

УДК 533.9.01

О МЕХАНИЗМЕ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ОТКРЫТОЙ МАГНИТНОЙ ЛОВУШКИ НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ЭЦР-РАЗРЯДА

*М. Е. Викторов, С. В. Голубев, Е. Д. Господчиков, И. В. Изотов,
Д. А. Мансфельд, А. Г. Шалашов*

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

В данной работе обсуждаются экспериментальные данные, свидетельствующие о существовании эффективного механизма потерь энергичных электронов на начальном этапе возникновения разряда при электронном циклотронном резонансе (ЭЦР-разряда), когда рассеяние электронов в конус потерь происходит за счёт развития циклотронных неустойчивостей сильно неравновесной плазмы. Изучен спектральный состав нестационарных импульсов электромагнитного излучения в широком диапазоне частот на начальной стадии ЭЦР-разряда, когда концентрация горячих частиц превосходит концентрацию холодных. Наблюдаемые вспышки электромагнитного излучения и синхронные с ними высыпания энергичных электронов из ловушки предложено связать с развитием циклотронной неустойчивости быстрой необыкновенной волны в разреженной плазме.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из интересных особенностей нагрева электронов микроволновым излучением в открытых магнитных ловушках в условиях электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) является возможность возникновения электронов с релятивистскими и даже ультрарелятивистскими энергиями. Первые наблюдения жёсткого рентгеновского излучения, свидетельствующего о наличии высокоэнергичных электронов, плазмы в зеркальных магнитных ловушках в условиях ЭЦР-нагрева были проведены ещё в 1960-х годах в ранних работах по управляемому термоядерному синтезу (см. обзор [1]). В последующих работах [2–5] описаны результаты подробных экспериментальных и теоретических исследований процессов образования энергичных электронов в условиях ЭЦР. В работе [2] измерения энергии электронов проводились по тормозному рентгеновскому излучению вылетающих из плазмы электронов, причём регистрация тормозного излучения проводилась с накоплением в течение длительного времени. Измеренная при этом спектральная интенсивность излучения медленно спадала вплоть до энергии фотонов 500 кэВ, а затем резко обрывалась, что свидетельствовало о наличии верхней границы энергии быстрых электронов. В работе [4] были зарегистрированы электроны с энергиями вплоть до 100 кэВ, а измерения распределения электронов по энергии проводились при помощи ориентированного поперёк магнитного поля ловушки цилиндра Фарадея с перемещаемым коллектором. В недавней работе [6] измерение функции распределения электронов, вылетевших из ловушки, по энергии проводилось прямым методом — с помощью магнитостатического анализатора с разрешением по времени. Обнаружено, что уже на начальной стадии ЭЦР-разряда (в первые $10\div 100$ мкс его развития) наблюдаются электроны с релятивистскими энергиями, причём функция распределения электронов по энергии медленно уменьшается в два раза в диапазоне энергий от 70 до 300 кэВ, а затем быстро спадает почти до нуля к 600 кэВ.

Уже в первых теоретических работах были предложены модели набора электронами релятивистской энергии и исследованы процессы формирования функции распределения электронов

при ЭЦР-нагреве в так называемом «суперадиабатическом» режиме [7] и в «релятивистском» режиме диффузионного набора энергии [2]. В режиме «релятивистской» диффузии потери электронов также определяются их диффузией в пространстве скоростей, причём учёт релятивистских эффектов взаимодействия микроволнового излучения с энергичными электронами в области ЭЦР позволяет объяснить набор ими значительной энергии продольного движения, что обеспечивает высыпание электронов из ловушки.

В данной работе обсуждаются экспериментальные данные, свидетельствующие о существовании более эффективного механизма потерь энергичных электронов на начальном этапе возникновения ЭЦР-разряда. Этот механизм связан с рассеянием электронов в конус потерь не за счёт взаимодействия с волной накачки, а за счёт развития собственных циклотронных неустойчивостей сильно неравновесной плазмы. Заметим, что в работах [1, 4] высыпание энергичных электронов из ловушки связывалось с возникновением циклотронных неустойчивостей плазмы. Однако развитые в этих работах представления не объясняли всех особенностей наблюдавшихся распределений электронов по энергии и, главное, оставался неясным механизм появления коротких выбросов энергичных электронов из ловушки на начальном этапе развития ЭЦР-разряда.

1. ЛАБОРАТОРНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты проводились на установке, схема которой представлена на рис. 1. Линейно поляризованное электромагнитное излучение гиротрона с частотой 37,5 ГГц, длительностью импульса $10 \div 100$ мкс и мощностью до 80 кВт вводилось вдоль оси системы в аксиально-симметричную вакуумную камеру (диаметр 7 см, длина 25 см), помещённую в простую магнитную ловушку с пробочной конфигурацией силовых линий магнитного поля. Плотность потока энергии излучения в фокальной плоскости составляла около 10 кВт/см^2 . Магнитное поле создавалось с помощью импульсных катушек, обеспечивающих в пробках ловушки индукцию поля $B = 4 \text{ Тл}$ и пробочное отношение $4 \div 8$. Форма импульса тока, создающего магнитное поле в катушках, соответствует полупериоду синусоиды, длительность импульса составляет около 7 мс. Резонансный нагрев плазмы осуществлялся на основной гармонике электронной гирочастоты. За время ЭЦР-нагрева магнитное поле в центре ловушки увеличивалось на $5 \div 25 \%$ в зависимости от параметров эксперимента. Область ЭЦР-поглощения занимала промежуточное положение между пробкой и центральным

