

## УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

ПРЯМОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ  
КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА  
МЕТОДОМ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

Согласно современным представлениям<sup>1</sup> колебания кристаллической решетки могут быть представлены в виде совокупности «нормальных колебаний», каждому из которых соответствует упругая волна, распространяющаяся в направлении волнового вектора  $\mathbf{k}$  (абсолютная величина которого  $k$  равна  $2\pi/\lambda$ , где  $\lambda$ —длина волны) и имеющая частоту  $\omega = \omega(k)/2\pi$ . Важнейшей характеристикой той или иной конкретной решетки является ее колебательный спектр—зависимость  $\omega(k)$ . Эта зависимость даже в случае простейших кристаллов изображается несколькими кривыми, резко подразделяющимися на два класса: так называемые акустические и оптические ветви. Физически различие между колебаниями этих двух типов состоит в том, что в первом случае близлежащие атомы колеблются «в фазе», подобно соседствующим элементам объема сплошной упругой среды, в случае же оптических колебаний соседние атомы колеблются «в противофазе», двигаясь «навстречу» друг другу. Кривые  $\omega(k)$  оптической ветви лежат выше кривых акустической ветви (то есть характеризуются более высокой частотой колебаний); они отличаются также слабой зависимостью  $\omega$  от  $k$ , конечным значением  $\omega$  при  $k=0$  (для акустических колебаний при  $k=0$ ,  $\omega=0$ ), малым влиянием направления  $\mathbf{k}$  в кристалле на величину  $\omega$ .

Одним из мощных методов исследования колебательного спектра твердого тела являются эксперименты по рассеянию медленных нейтронов. Теория рассеяния нейтронов на кристалле, развитая в свое время И. Я. Померанчуком<sup>2</sup> и Викком<sup>3</sup>, в последние годы получила дальнейшее развитие<sup>4</sup> и послужила основой довольно многочисленных экспериментальных исследований<sup>5</sup>. В частности, этими исследованиями был ясно подтвержден предсказываемый современной теорией динамики решетки характер спектра: отсутствие резкого обрыва кривой  $\omega(k)$  (как известно, такой обрыв при определенном значении  $\omega$  и  $k$  существовал в дебаевской теории теплоемкости), наличие в некоторых решетках—например в случае ванадия—двойного максимума на кривой  $\omega(k)$  (для акустической ветви). В последнее время появились две работы<sup>6,7</sup>, в которых метод рассеяния холодных нейтронов позволил впервые непосредственно обнаружить также колебания решетки оптического типа в двух веществах—в монокристалле германии и в поликристаллическом гидриде циркония.

С экспериментальной стороны методика, принятая в обеих работах, совпадала и состояла в следующем. Широкий пучок нейтронов из ядерного реактора пропускался через фильтр из поликристаллического бериллия. Нейтроны, де-бройлевская волна которых составляла менее  $3.96\text{ \AA}$ , претерпевали брэгговское отражение на соответствующих плоскостях решетки бериллия и рассеивались, тогда как более медленные нейтроны проходили через фильтр без большого ослабления. Таким путем были получены интенсивные и мало расходящиеся пучки медленных нейтронов со средней энергией около  $0.004\text{ эв}$ . Такой пучок заставляли падать на исследуемую мишень. Нейтроны, рассеянные под определенным углом, анализировались по временам их пролета при помощи механического селектора с вращающимися целями. Селектор, использовавшийся в этих работах, обладал довольно высокой разрешающей способностью, так что аппаратура была хорошо приспособлена для обнаружения острых пиков в энергетическом распределении рассеянных нейтронов.

Было найдено, что рассеянные нейтроны обладают значительными энергиями (по сравнению с энергией падающих нейтронов), составляющими сотые и десятые доли электрон-вольта. Это соответствует тому, что нейтрон в процессе рассеяния получает порцию энергии от колеблющейся решетки (опыты проводились при комнатной и при более высоких температурах). В случае гидроксида циркония, например, это приводит<sup>6</sup> к энергетическому распределению (рис. 1) в виде непрерывной кривой с широким

