

СЗУ5к

К-484

2920/4-74

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



ЛЯП

9 - 10652

Б.А.Кленин, С.И.Козлов, М.М.Фикс

РАСЧЕТЫ

СИСТЕМЫ ВЫВОДА ПУЧКОВ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

ИЗ ИЗОХРОННОГО ЦИКЛОТРОНА У-400

МЕТОДОМ ПЕРЕЗАРЯДКИ

1977

9 - 10652

Б.А.Кленин, С.И.Козлов, М.М.Фикс

РАСЧЕТЫ  
СИСТЕМЫ ВЫВОДА ПУЧКОВ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ  
ИЗ ИЗОХРОННОГО ЦИКЛОТРОНА У-400  
МЕТОДОМ ПЕРЕЗАРЯДКИ



Расчеты системы вывода пучков тяжелых ионов  
из изохронного циклотрона У-400 методом перезарядки

В работе приводятся результаты численных расчетов системы вывода пучков ионов от Ne до Xe из изохронного циклотрона У-400 с помощью метода перезарядки. Решена задача пространственного разделения нескольких одновременно выводимых пучков разных зарядностей. Техническая реализация этой задачи позволит увеличить эффективность использования строящегося изохронного циклотрона У-400.

Рассмотрен вопрос увеличения срока службы перезаряжающей мишени.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

## I. Система вывода пучков ионов

Вывод пучков тяжелых ионов методом перезарядки, предложенный в ЛЯР<sup>/1/</sup>, успешно применяется в течение ряда лет на двухметровом изохронном циклотроне У-200<sup>/2/</sup>. Этот метод, обладающий высоким коэффициентом вывода, будет использован и на циклотроне У-400<sup>/3/</sup>.

Сущность вывода перезарядкой состоит в том, что частица с зарядом  $Z_1$ , ускоренная до радиуса вывода, проходит через тонкую мишень, в результате чего ее заряд увеличивается до значения  $Z_2$ . Кривизна траектории резко возрастает, движение иона в радиальном направлении становится неустойчивым, и частица, попадая в спадающее магнитное поле, выводится из камеры циклотрона. Эффективность вывода пучка в заданном направлении определяется точностью установки перезаряжающей мишени и интенсивностью группы ионов с выбранным зарядом  $Z_2$ .

### 1. Расчет траекторий выведенных пучков

В расчетах использовалось уравнение движения иона в магнитном поле  $\vec{H}$ :

$$\frac{d}{dt}(AM\vec{V}) = \frac{eZ}{C}[\vec{V} \times \vec{H}], \quad /1/$$

где  $A$  и  $Z$  - массовое число и заряд иона,  $\vec{V}$  - его скорость,  $C$  - скорость света,  $M$  - масса нуклона.

Уравнение /1/ интегрировалось с постоянным шагом по  $Ct$  в медианной плоскости циклотрона. Составляю-

