

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТОАКТИВНОМ ПЛАЗМЕННОМ ЦИЛИНДРЕ

В.И. Мирошниченко¹, Г.В. Сотников², В.Е. Сторижко¹

¹Институт прикладной физики, Сумы, Украина;

²Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», Харьков, Украина

E-mail: mvi@ipfmail.sumy.ua

Представлены результаты исследований потерь энергии заряженной частицы в ограниченной плазме – плазменном цилиндрическом волноводе в конечном магнитном поле. Получены аналитические выражения для потерь энергии частицы на излучение верхнегибридной и плазменной волн. Проведено сравнение потерь энергии на излучение плазменной волны с потерями на излучение верхнегибридной волны. Показано, что потери заряженной частицы на излучение верхнегибридных волн могут превосходить потери на возбуждение плазменных волн.

1. ВВЕДЕНИЕ

Высказанная в 1967 г. идея Г.И. Будкера об электронном охлаждении пучка протонов электронным пучком получила дальнейшее развитие [1-3] и находит широкое применение в современных действующих и проектируемых суперколлайдерах тяжелых и легких частиц.

Первоначально теория электронного охлаждения строилась на основе механизма парных столкновений тяжелых частиц с электронами пучка [1,2]. Затем для нахождения потерь энергии тяжелых заряженных частиц начали привлекать механизм коллективного взаимодействия. Как оказалось, потери энергии частицы благодаря коллективным и парным взаимодействиям сравнимы по величине [3]. Более того, для легких частиц потери энергии благодаря коллективным процессам, превосходят потери энергии благодаря парным столкновениям [3]. Поэтому расчет этих потерь в реальных условиях экспериментов является актуальной задачей.

Потери энергии благодаря коллективным взаимодействиям – есть потери на возбуждение собственных волн плазменной замедляющей среды благодаря черенковскому взаимодействию частицы с ней. В плазме без магнитного поля – это поляризационные потери заряженной частицы, а в магнитоактивной плазме – это потери на излучение обыкновенной и необыкновенной волн [6,11]. Выполненные к настоящему времени исследования нахождения потерь заряженной частицы на излучение относились только к случаю безграничной плазмы для частицы, движущейся параллельно магнитному полю [6,11] или для частицы, движущейся вдоль оси гиротропного плазменного столба при слабом внешнем магнитном поле [12] (в экспериментальных условиях обычно реализуются условия с сильным магнитным полем). Но в этих случаях сравнения величин потерь на возбуждение того или другого типа волны проведено не было. Более того, в работе [3] сделано утверждение, что потерями энергии на возбуждение циклотронных волн можно пренебречь.

Ниже мы исследуем потери энергии заряженной частицы в ограниченной плазме – плазменном ци-

линдрическом волноводе, находящемся в конечном магнитном поле. В потенциальном приближении будут получены аналитические выражения для потерь энергии частицы на излучение верхнегибридной (циклотронной) и нижнегибридной (плазменной) волн. Полученные аналитические формулы были рассчитаны для различных величин магнитного поля, относительной скорости заряженной частицы. Проведено сравнение потерь энергии на излучение плазменной волны с потерями на излучение верхнегибридной волны.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для нахождения потерь энергии заряженной частицы (антипротона) благодаря коллективным взаимодействиям с электронным пучком в накопительном кольце коллайдера рассмотрим следующую модель. Перейдем в систему отсчета, движущуюся с электронным пучком, и рассчитаем силу трения заряженной частицы, движущейся в сопутствующей системе со скоростью V_0 с электронной плазмой, находящейся в магнитном поле. Напряженность внешнего магнитного поля равна H_0 , плотность электронного пучка в движущейся системе отсчета равна n_p . Электронный пучок в поперечном сечении полностью заполняет камеру накопительного кольца, радиус электронного пучка равен R . Заряженная частица с зарядом Q движется параллельно оси волновода на некотором расстоянии r_0 от нее. В цилиндрической системе координат плотность заряда частицы ρ описывается выражением:

$$\rho = \frac{Q}{r} \delta(r - r_0) \delta(\varphi - \varphi_0) \delta[z - V_0(t - t_0)], \quad (1)$$

где φ_0 – полярный угол расположения частицы, t_0 – время прохождения частицей координаты $z = 0$, $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака.

