

УДК 533.92

И.Л. Бейгман^{1,2}, Е.А. Вишняков^{1,2}, М.С. Лугинин^{1,2},
Е.Н. Рагозин^{1,2}, И.Ю. Толстихина¹

¹ Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский просп., 53 Россия
e-mail: ENRagozin@sci.lebedev.ru, juk301@sci.lebedev.ru, juk301@mail.ru

² Московский физико-технический институт (государственный университет)
141700, Долгопрудный, Институтский пер., 9, Россия

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕЗАРЯДКИ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ФТОРА НА АТОМАХ НЕОНА (ОБЛАСТЬ ДЛИН ВОЛН 125–350 Å)

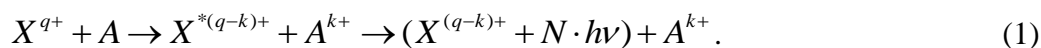
Исследуется многоэлектронная перезарядка многозарядных ионов фтора на атомах струи благородного газа при различных давлениях по линейчатым спектрам излучения в области 125–350 Å, возникающего при радиационном распаде возбуждённых состояний ионов F IV–F VIII, заселяемых в результате перезарядки. Сравниваются вклады последовательной одноэлектронной и одномоментной многоэлектронной перезарядки в заселение возбуждённых состояний с частично или полностью незаполненной 2s-оболочкой. Приводятся качественные рассуждения о более ярко выраженном резонансном характере поведения сечений многоэлектронной перезарядки по сравнению с одноэлектронной, основанные на расчётах резонансов уровней энергии методом Хартри–Фока.

Ключевые слова: многоэлектронная перезарядка, ионы фтора, радиационный распад, состояния ионов F IV–F VIII, резонансный характер.

Введение

В данной работе экспериментально исследуется процесс передачи k электронов от атома-донора A многозарядному иону X^{q+} при столкновении (k -электронная перезарядка ионов X^{q+}). Интерес к таким процессам вызван тем, что сечения перезарядки на возбуждённые состояния

образованных ионов $X^{*(q-k)+}$ могут достигать значений 10^{-15} – 10^{-14} см², что превышает сечения других процессов с участием многозарядных ионов. Излучение, образующееся при радиационном распаде этих состояний, позволяет судить о распределении продуктов перезарядки по кратностям ионизации ($q-k$) и уровням энергии с разными квантовыми числами n, l :



Формула (1) является схематической и подразумевает возможность радиационной релаксации на все нижележащие уровни иона $X^{(q-k)+}$, но не имеет в виду равенство частот всех излучаемых фотонов. Также здесь учтено, что в общем случае при переходе иона $X^{*(q-k)+}$ в основное состояние число испущенных фотонов $N \neq k$.

Квазирезонансный характер пере-

зарядки позволяет осуществлять селективное заселение уровней многозарядных ионов и получать инверсию на их переходах в мягкой рентгеновской (МР) области спектра [1–3], что привлекало и продолжает привлекать экспериментаторов [4, 5]. В последнее время всё больше внимания уделяется процессам многоэлектронной перезарядки. В частности, данные астрофизических и пучковых экспериментов

[6, 7] говорят, что сечения двух- и трёхэлектронной перезарядки также могут достигать значений 10^{-15} – 10^{-14} см², что соответствует одноэлектронному случаю.

В настоящей работе исследуется перезарядка многозарядных ионов фтора на атомах Ne по линейчатым спектрам МР излучения, возникающего при радиационных распадах возбуждённых состояний ионов. Ранее в работе [8] были проведены эксперименты по перезарядке ионов лития и фтора на атомах Ne при давлениях стагнации газа 1.5–3 атм., в результате которых были обнаружены переходы с уровней с частично или полностью незаполненной 2s-оболочкой. Там же было указано, что это прямое свидетельство *k*-электронной перезарядки ионов фтора ($k > 1$), и предложены два возможных механизма заселения подобных состояний: последовательная одноэлектронная перезарядка и одномоментная многоэлектронная перезарядка.

Настоящая работа логически продолжает работу [8] и посвящается изучению перезарядки ионов F на атомах Ne по релаксационному излучению в области 125–350 Å при пониженных давлениях газовой струи неона, преследуя цель определить, какой из предложенных механизмов заселения незаполненных 2s-оболочек преобладает.

Экспериментальная установка

Экспериментальная схема собиралась в вакуумной камере «ИКАР» (Ø 0.9 × 3.8 м), у одного из торцов которой располагается импульсно-периодический лазер на кристалле ортоалюмината иттрия, легированного неодимом (Nd:YAlO₃, 6 нс, 1.08 мкм, 0.5 Дж). Источником многозарядных ионов фтора была лазерная плазма, мишенью для образования которой служил вращающийся диск из LiF. Лазерный пучок фокусировался на мишени в пятно с эффективной площадью $S_{eff} \approx 10^{-5}$ см² при помощи линзы из тяжёлого флинта с фокусным расстоянием $f = 75$ мм. Максимальная интенсивность лазерного излучения в фокусе достигала

$\sim 10^{13}$ Вт/см², остаточное давление газа в камере не превышало 10^{-4} Торр.

Струя Ne формировалась при помощи импульсного электромагнитного клапана со сверхзвуковым соплом, открытие которого синхронизировалось с лазерным импульсом (длина сопла 10 мм, диаметр выходного отверстия 1.0 мм, отношение площадей входного и выходного отверстий $S_{out} / S_{in} \approx 5.0$). Продолжительность открытого состояния клапана составляла ~ 1.5 мс, давление стагнации Ne изменялось в пределах 0.2–1.0 атм. Исследования распределения плотности газа в струе по поглощению просвечивающей струю излучения $\lambda_0 = 13.5$ нм показали, что при истечении из сверхзвукового сопла профиль плотности остаётся практически неизменным на расстояниях ~ 2 – 3 мм [9]. Соответственно, плотность атомов Ne на оси струи была $\sim 10^{17}$ – 10^{18} см⁻³, что примерно на порядок ниже, чем в работе [8]. Сопло располагалось на расстоянии 14 мм от мишени LiF, поток многозарядных ионов от которой направлялся на струю Ne для исследования перезарядки (рис. 1).

