

УДК 539.1

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЭФФЕКТА ТЕНЕЙ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ПРОТЕКАНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

**С. А. Карамян,
Ю. В. Меликов,
А. Ф. Тулинов**

Объединенный институт ядерных
исследований, г. Дубна
Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова

Дается обзор опубликованных работ по использованию эффекта теней для измерения времени протекания ядерных реакций. Приведено рассмотрение физической сущности ориентационных эффектов, возникающих при движении заряженных частиц в монокристаллической среде, кратко описана теория эффекта теней и основы метода измерения времен жизни ядерных состояний в диапазоне $\tau < 10^{-15}$ сек. Обсуждаются различные варианты постановки эксперимента и обработки данных для извлечения значений времени жизни. Суммированы результаты экспериментальных работ по измерению времени жизни составных ядер в реакциях неупругого рассеяния протонов, (p, α)-реакциях, а также при делении тяжелых ядер нейтронами, протонами и тяжелыми ионами. Полученные данные сравниваются с расчетами по статистической модели составного ядра.

A review of publications on the use of the shadow effect to measure the lifetime of compound nuclei is given. The physical nature of the orientational effects occurring during the motion of charged particles in a single-crystalline medium is considered, and the theory of the blocking effect and the basic principles of the method of measuring the lifetime of nuclear states in the region of $\tau < 10^{-15}$ sec. are briefly described. Different modifications of the experimental set-up and data analysis with the aim of determining the lifetime values are discussed. Some experimental results of measurements of the values of compound nuclei lifetime in proton inelastic scattering reactions, (p, α)-reactions as well as in the fission of heavy nuclei by neutrons, protons and heavy ions are summarized. The data obtained are compared with the calculations made using the compound nucleus statistical model.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из замечательных особенностей ядерных процессов является то, что их характерные времена захватывают всю шкалу физически определенных временных промежутков. Хорошо известно, что период полураспада тяжелых ядер по отношению к спон-

танному делению (10^{15} — 10^{20} лет) превышает время эволюций всех изученных астрономических объектов, с другой стороны, время протекания некоторых ядерных реакций приближается к предельно малому физическому времени $t_{\text{мин}} \sim 10^{-24}$ сек, определяемому отношением $t_{\text{мин}} = r_{\text{мин}}/c$, где $r_{\text{мин}}$ — протяженность нуклона, c — скорость света. Характерное время того или иного ядерного процесса обычно определяется средним временем жизни τ соответствующей нестабильной ядерной системы. Эта величина относится к некантующимся характеристикам ядерных состояний, и в силу этого она обладает особо высокой чувствительностью к деталям их структуры, и, хотя следует заметить, что до сих пор эта высокая чувствительность практически не была использована, несомненно, по мере уточнения наших представлений о ядерных явлениях, ее роль будет возрастать.

Если не касаться такого медленного ядерного процесса, каким является радиоактивный распад ядер, изучение временных характеристик ядерных состояний всегда сопровождалось и сопровождается в настоящее время созданием специальных методов, рассчитанных на измерение все более коротких временных интервалов. Это позволяет экспериментаторам осваивать области все более высоких возбуждений в ядрах.

К настоящему времени практически полностью освоена область возбужденных состояний, находящихся ниже порога испускания нуклонов. В этом случае снятие возбуждения осуществляется электромагнитным переходом, для которого характерны времена $\sim 10^{-9}$ — 10^{-15} сек. Применительно к этому диапазону времен разработан обширный арсенал экспериментальных методов. Наибольшее распространение получили методы, основанные на использовании задержанных совпадений, эффекта Допплера, кулоновского возбуждения ядер, резонансного рассеяния γ -квантов. К настоящему времени с помощью этих, а также некоторых других методов получена обширная информация о значениях τ , которая в основном используется для разработки и уточнения различных моделей ядер.

Совершенно иное положение сложилось в области возбуждений, энергия которых превышает энергию диссоциации ядер. В этом случае вероятность распада состояния за счет открывания нуклонных каналов резко возрастает и время его жизни соответственно падает. Именно такая ситуация характерна для ядерных реакций под действием нуклонов. Время жизни составной системы, образованной налетающей частицей и ядром мишени, определяется структурой составного ядра и механизмом реакции, и в настоящее время не может быть получено из теории. Однако имеются некоторые предельные случаи, для которых время протекания ядерной реакции можно оценить. Такими крайними случаями являются, с одной стороны, прямые реакции, для которых харак-

терны времена порядка 10^{-22} — 10^{-23} сек, а с другой — реакции, в которых в результате распределения энергии между большим числом нуклонов происходит образование составного ядра со временем жизни 10^{-15} — 10^{-20} сек. До недавнего времени не существовало прямых методов измерения временных интервалов этих диапазонов, т. е. таких методов, в основе которых лежало бы сравнение времени протекания ядерной реакции с характерным временем какого-либо другого в достаточной мере изученного физического процесса. Задача создания этих методов оказалась крайне сложной; в настоящее время ее только начинают решать. На этом пути существенным шагом вперед явился метод, описанию которого посвящена настоящая статья. Однако прежде чем его обсуждать, рассмотрим некоторые вопросы, связанные с использованием косвенных методов определения τ , основанных на измерении ширины ядерных состояний Γ .

Наиболее естественным образом задача определения величин Γ решается применительно к отдельным, изолированным резонансам реакции. В этом случае ширины определяются или непосредственным их измерением с использованием функции возбуждения, или с помощью измерения выходов соответствующих резонансных реакций. К сожалению, такую возможность можно реализовать лишь для весьма узкой области энергии возбуждения ядер, лежащей несколько выше порога их диссоциации. При более высоких энергиях возбуждения составного ядра расстояние между уровнями D становится сравнимым с их шириной Γ , что является следствием возрастания как плотности уровней, так и их ширины. При этом наблюдение резонансов, соответствующих отдельным уровням, а следовательно, и прямое определение их ширины становится практически невозможным. Однако при более высоких энергиях возбуждения, там, где уровни составного ядра существенно перекрываются, оказалось возможным использовать косвенный метод измерения ширины, основанный на изучении флуктуаций эффективных сечений ядерных реакций. Метод этот представляет несомненный интерес, поэтому остановимся на его физической сущности и возможностях. Метод флуктуаций был развит Эриксоном [1—5] для случая $\Gamma \gg D$.

Идея метода заключается в следующем. Пусть составное ядро образуется в результате взаимодействия моноэнергетического пучка частиц с энергией E_0 с ядром-мишенью. Тогда при $\Gamma \gg D$ возбуждается одновременно много состояний, лежащих в интервале энергий порядка $\bar{\Gamma}$, где $\bar{\Gamma}$ — ширина уровня, усредненная по некоторому интервалу энергии возбуждения. Амплитуда реакции при этом представляет собой сумму амплитуд, относящихся к различным возбужденным состояниям. Если этих состояний достаточно много, фазы для разных уровней можно считать взаимонезависимыми величинами, которые могут принимать все возмож-

ные значения. Таким образом, в результате статистического сложения амплитуд можно получить любое сечение реакции вплоть до нуля. При изменении энергии налетающих частиц на величину $\delta E_0 > \bar{\Gamma}$ возбуждается другая совокупность уровней. Новый набор фаз в этом случае будет иным, статистически не зависым от предыдущего, поэтому сечение примет совершенно другое значение. В том случае, когда значения энергии разделены интервалом $\delta E_0 < \bar{\Gamma}$, возбуждается в значительной степени одна и та же группа уровней. Между наборами фаз при этом существует заметная корреляция, приводящая к сглаживанию сечения.

Таким образом, из характера изрезанности энергетической зависимости сечения, если это сечение обработать методами корреляционного анализа, можно извлечь величину $\bar{\Gamma}$, которая в данном случае приобретает значение интервала когерентности [3]. В теории флуктуаций Эриксона эта величина называется когерентной шириной. Важно отметить, что в области сильно перекрывающихся уровней $\bar{\Gamma}$ не является шириной уровня в брейт-вигнеровском смысле, но характеризует среднее время жизни ядра τ при данной энергии возбуждения [6].

Существует ряд факторов, приводящих к уменьшению флуктуаций, причем некоторые из них определяют границы применимости данного метода измерения времени жизни составных ядер. Одним из них является наличие в изучаемой реакции механизма прямого взаимодействия. Чем больше вклад механизма прямого взаимодействия в амплитуду реакции, тем слабее флуктуируют сечения. К уменьшению флуктуаций приводит любое усреднение и суммирование амплитуд или сечений. Это наблюдается, например, когда сечение представляет собой результат суммирования по различным ориентациям спинов и орбитальных моментов участвующих в реакции ядер, или когда энергия возбуждения ядер становится слишком высокой, так что число налагающихся состояний становится слишком большим. Такое же действие оказывает увеличение числа конечных состояний, соответствующих измеряемому сечению. Поэтому, скажем, реакции, идущие с образованием определенного уровня в конечном ядре, имеют существенно бóльшую амплитуду флуктуаций, чем те, в которых измеряются сечения, проинтегрированные по углам или энергиям. Наконец, существенное влияние на флуктуации Эриксона оказывает увеличение энергетического разброса в пучке налетающих частиц. Если разброс в пучке ΔE_0 превышает $\bar{\Gamma}$, размах флуктуаций уменьшается в $\sim \sqrt{\Delta E_0 / \bar{\Gamma}}$ раз. Поскольку минимальный разброс по энергиям в пучке налетающих частиц может составлять по порядку величины ~ 1 кэв, то при сохранении условия $\Delta E_0 \ll \bar{\Gamma}$ нижний предел измеряемых значений коге-

рентных ширин соответствует примерно 10 *кэв*. Если считать, что наиболее удобной для эксперимента является область возбуждений в ядрах 15—25 *Мэв*, то значение $\bar{\Gamma} \sim 10$ *кэв* ограничивает сферу применения данного метода составными ядрами с массовыми числами $A \leq 40$.

Экспериментальному исследованию флуктуаций сечения для таких ядер посвящено уже значительное число работ (см., например, библиографию к работе [5]). Измеренные времена жизни при этом оказались в диапазоне $5 \cdot 10^{-20}$ — $5 \cdot 10^{-21}$ *сек*. Переход к области ядер с $A > 40$ без существенного повышения моноэнергетичности пучков налетающих частиц ведет к нарушению условия $\Delta E_0 \ll \bar{\Gamma}$ и, следовательно, к трудностям определения τ . Однако в последние годы были предприняты попытки распространить метод флуктуаций на область несколько более тяжелых ядер, имеющих для указанного выше диапазона энергий возбуждения существенно меньшие когерентные ширины. В этом случае выполняется условие $\Delta E_0 > \bar{\Gamma}$. Оказалось, что если ввести в корреляционные функции некоторые поправки, учитывающие затухание флуктуаций [7], то такая процедура, в принципе, даст возможность произвести оценки значений $\bar{\Gamma}$ для ядер в области $A \leq 100$. Это — интересный путь, так как он приводит к расширению диапазона измеряемых времен до значений $5 \cdot 10^{-18}$ *сек* [8], однако данные, полученные в этих условиях, характеризуются очень большими статистическими погрешностями, которые возрастают с увеличением массового числа ядер.

Отдавая должное большой ценности метода измерения времени протекания ядерных реакций, основанного на анализе флуктуаций сечений, необходимо отметить принципиальные трудности интерпретации получаемых этим методом результатов. Действительно, при вычислении когерентной ширины необходимо использовать конкретный вид зависимости амплитуд рассеяния, относящихся к отдельным уровням, от энергии, углового момента и т. д. Однако в области перекрывающихся уровней эта зависимость неизвестна. Используемые же аппроксимации являются весьма произвольными. В такой ситуации крайне желательным было бы сопоставление результатов, полученных этим косвенным методом, с данными более прямых измерений величины τ . Так как описываемый ниже метод в настоящее время является единственным прямым методом, именно с ним, видимо, будут связаны в будущем указанные сопоставления.

Метод, о котором пойдет речь в настоящей статье, основан на использовании эффекта теней. Этот эффект относится к числу так называемых ориентационных явлений, возникающих при взаимодействии быстрых заряженных частиц с монокристаллами. Он тесно связан с другим эффектом из той же категории явлений,

который обычно называют эффектом каналирования. Два указанных эффекта относятся к двум группам частиц, движущихся в кристалле в предельно различных условиях. Если каналирование касается частиц, траектории которых располагаются в «пустотах» кристалла, то эффект теней связан с частицами, движущимися в областях кристалла, где плотность вещества максимальна. Первоначально был открыт эффект каналирования. Его удалось обнаружить при изучении зависимости пробега заряженных частиц в монокристалле от ориентации последнего относительно направления падающего пучка [9].

Оказалось, что большая часть частиц, движущихся вдоль главных кристаллографических осей, имеет существенно увеличенный пробег. Дальнейшие исследования показали, что возрастание пробега является лишь одним из проявлений общей закономерности, возникающей при падении частиц под малым углом на упорядоченную цепочку ядер. В этом случае частицы испытывают отражение от цепочки, как целого, и в течение длительного времени могут сохранять продольный характер своего движения, оставаясь вдали от области локализации ядер.

Такой характер движения частиц, детально описанный в классической работе Линдхарда [10], влечет за собой ряд следствий. Во-первых, удельные потери энергии частиц, движущихся в режиме каналирования, за счет электронных столкновений должны быть заметно снижены, поскольку плотность электронов вблизи оси канала существенно ниже средней плотности электронов в среде. Во-вторых, вероятность протекания ядерных реакций под действием таких частиц уменьшается, поскольку захваченные в канал частицы движутся достаточно далеко от ядер. Явление каналирования было обнаружено при движении частиц не только вдоль осей, но и вдоль плоскостей кристалла. Важным является то обстоятельство, что как при осевом, так и при плоскостном каналировании требование малости угла между кристаллографическим направлением и направлением движения частиц приводит к тому, что эффект в относительно чистом виде может наблюдаться лишь при впуске частиц в кристалл извне.

Иная ситуация возникает в том случае, когда источником частиц являются узлы решетки кристалла. При этом заряженные частицы, испущенные в направлениях кристаллографических осей и плоскостей, испытывают сильное рассеяние уже на ближайших ядрах, в результате чего их траектория отклоняется от первоначального направления. Следовательно, направления, соответствующие кристаллографическим осям и плоскостям, для таких частиц оказываются закрытыми, причем в силу трансляционной симметрии кристаллической решетки все эти направления будут закрыты независимо от того, как по объему кристалла расположены узлы, испускающие частицы.

Таким образом, в угловых распределениях частиц, покинувших кристалл, возникают области с резко пониженной интенсивностью частиц — своеобразные тени, характер расположения которых определяется структурой кристалла. Эффект теней был обнаружен одновременно и независимо в двух разных вариантах опытов. В одном из них из узлов испускались α -частицы радиоактивного распада [11], в другом — продукты реакций [12—14].

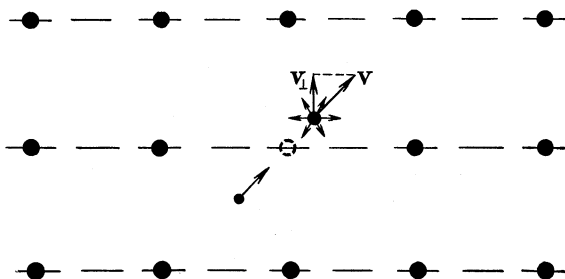


Рис. 1. Схема смещения составной системы из узла кристаллической решетки под действием импульса налетающей частицы.

В работах [12, 13] одновременно с сообщением о наблюдении эффекта теней рассматривалась возможность использования этого эффекта для экспериментального определения времени протекания ядерных реакций. Идея метода заключается в следующем. Изучается ядерная реакция на монокристалле. В процессе реакции составное ядро под действием импульса от падающей частицы смещается из узла решетки. К моменту испускания частицы — продукта реакции — составное ядро в среднем находится на расстоянии $s = vt$ от узла, где v — скорость движения составной системы; τ — среднее время ее жизни. Смещение источника из узла сказывается на форме теней в угловом распределении частиц — продуктов реакции, причем наиболее важной, очевидно, является составляющая этого смещения, нормальная к направлению кристаллографической оси или соответственно к плоскости (рис. 1).

Уже на этом этапе рассмотрения можно высказать самые общие соображения о диапазоне времен жизни составных ядер, которые можно измерить этим методом. Будем исходить из того факта, что смещение составного ядра из узла решетки заметным образом отражается на форме тени только тогда, когда нормальная составляющая этого смещения сравнима с расстоянием, на котором начинает сказываться экранирование поля ядра атомными электронами. Отсюда получаем $5 \cdot 10^{-10} \text{ см} < v_{\perp} \tau \leq 10^{-8} \text{ см}$, где верхний предел определяется расстоянием между цепочками в кристалле. Видно, что диапазон измеримых времен существенно

зависит от скорости, приобретенной составным ядром, т. е. в конечном итоге от энергии частиц первичного пучка и масс участвующих в реакции ядер. На рис. 2 представлены рассчитанные диапазоны измеримых значений τ для составных ядер, образуемых

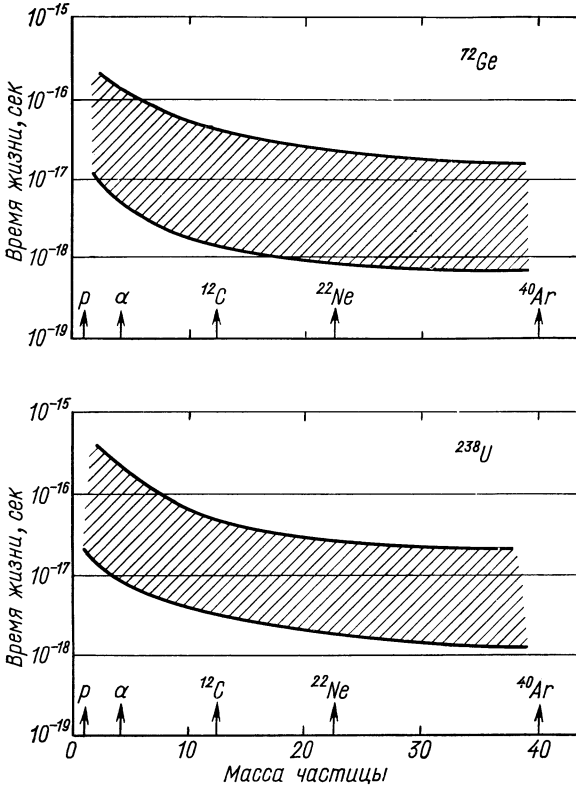


Рис. 2. Диапазон времен жизни возбужденных составных ядер, доступный измерению с помощью эффекта теней, в случаях бомбардировки заряженными частицами ядер германия и урана.

