

Нейтронные исследования кристаллической решетки и ее квазичастиц

Е. ЯНИК

(Институт ядерной физики, Краков, ПНР)

УДК 548.73:621.039.512.25

В настоящей статье дан обзор исследований структуры и динамики твердого тела методами нейтронной физики, выполненных в Польше за последние годы*.

Исследования в этой области проводятся в двух центрах — в Варшавском и Краковском. В Варшавском центре эти исследования ведутся на кафедре ядерных методов исследования физики твердого тела Института экспериментальной физики Варшавского университета и во Втором отделении ядерной физики Института ядерных исследований. В Краковском центре эти работы проводятся на кафедре структурных исследований Института физики Ягеллонского университета, в Отделении структурных исследований Института ядерной физики и в Институте ядерной техники Горно-металлургической академии.

Оба центра работают в тесном сотрудничестве с Нейтронной лабораторией Объединенного института ядерных исследований в Дубне, используя уникальные возможности импульсного реактора ИБР.

Кристаллическая решетка

Кристаллическая решетка представляет собой систему упорядоченно расположенных атомов (ионов), которые удерживаются в положениях равновесия благодаря действию сил кристаллического поля. В большинстве случаев природа этих сил настолько сложна, что не удается четко указать на характер взаимодействия и приходится ограничиваться феноменологическим описанием этого поля.

Феноменологическое описание заключается во введении определенного числа параметров — силовых постоянных, которые характеризуют потенциальную энергию поля решетки.

Учитывая некоторую специфическую особенность направления исследований в Польше, следует отметить особый класс кристаллов, а именно кристаллы, в которых структурными элементами являются молекулярные группы, такие, как, например, аммониевая группа NH_4 ,

сульфатная группа SO_4 и пр. Выделение таких молекулярных групп в кристалле возможно только в том случае, если силовые постоянные между атомами, входящими в состав группы, заметно превышают силовые постоянные, соответствующие взаимодействиям между группами. Кристаллы с молекулярными группами могут иметь структуру различного типа, однако структурный элемент, каким является молекулярная группа в различных кристаллах, имеет почти идентичную структуру. Наиболее типичными кристаллами с молекулярными группами являются молекулярные кристаллы, в которых характер взаимодействий между группами описывается силами Ван дер Ваальса.

Нейтронные методы исследования структуры решеток

В исследованиях структуры как кристаллических порошков, так и монокристаллов широко применяются различные варианты метода дифракции нейтронов, которые в дальнейшем будем называть классическими методами. Они заключаются в том, что монохроматический пучок нейтронов направляется на образец, на котором происходит брэгговское рассеяние, а затем анализируется интенсивность рассеянных нейтронов в зависимости от угла рассеяния, иначе говоря, находят брэгговские максимумы в угловом распределении рассеянных нейтронов. Нейтронные спектрометры, основанные на этом классическом методе, широко применяются во многих странах. В Польше на реакторе «Ева» (в Сверке, под Варшавой) также имеется несколько нейтронных спектрометров этого типа. Результаты исследований методами классической нейтронографии, проводившиеся польскими физиками (частично в сотрудничестве с зарубежными лабораториями), опубликованы в работах [1—14].

В 1963 г. в Варшавском центре был предложен и осуществлен новый метод исследования структуры кристаллических порошков — метод времени пролета [15—18]. В новом методе используется немонохроматический пучок нейтронов, но при этом необходим импульсный

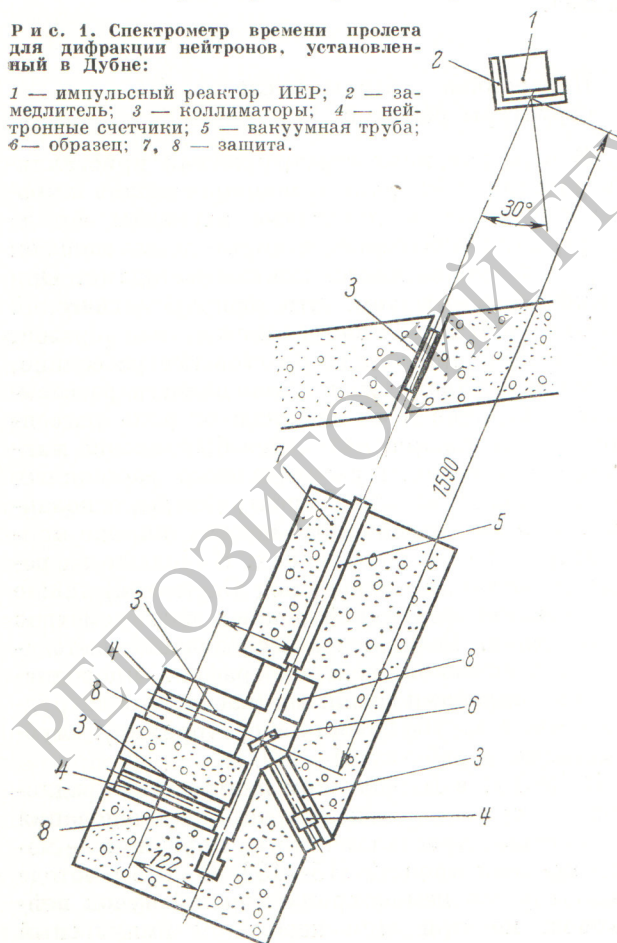
* Ограниченный объем статьи не позволил рассмотреть работы польских физиков по динамике магнитной решетки, важнейшие из них приведены в списке литературы [63—70].