МР излучение образующейся LiF плазмы вместе с излучением, поступающим из области перезарядки, одновременно регистрировались при помощи широкополосного изображающего (стигматического) дифракционного МР спектрографа [8, 10, 11] с пространственным разрешением по одной оси и спектральным по другой. Это позволяет судить о пространственной картине взаимодействия «плазма–газ» за один спектр.

Спектрограф (рис. 2,а) собирался в вакуумной камере «ИКАР» на оптическом столе 0.6 × 3.6 м и состоял из входной щели 30 мкм, многослойного Mo/Si зеркала (МЗ) нормального падения, широкоапертурной свободновисящей дифракционной решётки (ДР), работающей на пропускание (1000 штр./мм, $S = 5$ см²), и кассеты с рентгеновской фотоплёнкой УФ-4.

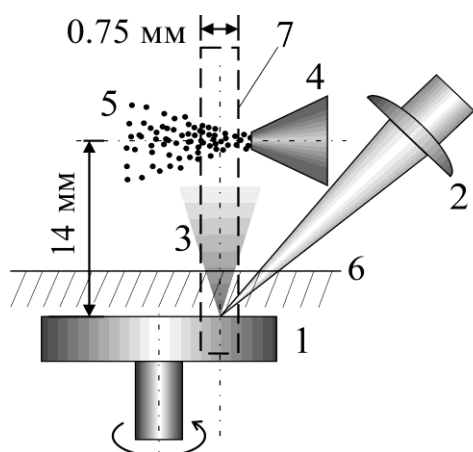


Рис. 1. Относительное расположение газовой струи (5) и конуса разлёта лазерной плазмы (3). 1 – мишень LiF, 2 – линза из тяжёлого флинта, 4 – импульсный газовый клапан, 6 – уровень прерывателя ЭМП, 7 – поле зрения спектрографа.

Фокусирующим элементом спектрографа служило аперийное вогнутое МЗ ($R = 1000\text{ мм}$), синтезированное в НТУ «Харьковский политехнический институт» и оптимизированное на максимальное равномерное отражение в диапазоне $125\text{--}250\text{ \AA}$ [10–14]. L-край Si ($\lambda = 125\text{ \AA}$) определяет коротковолновую границу рабочего диапазона спектрографа, но при $\lambda > 250\text{ \AA}$ отражающая способность МЗ ещё остаётся существенной, что позволяло регистрировать спектральные линии в интервале $125\text{--}350\text{ \AA}$, т. е. и при больших длинах волн (рис. 2, б).

Входная щель и центр кассеты располагались на круге Роуланда МЗ ($R/2 = 500\text{ мм}$) на расстоянии 210 мм друг от друга, что позволяло работать при малых углах падения (~ 0.1 рад от нормали) и обеспечивало пренебрежимо малые aberrации схемы и высокую стигматичность изображений. Спектры регистрировались посредством экспонирования нескольких сотен вспышек на рентгеновскую плёнку УФ-4 со средним размером зерна 6 мкм . Линейная дисперсия составляла 20 \AA/мм , спектральная ширина щели 0.6 \AA .

Поле зрения спектрографа ($20 \times 0.75\text{ мм}^2$) позволяло регистрировать за одну вспышку излучение как из области образования плазмы, так и из области взаимодействия «плазма–газ». Сопоставление интенсивностей излучения из этих

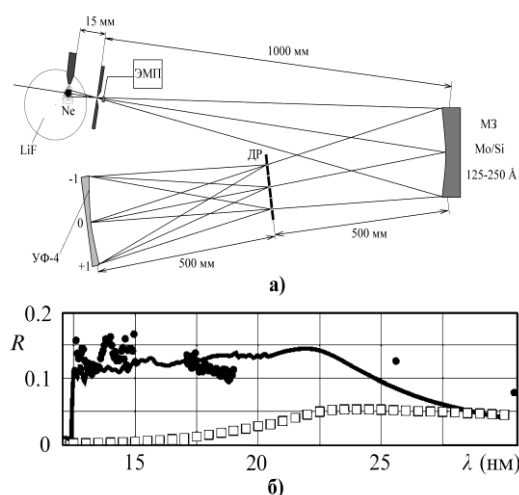


Рис. 2. а) Схема дифракционного МР спектрографа, б) спектр отражения Mo/Si МЗ (сплошная линия – расчёт, точки – результаты измерений, проведённых в Институте физики микроструктур РАН, квадраты – отражение слоя чистого Mo, для сравнения).

областей проводилось на близких участках динамического диапазона чувствительности плёнки, что достигалось периодическим перекрытием области свечения плазмы при помощи прерывателя ЭМП (рис. 2а, рис. 1). Одновременная регистрация большого числа спектральных линий в области перезарядки давала информацию о распределении продуктов перезарядки по кратностям ионизации ($q-k$) и уровням энергии с разными квантовыми числами n, l .

Экспериментальные результаты и обсуждение

Пространственный ход линий, регистрируемых при перезарядке. Зарегистрированные спектры в области $125\text{--}350\text{ \AA}$ содержат немногочисленные линии ионов Li II и Li III, являющиеся хорошими реперными точками, и исследуемые линии ионов фтора F IV–F VII. Вблизи мишени интенсивность свечения плазмы высока, но по мере удаления от неё интенсивность линий резко падает. Однако в области взаимодействия «плазма–газ» интенсивность некоторых линий снова нарастает, что указывает на заселение возбуждённых состояний ионов при перезарядке. На рис. 3 в качестве примера приведён пространственный ход интенсивности

спектральной линии $\lambda = 161.3 \text{ \AA}$ (переход $2s^0 2p^2(^3P) - 2s^0 2p(2^1P^0) 3s(^3P^0)$ в ионе F VI) от расстояния до мишени LiF при давлении стагнации неона $p = 0.2 \text{ атм.}$ Подъём интенсивности на расстояниях 12–14 мм связан с двухэлектронной перезарядкой, происходящей при столкновениях $\text{Ne I} + \text{F VIII}$ в области взаимодействия.

