

# ПЛАЗМЕННЫЕ САТЕЛЛИТЫ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛИНИЙ ИОНОВ В ПИКОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

*В. С. Беляев<sup>a,\*</sup>, В. И. Виноградов<sup>a</sup>, А. С. Курилов<sup>a</sup>, А. П. Матафонов<sup>a</sup>,  
В. С. Лисица<sup>b</sup>, В. П. Гавриленко<sup>c,d</sup>, А. Я. Фаенов<sup>e</sup>, Т. А. Пикюз<sup>e</sup>,  
И. Ю. Скобелев<sup>e</sup>, А. И. Магунов<sup>d,e</sup>, С. А. Пикюз мл.<sup>f</sup>*

<sup>a</sup> *Центральный научно-исследовательский институт машиностроения  
141070, Королев, Московская обл., Россия*

<sup>b</sup> *Институт ядерного синтеза Российского научного центра «Курчатовский институт»  
123182, Москва, Россия*

<sup>c</sup> *ФГУП «Научно-исследовательский центр по изучению свойств поверхности и вакуума», Госстандарт России  
119421, Москва, Россия*

<sup>d</sup> *Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

<sup>e</sup> *Центр данных по спектрам многозарядных ионов ВНИИФТРИ  
141570, Менделеево, Московская обл., Россия*

<sup>f</sup> *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет  
119899, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 5 апреля 2004 г.

Представлены результаты измерений спектров многозарядных ионов в плазме пикосекундных лазерных импульсов умеренной интенсивности (около  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>), свидетельствующие о наличии сильных плазменных колебаний с частотой, заметно меньшей частоты лазерного излучения. Наблюдаемый спектр плазменных сателлитов лаймановского дублета  $\text{Lu}_\alpha$  водородоподобного иона F IX в плотной плазме промоделирован теоретически. Показано, что результирующий контур дублета имеет сложную структуру, нетривиальным образом зависящую как от плотности плазмы, так и от частоты и амплитуды плазменных колебаний. Положение сателлитов и расстояние между ними позволило связать их с интенсивными электростатическими колебаниями с амплитудой  $(4-6) \cdot 10^8$  В/см и частотой вблизи  $(0.7-1) \cdot 10^{15}$  с<sup>-1</sup>. В предположении, что частота колебаний определяется значением напряженности генерируемого в плазме магнитного поля  $B$ , получена оценка величины  $B$ , которая находится в разумном согласии с результатами других ее измерений и оценок. Проведенное теоретическое рассмотрение позволило объяснить спектры излучения, наблюдавшиеся при нагреве плоских фторопластовых мишеней импульсами мощного пикосекундного лазера.

PACS: 25.60.Pj, 29.25.Dz, 52.40.Nk

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Рентгеновские спектры излучения высокотемпературной плазмы формируются главным образом за счет протекающих в ней атомных процессов, таких

как электрон-ионные столкновения и радиационный или автоионизационные распады ионных уровней. Наличие в плазме медленно меняющихся (квазистатических) электрических и магнитных полей также сказывается на излучательных характеристиках плазмы, приводя, главным образом за счет эффектов Зеемана и Штарка, к изменению контуров излу-

\*E-mail: VadimBelyaev@mtu-net.ru

чаемых спектральных линий.

Помимо этого в плазме могут существовать достаточно сильные осциллирующие электромагнитные поля, обусловленные как внешними воздействиями на плазму (лазерное или СВЧ излучения, используемые для нагрева плазмы), так и возникновением сильных плазменных неустойчивостей и соответствующих им плазменных колебаний.

Особенности плазмы, создаваемой мощными лазерными импульсами суб- и пикосекундной длительности, связаны с наличием сильной анизотропии в распределении электронов по скоростям. Следствием этой анизотропии является возникновение сильных электромагнитных колебаний, обусловленных развитием неустойчивостей в такой плазме, в первую очередь, так называемой вейбелевской неустойчивости. Ее развитие приводит, как известно, к генерации сильных квазистационарных магнитных полей с напряженностью, определяемой интенсивностью лазерного излучения и достигающей нескольких сотен мегагаусс при интенсивностях, превышающих  $10^{19}$  Вт · см<sup>-2</sup>. Недавние эксперименты [1] обнаружили такие сверхсильные квазистационарные магнитные поля, генерируемые в лазерной плазме. Их наличие, независимо от механизма генерации, является принципиально важным, поскольку радикально изменяет физические свойства лазерной плазмы. Магнитные поля, зарегистрированные в экспериментах [1], по порядку величины составляют 500 МГс, и они оказывают влияние на распространение обыкновенной и необыкновенной волн в видимом спектральном диапазоне. Естественно, наличие магнитных полей сказывается на характере и частотном распределении плазменных колебаний.

Частоты электромагнитных колебаний в лазерной плазме обычно не превышают  $\hbar\omega \sim 1\text{--}10$  эВ. Такие колебания наиболее сильно могут сказываться на спектрах излучения, лежащих в видимой области, где энергия атомного перехода сопоставима с энергией колебаний. Характерное спектроскопическое проявление наличия осциллирующих электрических полей в плазме состоит в возникновении дополнительных спектральных линий (спутников) с частотами

$$\omega_s = \omega_a \pm l\omega,$$

где  $\omega_a$  — частота атомного перехода, а  $l = 1, 3, 5, \dots$ , если атомный переход запрещен по четности, и  $l = 2, 4, 6, \dots$  для разрешенных по четности переходов. В зависимости от того, является ли осциллирующее поле внешним лазерным полем, или оно обусловлено плазменными колебаниями, такие спутники

называют лазерными (лазерные спутники были зарегистрированы, например, в [2–7]) или плазменными (плазменные спутники были зарегистрированы, например, в [8, 9]). Если частота атомного перехода лежит в рентгеновской области спектра (многозарядные ионы с  $\hbar\omega_a > 1$  кэВ), то возникающие спутники, как правило, уже не будут представлять собой отдельно стоящие изолированные линии, а будут формировать контуры наблюдаемых рентгеновских переходов. Отметим, что их регистрация потребует использования рентгеновских спектрографов с высокой разрешающей способностью  $\lambda/\Delta\lambda \sim 10^3\text{--}10^4$ , но такие рентгеновские приборы в настоящее время существуют и достаточно широко используются при рентгеноспектральных исследованиях высокотемпературной плазмы.

Регистрация спектроскопических эффектов, обусловленных плазменными колебаниями, представляет интерес, во-первых, как независимый метод подтверждения возникновения указанных колебаний и, во-вторых, как способ измерения их параметров (амплитуды, частоты, поляризации). Особый интерес вызывает случай, когда частота этих колебаний близка к электронной циклотронной частоте, что соответствует развитию колебаний плазмы в магнитном поле типа бернштейновских мод. Наблюдение таких осцилляций могло бы служить независимым способом измерения магнитных полей, генерируемых в плазме.

Наблюдаемые спектральные характеристики должны сопоставляться с расчетами, учитывающими наличие в плазме одновременно осциллирующих и квазистатических полей и выполненными для реальных атомных систем, структура энергетических уровней которых может быть достаточно сложной.

В настоящей работе представлены результаты измерений спектров многозарядных ионов в плазме пикосекундных лазерных импульсов умеренной интенсивности (около  $10^{17}$  Вт · см<sup>-2</sup>), свидетельствующие о наличии сильных плазменных колебаний с частотой, заметно меньшей частоты лазерного излучения.

Наблюдаемый спектр плазменных спутников лаймановского дублета  $2p_{1/2,3/2}\text{--}1s_{1/2}$  водородоподобного иона фтора в плотной плазме промоделирован теоретически. Показано, что результирующий контур дублета имеет сложную структуру, нетривиальным образом зависящую как от плотности плазмы, так и от частоты и амплитуды плазменных колебаний. В настоящей работе предполагается, что частота колебаний определяется величиной напряженности магнитного поля  $B$ , генерируемого в плазме. Такое предположение позволило получить оцен-

ку для величины  $B$ , которая находится в разумном согласии с результатами других измерений и оценка этой величины. Проведенное теоретическое рассмотрение позволило дать объяснение спектрам излучения, наблюдавшимся при нагреве плоских фторопластовых мишеней импульсами мощного пикосекундного лазера.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты проводились на лазерной установке тераваттной мощности «Неодим» [10]. Лазерная установка обеспечивала следующие параметры лазерного импульса: энергию до 1.7 Дж, длину волны 1.055 мкм, длительность 1.5 пс. Фокусировка лазерного пучка диаметром 60 мм на мишень осуществлялась асферической линзой толщиной 14.5 мм с фокусом 140 мм, которая концентрирует 50% энергии пучка в кружок диаметром 15 мкм. В результате интенсивность при фокусировке на мишени составляла до  $3 \cdot 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>. В качестве мишеней использовались плоские пластинки из фторопласта толщиной 200 мкм. Давление остаточного газа в вакуумной камере не превышало  $10^{-3}$  Торр.