Скорость заряженной частицы в сопутствующей системе координат является нерелятивистской, поэтому для расчета потерь ее энергии благодаря черенковскому возбуждению собственных волн магнитоактивного плазменного волновода достаточно ограничиться потенциальным приближением.

В методе электронного охлаждения обычно используются электронные пучки с достаточно низкой плотностью [1-3], так что обычно выполняется условие $\omega_H \gg \omega_p$, $\omega_H = eH_0/mc$ - циклотронная частота вращения электронов в магнитном поле ($-e$ и m - заряд и масса электрона). В таком случае равновесное состояние электронного пучка не зависит от его пространственного заряда [8] и для тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}(\omega)$ можно использовать тензор диэлектрической проницаемости электронной плазмы [7]. Используя это выражение, получим следующее уравнение для нахождения Фурье-образа потенциала Φ^ω :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial \Phi^\omega}{\partial r} \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi^\omega}{\partial \varphi^2} + \frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} \frac{\partial^2 \Phi^\omega}{\partial z^2} = - \frac{4\pi\rho^\omega}{\epsilon_{\perp}}, \quad (2)$$

где:

$$\epsilon_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \epsilon_{\perp} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_H^2}. \quad (3)$$

Решение уравнения (2) будем искать путем разложения его левой и правой частей в интеграл Фурье по продольной координате z , в ряд Фурье по азимутальной координате φ и ряд по функциям Бесселя для поперечной координаты r [5]. Выполнив обратное Фурье-преобразование по продольному волновому числу, получим:

$$\Phi^\omega = \frac{2Q}{\pi R^2 V_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_n \frac{J_m \left(\lambda_n^{(m)} \frac{r}{R} \right) J_m \left(\lambda_n^{(m)} \frac{r_0}{R} \right)}{J_{m+1}^2 \left(\lambda_n^{(m)} \right) D(\omega)} \quad (4)$$

$$\exp[im(\varphi - \varphi_0) + i\omega(t_0 + z/V_0)],$$

$$D(\omega) = \epsilon_{\perp} \left(\frac{\lambda_n^{(m)}}{R} \right)^2 + \epsilon_{\parallel} \frac{\omega^2}{V_0^2}. \quad (5)$$

В выражении (4) J_m - функции Бесселя порядка m , $\lambda_n^{(m)}$ - n -й номер функции Бесселя порядка m $J_m(\lambda_n^{(m)}) = 0$.

Выполнив обратное преобразование Фурье по времени для потенциала Φ , получим выражение:

$$\Phi(r, z, t) = - \frac{4QV_0}{R^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_n \frac{J_m \left(\lambda_n^{(m)} \frac{r}{R} \right) J_m \left(\lambda_n^{(m)} \frac{r_0}{R} \right)}{J_{m+1}^2 \left(\lambda_n^{(m)} \right) \omega_{mn} N_{mn}(\omega_{mn})} \quad (6)$$

$$\exp[im(\varphi - \varphi_0)] \times \sin[\omega_{mn}\tau] \theta(\tau),$$

где: $\theta(\tau)$ - функция Хэвисайда, $\tau = t - t_0 - z/V_0$,

$$N_{mn}(\omega_{mn}) = 1 + \frac{\omega_p^2 k_{\perp mn}^2 V_0^2}{(\omega_{mn}^2 - \omega_H^2)^2}, \quad k_{\perp mn} = \frac{\lambda_n^{(m)}}{R}, \quad (7)$$

а собственные частоты ω_{mn} , найденные из решения дисперсионного уравнения $D(\omega) = 0$, имеют следующий вид:

$$\omega_{mn}^2 = \frac{1}{2} (\omega_p^2 + \omega_H^2 - k_{\perp mn}^2 V_0^2) \pm \sqrt{\frac{1}{4} (\omega_p^2 + \omega_H^2 + k_{\perp mn}^2 V_0^2)^2 - \omega_p^2 \omega_H^2}. \quad (8)$$

Знак плюс в выражении (8) соответствует возбуждению верхнегибридной волны, знак минус - ниж-

