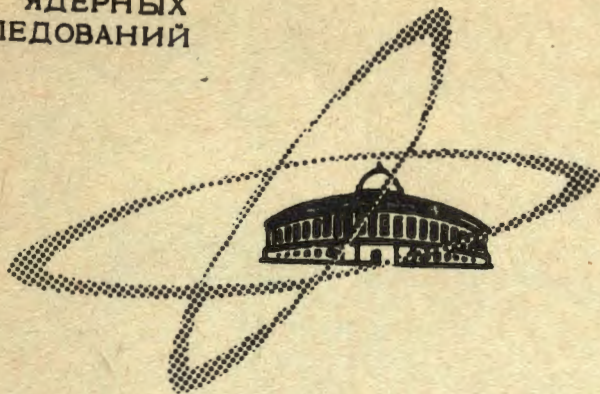


Д-672

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P7 - 4124

Е.Д.Донец, В.И.Илющенко, В.А.Альперт

ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВОЙ ИСТОЧНИК  
МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

АБСОЛЮТНО ИЗОБРАЖЕНИЕ

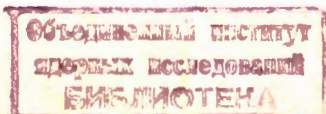
1968

P7 - 4124

Е.Д.Донец, В.И.Илющенко, В.А.Альперт

ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВОЙ ИСТОЧНИК  
МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

Направлено в АЭ.



## 1. Введение

Ускорение ионов все более тяжелых атомов представляет собой основную тенденцию в развитии той области физики, которая исследует реакции между сложными ядрами.

В настоящее время уже используются ускоренные ионы кремния<sup>/1/</sup>, серы /2/ и аргона /3/, в недалеком будущем, по-видимому, будут ускорены ионы кальция и цинка /4/.

Однако уже сейчас ясно, что, в частности для экспериментов по синтезу сверхтяжелых ядер, требуется осуществить ядерную реакцию  $U_{92} + U_{92}$ . Ускорение ионов урана до энергий, превышающих кулоновский барьер на ядре урана, представляет собой задачу, которая вряд ли может быть решена при использовании существующих ускорителей и источников ионов известных типов.

Например, для ускорения урана до энергий  $\approx 2$  Гэв на большом циклотроне Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ зарядность ионов должна быть не менее 38-40. Имеющиеся плазменные источники обеспечивают пучки многозарядных ионов с кратностью ионизации не более +12 /5,6/.

Ионные источники других типов находятся пока в стадии разработки (см., например, /7/).

В настоящей работе описаны метод ионизации и экспериментальная установка (ИЭЛ) для получения пучков ионов высокой зарядности при помощи магнитосфокусированного электронного луча.

## 2. Метод ионизации

Многokратная ионизация атомов электронным ударом может быть как результатом однократного столкновения, приводящего к отрыву одновременно нескольких электронов, так и результатом ряда последовательных столкновений, приводящих каждый раз к отрыву лишь одного электрона.

К сожалению, процесс многokратной ионизации в одном столкновении имеет сечение, быстро убывающее при увеличении кратности ионизации  $z$ , и вряд ли может быть использован при разработке источников высокозарядных ионов.

С другой стороны, в процессе последовательной ионизации необходимая зарядность ионов может быть достигнута, если обеспечена заданная величина произведения плотности электронного пучка  $j$  на время взаимодействия  $\tau$ . При определенной энергии ионизирующих электронов  $E_e$  и заданной плотности пучка  $j$  полное время взаимодействия, необходимое для достижения кратности ионизации  $z$ , складывается из суммы времен перехода с вероятностью единица ( $\tau_{i \rightarrow i+1}$ ) из нижнего зарядового состояния  $i$  в последующее  $i+1$  и т.д. до состояния с зарядностью  $z$ .

$$\tau = \sum_{i=0}^{z-1} \tau_{i \rightarrow i+1}.$$

Время  $\tau_{i \rightarrow i+1}$  может быть рассчитано, если известно сечение перехода  $\sigma_{i \rightarrow i+1}$ , причем для него существует соотношение

$$\sigma_{i \rightarrow i+1} j \tau_{i \rightarrow i+1} = 1.$$

Естественно, что для полного времени  $\tau$  такое соотношение не имеет смысла, хотя  $\tau_{i \rightarrow i+1}$  и есть время перехода с вероятностью 1 из состояния с зарядом 0 в состояние с зарядом  $z$ .

Для приближенного расчета необходимых величин  $j \tau$  можно воспользоваться, например, формулой для  $\sigma_{i \rightarrow i+1}$  из работы [8/

$$\sigma_{i \rightarrow i+1} = \frac{C}{E_e} \frac{1}{I_{i \rightarrow i+1}} \ln \frac{E_e}{I_{i \rightarrow i+1}},$$



где  $\tau_{i \rightarrow i+1}$  - потенциал ионизации иона зарядности  $i$ ,  $C$  - постоянная.

$$j\tau = j \sum_{i=0}^{z-1} \tau_{i \rightarrow i+1} = \sum_{i=0}^{z-1} \frac{1}{\sigma_{i \rightarrow i+1}}.$$

На рис. 1 показана зависимость кратности ионизации  $z$  от величины произведения  $j\tau$  для атомов урана при энергии электронного пучка, равной 8 кэв.

Из рисунка видно, что кратности ионизации  $z = +38$  соответствует  $j\tau = 10^{20} \frac{1}{\text{см}^2}$ , т.е. при использовании даже таких высоких значений  $j$ , как  $100 \text{ а/см}^2$ , необходимое время взаимодействия примерно равно 0,1 сек.

Нам представляется, что столь длительные времена взаимодействия можно обеспечить, используя эффект естественного провисания потенциала в сплошном электронном пучке, обусловленный его отрицательным пространственным зарядом.

Рассмотрим электронный пучок цилиндрической формы с радиусом  $R$ . Разность потенциалов между его границей и осью  $\Delta U$  выражается формулой /10/

$$\Delta U = 1,52 \cdot 10^4 \frac{I}{U^{3/2}},$$

где  $I$  - ток пучка /а/,  $U$  - ускоряющее напряжение /в/. Например, глубина потенциальной ямы на оси пучка с энергией электронов 8 кэв и током 1 ампер составляет  $\approx 160$  вольт.

Положительный ион, возникший в области электронного пучка, совершает радиальные колебания с амплитудой, не превышающей  $R$ .

Аксиальное движение иона может быть ограничено потенциалами на конечных участках пучка, весь объем которого в этом случае оказывается ловушкой для положительного иона.

Время пребывания иона в такой ловушке в отсутствие столкновений определяется скоростью нейтрализации пространственного заряда электронов при ионизации остаточного газа.