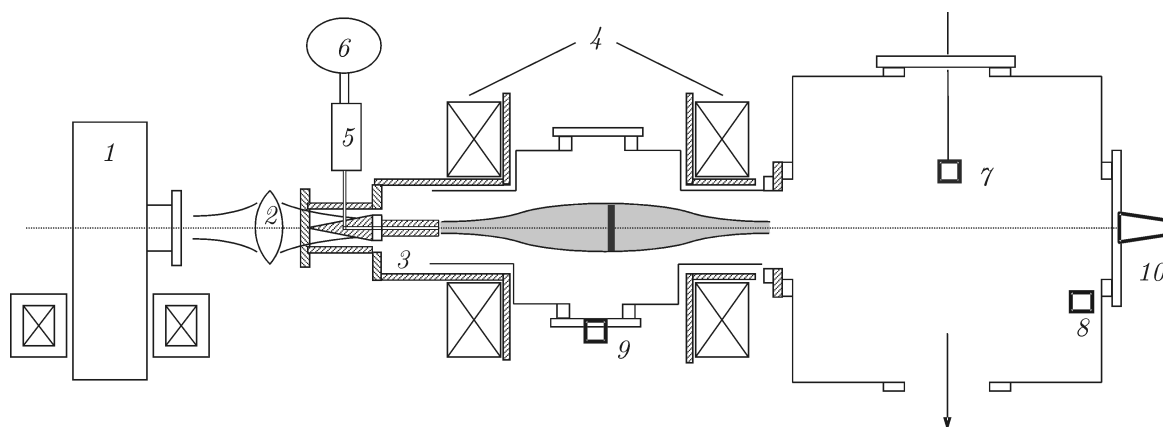


Рис. 1. Схема экспериментального стенда. Цифрой 1 обозначен гиротрон, 2 — диэлектрическая линза, 3 — разрядная камера, 4 — зеркальная магнитная ловушка, 5 — импульсный клапан, 6 — колба с рабочим газом, 7 — р-и-п-диод на подвижном держателе, 8 — ленгмюровский зонд, 9 и 10 — антенны для детектирования микроволнового излучения. Стрелкой указано направление откачки

сечением ловушки и соответствовала индукции магнитного поля 1,34 Тл. Инжекция рабочего газа (азота) в ловушку осуществлялась вдоль оси магнитной системы с помощью импульсного клапана. Темп инжекции газа в разрядную камеру увеличивался со временем, характерное время инжекции газа составляло 100 мкс. На начальном этапе концентрация газа в ловушке возрастала со скоростью около $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

Основные экспериментальные исследования были посвящены динамике вылетающих из ловушки энергичных электронов и сопутствующих всплеск собственного электромагнитного излучения плазмы в электронном циклотронном диапазоне на начальной стадии разряда. Измерения потока энергии электронов проводились с помощью кремниевого р-і-п-диода СППД-11-04, в і-области которого под действием энергичных электронов образуются носители заряда, дрейфующие на контакты диода. В результате во внешней электрической цепи возникает импульс тока, амплитуда которого пропорциональна потоку энергии электронов. Диод позволяет исследовать поведение во времени потока электронов с энергией от 10 до 500 кэВ с временным разрешением на уровне 1 нс. Для регистрации потоков плазмы, вытекающих из ловушки, использовался одиночный ленгмюровский зонд (рис. 1) с площадью 10 см^2 , на который подавалось отрицательное относительно заземлённой диагностической камеры напряжение -100 В .

Для регистрации собственного электромагнитного излучения плазмы использовалась приёмная антенна, сигнал с которой подавался на широкополосный осциллограф «Tektronix MSO 72004C» (полоса пропускания аналогового канала 20 ГГц, временное разрешение 10 пс). Приёмная антенна представляла собой широкополосный рупор с равномерной полосой пропускания в диапазоне от 2 до 20 ГГц. Совместно с антенной для защиты от мощного излучения гиротрона с частотой 37,5 ГГц использовался фильтр низких частот с граничной частотой примерно 18,5 ГГц. Приёмная антенна использовалась для регистрации собственного излучения плазмы в направлениях как поперёк (9 на рис. 1), так и вдоль (выход 10 на рис. 1) направления магнитного поля ловушки.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В ходе экспериментальных исследований динамики ЭЦР-разряда были определены две характерные стадии его развития. На первой, с длительностью порядка 100 мкс, концентрация плазмы невелика, поэтому энергии СВЧ излучения, поглощённой в плазме, хватает для нагрева электронов до релятивистских энергий [6]. На второй стадии, длящейся вплоть до конца импульса излучения гиротрона, концентрация плазмы более чем на два порядка больше концентрации на первой стадии. Динамика разряда иллюстрируется осциллограммами на рис. 2, где представлены сигналы с р-і-п-диода (кривая 1) и ленгмюровского зонда (кривая 2); момент перехода между стадиями на рис. 2 условно помечен стрелкой.

Переход между двумя стадиями происходит за несколько десятков микросекунд и связан, по-видимому, с увеличением концентрации электронов из-за ионизации газа, поступающего с увеличивающейся скоростью в ловушку. Причём в условиях экспериментов увеличение скорости роста концентрации газа может быть связано с резким увеличением поступления газа со стенок вакуумной камеры по мере развития разряда [8]. Отметим, что на ионизацию поступающего газа тратится энергия, запасённая в энергичных электронах. На второй стадии разряда при большой концентрации плазмы поглощённой энергии уже не хватает на нагрев большого числа электронов до релятивистских энергий и, соответственно, средняя энергия электронов уменьшается [9–11].

Как уже отмечалось, основное внимание в данной работе посвящено исследованию первой стадии развития разряда. На этой стадии были обнаружены кратковременные высыпания энергичных электронов, которые хорошо видны на рис. 2 как на сигналах с р-і-п-диода, так и синхрон-

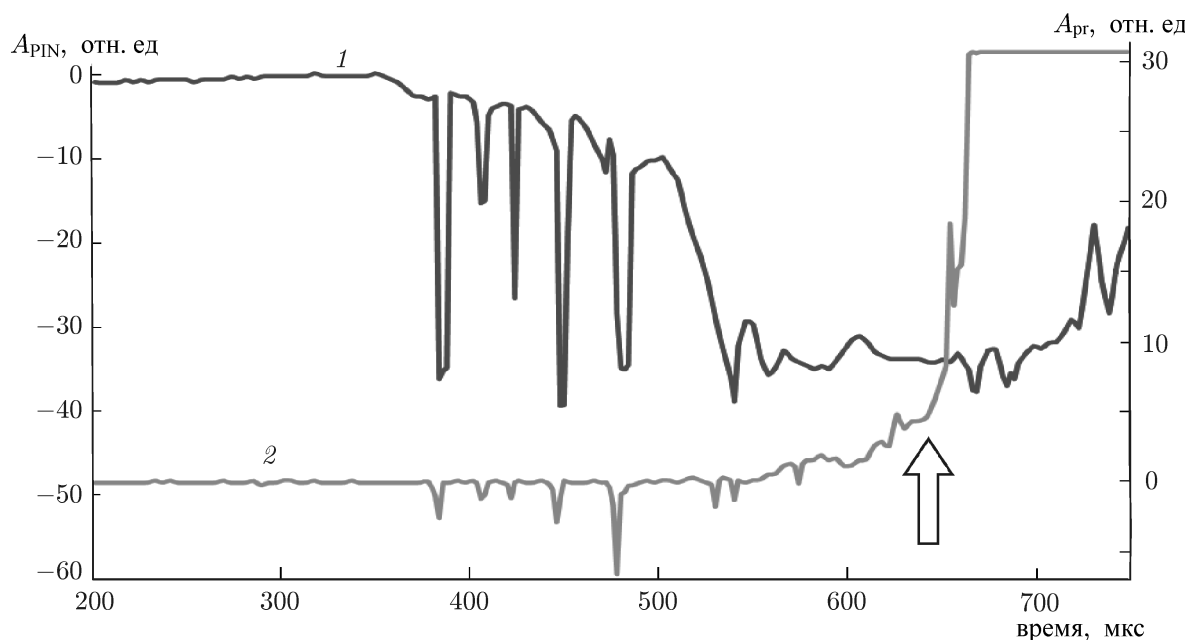


Рис. 2. Иллюстрация перехода от начальной стадии к стадии развитого разряда. Кривая 1 соответствует сигналу A_{PIN} с p-i-n-диода, кривая 2 — сигналу A_{pr} с ленгмюровского зонда в режиме ионного тока насыщения. Стрелкой показан момент перехода между стадиями. Время отсчитывается от начала импульса микроволнового излучения гиротрона

