

спектра, до интегральной загрузки $\sim 3 \cdot 10^3$ имп/сек и имел порог регистрации нейтронов ~ 200 кэв при степени дискриминации γ -квантов $\sim 10^{-3}$.

Обработка результатов измерений велась в соответствии с методикой, описанной в работе [2]. В области энергий $\leq 0,5$ Мэв в приборный спектр вводилась поправка на статистические потери счета [3].

Ошибки измеренных энергетических распределений в области энергий $1 > E_n > 9$ Мэв составляют $\sim 20\%$ и в интервале $9 > E_n > 1$ Мэв $\sim 10-15\%$.

Результаты измерений представлены на рис. 2. Спектр нейтронов Po — Ве-источника удовлетворительно согласуется с опубликованными данными (например, работой [2]). Спектр нейтронов, выходящих из железной сферы, при помещении в центр сферы Po — Ве-источника (кривая 4) согласуется с результатами расчета, проведенного в работе [4]. Кривые 2 и 3, изображающие соответственно спектр нейтронов, выходящих из графитовой сферы и из графитовой сборки с D₂O, мало отличаются друг от друга, что связано с относительно малым вкладом тонкого слоя тяжелой воды.

На рис. 2 приведен также спектр нейтронов деления. Как видно из сравнения спектров рис. 2, с помощью Po — Ве-источника, помещенного в железную сферу диаметром 400 мм, можно удовлетворительно имитировать спектр нейтронов деления.

Авторы благодарны Л. Б. Порецкому и Ю. П. Миланову за полезные советы, а также В. Ф. Глушкову и Э. П. Магде за помощь в измерениях.

Поступило в Редакцию 1/VIII 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Brooks. Nucl. Instrum. and Meth., 4, 151 (1959).
2. Ю. А. Казанский и др. «Атомная энергия», 20, 143 (1966).
3. Y. Tokami, M. Hosoe. Nucl. Instrum. and Meth., 37, 347 (1964).
4. О. А. Барсуков, В. С. Авзянов. «Атомная энергия», 16, 40 (1964).

Исследование взаимодействия быстрых ионов трития с титаном

В. И. СТРИЖАК, Г. А. ПРИМЕНКО, В. Т. ТУСТАНОВСКИЙ

УДК 539.172.14

Процесс внедрения быстрых газовых ионов в различные материалы представляет интерес при исследовании горячей плазмы, а также в связи с разработкой мощных нейтронных генераторов и необходимостью разработки новой методики приготовления твердых мишеней из изотопов водорода.

В данной работе исследуется взаимодействие ионов трития с титаном, напыленным на молибденовую подложку, и чистым металлическим титаном; сравнивается выход нейтронов реакции $T(d, n)He^4$ из мишени, полученной в результате бомбардировки поверхности титана ионами трития (набивной мишени), и из свежей насыщенной мишени; рассматривается выход нейтронов в зависимости от дейтронного тока, бомбардирующего набивную мишень.

При облучении металла пучком ионов трития с энергией порядка 100–200 кэв они проникают в поверхностный слой металла на глубину $\sim 10^{-4}$ см.

Для исследования процессов внедрения тритонов в титан была применена методика, основанная на измерении нейтронного выхода из реакции $T(t, n, n)He^4$.

Для регистрации нейтронов применяли стильбевые сцинтилляционные счетчики. Детекторы были прокальброваны по активации медной пластинки быстрыми нейтронами в реакции $Cu^{63}(n, 2n)Cu^{62}$. Измерение наведенной при этом позитронной активности в меди производили методом регистрации совпадений аннигиляционных γ -квантов на сцинтилляционном парном гамма-спектрометре.

Работа произведена на созданном в Лаборатории ядерной физики Киевского государственного университета ускорителе с безмасляной замкнутой системой откачки, осуществляемой с помощью высоковакуумного магнитного электроразрядного насоса типа НЭМ-300-1. Такая система обеспечивает безопасность и простоту эксплуатации при работе с тритием и, что чрезвычайно важно, чистоту мишени. При работе с масляной системой откачки поверхность мишени через короткое время покрывается слоем углерода. Так как длина пробега тритонов при энергии ~ 200 кэв порядка нескольких микрон, то уже слой углерода толщиной в 100 атомов ($\sim 10^{-6}$ см) дает заметное искажение при исследовании насыщения чистой поверхности металла.

