

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С 345 И
Д-672

24/II-75
P7 - 8310

696/2-75

Е.Д.Донец, В.И.Илющенко

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНАЯ ИОНИЗАЦИЯ
ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ УГЛЕРОДА И АЗОТА
ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ ($C^{2+} \rightarrow C^{3+} \rightarrow C^{4+} \rightarrow C^{5+} \rightarrow C^{6+}$
И $N^{3+} \rightarrow N^{4+} \rightarrow N^{5+} \rightarrow N^{6+} \rightarrow N^{7+}$)

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Е.Д.Донец, В.И.Илющенко

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНАЯ ИОНИЗАЦИЯ
ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ УГЛЕРОДА И АЗОТА
ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ ($C^{2+} \rightarrow C^{3+} \rightarrow C^{4+} \rightarrow C^{5+} \rightarrow C^{6+}$
И $N^{3+} \rightarrow N^{4+} \rightarrow N^{5+} \rightarrow N^{6+} \rightarrow N^{7+}$)

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное изучение процесса глубокой ионизации используется для проверки теоретических моделей неупругих соударений заряженных частиц и получения ценной информации по структуре и квантовым характеристикам атомных уровней.

Глубокая ионизация атомов и ионов (A^{m+}) электронным ударом $A^{m+} + k e \rightarrow A^{n+} + (n-m+k) e$ является одним из основных физических процессов, результаты которого учитываются при конструировании ионных источников, ускорителей тяжелых ионов, электронных пушек и т.п. приборов.

Особенно следует отметить постоянно растущую потребность в надежных экспериментальных значениях сечений ионизации σ_i в области атомной физики, физики плазмы и астрофизики. В большинстве указанных случаев требуются абсолютные значения σ_i в широком диапазоне энергий бомбардирующих электронов E_e .

Однако отсутствие эффективных экспериментальных методов привело к тому, что в настоящее время такие фундаментальные характеристики процесса, как сечения σ_i и ионизационные потенциалы I_i , известны далеко не для всех ионов элементов периодической системы.

В частности, полный набор I_i измерен только для элементов с $Z = 1-20$.

Для элементов с $Z = 21-39$ известны первые 4 - 20 ионизационных потенциалов, для элементов $Z = 40-95$ - только первые 1-7 потенциалов.

Сечения ионизации σ_i измерены только для первых двух-трех ступеней процесса последовательной ионизации /каждая ступень соответствует отрыву одного электрона в одном соударении, т.е. $n-m=k=1$ / в одной ступени процесса многократной ионизации в одном соударении, причем в относительно узком диапазоне энергий E_e /2/.

2. ВЕРОЯТНОСТЬ ИОНИЗАЦИИ

Вероятность ионизации определяется произведением $P_i = \sigma_i \cdot j_e \cdot \tau_i$, где j_e - плотность потока первичных ионизирующих электронов и τ_i - время ионизации. Известно, что $\sigma_i \sim (E_e \cdot I_i)^{-1} \ln E_e A_i$, где E_e - энергия ионизирующих электронов.

В диапазоне $E_e = (0,1-10)$ кэВ, например, сечение σ ($\text{He}^0 \rightarrow \text{He}^+$) изменяется от $3500 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ до $175 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$, т.е. уменьшается в 20 раз. Величина $(j_e)_{\text{max}} = 100 \text{ А/см}^2 = 6 \cdot 10^{20} \text{ эл./см}^2 \text{ сек}$. Значение τ_i определяется временем взаимодействия ионов, которые испытывают соударения с электронами, и ограничивается в конкретных методах ионизации различными техническими параметрами на уровне ≤ 1 сек.

3. АТОМНАЯ ФИЗИКА

Атомная физика является наиболее интересной областью применения эффективных методов глубокой ионизации. В настоящее время слабо изучены процессы последовательной ионизации, Оже-эффект на внутренних электронных оболочках, стряхивание внешних электронов в результате резкого изменения эффективного ядерного заряда, свойства метастабильных и автоионизационных состояний, процессы рекомбинации, перезарядки, обдирки и ряд других прямых и обратных процессов с участием многозарядных ионов /МЗИ/.

Известно, что т.н. поверхность Бете отображает всю информацию по неупругому рассеянию заряженных

частиц в пределах первого борновского приближения. Структура этой поверхности определяется соотношением

$$\frac{df(K, E_e)}{dE_e} = F(E_e, \ln K^2),$$

где $f(K, E_e)$ - обобщенная сила осциллятора и K - передаваемый импульс. Поверхность Бете исследована экспериментально только для атомов Н и He /3/.

Большой интерес с точки зрения фундаментальных исследований в области квантовой электродинамики представляет измерение зависимости лэмбовского сдвига в МЗИ от атомного номера элемента Z . Такие измерения выполнены в настоящее время только до неона включительно по методу оптической спектроскопии после обдирки на фольге (beam-foil-spectroscopy) /4/.

При использовании этого метода ускоренный до энергии 0,5-2,0 МэВ/нуклон пучок МЗИ подвергается обдирке на тонкой фольге из углерода или алюминия. Однако даже при энергии 10 МэВ/нуклон не удается удалить электроны из К-оболочки кальция / $I_{20} = 5,5$ кэВ/.

3.1. Методы исследования процесса последовательной ионизации положительных ионов электронным ударом

Процесс последовательной ионизации электронным ударом является основным при получении МЗИ. Для его исследования применяются, в основном, три метода: метод пересекающихся пучков, метод совмещенных пучков и метод ионной ловушки.

3.1.1. Метод пересекающихся пучков

Установка для измерения ионизационных кривых по методу пересекающихся пучков состоит из плазменного источника МЗИ с первым магнитным селектором-монокроматором, электронной пушки, второго магнитного селектора-монокроматора и детекторов для регистрации

электронов и МЗИ^{5/}. Ионный и электронный пучки пересекаются под углом 90°. Давление в области пересечения пучков равно 10⁻⁸ - 10⁻⁹ Тор.

Для ионизационных переходов типа $O^+ + e \rightarrow O^{2+} + 2e$ ток первичных ионов O^+ в области взаимодействия равен 10⁻⁸ А, электронный ток равен 10⁻³ А и ток вторичных ионов O^{2+} - около 1000 ион/сек^{6/}. Максимальная энергия электронов составляет $E_e = 1000 \pm 1,5$ эВ. В случае переходов типа $O^{2+} + e \rightarrow O^{3+} + 2e$ ток ионов O^{2+} равен 10⁻⁹ А и ток ионов O^{3+} - около 70 ион/сек.

По методу пересекающихся пучков исследованы, в частности, ионизационные цепочки $O^+ \rightarrow O^{2+} \rightarrow O^{3+}$ ^{6/}, а также $C^+ \rightarrow C^{2+}$ и $N^+ \rightarrow N^{2+} \rightarrow N^{3+}$ ^{7/} вплоть до $E_e = 900$ эВ.

Этот метод имеет ряд достоинств при измерении ионизационных кривых - монохроматичность пучка первичных электронов, отсутствие в первичном и вторичном ионных пучках метастабильных и молекулярных ионов. С другой стороны, используемый в этих исследованиях плазменный источник Пеннинга обеспечивает первичные ионы с зарядностью не выше 2⁺. Из-за небольшого коэффициента перекрытия электронного и ионного пучков по площади существенно уменьшается ток вторичных ионов.

3.1.2. Метод совмещенных пучков

В 1969 году П.Махадеван предложил метод, в соответствии с которым первичный ионный пучок и пучок ионизирующих электронов совмещаются на оси длинного соленоида. В результате значительного увеличения коэффициента перекрытия по площади и времени взаимодействия существенно возрастает ток вторичных ионов-продуктов.

Были исследованы ионизационные кривые для реакций $N^+ + e$, $N_2^+ + e$ и $He^+ + e$ в диапазоне $E_e \leq 300$ эВ^{8/}. Электронная пушка состояла из двух катодов косвенного подогрева диаметром 3 мм, расположенных у входа в соленоид под углом 20°. При энергии электронов 100 эВ

ток пучка равен 5.10⁻⁵ А. Продукты реакции после магнитного анализа регистрировались ВЭУ.

Метод совмещенных пучков вплоть до настоящего времени не получил такого широкого распространения, как метод пересекающихся пучков.

