

Перезарядка многозарядных ионов фтора и лития на атомах Ne

И.Л.Бейгман, Е.А.Вишняков, М.С.Лугинин, Е.Н.Рагозин, И.Ю.Толстихина

Перезарядка многозарядных ионов фтора и лития на атомах Ne в газовой струе зарегистрирована по линейчатому излучению в области 125–350 Å, возникающему при радиационном распаде заселяемых при перезарядке возбужденных состояний ионов Li II–III и F III–VIII. В спектрах ионов F IV–VI, получаемых в области взаимодействия плазма–газ, отмечены переходы с уровней с незаполненной (частично или полностью) 2s-оболочкой, которые могут заселяться как в актах последовательной одноэлектронной перезарядки, так и при двух- и многоэлектронной перезарядке. Рассчитаны парциальные сечения одноэлектронной перезарядки иона F VIII на атомах Ne. Методом Хартри–Фока рассчитаны уровни энергии и обнаружены резонансы между основным состоянием k-кратно (k = 1–4) ионизованного атома-донора и состояниями k-кратно возбужденного многозарядного иона фтора, получающегося в результате k-кратной перезарядки иона F VIII. Эти резонансы могут приводить к относительно большим сечениям двух- и многоэлектронной перезарядки.

Ключевые слова: многозарядные ионы, фтор, одно- и многоэлектронная перезарядка, мягкий рентгеновский диапазон, лазерно-плазменный источник излучения, изображающий дифракционный спектрометр, многослойные рентгеновские зеркала нормального падения.

1. Введение

В данной работе экспериментально исследуется перезарядка ионов фтора и лития на атомах струи благородного газа (захват электронов на возбужденные состояния ионов с последующей радиационной релаксацией)



где X^{q+} – налетающий многозарядный ион; A – нейтральный атом благородного газа (атом-донор); $X^{*(q-k)+}$ – ион кратности $q-k$ в возбужденном состоянии (в случае одноэлектронной перезарядки характеризуется главным (n) и орбитальным (l) квантовыми числами, $X_{nl}^{*(q-1)+}$); A^{k+} – образующийся k -зарядный ион. Различные значения $k = 1, 2, \dots$ соответствуют одно-, двух- и многоэлектронной перезарядке. В эксперименте регистрируется линейчатое излучение, возникающее при радиационном распаде заселяемых при перезарядке возбужденных состояний ионов.

Интерес к таким процессам вызван тем, что образующийся ион $X^{*(q-k)+}$ оказывается в возбужденном состоянии, а сечение перезарядки может составлять 10^{-15} – 10^{-14} см², что превышает сечения других процессов с участием многозарядных ионов. Квазирезонансный характер пере-

рядки позволяет осуществлять селективное заселение уровней многозарядных ионов и создавать инверсию на их переходах в мягком рентгеновском (МР) диапазоне [1–3]. В этом направлении велись и ведутся экспериментальные работы [4, 5].

Экспериментальные данные [6], полученные в пучковых экспериментах, свидетельствуют о том, что сечение двухэлектронной перезарядки ионов может становиться равным сечению одноэлектронной, а сечение трехэлектронной перезарядки достигать 20%–30% от этого значения.

В настоящей работе зарегистрирована перезарядка многозарядных ионов фтора на атомах Ne по линейчатому МР излучению многозарядных ионов, возникающему при радиационном распаде заселяемых при перезарядке возбужденных состояний. Ионы фтора образуются при облучении твердотельной мишени LiF наносекундными импульсами импульсно-периодического лазера. Выбор мишени из LiF обусловлен следующими причинами.

1. Ионы Li I – Li III имеют в исследуемой области 125–350 Å очень малое количество спектральных линий, что позволяет при интерпретации спектров перезарядки однозначно отождествлять практически все линии с линиями ионов фтора.

2. Сильные переходы 1s–2p в Li III (135.0 Å) и 1s²–1s2p в Li II (199.28 Å) являются хорошими реперами, что упрощает процедуру определения дисперсионной зависимости и облегчает идентификацию длин волн спектральных линий. Длины волн радиационных переходов, необходимые при расшифровке спектров, взяты нами из [7].

Ранее в работах [8, 9] было проведено исследование перезарядки ионов углерода и бора на атомах благородных газов. Исследования для ионов фтора имеют фундаментальное значение с точки зрения определения общих тенденций для сечений перезарядки ионов сложных ато-

И.Л.Бейгман, Е.А.Вишняков, М.С.Лугинин, Е.Н.Рагозин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: enragozin@sci.lebedev.ru
И.Ю.Толстихина. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53;

Поступила в редакцию 5 марта 2010 г., после доработки – 26 апреля 2010 г.

