

При $h = 0$ величина $\Delta D = D_{\text{л}} - D_{\text{т}}$ (где индекс «л» соответствует левой группе на рис. 3 и «т» — правой), полученная методом экстраполяции, согласуется с полушириной распределения диаметров для незамедленных осколков (см. рис. 2). Следовательно, двугорбый характер распределения, по-видимому, сохраняется и в этом случае, но он не виден, так как максимумы не разрешаются.

Экспериментальные результаты позволяют предположить, что два горба на трековом распределении соответствуют легкой ($D_{\text{л}}$) и тяжелой ($D_{\text{т}}$) группам осколков. Пройдя замедлитель, осколки деления изменяют свою кинетическую энергию и величину заряда. Однако наблюдающееся различие $D_{\text{л}}$ и $D_{\text{т}}$ от h , т. е. величина и рост ΔD и, с другой стороны, ожидаемое малое отличие в скорости убывания величины заряда легких и тяжелых осколков с уменьшением их энергии* позволяют предположить, что величина диаметров $D_{\text{л}}$ и $D_{\text{т}}$ в основном определяется средними кинетическими энергиями легких ($E_{\text{л}}$) и тяжелых ($E_{\text{т}}$) осколков.

Рост ΔD и расширение трековых распределений вызываются нелинейной зависимостью $D_{\text{л(т)}} = f(E_{\text{л(т)}})$. Для доказательства этого шкала h была выражена в энергетических единицах. К сожалению, авторы не располагали точными сведениями о величинах $E_{\text{л(т)}}$ осколков спонтанного деления Sm^{244} , заторможенных замедлителем-воздухом. Для оценки этих соотношений были использованы аналогичные данные для продуктов деления U^{235} [4], согласно которым в области $h \leq 0,8 \text{ мг/см}^2$ (рис. 4) кривые соотношений для легких и тяжелых осколков почти параллельны друг другу. Угол наклона их зависит лишь от материала замедлителя. Исходя из такого характера закономерностей и учитывая однородность энергетических распределений продуктов деления тяжелых ядер, можно предположить, что зависимости $E_{\text{л(т)}} = f(h)$ для осколков деления Sm^{244} будут близки к указанным кривым соотношений. При построении кривых было принято для незамедленных осколков $E_{\text{л}}^0 = 105,5 \text{ Мэв}$, $E_{\text{т}}^0 = 80,0 \text{ Мэв}$ [5]. На основании полученных соотно-

шений и кривых (см. рис. 3) построены зависимости $D_{\text{л(т)}} = f(E_{\text{л(т)}})$ (рис. 5). Видно, что они нелинейные и подчинены общей закономерности (проведенная кривая): с уменьшением кинетической энергии осколков величина $dD_{\text{л(т)}}/dE_{\text{л(т)}}$ возрастает. Последнее обстоятельство, по-видимому, следует трактовать как результат сложного механизма образования кратеров на поверхности силикатного стекла.

Ограничение исследования областью $h \leq 0,8 \text{ мг/см}^2$ вызвано тем, чтобы не рассматривать заведомо искаженные распределения диаметров. Искажение связано с существованием порогового значения кинетической энергии осколков, регистрируемых силикатным стеклом $E_{\text{мин}} \approx 15 \div 20 \text{ Мэв}$ [6], и области $E_{\text{л}} > E_{\text{мин}}$, в которой эффективность регистрации меньше 100%. По этой причине в экспериментах при $h \geq 1 \text{ мг/см}^2$ (воздух) и $h > 1,5 \text{ мг/см}^2$ (алюминий) наблюдается $N_{\text{т}} < N_{\text{л}}$.

Отдельные искажения в трековых распределениях были возможны для замедленных осколков из-за недостаточной коллимации пучка осколков. Это могло вызвать некоторое размытие максимумов за счет меньших энергий (диаметров) и менее крутой спад $D_{\text{л(т)}} = f(E_{\text{л(т)}})$. Но с учетом сделанных допущений о $E_{\text{л(т)}} = f(h)$ эти незначительные поправки не изменят основных выводов данного исследования.