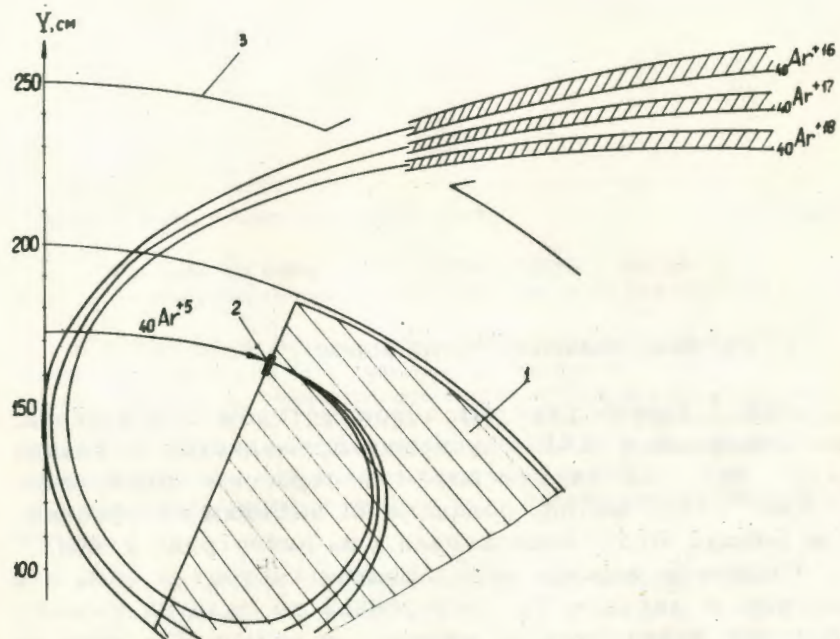


Рис. 1. Вывод пучков ионов Ar с конечной энергией  $-10,0$  МэВ/нуклон. 1 - сектор, 2 - перезаряжающая мишень, 3 - вакуумная камера.

щие координат и скоростей в начальной точке интегрирования соответствовали их значениям на равновесной орбите, вычисляемой предварительно. Распределение магнитного поля и эмиттанс пучка на конечном радиусе были получены путем измерений на модели У-400 - циклотроне У-200. Горизонтальный эмиттанс пучка представлялся в виде параллелограмма на фазовой плоскости, и его преобразование прослеживалось в процессе вывода.

Поскольку ионы пучка, прошедшего через тонкую мишень, обладают различными зарядами, траектории выведенных пучков вычислялись для нескольких наиболее интенсивных зарядовых групп. Траектории выведенных пучков ионов  $^{18}_{40}\text{Ar}^{+16,17,18}$  и  $^{54}_{132}\text{Xe}^{+41,42,43}$  и их горизонтальные размеры показаны на рис. 1 и 2.

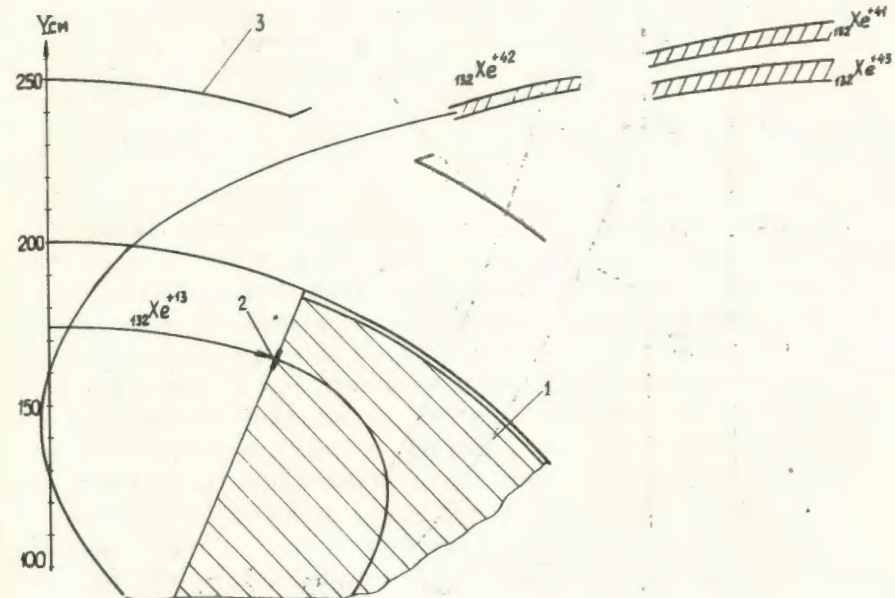


Рис. 2. Вывод пучков ионов Xe с конечной энергией  $-6,2$  МэВ/нуклон. 1 - сектор, 2 - перезаряжающая мишень, 3 - вакуумная камера.

Относительное радиальное смещение  $\Delta r/\bar{r}$  иона за оборот после перезарядки /кривая 3/ и расстояние между пучками  $\delta$  в горизонтальной плоскости в случаях, когда заряды различаются на единицу /кривая 1/ и на две единицы /кривая 2/, в зависимости от отношения  $Z_1/Z_2$  представлены на рис. 3.

