

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-242

P9-95-242

А.С.Артемов, В.М.Дьяченко, А.Д.Коваленко

ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ
ПОТОКА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ
НА ВНУТРЕННЕМ ПУЧКЕ НУКЛОТРОНА

Доклад на 1-м Международном симпозиуме «Пучковые технологии»,
28 февраля — 4 марта 1995 г., Дубна, Россия

1995

1. Введение

В настоящее время пучки заряженных частиц широко используются для решения целого ряда ядерно-физических проблем, в том числе и для генерации интенсивных потоков быстрых нейтронов. Новые разработки в области сильноточных нейтронных генераторов во многом стимулированы возросшим в последние годы интересом к трансмутации радиоактивных отходов АЭС и к электродервному способу получения атомной энергии на основе тандема: ускоритель + подкритический реактор (см., напр., [1-4]). Источником первичного потока нейтронов является специальная нейтронопроизводящая мишень, которая эффективно генерирует нейтроны при ее бомбардировке пучком заряженных частиц из ускорителя. При этом в принципе возможны два подхода, схематически представленные на рис. 1. Первый (см. рис. 1, а), и наиболее интенсивно разрабатываемый в различных лабораториях мира, использует выведенный из ускорителя пучок и массивную, обычно свинцовую, мишень. Нейтроны образуются в результате развития сложного ядерного и межъядерного каскада вторичных частиц при диссипации мощности пучка в мишени. Главное достоинство толстой свинцовой мишени заключается в том,

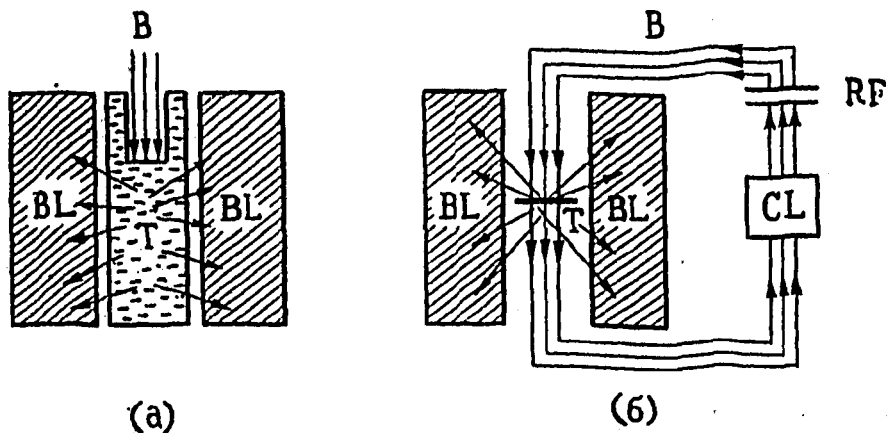


Рис. 1. Схема взаимодействия выведенного (а) и циркулирующего (б) пучка (В) с нейтронопроизводящей мишенью (Т), окруженной блоком перерабатываемого сырья (ВЛ). RF - ВЧ-система, СЛ - участок охлаждения пучка

что она хорошо генерирует нейтроны и практически не поглощает их медленную компоненту. В разрабатываемых проектах используются протонные пучки линейных ускорителей либо выведенные из циклических ускорителей-накопителей (см., например, [1,3,4]). Для производства потоков быстрых нейтронов весьма интересным представляется переход к пучкам дейтронов, ядер гелия или углерода [2,5]. Наличие в их составе

нейтронизирующих частиц - нейтронов - позволяет снизить потери энергии ядер на электромагнитные липпы в массивной мишени, значительно ослабить требования к интенсивности пучков, а с точки зрения ускорительной техники не вызывает принципиальных затруднений. Не останавливаясь детально на варианте с выведенным пучком, отметим только, что оптимальная область энергий протонов или дейтронов при использовании свинцовой нейтронопроизводящей мишени составляет $E_{p,d} \approx 600 \div 1500$ МэВ.

