

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

С342  
Д-206

*На правах рукописи*

*В. К. ДАРУГА*

**ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТОРИЧНОГО НЕЙТРОННОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ТОЛСТЫХ МИШЕНЕЙ, БОМБАРДИРУЕМЫХ  
ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ С ЭНЕРГИЯМИ В ОБЛАСТИ  
10—50 МЭВ**

**(01.055—Физика атомного ядра и космических лучей)**

*Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук*

**Дубна—1971**

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

**На правах рукописи**

**В.Н. Даруга**

**ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТОРИЧНОГО НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ИЗ ТОЛСТЫХ МИШЕНЕЙ, БОМБАРДИРУЕМЫХ ЗАРЯЖЕННЫМИ  
ЧАСТИЦАМИ С ЭНЕРГИЯМИ В ОБЛАСТИ 10 - 50 МЭВ**

**(ОГ.055-Физика атомного ядра и космических лучей)**

**А в т о р е ф е р а т**  
**диссертации на соискание ученой степени**  
**кандидата физико-математических наук**

**Дубна-1971**

Работа выполнена в ордена Трудового Красного Знамени  
Физико-Энергетическом институте , г.Обнинск.

Научный руководитель: Матусевич Е.С., кандидат физико -  
математических наук

Официальные оппоненты:

Ковалев Е.Е., доктор технических наук, профессор

Комочков М.И., кандидат физико-математических  
наук

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Московский ордена Трудового Красного Знамени  
Инженерно - Физический институт

Автореферат разслан " 16 " VI 1971 г.

Защита диссертации состоится " 10 " XI 1971 г.  
на заседании Объединенного Ученого совета ЛФЭ и ЛПР ОИЯИ,  
г.Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета: *Карлава*

Э.Н.Карлава

Изучение подробных характеристик вторичного нейтронного излучения из толстых мишеней, бомбардируемых заряженными частицами, является насущной задачей, продиктованной практическими потребностями развития тех областей науки и техники, где широко используются ионизирующее излучение и где вопросы защиты от радиационных излучений являются важной составной частью всего комплекса проблем, требующих решения ( защита ускорителей заряженных частиц, космическая радиационная защита [1] и т.п.).

При рассмотрении проблемы взаимодействия заряженных частиц с веществом наибольшей сложностью состоит в учете вторичных нейтронного и гамма излучений, возникающих в ядерных реакциях в мишенях и конструкциях ускорителей, в материале защиты от первичных заряженных частиц, в биологической ткани. Получаемые обычно [2,3] результаты расчетов вклада вторичных нейтронов в суммарную дозу за защитой от первичных протонов и  $\alpha$ -частиц с энергиями в области 10 - 50 МэВ носят приближенный характер, так как основываются [2] на небольшом числе отрывочных экспериментальных данных или на общих теоретических предположениях о характере ядерных процессов в этой области энергий. Для более точного же учета эффекта от вторичного излучения нужно знать его энергетические, угловые характеристики и абсолютные величины выхода из различных веществ, входящих в состав материала, облучаемого первичными частицами [3,4].

Важность получения подробных экспериментальных данных о полях вторичного нейтронного излучения из мишеней и кон-

струкций ускорителей показана, например, в работе [5], где учет реальных характеристик нейтронных полей при оптимальном режиме работы ускорителя У-120-1 позволил снизить проектную толщину бетонной защиты на 100-140 см и сократить сумму расходов на строительство на ~ 500 тыс. марок.

Большая часть проведенных ранее исследований характеристик вторичных нейтронов из толстых мишеней выполнена на протонных пучках. Наиболее подробные измерения абсолютных интегральных выходов нейтронов сделаны в работе [6] при энергиях бомбардирующих протонов 18 и 32 Мэв. В других работах [7,8] измерялись интегральные выходы из отдельных веществ (Be, Cu, Ta).

Первые сведения об угловых распределениях и оценки спектров вторичных нейтронов из толстых мишеней были получены в работе [9] с помощью пороговых индикаторов и давали лишь качественную картину. Наиболее точные измерения спектров нейтронов из некоторых толстых мишеней (C, Mg, Ni, Ta) выполнены методом времени пролета в области энергий

$$E_p = 8-12 \text{ Мэв} [10].$$

Данных о вторичных нейтронах из толстых мишеней, бомбардируемых  $\alpha$ -частицами, почти нет в литературе. Первая работа [11] по этому вопросу дала лишь очень грубые количественные оценки. Более надежные и полные данные были получены недавно в работе [12] методом времени пролета для трех мишеней: C, Al и Fe - при энергиях  $\alpha$ -частиц 39 Мэв.

Настоящая работа имела своей целью получить во всем

диапазоне таблицы элементов ( $Z = 3-92$ ) возможно более подробную и надежную (для практического использования) информацию о вторичном нейтронном излучении из толстых мишеней, бомбардируемых протонами и  $\alpha$ -частицами средних энергий (10 - 50 Мэв). Были экспериментально изучены спектры, угловые распределения и абсолютные выходы (дифференциально и интегрально) нейтронов из следующих мишеней: Li, Be, C, Mg, Al, Ti, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Zr, Nb, Mo, Ag, Cd, Ta, W, Au, Pb, Bi, U. Полученные данные обобщались, систематизировались и сравнивались (прямо или косвенно) с результатами других работ и с теорией. Во всех случаях, когда это было возможно, выполнялись дополнительные расчеты с целью преобразования полученной информации в удобный для практического использования вид.

#### ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве источника первичных заряженных частиц был использован 150-см циклотрон ФЭИ. Эксперименты проводились на выведенных пучках: протонов с энергиями  $11,5 \pm 0,5$  Мэв и  $23,5 \pm 0,7$  Мэв, и  $\alpha$ -частиц с энергией  $46 \pm 1$  Мэв. Были предусмотрены специальные меры: для контроля положения пучка в ионопроводе; для подавления вторичной электронной эмиссии из мишеней, диафраги и остаточного газа в ионопроводе; для уменьшения выхода фоновых нейтронов из конструкционных материалов; для уменьшения искажений эффекта, вызванных рассеянием и поглощением нейтронов в материалах, окружающих мишень. Была разработана специальная конструкция "выводного" цилинд-

ра Фарадея для настройки системы в заданный режим. Для измерения числа первичных частиц, попавших на мишень за время измерений (заряд на мишени в микрокулонах), применялся интегратор тока, работающий по схеме: заряд-амплитуда-время-счет.