ных с ними сигналах с ленгмюровского зонда (отрицательные всплески тока связаны с приходом на зонд электронов, энергии которых хватает для преодоления тормозящего электроны электростатического барьера).

В экспериментах наряду с импульсными высыпаниями энергичных электронов были обнаружены соответствующие всплески СВЧ излучения. Характерные осциллограммы электрического поля собственного излучения плазмы приведены на рис. 3. Осциллограммы, записанные с хорошим временным разрешением, позволили исследовать быстрое изменение спектра электромагнитного излучения во времени. Для каждой осциллограммы вычислялся динамический спектр при помощи оконного преобразования Фурье с окном Хэмминга.

На рис. 4 и 5 приведены динамические спектры собственного излучения плазмы на начальной стадии разряда и соответствующие осциллограммы сигнала с детектора электронов. На рис. 4а и 5а приведены спектр излучения и осциллограмма тока электронов с момента начала развития разряда до стадии развитого разряда, а на рис. 4б и 5б — они же с большим временным разрешением для отдельно взятого интервала времени. На рисунках хорошо видны два различных режима развития неустойчивости. Сначала наблюдаются квазипериодические короткие высыпания электронов из ловушки и синхронные с ними всплески широкополосного электромагнитного излучения в виде отдельных волновых пакетов с быстро растущей частотой (см. рис. 4б и 5б). Затем происходит изменение вида регистрируемых сигналов: ток высыпающих электронов становится более плавным и теряет строго периодическую структуру, а спектр излучения представляет собой квазиравномерно заполненную полосу частот с шириной несколько гигагерц. Смена режимов развития неустойчивости происходит сравнительно быстро, за время около 10 мкс. Отметим, что нижняя частотная граница спектра электромагнитного излучения соответствует увеличивающейся во времени электронной гирочастоте в центре магнитной ловушки, где магнитное поле минимально.

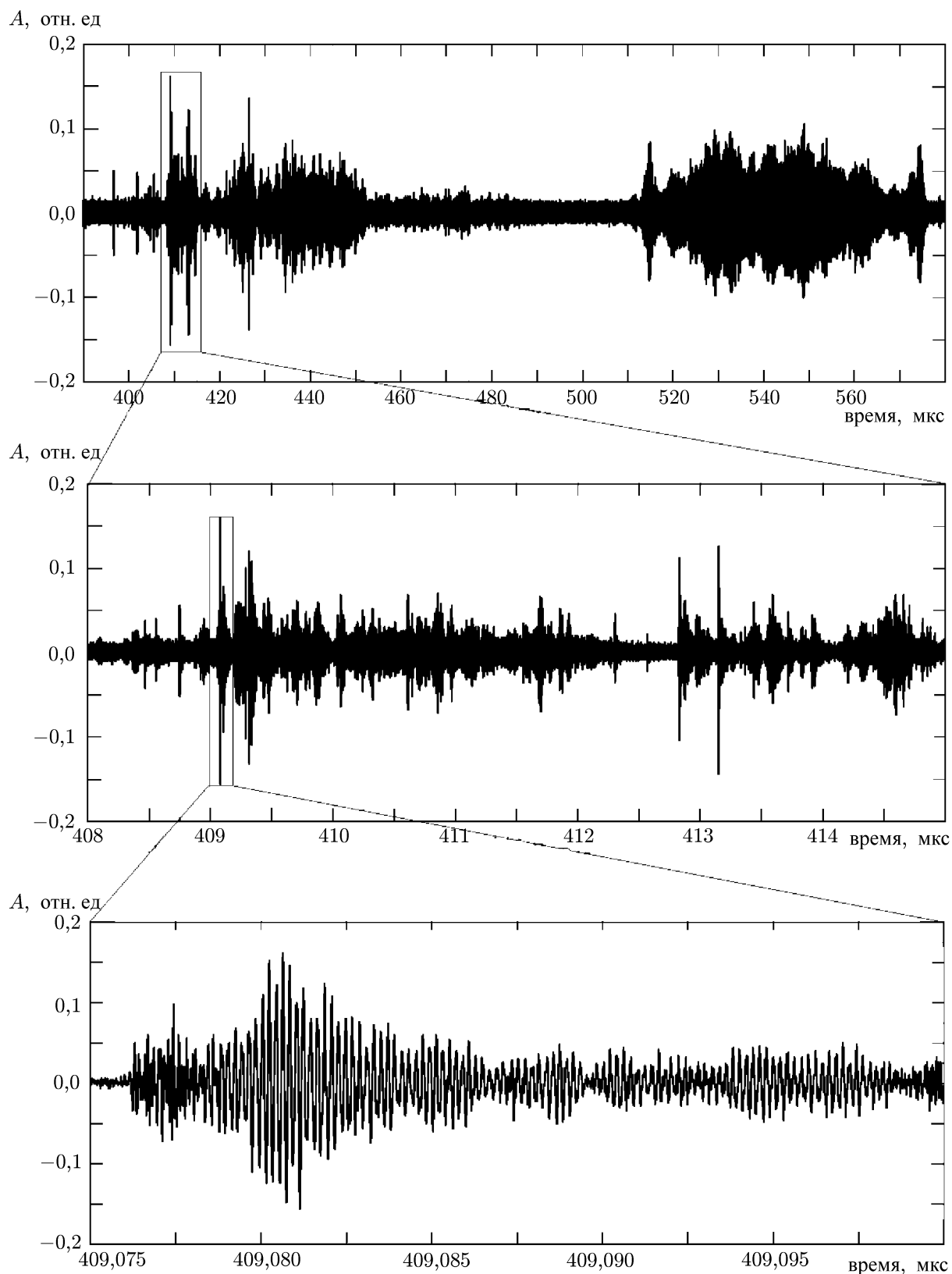


Рис. 3. Характерные осциллограммы электрического поля собственного излучения плазмы с различным временным разрешением. На средней панели показан отрезок времени, выделенный на верхней панели. На нижней панели показан отрезок времени, выделенный на средней панели

