

НАБЛЮДЕНИЕ ДИЭЛЕКТРОННЫХ САТЕЛЛИТОВ В *K*-СПЕКТРЕ ИОНОВ АРГОНА В ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

А. И. Магунов^{b*}, *А. Я. Фаенов*^a, *И. Ю. Скобелев*^a, *Т. А. Пикуз*^a,
Э. Бьемонт^{c,d**}, *П. Кине*^{d**}, *Ф. Бласко*^{e**}, *К. Бонт*^{e**},
Ф. Дорчес^{e**}, *Т. Кайо*^{e**}, *Ф. Салэн*^{e**}, *К. Стенц*^{e**}

^a Государственный научный центр ВНИИФТРИ
141570, Менделеево, Московская обл., Россия

^b Институт общей физики Российской академии наук
119991, Москва, Россия

^c Université de Liège, Sart Tilman
B-4000, Liège 1, Belgium

^d Université de Mons-Hainaut
B-7000, Mons, Belgium

^e Université de Bordeaux
33405, Talence, France

Поступила в редакцию 31 мая 2002 г.

С высоким спектральным разрешением проведены измерения сателлитной структуры линий $1s2p^{1,3}P_1-1s^2^1S_0$ He-подобного иона аргона в плазме, создаваемой в струйной кластерной мишени лазерным импульсом с длительностью 45 фс. Зарегистрированы радиационные переходы $2p \rightarrow 1s$ из автоионизационных состояний ионов от Li-подобного до F-подобного. Проведено теоретическое моделирование наблюдаемого спектра с использованием спектроскопических данных для автоионизационных состояний многозарядных ионов, полученных в многоконфигурационном релятивистском методе Хартри–Фока. При учете главных каналов их заселения при характерных параметрах плазмы кластерной мишени получено хорошее согласие с экспериментом.

PACS: 52.20.-j, 52.25.Os, 52.50.Jm, 52.70.-m

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время кластерные мишени на основе сверхзвуковой газовой струи, расширяющейся в вакуум под высоким давлением, широко используются для создания плазмы фемтосекундными лазерными импульсами, в первую очередь, в связи

с различными приложениями (термоядерный синтез, источники рентгеновского монохроматического и широкополосного излучения, ускорение заряженных частиц и др. [1–10]). Наряду с этим возможно проведение подобных экспериментов для фундаментальных спектроскопических и диагностических исследований лазерной плазмы. В частности, заманчивым является исследование необычных (с точки зрения традиционных условий создания лазерной плазмы) эмиссионных спектров многозарядных ионов, таких как линии радиационных переходов

*E-mail: magunov@fpl.gpi.ru

**E. Biémont, P. Quinet, F. Blasco, C. Bonte, F. Dorchies, T. Caillaud, F. Salin, C. Stenz

в экзотических состояниях «полых ионов» (hollow ions) [11–18] и связанных с ними переходов в частично заполненных внутренних оболочках многозарядных ионов, т. е. радиационных распадов автоионизационных состояний. Эти линии наблюдаются, как правило, в плазме с высокой электронной концентрацией, и их относительные интенсивности очень чувствительны к параметрам плазмы. Как известно, плотная плазма возникает при поглощении сверхкороткого лазерного импульса кластерной мишенью [10, 19–21].

Специфические условия, реализующиеся в плазме фемтосекундного лазерного импульса, а именно, сравнительно невысокая степень ионизации и наличие заметной фракции быстрых электронов (см., например, [21, 22]), должны приводить к появлению в эмиссионном спектре спутничных линий, обусловленных радиационным распадом автоионизационных состояний ионов с числом электронов от 4 до 9. Наличие таких линий дает дополнительные возможности для использования рентгеноспектральных методов диагностики короткоживущей плазмы, но требует проведения предварительного исследования самих спутничных линий, включающего, в первую очередь, их идентификацию и прецизионные измерения длин волн.

Подобные спектры измерялись ранее в экспериментах по взаимодействию медленных многозарядных ионов с металлическими поверхностями [12, 23], однако с невысоким спектральным разрешением. В измерениях с плазмой высоковольтного газового разряда (плазменный фокус) [24] спектральное разрешение ограничивалось размером излучающей области.

В настоящей работе приведены результаты измерений спутничной структуры $1s2p^1\ ^3P_1-1s^2\ ^1S_0$ линий He-подобного иона Ag XVII в спектре излучения плазмы, создаваемой в струйной аргоновой мишени лазерным импульсом длительностью 45 фс. Наблюдаемый спектр излучения спутничных линий в ионах Ag XVI-X (от Li-подобного до F-подобного включительно) сопоставлялся с результатами расчета длин волн, радиационных вероятностей и автоионизационных ширин уровней соответствующих ионов с использованием многоконфигурационного релятивистского метода Хартри–Фока. При моделировании спектра использовалась простая кинетическая модель, учитывающая соотношение основных каналов заселения автоионизационных состояний. Параметры плазмы брались из результатов проведенных ранее детальных кинетических расчетов [9, 10].