негибридной [9]. Так как в условиях экспериментов с электронным охлаждением $\omega_H > \omega_p$ (ниже это условие предполагается всегда выполненным), то частоты возбуждаемых верхнегибридных волн (обозначим их через $\omega_{mn}^{(1)}$) находятся в диапазоне

$$\omega_H < \omega_{mn}^{(1)} < \sqrt{\omega_H^2 + \omega_p^2}, \quad (9)$$

а частоты нижнегибридных волн (обозначим их через $\omega_{mn}^{(2)}$) в диапазоне

$$0 < \omega_{mn}^{(2)} < \omega_p. \quad (10)$$

Определив $\Phi(r, z, t)$ для потерь энергии заряженной частицы, отнесенные к единице длины, получим:

$$\frac{dW}{dz} = qE_z(r=r_0, \varphi=\varphi_0, z=V_0(t-t_0)) = - \frac{4Q^2}{R^2} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_n \frac{\alpha_m}{N_{mn}(\omega_{mn})} \frac{J_m^2 \left(\lambda_n^{(m)} \frac{r_0}{R} \right)}{J_{m+1}^2 \left(\lambda_n^{(m)} \right)} \quad (11)$$

$$\equiv \sum_{m=0}^{\infty} \sum_n (F_{pl}^{mn} + F_{uh}^{mn}) = F_{pl} + F_{uh},$$

$$F_{uh} = - \frac{4Q^2}{R^2} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_n \frac{\alpha_m}{N_{mn}(\omega_{mn}^{(1)})} \frac{J_m^2 \left(\lambda_n^{(m)} \frac{r_0}{R} \right)}{J_{m+1}^2 \left(\lambda_n^{(m)} \right)}, \quad (12)$$

$$F_{pl} = - \frac{4Q^2}{R^2} \sum_{m=0}^M \sum_{n=1}^N \frac{\alpha_m}{N_{mn}(\omega_{mn}^{(2)})} \frac{J_m^2 \left(\lambda_n^{(m)} \frac{r_0}{R} \right)}{J_{m+1}^2 \left(\lambda_n^{(m)} \right)}, \quad (13)$$

где: $\alpha_m = 1/2$ для $m=0$ и $\alpha_m = 1$ $m \neq 0$. Смысл значений M и N приведен ниже.

Следует отметить, что выражение для потерь (11) на оси волновода может быть получено из выражения для потерь в анизотропном диэлектрике [5,10], если в нем компоненты тензора диэлектрической проницаемости вещества заменить на соответствующие компоненты диэлектрической проницаемости плазмы.

Прежде чем переходить к численным расчетам потерь энергии отметим некоторые свойства приведенных решений. Заряженная частица возбуждает только конечное число гармоник плазменной волны с частотой $\omega_{mn}^{(2)}$. Граничное значение $\lambda_n^{(m)}$, начиная с которого перестает возбуждаться плазменная волна, определяется выражением:

$$\lambda_N^{(M)} = \frac{\omega_p R}{V_0} \sqrt{\frac{\omega_H^2}{\omega_H^2 + \omega_p^2}}. \quad (14)$$

Если в этом выражении устремить циклотронную частоту к бесконечности, получим известное условие для плотности плазмы при возбуждении плазменного волновода пучком $\omega_p > k_{\perp MN} V_0$. Таким образом, сумма по гармоникам плазменной волны всегда конечная, и никаких проблем со сходимостью рядов, описывающих потери энергии на возбуждение плазменной волны, нет.

Для малых значений поперечного волнового числа частоты верхнегибридных волн близки к циклотронной:

$$(\omega_{mn}^{(1)})^2 = \omega_H^2 + k_{\perp mn}^2 V_0^2 \frac{\omega_p^2}{\omega_H^2 - \omega_p^2}, \quad k_{\perp mn}^2 V_0^2 \ll \frac{(\omega_H^2 - \omega_p^2)^2}{\omega_H^2 - \omega_p^2}, \quad (15)$$

а частоты нижегибридных волн - к плазменной:

$$(\omega_{mn}^{(2)})^2 = \omega_p^2 - k_{\perp mn}^2 V_0^2 \frac{\omega_H^2}{\omega_H^2 - \omega_p^2}, \quad k_{\perp mn}^2 V_0^2 \ll \frac{(\omega_H^2 - \omega_p^2)^2}{\omega_H^2 - \omega_p^2}. \quad (16)$$

Подставив $\omega_{mn}^{(1)}$ и $\omega_{mn}^{(2)}$ в соответствующие выражения для потерь энергии частицы на возбуждение верхнегибридных и нижегибридных волн, получим оценку:

$$F_{uh}^{mn} \sim \frac{k_{\perp mn}^2 V_0^2 \omega_p^2}{(\omega_H^2 - \omega_p^2)^2} \frac{J_m^2 \left(\lambda_n^{(m)} \frac{r_0}{R} \right)}{J_{m+1}^2 \left(\lambda_n^{(m)} \right)}, \quad F_{pl}^{mn} \sim \frac{J_m^2 \left(\lambda_n^{(m)} \frac{r_0}{R} \right)}{J_{m+1}^2 \left(\lambda_n^{(m)} \right)}, \quad (17)$$

т.е. вначале члены ряда для верхнегибридной волны нарастают при увеличении номера гармоники, а члены ряда для нижегибридной волны имеют осциллирующий характер.