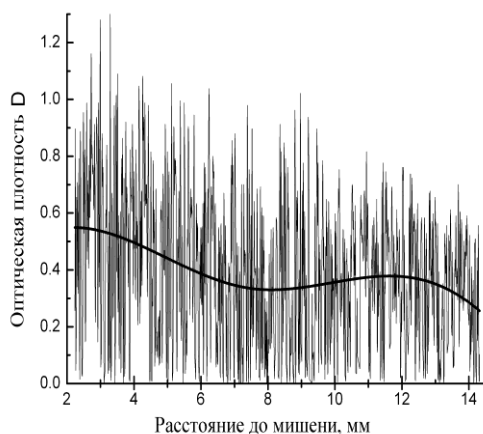


Рис. 3. Пространственный ход интенсивности перезарядочной спектральной линии на примере $\lambda = 161.3 \text{ \AA}$ в ионе F VI при давлении стагнации Ne 0.2 атм. (оцифрованный спектр и усреднённые значения).

Следует отметить, что в ходе эксперимента регистрировались только линии из спектрального диапазона 125–350 \AA , поэтому мы не можем точно указать причину заселения верхних уровней на регистрируемых переходах: кроме перезарядки непосредственно на эти уровни, возможно их заселение при радиационных распадах более высоколежащих состояний, также заселяемых в результате перезарядки. Особенно сильно данное утверждение касается многоэлектронной перезарядки. Добавим также, что реальная кратность перезарядки может быть и больше предполагаемой, которую мы полагаем равной числу k возбуждённых электронов на верхнем уровне MP перехода.

В ходе работы в области перезарядки было зарегистрировано около 160 линий, относимых к различным ионам F. Среди зарегистрированных MP переходов несколько десятков линий представляют собой переходы с уровней с частично или полностью незаполненной 2s-оболочкой и более чем одним возбуждённым электроном (назовём такие уровни $2s^*$ -состоя-

ниями; примером подобных переходов служит уже упомянутая линия $\lambda = 161.3 \text{ \AA}$ в ионе F VI). На расстоянии $> 1 \text{ см}$ от мишени плазма уже холодная ($T_e < 1 \text{ эВ}$), и столкновительное заселение таких состояний представляется невозможным. Поэтому мы относим такие переходы к радиационному распаду уровней, заселяемых при перезарядке кратности k .

Результаты экспериментов с пониженной плотностью газовой струи. Как было указано, в работе [8] предложены два возможных механизма заселения $2s^*$ -состояний: последовательная одноэлектронная перезарядка и одномоментная многоэлектронная перезарядка. Для определения соотношения вкладов этих механизмов проводились дополнительные эксперименты при давлениях стагнации неона 1.0, 0.5 и 0.2 атм. (помимо проведённых ранее экспериментов при давлениях $\sim 2 \text{ атм.}$) Понижение плотности газовой струи на порядок позволяет определить преобладающий механизм и численно оценить соотношение их вкладов для двух- и трёхэлектронной перезарядки.

В работе [9] экспериментально определялось распределение плотности струи Xe (при малой степени кластеризации) на различных расстояниях от цилиндрического и конического сверхзвукового газового сопла, используемого в настоящем эксперименте. Численное моделирование для расстояний 0.5, 1.0 и 1.5 мм представлено на рис. 4,а при давлении стагнации Xe $p = 3.76 \text{ атм.}$ То есть, в отсутствие кластеризации распределение плотности Ne в струе можно получить простым масштабированием из рис. 4,а:

$$n(\text{Ne}) = N_{th}(\text{Xe}) \cdot \frac{p(\text{Ne})}{3.76 \text{ атм.}} \quad (2)$$

В более ранних экспериментах по созданию безосколочного источника излучения MP диапазона методом фокусировки лазерного импульса в газовую струю [15] также была исследована зависимость интенсивности свечения образованной плазмы от времени задержки между моментом открытия газового клапана и лазерным импульсом (рис. 4,б).

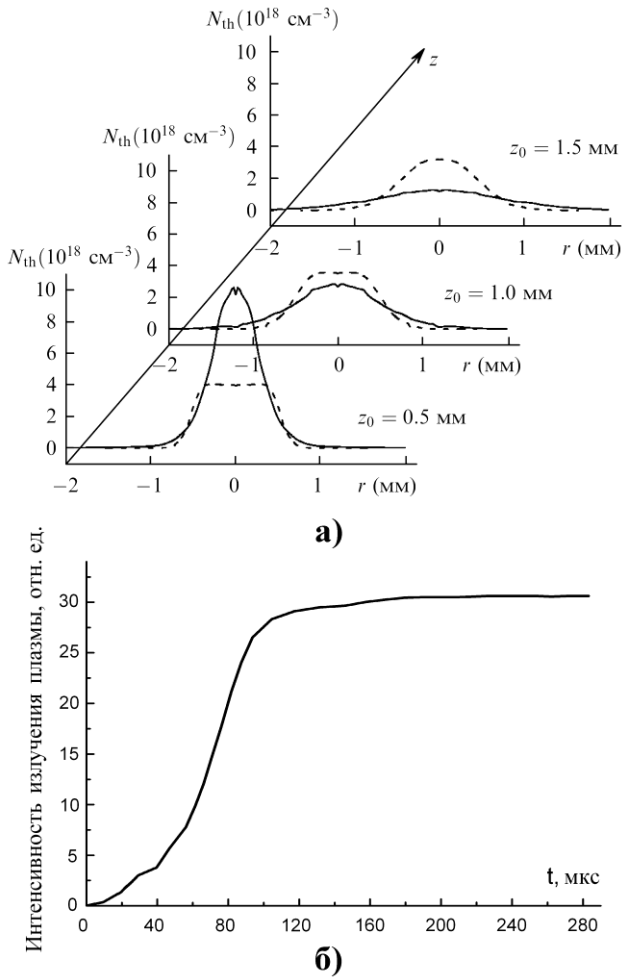


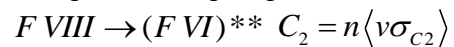
Рис. 4. а) Распределение плотности идеального газа (расчёт) при истечении из цилиндрического (сплошные линии) и конического сверхзвукового (пунктир) сопла на различных расстояниях от него, б) определение времени установления струи.

