

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО РАССЕЯНИЮ
МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ,
ПРОВОДИМЫЕ С ПОМОЩЬЮ
ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ
В ХАРУЭЛЛЕ

Р. Н. Синклер, Д. Г. Дей

ХАРУЭЛЛ, АНГЛИЯ

А Н Н О Т А Ц И Я

В данной статье проводится сравнение потоков, получаемых с помощью линейного ускорителя в Харуэлле и на исследовательских реакторах, а также оцениваются скорости счета в эквивалентных экспериментах. Рассказывается об измерениях структурных факторов Mn_5Ge_3 монокристаллического образца. Обсуждаются эксперименты по дифракции на порошках, в частности по исследованию текстуры прессованного порошка Bi_2Te_3 . Приводится нейтронограмма образца, состоящего из углеродных нитей. На основе предварительных результатов, касающихся рассеяния в тяжелой воде, делается вывод, что методом по времени пролета можно производить измерения в более широком диапазоне передаваемых импульсов Q , если спектр падающих нейтронов сделать более жестким. Последнего можно добиться уменьшением размеров замедлителя. Показывается, что проводить изучение неупругого рассеяния с помощью импульсных источников особенно выгодно в надтепловой области и в экспериментах с малой передачей импульса.

А Б С Т Р А К Т

The neutron fluxes produced with Harwell linac are compared with those available from research reactors and the count rates in equivalent experiments are estimated. The results of structure factors measurements on Mn_5Ge_3 using a single crystal specimen are given. Results are also presented for diffraction from powder samples including a measurement of preferred orientation in Bi_2Te_3 powder compacts and a diffraction pattern for a sample of carbon fibres. Preliminary results are given for scattering from a liquid (heavy water) showing that results over a greater range of the wave vector transfer (Q) can be obtained using the time of flight technique with the «hard» spectrum from a small slab of moderator. Inelastic scattering using pulsed sources is shown to be particularly useful in the epithermal region and for experiments at low momentum transfer.

ВВЕДЕНИЕ

В течение многих лет изучение конденсированных сред импульсными методами производится на реакторах непрерывного действия с помощью механических прерывателей (чопперов), прерывающих пучок. В последнее время внимание привлекают импульсные источники нейтронов, основанные на линейных ускорителях или импульсных реакторах. В частности, интерес к ним стимулируется серией пионерских экспериментов, впервые выполненных в Дубне на уникальном реакторе ИБР. В данной статье дается обзор малой программы исследований в Харуэлле, цель которой изучить потенциальные возможности импульсных источников и выяснить, для каких экспериментов импульсные источники наиболее предпочтительны.

Линейный ускоритель в Харуэлле [1] предназначен главным образом для того, чтобы посылать короткие электронные импульсы (0,23 мксек) на размножающую мишень или бустер. Работа бустера ограничена десятикратным умножением, чтобы не возрастала длительность импульса. Однако по сравнению с неразмножающими мишенями бустер обладает еще тем преимуществом, что вспышка γ -излучения в нем значительно меньше. Бустер служит для измерения нейтронных сечений во всем диапазоне от 1 эв до 10 Мэв [2]. С самого начала линейный ускоритель был задуман универсальным. Частота импульсов, посылаемых на бустер, составляла 192 имп/сек, но клистроны запускались 384 раза в 1 сек с радиочастотной огибающей длительностью 2,7 мксек. Длительность импульсов на электронной пушке необходимо программировать так, чтобы иметь импульсы длительностью 0,23 мксек с частотой повторения 192 имп/сек и импульсы переменной длительности от 10 нсек до 1,7 мксек с частотой повторения вплоть до 192 имп/сек. Импульсный электромагнит, находящийся в фазе с пушкой, отклоняет промежуточные импульсы и направляет их в соответствующий канал. Линейный ускоритель дан на рис. 1. Прямой пучок направляется на бустер (камера 1), а отклоненные — в камеры 2 и 3, где производятся эксперименты по рассеянию медленных нейтронов. Универсальность позволяет быстро производить необходимые изменения в установке, по мере того как со временем меняется программа исследований. Короткие импульсы используются для фотоядерных реакций [3] и измерения спектров быстрых нейтронов [4], более длительные импульсы, которые раньше применялись для изучения спектра тепловых нейтронов в замедлителях [5], теперь служат для исследований в области физики твердого тела методом времени пролета.

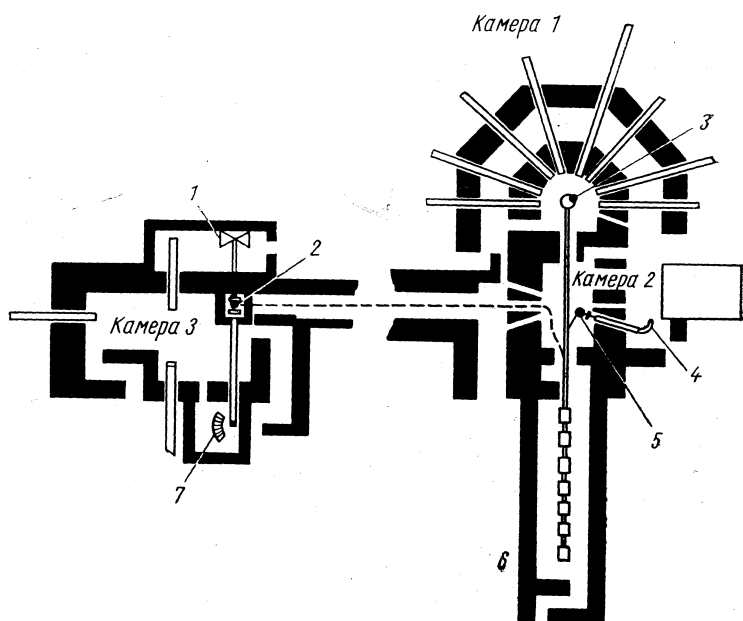


Рис. 1. Линейный ускоритель в Харуэлле:

1 — порошковый дифрактометр; 2 — мишень, 1 кат; 3 — бустер; 4 — спектрометр неупругого рассеяния; 5 — мишень, 5 кат; 6 — линейный ускоритель; 7 — жидкостный и монокристаллический дифрактометр.

Параметры ускорителя следующие:

Число клистронов	7
Пиковая мощность каждого клистрона	7—8 Мвт
Средняя мощность каждого клистрона	20 квт
Максимальная длительность радиочастотного импульса	2,7 мксек
Энергия пучка при нулевом токе	55 Мэв
Максимальная длительность электронного импульса	1,7 мксек
Минимальная длительность электронного импульса	10 нсек
Нормальный режим работы бустера:	
длительность электронного импульса	100 нсек
ток электронов	500 ма
энергия электронов	42 Мэв
Максимальный выход нейтронов из бустера в пике	$5 \cdot 10^{17}$ нейтрон/сек

Режим коротких импульсов:	
длительность импульсов электронов	10 <i>нсек</i>
ток электронов	1000 <i>ма</i>
энергия электронов	45 <i>Мэв</i>
Полное число мишеней	7
Число мишеней, работающих одновременно	3
Частота повторения (варьируется)	до 500 <i>имп/сек</i>

Если бы ускоритель проектировался сейчас для многорежимной работы, то было бы желательно и, по-видимому, возможно сделать универсальными модуляторы, чтобы уменьшить до минимума среднюю мощность клистрона. Если, например, требуется иметь в 1 *сек* 100 *имп* длительностью 8 *мксек*, а ускоритель запускается 400 раз в 1 *сек*, для того чтобы создать дополнительно короткие импульсы, то средняя потребляемая мощность оказывается в четыре раза больше, чем необходимо.

1. ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ

Электронные мишени. Электроны тормозятся в веществе с большим атомным номером [2] и испускают тормозное излучение. При малых мощностях, выделяемых на мишени, можно применять уран, а при больших мощностях в связи с проблемами теплоотвода требуются вольфрам, золото или проточная ртуть.

В тяжелых материалах нейтроны образуются в (γ, n)-реакциях. Их выход можно удвоить, если использовать расщепляющиеся элементы [(γ, f)-реакцию] [6]. На рис. 2 и 3 приведены важнейшие данные по материалам мишеней. Напрашиваются очевидные выводы, что для производства нейтронов линейный ускоритель должен работать при энергии 40 *Мэв* или выше, и мишени, производящие нейтроны, должны быть из расщепляющихся материалов.

Первые эксперименты в Харуэлле выполнены при частоте 96 *имп/сек*, среднем токе электронов 25 *мка* и энергии 35 *Мэв*. Длительность импульсов составляла 1 *мксек*. Таким образом, мощность, выделяемая на мишени, составляла 900 *вт*, поэтому можно было использовать естественный уран, охлаждаемый воздухом, и конвертор тормозного излучения, сделанный из золота.

В дальнейших экспериментах на частоте 192 *имп/сек* пучок имел ток 140 *мка* и длительность импульса 1,7 *мксек*. При этом на мишени выделяется около 5 *квт*. Оборудование мишени дополнено водяным охлаждением, как показано на рис. 4. Электронный пучок проходит сквозь тонкое окно из нержавеющей стали и попадает на два золотых диска (толщина 3 *мм*), за которыми расположено девять дисков из естественного урана (толщина 6 *мм*). На золотых дисках выделяется примерно половина производимого тепла.

Используя современную технологию топливных элементов, можно так оборудовать мишень, чтобы рассеивать энергию, равную 50—100 *квт*.

Замедлитель. Для экспериментов по физике твердого тела быстрые нейтроны, вылетающие из мишени, должны быть замедлены до энергий меньше 1 эв. Времена замедления таковы, что длительность импульса порядка 10 мксек можно получить только с помощью

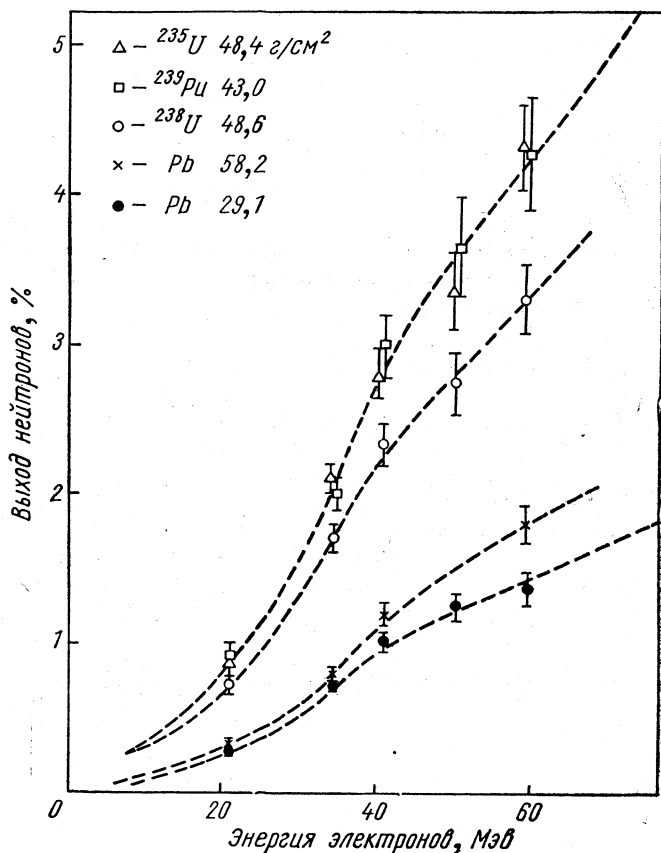


Рис. 2. Зависимость выхода нейтронов в процентном отношении к электронам от энергии электронов.

водородного замедлителя. Простые рассуждения показывают, что качество неотравленного замедлителя* пропорционально \sqrt{N} , где N — число атомов водорода в единице объема. Поэтому, чтобы не прибегать к более экзотическим материалам, было решено использовать полиэтилен, который на 10% лучше воды.

* В нейтронной спектрометрии качество замедлителя определяется как отношение потока нейтронов к квадрату длительности нейтронного импульса. —Прим. перев.

Поток нейтронов от замедлителя в случае, когда замедлитель представляет собой полиэтиленовую пластину, сильно зависит от толщины пластины [7]. Эта зависимость для нейтронов различных длин волн показана на рис. 5. Для чистого полиэтилена при комнатной температуре длительность импульса медленных нейтронов с энергией 10 кТ ($0,25 \text{ эв}$) мала, так как она определяется длительно-

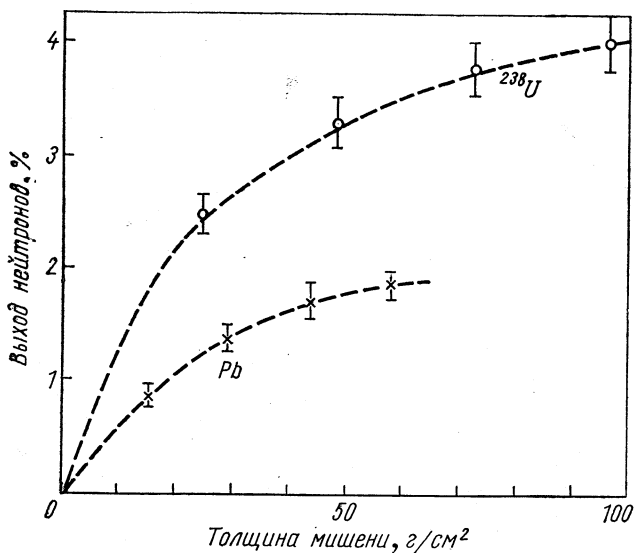


Рис. 3. Зависимость выхода нейтронов в процентном отношении к электронам от толщины мишени.

стью импульса быстрых нейтронов (2 мксек) и временем замедления (тоже 2 мксек). Однако при более низких энергиях сказывается рассеяние тепловых нейтронов с нагреванием, поэтому и форма импульса определяется распадом вспышки тепловых нейтронов внутри замедлителя. Экспоненциальный хвост импульса можно уменьшить, используя более тонкие пластины замедлителя (рис. 6), при этом уменьшается и интенсивность в максимуме. С другой стороны, замедлитель можно отравить поглотителем (рис. 7), тогда разрешение улучшается и его можно считать хорошим вплоть до энергий порядка 2 кТ ($0,05 \text{ эв}$). По-видимому, это еще не предел возможностей. Пока что исследования проведены в Харуэлле только для двух видов поглотителей при одной концентрации для каждого и только для тех энергий, которые соответствовали нескольким порядкам одного брэгговского отражения. Кроме того, замедлитель можно охлаждать жидким азотом [8]. Тогда уровень 10 кТ приблизительно равен $0,06 \text{ эв}$, а охлаждение вместе с отравлением позволяет достигнуть энергии $0,01 \text{ эв}$. Имеется [9] идея, как сделать замедлитель на еще более низкие энергии, но пока что она не осуществлена. Отбирать

энергию у нейтрона можно с помощью низколежащих уровней, поэтому в качестве замедлителя предлагается использовать метан при 4°K , разбавленный 16%-ной примесью криптона, который, с одной стороны, позволяет молекулам метана вращаться, а с другой, своим естественным поглощением обеспечивает отравление замедлителя.

