

К-211

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



13/X-69

P7 - 4556

С.А.Карамян, Ю.Ц.Оганесян, К.Н.Шарифов

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ЧИСЛА НЕЙТРОНОВ
ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

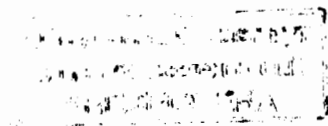
P7 - 4556

С.А.Карамян, Ю.Ц.Оганесян, К.Н.Шарифов

**ОБ ИЗМЕРЕНИИ ЧИСЛА НЕЙТРОНОВ
ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

7990/2 ир.



В каждом акте деления ядер испускается несколько нейтронов, уносящих энергию возбуждения осколков деления. С ростом энергии возбуждения делящегося ядра линейно возрастает среднее число нейтронов на акт деления ($\bar{\nu}_f$). Число $\bar{\nu}_f$ зависит также от Z и A делящегося ядра. В последние годы успешно изучается деление высоковозбужденных ядер, образующихся при бомбардировке мишеней ускоренными заряженными частицами. Однако до настоящего времени прямых измерений числа $\bar{\nu}_f$ в этих реакциях практически не производилось. Изучая распределение по заряду и массе продуктов деления, можно сделать косвенную оценку числа $\bar{\nu}_f$. Результаты такого рода оценок получены в ряде работ, где число $\bar{\nu}_f$ вводилось как свободный параметр для наилучшего самосогласования экспериментальных данных.

В работах /1,2,3/ систематически изучались массовые и зарядовые распределения осколков деления различных ядер тяжелыми ионами. Получены оценочные значения числа ν_f , которые неплохо согласуются с результатами простых теоретических рассуждений, не претендующих на высокую точность. Последние могут быть проделаны в предположении, что энергия возбуждения компаунд-ядра полностью переходит в энергию возбуждения осколков деления, в которую некоторый вклад

вносит и энергия деформации осколков. Непосредственное экспериментальное измерение числа нейтронов, возникающих при делении высоко-возбужденных ядер, может дать сведения о распределении энергии между различными степенями свободы делящейся системы.

В данной работе описываются прямые опыты по измерению числа $\bar{\nu}_f$ для реакции деления тяжелых ядер ^{197}Au , ^{209}Bi , ^{238}U ионами ^{12}C , ^{16}O , ^{22}Ne .

Методика эксперимента

Постановка опыта была такова: при облучении какой-либо мишени пучком тяжелых ионов одновременно измерялось число и угловое распределение нейтронов и осколков, вылетающих из мишени. При дальнейшей обработке результатов опыта вычислялось число нейтронов, приходящееся на один акт деления ядра мишени, вызванного бомбардирующей частицей.

Работа на пучке тяжелых ионов обуславливает высокие требования к детектору нейтронов из-за присутствия интенсивных фоновых потоков γ -лучей, нейтронов (быстрых и медленных) и заряженных частиц.

В наших опытах для регистрации нейтронов применялись стекла, находившиеся в контакте с делящимся веществом - нептунием ^{237}Np . Экранировка детектора поглотителем из любого вещества (в нашем случае - дюраль) толщиной порядка 1-2мм полностью предохраняла детектор от попадания в него любых заряженных частиц (от протонов до осколков деления), рождающихся на мишени под воздействием тяжелых ионов. Поток быстрых нейтронов совершенно не ослаблялся столь тонким слоем вещества. Безусловно, γ -лучи также воздействовали на делящееся вещество, однако вызвать деление Np могли только очень жесткие γ -лучи с энергией выше 6 Мэв. Известно, что спектры

γ -лучей осколков деления и компаунд-ядер в реакциях с тяжелыми ионами очень мягкие и вероятность образования γ -квантов с энергией 6 Мэв настолько мала, что это явление не наблюдалось экспериментально. Поэтому фон от γ -лучей пренебрежимо мал, если он вообще имеется. Важным преимуществом ^{237}Np по сравнению с другими делящимися изотопами является то, что он не делится тепловыми нейтронами и поэтому детектор не чувствителен к фоновым потокам медленных нейтронов. Низкий порог деления нептуния (≈ 500 кэв) и широкое плато сечения (0,7-6) Мэв (см. рис. 1) обеспечивают неплохую счётную характеристику детектора в зависимости от энергии нейтронов.