Регистрация рентгеновского излучения плазмы, создаваемой при взаимодействии лазерного импульса с мишенью (см. рис. 1), проводилась с помощью двух спектрографов ФСПР [11] со сферически изогнутыми кристаллами кварца или слюды (радиус кривизны кристаллической поверхности 150 мм). Во всех экспериментах угол наблюдения для спектрографа №1 составлял  $5^\circ$  к нормали поверхности мишени, а для спектрографа №2 —  $85^\circ$ . В качестве детектора отраженного от кристалла излучения использовалась рентгеновская фотоэмульсия Kodak-2492, защищенная от видимого излучения двумя слоями полипропилена толщиной 1 мкм с напыленным Al суммарной толщины 0.2 мкм.

Эмиссионные спектры плазмы исследовались в спектральном диапазоне 1.49–1.51 нм. В условиях эксперимента спектрографы обеспечивали спектральное разрешение  $\lambda/\Delta\lambda$  не хуже 5000. На рис. 1 приведены типичные спектрограммы линии  $\text{Lu}_\alpha$  иона F IX, излучаемые плазмой вдоль различных направлений — практически по нормали к мишени и параллельно ее поверхности. Обе спектрограммы получены с пространственным разрешением, но в первом случае пространственное разрешение имеется вдоль оси  $x$  (т.е. в плоскости мишени), а во втором — по оси  $z$ , т.е. в направлении преимущественного разлета плазмы.

Из приведенных спектрограмм видно, что размер области свечения плазмы весьма значителен и составляет около 800 мкм как по оси  $x$ , так и по оси  $z$ . (Напомним, что диаметр пятна фокусировки лазерного излучения составлял примерно 15 мкм.) Из спектрограммы, показанной на рис. 1б, видно, что контур линии  $\text{Lu}_\alpha$ , регистрируемой в направлении оси  $x$ , является симметричным. Поскольку его ширина по полувысоте не превышает  $0.04 \text{ \AA}$ , это означает, что величина компоненты  $v_x$  скорости разлета плазмы не превышает значения  $4 \cdot 10^7$  см/с. Из спектрограммы, показанной на рис. 1а, видно, что в области  $x \approx -100\text{--}400$  мкм профиль линии  $\text{Lu}_\alpha$  является несимметричным, имеет глубокие провалы и локальные максимумы в длинноволновом крыле. Поскольку  $v_x < 4 \cdot 10^7$  см/с, излучение из этой пространственной области происходит через время  $t \sim 0.25\text{--}1$  нс после начала разлета плазмы, т.е. много позже окончания нагревающего лазерного пикосекундного импульса. Таким образом, спектральные структуры, излучаемые из областей плазмы с  $x \approx -100\text{--}400$  мкм не могут быть лазерными сателлитами.

Вообще говоря, провалы на профиле линии  $\text{Lu}_\alpha$  могли бы быть связаны с эффектом самопоглощения. Если в случае однородной плазмы провалы (вследствие самопоглощения) возникают только в центре линии, то для неоднородной плазмы, в которой поглощающие и излучающие области имеют различную скорость движения, из-за доплеровского сдвига провалы могут возникать как в коротковолновом, так и в длинноволновом крыльях, в зависимости от того, быстрее или медленнее движется в направлении наблюдения поглощающая область по сравнению с излучающей (см., например, [12]). Однако при самопоглощении линии  $\text{Lu}_\alpha$  в любом случае должны были бы возникать два провала (поглощение на компонентах  $\text{Lu}_{\alpha 1}$  и  $\text{Lu}_{\alpha 2}$ ), расстояние между которыми должно было бы быть строго равно тонкому расщеплению, которое для иона F IX составляет  $5.4 \text{ \AA}$ . Поскольку в наших экспериментах расстояние между провалами, во-первых, меняется при изменении плотности потока лазерного излучения от 8 до 11 мА и, во-вторых, существенно отличается от величины тонкого расщепления, наблюдаемые профили не могут быть объяснены эффектами самопоглощения.

На рис. 2 приведены профили линии  $\text{Lu}_\alpha$ , наблюдавшиеся из различных пространственных областей плазмы для двух экспериментов, когда плотность потока лазерного излучения составляла  $q_{las} = 2 \cdot 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> (а) и  $q_{las} = 3 \cdot 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> (б).

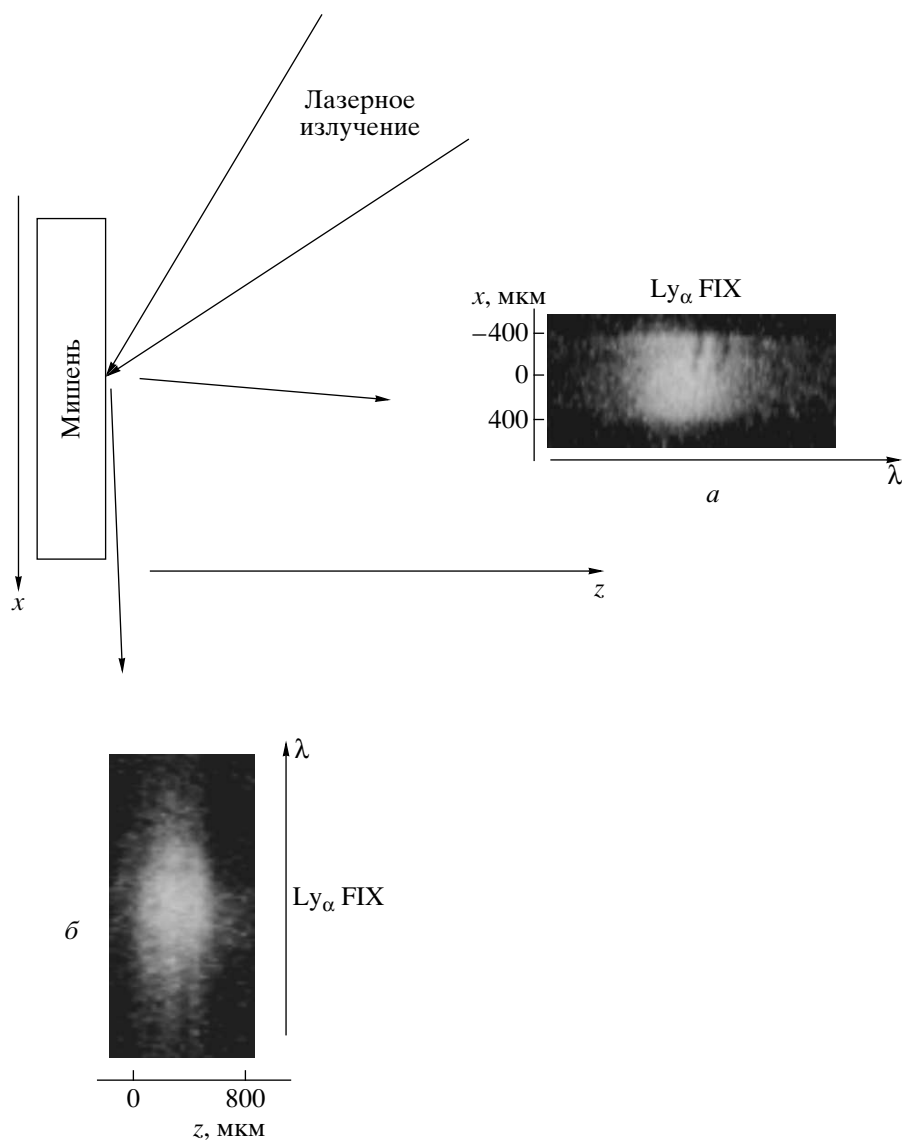


Рис. 1. Схема эксперимента по наблюдению профилей линии  $Ly_{\alpha}$  иона F IX в лазерной плазме и спектрограммы, полученные с пространственным разрешением вдоль (а) и перпендикулярно (б) поверхности фторопластовой мишени

