

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Н. Г. Басов, М. П. Калашников, Ю. А. Михайлов, А. В. Роде, Г. В. Склизков, С. И. Федотов, Наблюдение сдвига скачков рекомбинационного излучения многозарядных ионов кремния в лазерной плазме, *Письма в ЖТФ*, 1984, том 10, выпуск 12, 705–709

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением  
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:  
IP: 18.97.9.168  
16 марта 2025 г., 00:00:34

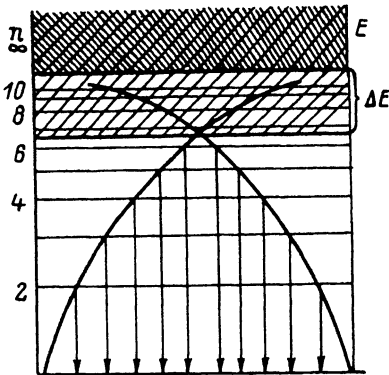


НАБЛЮДЕНИЕ СДВИГА СКАЧКОВ  
РЕКОМБИНАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ КРЕМНИЯ  
В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕН.Г. Басов, М.П. Калашников, Ю.А. Михайлов,  
А.В. Роде, Г.В. Склизков, С.И. Федотов

Возможность применения методов измерения плотности высокотемпературной лазерной плазмы по относительным интенсивностям и уширению рентгеновских спектральных линий ограничена в плотной плазме с плотностью ионов  $N_i > 10^{21}$  см<sup>-3</sup> вследствие самопоглощения излучения. Поэтому в последнее время появились работы [1, 2], посвященные развитию спектральных методов измерения основных параметров плазмы по непрерывному рентгеновскому излучению, которые применимы в широком диапазоне изменения плотности плазмы  $10^{20} \leq N_i \leq 10^{25}$  см<sup>-3</sup>. Как показано в [3], определение  $N_i$  может быть основано на измерении спектрального сдвига скачка интенсивности рекомбинационного излучения ионов в длинноволновую сторону. Такой сдвиг обусловлен снижением потенциалов ионизации ионов в плотной плазме, так как траектории связанных электронов, движущихся по орбитам возбужденных состояний ионов, искажаются из-за влияния кулоновских полей соседних ионов. При этом связанный электрон, удаленный в классически доступной области от ядра на расстояние, сравнимое с расстоянием между ионами, по существу не отличается от свободного.

Для пояснения механизма сдвига скачков на рис. 1 представлена схема потенциальной энергии и энергетические уровни двух водородоподобных ионов, расположенных на таком расстоянии друг от друга, при котором электронные орбиты с  $n = 7$  перекрываются,  $\Delta E$  - соответствующее снижение потенциала ионизации ионов. Величина сдвига скачка  $\Delta E = 7 \cdot 10^{-7} \cdot z \cdot N_i^{1/3}$  [3] ( $\Delta E$  - в эВ,  $N_i$  - см<sup>-3</sup>,  $z$  - заряд рекомбинирующих ионов) дает возможность измерения такой плотности плазмы, при которой в линейчатом излу-

Рис. 1. Потенциальная энергия двух водородоподобных ионов в зависимости от расстояния электрон-ядро. Стрелками показаны наблюдаемые переходы, заштрихована область превышения эффективного потенциала ионизации.



чении реализуется модель локального термодинамического равновесия и диагностика по спектральным линиям становится невозможной.

Эффект сдвига скачка зарегистрирован в экспериментах

по нагреву и сжатию оболочечных мишеней на установке „Дельфин-1“ в условиях [4]. Применение наиболее эффективно отражающего в области 4.5–6 Å кристалла германия ( $Ge [111]$ ,  $2d = 6.28 \text{ \AA}$ ) позволяет уверенно регистрировать непрерывное излучение лазерной плазмы со спектральным разрешением  $\lambda/\Delta\lambda \approx 1500$  [5]. На спектре (рис. 2, справа) наблюдаются спектральные линии переходов возбужденных [H] - и [He] -ионов кремния (переходы  $1s - 3, 4 p$  и  $1s^2 - 1s5, 6 p$ ) и граница рекомбинационного излучения  $Si^{+13}(Si^{+13} + e \rightarrow Si^{+12} + h\nu)$ . Длина волны скачка  $\lambda_1 = 5.167 \pm 0.004 \text{ \AA}$  соответствует энергии связи нижнего состояния излучающих ионов  $I_1 = 2403 \pm 8 \text{ эВ}$ . Наблюдаемое снижение потенциала ионизации по сравнению с величиной, рассчитанной для изолированного иона составляет  $\Delta E_1 = 37 \pm 8 \text{ эВ}$  и соответствует ионной плотности  $N_i = (6.7 \pm 4) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