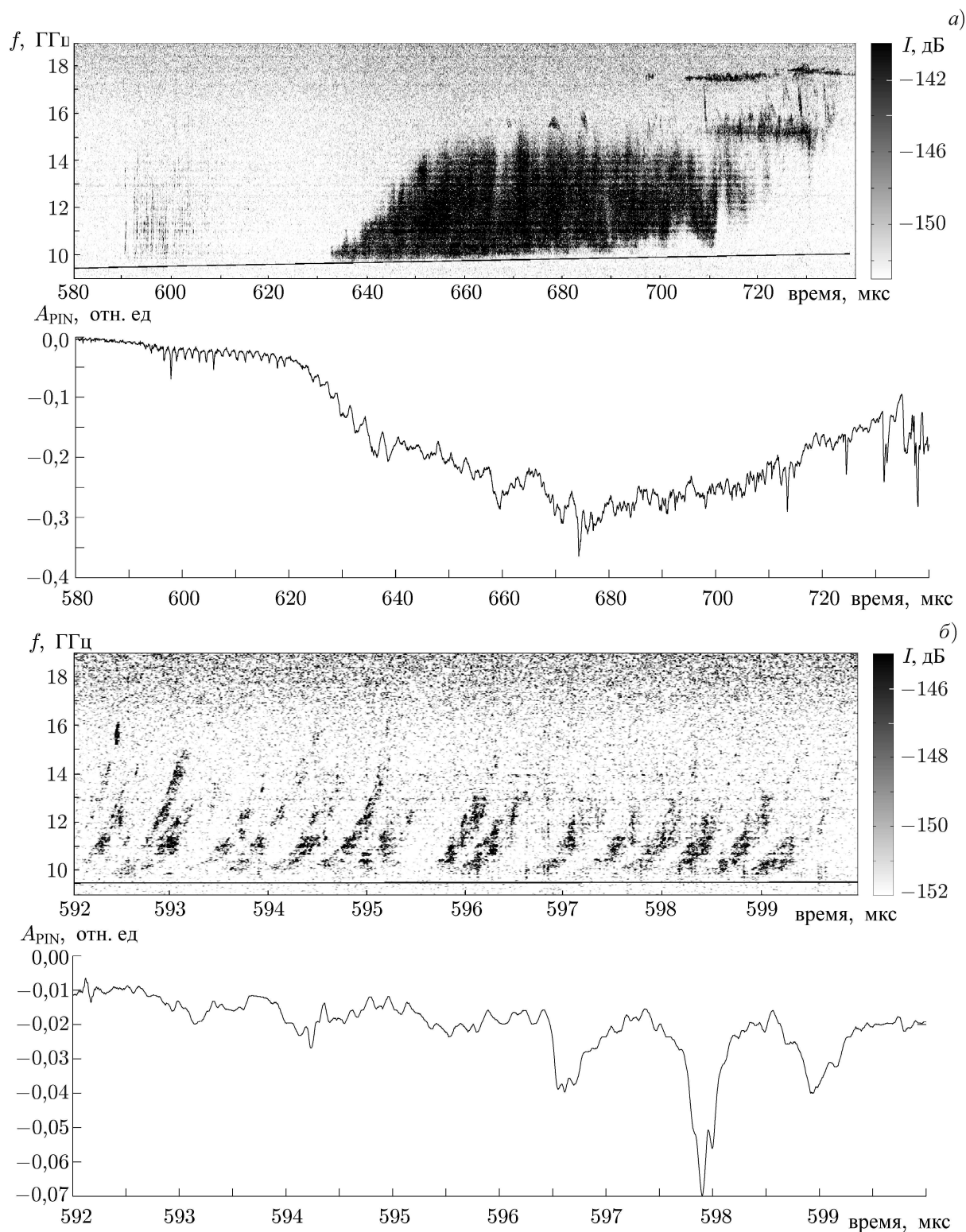


Рис. 4. Динамический спектр собственного излучения плазмы на начальной стадии разряда (верхние панели на рис. 4а и б) и соответствующие осциллограммы сигнала с детектора электронов (нижние панели на рис. 4а и б). На рис. 4а приведена общая осциллограмма, а на рис. 4б — отдельно взятый временной интервал с большим разрешением. Чёрная сплошная линия на динамических спектрах — значение электронной гирочастоты $\omega_c/(2\pi)$ в центре ловушки