мов (с большим атомным номером). Цель настоящей работы состояла в исследовании перезарядки многозарядных ионов фтора на многоэлектронных атомах (в данном случае – Ne) с использованием метода изображающей МР спектроскопии. От экспериментов с ионами O и N нам пришлось отказаться, т.к. для генерации лазерной плазмы требуется удобная твердотельная мишень.

2. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились в вакуумной камере ИКАР ($\varnothing 0.9 \times 3.8$ м), оснащенной системой безмасляной откачки. Остаточное давление газа в камере не превышало 10^{-4} Тор. У торца вакуумной камеры находился импульсно-периодический лазер на кристалле ортоалюмината иттрия, легированного неодимом (Nd:YAlO₃, 0.5 Дж, 6 нс, 1.08 мкм). Лазерная мишень представляла собой шлифованный диск из LiF, приводимый во вращение электродвигателем. Лазерный пучок фокусировался на мишени в пятно с эффективной площадью $S_{\text{эф}} \sim 10^{-3}$ см² при помощи линзы из тяжелого флинта с фокусным расстоянием $f = 75$ мм. Максимальная интенсивность лазерного излучения в центре фокального пятна составляла $\sim 10^{13}$ Вт/см².

При помощи импульсного электромагнитного клапана со сверхзвуковым соплом, открытие которого было синхронизовано с лазерной вспышкой, создавалась импульсная струя Ne. В клапане использовалось сверхзвуковое коническое сопло длиной 10 мм с диаметром выходного отверстия 1.0 мм и отношением площадей выходного и входного отверстий $S_{\text{out}}/S_{\text{in}} \approx 5.0$. Продолжительность открытого состояния клапана была равна ~ 1.5 мс, давление стагнации Ne составляло 1.0–2.2 атм. Распределение плотности газа в струе по поглощению просвечивающего струю излучения с $\lambda = 135$ Å было исследовано в работе [10]. Плотность атомов Ne на оси струи составляла $(1-2) \times 10^{18}$ см⁻³. Ось струи была параллельна плоскости мишени и отстояла от нее на ~ 1 см. Поток многозарядных ионов фтора и лития, образованный при фокусировке наносекундных лазерных импульсов на твердотельную мишень из LiF, направлялся на сверхзвуковую струю

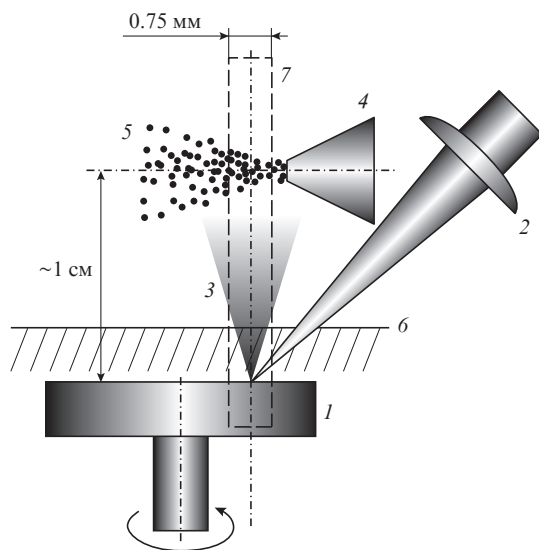


Рис.1. Взаимное расположение конуса разлета лазерной плазмы 3 и струи неона 5; 1 – вращающаяся мишень; 2 – линза, фокусирующая лазерное излучение; 4 – сопло импульсного газового клапана; 6 – уровень прерывателя; 7 – поле зрения спектрографа.

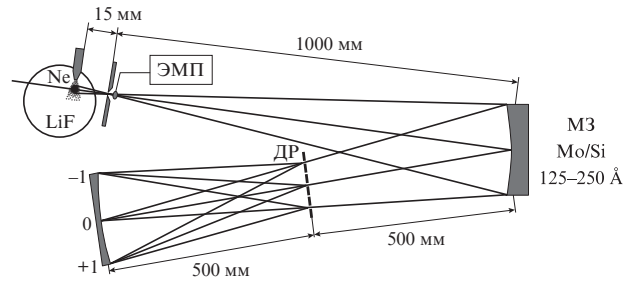


Рис.2. Схема изображающего дифракционного спектрографа на область $\lambda > 125$ Å.

газообразного Ne, при взаимодействии с которой происходила перезарядка (рис.1).

На рис.2 представлена оптическая схема изображающего (стигматического) дифракционного МР спектрографа [11] с пространственным разрешением по одной из осей. Спектрограф собран на оптическом столе 0.6×3.6 м в вакуумной камере ИКАР и включает в себя входную щель, вогнутое широкополосное многослойное зеркало (МЗ) нормального падения ($R = 1$ м), широкоапертурную свободновисящую пропускающую дифракционную решетку (ДР) (1000 лин./мм, площадь 5 см²) и установленную на расстоянии $d = 500$ мм от нее кассету радиусом 167 мм с рентгеновской фотоупленкой УФ-4. (При малых углах дифракции спектральная фокальная кривая аппроксимируется окружностью радиусом $d/3$.)

