

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



Д - 672

11/1-76

P7 - 9243

Е.Д.Донец, А.И.Пикин

108/2-76

ИОНИЗАЦИЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ АРГОНА  
ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

**1975**

P7 - 9243

Е.Д.Донец, А.И.Пикин

ИОНИЗАЦИЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ АРГОНА  
ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

*Направлено в ЖЭТФ*



## Summary

The effective electron impact ionization cross sections of the Ar positive ions from  $Ar^{+4}$  up to  $Ar^{+12}$  have been measured at the electron energy of about  $2.5 \pm 0.15$  keV using the electron-beam ion source "KRION". The experimental values of the total ionization cross sections in the  $10^{-18}$  cm<sup>2</sup> units were found to be:  $\sigma_4 = 4.6$ ,  $\sigma_5 = 3.5$ ,  $\sigma_6 = 2.3$ ,  $\sigma_7 = 1.4$ ,  $\sigma_8 = 0.88$ ,  $\sigma_9 = 0.65$ ,  $\sigma_{10} = 0.45$ ,  $\sigma_{11} = 0.30$ ,  $\sigma_{12} = 0.20$  the error being of about  $\pm 15\%$ .

For the ions  $Ar^{+5}$  and  $Ar^{+6}$  there were observed one- and two-electron ionizations per one collision. The partial effective cross sections for both the processes measured in these cases are (in the  $10^{-18}$  cm<sup>2</sup> units), respectively,  $\sigma_{5 \rightarrow 6} = 2.05$ ,  $\sigma_{5 \rightarrow 7} = 1.45$ ,  $\sigma_{6 \rightarrow 7} = 0.92$ ,  $\sigma_{6 \rightarrow 8} = 1.38$  the error being of about  $\pm 15\%$ . For the ions of higher charge states one-electron ionization only was observed.

The experimental values of the effective cross section were compared with the calculated ones.

## 1. Введение

Исследование ионизации положительных ионов различных элементов электронным ударом представляет значительный интерес в первую очередь с точки зрения получения фундаментальной информации об электронных оболочках ионов посредством измерения вероятностей различных процессов с участием налетающего электрона и электронов ионных оболочек в ионах различных зарядностей.

Кроме того, эффективные поперечные сечения ионизации положительных ионов непосредственно могут быть использованы для решения различных задач в плазменных, астрофизических исследованиях, разработках источников многозарядных ионов и пр.

Для измерения сечений ионизации положительных ионов электронным ударом традиционным является метод пересекающихся ион-электронных пучков<sup>/1/</sup>. При всех достоинствах этого метода ограничения, обусловленные относительно низкой чувствительностью, не позволяют исследовать более 2 - 3 ступеней процесса последовательной ионизации. В последние годы развиваются другие, более чувствительные методы, в частности, метод ионной ловушки<sup>/2-5/</sup>.

В Лаборатории высоких энергий ОИЯИ разработан криогенный вариант электронно-лучевого ионного источника - "Крион"<sup>/6/</sup>, оказавшийся достаточно эффективным инструментом для измерения сечений ионизации положительных ионов электронным ударом вплоть до ионов, имеющих лишь глубокие электронные оболочки. Для некоторых легких элементов удалось измерить даже сечение удаления последнего электрона с К-оболочки<sup>/7/</sup>.

В настоящей работе описывается экспериментальная установка и приводятся результаты опытов по ионизации положительных ионов аргона при взаимодействии с электронами фиксированной энергии  $\approx 2,5 \pm 0,15$  кэВ.

## 2. Экспериментальная установка

На рис. 1а показана схема внутренней части источника "Крион" с масс-спектрометром по времени пролета. Электронный пучок, эмиттируемый катодом /1/ электронной пушки /1,2/, проходит внутри фокусирующего соленоида /3/ и на выходе из магнитного поля регистрируется электронным коллектором /4/, к которому электроны пучка прижимают поле вытягивающего электрода /5/. Система секций дрейфовой трубки /6/, внутри которой проходит электронный пучок, служит для создания нужных распределений потенциала в пространстве дрейфа пучка. С помощью магнитного полюса /7/ создается необходимая конфигурация магнитного поля на выходе из соленоида. Источник рабочего вещества /8/ расположен в районе третьей секции дрейфовой трубки.

Для обеспечения длительного времени взаимодействия ионов с электронным пучком в области ионизации создается электростатическая ловушка для ионов: уход их в радиальном направлении ограничен полем пространственного заряда электронного пучка, а в аксиальном направлении ионы удерживаются потенциальными барьерами на конечных секциях дрейфовой трубки.