Недостатками примененного нами способа регистрации нейтронов являются низкая эффективность детектора ($\approx 10^{-6}$) и отсутствие у него спектрометрических свойств. Оценки показали, что спектр нейтронов деления возбужденных ядер должен быть настолько жестким, что влияние ненулевого порога деления Np можно было не учитывать, так как очень малая часть спектра нейтронов попадает в область нечувствительности детектора. Толщина слоя Np была взята равной $300 \frac{\text{мкг}}{\text{см}^2}$ для того, чтобы не вводить поправок на самопоглощение осколков в слое делящегося вещества, при этом эффективность регистрации нейтронов с энергией в интервале (0,7-6) Мэв была равна $1,14 \cdot 10^{-6}$.

Схема опыта представлена на рис. 2. Детекторы нейтронов располагались на малом кольце под различными углами, от 15° до 165° , к пучку. Осколочные детекторы - стекла помещались на кольцо большего диаметра и регистрировали осколки, вылетающие в том же интервале углов, что и нейтроны. Осколки проходили сквозь специальные отверстия в малом кольце. Тонкие мишени Bi и U диаметром 24 мм и толщиной 1 мг/см^2 изготавливались нанесением на тонкую (0,7 мк) алюминиевую фольгу металлического Bi испарением в вакууме и соли

$UO_2(NO_3)_2 \times 6H_2O$ электролизом из органического раствора. В качестве мишеней использовались также алюминиевые фольги толщиной 1 мк. Ток пучка, проходившего через мишень, достигал 2-3 мка для частиц ^{12}C , ^{16}O , ^{22}Ne и мониторировался с помощью полупроводникового детектора, регистрирующего ионы, рассеянные на специальном рассеивателе (фольга из Au 0,1 мк). Необходимо было обеспечить высокую относительную точность мониторирования пучка, в то время как высокая точность в абсолютном измерении величины тока не была необходимой. Абсолютное измерение осуществлялось интегратором тока, подключенным к цилиндру Фарадея.

Ввиду малой эффективности детекторов нейтронов интеграл тока, требующийся для набора необходимой статистики нейтронного счёта, был слишком велик для набора статистики по осколкам деления. Поэтому опыт разделялся на два облучения: одно из них длительное (3-4 часа) при высокой интенсивности пучка частиц - для измерения числа нейтронов, а второе кратковременное (≈ 10 мин) слабым током ($\approx 0,05$ мка) - для измерения числа осколков. В первом облучении детекторы осколков закрывались специальным экраном, который можно было убирать без нарушения вакуума в камере. Результаты этих облучений сравнивались, для чего требовалось знание с высокой точностью отношения интегрального потока частиц через мишень в том и другом облучениях.

Детекторы и мишень помещались в вакуумной камере, которая была окружена со всех сторон толстым слоем парафина (20 см) с карбидом бора. Внутри парафиновой защиты располагалась кадмиевая оболочка и свинцовый домик, окружавший камеру (толщина слоя свинца ≈ 5 см). Защита состояла из двух половин и была смонтирована на подвижных тележках: раздвигая защиту, экспериментатор получал доступ к камере.

Цель столь тщательного экранирования камеры состояла в подавлении потоков быстрых нейтронов от внешних источников, которыми являются все детали циклотрона и системы транспортировки пучка, находящиеся под воздействием пучка ускоренных тяжелых ионов.

Значительный размер мишени позволял пропускать через нее большую часть пучка, имеющегося в ионопроводе. Несмотря на недостаточно хорошую фокусировку пучка, его потери на диафрагмах, вынесенных за защиту, составляли не более 30%. Поглощался пучок в цилиндре Фарадея, помещенном также далеко от детекторов, вне защиты. Поглотитель тока был сделан из графита для того, чтобы угловое распределение нейтронов имело очень острый максимум в направлении 0° и число нейтронов, летящих на углы, близкие к 180° , где располагались детекторы, было невелико. Диафрагмы же выполнялись из тяжелого элемента (Ta), при этом угловое распределение нейтронов, рождаемых на диафрагмах, было более выгодным с точки зрения уменьшения фонового нейтронного потока в счётной области камеры. В итоге измерения фона, сделанные в рабочих условиях, но без мишени, показали, что он низок и не превышает (3-5)% от уровня эффекта для всех детекторов.

