

04; 09

© 1990 г.

## НАБЛЮДЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ ЗЕРКАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ЛОВУШКИ

*В. Д. Дугар-Жабон, Б. А. Кондратов, Д. В. Красовицкий, С. С. Моисеев*

Исследована плазма электронно-циклотронного разряда в зеркальной магнитной ловушке, состоящая из трех групп электронов: основной холодной компоненты и двух сортов неоднородно распределенных в пространстве «горячих» электронов. Наблюдалась генерация электромагнитного излучения на частоте, близкой к ленгмюровской частоте холодной плазмы и значительно превосходящей гирочастоту электронов. Этот эффект интерпретируется как обращение затухания Ландау в неоднородной плазме.

Известно [1], что ленгмюровские возмущения в однородной максвелловской плазме затухают с декрементом Ландау, а их энергия переходит в кинетическую энергию резонансных электронов. Изменение знака декремента (обращение затухания Ландау) возникает лишь при наличии областей положительного наклона функции распределения электронов по скоростям, т. е. в условиях пучковой неустойчивости [2, 3]. Ситуация изменяется в двухмаксвелловской плазме с неоднородным пространственным распределением надтепловых электронов. Неоднородность приводит к «зацеплению» ленгмюровских волн и нарушению условия однододового приближения (одна волна и много электронов). При этом декремент становится зависящим не только от распределения электронов по скоростям, но и от распределения энергии поля по спектру колебаний и при определенных условиях может изменить знак [4]. Характер этой зависимости, а также сам спектр колебаний определяются видом неоднородности. В частности, в работе [4] показано, что в случае параболической неоднородности декремент пропорционален второй производной по волновому числу от амплитуды поля, а гармоники с частотами, меньшими плазменной частоты, оказываются неустойчивыми.

Одним из наиболее удобных объектов для наблюдения обращения затухания Ландау является плазма электронно-циклотронного разряда в зеркальной магнитной ловушке. Это связано с тем, что в такой системе нагрев электронов до высоких энергий производится в определенных строго локализованных зонах, что обуславливает симметричную неоднородность в их пространственном распределении, а следовательно, создает благоприятные условия для запуска механизма перекачки энергии от частиц волне при обратном эффекте Ландау.

Эксперименты проводились на установке, принципиальная схема которой дана на рис. 1, б. Магнитное поле зеркальной конфигурации, продольный профиль которого показан на рис. 1, а, формировалось при помощи четырех катушек постоянного тока  $I$ . В центре ловушки индукция магнитного поля была равна 620 Гс при пробочном отношении 2.0. Длина ловушки 59 см. Высокочастотное (ВЧ) электрическое поле возбуждалось в осесимметричных с катушками постоянного тока двух цилиндрических  $TE_{111}$ -резонаторах 2 на частоте  $f=2.375$  ГГц от генератора с плавно изменяемой мощностью от  $P=0.4$ –2.4 кВт. В среднем сечении резонаторов, где напряженность ВЧ поля была максимальной, магнитоэстатическое поле имело циклотронно-резонансную величину  $B_0=(2\pi fmc)/e)=850$  Гс. Резонаторы были расположены симметрично центру ловушки на одинаковых от него расстояниях 16.5 см. Разрядная камера представ-

для собой кварцевую трубу 3 с внутренним диаметром 6.4 см. Для снижения утечки ВЧ мощности из резонаторов разрядная трубка была заключена в отрезки запредельных волноводов. В качестве рабочего газа использовался аргон при давлении  $5-6 \cdot 10^{-5}$  Тор. Зажигание разряда и нагрев электронов осуществлялись в условиях электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) внутри резонаторов.

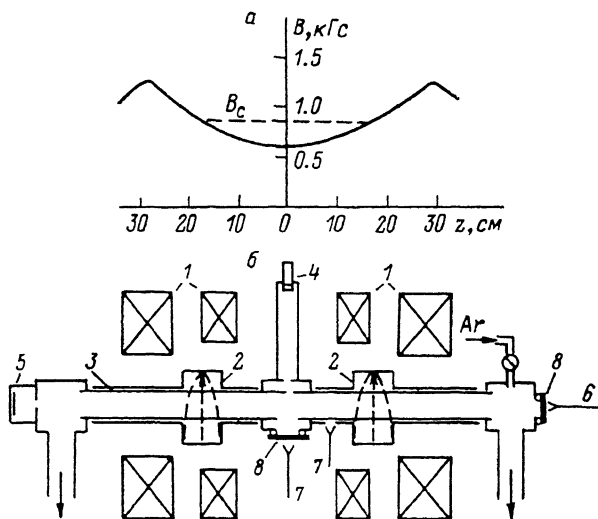


Рис. 1. Продольное распределение магнитного поля (а) и принципиальная схема установки (б).