Фокусирующим элементом в спектрографе является вогнутое широкополосное сферическое МЗ. Это выполненная на основе пары Mo/Si аперриодическая структура, оптимизированная на максимальное равномерное отражение в интервале длин волн 125–250 Å [9, 11–13]; L-край поглощения Si ($\lambda = 125$ Å) определяет резкое падение коэффициента отражения зеркала в области $\lambda < 125$ Å и коротковолновую границу рабочего диапазона спектрографа. Однако на длинах волн свыше 250 Å предпосылки для резкого падения коэффициента отражения отсутствуют, что позволяет использовать данный спектрометр для работы и при больших длинах волн. Так, при облучении магниевой мишени в ионе Mg X наблюдался дублет $1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s^2 2p^2 P_{3/2, 1/2}$ с длинами волн 609.89 и 624.95 Å.

Входная щель и центр кассеты расположены на круге Роуланда, связанном с вогнутым МЗ. Расстояние между серединой детектора и отверстием входной щели составляет 210 мм, тогда как радиус кривизны фокусирующего МЗ равен 1 м. Таким образом, отражение излучения от МЗ происходит при небольших углах падения (~ 0.1 рад). В результате aberrации схемы чрезвычайно малы, и спектральные изображения входной щели на чувствительной поверхности детектора обладают высокой стигматичностью.

Поле зрения спектрографа (20 мм по вертикали) охватывает как область свечения лазерной плазмы вблизи твердотельной мишени, так и область перезарядки, что позволяет регистрировать пространственную картину взаимодействия «плазма – газ» (рис.1). Расстояние между осью плазменного конуса и входной щелью составляет 15 мм, что с учетом приемного угла спектрографа дает ширину регистрируемой зоны 0.75 мм. Одновременная регистрация большого количества спектральных линий в области перезарядки обеспечивает информацию о распределении продуктов перезарядки по кратностям ионизации и уровням энергии с различными n и l .

Спектры регистрируются на рентгеновскую фотопленку УФ-4 посредством экспонирования нескольких сотен вспышек. Линейная дисперсия на зарегистрированных спектрах составляет $20 \text{ \AA}/\text{мм}$, спектральная ширина щели – 0.6 \AA .

Общая интенсивность линейчатого излучения из области перезарядки примерно на порядок ниже, чем из области свечения горячей плазмы у поверхности мишени. Между тем удобно иметь сопоставимые уровни экспозиции на различных участках рентгеновской фотопленки, динамический диапазон которой относительно невелик. С этой целью в ходе экспериментов после экспонирования десятка вспышек область поля зрения на расстоянии $\sim 3 \text{ мм}$ от поверхности мишени перекрывается электромагнитным прерывателем (ЭМП), размещенным возле входной щели спектрографа (рис.2).

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

3.1. Пространственный ход интенсивности линий

Из рис.1 видно, что поле зрения спектрографа охватывает как поверхность мишени из LiF, так и область перезарядки многозарядных ионов лития и фтора в газовой струе. Спектр свечения плазмы вблизи мишени содержит спектральные линии ионов F III–F VIII и Li II–Li III (рис.3). Интенсивности спектральных линий при удалении от мишени быстро убывают. Однако в области взаимодействия плазма–газ интенсивности некоторых линий вновь начинают нарастать, что свидетельствует об активном заселении возбужденных состояний ионов плазмы в процессе перезарядки. Такой характер поведения интенсивности линий будем называть «перезарядочным». При этом перезарядочный характер, например, для линий иона F III может соответствовать перезарядке ионов F IV–F VII

(в зависимости от кратности перезарядки, $k = 1-4$), приводящей к заселению уровней иона F III.

На первом этапе исследования была проведена серия «пристрелочных» экспериментов при неострой фокусировке лазерного пучка. Зарегистрированные в них спектры (рис.3,а) содержат перезарядочные линии Li II, Li III и группы ионов F III–F VI, что указывает на перезарядку ионов Li III, Li IV и F IV–F VII на атомах Ne. Особенностью таких спектров является наличие достаточно интенсивных перезарядочных линий ионов F III и F IV, которые существенно ослабевают с повышением остроты фокусировки лазерного импульса на мишень. Наиболее ярким примером здесь служит переход $2s^2 2p^3 - 2s^2 2p^2(^3P)3s$ (315.5 \AA) в ионе F III (линия С на рис.3,а).