В экспериментах с более тонкими мишенями [6] зарегистрирован скачок интенсивности рекомбинационного излучения полностью ионизованного кремния  $Si^{+14}(Si^{+14} + e \rightarrow Si^{+13} + h\nu)$ , рис. 2, слева). Длина волны скачка  $\lambda_2 = 4.742 \pm 0.004 \text{ \AA}$  соответствует энергии связи  $I_2 = 2615 \pm 8 \text{ эВ}$ , следовательно, снижение потенциала ионизации составляет  $\Delta E = 58 \pm 8 \text{ эВ}$  и ионная плотность плазмы  $N_i = (2.1 \pm 0.9) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Оценка плотности ионов по штарковскому уширению линии  $Ly_{\alpha}$  с учетом размера источника, доплеровского уширения и инструментального разрешения составляет  $N_i = (2.5 \pm 1) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

Появление скачка рекомбинационного излучения ионов  $Si^{+14}$  и усиление эффекта его смещения при увеличении аспектного отношения (отношения радиуса оболочки к ее толщине) согласуется с результатами расчетов [7], которые показывают, что средняя плотность плазмы в области между критической плотностью и поверхностью абляции возрастает при повышении аспектного отношения мишени. Это, по-видимому, приводит к тому, что максимум интенсивности рентгеновского излучения смещается в сторону больших плотностей плазмы.

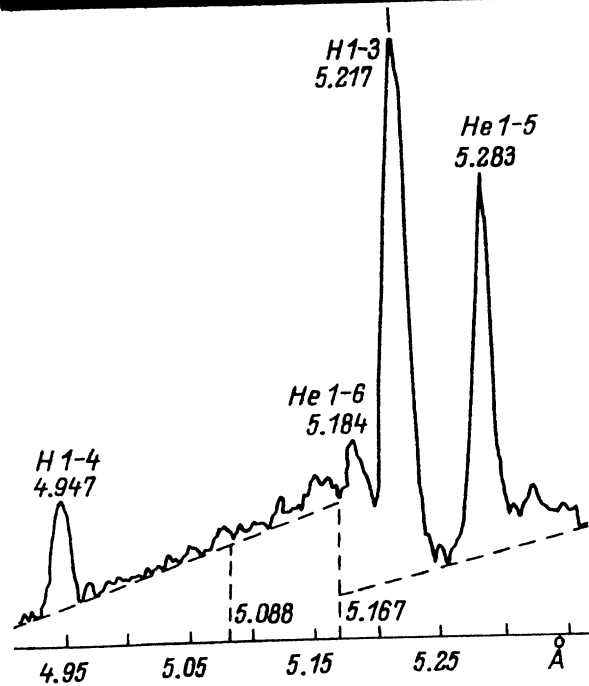
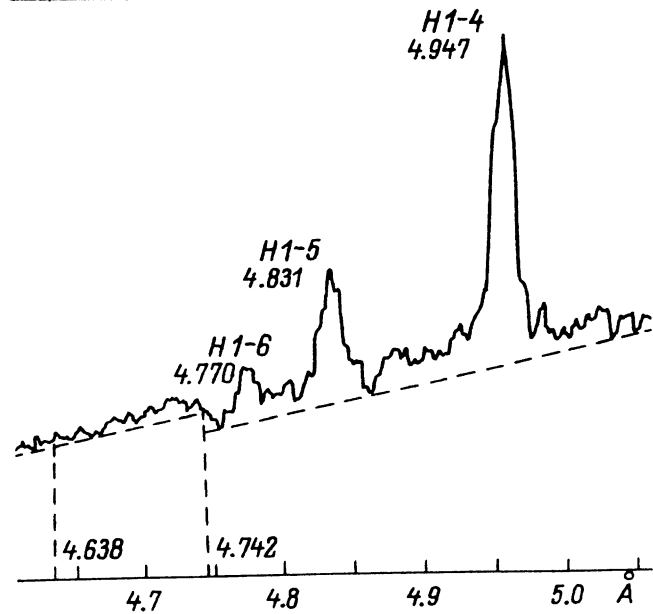


Рис. 2. Спектр рентгеновского излучения кремния вблизи скачков рекомбинации. Пунктир — уровень рекомбинационного излучения, а также положение скачков  $Si^{+14}$  (слева) и  $Si^{+13}$  (справа).