Во втором и наименее разработанном подходе (см. рис.1,б) поток быстрых нейтронов образуется в результате многократного пересечения точкой внутренней мишени пучком, циркулирующим в ускорителе-накопителе. Нейтроны рождаются при парных взаимодействиях ионов пучка с ядрами мишени и последующей эволюции этих ядер или их фрагментов. В работах [6,7] было показано, что в определенных случаях переход к внутренним мишеням, с компенсацией ионизационного замедления частиц в них, может привести к значительному увеличению выхода продуктов ядерных реакций по сравнению с использованием внешней массивной мишени для пучка той же интенсивности. Кроме того, осуществление необходимой ядерной реакции при оптимальной энергии циркулирующего пучка приводит к уменьшению удельного тепловыделения в мишени. Важным достоинством использования циркулирующего пучка является принципиальная возможность получения необходимой зависимости потока нейтронов во времени. При сохранении средней за цикл ускорителя светимости это достигается выбором толщины и размеров внутренней мишени, а также оптимальной скорости её перемещения в пучке. Наибольшая эффективность использования циркулирующего пучка может быть достигнута при компенсации средних потерь энергии ионов в мишени ВЧ-станцией ускорителя и уменьшении роста эмитапса пучка, например, электронным охлаждением. При этом основным недостатком данного подхода является неизбежное выбывание частиц пучка при каждом прохождении внутренней мишени из-за их рассеяния на большие углы, превышающие угловой аксептанс циклического ускорителя-накопителя. Минимизация этого процесса, наряду с вопросами радиационно безопасной эксплуатации сверхтоочных циклических ускорителей и формирования для них внутренних мишеней, относится к основным задачам исследований в данной области. В настоящее время трудно указать оптимальные для производства нейтронов диапазоны энергий циркулирующего пучка, тип ионов и используемой внутренней мишени. Во многом это зависит от характеристик циклического ускорителя-накопителя. Только после решения указанных вопросов возможно проведение сопоставительного анализа достоинств и недостатков данного и предыдущего подходов по генерации потоков быстрых нейтронов. Проект нейтронного генератора, основанного на циркулирующем сверхтоочном пучке дейтронов с энергией ≤ 100 МэВ с использованием внутренней нейтронопроизводящей мишени из дейтерия, бериллия или графита, предложен в работах [8,9].

В зависимости от решаемой технической задачи конструкция blankets, окружающего нейтронопроизводящую мишень (см. рис.1), может быть различна. Он может быть выполнен в виде подкритического реактора для производства атомной энергии, оптимизирован на накопление легко делящегося "горючего" вещества (^{239}Pu или ^{233}U) при переработке природного урана или тория, для трансмутации радиоактивных отходов (^{90}Sr , ^{93}Zr , ^{137}Cs и др.) атомных станций, для решения проблем физики конденсированных сред, а также других ядерно-физических и материаловедческих вопросов. При этом оптимальный спектр нейтронов по энергии для указанных задач различен. Для его формирования может быть использован специальный бустер-размножитель (moderator),

в котором высокоэнергетический компонент первичного потока от нейтронопроизводящей мишени замедляется до нужного диапазона энергий со значительным увеличением потока нейтронов.

В ОИЯИ проводятся исследования физических аспектов электроядерного метода производства атомной энергии и трансмутации радиоактивных отходов. В рамках этой программы в Лаборатории высоких энергий выполнен ряд экспериментов по исследованию генерации потоков быстрых нейтронов с использованием пучков ядер синхрофазотрона [2,10-12]. Целью данной работы является анализ возможности расширения этих исследований на внутренние мишени и циркулирующие пучки нуклотрона.

2. Генерация нейтронов на внутренних мишенях нуклотрона

Новый сверхпроводящий ускоритель нуклотрон обеспечивает возможность экспериментального исследования адрон- и ядро-ядерных взаимодействий в диапазоне энергий пучка от 5 МэВ до 6 ГэВ на нуклон и атомных масс $1 \leq A \leq 238$. Особенностью нуклотрона является также его способность работать с частотой повторения циклов до 1 Гц. Первые физические эксперименты на циркулирующем пучке дейтронов интенсивностью $\sim 5 \cdot 10^9$ за цикл в диапазоне энергий 100 МэВ \div 2,5 ГэВ на пучок с использованием внутренних мишеней проведены в 1993-94 гг. [13,14]. Один из прямолинейных промежутков кольца нуклотрона со станцией внутренних мишеней выполнен в "теплом" варианте с независимой системой вакуумной откачки. При этом возможно достаточно оперативное изменение функциональных возможностей этой части ускорителя (монтаж очередной партии мишеней или образцов, подлежащих облучению на внутреннем пучке, либо полная замена станции и аппаратуры для другого физического эксперимента) без воздействия на вакуумную или криогенную системы остальных участков нуклотрона.