С увеличением поперечного волнового числа гармоники верхнегибридной волны ее частота стремится к предельному значению $\omega_{mn}^{(1)} \rightarrow \sqrt{\omega_p^2 + \omega_H^2}$ при $k_{\perp mn} \rightarrow \infty$. При этом, если выполняется условие $k_{\perp mn} V_0 \gg \omega_H$

$$(\omega_{mn}^{(1)})^2 \sim \omega_p^2 + \omega_H^2 - \frac{\omega_p^2}{k_{\perp mn}^2 V_0^2}, \quad N(\omega_{mn}^{(1)}) \approx \frac{k_{\perp mn}^2 V_0^2}{\omega_p^2} \quad (18)$$

и потери энергии на возбуждение верхнегибридной гармоники верхнегибридной волны

$$F_{uh}^{mn} \sim \frac{\omega_p^2}{k_{\perp mn}^2 V_0^2} \frac{J_m^2 \left(\lambda_n^{(m)} \frac{r_0}{R} \right)}{J_{m+1}^2 \left(\lambda_n^{(m)} \right)} \sim \frac{1}{(\lambda_n^{(m)})^2} \frac{J_m^2 \left(\lambda_n^{(m)} \frac{r_0}{R} \right)}{J_{m+1}^2 \left(\lambda_n^{(m)} \right)}. \quad (19)$$

Из (19) следует, что для конечного номера азимутальной гармоники ряд по радиальным гармоникам в выражении для потерь (12) сходится при $\lambda_n^{(m)} r_0 / R \gg m$. Если частица находится на оси, то ряд, как следует из (19), расходится. Исследование сходимости при произвольном соотношении $k_{\perp mn} V_0$ и ω_H и, таким образом, суммирование полного ряда (12), сравнение этих потерь с потерями на возбуждение плазменной волны - все это является предметом численных расчетов, приведенных ниже.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Возьмем для численных расчетов электронный пучок с энергией 8 МэВ, током 1 А и радиусом $R=3$ мм. Эти параметры соответствуют в сопутствующей системе плазменной частоте $\omega_p = 3,75 \cdot 10^8$ рад/с. Пусть заряженная частица движется на расстоянии $0,1R=0,3$ мм от оси волновода.

Исследуем сначала потери частицы на возбуждение симметричных колебаний плазменной и верхнегибридной волны. На Рис.1 приведены потери энергии на возбуждение указанных волн в зависи-

мости от числа радиальных гармоник, учитываемых в рядах (12) и (13) для значения циклотронной частоты $\omega_H = 2,11 \cdot 10^{10}$ рад/с, т.е. значения напряженности магнитного поля $\approx 1,2$ кЭ. Скорость антипротона $V_0 = 1,08 \cdot 10^6$ см/с. Для сравнения отметим, что тепловая скорость электронов при типичной для электронного охлаждения продольной температуре в 1 К [3] равна $3,9 \cdot 10^5$ см/с. Видно, что для получения хорошей сходимости ряда для потерь на возбуждение верхнегибридной волны необходимо учитывать большое число членов ряда. При заданных расчетных параметрах антипротона и электронного пучка возбуждаются только 33 плазменные гармоники. Но тем не менее потери на возбуждение плазменных волн почти на два порядка превосходят потери на возбуждение верхнегибридных волн.