3.2. Экспериментальные и теоретические данные по ионизации ионов углерода и азота

3.2.1. Ионизация углерода

В обзоре Киффера и Данна^{2а/} результаты по сечениям ионизации $\sigma(C^0 \rightarrow C^+) = \sigma_0 \rightarrow 1$ отсутствуют. Основным препятствием при измерении этого сечения является трудность в получении потока нейтральных атомов углерода C^0 . Результаты расчета в борновском приближении приведены на рис. 1^{16/}. Следует отметить

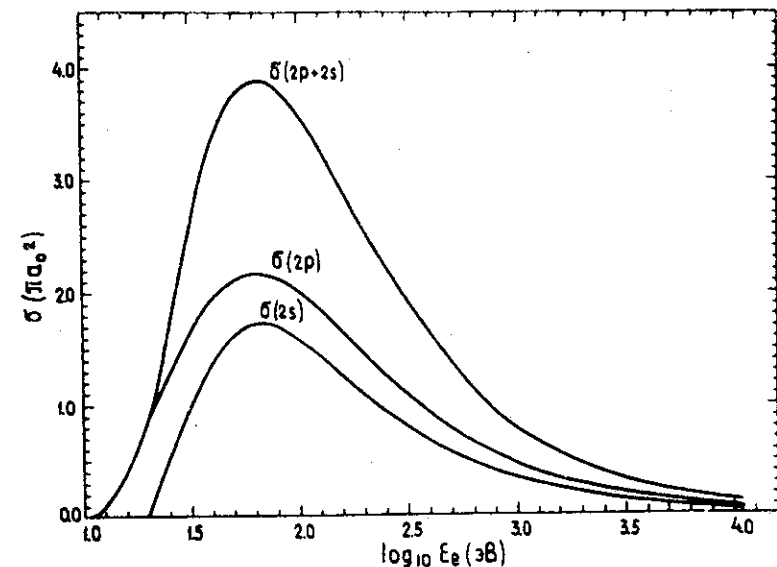


Рис. 1. Ионизационная кривая для перехода $C^0 \rightarrow C^+$ ^{16/}

тот факт, что $\sigma(2s) \approx \sigma(2p)$ во всем диапазоне энергий от максимума до 10 кэВ. При $E_e = 2500$ эВ сечение $\sigma_{0 \rightarrow 1} = 0,2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Остальные данные см. в табл. 1. Приведенные нами экспериментальные результаты получены по методу пересекающихся пучков.

Экспериментальная ионизационная кривая для перехода $C^+ \rightarrow C^{2+}$ измерена в работе [7] и приведена на рис. 2. Используя приведенную авторами полуэмпири-

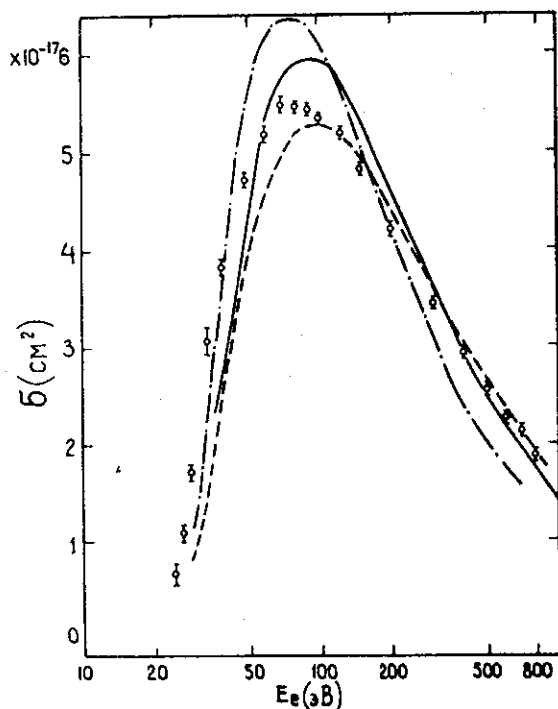


Рис. 2. Ионизационная кривая для перехода $C^+ \rightarrow C^{2+}$ [7].

ческую формулу, получаем для $E_e = 2500$ эВ результаты, указанные в табл. 1.

Экспериментальные и теоретические результаты по сечениям остальных ионизационных переходов вплоть до "голового" ядра C^{6+} в литературе отсутствуют.

Таблица 1

Экспериментальные и теоретические сечения последовательной ионизации атомов и ионов углерода при $E_e = 2500$ эВ

Сечения ($\times 10^{-20} \text{ см}^2$)	Эксперимент	Расчет по формуле ЛОТЦА /41/	Квантовомеханический расчет
$\sigma_0 \rightarrow 1$	-	2500	2200 [16-]
$\sigma_1 \rightarrow 2$	800*) / 7 /	810	700 / 55 /
$\sigma_2 \rightarrow 3$	200±	300	400 / 57 /
$\sigma_3 \rightarrow 4$	57 ± 12	120	140 / 57 /
$\sigma_4 \rightarrow 5$	30 ± 7	20	28 / 57 /
$\sigma_5 \rightarrow 6$	14 ± 2	6	9 / 57 /

Примечание: *) Экстраполированное значение. В графе "Эксперимент" указаны среднеквадратичные ошибки одной серии измерений без учета систематических ошибок и неоднородности в распределении плотности электронного тока j_e . Ошибки не указаны для сечений, измеренных однократно. Приведенные среднеквадратичные ошибки учитывают вклад побочных процессов ионизации - образование метастабильных ионов, автоионизацию, Оже-эффект и т.п., а также методические погрешности - неточность измерения площади под зарядовым пиком на осциллограмме и т.п. Результаты одной серии измерений в диапазоне от $(j_e \cdot \tau_1)_{\min}$ до $(j_e \cdot \tau_1)_{\max}$ представлены на рис. 8.

3.2.2. Ионизация азота

Ионизационная кривая для перехода $N^{\circ} \rightarrow N^{+}$ показана на рис. 3^{/2a/}. Значение сечения при $E_e = 2100$ эВ приведено в табл. 2.

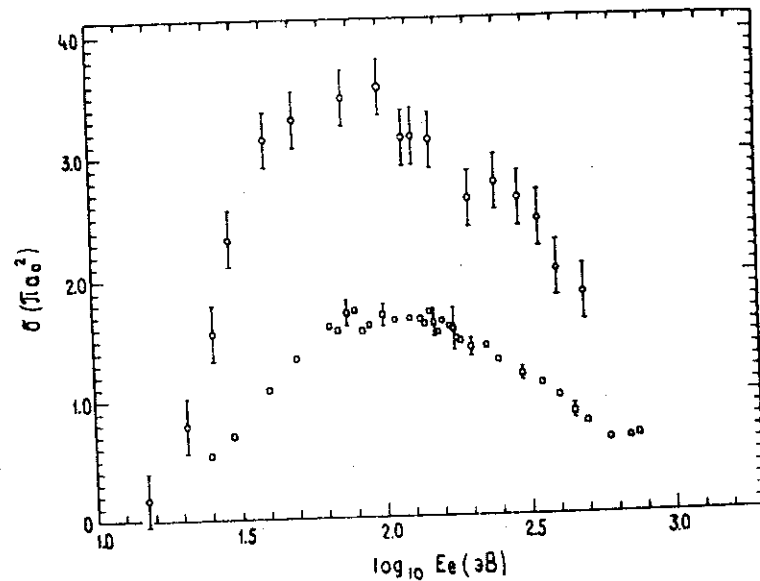


Рис. 3. Ионизационная кривая для перехода $N^{\circ} \rightarrow N^{+}$ /2a/.

Ионизационная кривая для перехода $N^{+} \rightarrow N^{2+}$, измеренная в работе /17/, показана на рис. 4. Значение сечения при $E_e = 2100$ эВ приведено в табл. 2.

Ионизационная кривая для перехода $N^{2+} \rightarrow N^{3+}$ /7/ показана на рис. 5. Остальные результаты см. в табл. 2.

В работе /18/ сделана попытка измерения сечения перехода $N^{4+} \rightarrow N^{5+}$, однако экспериментальные результаты в окончательном виде не приведены.

Экспериментальные и теоретические результаты по сечениям остальных ионизационных переходов вплоть до ядра N^{7+} в литературе отсутствуют.

Таблица 2

Экспериментальные и теоретические сечения последовательной ионизации атомов и ионов азота при $E_e = 2100$ эВ

Сечения ($\times 10^{-20} \text{ см}^2$)	Эксперимент	Расчет по формуле ЛОТЦА /41/	Квантовомеханический расчет
$\sigma_0 \rightarrow 1$	4000* / 56 /	2800	4400* / 16 /
$\sigma_1 \rightarrow 2$	700* / 17 /	960	1100 / 55 /
$\sigma_2 \rightarrow 3$	400 * / 7 /	410	440 / 55 /
$\sigma_3 \rightarrow 4$	125 ± 22	180	250 / 57 /
$\sigma_4 \rightarrow 5$	39 ± 7	74	100 / 57 /
$\sigma_5 \rightarrow 6$	9 ± 2	11	21 / 57 /
$\sigma_6 \rightarrow 7$	$4 \pm$	4	7 / 57 /

* См. примечание к таблице 1. Результаты одной серии измерений представлены на рис. 10.

