

548.0:535.312

**ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ЭЛЕКТРО- И ПЬЕЗООТРАЖЕНИЯ  
СВЕТА КРИСТАЛЛАМИ***Г. С. Криччик*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Можно выделить два обстоятельства, объясняющие особое внимание к недавно обнаруженным эффектам в физике твердого тела — электро- и пьезоотражению света. Первое и основное относится к существу дела: в последние годы начато решение проблемы полного восстановления энергетического спектра электронов во внешних энергетических зонах кристалла (см., например, <sup>1, 2</sup>). Экспериментальные работы этого направления основаны, естественно, не на использовании явлений переноса, как при изучении поверхности Ферми металлов, а на применении различных оптических методик — обычной оптической спектроскопии, магнитооптики, фотоэлектронной эмиссии, — обусловленных электронными состояниями, относительно сильно удаленными от уровня Ферми. По этой причине обнаружение и использование новых физических эффектов или новых экспериментальных методик указанного типа встречается с повышенным интересом. Второе обстоятельство относится к методической стороне вопроса: обнаружение эффектов электро- и пьезоотражения света оказалось возможным благодаря резкому скачку в экспериментальной технике регистрирования малых изменений интенсивности отраженного света. Использование динамических методов измерения привело к возможности обнаружения сигналов, соответствующих  $\Delta R/R \sim 10^{-6}$ , где  $\Delta R$  — изменение интенсивности отраженного света  $R$ , возникающее при наложении на образец периодически изменяющегося магнитного поля <sup>3</sup>, электрического поля <sup>4</sup> или упругого напряжения <sup>5</sup>. Естественно, что достигаемое благодаря использованию динамических методов повышение чувствительности на 2—3 порядка открывает принципиально новые возможности изучения зонной структуры твердых тел методами электро- и пьезоотражения света.

В принципе использование любого оптического эффекта для изучения зонной структуры твердого тела аналогично методам атомной спектроскопии. На экспериментальных кривых зависимости эффекта от частоты проходящего или отраженного света обнаруживаются некоторые особенности, которые затем можно отождествить с определенными межзонными переходами и получить количественную и качественную информацию об электронном энергетическом спектре верхних заполненных и ближайших незаполненных зон. Сущность динамических оптических методик сводится к тому, чтобы «подвинуть» или изменить амплитуду данной особенности каким-либо периодическим внешним воздействием, свести задачу ее обнаружения к индикации на приемнике света переменного сигнала с фиксированной частотой и фазой и тем самым резко расширить возможности

оптических методик в отношении числа наблюдаемых особенностей, их тонкой структуры, влияния внешних полей, температуры и т. д. В применении к эффектам электро- и пьезоотражения сказанное выше можно проиллюстрировать на примере особенностей, связанных с наличием сингулярностей Ван-Хова.

Представление об особых точках кривой плотности состояний квази-частиц в кристалле ввел Ван-Хов <sup>6</sup>, а Филлипс <sup>7</sup> применил эти представления к электронному энергетическому спектру кристалла и дал полную классификацию особых точек. Рассмотрим, какое влияние оказывают различные типы сингулярностей Ван-Хова на частотную зависимость оптических характеристик кристалла в области прямых межзонных переходов.

В общем виде выражение для мнимой компоненты диэлектрической проницаемости  $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ , обусловленной межзонными переходами, можно записать следующим образом <sup>8</sup>:

$$\epsilon_2(\omega) = \frac{e^2 \hbar^2}{8\pi^3 m} \sum_{jj'} \int_S \frac{f_{jj'}(\mathbf{k})}{E_{jj'} |\nabla_k E_{jj'}|} dS.$$

Поверхность  $S$  есть одна из изоэнергетических межзонных поверхностей, фиксируемых условием

$$\hbar\omega = E_{j'}(\mathbf{k}) - E_j(\mathbf{k}) = E_{jj'}.$$

Суммирование проводится по всем парам зон, между которыми возможны переходы. Предполагая, что сила осциллятора для данной пары зон не зависит от  $\mathbf{k}$ , получаем

$$\epsilon_2(\omega) = \frac{2\pi \hbar e^2}{m\omega} \sum_{jj'} f_{jj'} \left( \frac{dN}{dE_{jj'}} \right)_{\hbar\omega = E_{jj'}},$$

