

## АНОМАЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ Ne-ПОДОБНЫХ ИОНОВ В ПЛАЗМЕ, СОЗДАВАЕМОЙ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ ПИКΟΣЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

*Б.А.Брюнеткин, И.Ю.Скобелев, А.Я.Фаенов, М.П.Калашников\*,  
П.Никлес\*, М.Шнюрер\**

*ГП ВНИИФТРИ*

*141570 Менделеево, Московская обл., Россия*

*\*Институт им.М.Борна, Берлин, Германия*

Поступила в редакцию 23 мая 1995 г.

Впервые зарегистрирована аномальная структура интенсивностей спектральных линий Ne-подобных ионов  $CuXX$  и  $GeXXIII$ , излучаемых плазмой, создаваемой лазерными импульсами пикосекундной длительности с плотностью потока до  $2 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Показано, что максимум эмиссии спектров указанных ионов происходит из области плазмы с плотностью, существенно превышающей критическое значение для длины волны нагревающего лазерного излучения.

Наблюдаемые в плазме различных лабораторных и астрофизических объектов резонансные серии  $2s^{k_1}2p^{k_2}nl \rightarrow 2s^22p^6\ ^1S_0$  ( $k_1 + k_2 = 7$ ) многозарядных Ne-подобных ионов обычно для каждого  $n$  содержат семь сравнимых по интенсивности спектральных линий (см., например, обзор [1]), обозначаемых  $nA, nB, \dots, nG$  (в порядке возрастания длины волны). Легко видеть, что такое соотношение интенсивностей этих линий справедливо лишь в корональных или близких к ним условиях, когда относительные интенсивности спектральных линий определяются скоростями возбуждения соответствующих ионных уровней из основного состояния электронным ударом. В противоположном случае плотной плазмы с больцмановским распределением населенностей возбужденных состояний относительные интенсивности некоторых из рассматриваемых линий должны становиться весьма малыми. Так, например, линии  $3F$  и  $3G$  (для ионов с зарядностью  $z \sim 20$ ) в сверхплотной плазме должны иметь интенсивности в 20 – 30 раз меньше, чем линии  $3C$  и  $3D$ , поскольку их радиационные вероятности в такое же число раз меньше, а статистические веса всех уровней резонансных серий одинаковы. По-видимому, впервые на этот факт было обращено внимание в работе [2], однако до сих пор такие аномальные соотношения интенсивностей для линий многозарядных Ne-подобных ионов не наблюдались. Связано это с тем, что переход от коронального к больцмановскому распределению происходит при очень высоких плотностях плазмы  $N_e \sim 10^{12} \cdot Z^7$  см<sup>-3</sup> и даже плотная лазерная плазма для ионов с  $Z \geq 20$  достаточно хорошо описывается корональной моделью.

В настоящей работе сообщается о первом наблюдении аномальной структуры интенсивностей переходов  $n = 3 \rightarrow n' = 2$  Ne-подобных ионов  $CuXX$  и  $GeXXIII$  излучаемых сверхплотной плазмой, нагреваемой лазерными импульсами пикосекундной длительности.

Эксперименты проводились на лазерной установке в институте им.М.Борна (Германия). Эта установка представляет собой СРА-лазер на неодимовом стекле с использованием принципа усиления фазомодулированного импульса и последующей его компрессией с помощью стретчера на дифракционных ре-

шетках, более подробно она описана в [3]. Для увеличения контраста и укручения переднего фронта импульса после компрессора была установлена ячейка с насыщающимся поглотителем (раствор красителя Kodak-9860 в дихлорэтаноле). Это позволило улучшить контраст короткого импульса по отношению к усиленному спонтанному излучению до  $10^{10}$  [4]. Таким образом, на выходе установки лазерный импульс имел энергию до 1 Дж при длительности по полувысоте 2 пс.