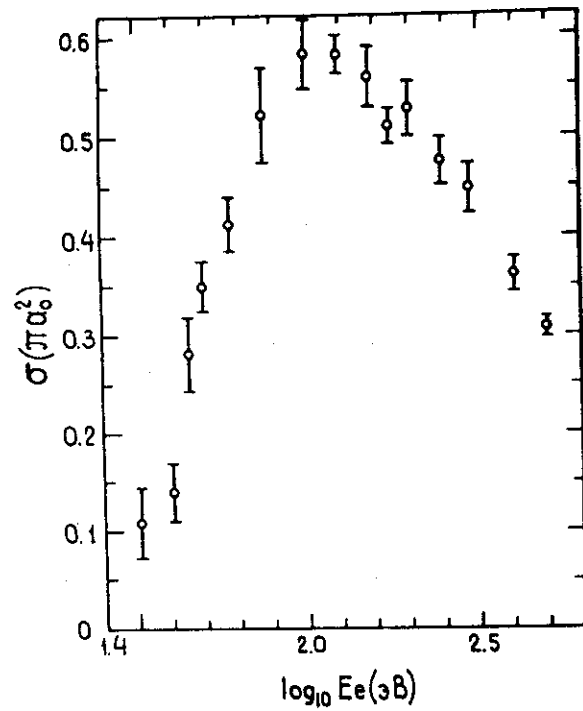


Рис. 4. Ионизационная кривая для перехода $N^+ \rightarrow N^{2+}/17/$

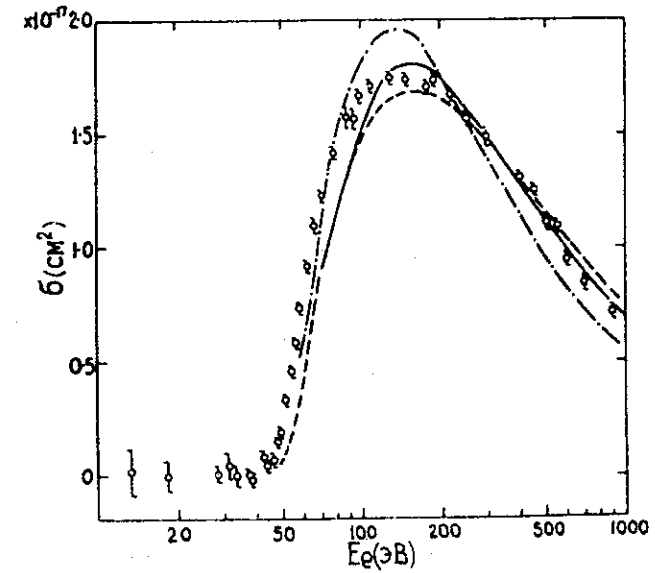


Рис. 5. Ионизационная кривая для перехода $N^{2+} \rightarrow N^{3+}/17/$

3.3. Метод ионной ловушки

3.3.1. Ионный источник Пламли

В 1957 году Р.Пламли предложил использовать явление нейтрализации пространственного заряда электронного пучка для повышения эффективности ионизации в стандартном источнике с ионизацией электронным ударом. За счет захвата и накопления ионов в электронном пучке удалось повысить выход ионов в 10-100 раз по сравнению с обычным режимом однократной ионизации /14/. Плотность электронного тока составляла 7-65 $\text{мА}/\text{см}^2$ для фокусировки использовалось магнитное поле с $H = 225 \text{ Гс}$, диаметр электронного пучка был равен 0,2 см при длине 1,2 см.

В процессе исследований на секторном масс-спектрометре с углом поворота 60° наблюдались пики

МЗИ ртути, интенсивности которых относились как $\text{Hg}^+:\text{Hg}^{2+}:\text{Hg}^{3+}:\text{Hg}^{4+}:\text{Hg}^{5+}=100:62:42:22:1$ при потенциале ионизации Hg^{4+} , равном $I_4 = 60$ эВ и энергии ионизирующих электронов $E_e = 80$ эВ.

3.3.2. Ионный источник Бейкера и Хастеда

В источнике Бейкера и Хастеда^{15/} также осуществлялось удержание ионов в цилиндрическом электронном пучке. Время удержания МЗИ в ионной ловушке достигало 100 мксек, при напряженности магнитного поля $H=1800$ Гс, давлении в камере 10^{-7} Тор, токе электронов 50 мкА и глубине ямы пространственного заряда 0,1 В. Были измерены кривые ионизации Ne^+ , Ar^+ , Kr^+ , Xe^+ , N_2^+ и CO^+ электронами с энергией до $E_e = 80$ эВ.

3.3.3. Ионный источник Редхеда

В 1967 году П.Редхед разработал ионный источник с электростатической ловушкой для масс-спектрометра с углом поворота 180° и радиусом центральной орбиты 2 см^{24-29/}.

Схема источника представлена на рис. 6. Эмитируемый нитью электронный пучок с плотностью 50 mA/cm^2 проходил через проволочную сетку (grid) и ионизационную камеру (ionization box) к аноду (anode). Ионы вытягивались из электронного пучка в радиальном направлении. Сетка и анод были соединены между собой и находились под потенциалом V_{TR} относительно ионизационной камеры. Потенциальный барьер на оконечных участках электронного пучка не позволял ионам уходить в аксиальном направлении.

Источник работал в квазистационарном режиме с нейтрализованным электронным пучком. Фоновое давление составляло 5×10^{-11} Тор, рабочее - 1×10^{-8} Тор.

В источнике этого типа были исследованы начальные участки ионизационных кривых МЗИ вплоть до Ne^{2+} ,

N^{5+} , Ar^{6+} , Kr^{7+} и Xe^{10+} при энергии электронов $E_e \leq 100-200$ эВ.

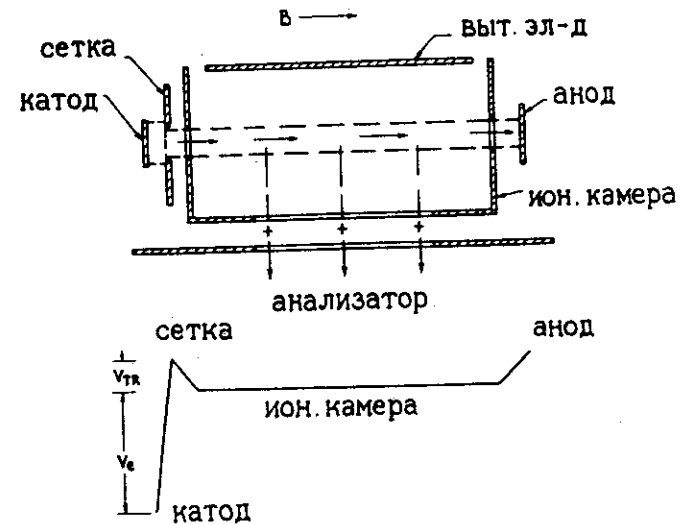


Рис. 6. Схема ионного источника Редхеда^{24/}

4. ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

В физике плазмы большую ценность представляют экспериментальные эффективные сечения ионизации электронным ударом различных атомов и ионов, которые, попадая в виде примесей в нагретую до высокой температуры водородную плазму, охлаждают ее и тем самым существенно ограничивают возможности реализации управляемого термоядерного синтеза. Оценки показывают, что примесь углерода или кислорода в количестве 5% достаточна для того, чтобы отвести излучением всю энергию, выделяющуюся в водородной плазме во время разряда. Излучение примесных многозарядных ионов С, N и O состоит, в основном, из УФ-компонент.

Кроме этого, для определения ионной температуры T_i используются только данные о ширине спектральных линий МЗИ примесей ^{/21/}.

5. АСТРОФИЗИКА

В астрофизике большое значение имеет проблема калибровки оптических спектров излучения Солнца и звезд. Данные, полученные при изучении оптических спектров излучения астрофизических объектов, позволяют оценить химический состав, температуру и ряд других параметров.

При средних температурах $\sim 10^6$ К спектр солнечной короны состоит из линий с длинами волн $\nu = 40-400 \text{ \AA}$. Активные области короны вблизи солнечных пятен дают спектр с $\nu < 20 \text{ \AA}$, что соответствует излучению гелие-подобных ионов. Солнечные вспышки сопровождаются переходными спектрами МЗИ железа ${}_{26}\text{Fe}^{3+} - {}_{26}\text{Fe}^{23+c}$ $\nu < 14 \text{ \AA}$ ^{/22/}. В короне атомы С, N и O ионизируются до водородоподобных и гелиеподобных ионов со спектрами излучения с $\nu = 18-40 \text{ \AA}$ ^{/23/}.

6. ПРОЦЕССЫ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА С УЧАСТИЕМ ЭЛЕКТРОННОЙ ОБОЛОЧКИ АТОМА

Имеется пограничная область исследований, связанная как с ядерной, так и с атомной физикой. В данном случае речь идет о влиянии электронной оболочки на параметры различных мод радиоактивного распада ^{/19/}.