Расчет показывает, например, что при давлении  $10^{-10}$  торр время нейтрализации при энергии электронов 8 кэВ примерно равно 1 сек. Из рис. 1 следует, что это время достаточно для получения ионов очень высоких зарядностей.

Таким образом, может быть осуществлена следующая методика получения высокозарядных ионов (рис. 2). В объеме сверхвысокого вакуума создается протяженный электронный пучок с начальной плотностью  $j = j_0$  (рис. 2а). Распределение электрических потенциалов вдоль оси пучка таково, что его окончены участки представляют собой пробки для положительных частиц. В момент времени  $t_0$  за короткий промежуток времени  $\Delta t$  в пучок электронов вводится определенное число положительных однозарядных ионов рабочего вещества (рис. 2б).

Это можно сделать, например, кратковременным испарением исходного материала. Некоторая часть атомов при своем тепловом движении через пучок будет ионизирована и захвачена в ловушку.

Далее, в момент времени  $t_1$ , который может следовать непосредственно за  $t_0 + \Delta t$ , плотность электронного пучка увеличивается до  $j = j_1$ . При этом амплитуды радиальных колебаний захваченных в ловушку ионов уменьшаются.

За время от  $t_1$  до  $t_2$  происходит ионизация атомов рабочего вещества до необходимой кратности  $z$  (рис. 2в). Образующиеся в процессе ионизации медленные электроны покидают пучок в соответствии с распределением потенциалов. При этом, естественно, положительный пространственный заряд растет, что приводит к увеличению амплитуды радиальных колебаний ионов. Количество атомов рабочего вещества и кратность ионизации  $z$  выбираются такими, что амплитуды колебаний в момент времени  $t_2$  не превышают начальных амплитуд в момент времени  $t_0$ .

В момент времени  $t_2$  потенциал одного из окончных участков пучка делается постоянно (или периодически) отрицательным (рис. 2г). При этом ионы уходят из пучка и могут быть использованы для анализа или для ускорения.

Процесс повторяется многократно.

Расчет показывает, например, что в потоке электронов  $10^{19} \frac{\text{эл}}{\text{сек}}$ , сфокусированном в луч диаметром  $1 \text{ мм}^2$  и длиной 1 м, при энергии электронов 8 кэВ будет генерироваться около  $2,5 \cdot 10^{10}$  ионов  $^{238}\text{U}$  средней зарядности +38. Можно ожидать, что на оптимальную зарядность будет приходиться около 30% общего числа ионов.

Результаты экспериментов, выполненных авторами работ /11,12,13/, и экспериментов по ионизации остаточного газа, которые будут описаны ниже, дают нам основание надеяться, что пучки высокозарядных ионов в электронном луче могут быть получены.

### 3. Экспериментальная установка

Для проверки рассмотренного выше метода ионизации изготовлена экспериментальная установка, схема которой показана на рис. 3.

Электронная пушка располагается внутри экранированного соленоида длиной 165 мм с максимальной напряженностью магнитного поля около 4 кэ. Катод из гексаборида лантана, выполненный в виде таблетки диаметром 3 мм и высотой 1,5 мм, опирается на танталовый диск с диаметром отверстия 2,5 мм. Для обеспечения необходимой эмиссии катода применен электронный подогрев.

На расстоянии 2,5 мм от катода находится анодная диафрагма из нержавеющей стали с диаметром отверстия 3 мм. После анода располагается дрейфовая трубка с внутренним диаметром 4,8 мм, состоящая из пяти изолированных секций длиной 20, 20, 60, 20, 20 мм соответственно. Последняя секция дрейфовой трубки опирается на магнитный полюс, непосредственно за которым установлен электронный коллектор цилиндрической формы, изготовленный из тантала. Коаксиально с электронным коллектором размещен проволочный коллектор ионов.

Электроны, эмитируемые катодом и ускоренные анодным потенциалом, сильным магнитным полем формируются в пучок, который после прохождения дрейфовой трубки и выхода из магнитного поля регистрируется электронным коллектором.

Ионы, возникающие в области электронного пучка, могут удерживаться там либо выводиться на ионный коллектор при соответствующих распределениях потенциалов на секциях дрейфовой трубки.

Чтобы предотвратить попадание быстрых электронов на ионный коллектор, его потенциал с помощью постоянного источника питания устанавливается всегда ниже катодного потенциала.

Для анализа ионов по отношению  $z/A$  на место ионного коллектора может устанавливаться ускоряющий электрод масс-спектрометра по времени пролета.

Блок-схема электрического питания ИЭЛ приведена на рис. 4.

Выпрямитель питания фокусирующего соленоида обеспечивает номинальный ток 600А при напряжении 17 в.

Узел анодного питания электронной пушки состоит из анодного выпрямителя с максимальным напряжением 7000 в, током 2,5 а и модулятора на лампе ГУ-39А. Выпрямитель смещения управляющей сетки имеет регулируемый выход, что позволяет получить варьируемую постоянную составляющую электронного тока через ИЭЛ. Для получения мощного импульса тока на управляющую сетку лампы ГУ-39А с выхода задающего генератора поступает положительный импульс с максимальной амплитудой 300 в. Импульс отрицательной полярности, снимаемый с анода лампы ГУ-39А, имеющий максимальную амплитуду в 6 кв, поступает на катод электронной пушки ИЭЛ, анод которой заземлен.

Длительность импульса тока регулируется в пределах 0,05-100 мсек.

Блок-схема измерения импульсов ионного тока, генерируемого в ИЭЛ, показана на рис. 5.

Импульс задающего генератора, задержанный на время от 0 до 15 мсек, запускает генератор серий запирающих импульсов положительной полярности, которые подаются на предпоследнюю секцию дрейфовой трубки. В интервале времен от 0 до 60 мсек имеется 7 серий запирающих импульсов с максимальной длительностью в серии от 1 до 60 мсек. Каждая серия содержит импульсы 20 длительностей, изменяющихся автоматически через равные интервалы. Номер определенной серии выбирается вручную.



По окончании действия запирающего импульса ионы из дрейфовой трубки вытягиваются на коллектор.

Импульсы ионного тока наблюдаются на экране осциллографа, развертка которого запускается передним фронтом электронного импульса через ИЭЛ, или регистрируются на ленте потенциометра ЭПП-09.

Генератор разряда используется для перевода указателя потенциометра в нулевое положение после записи амплитуды ионного импульса.

Система вакуумной откачки ИЭЛ схематически изображена на рис.6.

Необходимое разрежение создается электроразрядным сорбционным насосом ЭСН-1 и двумя диффузионными паромасляными насосами: ВА-01 с ловушкой Поста <sup>14</sup>/, охлаждаемой жидким азотом, и ЦВЛ-100, включенными последовательно.

