

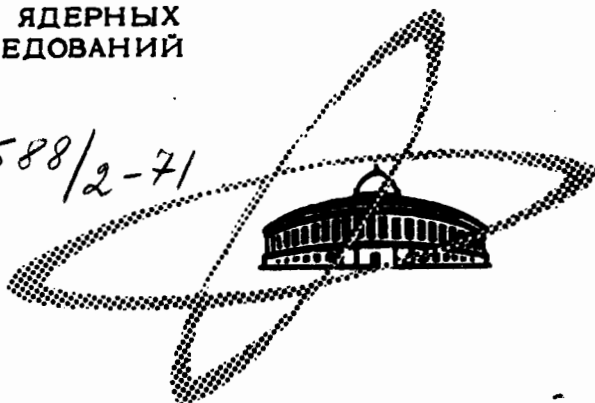
К-211

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P7 - 5512

588/2-71



С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян, Ф. Нормуратов

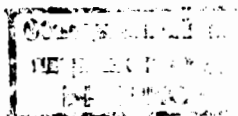
ОПЫТЫ ПО ИЗМЕРЕНИЮ
ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ СОСТАВНОГО ЯДРА
В РЕАКЦИИ $\Psi ({}^{22}\text{Ne}, f)$

P7 - 5512

С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян, Ф. Нормуратов

**ОПЫТЫ ПО ИЗМЕРЕНИЮ
ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ СОСТАВНОГО ЯДРА
В РЕАКЦИИ Ψ ($^{22}\text{Ne}, f$)**

Направлено в ЯФ



Несколько лет назад был предложен метод измерения времени протекания ядерных реакций с использованием эффекта теней, наблюдающихся в угловых распределениях заряженных частиц - продуктов ядерных реакций при облучении монокристаллической мишени пучком бомбардирующих частиц /1,2/.

Данный метод позволяет измерять чрезвычайно короткие отрезки времени ($< 10^{-15}$ сек), что невозможно с помощью какого-либо другого из известных в настоящее время методов измерения временных интервалов. Известно, что ядерные реакции принято разделять на два класса: прямые ядерные реакции и реакции, протекающие через стадию образования составного ядра. Характерное время прямой ядерной реакции сравнимо с временем пролета налетающей частицей расстояния порядка радиуса ядра ($\approx 10^{-22}$ сек), столь короткое время не может быть измерено методом, использующим эффект теней. Однако время жизни составных ядер, по оценкам, составляет величину ($\approx 10^{-15}$ - 10^{-20} сек), доступную для измерения данным способом. Следует отметить, что экспериментальное определение времени жизни возбужденного составного ядра, образующегося и распадающегося в процессе протекания ядерной реакции, имеет важное значение для понимания механизмов, действующих в возбужденном ядре, для проверки правильности статистической теории составного ядра и определения феноменологических параметров последней. Концепция составного ядра, впер-

вые предложенная Н. Бором, применяется сейчас для описания основных характеристик широкого круга ядерных процессов, в том числе и для создания теории ядерных реакций между сложными ядрами, которые интенсивно изучаются в последние годы на базе ускорителей тяжелых ионов.

Как следует из экспериментальных данных, образование составного ядра является наиболее вероятным процессом при столкновении двух сложных ядер. При этом составное ядро получает значительную энергию возбуждения, высокий средний угловой момент и большой импульс отдачи. Систематическое измерение абсолютного времени жизни столь необычных ядерных состояний по отношению к делению и испарению нейтронов существенно для понимания физики процесса, а также может дать материал для оценок и экстраполяций, касающихся поведения очень тяжелых компаунд-ядер в реакциях, которые необходимо осуществлять для синтеза сверхтяжелых элементов.