источник нейтронов. Пучок нейтронов, испускаемый источником в виде кратковременных импульсов, рассеивается на образце, причем детектор, регистрирующий рассеянные нейтроны, установлен под определенным, постоянным в течение всего измерения углом в отличие от случая классического метода. Вместо того чтобы определять углы, соответствующие брэгговским максимумам, по методу времени пролета находят длины волн, для которых при данном угле выполнено условие Брэгга. Распределение интенсивностей нейтронов в зависимости от длины волны находится с помощью метода времени пролета.

Группа Варшавского центра проводила структурные исследования на реакторах «Ева» в Сверке и DR3 в Ризе (Дания) [19, 20] с помощью метода времени пролета. Для получения импульсного пучка нейтронов использовался механический прерыватель. Однако наиболее эффективным применением этого метода явился спектрометр по времени пролета на ре-

Рис. 1. Спектрометр времени пролета для дифракции нейтронов, установленный в Дубне:

1 — импульсный реактор ИЕР; 2 — замедлитель; 3 — коллиматоры; 4 — нейтронные счетчики; 5 — вакуумная труба; 6 — образец; 7, 8 — защита.



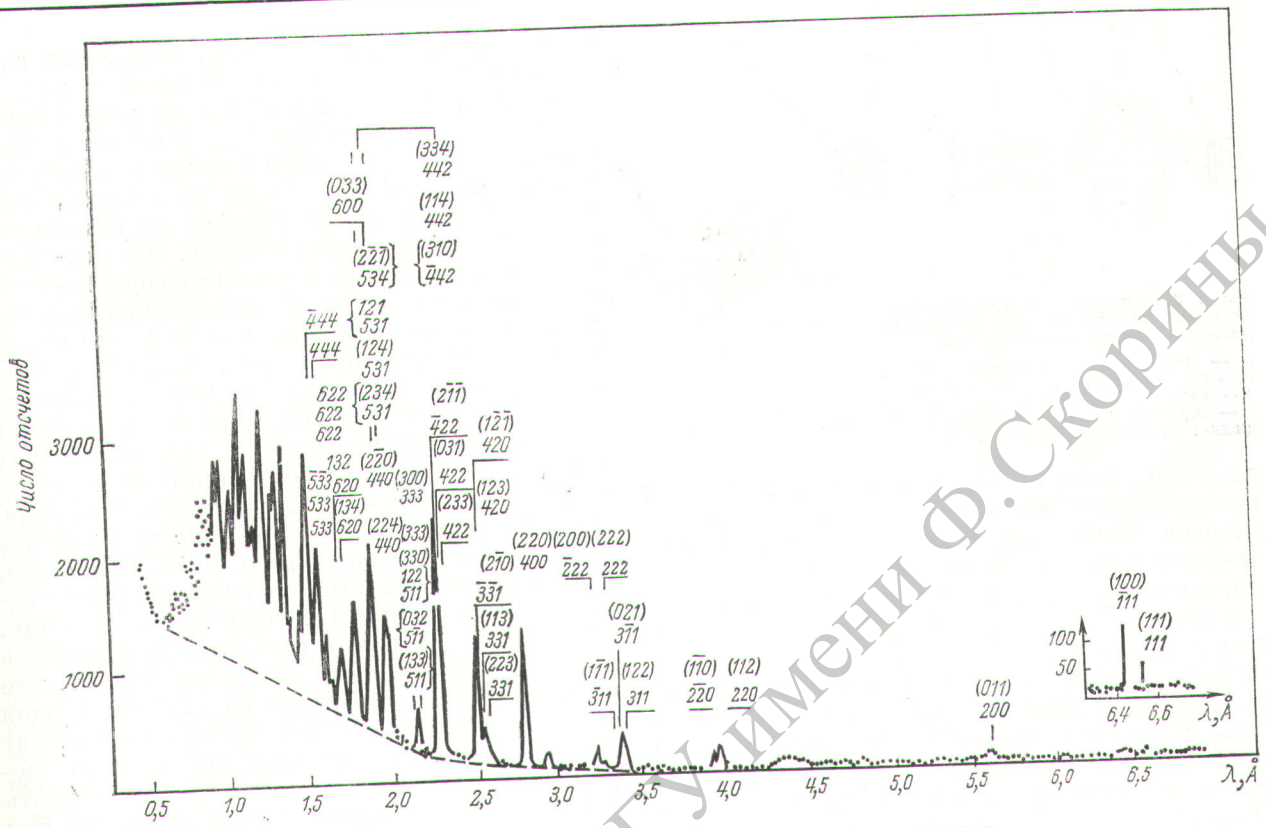
акторе ИБР в Дубне [21—29] (рис. 1). Экспериментальные возможности спектрометра иллюстрируются нейтронограммой феррита висмута (BiFeO_3), приведенной на рис. 2. Спектрометр обладает очень хорошей разрешающей способностью, позволяющей полностью разделять максимумы, соответствующие (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$, что указывает на очень незначительное ромбоэдрическое искажение ($89^\circ 36'$ вместо 90°) кубической структуры BiFeO_3 [26—28].

