

Таблица 2

Значения $B_E(t)$, вычисленные по формуле (5) при различных m

m	t							
	1	2	4	10	20	40	100	500
1	1,924	2,479	3,644	8,185	17,96	42,75	142,5	1247
	1,473	2,015	3,141	7,357	16,41	39,42	132,2	1161
2	1,917	2,426	3,682	8,078	17,09	39,57	129,3	1119
	1,498	1,987	3,142	7,343	16,15	38,34	127,5	1113
3	-4,283	2,307	3,693	8,079	17,10	39,65	130,0	1128
	+0,119	1,476	3,160	7,344	16,15	38,44	128,4	1127
4	-2,354	6,206	3,711	8,079	17,09	39,71	131,3	1152
	-1,542	-31,43	3,419	7,345	16,15	38,48	129,7	1153

о независимости функции $B_E(t)$ от геометрии источника.

Вычисления проведены на машинах М-220М и БЭСМ-6 Института прикладной математики Тбилисского государственного университета при участии и поддержке Р. К. Перадзе, К. Н. Самсония и Э. Н. Кипиани, которым авторы выражают глубокую благодарность.

Поступило в Редакцию 22/XI 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Гольдштейн. Основы защиты реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
2. У. Фано, Л. Спенсер, М. Бергер. Перенос γ -излучения. М., Госатомиздат, 1963.
3. О. И. Лейпунский, Б. В. Новожилов, В. Н. Сахаров. Распространение γ -квантов в веществе. М., Физматгиз, 1960.
4. L. V. Spencer, U. Fano. J. Res. Nat. Bur. Standards, 46, 446 (1951).

функции $\psi(t)$. При достаточно больших m формула (5) определяет асимптотические значения $\psi(t)$ с любой заданной точностью.

Таким образом, основная идея нашего подхода к восстановлению функции по ее моментам состоит в том, что искомое представление задается в виде функции с требуемым асимптотическим поведением (последнее предполагается известным заранее с точностью до постоянного множителя). Очевидно, что предложенный алгоритм допускает обобщение и на те случаи, в которых поведение решения на бесконечности задается функциями, отличными от $t^s e^{-t}$. Однако численная реализация метода в общем случае может оказаться значительно сложнее, если не удастся заранее просто вычислить коэффициенты полинома биортогональной системы, соответствующей заданной весовой функции.

Для иллюстрации метода приводятся результаты расчетов энергетического фактора накопления γ -квантов $B_E(t)$ в железе от плоского и точечного изотропных источников с энергией первичных фотонов $E_0 = 3$ Мэв. В табл. 1 приведены значения $B_E(t)$, вычисленные по формуле (5) при $m = 3$ и $s = 1,36$ для точечного источника и $s = 0,36$ для плоского. Для расстояний t до 30 длин свободного пробега первичных фотонов значения $B_E(t)$ вычислялись также по методу полиномиального разложения. Результаты этих расчетов приведены в скобках под соответствующими значениями $B_E(t)$, найденными по формуле (5).

Чтобы судить о сходимости предложенного алгоритма, в табл. 2 приведены значения $B_E(t)$, найденные для последовательных значений m , равных 1, 2, 3 и 4. Для каждого m верхняя строка чисел соответствует плоскому изотропному источнику, а нижняя — точечному. Как и следовало ожидать, формула (5) обнаруживает расхождение при малых значениях t . Табл. 2 подтверждает асимптотическую сходимость формулы (5). Из таблицы видно, что с увеличением t отношение величин $B_E(t)$ для плоского и точечного источников стремится к единице в соответствии с известным фактом

Получение и ускорение многозарядных ионов фосфора и цинка

А. С. ПАСЮК, Ю. П. ТРЕТЬЯКОВ, Б. А. ЗАГЕР

УДК 621.3.038.612:621.3.038.628

количеству поступающего в разряд газа Q) можно описать выражением

$$I = ae^{-bn},$$

где a и b — постоянные, зависящие от ионизуемого вещества и заряда иона. В свою очередь, поток пара в газоразрядную камеру Q пропорционален давлению пара в тигле p , которое связано с температурой T рабочего вещества соотношением

$$\log p = A - \frac{B}{T},$$

где A и B — постоянные, зависящие от испаряемого вещества. Видно, что зависимость выхода многозарядных ионов от температуры тигля очень сильная. Отсюда вытекают два требования: а) стабилизация тока нагрева тигля; б) малая тепловая инерционность тигля.