где

$$\frac{dN}{dE_{jj'}} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{dS}{|\nabla_k (E_{j'} - E_j)|}.$$

Особые точки межзонной плотности состояний  $dN/dE_{jj'}$  и, соответственно,  $\epsilon_2(\omega)$ , очевидно, определяются соотношением

$$\nabla_k (E_{j'} - E_j) = 0.$$

Аналитическое поведение  $dN/d\omega$  вблизи сингулярностей Ван-Хова может быть найдено разложением  $E_{j'}(\mathbf{k}) - E_j(\mathbf{k})$  или  $\omega_{jj'}(\mathbf{k})$  в окрестности  $k_0$  при условии  $|\nabla_k \omega_{jj'}(k)|_{k=k_0} = 0$ :

$$\omega_{jj'}(k) = \omega_0 + \sum_{\alpha=1}^3 a_\alpha \epsilon_\alpha \Delta k_\alpha^2,$$

$$\epsilon_\alpha = \pm 1, \quad \Delta k = k - k_0.$$

Особая точка типа  $M_0$  (минимум плотности состояний) задается условием  $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = 1$ , и плотность состояний вблизи  $M_0$  определяется соотношениями

$$\frac{dN}{dE_{jj'}} = \begin{cases} c + O(\omega - \omega_c) & \text{при } \omega < \omega_c, \\ c + A(\omega - \omega_c)^{1/2} + O(\omega - \omega_c) & \text{при } \omega > \omega_c. \end{cases}$$

Соответственно точка  $M_3$  (максимум плотности состояний) определяется таким образом:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = -1,$$

$$\frac{dN}{dE_{jj'}} = \begin{cases} c + A (\omega_c - \omega)^{1/2} + O(\omega - \omega_c) & \text{при } \omega < \omega_c, \\ c + O(\omega - \omega_c) & \text{при } \omega > \omega_c. \end{cases}$$

Поведение вблизи седловых или гиперболических особых точек типа  $M_1$  ( $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = -\varepsilon_3 = 1$ ) и  $M_2$  ( $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = -\varepsilon_3 = -1$ ) задается соответственно для  $M_1$ :

$$\frac{dN}{dE_{jj'}} = \begin{cases} c - A (\omega_c - \omega)^{1/2} + O(\omega_c - \omega) & \text{при } \omega < \omega_c, \\ c + O(\omega - \omega_c) & \text{» } \omega > \omega_c, \end{cases}$$

и для  $M_2$ :

$$\frac{dN}{dE_{jj'}} = \begin{cases} c + O(\omega - \omega_c) & \text{» } \omega < \omega_c, \\ c - A (\omega - \omega_c)^{1/2} + O(\omega - \omega_c) & \text{» } \omega > \omega_c. \end{cases}$$

На рис. 1 показан графически характер поведения плотности состояний вблизи особых точек. Если предположить, например, что внешнее электрическое поле  $E$  или упругое напряжение  $U$  влияют на положение

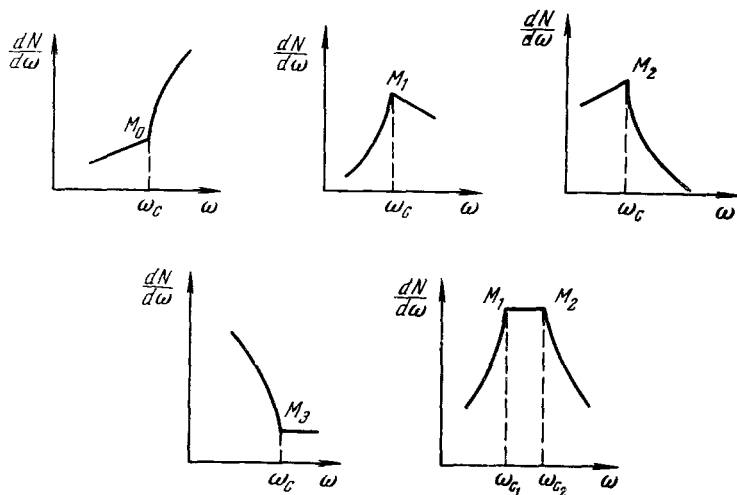


Рис. 1. Плотность состояний вблизи особых точек различного типа.