В данной работе ставилась задача измерения времени жизни составных ядер в реакции $W(^{22}\text{Ne}, f)$ с использованием эффекта теней. Методика эксперимента подробно описана нами ранее^{/3/}. В работе^{/3/} показано, что при облучении монокристалла вольфрама ионами ^{22}Ne в угловых распределениях осколков деления наблюдается ярко выраженная картина осевых и плоскостных теней (см. рис. 1). Этот факт позволяет определить верхнюю границу времени жизни составного ядра в данной реакции ($\tau_{1/2} \leq 8 \cdot 10^{-18}$ сек). Оценить столь короткое время в данной реакции удалось в связи с тем, что скорость отдачи компаунд-ядра в реакциях с тяжелыми ионами весьма значительна и ядро отдачи за столь короткое время успевает сместиться из узла кристаллической решетки на расстояние порядка параметра атомного экранирования ($\approx 10^{-9}$ см). Основным интерес, однако, представляет получить не только верхнюю границу, но и само значение време-

ни жизни составного ядра. Наиболее чувствительным к смещению излучающего ядра из узла решетки элементом теневой картины является глубина осевой тени. Однако известно, что даже при нулевом смещении глубина тени будет конечной величиной, что связано с неидеальностью кристалла, тепловыми колебаниями атомов, рассеянием и каналированием продуктов реакции. В связи с этим возникает задача выделить из наблюдаемой на опыте глубины тени аппаратурную составляющую и определить часть, связанную со смещением компаунд-ядер.

Эту задачу можно решить, измеряя зависимость глубины тени от угла между кристаллографической осью монокристалла и пучком бомбардирующих частиц. Действительно, если этот угол равен 90° , то ядра отдачи смещаются перпендикулярно цепочке атомов и изменение глубины тени за счет смещения будет максимальным. Если же угол между пучком и кристаллографической осью близок к 0° , то ядро отдачи движется вдоль цепочки атомов и наблюдаемая глубина тени в этом случае будет мало отличаться от аппаратурной. Подобного типа опыты выполнены в данной работе.

Эксперимент и результаты

Опыты проводились на выведенном пучке циклотрона Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ У-300, максимальная энергия ионов ^{22}Ne составляла 174 Мэв. Хорошо коллимированный пучок ионов ^{22}Ne с угловой расходимостью не более 1° , диаметром 1 мм и интенсивностью 50 на вызывал деление ядер монокристаллической вольфрамовой мишени. Монокристалл был ориентирован таким образом, что одна из его кристаллографических осей $\langle 111 \rangle$ была направлена под углом $\theta = 90^\circ$, другая под углом $\theta = 160^\circ$ к пучку в плоскости реакции. Осколки деления регистрировались стеклянными пластинами, расположенными

на расстоянии 100 мм от мишени в направлениях указанных кристаллографических осей. Таким образом, в одном опыте регистрировалась теневая картина вблизи двух осей одинаковых индексов, направленных под различными углами к пучку. Такая постановка опыта исключает возможные погрешности, связанные с неизбежной неидентичностью двух различных облучений. Время экспозиции выбиралось таким образом, чтобы плотность треков осколков деления на поверхности детекторов была порядка 10^4 1/мм². При этом после химической обработки поверхность стекла становилась матовой и теневая картина была видна визуально (см. рис. 1). Осевая тень на поверхности детектора имела вид пятна диаметром 5–6 мм, пересекающегося линиями плоскостных теней. Это обстоятельство позволяло легко обнаружить тени, соответствующие осям и плоскостям монокристалла определенных индексов, найти с достаточной точностью центр осевой тени и выбрать линию просмотра, не пересекающую плоскостные тени.

Просмотр детекторов осуществлялся с помощью оптического микроскопа. Подсчитывалось число треков осколков деления в элементе площади поверхности детектора в зависимости от расстояния между центром осевой тени и положением просматриваемого элемента площади. Как правило, указанным элементом площади являлось поле зрения микроскопа, которое при увеличении 450 имело размер $0,27 \times 0,27$ мм². Таким образом, удавалось достаточно подробно проследить изменение плотности треков осколков деления при пересечении осевой тени. На рис. 2 показаны результаты просмотра теней в угловых распределениях осколков деления, соответствующих осям $\langle 111 \rangle$ кристалла вольфрама, направленным под углами 90° и 160° к пучку ионов ^{22}Ne с энергией 174 Мэв. Как видно из рисунка, форма тени определяется 50–60 точками при достаточной статистической точности каждой из них. Тень имеет значительную глубину, плотность треков в минимуме примерно в де-

сят раз меньше, чем на периферии. Это свидетельствует о хорошем качестве используемого монокристалла. Небольшая асимметрия тени связана с влиянием углового распределения осколков деления. Угловая ширина тени на половине глубины составляет $2^\circ - 2,5^\circ$.