Конструкция источника представлена на рис. 1. Основное конструктивное отличие от источника, описанного в работе [1], заключается в узле подачи рабочего вещества. Вместо внешней коаксиальной печи при-

Для проведения экспериментов по синтезу далеких трансуранических элементов и для решения других задач были разработаны ионные источники, позволяющие использовать рабочее вещество в твердой фазе. В лабораториях ядерных реакций ОИЯИ опробовано несколько способов подачи твердых рабочих веществ в плазменный источник: испарение вещества в вакуумном нагревателе [1], катодное распыление [2], испарение вещества электронным пучком [3]. Наибольшие токи десятизарядных ионов фосфора и многозарядных ионов цинка, которые нужны для синтеза элементов 107 и 125, получены на установке [использующего отражательный дуговой источник и выводу рабочего вещества испарением из тигля [4]. В конструкцию и схему питания источника были внесены некоторые усовершенствования.

Анализ данных работы [4] показал, что интенсивность течения далеких многозарядных ионов в зависимости от концентрации нейтральных частиц n в разрядной камере (в данных условиях n пропорционально

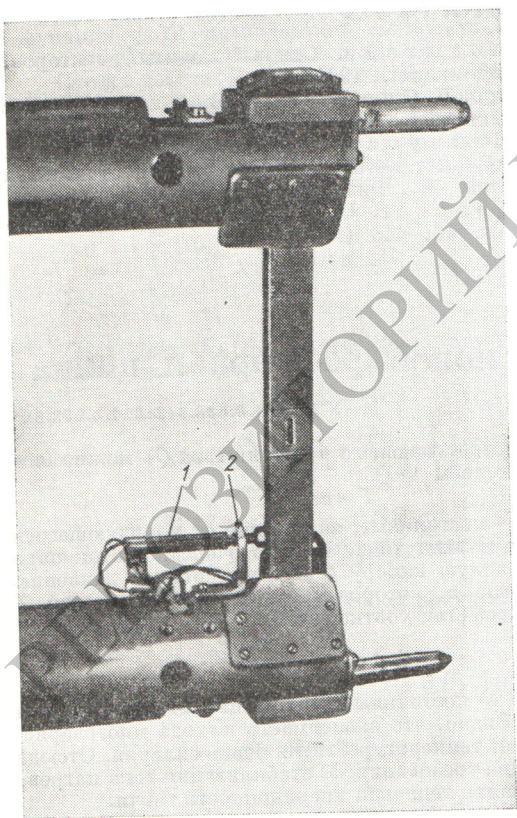
менен прямой нагрев тигля током, который проходит непосредственно через стенки тигля. Между тиглем и газоразрядной камерой установлен экран из дюралюминия, отполированный до зеркального блеска. В этом варианте нагрева тепловая постоянная времени системы подачи паров рабочего вещества уменьшалась больше чем на порядок по сравнению с прежней конструкцией.

Питание тигля осуществлялось от регулируемого стабилизированного выпрямителя. Коэффициент стабилизации (не менее 0,2%) выбирали, исходя из кривой зависимости упругости пара цинка от температуры [5] и зависимости температуры тигля от тока нагрева, измеренной авторами настоящей работы.

Применение тигля с непосредственным нагревом и стабилизация тока нагрева тигля существенно улучшили качество регулировки подачи рабочего вещества, что наряду с другими усовершенствованиями привело к увеличению тока ускоренных ионов. Подача небольшого количества аргона (~0,1 см³/мин) в область катода способствовала стабилизации работы источника.

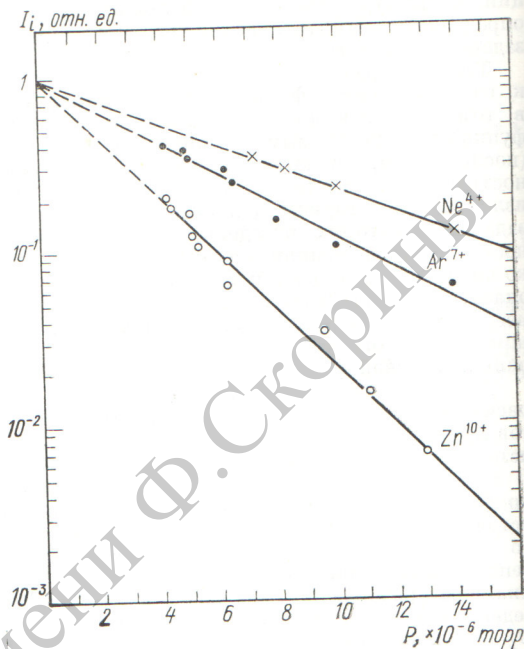
Ускорение цинка. В этом случае в качестве рабочего вещества в тонкостенный (толщина боковой стенки 0,1 мм) тигель из нержавеющей стали загружался технический цинк. Средний расход цинка во время работы на циклотроне У-300 составлял 0,035 г/ч.