особой точки, т. е.  $d\omega_c/dE$  или  $d\omega_c/dU \neq 0$ , это влияние приведет к соответствующим особенностям на кривых зависимости  $\varepsilon_2(\omega)$  от  $E$  или  $U$ . Например, в окрестности особой точки  $M_1$  при  $\omega < \omega_c$  интересующую нас зависимость  $\varepsilon_2(\omega)$  мы можем записать в виде

$$\varepsilon_2 = a (\omega_c - \omega)^{1/2},$$

и, следовательно, величина

$$\frac{d\varepsilon_2}{dU} = \frac{a}{2} \frac{d\omega_c}{dU} (\omega_c - \omega)^{-1/2},$$

которая представляет одну из компонент деформационного потенциала, должна иметь особенность вблизи  $M_1$ , что в свою очередь приведет к особенности коэффициента отражения  $\Delta R = \alpha \Delta \varepsilon_1 + \beta \Delta \varepsilon_2$ . Зависимость  $\Delta R(\omega)/R(\omega)$  при наложении переменного электрического поля есть динамический эффект электроотражения, а соответствующий упругий эффект — эффект пьезоотражения.

## 2. СПЕКТРЫ ЭЛЕКТРООТРАЖЕНИЯ

Первое наблюдение динамического эффекта электроотражения было сделано Серафином и Гессом<sup>4</sup>. Цель работы состояла в том, чтобы обнаружить этим методом эффект Франца — Келдыша на сингулярностях Ван-Хова, расположенных выше основного края поглощения. Эксперимент проводился при нормальном падении света на поверхность кристалла германия. Напряжение подавалось на прозрачный электрод, изолированный от германия тонким слоем диэлектрика. Переменное модулирующее электрическое поле с частотой 250 *гц* достигало величины порядка  $10^6$  в/см. Приемное устройство — фотоумножитель или фотоэлемент PbS с избирательным фазочувствительным усилителем — позволяло регистрировать величины  $\Delta R/R$  порядка  $5 \cdot 10^{-6}$  (в дальнейшем этот предел был доведен

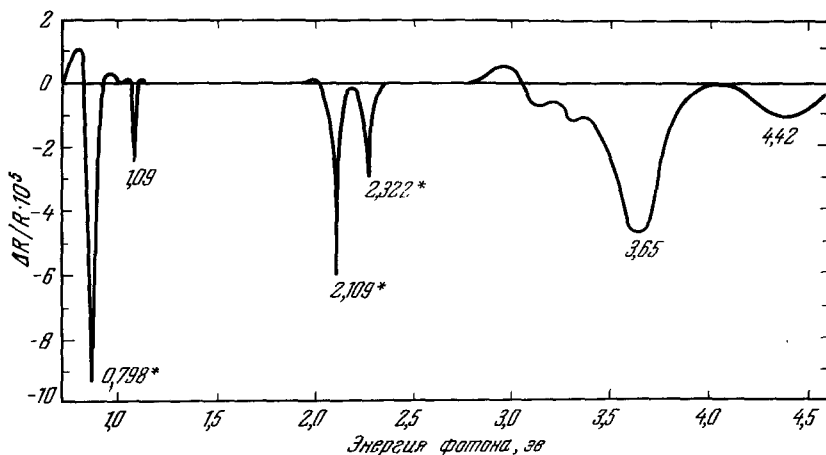


Рис. 2. Спектр электроотражения германия.

Максимумам, помеченным звездочками, соответствуют эффекты на порядок большие, чем указанные на шкале слева.

