

ДОМИНИРУЮЩАЯ РОЛЬ ДИЭЛЕКТРОННЫХ САТЕЛЛИТОВ В СПЕКТРАХ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ МИШЕНИ

Ф.Розмей⁺, А.Я.Фаенов, Т.А.Пикуз, И.Ю.Скобелев, А.Е.Степанов*,
А.Н.Старостин*, В.С.Перих*, В.А.Махров*, Ф.Флора^{□ 1)},
С.Болланти^{□ 1)}, П.Д.Лаззаро^{□ 1)}, Т.Летарди^{□ 1)}, К.Вигли-Попадаки^{□ 1)},
А.Ноттола^{□ 1)}, А.Грилли^{▽ 1)}, Л.Палладино^{△ 1)}, А.Реале^{△ 1)},
А.Скафати^{× 1)}, Л.Реале^{× 1)}

ГНЦ ВНИИФТРИ
141570 Менделеево, Московская обл., Россия

⁺ Университет Бохума, Институт экспериментальной физики V
D-44780 Бохум, Германия

* ТРИНИТИ
142092 Троицк, Московская обл., Россия

□ ENEA, Dipartimento Innovazione
00044 Frascati, Rome, Italy

▽ INFN Frascati
00044 Frascati, Rome, Italy

△ Dipartimento di Fisica e INFN g.e. LNGS, Universita de L'Aquila
67010 L'Aquila, Italy

× Istituto Sup. Di Sanita, Roma e INFN cez Sanita
00040 Roma, Italy

Поступила в редакцию 31 марта 1997 г.

Показано, что в плотной, не очень горячей многозарядной плазме сателлитные структуры резонансных линий могут стать более интенсивными, чем сами резонансные линии. Выполненные экспериментальные и теоретические исследования показывают, что условия, при которых сателлитные структуры становятся доминирующими в эмиссионном спектре плазмы, достаточно легко реализуются в эксперименте, и более того, будут, по-видимому, наиболее типичным случаем при исследовании сжатых областей плазмы в экспериментах по инерциальному термоядерному синтезу и при изучении плазмы, создаваемой пико- и фемтосекундными лазерными импульсами высокого контраста.

PACS: 32.70.-n, 32.80.-t, 52.50.-b, 52.70.-m

Рентгеноспектральные методы диагностики уже давно и весьма успешно применяются для определения параметров как лабораторной, так и астрофизической плазмы. С их помощью, например, была получена обширная информация об абляционной плазме в экспериментах по инерциальному термоядерному синтезу (ИТС), планируется их использование для диагностики сжатых областей термоядерных мишеней в крупномасштабных ИТС-экспериментах (см., например, [1-3]).

¹⁾ F.Flora, S.Bollanti, P.Di Lazzaro, T.Letardi, K.Vigli-Papadaki, A.Nottola, A.Grilli, L.Palladino, A.Reale, A.Scafati, L.Reale.

Большая часть существующих рентгеноспектральных методов диагностики основана на регистрации резонансных линий многозарядных H- и He-подобных ионов, то есть переходов $2p - 1s$ и $1s2p - 1s^2$, соответственно. Однако в непосредственной близости от них располагаются спутанные структуры, обусловленные переходами типа $2pnl - 1snl$ и $1s2pnl - 1s^2nl$ в ионах меньшего заряда. При этом, если для $n = 2$ спутники достаточно удалены от соответствующих резонансных линий, то для $n \geq 3$ расщепление становится очень малым, и большая часть таких спутанных линий лежит в контуре резонансной линии. Это означает, что, строго говоря, во всех экспериментах регистрируется не одна резонансная линия, а ее сумма с соответствующими спутниками. Обычно это обстоятельство не создает дополнительных сложностей, поскольку в наиболее распространенном случае не слишком плотной и достаточно горячей плазмы интенсивность спутанных структур с $n \geq 3$ довольно мала вообще, а к тому же, быстро падает с ростом n , и их вклад в резонансную линию не превышает $\sim 10\%$. Однако следует помнить, что интенсивности спутантов и самих резонансных линий по-разному зависят как от заряда иона Z , так и от таких параметров плазмы, как ее температура T_e , плотность N_e и линейный размер L : относительная интенсивность спутанных структур растет при увеличении Z , уменьшении T_e и росте N_e и L . Заметим, что если первые две зависимости являются достаточно очевидными (см., например, [4,5]), то зависимость от N_e возникает как за счет дополнительного заселения дважды возбужденных состояний с малыми константами автоионизации, так и за счет уменьшения интенсивности резонансной линии при ее самопоглощении, а зависимость от L обусловлена полностью эффектом самопоглощения. Таким образом, в плотной, не очень горячей многозарядной плазме спутанные структуры могут стать более интенсивными, чем сами резонансные линии, и регистрация резонансных линий может оказаться невозможной. Этот вывод сам по себе является весьма очевидным, и вопрос, в действительности, состоит в том, не являются ли условия его реализации чересчур экзотическими. Получение ответа на этот вопрос является целью настоящей работы. Выполненные в ней экспериментальные и теоретические исследования показали, что условия, при которых спутанные структуры становятся доминирующими в эмиссионном спектре плазмы, достаточно легко реализуются в эксперименте и, более того, будут, по-видимому, наиболее типичным случаем при исследовании сжатых областей плазмы в экспериментах по ИТС и при изучении плазмы, создаваемой пико- и фемтосекундными лазерными импульсами высокого контраста, то есть в исследованиях, представляющих на сегодня наиболее актуальными.