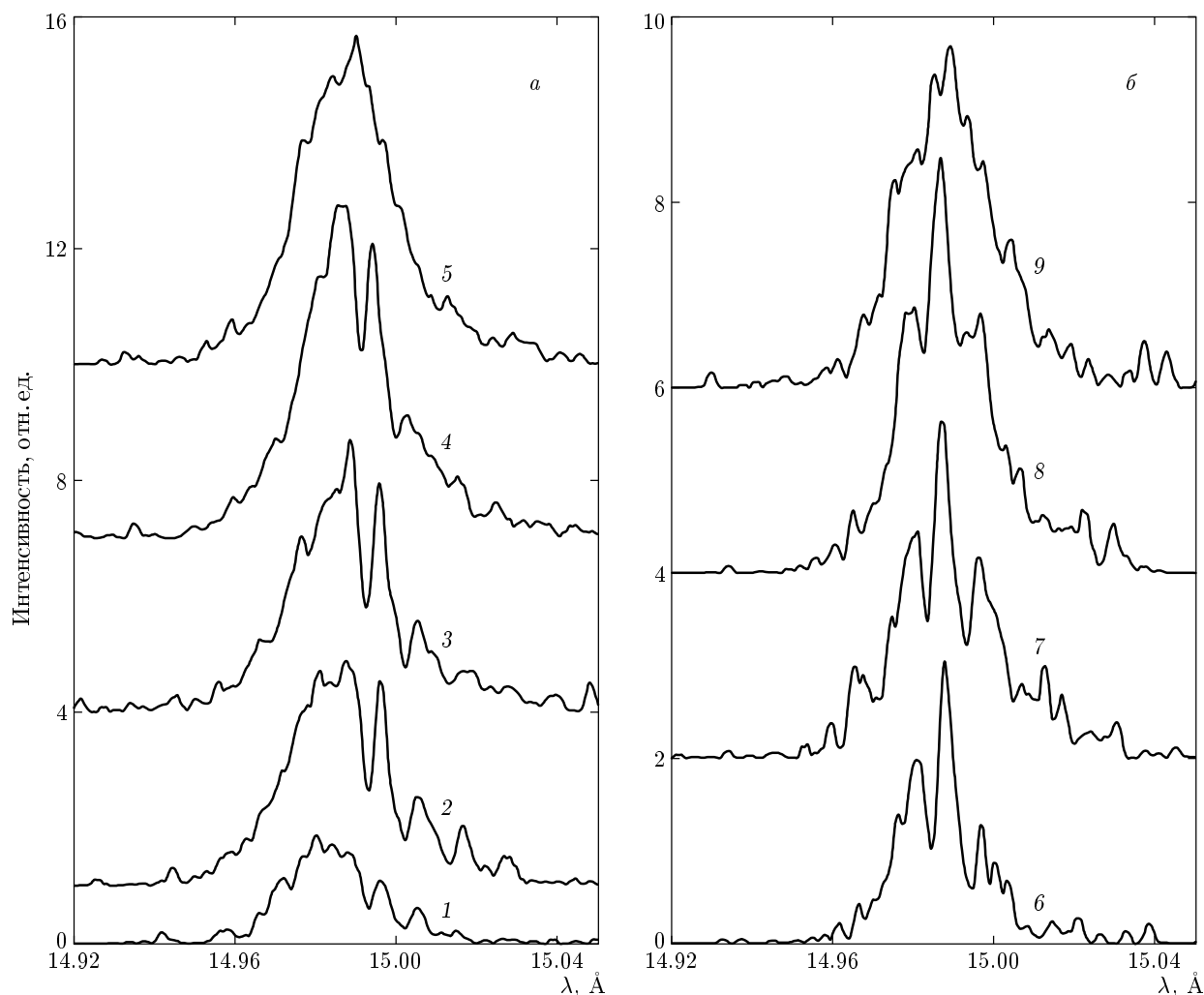
Видно, что наиболее четко наблюдаемые профили зависят от величины  $q_{las}$ , но даже в условиях одной интенсивности разные пространственные области плазмы дают существенно различающуюся структуру спектра излучения.

Отметим также, что регистрация спектров в настоящей работе проводилась без временного разрешения, т. е. экспериментальные спектры являются интегралом от свечения плазмы за все время ее существования. Поскольку при эволюции плазмы меняются ее плотность и температура, а также могут меняться и параметры осциллирующего поля, описа-

ние наблюдаемого спектра всего лишь одним набором параметров  $N_e$ ,  $T$ ,  $\omega$  и  $E_0$  является достаточно грубым приближением, которое, однако, как показано ниже, дает очень хорошее качественное (и даже количественное) согласие с экспериментом.

### 3. РАСЧЕТ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ ЛИНИИ $Ly_{\alpha}$ ИОНА F IX В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

В основе теоретического моделирования лежит расчет спектров излучения при одновременном воз-



**Рис. 2.** Профили линий  $Ly_{\alpha}$  иона F IX, излучаемых различными пространственными областями плазмы: 1, 6 —  $x = -400$  мкм; 2 —  $x = -315$  мкм; 3, 7 —  $x = -230$  мкм; 4, 8 —  $x = -60$  мкм; 5, 9 —  $x = 0$ . В эксперименте (а) плотность потока лазерного излучения составляла  $q_{las} = 2 \cdot 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>, а в эксперименте (б) —  $q_{las} = 3 \cdot 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>. Для наглядности профили смещены по оси ординат

действии квазистатических полей ионов и переменных полей плазменных колебаний. Принималось, что квазистатическое поле, создаваемое ионами плазмы, подчиняется распределению Хольцмарка с плотностью ионов вблизи  $10^{20}$  см<sup>-3</sup>. Наибольшая неопределенность связана с величиной электрического поля плазменных колебаний. Эта величина определяется уровнем турбулентности плазмы, характеризующейся отношением плотности энергии колебаний к плотности тепловой энергии плазмы. В расчетах эта величина варьировалась в достаточно широких пределах, отвечающих различным уровням турбулентности от  $10^{-1}$  до  $10^{-3}$ . Что касается частоты плазменных колебаний, то ее масштаб также ва-

рировался из условий лучшего соответствия с экспериментом. Эта частота оказывается заметно меньше частоты падающего лазерного излучения. Масштаб частоты таких колебаний может быть связан с электронной циклотронной частотой колебаний в магнитном поле с характерным масштабом, который определяется вейбелевской неустойчивостью.

Характерной особенностью экспериментальных профилей спектральной линии  $Ly_{\alpha}$  ионов F IX является присутствие на профилях большого количества пиков и провалов (см. рис. 2). Хотя эффект Штарка, обусловленный действием на водородоподобные ионы квазистатических электрических ионных микрополей F плазмы, играет важную роль в

формировании профилей спектральной линии  $Ly_\alpha$ , одним лишь этим эффектом нельзя объяснить сильную «изрезанность» наблюдаемых профилей линии  $Ly_\alpha$  ионов F IX. Основным механизмом, который может вызвать появление «структур» (пиков и провалов) на плавных квазистатических профилях спектральных линий водородоподобных ионов, сформированных под действием низкочастотных ионных электрических микрополей  $\mathbf{F}$ , — это дополнительное воздействие на излучающие ионы квазимонохроматического электрического поля вида

$$\mathbf{E}(t) = \sum_k \mathbf{E}_{0k} \cos(\omega_k t + \alpha_k)$$

(см., например, [13–15]). Здесь считается, что характерная ширина спектра осциллирующего поля  $\mathbf{E}(t)$  существенно меньше частот отдельных гармоник  $\omega_k$ . Конкретный вид указанных структур зависит от параметров электрических полей  $\mathbf{F}$  и  $\mathbf{E}(t)$  (от характерной напряженности этих полей и характерной частоты поля  $\mathbf{E}(t)$ , от диаграммы направленности поля  $\mathbf{E}(t)$  в плазме), от взаимного расположения энергетических уровней атома, а также от величины матричных элементов дипольного момента между указанными уровнями атома.

Энергетический уровень водородоподобного иона с  $n = 2$  состоит из трех подуровней:  $2P_{3/2}$ ,  $2S_{1/2}$  и  $2P_{1/2}$ . В отсутствие электрических полей спектральная линия  $Ly_\alpha$  формируется в результате двух радиационных переходов:  $2P_{3/2} \rightarrow 1S_{1/2}$  и  $2P_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ . Для иона F IX спектральные компоненты  $2P_{3/2} \rightarrow 1S_{1/2}$  и  $2P_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$  отстоят друг от друга приблизительно на  $\delta\lambda = 5.4 \cdot 10^{-4}$  нм. Отметим, что для иона F IX величина тонкой структуры (т. е. расстояние между уровнями  $2P_{3/2}$  и  $2P_{1/2}$ ) в шкале частот составляет  $\delta\omega = 4.54 \cdot 10^{14}$  с $^{-1}$ . Под действием электрических микрополей плазмы происходит штарковское смешивание состояний уровней  $2P_{3/2}$ ,  $2S_{1/2}$  и  $2P_{1/2}$ . Этот эффект совместно с эффектом Доплера приводит к перестройке профиля линии  $Ly_\alpha$ : индивидуальные компоненты  $2P_{3/2} \rightarrow 1S_{1/2}$  и  $2P_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$  исчезают, а вместо них возникает один широкий результирующий профиль.

В настоящей работе для теоретического анализа экспериментальных профилей спектральной линии  $Ly_\alpha$  ионов F IX мы использовали модель, в которой предполагалось, что каждый ион F IX испытывает действие двух электрических полей: квазистатического поля  $\mathbf{F}$  (создаваемого ионами плазмы) и линейно-поляризованного гармонического поля  $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \cos \omega t$ . При этом в связи с отсут-

ствием априорной информации о возможном амплитудно-угловом распределении осциллирующего поля  $\mathbf{E}(t)$  в плазме мы рассмотрели в рамках нашей модели наиболее простой случай, когда  $\mathbf{F} \parallel \mathbf{E}(t)$ . В качестве функции распределения модуля  $W(F)$  ионного микрополя использовалась хольцмарковская функция [16]. Хотя за счет взаимной корреляции ионов и дебаевской экранировки создаваемых ионами электрических полей при рассматриваемых параметрах плазмы (величина электронной температуры  $T_e$  больше или порядка 100 эВ, плотность плазмы  $N_e$  больше или порядка  $10^{20}$  см $^{-3}$ ) функция распределения ионных микрополей плазмы  $W(F)$  несколько отличается от хольцмарковской, это отличие не учитывалось, поскольку для нас важнейшей задачей являлось описание «структур», которые наблюдались на экспериментальных профилях спектральной линии  $Ly_\alpha$  ионов F IX.