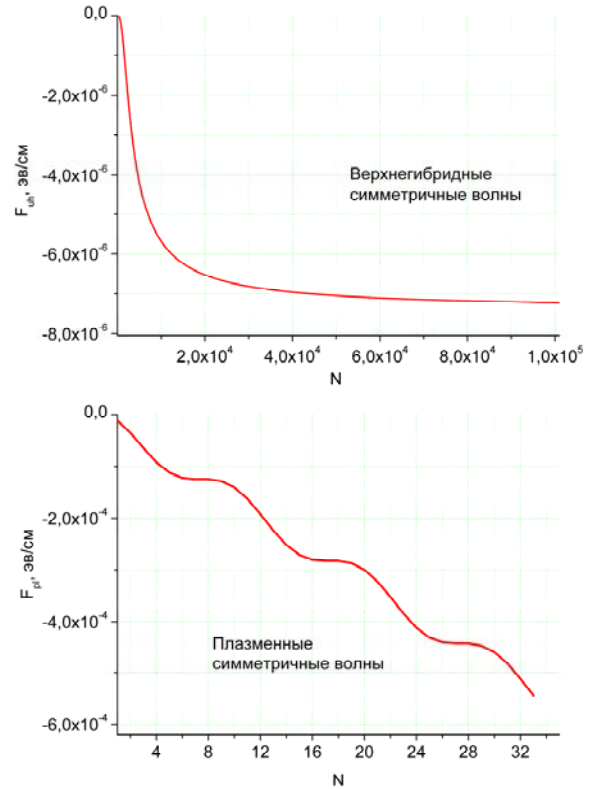


Рис.1. Потери энергии антипротона на возбуждение верхнегибридных (вверху) и плазменных (внизу) волн симметричного типа: $\omega_p = 3,75 \cdot 10^8$ рад/с, $\omega_H = 2,11 \cdot 10^{10}$ рад/с, $R=3$ мм, $r_0=0,3$ мм, $V_0 = 1,08 \cdot 10^6$ см/с

Зависимость потерь энергии частицы на возбуждение плазменной и верхнегибридной волн симметричного типа от напряженности внешнего магнитного поля приведена на Рис.2. Плазменная частота в этих расчетах бралась фиксированной. Из приведенных расчетов следует, что уменьшением напряженности магнитного поля потери энергии на возбуждение верхнегибридной волны возрастают обратно пропорционально отношению циклотронной частоты к плазменной частоте пучка. Потери на возбуждение плазменной волны в широком диапазоне напряженностей магнитного поля очень слабо зависят от ее величины. Зависимость от магнитного поля начинает проявляться только для слабых магнитных

полей $\omega_H / \omega_p \leq 2$, что связано с уменьшением количества резонансных гармоник плазменной волны (13), взаимодействующих с частицей. Потери на возбуждение плазменной волны становятся меньше изменения потерь на возбуждение верхнегибридной волны при выбранных расчетных параметрах если отношение $\omega_H / \omega_p < 1.2$.

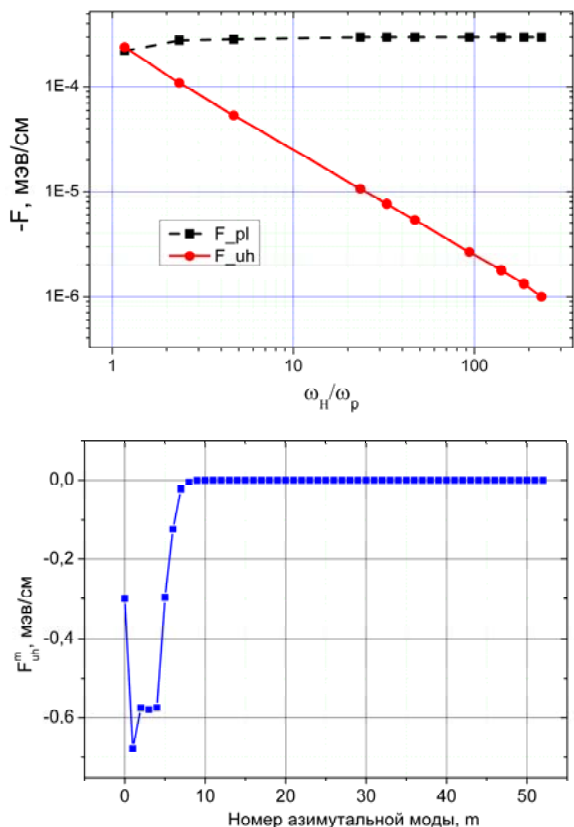


Рис.2. Потери энергии заряженной частицы на возбуждение верхнегибридных (сплошная линия, маркированная кружками) и плазменных (пунктирная линия, маркированная прямоугольниками) волн симметричного типа в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля. Остальные параметры те же, что и на предыдущих рисунках