В Варшавском центре были разработаны два аналогичных метода для исследования структуры монокристаллов, основанные также на методе времени пролета.

Анализ метода времени пролета по сравнению с классическими методами приводит к заключению, что в случае применения его на стационарных реакторах он в большинстве случаев еще уступает классическим методам, но зато является единственным методом, который может быть применен при использовании импульсных источников. В настоящее время, когда импульсные источники нейтронов развиваются очень быстро, широкое развитие начинают получать спектрометры по времени пролета. Методы времени пролета могут быть применены для исследований, которые до сих пор нельзя было осуществить. Так, при исследовании образцов в очень сильных внешних полях (напряженность магнитных полей свыше 10^2 кэ) часто оказывается невозможным использовать стационарные поля, а удается применять только импульсные поля. Как правило, классический метод не позволяет проводить структурные исследования образцов, расположенных в импульсных полях. Однако эти исследования осуществимы при использовании методов времени пролета. Другим преимуществом методов времени пролета по сравнению с классическими методами является возможность применения их для одновременного исследования структуры и внутренней динамики решетки [30, 31].

Динамика решетки и нейтронные методы ее исследования

Возбуждение кристалла проявляется в возникновении в этом кристалле определенных движений, которые в зависимости от типов возбуждений могут иметь характер осцилляций, торсионных колебаний, квазисвободного вращения, прецессии магнитных моментов и т. п. Нейтроны являются почти уникальным инструментом для исследования внутренней динамики решетки. Это обусловлено тем, что



Р и с. 2. Нейтронограмма BiFeO_3 , полученная методом времени пролета ($T = 20^\circ \text{C}$, $2\theta = 90^\circ$).

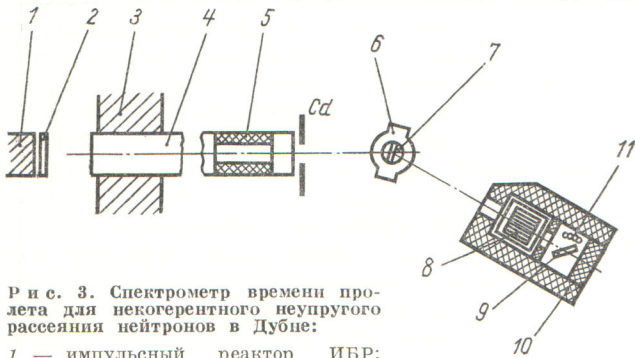
энергия возбуждений решетки в общем того же порядке, что и энергия медленных нейтронов. В результате при взаимодействии кристалла с нейтронами наблюдается существенное изменение энергии падающих нейтронов.

Нейтронный метод исследования внутренней динамики кристаллов получил название метода неупругого рассеяния нейтронов. Этот метод заключается в следующем. Нейтроны с определенной энергией E_0 (и с определенным волновым вектором \mathbf{k}_0) неупруго рассеиваются образцом, после рассеяния под определенным углом измеряется их энергия E' и определяется волновой вектор \mathbf{k}' . Изменение энергии ($E_0 - E'$) соответствует значению возбуждения определенной степени свободы в кристалле, а изменение волнового вектора ($\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}'$) пропорционально импульсу, передаваемому нейтроном кристаллу. Рассмотрим два возможных случая.

1. Атомы кристалла рассеивают нейтроны когерентно. Тогда передача импульса $\hbar(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}')$ является векторной суммой двух точно определенных векторов, один из которых равен $\hbar\boldsymbol{\tau}_{hkl}$,

где $\boldsymbol{\tau}_{hkl}$ — вектор обратной решетки, второй же вектор равен импульсу, который может быть приписан данному элементарному возбуждению кристалла $\hbar\mathbf{q}$, где \mathbf{q} — волновой вектор элементарного возбуждения. Измерив передачу импульса, можно найти вектор элементарного возбуждения, а так как одновременно из передачи импульса определяется энергия элементарного возбуждения, то можно найти зависимость $E(\mathbf{q})$, т. е. закон дисперсии для определенного типа элементарных возбуждений в кристалле. Этот вариант метода получил название метода когерентного неупругого рассеяния нейтронов (CINS).