Ток внутреннего пучка ионов Zn¹⁰⁺ не измерялся из-за значительно большего тока ионов Zn²⁺, ускоренных на пятой гармонике, и тока других ионов, величина



Р и с. 1. Внешний вид источника:

1 — тигель с рабочим веществом; 2 — тепловой экран.



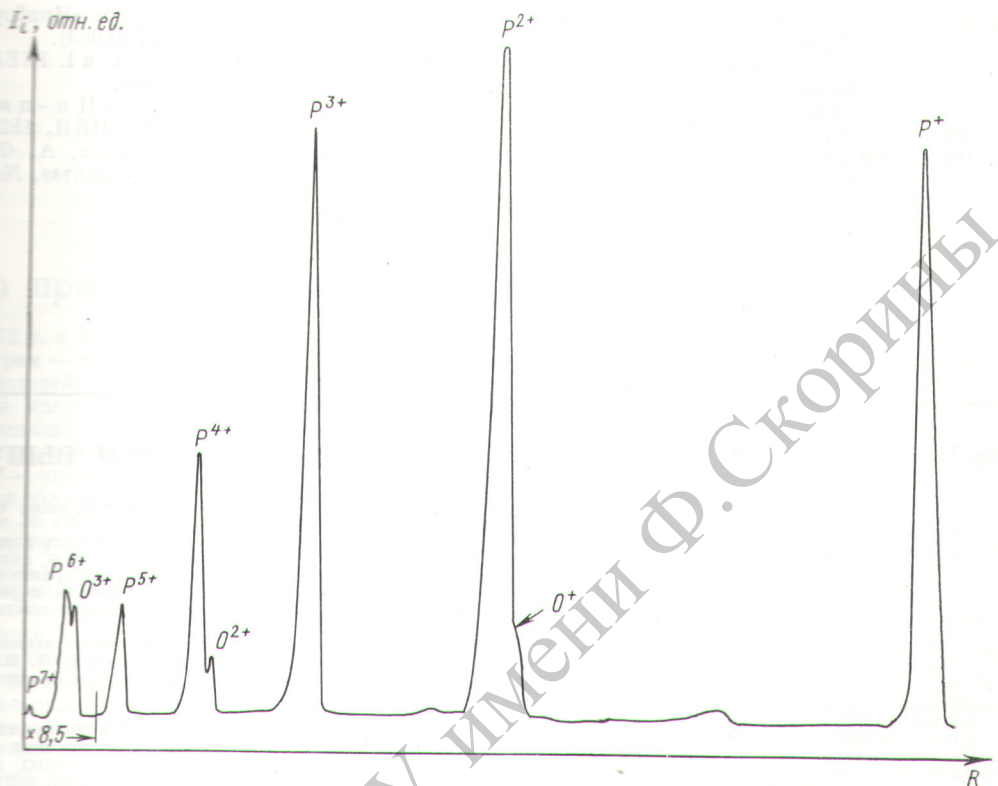
Р и с. 2. Зависимость ионных токов, выведенных из циклотрона У-300, от вакуума в камере ускорителя.

которых до коммутирующего магнита более чем на порядок превышала ток ионов Zn¹⁰⁺. Для измерения тока выведенного пучка был изготовлен неохлаждаемый коллектор ионов с сопротивлением изоляции > 10¹⁰ ом. Сигнал снимался с сопротивления 10⁹ ом и измерялся электрометром типа В2-5 [6]. Измерение энергии ионов с помощью кремниевого детектора [7] показало, что в пучке присутствует значительное количество пятизарядных ионов серы; ток ионов S₃₂⁵⁺ нередко превышал ток ионов Zn₆₄¹⁰⁺. В физических опытах был использован пучок ионов Zn₆₄¹⁰⁺, где доля ионов S₃₂⁵⁺ сравнительно мала. Контроль состава пучка с помощью кремниевого детектора осуществлялся постоянно. Наибольший полученный ток ионов Zn₆₄¹⁰⁺ был равен 0,02 мкА (10⁹ частиц/сек) в следующем режиме источника: ток дуги в импульсе I_g = 7 а, напряжение в импульсе U_g = 700 в, длительность импульса τ = 1 мсек, частота f = 180 гц, температура тигля T = 400° С.