Режим работы ионного источника - импульсный, с частотой 1 цикл в несколько секунд. Последовательность процессов иллюстрируется рис. 1б и 2.

Источник рабочего вещества создает поток молекул постоянной интенсивности в дрейфовую трубку. В исходном состоянии плотность электронного пучка невелика, и распределение потенциалов на секциях /рис. 1б, А/ таково, что все ионы уходят из него в аксиальном направлении. При малой плотности электронного пучка в момент времени  $t_1$  на секциях создается распределение потенциа-

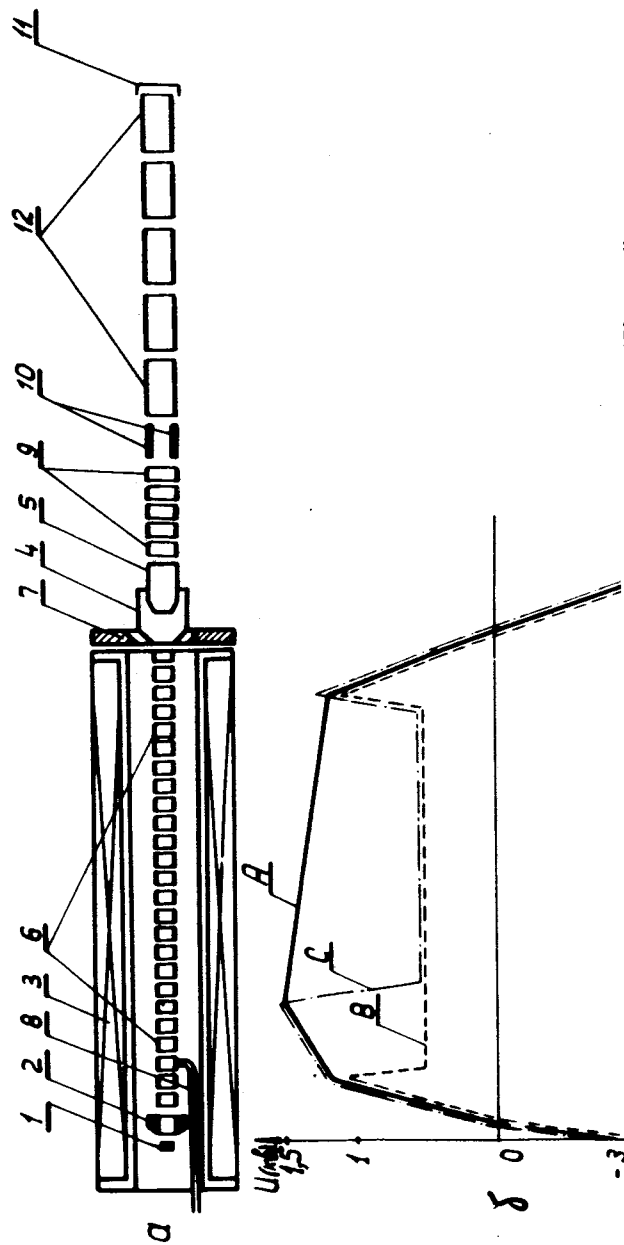


Рис. 1. а - схема внутренней части источника "Крион" с масс-спектрометром по времени пролета /ВПМС/: 1, 2 - соответственно катод и анод электронной пушки; 3 - фокусирующий соленоид, 4 - электронный коллектор; 5 - вытягивающий электрод; 6 - секции дрейфовой трубки ионного источника; 7 - магнитный полюс; 8 - источник рабочего вещества; 9 - система электростатических линз; 10 - модулятор; 11 - ионный коллектор; 12 - трубки дрейфовой трубки ионного источника.