при слиянии различных ускоренных заряженных частиц с ядром со средней массой (в качестве примера взят ^{72}Ge) и тяжелым ядром (^{238}U). Энергия налетающих частиц предполагалась равной кулоновскому барьеру слияния. Видно, что описываемый метод позволяет в принципе измерять времена жизни в диапазоне 10^{-15} — 10^{-18} сек. Этот диапазон уже сам по себе представляет большой интерес для физики ядерных реакций. Кроме того, как будет видно из дальнейшего, имеются перспективы распространения

метода теней на область еще меньших значений τ . Если принять во внимание отмеченную выше тенденцию смещения верхней границы времен, измеримых методом флуктуаций, в сторону больших значений, то становится ясным, что появляются условия для сопоставлений результатов, получаемых обоими методами.

В заключение вводной части отметим следующее обстоятельство.

Выше было отмечено, что исходным моментом разработки нового метода измерения τ явилось экспериментальное обнаружение эффекта теней. Однако, как оказалось, группа физиков из Австралийского университета была довольно близка к созданию нового метода еще за несколько лет до этого. Но случилось так, что пробные эксперименты, проведенные этой группой, оказались неудачными, и работы были прекращены.

ЭФФЕКТ ТЕНЕЙ И НЕКОТОРЫЕ СВЯЗАННЫЕ С НИМ ЗАКОНОМЕРНОСТИ

В настоящей главе рассмотрим те вопросы физики эффекта теней, которые имеют отношение к методу определения τ . В общем случае вопросы взаимодействия частиц с кристаллами должны, естественно, рассматриваться методами квантовой механики. Такой подход для описания ориентационных явлений был использован в работах [15, 16]. Было показано, что при определенных условиях следует принимать во внимание существование специфических квантовых эффектов. Однако, в частности, из этих же работ следует, что практически во всех случаях, интересных с точки зрения обсуждаемого нами метода определения τ , эффект теней можно описывать в рамках классических представлений.

Использование классического подхода позволяет упростить рассмотрение проблемы образования теневой картины. Это достигается, в частности, тем, что при классическом рассмотрении удается разбить процесс формирования экспериментально наблюдаемой тени на два последовательных этапа.

Первый этап — образование тени, которую удобно назвать первичной. Этим термином обозначаем минимум в угловом распределении испущенных из узлов частиц, зафиксированном сразу после того, как частицы покидают область взаимодействия со своими цепочками или плоскостями. Иначе говоря, первичная тень — это тень, созданная одиночной цепочкой или одиночной плоскостью.

Так как в реальных условиях эксперимента испускание частиц происходит из узлов, расположенных в общем случае на какой-то глубине кристалла, неизбежен второй этап — изменение первичной тени из-за взаимодействия частиц с другими цепочками или

плоскостями вплоть до того момента, когда частицы покидают поверхность кристалла. В результате такого взаимодействия тени формируются уже в том виде, как они регистрируются в экспериментах.

Конечно, введение двух указанных этапов по существу мало приближает нас к сколько-нибудь последовательному решению задачи теоретического описания формы тени и влияния на эту форму сдвига составного ядра из узла решетки; удовлетворительной теории того и другого этапа сейчас нет. Однако такое разделение помогает использовать различные сильно упрощенные модели. Рассмотрим теперь несколько более подробно образование первичной тени, сначала осевой, затем плоскостной.

При теоретическом рассмотрении первичной осевой тени удобна следующая модель. Имеется бесконечно длинная цепочка с колеблющимися атомами. Отклонение атомов от положения равновесия описывается каким-то распределением, скажем, гауссовым. Колебания предполагаются изотропными, некоррелированными. Амплитуда колебаний связывается с температурой; наиболее просто это можно сделать с помощью модели Дебая. Заряженные частицы испускаются из ядер цепочки, имея какое-то первичное угловое распределение по отношению к ее оси. Для некоторых задач это распределение можно считать изотропным.

Взаимодействие частиц с отдельными атомами цепочки описывается с помощью потенциала Томаса — Ферми, который часто аппроксимируется известными формулами Мольера [17] или Линдхарда [10]. Очевидно, при таких предположениях тень, которая наблюдается в области малых углов к оси цепочки, будет иметь аксиально-симметричную форму с минимумом на оси и с кольцевым «бруствером», расположенным под некоторым углом к оси. Несмотря на простоту описанной картины, в аналитическом виде форма первичной осевой тени до настоящего времени не получена. Однако сейчас имеется значительное количество результатов расчетов формы таких теней, полученных на ЭВМ методом Монте-Карло (см., например, работу [18]). Эти результаты позволяют не только исследовать характер зависимости формы теней от разнообразных параметров (заряда ядер цепочки и испускаемых частиц, энергии частиц, амплитуды колебаний атомов, расстояния между атомами в цепочке), но и следить за точностью аналитических методов расчета.

В настоящее время имеется несколько попыток дать аналитические выражения, которые хотя и не описывают всей кривой углового распределения, но тем не менее позволяют рассчитать некоторые параметры тени. Наиболее полезными оказываются два параметра. Один из них χ представляет собой отношение интенсивности частиц в центре тени к интенсивности вдали от нее. Вторым — ширина тени, взятая, например, на половине

глубины. Часто для характеристики ширины используется угол ψ , который в два раза меньше полной ширины.

Первая оценка угла ψ в аналитической форме для колеблющейся цепочки была дана еще в работе [12], где использовались следующие предположения. Атомы цепочки представляли собой систему независимых трехмерных классических осцилляторов, колеблющихся с амплитудой u . Взаимодействие вылетающей из узла частицы с атомами цепочки описывалось известным потенциалом Бора

$$V = (Z_1 Z_2 e^2 / r) \exp(-r/a),$$

где $Z_1 e$ и $Z_2 e$ — заряды вылетающей частицы и рассеивающих ядер; a — параметр экранирования. Предполагалось, что при движении частиц внутри цилиндрической области с радиусом u , занимаемой цепочкой, они испытывают обычное многократное рассеяние, за пределами же этой области на них действует спадающее усредненное поле от атомов цепочки. В рамках таких предположений была получена формула

$$\psi^2 = \left[\frac{3}{2} \cdot \frac{b^2}{ul} \ln \frac{a}{b} \right]^{2/3} + 2 \frac{b}{l} K_0 \left(\frac{u}{a} \right), \quad (1)$$

в которой используются следующие обозначения: $b = Z_1 Z_2 e^2 / E$; l — расстояние между соседними узлами в цепочке; $K_0(x)$ — модифицированная функция Ханкеля; E — энергия движущейся частицы.

Несмотря на грубые предположения, использованные при выводе формулы (1), дальнейшие исследования показали, что качественно эта формула правильно передает зависимость ψ от различных факторов, в частности от температуры [14]. Существенно другой подход, позволяющий определить параметры тени, был использован в работах [10, 19]. В основе этого подхода лежит представление о «струнном» потенциале, который получается в результате усреднения потенциала жесткой дискретной цепочки вдоль ее оси и который имеет вид

$$U(r) = (Z_1 Z_2 e^2 / l) \ln [(Ca/r)^2 + 1]. \quad (2)$$

Этот потенциал является достаточно надежным для описания вопросов каналирования, так как при движении частиц вблизи оси канала дискретный характер реальных цепочек проявляется слабо. С математической точки зрения он представляет значительные удобства, потому что по существу решается чисто потенциальная задача. В этой задаче сложная траектория частиц характеризуется только одной переменной E_{\perp} , которая представляет собой полную энергию поперечного движения

$$E_{\perp} = U(r) + E\varphi^2, \quad (3)$$

где φ — угол, под которым траектория частицы в данный момент времени располагается по отношению к оси цепочки.

При рассмотрении эффекта теней такой потенциальный подход является уже не столь оправданным, так как частицы при этом движутся в непосредственной близости к оси цепочки, следовательно, процедура продольного усреднения вносит существенные искажения. В частности, из вида потенциала (2) следует, что ширина тени должна быть бесконечной. Однако этот результат получается только для жесткой цепочки. Если учесть колебания атомов, параметры тени принимают конечные значения. В явном аналитическом

виде выражение для параметра ψ при этом получить не удается, однако были записаны соответствующие интегральные соотношения, расчет которых производился на ЭВМ. При этом задача ставилась следующим образом: цепочка описывается струнным потенциалом, излучающий атом располагается на расстоянии $l/2$ от торца цепочки; его радиальные смещения описывались гауссовым распределением. Оказалось, что полученные в результате таких расчетов кривые качественно также передают зависимость параметров теней от различных факторов. В использованной модели при затухании колебаний для угла ψ получается простое аналитическое выражение

$$\psi = C\psi_1 \quad (4)$$

где $\psi_1 = \sqrt{2b/l}$ — критический угол каналирования; C — коэффициент, имеющий численные значения в пределах 1,5—2.

Результаты расчета ширин осевых теней с помощью двух указанных выше методов сопоставлялись с данными вычислений методом Монте-Карло. На рис. 3 изображены результаты, полученные для оси $\langle 110 \rangle$ кремния. Кривые 1, 2, 4, 5 и точка 6 взяты из работы [20], кривая 3 — из работы [19]. Видно, что общий характер энергетической зависимости ширин оба подхода передают правильно.

Весьма важным параметром тени, как уже говорилось, является величина χ , однако для первичной тени, создаваемой беско-

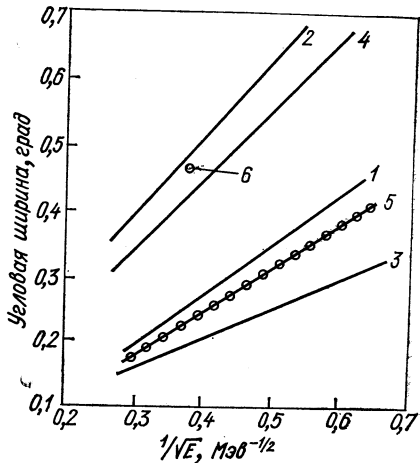


Рис. 3. Результаты расчета угловой ширины теней для оси $\langle 100 \rangle$ монокристалла кремния:

1, 2 — ширины тени, полученные по формулам работы [12], соответственно для колеблющейся ($T = 300^\circ$) и жесткой цепочек; 3, 4 — ширины тени, которые получены методом, описанным в работах [10, 19], для тех же условий; 5, 6 — результаты расчета тех же данных методом Монте-Карло.

нечной одиночной цепочкой, эта величина, очевидно, равна нулю.

Для описания первичной плоскостной тени использовался только метод усредненного потенциала. Потенциал для единичной плоскости был получен в работе [10]. При тех же предположениях, которые были использованы для получения струнного потенциала, он имеет вид

$$Y(y) = 2\pi Z_1 Z_2 N l_p [(y^2 + C^2 a^2)^{1/2} - y], \quad (5)$$

где $N l_p$ — среднее число атомов на единицу площади плоскости; y — нормальная к плоскости координата.

В работе [19] для такого потенциала форма тени рассчитывалась численно, причем, так же как и в предыдущем случае, учитывалось колебание только излучающего атома. Сравнение полученных при этом результатов с данными расчета методом Монте-Карло показывает, что имеется качественное согласие для формы теней, а количественного, — как правило, нет. Форма первичных теней для дискретной плоскости в аналитическом виде до настоящего времени не получена.

Перейдем теперь к рассмотрению второго этапа в формировании теней. Как говорилось выше, частицы, образующие первичную тень, на пути движения к поверхности взаимодействуют с кристаллом. Характер этого взаимодействия оказывается различным для частиц, покидающих свои цепочки под разными углами. Здесь могут быть предельные случаи. Если эти углы заметно превышают ψ , частицы движутся в кристалле так же, как в аморфном веществе, испытывая обычное многократное рассеяние. При углах, существенно меньших ψ , частицы захватываются в режим каналирования. Четкой границы между этими режимами с точки зрения углов провести нельзя. Имеется некоторый промежуточный режим, который можно назвать режимом частичного каналирования; он соответствует углам, близким к ψ . Частицы, движущиеся под этими углами, легко переходят из состояния неупорядоченного движения в режим каналирования и обратно.

Для метода определения времени протекания ядерных реакций, используемого в обычном варианте, важной является доля частиц, захватываемых в режим каналирования, так как сдвиг составных ядер из узлов приводит к изменению именно этой доли. Рассмотрим несколько подробнее поведение частиц, захваченных в каналы. Из физики каналирования известно, что траектории таких частиц осциллируют. Если частицы испускаются из узлов на глубине L , соизмеримой с длиной волны осцилляций λ , характер угловых распределений таких частиц, после того как они покидают поверхность кристалла, очевидно, зависит от L . В некоторых работах, использующих расчеты методом Монте-Карло (см., например, работу [21]), было показано, что эта зависи-

мость исчезает в случае осевых теней для $L \approx (2-3) \lambda$, а плоскостных для $L \approx (5-6) \lambda$. Такое различие является естественным, так как в случае плоскостей длина волны λ имеет более определенный физический смысл. Величина λ , по оценкам, составляет 200—400 Å, поэтому в реальных экспериментах глубины, для которых каналированные частицы сохраняют определенные фазовые соотношения, существенного значения не имеют. Более важным является диапазон толщин кристалла, для которых характерно так называемое статистическое равновесие, введенное в работе [10]. Для этого режима имеется полное фазовое перемешивание траекторий, однако величина E_{\perp} для каждой траектории сохраняется. Реальная ситуация в кристаллах отличается от этого режима из-за наличия расканалирования. Однако для диапазона глубин, составляющих, по оценкам, несколько процентов от полного пробега частиц в кристалле, расканалирование сказывается еще незначительно, и теми выводами, которые делаются на основе предположения о статистическом равновесии, можно пользоваться. В частности, в рамках этого предположения можно подсчитать относительное количество каналированных частиц, покидающих кристалл точно в направлении оси, иначе говоря, вклад в величину χ за счет данной категории частиц. Для жесткого струнного потенциала и колеблющегося излучателя соответствующая оценка дает величину

$$\chi_1 = N l \rho^2, \tag{6}$$

где ρ^2 — средний квадрат амплитуды колебания излучающего атома относительно оси цепочки.

Для различных значений параметров, входящих в формулу (6) χ_1 имеет порядок величины 1%. Очевидно, этим не исчерпывается полное значение величины χ . Имеется определенная вероятность того, что частицы, соответствующие большим углам первичной тени, в результате кратного рассеяния на поверхностных атомах будут двигаться в направлении соответствующих осей. Для того чтобы такое рассеяние стало возможным, необходимо угол кратного рассеяния быть больше ψ_1 . Это соответствует параметру столкновения $\leq a$. Следовательно, вклад в χ за счет частиц, движущихся в режиме неупорядоченного движения, составляет

$$\chi_2 = N l a^2. \tag{7}$$

Легко показать, что χ_2 и χ_1 имеют одинаковый порядок величины.

Очевидно, в результате таких вторичных процессов средняя ширина тени изменяется мало. Это связано с тем, что главной причиной изменения ширины тени является многократное рассеяние частиц, соответствующих в первичной тени углам, близким к ψ . Однако в диапазоне толщин кристалла, для которого справедливо статистическое равновесие, средний угол многократного

рассеяния оказывается существенно меньше ψ_1 . Таким образом, при толщинах кристалла, для которых можно считать справедливым предположение о статистическом равновесии, величины ψ для результирующих и первичных теней одинаковы, в то время как значения χ оказываются существенно разными.

Для плоскостных теней общий характер рассуждения оказывается совершенно аналогичным, хотя величина χ , естественно, оценивается по-иному.

В последнее время была предпринята интересная попытка [21] дать простые выражения для параметров ψ и χ , характеризующих результирующие осевые и плоскостные тени, с помощью аппроксимации данных, полученных методом Монте-Карло. Расчет проводился в предположении статистического равновесия. Потеря энергии частиц при этом не учитывалась.

Таким образом, с реальным экспериментом эти результаты можно сравнивать, работая с относительно тонкими кристаллами или фиксируя узкий участок энергетического спектра вблизи его верхней границы, если используется толстый кристалл. В этих условиях для ψ осевой тени получена формула

$$\psi = K [U (mU_1)/E]^{1/2}, \quad (8)$$

где K и m — постоянные величины, равные $K = 0,83$; $m = 1,2$; U_1 — амплитуда тепловых колебаний; $U(x)$ — струнный потенциал. Для плоскостной тени угол ψ имеет вид

$$\psi = K \{ [Y (mU_1) + Y (l - mU_1) - 2Y (l/2)]/E \}^{1/2}, \quad (9)$$

где $K = 0,76$; $m = 1,6$. Эмпирические формулы (8) и (9) дают согласие с результатами расчета методом Монте-Карло в пределах 3—5%.

При дальнейшем возрастании глубины кристалла частицы, относящиеся к режиму неупорядоченного движения, испытывают сильное многократное рассеяние, в результате чего часть из них переходит в диапазон меньших углов. Ширина при этом существенно уменьшается, а величина χ возрастает. Эти условия с точки зрения их влияния на возможность измерения τ являются практически неизученными.