Для определения полной плотности плазмы, удерживаемой в ловушке, использовались ленгмюровские зонды и 8-миллиметровый интерферометр. Анализ энергетического спектра рентгеновских квантов, испускаемых при соударениях нагретых в ЭЦР зонах электронов с тяжелыми частицами, и обскурোগрам, полученных при фотографировании разряда в рентгеновских лучах с помощью

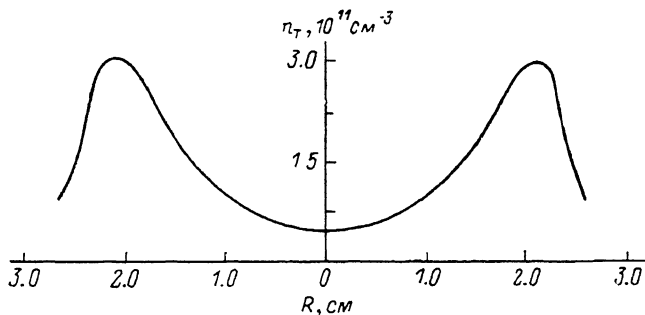


Рис. 2. Радиальное распределение теплых электронов.

камеры 5, позволил получить необходимую информацию об энергетических электронах. Детектирование рентгеновских квантов и их анализ производились с помощью сцинтилляционного блока 4 с кристаллом NaJ (Tl) и 256-канального анализатора импульсов.

Рупорные антенны 6, 7 применялись в качестве приемников прошедшего через кварцевые окна 8 испускаемого плазмой электромагнитного излучения. Далее излучение поступало на спектр-анализатор СЧ-27, который давал возможность регистрировать электромагнитные волны в диапазоне от 0.7 до 300 см.

В результате проведенных экспериментов было установлено, что при ВЧ мощности  $P=2.2$  кВт электронная популяция разряда состояла из трех групп. Основная масса электронов была сравнительно холодной с температурой  $T_x = 80$  эВ. Плотность этих электронов была наибольшей в центральной области

ловушки  $n_e = 2.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и плавно спадала в радиальном и продольном направлениях до  $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Другую группу представляли теплые электроны с температурой  $T_e = 17 \text{ кэВ}$ . Распределение этих электронов по энергиям было близким к максвелловскому. Радиальная зависимость плотности теплых электронов не была монотонной. Максимум плотности  $n_T = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  находился в цилиндрическом слое со средним радиусом 2.2 см и шириной 0.5 см (рис. 2). Такой характер изменения плотности теплых электронов вдоль радиуса плазменного столба связан с тем, что условия циклотронного резонанса в магнитном поле зеркальной ловушки выполняются либо на оси, либо в кольцевой зоне [5]. При этом градиент плотности в радиальном направлении спадал от центра к торцам трубки за счет накопления теплых электронов в области минимума магнитного поля ловушки. В нашем случае ЭЦР нагрев осуществлялся в кольцевом слое с радиусом 1.6 см в среднем сечении резонатора. Вследствие того что ларморовский радиус теплых электронов, имевший величину порядка 1 мм, был

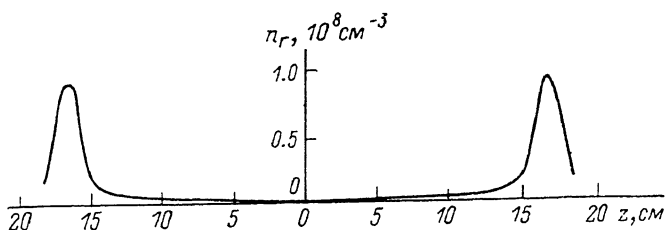


Рис. 3. Продольное распределение горячих электронов.