Так как используемые мишени были выполнены на алюминиевых подложках, необходимо было вычитать фон нейтронов, рождаемых на Al. Этот фон был измерен и для всех частиц; на углах больше $60^\circ-70^\circ$ он не превышал 5% от эффекта, но с уменьшением угла достигал (30-40)% от полного счёта на углах $15^\circ-20^\circ$. Урановые мишени содержали также значительное количество легких элементов - кислорода и, возможно, азота ($UO_2(NO_3)_2 \times 6H_2O$ под действием теплового и радиационного воздействия интенсивного пучка тяжелых ионов превращается в окись урана). Каким-либо образом вычитать этот фон было затруднительно ввиду неопределенности количества легких элементов в каждой

мишени, однако очевидно, что вклад фона от легких элементов чрезвычайно низок для больших углов, поэтому в опытах с ураном использовались лишь данные по количеству нейтронов, испущенных на углы, большие 90° .

Отметим, что при работе с тонкими мишенями число нейтронов, зарегистрированных детекторами, невелико при разумном времени облучения (≈ 3 часов) и составляет 20-50 для каждого угла. При интегрировании по углам это дает неплохую статистику (порядка 300-700), однако для определения числа $\bar{\nu}_f$ требуется точное знание углового распределения нейтронов. В связи с этим были поставлены специальные опыты по измерению углового распределения нейтронов для каждой реакции с толстыми металлическими мишенями, что существенно улучшило статистическую обеспеченность эксперимента. Результаты опытов с толстыми мишенями использовались для получения числа ν_f . Это является справедливым, если угловое распределение нейтронов слабо зависит от энергии бомбардирующих частиц. Последнее предположение было полностью подтверждено экспериментально: угловые распределения нейтронов в системе, связанной с компаунд-ядром, симметричны относительно 90° и имеют малую анизотропию, которая очень слабо меняется с изменением энергии ионов, вызывающих деление.

Слои нептуния, расположенные под разными углами, не были, безусловно, абсолютно идентичными, поэтому вводилась поправка на количество атомов N_p в каждом детекторе. Толщина слоев определялась по α -активности каждого нептуниевого образца, измеряемой полупроводниковым поверхностно-барьерным детектором в стандартной геометрии с хорошо известным телесным углом счёта.

Стеклянные индикаторы по окончании облучения подвергались травлению в разбавленной плавиковой кислоте для проявления следов осколков деления. Просмотр стекол осуществлялся на оптическом микроскопе МБИ.

Обработка результатов

Просмотр стекол каждого облучения с подсчётом полного числа следов на каждом из них давал два ряда чисел, $N_L^f(\theta_L^f)$ и $N_L^\nu(\theta_L^\nu)$, равных количествам зарегистрированных осколков и нейтронов в зависимости от лабораторного угла. Для удобства дальнейшей обработки данных с целью получения числа $\bar{\nu}_f$ требовалось перевести эти числа в систему, связанную с компаунд-ядром. $N_L(\theta_L)$ и $N_L^\nu(\theta_L^\nu)$ есть по существу дифференциальные сечения нейтронов и осколков в лабораторной системе координат в некоторых относительных единицах, измеренные для нескольких значений лабораторных углов θ_L^f и θ_L^ν .

Перевод углового распределения осколков в систему центра инерции осуществлялся стандартным образом (см., например, ^{14/});

$$N_c^f(\theta_c^f) = \mathcal{M}(\gamma_f, \theta_c^f) N_L^f(\theta_L^f),$$

$$\sin(\theta_c^f - \theta_L^f) = \gamma_f \sin \theta_L^f.$$

Здесь $\mathcal{M}(\gamma_f, \theta_c^f) = \frac{d\Omega_L}{d\Omega_c}$ - геометрический фактор перевода дифференциальных сечений из лабораторной системы координат в систему центра инерции, γ_f - параметр перевода, равный отношению скорости центра массы к скорости осколка в системе центра инерции. \mathcal{M} и γ_f вычислялись по формулам

$$\mathcal{M}(\gamma_f, \theta_c^f) = \frac{1 + \gamma_f \cos \theta_c^f}{(1 + \gamma_f^2 + 2\gamma_f \cos \theta_c^f)^{3/2}},$$

$$\gamma_f = \sqrt{\frac{E_b A_b}{E_T A_c}},$$

где E_b и E_T - кинетические энергии бомбардирующих частиц и пары осколков деления соответственно.