Мишени были изготовлены из химически чистых (99,9%) веществ естественного изотопного состава. Толщина их была на 5-10% больше ионизационного пробега соответствующей зарядонной частицы с данной энергией.

Для измерений абсолютных полных выходов нейтронов был использован всеполюсный детектор стандартной конструкции со счетчиком СМД-5. Для измерения угловых распределений нейтронов в диапазоне углов  $\theta = 0 \pm 140^\circ$  (относительно пучка бомбардирующих частиц) были использованы: для измерений в области энергий нейтронов  $E_n$  выше 1-2 Мэв - сцинтилляционный детектор  $ZnS(Ag)$  + плексиглас; для измерений в области  $E_n < 0$  - сцинтилляционный детектор  $B^{10} + ZnS(Ag)$  с полиэтиленовым замедлителем нейтронов. Характеристики всех детекторов были тщательно исследованы на пучках моноэнергетических нейтронов и с помощью нейтронных радиоактивных источников:  $Pu-LiF$ ;  $Pu-B$ ;  $Cf^{252}$ ;  $Pu-Be$  - активность которых была известна с точностью лучше 5%.

Измерение энергетических спектров нейтронов из толстых мишеней было выполнено сцинтилляционным спектрометром с кристаллом стльбена (размером 30 x 20 мм), с дискриминацией  $\gamma$ -фона по форме импульса. Энергетическое разрешение спектрометра было:  $0,14 \cdot E_n^{-1/2}$ , где  $E_n$  - в Мэв. Получен-

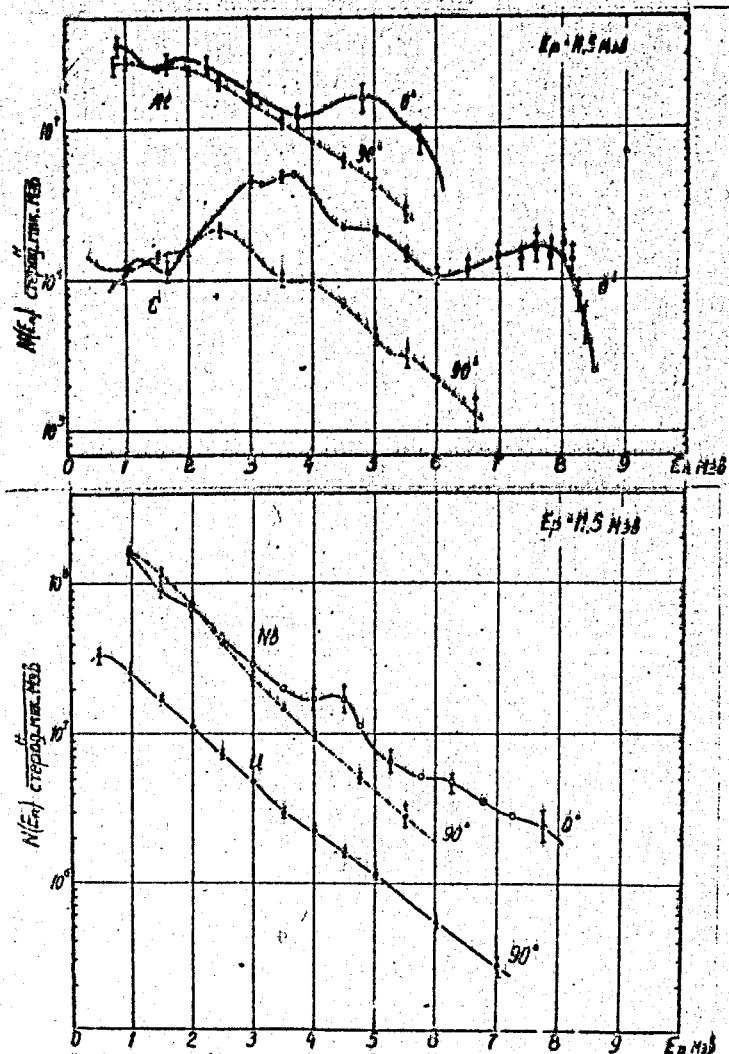


Рис. 1. Спектры нейтронов из толстых мишеней, бомбардируемых протонами с энергией 11,5 Мэв.

ные аппаратные спектры по стандартной программе для БВМ преобразовывались в энергетические. Поправка на мертвое время анализатора и сшивка различных энергетических диапазонов измерения осуществлялась по данным счетчика "живого" времени анализатора.

Во всех случаях для измерения нейтронного фона использовался метод теневого конуса.

При обработке результатов измерений вводились поправки на нестабильность характеристик детекторов, на пролеты, на поглощение и рассеяние нейтронов в мишени и стенках цилиндра Фарадея. В основном эти поправки не превышали 5% от измеряемой величины. Статистическая точность при измерении выходов нейтронов всегда была лучше 1%. При измерении спектров статистическая ошибка в последних каналах анализатора допускалась не более 10%. Систематические ошибки, связанные с преобразованием аппаратных спектров в энергетические, из-за их малости и сложности внесения поправки учитывались как случайные погрешности. Окончательные результаты являлись среднестатистическими из ряда повторных измерений, а суммарная ошибка результата определялась по закону накопления средних квадратичных погрешностей.

### РЕЗУЛЬТАТЫ

Спектры. Для проверки точности спектрометрирования и правильности методики обработки данных был исследован сложный спектр нейтронов из толстой углеродной мишени, бомбардируемой протонами с энергией 11,5 МэВ. Получено совпадение, в пределах ошибок измерения, с аналогичными данными [10].