Светимость плазмы в данном случае является индикатором состояния струи, поэтому можно говорить, что стационарное истечение газа из камеры стагнации формируется в первые 80–100 мкс после открытия клапана. В настоящем эксперименте время задержки было 400 мкс, так что струя была заведомо стационарной.

Чтобы проиллюстрировать определение механизма, дающего превалирующий вклад в заселение $2s^*$ -состояний, запишем систему балансных уравнений на примере реакции $Ne\ I + F\ VIII$, учитывая лишь одно- и двухэлектронную перезарядку:

$$\begin{cases} \dot{N}_\Sigma = -(C_0 + C_2)N_\Sigma \\ \dot{N}_0 = -(A + C_1)N_0 + C_0N_\Sigma \\ \dot{N}_R = AN_0 \\ \dot{N}_1 = C_1N_0 \\ \dot{N}_2 = C_2N_\Sigma \end{cases} \quad (3)$$

Здесь N_Σ – число ионов F VIII, N_0 – число образованных в результате однократной перезарядки возбуждённых ионов (F VII)*, N_R – число отрелаксировавших в основное состояние ионов F VII, N_1 – число ионов (F VI)**, образованных в результате повторной перезарядки ионов (F VII)*, N_2 – число ионов (F VI)**, испытавших двухэлектронную перезарядку за одно столкновение (из F VIII). $C_0 = n \langle v\sigma_{c0} \rangle$ – вероятность (или частота) одноэлектронной перезарядки $F\ VIII \rightarrow (F\ VII)^*$, C_2 – вероятность одномоментной двухэлектронной перезарядки:



здесь n – концентрация атомов Ne в струе, $v = (1-4) \times 10^7$ см/с – скорость потока плазмы, σ – соответствующие сечения, A – вероятность радиационного перехода (напр. $A(2p \rightarrow 2s) = 10^8 - 10^9$ с⁻¹, а для $A(4s \rightarrow 2p) = 10^9 - 10^{10}$ с⁻¹), $C_1 = n \langle v\sigma_{c1} \rangle$ – вероятность повторной одноэлектронной перезарядки (F VII)*. Отметим, что в (3) не учтены автоионизационные процессы.

Сечения одномоментной многоэлектронной и повторной одноэлектронной перезарядки нам неизвестны, поэтому положим $\sigma_{c1} = x_1\sigma_{c0}$ и $\sigma_{c2} = x_2\sigma_{c0}$, где x_1 и x_2 – безразмерные параметры, а $\sigma_{c0} = 10^{-15} - 10^{-14}$ см² – значение сечений одноэлектронной перезарядки при энергиях столкновений 0.05–0.8 кэВ/нуклон. Полагая в момент времени $t=0$ число ионов $N_0 = N_1 = N_2 = N_R = 0$, получим решение системы (3) в виде:

$$\begin{cases} N_{\Sigma} = N_{\Sigma 0} \exp(-(C_0 + C_2)t) \\ N_0 = \frac{C_0}{A + C_1 - C_0 - C_2} N_{\Sigma 0} (\exp(-(C_0 + C_2)t) - \exp(-(A + C_1)t)) \\ N_R = \frac{C_0}{A + C_1 - C_0 - C_2} N_{\Sigma 0} \left(\frac{A}{C_0 + C_2} (1 - \exp(-(C_0 + C_2)t)) - \frac{A}{A + C_1} (1 - \exp(-(A + C_1)t)) \right) \\ N_1 = \frac{C_0}{A + C_1 - C_0 - C_2} N_{\Sigma 0} \left(\frac{C_1}{C_0 + C_2} (1 - \exp(-(C_0 + C_2)t)) - \frac{C_1}{A + C_1} (1 - \exp(-(A + C_1)t)) \right) \\ N_2 = \frac{C_2}{C_0 + C_2} N_{\Sigma 0} (1 - \exp(-(C_0 + C_2)t)) \end{cases} \quad (4)$$

При давленні неона $p = 0.2$ атм. щільність сверхзвукової струї газу $n \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а діаметр струї $r \approx 1$ мм (рис. 4,а). Тоді верхня оцінка довжини вільного пробігу $\Lambda \approx 50$ мкм при $\sigma_0 = 10^{-15} \text{ см}^2$. Так як $\Lambda \ll r$, то за час прольоту струї іонами плазми всі експоненти в (4) обернуться в нуль, тому для оцінки їх можна не враховувати. Тоді систему (4) можна переписати, зберігаючи тільки нетривіальні члени, в вигляді

$$\begin{cases} N_R = \frac{C_0}{C_0 + C_2} \cdot \frac{A}{A + C_1} N_{\Sigma 0} \\ N_1 = \frac{C_0}{C_0 + C_2} \cdot \frac{C_1}{A + C_1} N_{\Sigma 0} \\ N_2 = \frac{C_2}{C_0 + C_2} N_{\Sigma 0} \end{cases} \quad (5)$$

Інтенсивність ліній багатоелектронної перезарядки $I_M \sim (N_1 + N_2)$, інтенсивність одноелектронної $I_S \sim N_R$. Тоді можна ввести параметр відношення інтенсивності ліній, який буде вважатися функцією щільності газової струї n :

$$a(n) = \frac{I_M}{I_S} = \frac{N_1 + N_2}{N_R} = \frac{C_0 C_1 + C_2 (A + C_1)}{C_0 A} = \frac{C_1 + x_2 (A + C_1)}{A} \quad (6)$$

Для $p = 0.2$ атм. $C_0 = n \langle v \sigma_{C_0} \rangle \approx (2 - 8) \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, що за порядком відповідає значенням A (нагадаємо, що в відміння від C_1 і C_2 , A

не залежить від n). Візьмемо для порівняння експеримент з щільністю струї $n_0 > n$ і виведемо наступне співвідношення:

$$K = \frac{a(n)}{a(n_0)} = \frac{C_1(n) + x_2 (A + C_1(n))}{C_1(n_0) + x_2 (A + C_1(n_0))} = \frac{x_1 n + x_2 (x_0 + x_1 n)}{x_1 n_0 + x_2 (x_0 + x_1 n_0)} \quad (7)$$

