

у четно-четных. Время жизни возбужденного ядра изменяется в широких пределах (от очень малых долей секунды до многих тысяч лет). Так, изомер  $^{236}_{93}\text{Np}$  имеет период полураспада 5000 лет, а изомер  $^{135}\text{Cs}$  —  $2,8 \cdot 10^{-10}$  с. Можно ожидать, что с развитием методики эксперимента будут обнаружены изомеры с еще более длинными и короткими периодами полураспада.

Метастабильные состояния наблюдаются и у  $\beta$ -стабильных ядер. В этих случаях метастабильное ядро переходит в основное состояние путем испускания  $\gamma$ -квантов и копверсионных электронов. Примером может служить  $\beta$ -стабильное ядро  $^{113}_{49}\text{In}$  ( $9/2^+$ ), которое имеет метастабильный изомер с энергией возбуждения 0,393 МэВ и временем жизни 104 мин ( $1/2^+$ ). Изомерия может также проявляться в форме существования у ядра нескольких периодов полураспада относительно спонтанного деления.

### § 76. Эффект Мессбауэра

1. В 1958 г. было обнаружено *резонансное поглощение  $\gamma$ -лучей*, получившее название *эффекта Мессбауэра* (р. 1929) — по имени ученого, который сделал это открытие. Явление это аналогично *оптической резонансной флуоресценции*. Оно состоит в том, что если возбужденный атом (или ядро) испустил фотон, то другой такой же, но невозбужденный атом (или ядро) способен с большой вероятностью его поглощать.

Для выяснения условий, при которых возможно резонансное поглощение  $\gamma$ -квантов (фотонов), надо принять во внимание, что в процессе испускания энергия возбужденного ядра передается не только  $\gamma$ -кванту, но и самому ядру — в виде кинетической энергии поступательного движения последнего, или энергии отдачи. Аналогично, при поглощении энергия  $\gamma$ -кванта идет не только на внутреннее возбуждение ядра, но и на сообщение ему поступательного движения. Допустим, что первое ядро до испускания, а второе до поглощения  $\gamma$ -кванта неподвижны. Тогда энергия испущенного  $\gamma$ -кванта окажется недостаточной, чтобы возбудить второе ядро. Для внутреннего возбуждения поглощающего ядра до того же энергетического уровня, на котором находилось испускающее ядро, требуется  $\gamma$ -квант большей энергии. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

Пусть неподвижное ядро испустило  $\gamma$ -квант. Если  $\mathcal{E}$  — разность энергий ядра до и после испускания, то на основании законов сохранения энергии и импульса можно написать

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_\gamma + K_{\text{яд}}, \quad P_\gamma + P_{\text{яд}} = 0,$$

где  $K_{\text{яд}}$  и  $P_{\text{яд}}$  — кинетическая энергия и импульс ядра после испускания  $\gamma$ -кванта, а  $P_\gamma$  — импульс испущенного  $\gamma$ -кванта. (Предполагается, что до испускания  $\gamma$ -кванта ядро покоялось.)

Таким образом, кинетическая энергия ядра отдачи

$$K_{\text{яд}} = P_{\text{яд}}^2 / 2M_{\text{яд}} = P_{\gamma}^2 / 2M_{\text{яд}},$$

где  $M_{\text{яд}}$  — масса ядра. Импульс и энергия  $\gamma$ -кванта связаны соотношением  $\mathcal{E}_{\gamma} = cP_{\gamma}$ . Поэтому

$$K_{\text{яд}} = \mathcal{E}_{\gamma}^2 / 2M_{\text{яд}}c^2.$$

Но подавляющую долю энергии при испускании уносит  $\gamma$ -квант. На долю кинетической энергии ядра (из-за большой массы  $M_{\text{яд}}$ ) приходится ничтожная часть. Следовательно, с достаточной точностью

$$K_{\text{яд}} = \mathcal{E}^2 / 2M_{\text{яд}}c^2. \quad (76.1)$$

Рассмотрим теперь поглощение  $\gamma$ -кванта ядром. В этом случае все величины будем обозначать теми же, по штрихованными буквами. Исключение оставим для величины  $\mathcal{E}$ , так как она имеет в точности тот же смысл, что и раньше, а именно равна разности между теми же энергетическими уровнями ядра. Это есть внутреннее свойство ядра и не зависит от того, рассматривается ли оно в процессе испускания или поглощения  $\gamma$ -кванта. Таким образом, при поглощении

$$\mathcal{E}'_{\gamma} = \mathcal{E} + K'_{\text{яд}}, \quad P'_{\gamma} = P'_{\text{яд}},$$