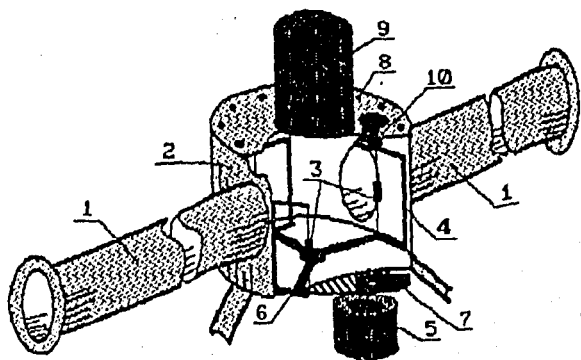


Рис.2. Схема станции внутренних мишеней на нуклотроне

Используемая в настоящее время станция внутренних мишеней, схематически представленная на рис.2, выполнена в виде двух пересекающихся цилиндров - ионопровода (1) и цилиндра (2) с тремя мишенями, имеющего больший диаметр. Габариты станции,

её конструкция и толщина стенок (0,5 мм) оптимизированы для регистрации вторичных частиц внешними детекторами при максимально возможном телесном угле и с минимальными потерями. Фольговые мишени (3) подвешены на кварцевых нитях диаметром 9 мкм в С-образных рамках (4), закреплённых вертикально на вращающемся с помощью шагового двигателя (5) столике (6). Выход всех рамок с мишенями из ионопровода, поиск необходимой для эксперимента мишени, а также контроль её пространственного положения по отношению к оси ионопровода осуществляются с помощью электрооптического устройства (7), связанного с осью вращения столика и электронной системой управления двигателем. Это позволяет дистанционно и в пучок по отношению к началу цикла ускорения момент времени вводить мишень в пучок на контролируемые глубину и время экспозиции. Для контроля интенсивности и времени жизни части пучка, взаимодействующей с мишенью, а также структуры этого взаимодействия во времени, в экспериментах используется излучение материала мишени под воздействием ионов. Световое излучение регистрируется через смотровое окошко верхнего съёмного фланца (8) фотоэлектронным умножителем (9), а ультрафиолетовый и рентгеновская компоненты - вторичноэлектронным умножителем (10) на основе микроканальных пластины (ВЭУ-7).

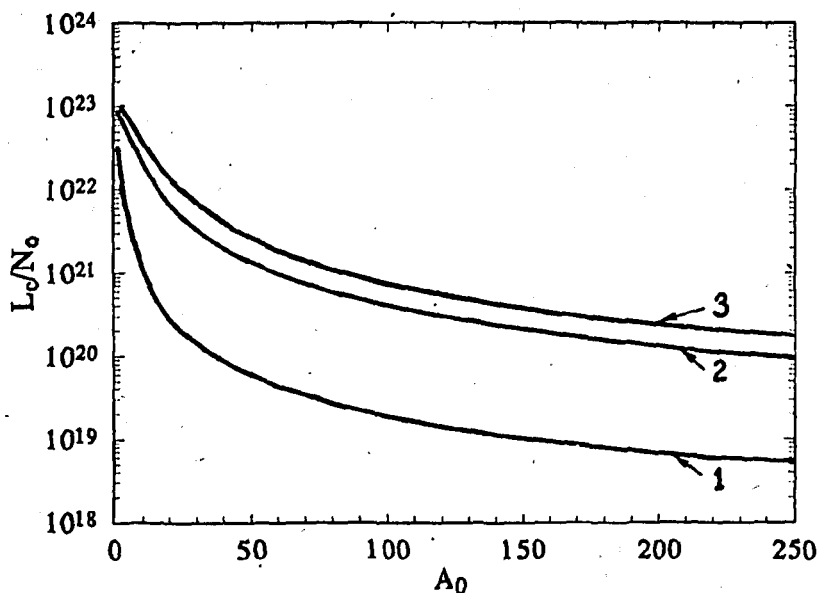


Рис.3. Максимальные величины удельных светимостей (L_c/N_0), усредненных за время цикла ($T_c = 10$ сек) для различных внутренних мишеней (A_0) и пучков ядер d , α и ^{12}C на нуклотроне (1 — 100 МэВ/нукл., 2 — 500 МэВ/нукл., 3 — 1000 МэВ/нукл.)