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на лазерной установке университета Бордо, работающей по схеме четырехкаскадного усиления chirpированного импульса Ti-сапфировыми стержнями. Характеристики лазерной системы более детально описаны в [25]. В настоящих экспериментах энергия в основном сверхкоротком импульсе на выходе составляла 15 мДж при контрасте порядка 10^5 относительно предимпульса, создаваемого входящим в схему регенеративным усилителем. Лазерный пучок фокусировался внеосевым параболическим зеркалом. Радиус пятна фокусировки в вакууме составлял 6 мкм на уровне $1/e^2$. Длительность импульса составляла 45 фс, что соответствует максимальной интенсивности порядка 10^{17} Вт/см², достаточной для туннельной ионизации ионов аргона до F-подобного включительно [26].

В качестве мишени использовалась импульсная газовая струя аргона, расширяющаяся в вакуумную камеру из сверхзвукового конического сопла с $M = 2.5$. Максимальное давление газа в клапане было 60 атм, а угол расходимости струи 22° . В этих условиях в струе за счет ван-дер-ваальсовского взаимодействия происходит образование атомарных кластеров [9, 27]. При быстрой ионизации кластеров максимальная плотность электронов в них значительно превышает критическое значение $N_{e,cr} \approx 1.7 \cdot 10^{21}$ см⁻³ (для $\lambda_{las} = 0.8$ мкм).

Рентгеноспектральные измерения выполнены с помощью фокусирующего сферически изогнутого ($R = 150$ мм) кристаллического спектрографа (кварц с межплоскостным расстоянием $2d = 0.49$ нм) [28] в спектральном диапазоне 0.394–0.425 нм (первый порядок отражения) с аппаратным разрешением $\lambda/\Delta\lambda \sim 10^4$. Спектр регистрировался на пленку DEF-2 через фильтр из слоя полипропилена толщиной 2 мкм, покрытого с двух сторон слоями алюминия 0.4 мкм. Полученная спектрограмма плазмы приведена на рис. 1а.

3. РАСЧЕТ АТОМНОЙ СТРУКТУРЫ

Расчет энергий уровней $1s^k 2s^m 2p^n (S' L')^{2S+1} L_J$ ионов Ag X–XVII и вероятностей радиационных и автоионизационных переходов проводился с использованием кода, реализующего релятивистский метод Хартри–Фока [29]. Учитывалось смешивание указанных выше конфигураций, а также конфигураций, содержащих $3l$ -электронов в валентной m -оболочке. Для учета влияния других конфигураций проводилась специальная процедура оптимизации инте-

Рис. 1. *a* — Спектрограмма лазерной плазмы в струе кластеров аргона. *b* — Спектральная зависимость выхода рентгеновского излучения для автоионизационных состояний ионов Ar X-XVII. Черные кружки — фемтосекундная лазерная плазма (настоящая работа), светлые кружки — плазма высоковольтного разряда на установке плазменный фокус [24]

гралов электростатического и спин-орбитального взаимодействий. Она заключалась в интерполяции или экстраполяции средней энергии конфигурации вдоль изоэлектронной последовательности по имеющимся в литературе данным для других ионов (P VII-XIV, S VIII-XV, K XI-XVIII и Ca XII-XIX). Более подробное описание этой процедуры и иллюстрацию ее результатов можно найти в работе [24].

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРА САТЕЛЛИТОВ

В проведенных экспериментах измерялось интегральное по времени излучение плазмы. Спектральная зависимость выхода рентгеновского излучения в диапазоне перехода $1s2p \rightarrow 1s^2$ в He-подобном ионе

аргона приближенно выражается в виде

$$I(\omega) \propto \omega \sum_{Z,i,f} A_{if}^Z S_{if}^z(\omega - \omega_{if}^Z, N_e, T_e) \times N_i^Z(N_e, T_e, f, T_h), \quad (1)$$

где A_{if}^Z — скорость радиационного перехода $i \rightarrow f$ ($1s2s^n2p^m \rightarrow 1s^22s^n2p^{m-1}$) в ионе Ar^{Z+} , N_i^Z — заселенность верхнего уровня для средней по времени и объему плазмы температуры T_e и плотности электронов N_e и доли горячих электронов $f \ll 1$ с температурой T_h . Спектральная функция (нормированная по частоте на единицу) имеет вид

$$S_{if}^Z(\omega - \omega_{if}^Z, N_e, T_e, \gamma) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \gamma} \times \int \exp[-(\omega - \omega')^2/\gamma^2] L(\omega' - \omega_{if}^Z, \Gamma_{if}^Z) d\omega', \quad (2)$$

соответствующий усреднению линейчатого спектра излучения по распределению шириной γ , определяемой спектральным разрешением и неоднородным доплеровским уширением линий. Однородное уширение при малом штарковском сдвиге описывается лоренцевским контуром $L(\Delta\omega, \Gamma)$ с полной шириной

$$\Gamma_{if}^Z = A_i^Z + A_f^Z + \Gamma_i^Z + \gamma_{if}^Z,$$

определяемой скоростями радиационного распада верхнего и нижнего уровней

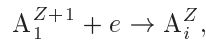
$$A_j^Z = \sum_k A_{jk}^Z,$$

скоростью автоионизации верхнего уровня Γ_i^Z и ударной шириной γ_{if}^Z .