Поток. Параметры линейного ускорителя в Харуэлле не являются оптимальными с точки зрения применения его в качестве источника тепловых нейтронов. Для современного линейного ускорителя разумно было бы иметь энергию 100 Мэв, электронный ток в импульсе 1 а, длительность импульса 8 мксек, а частоту повторения 125 имп/сек. При этом средняя мощность пучка составляла бы

100 квт. Мишень, представленная на рис. 4, рассеивает 5 квт. Интересно сравнить выход нейтронов из нее с выходом нейтронов из мегаваттного реактора.

Пятикиловаттный пучок электронов с энергией 35 Мэв, падающих на толстую мишень из естественного урана, дает поток $1,65 \cdot 10^{13}$ быстр. нейтрон/сек. Так как термализуется из них около 10%, то, предполагая, что с одной грани замедлителя вылетает одна шестая часть нейтронов и они распределены в телесном углу 2π , получаем для потока на образце, расположенном на расстоянии 4 м, величину, равную $2,7 \cdot 10^5$ медл. нейтрон/(см²·сек).

Это согласуется с измеренным потоком $3 \cdot 10^5$ нейтрон/(см²·сек). Усредненный по времени поток тепловых нейтронов с поверхности замедлителя, равный $1,4 \cdot 10^9$ нейтрон/(см²·сек), можно сравнить с потоком $6 \cdot 10^{10}$ нейтрон/(см²·сек) от реактора ИБР-30. Отношение этих потоков равно примерно 40, что близко к отношению средних мощностей обеих установок.

Чтобы получить соответствующие цифры для реактора, рассмотрим белый пучок, прерываемый чоппером. Пусть источник дает поток $5 \cdot 10^{13}$ тепл. нейтрон/(см²·сек). Рядом с источником находится чоппер, который пропускает 100 десятимикросекундных вспышек в 1 сек с пропусканием 0,5 (учет ограниченности спектрального интервала пропускаемых нейтронов) и площадью щели 10 см². Поток на образце, расположенном на расстоянии 4 м, будет $2,5 \cdot 10^5$ нейтрон/(см²·сек), что равно потоку, создаваемому мишенью линейного ускорителя.

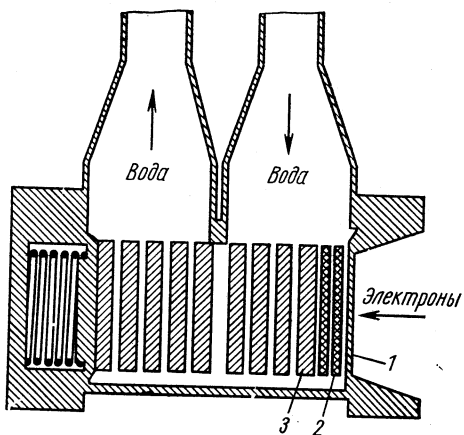


Рис. 4. Мишень с рассеиваемой мощностью 5 квт:

1 — нержавеющая сталь; 2 — золото; 3 — уран.

Это сравнение, однако, сильно упрощено. На самом деле более вероятно, что в реакторном эксперименте будет использоваться мс-

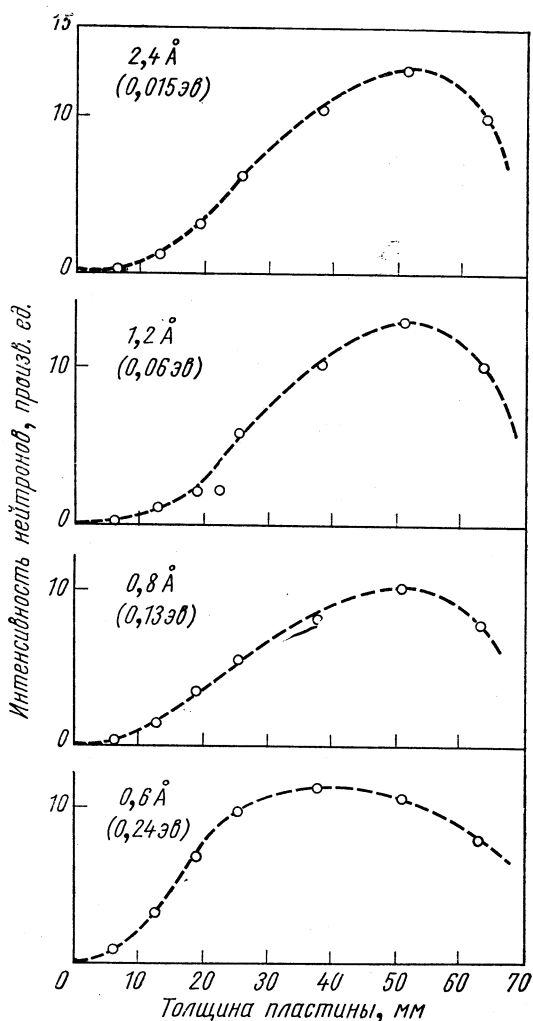


Рис. 5. Зависимость интенсивности нейтронов на внешней стороне полиэтиленовой пластины (замедлителя) от толщины пластины и энергии нейтронов.

нохроматический пучок нейтронов. В этом случае при сравнении важно помнить, что в любом эксперименте с импульсным источником результат получается за один прием, как спектр по времени пролета. В то время как в эксперименте с монохроматическим пучком

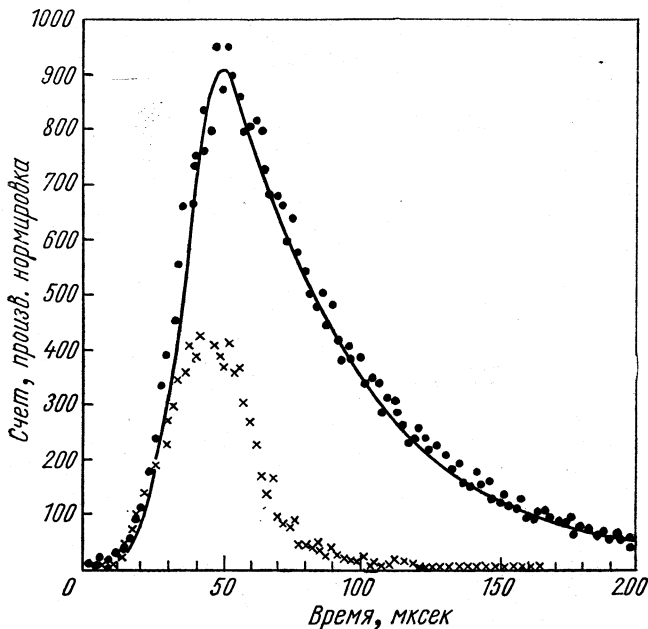


Рис. 6. Временная форма импульса нейтронов на выходе замедлителя при длине волны нейтронов $1,4 \text{ \AA}$:
 ● — полиэтиленовая пластина, 38 мм; × — то же, 13 мм;
 ———— — расчетная форма импульса.