Поступило в Редакцию 28/II 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Fleischer, P. Price. J. Appl. Phys., 34, 2903 (1963).
2. В. К. Горшков, Л. Н. Львов. «Приборы и техника эксперимента», № 1, 48 (1968).
3. J. Knipp, E. Teller. Phys. Rev., 59, 659 (1941).
4. C. Fulmer. Phys. Rev., 108, 1113 (1957).
5. A. Smith, P. Fields, A. Friedman. Phys. Rev., 106, 779 (1957).
6. А. Капусцик, В. П. Перелыгин, С. П. Третьякова. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 72 (1964).

Источник многозарядных ионов кальция и цинка

А. С. ПАСЮК, Е. Д. ВОРОБЬЕВ, Р. И. ИВАННИКОВ,
В. И. КУЗНЕЦОВ, В. Б. КУТНЕР, Ю. П. ТРЕТЬЯКОВ

УДК 621.384.611:621.3.032.269.1

Проблема синтеза далеких трансурановых элементов в области ядер с зарядом Z , равным 114 и 126, и многие другие задачи ядерной физики требуют получения ускоренных пучков многозарядных ионов таких элементов, как кальций и цинк.

Для получения ионов из твердых веществ в газоразрядных ионных источниках, предназначенных для масс-сепараторов и масс-анализаторов, в основном применяются два способа введения их в разряд: испарением рабочего вещества, загружаемого в нагреваемый тигель, при высоких температурах [1] или катодным распылением [2, 3]. Известен циклотронный источник ионов лития, который работает на его парах, поступающих из специального испарителя. Для американских линейных ускорителей многозарядных ионов разработан источник, в котором многозарядные ионы получают

из металлов, подаваемых в разряд катодным распылением [4]. В Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ созданы источники с подачей рабочего вещества катодным распылением в виде паров. Основные преимущества и недостатки этих методов рассмотрены в работе [5].

В данной работе описан источник с подачей рабочего вещества в виде пара. Для кальция и цинка этот способ себя оправдал, что видно из таблицы (см. также таблицу, приведенную в работе [5]). Очевидно, его можно успешно применять и для других металлов, у которых необходимая для поддержания разряда в источнике упругость паров достигается при температуре не выше $800-900^\circ \text{C}$. Что касается различных соединений, то необходимо также, чтобы они в рабочем режиме источника не разрушали материалы, из которых изготовлены тигель и газоразрядная камера.

Источник для получения многозарядных ионов кальция и цинка разработан на основе источника, применяемого на циклотроне У-300 для получения

* Предположение основано на данных для продуктов деления U^{235} [3].

Импульсные значения токов ионов

Рабочее вещество	Режим разряда			Ток ионов с различными зарядами, ма									
	I_d, a	U_d, e	$t, ^\circ C$	1+	2+	3+	4+	5+	6+	7+	8+	9+	10+
Zn	8,2	470	390	—	18	33	30	16	7,9	3,6	1,4	0,14	~ 0,001
Ca	9,5	700	720	7,8	32	33	29	12	3	0,69	0,17	~ 0,01	—

ионов из газов [6]. За основу узла, включающего нагреватель и тигель, взята конструкция, применяющаяся на источнике для масс-сепаратора [1].