На рис.3 в зависимости от массового числа внутренней мишени A_0 на участке расположения станции представлена расчетная величина (L_c/N_0) максимальной свети-

мости, усредненной за время цикла пиклотрона ($T_c = 10$ сек) и нормированной на полное число ускоренных ядер d, α и ^{12}C в пучке с энергией 100, 500 и 1000 МэВ/пиклоп. Алгоритм расчета представлен в работе [15]. Экспериментальные и теоретические результаты по средней множественности нейтронов, образующихся в элементарных актах

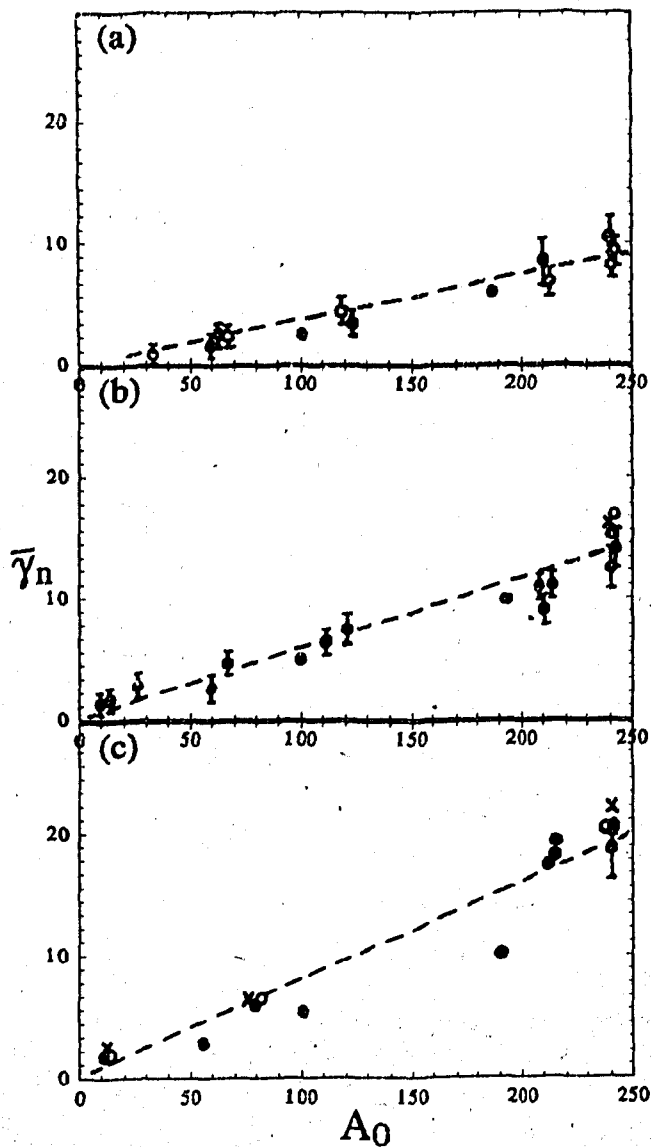


Рис. 4. Средняя множественность нейтронов (\bar{y}_n) в ядро-ядерных взаимодействиях в зависимости от массового числа мишени при энергии падающих частиц 100 (а), 500 (б) и 1000 (в) МэВ (протоны — ● — теория, ○ — эксперимент; ○, ⊕ — дейтроны; × — α-частицы)

