

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА, ГЕНЕРИРУЕМОГО В ПЛАЗМЕ X-ПИНЧА, НА СТРУКТУРУ K-СПЕКТРА МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

С. А. Пикуз^а, Т. А. Шелковенко^а, В. М. Романова^а, Дж. Абдаллах (мл.)^б, Г. Ксанак^б,
Р. Е. Кларк^б, А. Я. Фаенов^с, И. Ю. Скобелев^с, Д. Хаммер^д

^а Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
117927, Москва, Россия

^б Лос-Аламосская национальная лаборатория
Лос-Аламос, Нью-Мексика, 87545, США

^с Государственный научный центр

«Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений»
141570, Менделеево, Московская обл., Россия

^д Корнельский университет
Итака, Нью-Йорк, 14854, США

Поступила в редакцию 3 февраля 1997 г.

Приводятся первые экспериментальные исследования электронного пучка, генерируемого в X-пинче на установках ХР (Корнельский университет, США) и БИН (Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Россия). Показано, что в X-пинче возможно выделить влияние электронного пучка, генерируемого в плазме, на характер излучения многозарядных ионов. Для спектра Al на основе столкновительно-излучательной модели с немаксвелловским распределением электронов в плазме выполнены расчеты интенсивности спутных линий, соответствующих Li-, Be-, B- и C-подобным ионам. Показано влияние электронного пучка на характер излучения легких многозарядных ионов в плазме X-пинча. При сравнении расчетов с экспериментальными спектрами делается вывод о возможности использования данной модели для оценки интенсивности электронного пучка.

1. ВВЕДЕНИЕ

Спектры многозарядных ионов, соответствующие переходам электронов в K-оболочку (K-спектры), являются в целом наименее сложными, и лучше других поддаются анализу и численным расчетам. Наиболее интересной особенностью этих спектров является наличие спутных структур вблизи линий резонансных серий H- и He-подобных ионов. Относительные интенсивности спутных линий несут информацию о параметрах плазмы и широко используются в плазменных исследованиях для ее диагностики [1]. Однако это справедливо для стационарной равновесной плазмы, когда одновременно с резонансными линиями H- и He-подобных ионов наблюдаются только спутники, соответствующие переходам ионов с кратностью ионизации меньшей на единицу. Примером здесь могут служить спектры He-подобных ионов элементов с $Z \approx 10-20$, наблюдаемые в лазерной плазме, нагреваемой излучением неодимового лазера с длительностью импульса $\tau = 1-5$ нс. В этом случае заметную интенсивность имеют спутные линии, соответствующие переходам Li-подобных ионов (рис. 1а). Несмотря на наличие почти десятка линий в спутной структуре и двух основных каналов заселения верхних уровней (дизлектронная рекомбинация и прямое возбуждение

электронным ударом), подобные спектры интерпретируются в настоящее время однозначно и служат хорошим инструментом для измерения параметров плазмы.

Однако в ряде экспериментов в K -спектрах элементов с $Z = 12-15$ наблюдались существенно более сложные спутанные структуры, содержащие одновременно линии ионов многих кратностей ионизации. Впервые такие спектры были зарегистрированы в плазме, нагреваемой излучением CO_2 -лазера [2, 3]. Группы линий в длинноволновом участке спектра были отождествлены с переходами $\text{Be}\dots\text{F}$ -подобных ионов, присутствие которых одновременно с He - и Li -подобными ионами объяснялось сильной нестационарностью плазмы. Наличие многих сотен близкорасположенных линий, отсутствие надежных расчетов атомных констант для наблюдаемых переходов не позволили провести детальный анализ спектров; однако и в хорошо изученном участке спектра, содержащем спутанные линии, соответствующие переходам Li -подобных ионов, интенсивности этих линий не удалось описать в рамках нестационарной модели. В настоящее время подобные спектры наблюдаются в плазме, нагреваемой излучением фемтосекундных лазеров [4] (рис. 1б, в). Здесь также не удается однозначно описать интенсивности линий в спутанных структурах резонансных линий He -подобных ионов без привлечения дополнительных процессов возбуждения ионов в плазме.

Вместе с тем имеются экспериментальные данные о присутствии в плазме, нагреваемой излучением как CO_2 -лазера наносекундной длительности, так и лазера с меньшей длиной волны и импульсом фемтосекундной длительности, достаточно мощных электронных пучков, способных оказать существенное влияние на процессы возбуждения спектров. Однако задача учета влияния электронного пучка для лазерной плазмы чрезвычайно сложна, так как необходим одновременный учет нестационарности и неоднородности плазмы для спектра, содержащего несколько сотен линий. Кроме того, не существует надежных методов измерения параметров электронного пучка в лазерной плазме.

Существенно продвинуться в решении этой задачи удалось в экспериментах с плазмой совершенно другого типа, а именно с плазмой X -пинча, представляющего собой разновидность Z -пинча, в котором используется взрыв в вакуумном сильноточном диоде двух или нескольких перекрещенных проволок. Из-за специфической геометрии X -пинча в нем удалось разделить влияние разных факторов и непосредственно наблюдать изменение характера спектра под воздействием электронного пучка. На рис. 1г, д приведены денситограммы спектров плазмы с одинаковыми параметрами, полученных одновременно в одном эксперименте при наличии и отсутствии электронного пучка. Подробности экспериментов и их интерпретация изложены ниже.

В настоящей работе приводятся первые экспериментальные результаты по исследованию электронного пучка, генерируемого в X -пинче, а также экспериментальные и теоретические исследования влияния электронного пучка на структуру K -спектра многозарядных ионов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Горячая плотная плазма создавалась в XP -генераторе с током 470 кА в импульсе длительностью 100 нс (Корнельский университет, США) и генераторе БИН с током 300 кА в импульсе длительностью 100 нс (Физический институт им. П. Н. Лебедева). Исследуемая плазма образуется в X -пинче в процессе взрыва натянутых в высоковольт-