В 1947 году Э.Сегре выдвинул гипотезу о возможности изменения скорости электронного захвата в ядре ${}^7\text{Be}$ посредством изменения типа химической связи атомов бериллия в различных химических соединениях. В последние годы выполнен большой цикл исследований влияния давления, температуры, агрегатного состояния и типа химической связи на скорости α -, β - и γ -распадов. Максимальная величина $\Delta\lambda/\lambda$, наблюдавшаяся

в этих экспериментах, не превышала 5%. На основании полученных результатов был сделан ряд качественных выводов о величине электронной плотности вблизи соответствующих ядер и об изменении этой плотности под влиянием различных факторов.

При наличии метода ионизации МЗИ вплоть до К-оболочки включительно можно будет наблюдать в случае электронного захвата весь диапазон изменения постоянной распада λ вплоть до полного подавления распада, для конвертированных γ -переходов - измерить вероятность радиационного перехода и ряд других величин ^{/20/}.

7. РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ ИОНИЗАЦИИ

Рассмотренные выше задачи получения и исследования свойств МЗИ не могут быть полностью решены при помощи устройств, перечисленных в пп. 3.1-3.3. Из приведенных данных следует, что применявшиеся ранее методы исследования последовательной ионизации характеризуются существенными ограничениями по энергии ионизирующих электронов E_e , плотности пучка электронов j_e , времени взаимодействия τ_i и ряду других параметров. Дальнейший прогресс в указанной области исследований связан с разработкой новых методов получения МЗИ. Одним из них является метод ионной ловушки в варианте ИЭЛ-КРИОН, разрабатываемый с 1967 года в ОИЯИ.

В настоящее время метод ионной ловушки ^{/30/}, реализованный в "теплом" варианте ИЭЛ /ионизатор электроннолучевой/ ^{/31/} и в криогенном варианте КРИОН /криогенный ионизатор/ ^{/32-33/}, обеспечивает длительное время взаимодействия электронного пучка с ионной мишенью $\tau_i = 0,05$ сек при плотностях тока электронов $j_e = /10-100/ \text{ А/см}^2$ сек и энергии $E_e \leq 10 \text{ кэВ}$.

8. МЕТОД ИОННОЙ ЛОВУШКИ В ВАРИАНТЕ ИЭЛ-КРИОН

8.1. ИЭЛ

Разработка ионного источника ИЭЛ была начата в 1967 году. Фактически ИЭЛ является "теплым" вариантом, а КРИОН - криогенным вариантом ионной ловушки одного и того же типа.

Принцип действия ИЭЛ поясняется на рис. 7.

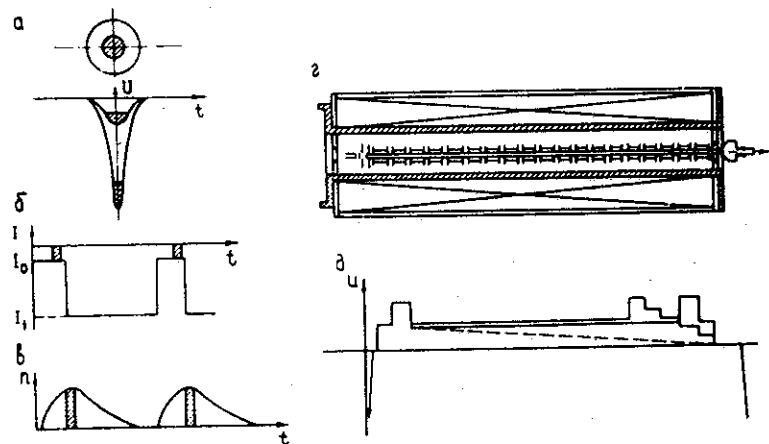


Рис. 7. Схема ионного источника ИЭЛ /34/.

В пространстве сверхвысокого вакуума создается протяженный электронный пучок с начальной плотностью тока j_0 /см. электронный ток I_0 , на рис. 7б и относительно неглубокую потенциальную яму на рис. 7а/. В момент времени t_0 за короткий промежуток Δt в электронный пучок вводится определенное количество положительных однозарядных ионов рабочего вещества. Распределение электрических потенциалов вдоль оси электронного пучка таково, что его оконечные участки представляют собой барьеры для положительно заряженных частиц /см. рис. 7д/, распределение потенциалов,

отображенное сплошной линией/. Далее в момент времени t_1 плотность тока электронного пучка возрастает до j_1 /ток I_1 на рис. 7б, глубокая потенциальная яма на рис. 7а/. При этом амплитуды радиальных колебаний захваченных ионов уменьшаются. За время от t_1 до t_2 происходит ионизация ионов рабочего вещества до зарядности Z_i . В момент времени t_2 потенциал одного из оконечных участков электронного пучка делается отрицательным по отношению к потенциалу всего пучка /см. распределение, отображенное штриховой линией на рис. 7д/. При этом ионы покидают ловушку в аксиальном направлении.

Для исследования сечений последовательной ионизации требуется иметь определенное, регулируемое время инъекции Δt , которое должно быть малым по сравнению с τ_i . Для решения этой задачи был предложен метод электронного "регулирущика" /31/. В ионном источнике ИЭЛ-1 использовалась электронная пушка с микроперевансом $p_\mu = 0,95$, соленоид с максимальной напряженностью 4 кГс , и пять секций дрейфовой трубки длиной по 20, 20, 60, 20 и 20 мм, соответственно. Схема электрического питания обеспечивала импульсы тока с напряжением до 6 кВ при длительности до 100 мсек . При напряжении порядка $2,2 \text{ кВ}$ были получены ионы O^{8+} , N^{7+} и C^{6+} , а также Au^{19+} /35/.

В ионном источнике ИЭЛ-2 использовался также "теплый" соленоид и дрейфовая трубка с общей длиной около 1000 мм . Было показано также, что в электронном пучке можно накопить ионный заряд до 10^{11} элементарных зарядов. Кроме этого, было найдено, что при использовании "теплого" варианта не удастся полностью избавиться от фона остаточного газа из-за отсутствия достаточно эффективных средств откачки дрейфовой трубки.

8.2. КРИОН

В ионном источнике КРИОН /32,33/ вместо обычного соленоида с водяным охлаждением используется сверх-

проводящий соленоид длиной 1200 мм. Значение напряженности магнитного поля на оси дрейфовой трубки равно 15 кГс, микропереванс электронной пушки $p_{\mu} \leq 16$, напряжение катод-анод до 10 кВ, давление внутри дрейфовой трубки $\sim 10^{-11}$ Тор, время $t_1 - t_2 = \tau_i$ может достигать 1 сек. Количество ионов за импульс равно $10^{12}/Z_i$ при длительности экстракции ионов 100 мксек и цикличности $\sim 1 \text{ Гц}^{1/32}$.

В отличие от ИЭЛ, в ионном источнике КРИОН вывод ионов происходит при увеличении потенциала внутренних секций дрейфовой трубки до уровня потенциала аксиального запираения. Преимуществом такого способа вывода является минимальный разброс аксиальных скоростей ионов в процессе вывода.

Экспериментальное изучение процесса последовательной ионизации ионов сводилось к тому, что в начальный момент времени за промежуток $\Delta t = 100 - 500$ мксек в электронный пучок вводилось $\sim 10^{11}$ ионов рабочего вещества. По истечении времени τ_i производился вывод МЗИ из КРИОН и их анализ по времени пролета. Ионы на выходе времяпролетного спектрометра длиной около 1000 мм регистрировались ионным коллектором с предусилителем, коэффициент усиления которого не превышал 100.

В настоящей работе приведены результаты первых экспериментов по измерению сечений ионизации в цепочках вплоть до ядер C^{6+} и N^{7+} при энергиях электронов E_e выше 2000 эВ.

8.2.1. КРИОН в качестве прибора для исследований сечений последовательной ионизации

Как показано выше, пучок первичных электронов (e_p) из электронной пушки проходит внутрь дрейфовой трубки, ионизируя атомы рабочего вещества А и остаточного газа /фона/ В. В процессе ионизации возникают медленные электроны (e_{is}). На выходе из соленоида пучок первичных электронов расходится вдоль силовых

линий и бомбардирует поверхность электронного коллектора, при этом возникают вторичные электроны (e_s), которые могут попадать внутрь дрейфовой трубки, изменяя распределение электрических потенциалов. Таким образом, в пространстве ионизации имеется три электронных компоненты - e_p , e_{is} , e_s и два семейства ионных компонент - A^{n+} и B^{m+} .