ядро-ядерных взаимодействий на мишенях с разным массовым числом при энергии налетающих частиц 100, 500 и 1000 МэВ, приведены на рис.4. Основной объем информации по данному вопросу в представляющем интерес диапазоне энергий относится к протонам p , в меньшей степени, к дейтронам и α -частицам. Известные экспериментальные результаты по рождению нейтронов на тонких мишенях, бомбардируемых ядрами ^{12}C , относятся к области малых энергий $E_b \leq 100$ МэВ [16]. В то же время, как отмечается в работах [17,18], при взаимодействии легких ядер пучка с тяжелыми и средними ядрами мишени средняя множественность нейтронов, их угловые и энергетические распределения слабо зависят от типа налетающей частицы и практически совпадают с соответствующими величинами для пуклоп - ядерных взаимодействий при той же энергии. Это позволяет использовать имеющиеся данные по протонам для оценок множественности выхода нейтронов при отсутствии необходимой информации для налетающих дейтронов и ядер гелия. При более высоких энергиях $E_b \geq 1$ ГэВ можно использовать представленные на рис.5 теоретические результаты работы [17] по среднему выходу нейтронов, образующихся при неупругом взаимодействии протонов, дейтронов

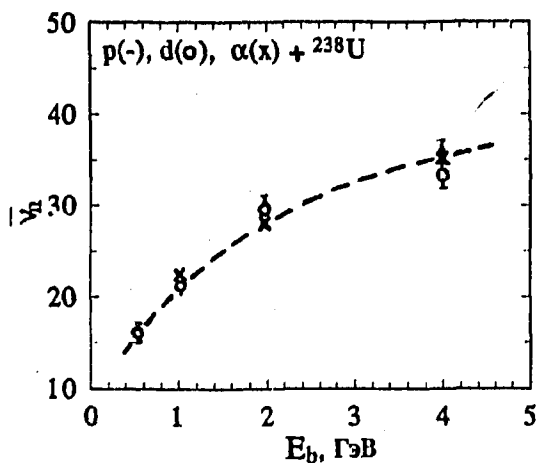


Рис.5. Зависимость средней множественности нейтронов от энергии протонов, дейтронов и α -частиц, взаимодействующих с ядром ^{238}U [17]

и α -частиц с ядром ^{238}U . С учетом приведенных на рис.3-5 результатов и полагая зависимость множественности от массового числа мишени линейной, можно оценить поток нейтронов на участке станции внутренних мишеней пуклотрона. На рис.6 приведена зависимость ожидаемого выхода нейтронов (I_n/N_o), нормированного на полное число ускоренных ядер d и α за цикл пуклотрона, от массового числа внутренней мишени A_o для энергий налетающих частиц 100, 500 и 1000 МэВ/нуклон. При оценках использовалось соотношение

$$\frac{I_n}{N_o} \approx \sigma_{in} \cdot \bar{\gamma}_n \cdot T_c \cdot \frac{L_c}{N_o};$$

где $\sigma_{in} \approx 6 \cdot 10^{-28} (A^{1/3} + A_o^{1/3})^2$ [см²] - сечение неупругого взаимодействия сталкивающихся ядер с массовыми числами A и A_o . В соответствии с реально достижимыми при существующем инжекторе интенсивностями циркулирующего пучка дейтронов на пукло-

троне $\sim 5 \cdot 10^{10}$ /цикл, в экспериментах при рассматриваемых энергиях можно ожидать $\sim 10^3 \div 4 \cdot 10^{10}$ нейтронов за цикл работы ускорителя при использовании внутренних мишеней в широком диапазоне массовых чисел (см. рис.6). С учетом теоретических результатов, приведенных в работе [19], данная особенность генерации нейтронов на циркулирующем пучке позволит, подбором массового числа мишени, значительно варьировать жесткость спектра нейтронов по энергии без изменения их интегрального потока. Для примера на рис.7 представлены энергетические спектры нейтронов, образующихся при взаимодействии протонов энергией 0.66 и 1.84 ГэВ с ядрами ^{27}Al и ^{238}U .