существенно меньше поперечных размеров разрядной камеры, а время между соударениями ( $\nu^{-1} \approx 10^{-5} \text{ с}$ ) на несколько порядков превышало полупериод баунс-колебаний ( $\tau_B \approx 10^{-8} \text{ с}$ ), траектория движения каждого из этих электронов оказывалась «приклеенной» к своей силовой линии. Поэтому характерная для зон резонансного взаимодействия кольцевая структура разряда практически не разрушалась во всем пространстве между резонаторами. Для определения времени жизни теплых электронов была проведена серия экспериментов при импульсном режиме работы ВЧ генераторов, давшая  $\tau_T \approx 0.8 \text{ мс}$ . Наибольшей температурой  $T_e = 65 \text{ кэВ}$  обладала третья горячая группа электронов. Характерной особенностью горячих частиц было то, что их плотность в центре ловушки была на порядок величины меньше, чем в ЭЦР зонах. Распределение плотности горячих электронов вдоль оси ловушки дано на рис. 3. Анализ экспериментальных данных показывает, что основная масса теплых электронов при своем движении вдоль силовых линий магнитного поля попадала в область резонансного взаимодействия с ВЧ электрическим полем, от которого они приобретали дополнительную энергию. Такое взаимодействие сопровождалось диффузией по поперечным энергиям, что в конечном итоге приводило к отражению частиц в зоне, которая не заходила за резонансную плоскость [6]. В отличие от теплых горячие электроны представляют собой ту малую долю теплых электронов, у которых в результате соударений с другими частицами практически вся энергия переходит в продольную компоненту. Такие электроны благодаря большой поступательной скорости пересекают резонансную плоскость и захватываются в режим авторезонанса [7, 8]. В этом случае при прямом проходе через ЭЦР зону они набирают большую поперечную энергию, чем теплые электроны, и затем отражаются магнитным зеркалом на некотором расстоянии за резонансной плоскостью. Обратный проход в условиях циклотронного резонанса происходит в противофазе между полем и частицей и сопровождается перекачкой поперечной энергии ВЧ полю, т. е. имеет место рекуперация энергии [9, 10]. Иными словами, взаимодействие электронов с большими продольными и малыми поперечными энергиями с резонансным ВЧ полем является адиабатическим. При этом горячие электроны должны наблюдаться лишь в области между резонансной плоскостью и точкой отражения, размеры которой в наших условиях не превышали 6 см.

Представленные выше экспериментальные результаты были получены для случая, когда в резонаторы поступала ВЧ мощность  $P = 2.2 \text{ кВт}$ . Если величину

мощности плавно увеличивать от начального значения, то можно видеть, что при  $P=1.6$  кВт в плазме начинают раскачиваться косые дрейфовые волны на частоте 17 МГц, а при приближении к уровню  $P=2.2$  кВт разряд переходит в сильно шумящий режим. В спектре колебаний шума преобладали частоты, близкие к ленгмюровской. Одновременно была зарегистрирована генерация электромагнитных волн на частотах  $f_1=10.9$  ГГц,  $f_2=21.8$  ГГц и  $f_3=32.7$  ГГц. Наибольшей интенсивностью обладало излучение на основной гармонике, две другие были значительно слабее. Спектральный интервал, занимаемый каждой из линий, был сравнительно узким. Так, отношение полуширины основной гармонике к ее частоте  $\Delta f_1/f_1 \approx 10^{-3}$ , что видно из осциллограммы на рис. 4. Для локализации области возбуждения этих волн рупорная антенна 7 (рис. 1, б)

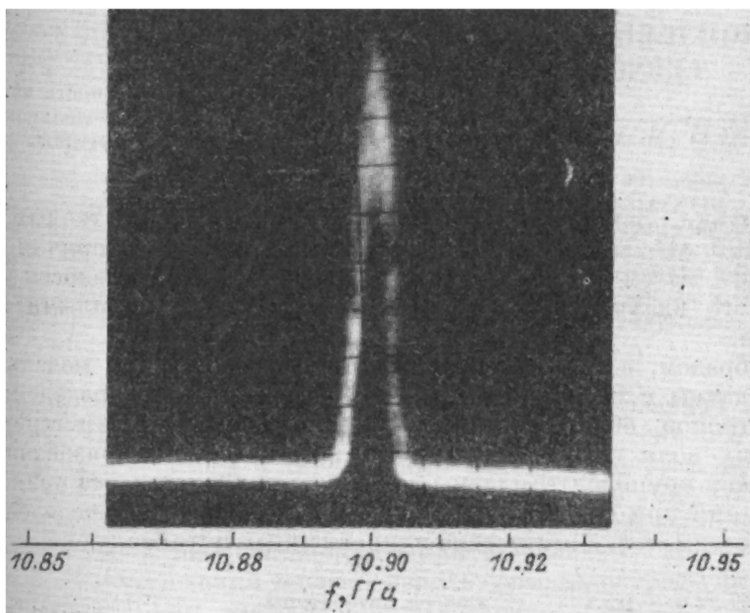


Рис. 4. Спектр излучения на основной гармонике.

могла устанавливаться на различных расстояниях от центра ловушки. Результаты этих измерений представлены на рис. 5 в виде зависимости интенсивности излучения, испускаемого в радиальном направлении от продольной координаты, которая свидетельствует о том, что генерация этих волн происходила в центральной области ловушки длиной 10 см. При этом мощность излучения, уходящего из разряда через боковую поверхность трубки,  $P=1.6$  Вт существенно превышала мощность излучения через торцевые окна  $P=0.3$  Вт.