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ СОСТАВНЫХ ЯДЕР С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ТЕНЕЙ

Все изложенное в предыдущем разделе свидетельствует о том, что в настоящее время нет достаточно последовательной теории, с помощью которой можно было бы проследить влияние смещения источника из узла на форму теней. Не удивительно поэтому, что при разработке нового метода основное внимание уделяется эмпи-

рическому исследованию его возможностей. К настоящему времени опубликовано свыше двадцати работ [22—45], посвященных опробованию метода, из них около половины приходится на последние два года.

Перейдем теперь к анализу различных аспектов экспериментального определения времени жизни составных ядер с помощью эффекта теней. Прежде всего отметим, что поскольку метод измерения времени жизни возбужденных составных ядер, основанный на эффекте теней, является прямым, он применим для любых областей энергий возбуждения, как в случае изолированных уровней с $\Gamma \ll D$, так и тогда, когда $\Gamma \sim D$ или $\Gamma \gg D$, т. е. когда происходит существенное перекрывание уровней. В выполненных к настоящему времени работах представлены все названные области энергий возбуждения, при этом, нарушая хронологию событий, следует особо выделить эксперименты, в которых измерялись времена жизни изолированных резонансов [34, 40].

Важность такого рода исследований на начальном этапе развития нового метода определяется тем, что представляется уникальная возможность его проверки сопоставлением данных, полученных с помощью эффекта теней, с результатами, которые следуют из ширины резонанса, измеренной непосредственно или вычисленной на основании выходов соответствующих резонансных реакций. Сейчас, по-видимому, можно сделать вывод о том, что новый метод выдержал эту проверку: для двух резонансных реакций, одна из которых изучалась независимо двумя группами авторов, получены значения времени жизни, близкие к тем, которые ожидались из ширин резонансов. В дальнейшем измерение времени жизни изолированных уровней с известными ширинами может использоваться для абсолютной калибровки результатов, получаемых с помощью нового метода, что особенно важно в условиях отсутствия последовательной теории явления, а также для изучения границ применимости метода со стороны малых и со стороны больших значений τ .

Переходя к вопросу о влиянии смещения составного ядра из узла решетки кристалла на форму теней, рассмотрим картину теней, наблюдаемую в широком угловом диапазоне, например, с помощью ядерной фотопластинки. На рис. 4 приведена типичная картина теней, полученная при рассеянии протонов с энергией $0,5 \text{ Мэв}$ на монокристалле вольфрама. На ней отчетливо видны тени от кристаллографических осей и тени от кристаллографических плоскостей разных индексов. Общей закономерностью является следующее: чем выше индекс кристаллографической оси или плоскости, тем меньше угловая ширина соответствующей тени и тем меньше ее глубина; с другой стороны, относительная глубина осевых теней низких индексов, как правило, существенно больше, чем плоскостных теней низких индексов.

Из рис. 4 также видно, что помимо двух названных элементов теневой картины — осевых и плоскостных теней, можно указать также еще один — это характерная область вокруг осевой тени, где происходит частичное наложение осевой и плоскостных теней.

Экспериментально установлено, что все три элемента теневой картины чувствительны к смещению источника частиц, образующих тени, из узла решетки кристалла. Что касается собственно осевых и плоскостных теней, то смещение источника наиболее

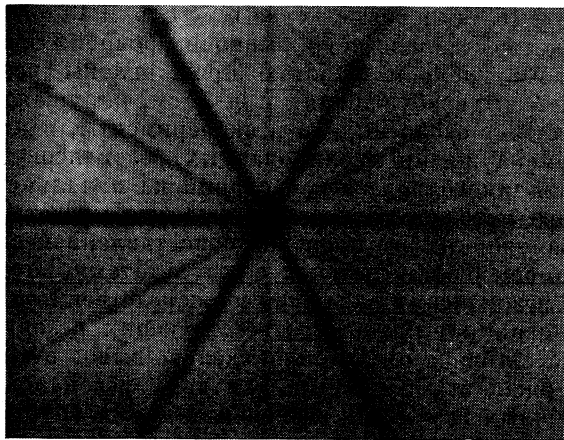


Рис. 4. Картина теней, получаемая при упругом рассеянии протонов с энергией $0,5 \text{ Мэв}$ на монокристалле вольфрама (так называемая протонограмма).

сильно отражается на глубине теней и в меньшей степени на их угловой ширине. Причем эффект смещения в случае осевых теней больше, что обусловлено их большей глубиной по сравнению с плоскостными тенями. По-видимому, этим обстоятельством можно объяснить тот факт, что большинство авторов предпочитают работать с осевыми тенями. Однако здесь следует заметить, что при исследовании плоскостных теней экспериментальные трудности, связанные с меньшей величиной эффекта, частично могут быть скомпенсированы лучшей статистической точностью за счет использования большой апертуры детектора в направлении вдоль плоскости. Влияние смещения источника частиц из узла решетки на глубину тени от кристаллографической оси или плоскости качественно легко понять: частицы, испущенные из точки, смещенной на некоторое расстояние в направлении нормали к оси или плоскости, получают возможность двигаться вдоль

данного кристаллографического направления (оси или плоскости) и тем самым приводят к уменьшению глубины соответствующих теней.

Чувствительность же области частичного наложения осевой и плоскостных теней к смещению источника имеет не столь тривиальную природу. Поясним происхождение чувствительности для этого элемента теневой картины в случае не слишком высоких

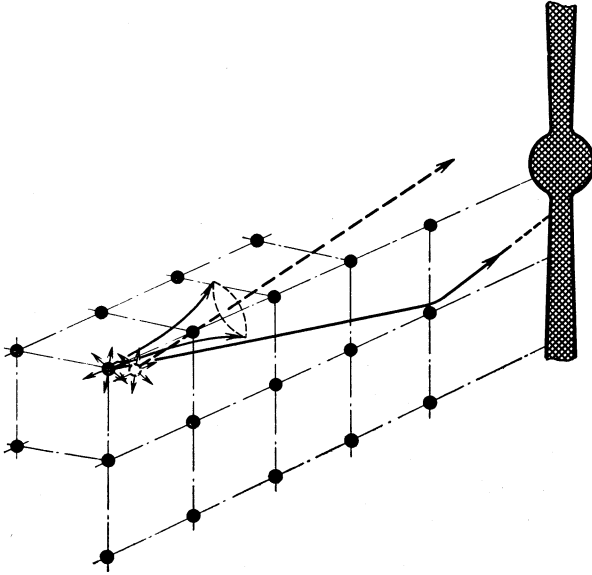


Рис. 5. Схема, поясняющая происхождение чувствительности к смещению составного ядра из узла решетки области частичного наложения осевой и плоскостной теней.

энергий частиц, образующих тень, когда формирование тени происходит в основном при рассеянии на ближайшем к источнику ядре. Осевой тени при этом соответствует рассеяние на ядре, находящемся на расстоянии порядка постоянной решетки от источника, в случае же плоскостной тени первый акт рассеяния происходит на расстоянии в 30—50 раз большем (имеется в виду формирование участка плоскостной тени в непосредственной близости от осевой тени). Отсюда следует, что при одинаковой величине нормальной компоненты смещения источника осевая тень испытает значительно большее пространственное смещение, чем плоскостная тень, так что возникнет относительный сдвиг осевой и плоскостных теней (рис. 5). Это, в свою очередь, приведет к характерному нарушению симметрии в распределении частиц

в области частичного наложения осевой и плоскостных теней. Экспериментально такая асимметрия наблюдалась первоначально при упругом рассеянии низкоэнергетических протонов (с энергией $0,2-0,5$ Мэв) на ядрах вольфрама, когда смещение источника частиц из узла решетки кристалла имитировалось «недолетом» при кулоновском рассеянии [24]. Позже аналогичный эффект был зафиксирован и при изучении ядерных реакций: делении ядер вольфрама ионами ^{22}Ne , ускоренными до энергии 174 Мэв [37] и в резонансной реакции $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$ при энергии протонов 340 кэв [38], когда смещение источника связано с конечным временем жизни составного ядра.

Остановимся теперь на вопросе извлечения из того или другого элемента теневой картины эффекта смещения составного ядра. Как отмечалось выше, наблюдаемая в эксперименте тень представляет собой не первоначально сформированную тень, например, в первых актах рассеяния на ближайших ядрах, а результат воздействия на первичную тень различных факторов в процессе движения частиц из глубины кристалла к поверхности. К таким факторам должны быть отнесены акты рассеяния на колеблющихся атомах основной матрицы кристалла, влияние дефектов структуры в объеме кристалла на движение частиц, краевые эффекты при пересечении частицами границы кристалла и, наконец, нарушение кристаллической структуры в приповерхностном слое. Таким образом, смещение составного ядра из узла решетки является одним из многих факторов, определяющих в конечном итоге форму тени. Выделению влияния смещения, так сказать, в чистом виде может способствовать сравнение одинаковых элементов двух теневых картин, одна из которых получена в условиях, когда на формировании теней сказывались все перечисленные выше факторы, а другая формировалась под действием всех факторов, кроме смещения составного ядра. Последняя тень приобретает при этом значение своеобразного эталона. При этом очень существенным является обеспечение одинаковой степени влияния всех прочих факторов, кроме фактора смещения составного ядра, как на эталонную, так и на рабочую тени.

Эталонную тень можно получать различными способами. По-видимому, наиболее универсальным является сравнение тени от кристаллографической оси или плоскости, для которой нормальная составляющая скорости составного ядра v_{\perp} отлична от нуля (рабочая тень), с тенью от однотипной оси или плоскости, ориентированной относительно направления импульса налетающих частиц так, что величина $v_{\perp} = 0$ (эталонная тень); в последнем случае, естественно, равна нулю и нормальная составляющая среднего смещения составного ядра $s_{\perp} = v_{\perp} \tau = 0$. Желательно, чтобы обе кристаллографические оси (или плоскости) составляли с поверхностью кристалла-мишени одинаковые углы, а также

чтобы обе тени были получены во время одной экспозиции. В этих условиях все глубинные и поверхностные эффекты, такие, как многократное рассеяние частиц при движении из глубины кристалла к поверхности, радиационные дефекты, состояние поверхности кристалла-мишени оказывают одинаковое воздействие на формирование обеих теней.

Ситуация, когда $s_{\perp} = v_{\perp} \tau = 0$ (эталонная тень), может быть создана также за счет $\tau \approx 0$, что соответствует наблюдению тени от данной оси или плоскости для продуктов реакции, протекающей за значительно более короткое время, чем исследуемая реакция. При этом необходимо, чтобы в обеих реакциях тени создавались однотипными частицами с одинаковой энергией. Например, при изучении неупругого рассеяния протонов эталонную тень образуют упруго рассеянные протоны с соответствующим образом уменьшенной энергией [26, 31, 41]. Другим примером случая $\tau \approx 0$ может быть та же реакция, для которой измеряется τ , но при существенно большей энергии возбуждения составного ядра; такой способ создания эталонной тени был использован при изучении деления ядер урана под действием протонов [27]. Если измеряется время протекания резонансной реакции, которая имеет поблизости от изучаемого резонанса другой, с существенно большей шириной, последний можно использовать для получения эталонной тени [34].

В том случае, когда исследуемым элементом теневой картины является область частичного наложения осевой и плоскостной теней, рабочая и эталонная тени соответствуют двум различным ориентациям кристалла-мишени относительно направления пучка налетающих частиц. В обоих случаях исследуемая кристаллографическая ось располагается нормально к пучку (направлением пучка и этой осью задается плоскость реакции).

Исследуемая кристаллографическая плоскость, в которой лежит названная ось, в одном случае должна быть нормальна к плоскости реакции (рабочая тень), в другом — совпадать с плоскостью реакции (эталонная тень) [24, 37]. В первом случае смещение составного ядра из узла решетки, происходящее в плоскости реакции, приводит к пространственному сдвигу осевой тени относительно плоскостной, и должно наблюдаться асимметричное распределение интенсивности частиц по разные стороны от плоскостной тени; во втором же случае относительного сдвига осевой и плоскостной теней нет, и картина теней должна быть симметричной. Все рассмотренные способы реализации эталонной тени применялись в экспериментах по измерению времени жизни возбужденных составных ядер.

Следующим шагом, после получения рабочей и эталонной теней является выбор параметра тени, количественное изменение которого при переходе от рабочей тени к эталонной и представляет

собой эффект смещения составного ядра, измеряемый в эксперименте. При этом задача заключается в нахождении наиболее чувствительного к смещению ядра параметра тени, что, во-первых, позволит получить наибольшую величину наблюдаемого эффекта для данного значения среднего смещения ядра, а во-вторых, будет определять нижнюю границу значений времен, доступных для измерения таким методом.

До настоящего времени вопрос о наиболее чувствительном к смещению составного ядра параметре тени детально не изучен.

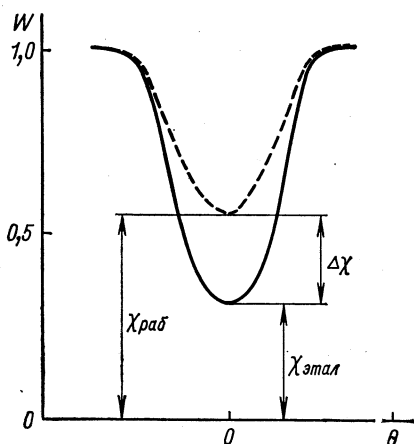


Рис. 6. Эталонная (сплошная линия) и рабочая (пунктир) тени и соответствующие им параметры χ , являющиеся значениями интенсивности в минимуме углового распределения ($\Delta\chi$ — наблюдаемый эффект смещения составного ядра).

доказано. В таких условиях большое значение приобретает проведенное в работе [35] экспериментальное изучение влияния тех или иных факторов, вносящих вклад в χ , на абсолютную величину разности χ для рабочей и эталонной теней, т. е. на величину эффекта смещения ядра.

Было найдено, что указанная разность $\Delta\chi$ весьма устойчива к изменениям в довольно широких пределах таких факторов, как многократное рассеяние и дефекты структуры кристалла-мишени. Об этом говорит, во-первых, практическое постоянство величины $\Delta\chi$ для различных глубин работающего слоя мишени. Эти глубины выбирались регистрацией различных участков энергетического спектра продуктов реакции (осколков деления) помещением перед детектором тормозящих фольг. Во-вторых, исполь-

Некоторыми авторами в качестве измеряемого параметра осевой тени используется значение интенсивности частиц в минимуме углового распределения χ (см. рис. 6). По-видимому, определенным стимулом к выбору такого параметра послужила работа [10], в которой при некоторых упрощающих предположениях дан рецепт для связи наблюдаемого изменения значения χ с величиной смещения источника заряженных частиц из узла решетки. При этом обычно считают, что различные факторы вносят вклад в значение χ аддитивным образом, так что эффект смещения ядра можно получить как разность значений χ для рабочей и эталонной теней. Вообще говоря, это положение не является очевидным и никем не было

зование кристаллов-мишеней разной степени совершенства, для которых величины χ менялись в несколько раз (от 0,12 до 0,38), не приводило к сколько-нибудь значительному изменению величины $\Delta\chi$. Хотя эти результаты и являются обнадеживающими, подобные исследования следует продолжить.

Альтернативой экспериментальному изучению устойчивости эффекта смещения ядра из узла решетки к действию различных факторов является поиск параметров тени, проявляющих наиболее слабую зависимость от этих факторов, путем теоретического анализа движения частиц в кристалле в рамках определенных модельных представлений. Здесь в последнее время получены интересные данные: оказалось, что в случае плоскостной тени можно построить комбинацию параметров рабочей и эталонной теней, которая практически не зависит от глубины расположения работающего слоя мишени, т. е. на которую почти не оказывает влияние многократное рассеяние в процессе движения частиц к поверхности кристалла [42]. Таким своеобразным инвариантом является выражение $(1 - \chi_{\text{раб}})/(1 - \chi_{\text{этал}})$.

В некоторых работах в качестве параметра, являющегося количественным выражением эффекта смещения составного ядра из узла решетки, берется определенная интегральная характеристика тени. Для этого вычисляется доля частиц в некотором угловом интервале в окрестности кристаллографической оси [31] или плоскости [26], «выброшенная» в результате кулоновского взаимодействия с ядрами, входящими в состав этой оси или плоскости. Отношение этих величин для рабочей и эталонной теней служит количественной характеристикой эффекта смещения (рис. 7).

Чрезвычайно важным и в то же время наименее разработанным моментом рассматриваемого метода является переход от величины наблюдаемого эффекта к среднему значению смещения составного ядра. В условиях, когда нет последовательной теории прохождения заряженных частиц через монокристалл, с достаточной полнотой учитывающей действие различных факторов, практически все аналитические методы расчета величины среднего смещения по наблюдаемому эффекту основываются на работе [10], содержащей весьма существенные упрощения реальной картины. Например, в работе [27] был введен радиус обрезания r_c потенциала цепочки атомов. Предполагается, что частицы, испущенные составным ядром за пределами r_c , получают возможность свободно двигаться в направлении этой кристаллографической оси и вносят определенный вклад в χ , равный χ_1 . Если же смещение источника s не превышает величины r_c , то его влияние на наблюдаемую интенсивность частиц в центре тени, аналогично влиянию тепловых колебаний атомов цепочки, дается выражением $\chi_2 = \pi N d \langle s^2 \rangle$; где N — плотность атомов в кристалле; d — расстояние между

атомами в цепочке. Суммарная величина интенсивности частиц в центре тени, связанная со смещением составного ядра, распад которого происходит по экспоненциальному закону, будет

$$\Delta\chi = \chi_1 + \chi_2 = \exp[-r_c/(v_{\perp}\tau)] + C\pi Nd \int_0^{r_c} s^2 \exp[-s/(v_{\perp}\tau)] ds/(v_{\perp}\tau), \quad (10)$$

где множитель $C \approx 2,5$ введен для коррекции модели непрерывного потенциала, которым аппроксимируется потенциал цепочки атомов [46]. Величина радиуса обрезания выбирается примерно

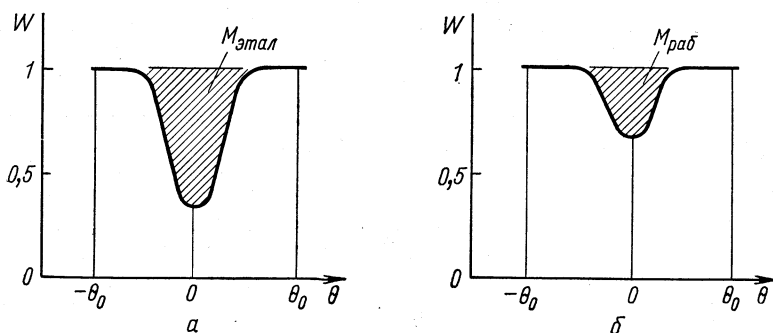


Рис. 7. Эталонная (а) и рабочая (б) тени и соответствующие им интегральные параметры M , пропорциональные числу частиц, «выброшенных» в результате кулоновского взаимодействия с атомами кристаллографической оси или плоскости из некоторого углового интервала.