Измеряемой физической величиной, которая в дальнейшем используется для вычисления времени жизни составного ядра, в данных опытах являлась глубина тени $\chi < 1$ (отношение плотности треков в минимуме к плотности треков на периферии тени), а также разница глубины теней, соответствующих углам 90° и 160° , $\Delta\chi = \chi_{90^\circ} - \chi_{160^\circ}$. Из рис. 2 видно, что тень в угловом распределении осколков деления в направлении 90° , является более мелкой, чем тень вблизи 160° ($\chi_{90^\circ} > \chi_{160^\circ}$). Наблюдаемое различие в глубине тени невелико, однако оно существенно выходит за рамки статистической неопределенности эксперимента. Для наглядности кривые на рис. 2 совмещены таким образом, чтобы они совпадали в верхней своей части. Указанные на оси ординат цифры дают плотность треков для тени, соответствующей 160° , для тени вблизи 90° истинная плотность треков в 1,11 раза ниже из-за влияния угловой анизотропии осколков деления в реакции. Для более точного определения глубины теней и проверки факта существования разницы $\Delta\chi$ был проведен просмотр нескольких полей зрения вблизи минимума тени и на периферии и определено отношение средних величин плотности треков в этих двух зонах. Кроме того, опыт был повторен несколько раз при облучении различных участков поверхности монокристалла. Результаты приведены в таблице. Разница $\Delta\chi$ наблюдается во всех опытах, разброс значений не превышает статистической погрешности, среднее значение $\Delta\chi = 0,040 \pm 0,003$.

Таким образом, изменение глубины тени в зависимости от угла между направлением кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$ и осью пучка для реакции $W(^{22}\text{Ne}, f)$ при энергии ^{22}Ne 174 Мэв можно

было считать достоверно установленным фактом. Однако прежде чем связывать наблюдаемое значение $\Delta\chi$ с конечным временем жизни составного ядра и вычислять последнее, необходимо было доказать, что подобный эффект не может возникнуть в результате каких-либо систематических погрешностей эксперимента. В самом деле, осколки деления, движущиеся в лабораторной системе в направлениях 90° и 160° по отношению к пучку, обладают различной энергией (см. таблицу) и несколько различным спектром масс в результате действия переносной скорости делящегося составного ядра. Как видно из рис. 2, угловая ширина тени при $\theta_L = 90^\circ$ меньше, чем при $\theta_L = 160^\circ$. Это различие, вероятно, связано с различием энергий осколков $E_f^{90^\circ}$ и $E_f^{160^\circ}$. Возникает вопрос, не может ли быть и разница $\Delta\chi$ связана с тем же обстоятельством? Существующая полуколичественная теория процесса образования теней при прохождении заряженных частиц в монокристалле, естественно, не может дать достоверного ответа на этот вопрос. Поэтому был поставлен ряд дополнительных экспериментов. Во-первых, различие $E_f^{90^\circ}$ и $E_f^{160^\circ}$ увеличивается с ростом энергии бомбардирующихся частиц. В связи с этим величина $\Delta\chi$ должна уменьшиться при понижении энергии ионов ^{22}Ne . Если же $\Delta\chi$ отражает влияние конечного времени жизни составного ядра, то $\Delta\chi$ должно увеличиться с понижением E_i , так как с уменьшением энергии возбуждения составного ядра время жизни его увеличивается. На рис. 3 показаны тени, полученные для углов 90° и 160° при энергии бомбардирующих частиц 116 Мэв. Вполне определенным является увеличение разницы $\Delta\chi$ по сравнению с результатами на рис. 2. В области энергий 108-116 Мэв нами были сделаны три опыта, результаты которых даны в таблице, получено среднее значение $\overline{\Delta\chi} = 0,070$ для этой области энергии, что почти в два раза больше, чем для $E_i^{\text{max}} = 174$ Мэв. Результат этого эксперимента говорит в пользу вывода о том, что наблюдаемый в опыте эффект отражает влияние конечного времени жизни составного ядра. На

Таблица

Численные результаты опытов. Энергии бомбардирующих частиц E_i^{max} и E_i определялись при использовании табулированных Нортклиффа/7/ зависимостей пробег-энергия для различных частиц. Энергии осколков деления, $E_f^{90^\circ}$ и $E_f^{160^\circ}$ в лабораторной системе вычислены из известных систематик полной кинетической энергии осколков деления/8/ при учёте кинематических эффектов и испарения нейтронов осколками. Энергии возбуждения составного ядра E_c^* определены с помощью таблиц масс Майерса и Святецкого/9/. $\Delta\chi$ для опытов с ионами ^{84}Kr равно разнице значений χ при двух энергиях ионов: $\Delta\chi = \chi_{74} - \chi_{47}$.