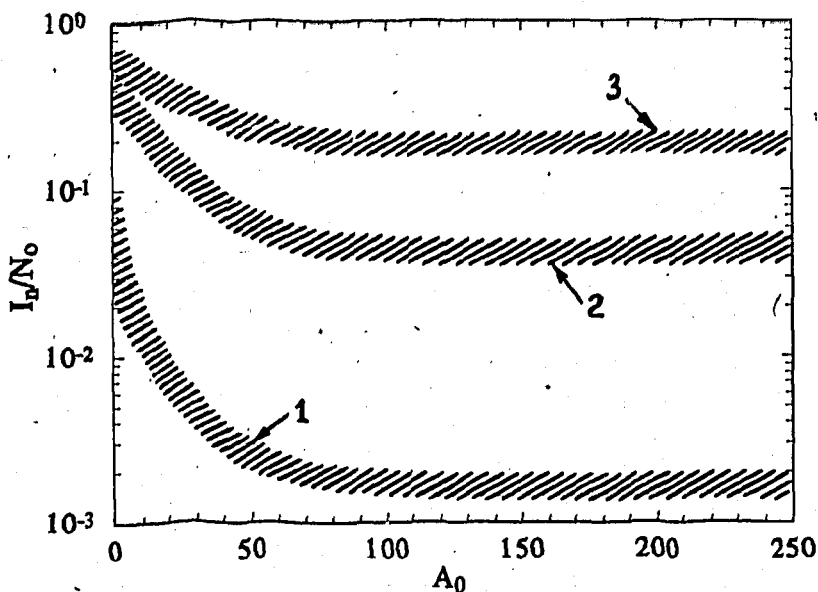


Рис.6. Зависимость удельного выхода нейтронов (I_n/N_0) за цикл пучкотрона от массового числа мишени (A_0) при её взаимодействии с циркулирующим пучком d - и α - частиц разных энергий (1 — 100 МэВ/пучл., 2 — 500 МэВ/пучл., 3 — 1000 МэВ/пучл.)

При известной толщине внутренней мишени $t_{[\text{г/см}^2]}$ время жизни $T_b[\text{сек}]$ части пучка, взаимодействующей с мишенью, можно оценить с помощью приведенных на рис.8 зависимостей $T_b \cdot t$ от массового числа ядер мишени. Данные зависимости могут быть использованы при исследовании генерации потоков быстрых нейтронов с заданной интенсивностью во времени.

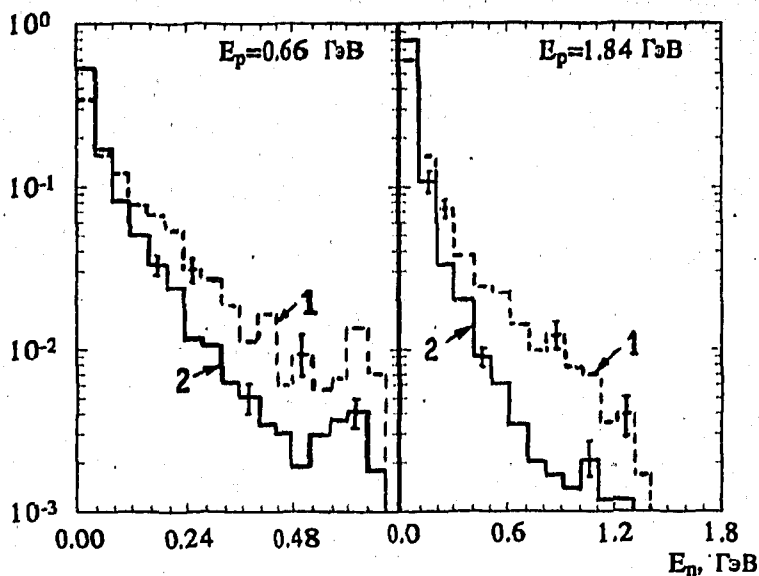


Рис.7. Энергетический спектр нейтронов, образующихся при взаимодействии протонов с ядрами ^{27}Al (1) и ^{238}U (2) при энергии $E_p = 0.66$ и 1.84 ГэВ [19]