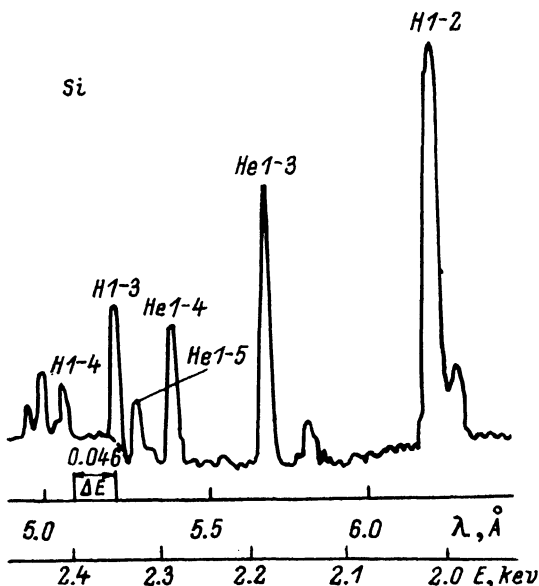


Рис. 3. Спектр рентгеновского излучения кремния, полученный при увеличении плотности потока лазерного излучения.

При трехкратном увеличении плотности потока лазерного излучения на мишени сдвиг скачка рекомбинации ионов  $Si^{+13}$  повышается до  $46 \pm 8$  эВ (рис. 3), что соответствует ионной плотности  $N_i = (1.3 \pm 1) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Обращает на себя внимание исчезновение при этом спектральной линии перехода  $1s^2 - 1s6p$ . Наблюдаемое увеличение плотности плазмы, по-видимому, свидетельствует о смещении области существования ионов в сторону больших плотностей, что может быть обусловлено возрастанием электронной теплопроводности.

Регистрация скачка интенсивности рекомбинационного излучения, кроме того, дает возможность определения электронной температуры плазмы  $T_e$  [8]. Значение  $T_e$ , определенное по отношению интенсивности непрерывного излучения до и после скачка рекомбинации (рис. 3), составляет  $0.95 \pm 0.1$  кэВ и хорошо согласуется со значением, полученным из отношения интенсивностей резонансной линии  $Ly\alpha$  и диэлектронного спутника  $1.04 \pm 0.08$  кэВ.

Авторы выражают благодарность Л.П. Преснякову и А.П. Шевелько за полезные обсуждения и замечания.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Yamamoto K., Narumi H. High-Density Diagnostics for Laser-Imploded Plasmas. - J. Phys. Soc. Jap., 1983, v. 50, p. 520-527.
- [2] Lee C.M., Hauer A. Measurements of Compressed Core Density of Laser-Imploded Targets by X-Ray Continuum-Edge Shift. - Appl. Phys. Lett., 1978, v. 38, No 8, p. 692-694.

- [3] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966, с. 171.
- [4] Басов Н.Г., Галичий А.А., Данилов А.Е. и др. Экспериментальное наблюдение сжатия высокоаспектных оболочечных мишеней на установке „Дельфин-1”. - Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 37, № 2, с. 109-112.
- [5] Гетц К., Калашников М.П., Максимчук А.М. и др. Оптимизация спектрографа с плоским кристаллом для рентгеновской диагностики лазерной плазмы. - Препринт ФИАН № 180, 1983, М.: 49 с.
- [6] Александрова И.В., Басов Н.Г., Васин Б.Л. и др. Генерация ДД-нейтронов в экспериментах по нагреву и сжатию термоядерных мишеней. - Квантовая электроника, 1983, т. 10, № 8, с. 1677-1679.
- [7] Basov N.G., Volosevich P.P., Gamaly E.G., et al. Computer Simulation of High Aspect Ratio Laser Pellet Implosion. - Preprint FIAN No 215, 1983, M., 14 p.
- [8] Лохте-Хольтгревен В. Определение параметров плазмы. - В кн.: Методы исследования плазмы. М.: Мир, 1971, с. 108-168.

Физический институт  
им. П.Н. Лебедева АН СССР,  
Москва

Поступило в Редакцию  
27 февраля 1984 г.

Письма в ЖТФ, том 10, вып. 12

26 июня 1984 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫСОТ  
МЕЖКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ БАРЬЕРОВ  
ПО ЧАСТОТНОЙ ДИСПЕРСИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ  
ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

А.Я. Винников, А.М. Мешков,  
В.Н. Савушкин

Случайно-неоднородный характер поликристаллической полупроводниковой системы может существенным образом сказываться на ее электропроводности [1, 2]. Изучение полевой зависимости электропроводности поликристалла позволяет [1] определить величину дисперсии высот межкристаллических барьеров. Однако более полную информацию о статистических свойствах ансамбля барьеров можно получить из вида плотности распределения барьеров по высоте. Существующие методы исследования поликристаллов полностью игнорируют этот вопрос. В настоящей работе предлагается метод экспериментального определения функции плотности распределения высот межкристаллических барьеров, основанный на измерении частотной дисперсии действительной и мнимой части электропроводности поликристалла.