Так как перезарядка ионов Zn¹⁰⁺ в начале ускорения может быть значительной, измерялась зависимость тока ионов Zn₆₄¹⁰⁺ от давления в камере ускорителя и те же зависимости для ионов Ar⁷⁺ и Ne⁴⁺. Давление в вакуумной камере регулировалось изменением скорости откачки. Полученные кривые приведены на рис. 2, из которого видно, что уменьшение интенсивности пучка с повышением давления в камере происходит быстрее у ионов с большим зарядом. Оценка усредненного сечения процессов, приводящих к изменению заряда, по формуле [8]

$$I/I_0 = \exp \left[-10^{27} p \int_0^t \sigma(\beta) \beta dt \right]$$

($\beta = \frac{v}{c}$, где v — скорость иона; t — время ускорения.)



Р и с. 3. Зарядовый спектр ионов фосфора, полученный на стенде (R — положение коллектора ионов).

рас. p — давление в камере ускорителя, торр) дает для этого величину $\sigma \approx 0,8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Для Ar^{7+} и Ne^{4+} эти величины соответственно в два и три раза меньше.

Ускорение фосфора. Ионы фосфора были получены при испарении в качестве рабочего вещества красного фосфора. Средний расход фосфора во время работы на циклотроне был равен $0,13 \text{ г/ч}$.

Заряд (см. рас. 1), защищающий тигель от нагрева излучением пучка газоразрядной камеры, совершенно необходим при работе на фосфоре. Отсутствие или недостаточная защита экрана приводит к перегреву тигля, что увеличивает подачу фосфора в разряд, при этом выход положительного фосфора падает. На рис. 3 представлен зарядовый спектр ионов фосфора, полученный на стенде ионных источников (методика записи спектров описана в работах [4, 9]). При записи спектров P^{+} , P^{2+} и P^{3+} усиление увеличено в 8,5 раза. В остальных случаях разряда получены в импульсе тока ионного пучка: P^{+} — $3,4 \text{ ма}$; P^{2+} — $9,4 \text{ ма}$; P^{3+} — $7,9 \text{ ма}$; P^{4+} — $1,3 \text{ ма}$; P^{5+} — $2,9 \text{ ма}$; P^{6+} — $0,54 \text{ ма}$; P^{7+} — $0,13 \text{ ма}$. На циклотроне ток выведенного пучка измерялся с помощью интегриаторов слабых токов [10], с пределом измерения 20 ма . Типичный режим работы: $I_{\text{д}} = 12 \text{ а}$, $U_{\text{д}} = 30 \text{ к}$, $\tau = 1,5 \text{ мсек}$, $j = 180 \text{ гц}$, $T = 270 \pm 20^\circ \text{С}$. При этом необходимо было повышать во время работы температуру тигля, что связано с уменьшением количества вещества в тигле, а также с тем, что испаряемый фосфор представлял собой смесь различных форм, отличающихся по скорости испарения при данной температуре.

Источник ионов, который описан в настоящей работе, в течение нескольких месяцев эксплуатируется на циклотроне У-300 ОИЯИ. Авторы считают, что в источнике такой конструкции можно получать многозарядные ионы веществ и их соединений, для испарения которых необходим нагрев тигля и камеры до температур не выше 1000°С . Хотя, разумеется, использование новых рабочих веществ, прежде всего химических соединений, имеет свои особенности и связано с определенными технологическими трудностями.

В заключение авторы выражают благодарность Г. Н. Флерову за постоянный интерес к работе и обсуждение полученных результатов, А. А. Плева за помощь в проведении измерений на циклотроне, а также В. М. Плотко, С. Г. Чебоненко и А. А. Еропкину за сборку ионных источников и И. П. Кузнецовой за помощь в стендовых испытаниях источника.

Поступило в Редакцию 24/XII 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Пасюк и др. «Атомная энергия», 28, 75 (1970).
2. Ю. П. Третьяков и др. «Атомная энергия», 28, 423 (1970).
3. А. И. Владимиров, В. А. Саенко, Ю. П. Третьяков. Препринт ОИЯИ, Р13-5559. Дубна, 1971.

4. А. С. Пасюк, Ю. П. Третьяков, С. К. Горбачев. «Атомная энергия», 24, 21 (1969).
5. M. von Ardenne. Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Ultramikroskopie. Bd. II, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaft. Berlin, 1956, S. 654.
6. Радионизмерительные приборы. Каталог-справочник НИИ ТЭИР. М., 1964, стр. 10.
7. Х. Кекки и др. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 27 (1963).
8. A. Ghiorso et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., 13, No. 4, 280 (1966).
9. А. С. Пасюк, Го Ци-цянью, Ю. П. Третьяков. Препринт ОИЯИ, 1523, Дубна, 1964.
10. А. А. Курашов, А. Ф. Линева. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 70 (1957).