Электроны e_{is} уходят под действием электрических потенциалов к концевым участкам дрейфовой трубки. Из-за относительно невысокой напряженности магнитного поля $H = 2,5 - 3,0$ кГс в ИЭЛ наблюдалось значительное токооседание за счет электронов e_s . В КРИОН, где $H = 10-20$ кГс, ток электронов e_s пренебрежимо мал. Таким образом, в пространстве ионизации КРИОН имеется фактически только компонента e_p .

Остаточный газ в ИЭЛ состоит из H_2 , CO , N_2 . В КРИОН имеется только одна компонента остаточного газа - H_2 . По линиям H_2^+ и H^+ можно проводить калибровку время-пролетного спектрометра. Как будет показано ниже, в фоновом спектре наблюдается лишь одна линия - H^+ .

Для обеспечения оптимальных условий электронного формирования импульса инжекции ионов рабочего вещества A^+ и последующей ионизации используется импульс электронов e_p двухступенчатой формы. Импульс инжекции ионов A^+ формируется в течение первой ступеньки с относительно низкой энергией электронов e_p , при этом ионы заполняют относительно мелкую первичную потенциальную яму, глубина которой равна U_1 и радиус r_1 . Амплитуда колебаний ионов A не превышает r_1 . Затем амплитуда электронного импульса адиабатически нарастает по экспоненте за время, равное нескольким периодам ионных колебаний в яме глубиной U_1 .

В конце этого времени нарастания энергия электронов становится равной $U_2 > U_1$ и радиус электронного пучка $r_2 > r_1$. Амплитуда колебаний ионов за время нарастания существенно не изменяется при одновременном повышении зарядности ионов. Затем в течение вре-

мени τ_i происходит последовательная ионизация положительных ионов вплоть до A^{n+} .

Существенно при этом, чтобы конечная амплитуда ионных колебаний не превышала r_2 , т.к. ионизирующий фактор $j_e \cdot \tau_i$ должен быть постоянным. Вылет ионов за пределы электронного пучка под действием потенциала ионной сердцевинки приводит к ионизирующему фактору, $K \cdot j_e \cdot \tau_i$, где $K \leq 1$ учитывает время пребывания иона за пределами электронного пучка в точках поворота ионных траекторий.

Следует отметить, что рассмотренная выше модель процесса ионизации в КРИОН изучена в экспериментальном плане еще далеко не достаточно и неполно.

Тем не менее, имеются условия для исследования последовательной ионизации ионов $A^+ \rightarrow A^{2+} \rightarrow \dots \rightarrow A^{n+}$ при наличии однокомпонентного водородного фона H^+ и высокой эффективности удержания ионов в электронном пучке с ионизирующим фактором $j_e \cdot \tau_i \leq 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Как будет показано, спектр ионов на выходе источника состоит из небольшого числа линий, равного двум-трем в случае ионизации углерода и азота.

8.2.2. Достоинства источника КРИОН

Существенным преимуществом предложенного способа исследования процесса ионизации /в варианте КРИОН/ является принципиальная возможность получения ионов всех элементов произвольной зарядности. По сравнению с методами, описанными в п.3.1, где максимальная зарядность первичных ионов составляет всего $+2-3/$, в КРИОН можно получить любые ионы вплоть до ядер включительно. Существенно также то, что при использовании этих методов увеличение зарядности пучка первичных ионов на единицу сопровождается уменьшением интенсивности в 5-10 раз, что связано с особенностями плазменного источника Пеннинга. Интенсивности вторичных ионных пучков также чрезвычайно малы.

В КРИОН из-за отсутствия потерь ионов в процессе

ионизации при увеличении зарядности интенсивность не изменяется. Кроме этого, в источнике получены большие времена удержания ионов вплоть до 40 мсек, что связано с хорошим вакуумом в области взаимодействия $10^{-10} - 10^{-13} \text{ Тор}$.

По сравнению с ранее исследованными вариантами ионной ловушки /п.3.1.3/ существенно увеличена энергия и плотность ионизирующих электронов e_p , объем области ионизации, а также применены новые методы инжекции рабочего вещества и управления поведением ионной компоненты внутри дрейфовой трубки.

В КРИОН имеется возможность исследования вклада метастабильных состояний в ионизацию при помощи варьирования τ_i в $j_e \cdot \tau_i = \text{const}$. Сравнение экспериментальных и расчетных зависимостей интенсивностей линий A^{n+} от величины $j_e \cdot \tau_i$ позволит идентифицировать вклады в ионизацию за счет Оже-эффекта и автоионизационных состояний.

Весьма ценным качеством процесса ионизации в КРИОН является также отсутствие потерь за счет рекомбинации, перезарядки и других обратных процессов. Указанное свойство позволяет производить относительно простые расчеты процесса последовательной ионизации по аналогии с моделью распада цепочки радиоактивных ядер /36-40/.

8.2.3. Недостатки источника КРИОН

Наиболее существенным недостатком предложенного метода ионизации является, вероятно, относительно большой разброс по энергии электронов e_p , который носит принципиальный характер, так как связан с большой глубиной ямы пространственного заряда электронов.

С другой стороны, пучок ионов в КРИОН содержит не только ионы A^{n+} в основном состоянии, но и метастабильные ионы A^{*n+} , искажающие нормальную форму ионизационных кривых. Кроме того, в КРИОН не удается, по-видимому, выделить отдельно вклады в ионизацию от Оже-переходов, автоионизационных состояний

и отрыва нескольких внешних электронов в одном соударении. Коллективный характер последнего процесса представляет большой интерес с точки зрения фундаментальных исследований электронной оболочки атома.

8.3. Ионный источник НІРАС

Перечисленные в пп. 3-6 проблемы исследования глубокой ионизации можно эффективно решать с помощью т.н. "реактивного" варианта метода ионной ловушки (НІРАС)^{/9/}. В КРИОН, который является "активным" вариантом, каждый ионизирующий электрон проходит через область взаимодействия однократно от катода электронной пушки до электронного коллектора. В результате для ускорения электронного пучка требуется затрачивать мощность $P = I_e \cdot E_e$. В НІРАС после инъекции в тороидальной вакуумной камере происходит накопление ионизирующих электронов и формируется кольцевое электронное облако, которое удерживается затем в течение длительного промежутка времени τ_i внешними магнитными полями в области взаимодействия, в результате чего существенно уменьшается мощность питания P .

Ионный источник НІРАС имеет тороидальную вакуумную камеру с проводящими стенками^{/9-11/}. Большой радиус тора равен 20 см, малый радиус - 3 см. Электроны инжектируются из кольцевой нити накала, расположенной по внешнему обводу тора. Тороидальное электронное облако создает на оси камеры топологическую замкнутую параболическую потенциальную яму, в которой удерживаются ионы остаточного газа. НІРАС имеет 100%-ную "реактивность", потому что ионизирующие электроны инжектируются однократно и затем в течение всего процесса ионизации находятся внутри области взаимодействия с ионами. Объем тора равен $3,6 \times 10^3 \text{ см}^3$, поверхность - $2,4 \times 10^3 \text{ см}^2$. Максимальное экспериментальное время удержания ионов составило 1,2 мсек, плотность электронов - $7 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, глубина ямы пространственного заряда электронов - 170 кВ.

В 1969 г. были выполнены эксперименты по исследованию поведения электронного облака в НІРАС. Программа НІРАС дальнейшего развития пока не получила^{/12,13/}.

9. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ИОНИЗАЦИИ УГЛЕРОДА И АЗОТА

Для иллюстрации возможностей КРИОН в качестве прибора по исследованию процесса последовательной ионизации ниже приведены экспериментальные и расчетные результаты, полученные для ионизационных цепочек от C^{2+} до C^{6+} и от N^{3+} до N^{7+} при фиксированных значениях энергии ионизирующих электронов E_e .

9.1. Ионизационная цепочка $C^{2+} \rightarrow C^{3+} \rightarrow C^{4+} \rightarrow C^{5+} \rightarrow C^{6+}$

Измеренные зарядовые спектры приведены на рис. 8. Энергия первичных электронов равна $E_e = 2500 \pm 150 \text{ эВ}$. Ток пучка электронов $I_e = 1,5 \text{ А}$ при диаметре пучка 2 мм. В качестве рабочего газа применялся этилен C_2H_4 , поэтому, вероятно, линия фонового водорода имеет относительно большую амплитуду на всех 10 кадрах в диапазоне $\tau_i = 2,5 - 19,5 \text{ мсек}$. Ионизирующий фактор равен $(j_e \cdot \tau_i)_{\max} = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

На последних кадрах с $\tau_i = 16,5; 18,5 \text{ и } 19,5 \text{ мсек}$ наблюдается отрицательный фоновый пик, который можно идентифицировать по времени пролета $T_n = 5,8 \text{ мсек}$. Вероятно, указанный пик связан с вторичными электронами, возникающими при бомбардировке фоновыми ионами охранного кольца ионного коллектора времяпролетного спектрометра, потенциал которого равен - 7 кВ. Фоновые ионы возникают в области электронного коллектора КРИОН за счет бомбардировки поверхности этого коллектора мощным пучком первичных электронов. По мере прогрева и обезгаживания поверхности электронного коллектора амплитуда отрицательного пика при $T_n = 5,8 \text{ мсек}$ уменьшается.