В спектрах, получаемых при острой фокусировке лазерного излучения, интенсивности линий ионов F III и F IV значительно ослабевают и появляются сильные перезарядочные линии ионов F V–F VIII. На рис.3,б наиболее яркой перезарядочной линией является переход $1s^2 2p - 1s^2 3d$ (127.7 \AA) в ионе F VII (в области возле мишени его интенсивность даже больше, чем у линии 135.0 \AA иона Li III).

По соотношению интенсивностей линий для ионов с различной кратностью ионизации вблизи мишени принято судить об остроте фокусировки лазерного излучения на мишень. Косвенно о ней можно также судить по соотношению интенсивностей линий 135.0 \AA (Li III, $1s-2p$) и 199.28 \AA (Li II, $1s^2-1s2p$) в области перезарядки. Так, существенное усиление перезарядочной линии Li III и, наоборот, ослабление линии Li II наблюдается при переходе от спектра на рис.3,а к спектру на рис.3,б, т.е. при повышении остроты фокусировки. Соотношение интенсивностей линий 127.7 \AA (F VII) и 315.5 \AA (F III) в области взаимодействия с Ne также является хорошим индикатором остроты фокусировки лазерного излучения на мишень.

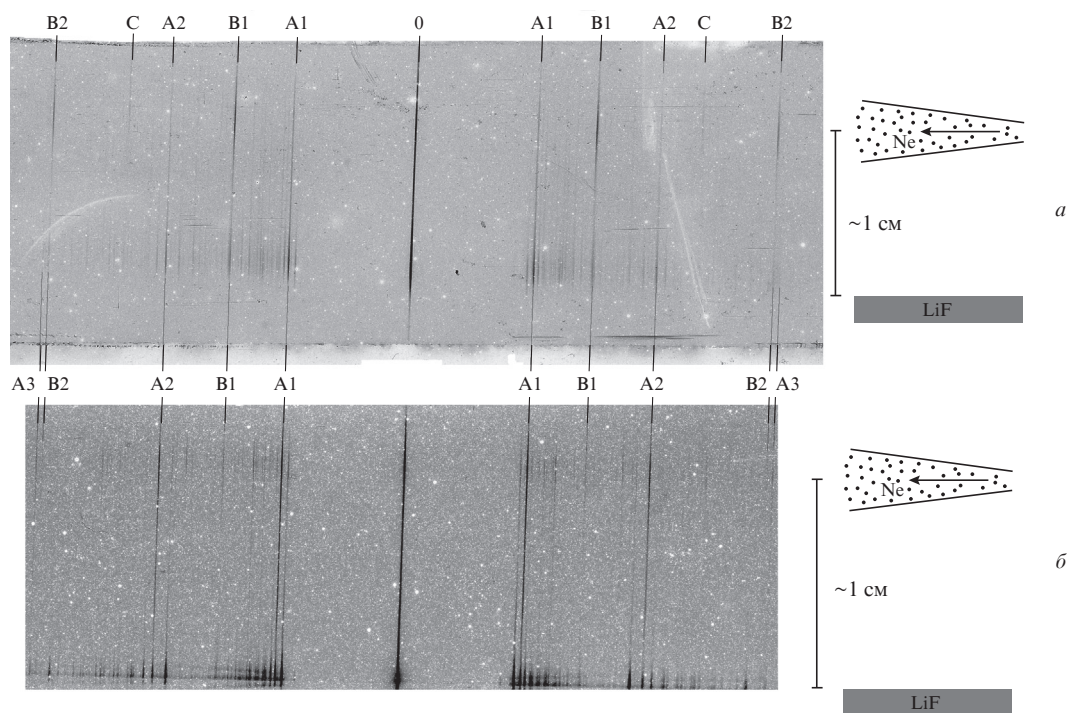


Рис.3. Перезарядочные спектры при неострой (а) и острой (б) фокусировках излучения на мишень. Линии А1–3 соответствуют линии 135.0 \AA (Li III) в различных порядках дифракции, В1,2 – линии 199.28 \AA (Li II), С – линии 315.5 \AA (F III).

3.2. Особенности одно-, двух- и многоэлектронной перезарядки

Всего в области взаимодействия зарегистрировано по три перезарядочных линии ионов F VIII и F VII, 19 линий F VI, 43 линии F V, 54 линии F IV и 40 линий F III. В табл.1 представлены наиболее интенсивные линии, наблюдаемые в области взаимодействия плазма–газ при острой фокусировке лазерного излучения на мишень. Набор спектральных линий, возбуждаемых в области взаимодействия плазма–газ, не совпадает с набором линий, излучаемых в области горячей плазмы у мишени; различно также и соотношение их интенсивностей. Это относится к соотношению интенсивностей линий как в одном ионе, так и в ионах различной кратности.