2. Атомы кристалла рассеивают нейтроны некогерентно. Тогда переданный при рассеянии импульс делится на две неопределенные части: часть, передаваемую кристаллу в целом, которая не равна $\tau\hbar_{hkl}$, и часть, передаваемую элементарному возбуждению в кристалле. В этом случае невозможно найти волновой вектор элементарного возбуждения в кристалле, а следовательно, нельзя определить соотношения дисперсии. В этом случае можно



Р и с. 3. Спектрометр времени пролета для некогерентного неупругого рассеяния нейтронов в Дубне:

1 — импульсный реактор ИБР; 2 — замедлитель; 3, 10 — защита; 4 — вакуумная труба; 5 — коллиматор; 6 — кристалл; 7 — образец; 8 — охлажденный бериллий; 9 — монокристалл цинка; 11 — нейтронные счетчики.

получить из эксперимента только плотности возбужденных состояний в зависимости от энергии возбуждения. Этот вариант метода получил название метода некогерентного неупругого рассеивания нейтронов (IINS).

Краковская группа установила на импульсном реакторе в Объединенном институте ядерных исследований в Дубне спектрометр для исследования методом некогерентного неупругого рассеяния динамики кристаллов с помощью метода времени пролета [32, 33]. Схема этого спектрометра представлена на рис. 3. Импульсный пучок немонахроматических нейтронов из реактора после прохождения пролетного расстояния замедлитель — образец падает на образец. Нейтроны, рассеянные от образца под углом около 90° , претерпевают брэгговское рассеяние на монокристалле цинка и попадают в счетчик. Брэгговское рассеяние на кристалле цинка позволяет найти энергию нейтронов, рассеянных от образца, E' ; энергия нейтронов, падающих на образец, E_0 определяется при помощи многоканального временного анализатора. Параметры, характеризующие рассматриваемый спектрометр: расстояние замедлитель — образец 20, 30 м; расстояние образец — монокристалл — детектор 1,18 м; установленная энергия рассеянных нейтронов 5 мэв; разрешающая способность $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 3,5\%$.

Фононы и локальные колебания

Фононы представляют собой класс возбуждений кристаллической решетки, связанных с упругими колебаниями этой решетки.

Зависимости ω от q для фононов получили название соотношений дисперсии.

Введение понятия фононов и приписывание им свойств частиц или, как некоторые предпо-

читают говорить, квазичастиц становится возможным лишь на основе квантовой теории излучения. Именно в этой теории гамильтониан кристалла может быть представлен в виде суммы энергии основного состояния и энергии возбуждений, которая является характеристической величиной для системы не взаимодействующих между собой бозонов. Это возможно провести путем соответствующей формулировки операторов рождения и уничтожения возбуждений, которые включают в себя форму потенциальной энергии поля кристалла. Ввиду того что этого рода процедура аналогична процедуре введения операторов рождения и уничтожения фотонов как возбуждений электромагнитного поля, можно назвать полученные таким образом возбуждения квазичастицами-фононами. Введенные таким образом фононы являются квантами соответствующего поля кристалла.

Обычно на практике не известна форма потенциальной энергии в кристалле. Поэтому, как правило, мы не в состоянии теоретически предвидеть ход кривых дисперсии. Ввиду этого в литературе преобладает следующий подход к этому вопросу. Экспериментально находят кривые дисперсии методом когерентного неупругого рассеяния, затем стараются описать эти экспериментальные кривые дисперсии при помощи теории, основанной на разложении потенциальной энергии кристалла в ряд Тейлора в гармоническом приближении, с использованием минимального числа силовых постоянных. Таким образом, на основании экспериментальных данных находят эти силовые постоянные и делают выводы относительно свойств соответствующего кристаллического поля (например, распространяется ли взаимодействие на более отдаленные атомы или же оно ограничивается лишь самыми близкими).

Примером этого типа исследований может служить выполненная в Варшавском центре (частично в сотрудничестве с ОИЯИ в Дубне) работа по определению соотношения дисперсии фононов в висмуте [34]. Экспериментальные точки получены методом CINS, а теоретические кривые получены с использованием 12 силовых постоянных, пять из них определяют из пяти упругих постоянных, три — из условия стабильности решетки, а остальные — из согласования с нейтронными данными. Известны и другие работы этого типа, выполненные в Варшавском центре [35—39].