откуда

$$K'_{\text{яд}} = \frac{P'^2_{\text{яд}}}{2M_{\text{яд}}} = \frac{P'^2_{\gamma}}{2M_{\text{яд}}} = \frac{\mathcal{E}'^2_{\gamma}}{2M_{\text{яд}}c^2},$$

или с прежней точностью

$$K'_{\text{яд}} = \mathcal{E}^2 / 2M_{\text{яд}}c^2 = K_{\text{яд}}. \quad (76.2)$$

Линии испускания и поглощения  $\gamma$ -квантов сдвинуты относительно друг друга на величину

$$\Delta\mathcal{E} = \mathcal{E}'_{\gamma} - \mathcal{E}_{\gamma} = K'_{\text{яд}} + K_{\text{яд}} = 2K_{\text{яд}}. \quad (76.3)$$

**2.** Полученные результаты полностью применимы к испусканию и поглощению  $\gamma$ -квантов в оптической области спектра. Только в этом случае испускание и поглощение производится не ядрами, а электронными оболочками атомов. В соответствии с этим во всех формулах, приведенных выше, массу ядра следует заменить на массу атома (что практически не имеет абсолютно никакого значения). Кроме того, вместо термина « $\gamma$ -квант» в оптической области спектра используется термин «фотон». В идеальном случае для получения резонансного поглощения требуется совпадение линий испускания и поглощения, т. е.  $\Delta\mathcal{E} = 0$ . Величина  $\Delta\mathcal{E}$  в оптической области ничтожна, так как энергия испускаемого фотона (равная энергии возбуждения атома  $\mathcal{E}$ ) порядка одного или нескольких электронвольт. Даже для

самого легкого атома — атома водорода ( $Mc^2 \sim 10^9$  эВ) — получается  $\Delta\mathcal{E} \approx 1^2/10^9 \approx 10^{-9}$  эВ.

По этой причине в оптической области спектра резонансное поглощение света атомами легко наблюдается. Не так обстоит дело для  $\gamma$ -лучей. Энергия  $\gamma$ -квантов, испускаемых ядрами, примерно в  $10^6$  раз больше, а следовательно, сдвиг  $\Delta\mathcal{E}$  в  $10^{12}$  раз больше, чем в оптической области. Поэтому долгое время считалось, что осуществить резонансное поглощении  $\gamma$ -квантов невозможно.

Казалось бы, что сдвиг  $\Delta\mathcal{E}$  можно устранить, приведя в движение излучающее ядро в направлении к поглощающему. Тогда из-за эффекта Доплера энергия излучаемого  $\gamma$ -кванта увеличится, а скорость движения можно подобрать так, чтобы величина  $\Delta\mathcal{E}$  обратилась в нуль. Того же самого можно достигнуть приближением поглощающего ядра к испускающему. Однако здесь не принято во внимание, что источник испускает, а поглотитель поглощает не бесконечно тонкую линию, а линию конечной ширины. Для возможности резонансного поглощения необходимо, конечно, чтобы линии испускания и поглощения перекрывались, т. е. должно быть

$$\Gamma \geq K_{\text{яд}}, \quad (76.4)$$

где  $\Gamma$  — полуширина линии.

3. Уширение линии обусловлено различными причинами. Прежде всего существует *доплеровское уширение* спектральных линий, обусловленное тепловым движением атомов. *Доплеровская полуширина линии*  $\Delta\nu$  может быть оценена по формуле

$$\frac{\Delta\nu_{\text{доп}}}{\nu} \approx \frac{1}{c} \sqrt{\frac{2kT}{M_{\text{яд}}}}, \quad (76.5)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана, а  $T$  — термодинамическая температура источника (см. т. IV, § 89). Если полуширину выражать в энергетических единицах ( $\Gamma = h\Delta\nu$ ), то эта формула преобразуется в

$$\Gamma_{\text{доп}} \approx \frac{\mathcal{E}}{c} \sqrt{\frac{2kT}{M_{\text{яд}}}}, \quad (76.6)$$

так как в рассматриваемом случае энергия  $\gamma$ -кванта можно с большой точностью положить равной энергии возбуждения ядра. Доплеровское уширение играет основную роль в случае источника, содержащего много атомов или атомных ядер. Оно, очевидно, пропадает, когда излучателем является изолированный атом или изолированное ядро, так как в этом случае говорить о тепловом движении не имеет смысла. Движение изолированного атома или ядра сказывается на смещении спектральных линий, но не на их уширении.