Реакция	E_i^{max} Мэв	E_i Мэв	E_c^* Мэв	ν_c IO ⁸ см/сек	$E_f^{90^\circ}$ Мэв	$E_f^{160^\circ}$ Мэв	Номер опыта	χ_{90°	χ_{160°	$\Delta\chi$
$W(^{22}\text{Ne}, f)$	174	170	116	4,13	61	31	1	0,216	0,180	0,036
							2	0,159	0,121	0,038
							3	0,276	0,234	0,042
							4	0,324	0,337	0,047
							5	0,168	0,132	0,036
							6	0,410	0,371	0,039
$W(^{22}\text{Ne}, f)$	146	142	91	3,77	63	34	1	0,219	0,168	0,051 [±] 0,008
$W(^{22}\text{Ne}, f)$	116	112	65	3,35	64	37	1	0,222	0,160	0,062
							2	0,253	0,174	0,079
	108	105	59	3,25	64	37	1	0,185	0,117	0,068
$W(^{16}\text{O}, f)$	137	134	99	3,22	61	36	1	0,152	0,157	-0,005 [±] 0,010
$W(^{84}\text{Kr}, ^{84}\text{Kr})$	74						1	0,292		-0,006 [±]
$W(^{84}\text{Kr}, ^{84}\text{Kr})$	47						1	0,298		0,012

рис. 4 показана зависимость $\Delta \chi$ от энергии бомбардирующих частиц для реакции $W(^{22}\text{Ne}, f)$.

Однако можно предположить, что какая-то доля величины $\Delta \chi$ все же связана с неидентичностью осколков, движущихся в направлениях $\theta_L = 90^\circ$ и $\theta_L = 160^\circ$. Нами был поставлен прямой модельный опыт по измерению зависимости глубины тени от энергии частиц с использованием упругого рассеяния ионов ^{84}Kr , ускоренных на циклотроне У-300 до энергии 74 Мэв. Уменьшение энергии ^{84}Kr осуществлялось с помощью алюминиевых фольг. Ионы криптона по энергии и ядерному заряду не сильно отличаются от осколков деления в реакции $W(^{22}\text{Ne}, f)$, что дает основания распространять результат модельного опыта и на опыты с осколками деления. Как видно из таблицы, в пределах точности эксперимента нами не было обнаружено изменение глубины тени в угловом распределении упруго рассеянных ионов ^{84}Kr при изменении энергии почти в два раза.

Далее был поставлен опыт по наблюдению теней в угловых распределениях осколков деления для реакции $W(^{16}\text{O}, f)$ и измерению величины $\Delta \chi$ для этой реакции. Все условия эксперимента были совершенно подобны описанным выше для реакции $W(^{22}\text{Ne}, f)$. Кинематические различия энергии и спектра масс осколков, движущихся под различными углами в лабораторной системе, достаточно ярко выражены и в случае реакции $W(^{16}\text{O}, f)$. Однако при энергии ионов ^{16}O , равной 137 Мэв, разницы в глубине теней вблизи 90° и 160° не было обнаружено, величина $\Delta \chi$ составляет $-0,005 \pm 0,010$.

Таким образом, описанные выше эксперименты позволяют сделать вывод о том, что наблюдаемые в опыте изменения глубины теней в угловых распределениях осколков деления при облучении монокристалла вольфрама ионами ^{22}Ne при изменении угла между направлением кристаллографической оси и оси пучка и при изменении энергии бомбардирующих частиц связаны с влиянием конечного времени жизни составного ядра в этой реакции.