максимумом около 0,25 эв. Это соответствует передаче нейтронам энергии от колебаний решетки акустического типа. Однако, как видно из рассмотрения рис. 1, на фоне этого распределения четко выделяется резкий пик при энергии 0,134 эв ( $\pm 0,015$  эв); он соответствует оптическим колебаниям решетки с энергией 0,130 эв. Такой же пик энергии, соответствующий колебаниям оптической ветви, наблюдался<sup>6</sup> и в случае рассеянии нейтронов на монокристалле германия. Правда, в этом случае наряду с оптическим пиком наблюдался ряд других пиков, соответствующих когерентному рассеянию нейтронов на акустических колебаниях. Однако оптический пик легко может быть выделен. Он расположен при более высокой энергии (0,038 эв); кроме того, энергия этого пика (в отличие от других пиков) остается постоянной при изменениях ориентации кристалла

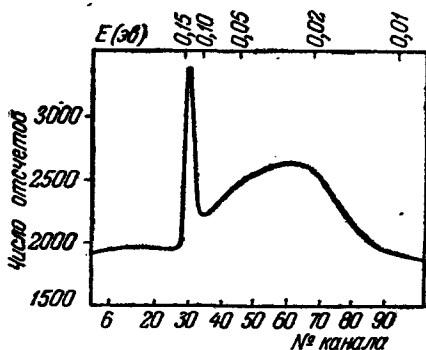


Рис. 1.

германия в приборе. Поскольку при различных ориентациях рассеивающиеся нейтроны взаимодействуют с колебаниями решетки, соответствующими различным значениям  $k$ , независимость энергии пика от ориентации говорит о том, что энергия и частота соответствующих колебаний решетки не зависят от  $k$ , а это как раз и является характерным признаком колебаний оптической ветви.

В случае гидрида циркония удалось исследовать обнаруженные оптические колебания более подробно<sup>7</sup>. Можно полагать, что в этом случае мы имеем дело с колебаниями атома водорода в изотропной потенциальной яме параболической формы. Если это так, то должна существовать целая серия оптических уровней с энергией  $E_n = nh\nu$  (где  $n=1, 2, 3, \dots$ ). И действительно, повышение температуры мишени из гидрида циркония до 393° С привело к появлению в спектре рассеянных нейтронов наряду с упомянутым основным пиком ( $E_1 = h\nu$ ) также более слабого (и более размазанного) пика  $E_2 \approx 2h\nu$ . Было найдено, что заселенность первого оптического уровня (мерой которого, очевидно, является интенсивность основного пика в спектре рассеянных нейтронов) меняется с температурой согласно закону Больцмана  $e^{-E_1/kT}$  со значением  $E_1 = 0,130 \pm 0,005$  эв. Это значение совпадает со значением энергии оптических колебаний, непосредственно определенным в работе<sup>6</sup>.

Недавно сообщалось<sup>8</sup> о том, что метод рассеяния медленных нейтронов позволит впервые непосредственно определить энергетический спектр элементарных возбуждений в жидком гелии II. Реферлируемые работы демонстрируют новые возможности, которые открывает этот прогрессивный метод для исследований в области физики твердого тела.

Р. Ченцов

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. См., например, М. Борн, Г. Хуан, Динамическая теория кристаллической решетки, ИЛ, Москва, 1958.
2. И. Я. Померанчук, Phys. Zeits. Sowjetunion 13, 65 (1938).
3. G. C. Wick, Phys. Zeits. 38, 403, 689 (1937).
4. G. Placzek, L. van Hove, Phys. Rev. 93, 1207 (1954) и др.
5. B. N. Brookhouse, Trans. Roy. Soc. Can. III, 49 (1955), paper 118; B. Jacrot, Compt. Rend. 240, 745 (1955); R. S. Carter, D. J. Hughes, H. Palevsky, Phys. Rev. 104, 271 (1956); B. N. Brookhouse, A. T. Stewart, Rev. Mod. Phys. 30, 236 (1958); A. T. Stewart, B. N. Brookhouse, Rev. Mod. Phys. 30, 250 (1958); C. M. Eisenhouer, I. Pelah, D. J. Hughes, H. Palevsky, Phys. Rev. 109, 1046 (1958) и др.
6. I. Pelah, C. M. Eisenhouer, D. J. Hughes, H. Palevsky, Phys. Rev. 108, № 4, 1091 (1957).
7. A. Andersen, A. W. McReynolds, M. Nelkin, M. Rosenbluth, W. Whittemore, Phys. Rev. 108, № 4, 1092 (1957).
8. См. УФН 65, 545 (1958).