Для расчета сечений последовательной ионизации использовалась система уравнений следующего вида:

$$\Delta q_i / \Delta \tau_i = j_e \cdot (\sigma_{i-1 \rightarrow i} \cdot q_{i-1} - \sigma_{i \rightarrow i+1} \cdot q_i) / l$$

с нормировкой $\sum_i q_i = 1$,

где q_i - доля ионов с зарядностью i / площадь под соответствующим пиком на осциллограмме, деленная на i , $\sigma_{i \rightarrow i+1}$ - сечение последовательной ионизации для перехода $i \rightarrow i+1$, τ_i - время ионизации в сек. Полученные значения сечений вместе со среднеквадратичными ошибками приведены в табл. 1.

Для проверки полученных результатов, которые соответствовали решению обратной задачи ионизации, т.е. определению сечений, исходя из экспериментальных спектров зарядностей, мы выполнили расчеты прямой задачи ионизации по программе работы /36/.

Использованный вариант программы рассчитывает сечения следующим образом. Атомная структура углерода имеет вид $(1s)^2 \cdot (2s)^2 \cdot (2p)^2$. Расчетные сечения равны:

$$\begin{aligned} \sigma_{0 \rightarrow 1} &= 2\sigma [I_1(2p)] + 2 \cdot \sigma [I_3(2s)] + 2 \cdot \sigma [I_5(1s)], \\ \sigma_{1 \rightarrow 2} &= 1\sigma [I_2(2p)] + 2 \cdot \sigma [I_3(2s)] + 2 \cdot \sigma [I_5(1s)], \\ \sigma_{2 \rightarrow 3} &= 2 \cdot \sigma [I_3(2s)] + 2 \cdot \sigma [I_5(1s)], \\ \sigma_{3 \rightarrow 4} &= 1 \cdot \sigma [I_4(2s)] + 2 \cdot \sigma [I_5(1s)], \\ \sigma_{4 \rightarrow 5} &= 2 \cdot \sigma [I_5(1s)], \\ \sigma_{5 \rightarrow 6} &= 1 \cdot \sigma [I_6(1s)]. \end{aligned} \quad /2/$$

Величина парциальных сечений берется равной /41/:

$$\sigma_{nl} = \frac{4,5 \cdot 10^{-14} \epsilon_{nl}}{E_e \cdot l_{nl}} \ln E_e / I_{nl}$$

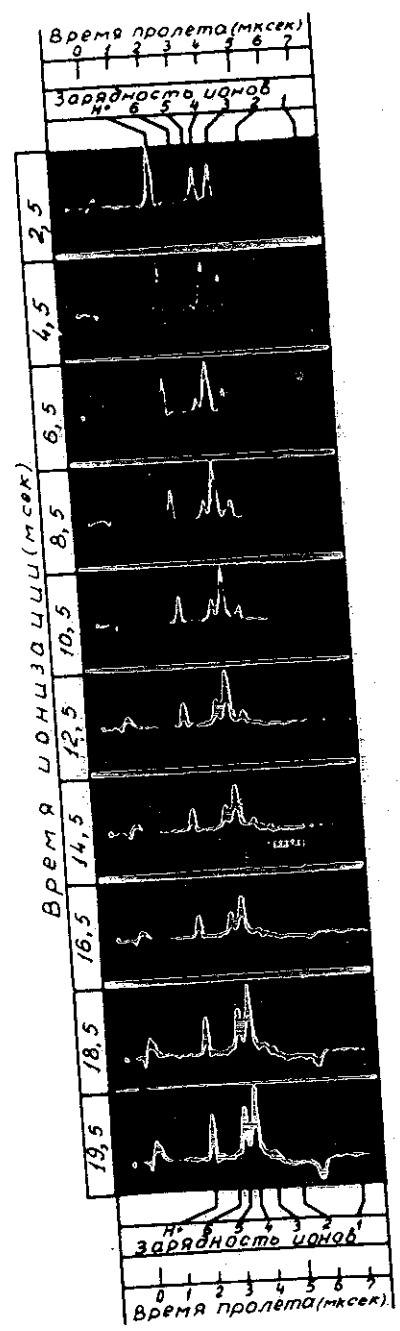


Рис. 8. Спектры последовательной ионизации положительных ионов углерода в КРИОН при $E_e = 2500$ эВ и $j_e = 2,5 \cdot 10^{20}$ эл/см²сек..

где ϵ_{nl} - число эквивалентных электронов в nl -подоболочке, I_{nl} - потенциал ионизации nl -электрона. При этом используется расчетный набор ионизационных потенциалов, приведенный в табл. 3.

Таблица 3

Ионизационные потенциалы углерода в эВ.

Потенциал	I_1	I_2	I_3	I_4	I_5	I_6
Расчет	42	26	46	66	394	490
Эксперимент	41,43	24	48	64	392	490

Программа рассчитывает корректно только первый член суммы вида /2/. В более точном расчете второй, третий и т.д. члены сумм, т.е. парциальные сечения, должны содержать не ионизационный потенциал, а энергию связи E_{nl} . Набор энергий связи для атома и МЗИ углерода приведен в табл. 4 /44,45/. Таким образом, если при расчете по программе работы /36/

$$\sigma_{1 \rightarrow 2} = 1 \cdot \sigma(26) + 2 \cdot \sigma(46) + 2 \cdot \sigma(2394) = 650 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2,$$

то более точный расчет дает:

$$\sigma_{1 \rightarrow 2} = 1 \cdot \sigma(26) + 2 \cdot \sigma(33) + 2 \cdot \sigma(322) = 810 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2,$$

т.е. ошибка не превышает 25%.

Небольшая ошибка возникает также из-за того, что первым членом экспериментальной ионизационной цепочки является $C_2H_4^0$, а расчетной - C^0 .

Результаты расчета прямой задачи ионизации вместе с экспериментальными данными приведены на рис. 9.

9.2. Ионизационная цепочка $N^{3+} \rightarrow N^{4+} \rightarrow N^{5+} \rightarrow N^{6+} \rightarrow N^{7+}$

Измеренные спектры зарядностей ионов азота приведены на рис. 10.

Таблица 4

Энергия связи электронов в эВ.

Ион	C^0	C^+	C^{2+}	C^{3+}	C^{4+}	C^{5+}
Энергия связи 2р-электронов	12	26	-	-	-	-
Энергия связи 2s-электронов	19	33	50	67	-	-
Энергия связи 1s-электронов	308	322	339	358	368	469

Таблица 5

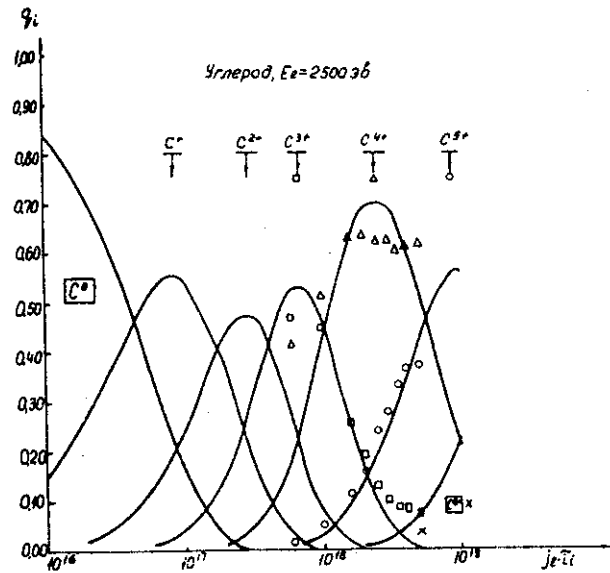
Ионизационные потенциалы азота в эВ.

Потенциал	I ₁	I ₂	I ₃	I ₄	I ₅	I ₆	I ₇
Расчет / 42/	I ₇	32	49	74	99	554	666
Эксперимент / I ₁ , 43/	I ₄	30	47	77	98	552	667

Таблица 6

Энергии связи электронов в эВ

Ионы	N ⁰	N ⁺	N ²⁺	N ³⁺	N ⁴⁺	N ⁵⁺	N ⁶⁺
Энергия связи 2р-электронов	I ₅	32	5I	-	-	-	-
Энергия связи 2s-электронов	26	43	62	82	103	-	-
Энергия связи 1s-электронов	425	442	461	481	502	524	645

Рис. 9. Зависимость q_i от $j_e \cdot \tau_i$ для углерода при $E_e = 2500$ эВ.