При теоретическом анализе модификации спектра излучения линии  $Ly_\alpha$  ионов F IX, обусловленной действием двух электрических полей: ионного микрополя  $\mathbf{F}$  и осциллирующего поля  $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \cos \omega t$ , ось квантования  $z$  декартовой системы координат выбиралась вдоль вектора  $\mathbf{F}$ . (Здесь предполагается, что начало координат совпадает с ядром иона F IX.) Обозначим волновые функции  $\varphi_j$  ( $j = 1, 2, \dots, 8$ ) состояний, принадлежащих уровню с главным квантовым числом  $n = 2$  иона F IX, следующим образом:

$$\begin{aligned} \varphi_{1,4} &\equiv |2S_{1/2}, m_j\rangle, & \varphi_{2,5,7,8} &\equiv |2P_{3/2}, m_j\rangle, \\ \varphi_{3,6} &\equiv |2P_{1/2}, m_j\rangle, \end{aligned}$$

причем  $m_j = 1/2$  для  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  и  $\varphi_3$ ;  $m_j = -1/2$  для  $\varphi_4$ ,  $\varphi_5$  и  $\varphi_6$ ;  $m_j = 3/2$  для  $\varphi_7$  и  $m_j = -3/2$  для  $\varphi_8$ . В рамках нашей модели ( $\mathbf{F} \parallel \mathbf{E}(t) \parallel z$ ) суммарное электрическое поле  $\boldsymbol{\varepsilon}(t) = \mathbf{F} + \mathbf{E}_0 \cos \omega t$  взаимодействует отдельно с каждой из двух трехуровневых систем:

$$\varphi_1 \leftrightarrow \varphi_2 \leftrightarrow \varphi_3, \quad \varphi_4 \leftrightarrow \varphi_5 \leftrightarrow \varphi_6.$$

При этом для расчета спектра излучения  $Ly_\alpha$  достаточно рассмотреть радиационные переходы из трехуровневой системы  $\varphi_1 \leftrightarrow \varphi_2 \leftrightarrow \varphi_3$ , возмущенной полем  $\boldsymbol{\varepsilon}(t)$ , на нижний уровень  $n = 1$  и учесть дополнительно спектральную компоненту, соответствующую радиационному переходу из состояния  $\varphi_7$  в состояние уровня  $n = 1$ . Радиационные переходы на уровень  $n = 1$  из состояний с отрицательными значениями магнитного квантового числа  $m_j$  ( $m_j = -1/2, -3/2$ ), принадлежащими верхнему уровню  $n = 2$ , дают спектр излучения, совпадающий со спектром излучения при переходах из

состояний с положительным значением числа  $m_j$  ( $m_j = 1/2, 3/2$ ).

Для нахождения эволюции состояний иона фтора F IX в суммарном электрическом поле  $\epsilon(t)$  мы решали следующее уравнение Шредингера:

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = [\hat{H}_0 + \hat{V}_1 + \hat{V}_2(t)] \Psi. \quad (1)$$

В уравнении (1) и далее в настоящем разделе, если не указано иное, используются атомные единицы:  $\hbar = e = m_e = 1$ . В уравнении (1)  $\hat{H}_0$  — невозмущенный гамильтониан иона F IX, имеющий собственные значения энергии  $\epsilon_j^{(0)}$  и соответствующие им собственные волновые функции  $\varphi_j$ ,  $\hat{V}_1 = zF$  — оператор дипольного взаимодействия иона F IX с полем  $\mathbf{F}$ , а  $\hat{V}_2(t) = zE_0 \cos \omega t$  — оператор дипольного взаимодействия иона F IX с осциллирующим полем  $\mathbf{E}_0 \cos \omega t$ . Рассматривая поведение трехуровневой системы  $\varphi_1 \leftrightarrow \varphi_2 \leftrightarrow \varphi_3$  в поле  $\epsilon(t) = \mathbf{F} + \mathbf{E}_0 \cos \omega t$ , представим решение уравнения Шредингера (1) в соответствии с теоремой Флоке (см., например, [17]) в виде волновой функции квазиэнергетического состояния

$$\Psi(t) = \exp(-i\mu t) \sum_{j=1}^3 \sum_{s=-\infty}^{+\infty} A_{js} \exp(-is\omega t) \varphi_j. \quad (2)$$

В выражении (2) неизвестными величинами являются квазиэнергия  $\mu$ , а также коэффициенты  $A_{js}$ , причем эти коэффициенты не зависят от времени. Подставляя (2) в (1), после несложных преобразований получаем систему из бесконечного числа алгебраических уравнений с постоянными коэффициентами

$$\begin{aligned} (\epsilon_k^{(0)} - \mu - s\omega) A_{ks} + \sum_{j=1}^3 [A_{js} \langle \varphi_k | \hat{V}_1 | \varphi_j \rangle + \\ + (A_{j,s-1} + A_{j,s+1}) \langle \varphi_k | \hat{V}_2 | \varphi_j \rangle] = 0, \quad (3) \end{aligned}$$

где  $k = 1, 2, 3$ ,  $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , а  $\hat{V}_2 = zE_0/2$ . Для того чтобы получить из системы (3) систему, содержащую конечное число алгебраических уравнений, ограничимся учетом в (3) лишь слагаемых, содержащих величины  $A_{j0}$ ,  $A_{j1}$ ,  $A_{j,-1}$ ,  $A_{j2}$ ,  $A_{j,-2}$ . Это накладывает ограничение сверху на амплитуду осциллирующего поля в наших расчетах:

$$E_0 [\text{В/см}] < 11.5 \cdot 10^{-7} \omega [c^{-1}].$$

В результате вместо системы (3) получаем систему из 15 линейных алгебраических уравнений с постоянными коэффициентами. Полученная таким образом система уравнений описывает поведение эффективной 15-уровневой квантовомеханической системы под действием постоянного (не зависящего от

времени) возмущения  $\hat{U}$ . При этом невозмущенные уровни энергии для указанной эффективной системы таковы:

$$E_{ks}^{(0)} = \epsilon_k^{(0)} + s\omega, \quad (4)$$

где  $k = 1, 2, 3$ , а  $s = 0, \pm 1, \pm 2$ . Матричные элементы оператора  $\hat{U}$ , рассчитанные с использованием волновых функций  $|ks\rangle$ , соответствующих невозмущенным уровням энергии  $E_{ks}^{(0)}$  в (4), нетрудно получить из системы (3). Они представляют собой линейную комбинацию матричных элементов операторов  $\hat{V}_1$  и  $\hat{V}_2$ , рассчитанных с использованием волновых функций  $\varphi_k$  ( $k = 1, 2, 3$ ) исходной трехуровневой системы  $\varphi_1 \leftrightarrow \varphi_2 \leftrightarrow \varphi_3$ . Таким образом, мы свели задачу о динамическом эффекте Штарка для трехуровневой системы  $\varphi_1 \leftrightarrow \varphi_2 \leftrightarrow \varphi_3$  в электрическом поле  $\epsilon(t) = \mathbf{F} + \mathbf{E}_0 \cos \omega t$  к более простой задаче об эволюции эффективной 15-уровневой системы, испытывающей воздействие статического возмущения  $\hat{U}$ . Решение последней задачи было получено в настоящей работе численно путем диагонализации соответствующей матрицы энергий размерности  $15 \times 15$ . Это позволило нам численно рассчитать три квазиэнергии ( $\mu_1$ ,  $\mu_2$  и  $\mu_3$ ) и соответствующие им три волновые функции  $\Psi_p(t)$  (см. выражение (2)) для трехуровневой системы  $\varphi_1 \leftrightarrow \varphi_2 \leftrightarrow \varphi_3$ :

$$\begin{aligned} \Psi_p(t) = \exp(-i\mu_p t) \sum_{j=1}^3 \sum_{s=-2}^2 A_{js}^{(p)} \exp(-is\omega t) \varphi_j, \quad (5) \\ p = 1, 2, 3. \end{aligned}$$