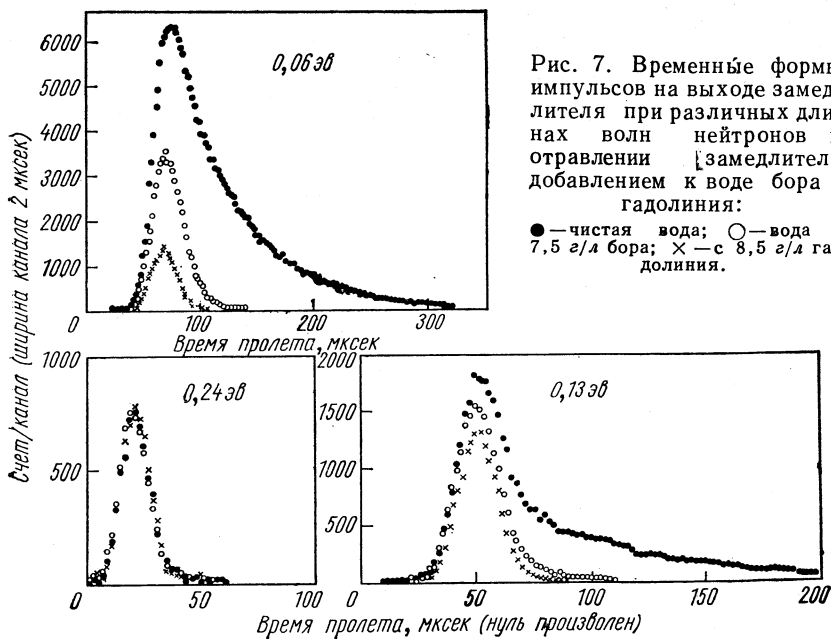


Рис. 7. Временные формы импульсов на выходе замедлителя при различных длинах волн нейтронов и отравлении замедлителя добавлением к воде бора и гадолиния:

● — чистая вода; ○ — вода с 7,5 г/л бора; × — с 8,5 г/л гадолиния.

результатом является серия точек, измеряемых друг за другом, или угловое распределение, или, как в экспериментах по неупругому рассеянию, последовательность данных для каждого значения энергии монохроматора.

Для определенного класса экспериментов важным фактором является средний полезный поток, падающий на образец. Для сравнения укажем, что реактор может дать плотность потока монохроматических нейтронов 10^6 нейтрон/(см²·сек) с длиной волны 1 Å и с разрешением 2,5%. Это в 3 раза больше того, что может дать линейный ускоритель. Однако в технике времени пролета со стационарными детекторами можно пользоваться большими массивами счетчиков, чем при работе с монохроматическим пучком, и этот фактор делает обе системы сравнимыми. Конечно, при условии, что методика эксперимента с белым пучком позволяет извлекать информацию такого же качества, что и хорошо разработанная методика эксперимента с монохроматическим пучком. В дальнейшем будет рассказано о попытках проверить это предположение для нескольких важных типов эксперимента.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Дифракция на монокристаллах. Для того чтобы изучить возможности установки и проверить, может ли техника времени пролета дать аккуратные значения структурных факторов, была исследо-

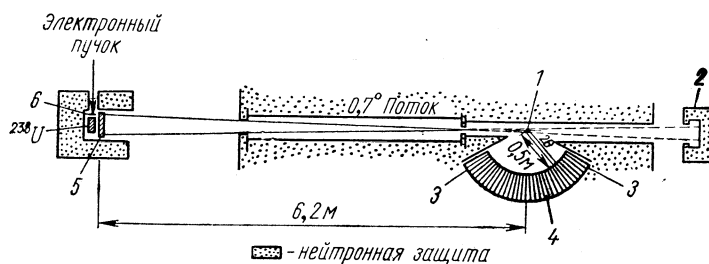


Рис. 8. Дифрактометр по времени пролета с 32 детекторами: 1 — монокристаллический образец; 2 — ловушка пучка; 3 — детектор; 4 — касета детектора; 5 — полиэтиленовая пластина, 38 мм; 6 — золото.

вана структура Mn_5Ge_3 [10]. Схема эксперимента показана на рис. 8. Мишень охлаждалась воздухом и была рассчитана на мощность 1 квт. Замедлителем служила 38-мм пластина полиэтилена. Имевшийся при этом экспоненциальный хвост после импульса был признан допустимым. Измеренная ширина пика на половине максимума интенсивности изменялась от 12 мксек при 0,5 Å и 45 мксек при 1 Å до 85 мксек при 2 Å. Соответствующие времена пролета на базе 6,7 м составляли 850, 1700, 3400 мксек, т. е. разрешение было около 2%.

Образцом служил параллелепипед Mn_5Ge_3 высотой 0,83 см и сечением $0,38 \times 0,27$ см; Mn_5Ge_3 — гексагональный кристалл с параметрами решетки $a = 7,170 \text{ \AA}$, $c = 5,043$. Проекция вдоль оси [001] показана на рис. 9. Параметры U и V равны [11] 0,25 и 0,61. Кассета детекторов содержит 32 квадратных (со стороной 3,5 см) литневых стеклянных сцинтиллятора, расположенных вдоль дуги радиуса 0,5 м. Каждый сцинтиллятор охватывает угол 4° от образца, и, так как мертвое пространство между сцинтилляторами мало, полная дуга составляет 128° . Образец ориентировался таким образом, что зона отражений целиком попадала на детекторы.

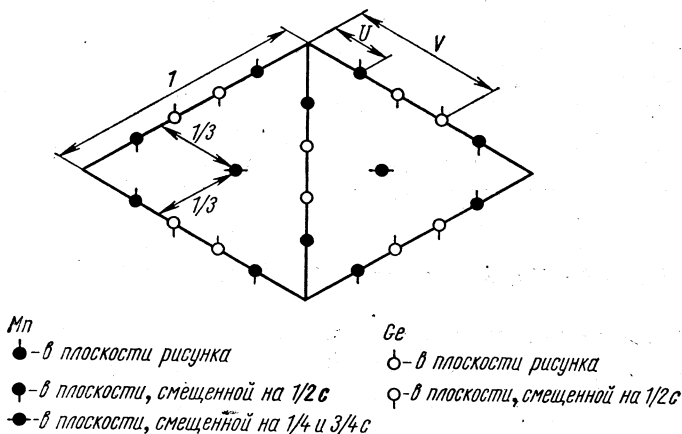


Рис. 9. Структура Mn_5Ge_3 , спроектированная вдоль оси [001].

Эта процедура была бы излишней для большого детектора, чувствительного к месту попадания. Одновременно измеряются интенсивности до 112 брэгговских отражений в диапазоне длин волн 0,3—4 \AA . Спектр, измеренный одним детектором, приведен на рис. 10. Фон под каждым пиком вычитается, и структурные факторы рассчитываются с учетом поправок на длину волны, угол рассеяния, эффективность детектора и форму спектра (последние две поправки определяются из экспериментов по рассеянию на ванадии [12]).

Измерения были повторены, и получилось хорошее согласие данных, затем кристалл переориентировали и измерения провели вновь. Так как за счет симметрии кристалла некоторые отражения были эквивалентными, то соответствующие структурные факторы оказались измеренными при пяти различных длинах волн. Результаты показывают (рис. 11), что после введения поправок на поглощение марганца все еще остается некоторая зависимость от длины волны, проявляющаяся более всего в интенсивных пиках. Эта зависимость была приписана экстинкции. Результаты, будучи экстраполированы к нулевой длине волны, оказывались в согласии со структурными факторами, рассчитанными с $U = 0,23$, $V = 0,60$. Но,