примерно до  $(1 \text{--} 3) \cdot 10^{-6}$ ). Оптическая часть установки обеспечивала спектральное разрешение не хуже 0,003 эв. На рис. 2 приведен спектр электроотражения германия в области 0,7—4,5 эв. На кривой видны максимумы в областях всех межзонных переходов, которые ранее наблюдались в опытах по отражению и поглощению света и идентифицировались согласно существующим расчетам зонной структуры германия. Однако методика электроотражения уже в первом применении обнаружила существенные преимущества. Впервые на отраженном свете наблюдалась линия 1,09 эв вблизи основного края поглощения. Впервые разрешен квадруплет в области 2,8—4,0 эв. Прекрасно видно спин-орбитальное расщепление валентной зоны в области 2,2 эв<sup>9</sup>. Абсолютные значения наблюдаемых пиков могут, в зависимости от условий приготовления поверхности образца, изменяться более чем на порядок, но относительные величины их изменяются значительно меньше, а положение на частотной шкале остается неизменным с точностью до 0,005 эв. В работе<sup>10</sup> был обнаружен эффект электроотражения на кремний *p*-типа, а затем и на других полупроводниках. Вместе с новыми экспериментальными данными начали появляться и теоретические работы, дающие основание для более точной идентификации наблюдаемых межзонных переходов. Филлипс, обсуждая вопрос о влиянии электрического поля на гиперболические сингулярности Ван-Хова, доказал так называемую теорему дуальности<sup>2</sup>, из которой следует, что вблизи седловой точки  $M_1$   $\epsilon_2$  под влиянием электрического

поля, направленного вдоль оси изоэнергетического конуса межзонной плотности состояний, должно уменьшаться, что вызовет коротковолновый сдвиг соответствующего края поглощения вместо длинноволнового сдвига в эффекте Франца — Келдыша. Таким образом, по знаку эффекта электроотражения (при прочих равных обстоятельствах, поскольку необходимо учитывать влияние  $\Delta\epsilon_1$  на электроотражение) можно судить о типе соответствующей особенности Ван-Хова. Действительно, таким образом были впервые обнаружены сингулярности гиперболического типа. Например, в наблюдавшемся в кремнии в области 3,3—3,5 эв триплете <sup>10, 11</sup> (рис. 3) длинноволновая линия I была отождествлена с основным краем поглощения (Франц-Келдыш-эффект), а коротковолновая линия III, имеющая другой знак, — с гиперболической особенностью, соответствующей переходу  $L'_3 - L_1$  (анти-Франц-Келдыш-эффект). Появление промежуточной линии II было связано <sup>11</sup> с возможностью возбуждения так называемых гиперболических экситонов <sup>2</sup>, однако вопрос о существовании гиперболических экситонов является пока дискуссионным <sup>12, 13</sup>.

Дальнейшее изучение эффекта электроотражения на кремнии показало, что наблюдаемые закономерности более сложны, чем они кажутся на первый взгляд. На образцах кремния *n*-типа примерно с таким же сопротивлением, как у ранее исследованных образцов *p*-типа, произошла смена знака (фазы) у линий II и III при сохранении знака линии I, а также наблюдались существенные сдвиги линий по частоте, эффекты влияния поверхностного потенциала на положение пиков и т. д. Для выявления природы этих закономерностей необходимо более глубокое понимание физики поверхностных эффектов в полупроводниках.

В кремнии обнаружена также линия электроотражения при 4,2 эв <sup>14</sup>, которая отождествлена с переходом  $X_4 - X_1$  гиперболического типа. В GaAs <sup>15</sup> наблюдались две группы линий электроотражения в области 1,5 и 3,0 эв, которые отождествлены с межзональными переходами  $\Gamma_{15} - \Gamma_1$  и  $\Lambda_3 - \Lambda_1$  и, соответственно, с их спин-орбитальными компонентами. С высокой точностью измерены спин-орбитальные расщепления для первой ( $\Delta = 0,348 \pm 0,002$  эв) и второй ( $\Delta = 0,232 \pm 0,002$  эв) групп. Знаки эффектов, а также знаки сдвигов линий под действием электрического