В качестве исследуемых образцов (мишеней) применялись круглые металлические диски диаметром 24 мм и толщиной 1 мм в случае металлического титана и слой титана толщиной 1,55 мг/см², напыленные на молибденовую подложку. Была предусмотрена возможность водяного охлаждения мишеней.

При бомбардировке металлической мишени быстрыми ионами благородных газов в нее может быть вбито ограниченное число атомов, т. е. осуществляется насыщение поверхностного слоя металла атомами данного газа *. Измеряя зависимость выхода нейтронов от

* K. Fiebigel. Z. angew. Phys., 9, Н. 5, 213 (1957).

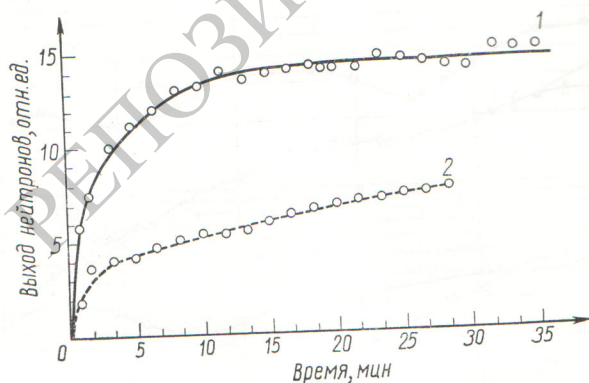


Рис. 1. Кривые насыщения для титан-молибденовой (1) и титановой (2) мишеней.

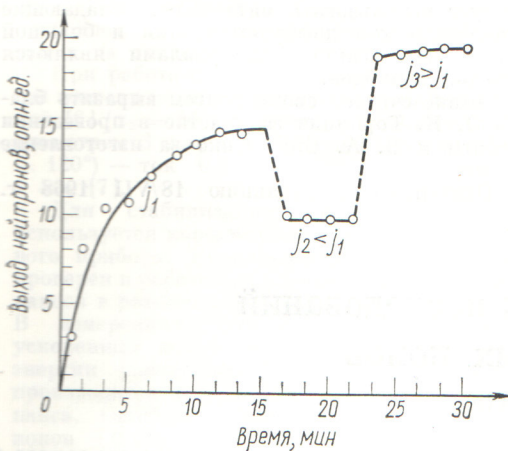


Рис. 2. Кривая насыщения титан-молибденовой мишени при изменении тока тритонов, j_i .

времени облучения мишени пучком тритонов, можно установить, имеет ли место аналогичное явление для трития, какое время необходимо для достижения насыщения и как зависят время насыщения и предельная концентрация вбитых атомов от интенсивности пучка тритонов.

На рис. 1 приведены кривые зависимости выхода нейтронов от времени облучения пучком тритонов интенсивностью $2,5 \text{ ма/см}^2$ с энергией 130 кэВ металлической титановой мишени и титановой мишени, напыленного на молибденовую подложку. Из хода кривых следует, что титан, напыленный на молибденовую подложку, насыщается значительно быстрее, чем чистый титан. Это, по-видимому, объясняется тем, что в пластинке титана ионы трития диффундируют в глубь металла. Вследствие этого для набивных мишеней может быть использован только титан, напыленный на подложку из материала с малым коэффициентом диффузии водорода.

Когда Фибигер (см. сноску на стр. 158) установил, что металлы с низким коэффициентом диффузии дают наибольший выход нейтронов, он не принимал во внимание окклюзию водорода, которая значительна для таких металлов, как титан и цирконий. Более того, он использовал толстые титановые и циркониевые пластины, поэтому дейтерий диффундировал из области реакции в металл и насыщение не достигалось.