Особым типом фононов являются колебания, связанные с примесными атомами, заменяющими в кристалле какой-нибудь атом. Например,

возьмем металлическую решетку, состоящую из тяжелых атомов, и введем в нее определенное число легких примесных атомов, которые в узлах решетки заменят такое же число атомов исходной матрицы. Тогда колебания такой решетки с примесными атомами будут почти идентичны колебаниям чистой материнской решетки, за исключением того, что добавляются особого рода так называемые локальные колебания при частотах, как правило превышающих дебаевскую частоту исходной матрицы. Эти колебания соответствуют фононам, которые локализованы исключительно на примесных атомах и в непосредственной близости к ним.

Существуют теории, которые позволяют определить частоту локальных колебаний в предположении неизменности силовых постоянных между определенным узлом и другими узлами после введения в этот узел примеси. Естественно предположить, что если полученные частоты локальных колебаний совпадают с колебаниями, предсказанными теорией, то можно сделать вывод об отсутствии изменений силовых постоянных. Однако, если локальные колебания будут смещены, тогда можно предположить, что это вызвано изменением силовых постоянных, происшедшим в результате введения примеси. Отсюда следует, что примесной атом может играть роль своеобразного зонда, благодаря которому можно изучить определенные области поля кристалла. Следовательно, изучение кристаллов с примесями имеет существенное значение для развития теории.

Исследования локальных колебаний во многих примесных сплавах были выполнены группой из Краковского центра при помощи описанной выше аппаратуры (см. рис. 3), установленной на импульсном реакторе ИБР в Дубне [40, 41]. На рис. 4 приведено распределение интенсивностей неупруго рассеянных нейтронов для решетки чистого свинца и для трех различных концентраций примеси натрия в свинце. Видно, что локальные колебания проявляются при передаче энергии нейтронов, равной 17 мэв, вместо теоретически вычисленной 19,2 мэв в предположении, что силовые постоянные не изменяются. На основании этого можно сделать вывод об изменении силовых постоянных между узлом примесного атома и ближайшими атомами на 23%.

Торсоны и квазисвободное вращение

Торсонами некоторые исследователи называют возбуждения кристаллической решетки,

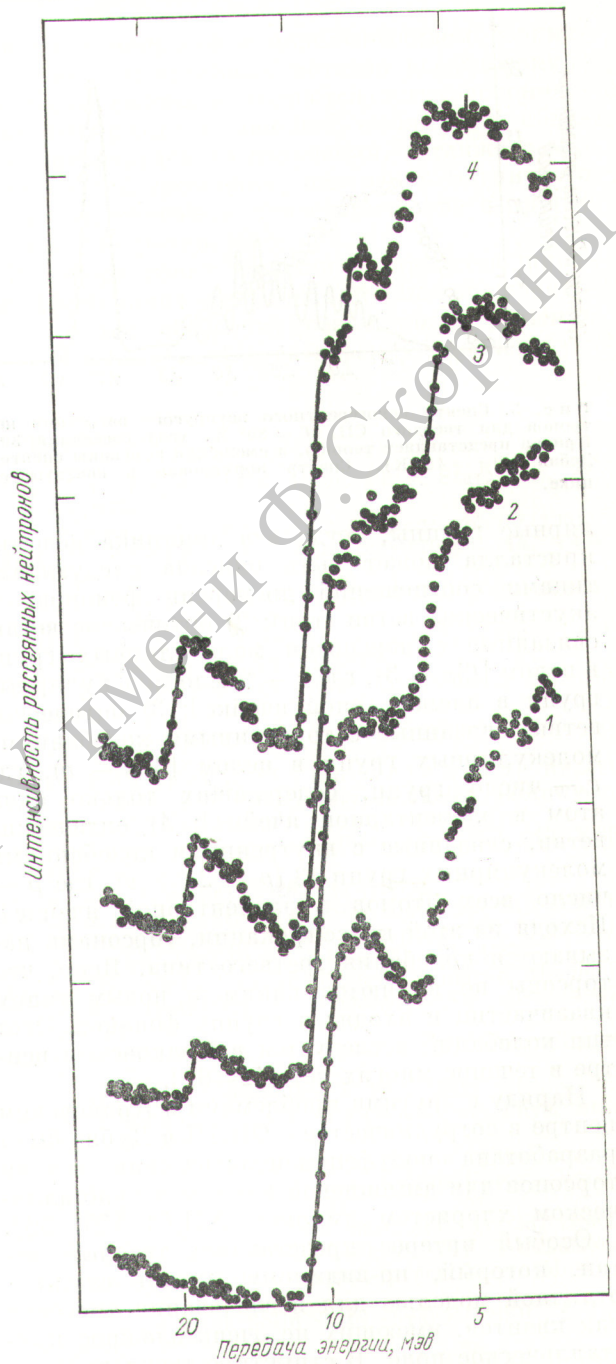


Рис. 4. Спектр некогерентного неупруго рассеяния нейтронов для сплавов Pb — Na: 1 — Pb; 2 — Pb_{0,98}Na_{0,02}; 3 — Pb_{0,95}Na_{0,05}; 4 — Pb_{0,90}Na_{0,10}.