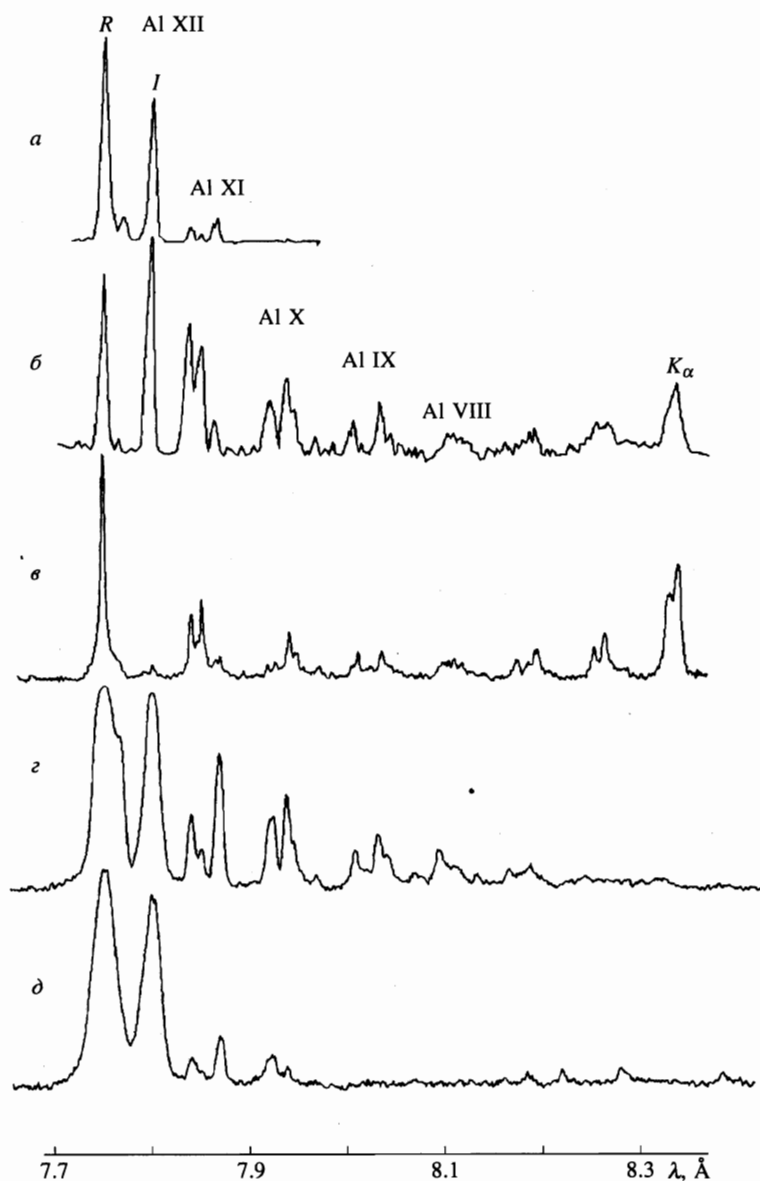


Рис. 1. Денситограммы Al плазмы, зарегистрированные на различных установках: *a* — Nd-лазер, $\tau = 2$ нс, $P = 10^{14}$ Вт/см², $N_e = 10^{21}$ см⁻³; *b* — CO₂-лазер, $\tau < 2$ нс, $P = 10^{12}$ Вт/см², $N_e = 10^{19}$ см⁻³; *v* — лазер на красителе, $\tau = 80$ фс, $P = 10^{17}$ Вт/см², $N_e = 10^{22}$ см⁻³; *z, d* — X-пинч в присутствии (*z*) и в отсутствие (*d*) электронного пучка, $N_e = 10^{18}$ см⁻³ (*R* — резонансная линия, *I* — интеркомбинационная линия)

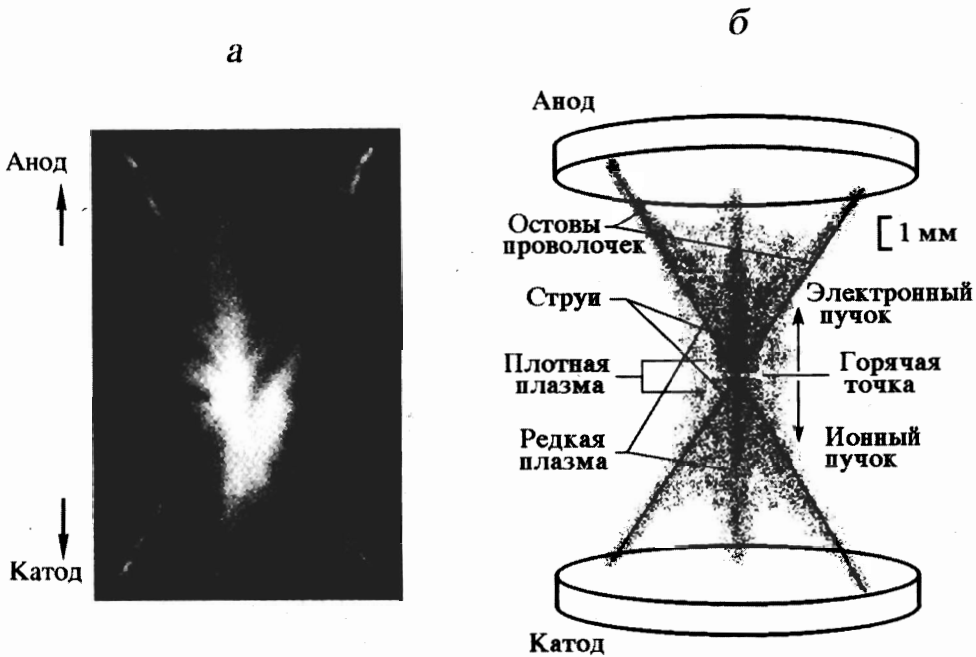
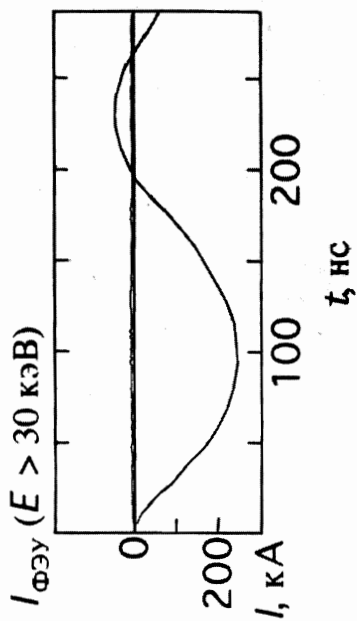
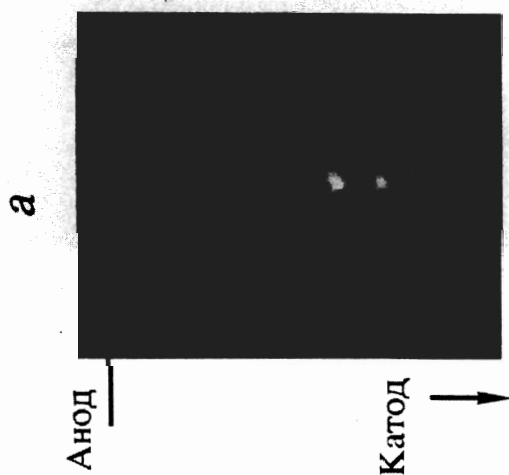
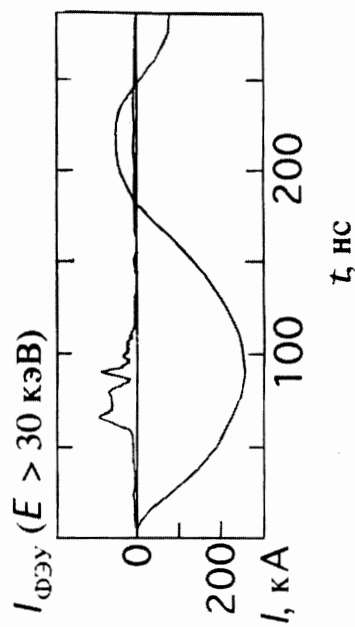
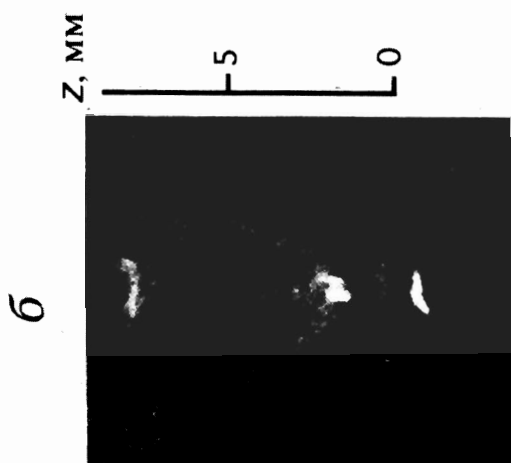