Контроль давления осуществляется по току насоса ЭСН-1, прокалиброванного заранее.

Основным конструкционным материалом вакуумной системы является нержавеющая сталь. Уплотнения выполнены из меди. Прогрев ИЭЛ осуществляется наружными и внутренними нагревателями до температуры  $\approx 400^\circ\text{C}$ .

Во время работы ИЭЛ электронный пучок производит дополнительную откачку объема дрейфовой трубки.

Предельное разрежение, достигнутое в объеме ИЭЛ, равно  $1.10^{-9}$  торр.

#### *4. Эксперименты по ионизации атомов остаточного газа*

а) Электронный пучок. Пучок электронов в ИЭЛ выполняет две функции. Во-первых, в столкновениях с быстрыми электронами осуществляется процесс последовательной ионизации положительных ионов, во-вторых, отрицательный пространственный заряд электронного пучка создает электростатические силы, ограничивающие радиальное движение ионов.

Поэтому, с одной стороны, плотность пучка электронов при заданной энергии должна быть как можно большей, с другой стороны, вариации

плотности пространственного заряда пучка должны быть минимальными, чтобы не вызвать существенного искажения картины рассмотренного выше движения ионов.

При использовании описанной выше конструкции пушки ИЭЛ максимальная плотность электронного пучка, которая была получена, равна  $8 \frac{\text{а}}{\text{см}^2}$ . Эта плотность достигнута при напряжении 6 кв. На рис. 7 изображена вольт-амперная характеристика катод-анодного промежутка. Из рисунка следует, что микропервеанс пушки равен  $0,95 \frac{\text{мкка}}{\text{В}^{3/2}}$ . Отклонение от закона  $3/2$  наступает при напряжении 5,5 кв, что свидетельствует о недостаточной эмиссии катода, требующего большей мощности подогрева, которая была ограничена конструктивными особенностями катодного узла.

Прохождение пучка через дрейфовую трубку достигает практически 100%. Электронный ток был обнаружен лишь на последней секции трубки дрейфа, где он не превышал 0,05% общего тока.

Пulsации плотности пучка нами не исследовались. Расчет по известному соотношению /10/

$$R_n = 4,14 \frac{\sqrt{U P_\mu}}{B}$$

где  $R_n$  - амплитуда пульсации (мм),  $U$  - разность потенциалов катод-анод (в),  $P_\mu$  - микропервеанс пушки ( $\frac{\text{мкка}}{\text{В}^{3/2}}$ ),  $B$  - величина индукции фокусирующего магнитного поля (гс), показывает, что при максимальном  $U$  и  $P_\mu = 0,95 \frac{\text{мкка}}{\text{В}^{3/2}}$  в магнитном поле 4 кгс амплитуда пульсаций невелика и составляет  $\approx 0,1$  мм.

б) Ионный ток. Ионный ток, генерируемый в объеме ИЭЛ, определяется током быстрых электронов, их энергией и давлением остаточного газа. Током ионов, возникающих в объеме дрейфовой трубки, можно управлять, аккумулируя его в пространстве электронного пучка и посылая на ионный коллектор или на катод при соответствующем распределении потенциалов на секциях трубки дрейфа. Ионы, возникающие вблизи электронного коллектора, естественно, собираются всегда на коллектор ионов, так как он имеет постоянный отрицательный потенциал.

Эксперименты с ионным током заключались в измерении его величины в зависимости от распределения потенциалов на секциях дрейфовой трубки и давления остаточного газа при различных характеристиках электронного пучка.

На рис. 8 показаны типичные осциллограммы импульсов ионного тока, полученные при соответствующих распределениях потенциалов на секциях трубки дрейфа для следующих параметров:  $p = 10^{-7}$  торр,  $U = 2$  кв,  $I = 70$  ма.

Форма импульса ионного тока в основном повторяет форму мощного электронного импульса (рис. 8а, б, в, г). Некоторые отклонения связаны с изменением давления из-за бомбардировки электронами коллектора.

Рис. 8а, б, в, г показывают возможности ограничения движения ионов, а рис. 8б - возможность управления ионным током, генерируемым в объеме электронного пучка.

Очень интересны осциллограммы рис. 8д. В этом случае запирающий импульс амплитудой 100 в и длительностью  $\tau$  подавался на четвертую секцию дрейфовой трубки, причем он начинался с некоторой задержкой по отношению к электронному импульсу и заканчивался раньше. Из осциллограмм рис. 8б, г, полученных в статическом режиме, видно, что ионный ток в момент начала запирающего импульса уменьшается, однако не до нуля, так как ионы, возникающие в последней секции трубки дрейфа и в области электронного коллектора, приходят на коллектор ионов.

Ионы, возникающие во 2-й и 3-й секциях дрейфовой трубки, аккумулируются в области электронного пучка. Затем синхронно с задним фронтом запирающего импульса весь ионный заряд, накопленный за время  $\tau$ , выплескивается на коллектор, заряжая его емкость. Мы называем этот всплеск импульсом ионного заряда. Этот быстрый процесс завершается разрядкой емкости ионного коллектора через сопротивление утечки, после чего ионный ток восстанавливается до первоначальной величины.

Другая осциллограмма рис. 8д показывает, как изменяется картина, если длительность запирающего импульса  $\tau$  увеличивается. Мы видим, что вначале величина импульса ионного заряда растет, затем достигает насыщения и, наконец, резко падает в момент, когда запирающий импульс заканчивается позднее импульса электронного тока.

На рис. 9 показана огибающая импульсов ионного заряда, полученных при различных длительностях запирающего импульса  $\tau$ .

Измерения показывают, что максимальная амплитуда импульса ионного заряда по абсолютной величине примерно равна напряжению, которое мог бы создать на емкости коллектора ионов пространственный заряд электронного пучка, ограниченного по длине 2-й и 3-й секциями дрейфовой трубки. Это означает, что насыщение на кривой рис. 9 наступает при состоянии, близком к полной компенсации пространственного заряда быстрых электронов пространственным зарядом аккумуляированных в этой области ионов.

Для определения эффективности ионной ловушки надо знать, действительно ли при действии запирающего импульса ионы, которые ранее попадали на коллектор, теперь накапливаются в области электронного пучка. Это можно сделать, сравнивая ионный заряд, найденный из импульса

$V$  при известной емкости  $C$  ионного коллектора, с дефицитом ионного тока  $\Delta i$  за время действия запирающего импульса  $\tau$ .