Поскольку частота электромагнитных волн была близка к плазменной  $\omega_p = 7-7.7 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$  и существенно превосходила циклотронную частоту  $\omega_c = 1 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$ , то можно утверждать, что генерация этих волн не связана с циклотронным вращением электронов в магнитном поле. В этих условиях наиболее естественной, по нашему мнению, причиной возникновения неустойчивости является неоднородность пространственного распределения нагретых электронов плазмы, которая приводила к специфическим особенностям при взаимодействии поля и частиц.

Неоднородность в распределении теплых электронов в радиальном направлении и горячих электронов в продольном направлении имеет вид ямы плотности. Испускаемое излучение сосредоточено в центральной части трубки, т. е. на две ямы. Круговая частота основной гармонике  $\omega_1 = 6.8 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$  меньше плазменной частоты, так что диэлектрическая проницаемость плазмы  $\epsilon = 1 - (\omega_p^2 / \omega_1^2)$  отрицательна. Поскольку сила кулоновского взаимодействия в среде с отрицательной проницаемостью изменяет знак, то ионный фон выталкивает резонансные электроны к центру ямы. При этом поле генерируемой ленгмюровской

волны направлено против движения электронов, что приводит к отбору энергии электронов и усилению начального возмущения [4]. Накапливаемая энергия ленгмюровских колебаний трансформируется затем в энергию излучаемых электромагнитных волн.

Инкремент колебаний для гармоники с длиной волны  $\lambda \approx d_T$  ( $d_T$  — дебаевский радиус теплых электронов) равен  $10^{+8} \text{ с}^{-1}$ , так что время развития неустойчивости значительно меньше времени жизни теплых электронов. Зависимость интенсивности радиального излучения (рис. 5) объясняется тем, что инкремент неустойчивости пропорционален градиенту плотности энергетических электронов, который для теплых электронов имеет максимальное значение

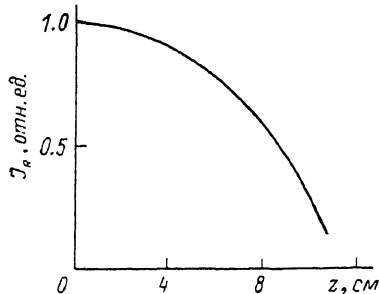


Рис. 5. Зависимость интенсивности излучения в радиальном направлении от продольного положения рупорной антенны.

в центре трубки. Заметим также, что плотность энергии теплых электронов  $n_T T_T = 5.1 \cdot 10^{15} \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-3}$  превосходит плотность энергии горячих электронов  $n_H T_H = 6.5 \cdot 10^{12} \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-3}$ . С этим связано различие в интенсивности радиального и продольного излучений, вызываемых соответственно теплыми и горячими электронами.

Таким образом, в настоящем эксперименте реализуется модель трехтемпературной плазмы с неоднородным пространственным распределением надтепловых электронов, обнаруженный в такой плазме механизм генерации электромагнитных волн сопровождается коллективным преобразованием энергии энергетической компоненты плазмы в энергию холодной через поля ленгмюровских колебаний при отрицательном наклоне функции распределения электронов по скоростям, т. е. в отсутствие направленных потоков электронов в плазме.

#### Список литературы

- [1] Ландау Л. Д. // ЖЭТФ. 1946. Т. 16. Вып. 1. С. 574—586.
- [2] Bohm D., Gross E. P. // Phys. Rev. 1946. Vol. 75. P. 1864—1871.
- [3] Ахизер А. И., Файнберг Я. Б. // ДАН СССР. 1949. Т. 69. № 4. С. 555—562.
- [4] Красовицкий В. Б., Красовицкий Д. В., Моисеев С. С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 10. С. 950—953.
- [5] Dugar-Jabon V. D., Golovanivsky K. S., Schepilov V. D. // Phys. Scripta. 1978. Vol. 18. P. 506—510.
- [6] Тимофеев А. В. // Вопросы теории плазмы / Под ред. Б. Б. Кадомцева. М.: Энергоатомиздат, 1985. Вып. 14. С. 56.
- [7] Андреев В. В., Головановский К. С. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. С. 300—306.
- [8] Нейштадт А. И., Тимофеев А. В. Препринт ИАЭ. № 445711. М., 1987. 11 с.
- [9] Головановский К. С., Дугар-Жабон В. Д., Похмельных Л. А. // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 11. С. 2407—2410.
- [10] Golovanivsky K. S., Milanteiv V. P. // Plasma Phys. 1974. Vol. 16. P. 549—551.

Институт космических исследований АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
24 августа 1988 г.