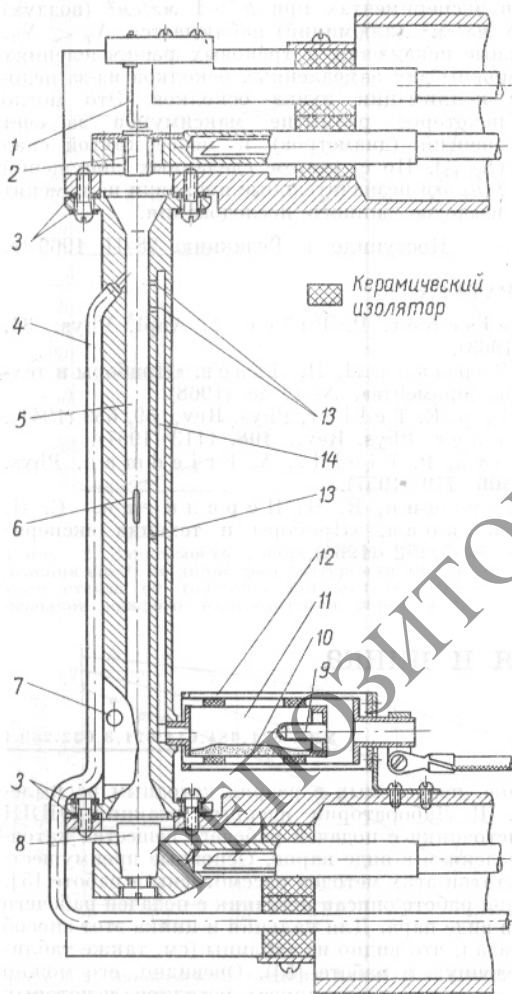


Рис. 1. Схематическое изображение ионного источника:

1 — нить накала (первый катод); 2 — подогревный катод; 3 — титановые шайбы; 4 — трубка подачи газа для начального разогрева газоразрядной камеры; 5 — газоразрядная камера; 6 — эмиссионная щель; 7 — гнездо газоразрядной камеры; 8 — антикатод; 9 — гнездо тигля; 10 — испаряемое вещество; 11 — тигель; 12 — нагреватель; 13 — отверстия; 14 — паропровод.

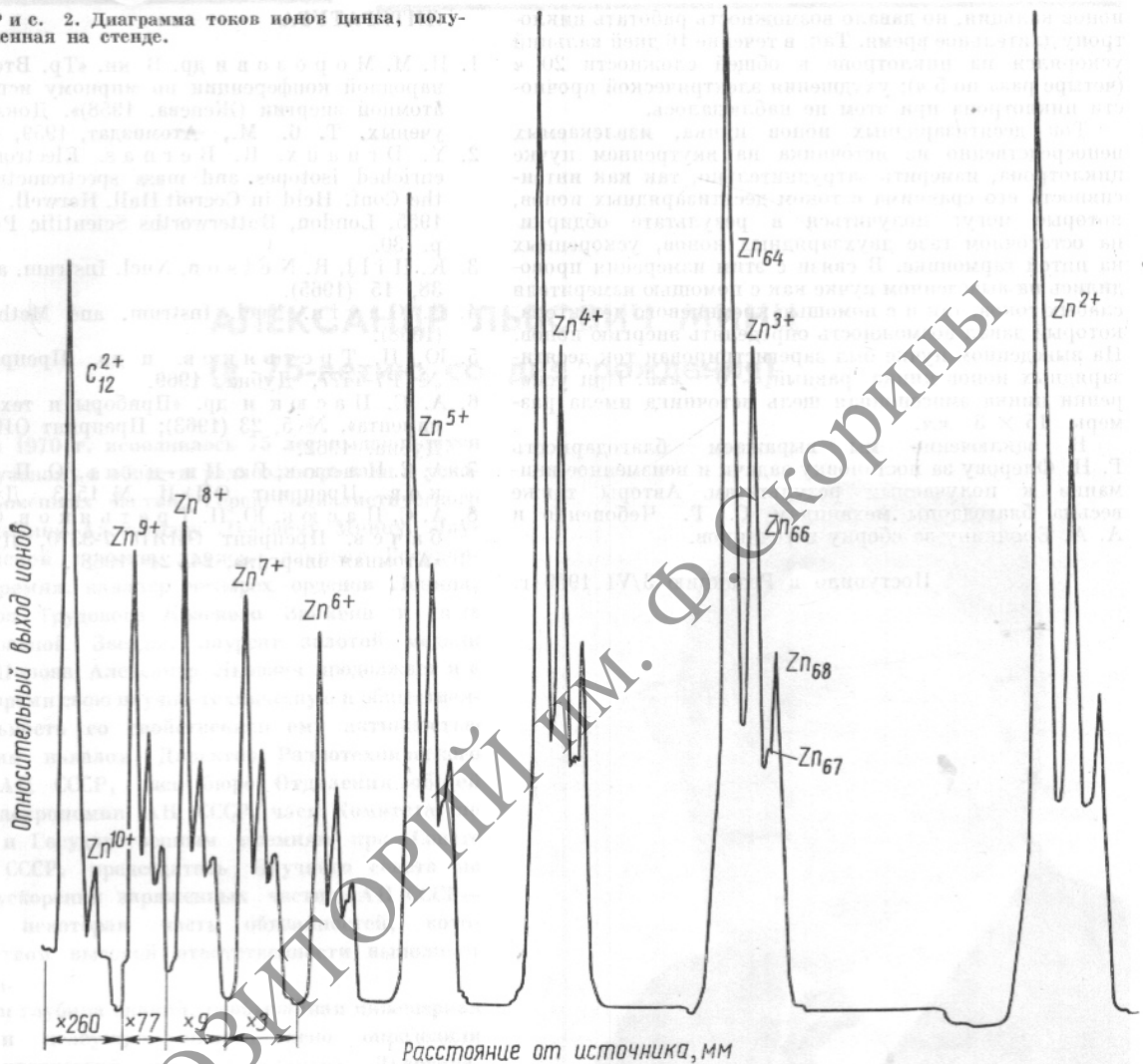
Неохлаждаемая газоразрядная камера 5 (рис. 1) изготовлена из нержавеющей стали и теплоизолирована от штоков источника с помощью титановых шайб 3. В нижней части камеры крепится тигель 11, изготовленный из нержавеющей стали. В него загружается испаряемое вещество 10, ионы которого необходимо получить. Тигель разогревается нагревателем 12, представляющим собой две коаксиальные трубки, включенные последовательно в цепь выпрямителя. Нагреватель и тигель для экранировки от высокой частоты заключены в медный кожух (на рисунке он не показан); они изготовлены так, чтобы их теплоемкость была по возможности минимальной с целью уменьшения тепловой инерции при регулировке подачи паров металла. Пары металла из тигля по паропроводу 14 через отверстие 13 поступают в канал газоразрядной камеры 5. Чтобы избежать ухода паров металлов из источника помимо эмиссионной щели, были предприняты меры по герметизации камеры. Во избежание конденсации пара температура паропровода и газоразрядной камеры поддерживалась всегда несколько выше, чем температура тигля. Контроль за температурой этих деталей осуществлялся с помощью термомпар, помещенных в гнезда газоразрядной камеры 7 и тигля 9. Длина эмиссионной щели 6 источника 15 мм, ширина 1 мм.