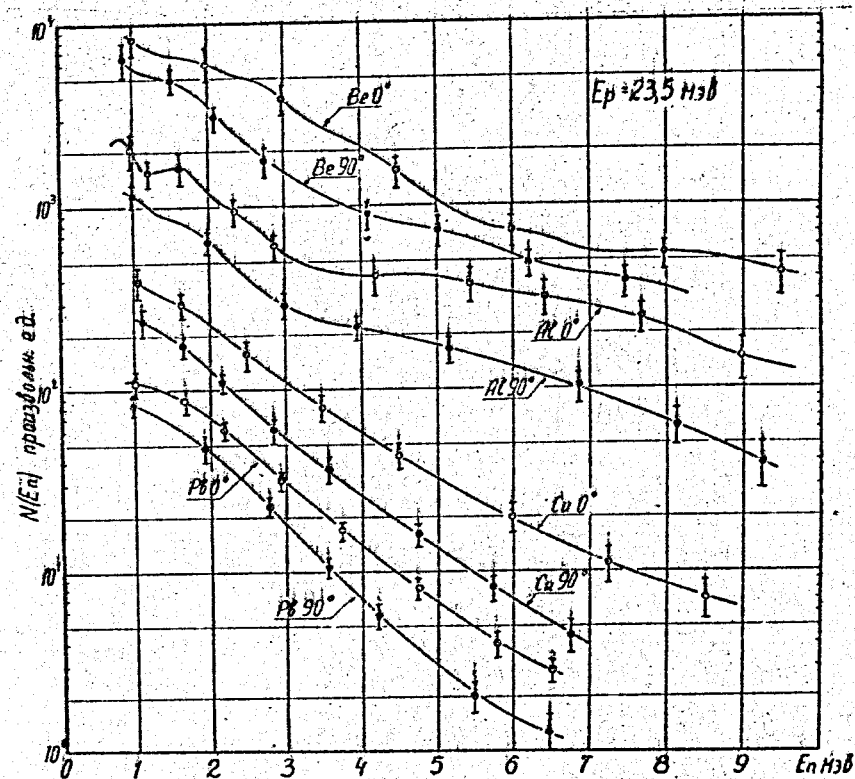


Рис.2. Спектры нейтронов из толстых мишеней, бомбардируемых протонами с энергией 23,5 МэВ.

полученными методом времени пролета.

На рис. 1 показаны спектры нейтронов из некоторых толстых мишеней, измеренные под углами  $\theta = 0^\circ$  и  $90^\circ$  к пучку бомбардирующих протонов с энергией 11,5 Мэв. На рис. 2 показано типичное изменение формы спектров нейтронов на толстых мишенях с изменением атомного номера  $Z$  ядер, бомбардируемых протонами с энергией 23,5 Мэв.

Измеренные спектры были проанализированы и сравнены со спектрами нейтронов из толстых [10,12] и тонких [13,14,15] мишеней, полученными другими авторами при близких энергиях бомбардирующих частиц. Была показана качественная сходимость спектров на толстых и тонких мишенях, если ввести понятие средней эффективной (относительно нейтронного выхода) энергии  $\langle E_0 \rangle$  бомбардирующей частицы  $\varphi$ , взаимодействующей с ядрами мишени:

$$\langle E_0 \rangle = \frac{\int_{E_{min}}^{E_{max}} E \cdot \bar{\nu}(E) \cdot \sigma_g(E) \cdot \frac{1}{dE/dX} dE}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} \bar{\nu}(E) \cdot \sigma_g(E) \cdot \frac{1}{dE/dX} dE} \quad (1)$$

где  $\sigma_g(E)$  - полное сечение генерации нейтронов при ядерном взаимодействии заряженной частицы;  $\bar{\nu}(E)$  - число испускаемых нейтронов на одно ядерное взаимодействие;  $dE/dX$  - ионизационные потери заряженной частицы в веществе мишени;

На рис. 3 показаны спектры нейтронов из некоторых толстых мишеней, бомбардируемых  $\alpha$ -частицами с энергией 46 Мэв. В области энергий нейтронов  $E_n < 1$  Мэв ход кривой энергетического распределения  $N(E_n)$  был оценен по данным

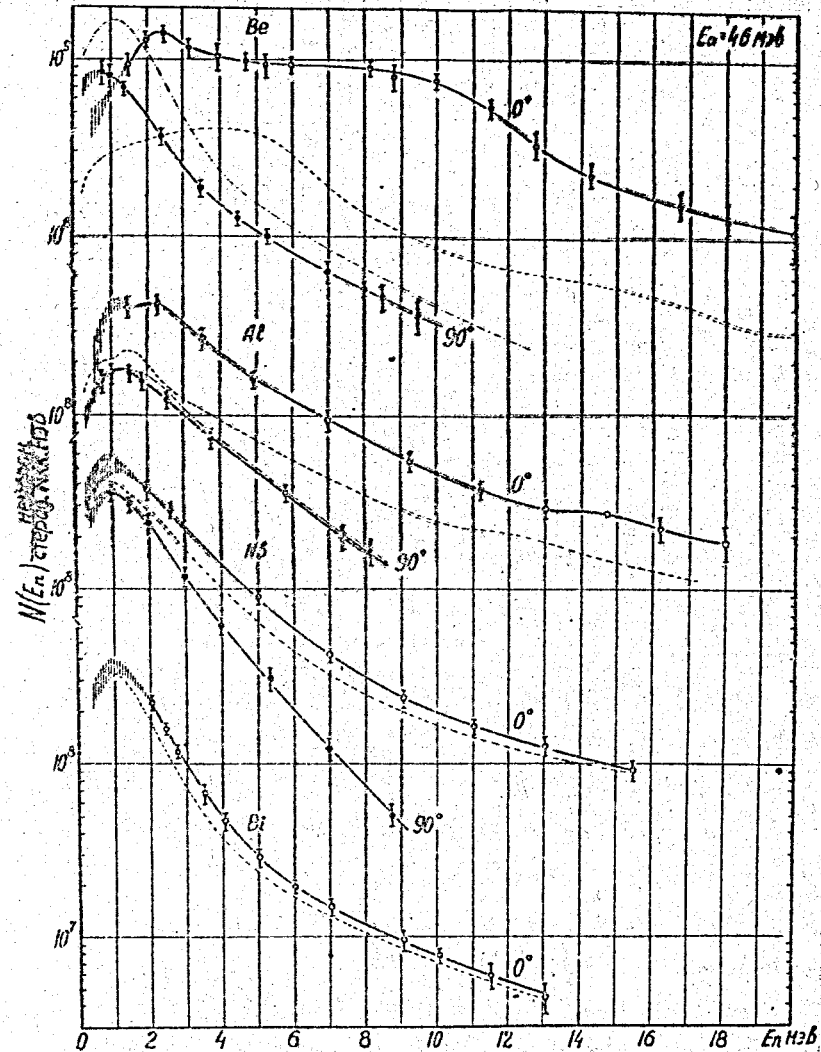


Рис. 3. Спектры нейтронов из толстых мишеней, бомбардируемых  $\alpha$ -частицами с энергией 46 Мэв.