В случае изолированного ядра ширина линии называется *естественной шириной*. Она может быть оценена по времени жизни  $\tau$  возбужденного ядра с помощью соотношения неопределенностей

$$\Gamma_{\text{ест}} \approx \hbar/\tau. \quad (76.7)$$

Посмотрим теперь на примере, выполняется ли условие (76.4) в оптической области и в области  $\gamma$ -лучей. В качестве примера возьмем ядро изотопа железа  $^{57}_{26}\text{Fe}$ . Энергия возбуждения первого уровня этого ядра равна 14 кэВ, т. е. для  $\gamma$ -лучей это совсем малая величина. Время жизни его  $\tau \approx 10^{-8}$  с, а естественная ширина линии

$$\Gamma_{\text{ест}} \approx 10^{-8} \text{ эВ.}$$

Кинетическая энергия ядра железа, приобретаемая им согласно формуле (76.1) при испускании  $\gamma$ -кванта, будет

$$K_{\text{яд}} = \frac{(14 \cdot 10^3)^2}{2 \cdot 57 \cdot 938 \cdot 10^6} = 0,00183 \text{ эВ,}$$

т. е. примерно в  $10^5$  раз превышает естественную ширину спектральной линии. О выполнении условия (76.4) не может быть и речи. Поэтому резонансное поглощение  $\gamma$ -квантов на изолированных неподвижных ядрах невозможно.

Иначе обстоит дело в случае оптических фотонов. В этом случае, согласно той же формуле (76.1), кинетическая энергия ядра отдачи порядка

$$K_{\text{яд}} \approx \frac{1^2}{2 \cdot 57 \cdot 938 \cdot 10^6} \approx 10^{-11} \text{ эВ.}$$

Взяв для естественной ширины линии прежнее значение  $10^{-8}$  эВ (это — очень узкая линия), видим, что условие (76.4) хорошо выполняется. Поэтому-то резонансное поглощение оптических фотонов происходит и на изолированных атомах.

4. Обратимся теперь к испусканию и поглощению  $\gamma$ -квантов макроскопическими телами — кристаллами. Казалось бы, что в этом случае достаточно естественную ширину спектральной линии заменить на додлеровскую. Для температуры  $T = 300$  К в случае изотопа железа  $^{57}_{26}\text{Fe}$

$$\Gamma_{\text{доп}} \approx 0,018 \text{ эВ,}$$

что на порядок большие кинетической энергии ядра  $K_{\text{яд}}$ . Условие (76.4) выполняется, хотя и на пределе. Поэтому следует ожидать, что в рассматриваемом случае резонансное поглощение  $\gamma$ -квантов на отдельных ядрах должно наблюдаться и в кристаллах. Однако при переходе к достаточно жестким  $\gamma$ -квантам и при понижении температуры условие (76.4) перестает выполняться, а резонансное поглощение в кристалле, казалось бы, должно сде-

ляться невозможным. Например, для ядра иридия  $^{194}\text{Ir}$  энергия возбуждения  $\mathcal{E} = 129$  кэВ, так что в этом случае

$$K_{\text{яд}} = \frac{(129 \cdot 10^3)^2}{2 \cdot 191 \cdot 938 \cdot 10^6} = 0,046 \text{ эВ.}$$

Поэтому даже при  $T = 300$  К условие  $\Gamma_{\text{доп}} > K_{\text{яд}}$  не выполняется, так как для более тяжелого иридия при одинаковых температурах  $\Gamma_{\text{доп}}$  меньше, чем для железа. Но и в тех случаях, когда условие  $\Gamma_{\text{доп}} > K_{\text{яд}}$  выполняется, следовало бы ожидать очень широкие и пологие максимумы резонансного поглощения.