Исследование источника проводилось на стенде [7, 8]. Разделение ускоренных ионов по зарядам осуществлялось в однородном магнитном поле напряженностью 4000 э при повороте на 180°. В этом же поле работал источник. Ускоряющее напряжение равно 15 ÷ 19 кв. Токи различных ионов регистрировались коллектором, перемещавшимся вдоль линии фокусов, и записывались на ленту самописца, синхронно перемещавшуюся вместе с коллектором. Одна из диаграмм, на которой представлены многозарядные ионы цинка, приведена на рис. 2. Для ионов высокой зарядности указано, во сколько раз увеличена чувствительность регистратора по сравнению с ионами низких зарядностей. Режим работы источника импульсный; частота посылок 100 гц, длительность импульса 1 ÷ 2 мсек. В качестве рабочего вещества использовались цинк и кальций технической чистоты. В начале работы для разогрева газоразрядной камеры источник зажигался на каком-либо инертном газе, а затем разогревался тигель. По мере поступления паров металла в газоразрядную камеру подача инертного газа постепенно уменьшалась до полного прекращения.

При исследовании источника на стенде получены пучки ионов кальция до девятизарядного иона, а цинка — до десятизарядного иона (см. таблицу). Импульсные значения токов ионов с различными зарядами, указанные в таблице, являются суммарными по всем изотопам.

Для получения девятизарядных ионов кальция и десятизарядных ионов цинка необходима очень тщательная настройка источника по всем параметрам. В таб-

Р и с. 2. Диаграмма токов ионов цинка, полученная на стенде.



лице указаны наиболее характерные режимы работы источника. Они могут изменяться для разных источников и даже для одного источника в зависимости от времени его работы.