Насыщение титана, напыленного на подложку, производилось при трех значениях плотности тока: $1,5$, $2,5$ и $3,2 \text{ ма/см}^2$. Временной ход подобного изменения показан на рис. 2. Вначале мишень насыщалась при плотности тока $2,5 \text{ ма/см}^2$. При уменьшении плотности тока до $1,5 \text{ ма/см}^2$ обнаруживалось заметное уменьшение выхода нейтронов для данного значения насыщения.

На напыленной титановой мишени была измерена зависимость выхода нейтронов от плотности тритонного тока. Результат представлен на рис. 3. Выход нейтронов в насыщении возрастает линейно с увеличением плотности тритонного тока. Было установлено, что перерывы в облучении практически не влияют на ход насыщения мишени. После возобновления облучения восстанавливалось прежнее значение выхода нейтро-

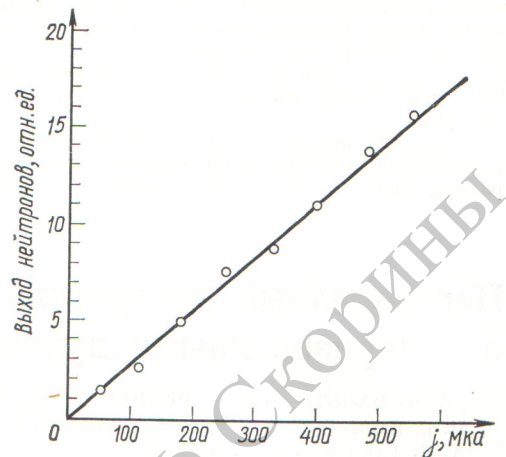


Рис. 3. Зависимость выхода нейтронов из набивной мишени от плотности тока тритонов j .

нов, независимо от того, находилась ли мишень в вакууме или на воздухе.

На набивной мишени из титана, напыленного на молибденовую подложку, измеряли выход нейтронов с энергией 14 МэВ в зависимости от количества ионов дейтерия, падающих на мишень. Результат представлен на рис. 4. Там же показано изменение выхода нейтронов из насыщенной титановой мишени на молибденовой подложке (активность 5 кюри). Оказывается, что, во-первых, выход нейтронов на единицу тока дейтронов для набивной мишени вначале облучения дейтроном пучком выше, чем для насыщенной мишени, и равен $1,0 \cdot 10^8$ нейтронов; во-вторых, спад нейтронного выхода за единицу времени (при постоянном дейтронном токе) для набивной мишени меньший, чем для насыщенной мишени. Так, для набивной мишени выход нейтронов из реакции $T(d, n) He^4$ за $21,5 \text{ мин}$ при токе пучка 330 мкА/0,3 см^2 убывает в $1,6$ раза, в то время как для насыщенной мишени за это же время при этом

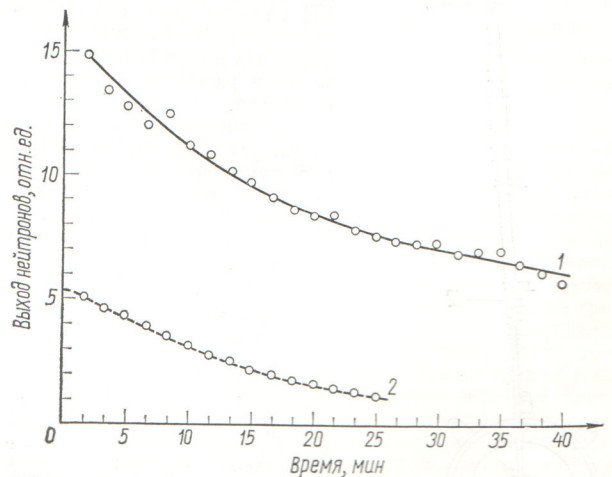


Рис. 4. Изменение выхода нейтронов из набивной (1) мишени и насыщенной (2) титан-молибденовой мишени.

же токе нейтронный выход падает в три раза. По-видимому, можно утверждать, что в результате искажения решетки титана при бомбардировке его ионами трития атомы трития, вбитые в решетку, удерживаются сильнее, чем атомы трития, внесенные в титан путем сорбции.