Энергия первичных электронов равна $E_e = 2100 \pm 150$ эВ. Ток электронного пучка $I_e = 1$ А. Максимальный ионизирующий фактор $(j_e \cdot \tau_i)_{\max} = 6,7 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$.

В КРИОН инжектировались молекулы N_2^0 . Пик фонового водорода имеет на всех 8 кадрах небольшую амплитуду в диапазоне $\tau_i = 5-39$ мсек.

Решения обратной задачи ионизации находились по формулам системы /1/. Полученные значения сечений приведены в табл. 2.

В решении прямой задачи ионизации для азота использовался расчетный набор ионизационных потенциалов, представленный в табл. 5.

Набор энергий связи электронов в атоме и МЗИ азота приведен в табл. 6.

Величина ошибок в расчете сечений для прямой задачи ионизации, как и в случае с углеродом, не превышает 25%. Результаты расчета прямой задачи ионизации

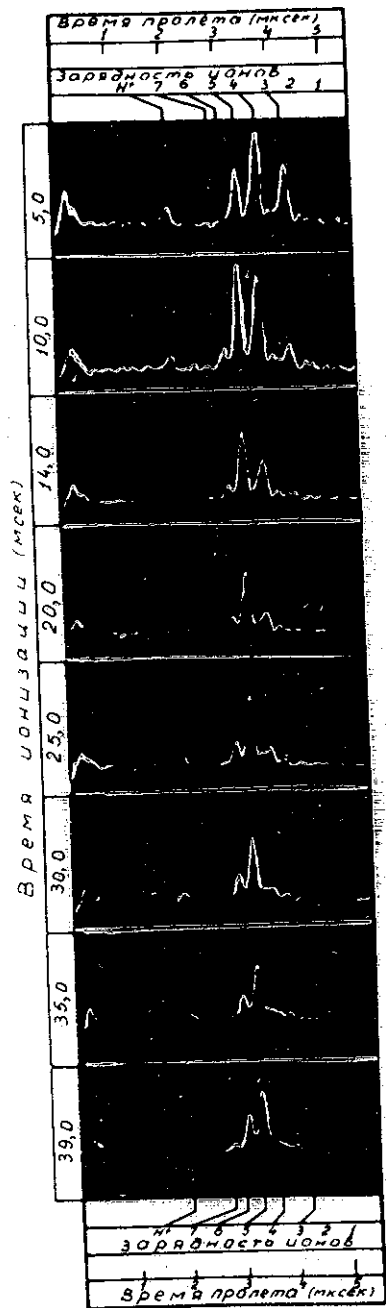


Рис. 10. Спектры последовательной ионизации положительных ионов азота в КРИОН при $E_e = 2100$ эВ и $j_e = 1,7 \cdot 10^{20}$ эл/см сек.

ции по программе работы /36/ вместе с экспериментальными данными приведены на рис. 11.

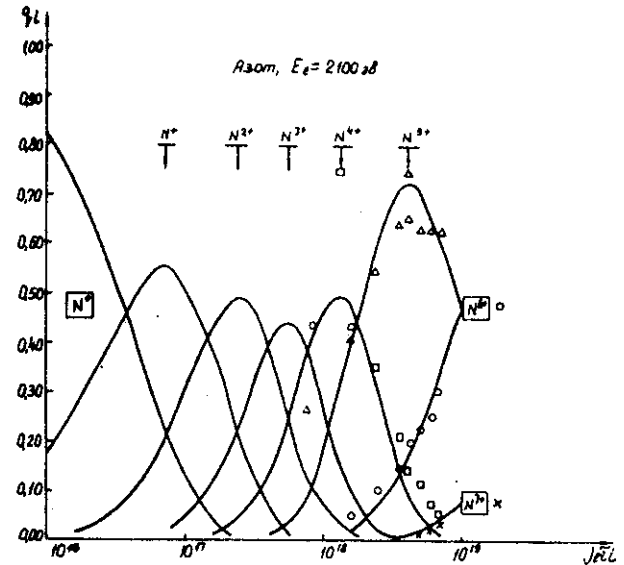


Рис. 11. Зависимость q_i от $j_e \cdot r_i$ для азота при $E_e = 2100$ эВ.

10. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

10.1. Методические особенности

Сечение ионизации, как видно из уравнений /1/, равно $\sigma_i = K/j_e$, где K - параметр, определяемый из экспериментальных спектров зарядностей. Приведенные выше расчеты прямой и обратной задач ионизации выполнены в предположении, что $j_e = \text{const}$ по всему сечению электронного пучка КРИОН. Однако, как хорошо известно, электронный пучок со столь высоким первансом $p_\mu \sim 10$ имеет в действительности сложную структуру, и, в частности, может быть квазиполым. Таким образом, с одной стороны, для уменьшения амплитуды

радиальных колебаний за счет использования двухступенчатого импульса электронного тока формируется ионная сердцевина, т.е. ионы удерживаются в центре электронного пучка. С другой стороны, электронный пучок может иметь квазиполую структуру, в результате чего понижающий фактор $j_e \cdot r_i$ уменьшается.

Для изучения структуры электронного пучка в дальнейшем предполагается выполнить специальные методические эксперименты, а также осуществить на ЭВМ моделирование с применением известных математических методов /46,47/.

Достигнутые в настоящее время параметры КРИОН являются далеко не предельными. Имеется ряд возможностей для значительного увеличения напряженности магнитного поля соленоида, плотности пучка первичных электронов, времени ионизации и энергии E_e .

10.2. Физическая интерпретация

Измеренные нами сечения последовательной ионизации $\sigma_{i \rightarrow i+1} + 1$ сравниваются в табл. 1 и 2 с расчетными данными. Приведены также экспериментальные и теоретические результаты, полученные для переходов $C^0 \rightarrow C^+ /16/$, $C^+ \rightarrow C^{2+} /7/$, $N^0 \rightarrow N^+ /2a/$, $N^+ \rightarrow N^{2+} /17/$ и $N^{2+} \rightarrow N^{3+} /7/$.

Исследованные нами ионизационные цепочки начинаются с переходов $C^{2+} \rightarrow C^{3+}$ и $N^{3+} \rightarrow N^{4+}$, поэтому в табл. 1 и 2 отсутствуют, к сожалению, общие калибровочные точки.

С другой стороны, наблюдается хорошее согласие между измеренными $\sigma_{i \rightarrow i+1}$ и вычисленными по формуле Лотца /41/.

Как известно, общее сечение ионизации $\sigma^I = \sigma^C + \sigma^A$, где σ^C - сечение прямой эжекции атомного или ионного электрона в континуум и σ^A - сечение ионизации за счет Оже-переходов, сопровождающих возбуждение электронов на внутренних оболочках. Расчеты сечений ионизации, выполненные при $E_e = 20 \text{ МэВ}$ для Kr /48/, Ne, Ar и Xe /49/, показывают, что вклад Оже-ионизации σ^A в

общее сечение σ^I даже в случае ионов Ne пренебрежимо мал. Только для ионов $Ar^{3+} - Ar^{6+}$ сечение Оже-ионизации $\sigma^A \sim \sigma^C$, поэтому в нашем случае можно считать все $\sigma^I = \sigma^C$. В пользу этого предположения свидетельствуют также результаты по фотоионизации внутренних оболочек углерода и азота /50/.

При энергиях $E_e = 4E_i$ сечения ионизации К-электронов в атомах углерода и азота равны $\sigma_K(C) = 16,4 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ и $\sigma_K(N) = 8,6 \times 10^{-20} \text{ см}^2$, соответственно /51/. Указанная энергия ($4E_i$) соответствует для углерода $E_e = 1,2 \text{ кэВ}$ и для азота $E_e = 1,7 \text{ кэВ}$. При переходе от $E_e = 1,2 \text{ кэВ}$ к $E_e = 2,5 \text{ кэВ}$ сечение $\sigma_K(C)$ уменьшается всего на 15%, при переходе от $E_e = 2,1 \text{ кэВ}$ сечение $\sigma_K(N)$ уменьшается на ~2%.

Измеренные нами "ионные" сечения $\sigma_{5 \rightarrow 6}(C) = /14 \pm 2/ \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ и $\sigma_{6 \rightarrow 7}(N) = /4 \pm 1/ \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ должны быть меньше соответствующих "атомных" сечений в соотношении, определяемом формулой классического скейлинга $\sigma \cdot E^a = f(E_e/E_i = 4)$, где $a = 2/52/$. Из анализа следует, что $\sigma_{5 \rightarrow 6}(C) = /14 \pm 2/ \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ превышает "скейлинг"-сечение примерно в 1,5 раза.