Рефераты статей, опубликованных в настоящем выпуске

УДК 621.039.616

Термоядерная волна горения в ограниченной плазме. А. Ф. Настоящий, Л. П. Шевченко, «Атомная энергия», 32, 451 (1972).

Исследуются условия существования и скорость распространения термоядерной волны горения в бесконечно протяженном слое плазмы, удерживаемой тяжелыми материальными стенками. Рассмотрены два метода: нахождение приближенных аналитических решений для «холодной» и «горячей» области и их последующая шивка и метод фазовой плоскости.

Показано, что волна горения возможна только в той области плотностей и температур, где производная по температуре эффективного источника тепла, включающего, помимо теплового эффекта реакции синтеза, также тепловые потери на стенки и излучение плазмы, отрицательна. В предыдущей работе одного из авторов [«Атомная энергия», 32, 43 (1972)] было показано, что это условие является одновременно условием устойчивости теплового равновесия за фронтом волны. (4 рис., 5 библиографических ссылок.)

УДК 539.125.52

Элементарные решения уравнения переноса нейтронов с анизотропным рассеянием. Н. В. Султанов, «Атомная энергия», 32, 457 (1972).

В работе получена полная система плоских элементарных (по К. Кейзу) решений односкоростного уравнения Больцмана с азимутальной несимметрией в предположении, что индикатрису рассеяния можно представить в виде конечного ряда по полиномам Лежандра. Новым в работе является одновременный учет азимутальной зависимости решений и анизотропии рассеяния. Кроме того, выведены трансцендентные характеристические уравнения и проведена оценка количества корней этих уравнений. Доказана ортогональность и полнота полученной системы элементарных решений.

По измененной программе «Практик» проведен расчет нескольких ячеек. (1 табл., 9 библиографических ссылок.)

УДК 338:621.039.7.14

К вопросу об оценке стоимости обработки жидких радиоактивных отходов. В. С. Павлов-Веревкин, М. Ф. Красная, «Атомная энергия», 32, 463 (1972).

По данным нескольких станций дезактивации сбросных вод, рассмотрена зависимость стоимости обработки от производительности станций и применяемой технологии дезактивации сбросных вод.

Показано, что логарифмы необходимой стоимости обработки ливневой зависят от логарифма производительности станций. В то же время сложность или упрощенность технологии обра-

ботки вызывают соответствующие отклонения от этой теоретической стоимости.

Полученная закономерность пригодна для предварительной оценки стоимости переработки при заданной производительности станций и позволяет сравнивать экономическую эффективность станций водоочистки с разной мощностью. (1 рис., 1 табл., 2 библиографические ссылки.)

Тканевые дозы нуклонов высоких энергий (до 30 Гэв). И. М. Дмитриевский, Я. И. Кабаков, Е. Л. Потемкин, В. В. Фролов, «Атомная энергия», 32, 465 (1972).

УДК 539.12.05

В настоящее время практически нет данных о дозных характеристиках нуклонов высоких энергий, что приводит к отсутствию научно обоснованных данных о предельно допустимых потоках для этого вида излучений. Существующие расчетные работы основаны на вычислениях методом Монте-Карло и выполнены для нуклонов с энергией до 2 Гэв. Распространение подобной методики на более высокие энергии встречает значительные трудности из-за недостатка информации о дифференциальных характеристиках ядерного взаимодействия нуклонов с элементами биологической ткани.

В статье предложена простая методика расчета глубинных распределений поглощенной и эквивалентной доз нуклонов высоких энергий, нормально падающих на тканеэквивалентный фантом в виде пластины толщиной 30 см с бесконечными поперечными размерами.

Методом теории возмущения с использованием энергетического и углового распределений ливневых частиц по формуле Трилинга получена функция распределения ливневых частиц по фантому.

Для перехода от найденной функции распределения ливневых частиц к дозным распределениям использовались усредненные характеристики ядерного взаимодействия (средняя множественность вторичных частиц, средняя энергия возбуждения остаточных ядер и т. д.). Такой подход значительно сокращает объем вычислений и оправдан тем, что существующие теории ядерного взаимодействия и эксперименты дают наиболее достоверные данные именно усредненных характеристик. Кроме того, понятие дозы также отражает усредненную характеристику.

Получены глубинные дозные распределения от протонов и нейтронов с энергиями 3, 5, 10, 20, 30 Гэв. С увеличением энергии от 3 до 30 Гэв доза возрастает примерно вдвое.

Полученные результаты согласуются с результатами расчетов других авторов, выполненных для энергий до 3 Гэв. (6 рис., 19 библиографических ссылок.)