На рис. 10 показано изменение отношения  $\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{VC}{\Delta i \tau}$  в зависимости от длительности  $\tau$ . Видно, что в некотором интервале времен  $\tau$  эта величина больше единицы. Этот факт убедительно свидетельствует о высокой эффективности ионной ловушки.

в) Обсуждение некоторых экспериментальных результатов. При ионизации остаточного газа происходит непрерывная подача атомов рабочего вещества в электронный пучок постоянной плотности  $i$ . Этот случай существенно отличается от того, который был рассмотрен в разделе 2. Основное отличие состоит в том, что при непрерывной подаче рабочего вещества не все ионы, захваченные в ловушку, могут находиться в области электронного пучка от момента возникновения до конца запирающего импульса длительности  $\tau$ . Ион, захваченный в электронный пучок на радиусе  $r_1$ , будет увеличивать амплитуду радиальных колебаний по мере того, как пространственный заряд электронов компенсируется ионным зарядом. В тот момент, когда амплитуда колебаний иона превысит радиус пучка  $R$ , дальнейшее пребывание иона



в ловушке стане малоэффективным, так как время, которое ион проводит в области пучка, представляет теперь лишь часть общего времени пребывания в ловушке. При возрастании амплитуды колебаний эта часть времени уменьшается. В конце концов ион может попасть на стенку дрейфовой трубки, если амплитуда колебаний достигнет значения, равного радиусу трубки дрейфа ранее, чем закончится запирающий импульс.

Для многозарядных ионов рассмотренный процесс будет несколько более медленным, так как отрыв очередного электрона происходит не обязательно в тот момент, когда расстояние иона от оси пучка равно амплитудному значению, что должно приводить к некоторому уменьшению амплитуды радиальных колебаний.

Анализируя теперь детали рис. 9 и рис.10, мы видим, что рассмотренный выше процесс накопления ионов качественно подтверждается.

Из рис. 9 следует, что накопление ионного заряда в области электронного пучка при малых  $\tau$  происходит быстрее чем линейно, затем при увеличении  $\tau$  - линейно, после чего происходит постепенный переход к насыщению.

Такая картина соответствует тому, что вначале все ионы, которые генерируются при столкновении атомов остаточного газа с быстрыми электронами, накапливаются в пучке и, более того, происходит их последовательная ионизация. Затем амплитуды колебаний ионов возрастают и начинается их утечка на стенки дрейфовой трубки, и, наконец, наступает насыщение, когда число возникающих ионов становится равным числу ионов, покидающих ловушку.

Из рис. 10 видно, что отношение  $\frac{Q_1}{Q_2}$ , которое можно рассматривать как среднюю зарядность ионов, достигает довольно большой величины (в частном случае 3) уже при малых значениях  $\tau$ . Если принять во внимание, что ток  $\Delta i$  образован в основном однозарядными ионами двухатомных молекул, то цифра 3 означает, что в среднем ионный ступок состоит из атомарных ионов зарядности 1,5, которая может быть получена при малых временах  $\tau$ .

Столь малые времена достижения максимальной средней зарядности в сравнении со временем насыщения при данном вакууме можно объяснить

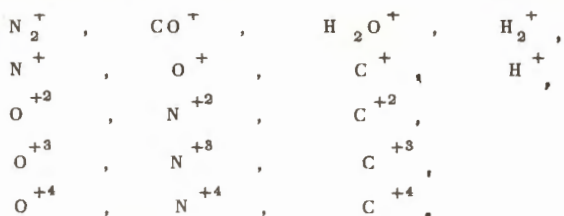
тем, что внутри электронного пучка потенциал пространственного заряда нарастает пропорционально  $r^2$ , в то время как вне пучка — пропорционально  $\ln r$ . Это означает в нашем случае, что достаточно 15–20%-ной компенсации пространственного заряда электронов, чтобы началось попадание ионов на стенки дрейфовой трубки.

Таким образом, результаты экспериментов по измерению импульсов ионного тока и заряда оказались такими, как если бы в ИЭЛ осуществлялся описанный в разделе 2 метод ионизации, реализованный при непрерывной подаче рабочего вещества в электронный пучок.

Однако окончательное убедительное доказательство этого мы получили при анализе зарядового спектра ионов остаточного газа.

В предварительных экспериментах, выполненных с применением масс-спектрометра, работающего по времени пролета, было установлено, что, во-первых, остаточный газ в ИЭЛ представляет собой в основном смесь

$N_2$ , CO и  $H_2$  и, во-вторых, при  $j r = 2 \cdot 10^{17} \frac{1}{\text{см}^2}$  и энергии электронов  $E_0 = 2,3$  кэВ зарядовый спектр содержит следующие ионы:



Доля четырехзарядных ионов в спектре составляла несколько процентов.

Эти результаты показывают, что дальнейшая работа по получению высокозарядных ионов в электроннолучевом источнике может оказаться успешной.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность Е. Д. Воробьеву за большую поддержку и помощь, оказанную нам на всех этапах работы.

Нам также приятно поблагодарить Ю. П. Третьякова за проектирование схем электрического питания, А. Г. Невского за разработку радиотехнических схем и К. Д. Туманова за большую работу по изготовлению, наладке и эксплуатации установки.

Л и т е р а т у р а

1. И. Бачо, Д. Д. Богданов, Ш. Дароци, В. А. Карнаухов, Л. А. Петров, Г. М. Тер-Акопян. Труды Международной конференции по физике тяжелых ионов, 1. Препринт ОИЯИ, P7-3202, Дубна, 1966.
2. R.D. Macfarlane. *Phys.Rev.*, 137, 1448 (1965).
3. W.J. Swiatecki. Report at Research Progress Meeting, Berkley, California (1968).
4. Г. Н. Флеров. Доклад на Международном симпозиуме по структуре атомного ядра, Дубна (1968).
5. A. Ghiorso, R.M. Main, B.H. Smith. Preprint UCRL-16839 (1966).
6. А. С. Пасюк, Ю. П. Третьяков, С. К. Горбачев. АЭ, 24, 21 (1968).
7. а) J.D. Daugherty, L. Grodzins, G.S. Janes, R.H. Levy. *Phys.Rev. Lett.*, 20, 369 (1968);  
б) Г. Н. Флеров, УФН, 95, 25 (1968).
8. а) B.L. Schram, A.J.H. Boerboam, J. Kistemaker. *Physica*, 32, 185 (1966);  
б) B.L. Schram. *Physica*, 32, 197 (1966).
9. G.S. Janes, R.H. Levy, H.A. Bethe, B.T. Feld. *Phys.Rev.*, 145, 925 (1966).
10. И. В. Алямовский. Электронные пучки и электронные пушки, Сов. радио, Москва, 1966.
11. M.E. Hines, G.W. Hoffman, J.A. Saloom, *J.Appl.Phys.*, 26, 1157 (1955).
12. F.A. Baker, J.B. Hasted. *Phil.Trans.Roy.Soc., Ser.A.*, 261, 33 (1966).
13. P.A. Redhead. *Can.J.Phys.*, 45, 1791 (1967).
14. а) J.R. Ullmann. Fourth Nat. Symp. Vac. Tech. (USA), 95 (1957);  
б) D. Alpert. *Handbuch der Physik*, B. XII, 657 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел

25 октября 1968 года.