измерений абсолютных выходов нейтронов этих энергий. Учитывая то обстоятельство, что при бомбардировке  $\alpha$ -частицами с энергией 46 Мэв велики искажения нейтронного спектра в лабораторной системе координат ( л.с.) за счет эффекта переносной скорости составного ядра, была сделана оценка формы этих спектров в системе центра масс ( ц.м.) путем приведения толстой мишени к условной "тонкой", бомбардируемой  $\alpha$ -частицами с энергией  $\langle E_\alpha \rangle$ , рассчитанной по формуле (1). На рис. 3 полученный вид спектров в системе "ц.м." показан штриховыми и штрих-пунктирными линиями. Как видно, минимальные искажения переносная скорость вносит в спектры нейтронов из мишеней со средними и большими  $Z$  под углом  $\theta = 90^\circ$ .

Из рассмотрения всех полученных экспериментально спектров можно сделать следующие общие заключения:

а) Спектры под углом  $\theta = 0^\circ$ , даже при низких энергиях бомбардирующих частиц, имеют четко выраженный вклад нейтронов с максимально возможной энергией, величина которого не может быть объяснена в рамках одной только испарительной теории.

б) Спектры под углом  $\theta = 90^\circ$ , как правило, по форме ближе к максвелловскому распределению, чем спектры под углом  $\theta = 0^\circ$  ( за исключением самых легких мишеней,  $Z < 20$  ).

в) Спектры нейтронов из  $Mi$ -мишени, особенно под углом  $\theta = 0^\circ$ , отличаются от спектров из близких по  $Z$  мишеней и по форме приближаются к спектрам из легких ( $Mg, Al$ ) мишеней.

г) Спектры нейтронов из урановой мишени в большой мере обусловлены нейтронами деления из реакций типа  $(g, n f)$ .

д) Средние энергии нейтронов в спектрах плавно меняются с изменением  $Z$  мишеней ( для  $Z > 10$ , за исключением  $Mi$  )

е) Все спектры нейтронов из мишеней с  $Z > 10$  ( а под углом  $\theta = 90^\circ$  и для всех  $Z$  ) могут быть удовлетворительно описаны аналитически функцией вида:

$$N(E_n) \sim E_n^\lambda \cdot \exp\left(-\frac{E_n}{T_{w,L}}\right) \quad (2)$$

где  $T_{w,L}$  - характеристический параметр спектра, принимающий значения  $T_w$  при  $\lambda = I$  и  $T_L$  при  $\lambda = 5/11$ .

В настоящей работе для всех измеренных спектров были определены значения параметров  $T_w$  и  $T_L$  и была проведена систематизация характеристик спектров в виде распределений  $T_{w,L} = f(Z)$ . Общие выводы из рассмотрения таких распределений следующие:

а) В интересной для расчетов защиты области  $Z > 10$  значения параметров для аналитического представления спектров в виде (2) меняются плавно с изменением  $Z$ , что допускает довольно точную интерполяцию и экстраполяцию данных на неисследованные еще области  $Z$ .

б) Число различных значений параметра для описания любого спектра в области  $E_n = 0 \div 20$  Мэв не превышает трех.

в) При равных значениях энергий бомбардирующих частиц  $\langle E_g \rangle$  для толстой и тонкой мишени, в расчетах защиты от вторичного нейтронного излучения можно пользоваться (в большинстве практических случаев) характеристиками спектров из тонких мишеней ( $Z > 10$ ,  $\langle E_g \rangle > 10$  Мэв), если данные



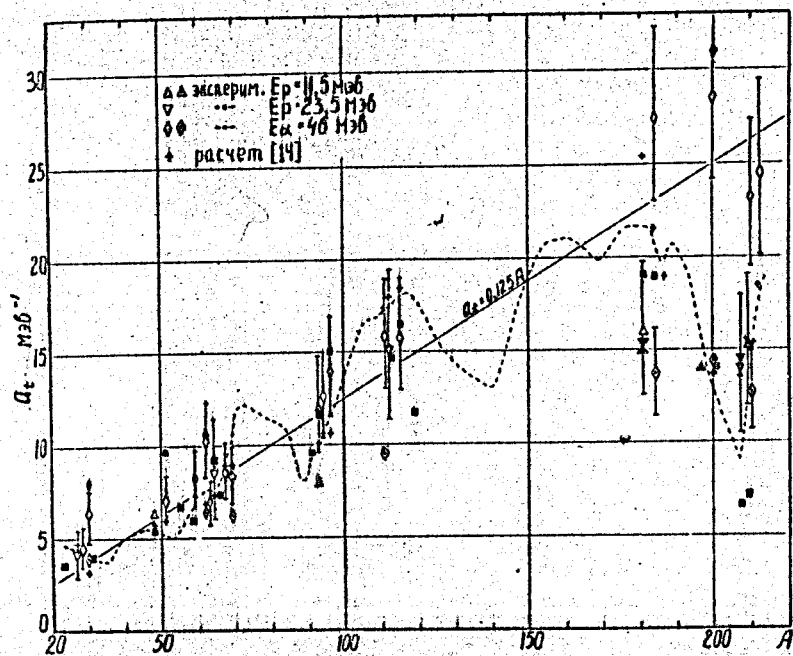


Рис. 4. Зависимость параметра полной плотности уровней от массового числа  $A$  :  
 $\triangle$  - расчет [14]; тонкие мишени:  $\blacktriangle$  -  $E_p = 10$  МэВ [16];  $\blacktriangledown$  -  $E_p = 18$  МэВ [10];  $\blacklozenge$  -  $E_n = 42$  МэВ [17];  $\blacksquare$  -  $(n, n')$ ,  $E_n = 14, 1$  МэВ [15]; точка внутри значка - данные получены из анализа спектров на участке  $E_n > 4$  МэВ.

для толстых мишеней отсутствуют.