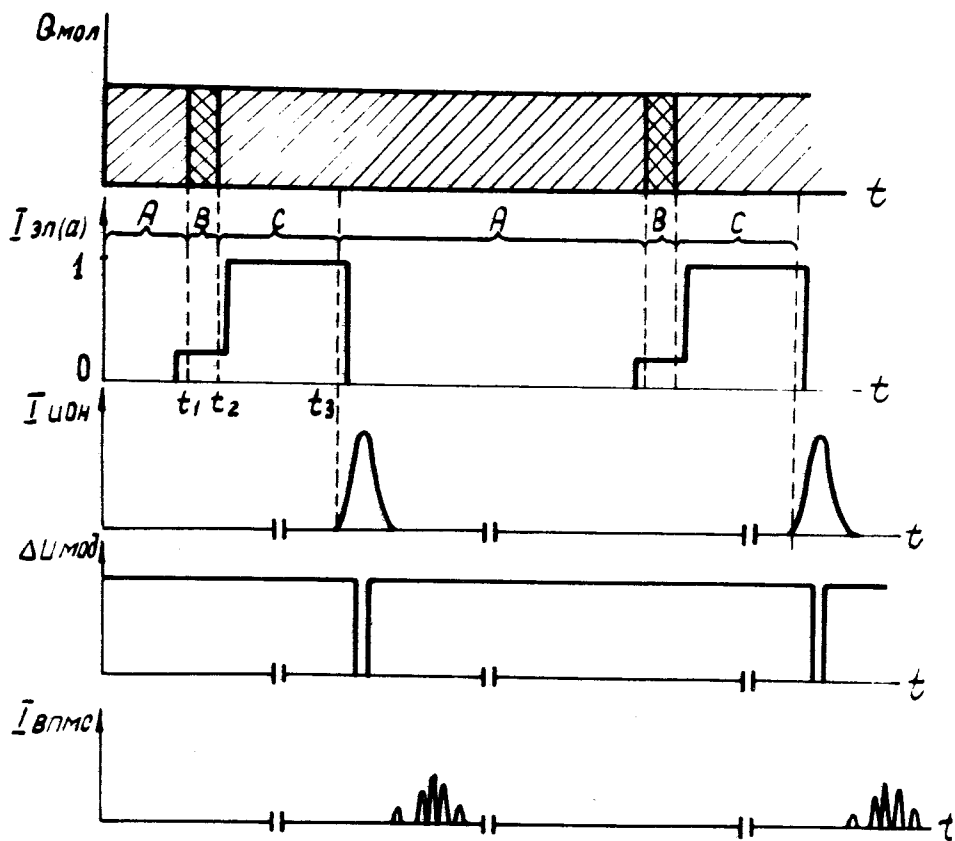


Рис. 2. Временная диаграмма процессов в источнике "Крион" и в масс-спектрометре.  $N_{\text{мол}}$  - поток молекул рабочего вещества в дрейфовую трубку ионного источника,  $I_{\text{эл}}$  - электронный ток, генерируемый пушкой,  $I_{\text{ион}}$  - ионный ток на выходе источника,  $\Delta U_{\text{мод}}$  - разность потенциалов на пластинах модулятора,  $I_{\text{ВПМС}}$  - ток на ионном коллекторе ВПМС /регистрируемые спектры зарядностей ионов/.

лов (В), при котором место пересечения молекулярного и электронного пучков оказывается внутри электростатической ловушки для ионов. Начиная с этого момента, образующиеся в пучке ионы рабочего вещества захватываются в ловушку, равномерно распределяясь по всему объему электронного пучка между аксиальными потенциальными барьерами. Накопление ионов идет в течение регулируемого времени ( $t_2 - t_1$ ), которое определяется величиной потока молекул рабочего вещества, энергией электронного пучка и требуемой степенью компенсации пространственного заряда электронного пучка ионным зарядом в конце процесса ионизации.

После того как в ловушке накоплено достаточное количество ионов рабочего вещества, в момент времени  $t_2$  на секциях дрейфовой трубки создается распределение потенциалов (С). При этом левый край электростатической ловушки смещается таким образом, что место пересечения молекулярного и электронного пучков, находясь в области аксиального градиента потенциала, отделяется от ловушки потенциальным барьером. Все вновь образующиеся ионы рабочего вещества уходят в направлении катода электронной пушки, не попадая в ловушку. Этот метод инъекции рабочего вещества в электростатическую ловушку, так называемый метод "электронного регулировщика", был предложен ранее /8/, и в источнике "Крион" реализован впервые. Осуществляя импульсную инъекцию, метод "электронного регулировщика" позволяет варьировать количество вводимого в область ионизации рабочего вещества в очень широких пределах, так как время инъекции можно менять от десятков миллисекунд до десятков микросекунд. В экспериментах показано, что по окончании процесса инъекции рабочее вещество не поступает в ловушку. Описанный метод испытан при работе с этиленом, азотом, неонам, аргоном, ксеноном и гелием.

В процессе ионизации возрастает пространственный заряд ионов и увеличивается амплитуда их радиальных колебаний. Чтобы это не привело к потере ионов, в процессе ионизации производится увеличение плотности электронного пучка, в результате чего амплитуда радиальных колебаний ионов уменьшается.