Для получения плазмы лазерный пучок фокусировался асферической линзой  $f/2$  на поверхность массивных плоских мишеней из Cu и Ge. При оптимальных условиях фокусировки  $\sim 40\%$  концентрировалось в пятне диаметром 5 мкм, так что плотность потока нагревающего излучения на мишени составляла  $\sim 2 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Рентгеновские спектры плазмы в диапазоне 8 – 13 Å регистрировались с помощью спектрографа с плоским кристаллом CsAP и фокусирующего спектрографа FSSR-1D с кристаллом слюды, изогнутым по сфере радиусом  $R = 100$  мм [5]. Использовалась фотоэмульсия RAR-2495, калибровочные кривые для которой брались из работы [6].

Полученные в настоящей работе спектры приведены на рис.1. Там же для сравнения приведен спектр плазмы Ge, наблюдаемый в экспериментах [7] по нагреву плазмы импульсами наносекундной длительности.

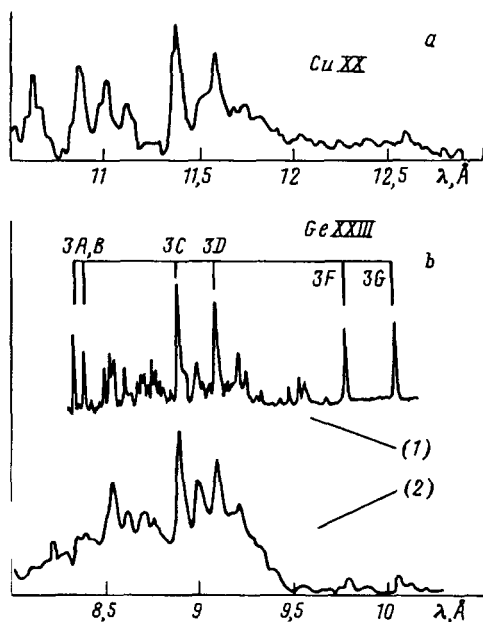


Рис.1. Спектры излучения медной (а) и германиевой (b) плазмы, создаваемой лазерными импульсами пикосекундной (а, b – денситограмма 2) и наносекундной (b – денситограмма 1) длительности. Используются общепринятые обозначения спектральных линий Ne-подобных ионов: 3A, 3B ( $2s^2 2p^6 3p^1 \cdot 3P_1 - 2s^2 2p^6 \cdot 1S_0$ ), 3C ( $2s^2 2p^5 3d^1 P_1 - 2s^2 2p^6 \cdot 1S_0$ ), 3D ( $2s^2 2p^5 3d^3 D_1 - 2s^2 2p^6 \cdot 1S_0$ ), 3F, 3G ( $2s^2 2p^5 3s^1 \cdot 3P_1 - 2s^2 2p^6 \cdot 1S_0$ )

Для интерпретации полученных экспериментальных результатов нами был проведен расчет кинетики Ne-подобного иона GeXXIII в плотной высокотемпературной плазме. Используемая квазистационарная радиационно-столкновительная кинетическая модель была аналогична описанной в [8] и включала в себя уровни, принадлежащие конфигурациям  $1s^2 2s^2 2p^6$ ,  $1s^2 2s^2 2p^5 nl$ ,  $1s^2 2s 2p^6 nl$ ,  $1s^2 2s^2 2p^5$  и  $1s^2 2s 2p^6$  с  $n = 3-6$ . При этом учитывалась тонкая структура уровней с  $n = 3$ ; уровни с  $n = 4$  считались вырожденными по полному моменту, а с  $n = 5; 6$  – по полному и орбитальному. В кинети-