Итак, проведенные исследования показывают, что наиболее подходящей мишенью для нейтронного генератора является набивная мишень. В качестве под-

ложки следует использовать материалы, обладающие низким коэффициентом диффузии трития и большой теплопроводностью. Такими материалами являются серебро, медь, молибден.

В заключение считаем своим долгом выразить благодарность О. К. Горпинич за участие в проведении данной работы и В. А. Степаненко за изготовление мишеней.

Поступило в Редакцию 18/VII 1968 г.

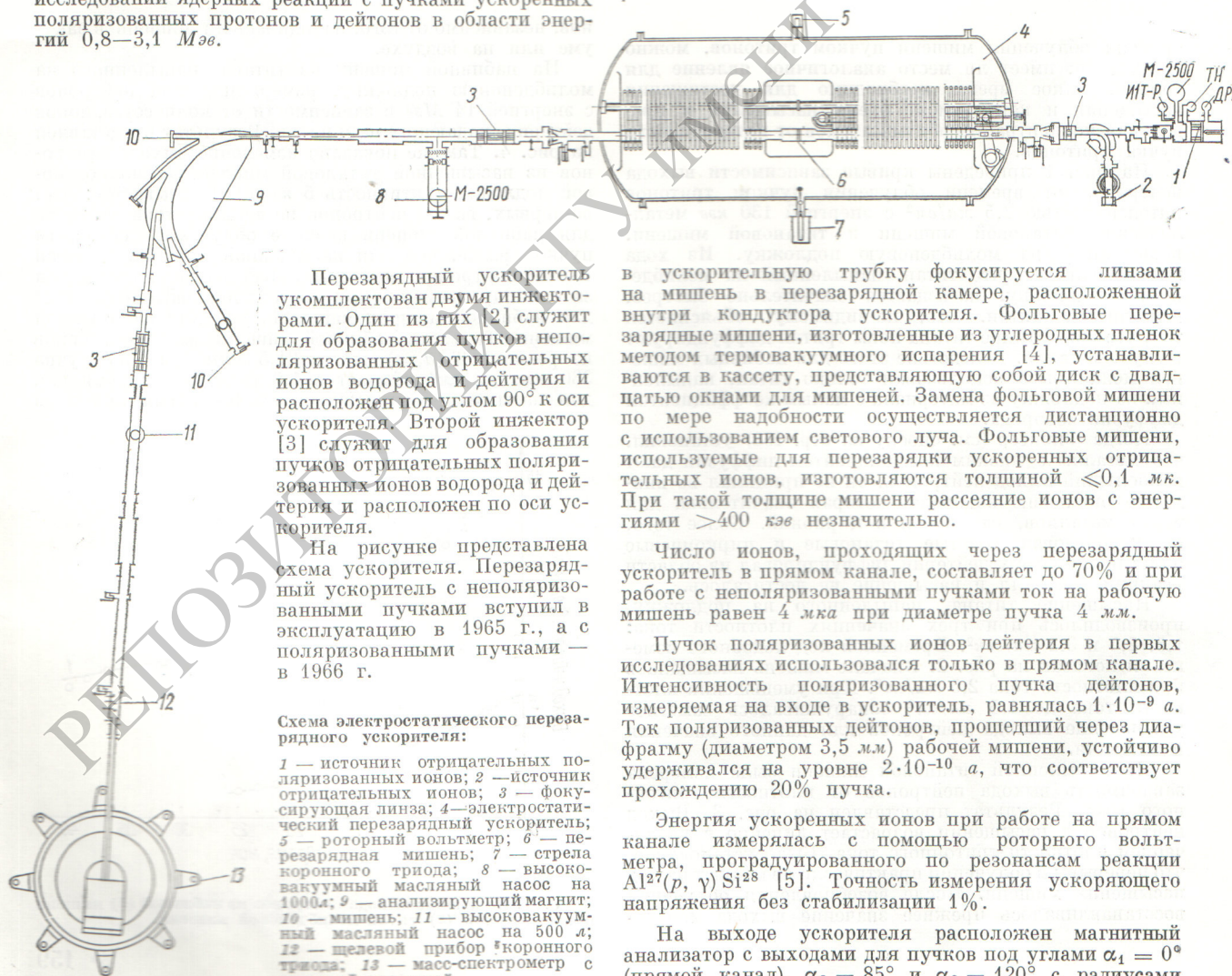
Перезарядный ускоритель для ядерных исследований с поляризованными пучками ускоренных ионов