равной утроенному значению параметра экранирования атомного потенциала Томаса — Ферми. В этом, безусловно, имеется некоторый элемент произвола, что является основным недостатком данного подхода.

Другой метод решения проблемы установления связи между величиной смещения составного ядра и интенсивностью в минимуме углового распределения в окрестности кристаллографической оси предложен в работе [33]. При этом задача нахождения вероятности движения в направлении данной кристаллографической оси частицы, испущенной из смещенного ядра, заменяется вычислением вероятности попадания в смещенное ядро частицы, движущейся между рядами атомов кристалла параллельно данному кристаллографическому направлению. Рассмотрение ведется в рамках модели непрерывного потенциала цепочки атомов, причем предполагается, что установление статистического равновесия в поперечной плоскости фазового пространства происходит

сразу же после попадания частицы в кристалл. Искомая вероятность тогда определяется выражением

$$W(s) = \int_{E_{\perp} > U(s)} P(E_{\perp}, s) f(E_{\perp}) dE_{\perp} = \frac{1}{\pi r_0^2} \ln \left(\frac{1}{1 - s^2/r_0^2} \right), \quad (11)$$

где s — нормальная составляющая смещения ядра; E_{\perp} — поперечная энергия частицы; $U(s)$ — потенциал ближайшей цепочки атомов; $P(E_{\perp}, s)$ — вероятность нахождения частицы с поперечной энергией E_{\perp} на расстоянии s от цепочки; $f(E_{\perp})$ — функция распределения частиц по поперечной энергии; $\pi r_0^2 = (Nd)^{-1}$ — площадь поперечной плоскости, приходящаяся на одну цепочку. Для частицы, вошедшей в кристалл под достаточно большим углом к цепочке атомов, движение в кристалле будет практически таким же, как в веществе с неупорядоченным расположением атомов, и аналогичная вероятность $W_0(s) = 1/(\pi r_0^2)$. В предположении экспоненциального закона распада составного ядра получается следующее выражение для относительной интенсивности частиц в центре осевой тени, связанной со смещением ядра:

$$\begin{aligned} \Delta\chi(v_{\perp}\tau) &= C \int_0^{\infty} \frac{W(s)}{W_0(s)} \exp[-s/(v_{\perp}\tau)] \frac{ds}{v_{\perp}\tau} = \\ &= \frac{C}{v_{\perp}\tau} \int_0^{r_0} \exp[-s/(v_{\perp}\tau)] \ln \left(\frac{1}{1 - s^2/r_0^2} \right) ds + \\ &+ \frac{C}{v_{\perp}\tau} \int_{r_0}^{3r_0} \exp[-s/(v_{\perp}\tau)] \ln \left[\frac{1}{1 - (2r_0 - s)^2/r_0^2} \right] ds + \dots \quad (12) \end{aligned}$$

Можно показать, что если среднее смещение ядра мало, а именно $v_{\perp}\tau \lesssim 0,4r_0$, то

$$\Delta\chi(v_{\perp}\tau) \approx 2C\pi Nd (v_{\perp}\tau)^2. \quad (13)$$

Что касается степени приближения данного решения к реальной картине, то наиболее существенными упрощающими предположениями, положенными в его основу, являются приближение струнного потенциала цепочки, а также требование быстрого установления статистического равновесия в поперечной плоскости фазового пространства. Заметим, что только что рассмотренный подход и метод, основанный на введении радиуса обрезания потенциала, дают близкие результаты, если величина среднего смещения ядра имеет значение порядка параметра атомного экранирования.

Аналитическое решение задачи о связи наблюдаемого эффекта смещения составного ядра с величиной смещения в случае плоскостной тени дано в работе [43]. В основу рассмотрения также

положены модель струнного потенциала и условие статистического равновесия по поперечной энергии частиц. В данном случае измеряемым параметром тени является относительное число частиц, «выброшенных» из некоторого углового интервала около направленной плоскости в результате кулоновского взаимодействия с ней (см. рис. 7). Имея в виду сохранение числа частиц, можно указанные частицы заменить частицами, оказавшимися вне этого углового интервала. Если граничные значения интервала θ_0 взять намного большими, чем угловой размер тени, то можно получить аналитическое выражение для углового распределения частиц при $\theta > \theta_0$ и с его помощью установить связь между функцией распределения $g(x, v_{\perp}\tau, \rho)$ положения источника частиц, т. е. распадающегося составного ядра, и относительным числом «выброшенных» частиц $M(\theta_0, g(x, v_{\perp}\tau, \rho), E)$:

$$M(\theta_0, g(x, v_{\perp}\tau, \rho), E) \approx \frac{1}{E\theta_0^2} \{\alpha [g(x, v_{\perp}\tau, \rho)] - \beta\}, \quad (14)$$

где

$$\alpha [g(x, v_{\perp}\tau, \rho)] = \int_{-\infty}^{\infty} g(x, v_{\perp}\tau, \rho) U(x) dx; \quad \beta = \frac{1}{d} \int_0^d U(x) dx.$$

Здесь E — энергия испускаемых ядром частиц; $U(x)$ — усредненный потенциал атомной плоскости; d — межплоскостное расстояние в кристалле. Функция распределения положения источника частиц учитывает смещение как из-за конечного времени жизни составного ядра, так и вследствие тепловых колебаний атомов:

$$g(x, v_{\perp}\tau, \rho) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\rho v_{\perp}\tau}} \int_0^{\infty} \exp[-(x-x')^2/(2\rho^2)] \exp[-x'/(v_{\perp}\tau)] dx', \quad (15)$$

где $v_{\perp}\tau$ — нормальная компонента среднего смещения составного ядра; ρ — поперечная компонента среднеквадратичной амплитуды тепловых колебаний. Если в эксперименте получены рабочая и эталонная плоскостные тени, то можно взять отношение величин M для этих теней

$$\frac{M(\theta_0, g(x, v_{\perp}\tau, \rho), E)}{M(\theta_0, g(x, 0, \rho), E)} = \frac{\alpha [g(x, v_{\perp}\tau, \rho)] - \beta}{\alpha [g(x, 0, \rho)] - \beta}, \quad (16)$$

которое, являясь функцией смещения $v_{\perp}\tau$, устанавливает связь наблюдаемого эффекта смещения составного ядра с величиной этого смещения.

Другой подход к решению проблемы расчета времени жизни по наблюдаемому эффекту заключается в численном моделиро-

вании движения частиц в кристалле методом Монте-Карло, что позволяет в принципе проследить зависимость формы тени и различных ее параметров от величины смещения составного ядра из узла решетки [44, 45]. При достаточно корректной постановке задачи и обеспечении хорошей статистической точности этот путь представляется весьма перспективным не только в отношении расчетов, связанных с конкретными экспериментами, но также и для изучения вопроса о наиболее чувствительных к смещению ядра параметрах тени. Главные трудности здесь связаны с резким возрастанием необходимого для численных расчетов времени работы ЭВМ при приближении решаемой задачи к реальным условиям эксперимента. Выполненные к настоящему времени расчеты проводились для тонких кристаллов (примерно в 100 раз меньших толщин, чем используемые в эксперименте), т. е. не учитывался процесс многократного рассеяния при формировании тени [31].

Заканчивая рассмотрение вопроса о вычислении среднего времени жизни, заметим, что экспоненциальный закон распада составного ядра справедлив, строго говоря, только в случае возбуждения одного изолированного резонанса [47]. Поскольку метод измерения времени жизни, основанный на использовании эффекта теней, применим в любой области спектра возбуждений составного ядра, то наиболее типичной ситуацией является как раз возбуждение целой совокупности близко расположенных уровней, и функция распределения вероятности распада имеет форму, отличную от экспоненциальной [48].

Из всего изложенного выше следует, что эффект конечного времени жизни составного ядра отражается на угловых распределениях продуктов реакции как эффект второго порядка малости, если эффектом первого порядка считать появление минимумов интенсивности в направлениях кристаллографических осей и плоскостей, т. е. сами тени. Естественно, что экспериментальная методика, используемая для регистрации малых изменений формы теней, связанных со смещением составного ядра из узла решетки, должна удовлетворять некоторым специфическим требованиям. Основными из них являются: достаточно высокое пространственное (угловое) разрешение детектора, особенно если изучаемый элемент теневой картины — область наложения осевой и плоскостных теней; нечувствительность детектора к частицам, служащим фоном при изучении данной реакции; высокая точность мониторинга, когда угловое распределение в окрестности данной оси или плоскости получается последовательными измерениями; контроль за состоянием мишени, особенно если рабочая и эталонная тени измеряются не одновременно. Разумеется, должна обеспечиваться достаточно высокая статистическая точность получаемых угловых распределений продуктов реакции.

Авторами выполненных к настоящему времени работ по изменению времени жизни методом теней использовались два класса детекторов для получения картины теней: диэлектрические трековые детекторы и позиционно-чувствительные полупроводниковые детекторы. Полезные свойства диэлектрических трековых детекторов следующие: абсолютная нечувствительность к фоновым частицам при практически 100%-ной эффективности регистрации изучаемых продуктов реакции, простота и удобство в эксплуатации, возможность одновременного получения картины теней в широком угловом диапазоне, что исключает погрешности из-за неточности мониторингования. Существенный недостаток их — невозможность проведения энергетического анализа продуктов реакции и, следовательно, фиксации глубины расположения работающего слоя мишени при использовании толстого кристалла. В (p, α)-реакциях α -частицы регистрировались детекторами из нитрата целлюлозы, а осколки деления — силикатным и кварцевым стеклами и полимерными пластиками. Позиционно-чувствительные полупроводниковые детекторы позволяют одновременно получать информацию и о пространственном, и об энергетическом распределении продуктов реакции. При измерении угловых распределений частиц в окрестности кристаллографических осей применялись двумерные детекторы типа шашечной доски, в измерениях с плоскостными тенями использовались детекторы, чувствительные к одной координате.

Следует отметить, что применение в эксперименте позиционно-чувствительного детектора требует более тщательного ориентирования кристалла, чем в случае диэлектрических трековых детекторов большой площади. Обычно предварительное ориентирование кристалла производится в подобных экспериментах наблюдением картины теней от упруго рассеянных частиц или на флуоресцирующем экране, или с помощью фотопластинок. Кристалл-мишень устанавливается на гониометрической головке, которая помимо вращательных иногда должна иметь также поступательные степени свободы. Последнее требование связано с тем, что для изучения той или иной ядерной реакции порой приходится использовать радиационно нестойкие монокристаллы. Чтобы доза, приходящаяся на единицу площади поверхности кристалла, не превышала допустимую, используют параллельные перемещения кристалла под пучком частиц. При этом сохраняется ориентация в пространстве кристаллографических осей и плоскостей.

Остановимся теперь на геометрических условиях в таких экспериментах. Условие «хорошей геометрии» заключается в требовании того, чтобы линейные размеры «пятна» на мишени, образуемого пучком налетающих частиц, были много меньше линейных размеров изучаемых элементов картины теней, или, иными словами, аппаратное угловое разрешение должно быть много

меньше угловой ширины теней. В противном случае возникает аппаратное уширение теней и уменьшение их глубины.

Можно показать, что изменение глубины осевой тени, связанное с геометрическими факторами, дается выражением [36]

$$\delta\chi = (1 - \chi)(a^2/b^2)/6, \quad (17)$$

где a — диаметр проекции излучающего пятна мишени на плоскость, параллельную плоскости детектора; b — диаметр осевой тени на поверхности детектора. Стандартную статистическую погрешность величины $\Delta\chi$, являющуюся разностью интенсивностей в минимумах для рабочей и эталонной теней, можно записать следующим образом:

$$\delta(\Delta\chi) = \\ = (\delta A_1/A_1 + \delta B_1/B_1)(A_1/B_1) + (\delta A_2/A_2 + \delta B_2/B_2)(A_2/B_2), \quad (18)$$

где A_1 и A_2 — интенсивности частиц в центре теней; B_1 и B_2 — интенсивности вне теней, так что $A_1/B_1 = \chi_1$ и $A_2/B_2 = \chi_2$. Оценки показывают, что при угловом разрешении, составляющем 1/10 от угловой ширины тени, $\delta\chi \leq 0,01\chi$ и не вносит существенной, по сравнению со статистической, погрешности в $\Delta\chi$. Из сказанного, в частности, следует необходимость работы с пучком налетающих частиц достаточно малого диаметра, что усугубляет проблему радиационных дефектов. Совершенно ясно также, что многократные параллельные перемещения кристалла-мишени во время одной экспозиции могут привести к непроизвольным малым изменениям в пространстве положения кристаллографических осей и плоскостей, а это, в свою очередь, приведет к искажению отдельных деталей формы теней. Для устранения таких нежелательных эффектов некоторыми авторами применялся непрерывный контроль во время экспозиции за положением в пространстве и глубиной какой-либо тени, помимо изучаемой, с помощью позиционно-чувствительного полупроводникового детектора. Другим способом уменьшения влияния радиационных дефектов является их отжиг, проводимый в процессе получения картины теней нагреванием кристалла-мишени. Отрицательным моментом здесь является связанное с повышенной температурой кристалла сужение и уменьшение глубины теней из-за увеличения амплитуды тепловых колебаний. Тем не менее таким путем можно избежать многократных параллельных перемещений кристалла. Вообще же проблема радиационных дефектов и их влияния на форму тени является, по-видимому, одной из наиболее серьезных трудностей методического характера в экспериментах по измерению времени протекания ядерных реакций с использованием монокристаллических мишеней.

ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ВРЕМЕНИ ПРОТЕКАНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ТЕНЕЙ

Все выполненные к настоящему времени эксперименты по определению времени жизни возбужденных составных ядер можно разбить на три группы, в соответствии с типом изучавшейся ядерной реакции. К первой группе следует отнести измерения времени жизни изолированных уровней в резонансных реакциях: $^{31}\text{P} (p, \alpha) ^{28}\text{Si}$ при $E_p = 642$ кэв [40] и $^{27}\text{Al} (p, \alpha) ^{24}\text{Mg}$ при $E_p = 633$ кэв [34, 40]. Вторую группу образуют работы, в которых изучалось неупругое рассеяние протонов с энергиями 4–6 Мэв на изотопах германия ^{70}Ge , ^{72}Ge и ^{74}Ge [26, 31, 41]. Наконец, третью, наиболее многочисленную группу составляют работы, посвященные делению тяжелых ядер [23, 25, 27–30, 32, 33, 35–37, 39, 40]. Рассмотрим поочередно все эти типы реакций.

1. (p, α) -Реакции изучались под действием протонов, ускоренных на электростатических генераторах. Мишенями служили толстые (~ 1 мм) монокристаллы GaP и Al. Толщина монокристалла в случае резонансной реакции не имеет существенного значения, поскольку соответствующим изменением энергии налетающих частиц всегда можно добиться того, чтобы реакция происходила на заданной глубине кристалла. Как правило, энергия протонов примерно на 10 кэв превышала резонансную, так что реакция происходила на глубине около 1500 Å от поверхности. Такое заглубление резонанса необходимо из-за наличия на поверхности аморфизированной окисной пленки или тонкого слоя с нарушенной кристаллической структурой, который остается даже после самой тщательной обработки поверхности кристалла перед экспериментом. Кристалл ориентировался так, чтобы одна из его осей [34, 40] или плоскостей [34] составляла малый ($< 10^\circ$) угол с направлением импульса налетающих частиц, а другая относительная кристаллографическая ось или плоскость — большой угол, т. е. можно было одновременно получить эталонную и рабочую тени. Типичная геометрия эксперимента показана на рис. 8. Картины теней получались с помощью диэлектрических детекторов из нитрата целлюлозы. Продолжительность одной экспозиции составляла, как правило, 30–40 ч при среднем токе на мишень 0,1–0,5 мка. В течение этого времени производилось несколько сот параллельных перемещений кристалла во избежание радиационных дефектов. Для контроля сохранения ориентации кристалла в процессе параллельных перемещений и возможного изменения глубины тени, связанной с радиационными дефектами, использовались позиционно-чувствительные полупроводниковые детекторы (см. рис. 8). Поскольку не было обеспечено условие равенства углов между двумя исследуемыми кристаллографиче-

скими осями и поверхностью кристалла [40], важно было проверить идентичность условий движения частиц вблизи этих двух направлений, когда отсутствует фактор смещения составного ядра из узла решетки. С этой целью в случае реакции $^{31}\text{P}(p, \alpha)^{28}\text{Si}$ были получены картины теней при резонансной энергии 1,51 Мэв; ширина этого резонанса составляет около 7 кэв, так что время

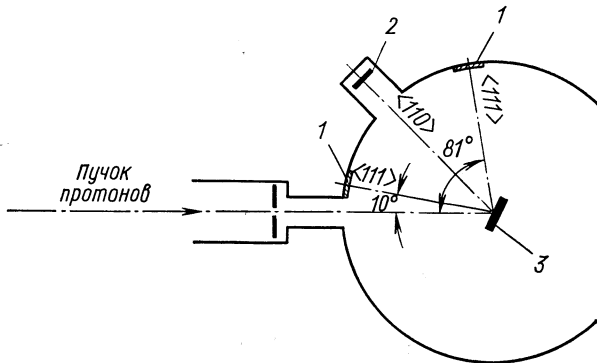


Рис. 8. Схема эксперимента при изучении резонансной реакции $^{31}\text{P}(p, \alpha)^{28}\text{Si}$ [40]:

1 — трековый детектор; 2 — позиционно-чувствительный полупроводниковый детектор; 3 — кристалл GaP.