Экспериментальные исследования проводились на установке "Геркулес" (Фраскати), представляющей собой XeCl-лазер с объемом активной среды $9 \times 4 \times 100$ см, длиной волны $\lambda = 308$ нм и энергией импульса 2 Дж при длительности 12 нс. Излучение фокусировалось на поверхность твердой магниевой мишени в пятно диаметром 40–70 мкм, так что плотность потока составляла $(4-8) \cdot 10^{12}$ Вт/см². Лазер работал в импульсно-периодическом режиме с частотой повторения 10 Гц. Спектр обычно получался за 20–40 вспышек, причем после каждой вспышки мишень сдвигалась.

Мягкое рентгеновское излучение плазмы регистрировалось спектрографом со сферически изогнутым кристаллом слюды [6–8]. Расположение кристалла (радиус изгиба 186 мм), плазмы и фотопленки в соответствии с ФСРП-1

схемой [7] позволило получать спектры с высоким спектральным разрешением $\lambda/\Delta\lambda \approx 10000$ и пространственным разрешением $\delta x \approx 20$ мкм в направлении разлета плазмы. Регистрируемый спектральный диапазон 9.1–9.35 Å содержал резонансную линию $1s2p^1P_1 - 1s^2^1S_0$ He-подобного Mg XI (W), интеркомбинационную линию $1s2p^3P_1 - 1s^2^1S_0$ этого иона (Y) и спутниковые структуры, обусловленные радиационными переходами $1s2lnl' - 1s^2nl'$ с дважды возбужденных состояний Li-подобного MgX. На рис.1а приведены примеры полученных денситограмм спектров, соответствующих плазменным областям, расположенным на различных расстояниях от поверхности мишени.