При понижении температуры источника и поглотителя область перекрытия доплеровских линий испускания и поглощения уменьшается. Казалось бы, что при этом должна уменьшаться и доля поглощаемых  $\gamma$ -квантов. На самом деле, как показали опыты Мёссбауэра в 1958 г., она увеличивается. Этот неожиданный результат, как понял сам Мёссбауэр, указывает на статистический характер испускания и поглощения  $\gamma$ -квантов в кристалле. Большая часть  $\gamma$ -квантов испускается и поглощается так, как описано выше, т. е. отдельными ядрами. Однако, поскольку ядра в кристаллической решетке связаны между собой, наряду с такими индивидуальными процессами происходят и коллективные процессы, напоминающие возбуждение квазичастиц в теории теплоемкостей твердых тел, допускаемые квантовой механикой. Какой процесс произойдет — индивидуальный или коллективный, — зависит от случая. Соотношение между числом тех и других процессов управляет статистическими законами.

В коллективных процессах возбужденное ядро возвращается в нормальное состояние, энергия возбуждения упосится  $\gamma$ -квантам, но импульс воспринимается кристаллом в целом или, во всяком случае, большой группой атомов. Аналогично, энергия испущенного фотона поглощается отдельным ядром, а его импульс передается кристаллу в целом. На кинетическую энергию всего кристалла (ввиду большой массы последнего), возникающую в этих процессах, приходится ничтожная доля, малая по сравнению с естественной шириной линии (измеренной в энергетических единицах). Явление происходит так, как если бы какая-то часть ядер испускала и поглощала энергию, но не испытывала отдачи импульса. *Испускание и поглощение  $\gamma$ -квантов без отдачи импульса и составляет сущность эффекта Мёссбауэра.* Поскольку явления испускания и поглощения  $\gamma$ -квантов происходят так, как если бы масса ядра была бесконечно велика, они не сопровождаются доплеровским уширением спектральных линий. Остается только естественная ширина линии. В таких процессах проявляются, таким образом, очень узкие спектральные линии испускания и поглощения  $\gamma$ -квантов.

5. Это объяснение Мёссбауэра убедительно подтверждается опытами по резонансному поглощению  $\gamma$ -квантов. Принципиаль-

ная схема опыта для наблюдения этого явления приведена на рис. 138. Источник резонансного  $\gamma$ -излучения  $\mathcal{E}$  медленно движется по окружности с помощью часового механизма относительно поглотителя  $A$ . За поглотителем расположен счетчик  $\gamma$ -квантов  $D$ . Измеряется зависимость скорости счета от скорости