## 2. Разделение выведенных пучков ионов различных зарядов

Для увеличения расстояния между соседними выведенными пучками /рис. 3/ могут быть использованы

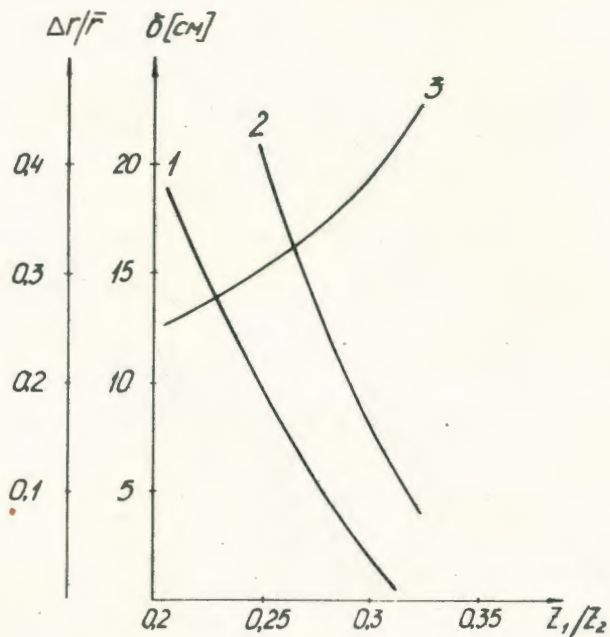
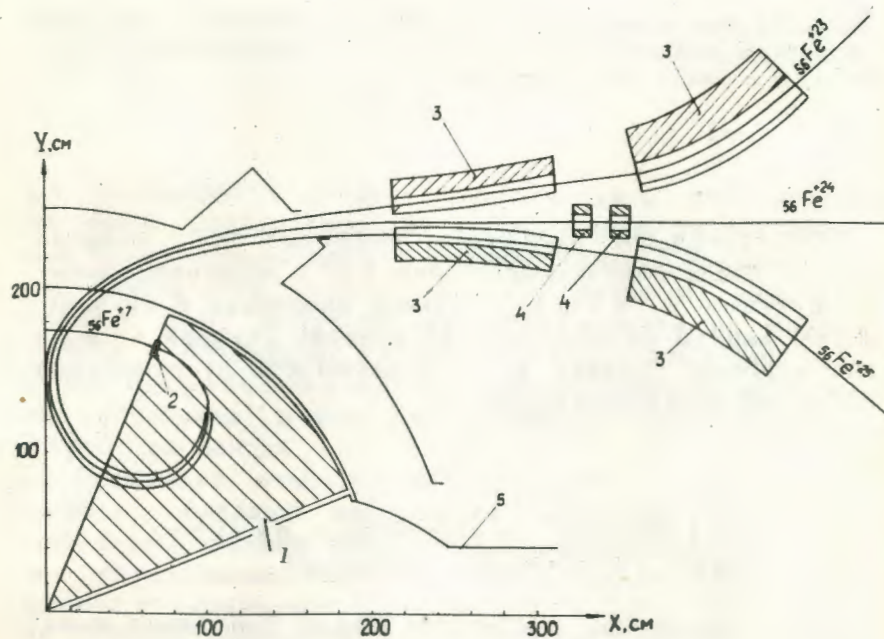


Рис. 3. Расстояние  $\delta$  между выведенными пучками с зарядами ионов  $Z_2$  и  $Z_2 \pm 1$  /кривая 1/ и  $Z_2$  и  $Z_2 \pm 2$  /кривая 2/; относительное радиальное смещение  $\Delta r/F$  иона за оборот после перезарядки  $Z_1 \rightarrow Z_2$  /кривая 3/.



как электростатические пластины /6/, так и септум-магниты /4,5/, обладающие высокой однородностью магнитного поля в рабочем зазоре и, что самое главное, малой величиной поля рассеяния у септума. Последнее позволяет отделять пучок ионов одной зарядности от соседних без воздействия на них.