Рис. 2. Обскурограмма плазмы Al X-пинча (а) и схематическое изображение X-пинча со структурой различных областей плазмы (б) (диаметр проволочек $d = 25$ мкм), полученная через отверстие диаметром $D = 100$ мкм при энергии отсечки фильтра $E > 1.2$ кэВ

ном диоде перекрещенных проволочек. Схематически структура плазмы X-пинча показана на рис. 2. Детальное описание диагностической аппаратуры, используемой для исследования плазмы X-пинча, приведено в [5]. Здесь же отметим, что прецизионное спектроскопическое исследование сателлитных линий стало возможным при применении светосильного спектрографа со сферическим кристаллом слюды, обладающего уникальной комбинацией спектрального и пространственного разрешений. Спектральное разрешение спектрографа ($\lambda/\Delta\lambda$) может достигать 10000 при пространственном разрешении лучше 20 мкм [6].

Исследования последних лет показали сложность структуры области перекрестия X-пинча и процессов, происходящих в ней [7]. В данной области могут наблюдаться электронные температуры и плотности соответственно $T_e \sim 1-2$ кэВ и $N_e \sim 10^{24}$ см $^{-3}$, а общее количество излучаемой энергии в интервале длин волн короче 100 Å может достигать 1 кДж [8, 9]. На некотором расстоянии от горячей точки электронная температура и плотность убывают до $T_e < 100$ эВ, $N_e \sim 10^{18}$ см $^{-3}$ [8, 10].

Одной из особенностей X-пинча является образование в процессе пинчевания плазмы так называемого минидиода — разрыва в перекрестье проволочек — и генерация в этом месте высокоэнергетичного электронного пучка (рис. 2). Оценки дают



напряжение на минидиоде до 100 кВ в зависимости от условий эксперимента. Оценки, выполненные при помощи камер-обскур с жесткими фильтрами, дают максимальную энергию генерируемых в минидиоде электронов $E \sim 15\text{--}20$ кэВ для X -пинча из легких элементов ($Z = 12\text{--}14$) и $E \sim 100$ кэВ из тяжелых ($Z > 29$) [11].

Из-за геометрии диода и наличия шумов электромагнитных полей в вакуумном диоде провести прямые количественные измерения тока пучка в настоящее время практически невозможно. Выводы о наличии электронного пучка и его интенсивности обычно делались по некоторым вторичным эффектам: свечению анода и проволочек с анодной стороны диода (рис. 3б), более высокому почернению пленок из-за тормозного излучения пучка и интенсивному свечению линий K - и L -серий слабоионизованных ионов (рис. 4б).

Наиболее доступным для измерения в настоящее время является тормозное излучение электронов пучка. В экспериментах на установке БИН тормозное излучение электронного пучка регистрировалось при помощи сцинтилляционного детектора с фотоумножителем с временным разрешением 8 нс. Детектор располагался вне вакуумной камеры установки на расстоянии 250 мм от анода за фильтрами с различной энергией отсеки. Мы не располагали возможностью откалибровать детектор и провести точные количественные измерения, поэтому данные измерения дают информацию только об относительной интенсивности и жесткости электронного пучка и довольно грубые данные о времени генерации. На рис. 3 приведены обскурограммы плазмы алюминиевого X -пинча с пучком (рис. 3б) и без пучка (рис. 3а), а также осциллограммы выходного тока установки и сигналов со сцинтилляционного детектора, соответствующие этим обскурограммам. На рис. 4 приведены спектрограммы L -спектра Pd с пучком (рис. 4б) и без пучка (рис. 4а) и соответствующие им осциллограммы выходного тока установки и сигналов сцинтилляционного детектора. Из приведенных рисунков видно, что интенсивность пучка и энергия электронов в пучке значительно выше в случае X -пинча, возникающего при взрыве тяжелых проволочек, а электронный пучок существует в течение 30–50 нс.

Экспериментальные исследования показали, что электронный пучок сильно влияет на характер излучения многозарядных ионов, особенно в случае легких элементов. Для тяжелых элементов (Cu и тяжелее) спектры многозарядных ионов и слабоионизованного вещества разнесены в пространстве, так как условия для излучения линий многозарядных ионов выполняются только в горячей точке, имеющей размеры 10–30 мкм, тогда как характеристические линии K - и L -серий обычно излучаются на периферии диода, на расстоянии от долей до нескольких миллиметров от горячей точки (см. рис. 4б), там, где пучок взаимодействует со слабоионизованным веществом. Поэтому влияние электронного пучка на структуру спектра тяжелых многозарядных ионов, вероятно, невелико и пока не исследовано. В случае легких элементов (Mg, Al, Si) линии многозарядных ионов наблюдаются в разлетающейся плазме практически во всем диоде (рис. 5а), но из-за действия электронного пучка значительно более интенсивны со стороны анода. На рис. 5а приведена интегральная по времени спектрограмма излучения алюминиевой плазмы, зарегистрированная при помощи фокусирующего спектрографа

Рис. 3. Обскурограммы плазмы X -пинча, образующихся при взрыве алюминиевых проволочек ($d = 35$ мкм, $D = 80$ мкм, $E > 8$ кэВ) и осциллограммы выходного тока установки (нижний сигнал) с сигналами сцинтилляционного детектора: а — без пучка; б — с пучком