жизни примерно 10^{-19} сек должно лежать за пределами чувствительности метода (по крайней мере, не сказываться на изменении глубины теней). Результаты, приведенные на рис. 9,а, дают положительный ответ относительно идентичности обоих направлений, когда продукты реакции излучаются практически точно из узлов решетки кристалла. В то же время на рис. 9,б отчетливо проявляется эффект смещения ядра в случае резонанса при энергии 642 кэв. Низкая радиационная стойкость кристалла и малый выход α -частиц в изучаемой реакции (даже при рассеянии назад приходилось около 10^5 протонов на одну α -частицу) являются причинами не очень высокой статистической точности получаемых результатов. Поэтому для более четкого выявления радиального профиля тени было применено интегрирование по азимутальному углу вокруг центра осевой тени, результатами чего и являются представленные на рис. 9,б угловые распределения. Вычисление времени жизни составного ядра ^{32}S производилось с использованием соотношения (13).

Эффект конечного времени жизни составного ядра в реакции $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$ при резонансной энергии протонов 633 кэв измерялся различными способами. В работе [34] сравнивались интегральные характеристики для двух плоскостных теней (см. преды-

душий раздел), образованных плоскостями (111) с нулевой и отличной от нуля нормальной составляющей скорости составного ядра, а вычисление времени жизни производилось по формуле (16).

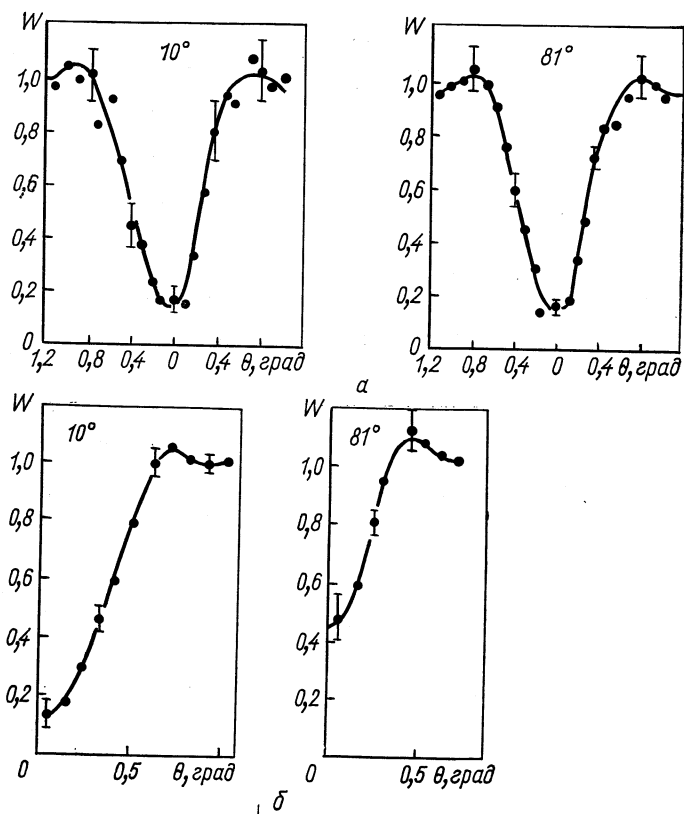


Рис. 9. Картины теней, получаемые при изучении резонансной реакции $^{31}\text{P}(\rho, \alpha)^{28}\text{Si}$ при $E_{\text{рез}} = 1,51 \text{ Мэв}$ (а) и $E_{\text{рез}} = 642 \text{ кэв}$ (б) [40].

В этой же работе наблюдалась тень от оси $\langle 110 \rangle$, которая сравнивалась как с эталонной тенью от той же оси, но для другого резонанса ($E_{\text{рез}} = 1183 \text{ кэв}$), который имеет ширину $\Gamma \approx 650 \text{ эв}$ и $\tau \approx 10^{-18} \text{ сек}$. Вычисление τ производилось методом, использующим понятие радиуса обрезания атомного потенциала. Две осевые тени от осей $\langle 111 \rangle$, которые составляли углы 15 и 75° с направлением падающего пучка протонов, получены в работе [40] для той же реакции при резонансной энергии 633 кэв . Время жизни рассчитывалось согласно выражению (13). Результаты, полу-

ченные в работах по измерению времени жизни изолированных состояний составных ядер, приведены в табл. 1. Точность измеренных значений времени жизни определяется не столько статистическими погрешностями (они, как правило, составляют 10—20%), сколько приближениями, используемыми при переходе от измеряемого в эксперименте эффекта смещения составного ядра к величине среднего времени жизни. Учитывая, что данные, приведенные в табл. 1, получены при исследовании разных элементов теневой картины, а также использовались различные способы вычисления τ , следует считать их взаимную согласованность (для реакции $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$), а также соответствие значениям, полученным из шириин резонансов, вполне удовлетворительными.

2. Изучение неупругого рассеяния протонов на изотопах германия производилось тремя группами авторов [26, 31, 41] в диапазоне энергий 5—6 *Мэв*. При этом составные ядра ^{71}As и ^{73}As , образующиеся соответственно в реакциях $^{70}\text{Ge}(p, p')$ и $^{72}\text{Ge}(p, p')$, имели энергию возбуждения 9,4—10,4 и 10,3—11,3 *Мэв*. Эта область энергий возбуждения характеризуется соотношением $\bar{\Gamma} < \bar{D}$, причем среднее расстояние между уровнями порядка сотни электронвольт. Кристаллы германия были «тонкими», т. е. их толщина составляла незначительную долю от пробега протонов. Однако вносимый толщиной мишени разброс энергий рассеиваемых протонов (примерно 200 *кэв* при толщине кристалла около 10 *мкм* [26, 31] и примерно 30 *кэв* при толщине около 1,5 *мкм* [41]) приводил к тому, что происходило одновременное возбуждение большого числа уровней составного ядра.

Монокристалл германия ориентировался так, чтобы кристаллографическая ось $\langle 110 \rangle$ [31, 41] или плоскость (111) [26] составляла с направлением пучка налетающих протонов угол, близкий к 90°. В окрестностях этой оси и плоскости с помощью позиционно-чувствительных полупроводниковых детекторов производилось измерение угловых распределений — теней. Выделялись группы неупруго рассеянных протонов, соответствующие состояниям 1,04 *Мэв* (2^+) в ^{70}Ge , 0,69 (0^+) и 0,83 *Мэв* (2^+) в ^{72}Ge . Эффект конечного времени протекания процесса неупругого рассеяния извлекался сравнением с картиной теней, образованной упруго рассеянными протонами, энергия которых понижалась так, чтобы была равна энергии соответствующей группы неупруго рассеянных протонов.

В качестве примера на рис. 10 приведены две такие тени [41]. Поскольку монокристаллы германия обладают достаточной радиационной стойкостью, не было необходимости в их параллельном перемещении во время экспозиции. Однако и в этом случае приходилось принимать меры, предупреждающие изменение формы измеряемых теней по причинам, не связанным с изучаемым эффек-

Таблица 1

Результаты экспериментов по измерению времени протекания

Реакция	Резонансная энергия протонов, $кэв$	Составное ядро	Энергия возбуждения, $Мэв$
$^{31}P(p, \alpha)^{28}Si$	642	^{32}S	9,486
$^{27}Al(p, \alpha)^{24}Mg$	633	^{28}Si	12,21

том. В результате локального нагрева пучком протонов тонкие кристаллы испытывали небольшую деформацию, которая приводила к изменению положения в пространстве исследуемой кристаллографической оси, что, естественно, отражалось на форме тени. Для предотвращения этого нежелательного явления необ-

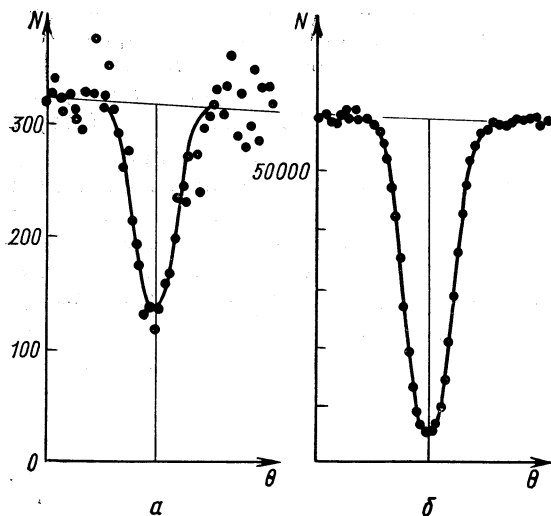


Рис 10. Тени от осей $\langle 110 \rangle$ кристалла германия в случае реакции $^{70}Ge(p, p')^{70}Ge^*$ ($0,83 \text{ Мэв}$) при $E_{рез} = 5,11 \text{ Мэв}$ (а) и в случае упругого рассеяния протонов (б) [41].

ния резонансных реакций

Изучаемый элемент теневой картины	Измеренное среднее время жизни, 10^{-16} сек	Время жизни, вычисленное из ширины резонанса, 10^{-16} сек	Литература
Осевая тень	0,8	$\sim 0,8$	[40]
Плоскостная тень	1,4	$\sim 0,4$	[34]
Осевая тень	2		[34]
Осевая тень	0,9		[40]

ходимо было ограничивать ток налетающих протонов величиной около 0,005 *мкА* [31]. Однако если работать с нагретым примерно до 450° С кристаллом, то эффект локального нагрева пучком сказывается меньше, и возможно повышение тока пучка примерно до 0,1 *мкА* [41].

Методы вычисления среднего времени жизни составных ядер во всех трех упомянутых работах были различные: в случае плоскостной тени [26] использовалась связь между средним смещением ядра и интегральной характеристикой тени (16), для осевых теней в одном случае [41] применялась формула (10) при значении радиуса обрезания $r_c = 0,4 \text{ \AA}$, а в другом [31] производилось сравнение относительного числа частиц, «выброшенных» в результате кулоновского взаимодействия с кристаллографической осью неупруго и упруго рассеянных протонов с аналогичными величинами, полученными в результате численного моделирования для разных значений среднего смещения составного ядра. Некоторые из полученных результатов приведены в табл. 2.

3. К настоящему времени выполнен ряд работ по измерению с помощью эффекта теней времени жизни составных ядер в реакции деления [23, 25, 27, 28—30, 32, 33, 35—37, 39, 40]. Интерес к процессу деления тяжелых ядер, который проявился в первых же экспериментальных работах, использующих новый метод, не случаен. Во-первых, деление, как принято считать, протекает только через стадию образования составного ядра, так что вклад механизмов прямого взаимодействия можно не учитывать. Во-вторых, осколки деления, обладающие высокими значениями заряда и массы, легко выделять среди всех других продуктов реакций, используя такие бесфоновые и в то же время простые пороговые

Таблица 2

Результаты измерений времени жизни составных ядер, образующихся при неупругом рассеянии протонов на германии

Реакция	Энергия налетающих протонов, $Mэв$	Составное ядро	Энергия возбуждения, $Mэв$	Исследуемый элемент теневой картины	Измеренное среднее время жизни, 10^{-17} сек	Литература
$^{70}Ge(p, p')^{70}Ge^*$ (1,04 $Mэв$, 2^+)	5,4	^{71}As	9,64— 9,84	Плоскостная тень	(3,2±1,4)	[26]
				Осевая тень	(2,4±0,4)	[31]
	5,11		9,53— 9,56	Осевая тень	(5,4±0,4)	[41]
$^{72}Ge(p, p')^{72}Ge^*$ (0,83 $Mэв$, 2^+)	5,4	^{73}As	10,54— 10,74	Плоскостная тень	(2,5±1,0)	[26]
				Осевая тень	(3,9±0,7)	[31]
	5,11		10,42— 10,45	Осевая тень	(8,1±0,5)	[41]

детекторы, какими являются диэлектрические трековые детекторы. Наконец, большой заряд осколков при сравнительно малой энергии около 1 $Mэв/нуклон$ обуславливает значительную угловую ширину теней, что облегчает изучение их формы.

Эксперименты по измерению времени жизни делящихся ядер можно отнести к двум категориям. Первую составляют эксперименты по делению ядер ^{238}U нейтронами [28, 33, 39, 40], протонами [23, 27] и α -частицами [25], когда энергия возбуждения составных ядер находилась в диапазоне 6,5—20 $Mэв$. Ко второй категории относятся эксперименты, выполненные на пучках тяжелых ионов ^{11}B , ^{12}C , ^{16}O , ^{22}Ne и ^{31}P [29, 30, 32, 35—37], в которых энергия возбуждения составных ядер с атомными номерами $79 \leq Z \leq 89$ превышает 60 $Mэв$.

Рассмотрим вначале деление при относительно небольших энергиях возбуждения. В первых работах этого цикла изучалось деление ядер ^{238}U , входящих в состав монокристалла UO_2 естественного изотопного состава, под действием протонов с энергией 12 $Mэв$ [23, 27] и α -частиц с энергией 25 $Mэв$ [25]. Схемы экспериментов были сходны с приведенной на рис. 8. Регистрация оскол-

ков деления производилась диэлектрическими трековыми детекторами. В результате обработки детекторов были обнаружены достаточно глубокие минимумы в распределении плотности треков на поверхности детекторов в местах пересечения плоскости детектора кристаллографической осью $\langle 110 \rangle$. Из самого факта существования теней, который указывал на то, что величина смещения делящегося ядра не превышает по порядку величины параметра экранирования атома, была получена верхняя граница времени жизни составных ядер при энергии возбуждения около 20 Мэв $\tau < 10^{-17} \text{ сек.}$

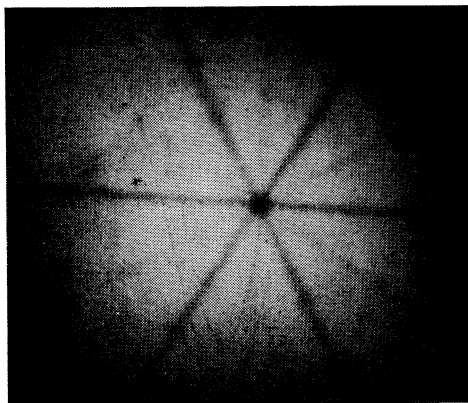


Рис. 11. Картина теней, которая наблюдается при делении ядер урана, входящих в состав монокристалла UO_2 , α -частицами с энергией 25 Мэв (так называемая фрагментограмма) [25].

Существенными результатами этих первых экспериментов по делению было следующее. Во-первых, наблюдение весьма глубоких теней в угловых распределениях осколков показало перспективность применения метода, основанного на эффекте теней, для изучения времени жизни делящихся составных ядер. До этого имелись опасения, что из-за высокого сечения рассеяния осколков, движущихся в среде, и возможных радиационных нарушений структуры кристалла осколками глубина теней окажется незначительной. Во-вторых, в работе [25] были впервые использованы некоторые методические приемы, получившие в дальнейшем распространение в экспериментах по количественному изучению формы теней. Речь идет о визуальном наблюдении картины теней от осколков деления (так называемой фрагментограммы) на поверхности стеклянных детекторов при достаточно высокой плотности треков осколков (рис. 11). Это позволяет легко нахо-

дить интересующие экспериментатора элементы теневой картины.

В дальнейшем реакция $^{238}\text{U}(p, f)$ была изучена более детально при энергиях протонов 9—12 Мэв [27]. Было обнаружено, что тень от кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$, которая составляла угол 40° с направлением пучка протонов, при энергии протонов 10 Мэв имеет меньшую глубину по сравнению с тенями от той же оси для энергий протонов 9 и 12 Мэв (рис. 12). Эти результаты интерпретируются авторами работы [27] следующим образом.

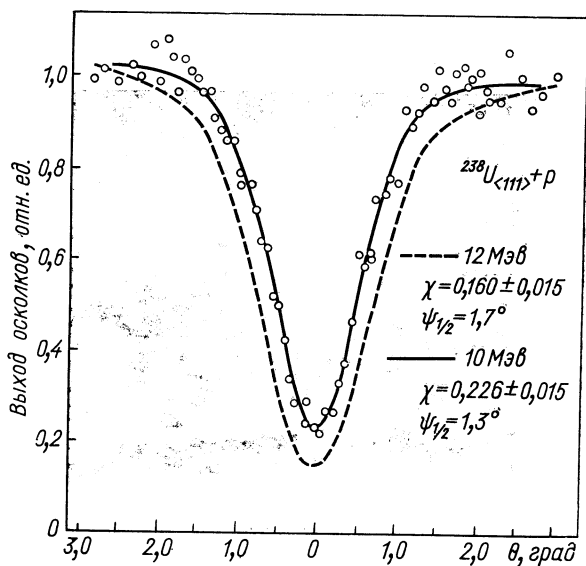


Рис. 12. Сравнение теневых картин вблизи оси $\langle 111 \rangle$ кристалла UO_2 , ориентированного под углом 40° к пучку для реакции $^{238}\text{U}(p, f)$ при энергии протонов 12 и 10 Мэв [27].