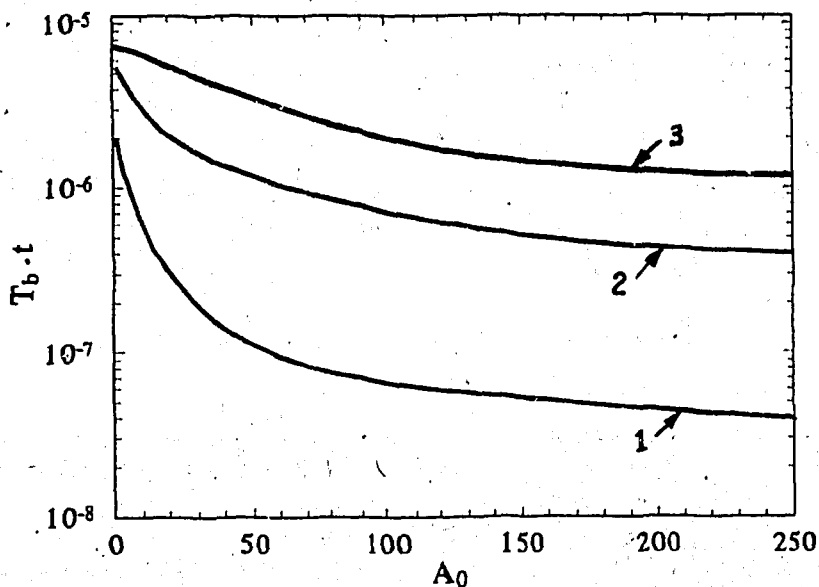


Рис.8. Зависимость функции $T_b \cdot t$ от массового числа мишени для различных пучков ядер d, α и ^{12}C на пуклотроне (1 — 100 МэВ/пукл., 2 — 500 МэВ/пукл., 3 — 1000 МэВ/пукл.)

3. Заключение

Проведенный в данной работе анализ показывает, что имеющиеся в настоящее время возможности нуклотрона по энергиям циркулирующего пучка дейтронов, станции внутренних мишеней и широкому набору различных детекторов нейтронов позволяют проводить исследования по генерации потоков быстрых нейтронов на очень компактных, практически точечных мишенях, осуществлять оптимизацию этого процесса и изучение спектральных характеристик потоков нейтронов. Проведение подобных исследований и расширение их на пучки других ядер позволит восполнить отсутствующую в настоящее время экспериментальную информацию как по средней множественности нейтронов, так и по их энергетическим и угловым распределениям. Это уточнит существующие теоретические модели развития внутриядерных каскадов и послекаскадной эволюции ядер мишени с испусканием нейтронов. Данные результаты будут полезны при проектировании мощных нейтронных генераторов с использованием сильноточных выведенных или циркулирующих пучков частиц разных типов и энергий от 100 МэВ до нескольких ГэВ на нуклон.

Литература

1. Bowinan C.D. et al.- Nucl.Instr. and Meth., 1992, v.A320, Nos.1/2, p.336.
2. Tolstov K.D.- JINR Rapid Communications, No.5(62)-93, Dubna, 1993, p.5.
3. Rubbia C., Mandrillon P., Fietier N.- Proc. of the 4-th European Particle Accel. Conference (EPAC-94), London, 1994, v.1, p.270.
4. Lengeler H.- ibid, p.249.
5. Барашенков В.С.- Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1978, т.9, N 5, с.871.
6. Максимов М.З.- Атомная энергия, 1959, т.7, N 5, с.472.
7. Кацауров Л.Н., Латыш В.Г.- Труды ФИАН, 1965, т.33, с.235.
8. Abo Yu.M. et al.- Kerntechnik, 1991, v.56, No.3, p.190.
9. Адо Ю.М., Коровин Ю.А., Уфимцев А.Г.- Труды 12-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Москва, 3-5 октября 1990), Дубна, 1992, т.1, с.147.
10. Воронко В.А. и др.- Атомная энергия, 1990, т.68, с.449; 1991, т.71, с.563.
11. Kovalenko A.D., Panebratsev Yu.A., Yurevich V.I.- JINR Rapid Communications, No.1[64]-94, Dubna, 1994, p.12.
12. Bisplinghoff B. et al.- JINR Preprint E1-94-116, Dubna, 1994.
13. Baldin A.M. et al.- JINR Rapid Communications, No.4[61]-93, Dubna, 1993, p.13.
14. Baldin A.M. et al.- JINR Rapid Communications, No.2[65]-94, Dubna, 1994, p.26.
15. Artiominov A.S.- JINR Rapid Communications, No.4[67]-94, Dubna, 1994, p.40.
16. Козулин Е.М., Русанов А.Я., Смиренкин Г.Н.- Ядерная физика, 1993, т.56, с.37.
17. Барашенков В.С., Мусульманбеков Ж.Ж., Шмаков С.Ю.- Препринт ОИЯИ P2-81-202, Дубна, 1981.
18. Strugalski Z.- JINR Communication E1-93-30, Dubna, 1993.
19. Барашенков В.С., Тонеев В.Д.- Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 июня 1995 года.