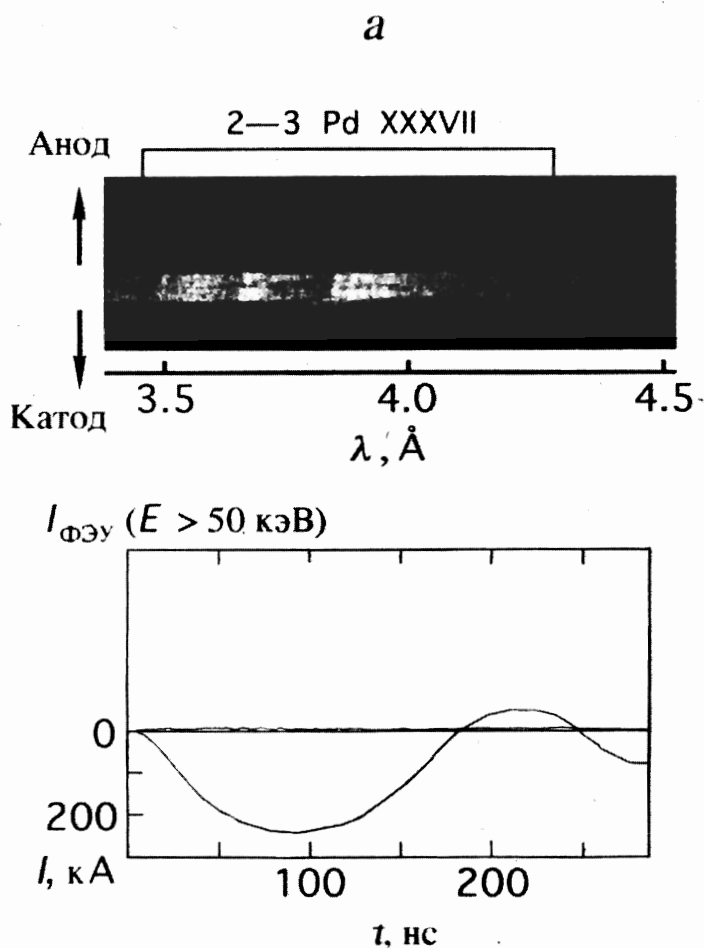


Рис. 4а. Спектрограммы L -спектра Pd ($d = 20$ мкм), зарегистрированные при помощи спектрографа с выпуклым кристаллом CsAP радиусом 250 мм, и осциллограммы выходного тока установки (нижний сигнал) с сигналами сцинтилляционного детектора. Случай без пучка

с пространственным разрешением [6] на установке ХР. Резонансная и интеркомбинационная линии He-подобного Al наблюдались с обеих сторон от горячей точки во втором порядке отражения слюды. В анодном направлении наблюдались также интенсивные линии спутников, соответствующие переходам от Li- до C-подобных ионов Al, тогда как с катодной стороны эти линии отсутствуют или имеют небольшую интенсивность. Следует отметить, что имеется ряд элементов с промежуточной массой (от Ti до Ni), в K -спектрах которых в ряде случаев также зарегистрирована явная асимметрия в сторо-

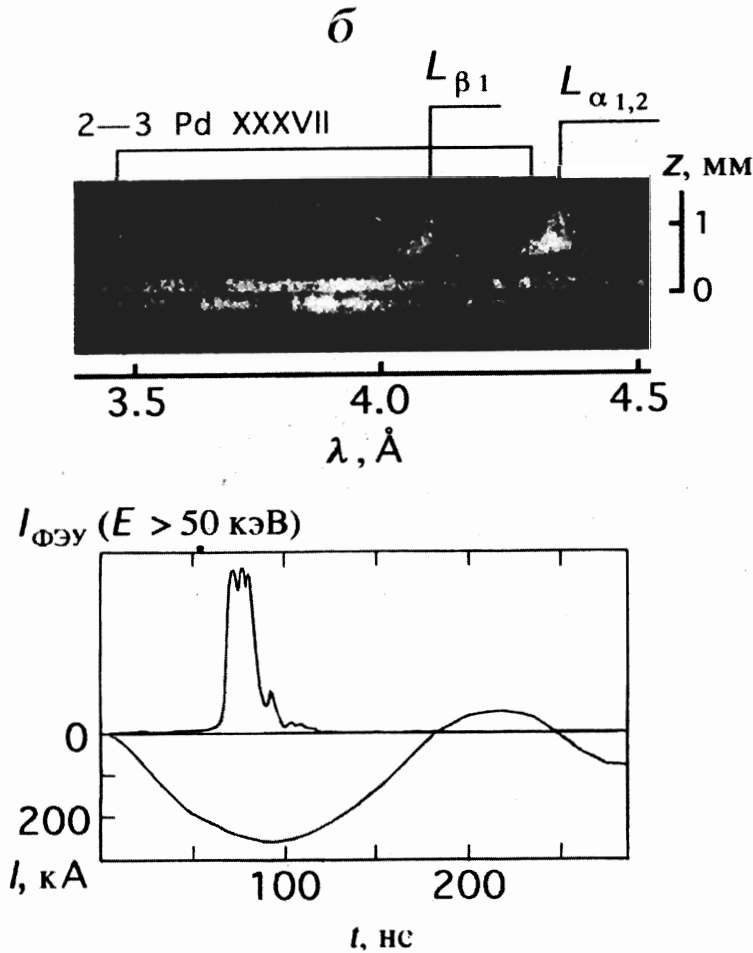


Рис. 46. То же, что на рис. 4а. Случай с пучком

ну анода при наличии интенсивного электронного пучка (рис. 6), что свидетельствует, так же как и для легких ионов, о влиянии электронного пучка, который в этом случае имеет значительно большую интенсивность и энергию электронов.

В случае X -пинча, возникающего при взрыве легких материалов, линии излучения слабоионизованного вещества малоинтенсивны (рис. 5а), вероятно, потому, что ток пучка и энергия электронов значительно меньше (см. рис. 3, 4), чем для X -пинча из тяжелого материала. Например, для алюминиевого X -пинча линии излучения K -серии слабоионизованных ионов были зарегистрированы только в самое последнее время с применением светосильного фокусирующего спектрографа.