Составное ядро ^{239}Np , образующееся при слиянии протона с энергией 10 Мэв с ядром-мишенью ^{238}U , имеет энергию возбуждения свыше 15 Мэв, так что время его жизни столь короткое, что не отражается на глубине тени. Однако в этом случае оказывается возможным также эмиссионное деление после испускания ядром ^{239}Np нейтрона, причём образующееся при этом ядро ^{238}Np имеет энергию возбуждения, не намного превышающую барьер деления, а значительно большее время жизни оказывается доступным для измерения. Таким образом, наблюдаемая глубина тени при энергии протонов 10 Мэв обусловлена заметным вкладом деления после испускания нейтрона.

Для энергии протонов 9 *Мэв* составное ядро ^{239}Np также имеет очень короткое время жизни, которое нельзя измерить с помощью эффекта теней, а образующееся после испускания нейтрона ядро ^{238}Np характеризуется энергией возбуждения ниже барьера деления, так что процесс $^{238}\text{U}(p, nf)$ оказывается подавленным. При энергии протонов 12 *Мэв* средняя энергия возбуждения составного ядра после испускания нейтрона уже значительно выше барьера деления, и весьма короткое время протекания эмиссионного деления $^{238}\text{U}(p, nf)$ нельзя измерить данным методом. Таким образом, при энергиях протонов 9 и 12 *Мэв* смещение составного ядра не отражается на форме теней (так называемая эталонная тень), а при энергии 10 *Мэв* эффект смещения наблюдается. На основании данных этого эксперимента и использования известных величин отношения Γ_n/Γ_f для изучаемой реакции было получено значение среднего времени жизни ядра ^{238}Np при энергии возбуждения около 7 *Мэв*, равное $(1,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-16}$ сек. Вычисление времени жизни производилось методом, использующим понятие радиуса обрезания атомного потенциала, который брался равным $r_c = 0,4 \text{ \AA}$.

Из работ [23, 25, 27] можно было сделать вывод, что при делении урана легкими частицами условия для измерения времени жизни с помощью эффекта теней создаются лишь при небольших энергиях возбуждения составных ядер, близких к барьеру деления. Наиболее естественным способом получения таких энергий возбуждения делящегося ядра является использование для этой цели моноэнергетических нейтронов с энергией порядка нескольких мегаэлектронвольт. Исследования в этом направлении проводились двумя группами авторов в диапазоне энергий нейтронов 1,7—4,2 *Мэв*, что соответствовало энергии возбуждения составного ядра ^{239}U в диапазоне 6,5—9,0 *Мэв* [28, 33, 39, 40]. Нейтроны получались в результате реакций под действием ускоренных заряженных частиц. Реакция $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$ использовалась для генерации нейтронов с энергиями 1,7 [33], 1,8 [40] и 2,5 *Мэв* [40]. С помощью реакции $^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$ получались нейтроны с энергиями 3,3 [28] и 4,2 *Мэв* [39]. Типичная схема экспериментов такого рода изображена на рис. 13. Здесь следует отметить некоторые особенности экспериментов по делению нейтронами по сравнению с делением заряженными частицами, которые связаны с коллимацией нейтронного пучка. В экспериментах с заряженными частицами с помощью соответствующих диафрагм легко можно задать как строго определенное направление пучка налетающих частиц, и следовательно направление импульса составного ядра, так и размер пятна на кристалле-мишени, которое является источником продуктов ядерной реакции, в частности источником осколков. Если же изучается деление под действием нейтронов, то нейтронами облучается весь кристалл-мишень,

так что вся поверхность кристалла испускает осколки деления. Поскольку для наблюдения теней нужны условия «хорошей геометрии», когда размеры источника намного меньше линейных размеров теней на поверхности детектора, излучающая осколки поверхность кристалла должна быть ограничена. Это достигается

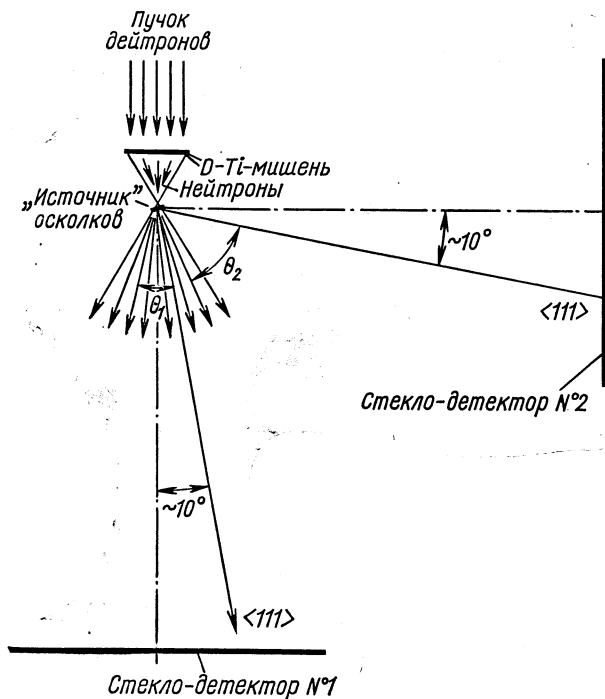


Рис. 13. Схема эксперимента по измерению времени жизни составного ядра в реакции $^{238}\text{U}(n, f)$ при энергии нейтронов 1,7 Мэв [33].

обычно с помощью маски из фольги с отверстием; толщина фольги выбирается больше пробега осколков, а размеры отверстия, которое является источником осколков, должны удовлетворять требованиям хорошей геометрии. Кристалл обычно располагается достаточно близко к дейтериевой или тритиевой мишени, служащей источником нейтронов, чтобы интенсивность нейтронов, вызывающих деление, была максимальна. При этом оказываются нарушенными условия другой хорошей геометрии: составные ядра, осколки деления которых могут вылетать из отверстия в маске, не имеют строго определенного направления импульса; направления их скоростей распределены в пределах некоторого

конуса, угол раствора которого задан диаметром отверстия в маске и расстоянием источника осколков от мишени, служащей источником нейтронов (см. рис. 13). Это приводит к тому, что существует некоторый диапазон углов между данным кристаллографическим направлением и направлением импульсов составных ядер, что должно приниматься во внимание при вычислении времени жизни τ по наблюдаемому изменению формы тени. Так, если измеряемым параметром является интенсивность частиц в центре тени, то вместо величины $\chi(v_{\perp}\tau)$ должна фигурировать величина

$$\tilde{\chi}(v_{\perp}\tau) = \int \chi(v_{\perp}\tau) g(\theta) d\Omega / \int g(\theta) d\Omega, \quad (19)$$

где θ — угол между одним из направлений импульса составного ядра и выбранным кристаллографическим направлением; $g(\theta)$ — функция распределения направлений импульсов составных ядер. Тогда измеряемый в эксперименте эффект конечного времени жизни $\Delta\chi$ должен быть приравнен к разности двух выражений типа (19):

$$\Delta\chi = [\tilde{\chi}(v_{\perp}\tau)]_{\theta_1} - [\tilde{\chi}(v_{\perp}\tau)]_{\theta_2}, \quad (20)$$

где θ_1 — угол между осью конуса импульсов составных ядер и направлением кристаллографической оси, создающей рабочую тень; θ_2 — то же для эталонной тени [33]. Исследовались тени от осей $\langle 111 \rangle$ монокристалла UO_2 , одна из которых составляла угол $\theta_1 = 80^\circ$ с осью конуса, а другая угол $\theta_2 = 10^\circ$. На рис. 14 приведены угловые распределения осколков в окрестностях этих осей, проинтегрированные по азимутальному углу, при энергии нейтронов $1,7 \text{ Мэв}$; кристалл UO_2 облучался нейтронным потоком около $1,5 \cdot 10^8 \text{ нейтрон/(сек} \cdot \text{стер)}$ в течение 120 ч. Отчетливо видна разница глубин теней, которую можно объяснить только эффектом смещения делящихся ядер из узлов решетки кристалла. Вычисленное по формулам (12) и (13) время жизни составного ядра ^{239}U , возбужденного до энергии $6,5 \text{ Мэв}$, оказалось равным $\tau = (3,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-16} \text{ сек}$ [33]. Подобные данные были получены и при других энергиях нейтронов. В табл. 3 собраны все имеющиеся экспериментальные результаты о временах жизни составных ядер, образующихся при облучении урана легкими частицами. Поскольку эти составные ядра не сильно отличаются по нуклонному составу, имеет смысл сравнить все полученные значения времен жизни. На рис. 15 показана зависимость времени жизни составного ядра от энергии возбуждения, построенная по данным табл. 3. Видно регулярное уменьшение времени жизни с ростом энергии возбуждения, что качественно не противоречит представлениям статистической модели. Более подробное обсуждение этих результатов будет проведено в следующем разделе.

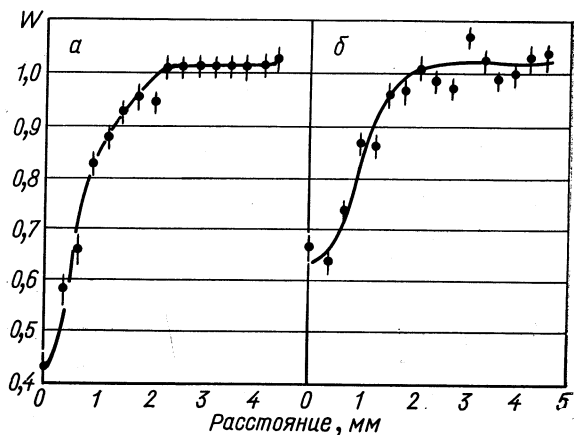


Рис. 14. Угловые распределения осколков деления, проинтегрированные по азимутальному углу, возникающие при облучении кристалла UO_2 нейтронами с энергией 1,7 Мэв, в окрестности двух кристаллографических осей $\langle 111 \rangle$, ориентированных под углом 10° к направлению пучка (а) и под углом 80° (б) [33].

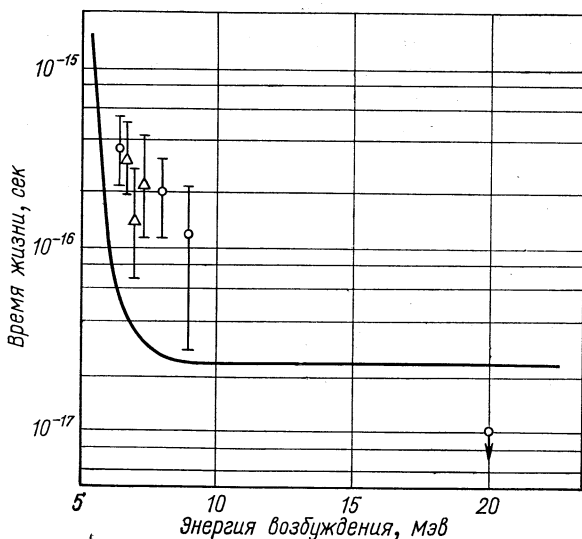


Рис. 15. Зависимость времени жизни составного ядра от энергии возбуждения (по данным табл. 3): \circ — данные работ [33, 39]; Δ — данные работы [40]; — — — расчет по модели с постоянной температурой при значениях параметров: $T=0,6$ Мэв, $V_f' = 5,8$ Мэв, $V_n' = 5,75$ Мэв, $\tau_0 = 1,25 \cdot 10^{-13}$ см.

Таблица 3

 Результаты измерения времени жизни составных ядер в реакции деления урана нейтронами, протонами и α -частицами

Реакция	Энергия ча- стицы, Мэв	Составное ядро	Энергия воз- буждения, Мэв	Скорость компаунд- ядра, 107 см/сек	ΔX	τ , 10^{-16} сек	Литература
$^{238}\text{U}(n, f)$	1,7	^{239}U	6,5	0,76	$0,20 \pm 0,11$	$(3,5 \pm 1,0)$	[33]
$^{238}\text{U}(n, f)$	3,3	^{239}U	8,1	1,06	$0,13 \pm 0,10$	$(2,0 \pm 0,8)$	[28, 33]
$^{238}\text{U}(\alpha, f)$	25	^{242}Pu	20	5,90	$< 0,01 \pm 0,06$	$< 0,1$	[25]
$^{238}\text{U}(p, n, f)$	10	^{238}Np	~ 7	1,90	$0,066 \pm 0,021$	$(1,4 \pm 0,8)$	[27]
$^{238}\text{U}(n, f)$	1,8	^{239}U	6,6	0,76	$0,19 \pm 0,10$	$(3,2 \pm 1,0)$	[40]
$^{238}\text{U}(n, f)$	2,5	^{239}U	7,3	0,91	$0,13 \pm 0,10$	$(2,3 \pm 1,6)$	[40]
$^{238}\text{U}(n, f)$	4,2	^{239}U	9,0	1,15	$0,06 \pm 0,05$	$(1,2 \pm 1,0)$	[39]

Перейдем теперь к рассмотрению экспериментов по делению ядер ^{181}Ta и ^{186}W ускоренными тяжелыми ионами ^{11}B , ^{12}C , ^{16}O , ^{22}Ne и ^{31}P . Составные ядра, образующиеся в этих реакциях, обладают высокой энергией возбуждения ≥ 60 Мэв даже при энергии налетающих частиц, равной кулоновскому барьеру слияния. В связи с этим можно было ожидать, что время их жизни будет значительно короче, чем 10^{-16} сек. С другой стороны, скорость, приобретаемая составными ядрами в реакциях с тяжелыми ионами, значительно превышает скорость составных ядер в описанных выше реакциях, что приводит к смещению доступного измерениям диапазона времени жизни в сторону меньших значений (см. рис. 2). Поэтому в первых экспериментах с тяжелыми ионами необходимо было ответить на вопрос, создаются ли условия, когда действительное время жизни составного ядра находится в пределах диапазона времен, поддающихся измерению с помощью эффекта теней.

В первых экспериментах на пучке тяжелых ионов были зарегистрированы тени в угловых распределениях осколков деления

при облучении монокристаллической вольфрамовой мишени естественного изотопного состава ускоренными ионами ^{22}Ne [29]. Угловая ширина теней оказалась близкой к теоретическим оценкам этой величины для рассматриваемого случая. Глубина тени составляла $\chi = 0,25$, что свидетельствовало о неплохом качестве монокристалла, а также о том, что радиационные повреждения кристалла пучком тяжелых ионов не приводят к заметным изменениям теневой картины за время экспозиции примерно 10 ч.

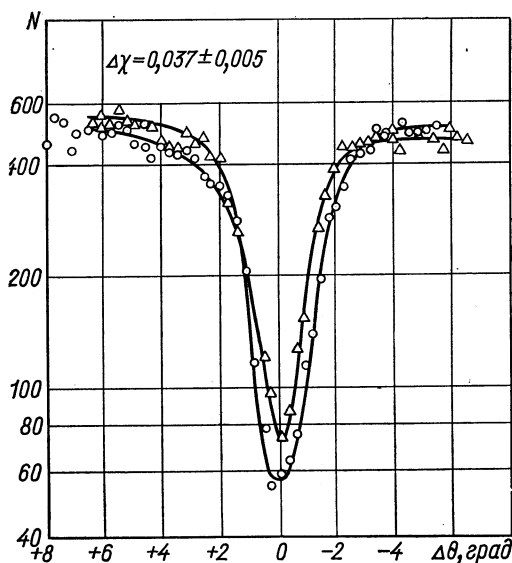


Рис. 16. Угловые распределения осколков деления вблизи кристаллографических осей $\langle 111 \rangle$ монокристалла вольфрама, ориентированных под углами 90° (Δ) и 160° (\odot) к пучку ионов ^{22}Ne с энергией 174 Мэв [30].

Из указанного значения χ следовало, что время жизни составного ядра в этой реакции $\tau \leq 8 \cdot 10^{-18}$ сек при энергии возбуждения 117 Мэв. При дальнейшем изучении реакции $W(^{22}\text{Ne}, f)$ [30, 35] была обнаружена разница глубин теней от двух идентичных осей $\langle 111 \rangle$ кристалла вольфрама, направленных под углами 90° и 160° к пучку налетающих ионов. На рис. 16 показаны угловые распределения осколков вблизи этих осей при энергии ионов ^{22}Ne 174 Мэв. Энергетическая зависимость величины $\Delta\chi = \chi(90^\circ) - \chi(160^\circ)$ при изменении энергии ионов ^{22}Ne от 108 до 174 Мэв приведена на рис. 17. Эта зависимость является дополнительным веским подтверждением того, что наблюдаемое различие глубин

теней связано со смещением делящегося ядра из узла решетки. В табл. 4 приведены результаты экспериментов по делению ядер вольфрама ионами ^{12}C , ^{16}O и ^{22}Ne [32]. Вычисление значений времени жизни производилось согласно формуле (10) при значении радиуса обрезания атомного потенциала $r_c = 0,4 \text{ \AA}$. На рис. 18 показана зависимость рассчитанной, согласно (10), величины $\Delta\chi = \chi(90^\circ) - \chi(160^\circ)$ от произведения $\phi_{\perp}\tau$ при различных значениях радиуса обрезания потенциала r_c . Из изложенного можно

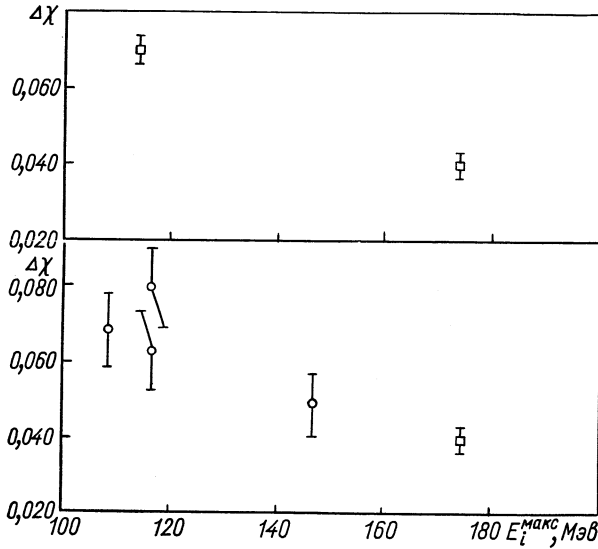


Рис. 17. Зависимость величины $\Delta\chi = \chi(90^\circ) - \chi(160^\circ)$ от энергии бомбардирующих частиц для реакции $W(^{22}\text{Ne}, f)$ [30]. На верхней части рисунка приведены усредненные по нескольким опытам значения $\Delta\chi$.