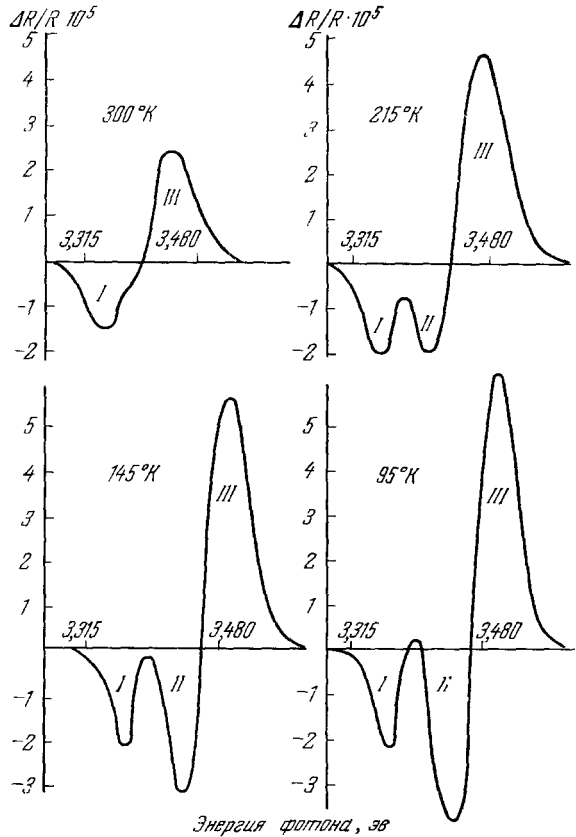


Рис. 3. Спектры электроотражения кремния при различных температурах.

поля позволили на основании теоремы дуальности предположить, что линии первой группы соответствуют переходам параболического, а второй — гиперболического типа. Непосредственно за первой работой по эффекту электроотражения<sup>4</sup> появилось сообщение<sup>16</sup> о наблюдении эффекта электроотражения методом поляризации электролита, который контактирует с поверхностью исследуемого полупроводника. Метод электролита основан на том, что дипольные моменты поляризованных молекул создают сильное электрическое поле на поверхности полупроводника, причем, хотя напряжение на обкладках конденсатора относительно невелико ( $\sim 2$  эВ), действующее на поверхностный слой полупроводника поле

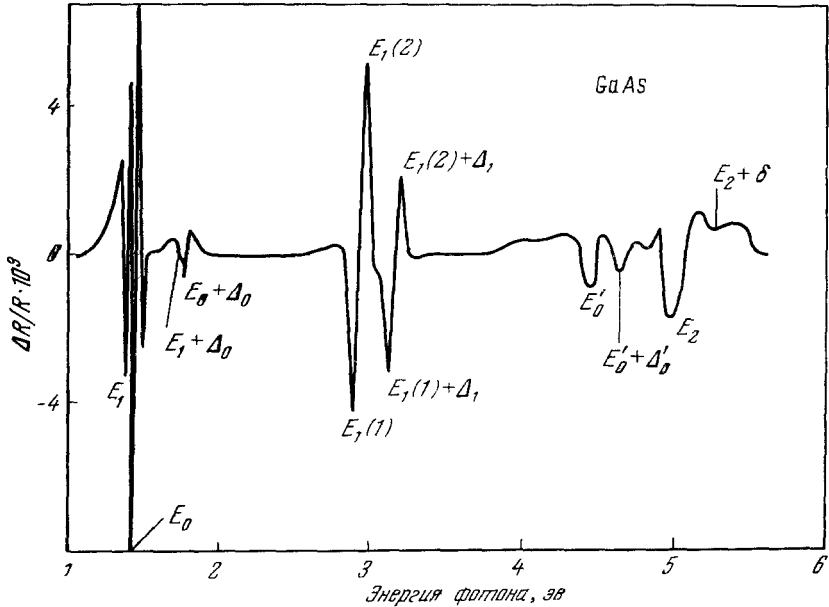


Рис. 4. Спектр электроотражения GaAs *n*-типа, полученный методом электролита.

больше, чем в обычном методе Серафина — Гесса<sup>4</sup>, если судить по величине наблюдаемого эффекта электроотражения. Кроме того, метод электролита применим в ультрафиолетовой области; он предъявляет меньшие требования к качеству поверхности полупроводника, и образец может подвергаться очистке в том же электролите без вынесения на воздух. Методом электролита проведены точные измерения спин-орбитального расщепления в различных полупроводниках групп IV, III—V, II—VI, а также идентифицированы некоторые переходы гиперболического типа<sup>16, 17</sup>.