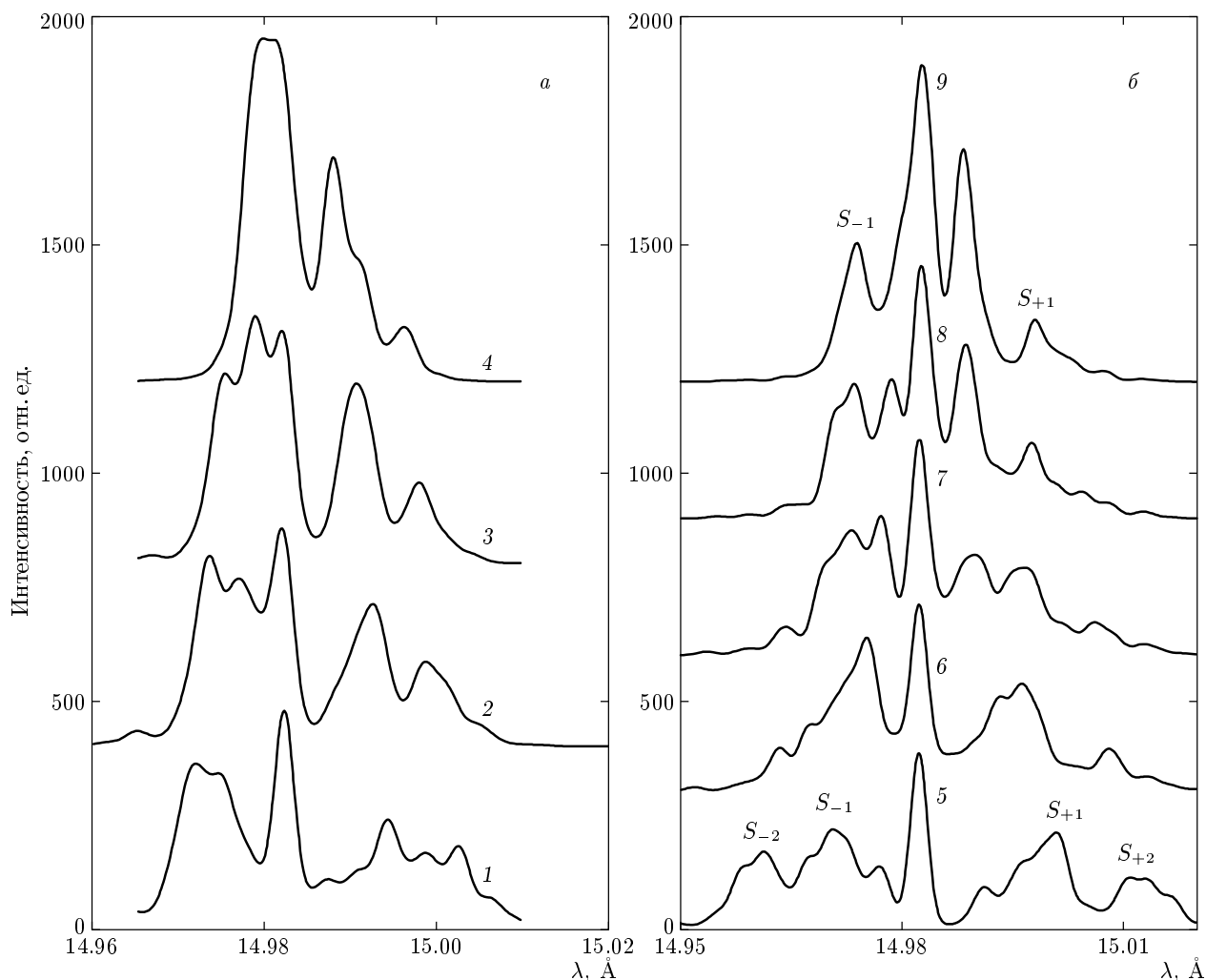
Используя выражение (5), спектр излучения для радиационного перехода из трехуровневой системы  $\varphi_1 \leftrightarrow \varphi_2 \leftrightarrow \varphi_3$  на нижний уровень  $n = 1$  можно представить в виде

$$\begin{aligned} I(\Delta\omega, F) = \sum_{p=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{s=-2}^2 |A_{js}^{(p)}|^2 |\langle \varphi_j | z | \varphi_0 \rangle|^2 \times \\ \times \delta(\Delta\omega - \mu_p - s\omega), \quad (6) \end{aligned}$$

где  $\varphi_0$  — волновая функция состояния  $n = 1$  и предполагается, что все энергии отсчитываются от энергии уровня  $n = 1$ . Отметим, что аргументы  $\delta$ -функций в (6) указывают положения спектральных компонент:

$$\Delta\omega_{p,s} = \mu_p + s\omega, \quad (7)$$

где  $p = 1, 2, 3$ , а  $s = 0, \pm 1, \pm 2$ . На основании формулы (6) наша математическая программа численно рассчитывала «доплеровский» спектр  $I_D(\Delta\omega)$ , который получался при замене  $\delta$ -функций в (6) на



**Рис. 3.** Результаты расчета профилей линии  $Ly_{\alpha}$  иона F IX в плазме с  $T_i = 100$  эВ,  $N_e = 10^{20}$  см $^{-3}$ ,  $\omega = 5 \cdot 10^{14}$  с $^{-1}$  (а) и  $T_i = 100$  эВ,  $N_e = 2 \cdot 10^{20}$  см $^{-3}$ ,  $\omega = 10^{15}$  с $^{-1}$  (б) при различных значениях напряженности осциллирующего электрического поля: 1, 7 —  $E_0 = 6 \cdot 10^8$  В/см; 2, 8 —  $E_0 = 5 \cdot 10^8$  В/см; 3, 9 —  $E_0 = 4 \cdot 10^8$  В/см; 4 —  $E_0 = 2.5 \cdot 10^8$  В/см; 5 —  $E_0 = 10^9$  В/см; 6 —  $E_0 = 7 \cdot 10^8$  В/см. Для наглядности различные варианты расчета смещены по оси ординат

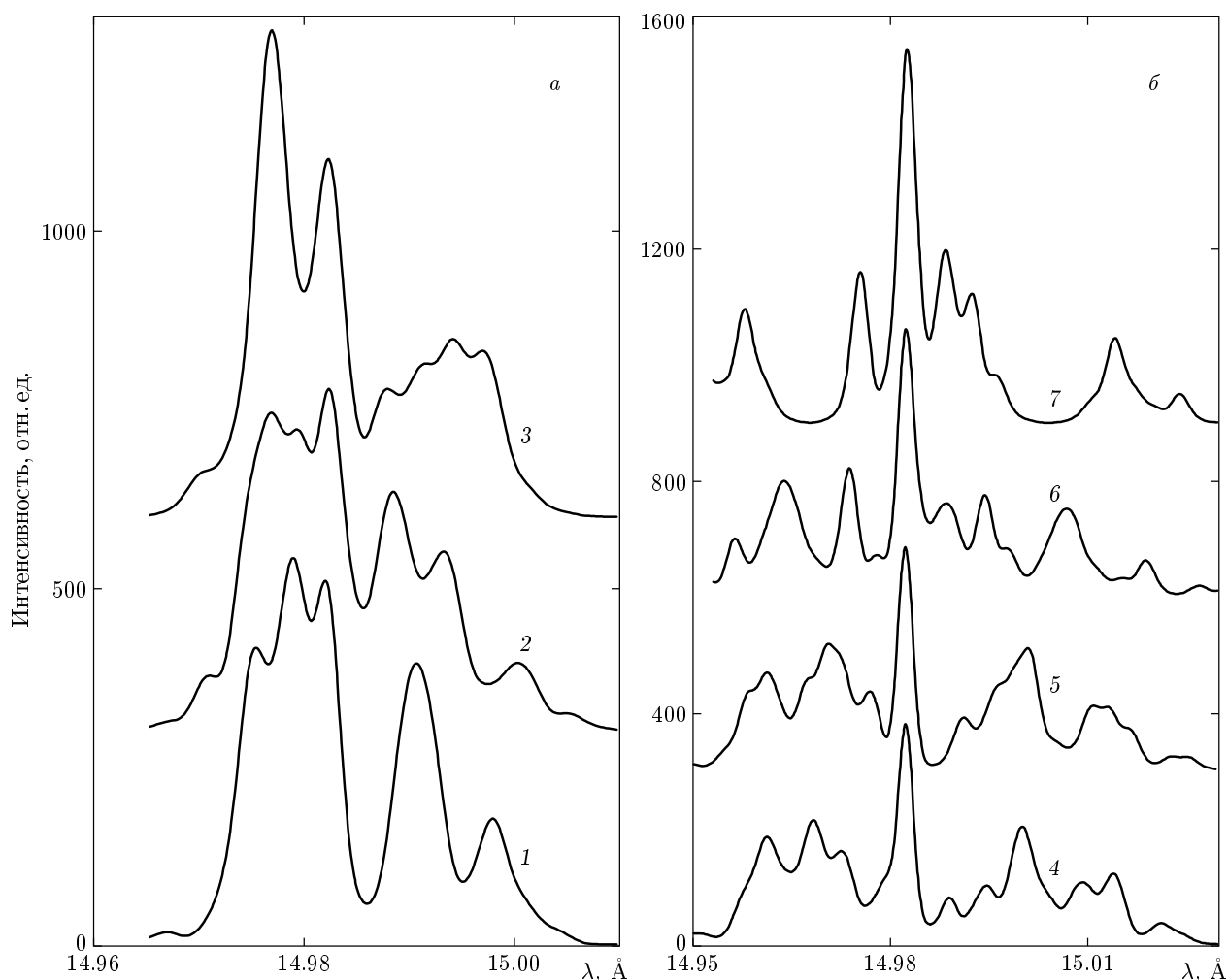
гауссовские профили с полушириной, определяемой температурой ионов F IX. Для нахождения результирующего профиля спектральной линии  $Ly_{\alpha}$  далее в программе проводилось численное усреднение «доплеровского» спектра  $I_D(\Delta\omega)$  по распределению ионных микрополей  $W(F)$ , и к полученному таким образом спектру добавлялся доплеровский профиль линии, соответствующей радиационному переходу из состояния  $\varphi_7$  в состояние нижнего уровня  $n = 1$ .