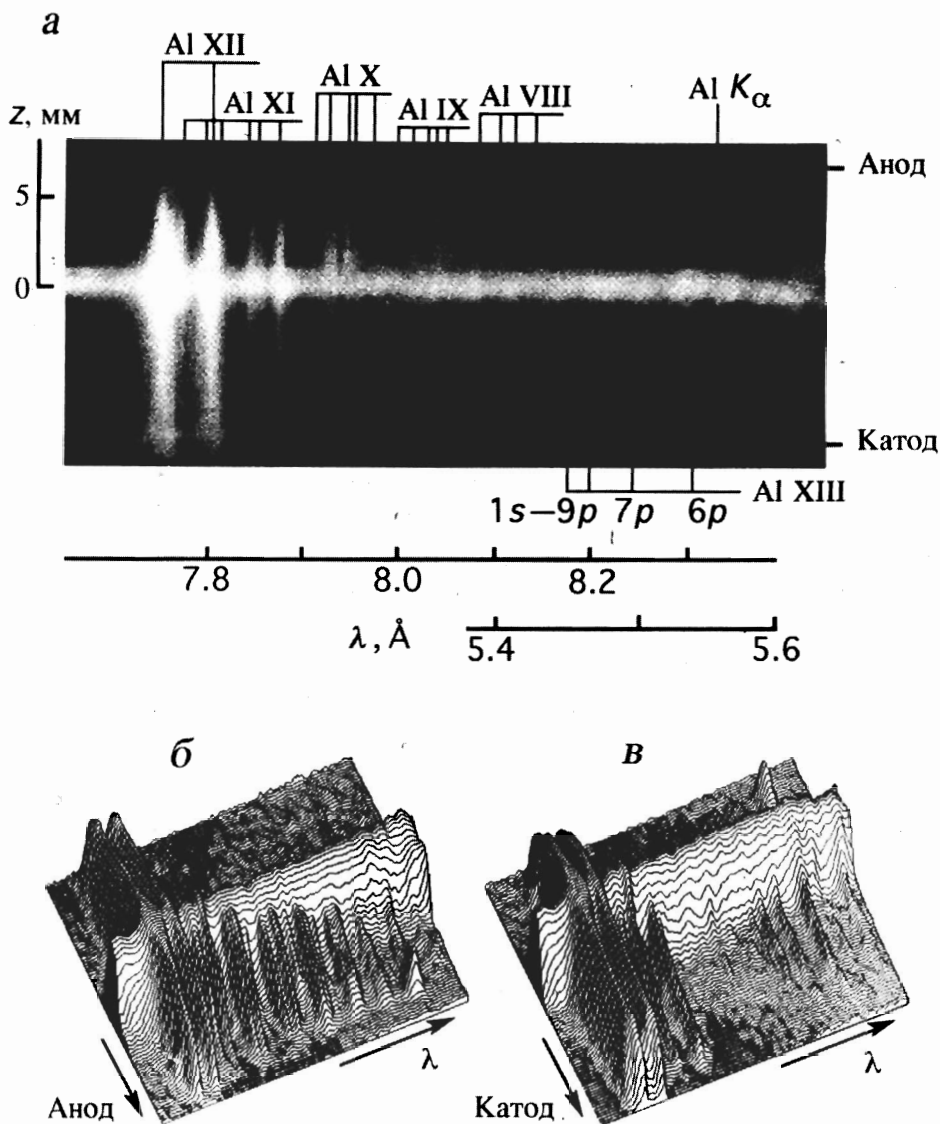


Рис. 5. Спектрограмма излучения плазмы X-пинча, возникающего при взрыве алюминиевых проволочек, зарегистрированная при помощи спектрографа со сферическим кристаллом слюды с радиусом 100 мм на установке ХР (а) и трехмерные денситограммы спектра, сделанные с анодной (б) и катодной (в) сторон спектра

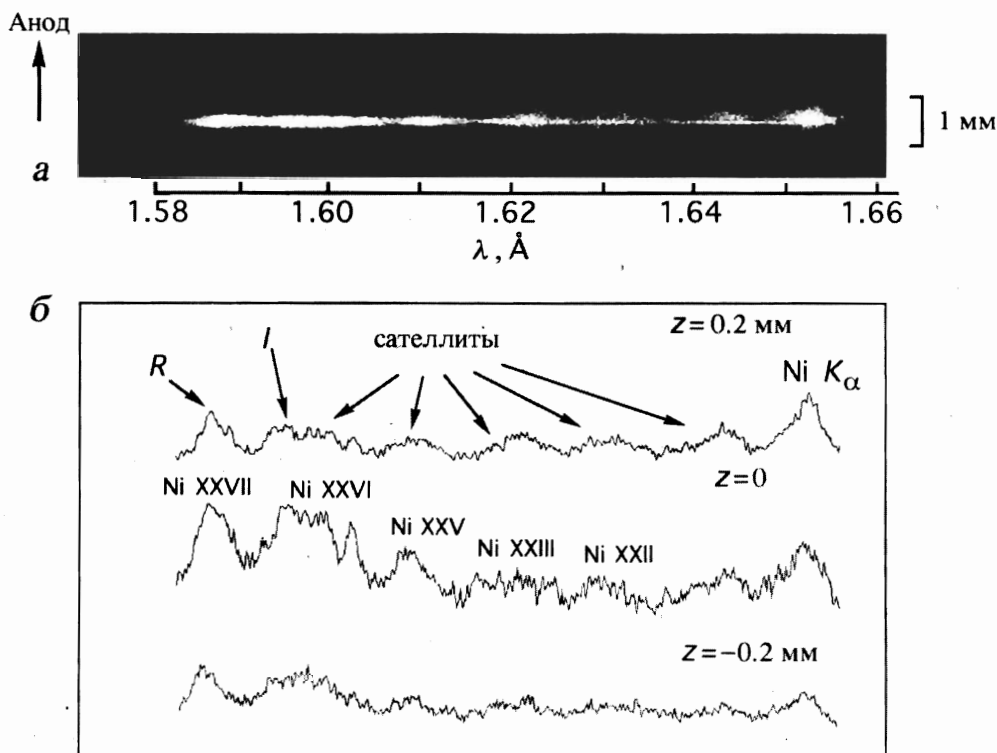


Рис. 6. Спектрограмма излучения плазмы X-пинча, возникающего при взрыве никелевых проволочек, зарегистрированная при помощи спектрографа со сферическим кристаллом слюды с радиусом 100 мм на установке XP (а) и денситограммы спектра, сделанные в районе горячей точки и на расстояниях 0.2 мм от горячей точки с анодной и катодной сторон спектра (б)

Таким образом, специфическая геометрия X-пинча позволила выделить электронный пучок и исследовать его влияние на излучение многозарядных ионов и слабоионизованного вещества.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Уникальные возможности новой спектральной аппаратуры в сочетании с мощными вычислительными возможностями Лос-Аламосской национальной лаборатории дали возможность исследовать влияние электронного пучка на структуру K-спектра легких многозарядных ионов.