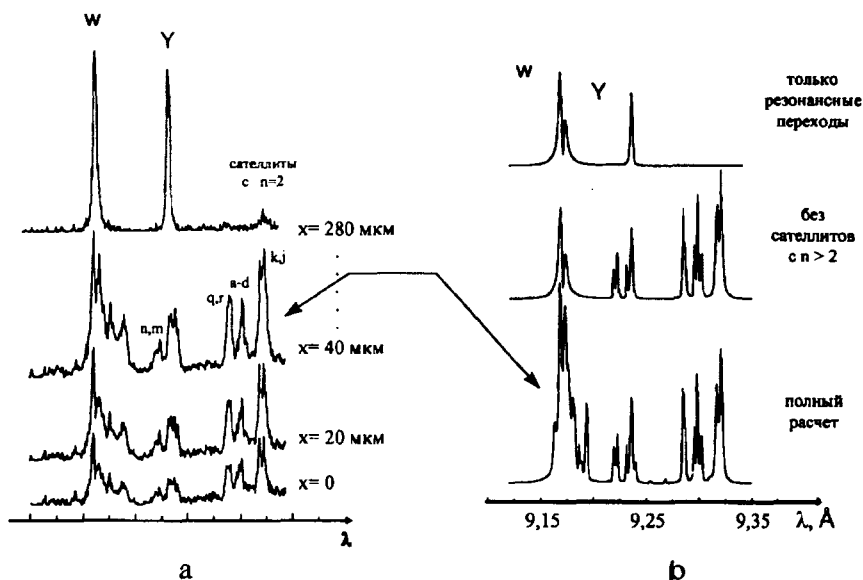


Рис.1. а) Спектры излучения магниевой лазерной плазмы, соответствующие областям плазмы, находящимся на расстояниях $x = 0 - 280$ мкм от поверхности мишени. Для спутников с $n = 2$ использованы традиционные обозначения: q, r, \dots (см., например, [5]), W и Y – резонансная и интеркомбинационная линии иона MgXI. б) Результаты теоретического моделирования спектра излучения плазмы из области $x = 40$ мкм. Модельный спектр построен для $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 80 \text{ эВ}$, $L = 50 \text{ мкм}$

Из рис.1а видно, что на достаточно больших расстояниях от поверхности мишени ($x > 100$ мкм) эмиссионный спектр плазмы выглядит весьма традиционно: в спектре доминируют линии W и Y, а суммарная энергия излучения в спутниковых структурах весьма невелика. При приближении к мишени ситуация качественно меняется: 1) хорошо известные спутники $q, r, a - d$ и k, j становятся по меньшей мере столь же интенсивны, что и резонансная линия, 2) появляются интенсивные спутники вблизи интеркомбинационной линии и 3) контур резонансной линии становится сильно асимметричным, на его длинноволновом крыле отчетливо наблюдаются какие-то спектральные линии. Для того, чтобы теоретически промоделировать такую ситуацию, мы воспользовались кинетическим кодом "Мария" [9], представляющим собой нестационарную многоуровневую, радиационно-столкновительную модель с учетом эффектов самопоглощения в рамках приближения факторов ускользания. Важной особенностью кода "Мария" является включение в расчет большого

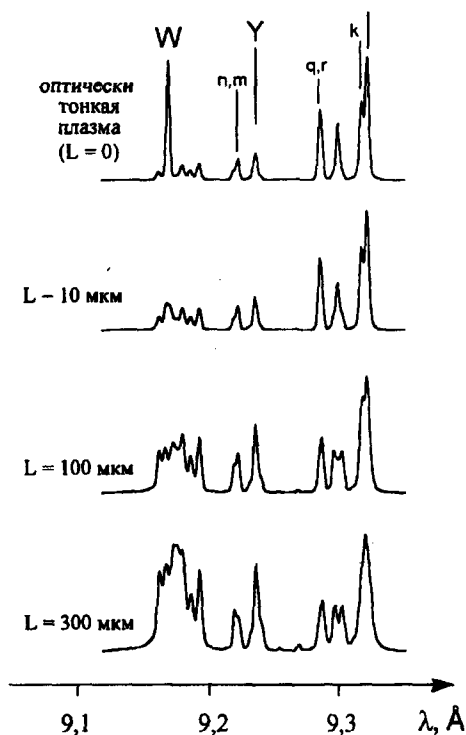


Рис.2

Рис.2. Результаты расчета эмиссионного спектра магниевой плазмы в области 9.1–9.4Å при $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $T_e = T_i = 80 \text{ эВ}$ и различных геометрических размерах плазменного объекта

Рис.3. Зависимость от радиуса относительных концентраций Li- и He-подобных ионов Mg на момент $t = 7.1 \text{ нс}$, соответствующий максимальному удалению критической поверхности от мишени (а) и зависимости от времени плотности электронов (б) и температуры (с) для ряда расстояний r от центра сферической поверхности мишени. Цифры возле кривых соответствуют значениям радиуса r в микронах; поскольку начальный радиус мишени был равен 100мкм, то величина $x = (r - 100 \text{ мкм})$ дает расстояние от поверхности мишени