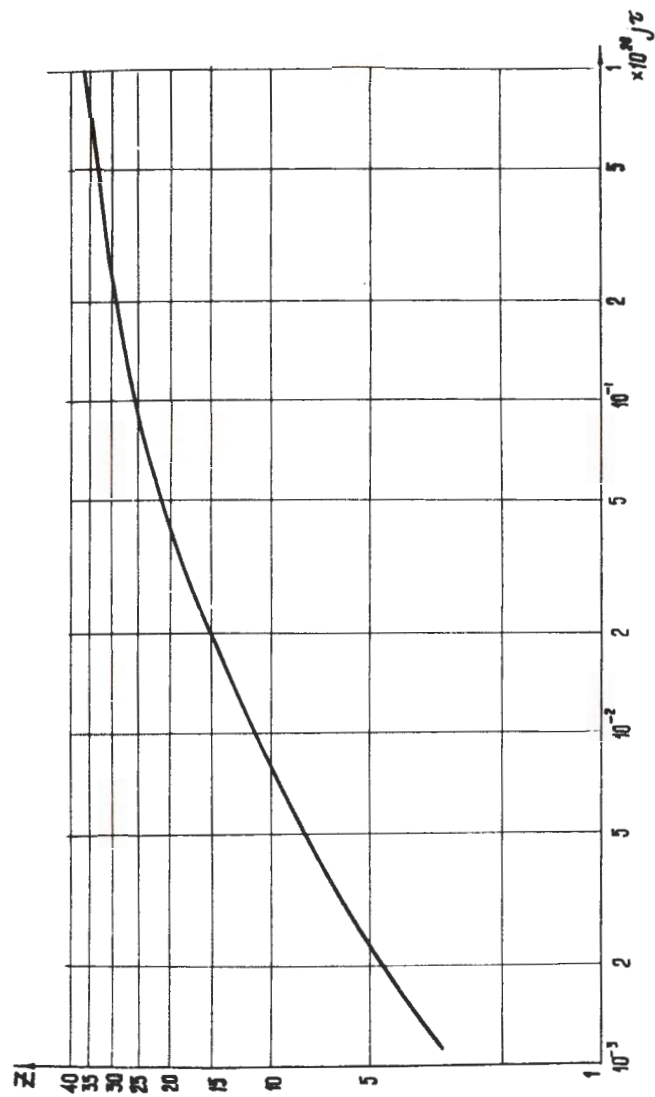


Рис.1. Зависимость кратности ионизации  $z$  от величины произведения плотности электронного пучка  $j$  (эл/см<sup>2</sup>.сек) на время взаимодействия  $\tau$  (сек).

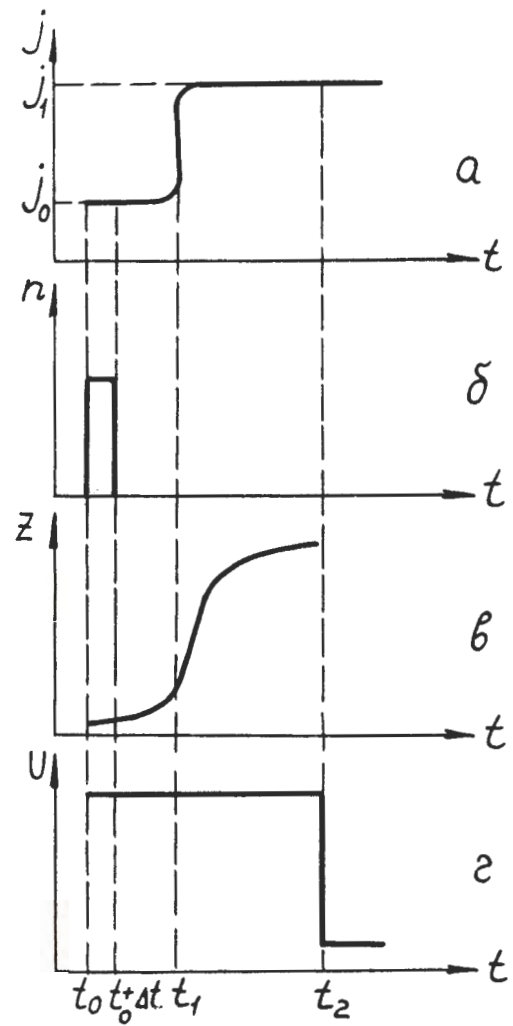


Рис.2. Временная диаграмма основных процессов, приводящих к многократной ионизации: а) изменение плотности электронного пучка во времени; б) ввод однозарядных ионов рабочего вещества в электронный пучок; в) изменение кратности ионизации  $z$  во времени; г) изменение напряжения на конечном участке электронного пучка.



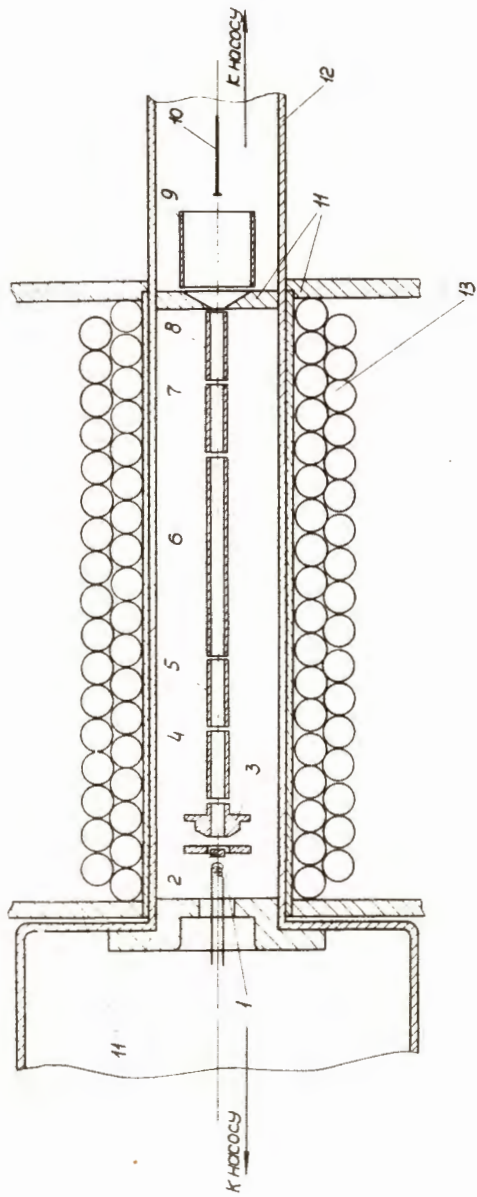


Рис.3. Схема экспериментальной установки. 1 - нить накала, 2 - катод, 3 - анод, 4-8 - секции дрейфовой трубки, 9 - коллектор электронов, 10 - коллектор ионов, 11 - магнитное поле соленоида, 12 - корпус ИЭЛ, 13 - обмотка соленоида.