Особое внимание на себя обращает тот факт, что в области перезарядки наблюдается полтора десятка линий в ионах F IV – F VI, обусловленных переходами с уровней с незаполненной (частично или полностью) 2s-оболочкой. Это переходы 2p²–2p4s (F VI, λ = 129.5 Å), 2s2p²–2p²3p (F V, 136.9 Å), 2s2p²–2s2p4s (F V, 138.2 Å), 2s2p³–2s2p²3d (F IV, 208.5 Å). Такие состояния не заселяются при столкновениях с электронами в холодной разреженной плазме. В области взаимодействия плазма–газ заселение этих уровней может происходить двумя способами. Во-первых, при последовательной одноэлектронной перезарядке, если частота актов одноэлектронной перезарядки N_{Ne}σ_{CE}v превышает характерную вероятность радиационного перехода A(2p → 2s). Здесь N_{Ne} – концентрация атомов неона; σ_{CE} – сечение перезарядки; v – скорость ионов. Во-вторых,

Табл.1. Наиболее интенсивные линии в перезарядочной области спектра.

λ (Å)	Ион X ^{*(q-k)+}	Регистрируемый радиационный переход	Кратность перезарядки	Вероятный акцептор
127.7–127.8	F VII	1s ² 2p(2P ⁰)–1s ² 3d(2D)	1	F VIII
129.5	F VI	2p ² –2p4s	2	F VIII
132.5	F V	2s2p ² (4P)–2s2p(3P ⁰)4d(4D ⁰)	2	F VII
135.0	Li III	1s–2p	1	Li IV
136.9	F V	2s2p ² (4P)–2p ² (3P)3p(4D ⁰)	3	F VIII
138.2	F V	2s2p ² –2s2p(3P ⁰)4s	2	F VII
139.8–139.9	F VI	2s2p(3P ⁰)–2s3d(3D)	1	F VII
145.2	F V	2s2p ² (2D)–2s2p(3P ⁰)4d(2D ⁰)	2	F VII
147.9–148.1	F V	2s2p ² (g ² P ⁰)–2s2p(3P ⁰)3p(2D)	2	F VII
153.7–153.9	F VI	2s2p(3P ⁰)–2s3s(3S)	1	F VII
156.2	F VI	2s2p(1P ⁰)–2s3d(1D)	1	F VII
158.5	F V	2s2p ² (2D)–2s2p(1P ⁰)3d(2F ⁰)	2	F VII
161.2–161.5	F VI	2p ² (3P)–2p(2P ⁰)3s(3P ⁰)	2	F VIII
163.5–163.6	F V	2s2p ² (4P)–2s2p(3P ⁰)3d(4D ⁰)	2	F VII
166.0–166.2	F V	2s ² 2p–2s ² 3d	1	F VI
178.4–178.6	F V	2s2p ² (2D)–2s2p(3P ⁰)3d(2F ⁰)	2	F VII
183.0	F V	2s2p ² (2D)–2s2p(3P ⁰)3d(2D ⁰)	2	F VII
186.7–187.0	F V	2s2p ² (4P)–2s2p(3P ⁰)3s(4P ⁰)	2	F VII
190.6–190.8	F V	2s ² 2p–2s ² 3s	1	F VI
191.9–192.0	F V	2s2p ² (2S)–2s2p(3P ⁰)3d(2P ⁰)	2	F VII
199.28	Li II	1s ² –1s2p	1	Li III
208.3	F IV	2s ² 2p ² (1D)–2s ² 2p(2P ⁰)3d(1F ⁰)	1	F V
208.5	F IV	2s2p ² (3P ⁰)–2s2p(2D)3d(3S)	3	F VII
240.1	F IV	2s ² 2p ² (g ³ P)–2s ² 2p(2P ⁰)3s(3P ⁰)	1	F V
251.0	F IV	2s ² 2p ² (1D)–2s ² 2p(2P ⁰)3s(1P ⁰)	1	F V

при двух-, трех- и многоэлектронной перезарядке (k = 2, 3, ...) в состоянии с k возбужденными электронами. По количеству электронов в возбужденных состояниях в образованных многозарядных ионах X^{*(q-k)+} в области перезарядки можно судить о кратности перезарядки k (строго говоря, она может быть и больше числа возбужденных электронов на начальном уровне перехода, если часть электронов успела отрелаксировать или уйти в непрерывный спектр в результате оже-перехода).

Последовательная одноэлектронная перезарядка. В нашем эксперименте длина пробега ионов фтора относительно одноэлектронной перезарядки в случае пролета иона через приосевую область струи газа была существенно меньше диаметра струи, а частота актов одноэлектронной перезарядки в этой области составляла ~ 10¹⁰ с⁻¹, что значительно превышает характерную вероятность разрешенных радиационных переходов A(2p → 2s) ~ 10⁸–10⁹ с⁻¹. Это дает возможность заселения уровней с незаполненной 2s-оболочкой при последовательной перезарядке ионов фтора в столкновениях с различными атомами-донорами.