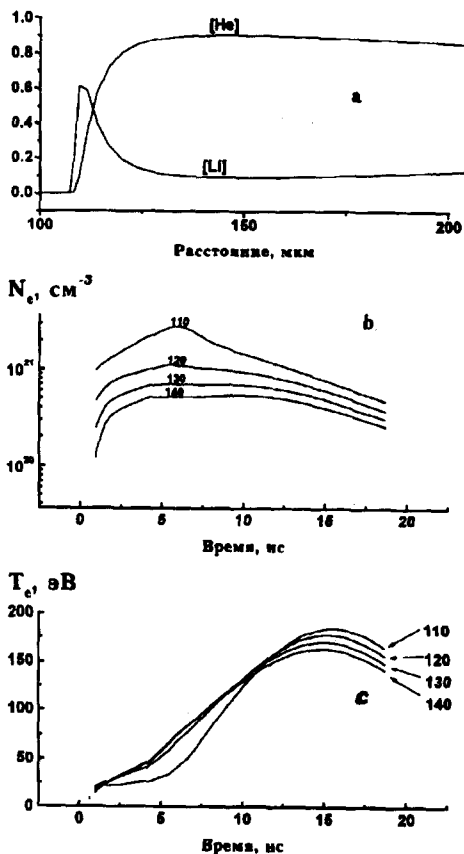


Рис.3

числа автоионизационных состояний ионов различных кратностей; в настоящей работе, например, для Li-подобного иона MgX были учтены все состояния конфигураций $1s2lnl'$ для $2 \leq n \leq 7$. Расчеты были проведены для широкого набора значений параметров плазмы и позволили исследовать зависимость эмиссионного спектра от ее плотности, температуры и размера. Например, на рис.2 приведена наиболее нетривиальная, на наш взгляд, зависимость спектра от линейного размера плазмы при фиксированных значениях ее плотности $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и температуры $T_e = 80 \text{ эВ}$.

Из рис.2 видно, что переход от оптически тонкой плазмы к плазме с большой оптической толщиной (в случае $L = 300 \text{ мкм}$, например, оптическая

толщина плазмы в центре резонансной линии составляет $\tau_0(W) \sim 500$ качественно меняет вид спектра излучения. По мере увеличения размера плазмы в первую очередь начинает самопоглощаться резонансная линия, в то время как спутниковые структуры остаются практически без изменений (см. спектр при $L = 10$ мкм, а также работы [10,11]). При $L = 100$ мкм оптически толстыми становятся уже и спутники с $n = 2$. Поскольку для автоионизационных уровней существует сильный безызлучательный канал распада (автоионизация), то влияние эффекта пленения излучения сказывается на интенсивностях спутников уже при $\tau \sim 1$ (см., например, [12–14]). Это приводит к относительному увеличению роли спутников с $n > 2$ в спектре излучения плазмы. При $L = 300$ мкм оптическая толщина плазмы достигает 1 уже и для спутников с $n = 3$. Таким образом, при увеличении размера плазмы все большую роль начинают играть спутниковые структуры с большими $n > 3$, которые сосредоточены в непосредственной близости от резонансной линии. В результате в месте ее расположения формируется сложная "резонансная структура", вклад в которую от самой резонансной линии весьма невелик (см. спектр $L = 300$ мкм на рис.2).

Проведенные кинетические расчеты позволили достаточно хорошо описать наблюдаемые спектры. Например, на рис.1б показан результат моделирования спектра, излучавшегося из области плазмы, находящейся на расстоянии $x = 40$ мкм от мишени (параметры модельного спектра даны в подписи к рисунку). Из этого рисунка также хорошо видно, что сложная "резонансная структура" формируется спутниками с $n > 2$. Заметим, что при построении теоретического спектра на рис.1б дополнительно были учтены неоднородное доплеровское смещение спектра за счет макроскопического движения плазмы и наличие в плазме небольшого количества ($6 \cdot 10^{-5}$) быстрых электронов ($E \sim 1$ кэВ, см. также [9]).