Поскольку детали, ограничивающие газоразрядную камеру источника с торцов, имели низкую температуру, на них возможна конденсация паров рабочих металлов. Это должно привести к иному распределению концентрации нейтральных частиц вдоль камеры, чем в случае обычных газов. Поэтому на стенде проводились исследования выхода ионов в зависимости от места подачи паров металла в газоразрядную камеру. Рассматривались три варианта подачи пара: 1) только в область эмиссионной щели камеры, 2) только в область катода и 3) одновременно в области катода и эмиссионной щели.

При подаче пара только в область катода и одновременно в область катода и эмиссионной щели выход высокозарядных ионов почти не менялся. Если же рабочее вещество подавать только в область эмиссионной щели, то количество высокозарядных ионов заметно

уменьшается. Наиболее приемлемым вариантом подачи выбран такой, при котором в область катода подается пара примерно в два раза больше, чем в область эмиссионной щели. В этом случае получается устойчивая работа источника при хорошей интенсивности пучков высокозарядных ионов.

Приведенные в таблице данные получены при подаче пара только в область катода. Средний расход цинка составляет около 50 мг·ч, кальция — около 100 мг·ч.

На циклотроне У-300 были поставлены опыты по ускорению семизарядных ионов кальция и десятизарядных ионов цинка. Средний ток ионов Ca_{10}^{+} на радиусе 100 см достигал 3 мкА. Как указывалось ранее [5], металлы с незначительной работой выхода при попадании в больших количествах из источника внутрь циклотрона ухудшают электрическую прочность последнего. Чтобы уменьшить поступление нейтральных атомов кальция в циклотрон, эмиссионная щель источника была несколько меньше обычной и имела размеры $9 \times 2,7$ мм. Это немного снижало интенсивность пучка

ионов кальция, но давало возможность работать циклотрону длительное время. Так, в течение 16 дней кальций ускорялся на циклотроне в общей сложности 20 ч (четыре раза по 5 ч); ухудшения электрической прочности циклотрона при этом не наблюдалось.

Ток десятизарядных ионов цинка, извлекаемых непосредственно из источника на внутреннем пучке циклотрона, измерить затруднительно, так как интенсивность его сравнима с током десятизарядных ионов, которые могут получиться в результате обдирки на остаточном газе двухзарядных ионов, ускоренных на пятой гармонике. В связи с этим измерения проводились на выведенном пучке как с помощью измерителя слабых токов, так и с помощью кремниевого детектора, который давал возможность определять энергию ионов. На выведенном пучке был зарегистрирован ток десятизарядных ионов цинка, равный $\approx 10^{-4}$ мка. При ускорении цинка эмиссионная щель источника имела размеры 15×3 мм.

В заключение мы выражаем благодарность Г. Н. Флерову за постановку задачи и неизменное внимание к получаемым результатам. Авторы также весьма благодарны механикам С. Г. Чебоненко и А. А. Еропкину за сборку источников.

Поступило в Редакцию 3/VI 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. М. Морозов и др. В кн. «Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958)». Докл. советских ученых. Т. 6. М., Атомиздат, 1959, стр. 141.
2. Y. Druaux, R. Bernas. Electromagnetically enriched isotopes and mass spectrometry. Proc. of the Conf. Held in Crocroft Hall. Harwell, 13—16 Sept. 1955, London, Butterworths Scientific Public., 1956, p. 30.
3. K. Hill, R. Nelson. Nucl. Instrum. and Methods, 38, 15 (1965).
4. V. Gavin. Nucl. Instrum. and Methods, 64, 73 (1968).
5. Ю. П. Третьяков, и др. Препринт ОИЯИ № Р7-4477, Дубна, 1969.
6. А. С. Пасюк и др. «Проблемы и техника эксперимента», № 5, 23 (1963); Препринт ОИЯИ № 924, Дубна, 1962.
7. А. С. Пасюк, Го И-дзянь, Ю. П. Третьяков. Препринт ОИЯИ № 1523. Дубна, 1964.
8. А. С. Пасюк, Ю. П. Третьяков, С. К. Горбачев. Препринт ОИЯИ 7-3370, Дубна, 1967; «Атомная энергия», 24, 21 (1968).

РЕПОЗИТОРИЙ ИМ. Ф. Ф. Ф.