Возможности этой методики можно проиллюстрировать спектром электроотражения GaAs *n*-типа из работы<sup>18</sup>, воспроизведенном на рис. 4. Предлагаемую авторами<sup>18</sup> идентификацию линий в спектре электроотражения можно видеть на схеме межзонных переходов GaAs (рис. 5). В этой же работе изучен спектр электроотражения GaP и девяти сплавов системы GaAs — GaP. Приведены и обсуждаются кривые зависимости положения линий  $E_0$ ,  $E_1$ ,  $E'_0$ ,  $E_2$  и спин-орбитальных параметров  $\Delta_0$  и  $\Delta_1$  от концентрации сплавов.

Дальнейшее развитие теории эффекта электроотражения как следствия эффекта Франца — Келдыша было дано в работах Аспнеса<sup>19</sup>. Он исследовал не только зависимость эффекта от типа сингулярности, но

и анизотропию эффекта электроотражения, что должно существенно облегчить идентификацию переходов. Здесь следует, однако, заметить, что внимательное изучение формы и положения линий электроотражения и сопоставление этих данных с измерениями электропоглощения света поставило под сомнение предположение, что основную роль в формировании линий электроотражения играет эффект Франца — Келдыша в его каноническом понимании. В работе Хандлера с сотрудниками<sup>20</sup> (см. также<sup>21</sup>) высказывается предположение, что основную роль в формировании линий электроотражения, по крайней мере в области края поглощения прямых переходов, а возможно, и для остальных линий, играют эффекты подавления экситонного поглощения света электрическим полем.

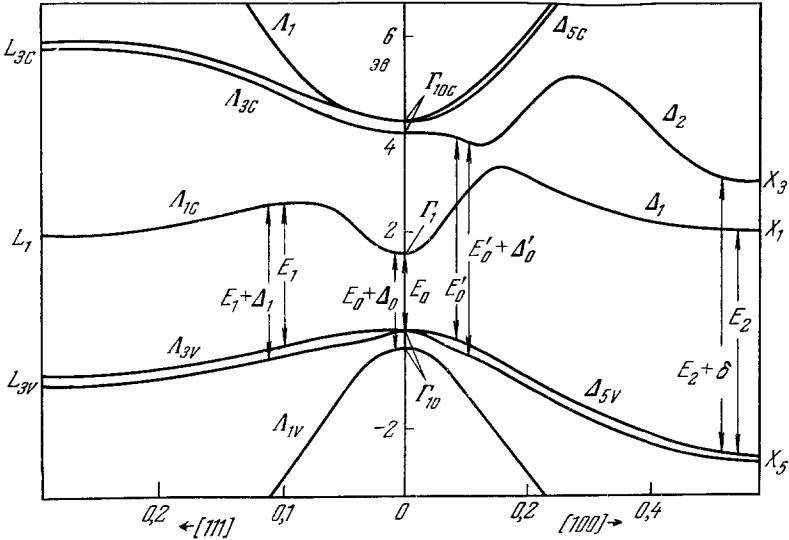


Рис. 5. Зонная структура GaAs с предлагаемой авторами<sup>18</sup> идентификацией спектра электроотражения на рис. 4.

Первое наблюдение эффекта электроотражения в металлах проведено недавно Файнлейбом<sup>22</sup>. Измерения проводились на серебре и золоте методом электролита. И хотя глубина проникновения статического электрического поля в металл по крайней мере на два порядка меньше глубины проникновения световой волны, наблюдаемый эффект оказался довольно большим — порядка 0,5% в максимумах. Обнаружена корреляция положения края поглощения и особенностей межзонных переходов при сопоставлении с другими экспериментальными методами. Тем не менее более перспективным для изучения зонной структуры металлов, по-видимому, является метод пьезоотражения, к рассмотрению которого мы и перейдем.