На рис. 4 представлен один из вариантов отклонения пучка на выходе из камеры ускорителя с помощью двух септум-магнитов. Первый по ходу пучка магнит с септумом небольшой толщины отклоняет пучок на угол  $-7^\circ$ , а второй осуществляет окончательное отклонение. Эта схема позволяет разделять пучки ионов от Ne до Fe с зарядами  $Z_2$  и  $Z_2 \pm 1$  и пучки ионов от Kr до Xe с зарядами  $Z_2$  и  $Z_2 \pm 2$ . Однако в этом варианте существуют значительные технические трудности реализации и настройки такой системы. Поэтому была рассмотрена более простая схема отклонения пучка на заданный угол  $-30^\circ$  одним септум-магнитом /рис. 5/. В этом случае разделяются пучки ионов, отличающиеся по заряду на единицу (Ne-Ca), на две единицы (Cr-Ge) и на три единицы (Kr-Xe). Фокусировка выведенных пучков будет осуществляться краевыми полями септум-магнитов и квадрупольными линзами.

Максимальная жесткость пучка, выведенного из циклотрона У-400, составит  $-12,5$  кЭ·м. Для его поворота на угол  $30^\circ$  магнитом длиной 120 см необходимо иметь магнитное поле в зазоре септум-магнита  $\sim 5$  кЭ. При плотности тока в обмотке  $\sim 10^3$  А/см<sup>2</sup> толщина септума составит  $\sim 1$  см /5/.

Рис. 4. Вывод пучков ионов Fe с конечной энергией  $-10,0$  МэВ/нукл. и их разделение с помощью двух пар септум-магнитов. 1 - сектор, 2 - перезаряжающая мишень, 3 - септум-магниты, 4 - фокусирующие линзы, 5 - дуант.

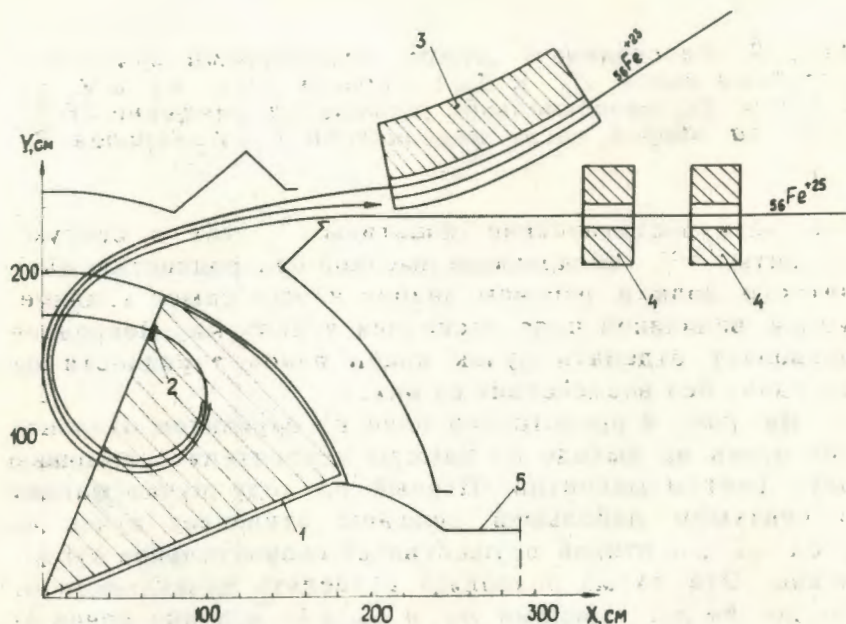


Рис. 5. Вывод пучков ионов Fe с конечной энергией  $\sim 10,0$  МэВ/нукл. и их разделение с помощью одного септум-магнита. 1 - сектор, 2 - фокусирующая мишень, 3 - септум-магниты, 4 - фокусирующие линзы, 5 - дуант.