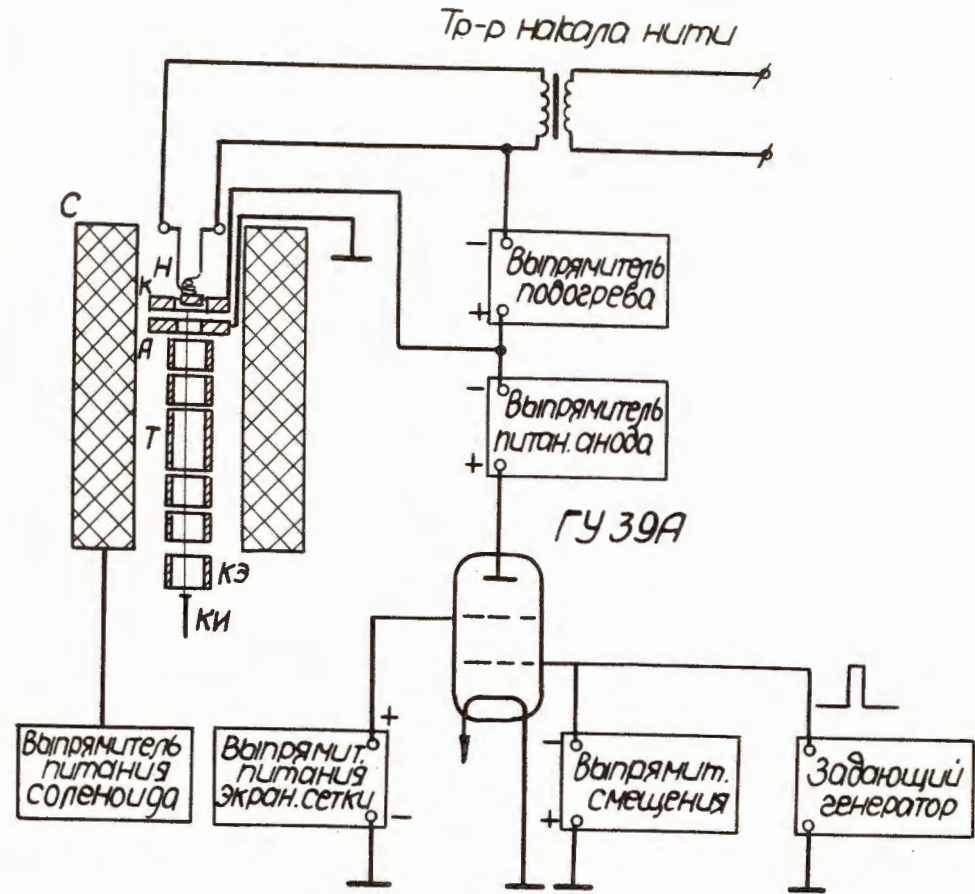


Рис.4. Блок-схема электрического питания ИЭЛ. С - соленоид, Н - нить накала, К - катод, А - анод, Т - дрейфовая трубка, КЭ - коллектор электронов, КИ - коллектор ионов.

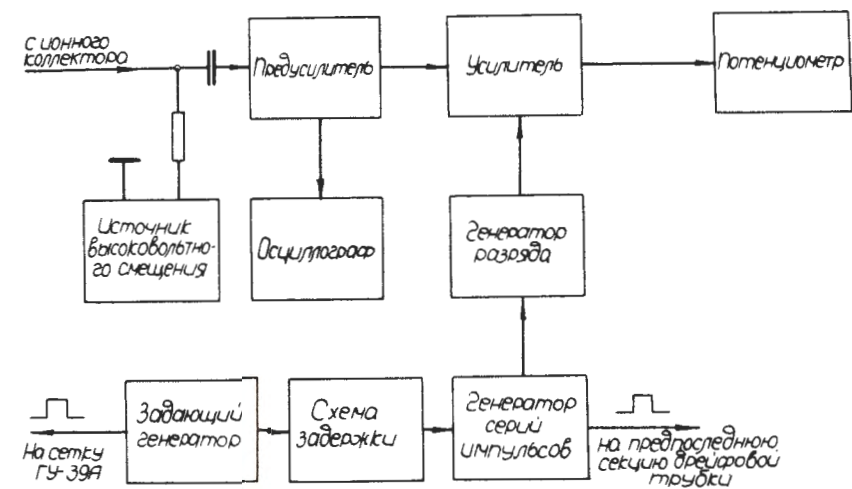


Рис.5. Блок-схема измерения импульсов ионного тока ИЭЛ.