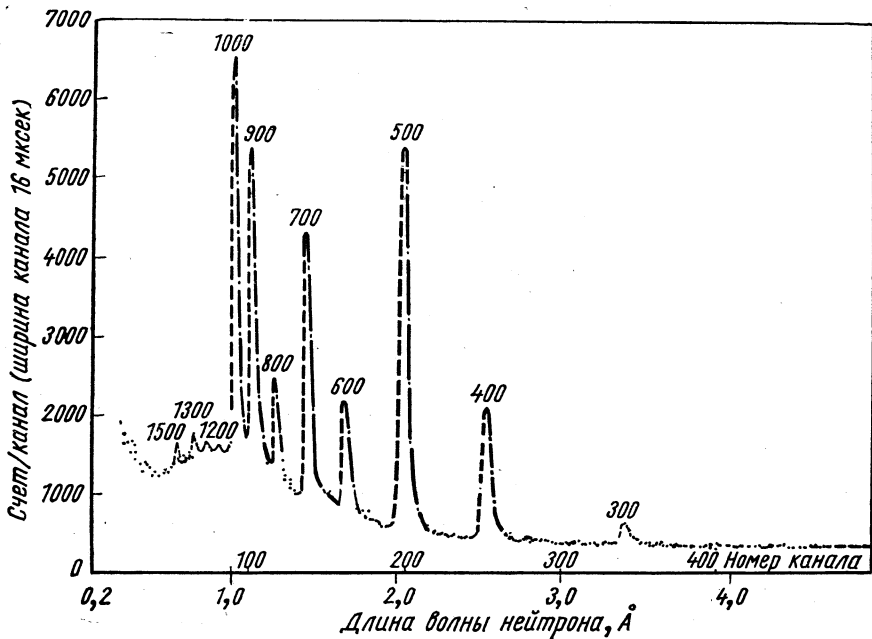


Рис. 10. Спектр нейтронов, полученный от Mn_5Ge_3 с одним детектором.

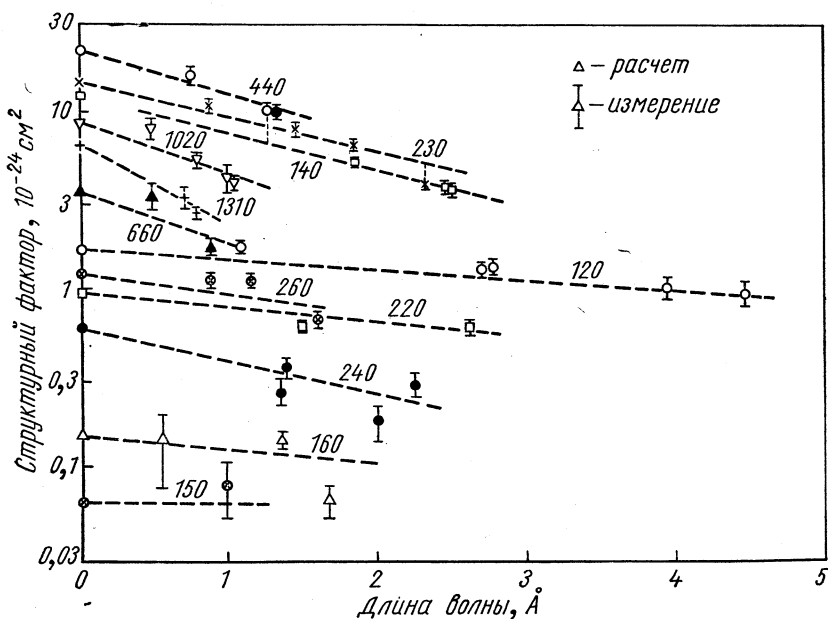


Рис. 11. Сравнение измеренных и расчетных структурных факторов Mn_5Ge_3 .

поскольку не удалось найти способа учесть столь сильную экстинкцию, уточнение по методу наименьших квадратов не производилось. Результаты показывают, что метод времени пролета с электронным пучком мощностью 1 *квт* позволяет измерять структурные факторы с монокристаллом. Причем одновременно получается дополнительная информация о зависимости структурных факторов от длины волны. Эта дополнительная информация показывает, правильно ли учтено поглощение, и позволяет оценить величину влияния экстинкции.

В дальнейшем работу следует вести в двух направлениях. Следует изучить точность метода, проводя измерения на простых ионных кристаллах с малым поглощением и известной величиной экстинкции, и начать изучение сложных кристаллов, используя детектор большой площади, с помощью которого можно измерять до 1000 отражений одновременно.

Дифракция на поликристаллических порошках. В экспериментах по дифракции на порошках применяется мишень на 800 *вт* и полиэтиленовый замедлитель толщиной 25 *мм*. Разрешение $\Delta\lambda/\lambda$ составляет 1,5%, но оно не оптимально с точки зрения максимума скорости счета. Кимура [14] показал, что с линейным ускорителем можно получить хорошие результаты за очень короткое время, если покрыть детекторами весь конус Дебая—Шеррера.

Эксперимент по исследованию текстуры прессованного порошка селено-теллурида висмута [15] показал, что с помощью техники времени пролета можно получить результаты одновременно для многих отражений.

Нейтронограмма образца, состоящего из углеродных волокон, представлена на рис. 12. Ширины пиков позволяют оценить меру кристаллического порядка [16].

Эксперимент [17] по изучению фазовых переходов в сульфиде никеля при высоком давлении и низкой температуре показывает, что техника времени пролета обладает тем достоинством, что под заданным углом рассеяния позволяет получить все результаты сразу. Как заметил Бруггер [18], это является большим преимуществом при работе с ячейками высокого давления, в которых по соображениям прочности можно оставлять только маленькие «окна».

Дифракция на жидкостях. Анализируя зависимость интенсивности нейтронов, когерентно отраженных жидкостью, от переданного волнового вектора ($Q = 4\pi \sin \theta/\lambda$; 2θ — угол рассеяния; λ — длина волны нейтрона), можно получить радиальную функцию распределения. Один из параметров, необходимых при таком анализе, равен $I(\infty)$ — асимптотическому значению интенсивности, отраженной при больших Q . Обычные жидкостные дифрактометры, работающие на монохроматическом пучке, позволяют производить измерения при значениях Q порядка 13 \AA^{-1} . Больших величин достичь трудно, так как и спектр реактора, и коэффициент отражения монохроматора сильно падают при $\lambda < 0,8 \text{ \AA}$, а $\sin \theta$ не может быть существенно больше 0,9. Этого значения Q доста-

точно для атомарных жидкостей, но для молекулярных оно не достаточно велико.

Техника времени пролета на линейном ускорителе в сочетании с детектором, чувствительным к месту попадания, позволяет получить всю дифракционную картину сразу или для различных длин волн, или для различных углов в зависимости от методов анализа. Если поправки на неупругое рассеяние, поглощение и многократное

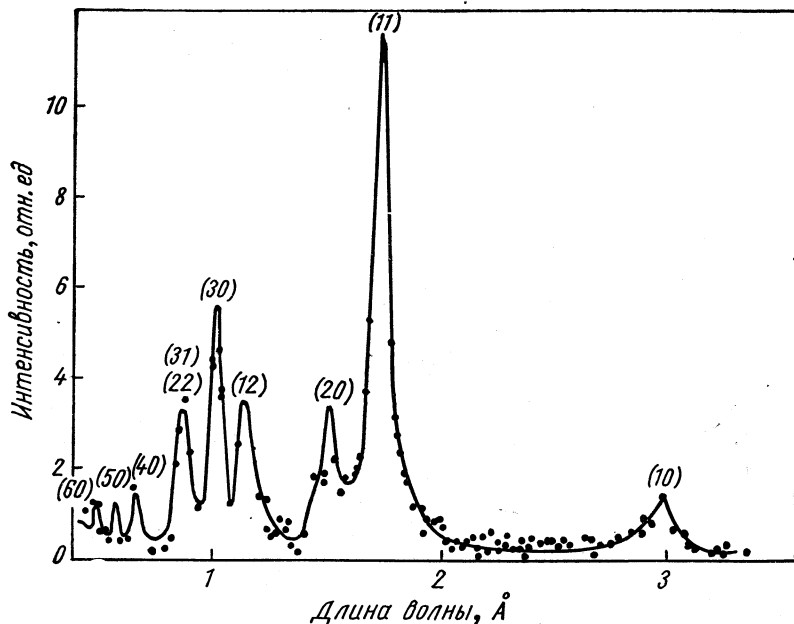


Рис. 12. Нейтронная дифракционная картина системы углеродных волокон, снятая методом времени пролета. Волокна лежат в плоскости рассеяния. При таком расположении рефлекс (001) отсутствует.

