}$, откуда следует, что $v_{p+} \sim v_{e\pm} = p_{e\pm}/\gamma_{e\pm}$. Следовательно, для аргумента функции Бесселя справедливо неравенство

$$z = \frac{kc}{\omega_{ce\pm}} p_{e\pm} = \frac{l v_{e\pm} \gamma_e}{v_{xp+} \gamma_{res}} \ll 1. \quad (12)$$

Используя приведенные выше оценки, из уравнения (9) получим следующее квадратичное уравнение для реальной части частоты ω_r :

$$\left(1 + \frac{3}{4} \frac{\pi^2}{\sigma} \frac{P_a}{P_{res}}\right) \omega_o^2 + \frac{\pi}{\sigma} \omega_o - \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\pi^2}{\sigma} \frac{P_a}{P_{res}}\right) k^2 c^2 = 0, \quad (13)$$

где параметр σ определен следующим образом:

$$\sigma = \frac{\Omega_{ce\pm}^2 P_{res}}{\Omega_{pe\pm}^2 P_a}.$$

Для того, чтобы образовалась магнитозвуковая ударная волна, необходимо выполнение неравенства [7]

$$\frac{\Omega_{pe\pm}^2}{\Omega_{ce\pm}^2} \ll 1,$$

т.е. газокINETическая энергия плазмы гораздо меньше энергии магнитного

поля. Поэтому рассмотрим случай с $\sigma \gg 1$. Из уравнения (13) получим

$$\omega_o^{(1)} \equiv kc(1-a), \quad (14)$$

где

$$a = \frac{\Omega_{pe\pm}}{\Omega_{ce\pm}} \frac{p_a}{p_{res}} = \frac{\Omega_{ce\pm}}{2kc} \frac{1}{\sigma}.$$

Приведем решение уравнения (13) для другого предельного случая $\sigma \ll 1$:

$$\omega_o^{(2)} \equiv \frac{3}{4} \sqrt{\pi} \frac{k^2 c^2}{\Omega_{ce\pm}} \frac{p_a}{p_{res}} \left(1 + \frac{1}{4} \frac{\Omega_{ce\pm}^2}{\Omega_{pe\pm}^2} \frac{p_{res}^2}{p_a^2} \right). \quad (15)$$

Для нахождения инкремента при одновременном выполнении резонансных условий электронов (позитронов) и протонов, представим ω в виде

$$\omega = \omega_o + \delta = k v_{xp} + \delta, \quad (16)$$

где $\omega = i\Omega_{ce\pm}$, а $\delta \ll \omega_o$, $\Omega_{ce\pm}$, $k v_{xp}$.

Анализ уравнения (9) с учетом резонансного условия (16) показывает, что для $\sigma \gg 1$ возможно возбуждение поперечных волн с инкрементом

$$\text{Im}\omega^{(1)} = \left(\frac{\Omega_{pp+}}{\omega_{ce\pm}} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (17)$$

Для $\sigma \ll 1$ инкремент имеет вид

$$\text{Im}\omega^{(2)} = \left(\frac{n_{p+}}{n_{e\pm}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{m_{e\pm}}{m_{p+}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{p_{res}}{p_a} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (18)$$

Таким образом, мы видим, что при одновременном выполнении обоих резонансных условий возбуждается высокочастотная собственная мода.

5. Обсуждение результатов. В работе [4] механизм ионно-синхротронного мазера используется для объяснения областей с повышенной светимостью (wisp-ов) в Крабовидной туманности. Одним из важнейших этапов в работе ионно-синхротронного мазера является затухание генерируемой ионным пучком волны на позитронах плазмы. При этом, генерация происходит на высокой гармонике ионно-циклотронной частоты, а затухание - на основных гармониках позитронно-циклотронных частот. В результате должно происходить отращание хвоста функции распределения. Далее энергичные частицы легко переизлучают эту энергию из-за синхротронного механизма в область высоких частот $\nu \approx \omega_p \gamma^2$. В работах [3,4] для описания этих процессов используются уравнения гидродинамики, а затем процессы интерференции и нелинейного взаимодействия между модами и частицами рассматриваются с помощью машинного эксперимента. Мы показали, что в линейном приближении затухание генерируемых волн на позитронах плазмы не происходит. Надо полагать, что затухание, обнаруженное машинным экспериментом [3], должно происходить из-за нелинейных процессов, однако это требует физического обоснования.

6. *Заключение.* Таким образом, мы, с одной стороны, рассмотрели возможность генерации волн в электронно-позитронно-протонной ($e^- - e^+ - p^+$) плазме, когда поток плазмы перпендикулярен скачку магнитного поля. Такая постановка задачи принципиально отличается от рассматриваемых ранее задач для магнитосферы пульсаров (см., например, [15,18-20]), где волна распространялась практически вдоль магнитного поля $k_{\parallel} \gg k_{\perp}$. Здесь же рассматривается обратный случай, когда параметр $k_{\perp} v_{\perp} / \omega_B \gamma \gg 1$ и основную роль начинают играть высокие гармоники, аналогично синхротронному излучению одной частицы. Частица ионного пучка излучает свою энергию, не успев совершить пол-оборота по ларморовскому кружку. Это позволяет упростить ионный член в дисперсионном соотношении и учесть интерференцию высоких гармоник в резонансных членах. Одновременно с этим учитывается резонанс электронов и позитронов плазмы на низких гармониках. С другой стороны, мы показали, что объяснение механизма ионного мазера [3] на линейной стадии невозможно. По-видимому, объяснение результата машинного эксперимента работы [3] следует искать в нелинейных процессах.