При наличии остаточного газа в области ионизации время взаимодействия ионов с электронным пучком определяется скоростью компенсации пространственного заряда электронного пучка пространственным зарядом ионов остаточного газа. В наших условиях давление остаточного газа в области ионизации было  $\approx 2 \cdot 10^{-11}$  Тор, и к концу 40-й миллисекунды ионизации уровень фона в общем ионном заряде составлял не более 10%. Максимальное время взаимодействия ионов с электронным пучком равно длительности электронного импульса /40 мс/, т.е. ограничено техническими возможностями систем питания электронной пушки. Если бы этого ограничения не существовало, то при имеющемся уровне фона полная компенсация электронного заряда ионами произошла бы за  $\approx 0,5$  с.

По окончании процесса ионизации создается первоначальное распределение потенциалов (А), при котором все накопленные в ловушке ионы выводятся для анализа. Длительность импульса ионного тока определяется временем перехода от распределения потенциалов (С) к распределению потенциалов (А). Это время может регулироваться от 40 до 500 мкс.

Анализ зарядностей ионов производится масс-спектрометром по времени пролета /рис. 1а/ с базой 1 м /ВПМС/. Ускорившись полем вытягивающего электрода, ионы проходят систему электростатических линз /9/ и попадают в модулятор конденсаторного типа /10/. На двух параллельных пластинах модулятора существует постоянная, отклоняющая ионы, разность потенциалов, вследствие чего ионный пучок не регистрируется на выходе ВПМС. Во время экстракции ионов из источника потенциалы пластин на короткое время  $\approx 100$  нс/ уравниваются, и пакет ионов пропускается к системе регистрации. В пространстве дрейфа происходит разделение ионов по времени пролета в соответствии с их зарядностью, и на коллекторе /11/ ВПМС регистрируется спектр зарядностей ионов. Чтобы регистрируемые спектры давали информацию обо всех ионах, выходящих из источника, в пространстве дрейфа ионов имеется ряд электростатических линз, образованных дрейфовыми трубками /12/, находящимися при разных потенциалах, так что на ионный коллектор в от-

сутствие разности потенциалов на пластинах попадают практически все ионы, выходящие из источника.

Подавая на пластины модулятора ВПМС уравнивающий сигнал в различные моменты времени относительно начала перехода картины потенциалов (С) в картину (А), можно измерить зарядовый состав различных участков импульса ионного тока. Оказывается, что при малых длительностях этот импульс  $\approx 40-60$  мкс/ вначале несколько богаче ионами высоких зарядностей, чем в конце, что может быть объяснено большей подвижностью высокозарядных ионов. Однако можно с достаточным основанием считать, что центральная часть содержит зарядовый состав, присущий всему импульсу ионного заряда в целом.

Подробно конструкция источника "Крион", его криогенная и магнитная системы, формирование электронного пучка и другие детали описаны в работах /6,9/.

### *3. Результаты измерений и получение значений эффективных поперечных сечений ионизации*

Экспериментальное изучение процесса ионизации положительных ионов аргона сводилось к следующему. В начальный момент времени за интервал, примерно, 100-150 мкс, в электронный пучок источника "Крион" вводилось некоторое количество  $\approx 10^{10}$  / ионов аргона. Затем, по прошествии заданного времени, являющегося временем ионизации, производился вывод ионов из электронного пучка и их анализ по времени пролета. На экране осциллографа С1-42 регистрировался вид спектра зарядностей ионов, связанный с данным временем ионизации. При изменении времени ионизации фиксировалось изменение вида спектра зарядностей ионов.

На рис. 3 даны примеры спектров зарядностей ионов аргона, полученных через 5, 10 и 20 мс ионизации соответственно. Использовался электронный пучок при энергии  $\approx 2,5$  кэВ и токе 1 А. Видно, что, поскольку обеспечена импульсная инжекция рабочего вещества в электронный пучок, в течение времени ионизации происходит последовательное "выгорание" ионов низших зарядностей и появ-