## II. Перезаряжающая мишень

При прохождении тяжелых ионов через мишень в результате процессов потери и захвата электронов в пучке возникает распределение частиц по зарядам, причем равновесное распределение близко к гауссовому, когда эффективный заряд  $Z_{eff}$  существенно отличается от нуля и от заряда ядра  $Z_0$ :

$$\frac{I(Z)}{I_0} = \frac{\exp}{\Delta\sqrt{2\pi}} \left[ -\frac{(Z-Z_{eff})^2}{2\Delta^2} \right], \quad /2/$$

где  $I_0$  - интенсивность пучка до перезарядки. Зависимость эффективного заряда  $Z_{eff}$  от энергии на нуклон  $\epsilon$  дается универсальной функцией /7,8/:

$$\frac{Z_{eff}}{Z_0} = f\left(\frac{\sqrt{\epsilon}}{Z_0^{2/3}}\right), \quad /3/$$

которая хорошо согласуется с экспериментальными данными /7,9/. Дисперсия распределения  $\Delta$  с достаточной точностью определяется зарядом ядра частиц  $Z_0^{8/3}$ :

$$\Delta = 0,19 \cdot Z_0^{2/3}. \quad /4/$$

Толщина слоя вещества, после прохождения которого устанавливается равновесное распределение ионов по зарядам, возрастает с увеличением энергии частиц. Так, в случае перезарядки ионов Вг, I, Та, У с энергией 25 МэВ достаточно слоя вещества  $\sim 2,5 \cdot 10^{17}$  атом/см<sup>2</sup> /5 мкг.см<sup>-2</sup> углерода/, а с ростом энергии ионов до 200 МэВ равновесная толщина углеродной фольги становится  $\sim 1,5 \cdot 10^{18}$  атом/см<sup>2</sup> /30 мкг.см<sup>-2</sup> /10/.

Для оптимальной перезарядки тяжелых ионов с энергией  $\sim 10$  МэВ/нуклон можно ограничиться мишенями толщиной  $\sim 40-60$  мкг.см<sup>-2</sup> /углерод/.

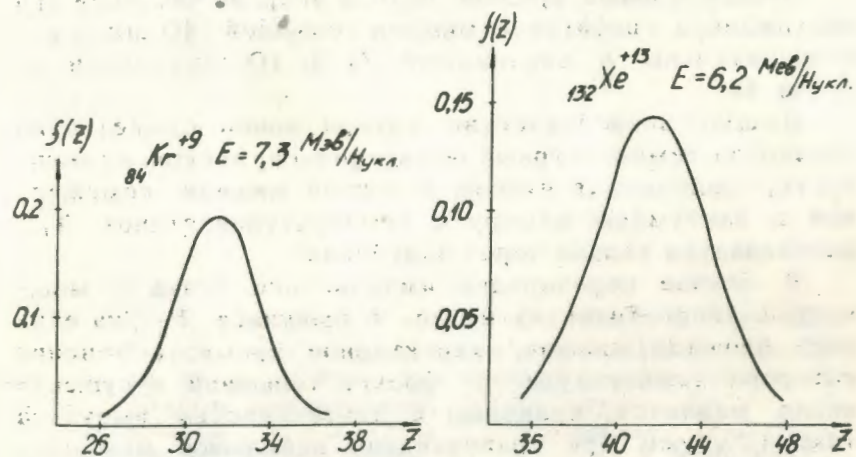


Рис. 6. Распределения ионов Kr и Xe по зарядам после прохождения перезаряжающей мишени.

Характерные распределения по зарядам ионов Кг и Хе приведены на рис. 6. В случае пучков с энергией частиц  $\epsilon = 6$  МэВ/нуклон наиболее интенсивная группа ионов с зарядом  $Z_2 = Z_{\text{eff}}$  составляет 80-100% для ионов до Аг, 50% для ионов от Са до Fe, 25% для ионов от Си до Кг, 15-20% для ионов от Мо до Хе.