С помощью расчетной модели, описанной в [12–15], в настоящей работе проведено спектроскопическое исследование сателлитных линий, наблюдаемых в плазме X-пинча на основе проволочек из Al (рис. 5). Плотности населенностей атомных уровней определялись из неравновесных квазистационарных кинетических расчетов и далее использо-

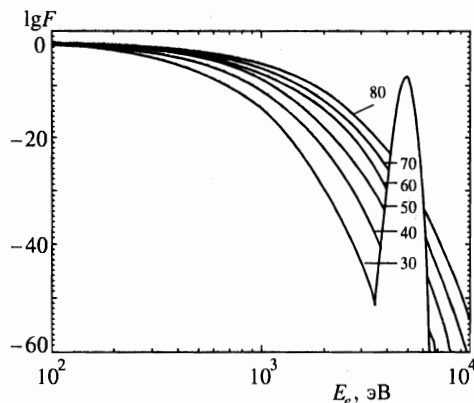


Рис. 7

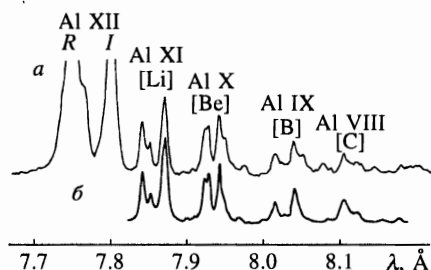


Рис. 8

Рис. 7. Функция распределения электронной энергии при различных электронных температурах (указаны у кривых в килоэлектронвольтах) и $f = 10^{-7}$

Рис. 8. Сравнение экспериментального спектра (*a* — денситограмма спектра, приведенного на рис. 6, соответствующая расстоянию 1 мм от горячей точки с анодной стороны спектра) с расчетным (*б*) в спектральном интервале, соответствующем спутным структурам С-...-Li-подобных ионов Al

вались для моделирования эмиссионных спектров. Структуры уровней, соответствующие конфигурациям $1s^2(2s2p)^w$, $1s^2(2s2p)^{(w-1)3l}$, $1s^2(2s2p)^{(w+1)}$ и $1s^1(2s2p)^w3l$, рассчитывались для Li-, Be-, B- и C-подобных ионов. Здесь w — число электронов оболочки в основном состоянии, а $(2s2p)^w$ — все возможные перестановки w электронов на $2s$ - и $2p$ -уровнях. Например, для углерода $w = 4$ и $(2s2p)^4$ означает $2s^22p^2$, $2s^12p^3$ и $2p^4$. Символ l означает все возможные значения орбитального углового момента, связанного с главным квантовым числом. Конфигурации типа $1s^2$, $1s2l$, $1s3l$, $2l2l'$ и $2l3l'$ использовались для He-подобных ионов. Выбранные конфигурации дают точное представление о многих линиях, возможных в данном спектральном диапазоне. Кроме того, программа рассчитывала все необходимые атомные константы. В расчетах принималось во внимание около $5 \cdot 10^5$ переходов. Электронный пучок задавался путем добавления к максвелловской части функции распределения электронной энергии небольшой части с гауссовым распределением, как это показано на рис. 7. Расчетный спектр (рис. 8б) сравнивался с экспериментальной денситограммой, соответствующей расстоянию 1 мм с анодной стороны от перекрестья (рис. 8а).

Результат теоретических расчетов, вообще говоря, зависит от электронной температуры T_e , средней энергии пучка E_0 , его ширины Γ , весового множителя f , равного отношению плотности электронов в пучке к общей плотности электронов, включенных в расчет, и электронной плотности N_e . Однако модельные расчеты не показали почти никаких изменений в расчетном спектре в интервале энергии E_0 от 5 до 15 кэВ, соответствующей энергии электронных пучков, генерируемых в X-пинче из легких проволок. Это обусловлено слабым изменением сечения возбуждения в этом энергетическом интервале. Поэтому далее во всех расчетах принималось $E_e = 5$ кэВ, $\Gamma = 100$ эВ, а $N_e = 10^{18}$ см $^{-3}$, что приблизительно соответствовало электронной плотности на рас-

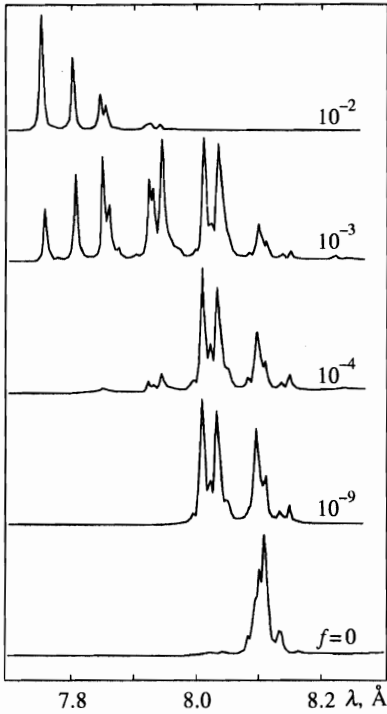


Рис. 9. Расчетные эмиссионные спектры при электронной температуре 30 эВ и различных значениях f

стоянии 1 мм от горячей точки; различные спутные структуры исследовались при изменении электронной температуры kT и величины f .

На рис. 9 показано влияние электронного пучка на излучение холодной плазмы при электронной температуре 30 эВ. Нижняя кривая — это спектр при отсутствии пучка ($f = 0$). В данном случае присутствуют только С-подобные спутники. Спектр существенно меняется даже при незначительном возрастании f : при $f = 10^{-9}$ появляются В-подобные спутники. В интервале $10^{-9} < f < 10^{-4}$ интенсивность спектральных линий изменяется незначительно, но суммарная интенсивность возрастает, что заметно на рис. 9, так как все кривые нормализованы. При $f > 10^{-4}$ пучок становится достаточно интенсивным, для того чтобы сдвинуть ионизационный баланс, что вызывает появление He-, Li-, В- и Ве-подобных ионов. При $f = 10^{-2}$ образуются только Ne- и Li-подобные ионы.

На рис. 10 приведены расчетные спутные структуры на различных стадиях ионизации (от С- до Li-подобных ионов). Данные расчеты могут быть использованы для количественной оценки влияния электронного пучка на спектральные особенности рассматриваемых линий.