В квазистационарном приближении при условии, что температура основной доли электронов T_e много меньше энергии возбуждения автоионизационных состояний, их заселенности определяются соотношением

$$\frac{1}{\tau_i^Z} N_i^Z = C_i^{Z+1}(T_e) N_e N_1^{Z+1} + f R_{i1}^Z(T_h) N_e N_1^Z, \quad (3)$$

которое учитывает каналы заселения при диэлектронном захвате из основного состояния иона следующей кратности,



со скоростью C_i^{Z+1} и при возбуждении горячими электронами из основного состояния иона той же кратности, $A_1^Z + e \rightarrow A_i^Z + e'$, со скоростью $R_{i1}^Z(T_h)$, а также релаксацию автоионизационных состояний со временем жизни

$$\tau_i^Z = \frac{1}{A_i^Z + \Gamma_i^Z + R_{i1}^Z(T_e, N_e) N_e}, \quad (4)$$

где $R_{i1}^Z(T_e, N_e)$ — полная скорость столкновительной очистки уровня.

Используя соотношение детального баланса для скоростей диэлектронного захвата и автоионизации, получим

$$N_i^Z = \frac{g_i^Z \Gamma_i^Z N_1^Z / g_1^Z}{A_i^Z + \Gamma_i^Z + R_{i1}^Z(T_e, N_e) N_e} \left[f \frac{R_{i1}^Z(T_h) N_e}{\Gamma_i^Z} \times \right. \\ \left. \times \exp(-E_i^Z / T_h) + \alpha^Z \exp(-E_i^Z / T_e) \right], \quad (5)$$

где E_i^Z — энергия автоионизационного состояния иона относительно основного состояния, g_i^Z — его статвес, g_1^Z — статвес основного состояния иона Z ,

R_{i1}^Z — скорость столкновительного девозбуждения автоионизационных состояний, величины α^Z определяются отличием зарядового состава плазмы от равновесного

$$\alpha^Z = \frac{N_1^{Z+1} / N_1^Z}{(N_1^{Z+1} / N_1^Z)_{Saha}}.$$

В реальных условиях для исследуемой плазмы аргона ($T_e \approx 200$ эВ, $N_e \approx 2 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$, $T_h \approx 5$ кэВ, $f \sim 10^{-4}$) оценки по приближенным формулам Меве и Лотца для скоростей дают $R_{i1}^Z(T_e, N_e) N_e \ll 10^{13}$ с $^{-1}$, так что для (1) получаем окончательное выражение:

$$I(\omega) \propto \omega \sum_Z \frac{N_1^Z}{g_1^Z} \sum_{i,f} \left[f \frac{R_{i1}^Z(T_h) N_e}{\Gamma_i^Z} \times \right. \\ \left. \times \exp(-E_i^Z / T_h) + \alpha^Z \exp(-E_i^Z / T_e) \right] \times \\ \times Q_d^Z(if) S_{if}^Z(\omega - \omega_{if}^Z, \Gamma_{if}^Z, \gamma), \quad (6)$$

где величины

$$Q_d^Z(if) = \frac{g_i^Z A_{if}^Z \Gamma_i^Z}{A_i^Z + \Gamma_i^Z}$$

не зависят от параметров плазмы.

Из (6) следует, что для узких автоионизационных состояний при достаточно низкой температуре основной массы электронов ($T_e \ll E_i^Z$) более эффективным каналом заселения может стать возбуждение из основного состояния (или низколежащего возбужденного) даже при незначительной доле горячих электронов ($T_h > E_i^Z$). Следует отметить, что еще одним возможным каналом заселения автоионизационных состояний с заполненной $2s^2$ -подоболочкой является выбивание электрона из $1s$ -подоболочки в ионе меньшей кратности горячими электронами. Однако, как показывают оценки, при реальных параметрах плазмы эффективность такого заселения мала.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведены результаты измерений спектра мягкого рентгеновского излучения лазерной плазмы, образующейся в газовой-кластерной струе аргона, в диапазоне 0.394–0.420 нм, содержащем резонансную $1s2p^1P_1-1s^2^1S_0$ ($\text{He}_{\alpha 1}$) и интеркомбинационную $1s2p^3P_1-1s^2^1S_0$ ($\text{He}_{\alpha 2}$) линии He-подобного иона, их диэлектронные спутники (ионы с Li-подобных до F-подобных) и линии характеристического излучения $K_{\alpha 1,2}$. Для определения