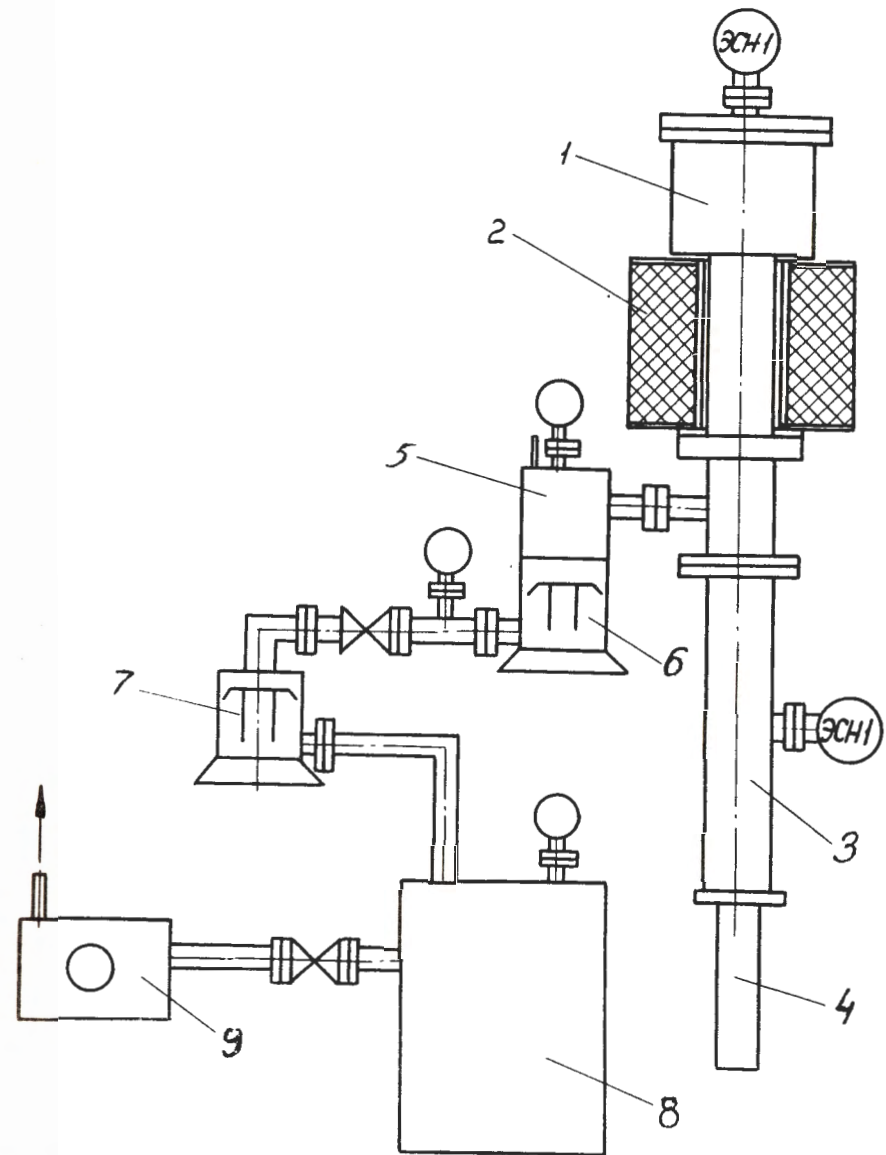


Рис.6. Схема вакуумной откачки ИЭЛ. 1 - корпус ИЭЛ, 2 - соленоид, 3 - корпус времяпролетного масс-спектрометра, 4 - детектор ионов, 5 - ловушка Поста, 6 - диффузионный паромасляный насос ВА-0,1, 7 - диффузионный паромасляный насос ЦВЛ-100, 8 - фор-баллон, 9 - ротационный вакуумный насос.

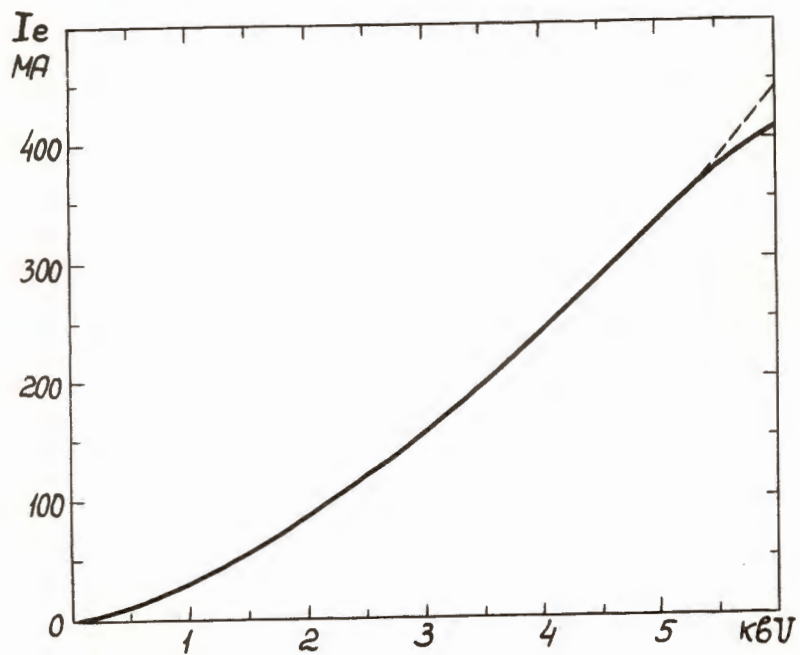


Рис.7. Вольт-амперная характеристика электронной пушки ИЭЛ.

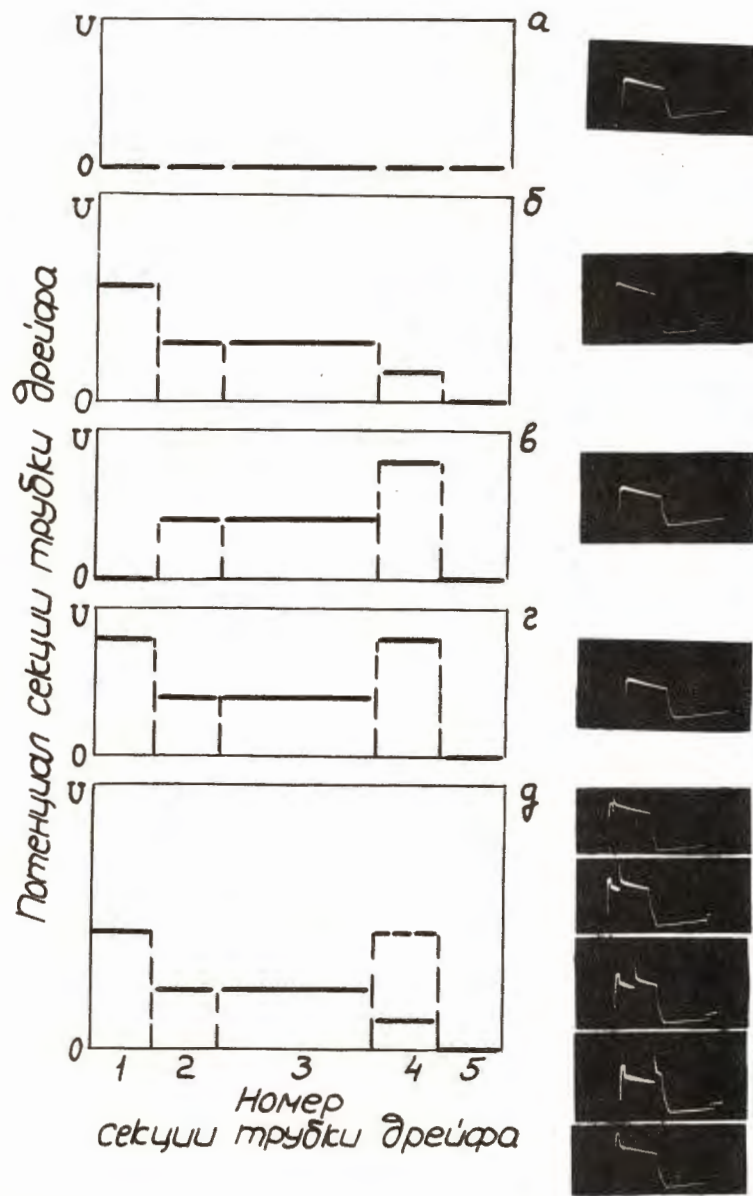


Рис.8. Осциллограммы импульсов ионного тока и ионного заряда, полученные при соответствующих распределениях потенциалов на секциях трубки дрейфа.