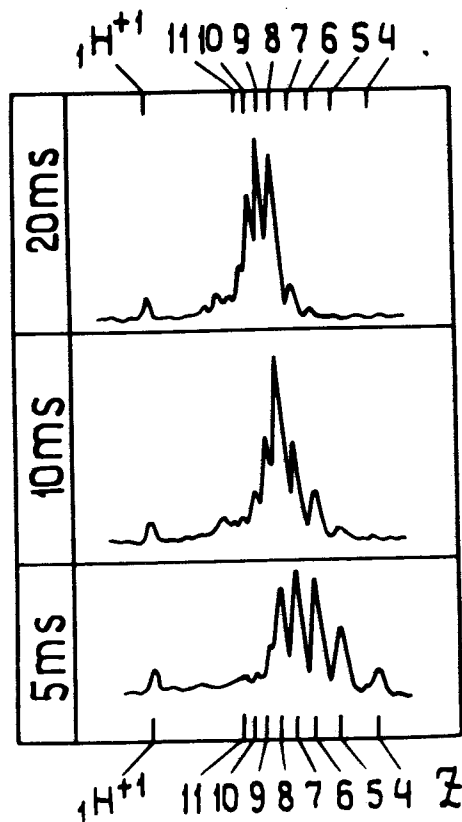


Рис. 3. Спектры зарядностей ионов аргона, полученные за 5, 10 и 20 мс ионизации.

ление ионов все более высоких зарядностей. При этом уровень фона от остаточного газа мал и не превышает 10% даже при максимальной, реализованной в экспериментах, длительности процесса ионизации  $\approx 40$  мс/.

Из принципа работы электронно-лучевого ионного источника следует, что суммарное число элементарных зарядов ионов в каждый момент процесса ионизации не может быть больше числа быстрых электронов в пучке, пространственный заряд которого удерживает ионы. В связи с этим возможны два режима работы: 1/ в начальные моменты времени в зависимости от длительности ио-

низации в пучок вводятся различные количества низкозарядных ионов, но такие, чтобы к концу процесса ионизации, независимо от его длительности, накапливался один и тот же максимально возможный суммарный пространственный заряд ионов, примерно равный пространственному заряду быстрых электронов; 2/ каждый раз, независимо от длительности ионизации, в пучок вводится одно и то же количество низкозарядных ионов, такое, что равенство пространственных зарядов ионов и электронов наступает лишь при заданной максимальной длительности ионизации.

Оба режима одинаково приемлемы для исследования ионизации, с той лишь разницей, что в первом случае постоянным является суммарный заряд ионов, а во втором - их число.

Мы предпочитали использовать 1-й режим, поскольку в этом случае чувствительность выше, что существенно при малом времени ионизации, когда число линий в спектре зарядностей велико. Обработка спектра, соответствующая определенному времени ионизации, представляла собой нахождение с некоторой ошибкой площадей под пиками, соответствующими различным зарядностям; определение количества ионов данной зарядности в относительных единицах и, наконец, получение нормированного на единицу распределения количества ионов в зависимости от их зарядности. Построение видов указанных распределений в зависимости от времени ионизации дает временную эволюцию спектров зарядностей, особенно удобную для определения эффективных поперечных сечений ионизации.

Очевидно, что случай последовательной ионизации, т.е. тогда, когда в каждом акте удаляется лишь один орбитальный электрон, математически описывается точно так же, как последовательный распад некоторого радиоактивного вещества с получением каждый раз другого, также радиоактивного, пока, наконец, не образуется стабильное вещество, аналогом которого в нашем случае является ядро, полностью лишенное электронов. Описание такого процесса дано, например, в монографии Э.Сегре/10/. В нашем случае роль постоянной радиоактивного распада играет эффективное сечение ионизации, а роль

времени - произведение плотности потока электронов пучка  $j$  на время ионизации  $\tau$ .

Плотность потока ионизирующих электронов  $j$  определяется нами как средняя по пучку и равна:  $j = 6,2 \cdot 10^{18} I/S_K$ , где  $I$  - ток электронного пучка в амперах,  $S_K$  - площадь катода электронной пушки в  $см^2$ . Это соотношение справедливо, т.к. используется магнитопогруженная электронная пушка в поле  $\approx 1,2 T$ , так что площадь электронного пучка даже такого высокого первеанса, как  $\approx 8 \cdot 10^{-6} A/B^{3/2}$  при напряжении 2-3 кВ следует считать равной площади эмиттирующей поверхности катода.

На рис. 4 представлена эволюция спектра зарядностей ионов аргона в зависимости от величины произведения  $j\tau$ . Экспериментальные точки представляют собой полученное количество ионов данной зарядности  $n_z$  при нормировке общего числа ионов на единицу. Исследована ионизация аргона от  $Ar^{+4}$  до  $Ar^{+12}$  в интервале значений  $j\tau$  от 0,6 до  $4,5 \cdot 10^{18} см^{-2}$ .