### 3. СПЕКТРЫ ПЬЕЗООТРАЖЕНИЯ

Эффект пьезоотражения был обнаружен Энгелером с сотрудниками<sup>5</sup> сразу же после появления первой работы по электроотражению. Методика измерения в принципе аналогична описанной в предыдущем параграфе, только внешнее электрическое поле заменено переменным упругим напряжением, создаваемым с помощью пьезоэлектрического преобразователя. Подход к проблеме изучения зонной структуры твердых тел методом пьезоотражения также не изменяется: это — обнаружение и идентификация

сингулярностей Ван-Хова. В частности, метод пьезоотражения также позволил подтвердить наличие особенностей гиперболического типа в кремнии<sup>23</sup>.

Особенно эффективным оказалось применение методики пьезоотражения при исследовании зонной структуры металлов. Исследование спектров пьезоотражения благородных металлов проведено в работах Энгелера

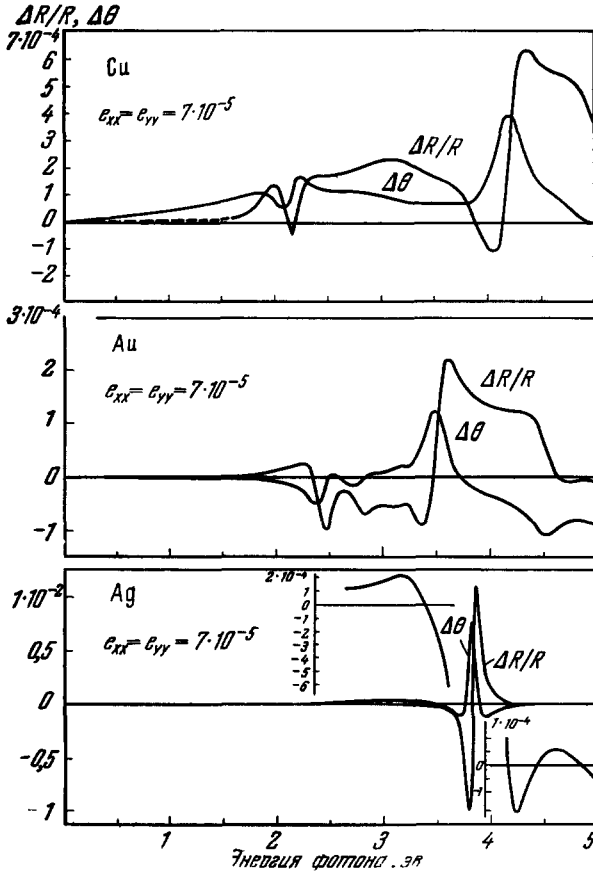


Рис. 6. Спектры пьезоотражения меди, золота и серебра и расчетные кривые изменения фазы отраженного света  $\Delta\theta$ .

с сотрудниками<sup>24</sup>. Измерения проводились на пленочных образцах, напыленных непосредственно на пьезоэлектрический датчик. На опыте получаются частотные зависимости относительного изменения интенсивности отраженного света  $\Delta R/R$  под действием упругого напряжения. Затем с помощью соотношений Крамерса — Кронига определяются соответствующие изменения фазы отраженного света  $\Delta\theta$ . Используя формулы металлооптики для отражательной способности металла, легко получить соотношения, связывающие экспериментальные величины  $\Delta R/R$  и  $\Delta\theta$  с изменениями действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости  $\Delta\epsilon_1$  и  $\Delta\epsilon_2$ :

$$\Delta\epsilon_1 = \frac{1}{2} [n(\epsilon_1 - 1) - k\epsilon_2] \frac{\Delta R}{R} + [k(\epsilon_1 - 1) + n\epsilon_2] \Delta\theta,$$

$$\Delta\epsilon_2 = \frac{1}{2} [k(\epsilon_1 - 1) + n\epsilon_2] \frac{\Delta R}{R} - [n(\epsilon_1 - 1) - k\epsilon_2] \Delta\theta.$$



На рис. 6 представлены полученные таким образом кривые  $\Delta R/R$  и  $\Delta\theta$ , а на рис. 7 — кривые  $\Delta\varepsilon_1$  и  $\Delta\varepsilon_2$  для меди, золота и серебра. Наблюдающиеся особенности на кривых  $\Delta\varepsilon_2$  идентифицируются авторами следующим образом. Максимум при 4,2 эв для меди и при 3,5 эв для золота — сингулярность Ван-Хова, соответствующая переходам вблизи  $X_5 - X_4'$ , а минимум  $\Delta\varepsilon_2$  при 4,5 эв для золота — сингулярность типа  $L_{2'} - L_{12}$ .