сделать следующие основные выводы: времена жизни высоковозбужденных составных ядер в реакциях $W(^{12}\text{C}, f)$, $W(^{16}\text{O}, f)$ и $W(^{22}\text{Ne}, f)$ имеют порядок величины 10^{-18} сек ; энергетическая зависимость времени жизни для упомянутых реакций существенно различная.

В описанных экспериментах использовалась монокристаллическая мишень из вольфрама естественного изотопного состава. При этом делящиеся составные ядра при облучении мишени той или иной частицей имели дисперсию по массовому числу и энергии возбуждения. Для того чтобы четко зафиксировать параметры составного ядра, в дальнейшем были выполнены эксперименты

[36] с монокристаллами тантала естественного изотопного состава (^{181}Ta — 99,99%) и вольфрама, обогащенного изотопом ^{186}W (содержание ^{186}W — 90,5). В качестве бомбардирующих частиц использовались пучки ускоренных тяжелых ионов циклотрона ЛЯР ОИЯИ У-300: ^{11}B — 87 Мэв; ^{12}C — 80 Мэв; ^{16}O — 137 Мэв; ^{22}Ne — 174 Мэв; ^{31}P — 195 Мэв; а также выведенный пучок циклотрона У-200 ионов ^{12}C — 108 Мэв. Для всех реакций измерения

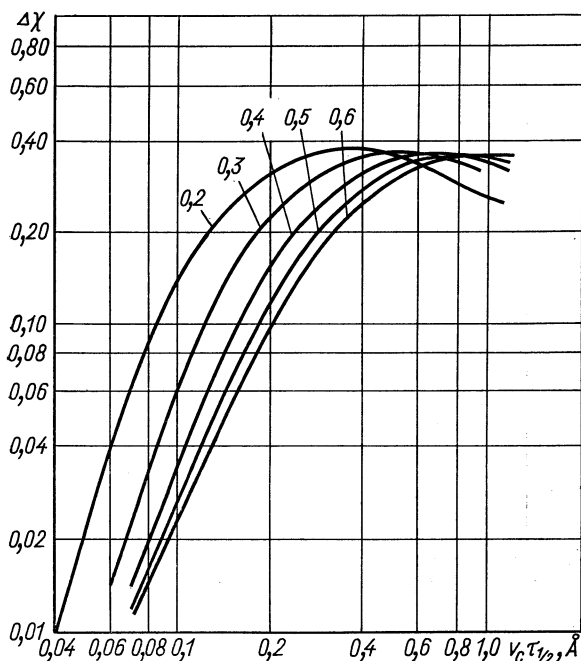


Рис. 18. Вычисленная зависимость величины $\Delta\chi = \chi(90^\circ) - \chi(160^\circ)$ от произведения $v\tau$ [30].

проводились при максимальной энергии пучка и при энергии, уменьшенной с помощью тормозящих фольг до значения, близкого к кулоновскому барьеру взаимодействующих ядер.

В экспериментах с ионами ^{31}P в качестве детекторов осколков деления использовались кварцевые стекла, которые не регистрировали упруго рассеянные ионы фосфора. При изучении реакций с более легкими бомбардирующими частицами применение детекторов из силикатного стекла обеспечивало надежную дискриминацию упруго рассеянных ионов. Результаты просмотра детекторов в оптический микроскоп (диаметральные сечения осевых теней) показаны на рис. 19 и 20 для реакций $^{186}\text{W} (^{31}\text{P}, f)$ при

Таблица 4

Результаты экспериментов по измерению времени жизни в реакциях деления ядер W ускоренными тяжелыми ионами

Реакция	$E_i^{\text{макс}},$ Мэв	$E_c^*,$ Мэв	$V_c,$ 10^8 см/сек	$\Delta\chi$	$\tau, 10^{-18}$ сек
$W(^{22}\text{Ne}, f)$	174	116	4,13	$0,040 \pm 0,003$	2,54
$W(^{22}\text{Ne}, f)$	146	91	3,77	$0,051 \pm 0,008$	3,27
$W(^{22}\text{Ne}, f)$	116	65	3,35	$0,070 \pm 0,004$	4,02
$W(^{20}\text{Ne}, f)$	192	132	4,22	$0,041 \pm 0,008$	2,42
$W(^{16}\text{O}, f)$	137	99	3,22	$0,012 \pm 0,015$	$\leq 2,11$
$W(^{16}\text{O}, f)$	97	62	2,69	$0,091 \pm 0,015$	5,64
$W(^{12}\text{C}, f)$	80	62	2,22	$0,082 \pm 0,010$	6,30

энергии ионов 195 и 155 Мэв [36]. Подобные диаграммы были получены и для всех других изученных реакций. Видно, что для всех реакций тени, соответствующие осям, ориентированным в направлении 160° по отношению к пучку, являются более глубокими, чем для углов 90° . Причем разность глубин $\Delta\chi = \chi(90^\circ) - \chi(160^\circ)$ меняется в зависимости от энергии бомбардирующей частицы и при переходе от одной реакции к другой, что отражает изменение времени жизни составного ядра в зависимости от вида частицы и ее энергии. Рис. 19 и 20 носят иллюстративный характер.

Точное определение глубины теней $\chi(90^\circ)$ и $\chi(160^\circ)$ и их разности $\Delta\chi$ производилось следующим образом. Подсчетом треков в большом числе полей зрения микроскопа, расположенных на периферии вокруг осевой тени, определялось среднее значение плотности треков вне тени (A) со статистической точностью $<1\%$. Так как в центре тени плотность треков значительно меньше, чем на периферии, то просматривалась область в районе минимума интенсивности, состоящая из 100 полей зрения. Выбирался квадрат из девяти или шестнадцати полей зрения, для которого сумма числа треков минимальна по сравнению со всеми другими квадра-

тами, смещенными относительно него. Среднее число треков, приходящихся на одно поле зрения для этого квадрата, являлось величиной B , разделив которую на A , получали глубину тени $\chi = B/A$ с суммарной относительной погрешностью $\delta\chi/\chi = \delta A/A + \delta B/B$. Относительная погрешность $\delta\chi/\chi$ обычно была на уровне 3—5%. При этом для разности двух величин $\chi(90^\circ) - \chi(160^\circ) = \Delta\chi$ статистическая погрешность $\delta\Delta\chi/\Delta\chi$ не превышала 30%.

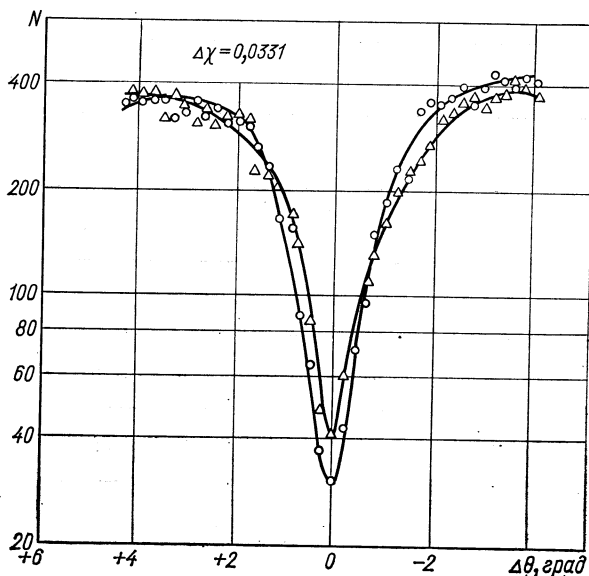


Рис. 19. Зависимость числа треков осколков деления в единице площади диэлектрического детектора от угла, отсчитываемого от направления одной из двух кристаллографических осей $\langle 111 \rangle$, ориентированных под углами 90° (Δ) и 160° (\circ) к пучку для реакции $^{186}\text{W}(^{31}\text{P}, f)$ и при энергии ионов 195 Мэв [36].

Из измеренных в опыте величин $\Delta\chi$ были извлечены значения средних времен жизни составных ядер. В табл. 5 перечислены изученные реакции и полученные значения времени жизни при двух значениях радиуса обрезания атомного потенциала r_c . Здесь следует сказать несколько слов о выборе величины радиуса обрезания потенциала r_c и влиянии этого параметра на получаемые значения времени жизни. В большинстве случаев полагают $r_c \approx 0,4 \text{ \AA}$ [27, 41]; в то же время в работе [31] для достижения согласия между результатами, получаемыми численным модели-

Таблица 5

Результаты экспериментов с монокристаллами ^{186}W и ^{181}Ta [36]

Реакция	$E_{\text{част}}, \text{ Мэв}$	$E^*, \text{ Мэв}$	$\Delta\chi$	$\tau_{\text{ЭКСП}}, 10^{-19} \text{ сек}$		$\tau_{\text{ТЕОР}}, 10^{-19} \text{ сек}$	
				$r_c = 0,4 \text{ \AA}$	$r_c = 0,2 \text{ \AA}$	$a_n = a_c = A/8$	$a_n = a_c = A/4$
$^{186}\text{W}(^{11}\text{B}, f)$	87	80	$0,096 \pm 0,014$	69	38	0,79	16
$^{186}\text{W}(^{12}\text{C}, f)$	80	64	$0,087 \pm 0,015$	67	37	1,1	22
$^{186}\text{W}(^{12}\text{C}, f)$	108	89	$0,007 \pm 0,015$	≤ 19	≤ 11	0,29	4,2
$^{181}\text{Ta}(^{16}\text{O}, f)$	96	63	$0,104 \pm 0,047$	≤ 60	≤ 32	3,7	130
$^{181}\text{Ta}(^{16}\text{O}, f)$	137	101	$0,004 \pm 0,035$	≤ 33	≤ 18	0,45	8,1
$^{186}\text{W}(^{16}\text{O}, f)$	97	67	$0,083 \pm 0,015$	52	29	1,2	26
$^{186}\text{W}(^{16}\text{O}, f)$	137	103	$0,015 \pm 0,008$	22	12	0,22	3,1
$^{181}\text{Ta}(^{22}\text{Ne}, f)$	116	69	$0,044 \pm 0,030$	33	19	3,3	110
$^{181}\text{Ta}(^{22}\text{Ne}, f)$	174	120	$0,081 \pm 0,030$	37	21	0,35	4,4
$^{186}\text{W}(^{22}\text{Ne}, f)$	116	68	$0,080 \pm 0,015$	42	23	1,5	36
$^{186}\text{W}(^{22}\text{Ne}, f)$	174	119	$0,046 \pm 0,015$	27	15	0,14	2,0
$^{181}\text{Ta}(^{31}\text{P}, f)$	155	60	$0,023 \pm 0,034$	≤ 27	≤ 15	9,3	430
$^{181}\text{Ta}(^{31}\text{P}, f)$	195	94	$0,047 \pm 0,030$	22	12	0,81	17
$^{186}\text{W}(^{31}\text{P}, f)$	155	59	$0,091 \pm 0,008$	33	18	1,8	43
$^{186}\text{W}(^{31}\text{P}, f)$	195	92	$0,033 \pm 0,009$	20	11	0,27	3,6

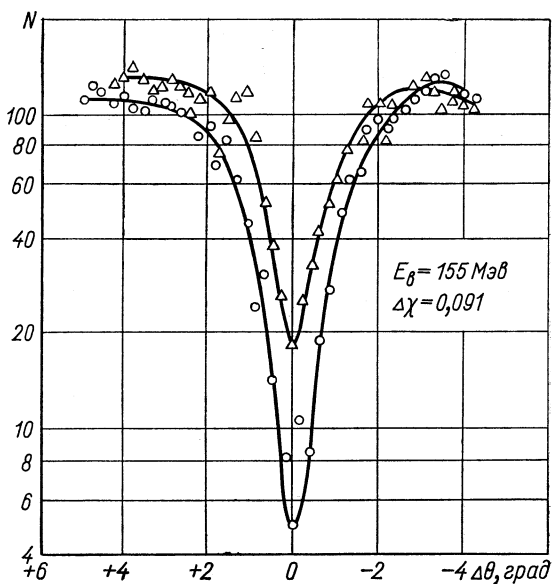


Рис. 20. То же, что на рис. 19, для реакции $^{186}\text{W}(^{31}\text{P}, f)$ при энергии ионов ^{31}P 155 Мэв [36]:
 Δ — 90°; \circ — 160°.

рованием на ЭВМ и расчетом с использованием радиуса обрезания, необходимо было использовать значение $r_c = 0,15 \text{ \AA}$. В этой связи встает вопрос о чувствительности значений времени жизни к величине r_c . В табл. 5 приведены результаты, получаемые при

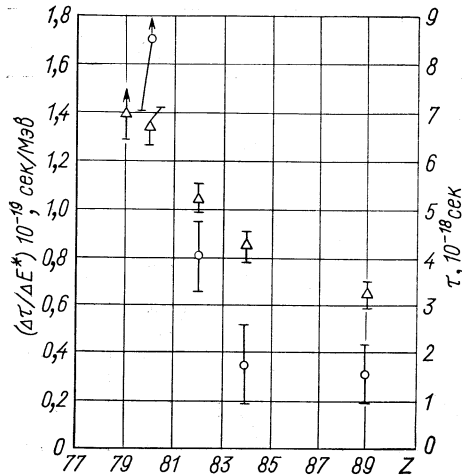


Рис. 21. Зависимость времени жизни составного ядра (τ) при энергии возбуждения 60 Мэв и скорости изменения τ с ростом энергии возбуждения $\Delta\tau/\Delta E^*$ от атомного номера составного ядра Z :

Δ — τ ; \circ — $\Delta\tau/\Delta E^*$.

уменьшается. Зависимость времени жизни от энергии возбуждения характеризуется уменьшением скорости его изменения $\Delta\tau/\Delta E^*$ при увеличении атомного номера составного ядра. Обсуждение этих закономерностей будет проведено в следующем разделе.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ ВРЕМЕНИ ПРОТЕКАНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ТЕНЕЙ

Полученные к настоящему времени с помощью нового метода измерения времени протекания ядерных реакций результаты имеют значительную методическую ценность, а также представляют интерес с общезначимой точки зрения. В методическом плане очень важно, как отмечалось выше, сравнение результатов измерения времени жизни отдельных изолированных резонансов,

двух значениях параметра r_c [36]. Видно, что изменение r_c от $0,2$ до $0,4 \text{ \AA}$ приводит к изменению абсолютных значений времени жизни примерно в 2 раза, однако слабо сказывается на их относительных значениях для различных реакций и разных энергий возбуждения. Чтобы установить эмпирические закономерности изменения τ в зависимости от атомного номера составного ядра и его энергии возбуждения, целесообразно провести анализ полученных данных при каком-то выбранном значении радиуса обрезания, например при $r_c = 0,4 \text{ \AA}$. Результаты представлены на рис. 21. Видно, что с увеличением Z время жизни при энергии возбуждения около 60 Мэв монотонно

получаемых методом теней, с данными «традиционных» ядерных экспериментов, а именно с ширинами уровней.

Как видно из табл. 1, резонансные (p, α)-реакции демонстрируют близость этих двух категорий величин. Далее, следует отметить хорошее согласие результатов, полученных разными авторами для времени жизни ядер мышьяка, являющихся составными ядрами в реакции неупругого рассеяния протонов на германии (см. табл. 2). Такое согласие тем более интересно, что эффект конечного времени жизни наблюдался на различных элементах теневой картины (осевые [31, 41] и плоскостные [26] тени); для его количественной характеристики использовались различные параметры теней (интенсивность частиц в центре тени [41], полное число частиц, «выброшенных» в результате кулоновского взаимодействия с кристаллографической осью [31] или плоскостью [26]); переход от наблюдаемого эффекта к значению времени жизни составного ядра осуществлялся также разными способами (метод радиуса обрезания атомного потенциала [41], аналитический метод, которому соответствуют выражения (14) — (16) [26], численное моделирование на ЭВМ [31]). Что касается физических результатов, полученных при исследовании (p, p')-реакции на изотопах германия, то представляет большой интерес даже сам порядок величины времени протекания этого ядерного процесса ($\sim 10^{-17}$ сек). На основании измеренных величин времени жизни составных ядер ^{71}As и ^{73}As были получены значения параметра плотности уровней [31], которые оказались весьма близкими к вычисленным на основании известной полуэмпирической формулы [49].

Очень интересна также попытка исследования влияния изобарных аналоговых резонансов на среднее время жизни составного ядра, образующегося при неупругом рассеянии протонов на германии [41]. В эксперименте с очень тонким кристаллом (1,5 мкм), обеспечивавшим энергетическое разрешение не хуже 30 кэв, удалось зафиксировать уменьшение среднего времени жизни составного ядра на 20—25%, когда энергия налетающих протонов соответствовала аналоговому резонансу в функции возбуждения. В той же работе наблюдался эффект влияния значения спина конечного ядра на время жизни составного ядра в Ge (p, p')-реакции, что можно отнести за счет отбора по моментам возбуждаемых уровней составного ядра.