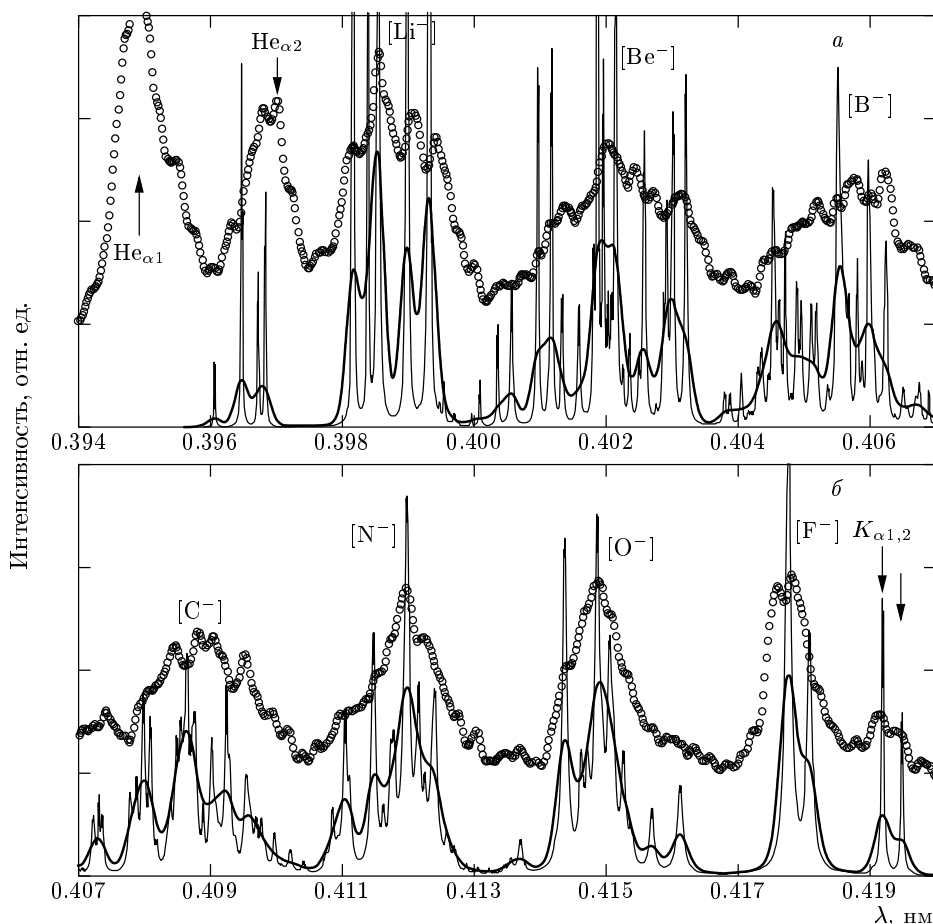


Рис. 2. Сопоставление результатов измерений спектра ионов Ar X-XVII в фемтосекундной лазерной плазме и моделирования по формуле (6). Параметры плазмы $N_e = 2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 200 \text{ эВ}$, $T_h = 5000 \text{ эВ}$, $f = 10^{-4}$ [9], спектроскопические данные из [24]. Тонкие кривые — учет только однородного уширения линий, толстые кривые — результат усреднения с эффективной аппаратной шириной $\Delta\lambda = 2.6 \text{ мÅ}$

дисперсионной кривой в качестве реперных линий использовались линии $\text{He}_{\alpha 1,2}$ и $K_{\alpha 1,2}$. На рис. 1б наряду со спектром, полученным в настоящем эксперименте, для сравнения приведены результаты измерений в плазме высоковольтного разряда [24], в которых спектральное разрешение было ниже. Измерения спектра фемтосекундной лазерной плазмы дают более детальную спутниковую структуру. В частности, F-подобные спутники не перекрыты с дублетом K_{α} -линий. Одной из причин может быть отличие параметров плазмы, в частности, более высокая температура ионов, приводящая к увеличению доплеровской ширины. Кроме того, большой размер излучающей плазмы ограничивал спектральное разрешение в измерениях по схеме Иоганна.

На рис. 2 приведены результаты моделирования спектра спутников по формуле (6). В рас-

чете использованы длины волн, вероятности радиационных переходов и автоионизационные ширины, полученные с использованием многоконфигурационного метода Хартри–Фока с релятивистскими поправками, детали которого изложены в работе [24]. В настоящих расчетах использованы значения параметров плазмы $N_e = 2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 200 \text{ эВ}$, $T_h = 5 \text{ кэВ}$, $f = 10^{-4}$, полученные ранее [9, 10] наилучшей подгонкой расчетов в стационарной радиационно-столкновительной кинетической модели к результатам измерений спектров Li- и Be-спутников при таких же экспериментальных условиях. Значения относительных концентраций ионов разной кратности в (6) использовались в расчете для нормировки на максимальную интенсивность в группах спутниковых линий разных ионов. Полученные значения $\alpha^{\text{Li}} = 0.9$, $\alpha^{\text{Be}} = 0.2$,

Измеренные в настоящей работе длины волн спутничных линий в ионах Ar X-XVII. Номера линий соответствуют обозначениям на рис. 1б. Теоретические данные взяты из работы [24]