A_b и A_c - массы бомбардирующей частицы и компаунд-ядра соответственно. По существу \bar{E}_T и γ_f являются средними значениями, так как спектр E_T есть далеко не дельта-функция, однако дисперсия $\sqrt{\langle \Delta E_T^2 \rangle}$ много меньше среднего значения \bar{E}_T поэтому данное усреднение не вносит существенной ошибки в рассмотрение. Величина \bar{E}_T рассчитывалась по полуэмпирической формуле /5/.

Существенно хуже обстоит дело с переводом угловых распределений нейтронов в систему, связанную с компаунд-ядром. Спектр нейтронов очень широк, и дисперсия энергии нейтронов сравнима со средним ее значением, поэтому перевод с помощью среднего значения γ_ν , возможно, дает некоторые неточности. Однако спектральный перевод угловых распределений довольно сложен математически и требует значительного количества времени на электронно-вычислительной машине. Поэтому был применен все-таки перевод из системы в систему с помощью среднего значения γ_ν : есть основания думать, что погрешности в данном случае не очень существенны, так как значения γ_ν невелики ($\approx 0,15$) и коэффициент $\mathcal{K}(\gamma_\nu, \theta_c^i)$ не очень сильно отличается от 1 для всех значений угла θ_c^i и слабо меняется с изменением γ_ν .

Для вычисления среднего значения параметра перевода требуется знание средней скорости нейтронов в системе, связанной с компаунд-ядром. Считалось, что нейтроны испаряются из полностью ускоренных осколков. Предполагалось также, что в системе, связанной с осколком, нейтроны испускаются изотропно и обладают кинетической энергией, равной $2T$, где T есть средняя по каскаду температура осколка. Последнее справедливо, если спектр нейтронов хорошо описывается спектром испарения по Вайскопфу:

$$W(E_T) \approx \frac{E_\nu}{T^2} \exp - \frac{E_\nu}{T},$$

для которого параметр температуры T вычисляется по хорошо известной формуле

$$E^* = aT^2.$$

Здесь a - параметр плотности уровней, который считался равным $a = \frac{A}{10} \text{ Мэв}^{-1}$.

Предполагалось также, что температура осколков в момент разрыва шейки равна температуре компаунд-ядра, это справедливо, если энергия возбуждения распределяется пропорционально массе осколков; кроме того, считалось, что в среднем по 5 Мэв энергии возбуждения для каждого осколка уходит на испускание γ -квантов.

Результатом этих предположений является приближенная формула для вычисления среднего значения γ_ν для нейтронов:

$$\gamma_\nu = \frac{\sqrt{E_b A_b}}{\sqrt{E_T A_c + \sqrt{40 E_c^* A_c^3}}},$$

где E_c^* - средняя энергия возбуждения компаунд-ядра.

При пересчете угловых распределений, измеренных с помощью толстых мишеней, использовалось усредненное значение энергии бомбардирующих частиц

$$\bar{E}_b = \frac{\int_B^{E_{\max}} E \sigma_f(E) dE}{\int_B^{E_{\max}} \sigma_f(E) dE},$$

где B - кулоновский барьер слияния ядер в данной реакции, E_{\max} - максимальная энергия бомбардирующих частиц, $\sigma_f(E)$ - функция возбуждения для деления. После вычисления γ_ν дальнейшие расчеты производились по формулам, полностью подобным тем, которые написаны выше для осколков деления. В результате для одного и того же опыта рассматривались количества нейтронов и осколков, испущенных на данный

угол θ_c в системе центра масс в определенный элемент телесного угла $\Delta\Omega_f$ и $\Delta\Omega_\nu$. Интегрируя эти распределения во всем интервале углов θ_c^f, θ_c^ν от 0 до π и ϕ^f, ϕ^ν от 0 до 2π и вычисляя отношение интегралов, получим полное число нейтронов, испускаемых из мишени на один акт деления компаунд-ядра. Это число ($\bar{\nu}$) в общем случае отличается от среднего числа нейтронов $\bar{\nu}_f$, испускаемых в акте деления, и равно

$$\bar{\nu} = \bar{\nu}_f + \nu_c \frac{1}{(1 + \Gamma_f / \Gamma_n)^{\bar{\nu}_f - 1}},$$