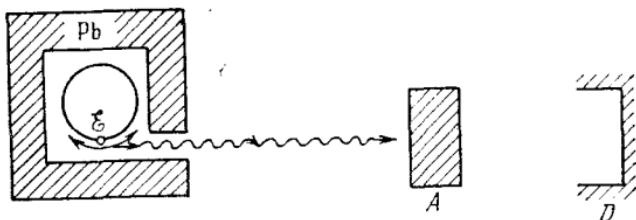


Рис. 138

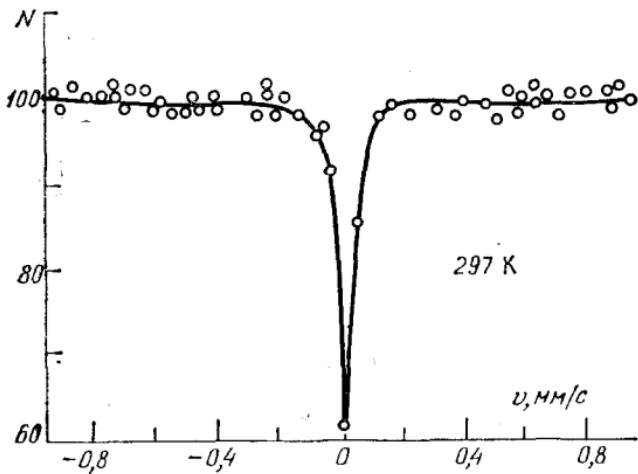


Рис. 139

движения источника в моменты приближения и удаления его от поглотителя. Если источник движется достаточно быстро, то линия испускания сдвигается относительно линии поглощения и резонансное поглощение не наблюдается. При уменьшении скорости источника обе эти линии сближаются, а при их совпадении появляется острый максимум поглощения. Это проявляется в резком уменьшении скорости счета счетчика. На рис. 139 изображена экспериментальная кривая, полученная таким путем. Источником излучения является ядро  $^{57}\text{Co}$ , которое в результате К-захвата превращается в ядро железа  $^{57}\text{Fe}$ , испускающее  $\gamma$ -кванты с энергией  $\mathcal{E} = 14$  кэВ. Поглотителем служит соль  $\text{K}_3^{57}\text{Fe}(\text{CN})_6$ . Кривая получена при  $T = 297$  К. По вертикальной оси отложена относительная интенсивность  $\gamma$ -излучения, прошедшего через поглотитель (максимальная интенсивность принята за 100).

Из рисунка видно, что резонанс нарушается уже при ничтожных скоростях источника  $v$  — порядка 0,1 мм/с. Отсюда следует, что относительная ширина самих линий испускания и поглощения  $v/c \approx 10^{-11}—10^{-12}$ , а абсолютная  $\Gamma = \mathcal{E}v/c \approx 14\,000v/c \approx 10^{-7}—10^{-8}$  эВ, т. е. того же порядка, что и естественная ширина линии. Значит, в опыте действительно наблюдалось резонансное испускание и поглощение *без отдачи импульса*. Впервые такое экспериментальное доказательство эффекта было дано Мёссбауэром в 1958 г. Излучателем и поглотителем  $\gamma$ -квантов у него были изотопы  $^{191}\text{Ir}$ , охлажденные до 88 К. Постановка этого фундаментального опыта и может считаться временем открытия эффекта Мёссбауэра.

Эффект Мёссбауэра наблюдается на многих веществах, причем для многих из них были зафиксированы еще более узкие линии испускания и поглощения, чем у рассмотренных выше изотопов железа и придия. Рабочие температуры для разных веществ колеблются в пределах от комнатных до гелиевых (около 4 К и ниже). С ростом температуры эффект постепенно ослабевает и наконец совсем пропадает. Для наблюдения эффекта Мёссбауэра благоприятным является высокое значение  $f$ -коэффициента, определяющего относительную долю процессов испускания  $\gamma$ -квантов, происходящих без отдачи импульса. В свою очередь этот коэффициент тем выше, чем ниже энергия возбуждения ядра  $\mathcal{E}$ , а также чем выше дебаевская температура  $T_b$ , поскольку она характеризует прочность связи ядра в кристаллической решетке.

Разрешающая способность метода мёссбауэровской спектроскопии характеризуется относительной шириной линии  $\Gamma/\mathcal{E}$ . Так, для изотопа железа  $^{57}\text{Fe}$   $\Gamma \approx 10^{-8}$  эВ, его период полураспада  $T_{1/2} = 10^{-7}$  с.  $T_b \approx 500$  К,  $f > 0,6$  вплоть до комнатной температуры 300 К. В связи с такими хорошими характеристиками этот изотоп железа широко используется в работах по эффекту Мёссбауэра. Другим веществом, применяющимся при комнатной температуре, является изотоп олова  $^{119}\text{Sn}$  ( $\mathcal{E} = 23,8$  кэВ,  $T_{1/2} = 1,8 \cdot 10^{-8}$  с,  $\Gamma = 2,5 \cdot 10^{-8}$  эВ,  $\Gamma/\mathcal{E} \approx 10^{-12}$ ), а также изотоп  $^{181}\text{Ta}$  ( $\mathcal{E} = 6,2$  кэВ,  $T_{1/2} = 6,8 \cdot 10^{-8}$  с,  $\Gamma = 6,7 \cdot 10^{-11}$  эВ,  $\Gamma/\mathcal{E} \approx 10^{-14}$ ,  $f \approx 5\%$  при комнатной температуре). Уникальной разрешающей способностью обладает  $^{67}\text{Zn}$  ( $\mathcal{E} = 93$  кэВ,  $T_{1/2} = 9,4 \times 10^{-6}$  с,  $\Gamma \approx 5 \cdot 10^{-11}$  эВ,  $\Gamma/\mathcal{E} \approx 5 \cdot 10^{-16}$ ). Однако дебаевская температура у  $^{67}\text{Zn}$  настолько низка, что даже при гелиевых температурах (около 4 К)  $f$  составляет только около 0,3 %.