Дополнительный анализ спектров под углом  $\theta = 90^\circ$ , приведенных к системе "ц.м.", был выполнен на участках  $E_n \leq 4$  МэВ для оценки параметра "усредненная ядерная температура". Было показано, что результаты такого анализа согласуются, в целом, с предсказаниями теории "континуума" (область сплошного спектра), развитой в работе Эриксона [16] для олучая усредненного описания реакций. По средним значениям энергии взаимодействия заряженной частицы в ядре и параметра "ядерная температура" были вычислены значения параметра "полной плотности уровней"  $\langle a_2 \rangle$  на основании представлений, изложенных в работе [17]. На рис. 4 полученные из эксперимента значения  $\langle a_2 \rangle$  для различных массовых чисел  $A$  сравниваются с рассчитанными в [18] значениями параметра полной плотности уровней  $a_2$  (с учетом оболочечной структуры ядер). Здесь же представлены экспериментальные данные, полученные другими авторами [19, 20, 21], штриховая кривая показывает распределение значений  $a_2$ , полученных из нейтронных резонансов и расчетом [17].

Наиболее характерной особенностью экспериментального распределения  $\langle a_2 \rangle = f(A)$  являются аномально большие значения, полученные при анализе низкоэнергетической части ( $E_n < 4$  МэВ) спектров нейтронов из  $Al, Co, Ta, Au, Pb, Si$  - мишеней, облученных  $\alpha$ -частицами с энергией 46 МэВ, что соответствует энергии возбуждения остаточных (после вылета первого нейтрона) ядер 20-25 МэВ. Наблюдаются и другие, менее резко выраженные, расхождения

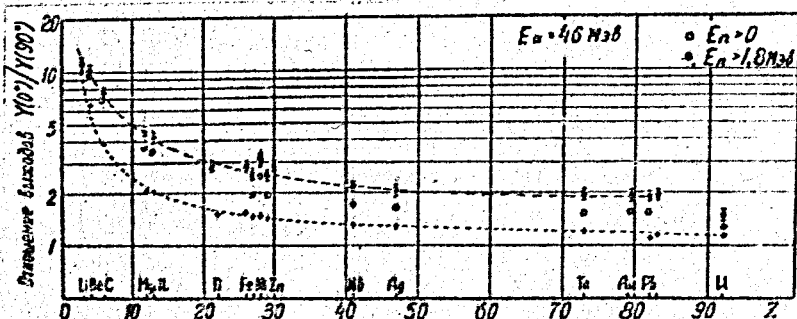
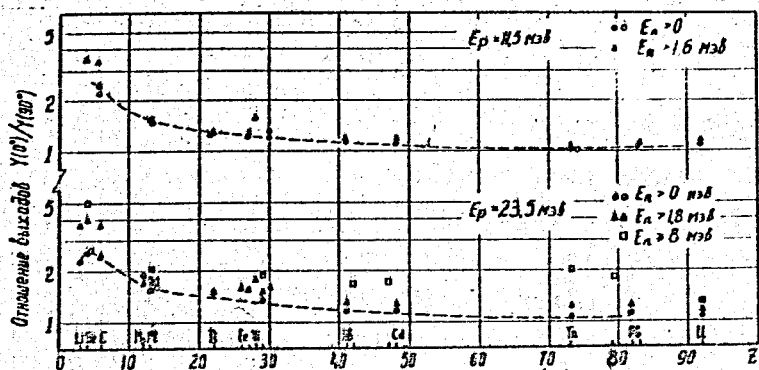


Рис. 5. Зависимость величины отношения выходов нейтронов под углами  $\theta = 0^\circ$  и  $\theta = 90^\circ$  от атомного номера  $Z$  мишеней: протоны: светлые значки-данные работ [5, 6, 8, 10];  $\alpha$ -частицы: крестиками показаны рассчитанные значения величины  $Y(0^\circ)/Y(90^\circ)$  в предположении, что в системе ц.м. угловое распределение нейтронов ( $E_n > 0$ ) изотропно.

оперimentальных и расчетных величин, которые также подтверждаются данными других авторов.

**Угловые распределения.** Характерной особенностью всех измеренных угловых распределений вторичных нейтронов из толстых мишеней является вытянутость их в направлении пучка бомбардирующих частиц. Анализ этих распределений и сравнение с данными других работ [9, 11, 12, 14, 21] показывает, что, за немногими исключениями, угловые распределения  $Y(\theta, Z)$  представляют собой гладкие и плавные функции. Это позволяет достаточно точно (для практических целей) производить интерполяцию и экстраполяцию данных на неисследованные углы и мишени. На рис. 5 показаны распределения по  $Z$  величины отношения выходов нейтронов под углами  $\theta = 0^\circ$  и  $\theta = 90^\circ$  для разных случаев бомбардирующих частиц. Приближенная формула, описывающая экспериментальные распределения  $Y(\theta)$  в области углов  $\theta = 0 + 90^\circ$  для мишеней с  $Z > 10$ , имеет вид:

$$Y(\theta, Z, E_p) \approx \frac{Y(0^\circ)}{1 + (\eta - 1) \tan^2 \theta} \quad (3)$$

где  $\eta = Y(0^\circ)/Y(90^\circ)$  - функция от  $Z$  и  $E_p$ , см. рис. 5;  $\kappa \approx 2 + \frac{\theta^\circ}{45^\circ}$ . Точность описания относительного хода распределения  $Y(\theta)$  этой формулой во всех случаях не хуже 20-30%.

Были выполнены оценки формы угловых распределений нейтронов в системе "ц.м.". Показано, что для низкоэнергетических нейтронов характерна изотропия или симметрия относительно угла  $\theta_{ц.м.} = 90^\circ$ , в то время, как для нейтронов с энер-