рассеяние произведены корректно, то дифракционные данные должны укладываться в единую кривую. Поскольку спектр замедляемых нейтронов здесь жестче, чем спектр отражателя реактора, и нет необходимости использовать монохроматоры, то в спектре присутствуют коротковолновые нейтроны и Q достигает значения 25 \AA^{-1} . Был проведен пробный эксперимент с тяжелой водой (рис. 13), и он показал, что заметная структура имеется вплоть до больших значений Q .

Таким образом, жидкости являются многообещающей областью для исследований с импульсными источниками. Примечательно, что, применяя массивы больших детекторов, чувствительных к месту попадания, можно выиграть в интенсивности по сравнению с имеющимися сейчас методами поточечного измерения, и это позволит провести эксперименты в тройной точке, что чрезвычайно важно для теории [19].

Неупругое рассеяние. Изучение молекулярных возбуждений наблюдением неупругого некогерентного рассеяния холодных нейтронов с приобретением энергии ограничено из-за больцмановского множителя областью ниже $0,08 \text{ эв}$. Этот диапазон можно расширить, если работать на сбросе энергии. С помощью кристаллического монохроматора, который отбирает из реакторного пучка нейтроны заданных начальных энергий, и детектора с бериллиевым фильтром, чувствительного к рассеянным нейтронам с энергией менее $0,005 \text{ эв}$, можно изучать передачу энергии вплоть до $0,18 \text{ эв}$ (а в благоприятном случае, как в гидриде циркония до $0,4 \text{ эв}$) с высокими скоростями

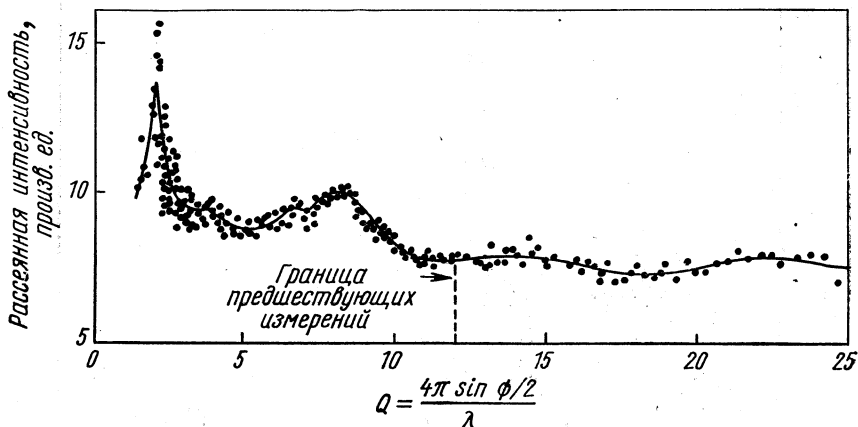


Рис. 13. Нейтронная диаграмма тяжелой воды. Структура наблюдается при довольно больших Q .

ми счета [20]. Ограничения здесь происходят из-за того, что поток надтепловых нейтронов и коэффициент отражения кристалла монохроматора падают с ростом энергии, кроме того, приходится расплачиваться за использование высокоэффективного детектора с бериллиевым фильтром.

Наблюдению высокоэнергетических возбуждений мешают многофононные процессы. Интенсивность многофононного процесса пропорциональна Q^4 , поэтому, чтобы наблюдать уровень выше $0,2 \text{ эв}$, когда одновременно происходит интенсивное рассеяние на низкоэнергетических колебаниях решетки и молекулярных вращениях, Q должно быть минимальным. Это очень хорошо иллюстрируется результатами Харлинга [21] для воды и льда. Уровень энергии у льда 427 мэв можно наблюдать только при угле рассеяния 15° . Если нейтроны рассеиваются на угол φ , и при этом уменьшают свою энергию от E_1 до E_2 так, что $E_1 - E_2 = \varepsilon$, то минимальное значение Q равно $21,95 (\varepsilon \sin \varphi^{1/2})$ и $E_2 = \frac{\varepsilon}{2} (\operatorname{cosec} \varphi - 1)$. Таким образом, конечная энергия должна быть такого же порядка, что и энергия пере-

хода, а угол рассеяния — как можно меньше. Оба эти требования противоречат применению детектора с бериллиевым фильтром.

Пурот на ренселэрском линейном ускорителе с помощью сфазированного чоппера изучал рассеяние от заданной (высокой) первоначальной энергии в некоторый диапазон конечных энергий [22]. Исследовалась возможность использования линейного ускорителя для постановки экспериментов подобного рода с фиксированной конечной энергией, задаваемой кристаллическим анализатором. Времяпролетный спектр при этом дает полное распределение неупругого рассеяния.

Схема эксперимента показана на рис. 14. Угол рассеяния равен 20° , а анализатор устроен таким образом, что происходит «фокусировка времени». Перекрывание упругого рассеяния высоких порядков с неупругим спектром предотвращается тем, что для анализатора выбирается германий с отражением (111), тогда отражение (222) отсутствует, а (333) можно исключить подбором длины пути пролета (рис. 15). Конечная энергия составляет $0,018 \text{ эв}$, более мощный линейный ускоритель позволил бы в реальном эксперименте с малой передачей импульса поднять конечную энергию до $0,27 \text{ эв}$ и исключить второй порядок с помощью гафниевого фильтра.

Некоторые предварительные результаты приведены на рис. 16—18. Результаты по гидриду циркония показывают, что наблюдать моды более высокого порядка не удастся не из-за экспериментального разрешения, а из-за естественной ширины уровней. Инструментальное разрешение меняется от 6% при передаче энергии $0,060 \text{ эв}$ до 7% при передаче $0,40 \text{ эв}$. Результаты, относящиеся к воде, показывают, что можно наблюдать не только колебательные уровни $0,21$ и $0,40 \text{ эв}$ [21, 23], но и что разрешения также достаточно для разрешения трех уровней, обнаруженных Саффордом [24] при меньшей энергии в полосе торсионных колебаний.

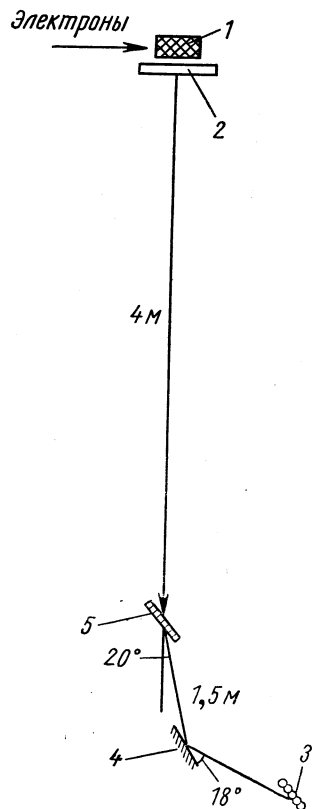


Рис. 14. Схема эксперимента по рассеянию со сбросом энергии. Энергия анализируемых нейтронов $0,018 \text{ эв}$:

1 — урановая мишень, охлаждаемая водой; 2 — отравленный водяной замедлитель; 3 — пропорциональные борные счетчики; 4 — германий (111); 5 — образец.