### 1. Разогрев перезаряжающей мишени

В результате прохождения ионов через мишень должно ухудшаться качество пучка, поскольку этому сопутствует рассеяние частиц, а также потеря энергии, обусловленные ионизацией и возбуждением атомов среды. Тем не менее оценки показывают, что в случае графитовых фольг толщиной  $40 \text{ мкг.см}^{-2}$  среднеквадратичный угол многократного рассеяния ионов с энергией 6-10 МэВ/нуклон практически не влияет на эмиттанс пучка. Рассеяние на большие углы в тонких мишенях подчиняется закону Резерфорда и приводит к потере 1% частиц.

Относительные средние потери энергии частицей при прохождении графитовой мишени толщиной  $40 \text{ мкг.см}^{-2}$  незначительны и составляют  $1-3 \cdot 10^{-3}$  для ионов от Ne до Хе.

Однако энергетические потери ионов существенно влияют на температурный режим фольги, поскольку мощность, выделяемая пучком в тонкой мишени, помещенной в вакуумную камеру с температурой стенок  $T_0$ , рассеивается только через излучение.

В случае перезарядки импульсного пучка с мощностью энергетических потерь в импульсе  $P_i$  /на единицу площади мишени/ характерное время, в течение которого температура  $T$  фольги толщиной  $m$  существенно меняется, сравнимо с длительностью импульса тока  $t_i$  /уже при сравнительно небольшой мощности  $P_i = 5 \text{ Вт.см}^{-2}$  / 11, 15/.

Зависимость температуры мишени от времени вычислялась из уравнения

$$mC_v \frac{dT}{dt} = P - 2\kappa\sigma[T^4 - T_0^4], \quad P = \begin{cases} P_i & 0 \leq t \leq t_i \\ 0 & t_i < t \leq \frac{1}{\nu} \end{cases} \quad /5/$$

где  $C_v$  - теплоемкость единицы площади мишени,  $\sigma$  - постоянная Стефана-Больцмана,  $\kappa$  - коэффициент "черноты" поверхности мишени,  $\nu$  - частота повторения импульсов.

Установление температурного режима фольги в случае перезарядки пучков ионов  ${}_{136}^{54}\text{Xe}^{+9}$  /кривая 1 - тандем циклотронов У-300 - У-400 /12/,  ${}_{40}^{18}\text{Ar}^{+5}$  и  ${}_{52}^{24}\text{Cr}^{+5}$  /кривые 2 и 3 - циклотрон У-400/ с энергиями 1,0; 11,3 и 6,7 МэВ/нуклон и средними интенсивностями  $2 \cdot 10^{12}$ ,  $6 \cdot 10^{13}$ ,  $1 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$  показано на рис. 7 /дли-