Обсуждение результатов

На основе измеренной в опыте величины $\Delta \chi = \chi_{90^\circ} - \chi_{160^\circ}$ для реакции $W(^{22}\text{Ne}, f)$ можно вычислить время жизни составного ядра с помощью теоретического рассмотрения зависимости глубины тени от величины сдвига излучающего ядра из узла решетки в направлении, перпендикулярном кристаллографической оси. Расчет проводился по формуле из работы ^{/4/}, которая получена для аксиально симметричного атомного потенциала типа Томаса-Ферми для цепочки атомов с обрезанием потенциала при определенном расстоянии $r = r_0$. Параметр атомного экранирования считался равным $0,1A^0$. На рис. 5 показаны рассчитанные зависимости величины $\Delta \chi$ от произведения $v_0 \tau_{1/2}$ при различных значениях параметра r_0 . $\tau_{1/2}$ — постоянная экспоненциального закона распада составного ядра, v_0 — скорость отдачи составного ядра. Если считать параметр обрезания атомного потенциала r_0 равным $0,4A^0$, согласно работе ^{/4/}, то измеренные величины $\Delta \chi$ дают значения времени жизни составного ядра $\tau_{1/2} = 2,54 \cdot 10^{-18}$ сек при энергии ионов ^{22}Ne , равной 174 Мэв, и $\tau_{1/2} = 4,02 \cdot 10^{-18}$ сек при $E_1^{\text{max}} = 114$ Мэв. Данные значения $\tau_{1/2}$ существенно выше величин, предсказываемых статистической моделью составного ядра при параметрах плотности уровней $a_0 = \frac{A_0}{10}$, $a_1 = \frac{A_0}{8}$ ^{/5,6/}. Однако прежде чем обсуждать это расхождение, необходимо удостовериться, корректно ли вычисление экспериментальных значений $\tau_{1/2}$. Действительно, в расчете по существу предполагалось, что составные ядра характеризуются одним параметром распада $\tau_{1/2}$. В реальности же при облучении естественной смеси изотопов вольфрама образуется набор составных ядер с различными массовыми числами, каждое из которых, вообще говоря, обладает собственным периодом полураспада. Кроме того, в расчете следует учитывать вклад эмиссионного деления после испарения нейтронов. В связи с этими обстоятельствами необходимо поставить

эксперименты с монокристаллами, состоящими из разделенных изотопов вольфрама, что даст возможность при учёте эмиссионного деления получить параметры времени жизни составных ядер с вполне определенными значениями Z , A и энергии возбуждения. В то же время весьма интересным фактом является экспериментально обнаруженное отсутствие разности $\Delta \chi$ для реакции $W(^{16}O, f)$, что дает оценку времени жизни составного ядра в этой реакции $\tau_{1/2} \leq 1,95 \cdot 10^{-18}$ сек. Уменьшение времени жизни для этой реакции по сравнению с реакцией $W(^{22}Ne, f)$ может свидетельствовать о влиянии протонной оболочки ($Z = 82$) на параметры плотности уровней составного ядра. Основной вывод данной работы заключается в следующем: показана возможность экспериментального наблюдения эффекта конечного времени жизни составного ядра в реакциях с тяжелыми ионами и получены количественные оценки данного времени жизни. Для более точного определения времени жизни составных ядер с определенными Z и A необходимо провести опыты с монокристаллами из разделенных изотопов.

Авторы глубоко благодарны академику Г.Н. Флерову за внимательное отношение к работе и советы, имевшие существенное значение. Мы признательны профессору А.Ф. Тулинову и его сотрудникам Ю.В. Меликову и Ю.Д. Отставнову за щедрую передачу опыта работы при постановке экспериментов по наблюдению эффекта теней и полезные обсуждения результатов. Авторы благодарны также Ю.А. Музычке и Б.И. Пустыльнику за обсуждение результатов и группе эксплуатации циклотрона ЛЯР У-300 под руководством Б.А. Загера за обеспечение эффективной работы ускорителя.

Л и т е р а т у р а

1. А.Ф. Тулинов. ДАН СССР, 165, 546 (1965).
2. D.S. Gemell, R.E. Holland, Phys.Rev.Lett., 14, 945 (1965).

3. С.А. Карамян, Ю.В. Меликов, Ф. Нормуратов, О. Отгонсурен, Г.М. Соловьева. Препринт ОИЯИ, Р7-5300, Дубна, 1970.
4. W.M. Gibson, K.O. Nielsen. Phys.Rev.Lett., 24, 114 (1970).
5. Дж. Р. Юйзенга, Р. Ванденбош. Сб. "Ядерные реакции", т. II, стр. 51, Атомиздат, 1964.
6. T. Sikkeland. Phys.Rev., 135, B669 (1964).
7. L.C. Northcliffe, R.F. Schilling. Nucl. Data Tables., 7, 233 (1970).
8. V. Viola, T. Sikkeland. Phys.Rev., 130, 2044 (1963).
9. W.D. Myers, W.J. Swiatecki. Nucl.Phys., 81, 1 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
11 декабря 1970 года.