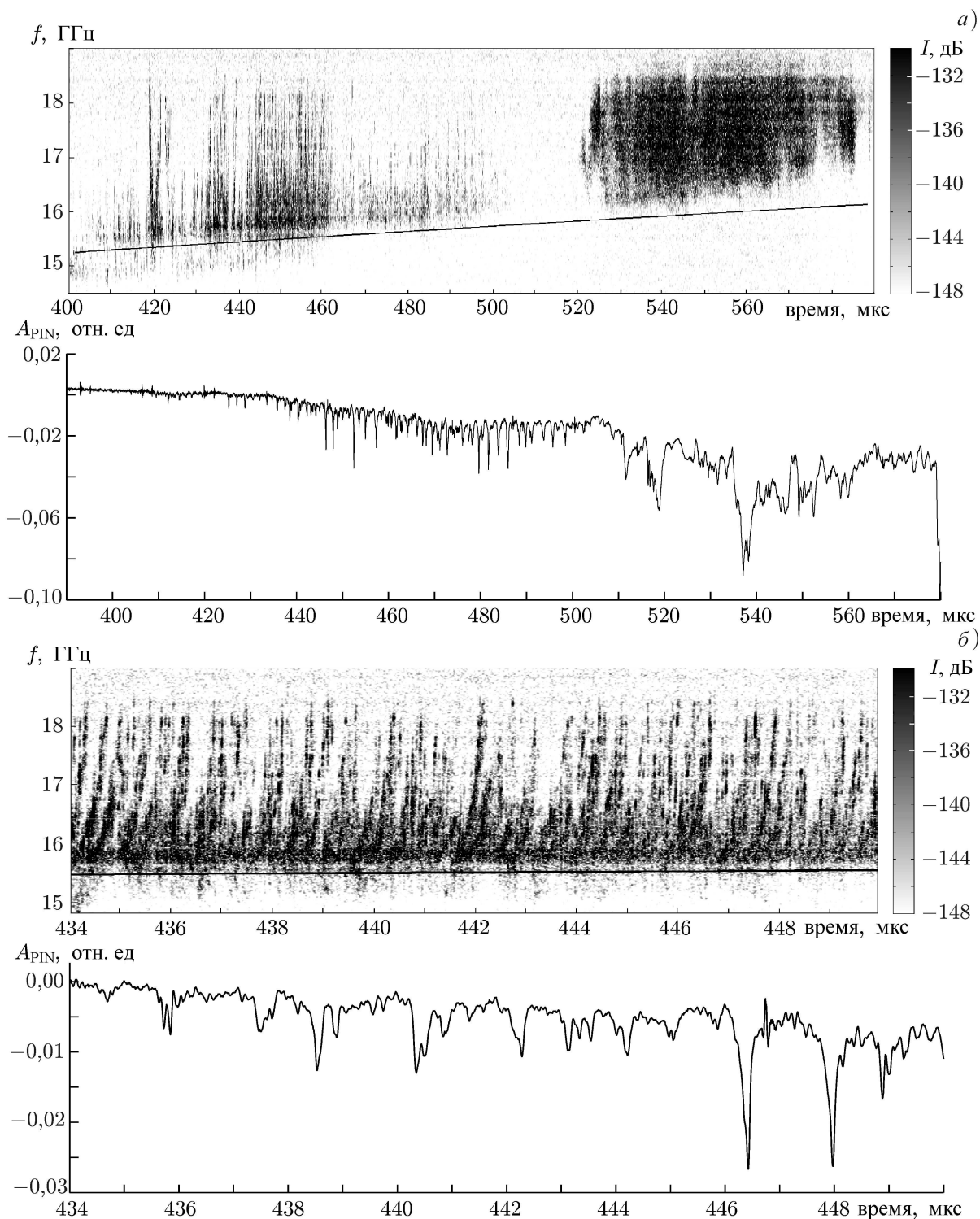


Рис. 5. Динамический спектр собственного излучения плазмы на начальной стадии разряда (верхние панели на рис. 5а и б) и соответствующие осциллограммы сигнала с детектора электронов (нижние панели на рис. 5а и б). На рис. 5а приведена общая осциллограмма, а на рис. 5б — отдельный временной интервал с большим разрешением. Чёрная сплошная линия на динамических спектрах — значение электронной гирочастоты $\omega_c/(2\pi)$ в центре ловушки. Осциллограмма электрического поля волны, для которой построен динамический спектр, приведена на рис. 3

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотренное выше поведение энергичных электронов и синхронных всплесков электромагнитного излучения можно связать с развитием циклотронных неустойчивостей необыкновенной волны на основной гармонике электронной гирочастоты, которые легко возбуждаются анизотропным распределением горячих электронов при малой концентрации холодной плазмы. Поскольку излучение наблюдается на частотах, превышающих электронную гирочастоту в центре ловушки, наиболее естественно оно объясняется возбуждением характерной для зеркальных ловушек конусной неустойчивости быстрой необыкновенной волны, распространяющейся под углом к магнитному полю [12]. Следует отметить, что при большой концентрации фоновой плазмы на второй стадии разряда циклотронная неустойчивость на данных модах не развивается из-за того, что их дисперсионные свойства сильно модифицируются фоновой плазмой [13–15].

Не претендуя на количественное описание, рассмотрим простейшую универсальную модель, описывающую квазилинейную стадию развития неустойчивости некоторой собственной циклотронной моды в пробочной магнитной конфигурации. На линейной стадии взаимодействие резонансных электронов с электромагнитной волной с экспоненциально растущей амплитудой приводит к уменьшению энергии их поперечного движения, в результате часть горячих электронов попадает в конус потерь и выносится из ловушки. Эти потери приводят к уменьшению инкремента неустойчивости и в конечном итоге к ограничению роста плотности энергии электромагнитного поля в системе. Совместная эволюция концентрации N горячих электронов и плотности энергии E электромагнитного поля, соответствующего рабочей моде, может быть приближённо описана в рамках системы балансных уравнений:

$$\frac{dN}{dt} = J - \kappa EN, \quad \frac{dE}{dt} = (\gamma - \nu) E, \quad \gamma = hN. \quad (1)$$

Первое уравнение описывает накопление горячих электронов благодаря источнику с мощностью J и их потери, индуцированные высокочастотным полем (остальные каналы потерь мы не учитываем). Второе уравнение описывает рост или затухание поля в зависимости от соотношения между инкрементом γ и декрементом ν в правой части. Вывод уравнений (1) из кинетического уравнения квазилинейной теории плазмы и детальное обсуждение пределов их применимости можно найти, например, в монографии [16], а примеры использования (1) для моделирования вспышечных процессов в рассматриваемой в работе установке — в [13, 17].

Переменные коэффициенты κ и h определяют потери горячих частиц и усреднённый по линии усиления инкремент. Для вычисления этих коэффициентов необходимо знать решение соответствующего рассматриваемой неустойчивой моде квазилинейного кинетического уравнения для функции распределения горячих электронов. Тем не менее, можно получить простую связь между параметрами κ и h , если воспользоваться законом сохранения энергии в системе [14, 18]:

$$h \approx \kappa T_h.$$

Здесь T_h представляет собой эффективную температуру горячих электронов с учётом КПД генерации стимулированного излучения.

Заметим, что фигурирующая выше величина E характеризует локальную плотность энергии электромагнитного поля в области генерации, при этом уровень покидающего плазму излучения определяется процессами переноса (в первую очередь, реабсорбцией излучения в фоновой плазме), описание которых выходит за рамки рассматриваемой простейшей модели. С другой стороны, в эксперименте надёжно получены временные структуры вспышечной активности. Поэтому в настоящей работе мы сознательно отказались от попыток моделирования амплитуды и

сосредоточились на воспроизведении характерных особенностей динамики принимаемых сигналов на временной шкале. Сравнение расчётных и измеренных осциллограмм позволяет получить оценку свободных параметров модели, в первую очередь характерного инкремента неустойчивости, определяющего временной масштаб процессов.

По структуре и физике описываемых процессов приведённые выше уравнения (1) совпадают со скоростными уравнениями теории двухуровневых лазеров с быстрой релаксацией поляризации [19]. В частности, эта система описывает классический режим релаксационных колебаний генерации излучения в мазерных системах.