где $\bar{\nu}_c$ - среднее число нейтронов, испускаемых компаунд-ядром, если оно не делится, Γ_n / Γ_f - отношение нейтронной и делительной ширин для компаунд-ядра. Для тяжелых компаунд-ядер, имеющих $\Gamma_n / \Gamma_f < 1$, указанным различием можно пренебречь и считать, что $\bar{\nu} = \bar{\nu}_f$ в пределах точности эксперимента, которая была не лучше (5-7)%.

В окончательном виде формула для вычисления $\bar{\nu}$ имела вид:

$$\bar{\nu} = \frac{2I_f S_f}{I_\nu \sigma_{Np} \epsilon_{СТ} n_{Np}} \frac{\int_0^\pi M_\nu N_\nu^L \sin \theta_c^\nu d\theta_c^\nu}{\int_0^\pi M_f N_f^L \sin \theta_c^f d\theta_c^f}.$$

Здесь I_f и I_ν - интегральные потоки частиц, зарегистрированных монитором пучка, в опытах по регистрации осколков и нейтронов соответственно, S_f - площадь отверстия, в см², в малом кольце (см. рис. 1), служащего для прохождения осколков деления, σ_{Np} - сечение деления ^{237}Np на плато, в см², n_{Np} - количество атомов нептуния в одном детекторе нейтронов, ϵ - эффективность регистрации осколков стеклом при расположении источника осколков вплотную к стеклу, равная $0,4 \pm 0,01$ от 2π /6/.

При вычислениях интегралы заменялись суммами по θ_c^ν и θ_c^f с одинаковыми интервалами $\Delta\theta_c^\nu$ и $\Delta\theta_c^f$.

Ввиду того, что нептуний обладает ненулевым порогом деления ($\approx 0,5$ Мэв), некоторая часть нейтронов не регистрировалась детектором. Были введены поправки для исключения этой неточности - порядка (5-8)% для различных реакций. Учитывалось также различие между $\bar{\nu}$ и $\bar{\nu}_f$, величины Γ_n / Γ_f брались из работы /7/, а значения $\bar{\nu}_c$ рассчитывались на основе обычных энергетических соображений (см., например, /8/). Все вводимые поправки имеют величину $\approx 10\%$ от корректируемого числа $\bar{\nu}_f$, поэтому, несмотря на некоторые возможные неточности в коррекции результатов, основная неточность итогового значения $\bar{\nu}_f$ связана с погрешностями эксперимента и имеет величину порядка 5-7%.

Результаты и их обсуждения

В таблице приведены сведения об изученных нами реакциях, даются значения $\bar{\nu}_f$ для каждой из них.

На рис. 3б для примера показаны угловые распределения нейтронов и осколков для реакции $^{209}\text{Bi} (^{22}\text{Ne}, f)$ при энергии бомбардирующих частиц 183 Мэв.

На рис. 4 все сведения о числе $\bar{\nu}_f$ для различных компаунд-ядер представлены в виде зависимости от E^* компаунд-ядер (возможной зависимостью $\bar{\nu}_f$ от Z и A делящегося ядра мы здесь пренебрегаем). Треугольниками обозначены значения $\bar{\nu}_f$, полученные из наших опытов по массовому и зарядовому распределению осколков деления /1,2,3/, кружками - результаты непосредственного измерения методом, описанным выше. Разброс точек невелик, он связан с погрешностью экспериментов и зависимостью $\bar{\nu}_f$ от Z и A ядра. Этот разброс, однако, не мешает высказать некоторые утверждения.

1. В пределах точности эксперимента ($\approx 7\%$) не наблюдается отличий в числах $\bar{\nu}_f$, измеренных непосредственно и полученных косвенным образом при обработке данных по массам и зарядам продуктов деления. Это подтверждает предположения, принятые в работах /1,2,3/ для обработки данных, в частности то обстоятельство, что наиболее вероятный заряд первичных осколков (до испускания нейтронов) при делении возбужденных компаунд-ядер может быть рассчитан по гипотезе равного смещения зарядов.