Тут введено позначення $x_0 = \frac{A}{\langle v \sigma_{C_0} \rangle}$. Тепер проаналізуємо вираження (7):

1) Якщо $x_2 \ll 1$, то

$$K \approx \frac{n}{n_0} \left(1 + \frac{x_2 x_0}{x_1} \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} \right) \right) \approx \frac{n}{n_0} = \frac{p}{p_0}$$

2) Якщо $x_0 \ll x_1 n$, то

$$K \approx \frac{n}{n_0} \left(1 + \frac{x_2}{x_2 + 1} \cdot \frac{x_0}{x_1} \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} \right) \right) \approx \frac{n}{n_0} = \frac{p}{p_0}$$

3) Якщо $x_1 \ll 1$, то

$$K \approx 1 - \frac{x_2 + 1}{x_2} \cdot \frac{x_1}{x_0} (n_0 - n) \approx 1.$$

З наведеного аналізу випливає, що експериментальне порівняння інтенсивностей ліній одноелектронної і багато-

электронной перезарядки может позволить сравнить вклады обсуждаемых механизмов в заселение $2s^*$ -состояний: если преобладает последовательная одноэлектронная перезарядка, то реализуется один из первых двух только что рассмотренных вариантов, и при понижении плотности отношение интенсивностей линий изменится в $K \approx \frac{n}{n_0}$ раз. Если же преобладает

второй механизм (одномоментная многоэлектронная перезарядка), то соотношение линий останется практически без изменений. При таком подходе оценка будет тем точнее, чем существеннее будет понижение плотности n_0/n .

Температура плазмы LiF, а с ней и соотношение числа ионов F различной кратности в плазме не оставалось строго неизменным от эксперимента к эксперименту (на это указывают небольшие различия в соотношении интенсивностей разных спектральных линий в спектрах свечения плазмы вблизи мишени). Поэтому говорить о соотношении интенсивностей линий имеет смысл только для переходов, верхние состояния которых были заселены в одинаковых реакциях (с одним и тем же акцептором). При этом неявно используется грубое предположение, что верхние состояния переходов будут заселяться единственным образом – либо в результате только многоэлектронной перезарядки, либо в результате только одноэлектронной.

На рис. 5 приведён участок спектра в области взаимодействия, выбранный нами для анализа. График соответствует давлению стагнации неона 0.5 атм. и расстоянию 14 мм от мишени, т. е. области вблизи оси газовой струи, где применим переход от системы (4) к системе (5). Список наиболее ярких линий в области 126–140 Å приведён в табл. 1, длины волн взяты из [16]. Линия $\lambda \approx 130.3$ Å не идентифицирована. Предположительно, это либо переход $1s2p-1s4d$ в ионе N VI (130.34 Å), либо неклассифицированная линия 130.25 Å, наблюдаемая в спектре свечения ионов кислорода [16]. Данное предположение связано с тем, что мишень LiF хранит-

ся на воздухе и вполне могла адсорбировать какое-то количество кислорода и азота из воздуха.

Для анализа были выбраны 3 значения давления стагнации Ne (0.2, 0.5 и 1.5 атм. в качестве реперной точки). Анализируемые линии отмечены на рис. 5, а рассчитанные по спектрам параметры $a(n)$ и K приведены в табл. 2. В качестве реперной линии был взят одноэлектронный переход $2p-3d$ ($\lambda = 127.7$ Å) в ионе F VII. Соответственно, значения I_S отвечали линии 127.7 Å, а значения I_M – исследуемым линиям. Значение n_0 отвечало давлению стагнации неона $p_0 = 1.5$ атм.

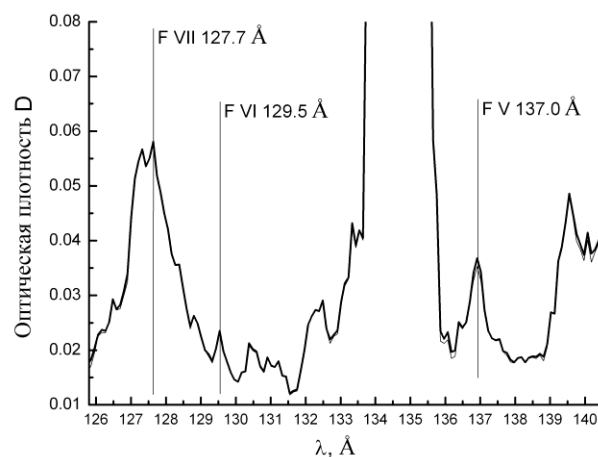


Рис. 5. Участок спектра 126–140 Å, выбранный в области взаимодействия (давление стагнации Ne 0.5 атм.). Рассматриваемые линии отмечены дополнительно.

Из данных в табл. 2 видно, что значения $K \approx 1$, что указывает на то, что ни один из первых двух случаев в анализе выражения (7) не реализуется. А это значит, что $x_2 \approx 1$, $x_1 \ll 1$ и $A > C_1(n)$, а следовательно, $\sigma_{c2} \sim \sigma_{c0}$ и $\sigma_{c1} \ll \sigma_{c0}$. То есть, подавляющий вклад в заселение $2s^*$ -состояний даёт одномоментная многоэлектронная перезарядка. Действительно, вклад последовательной одноэлектронной перезарядки в I_M будет $\sim n^k$.