В плазме, генерируемой в центральной части фокального пятна, преобладают He-подобные ионы F VIII. Расчеты парциальных сечений перезарядки показали, что полное сечение одноэлектронной перезарядки ионов F VIII на атомах Ne почти полностью обусловлено р-электронами Ne, и в интересующем нас диапазоне энергий столкновений 0.05–0.8 кэВ/нуклон (что соответствует характерным скоростям ионов (1–4) × 10⁷ см/с) оно составляет ~ 10⁻¹⁵ см² (рис.4). При этом основной вклад в полное сечение дают парциальные сечения перезарядки на уровнях с n = 5 и 6 с энергиями, ближайшими к энергии иониза-

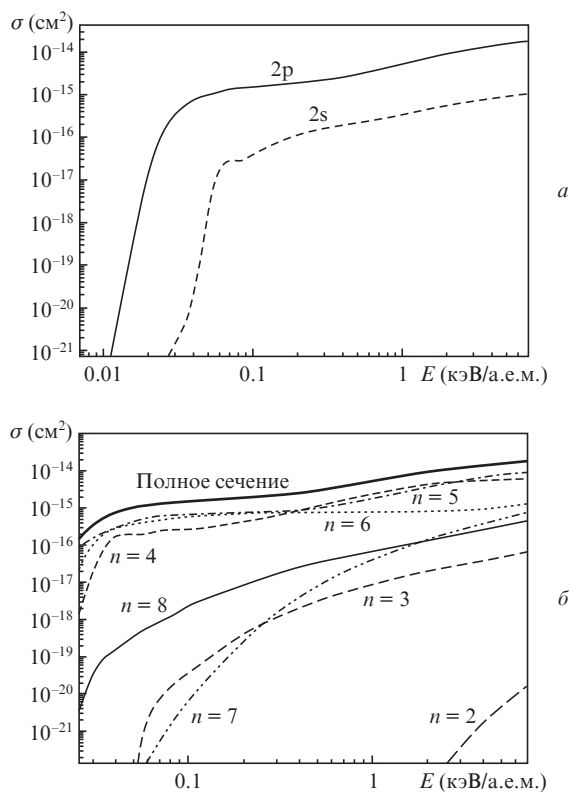


Рис.4. Сечение одноэлектронной перезарядки иона F VIII на атомах неона в зависимости от энергии столкновения: вклад s- и р-электронов Ne (а), а также парциальные сечения перезарядки на уровнях с n = 2–8 иона F VII и полное сечение перезарядки (б).

ции атома Ne, а также на уровень с $n = 4$ (при энергии столкновений ~ 0.3 кэВ/нуклон и выше). Парциальные сечения перезарядки рассчитывались по программе ARSENY [14], разработанной Е.А.Соловьевым на основе эффекта скрытых пересечений (hidden crossing) уровней квазимолекулы. * Этот эффект впервые был обнаружен в работе [15].

Многоэлектронная перезарядка. Качественные соображения и аналогия с одноэлектронной перезарядкой подсказывают, что вероятность двух- и многоэлектронной перезарядки может быть значительной при наличии резонансов. Речь идет о совпадении энергии захвата k электронов в возбужденное состояние $X^{*(q-k)+}$ и энергии отрыва k электронов от нейтрального атома (энергии k -кратной ионизации). Расчеты уровней энергии ионов фтора методом Хартри–Фока показали наличие резонансов между некоторыми термами основной электронной конфигурации k -кратно ионизованного атома-донора и k -кратно возбужденного многозарядного иона, получающегося в результате перезарядки. Под основной электронной конфигурацией образованного иона Ne в большинстве случаев следует понимать конфигурацию $2s^2 2p^{6-k}$. Также стоит упомянуть конфигурации $2s 2p^{6-(k-1)}$ и $2p^{6-(k-2)}$, однако аналогия с одноэлектронной перезарядкой подсказывает, что вклад s -электронов в сечение может оказаться заметно меньше, чем p -электронов (рис.4,а).

Потенциалы k -кратной ионизации Ne (пока речь идет о наименьшем терме основной электронной конфигурации) равны 21.6, 62.5, 126.0 и 223 эВ для $k = 1-4$ соответственно. Если ион $X^{*(q-k)+}$ имеет возбужденное состояние, энергия связи k электронов в котором отличается от соответствующего потенциала ионизации Ne незначительно (в пределах 1–2 эВ), то k -кратная перезарядка иона X^{q+} может произойти резонансным образом. При этом незначительный дефект энергии связи компенсируется соответствующим изменением кинетической энергии взаимодействующих частиц. Расчеты методом Хартри–Фока показывают, что для $k = 2$ и 3 у ионов $X^{*(q-k)+}$ есть целые группы состояний (различающиеся значениями орбитальных квантовых чисел), которые находятся в резонансе с термами основного состояния k -кратно ионизованного Ne с точностью ± 2 эВ. На рис.5 в качестве примера показаны резонансы с наименьшими термами основной электронной конфигурации ионов неона, образующихся при взаимодействии F VIII ($1s^2$) + Ne. Так, терм 3P двукратно ионизованного иона неона Ne III (62.5 эВ) находится в резонансе с состояниями $1s^2 4l' 5l''$ иона F VI, а терм 4S трехкратно ионизованного иона неона Ne IV (126.0 эВ) – с состояниями $1s^2 3l' 4l'' 5l'''$ иона F V. Состояния (k -кратно возбужденные) $X^{*(q-k)+}$ могут затем в результате радиационного (каскадного) распада заселять состояния, переходы с которых мы регистрируем в МР диапазоне.