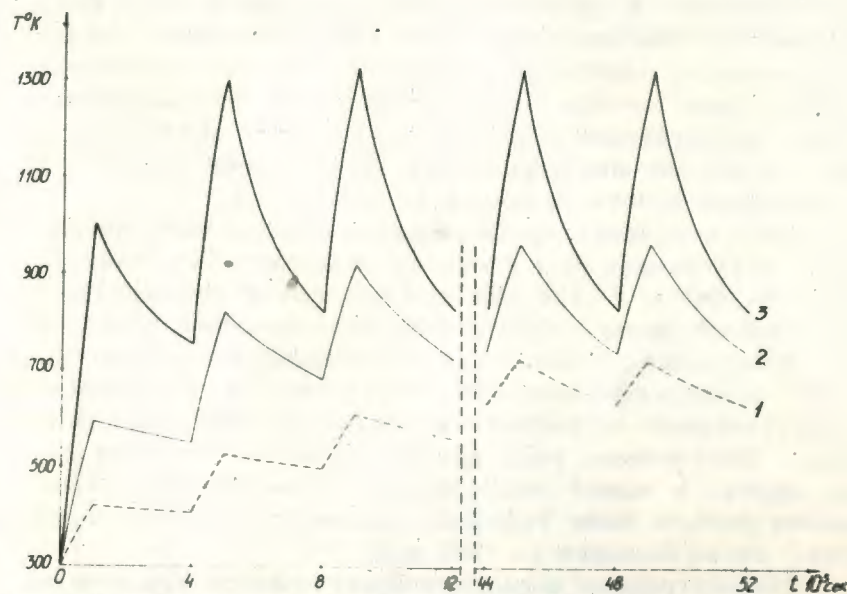


Рис. 7. Зависимость температуры облучаемого участка мишени от времени при перезарядке импульсных пучков. 1. Тандем циклотронов, пучок ионов  $\text{Xe} / \epsilon = 1,0$  МэВ/нукл.,  $I = 2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ,  $P_i = 5 \text{ Вт.см}^{-2}$  /; 2. Циклотрон У-400, пучок ионов  $\text{Ar} / \epsilon = 11,3$  МэВ/нукл.,  $I = 6 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ,  $P_i = 12 \text{ Вт.см}^{-2}$  /; 3. Циклотрон У-400, пучок ионов  $\text{Cr} / \epsilon = 6,7$  МэВ/нукл.,  $I = 10^{14} \text{ с}^{-1}$ ,  $P_i = 28 \text{ Вт.см}^{-2}$  /.

тельность импульса -  $10^{-3}$  с, частота повторения -  $250 \text{ с}^{-1}$ /. Как видно из рисунка, в установившемся режиме колебания температуры мишени за время одного импульса  $\Delta T$  составляют в трех рассмотренных случаях соответственно  $-100^\circ$ ,  $230^\circ$  и  $470^\circ$ .

## 2. О механизмах разрушения перезаряжающей мишени

К возможным механизмам разрушения тонких углеродных пленок под действием тяжелых ионов можно отнести: выбивание атомов из мишени и уменьшение в результате этого ее толщины; механические напряжения, возникающие в фольге из-за локального разогрева; натяжения, вызываемые электростатическими силами нестекающих зарядов, и ряд других <sup>/13/</sup>. Все это ограничивает срок службы мишени. Последний, как показывает опыт эксплуатации тандема циклотронов ЛЯР, составляет 5-10 час при перезарядке пучка ионов  $^{54}_{136}\text{Xe}^{+9}$  на углеродной фольге толщиной 40-60  $\text{мкг}\cdot\text{см}^{-2}$ .

Для увеличения времени жизни мишени было предложено подогревать ее в процессе облучения до температуры  $500-700^\circ\text{C}$  <sup>/13/</sup>, так как при указанной температуре в углеродной фольге происходят значительные структурные изменения /отжигаются дислокации, пленка приобретает поликристаллическую структуру, а ее удельное электрическое сопротивление падает в несколько тысяч раз/. Полученные результаты сильно отличаются друг от друга: в одних экспериментах увеличение времени жизни фольги было незначительным /в 1,4 раза/, в других - очень большим /в 100 раз/ <sup>/14/</sup>.

Рассмотренные выше колебания температуры мишени, как мы полагаем, существенно влияют на срок ее службы. Поэтому представляется желательным нагревать мишень во время облучения до возможно более высокой температуры, ограниченной лишь требованием механической прочности фольги /отсутствие возгонки вещества, сохранение упругих свойств материала и т.п./, с целью существенного уменьшения амплитуды темпера-

турных колебаний. Для углеродной фольги оптимальной можно считать температуру  $\sim 2000^\circ\text{C}$ , что соответствует постоянной удельной мощности подогрева  $P_c \approx 150 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$ .

Тогда зависимость температуры мишени от времени при облучении импульсным пучком определяется уравнением

$$mC_v \frac{dT}{dt} = P - 2\kappa\sigma(T^4 - T_0^4), P = \begin{cases} P_c + P_i & 0 \leq t \leq t_i \\ P_c & t_i \leq t \leq \frac{1}{\nu} \end{cases} \quad /5a/$$

решения которого для трех рассмотренных пучков ионов Хе, Аг и Сг показаны на рис. 8. В этом случае колебания температуры за время одного импульса уменьшаются в 5 раз / $\Delta T - 20^\circ$ ,  $40^\circ$  и  $100^\circ$  соответственно/.