6. Основное применение эффекта Мёссбауэра связано с тем, что он дает уникальный метод измерения ничтожных изменений энергии, которые не могут быть измерены никаким другим методом. Ограничимся двумя примерами.

С помощью эффекта Мёссбауэра удалось обнаружить в лабораторных условиях *гравитационное смещение спектральных линий*.

ний, предсказанное теорией относительности Эйнштейна (см. § 7, а также т. I, § 72). По этой теории фотон, распространяющийся вертикально в поле тяжести Земли, при прохождении расстояния  $h$  меняет свою энергию  $\mathcal{E}$  на величину

$$\Delta\mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}}{c^2} gh, \quad (76.8)$$

что проявляется в изменении его частоты. При падении вниз частота фотона увеличивается (фиолетовое смещение), при поднятии вверх уменьшается (красное смещение). Паунд (р. 1919) и Ребке в 1959 г. поставили соответствующий опыт в башне Гарвардского университета ( $h = 22,6$  м), использовав в качестве излучателя и поглотителя образцы из изотопа железа  $^{59}_{26}\text{Fe}$ , охлажденные до гелиевых температур. Относительное изменение энергии фотона в этом случае составляло

$$\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E} = gh/c^2 \approx 2,46 \cdot 10^{-15},$$

а абсолютное  $\Delta\mathcal{E} \approx 14\,000 \cdot 2,46 \cdot 10^{-15} \approx 3,4 \cdot 10^{-11}$  эВ, что примерно в 300 раз меньше естественной ширины линии. Для компенсации этого изменения энергии доплеровским смещением требуется скорость источника  $v \approx c\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E} \approx 0,75$  мкм/с. Для надежного обнаружения гравитационного смещения необходимо было измерять изменения энергии с погрешностью  $10^{-3}$  Гест  $\approx 10^{-11}$  эВ. Тем не менее эффект был с уверенностью обнаружен, в согласии

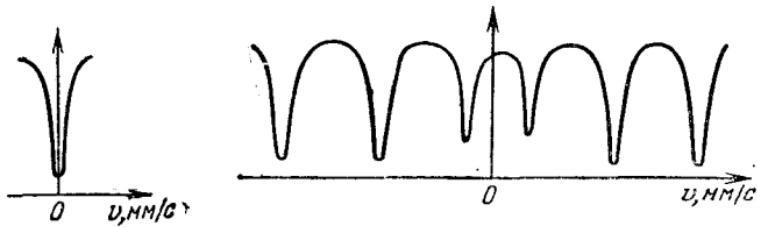


Рис. 140

с предсказанием Эйнштейна. Обнаруженный в лабораторных условиях эффект был примерно в  $10^9$  раз меньше гравитационного смещения, вызываемого полем тяготения Солнца, который измеряется уже астрономическими методами. В 1965 г. опыт был повторен в усовершенствованной форме Паундом и Снейдером.

Методами мёссбауэровской спектроскопии удалось обнаружить влияние электронных оболочек атомов на процессы, происходящие внутри атомных ядер. Линии мёссбауэровских спектров одного и того же ядра заметно сдвигаются и меняются по ширине при переходе от одного химического соединения к другому, при изменении структуры кристаллической решетки, при изменении температуры, при падении и снятии механических напряжений и т. п. В качестве примера на рис. 140 приведены мёссбауэров-

ские спектры изотопа железа  $^{57}\text{Fe}$  для нержавеющей стали (слева) и железосодержащего соединения  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  — гематита (справа). По горизонтальной оси отложена скорость источника относительно поглотителя, по вертикальной — интенсивность  $\gamma$ -лучей, прошедших через поглотитель. Для нержавеющей стали получается одиночная линия. Для окиси железа  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  под действием магнитного поля электронных оболочек линия расщепляется уже на шесть линий. Впрочем, и спектральная линия нержавеющей стали испытывает также расщепление при наклееце вследствие изменения внутренней структуры кристалла из-за пластической деформации. Методы мёссбауэровской спектроскопии нашли широкое применение в исследованиях по физике твердого тела.