Выше шла речь лишь о резонансах, которые имеют место при перезарядке с образованием ионов Ne с наименьшим термом основной электронной конфигурации. Однако при поиске резонансов следует принимать во

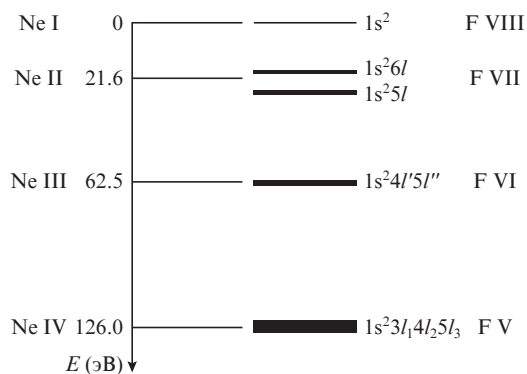


Рис.5. Энергетическая схема одно-, двух- и трехэлектронной перезарядки F VIII ($1s^2$) + Ne. Показаны резонансы лишь с наименьшими термами основной электронной конфигурации ионов Ne III и Ne IV.

внимание все термы. Электронная конфигурация $2s^2 2p^5$ иона Ne II представлена термом $^2P_{3/2, 1/2}$ с расстоянием между компонентами всего 0.097 эВ. Между тем основная электронная конфигурация $2s^2 2p^4$ иона Ne III представлена тремя термами: $^3P_{2, 1, 0}$, 1D_2 и 1S_0 . Если энергию уровня 3P_2 принять равной нулю, то энергии термов 1D_2 и 1S_0 составят 3.2 и 6.9 эВ (расстояние между компонентами мультиплета малы (~ 0.1 эВ)). Основная электронная конфигурация $2s^2 2p^3$ иона Ne IV представлена термами $^4S_{3/2}$, $^2D_{5/2, 3/2}$ и $^2P_{1/2, 3/2}$, причем последние два терма лежат выше терма $^3S_{3/2}$ на 5.1 и 7.7 эВ. Основная электронная конфигурация $2s^2 2p^2$ иона Ne V представлена термами $^3P_{0, 1, 2}$, 1D_2 и 1S_0 . Если энергию уровня 3P_0 считать нулевой, то энергии термов 1D_2 и 1S_0 составят 3.8 и 7.9 эВ.

Таким образом, учет всех термов основной электронной конфигурации приведет к появлению дополнительных линий со стороны Ne на рис.5, но качественно картину не изменит, т.к. их энергии отличаются от энергий уже показанных линий не более чем на 8 эВ. Если теперь принять во внимание термы конфигураций $2s 2p^{6-(k-1)}$ и $2p^{6-(k-2)}$, лежащие выше термов конфигураций $2s 2p^{6-k}$, то на энергетической диаграмме могут появиться дополнительные резонансные перекрытия. С учетом ширины резонанса ~ 2 эВ термы данных конфигураций образуют между обозначенными на рис.5 уровнями энергетические полосы. Так, для иона Ne III термы конфигурации $2s 2p^5$ располагаются в полосе энергий 25–36 эВ, а терм 1S конфигурации $2p^6$ имеет энергию 59.4 эВ (при потенциале ионизации 63.4 эВ). В ионе Ne IV термы конфигурации $2s 2p^4$ лежат в полосе 31.5–39.8 эВ, а термы конфигурации $2p^5$ – около 60 эВ (при потенциале ионизации 97.1 эВ). Это означает, что на рис.5 в области возможных резонансов появятся дополнительные полосы в диапазоне 60–195 эВ, дающие при этом, вероятно, меньший вклад в сечение перезарядки, чем термы конфигурации $2s^2 2p^{6-k}$.

Мы считаем, что в той или иной степени могут иметь место оба механизма (последовательная одноэлектронная и многоэлектронная перезарядка) заселения уровней ионов $X^{*(q-k)+}$, в том числе уровней с незаполненной $2s$ -оболочкой. Предполагается, что в экспериментах при более низкой плотности газовой струи возможно разделение их относительных вкладов. После уменьшения плотности примерно на два порядка длина пробега ионов фтора относительно перезарядки превысит характерный диаметр струи (1 мм), делая последовательную одноэлектронную перезарядку маловероятной.