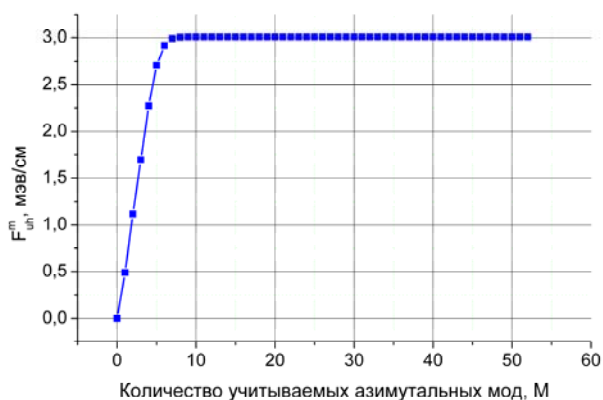


Рис.3. Спектр потерь энергии заряженной частицы на возбуждение азимутальных гармоник плазменной волны (вверху) и полные потери в зависимости от числа учитываемых в суммах азимутальных мод (внизу). Параметры: $\omega_H = 9,794 \cdot 10^{10}$ рад/с, остальные параметры - те же, что и на Рис.2

Результаты вычисления полных потерь частицы с учетом потерь на возбуждение азимутально несимметричных типов верхнегибридных и нижнегибридных волн представлены на Рис.3,4.

В верхней части Рис.3 приведено спектральное распределение потерь энергии на возбуждение азимутальных гармоник плазменной волны. При этом по радиальным гармоникам проведено суммирование. Как следует из приведенной зависимости, основные потери сосредоточены в первых семи азимутальных гармониках. Всего возбуждается в данных условиях 53 азимутальные гармоники плазменной волны, но вклад остальных в полные потери энергии пренебрежимо мал. В правой части Рис.6 приведен результат суммирования потерь, приведенных в левой части рисунка. Полные потери составляют 3 мэВ и они не изменяются при учете в суммах гармоник с номером большим 10.

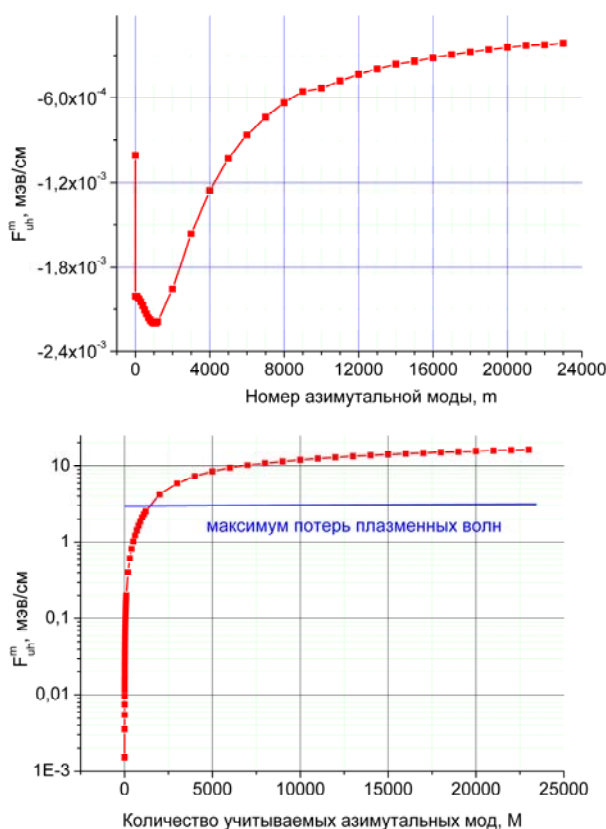


Рис.4. То же, что на Рис.4 для верхнегибридной волны. По радиальным гармоникам произведено суммирование до получения сходимости рядов. На правом графике прямая горизонтальная линия показывает максимальные полные потери на возбуждение плазменной волны

На Рис.4 приведены аналогичные зависимости потерь энергии частицы для верхнегибридной волны. Для малых номеров азимутальных гармоник ($m < 10$) потери на возбуждение верхнегибридной волны с индексом m существенно меньше, чем аналогичные потери на возбуждение плазменной волны. Но с увеличением номера азимутальной гармоники плазменная волна перестает возбуждаться, полные потери на ее возбуждение выходят на насыщение, а полные потери на возбуждение верхне-

гибридной волны продолжают расти и, в конце концов, они, при каком-то числе учитываемых в ряде азимутальных, начинают превосходить потери на возбуждение плазменной волны (см. Нижний график на Рис.4). Как следует из Рис.5 очень большие номера азимутальных гармоник дают малый вклад в полные потери.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные в настоящем отчете исследования позволяют сформулировать следующие выводы:

1. Полные потери заряженной частицы на излучение верхнегибридных волн могут быть значительными и превосходить полные потери на возбуждение плазменных волн.