содержащей молекулярные группы, связанные с торсионными колебаниями этих групп в целом. Итак, если выполнены условия, позволяющие выделить упомянутые выше молеку-

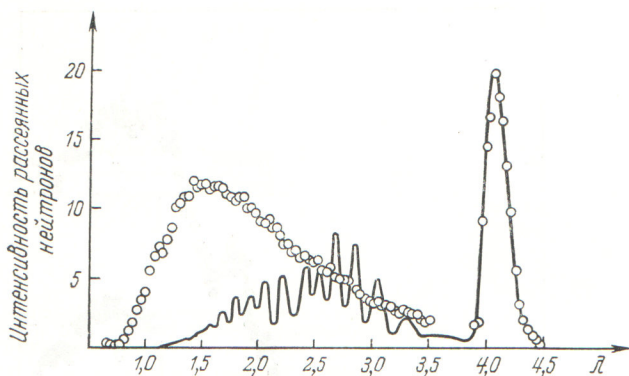


Рис. 5. Спектр некогерентного неупругого рассеяния нейтронов для твердого CH_4 ($T = 80^\circ \text{K}$, угол рассеяния 30°). Кривая представляет теорию, а смещения заменены спектром Дебая ($\theta_D = 48^\circ \text{K}$). Спектр нормирован в квазиупругом пике.

лярные группы, тогда вся динамика решетки кристалла может быть описана следующими типами соотношений дисперсии фононов: 1) акустические ветви (три); 2) оптические ветви, связанные с переносом молекулярных групп в целом [$3s - 3$], где s — число молекулярных групп в элементарной ячейке]; 3) оптические ветви, связанные с торсионными колебаниями молекулярных групп в целом [$3(s - v)$], где v — число групп, содержащих только один атом в элементарной ячейке]; 4) оптические ветви, связанные с внутренними колебаниями молекулярных групп [$3(p - 2s + v)$], где p — число всех атомов в элементарной ячейке]. Исходя из этой классификации, торсонами называются колебания третьего типа. Ясно, что торсоны не являются каким-то новым типом квазичастиц и входят в группу фононов. Этот тип колебаний исследуется в Краковском центре в течение многих лет [42—62].

Наряду с другими проблемами в Краковском центре в сотрудничестве с ОИЯИ в Дубне была разработана подфеноменологическая теория торсонов для аммониевой группы в кристаллическом хлористом аммонии NH_4Cl [55, 56].

Особый интерес представляет твердый метан, который, по-видимому, может служить отличной моделью для исследования торсонов как квантов, имеющих не очень сложное кристаллическое поле. В структуре твердого метана атомы углерода образуют кубическую границентрированную решетку. Согласно концепции некоторых авторов, в низкотемпературной фазе твердого метана (ниже 20°K) тетраэдрические молекулы CH_4 расположены параллельно друг другу (по осям), образуя нечто вроде тетрагональной фазы в рассматриваемой куби-

ческой решетке. На основании этой модели были получены соотношения дисперсии торсонов в такого типа решетке в предположении, что торсионные колебания молекул могут быть полностью объяснены октупольным взаимодействием между ближайшими молекулами. Таким образом, в случае низкотемпературной фазы метана торсоны являлись бы квантами поля октупольных взаимодействий. Несмотря на то что до сих пор не удалось измерить методом когерентного неупругого рассеяния дисперсионные соотношения для торсонов в метане, измеренные методом некогерентного неупругого рассеяния плотности торсионных состояний хорошо согласуются с теорией.

Согласно довольно распространенному мнению, в метане при температуре выше 20°K торсоны не существуют, зато молекулы CH_4 совершают квазисвободное вращение. К сожалению, пока нет последовательной теории динамики решетки высокотемпературной фазы твердого метана (выше 20°K). Краковская группа, используя данные, полученные в Институте ядерной физики в Кракове, ОИЯИ в Дубне, Институте атомной энергии в Кьеллере (Норвегия), Техническом университете в Хельсинки и Центральном институте ядерных исследований в Будапеште, провела исследования динамики в твердом метане вблизи точки плавления методом некогерентного неупругого рассеяния [60—62]. Результаты этих исследований приведены на рис. 5. Экспериментальные точки были получены на спектрометре в Дубне. Теоретическая кривая была построена в предположении, что: во-первых, вращение молекул CH_4 в твердом и газообразном метане в одинаковой степени свободно и, во-вторых, трансляционная часть движения молекул метана соответствует спектру Дебая при температуре $\theta_D = 48^\circ \text{K}$.