2. Четко проявляется сильная зависимость числа $\bar{\nu}_f$ от энергии возбуждения делящегося ядра. Экстраполяция прямой, проведенной по экспериментальным точкам, в область малых значений E^* дает при $E^* = 0$ величину $\bar{\nu}_f$, близкую к среднему числу нейтронов на акт спонтанного деления ^{252}Cf .

Представленные здесь результаты пока недостаточны для обсуждения более тонких физических закономерностей, как-то: отклонение функции $\bar{\nu}_f(E^*)$ от прямой; зависимости $\bar{\nu}_f$ от Z и A делящегося ядра при фиксированной E^* и др.

Необходимо отметить, что разработанная здесь методика может успешно применяться для измерения величин Γ_n/Γ_f для ядер, имеющих значение $\Gamma_n/\Gamma_f > 1$, а также для измерения угловых распределений нейтронов, испускаемых неделиющимися компаунд-ядрами.

Авторы благодарны академику Г.Н.Флерову за интерес к работе, а также Нгуену Так Аню и Л.Пешковой за помощь в обработке результатов.

Л и т е р а т у р а

1. С.А.Карамян, Ф.Нормуратов, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, Б.И.Пустыльник, Г.Н.Флеров. ЯФ, 8, 4, 690 (1968).

2. С.А.Карамян, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, Б.И.Пустыльник, ЯФ, 9, 715 (1969).
3. Yu.Ts. Oganesyanyan, Nuclear Structure. Dubna Symposium IAEA, Vienna (1968) P489.
4. А.С.Давыдов. Теория атомного ядра. ГИФЛ, Москва, 1958.
5. V.Viola, T. Sikkeland. Phys.Rev., 130, 2044 (1963).
6. А.Капусник, В.П.Перелыгин, С.П.Третьякова. ПТЭ, №5, 72 (1964).
7. T.S. Sikkeland. Proceed. of Lysekil Symposium, Sweden, August 21-27, 1966, -539.
8. В.Нойберт, К.Александр. Препринт ОИЯИ, Р7-3657, Дубна, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 июля 1969 года.

Таблица

Результаты опытов по измерению числа ν_f при делении ядер тяжелыми ионами

Реакция	E_B (Мэв)	E^* (Мэв)	$\bar{\nu}_f$
$^{197}\text{Au}(^{16}\text{O}, f)$	134	88	$9,8 \pm 1,0$
$^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, f)$	183	109	$11,5 \pm 1,0$
$^{209}\text{Bi}(^{16}\text{O}, f)$	134	74	$10,4 \pm 1,0$
$^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, f)$	183	97	$11,0 \pm 1,0$
$^{209}\text{Bi}(^{40}\text{Ar}, f)$	302	105	$12,9 \pm 1,5$
$^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, f)$	183	105	$14,0 \pm 1,2$

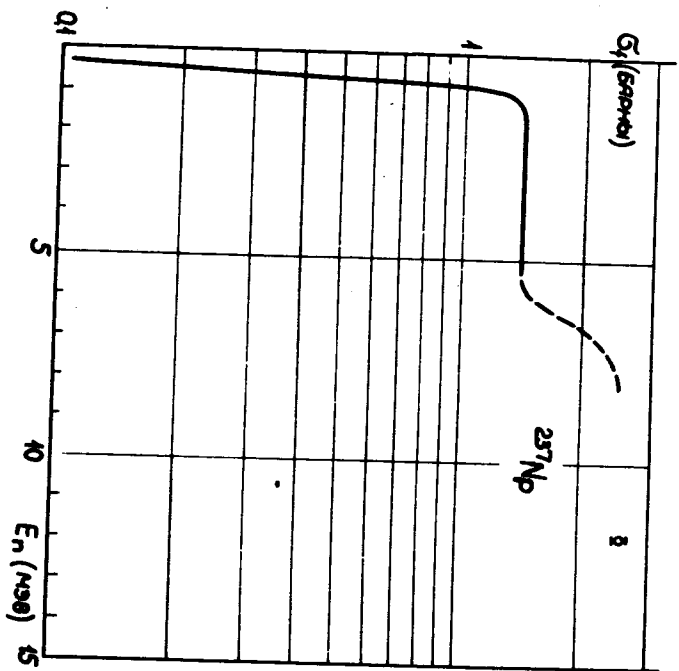


Рис. 1. Функция возбуждения деления ядер ^{237}Np быстрыми нейтронами.