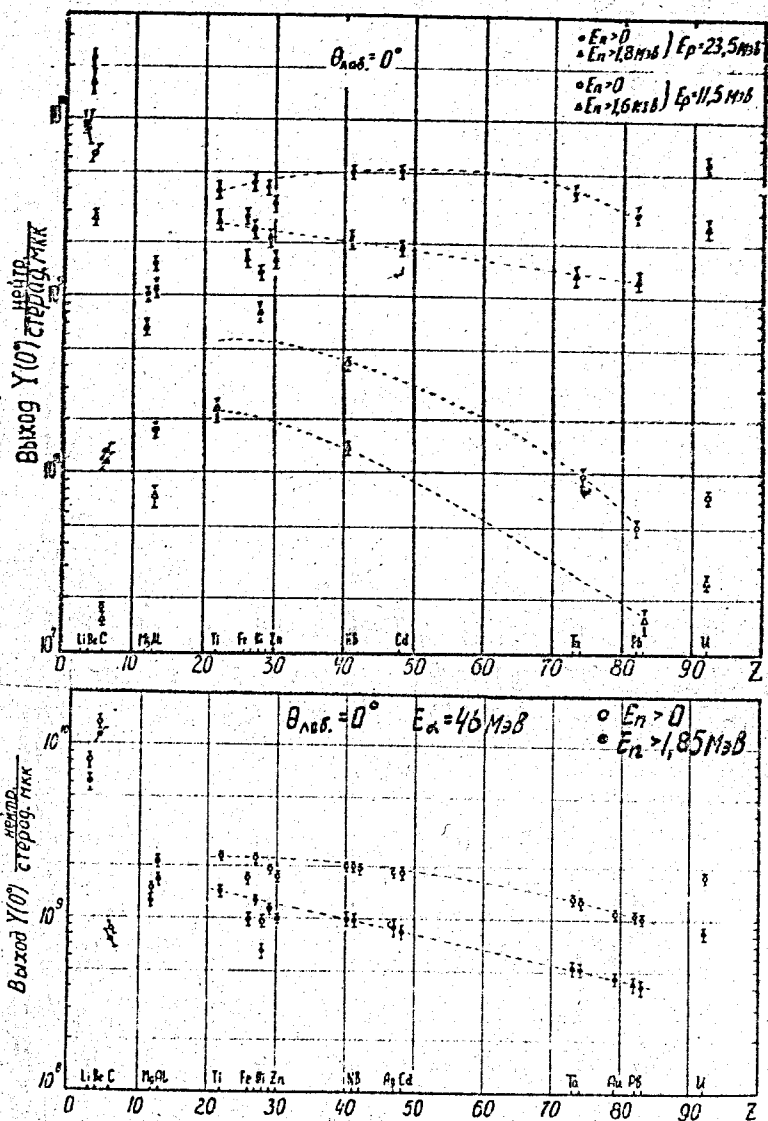


Рис.6. Распределение по  $Z$  абсолютных выходов нейтронов из толстых мишеней в направлении  $\theta = 0^\circ$ .

гией выше 3-4 Мэв преобладает анизотропия вперед. Если считать, что асимметричная часть углового распределения отвечает вкладу прямых процессов, то для бредних и тяжелых мишеней, бомбардируемых протонами и  $\alpha$ -частицами, доля испарительных нейтронов в полном интегральном выходе может быть оценена - не менее 90%. Для легких мишеней вклад процессов, которые могут быть отнесены к прямым, существенно более выщкий.

Абсолютные выходы. На рис.6 представлены распределения значений абсолютных выходов нейтронов в направлении  $\theta = 0^\circ$  из различных толстых мишеней, бомбардируемых протонами и  $\alpha$ -частицами. Обращает на себя внимание:

а) Очень низкие выходы нейтронов из углеродной мишени, обусловленные высоким порогом реакций и конкуренцией нейтронов и конкуренцией других реакций (неупругое рассеяние и  $\text{F}(\text{n}, \text{n})$ ).

б) Аномальное распределение выходов (относительно основной кривой) в районе  $Z \approx 28$ , обусловленное повышением вероятности выхода вторичных заряженных частиц ( $\text{Fe}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Zn}$ ,  $\text{Ni}$ -мишени) и, дополнительно, сжимаемостью ядра с заполненной оболочкой ( $\text{Ni}$ -мишень).

в) Аномально большой выход нейтронов из урановой мишени, где более половины нейтронов генерируется при низкотемпературном делении остаточного ядра.

Значения абсолютных выходов под углом  $\theta = 0^\circ$  и угловые распределения  $Y(\theta)$  были использованы для вычисления полных интегральных выходов нейтронов из толстых мишеней по ф-ле:

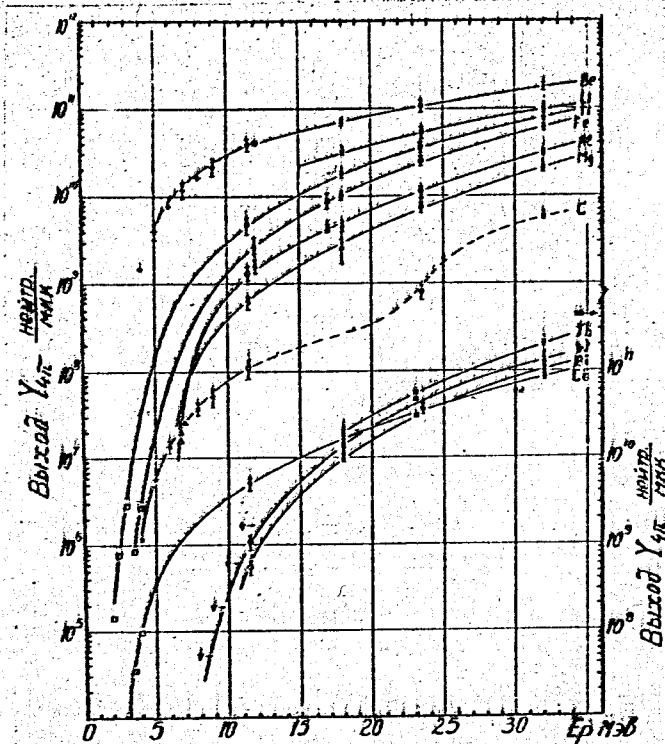


Рис.7: Зависимость полных интегральных выходов нейтронов из толстых мишеней от энергии бомбардирующих протонов:  
 ● - [2]; ■ - [4]; ▣ - [5]; ▼ - [20]; ▲ - [8]; □ - [19];  
 △ - [18]; + ★ - расчет.