2. Если рассматривать только потери на возбуждение симметричных типов волн, то при сильных магнитных полях $\omega_H / \omega_p \gg 1$ потери на возбуждение верхнегибридных волн существенно меньше потерь на возбуждение плазменных волн. Управляя величиной магнитного поля, можно управлять величиной потерь на возбуждение верхнегибридных волн: при уменьшении магнитного поля эти потери возрастают и при $\omega_H / \omega_p \sim 1$ они могут превзойти потери на возбуждение плазменных волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.И. Будкер, А.Н. Скринский. Электронное охлаждение и новые возможности в физике элементарных частиц // *УФН*. 1978, т.124, в.4, с.561-595.

2. В.В. Пархомчук, А.Н. Скринский. Электронное охлаждение – 35 лет развития // *УФН*. 2000, т.170, №5, с.473-493.
3. Л.И. Меньшиков. Новые идеи в теории электронного охлаждения // *УФН*. 2000, т.178, №7, с.673-708.
4. Б.М. Болотовский. Эффект Вавилова-Черенкова // *УФН*. 1957, т.62, вып.3, с.201-246.
5. Б.М. Болотовский. Теория эффекта Вавилова-Черенкова (III) // *УФН*. 1961, т.75, с.295-350.
6. Дж. Джелли. *Черенковское излучение и его применение*. М.: «Изд-во иностр. литературы», 1960, с.334.
7. А.И. Ахиезер, И.А. Ахиезер, Р.В. Половин и др. *Электродинамика плазмы*. М.: «Наука», 1974, с.720.
8. Р. Дэвидсон. *Теория заряженной плазмы*. М.: «Мир», 1978, с.216.
9. А.Н. Кондратенко. *Плазменные волноводы*. М.: «Атомиздат», 1976, с.232.
10. М.Н. Каганов. Движение заряженной частицы в анизотропном диэлектрике с осевой симметрией // *ЖТФ*. 1953, т.23, с.507.
11. А.А. Коломенский. Об излучении электрона, равномерно движущегося в электронной плазме, помещенной в магнитное поле // *ДАН СССР*. 1956, т.106, №6, с.982-985.
12. Я.Б. Файнберг, М.Ф. Горбатенко, В.И. Курилко. Излучение Вавилова-Черенкова в ограниченной гиротропной среде // *Физика плазмы и проблемы УТС*. Киев: Изд. АН УССР, 1962. с.34-38.

Статья поступила в редакцию 08.10.2009 г.

COMPARATIVE ANALYSIS OF ENERGY LOSSES OF CHARGED PARTICLES IN MAGNETOACTIVE PLASMA CYLINDER

V.I. Mirosnichenko, G.V. Sotnikov, V.Yu. Storizhko

The results of studies of energy losses of the charged particle in plasma cylindrical waveguide immersed in magnetic field are presented. Analytical expressions for energy losses of charged particle for radiation of upperhybrid and plasma waves are derived. It is shown, that losses for radiation of upperhybrid waves can exceed losses for excitation of plasma waves.

ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ ВТРАТ ЕНЕРГІЇ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТОК У МАГНІТОАКТИВНОМУ ПЛАЗМОВОМУ ЦИЛІНДРІ

В.І. Мирошніченко, Г.В. Сотніков, В.Ю. Сторишко

Представлені результати досліджень втрат енергії зарядженої частки в обмеженій плазмі – плазмовому циліндричному хвилеводі в магнітнім полі. Отримано аналітичні вирази для втрат енергії частки на випромінювання верхньогібридної і плазмової хвиль. Проведене порівняння втрат енергії на випромінювання плазмової хвилі із втратами на випромінювання верхньогібридної хвилі. Показано, що втрати зарядженої частки на випромінювання верхньогібридних хвиль можуть перевершувати втрати на збудження плазмових хвиль.