Таблица 1

Наиболее яркие перезарядочные линии в области 126–140 Å

λ (Å)	Ион $X^{*(q-k)+}$	Регистрируемый радиационный переход	Кратность перезарядки	Вероятный акцептор
126.9	F VI	$1s^2 2s^2 - 1s^2 2s 3p$	1	F VII
127.7–127.8	F VII	$1s^2 2s^0 2p(^2P^0) - 1s^2 2s^0 3d(^2D)$	1	F VIII
129.5	F VI	$1s^2 2s^0 2p^2 - 1s^2 2s^0 2p 4s$	2	F VIII
130.3	Не идентифицировано (возможно, линия 130.34 Å в N VI $1s 2p - 1s 4d$)			
132.2–132.5	F V	$1s^2 2s 2p^2(^4P) - 1s^2 2s 2p(^3P^0) 4d(^4P^0, ^4D^0)$	2	F VII
133.6–133.7	F V	$1s^2 2s 2p^2(^4P) - 1s^2 2p^2(^3P) 3p(^4S^0)$	3	F VIII
135.0	Li III	$1s - 2p$	1	Li IV
136.9–137.0	F V	$1s^2 2s 2p^2(^4P) - 1s^2 2s^0 2p^2(^3P) 3p(^4D^0)$	3	F VIII
139.8–139.9	F VI	$1s^2 2s 2p(^3P^0) - 1s^2 2s 3d(^3D)$	2	F VIII

Таблица 2

Соотношение интенсивностей линий при разных давлениях стагнации Ne

λ (Å)	Ион $X^{*(q-k)+}$	Отношение $a(n) = I_M/I_S$			Отношение $K = \frac{a(n)}{a(n_0)}$	
		1.5 атм. (n_0)	0.5 атм.	0.2 атм.	0.5 атм.	0.2 атм.
129.5	F VI	0.58 ± 0.14	0.55 ± 0.07	0.59 ± 0.21	1.0 ± 0.3	1.0 ± 0.4
136.9–137.0	F V	0.55 ± 0.09	0.65 ± 0.07	0.69 ± 0.14	1.2 ± 0.3	1.2 ± 0.3
127.7–127.8	F VII	репер				

Для грубой численной оценки отношения x_2 и x_1 можно использовать соотношение

$$K \approx \frac{n}{n_0} \left(1 + \frac{x_2 x_0}{x_1} \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} \right) \right) \Rightarrow \frac{x_2}{x_1} \approx \left(\frac{n_0}{n} K - 1 \right) \cdot \frac{n \langle v \sigma_{C0} \rangle}{A} = \left(\frac{p_0}{p} K - 1 \right) \cdot \frac{n \langle v \sigma_{C0} \rangle}{A}. \quad (8)$$

Полагая для оценки $A \approx n \langle v \sigma_{C0} \rangle$ при $p = 0.2$ атм. и подставляя в (8) значения p и K из табл. 2, получим следующие соотношения на отношение x_2/x_1 . Понижение давления стагнации Ne с 1.5 атм. до 0.5 атм. приводит к выводу, что вклад одномоментной одноэлектронной перезарядки не превышает вклада многоэлектронной, а понижение давления Ne до 0.2 атм. даёт оценку вклада первой не более 20 % от вклада второй (это же

справедливо и для сечений, $\frac{x_2}{x_1} = \frac{\langle v \sigma_{C2} \rangle}{\langle v \sigma_{C1} \rangle} > 5$).

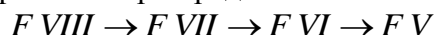
Повторно отметим, что при проведении оценок не учитывались процессы автоионизации. Но т. к. вероятность автоионизации не зависит от плотности газа, то приведённые оценки с её учётом мало изменятся.

Всё вышесказанное справедливо для двухэлектронной перезарядки и учитывает

погрешности измерений. Проводя аналогичные рассуждения для трёхэлектронной перезарядки (линия 137.0 Å), получим в этом случае соотношение:

$$\frac{x_{C3}}{x_{C1}} = \frac{\langle v\sigma_{C3} \rangle}{\langle v\sigma_{C1} \rangle} > 10,$$

поскольку вклад последовательной одноэлектронной перезарядки

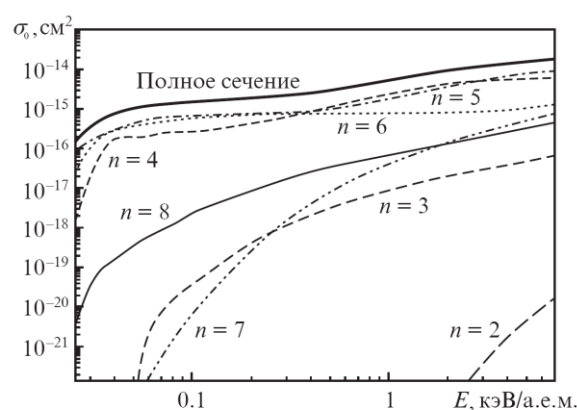


в I_M здесь будет равен $\sim n^3$, но не исключены и другие каскады последовательной перезарядки.

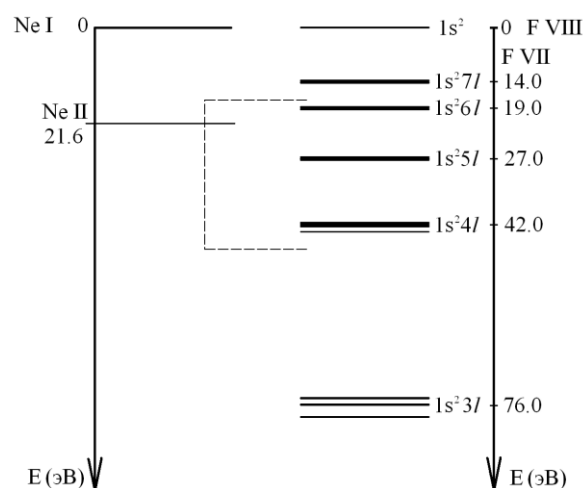
Обсуждение характера многоэлектронной перезарядки.

Как указывалось в работе [8], одноэлектронная перезарядка носит квазирезонансный характер. Т. е. значительные сечения перезарядки ($\sigma_{C0} = 10^{-15} - 10^{-14} \text{ см}^2$) при энергиях столкновения $\sim 0.1 - 10 \text{ кэВ/а.е.м.}$ наблюдаются только при переходах на уровни, энергия которых отстоит от исходного уровня в атоме Ne не более чем на 5–10 эВ вверх и 30 эВ вниз (пунктир на рис. 6,б), а при больших разностях сечения резко падают. Это подтверждает численный расчёт парциальных сечений одноэлектронной перезарядки на уровне F VII для реакции Ne I + F VIII (рис. 6,а). Расчёт проводился по программе ARSENY [17], разработанной Е.А. Соловьёвым на основе эффекта скрытых пересечений уровней квазимолекулы (hidden crossing), впервые обнаруженного в работе [18].