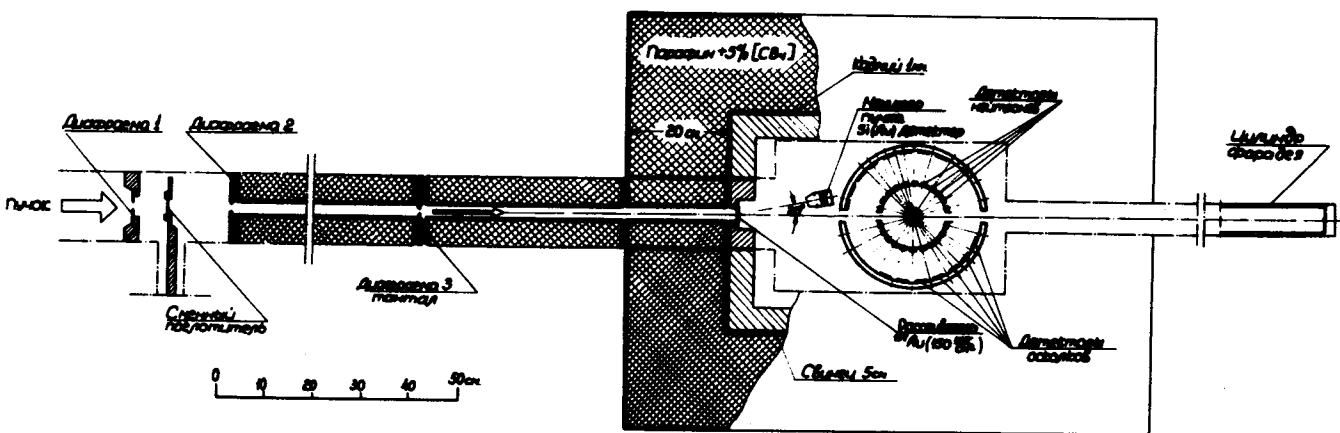


Рис. 2. Схема экспериментальной установки, использовавшейся в опытах по измерению среднего числа нейтронов на один акт деления ядер тяжелыми ионами.