В соответствии с [10] решения кинетических уравнений, представляющие собой зависимость числа ионов  $n_K(j\tau)$  определенной зарядности  $K$  от  $j\tau$ , в случае последовательной ионизации имеют вид:

$$n_K(j\tau) = A_{K1} e^{-\sigma_1 j\tau} + A_{K2} e^{-\sigma_2 j\tau} + \dots + A_{KK} e^{-\sigma_K j\tau},$$

при

$$A_{K,i} = A_{K-1,i} \frac{\sigma_{K-1}}{\sigma_K - \sigma_i}$$

и

$$n_K(0) = A_{K1} + A_{K2} + \dots + A_{KK},$$

где  $\sigma_i$  - эффективное сечение ионизации иона зарядности  $i$  с образованием иона зарядности  $i+1$ .

Была предпринята попытка найти такой набор значений эффективных сечений для цепочки

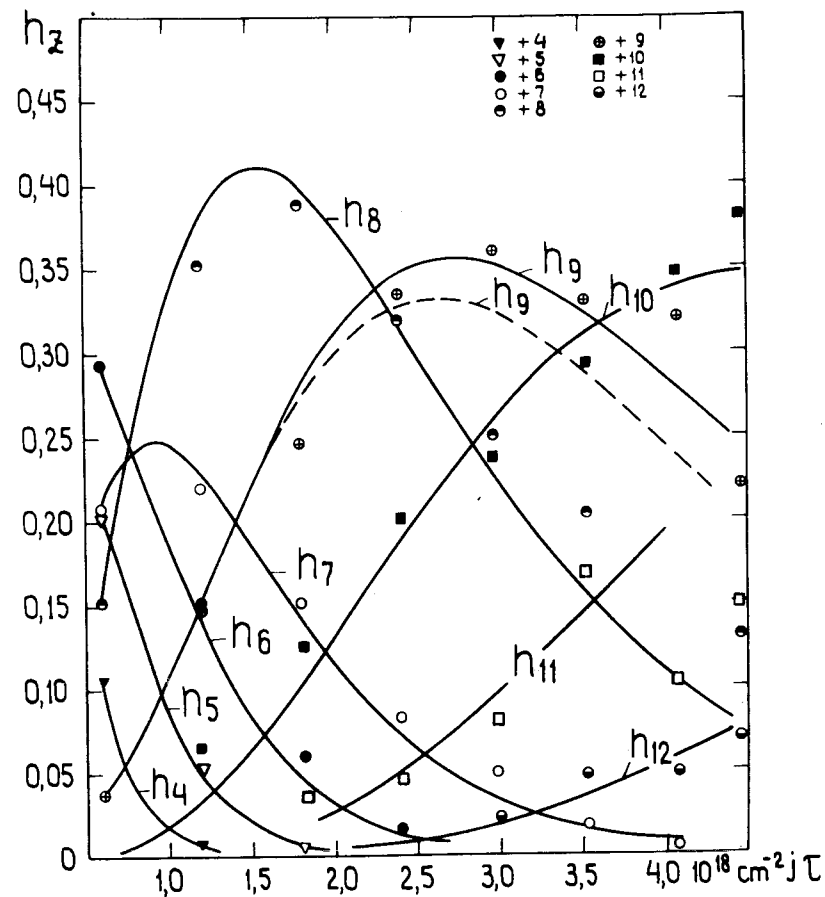
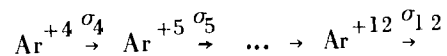


Рис. 4. Эволюция спектра зарядностей ионов аргона в зависимости от  $j\tau$ .

/т.е. в предположении, что на каждой ступени имеет место лишь одноэлектронная ионизация/, чтобы экспериментальные точки легли на расчетные кривые. Однако такой набор значений  $\sigma_i$  найти не удалось. Для удовлетворительного согласия расчетных и экспериментальных кривых  $n_i = f(j\tau)$  необходимо было ввести для зарядностей  $Ar^{+5}$  и  $Ar^{+6}$  наряду с одноэлектронной также и двухэлектронную ионизацию.





#### 4. Обсуждение экспериментальных результатов

Конфигурация электронных оболочек атома аргона, согласно общепринятым обозначениям, следующая:  $1S^2$ ,  $2S^2$ ,  $2P^6$ ,  $3S^2$ ,  $3P^6$ . В табл. 1, взятой из работы /11/, приведены для всех ионов аргона конфигурации электронных подоболочек и расчетные потенциалы ионизации. Видно, что в нашем случае при энергии электронов 2,5 кэВ в процессе ионизации могут участвовать все электроны за исключением электронов К-оболочки.