Линия	Эксперимент	Теория			Ион	Переход
	λ , нм	λ , нм	A_{if} , 10^{13}с^{-1}	Γ_i , 10^{13}с^{-1}		
1	0.39489	0.39491	—	—	XVII	$1s2p^1P_1-1s^2^1S_0$
2	0.39552	—	—	—	—	—
3	0.39633	0.39647	4.14	6.39	XVI	$1s2p^2(^1S)^2S_{1/2}-1s^22p^2P_{3/2}$
4	0.39680	0.39683	2.07	8.66	XVI	$1s2s2p(^3S)^2P_{1/2}-1s^22s^2S_{1/2}$
5	0.39702	0.39694	—	—	XVII	$1s2p^3P_1-1s^2^1S_0$
6	0.39816	0.39816	10.35	0.37	XVI	$1s2s2p(^3S)^2P_{3/2}-1s^22s^2S_{1/2}$
		0.39838	8.91	1.47	XVI	$1s2s2p(^1S)^2P_{1/2}-1s^22s^2S_{1/2}$
7	0.39855	0.39854	14.59	1.10	XVI	$1s2p^2(^3P)^2P_{3/2}-1s^22p^2P_{3/2}$
8	0.39910	0.39898	6.09	14.47	XVI	$1s2p^2(^1D)^2D_{3/2}-1s^22p^2P_{1/2}$
9	0.39943	0.39931	5.29	15.40	XVI	$1s2p^2(^1D)^2D_{5/2}-1s^22p^2P_{3/2}$
10	0.40000	0.40008	1.50	8.62	XV	$1s2s2p^2(^1S)^3S_1-1s^22s2p^3P_1$
11	0.40044	0.40035	3.09	8.62	XV	$1s2s2p^2(^1S)^3S_1-1s^22s2p^3P_2$
12	0.40071	0.40056	8.58	15.85	XV	$1s2p^3(^2P)^1P_1-1s^22p^2^1D_2$
		0.40096	10.20	5.69	XV	$1s2s^22p^1P_1-1s^22s^2^1S_0$
		0.40117	15.76	5.69	XV	$1s2s2p^2(^3P)^1P_1-1s^22s2p^1P_1$
13	0.40137	0.40133	4.03	14.54	XV	$1s2p^3(^2P)^3P_1-1s^22p^2^3P_2$
		0.40195	6.82	13.42	XV	$1s2s2p^2(^1D)^3D_2-1s^22s2p^3P_1$
14	0.40201	0.40214	7.08	16.85	XV	$1s2p^3(^2P)^3P_2-1s^22p^2^1D_2$
		0.40214	5.16	16.49	XV	$1s2s2p^2(^1D)^3D_3-1s^22s2p^3P_2$
15	0.40244	0.40249	0.81	17.74	XV	$1s2s2p^2(^3P)^3P_2-1s^22s2p^1P_1$
		0.40257	8.39	20.87	XV	$1s2p^3(^2D)^1D_2-1s^22p^2^1D_2$
16	0.40272	0.40286	3.54	21.30	XV	$1s2p^3(^2D)^3D_1-1s^22p^2^3P_0$
		0.40291	4.37	25.51	XV	$1s2s2p^2(^1D)^1D_2-1s^22s2p^1P_1$
17	0.40317	0.40320	4.97	21.57	XV	$1s2p^3(^2D)^3D_3-1s^22p^2^3P_2$
18	0.40389	0.40387	1.42	27.13	XIV	$1s2s2p^3(^2D)^2D_{5/2}-1s^22s2p^2^2D_{5/2}$
19	0.40439	0.40435	4.49	18.05	XIV	$1s2s2p^3(^2P)^2P_{3/2}-1s^22s2p^2^2D_{5/2}$
20	0.40456	0.40452	13.11	12.50	XIV	$1s2s^22p^2(^3P)^2P_{3/2}-1s^22s^22p^2P_{3/2}$
21	0.40483	0.40488	5.53	29.05	XIV	$1s2s^22p^2(^1D)^2D_{3/2}-1s^22s^22p^2P_{1/2}$
22	0.40518	0.40518	4.75	30.49	XIV	$1s2s^22p^2(^1D)^2D_{5/2}-1s^22s^22p^2P_{3/2}$
23	0.40549	0.40550	12.70	20.80	XIV	$1s2s2p^3(^2D)^2D_{5/2}-1s^22s2p^2^2D_{5/2}$
24	0.40575	0.40580	4.18	16.49	XIV	$1s2s2p^3(^2D)^4D_{5/2}-1s^22s2p^2^4P_{3/2}$
25	0.40601	0.40596	4.90	16.61	XIV	$1s2s2p^3(^2D)^4D_{7/2}-1s^22s2p^2^4P_{5/2}$
26	0.40624	0.40622	4.72	24.10	XIV	$1s2s2p^3(^2D)^2D_{5/2}-1s^22s2p^2^2P_{3/2}$
27	0.40659	0.40668	2.39	25.69	XIV	$1s2p^4(^3P)^2P_{3/2}-1s^22p^3^2P_{1/2}$
	—	0.40721	2.72	37.15	XIV	$1s2p^4(^1D)^2D_{5/2}-1s^22p^3^2P_{3/2}$
28	0.40741	0.40735	8.16	29.71	XIII	$1s2s^22p^3(^2P)^1P_1-1s^22s^22p^2^1D_2$
29	0.40806	0.40808	13.53	34.85	XIII	$1s2s^22p^3(^2D)^1D_2-1s^22s^22p^2^1D_2$
30	0.40847	0.40848	6.29	37.03	XIII	$1s2s2p^4(^1D)^3D_2-1s^22s2p^3(^2D)^3D_3$