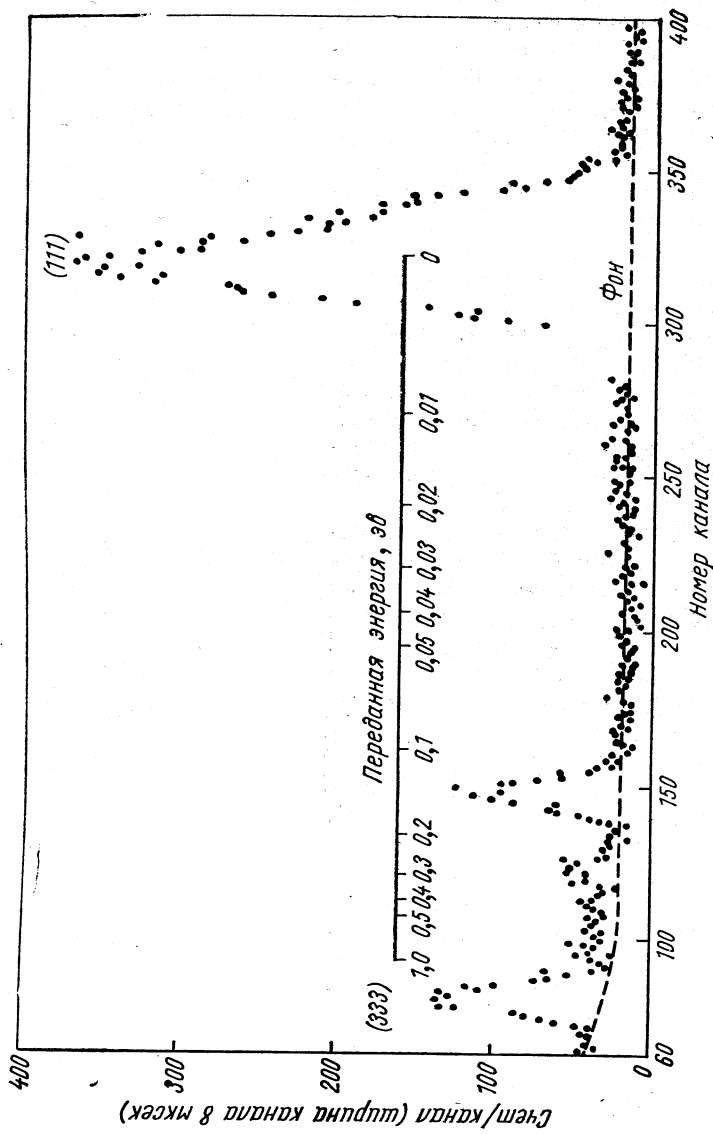


Рис. 15. Спектр гидрида циркония, снятый методом ионного пролета.

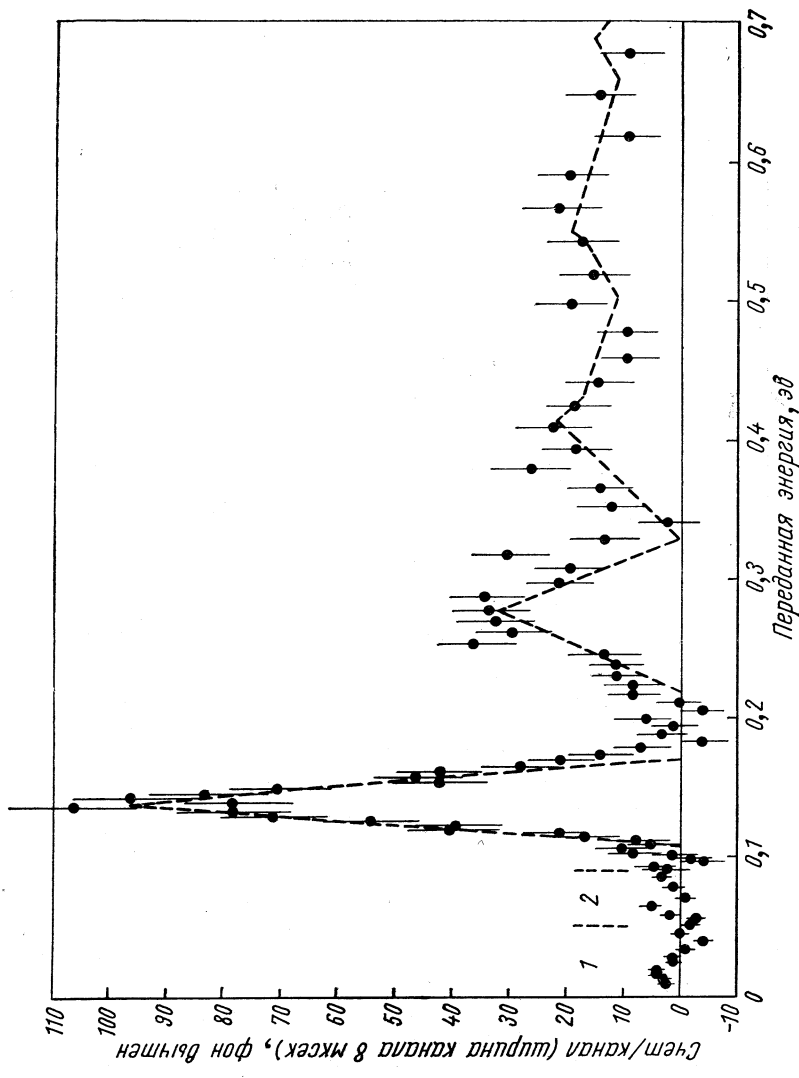


Рис. 16. Спектр неупругого рассеяния на гидриде циркония:
 1—усреднение по 8 каналам; 2—усреднение по 4 каналам.

Таким образом, в этой методике достаточно одного измерения, чтобы сразу охватить большую и интересную область передач энергии от 0,04 до 0,4 эв. Низкоэнергетические колебания решетки вблизи 0,025 эв не наблюдаются, потому что отравленный замедлитель, применяемый в этом эксперименте для улучшения разрешения, поглощает слишком много нейтронов в этой области энергий. Имеются некоторые указания на существование уровня около 0,045 эв, но для подтверждения требуется большая статистика.

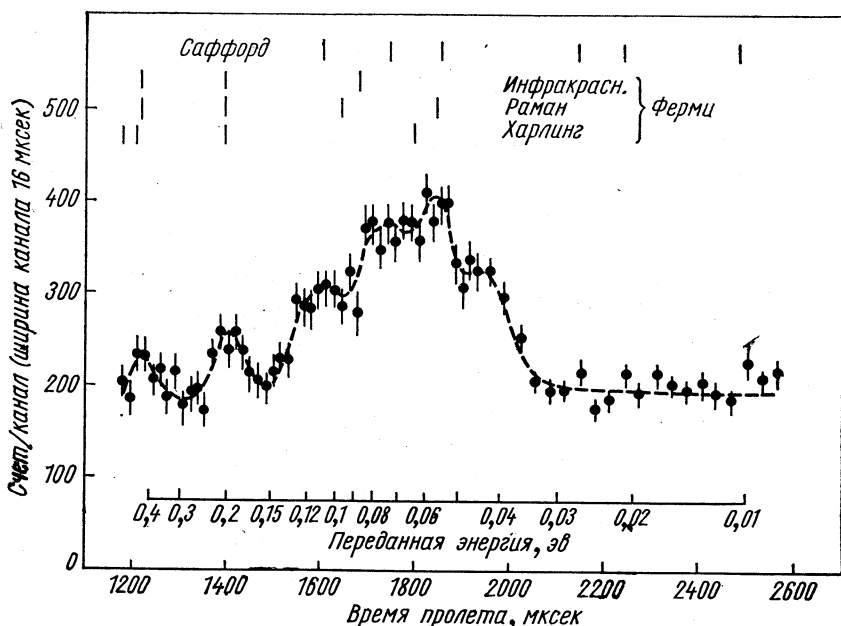


Рис. 17. Спектр неупругого рассеяния на воде. Черточки на верхней части рисунка обозначают переходы, измеренные ранее другими методами.