Допустим для простоты, что все коэффициенты уравнений (1) постоянны во времени или меняются адиабатически медленно. С течением времени любые колебания в системе (1) затухают, при этом система релаксирует к состоянию равновесия:

$$\bar{N} = \nu/h, \quad \bar{E} = JT_h/\nu.$$

Линеаризуя исходную систему в окрестности этого состояния равновесия для возмущений $\{\delta N, \delta E\} \propto \exp(i\omega t)$ с учётом предположения $\text{Re } \omega \gg \text{Im } \omega$, нетрудно найти комплексную частоту, отвечающую решению дисперсионного соотношения:

$$\omega \approx \sqrt{Jh} + iJh/(2\nu). \quad (2)$$

Фактически, величина $1/\text{Re } \omega$ определяет период единичного импульса, а $\text{Re } \omega/\text{Im } \omega$ — их число: именно эти параметры известны из эксперимента. Отсюда видно, что сопоставление с экспериментальными осциллограммами, в принципе, позволяет независимо оценить пороговое значение инкремента циклотронной неустойчивости $\gamma_0 = \nu$ и стационарный уровень плотности энергии электромагнитного поля, отнесённой к плотности энергии горячих электронов:

$$\gamma_0 \approx (\text{Re } \omega)^2/(2\text{Im } \omega), \quad \bar{E}/(T_h \bar{N}) \approx (2\text{Im } \omega/\text{Re } \omega)^2.$$

Данные эксперимента соответствуют инкременту $\gamma_0 \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$ и характерной плотности энергии электронов порядка 1 мкДж/см^3 при $\bar{N} \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T_h \sim 300 \text{ кэВ}$. Мощность источника при этом составляет $J \sim 10^{-3} \gamma_0 \bar{N}$.

С точностью до несущественных численных коэффициентов приведённое выше масштабирование остаётся верным и для исходной нелинейной системы (1). Любопытно, что при этом единственным дополнительным параметром, который может повлиять на динамику системы, является величина начальных флуктуаций амплитуды электромагнитного поля до достижения порога неустойчивости (остальные параметры при фиксированных $\text{Re } \omega$ и $\text{Im } \omega$ влияют либо на амплитуду возникающих колебаний, либо на момент начала генерации, но не на качественный вид осциллограмм после достижения порога генерации). Начальный уровень E_0 флуктуаций плотности энергии электромагнитного поля можно оценить по формуле, полученной в работе [17]:

$$E_0/(T_h \bar{N}) \sim \frac{\omega^2 \Delta\omega}{\pi c^3 N_0} \sim 6 \cdot 10^{-11},$$

где $\omega/(2\pi) \sim 15 \text{ ГГц}$ и $\Delta\omega/(2\pi) \sim 1 \text{ ГГц}$ — частота и ширина спектра возбуждаемой электромагнитной волны соответственно. «Начальный» уровень концентрации горячих электронов, в свою очередь, однозначно определяется условием достижения порога неустойчивости $N = \bar{N}$.

Для более реалистичного моделирования мы учли временную динамику интенсивности источника энергичных частиц и параметра усиления. Допустим, что «включение» источника происходит по закону

$$J(t) = J_0 [1 - \exp(-t/t_J)],$$

выбранному при отсутствии физической модели из соображений удобства. Как мы увидим ниже, параметр t_J тоже определяется сопоставлением с экспериментальными данными. На начальной стадии источник частиц включается быстро по сравнению с определёнными выше релаксационным и колебательными временами системы (2), т. е. $t_J < |\omega|^{-1}$. Это может привести к возбуждению глубоко модулированных колебаний. По мере роста интенсивности источника характерные периоды этих колебаний уменьшаются так, что начинает выполняться условие адиабатичности $t_J \gg |\omega|^{-1}$. С течением времени колебания затухают и система релаксирует к состоянию равновесия. Если источник меняется медленно, то состояние равновесия и релаксационные колебания в его окрестности характеризуются соотношениями, полученными выше при $J = \text{const}$. Для нас важно, что равновесная плотность энергии электромагнитного поля при этом может возрастать, «отслеживая» увеличение интенсивности источника частиц. Из эксперимента известно, что неустойчивости начальной фазы по мере развития разряда резко подавляются при достижении некоторого критического значения концентрации фоновой плазмы. Чтобы описать это, мы ввели «выключение» коэффициента усиления по закону

$$h(t) = h_0 \exp[-(t/t_h)^{16}].$$

Функция $h(t)$ выбрана так, чтобы она оставалась почти постоянной до некоторого времени t_h , а затем резко спадала до нуля. Момент выключения известен из экспериментальных осциллограмм.

Пример моделирования динамики неустойчивости для описанного выше эксперимента приведён на рис. 6. Для расчётов исходная система балансных уравнений была переписана в безразмерном виде, позволяющем выполнить моделирование при отсутствии калибровки данных эксперимента, когда абсолютные значения измеренных полей и потоков частиц неизвестны:

$$\frac{dn}{d\tau} = J/(\gamma_0 N_0) - (h/h_0) \mathcal{E} n, \quad \frac{d\mathcal{E}}{d\tau} = [(h/h_0) n - (\nu/\gamma_0)] \mathcal{E}. \quad (3)$$

Здесь $N_0 \approx \bar{N}$ — введённая для удобства некоторая характерная концентрация горячих электронов, которая, в отличие от $\bar{N}$, не меняется во времени, $\gamma_0 = h_0 N_0$ — характерный инкремент неустойчивости, $\tau = \gamma_0 t$, $n = N/N_0$, $\mathcal{E} = E/(T_h N_0)$. Значения параметров системы, найденные путём подгонки к экспериментальным данным, и способ подгонки приведены в подписи к рис. 6. На рисунке видно, что стадии релаксационных колебаний отвечает режим генерации уединённых пиков (времена 400÷490 мкс на рис. 4), выходу на стационар — режим квазинепрерывной генерации излучения, возникающий перед переходом в режим плотной плазмы (времена 515÷580 мкс на рис. 4). Вариация мощности источника горячих частиц приводит к изменению стационарного уровня излучения и высыпаний электронов в процессе формирования разряда. Возрастание этого уровня на временах, существенно превосходящих период релаксационных колебаний, объясняет «спокойный» участок (на котором вспыхивающая активность подавлена), наблюдаемый в эксперименте между областями генерации уединённых пиков и стационарной генерации (времена 490÷515 мкс на рис. 4).

Сопоставление оси времени с наблюдаемыми всплесками даёт характерный инкремент неустойчивости $\gamma_0 \sim 1,5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, что соответствует линейным инкрементам развития циклотронных неустойчивостей быстрой необыкновенной волны на основной гармонике. По нашему мнению, эти неустойчивости являются основной причиной наблюдаемой вспыхивающей активности на начальной стадии разряда. Как уже говорилось, в пользу конусных неустойчивостей быстрой необыкновенной волны, распространяющейся под углом к магнитному полю, свидетельствует также и частотный интервал, в котором наблюдается излучение. Это допущение, в свою очередь, позволяет судить о характерной энергии быстрых электронов.