ческой матрице были учтены все радиационные переходы между указанными состояниями и все переходы, обусловленные столкновениями с электронами (то есть возбуждение, девозбуждение, ионизация, тройная рекомбинация и фоторекомбинация). Результатом кинетического расчета являлись относительные интенсивности линий  $3A - 3G$  для плазмы с различными значениями  $N_e$  и  $T_e$ . Например, рассчитанные зависимости отношения интенсивностей  $I(3G)/I(3C)$  линий  $3G$  и  $3C$  от электронной плотности плазмы приведены на рис. 2. Из этого рисунка видно, что данное отношение интенсивностей зависит главным образом от  $N_e$ , и что переход от коронального к больцмановскому распределению происходит в области  $N_e \sim 10^{21} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Полученная зависимость может быть использована для оценки электронной плотности плазмы. Так, например, для спектра, полученного при нагреве плазмы наносекундным лазерным импульсом (см. рис. 1b, денситограмма 1), сопоставление экспериментального значения отношения интенсивностей  $I(3G)/I(3C)$  с данными рис. 2 дает среднее значение  $N_e \cong (3 - 4) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

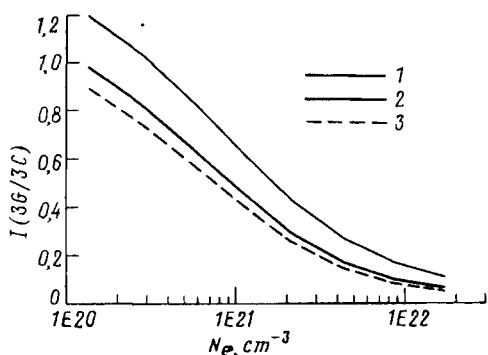


Рис. 2. Отношение интенсивностей  $I(3G)/I(3C)$  линий Ne-подобного иона GeXXIII при  $T_e = 265 \text{ эВ}$  (кривая 1),  $T_e = 529 \text{ эВ}$  (кривая 2) и  $T_e = 794 \text{ эВ}$  (кривая 3)

Для моделирования спектра, полученного при пикосекундном нагреве (рис. 1b, денситограмма 2), были также проведены расчеты эмиссионного спектра диэлектронных сателлитов, обусловленных радиационным распадом уровней  $1s^2 2s^{k_1} 2p^{k_2} 3l_1 3l_2$  ( $k_1 + k_2 = 7$ ) Na-подобного иона GeXXII, лежащих над его ионизационным пределом. В отличие от линий Ne-подобного GeXXIII относительные интенсивности диэлектронных сателлитов, наиболее сильные из которых расположены в области  $\lambda \sim 9 - 9,3 \text{ \AA}$  (то есть справа от линии  $3C$ ), зависят главным образом от электронной температуры плазмы, и сопоставление суммарного расчетного и экспериментального спектров позволяет определить одновременно значения  $N_e$  и  $T_e$ . В частности, для наблюдаемого нами спектра излучения пикосекундной лазерной плазмы наилучшее согласие эксперимента и расчета соответствовало значениям  $N_e = 10^{22} \text{ см}^{-3}$  и  $T_e = 310 \text{ эВ}$  (см. рис. 3). Следует отметить, что несколько линий, наблюдаемых в области  $\lambda \cong 8,5 - 8,8 \text{ \AA}$ , принадлежат F- и O-подобным ионам GeXXIV, XXV, расчет для которых не проводился.

Разумеется, проведенная без временного разрешения регистрация спектров позволяет оценить лишь среднее значение параметров плазмы, и величина  $N_e = 10^{22} \text{ см}^{-3}$  не является максимальной плотностью  $N_e^{max}$ , существовавшей в процессе эволюции плазмы. Действительно, пусть  $I(3G)/I(3C) = \varphi(N_e)$ , где  $\varphi(N_e)$  - убывающая функция, приведенная на рис. 2. Тогда для зарегистриро-