Анализ энергетической схемы многоэлектронной перезарядки приводит к мысли, что она может иметь более ярко выраженный резонансный характер, чем в случае одноэлектронной. В частности, расчёты уровней энергии ионов фтора методом Хартри–Фока показали, что в ионах F VI и F V есть целые группы уровней (отличающихся значениями орбитальных квантовых чисел), лежащие в резонансе относительно k -электронной перезарядки с точностью $\pm 2 \text{ эВ}$ (рис. 7).



а)



б)

Рис. 6. а) Полное и парциальные сечения одноэлектронной перезарядки F VIII + Ne I на уровне F VII, б) энергетическая схема перезарядки (пунктиром указана область, где процесс идёт с наибольшими сечениями).

Под резонансом здесь понимается равенство энергии присоединения k электронов к иону F VIII и энергии связи этих k электронов в атоме Ne (небольшой дефект энергии $\pm 2 \text{ эВ}$ может компенсироваться за счёт изменения кинетической энергии частиц). Наличие подобных резонансов может качественно объяснить высокие значения сечений многоэлектронной перезарядки.

На рис. 7 представлены энергетические резонансы только с самыми низкими термами основной электронной конфигурации ионов неона. Терм 3P иона Ne III (62.5 эВ) лежит в резонансе с состояниями $1s^2 4l' 5l''$ иона F VI, а терм 4S в ионе Ne IV (126.0 эВ) – с состояниями $1s^2 3l' 4l'' 5l'''$ иона F V. Радиационный (каскадный) распад таких k -кратно возбуждённых состоя-

ний ионов $X^{*(q-k)+}$ может вести к заселению уровней, переходы с которых мы регистрируем в МР области спектра.

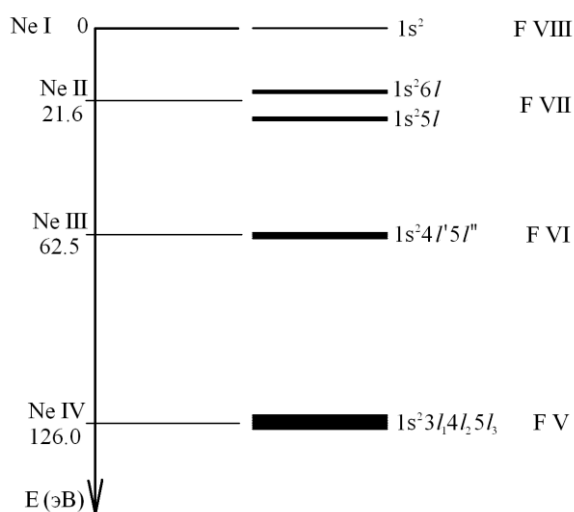


Рис. 7. Энергетическая схема k -электронной перезарядки F VIII + Ne I, $k = 1-3$. Показаны резонансы лишь с самыми низкими термами основной электронной конфигурации ионов Ne III и Ne IV.

Отметим, что учёт возбуждённых термов основной электронной конфигурации ионов Ne ($2s^2 2p^{(6-k)}$) может добавить резонансов в диаграмму (рис. 7), но качественно картину не изменит. Некоторый вклад могут также дать термы состояний $2s 2p^{(6-k)+1}$ и $2s^0 2p^{(6-k)+2}$ в ионах Ne, однако аналогия с одноэлектронной перезарядкой подсказывает, что вклад p -электронов в сечение будет преобладать над вкладом s -электронов [8]. Качественно это можно объяснить сильным различием во временах взаимодействия этих электронов с ионами F из-за различия средних расстояний электронов от ядра Ne.

В работе [19] приведена эмпирическая формула, выражающая зависимость сечений k -электронной перезарядки от заряда налетающего иона q и первого потенциала ионизации атома-донора. Однако эта формула даёт только общий ход кривой и не учитывает особенностей начальных и конечных электронных конфигураций взаимодействующих частиц. Более того, сравнение с данными [19] и [6, 7] показывает, что эта формула верна не всегда. Мы считаем, что правильный

учёт резонансов между электронными конфигурациями взаимодействующих частиц, а также не только первого, но и всех последующих потенциалов ионизации атома-донора, может позволить получить более точный метод для расчёта многоэлектронной перезарядки.

Проведение дальнейших экспериментов при более низких давлениях стагнации Ne ($p < 0.2$ атм.) сопряжено с техническими трудностями и поэтому пока представляется маловероятным. Поэтому перспектива дальнейшего исследования перезарядки лежит в смене вещества мишени либо благородного газа. Ещё одной степенью свободы будет продвижение в область более коротких длин волн ($\lambda < 125 \text{ \AA}$) на основе разработки новых покрытий для многослойных зеркал МР диапазона [20].

Заклучение

В работе исследована многоэлектронная перезарядка многозарядных ионов фтора на атомах Ne в импульсной струе по линейчатым спектрам в области 125–350 Å, которые образуются в результате радиационных распадов возбуждённых состояний ионов F IV–F VII, заселяемых при перезарядке. Анализ спектров, полученных при разных давлениях стагнации Ne, позволяет выделить одномоментную многоэлектронную перезарядку как преобладающий механизм заселения $2s^*$ -состояний (уровней с частично или полностью незаполненной $2s$ -оболочкой и более чем одним возбуждённым электроном) из двух механизмов, предложенных в [8]. Дана верхняя оценка на вклад последовательной (каскадной) одноэлектронной перезарядки в общее сечение процесса F VIII + Ne I: не более 20 % для $k = 2$, и не более 10 % для $k = 3$ (k – кратность перезарядки).

Расчёт уровней энергии k -кратно возбуждённых ионов фтора указывает на наличие целых групп уровней, лежащих в резонансе с энергиями связи k электронов в атомах Ne. Это может качественно объяснить сравнительно большие сечения многоэлектронной перезарядки, расчёт

которых в будущем может стать возможным при правильном учёте таких резонансов – с более высокой точностью, чем полуэмпирическая формула из [19].