А. К. ВАЛЬТЕР, В. Х. БЕЛЯЕВ, Ю. З. ЛЕВЧЕНКО, Л. И. ПИВОВАР,
И. Е. КИСЕЛЕВ, Р. П. СЛАБОСПИЦКИЙ, А. С. ДЕЙНЕКО,
А. Я. ТАРАНОВ, С. П. ЦЫТКО

УДК 621.384.653.4

В 1960 г. в ФТИ АН УССР был изготовлен перезарядный ускоритель горизонтального типа [1] для исследований ядерных реакций с пучками ускоренных поляризованных протонов и дейтронов в области энергий 0,8—3,1 Мэв.

Пучок отрицательных поляризованных ионов (полученный из инжектора с энергией 45 кэв) перед вводом



Перезарядный ускоритель укомплектован двумя инжекторами. Один из них [2] служит для образования пучков неполяризованных отрицательных ионов водорода и дейтерия и расположен под углом 90° к оси ускорителя. Второй инжектор [3] служит для образования пучков отрицательных поляризованных ионов водорода и дейтерия и расположен по оси ускорителя.

На рисунке представлена схема ускорителя. Перезарядный ускоритель с неполяризованными пучками вступил в эксплуатацию в 1965 г., а с поляризованными пучками — в 1966 г.

Схема электростатического перезарядного ускорителя:

1 — источник отрицательных поляризованных ионов; 2 — источник отрицательных ионов; 3 — фокусирующая линза; 4 — электростатический перезарядный ускоритель; 5 — роторный вольтметр; 6 — перезарядная мишень; 7 — стрела коронного триода; 8 — высоковакуумный масляный насос на 1000 л; 9 — анализирующий магнит; 10 — мишень; 11 — высоковакуумный масляный насос на 500 л; 12 — щелевой прибор коронного триода; 13 — масс-спектрометр с широкой дорожкой.

в ускорительную трубку фокусируется линзами на мишень в перезарядной камере, расположенной внутри кондуктора ускорителя. Фольговые перезарядные мишени, изготовленные из углеродных пленок методом термовакuumного испарения [4], устанавливаются в кассету, представляющую собой диск с двадцатью окнами для мишеней. Замена фольговой мишени по мере надобности осуществляется дистанционно с использованием светового луча. Фольговые мишени, используемые для перезарядки ускоренных отрицательных ионов, изготавливаются толщиной $\leq 0,1$ мк. При такой толщине мишени рассеяние ионов с энергиями > 400 кэв незначительно.

Число ионов, проходящих через перезарядный ускоритель в прямом канале, составляет до 70% и при работе с неполяризованными пучками ток на рабочую мишень равен 4 мкА при диаметре пучка 4 мм.

Пучок поляризованных ионов дейтерия в первых исследованиях использовался только в прямом канале. Интенсивность поляризованного пучка дейтронов, измеряемая на входе в ускоритель, равнялась $1 \cdot 10^{-9}$ а. Ток поляризованных дейтронов, прошедший через диафрагму (диаметром 3,5 мм) рабочей мишени, устойчиво удерживался на уровне $2 \cdot 10^{-10}$ а, что соответствует прохождению 20% пучка.

Энергия ускоренных ионов при работе на прямом канале измерялась с помощью роторного вольтметра, проградуированного по резонансам реакции $Al^{27}(p, \gamma) Si^{28}$ [5]. Точность измерения ускоряющего напряжения без стабилизации 1%.

На выходе ускорителя расположен магнитный анализатор с выходами для пучков под углами $\alpha_1 = 0^\circ$ (прямой канал), $\alpha_2 = 85^\circ$ и $\alpha_3 = 120^\circ$ с радиусами