Дополнение. Ряд в дисперсионном соотношении (4) можно представить в виде

$$\sum \frac{J_n^2(z)}{\left(\frac{\omega}{\Omega_c} - n\right)^2} = \frac{1}{2} \left[\sum \frac{J_{n-1}^2(z)}{\left(\frac{\omega}{\Omega_c} - n\right)^2} - \sum \frac{J_{n+1}^2(z)}{\left(\frac{\omega}{\Omega_c} - n\right)^2} - 2 \sum \frac{J_{n-1}(z)J_{n+1}(z)}{\left(\frac{\omega}{\Omega_c} - n\right)^2} \right],$$

где

$$z = \frac{k v_{\text{эф}}}{\Omega_{\text{эф}}}.$$

Сумма рядов равна [11]:

$$\sum \frac{J_n^2}{(\gamma - n)^2} = \frac{\pi}{\sin^2 \gamma \pi} \left[\pi \cos \gamma \pi J_{\gamma} J_{-\gamma} - \sin \gamma \pi \frac{\partial}{\partial \gamma} (J_{\gamma} J_{-\gamma}) \right],$$

$$\sum \frac{J_{n-1} J_{n+1}}{(\gamma - n)^2} = \frac{\pi}{\sin^2 \gamma \pi} \left[\pi \cos \gamma \pi J_{\gamma+1} J_{-\gamma+1} - \sin \gamma \pi \frac{\partial}{\partial \gamma} (J_{\gamma+1} J_{-\gamma+1}) \right],$$

где $\gamma = \omega / \Omega_c$.

После суммирования резонансным условием является $\gamma = \omega / \Omega_c = n + \delta'$, где $\delta' \ll 1$, т.е. $\omega = n \Omega_c + \delta$, где $\delta = \delta' \Omega_c$. Легко показать, что только в случае, когда $\delta \ll \Omega$, инкремент возбуждения циклотронных волн в холодной плазме, получаемый в линейном приближении после применения суммирования, совпадает с инкрементом, приведенным в работе [3].

ON THE GENERATION OF ELECTROMAGNETIC WAVES IN THE ELECTRON-POSITRON PLAZMA OF PULSARS' ENVIRONMENT

M.A.AKHALKATSI, G.Z.MACHABELI

The problem of effectiveness of ion-synchrotron maser, proposed by Hoshino and Arons is considered in the linear approximation. The relativistic hot electron-positron plasma penetrated by ion beam is examined. On the front of a magnitosonic wave the electromagnetic wave is generated, which should be damped on the plasma positrons. This, in turn, must lead to synchrotron radiation of energetic positrons in the high frequency area, which exceed significantly proper frequencies of plasma. The necessity of simultaneous consideration of resonance conditions on the high harmonics of ion-cyclotron frequency and on the main harmonic of electron-cyclotron frequency is shown. In addition, the proper transverse waves are excited, but in terms of linear theory no acceleration of positrons by ion kinetic energy occurs.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.G.Goldreich, W.H.Julian, *Astrophys. J.*, **184**, 869, 1969.
2. P.A.Sturrok, *Astrophys. J.*, **164**, 529, 1971.
3. M.Hoshino, J.Arons, *Phys. Fluid B.*, **3**, 818, 1991.
4. Y.A.Gallant, J.Arons, *Astrophys. J.*, **435**, 230, 1994.
5. K.A.Anderson, G.K.Parks, T.E.Eastwan, D.A.Garnett, L.A.Frank, *S.Geophys. Rev.*, **86**, 4493, 1981.
6. K.Papadopoulos, in "Plasma Asyrophysics", Eds. T.D.Guyenne, G.Revy, Noordwijk, **313**, 1981.
7. О.Л.Вейнберг, А.А.Галеев, Г.Н.Застенкер, С.Н.Климов, М.Н.Ноздрачев, Р.З.Сагдеев, А.Ю.Соколов, В.Д.Шапиро, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **85**, 1232, 1983.
8. А.А.Галеев, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **86**, 1655, 1984.
9. В.В.Красносельских, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **89**, 498, 1985.
10. V.V.Krasnoseł'skikh, E.N.Kruchina, G.Thejappa, A.S.Volokitin, *Astron. Astrophys.*, **149**, 323, 1985.
11. Г.З.Мачабели, Д.Д.Цхакая, *Ж. техн. физ.*, **42**, 2029, 1972.
12. H.Wong, *Phys. Fluid*, **13**, 757, 1970.
13. В.И.Курилко, В.И.Мирошниченко, в сб.: "Физика плазмы и проблемы управления термоядерного синтеза", АН УССР, М., 1970.
14. Г.З.Мачабели, *Ж. техн. физ.*, **43**, 938, 1973.

15. *A.C. Волокитин, В.В. Красносельских, Г.З. Мачабели*, Физика плазмы, **11**, 310, 1985.
16. *А.Б. Михайловский*, Теория плазменной неустойчивости, т.1, Госатомиздат, М., 1975.
17. *C.F. Cennel, F.V. Coroniti*, *Astrophys. J.*, **165**, 523, 1984.
18. *G. Benford, R. Bushauer*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **197**, 207, 1977.
19. *J.J. Barnerd, J. Arons*, *Astrophys. J.*, **302**, 18, 1986.
20. *A.Z. Kazbegi, G.Z. Machabeli, G.I. Melikidze*, *Austral. J. Phys.*, **44**, 573, 1991.