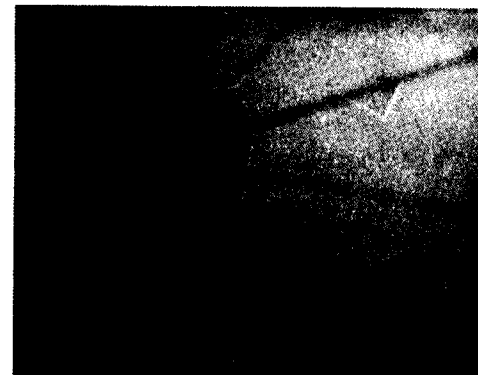


Рис. 1. Изображение картины теней на стекле при высокой плотности треков осколков деления. Осевая тень соответствует кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$ монокристалла вольфрама.

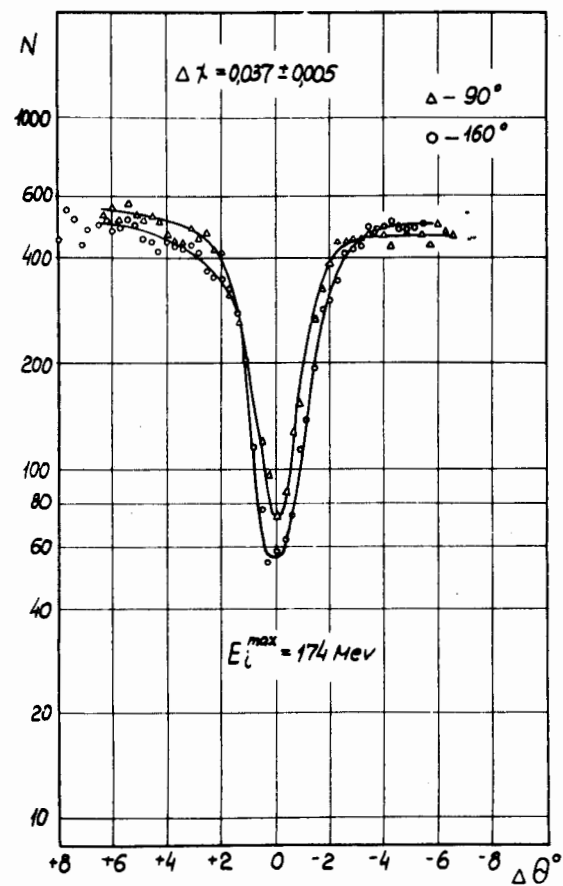


Рис. 2. Угловые распределения осколков деления вблизи кристаллографических осей $\langle 111 \rangle$, направленных на 90° и 160° к пучку ионов ^{22}Ne с энергией 174 Мэв. На оси ординат указаны цифры, соответствующие числу зарегистрированных треков осколков деления для каждой точки углового распределения.