Теперь обсудим результаты, полученные при измерении времени жизни делящихся составных ядер. Эти данные имеет смысл рассматривать, базируясь на том материале, который был получен ранее из анализа эмпирических закономерностей поведения отношений Γ_f/Γ_n при изменении атомного номера и энергии возбуждения ядер. В настоящее время при описании отношений Γ_f/Γ_n все ядра условно разбивают на две группы: 1) сравнительно

слабо делящиеся ядра с $Z < 85$; 2) сильно делящиеся ядра с $Z > 90$. Граница между двумя этими группами является условной и, возможно, зависит от обогащения ядер нейтронами и от энергии возбуждения. Главное различие между этими группами, по-видимому, заключается в том, что при $Z > 90$ барьер деления порядка энергии связи нейтрона или меньшие, а слабо делящиеся ядра имеют высокий барьер деления, существенно превышающий энергию связи нейтрона. Для описания отношений Γ_f/Γ_n для этих двух групп ядер применяются существенно различные модели составного ядра, а именно модель ферми-газа для первой группы и модель с постоянной температурой для второй. Физические причины такой дискриминации в настоящее время неясны.

В модели ферми-газа плотность уровней составного ядра в зависимости от энергии возбуждения дается формулой

$$\rho(E) = \text{const} \exp(2\sqrt{aE}). \quad (21)$$

В работе [50] получены в модели ферми-газа приближенные формулы для Γ_n , Γ_f и Γ_n/Γ_f на основе статистического рассмотрения процессов испарения нейтрона и деления, выполненного впервые в работах [51, 52]:

$$\Gamma_n = \frac{A^{2/3}(E - B_n)}{a_n \pi K_0 \exp[2(a_c E)^{1/2}]} \exp[2a_n^{1/2}(E - B_n)^{1/2}]; \quad (22)$$

$$\Gamma_f = \frac{2a_f^{1/2}(E - B_f)^{1/2} - 1}{4a_f \pi \exp[2(a_c E)^{1/2}]} \exp[2a_f^{1/2}(E - B_f)^{1/2}]; \quad (23)$$

$$\begin{aligned} & \Gamma_n/\Gamma_f = \\ & = \frac{4A^{2/3}a_f(E - B_n)}{K_0 a_n [2a_f^{1/2}(E - B_f)^{1/2} - 1]} \exp\{2a_n^{1/2}(E - B_n)^{1/2} - 2a_f^{1/2}(E - B_f)^{1/2}\}, \end{aligned} \quad (24)$$

где $K_0 = \hbar^2/(2mr_0^2)$; a_c , a_n , a_f — параметры плотности уровней исходного составного ядра, ядра после испарения нейтрона и составного ядра в седловой точке соответственно. Параметры a_c и a_n для тяжелых ядер обычно считаются равными.

Для слабо делящихся ядер экспериментально установлено, что Γ_f/Γ_n возрастает с увеличением энергии, т. е. Γ_f растет быстрее, чем Γ_n , и при высоких значениях энергии возбуждения Γ_f превышает Γ_n ($\Gamma_f/\Gamma_n > 1$), несмотря на то, что $B_f > B_n$. Такое поведение Γ_f/Γ_n можно получить в модели ферми-газа только в предположении, что $a_f > a_n$. Количественный анализ экспериментальных данных для Γ_f/Γ_n при делении редкоземельных элементов и вольфрама тяжелыми ионами показал удовлетворительное согла-

сие эксперимента и теории при значении параметров $a_f = A/8$ и $a_n = A/10$ для области энергий возбуждения, не превышающих 70—80 Мэв [53]. При больших энергиях наблюдается систематическое разногласие: теоретические значения Γ_f/Γ_n продолжают резко возрастать, а экспериментальные имеют тенденцию к насыщению. Это разногласие можно ликвидировать, если предположить, что a_n увеличивается с ростом энергии возбуждения и приближается к a_f , остающемуся постоянным. Отметим также, что отношение Γ_f/Γ_n , согласно формуле (24), является чувствительным главным образом к отношению a_f/a_n , а не к абсолютной величине того и другого параметра, поэтому столь же удовлетворительное описание Γ_f/Γ_n можно получить и при других абсолютных величинах параметров плотностей уровней.

Проведем сравнение предсказаний модели ферми-газа относительно ширины $\Gamma = \Gamma_f + \Gamma_n$ с экспериментальными значениями времени жизни высоковозбужденных ядер, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами. Расчет по формулам (22), (23) с использованием $a_f = A/8$ и $a_n = A/10$ дает величины времени жизни ($\tau = \hbar/\Gamma$) порядка 10^{-19} — 10^{-20} сек для всех изученных реакций, в то время как экспериментальные значения находятся на уровне 10^{-18} сек. Ликвидировать это разногласие можно, если выбрать параметры плотности уровней в диапазоне $A/4 - A/5$. Численные значения расчетного $\tau_n = \hbar/\Gamma_n$ приведены в табл. 5. При этом, как уже отмечалось, не будет потеряно согласие теории и эксперимента по величинам Γ_f/Γ_n . Однако важна также энергетическая зависимость времени жизни составного ядра. Согласно формулам (22), (23), Γ_n , Γ_f , а следовательно и Γ , являются резко возрастающими функциями E^* в интересующем нас диапазоне энергий возбуждения. Эксперимент, напротив, для большинства реакций дает сравнительно слабое уменьшение времени жизни с ростом энергии возбуждения. Только для самых легких из изучавшихся составных ядер, образующихся в реакциях $^{186}\text{W} (^{12}\text{C}, f)$ и $^{186}\text{W} (^{16}\text{O}, f)$, время жизни достаточно резко уменьшается (см. табл. 5, рис. 21). Итак, качественное согласие эксперимента с расчетом в модели ферми-газа можно достигнуть лишь для составных ядер с $79 < Z < 82$. Для составного ядра ^{208}Po время жизни уменьшается только в 1,5 раза при увеличении энергии возбуждения от 68 до 119 Мэв.

Для более тяжелых ядер ситуация аналогична. Столь слабая зависимость времени жизни от энергии возбуждения близка к предсказаниям модели с постоянной температурой, к рассмотрению которой сейчас перейдем.

В модели с постоянной температурой [50] плотность уровней составного ядра дается формулой

$$\rho(E) = \text{const exp}(E/T). \quad (25)$$

Отсюда, пользуясь формулами из работ [51, 52], нетрудно получить:

$$\Gamma_n = \frac{A^{2/3} T^2}{\pi K_0} \exp(-E/T) \{ \exp[(E - B_n)/T] - (E - B_n)/T - 1 \}; \quad (26)$$

$$\Gamma_f = (T/2\pi) \exp(-E/T) \{ \exp[(E - B_f)/T] - 1 \}. \quad (27)$$

При $E - B_n > 4T$ и $E - B_f > 3T$ эти формулы можно заменить (с погрешностью меньше процента) приближенными выражениями:

$$\Gamma_n = (A^{2/3} T^2 / \pi K_0) \exp(-B_n/T); \quad (28)$$

$$\Gamma_f = (T/2\pi) \exp(-B_f/T); \quad (29)$$

$$\Gamma_f/\Gamma_n = (K_0/2A^{2/3} T) \exp[-(B_f - B_n)/T]. \quad (30)$$

Нетрудно видеть, что в модели с постоянной температурой Γ_n и Γ_f резко увеличиваются с ростом энергии возбуждения только вблизи B_n и B_f соответственно и быстро выходят на постоянные значения, даваемые формулами (28), (29). Подобным образом ведет себя и отношение Γ_f/Γ_n . Модель с постоянной температурой дает хорошее согласие в описании Γ_f/Γ_n сильно делящихся ядер, для которых экспериментально установлено весьма слабое изменение Γ_f/Γ_n при изменении энергии возбуждения в широких пределах. В то же время эта модель не описывает величины Γ_f/Γ_n в области $Z < 85$. Никакое изменение единственного параметра T не может воспроизвести наблюдаемое монотонное увеличение Γ_f/Γ_n в широком интервале энергий возбуждения и дать отношение Γ_f/Γ_n , близкое к единице для ядер, у которых $B_f \gg B_n$. Тем не менее тот факт, что измеренные в реакциях с тяжелыми ионами времена жизни составных ядер с $Z > 84$ слабо зависят от энергии возбуждения и имеют значения, которые по порядку величины можно получить в модели с постоянной температурой при $T \approx \approx 1$ Мэв, является сильным аргументом в пользу применимости этой модели для описания сильно возбужденных ядер с $Z > 84$. Подтверждением этого положения служит также работа [54], в которой измеренные сечения реакции $^{164}\text{Dy} (^{40}\text{Ar}, xn) ^{204-x}\text{Po}$ хорошо описываются расчетом, предполагающим отсутствие энергетической зависимости величины Γ_f/Γ_n .

Сравним теперь предсказания модели с постоянной температурой с экспериментальными временами жизни составных ядер, образующихся при взаимодействии ядер ^{238}U с нейтронами, протонами и α -частицами (см. табл. 3). На рис. 15 значения времени жизни, полученные для различных реакций, представлены в виде зависимости от энергии возбуждения, отвлекаясь от различия Z и A составных ядер. На том же рисунке показана расчетная зависимость времени жизни от энергии возбуждения для ядра ^{239}U при значении параметра $T = 0,6$ Мэв. Видно неплохое качественное согласие теории и эксперимента.

Из всего сказанного можно сделать следующие выводы. Модель с постоянной температурой в области сильно делящихся ядер ($Z \approx 92$) неплохо описывает не только отношения Γ_f/Γ_n , но и абсолютные значения ширин. Эта модель, вероятно, применима также для описания ширин распада сильно возбужденных ядер с $Z > 84$. Для более легких ядер модель ферми-газа лучше описывает отношения ширин Γ_f/Γ_n и времена жизни возбужденных ядер.

Следует признать удивительным то обстоятельство, что при изменении атомного номера ядра происходит столь сильное изменение функции плотности уровней составного ядра (от модели ферми-газа к модели с постоянной температурой). Возможно, требуется более глубокий теоретический анализ экспериментальных отношений Γ_f/Γ_n и времени жизни составных ядер в области $75 < Z < 90$. По-видимому, является целесообразной попытка усовершенствовать модель с постоянной температурой, с тем чтобы она стала пригодной и для области несильно делящихся ядер. Действительно, основная трудность, возникающая здесь, как отмечалось выше, заключается в невозможности воспроизвести увеличение Γ_f/Γ_n вплоть до значений, близких к единице, при увеличении энергии возбуждения. Эту трудность можно снять, если предположить, что сильно деформированное ядро в седловой точке характеризуется иным параметром температуры, чем при деформации, близкой к равновесной. Тогда, пользуясь общим выражением [52] для делительной ширины, получим:

$$\Gamma_f = (T_f/2\pi) \exp(-E/T_c) \{ \exp[(E - B_f)/T_f] - 1 \} \quad (31)$$

или в пределе большой энергии

$$\Gamma_f = (T_f/2\pi) \exp\{-E(1/T_c - 1/T_f) - B_f/T_f\}, \quad (32)$$

где T_f — параметр температуры для ядра в седловой точке; T_c — параметр температуры для равновесной деформации.

Эта формула при выборе параметра $T_f < T_c$ может дать большие значения Γ_f даже для ядер, имеющих высокий барьер B_f . Другой возможностью единообразного описания ширин распада сильно и слабо делящихся ядер является поиск универсальной функции плотности уровней в зависимости от энергии возбуждения. И наконец, третья возможность — это использование модели ферми-газа с параметрами плотности уровней, зависящими от энергии возбуждения, деформации и оболочечной структуры ядра. Попытки микроскопического расчета таких зависимостей для параметров плотности уровней в настоящее время предпринимаются [55, 56].

В заключение сформулируем наиболее актуальные проблемы развития рассматриваемого метода измерения времени жизни возбужденных составных ядер. По-видимому, главным здесь является детальное исследование вопроса о наиболее чувстви-

тельном к смещению составного ядра параметре теневой картины, который к тому же обладал бы достаточной устойчивостью по отношению к влиянию различных мешающих факторов. Успехи в этом направлении определяют как потенциальные возможности метода, т. е. границы диапазона доступных измерению времен со стороны малых значений, так и точность получаемых результатов. Для логической завершенности метода необходимо решить задачу получения значения среднего времени жизни составного ядра из величины наблюдаемого эффекта, причем в условиях, максимально близких к реальным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ericson T. Phys. Rev. Lett., 1960, 5, 430.
2. Ericson T. Adv. Phys., 1960, 9, 425.
3. Ericson T. Ann. Phys., 1963, 23, 390.
4. Ericson T. Phys. Lett., 1963, 4, 258.
5. Ericson T., Mayer-Kuckuk T. Ann. Rev. Nucl. Science, 1966, 16; пер. см. «Успехи физ. наук», 1967, 92, вып. 2, с. 271.
6. Фейнберг Е. Л. В кн.: Труды проблемного симпозиума по физике ядра. Т. 2, Тбилиси, 1967, с. 389.
7. Fessenden P., Gibbs W., Leachman R. Phys. Rev. Lett., 1965, 15, 796.
8. Fessenden P., Gibbs W., Leachman R. Phys. Rev., 1971, C3, 807.
9. Robinson M. T., Oen O. S. Phys. Rev., 1963, 132, 2385.
10. Lindhard J. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1965, 34, No. 14.
11. Domeij B., Björkqvist K. Phys. Lett., 1965, 14, 127.
12. Тулинов А. Ф. «Докл. АН СССР», 1965, 162, 546.
13. Gemmell D. S., Holland R. E. Phys. Rev. Lett., 1965, 14, 945.
14. Тулинов А. Ф. и др. «Письма ЖЭТФ», 1965, 2, 48; Tulinov A. F., Kuli-kauskas V. S., Malov M. M. Phys. Lett., 1965, 18, 304.
15. Lervig P., Lindhard J., Nielsen V. Nucl. Phys., 1967, A96, 481.
16. Каган Ю. М., Кононец Ю. В. ЖЭТФ, 1970, 58, 226.
17. Moliere G. Z.S. fur Naturforschung, 1947, 2a, 133.
18. Рябов В. А. Диссертация, 1969.
19. Andersen J. U. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1967, 36, No. 7.
20. Feldman L. C. Диссертация, 1967.
21. Barrett J. H. Phys. Rev. B, 1971, 3, 1527.
22. Тулинов А. Ф. «Вестн. МГУ, сер. физ.», 1967, 5, 88.
23. Brown F., Marsden D. A., Werner R. D. Phys. Rev. Lett., 1968, 20, 1449.
24. Меликов Ю. В. и др. ЖЭТФ, 1968, 55, 1690.
25. Меликов Ю. В., Отставнов Ю. Д., Тулинов А. Ф. ЖЭТФ, 1969, 56, 1803.
26. Maquyama M. e.a. Phys. Lett. B, 1969, 29, 414; Nucl. Phys. A, 1970, 145, 581.
27. Gibson W. M., Nielsen K. O. Phys. Rev. Lett., 1969, 24, 114.
28. Меликов Ю. В., Отставнов Ю. Д., Тулинов А. Ф. «Ядерная физика», 1970, 12, 50.
29. Карамян С. А. и др. «Ядерная физика», 1970, 13, 944.
30. Карамян С. А., Нормуратов Ф., Оганесян Ю. Ц. «Ядерная физика», 1971, 14, 499.
31. Clark G. e.a. Nucl. Phys. A, 1971, 173, 73.
32. Карамян С. А., Нормуратов Ф., Оганесян Ю. Ц. Сборник ОИЯИ, Д7-5769, Дубна, 1971.
33. Melikov Yu. V. e.a. Nucl. Phys. A, 1972, 180, 241.
34. Komaki K. e.a. Phys. Lett. B, 1972, 38, 218.

35. Каманин В. В. и др. «Ядерная физика», 1972, 16, 252.
36. Каманин В. В. и др. «Ядерная физика», 1972, 16, 447.
37. Меликов Ю. В. и др. Доклад на IV Всесоюзном совещании по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. Москва, 1972.
38. Бормот О. В. и др. Доклад на IV Всесоюзном совещании по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. Москва, 1972.
39. Воротников П. Е. и др. Доклад на IV Всесоюзном совещании по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. Москва, 1972.
40. Nielsen K. O. Доклад на IV Всесоюзном совещании по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. Москва, 1972.
41. Gibson W. M. Доклад на IV Всесоюзном совещании по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. Москва, 1972.
42. Похил Г. П., Тулинов А. Ф. Доклад на IV Всесоюзном совещании по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. Москва, 1972.
43. Komaki K., Fujimoto F. Phys. Lett. A, 1969, 29, 544; Phys. Stat. Sol. (a), 1970, 2, 875.
44. Massa I. Lett. Nuovo cimento, 1970, III, No. 6, 186.
45. Sona P. Nuovo cimento, 1970, LXVIA, No. 4, 663.
46. Barrett J. H. Bull. Amer. Phys. Soc., 1969, 14, 372.
47. Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М., «Наука», 1966.
48. Malaguti F., Uguzzoni A., Verondini E. Lett. Nuovo cimento, 1971, 2, No 13, 629.
49. Gilbert A., Cameron A. G. W. Can. J. Phys., 1965, 43, 1446.
50. Юизенга Дж., Ванденбош Р. В сб.: Ядерные реакции. Под ред. П. М. Эндта и П. Б. Смита. Перев. с англ. Т. 2, М., Атомиздат, 1964.
51. Weisskopf V. F. Phys. Rev., 1937, 52, 295.
52. Bohr N., Wheeler I. A. Phys. Rev., 1939, 56, 426.
53. Sikkeland T. Phys. Rev. B, 1964, 135, 669.
54. Sikkeland T. e.a. Phys. Rev. C, 1970, 1, 1564.
55. Игнатюк А. В., Ставинский В. С., Шубин Ю. Н. «Ядерная физика», 1970, II, 1012.
56. Игнатюк А. В., Ставинский В. С. «Ядерная физика», 1970, II, 1213.