Таким образом, в используемой модели расчетный профиль линии зависел от четырех параметров: температуры  $T$ , плотности  $N$  плазмы, а также от частоты  $\omega$  и амплитуды  $E_0$  осциллирующего поля.

Результаты расчетов при различных значениях этих параметров представлены на рис. 3–6.

На рис. 3 представлены зависимости спектра излучения в области 14.94–15.04 Å от амплитуды осциллирующего электрического поля  $E_0$  при его частоте  $\omega = 5 \cdot 10^{14}$  с $^{-1}$  (а) и  $\omega = 10^{15}$  с $^{-1}$  (б). Видно, что изменение  $E_0$  приводит не только к перераспределению интенсивности между возникающими спектральными компонентами, но и к изменению положения указанных компонент. Последний факт обусловлен тем, что положение спектральных компонент определяется (при фиксированной напряженности ионного микрополя  $F$ ) величинами





**Рис. 4.** Результаты расчета профилей линии  $Ly_{\alpha}$  иона F IX в плазме с  $T_i = 100$  эВ,  $N_e = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,  $E_0 = 4 \cdot 10^8 \text{ В/см}$  (а) и  $T_i = 100$  эВ,  $N_e = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,  $E_0 = 10^9 \text{ В/см}$  (б) при различных значениях частоты осциллирующего поля: 1 –  $\omega = 5 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ ; 2 –  $\omega = 7 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ ; 3, 5 –  $\omega = 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ; 4 –  $\omega = 8.88 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ ; 6 –  $\omega = 1.78 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ; 7 –  $\omega = 3.36 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ . Для наглядности различные варианты расчета смещены по оси ординат

$\Delta\omega_{p,s} = \mu_p + s\omega$  (см. (7)), а квазиэнергии  $\mu_p$  зависят от амплитуды  $E_0$ . Отметим, что величины  $\mu_p$  зависят также от напряженности ионного микрополя  $F$ . Поскольку различные ионы F IX в плазме испытывают действие различных полей  $F$ , указанные выше спектральные компоненты уширяются в соответствии с функцией распределения ионных микрополей в плазме. В случае, когда частота осциллирующего поля  $\omega$  превышает величину тонкого расщепления уровня  $n = 2$  иона F IX, а также характерную ширину штарковского профиля линии  $Ly_{\alpha}$  ионов F IX в ионных микрополях плазмы, некоторые из таких спектральных компонент можно приближенно трактовать как спутники Блохинцева [18] (см. также [19]). Укажем в качестве примера, что на профи-

ле 9, приведенном на рис. 3б, присутствуют спутники  $\pm\lambda_0^2\omega/2\pi c$  (они обозначены буквами  $S_{+1}$  и  $S_{-1}$ ), а на профиле 5 присутствуют спутники  $\pm\lambda_0^2\omega/2\pi c$  и  $\pm\lambda_0^2\omega/\pi c$  (они обозначены буквами  $S_{+1}$ ,  $S_{-1}$ ,  $S_{+2}$  и  $S_{-2}$ , соответственно). Здесь  $\lambda_0$  — длина волны перехода  $Ly_{\alpha}$  для ионов F IX.

На рис. 4 показаны зависимости спектра от частоты  $\omega$  при фиксированных значениях амплитуды  $E_0$ . Видно, что изменение  $\omega$  отражается как на положениях спектральных компонент, так и на их интенсивностях.

Из представленных рисунков ясно, что излучаемый спектр имеет очень сложную структуру, которая нетривиальным образом зависит как от амплитуды осциллирующего поля, так и его частоты,

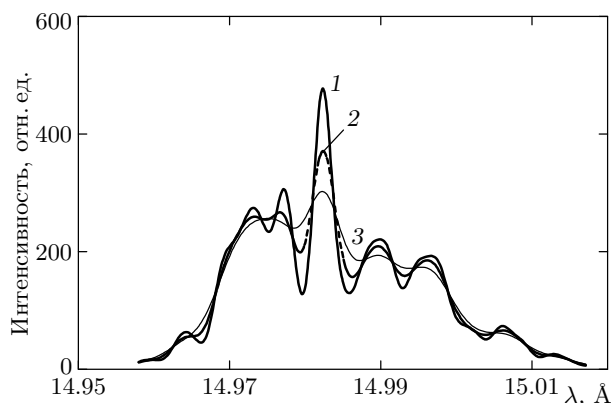


Рис. 5. Результаты расчета профилей линии  $Ly_{\alpha}$  иона F IX в плазме с  $N_e = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,  $\omega = 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ,  $E_0 = 6 \cdot 10^8 \text{ В/см}$  и  $T_i = 100 \text{ эВ}$  (1),  $T_i = 200 \text{ эВ}$  (2),  $T_i = 400 \text{ эВ}$  (3)

и положения возникающих на профиле линии  $Ly_{\alpha}$  локальных минимумов и максимумов определяются парой параметров  $E_0$ ,  $\omega$ , а не одним из них.

На рис. 5 показаны зависимости спектра от ионной температуры. Здесь ситуация более простая — увеличение температуры плазмы приводит к уширению спектральных компонент, и контур линии сглаживается, т. е. возникающие на контуре максимумы и минимумы становятся менее выраженными, хотя их положения остаются неизменными.

Изменение плотности плазмы (см. рис. 6) от  $N_e = 10^{19} \text{ см}^{-3}$  до  $N_e = 6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  более нетривиально сказывается на излучаемом спектре; видно, что повышение  $N_e$  приводит как к перераспределению интенсивностей спектральных компонент, так и к некоторому их сдвигу.

Таким образом, из рис. 3–6 следует, что в зависимости от значений  $N_e$ ,  $T$ ,  $E_0$  и  $\omega$  лаймановский дублет может иметь совершенно различный вид, даже отдаленно не напоминающий классическую дублетную структуру. Если регистрирующий излучение плазмы рентгеновский спектрограф имеет достаточно высокое спектральное разрешение  $\lambda/\Delta\lambda > 10^3$ , и в плазме существуют электрические колебания достаточной амплитуды, то такого рода сложные профили должны наблюдаться экспериментально. В настоящей работе указанные профили были зарегистрированы в излучении плазмы, нагреваемой мощными пикосекундными импульсами при плотностях потока лазерного излучения  $q_{las} \approx (2-3) \cdot 10^{17} \text{ Вт/см}^2$ .

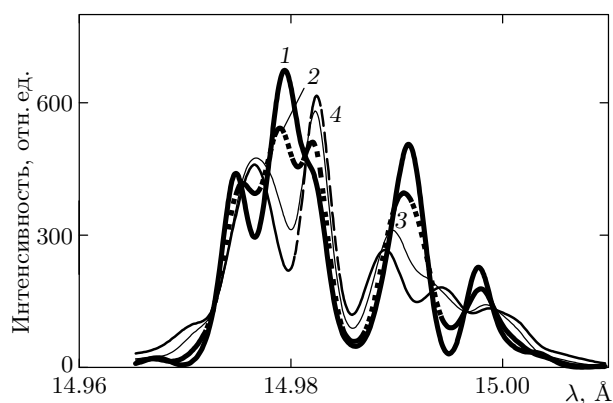
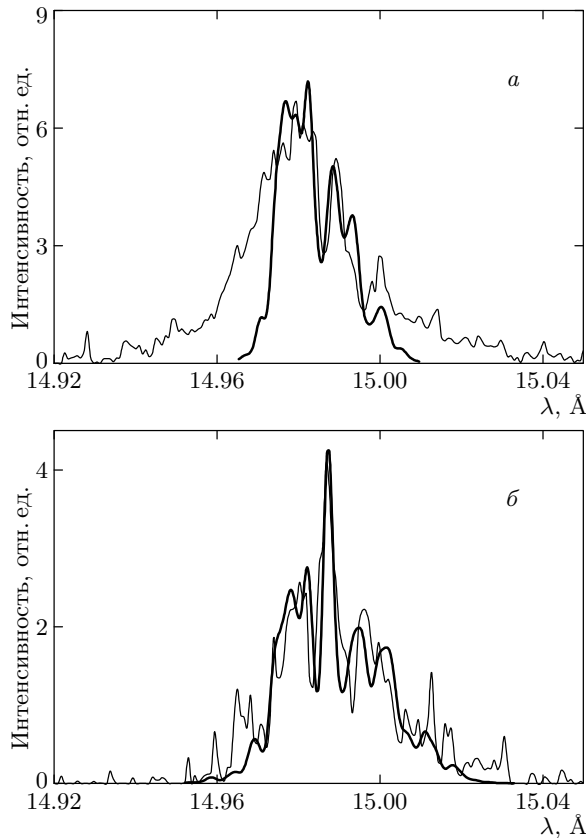