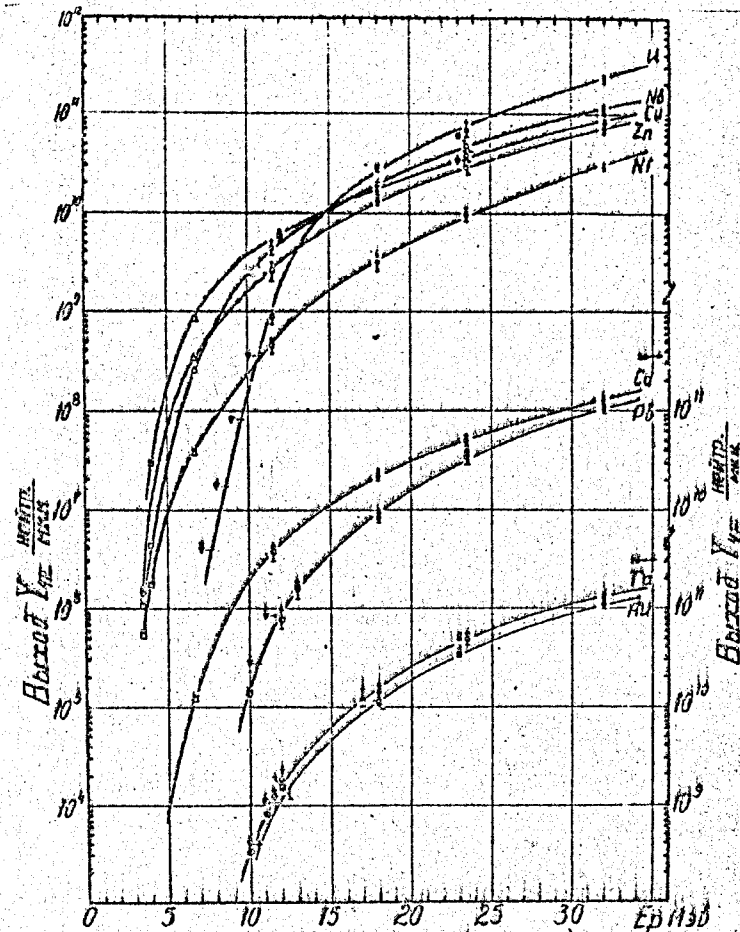


Рис.8. Зависимость полных интегральных выходов нейтронов из толстых мишеней от энергии бомбардирующих протонов:  
 ● - [2]; ◊ - [3]; □ - [4]; ■ - [5]; ▲ - [8]; ▼ - [20];  
 ○ - [5]; ▣ - [19]; △ - [18].

$$Y_{4\pi} = 2\pi \int_0^\pi Y(\theta) \sin\theta d\theta. \quad (4)$$

На рис. 7 и 8 показаны кривые зависимости величины выхода от энергии бомбардирующих протонов в диапазоне  $E_p$  вплоть до 35 Мэв. Данные для энергий, отличных от использованных в настоящей работе, взяты из [6-10, 22-24] или получены расчетным путем, с использованием экспериментальных функций возбуждения реакций с выходом нейтронов [25, 26].

На рис. 9 показано распределение значений полных интегральных выходов нейтронов из различных толстых мишеней, бомбардируемых  $\alpha$ -частицами с энергией 46 Мэв. Здесь же приведены данные, полученные расчетным путем, с использованием экспериментальных величин парциальных сечений реакций с выходом нейтронов. Наблюдается совпадение результатов (в пределах ошибок) в том случае, когда имелась подробная информация о сечениях.

Удобной для расчетов зацита характеристикой является среднее число вторичных нейтронов на одно неупругое взаимодействие первичной заряженной частицы в веществе мишени:

$$\bar{\nu}(E_p) = \frac{\psi(E_p)}{\int_0^{E_p} \sigma_p(E) \frac{1}{dE/dx} dE} \quad (5)$$

где  $\psi(E_p)$  - величина удельного выхода нейтронов (на одну бомбардирующую частицу);  $\sigma_p(E)$  - сечение неупругого взаимодействия. В качестве  $\sigma_p(E)$  при вычислениях были использованы: для протонов -  $\sigma_C(E)$  [27], для  $\alpha$ -частиц -  $\sigma_R(E)$  [28], которые были рассчитаны на основании представлений сплитической модели ядерных реакций, с комплексным

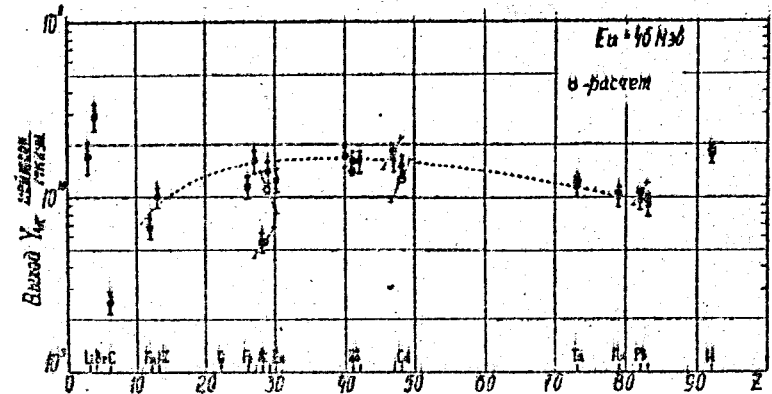


Рис.9. Распределение по  $Z$  полных интегральных выходов нейтронов из толстых мишеней, бомбардируемых  $\alpha$ -частицами с энергией 46 Мэв.

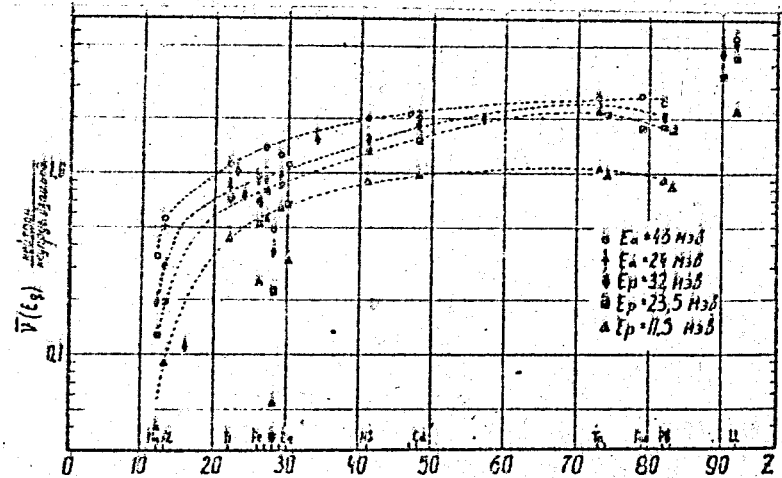


Рис.10. Распределение по  $Z$  выходов нейтронов на одно неупругое взаимодействие заряженной частицы в толстых мишенях.