На рис. 10а и 10б приведены зависимости спутной структуры расчетного спектра для Li-подобных ионов соответственно от интенсивности электронного пучка и электронной температуры. Из рис. 8 видно, что расчетный спектр, соответствующий электронной температуре $T_e = 80$ эВ и $f = 3 \cdot 10^{-7}$, лучше всего соответствует экспериментальному. Заметно небольшое расхождение между расчетными длинами волн и экспериментальными. Линии, группирующиеся в районе длин волн 7.85, 7.86 и 7.88 Å, принято обозначать соответственно как группы qr , $abcd$ и jkl . Хорошо известно, что

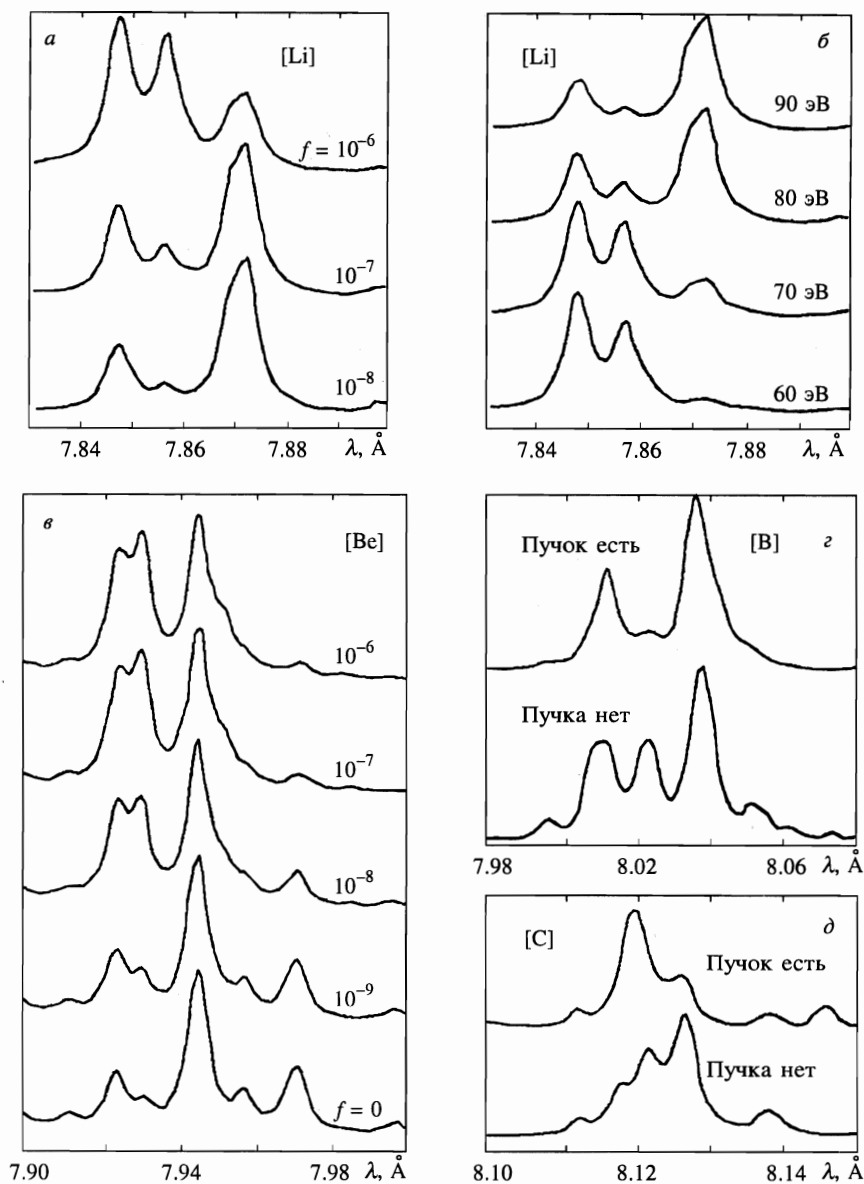


Рис. 10. Расчетные эмиссионные спектры, соответствующие Li-, Be-, B- и C-подобным ионам Al

линии группы jkl в основном заселяются в процессе диэлектронной рекомбинации, тогда как линии групп qr и $abcd$ более чувствительны к возбуждению электронным пучком внутренних оболочек Li-подобных ионов.

На рис. 10в показана зависимость сателлитной структуры расчетного спектра для Be-подобных ионов от интенсивности электронного пучка при электронной температуре равной 60 эВ. Расчетный спектр при $f = 10^{-7}$ находится в прекрасном соответствии с

экспериментальным (см. рис. 8). Из рисунка видно, что группа линий в районе длины волны 7.92 Å накачивается за счет электронных соударений в большей степени, чем группа линий около 7.94 Å. Случай с $f = 0$ совершенно не согласуется с экспериментом.

На рис. 10г показаны В-подобные спутники, рассчитанные без пучка и с пучком при $T_e = 40$ эВ и $f = 10^{-7}$. При сравнении с рис. 8 видно, что основные черты экспериментального спектра хорошо согласуются с расчетом. Заметим, что центральная спутниковая линия (8.02 Å) практически исчезает, когда линии 8.01 и 8.04 Å накачиваются при электронных соударениях.

На рис. 10д сравниваются расчетные спутниковые структуры с пучком и без пучка для С-подобных ионов Al. Расчет проводился при $T_e = 30$ эВ и $f = 10^{-7}$. Заметим, что данные спектры сильно различаются и что расчет, проведенный с учетом пучка, значительно больше согласуется с экспериментом (см. рис. 8), особенно это касается пиковой интенсивности линий и структуры профиля пучка. В случае отсутствия пучка преобладают линии, излучаемые в процессе диэлектронной рекомбинации, а при наличии электронного пучка — за счет столкновительного возбуждения. Линии, имеющие наибольшую интенсивность при наличии электронного пучка, практически не видны в случае его отсутствия.

Заметим, что сильная зависимость структуры спектра от электронного пучка подтверждает мысль использовать ее для диагностики плотности пучка.

На рис. 11а приведен интегральный по времени спектр He-подобных ионов Al, зарегистрированный на установке БИН при помощи спектрографа со сферически изогнутым кристаллом слюды радиусом 100 мм. Косвенные данные, перечисленные выше, показывают, что интенсивность электронного пучка на установке БИН меньше, чем на установке ХР, однако спектры легких ионов также имеют ярко выраженное асимметричное распределение интенсивности спутниковых линий в направлении анод–катод. На рис. 11б приведены денситограммы спектра, сделанные на расстоянии 0.5 мм выше горячей точки в направлении анода, в районе горячей точки и на расстоянии 0.5 мм ниже горячей точки в направлении катода. Сравнение интенсивностей спутниковых линий в анодном направлении с расчетными спектрами по вышеизложенной методике показывает, что экспериментальный спектр находится в хорошем соответствии с расчетным при интенсивности пучка, составляющей от 10^{-8} до 10^{-7} от общей плотности электронов в плазме, что согласуется с предположением о меньшей интенсивности пучка на установке БИН. Следует отметить, что мы рассматривали интегральные по времени спектры, поэтому различные группы спутниковых линий могут высвечиваться в разные моменты времени при разной интенсивности пучка и электронной температуры.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе приведены первые экспериментальные и теоретические исследования влияния электронного пучка, генерируемого в плазме X-пинча, на структуру спектра многозарядных ионов. На примере K-спектра Al, зарегистрированного при исследовании алюминиевой плазмы X-пинча на установке ХР Корнельского университета, впервые удалось теоретически оценить влияние электронного пучка на структуру K-спектра легких многозарядных ионов. Проведенные на основе столкновительно-излучательной модели, основанной на немаксвелловском распределении электронов, расчеты наблюдаемых спутниковых линий Li-, Be-, В- и С-подобных ионов Al находят-