Рис. 6. Результаты расчета профилей линии  $Ly_{\alpha}$  иона F IX в плазме с  $T_i = 100 \text{ эВ}$ ,  $\omega = 5 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ ,  $E_0 = 4 \cdot 10^8 \text{ В/см}$  и  $N_e = 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (1),  $N_e = 10^{20} \text{ см}^{-3}$  (2),  $N_e = 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  (3),  $N_e = 6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  (4)

#### 4. СОПОСТАВЛЕНИЕ С РАСЧЕТАМИ

На рис. 7 видно, что наблюдаемые профили линий могут быть хорошо описаны расчетами, учитывая наличие осциллирующих электрических полей. Например, профиль, наблюдаемый при  $q_{las} = 2 \cdot 10^{17} \text{ Вт/см}^2$ , достаточно хорошо воспроизводится расчетом для  $T_i = 100 \text{ эВ}$ ,  $N_e = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,  $\omega = 7 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ ,  $E_0 = 4 \cdot 10^8 \text{ В/см}$  (см. рис. 7a), а профиль, наблюдаемый при  $q_{las} = 3 \cdot 10^{17} \text{ Вт/см}^2$ , достаточно хорошо воспроизводится расчетом для  $T_i = 100 \text{ эВ}$ ,  $N_e = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,  $\omega = 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ,  $E_0 = 6 \cdot 10^8 \text{ В/см}$  (см. рис. 7б). Отметим, что экспериментально регистрируемые профили линии несколько отличаются от расчетных в коротковолновых крыльях. Это связано с наличием в плазме быстрых ионов (как показано нами ранее [20], в условиях настоящего эксперимента количество быстрых ионов F IX может составлять около 20%), движение которых в сторону спектрографа и должно приводить к увеличению коротковолновых крыльев спектральных линий. Наличие быстрых ионов не учитывалось в нашей теоретической модели, что и обуславливает различие теоретических и экспериментальных профилей на рис. 7.

Отметим также, что регистрация спектров в настоящей работе проводилась без временного разрешения, т. е. экспериментальные спектры являются интегралом от свечения плазмы за все время ее существования. Поскольку при эволюции плазмы меняются ее плотность и температура, а также мо-



**Рис. 7.** Сопоставление экспериментальных (тонкие кривые) и теоретических (толстые кривые) профилей линии  $Ly_{\alpha}$  иона F IX: *a* — эксперимент проводился при  $q_{las} = 2 \cdot 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>, а расчет — при  $T_i = 100$  эВ,  $N_e = 10^{20}$  см<sup>-3</sup>,  $\omega = 7 \cdot 10^{14}$  с<sup>-1</sup>,  $E_0 = 4 \cdot 10^8$  В/см; *b* — эксперимент проводился при  $q_{las} = 3 \cdot 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>, а расчет — при  $T_i = 100$  эВ,  $N_e = 2 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>,  $\omega = 10^{15}$  с<sup>-1</sup>,  $E_0 = 6 \cdot 10^8$  В/см

гут меняться и параметры осциллирующего поля, то описание наблюдаемого спектра всего лишь одним набором параметров  $N_e$ ,  $T$ ,  $\omega$  и  $E_0$  является достаточно грубым приближением, которое, однако, дает очень хорошее качественное (и даже количественное) согласие с экспериментом.

Таким образом, предположение о наличии в плазме осциллирующего электрического поля позволяет объяснить наблюдаемые рентгеноспектральные результаты, которые не могут быть интерпретированы каким-либо иным способом. Возможные механизмы генерации таких полей в пикосекундной лазерной плазме мы рассмотрим в следующем разделе.

## 5. ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ ОСЦИЛЛИРУЮЩЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПИКОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Проведенный выше расчет основывался на самом деле на феноменологических представлениях о существовании в плазме достаточно интенсивных электростатических колебаний с заданной частотой и интенсивностью. Здесь мы остановимся кратко на анализе возможных механизмов генерации таких колебаний в плазме пикосекундных лазерных импульсов.

Характерной особенностью лазерной плазмы является анизотропия распределения электронов по скоростям, связанная с возникновением сильного электрического тока и приводящая к возникновению целого ряда плазменных неустойчивостей. Наиболее известным типом неустойчивости являются ионно-звуковые колебания. Однако эти колебания относятся к разряду низкочастотных, воздействие которых на атом является квазистатическим и может приводить лишь к дополнительному уширению контура спектральных линий без характерных спутанных структур. Высокочастотные электронные ленгмюровские колебания с электронной плазменной частотой могут рассматриваться в качестве одного из кандидатов на генерацию осциллирующего электрического поля, воздействующего на атомные спектры. Однако закон дисперсии для ленгмюровских колебаний приводит к весьма широкому размыванию спектра колебаний вследствие интенсивного теплового движения электронов, что также сказывается на размывании спектра атомных спутантов, обусловленных такими колебаниями.

Среди других возможных кандидатов на роль механизма генерации осциллирующего электрического поля в плазме наиболее предпочтительными представляются механизмы, связанные с генерацией сильных магнитных полей при воздействии лазерного импульса на поверхность твердотельных мишеней. Зарегистрированные напряженности магнитных полей в этих условиях достигают значений  $(3-5) \cdot 10^8$  Гс при плотностях потока излучения  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> [1].

Связь этих напряженностей с интенсивностью лазерного излучения хорошо описывается формулой [21]

$$B \text{ [Гс]} \approx 10^{-1} J^{1/2}, \text{ [Вт/см}^2\text{]}^{1/2}, \quad (8)$$

получаемой приравнением плотности энергии ла-

зерной волны плотности энергии генерируемого магнитного поля.

Используя этот закон подобия для оценки величины магнитных полей в условиях данного эксперимента, получаем величину напряженности магнитного поля  $B = 5 \cdot 10^7$  Гс. Этой напряженности соответствует электронная циклотронная частота, приближенно равная  $8 \cdot 10^{14}$  с<sup>-1</sup>, которая находится в хорошем соответствии с частотами электростатических колебаний, использованными выше при интерпретации экспериментальных данных. Таким образом, представляется естественным связать осциллирующие электромагнитные поля, воздействующие на атом, с плазменными колебаниями в магнитном поле на электронной циклотронной частоте.

Наиболее подходящим кандидатом для таких колебаний являются бернштейновские моды [22], распространяющиеся поперек магнитного поля, поскольку они, во первых, обладают частотами, близкими к электрон-циклотронным, во-вторых, имеют закон дисперсии, обладающий (в отличие, например, от ленгмюровских колебаний) достаточно изолированным дискретным спектром (своеобразными уровнями Ландау) и, наконец, они отвечают колебаниям в бесстолкновительной плазме, что в наибольшей степени соответствует условиям коротких пикосекундных лазерных импульсов.

Механизмы генерации бернштейновских колебаний достаточно хорошо исследованы в литературе и связываются с развитием электрон-циклотронной дрейфовой неустойчивости [23, 24]. В основе развития такой неустойчивости лежит дрейф электронов относительно ионов, обусловленный протеканием мощного электрического тока поперек магнитного поля. В рассматриваемых условиях лазерной плазмы генерация квазистационарного магнитного поля обусловлена развитием вейбелевской неустойчивости [25], связанной с анизотропией электронной функции распределения по скоростям, вызванной током ионизации среды лазерным импульсом. Направление этого постоянного магнитного поля совпадает с направлением напряженности магнитного поля лазерной волны, и, следовательно, оно перпендикулярно направлению тока. Возникающий ток обусловлен, по-видимому, обратными токами, появляющимися при генерации пучка быстрых электронов основным лазерным импульсом. Именно такие токи ответственны за наблюдавшееся в недавних экспериментах пинчевание лазерной плазмы [26], возникающее при воздействии лазерных импульсов пикосекундной длительности на тонкие проволочные мишени. Инкременты  $\gamma$  электрон-циклотронной дрей-

фовой неустойчивости описываются формулой [23]:

$$\frac{\gamma}{\omega_B} = \frac{\cos \theta}{\pi^{1/2}} \frac{v_d}{v_{e0}} \frac{T_e}{2T_i} \frac{1.5}{[1 + (k\lambda_D)^2]^2} \frac{\nu_{ee}}{\omega_B}, \quad (9)$$

где  $\omega_B$  — электронная циклотронная частота,  $\theta$  — угол между направлением волнового вектора колебаний  $k$  и вектором скорости токового дрейфа  $v_d$ ,  $v_{e0}$  — тепловая скорость электронов,  $T_e$ ,  $T_i$  — температуры электронов и ионов,  $\lambda_D$  — электронный дебаевский радиус,  $\nu_{ee}$  — частота электрон-электронных столкновений.