Для L-оболочки выполняется формула скейлинга $\sigma_{\text{max}}(E_e/E_i = 4) = 8,3 \cdot 10^{-16} \cdot E^{-b} \text{ см}^2/\text{электрон}$, где $b = 1,56/52/$, однако анализ затрудняется тем, что в настоящее время имеются экспериментальные данные по зависимости $\bar{\sigma} = f(E_e/E_i)$, где $\bar{\sigma}$ - приведенное сечение, только для диапазона $E_e/E_i \leq 18$, в то время как для углерода $E_e/E_i \sim 200$, $E_e/E_i \sim 40$, а для азота $E_e/E_i \sim 140$ и $E_e/E_i \sim 21$.

Аналогичные результаты получаются с использованием водородоподобного сечения $\sigma(E_e/E_i)$. В этом случае $\sigma_i = \frac{\epsilon_{nl} \cdot \sigma}{(E_i/E_H)^2}$, где ϵ_{nl} - число эквивалентных электронов в nl -подоболочке и $E_H = 13,6 \text{ эВ}/53/$.

Наиболее интересным развитием программы рассмотренных экспериментов по глубокой ионизации углерода и азота в КРИОН является измерение зависимостей $\sigma_{i \rightarrow i+1} = f(E_e)$. Используя полученные на основе

экспериментальных данных графики Бете $E_c \sigma_i = f(\ln E_c)^{54,55/}$, можно оценить вклад различных процессов, т.к., например, для оптически разрешенных дипольных переходов

$$\sigma_i = \frac{A}{E_c} \ln q_i \cdot E_c, \quad \text{а для оптически неразрешенных}$$

$$\sigma_i = \frac{B}{E_c}.$$

В заключение мы считаем своим приятным долгом поблагодарить наших ближайших коллег А.И.Пикина, В.П.Овсянникова и В.Г.Дудникова за подготовку источника КРИОН к проведению экспериментов по ионизации углерода и азота, а также сотрудника ЛВТА ОИЯИ В.И.Кочкина за программирование и расчеты на ЭВМ БЭСМ-6.

Литература

1. Ch.Moore. *Nat. Bur. Stand. Repts., Data Ser.*, 34, 1, 1970.
2. а) L.J.Kieffer, C.H.Dunn. *Rev.Mod.Phys.*, 38, No. 1, 1, 1966.
б) L.J.Kieffer. *Atomic Data*, 1, 19, 120, 359 (1969).
3. M.Inokuti. *Rev.Mod.Phys.*, 43, No. 3, 297, 1971.
4. M.Leventhal. *NUIMA*, 110, 343, 1973.
5. K.T.Dolder, M.F.A.Harrison, P.C.Thonemann. *Proc.Roy. Soc., A*, 264, 367, 1961.
6. K.L.Aitken, M.F.A.Harrison. *J.Phys., B, Atom.Molec.Phys.*, 4, 1176, 1971.
7. K.L.Aitken, M.F.A.Harrison, R.D.Rundel. *J.Phys. B, Atom. Molec.Phys.*, 4, 1189, 1971.
8. P.Mahadevan. VI ICPEAC, 617, Cambridge, Massachusetts, 1969.
9. G.S.Janes, R.H.Levy, H.A.Bethe, B.T.Feld. *Phys.Rev.*, 145, No. 3, 925, 1966.
10. J.D.Daugherty, L.Grodzins, G.S.Janes, R.H.Levy. *Phys.Rev.Lett.*, 20, No. 8, 369, 1968.
11. J.D.Daugherty, J.E.Enginger, G.S.Janes, R.H.Levy. *IEEE Trans., NS-16*, No. 3, 51, 1969.
12. J.D.Daugherty, J.E.Enginger, G.S.Janes. *Phys. Fluids*, 12, 2677, 1969.
13. J.E.Enginger. *NUIMA*, 97, No. 1, 19, 1971.
14. R.H.Plumlee. *RSI*, 28, 830, 1957.
15. F.A.Baker, J.S.Hasted. *Phil.Trans.Roy.Soc.*, 261, 33, 1966.
16. K.Omidvar, H.L.Kyle, E.C.Sullivan. *Phys.Rev. A*, 5, No. 3, 1174, 1972.
17. M.F.A.Harrison, K.T.Dolder, P.C.Thonemann. *Proc. Phys. Soc.*, 82, 368, 1963.
18. J.N.Bradbury, T.E.Sharp, B.Mass, R.N.Varney. *NUIMA*, 110, 75, 1973.
19. С.В.Стародубцев. Полное собрание научных трудов.

20. В.И.Илющенко, Е.Д.Донец, В.А.Альперт. *ОИЯИ*, Р7-4688, Дубна, 1969.
21. Л.А.Арцимович. Управляемые термоядерные реакции, гл. II и VI, М., 1961.
22. K.G.Widing. *NUIMA*, 110, 361, 1973.
23. F.F.Freeman, B.V.Jones. *Solar Phys.*, 15, 286, 1970.
24. P.A.Redhead. *Can.J.Phys.*, 45, 1791, Part I, 1967.
25. P.A.Redhead, S.Feser. *Can.J.Phys.*, 46, 865, Part II, 1968.
26. P.A.Redhead, S.Feser. *Can.J.Phys.*, 46, 1905, 1968.
27. P.A.Redhead. *Can.J.Phys.*, 47, 2449, 1969.
28. P.A.Redhead. *Can.J.Phys.*, 48, 1906, 1970.
29. P.A.Redhead, G.P.Gopalaram. *Can.J.Phys.*, 49, 585, 1971.
30. Е.Д.Донец. АС № 248860, Бюллетень ОИПОТЗ, № 24, 1969.
31. Е.Д.Донец, В.И.Илющенко, В.А.Альперт. АС 375708, Бюллетень ОИПОТЗ, №16, 1973.
32. Е.Д.Донец, А.И.Пикин. *ОИЯИ*, Р7-7999, Дубна, 1974.
33. Е.Д.Донец, В.И.Илющенко, А.И.Пикин, В.П.Овсянников. IV Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц. М., "Наука", 1974.
34. В.А.Альперт, Е.Д.Воробьев, Е.Д.Донец, В.И.Илющенко. II Всесоюзн. совещание по ускорителям заряженных частиц, 1970, т. 1, 119, М., "Наука", 1972.
35. Е.Д.Донец, В.И.Илющенко, В.А.Альперт. *ОИЯИ*, Р7-4469, Дубна, 1969.
36. В.И.Илющенко, В.И.Кочкин. *ОИЯИ*, 7-7226, Дубна, 1973.
37. R.Becker. II ICIS, 640, Vienna, 1972.
38. G.Hertenberger, K.Roch, H.Winter. *Z.Naturforsch*, 28a, H. 10, 1687, 1973.
39. R.L.Darling, D.L.McShan, R.H.Davis. *RSI*, 43, No. 3, 481, 1972.
40. R.L.Darling, R.H.Davis. *RSI*, 44, No. 4, 375, 1973.
41. W.Lotz. *Z.Phys.*, 216, 241, 1968.
42. В.И.Илющенко, В.И.Кочкин. *ОИЯИ*, 7-7227, Дубна, 1973.
43. R.L.Kelly, D.E.Harrison. *Atomic Data*, 3, 177, 1971.
44. T.A.Carlson, C.W.Nestor, N.W.Wasserman, J.D.McDowell. *ORNL* - 4562, 1970.
45. T.A.Carlson, В.Р.Pullen. *ORNL*-4393, 1969.
46. Материалы IV Всесоюзного семинара по методам расчета электроннооптических систем. Новосибирск, 1973. Изд. ВЦ СО АН СССР.
47. А.В.Гусев, Ю.С.Дерендяев и др. *ОИЯИ*, 11-5671, Дубна, 1971.
48. A.Salop. *Phys. Rev., A*, 8, No. 6, 3032, 1973.

49. A.Salop. *Phys.Rev.*, A, 9, No. 6, 2496, 1974.
50. T.A.Carlson, W.E.Hunt, M.O.Krause. *Phys.Rev.*, 151, No. 1, 41, 1966.
51. G.Glupe, W.Mehlhorn. *Phys.Lett.*, 25A, No. 3, 274, 1967.
52. J.J.Vracking, F.Mayer. *Phys.Rev.*, A, 9, No. 5, 1932, 1974.
53. O.Bely, S.B.Schwarz. *Astron. and Astrophys.*, 1, 281, 1969.
54. B.L.Schram, A.J.H.Boerboem, J.K.Kistemaker. *Physica*, 32, No. 1, 185, 1966.
55. D.L.Moores. *J.Phys.*, B, *Atom.Molec.Phys.*, 5, 286, 1971.
56. J.R.Peterson. III ICPEAC (1963), *Atomic Collision Processes*, 465, Amsterdam, 1964.
57. K.Omidvar, A.H.Khateeb. *J.Phys.*, B, *Atom.Molec.Phys.*, 6, 341, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 октября 1974 года.