##### а/ двухэлектронная ионизация

Естественно предположить, что двухэлектронная ионизация ионов  $Ar^{+4}$ ,  $Ar^{+5}$  и  $Ar^{+6}$  в одном столкновении является результатом появления вакансии в L-оболочке при переходе одного из L-электронов либо в область непрерывного спектра, либо на один из высоколежащих уровней. Авторы ряда работ, в частности, А.Салоп /12/, считают, что при появлении вакансии в L-оболочке и при наличии в M-оболочке двух и более электронов вероятность двухэлектронной ионизации равна 100%, в то время как для иона  $Ar^{+7}$  из-за соответствующего запрета возможна, в основном, лишь одноэлектронная ионизация.

Таким образом, наш результат можно рассматривать как экспериментальное подтверждение этих теоретических воззрений. Кроме того, из эксперимента следуют относительные вероятности и абсолютные значения эффективных сечений появления вакансии в L-оболочке  $Ar^{+6}$  с переходом L-электрона отдельно в область непрерывного спектра и на высоколежащие возбужденные уровни.

Действительно, экспериментальное значение эффективного сечения ионизации  $Ar^{+8}$ , имеющего полный набор L-электронов, равно  $0,88 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ . Для  $Ar^{+6}$  эффективное сечение удаления электрона из L-оболочки в область непрерывного спектра можно считать близким к этому значению. Поправка обусловлена тем, что энергия связи 2S и 2P электронов для ионов  $Ar^{+6}$  несколько меньше, чем для  $Ar^{+8}$ . Мы не располагаем данными об энергиях связи электронов в ионных подоболочках аргона. Однако в теоретической работе /13/ пока-

Таблица 1

Конфигурации электронных оболочек и потенциалы ионизации ионов аргона различных зарядностей

Зарядность	Конфигурация	Потенциал ионизации (эВ)
0	3P6	16,0
1	3P5	32,3
2	3P4	48,7
3	3P3	65,0
4	3P2	81,6
5	3P1	98,0
6	3S2	133,2
7	3S1	152,5
8	2P6	396,4
9	2P5	468,9
10	2P4	541,4
11	2P3	613,8
12	2P2	688,6
13	2P1	761,6
14	2S2	872,6
15	2S1	939,0
16	1S 2	3947,0
17	1S1	4264,0

зано, что для соответствующих ионов  $Ca^{+8}$  и  $Ca^{+10}$  рассматриваемая разница энергий связи составляет 10%. В соответствии с этим, используя известную энергетическую зависимость сечения ионизации, получаем 10% поправку. Таким образом, эффективное сечение двухэлектронной ионизации, являющейся результатом перехода одного из L-электронов в ионе  $Ar^{+6}$  в область непрерывного спектра, равно  $\approx 0,96 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ , а перехода на возбужденный уровень -  $\approx 0,42 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ . Насколько приемлем такой результат с теоретической точки зрения, покажет отдельное исследование.

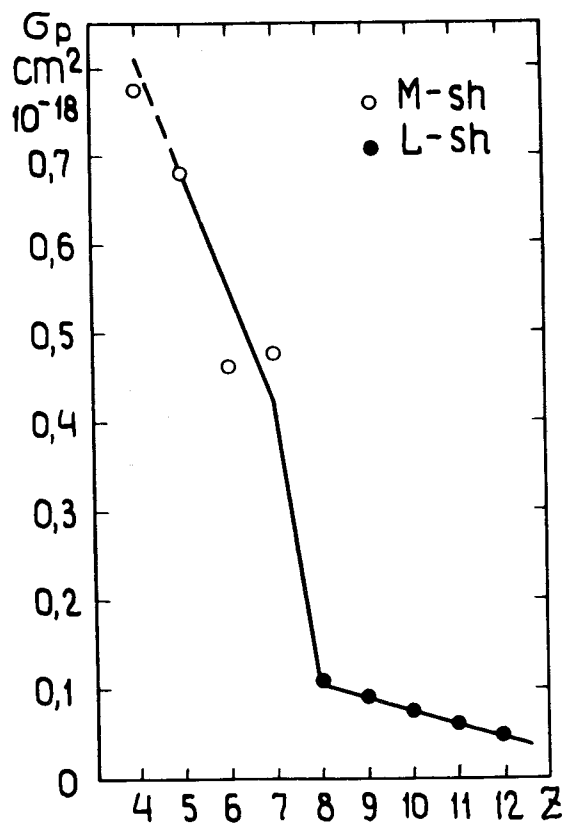


Рис. 6. Зависимость парциального /на 1 электрон оболочки/ сечения одноэлектронной ионизации ионов аргона от зарядности.