Второе слагаемое в формуле (9) отвечает стабилизации рассматриваемой циклотронной неустойчивости за счет столкновений электронов, и его вклад, как правило, мал в условиях лазерной плазмы. Действительно, оценка частоты столкновений по формуле

$$\nu_{ee} \approx 10^{10} (N_e [\text{см}^{-3}] / 10^{16}) (10 / T_e [\text{эВ}])^{3/2} \text{с}^{-1}$$

приводит для рассматриваемых условий  $N_e = 10^{20}$  см<sup>-3</sup> и  $T_e = 1$  кэВ к величине  $\nu_{ee} \approx 10^{11}$  с<sup>-1</sup>, что более чем на три порядка величины меньше электронной циклотронной частоты.

Развитие указанной неустойчивости эффективно при достаточно большой величине электронной дрейфовой скорости  $v_d$ , определяемой током. Условие, задающее величину этой скорости, имеет вид [23]

$$\frac{v_d}{v_{e0}} \geq \frac{\tilde{n}B}{(2 \cdot 10^{-5} N_e)^{1/2}}, \quad (10)$$

где магнитное поле  $B$  выражено в гауссах, а электронная плотность  $N_e$  — в см<sup>-3</sup>.

Подставляя типичные значения напряженности магнитного поля и электронной плотности, использованные выше, получим значение правой части в формуле (10), равное для основной моды  $\tilde{n} = 1$  величине порядка единицы. Соответствующие оценки инкремента по формуле (9) дают при этих значениях отношения  $v_d/v_{e0}$  величины инкрементов  $\gamma \approx 10^{13} - 10^{14}$  с<sup>-1</sup>, что меньше длительности лазерного импульса. Таким образом, в лазерной плазме реализуются условия для интенсивной генерации бернштейновских колебаний вследствие развития электрон-циклотронных дрейфовых неустойчивостей.

Приближенную оценку интенсивности бернштейновских плазменных колебаний можно получить из тех соображений, что эффективная частота столкновений электронов с волнами  $\nu_{E0}$ , ограничивающая величину напряженности полей  $E_0$ , должна быть порядка инкремента нарастания этих волн.

При этом эффективная частота столкновений электрон-волна  $\nu_{E_0}$  в термически равновесной плазме отличается, в соответствии с [27], от частоты электрон-электронных столкновений  $\nu_{ee}$  лишь логарифмическим фактором порядка 10. Плотность энергии волн при термодинамическом равновесии, равная  $E_{cn}^2/8\pi$  (где  $E_{cn}$  — амплитуда волн) меньше плотности тепловой энергии  $N_e T_e$  в  $N_e \rho_D \gg 1$  раз. Приравнявая эффективную частоту столкновений инкременту нарастания рассматриваемых колебаний по формуле (9), найдем оценку амплитуды генерируемых волн:

$$(E_0^2/8\pi N_e T_e)(N_e \rho_D^3)\nu_{ee}/10 = \gamma. \quad (11)$$

Подставляя в (11) использованные выше значения параметров плазмы, получим оценку  $E_0 \approx \approx (4-6) \cdot 10^8$  В/см, что находится в разумном соответствии с принятыми выше значениями напряженности осциллирующих полей.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные измерения указывают на наличие интенсивных плазменных колебаний в лазерной плазме, создаваемой пикосекундными лазерными импульсами. Расстояние между наблюдаемыми сателлитами, коррелирующее с оценками величины магнитного поля, возникающего в плазме, позволяет связать их с развитием плазменных колебаний типа бернштейновских мод. Если такая корреляция найдет дальнейшее экспериментальное подтверждение, то ее наличие открывает возможности прямого измерения магнитных полей, генерируемых в лазерной плазме.

В действительности наблюдаемая картина спектра оказывается сложнее расчетной. По-видимому, это обусловлено, во-первых, наличием низкочастотных колебаний типа ионного звука и, во-вторых, наличием дополнительных сателлитных линий, связанных с возможным пересечением подуровней тонкой структуры уровня  $n = 2$  ионов F IX в сильном магнитном поле (см. подробнее [28]). В последнем случае вблизи таких точек пересечения воздействие переменного электрического поля плазменных колебаний приводит к возникновению известной структуры эквидистантно расположенных сателлитов Блохинцева [18], интенсивность которых зависит от отношения напряженности поля и его частоты. По-видимому, наблюдаемый спектр отвечает наложению указанных типов спектров. К сожалению, распределение напряженности

магнитного поля, возникающего при развитии вейбелевской неустойчивости, неизвестно. Дальнейшие эксперименты по наблюдению сателлитов в спектрах многозарядных ионов позволят определить тип распределения этих полей и тем самым особенности развития вейбелевской неустойчивости а также другого типа колебаний в плазме.

Работа выполнена при поддержке Международного научно-технического центра (проект № 2155) и INTAS (грант № 01-0233). Для В. П. Г. данная работа была также частично поддержана РФФИ (грант № 03-02-17282). Авторы благодарны В. П. Крайнову за ценные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. M. Tatarakis, A. Goral, I. Watts et al., *Phys. Plasmas* **9**, 2244 (2002).
2. I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov, A. I. Magunov et al., in *7<sup>th</sup> Int. Conf. on Multiphoton Processes*, Garmish-Partenkirchen, Germany (1996); publ. Inst. of Phys. Conf. Proc., ed. by P. Lambropoulos and H. Walther, Vol. 154.
3. С. А. Пикуз, А. Максимчук, Д. Умштадтер, М. Нантел, И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, А. Остерхельд, *Письма в ЖЭТФ* **66**, 454 (1997).
4. R. C. Elton, H. R. Griem, B. L. Welch, A. I. Osterheld, R. C. Mancini, J. Knauer, G. Pien, R. G. Watt, J. A. Cobble, P. A. Jaanimagi, D. K. Bradley, J. A. Delettrez, and R. Epstein, *JQSRT* **58**, 559 (1997).
5. A. L. Osterheld, B. K. F. Young, J. Dunn, R. E. Stewart, I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov, and A. I. Magunov, *JQSRT* **58**, 827 (1997).
6. I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, A. L. Osterheld, B. K. F. Young, J. Dunn, and R. E. Stewart, *Physica Scripta T* **73**, 104 (1997).
7. O. Renner, O. Peyrusse, P. Sondhaus, and E. Forster, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **33**, L151 (2000).
8. D. Riley and O. Willi, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4039 (1995).
9. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. С. Курилов, А. П. Матафонов, В. С. Лисица, В. П. Гавриленко, А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, А. И. Магунов, С. А. Пикуз мл., *Письма в ЖЭТФ* **78**, 1216 (2003).
10. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. С. Курилов и др., *КЭ* **30**, 229 (2000).

11. T. A. Pikuz, A. Ya. Faenov, S. A. Pikuz, V. M. Romanova, and T. A. Shelkovenko, *J. X-ray Sci. Technol.* **5**, 323 (1995).
12. В. А. Бойко, А. В. Виноградов, А. А. Илюхин, В. А. Катулин, С. А. Майоров, В. Ю. Носач, А. В. Перегудов, А. Л. Петров, С. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, В. А. Чирков, К. А. Шилов, *КЭ* **8**, 28 (1981).
13. E. Oks, *Plasma Spectroscopy. The Influence of Microwave and Laser Fields*, Springer, Berlin, Heidelberg (1995).
14. Л. А. Буреева, В. П. Гавриленко, В. С. Лисица, в кн. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*, под ред. В. Е. Форгова, Наука, Москва (2000), т. 1, стр. 351.
15. V. P. Gavrilenko, V. N. Ochkin, and S. N. Tskhai, in *Spectroscopy of Nonequilibrium Plasma at Elevated Pressures, Proc. Int. Soc. for Electrical Engineering (SPIE)* (2002), Vol. 4460, p. 207.
16. Г. Грим, *Уширение спектральных линий в плазме*, Мир, Москва 1978.
17. Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, *Атом в сильном световом поле*, Энергоатомиздат, Москва (1984).
18. D. I. Blochinzew, *Phys. Zs. Sow. Union* **4**, 501 (1933).
19. В. П. Гавриленко, Е. А. Окс, *КЭ* **10**, 1910 (1983).
20. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. С. Курилов, А. П. Матафонов, В. П. Андрианов, Г. Н. Игнатьев, А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, А. И. Магунов, С. А. Пикуз мл., Б. Ю. Шарков, *ЖЭТФ* **125**, 1295 (2004).
21. V. S. Belyaev, *Quant. Electr.* **34**, 41 (2002).
22. Дж. Бекефи, *Радиационные процессы в плазме*, Мир, Москва (1971).
23. D. Forslund, R. Morse, C. Nielson, and J. Fu, *Phys. Fluids* **15**, 1303 (1972).
24. А. А. Галеев, Д. Г. Ломинадзе, А. Д. Патарая, Р. З. Сагдеев, К. Н. Степанов, *Письма в ЖЭТФ* **15**, 417 (1972).
25. E. S. Weibel, *Phys. Rev. Lett.* **2**, 83 (1959).
26. F. N. Beg, E. L. Clark, and M. S. Wei, *Phys. Rev. Lett.* **32**(9) (2004).
27. Б. И. Давыдов, в сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций*, под ред. М. А. Леонтовича, Изд. АН СССР, Москва (1958).
28. Л. А. Буреева, В. С. Лисица, *Возмущенный атом*, ИздАт, Москва (2000).