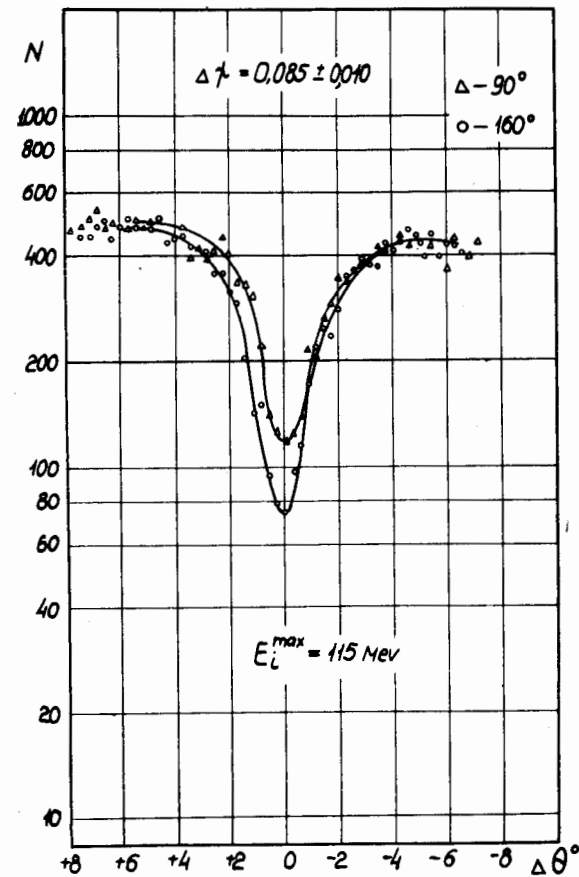


Рис. 3. Сравнение глубины теней при $\theta_L = 90^\circ$ и $\theta_L = 160^\circ$, полученных в опыте при энергии ионов ^{22}Ne $E_1^{max} = 115 \text{ Мэв}$.

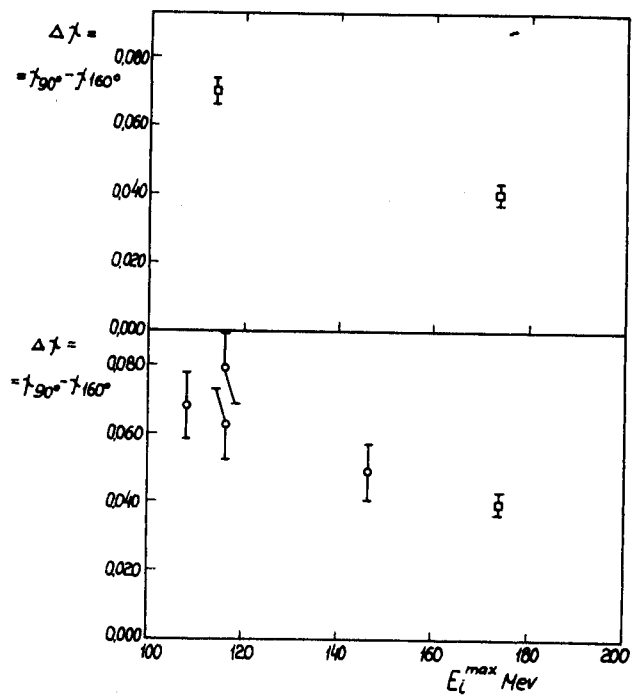


Рис. 4. Зависимость величины $\Delta\chi = \chi_{90^\circ} - \chi_{160^\circ}$ от энергии бомбардирующих частиц E_L^{\max} для реакции $W(^{22}\text{Ne}, f)$. На верхней диаграмме указаны усредненные по нескольким опытам значения $\Delta\chi$.

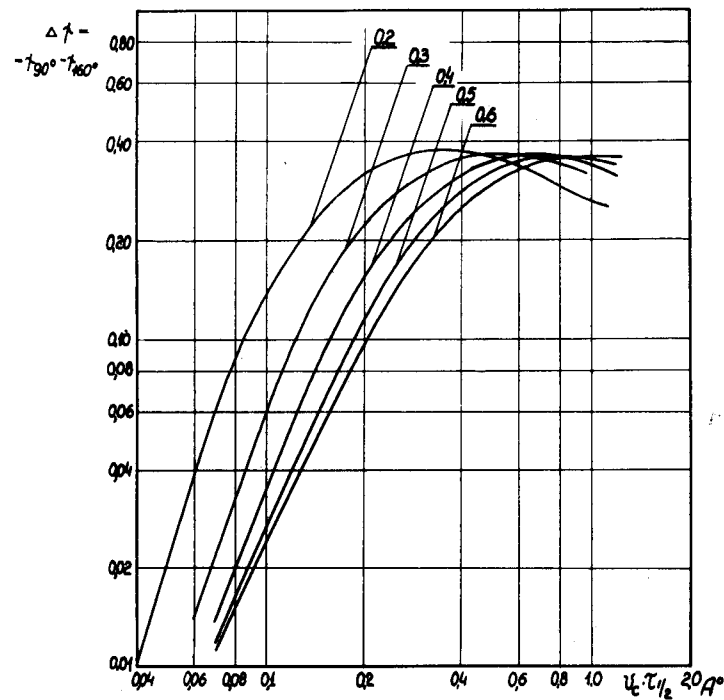


Рис. 5. Зависимость измеряемой величины $\Delta\chi$ от произведения $v_0\tau_{1/2}$, вычисленная по формулам работы [4].