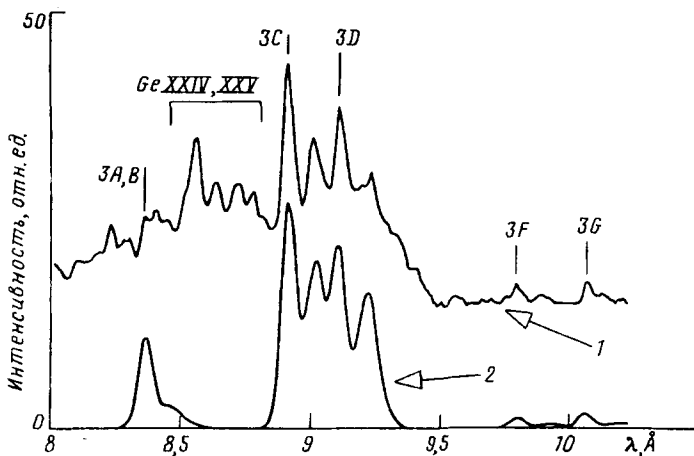


Рис.3. Спектр излучения германиевой пикосекундной лазерной плазмы в области 8 – 10, 2Å. Кривая 1 – эксперимент, кривая 2 – результат расчета (без линий F- и O-подобных GeXXIV, XXV)

ванного на пленке отношения интенсивностей  $I^{\text{набл}}(3G)/I^{\text{набл}}(3C)$  имеем:

$$I^{\text{набл}}(3G)/I^{\text{набл}}(3C) = \int \int \varphi(N_e)I(3C)dV dt / \int \int I(3C)dV dt, \quad (1)$$

где интегрирование осуществляется по времени существования плазмы и пространственной области, захватываемой спектрографом. Из (1) следует, что

$$I^{\text{набл}}(3G)/I^{\text{набл}}(3C) = \varphi(N_e^{\text{max}}) \int \int \frac{\varphi(N_e)}{\varphi(N_e^{\text{max}})} I(3C)dV dt / \int \int I(3C)dV dt > \varphi(N_e^{\text{набл}}), \quad (2)$$

поскольку  $\varphi(N_e)/\varphi(N_e^{\text{max}}) \geq 1$  во всей области интегрирования, и, следовательно, значение  $N_e^{\text{набл}}$ , определяемое условием  $I^{\text{набл}}(3G)/I^{\text{набл}}(3C) = \varphi(N_e^{\text{набл}})$ , удовлетворяет соотношению  $N_e^{\text{набл}} < N_e^{\text{max}}$ .

Поскольку измеренное среднее значение электронной плотности превышает критическую плотность плазмы для длины волны нагревающего излучения  $N_{e \text{кр}} \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , это означает, что максимум эмиссии спектров L-ионов (то есть ионов, для которых L-оболочка является основной) осуществляется из области плазмы расположенной между критической поверхностью и поверхностью твердого тела. Отметим, что ранее аналогичный результат был получен нами для K-спектров ионов кремния в плазме, нагреваемой субпикосекундными лазерными импульсами [9], и качественно он хорошо согласуется с гидродинамическими расчетами [4].

1. В.А.Бойко, В.Г.Пальчиков, И.Ю.Скобелев, А.Я.Фаенов, *Рентгеновская спектроскопия многозарядных ионов*, М.: Энергоатомиздат, 1988.
2. M.M.Murnane, H.C.Kapteyn, and R.W.Falkone, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 155 (1989).
3. F.Billhardt, M.Kalashnikov, P.V.Nickles, and I.Will, *Opt. Comm.* **98**, 99 (1993).
4. M.P.Kalashnikov, P.V.Nickles, Th.Schlegel et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 260 (1994).
5. A.Ya.Faenov et al., *Physica Scripta* **50**, 333 (1994).
6. B.L.Henke et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **1**, 828 (1984).
7. V.A.Boiko, A.V.Vinogradov, S.A.Pikuz et al., *J. Sov. Laser Research* **6**, 85 (1985).
8. И.Ю.Скобелев, С.Я.Хахалян, *В сб. Методы исследования оптических свойств высокотемпературной плазмы*, М.: НПО ВНИИФТРИ, 1989, с.69.
9. J.Abdallah, A.Ya.Faenov, I.Yu.Skobelev et al., *Phys. Rev. A.* (1995), in press.