* Имеющиеся в литературе экспериментальные данные по сечениям перезарядки получены в пучковых экспериментах и относятся к полным сечениям перезарядки. В работе [6] приводятся сечения перезарядки ядер углерода на Ne при энергии столкновения 3.23 кэВ/нуклон: $\sigma(C^{6+} + Ne) = (1.5 \pm 0.2) \times 10^{-15} \text{ см}^2$. В более ранней работе [16] это же сечение, измеренное при энергии 2 кэВ/нуклон, составило $(0.9 \pm 0.4) \times 10^{-15} \text{ см}^2$. Наши расчеты при этих энергиях дают значение $1.1 \times 10^{-15} \text{ см}^2$. Сравнение этих данных позволяет говорить о согласии расчета и эксперимента.

4. Заключение

В работе исследовано взаимодействие многозарядных ионов F и Li с атомами Ne в импульсной струе газа. Рассчитаны парциальные сечения одноэлектронной перезарядки иона F VIII на атомах Ne. Перезарядка многозарядных ионов фтора и лития зарегистрирована по линейчатому спектру в области 125–350 Å, которые возникают при радиационном распаде возбужденных состояний ионов Li II–III и F III–VIII, заселяемых при перезарядке. Регистрация спектров проводилась при помощи дифракционного МР спектрографа с пространственным разрешением. В ионах F III–F VI зарегистрированы переходы из состояний с незаполненной (частично или полностью) 2s-оболочкой. В качестве возможных механизмов их заселения предложены:

- последовательная одноэлектронная перезарядка на различных атомах неона;
- двух- и многоэлектронная перезарядка ионов F на атомах Ne.

Методом Хартри–Фока рассчитаны уровни энергии k -кратно ($k = 1–4$) возбужденных многозарядных ионов. Обнаружено наличие резонансов между потенциалами k -кратной ионизации атома Ne и энергиями захвата k электронов в возбужденные состояния некоторыми ионами фтора. Это может качественно объяснить относительно большие сечения многоэлектронной перезарядки. При переходе к взаимодействию «сложных» многозарядных ионов с многоэлектронными атомами существенную роль при заселении возбужденных состояний и формировании спектров ионов начинает играть двух- и многоэлектронная перезарядка.

Авторы признательны Е.А.Соловьеву за предоставленную программу ARSENY. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 07-02-00316).

1. Пресняков Л.П., Шевелько В.П. *Письма в ЖЭТФ*, **13**, 286 (1971).
2. Виноградов А.В., Собыльман И.И. *ЖЭТФ*, **63**, 2113 (1972).
3. Пресняков Л.П., Уланцев А.Д. *Квантовая электроника*, **1**, 2377 (1974).
4. Dixon R.H., Seely J.F., Elton R.C. *Phys. Rev. Lett.*, **40** (2), 122 (1977).
5. Kawachi T., Kado M., Tanaka M., Hasegawa N., Nagashima A., Kato Y. *J. Phys. IV*, **11**, Pr.2–255 (2001).
6. Greenwood J.B., Williams I.D., Smith S.J., Chutjian A. *Astrophys. J.*, **533**, L175 (2000); *Phys. Rev. A*, **63**, 062707 (2001).
7. Kelly R.L. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **16**, Suppl. 1 (1987); http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/levels_form.html.
8. Бейгман И.Л., Левашов В.Е., Медников К.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н., Толстихина И.Ю. *Квантовая электроника*, **37** (11), 1060 (2007).
9. 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.*, **7360**, 73600N (2009).
10. Болдарев А.С., Гасилов В.А., Левашов В.Е., Медников К.Н., Пирожков А.С., Пирожкова М.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **34** (7), 679 (2004).
11. Кондратенко В.В., Левашов В.Е., Першин Ю.П., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, **7**, 32 (2001).
12. Ragozin E.N., Kondratenko V.V., Levashov V.E., Pershin Yu.P., Pirozhkov A.S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4782**, 176 (2002).
13. Вишняков Е.А., Медников К.Н., Перцов А.А., Рагозин Е.Н., Рева А.А., Ульянов А.С., Шестов С.В. *Квантовая электроника*, **39** (5), 474 (2009).
14. Solov'ev E.A. *Proc. XIX ICPEAC*. Ed. by Dube L.J. et al. (New York: AIP Press, 1995, p. 471).
15. Соловьев Е.А. *УФН*, **157** (3), 437 (1989).
16. Janev R.K., Phaneuf R.A., Hunter H.T. *At. Data Nucl. Data Tables*, **40**, 249 (1988).