Авторы признательны Е.А.Соловьеву за представленную программу ARSENY, Н.В.Уваровой за превосходную рент-

геновскую фотоплёнку УФ-4, и В.П.Шевелько за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-00316), Регионального общественного Фонда содействия отечественной науке и Учебно-научного комплекса ФИАН.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пресняков Л.П., Шевелько В.П. // Письма в ЖЭТФ. – 1971. – 13. – С. 286.
2. Виноградов А.В., Собельман И.И. // ЖЭТФ. – 1972. – 63. – С. 2113.
3. Пресняков Л.П., Уланцев А.Д. // Квантовая электрон. – 1974. – 1. – С. 2377.
4. Dixon R.H., Seely J.F., Elton R.C. // Phys. Rev. Lett. – 1977. – V.40 (2). – P. 122.
5. Kawachi T., Kado M., Tanaka M., Hasegawa N., Nagashima A., Kato Y. // J. Phys. IV. – 2001. – 11. – P. 252-255.
6. Greenwood J.B., Williams I.D., Smith S.J., Chutjian A. // Astrophys. J. – 2000. – 533. – L175.
7. Greenwood J.B., Williams I.D., Smith S.J., Chutjian A. // Phys. Rev. – 2001. – A. 63. – P. 062707.
8. Бейгман И.Л., Вишняков Е.А., Лугинин М.С., Рагозин Е.Н., Толстихина И.Ю. // Квантовая электрон. – 2010. – 40 (6). – P. 545.
9. Болдарев А.С., Гасилов В.А., Левашов В.Е., Медников К.Н., Пирожков А.С., Пирожкова М.С., Рагозин Е.Н. // Квантовая электрон. – 2004. – 34 (7). – P. 679.
10. Кондратенко В.В., Левашов В.Е., Першин Ю.П., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. // Кр. сообщ. физ. ФИАН. – 2001. – V. 7. – P. 32.
11. Бейгман И.Л., Левашов В.Е., Медников К.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н., Толстихина И.Ю. // Квантовая электрон. – 2007. – 37 (11). – P. 1060.
12. Ragozin E.N., Kondratenko V.V., Levashov V.E., Pershin Yu.P., Pirozhkov A.S. // Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. – 2002. – 4782. – P. 176.
13. Вишняков Е.А., Медников К.Н., Перцов А.А., Рагозин Е.Н., Рева А.А., Ульянов А.С., Шестов С.В. // Квантовая электрон. – 2009. – 39 (5). – P. 474.
14. Ragozin E.N., Mednikov K.N., Pertsov A.A., Pirozhkov A.S., Reva A.A., Shestov S.V., Ul'yanov A.S., Vishnyakov E.A. // Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. – 2009. – 7360. – P. 73600N.
15. Капралов В.Г., Корде Р., Левашов В.Е., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. // Квантовая электрон. – 2002. – 32 (2). – P. 149.
16. Kelly R.L. // J. Phys. Chem. Ref. Data 16. – 1987. – Suppl. 1; http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/levels_form.html.
17. Solov'ev E.A. // In: Proc. XIX ICPEAC, Ed. by L.J.Dube et al. – 1995. AIP Press, New York – P. 471.
18. Соловьев Е.А. // УФН. – 1989. – 157 (3). – P. 437.
19. Muller A., Salzborn E. // Phys. Lett. – 1977. – 62A (6). – P. 391.
20. Вишняков Е.А., Лугинин М.С., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н., Старцев С.А. // Квантовая электрон. – 2011. – 41 (1). – P. 75.

Стаття надійшла до редакції 30.05.2011

I.L. Beigman^{1,2}, E.A. Vishnyakov^{1,2}, M.S. Luginin^{1,2},
E.N. Ragozin^{1,2}, I.Yu. Tolstikhina¹

¹ P.N.Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences
119991, Moscow, Leninsky prosp., 53

² Moscow Institute of Physics and Technology (State University)
141700, Dolgoprudnyi, Institutskii per., 9

SPECTROSCOPIC INVESTIGATION OF CHARGE EXCHANGE OF MULTIPLY CHARGED FLUORINE IONS WITH NEON ATOMS (WAVELENGTHS RANGE 125–350 Å)

Multielectron charge exchange of multiply charged fluorine ions with rare-gas jet atoms is investigated at different pressure values from the line spectra in the range 125–350 Å arising from radiative decay of the excited states of F IV–F VIII ions populated in the charge exchange. Contributions of sequential single-electron and single-stage multielectron charge exchange processes to the population of the excited states with partly or completely unfilled 2s-shell are compared. Qualitative considerations concerning more pronounced resonant character of multielectron charge exchange cross-sections behavior compared to the single-electron one are presented based on Hartree–Fock energy levels resonances calculations.

Key words: multielectron charge, the fluorine ions, the radiative decay, states of F IV–F VIII ions, resonant character.

І.Л. Бейгман^{1,2}, Є.А. Вішняков^{1,2}, М.С. Лугінін^{1,2},
Є.Н. Рагозін^{1,2}, І.Ю. Толстіхіна¹

¹ Фізичний інститут ім. П. М. Лебедева РАН
119991, Москва, Ленінський просп., 53

² Московський фізико-технічний інститут
141700, Долгопрудний, Інститутський пров., 9

СПЕКТРОСКОПІЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ПЕРЕЗАРЯДКА БАГАТОЗАРЯДНИХ ІОНІВ ФТОРУ НА АТОМАХ НЕОНУ (ОБЛАСТЬ ДОВЖИН ХВИЛЬ 125-350 Å)

Досліджується багатоелектронна перезарядка багатозарядних іонів фтору на атомах струменю благородного газу при різних тисках по лінійчатим спектрах випромінювання в області 125-350 Å, що виникає при радіоактивному розпаді збуджених станів іонів F IV-F VIII, заселених у результаті перезарядки. Порівнюються вклади послідовної одноелектронної і одномоментної багатоелектронної перезарядки в заселення збуджених станів з частково або повністю незаповненою 2s-оболонкою. Наводяться якісні розмірковування про більш яскраво виражений резонансний характер поведінки перерізів багатоелектронної перезарядки порівняно з одноелектронною, що ґрунтується на розрахунках резонансів рівнів енергії методом Хартрі-Фока.

Ключові слова: багатоелектронна перезарядка, іони фтору, радіаційний розпад, стану іонів F IV-F VIII, резонансний характер.