Продолжение таблицы

Линия	Эксперимент	Теория			Ион	Переход
	λ , нм	λ , нм	A_{if} , 10^{13}с^{-1}	Γ_i , 10^{13}с^{-1}		
31	0.40880	0.40876	4.41	40.27	XIII	$1s2s^22p^3(^2D)^3D_3-1s^22s^22p^2^3P_2$
32	0.40903	0.40901	4.71	24.03	XIII	$1s2s2p^4(^3P)^5P_2-1s^22s2p^3(^4S)^5S_2$
33	0.40953	0.40952	5.83	54.52	XIII	$1s2s2p^4(^1D)^1D_2-1s^22s2p^3^1D_2$
34	0.40994	0.40996	3.89	32.68	XIII	$1s2s2p^4(^3P)^3P_2-1s^22s2p^3(^2P)^3P_2$
35	0.41019	0.41040	0.93	45.72	XIII	$1s2s2p^4(^3P)^3P_2-1s^22s2p^3^1P_1$
36	0.41096	0.41103	10.72	40.85	XII	$1s2s^22p^4(^3P)^2P_{3/2}-1s^22s^22p^3^2D_{5/2}$
37	0.41154	0.41147	8.61	52.59	XII	$1s2s^22p^4(^1D)^2D_{3/2}-1s^22s^22p^3^2D_{3/2}$
38	0.41197	0.41198	11.71	56.50	XII	$1s2s2p^5^2P_{3/2}-1s^22s2p^4(^1D)^2D_{5/2}$
39	0.41225	0.41215	6.08	43.84	XII	$1s2s2p^5^4P_{5/2}-1s^22s2p^4^4P_{5/2}$
		0.41240	6.48	58.22	XII	$1s2s2p^5^2P_{3/2}-1s^22s2p^4^4P_{3/2}$
40	0.41304	0.41258	4.82	61.78	XII	$1s2s2p^5^2P_{1/2}-1s^22s2p^4(^3P)^2P_{1/2}$
41	0.41369	0.41369	1.55	56.50	XII	$1s2s2p^5^2P_{3/2}-1s^22s2p^4(^1S)^2S_{1/2}$
42	0.41439	0.41436	14.06	59.20	XI	$1s2s^22p^5^1P_1-1s^22s^22p^4^1D_2$
43	0.41491	0.41485	6.13	63.92	XI	$1s2s^22p^5^3P_2-1s^22s^22p^4^3P_2$
44	0.41507	0.41504	6.92	60.11	XI	$1s2s2p^6^3S_1-1s^22s2p^5^3P_2$
45	0.41759	—	—	—	—	—
46	0.41781	0.41775	7.93	78.19	X	$1s2s^22p^6^2S_{1/2}-1s^22s^22p^5^2P_{3/2}$
		0.41807	3.95	78.19	X	$1s2s^22p^6^2S_{1/2}-1s^22s^22p^5^2P_{1/2}$
47	0.41916	0.41918	—	25 ¹⁾	II	$K_{\alpha 1}$
48	0.41942	0.41947	—	25 ¹⁾	II	$K_{\alpha 2}$

Примечание. ¹⁾ По данным из работы [30].

$\alpha^B = 0.04$, $\alpha^C = 0.008$, $\alpha^N = 0.005$ и $\alpha^O = 0.003$ показывают рост отличия зарядового состава от равновесного с уменьшением заряда иона. Для линий дублета K_{α} использовались значения $\Gamma_K = 2.5 \cdot 10^{14} \text{с}^{-1}$ и отношение радиационных вероятностей 0.5 из [30].

При расчете контуров линий учитывалось, что ударное уширение существенно влияет лишь на линии с малой радиационной и автоионизационной ширинами, вклад которых в суммарную интенсивность мал. Приближенное выражение для ударной ширины [31] дает оценку $\gamma_{if}^Z \approx 10^{14} \text{с}^{-1}$. Оценка для квадратичного штарковского сдвига в среднем ионном микрополе с учетом дебаевского экранирования при выбранных параметрах плазмы дает еще меньшую величину $\Delta\omega^{St} \approx 3 \cdot 10^{13} \text{с}^{-1}$. Для простоты штарковское уширение учитывалось добавлением соответствующей ширины в лоренцевском контуре.

Результаты расчетов показывают сильное изменение относительных интенсивностей некоторых ли-

ний Li-подобного (линии 6, 7 и 8 на рис. 1б) и Be-подобного ионов (линии 13 и 14) за счет заселения автоионизационных состояний возбуждением горячими электронами. Для остальных линий этот канал заселения является менее эффективным. Из результатов расчета также следует, что спектральное разрешение для линий спектра определяется доплеровским уширением при разлете плазмы и соответствует $\lambda/\Delta\lambda = 1500$ ($\Delta\lambda = 2.6 \text{ м\AA}$), что существенно меняет структуру сателлитных линий (тонкая кривая на рис. 2б). Как следует из данных, приведенных в таблице, наибольшее значение автоионизационной ширины (для F-подобного иона) соответствует $\Delta\lambda_A = 0.8 \text{ м\AA}$, что примерно втрое меньше спектрального разрешения. Возможность экспериментального определения автоионизационной ширины реализуется, когда эти величины становятся примерно равными.