Рассеяние от амида натрия (NaNH_2) изучалось с двумя замедлителями: сначала с полиэтиленом, потом — с борной водой. Результаты сравнивались с инфракрасным спектром поглощения [25]. Разрешение торсионной полосы примерно при 0,07 эв значительно улучшается с использованием отравленного замедлителя. Представляется вероятным, что хорошо выраженную структуру при 0,12 эв можно приписать вращательному движению группы NH_2 . С лучшей статистикой в этом диапазоне можно было бы наблюдать больше деталей. Структура вблизи 0,18 эв соответствует деформациям NH_2 , а около 0,4 эв — модам растяжения N — H.

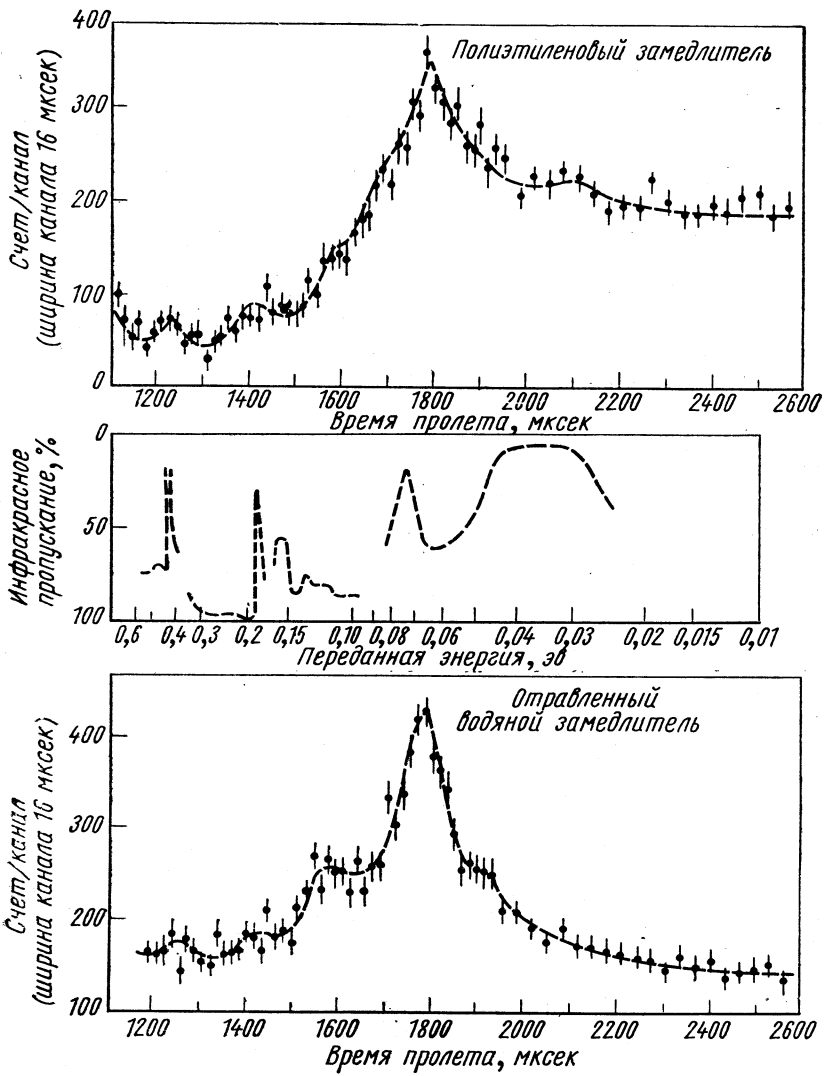


Рис. 18. Спектр неупругого рассеяния на амиде натрия NaNH_2 .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Бруггер привел убедительные доводы [26] в пользу того, что следующее поколение мощных источников нейтронов будет основано на линейных ускорителях с бустерами. Проведенные в последнее время эксперименты наводят на мысль, что конденсированные среды можно с большим успехом изучать с помощью современного линейного ускорителя, оснащенного нейтронопроизводящей мишенью; при этом расходы оказываются значительно меньше, чем в случае реактора с эквивалентными параметрами. Кроме того, линейный ускоритель, работающий в нескольких режимах, можно использовать одновременно как для экспериментов в области ядерной физики, так и для изучения твердого тела.

Обобщая, надо заметить, что реакторная методика отработывалась в течение 15 лет и выявилось несколько направлений, в которых необходимы теперь усилия для развития параллельной импульсной нейтронной методики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Poole M. J., Wiblin E. R. Proc. Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy. V. 14, U. N. 1958, p. 226.
2. Rae E. R. Nuclear Physics Work with the Electron Linac. Proc. 3rd Nordic-Dutch Accelerator Symposium, Hanko, 1964, p. 138.
3. Fink F. W. K. Nucl. Instr. and Methods., 1964, 28, 205.
4. Gayther D. B., Good P. D. Pulsed Neutron Research. V. 2, IAEA, Vienna, 1965, p. 435.
5. Poole M. J. Pulsed Neutron Research. V. 1, IAEA, Vienna, 1965, p. 425.
6. Groce D. E., Alter C. P., Herring D. F. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1968, 11, 179.
7. Day D. H., Sinclair R. N. Nucl. Inst. and Methods, 1969, 72, 237.
8. Fluharty R. G., Simpson F. D., Russell G. J. Sci. and Eng., 1969, 35, 45.
9. Egelstaff P. A. Unpublished.
10. Day D. H., Sinclair K. N. To be published in Acta Crystallogr.
11. Castelliz L., Monatsh Chem., 1953, 84, 765.
12. Day D. H., Sinclair R. N. Nucl. Inst. and Methods, 1969, 70, 164.
13. Buras B. e. a. Nukleonika, 1964, 9, 523.
14. Kimura M. e. a. Nucl. Inst. and Methods, 1969, 71, 102.
15. Day D. H., Sinclair R. N. J. Phys. Chem., 1969, 2, 2, 870.
16. Sinclair R. N. e. a. AERE Report R-6052 (1969).
17. Smith F. A. AERE R-6287.
18. Brugger R. M. e. a. Research Applications of Nuclear Pulsed Systems IAEA, Vienna, 1967, p. 35.
19. Egelstaff P. A., Page D. J., Heard C. T. R. Phys. Lett., 1969, 30, 376.
20. Collins M. F., Haywood B. C., Stirling G. C. J. Chem. Phys., 1970, 52, 1828.
21. Harling O. K. Neutron Inelastic Scattering. V. 1, IAEA, Vienna, 1969, p. 507.
22. Purohit S. N. e. a. Neutron Thermalisation and Reactor Spectra. V. 1, IAEA, Vienna, 1968, p. 407.
23. Fermi E. Ricerca Scient 1936, 11, 2, 13.
24. Safford G. J., Leung P. S., Schaffer P. C. U. S. Dept. of the Interior, Office of Saline Water., 1968, p. 372.
25. White J. W., Wright C. Private communication.
26. Brugger R. M. Phys. Today, 1968, 21, 12, 23.