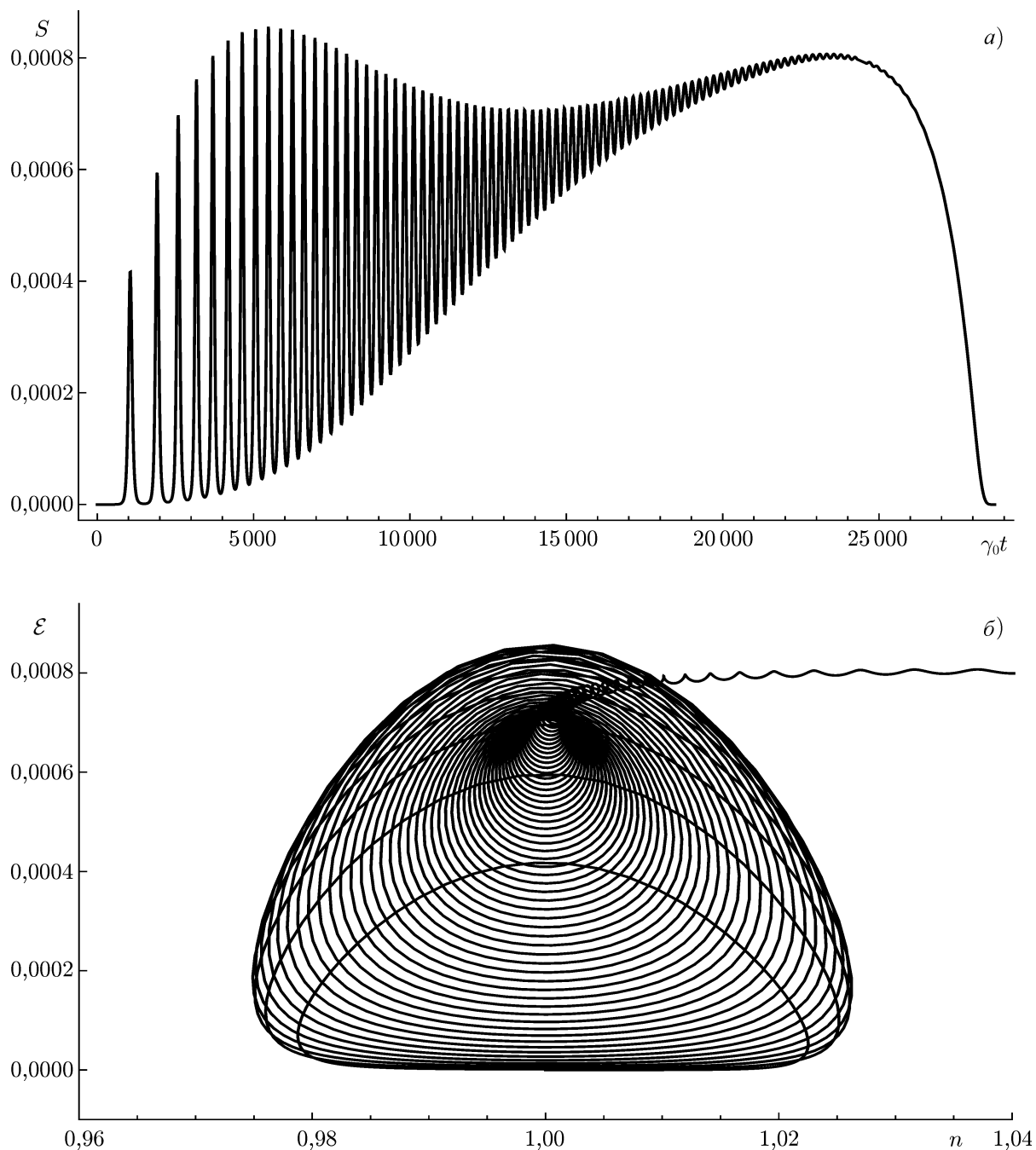


Рис. 6. Зависимость интенсивности высыпаний горячих электронов $S = (J - dN/dt)/(\gamma_0 N_0)$ от времени (а) и фазовая плоскость $(n, \mathcal{E})$ (б), получающиеся в результате решения системы балансных уравнений (3), для типичных параметров эксперимента $J_0/(\gamma_0 N_0) = 0,0012$, $\gamma_0 t_J = 20\,500$, $\gamma_0 t_h = 28\,700$, $\gamma_0 = 1,5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$. Время отсчитывалось от момента достижения порога неустойчивости, когда $\nu = \gamma_0$. Параметры системы определялись следующим образом: число всплесков в наблюдаемой серии до перехода в режим стационарной генерации определяло нормированную интенсивность источника частиц, длительность серии определяла временной масштаб γ_0^{-1} , положение «спокойного» участка на временной оси определяло время изменения источника частиц t_J , момент срыва стационарной генерации определял время «выключения» усиления t_h . Начальный уровень флуктуаций электромагнитного поля $E_0/(T_h N_0) = 6 \cdot 10^{-11}$

Действительно, наиболее выгодные условия возбуждения конусных неустойчивостей реализуются в том случае, если резонансная кривая целиком лежит в области потерь в пространстве скоростей и при этом касается конуса потерь [20]. В приближении пространственно-однородной плазмы данные условия определяются как

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - \omega_c \sqrt{1 - v^2/c^2} = 0, \quad v_{\perp}/v = \sqrt{B_{\min}/B_{\max}}, \quad (4)$$

где ω — частота волны, $\omega_c = eB/(mc)$ — электронная циклотронная частота в нерелятивистском приближении, e и m — элементарный заряд и масса электрона соответственно, c — скорость света в вакууме, $k_{\parallel}$ — проекция волнового вектора на направление внешнего магнитного поля, $v_{\parallel}$ и $v_{\perp}$ — компоненты скорости электрона v вдоль и поперёк направления магнитного поля, $B_{\min}/B_{\max}$ — отношение минимального и максимального значений индукции магнитного поля вдоль силовой линии, определяющее конус потерь в пространстве скоростей. Условия (4) позволяют связать кинетическую энергию K излучающего электрона, определяемую в точке касания резонансной кривой и конуса потерь, с частотой излучения:

$$K = mc^2 / \sqrt{1 - v^2/c^2} - mc^2 = mc^2 (\omega/\omega_c - 1).$$

Наличие верхней границы частоты излучения $\omega_{\max}$ позволяет оценить максимальную энергию быстрых электронов. В эксперименте $\omega_{\max}/\omega_c \sim 1,6$, откуда получаем, что на начальной стадии разряда электроны ускорены до 300 кэВ. Это находится в удовлетворительном согласии с ранее опубликованными данными по измерению распределения электронов по энергиям на данной установке [6].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведены исследования процессов генерации электромагнитных волн при циклотронной неустойчивости в плазме, создаваемой и поддерживаемой мощным миллиметровым излучением гиротрона в прямой аксиально-симметричной магнитной ловушке в условиях ЭЦР. Впервые изучен спектральный состав нестационарных импульсов электромагнитного излучения в широком диапазоне частот на начальной стадии ЭЦР-разряда, когда концентрация горячих частиц превосходит концентрацию холодных. На начальной стадии ЭЦР-разряда обнаружены два качественно различных режима генерации: квазипериодические всплески широкополосного электромагнитного излучения в виде отдельных волновых пакетов с быстро растущей частотой и режим квазинепрерывной генерации излучения со сплошным спектром. Наблюдаемые всплески электромагнитного излучения и синхронные с ними высыпания энергичных электронов из ловушки предложено связать с развитием циклотронной неустойчивости разреженной плазмы (при $\omega_p \ll \omega_c$, где ω_p — плазменная частота электронов), когда эффективно возбуждается быстрая необыкновенная волна.

Из анализа наблюдаемого спектра электромагнитного излучения на начальной стадии развития разряда удалось оценить энергию резонансных электронов. Полученные значения энергии излучающих частиц согласуются с прямыми измерениями распределения электронов по энергии, проведёнными ранее на данной установке.

Исследование механизмов возникновения электронов с релятивистскими энергиями представляет не только фундаментальный, но и практический интерес. Так, в работах [9, 10] был предложен вариант импульсного сильноточного (с током на уровне сотен миллиампер) источника ионов различных элементов (в том числе радиоактивных) на основе ЭЦР-разряда, поддерживаемого мощным излучением гиротрона с частотой порядка 100 ГГц в осесимметричных открытых магнитных ловушках. В этом источнике на начальной стадии развития разряда при малой

концентрации электронов происходит их эффективный нагрев (энергия может достигать сотен килоэлектронвольт), а на второй стадии в конце или после окончания импульса излучения запасённая энергия тратится на многократную ионизацию. При этом за короткое время (порядка нескольких микросекунд) удаётся получать плазму с концентрацией до 10^{13} см^{-3} , что обеспечивает возможность формирования интенсивных пучков многозарядных ионов. Такие источники могут найти широкое применение, например, в проекте европейской программы исследований осцилляций нейтрино [21], в экспериментах по генерации экстремальных состояний вещества при бомбардировке твёрдых тел высокоинтенсивными пучками ионов [22], в исследованиях инерционного термоядерного синтеза с использованием ускоренных пучков тяжёлых многозарядных ионов [22] и др.

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (соглашение 14.132.21.1438) при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 12-02-31206, 12-02-33043, 13-02-00951), фонда «Династия» и Совета по грантам Президента Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иоффе М. С., Кадомцев Б. Б. // УФН. 1970. Т. 100, № 4. С. 601.
2. Жильцов В. А., Куянов А. Ю., Сковорода А. А., Тимофеев А. В. // Физика плазмы. 1994. Т. 20, № 3. С. 267.
3. Голубев С. В., Семёнов В. Е., Суворов Е. В., Токман М. Д. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20, № 24. С. 82.
4. Сергейчев К. Ф., Карфидов Д. М., Лукина Н. Ф. // Физика плазмы. 2007. Т. 33, № 6. С. 505.
5. Booske J. H., Getty W. D., Gilgenbach R. M., Jong R. A. // Phys. Fluids. 1985. V. 28. P. 3116.
6. Golubev S. V., Izotov I. V., Mansfeld D. A., Semenov V. E. // Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83. Art. no. 02B504.
7. Суворов Е. В., Токман М. Д. // Физика плазмы. 1989. Т. 15, № 8. С. 934.
8. Водопьянов А. В., Голубев С. В., Зорин В. Г. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 8-9. С. 830.
9. Thuillier T., Lamy T., Latrasse L., Izotov I. V., et al. // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. Art. no. 02A314.
10. Izotov I. V., Sidorov A. V., Skalyga V. A., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2008. V. 36, No. 4. P. 1494.
11. Skalyga V., Izotov I., Zorin V., Sidorov A. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. Art. no. 023509.
12. Golubev S. V., Shalashov A. G. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. Art. no. 205002.
13. Водопьянов А. В., Голубев С. В., Демехов А. Г. и др. // ЖЭТФ. 2007. Т. 131. С. 330.
14. Шалашов А. Г., Водопьянов А. В., Голубев С. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84. С. 375.
15. Голубев С. В., Шалашов А. Г. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. С. 98.
16. Беспалов П. А., Трахтенгерц В. Ю. Альфвеновские мазеры. Горький: ИПФ АН СССР, 1986. 190 с.
17. Shalashov A. G., Golubev S. V., Gospodchikov E. D., et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2012. V. 54. Art. no. 085023.
18. Гапонов-Грехов А. В., Глаголев В. М., Трахтенгерц В. Ю. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 2198.
19. Khanin Ya. I. Fundamentals of laser dynamics. Cambridge: Int. Sci. Publ. Ltd., 2006. 182 p.
20. Melrose D. B., Dulk G. A. // Astrophys. J. 1982. V. 259. P. 844.

21. Wildner E. H. M., Benedetto E., Hansen C., et al. // Proc. of IPAC2012, 20–25 May 2012, New Orleans, Louisiana, USA. THPPP087. P. 3 939.
22. Фортон В. Е., Хоффманн Д., Шарков Б. Ю. // УФН. 2008. Т. 178. С. 113.

Поступила в редакцию 19 марта 2013 г.; принята в печать 29 апреля 2013 г.

ON THE MECHANISM OF ENERGETIC ELECTRON LOSSES FROM THE OPEN MAGNETIC TRAP AT THE ECR DISCHARGE STARTUP

M. E. Viktorov, S. V. Golubev, E. D. Gospodchikov, I. V. Izotov, D. A. Mansfeld, and A. G. Shalashov

In this work, we discuss the experimental evidence for the existence of an effective mechanism of energetic-electron losses at the initial stage of the ECR discharge during electron cyclotron resonance (of the ECR discharge) when the electron scattering to the loss cone is caused by the development of the electron cyclotron instabilities of the strongly nonequilibrium plasma. The spectral composition of the transient pulses of electromagnetic radiation is studied in a wide frequency range at the initial stage of the ECR discharge, when the hot-particle density exceeds that of cold particles. The observed electromagnetic-radiation bursts and synchronous energetic-electron precipitations from the trap can be related to the development of the cyclotron instability of the fast extraordinary wave in rarefied plasma.