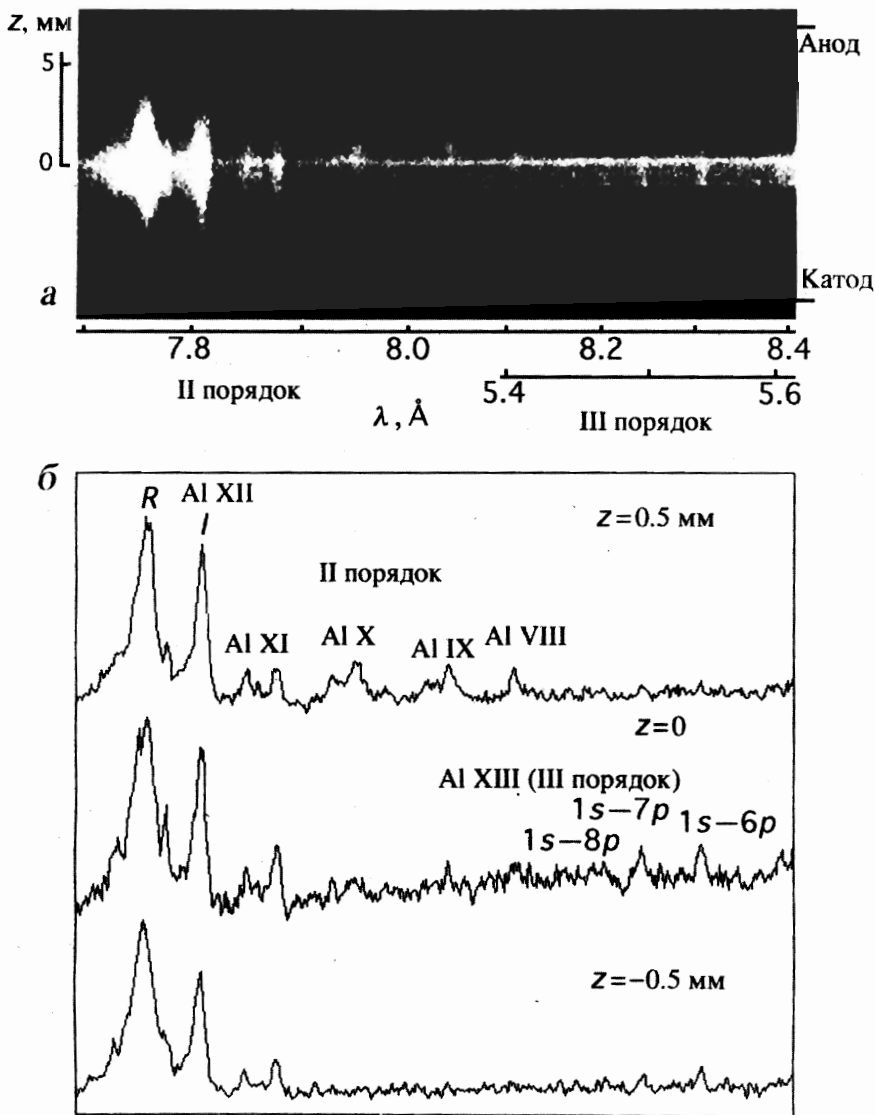


Рис. 11. Спектрограмма излучения плазмы X-пинча, возникающего при взрыве алюминиевых проволочек, зарегистрированная при помощи детектора со сферическим кристаллом слюды радиусом 100 мм на установке БИН (а), и денситограммы спектра, сделанные в области горячей точки на расстояниях 0.5 мм от горячей точки с анодной и катодной сторон спектра (б)

ся в хорошем соответствии с экспериментальными данными при интенсивности электронного пучка, составляющей 10^{-7} от общей интенсивности электронов в плазме. На основе проведенных расчетов также сделаны оценки интенсивности электронного пучка в X-пинче из легких проволочек на установке БИН. Делается вывод о возможности сравнения расчетных спектров с экспериментальными с целью учета влияния электронного пучка на структуру спектра легких ионов в широком интервале интенсивности электронного пучка.

Литература

1. V. A. Boiko, V. V. Vinogradov, A. Ya. Faenov et al., J. Sov. Las. Res. **6** (2), 85 (1985).
2. V. A. Boiko, V. V. Vinogradov, S. A. Pikuz et al., J. Phys. B **12**, 213 (1979).
3. A. Ya. Faenov, S. A. Pikuz, and A. S. Shlyaptseva, Phys. Scripta **49**, 41 (1994).
4. J. P. Geindre, P. Audebert, A. Rousse et al., Phys. Scripta **53**, 645 (1996).
5. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, С. А. Пикуз и др., ЖЭТФ **108**, 1263 (1995).
6. А. Я. Фаенов, А. Р. Мингалеев, С. А. Пикуз и др., КЭ **20**, 457 (1993).
7. Г. В. Иваненков, А. Р. Мингалеев, С. А. Пикуз и др., Физика плазмы **22**, 403 (1996).
8. С. А. Пикуз, Б. А. Брюнеткин, Г. В. Иваненков и др., КЭ **20**, 237 (1993).
9. D. H. Kalantar, D. A. Hammer, K. C. Mittal et al., J. Vac. Sci. Technol. **9**, 3245 (1991).
10. S. A. Pikuz, B. A. Bryuinetkin, G. V. Ivanenkov et al., J. Quant. Radiat. Transfer. **51**, 291 (1994).
11. S. A. Pikuz, V. M. Romanova, T. A. Shelkovenko et al., Phys. Scripta **51**, 517 (1995).
12. J. Abdallah, Jr., A. Ya. Faenov, D. A. Hammer et al., Phys. Scripta **53**, 705 (1996).
13. F. V. Rosmey, J. Quant. Spectrosc. Radiant. Transf. **51**, 319 (1994).
14. J. Abdallah, Jr., R. E. H. Clark, Los-Alamos National Laboratory Reports, LA-11436-M, I-V (1988).
15. J. Abdallah, Jr., R. E. H. Clark, J. M. Peek, C. J. J. Fontes, Quant. Spectrosc. Radiant. Transf. **51**, 1 (1994).