Несколько большее значение сечения двухэлектронной ионизации для иона  $Ar^{+5}$  соответствует дальнейшему уменьшению энергий связи L-электронов в сравнении с  $Ar^{+6}$ .

#### б/ Одноэлектронная ионизация

В связи с тем, что для ионов  $Ar^{+4,5,6}$  удаление электрона из L-оболочки приводит к двухэлектронной ионизации, в сечение одноэлектронной ионизации этих ионов вносят вклад лишь 3P и 3S электроны. Кроме того, если считать, что сечение удаления электрона из L-оболочки иона  $Ar^{+7}$  примерно равно сечению ионизации  $Ar^{+8}$ , то оказывается известным и сечение отрыва последнего 3S электрона. Таким образом оказывается возможным определить парциальное сечение  $\sigma_n$ , приходящееся на 1 электрон M- и L-оболочки в ионах соответствующих зарядностей. На рис. 6 приведена зависимость  $\sigma_n$  от зарядности иона. Видно, что  $\sigma_n$  убывает плавно в пределах одной оболочки и уменьшается скачкообразно при переходе от M- к L-оболочке, что соответствует характеру изменения потенциалов ионизации.

Для расчета парциальных сечений на один  $n\ell$ -электрон обычно используют формулу Бете /12/

$$\sigma_{n\ell} = \frac{K}{E I} \ln \frac{E}{I},$$

где K - константа, E - кинетическая энергия электронов; I - энергия связи электрона в соответствующей  $n\ell$ -подоболочке.

В табл. 2 представлены значения константы K, полученные из условия наилучшего согласия экспериментальных и расчетных сечений одноэлектронной ионизации соответствующих ионов.

Видно, что значение  $K = 6 \cdot 10^{-14} \text{ эВ}^2 \text{ см}^2$  может с успехом применяться для расчета сечений ионизации ионов при данном уровне точности.

Это значение близко к тому, которое получено ранее Лотцем /14/ /  $K = 4,5 \cdot 10^{-14} \text{ эВ}^2 \text{ см}^2$  /.

Таблица 2

Значения константы  $K$ , полученные из сечений одноэлектронной  
ионизации различных ионов

Z	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$K, 10^{-14} (\text{эВ})^2 \text{ см}^2$	4,62	5,15	5,27	6,30	5,92	6,40	6,64	6,58	6,65

#### 4. Заключение

Наиболее интересным развитием данной работы было бы измерение энергетических зависимостей измеренных сечений при максимально возможной точности экспериментальных результатов, а также распространение исследований на ионы  $\text{Ar}^{+1} - \text{Ar}^{+3}$  и  $\text{Ar}^{13} - \text{Ar}^{17}$ . Полная реализация этой программы возможна, однако требует в настоящее время получения более плотных электронных пучков в источнике "Крион".

В заключение авторы выражают благодарность В.П.Овсянникову за разработку электронной пушки, использованной в экспериментах, а также Л.А.Диденко за расчеты на ЭВМ.

#### Литература

1. Дж.Хастед. Физика атомных столкновений. стр. 337, "Мир", Москва, 1965.
2. F.A.Baker, I.S.Hasted. *Phil.Trans.Roy.Soc.*, 261, 33 (1966).
3. P.A.Redhead. *Can. Journ. Phys.*, 45, 1791 Part 1 (1967).
4. P.A.Redhead. *Can. Journ. Phys.*, 48, 1906 (1970).
5. P.A.Redhead, G.P.Gopalaram. *Can. Journ. Phys.*, 49, 585 (1971).
6. Е.Д.Донец, А.И.Пикин. ЖТФ, том XIV, вып. II /1975/.
7. Е.Д.Донец, В.И.Илющенко. Сообщение ОИЯИ, Р7-8310, Дубна, 1974.
8. Е.Д.Донец, В.И.Илющенко, В.А.Альперт. А.С.375708 Бюллетень ОИПОТЗ №16, 1973.
9. В.Г.Аксенов, Е.Д.Донец, А.Г.Зельдович, А.И.Пикин, Ю.А.Шишов. ОИЯИ, Р8-8563, Дубна, 1975.
10. Экспериментальная ядерная физика, под редакцией Э.Сегре, том. III, 13, ИЛ, Москва, 1961.
11. T.A.Carlson et al. *Atomic Data*, 2, 63 (1970).
12. A.Salop. *Phys.Rev.*, A, No. 6, 2496 (1974).
13. Y.Hahn, K.N.Watson. *Phys.Rev.*, A7, 491 (1973).
14. W.Lotz. *Z.Phys.*, 216, 241 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 октября 1975 года.