Другим примером, демонстрирующим возможно-

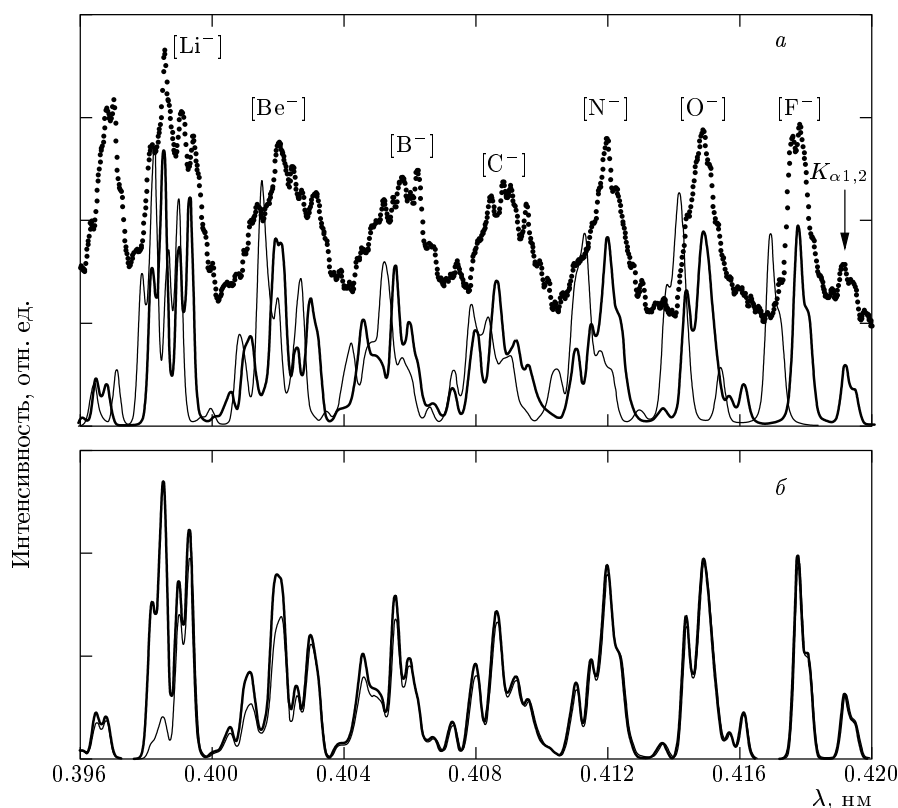


Рис. 3. *a* — Результаты моделирования спутничного спектра аргона с различными наборами спектроскопических данных: толстая кривая — расчеты [24], тонкая кривая — расчеты [32], точки — экспериментальные данные. *б* — Расчет только с эффективной доплеровской шириной $\Delta\lambda = 3$ мÅ без учета однородного уширения (толстая кривая) и горячих электронов (тонкая кривая)

сти использования результатов данных измерений для проверки различных расчетов, является сравнение (см. рис. 3*a*) модельных спектров, полученных с использованием двух наборов спектроскопических констант для ионов аргона, взятых из работ [24] и [32]. Сравнение с экспериментом позволяет оценить точность различных теоретических подходов. В работе [32] использовался аналогичный метод расчета, однако не проводилась процедура уточнения вклада межэлектронного взаимодействия в полную энергию уровней по известным экспериментальным данным (см. подробнее в [24]). Этим объясняется существенный сдвиг линий и заметное изменение перекрывающихся структур в спектре, свидетельствующие в пользу большей надежности результатов расчета в [24]. Наконец, на рис. 3*б* показано влияние учета естественной ширины на форму спектра и горячих электронов на интенсивности некоторых линий Li-, Be- и B-подобных ионов.

В таблице приведены длины волн наиболее четких линий в наблюдаемом спектре и результаты

расчета для близких к ним наиболее интенсивных переходов. Более полные теоретические данные содержатся в [24]. В целом, измеренные длины волн хорошо согласуются с результатами расчетов. Наибольшее отличие в структуре спектра наблюдается для спутничных линий многозарядных ионов Ar XVI-XIV. Возможно, это связано с особенностями кинетики заселения уровней, не учитываемыми в используемой простой модели. Возможен также вклад спутничных линий с более высоких уровней. Для ответа на эти вопросы требуются дополнительные исследования.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе впервые проведены измерения *K*-спектров спутничных линий многозарядных ионов аргона от Li- до F-подобных включительно в плазме, создаваемой при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с кластерами. Преци-

зионные измерения позволили определить тонкую структуру спектра спутниковых линий и провести их идентификацию по результатам расчета характеристик автоионизационных состояний $1s2s^n2p^m$ многозарядных ионов аргона для $n + m \leq 8$.

Получены экспериментальные данные для длин волн радиационных переходов с автоионизационных уровней ионов, которые можно использовать для проверки точности расчетов и влияния на нее различных типов конфигурационного смешивания.