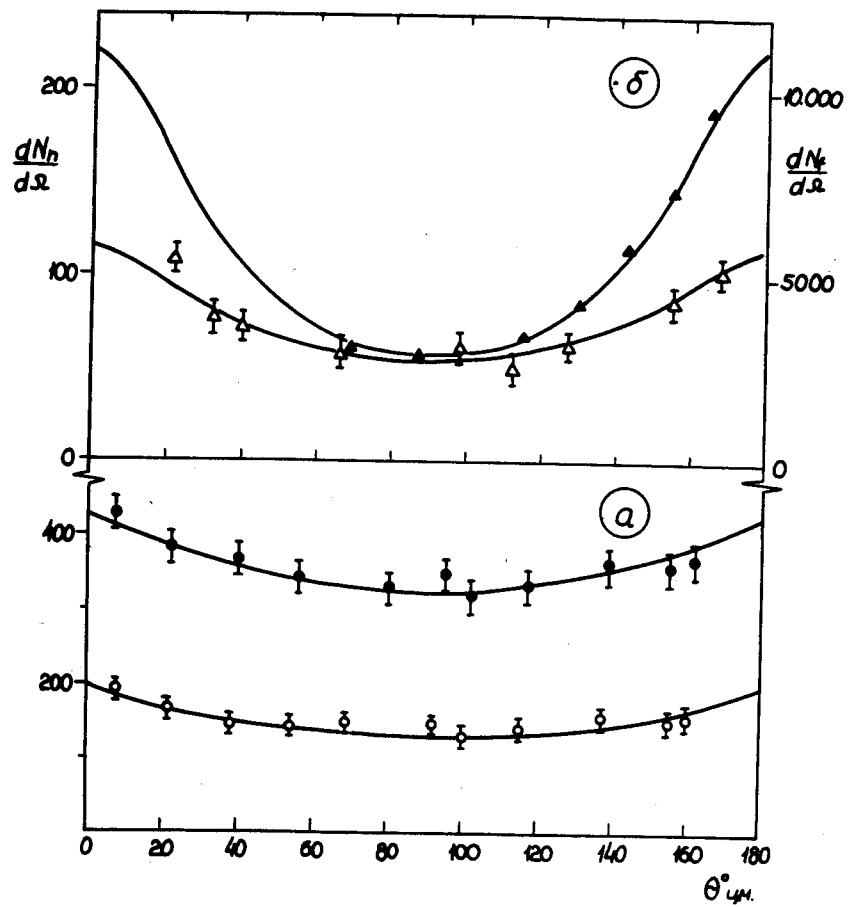


Рис. 3. а. Угловые распределения нейтронов в реакции $^{238}\text{U}(^{12}\text{C}, f)$ - открытые кружки и в реакции $^{238}\text{U}(^{18}\text{O}, f)$ - чёрные точки. б) Угловые распределения осколков деления (чёрные треугольники) и нейтронов (открытые треугольники) в системе, связанной с компаунд-ядром, для реакции $^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, f)$.

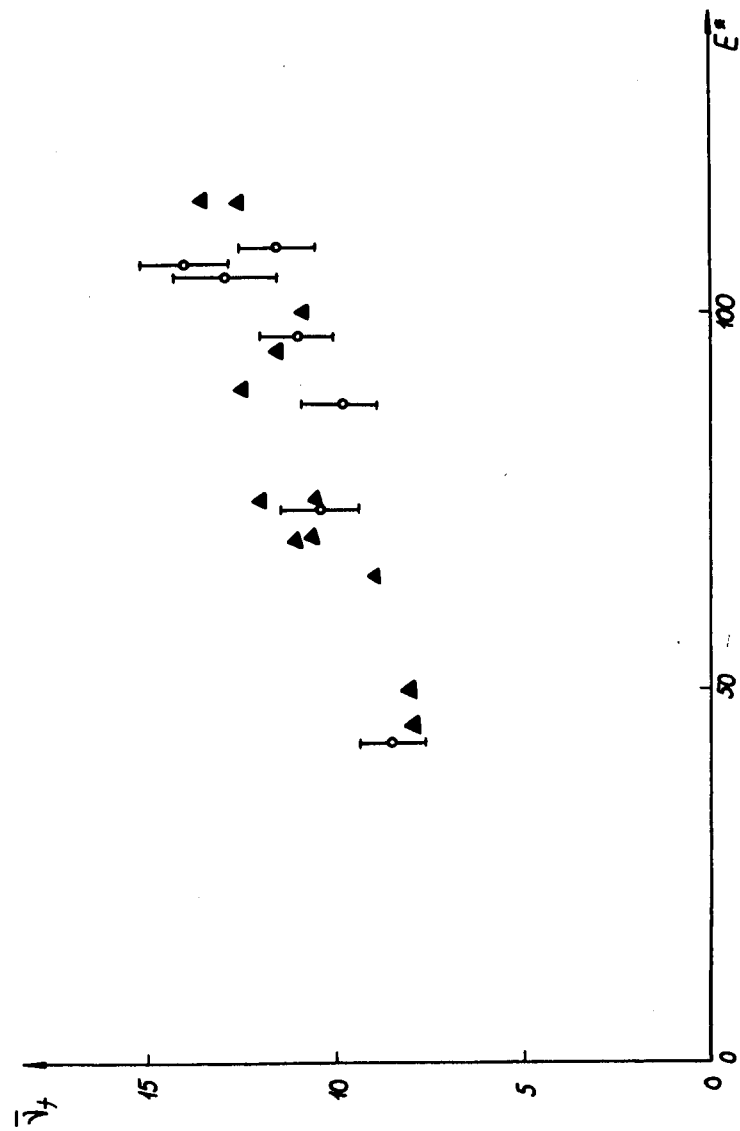


Рис. 4. Зависимость $\bar{\nu}_f$ от энергии возбуждения делящегося ядра. Треугольники - результаты оценок числа $\bar{\nu}$ в опытах по массовым и зарядовым распределениям осколков/1,2,3/.