Часть спектра при больших передачах энергии в значительной степени искажена многократным рассеянием, поэтому любое сравнение с теорией можно проводить только вблизи квазиупругого максимума. Из сравнения можно сделать следующие выводы:

1. Отсутствие четких максимумов вращения в экспериментальном спектре свидетельствует об определенной, довольно значительной степени заторможенности вращения молекул твердого метана вблизи точки плавления.

2. Относительно хорошее согласие с теорией измеренной интенсивности неупруго рассеянных нейтронов в этой области спектра (не учитывая максимумов вращения) позволяет пред-

положить, что модель поступательного движения с $\theta_d = 48^\circ \text{K}$ удовлетворительно описывает полученные данные.

Заключение

На основании приведенного выше обзора можно сделать следующие выводы:

1. При дальнейшем исследовании структур, по-видимому, следует расширять исследования структур в нетипичных условиях, например при очень сильных магнитных и электрических полях, очень высоких давлениях и т. п. Как уже упоминалось выше, наиболее перспективными в этом отношении являются нейтронографические методы времени пролета.

2. Что касается динамики решетки, то кажется, что естественным направлением развития исследования соотношений дисперсии фононов является проведение этих исследований в области фазовых переходов. Особенно интересными фазовыми переходами, имеющими связь с динамикой, являются фазовые переходы в рамках твердой фазы (например, фазовые переходы, связанные с ферроэлектрическими свойствами). При этом исследования необходимо проводить так, чтобы одновременно подвергалась контролю структура веществ. И в этом случае методы времени пролета представляются перспективными благодаря возможности их использования для одновременного исследования структуры и внутренней динамики твердых тел.

3. Должно преобладать направление исследований, заключающееся в определении соотношения дисперсии на основании знания природы межатомных взаимодействий. Такой подход в указанных работах представлен в относительно небольшой степени (интересным примером этого типа подхода является рассмотренная выше динамика торсионных колебаний в твердом метане). Возможно, дальнейшее развитие исследований соотношения дисперсии в молекулярных кристаллах, в которых взаимодействие с хорошим приближением может быть представлено как электрическое мультипольное взаимодействие, окажется интересным полем деятельности в этом направлении.

4. Необходимо обратить внимание на то обстоятельство, что описанные в настоящей работе нейтронные методы не могут обеспечить получения полной информации об основном и возбужденном состоянии вещества. В связи с этим необходим комплексный подход к реше-

нию этих вопросов с использованием различных инструментальных методов исследований. Наиболее важными являются спектроскопические измерения в дальней и ближней областях инфракрасного излучения, а также рамановская спектроскопия, измерения магнитного ядерного резонанса, диэлектрические и другие методы измерения.

В лабораториях Польши развивается широкий фронт таких исследований и можно надеяться, что это обеспечит возможность решения многих новых исследовательских проблем.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Leciejewicz et al. Phys. Stat. Sol., 22, 517 (1967).
2. J. Leciejewicz. Acta crystallogr., 14, 66 (1961).
3. J. Leciejewicz. Acta crystallogr., 14, 1304 (1961).
4. J. Leciejewicz, I. Padlo. Naturwissenschaften, 16, 373 (1962).
5. M. Fajek, J. Leciejewicz, Z. anorgan. und allgem. Chem., 336, 104 (1965).
6. J. Leciejewicz. Acta Crystallogr., 14, 200 (1961).
7. J. Leciejewicz. J. less common Metals, 7, 318 (1964).
8. Z. Bojarski, J. Leciejewicz. Raport No. 685/11 PS, 1965. Instytut Badań Jądrowych, Archiwum Hutnictwa.
9. R. Ciszewski et al. Phys. Stat. Sol., 10, K85 (1965).
10. A. Oleś. J. phys., 26, 561 (1965).
11. R. Troć et al. Phys. Stat. Sol., 15, 515 (1966).
12. B. Boucher, A. Oleś. J. phys., 27, 51 (1966).
13. A. Oleś. Acta Phys. Polon., 30, 125 (1966).
14. L. Dargiel et al. Zeszyty naukowe Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie, No. 124, 1967, str. 37.
15. B. Buras, J. Leciejewicz. Nukleonika, 8, 75 (1963).
16. B. Buras. Nucleonika, 8, 259 (1963).
17. B. Buras, J. Leciejewicz. Phys. Stat. Sol., 4, 349 (1964).
18. B. Buras et al. Proc. of the Third Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 7. Geneva, U. N., 1964, p. 447.
19. B. Buras et al. Phys. Stat. Sol., 11, 567 (1965).
20. B. Lebech, K. Mikke. VII International Congress of Crystallography, paper 7—21 (Moskwa, 1966).
21. V. Nitc et al. Solid State Physics (USSR), 6, 1370 (1964).
22. V. Nitc et al. Raport No. 1614. JINR, Dubna, 1964.
23. V. Nitc et al. Raport No. 2081, JINR, Dubna, 1965.
24. A. Dariewski et al. Raport No. 2411. JINR, Dubna, 1965.
25. I. Sosnowska. VII International Congress of Crystallography, paper 13—38 (Moskwa, 1966).
26. I. Sosnowska et al. Inelastic Scattering of Neutrons, Bombay IAEA's Symposium, 1964, str. 513.