Результаты расчетов в простой кинетической модели при использовании характерных параметров плазмы качественно согласуются с наблюдаемым спектром. Прямое сравнение с наблюдаемыми интенсивностями некоторых линий Li-подобного иона аргона подтверждает доминирующую роль горячих электронов в заселении соответствующих автоионизационных состояний в плазме.

Достигнутое в настоящих измерениях спектральное разрешение ограничивается доплеровским сдвигом в движущихся ионах, что не позволило провести прямое измерение доминирующих автоионизационных ширин по наблюдаемым контурам спектральных линий. Однако оценки показывают, что уже при увеличении в два раза спектрального разрешения и автоионизационной ширины такое измерение становится возможным. Таким условиям может отвечать плазма, создаваемая в кластерах из более тяжелых атомов. Проверка такой возможности представляет несомненный интерес.

Настоящая работа выполнена частично при поддержке Европейского фонда развития региональной экономики (Fond Europeen de Developpement Economique Regional and Conseil Regional d'Aquitaine, France), гранта НАТО PST.CLG.977637. Исследование, описанное в этой публикации, стало возможным благодаря частичной поддержке Американского фонда гражданских исследований и развития для независимых государств бывшего Советского Союза (CRDF) (грант RP1-2328-ME-02).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. McPherson, T. S. Luk, B. D. Thompson et al., *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1810 (1994).
2. T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik et al., *Phys. Rev. A* **53**, 3379 (1996).
3. M. Lezius, S. Dobosz, D. Normand, and M. Schmidt, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 261 (1998).
4. T. Ditmire, J. Zwickback, V. P. Yanovsky et al., *Nature* **398**, 489 (1999).
5. С. Добош, М. Шмидт, М. Пердрикс и др., *ЖЭТФ* **115**, 2051 (1999).
6. Т. Аугусте, П. Д'Оливьера, С. Хулин и др., *Письма в ЖЭТФ* **72**, 54 (2000).
7. E. Parra, T. Alexeev, J. Fan et al., *Phys. Rev. E* **62**, 35931 (2000).
8. H. M. Milchberg, S. J. McNaught, and E. Parra, *Phys. Rev. E* **64**, 056402 (2001).
9. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah Jr, F. Blasco et al., *Phys. Rev. A* **63**, 021201R (2001).
10. J. Abdallah Jr., A. Ya. Faenov, I. Yu. Skobelev et al., *Phys. Rev. A* **63**, 032706 (2001).
11. I. W. Armour, B. C. Fawcett, J. D. Silver, and E. Trabert, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **13**, 2701 (1980).
12. J. P. Briand, J. P. L. Billy, P. Charles et al., *Phys. Rev. Lett.* **65**, 159 (1990); *Phys. Rev. A* **43**, 565 (1990).
13. H. Winter and F. Aumay, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **32**, R39 (1999).
14. A. Ya. Faenov, J. Abdallah Jr., R. E. H. Clark et al., *Proc. of SPIE-97* **3157**, 10 (1997).
15. А. М. Урнов, Ж. Дюбо, А. Я. Фаенов и др., *Письма в ЖЭТФ* **67**, 489 (1998).
16. А. Я. Фаенов, А. И. Магунов, Т. А. Пикюз и др., *Physica Scripta T* **80**, 536 (1999).
17. F. Rosmei, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz et al., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **32**, L107 (1999).
18. J. Abdallah Jr., I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov et al., *Quant. Electr.* **30**, 694 (2000).
19. А. И. Магунов, Т. А. Пикюз, И. Ю. Скобелев и др., *Письма в ЖЭТФ* **74**, 412 (2001).
20. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah Jr., F. Blasco, F. Dorchies, T. Caillaud, C. Bonte, C. Stenz, F. Salin, A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, and I. Yu. Skobelev, submitted to *Phys. Rev. A* (2002).
21. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, А. И. Магунов и др., *ЖЭТФ* **121**, 73 (2002).
22. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, А. И. Магунов и др., *ЖЭТФ* **121**, 1124 (2002).
23. Y. Zou, Y. Awaya, C. P. Bhalla et al., *Phys. Rev. A* **51**, 3790 (1995).

24. E. Biemont, P. Quinet, A. Ya. Faenov et al., *Physica Scripta* **61**, 555 (2000).
25. C. Stenz, V. Bagnoud, F. Blasco et al., *Quant. Electr.* **30**, 721 (2000).
26. М. В. Аммосов, Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, *ЖЭТФ* **91**, 2008 (1986).
27. А. С. Болдарев, В. А. Гасилов, Ф. Бласко и др., *Письма в ЖЭТФ* **73**, 583 (2001).
28. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, Б. А. Брюнеткин и др., *ЖЭТФ* **108**, 1263 (1995).
29. R. D. Cowan, *The Theory of Atomic Structure and Spectra*, Berkeley, University of California Press (1981).
30. М. А. Блохин, И. Г. Швейцер, *Рентгеноспектральный справочник*, Наука, Москва (1982).
31. H. R. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic Press, New York (1974).
32. K. R. Karim, B. Vancleave, and C. P. Bhalla, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **61**, 227 (1999).