Хорошее согласие наблюдаемого и расчетного спектров излучения показывает, что в условиях эксперимента настоящей работы плазма приповерхностных областей обладала довольно низкой температурой ~ 80 эВ и высокой плотностью $\sim 10^{21}$ см $^{-3}$. Этот вывод следует также и из проведенных нами с помощью кода "Гидра" [15] газодинамических расчетов. Расчеты проводились в одномерной сферической геометрии. Начальный радиус мишени полагался равным 100 мкм. В расчетах использовалась гауссовская временная форма лазерного импульса с шириной 14.4 нс на полувысоте. Пиковая плотность потока лазерного излучения, приведенная к начальному радиусу мишени, была равна $3 \cdot 10^{12}$ Вт/см 2 . Расчет начинался за 14.4 нс до пика лазерного импульса. Наряду с уравнениями газодинамики, самосогласованно решались уравнения кинетики населенностей уровней ионов Mg всех кратностей (от нейтралов до голых ядер). Учитывались потери энергии на излучение и эффект реабсорбции излучения в спектральных линиях в приближении вероятностей вылета фотона. Некоторые из рассчитанных зависимостей показаны на рис.3. Отметим, что, как видно из рис.3а, вблизи мишени в плазме присутствует значительное количество Li-подобных ионов, что увеличивает эффективность возбуждения спутников с $n > 2$ из $1s^2nl$ -состояний при прямом возбуждении внутреннего $1s$ -электрона.

При других параметрах лазерного импульса, характерных для большинства экспериментов, выполненных с лазерной плазмой за последние 2 десятилетия ($\lambda = 1.06$ мкм, $\tau = 1$ нс, $q = 10^{14}$ Вт/см 2), вблизи мишени также должна суще-

ствовать область сравнительно холодной, плотной плазмы. Однако ее размеры будут значительно меньше, и при регистрации спектров с обычно реализуемым пространственным разрешением $\delta x \geq 100$ мкм эти области не будут заметны. Аналогично сказывается и недостаточное спектральное разрешение, которое приводит к тому, что сложная "резонансная структура" может иметь вид одной линии с гладким контуром. Обнаруженный в настоящей работе эффект доминирования спутнижных структур в эмиссионном спектре лазерной плазмы, по-видимому, будет еще более важен в экспериментах по фемтосекундному нагреву плазмы импульсами высокого контраста, когда большая (твердотельная) плотность образующейся плазмы будет приводить к смещению ионизационного состава в сторону низких кратностей ионизации, и большую роль будут играть спутнические структуры, обусловленные радиационным распадом автоионизационных состояний с двумя высоковозбужденными электронами в Be-, В-... подобных ионах.

-
1. A.A.Hammer, N.D.Delamater, and Z.M.Koenig, *Laser and Particle Beams* **9**, 3 (1991).
 2. R.S.Marjoribanks, F.Budnik, G.Kulcsar, and L.Zhao, *Rev. Sci. Instr.* **66**, 683 (1995).
 3. C.A.Back, S.H.Glenzer, R.W.Lee et al., *Atomic Processes in Plasmas*, 10th Topical Conf. San Francisco, January 1996, AIP Press, New York, 1996, p.123.
 4. Л.А.Вайнштейн, И.И.Собельман, Е.А.Юков, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*, М.: Наука, 1979.
 5. V.A.Boiko, A.V.Vinogradov, S.A.Pikuz et al., *Рентгеновская спектроскопия лазерной плазмы*, М.: Изд-во ВИНТИ, 1980; *J. Sov. Laser. Resear.* **6**, 81 (1985).
 6. А.Я.Фаенов, S.A.Pikuz, А.И.Ерко et al., *Physica Scripta* **50**, 333 (1994).
 7. И.Ю.Скобелев, А.Я.Фаенов, Б.А.Брюнеткин и др., *ЖЭТФ* **81**, 692 (1995).
 8. Т.А.Пикуз, А.Я.Фаенов, S.A.Pikuz et al., *J. X-ray Science and Technology* **5**, 323 (1995).
 9. F.B.Rosmey, А.Я.Фаенов, Т.А.Пикуз et al., *JQSRT*, 1997 (в печати).
 10. Y.Aglitskiy, T.Lehecka, A.Denis et al., *Phys. Plasma* **3**, 3438 (1996).
 11. Y.Aglitskiy, T.Lehecka, A.Denis et al., *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 806 (1997).
 12. В.А.Бойко, С.А.Майоров, С.А.Пикуз и др., *Оптика и спектроскопия* **52**, 433 (1982).
 13. А.Я.Фаенов, S.A.Pikuz, D.A.Hammer et al., *Phys. Rev.* **A49**, 3450 (1994).
 14. S.Kienle, F.B.Rosmey, and H.Schmidt, *J. Phys.* **B28**, 3675 (1995).
 15. А.Е.Степанов, А.Н.Старостин, V.C.Roerich et al., *JQSRT*, 1997 (в печати).