27. I. Sosnowska et al. Raport No. 2653. JINR, Dubna.
28. S. Kisielew et al. VII International Congress of Crystallography, paper 7—18 (Moskwa, 1966).
29. B. Buras, A. Holas. VII International Congress of Crystallography, paper 13—10 (Moskwa, 1966).
30. B. Buras. Panel on Research Applications of Repetitively-Pulsed Reactors and Boosters. Dubna, IAEA, 1966.
31. B. Buras. Seminar on Intense Neutron Sources, Santa Fe, New Mexico, USA, AEC-ENEA, 1966.
32. A. Bajorek et al. Inelastic Scattering of Neutrons. Vienna, IAEA, 1965, p. 519.
33. K. Parliński et al. Panel on Research Applications of Repetitively — Pulsed Reactors and Boosters. Dubna, IAEA, 1966.
34. J. Sosnowski et al. Inelastic Scattering of Neutrons. Vol. 1. Vienna, IAEA, 1968, p. 157.
35. E. Maliszewski et al. Proc. of the Intern. Conf. on the Lattice Dynamics, Copenhagen 1963 Pergamon Press, 1965, p. 33.
36. A. Czachor. Inelastic Scattering of Neutrons. Proc. of the IAEA Symposium Bombay 1964. Vol. I. Vienna, 1965, p. 181.
37. A. Czachor, A. Pindor. Phys. Stat. Sol., 20, K17 (1967).
38. A. Czachor. Rozprawa doktorska. Warszawa, 1967.
39. R. Mikke, A. Kroh. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. Vol. II. Vienna, IAEA, 1965, p. 237.
40. I. Natkaniec et al. Phys. Letters, 24A, 517 (1967).
41. I. Natkaniec et al. Inelastic Scattering of Neutrons. Vol. I. Vienna, IAEA, 1968, p. 65.
42. J. Janik et al. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. Vienna, IAEA, 1964, p. 293.
43. J. Janik. Acta Phys. Polon., 27, 491 (1965).
44. A. Bajorek et al. Inelastic Scattering of Neutrons. Vol. II. Vienna, IAEA, 1965, p. 355.
45. J. Janik et al. J. Phys. Chem. Solids, 25, 1091 (1954).
46. J. Janik et al. Phys. Stat. Sol., 9, 905 (1965).
47. V. Golikov et al. Inelastic Scattering of Neutrons. Vol. II. Vienna, IAEA, 1965, p. 201.
48. W. Jakób et al. Physica, 35, 441 (1967).
49. J. Janik et al. Ibidem, p. 451.
50. J. Janik et al. Ibidem, p. 457.
51. A. Bajorek et al. Ibidem, p. 465.
52. A. Bajorek et al. Ibidem, p. 469.
53. J. Janik et al. Acta Phys. Polon., 33, 419 (1968).
54. A. Szkatuła, A. Fuliński. Physica, 36, 35 (1967).
55. K. Parliński. Acta Phys. Polon., 34, 1019 (1968).
56. K. Parliński. Acta Phys. Polon., 35, 223 (1969).
57. J. Janik. Theory of Condensed Matter. Vienna, IAEA, 1968, str. 577.
58. J. Janik, A. Kowalska. Chapter 9, 10. Thermal Neutron Scattering Ed. P. Egelstaff. Academic Press, 1965.
59. A. Bajorek et al. Neutron Inelastic Scattering. Vol. II. Vienna, IAEA, 1968, p. 143.
60. Z. Rogalska. Physica, 29, 491 (1963).
61. Z. Rogalska. Acta Phys. Polon., 27, 58 (1965).
62. A. Bajorek et al. Physica, 37, (1969).
63. T. Riste et al. J. Phys. Chem. Solids, 7, 153 (1959).
64. T. Riste et al. J. Phys. Chem. Solids, 17, 318 (1964).
65. A. Wanic. J. de physique, 25, 627 (1964).
66. Z. Dimitrijević et al. Phys. Stat. Sol., 21, K163 (1967).
67. Z. Dimitrijević et al. Phys. Stat. Sol., 22, K55 (1967).
68. Z. Dimitrijević et al. Phys. Stat. Sol., 15, 119 (1966).
69. Z. Dimitrijević, et al. Inelastic Scattering of Neutron. Vol. I. Vienna, IAEA, 1965, p. 443.
70. S. Kraśnicki et al. Phys. Stat. Sol., 32, 41 (1969).