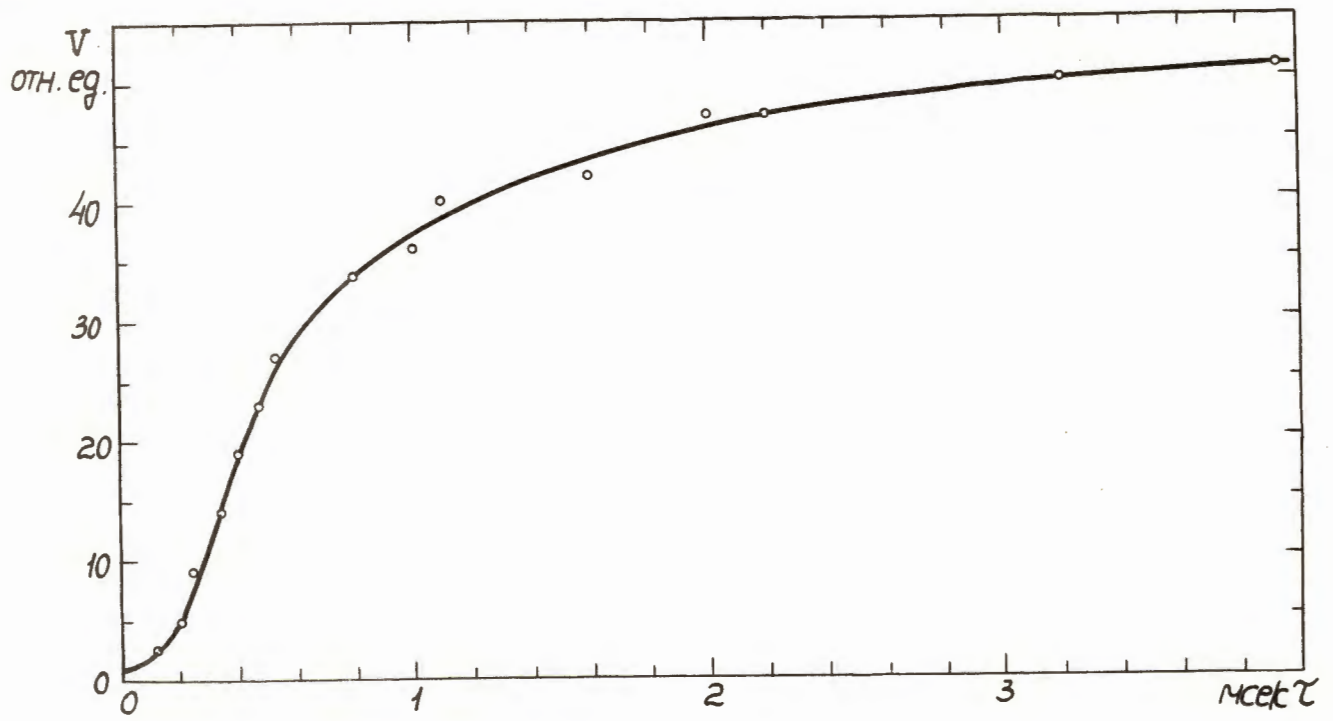


Рис.9. Огибающая амплитуд импульсов ионного заряда в зависимости от времени запираания  $\tau$ .

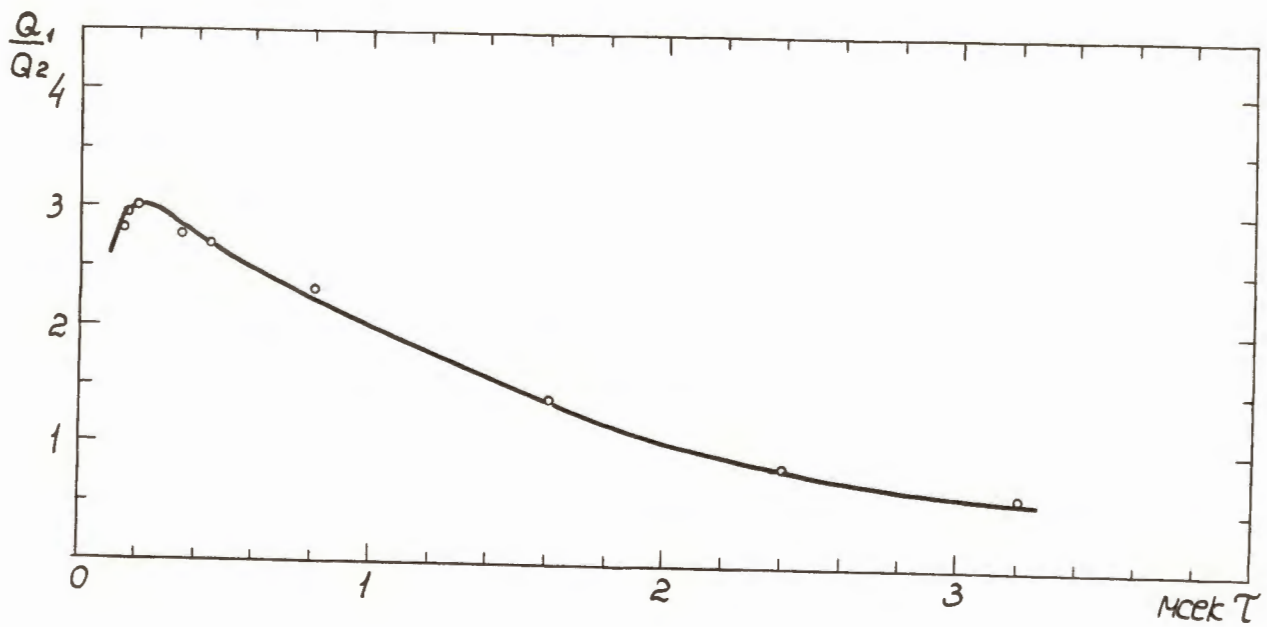


Рис.10. Зависимость отношения  $VC/\Delta ir$  от времени запираания  $\tau$ .