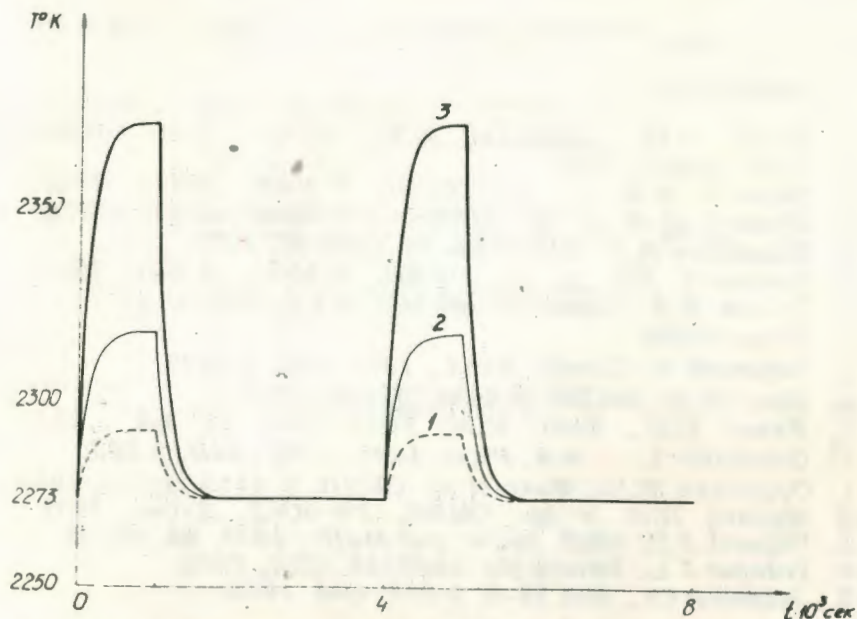


Рис. 8. Зависимость температуры облучаемого участка подогреваемой мишени от времени при перезарядке импульсных пучков. Обозначения те же, что и на рис. 7.



так что даже наиболее напряженный режим облучения перезаряжающей мишени на У-400 будет близок к уже испытанному на тандем-циклотронах.

С целью быстрой смены поврежденных фольг и более точного совмещения выведенного пучка с осью ионопровода в циклотроне У-400 предполагается создание каскадного устройства с дистанционным перемещением в радиальном и азимутальном направлениях и шлюзование всего устройства в целом без нарушения вакуума в камере ускорителя.

Авторы благодарны Г.Н.Флерову за постановку задачи и стимулирующий интерес к работе, Ю.Ц.Оганесяну за плодотворные обсуждения, В.С.Алфееву и В.Н.Панченко за полезные дискуссии и помощь в расчетах.

#### Литература

1. Вялов Г.Н., Оганесян Ю.Ц., Флеров Г.Н. ОИЯИ, 1884, Дубна, 1964.
2. Шелаев И.А. и др. ОИЯИ, 9-3988, Дубна, 1968.
3. Шелаев И.А. и др. ОИЯИ, P9-5086, Дубна, 1970.
4. Umstätter H.H. CERN 65-36, Geneva, 1959.
5. Зиновьев Л.П. и др. ОИЯИ, 9-6537, Дубна, 1972.
6. Пашин В.А. Препринт ИФАН УССР, ИФ-70-11, Киев, 1970.
7. Rapinean A. *Compt. Rend.*, 1956, 242, p.2933.
8. Фикс М.М. ОИЯИ, 9-5634, Дубна, 1971.
9. Вялов Г.Н., Фикс М.М. УФН, 1966, 89, №3, с.437.
10. Grodzins L. e.a. *Phys. Lett.*, 1967, 24B, p.282.
11. Оганесян Ю.Ц., Фикс М.М. ОИЯИ, 9-4165, Дубна, 1969.
12. Шелаев И.А. и др. ОИЯИ, P9-6062, Дубна, 1971.
13. Yntema J.L. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1972, 98, No. 2.
14. Yntema J.L. Patent No. 3806749, USA, 1974.
15. Schmelzer Ch., GSI 73-5, p.216, Okt. 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 мая 1977 года.