потенциалом Вудса-Саксона. На рис. 10 показаны средние значения выходов нейтронов на одно неупругое взаимодействие в толстых мишенях первичных протонов с начальными энергиями 11,5 ; 23,5 и 32 Мэв [6], и  $\alpha$ -частиц с начальными энергиями 24 [12] и 46 Мэв.

### В А К Л Ю Ч Е Н И Е

1. Настоящая работа является первым широким экспериментальным исследованием всех характеристик вторичного нейтронного излучения из основных веществ, входящих в состав конструкционных и защитных материалов, подвергавшихся облучению заряженными частицами.

2. Полученные в работе данные ( в совокупности с данными, уже имеющимися в литературе ) представляют собой достаточно полный набор информации, которая необходима для количественных расчетов с требуемой степенью точности многих видов общих и специальных радиационных защит в области энергий бомбардирующих протонов ниже 35-40 Мэв.

3. В случае бомбардирующих  $\alpha$ -частиц подробные исследования спектров, угловых распределений и абсолютных выходов вторичных нейтронов из такого большого числа различных мишеней проведены впервые и, притом, со сравнительно высокой точностью ( в среднем  $\leq 10\%$  ) в такой области энергий бомбардирующих частиц, которая представляет интерес не только с точки зрения расчета защиты, но и теории ядерных реакций.

4. Все полученные результаты экспериментов проанализированы и представлены в виде параметрических распределений,

удобных для использования в практических целях и позволяющих интерполяцию и экстраполяцию данных на неисследованные еще вещества. Случаи аномалий в распределении основных характеристик вторичных нейтронов из различных мишеней выявлены и подробно исследованы.

5. Показано, что с учетом результатов измерений при очень больших энергиях бомбардирующих частиц (  $E_p > 200$  Мэв [29] ) наиболее универсальным ( в смысле минимальной генерации нейтронов при широком спектре падающих частиц ) можно считать никель. В области малых энергий бомбардирующих заряженных частиц лучше всего использовать углерод.

6. Одним из полезных аспектов настоящей работы явилась возможность оценки из эксперимента ( при энергиях возбуждения несколько десятков Мэв ) средних величин некоторых ядерных параметров ( температура, плотность уровней, угловая анизотропия ) и роли различных механизмов протекания ядерных реакций. Показано, что при общей близости полученных характеристик взаимодействия заряженной частицы с ядром к предсказаниям статистической модели, наблюдаются некоторые существенные отклонения, которые не могут быть объяснены в рамках только этой модели.

Содержание диссертации опубликовано в статьях [30;31;33], препринте ФЭИ [32] и доложено на международном совещании по дозиметрии и физике защиты на ускорителях [34].

Диссертация содержит 10 таблиц, 32 рисунка и 83 литературные ссылки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ковалев Е.Е. В сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений" вып. 7, 24. М., Атомиздат, 1967.
2. Комочков М.М. Основы защиты от излучений ускорителей протонов, дейтронов и  $\alpha$ -частиц. Препринт ОИЯИ, Р-1349. Дубна, 1963.
3. Бриль О.Д. и др. Вторичные нуклоны, образующиеся при взаимодействии протонов с ядрами защиты. Препринт ФИАН, 1966.
4. Казанский Д.А., Матусевич Е.О. "Бюллетень информационного центра по ядерным данным", вып. 4, 513. Атомиздат, 1967.
5. Росбандер В. В сб. "Дозиметрия и физика защиты на ускорителях", стр. 7. ОИЯИ, Дубна, 1970.
6. Luin-Kwei-Tay et al. Phys. Rev., 109, 2086 (1958).
7. Ghoshal S.N. Phys. Rev., 80, 939 (1950).
8. Crandall W.E. et al. Journ. Appl. Phys., 28, 273, (1957).
9. Cohen B.L. Phys. Rev., 98, 49 (1955).
10. Borchers R. et al. Nucl. Instr. and Meth., 30, 73 (1964).
11. Allen A. et al. Phys. Rev., 81, 536 (1951).
12. Бриль О.Д. и др. Ядерные взаимодействия в защите космических кораблей, стр. 147. М., Атомиздат, 1968.
13. Gugelot P.C. Phys. Rev., 81, 51 (1951).
14. Verbinski V., Burrus W. Phys. Rev., 177, 1671 (1969).
15. Wong C. et al. Nucl. Phys., 57, 515 (1964).
16. Ericson T. Adv. in Phys., 9, 36 (1960).
17. Малишев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер, стр. 52. М., Атомиздат, 1969.
18. Шубин Ю.Н. "Бюллетень информационного центра по ядерным данным", вып. 4, 304. Атомиздат, 1967.
19. Ануфриенко В.Б. Автореферат диссертации. ИИФН, 1966.
20. Holbrow C., Barschall H. Nucl. Phys., 42, 264 (1963).
21. Drake D.M. et al. "Direct interactions and nuclear reaction mechanism", eds. by Clementel and Wilfi, V.I., p. 282. NY-L, 1963.
22. Blatt J.-P. et al. Helv. Phys. Acta, 24, 441; 465 (1951).
23. Blatt J., Lee L. Phys. Rev., 109, 2098 (1958).

24. Bromley D.A. et al. Canad. Journ. Phys., 37, 1514 (1959).
25. Dudley P. et al. Nucl. Phys., 24, 353 (1961).
26. Bair J.K. et al. Nucl. Phys., 53, 209 (1964).
27. Beard D., McLellan A; Phys. Rev., 140, B888 (1965).
28. Igo G. Phys. Rev., 115, 1665 (1959).
29. Васильков Р.Г. и др. Ядерная физика, 7, 88 (1968).
30. Даруга В.К. и др. Атомная энергия, 24, 66 (1968).
31. Даруга В.К. и др. "Бюллетень информационного центра по ядерным данным", вып. 6, 402. Атомиздат, 1969.
32. Даруга В.К. и др. Препринт ФЭИ-225, 1970.
33. Даруга В.К., Матусевич Е.С. Атомная энергия, 29, 456 (1970).
34. Даруга В.К. и др. В сб. "Дозиметрия и физика защиты на ускорителях", стр. 85. ОИЯИ, Дубна, 1970.