Особенности спектров  $\Delta\varepsilon_1$  и  $\Delta\varepsilon_2$  выше 2,1 эв для меди и 2,35 эв для золота соответствуют основному краю поглощения для прямых межзонных переходов согласно существующим расчетам зонной структуры этих металлов. Поведение  $\Delta\varepsilon_1$  и  $\Delta\varepsilon_2$  для серебра в области 4 эв, по-видимому, связано с плазменным резонансом. Чрезвычайно интересно утверждение авторов, что отрицательный вклад в  $\Delta\varepsilon_2$  в интервале 1,7 ÷ 2,1 эв для меди, 1,5 ÷ 3,5 эв для серебра и 1,6 ÷ 2,35 для золота свидетельствует о наличии межзонных переходов в благородных металлах при энергиях, лежащих ниже основного края поглощения. Другими экспериментальными методами таких особенностей спектров благородных металлов пока не удалось обнаружить. Возможно, что эти низкоэнергетические аномалии имеют общую природу с аналогичными аномалиями, обнаруженными недавно Майером в щелочных металлах<sup>25</sup>,

и, следовательно, их изучение может быть использовано для выяснения характера межзонных оптических переходов в металлах, соотношения роли прямых и непрямых переходов, для проверки гипотезы о существовании так называемых «металлических» экситонов и т. д.

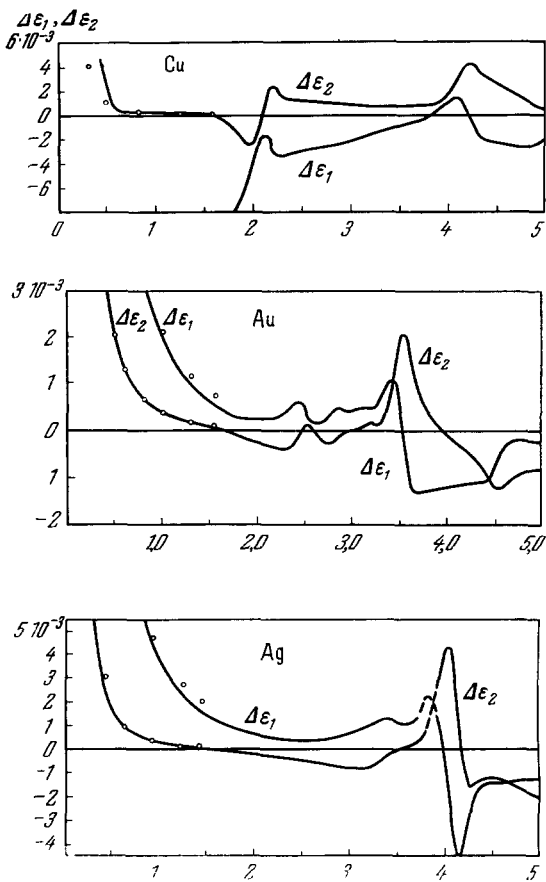


Рис. 7.  $\Delta\varepsilon_1$  и  $\Delta\varepsilon_2$  меди, золота и серебра, полученные методом пьезоотражения.

#### 4. КОМБИНИРОВАННЫЕ И ЭКЗОТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

Новые возможности в изучении электронного энергетического спектра кристаллов открывает исследование спектров электро- и пьезоотражения при наложении внешнего статического магнитного или электрического поля или статического упругого напряжения. Спектр пьезоотражения германия в присутствии статического магнитного поля (магнитопьезоотражение) был получен Лэксом с сотрудниками<sup>26</sup>. Магнитные поля до 90 кгс, ориентированные перпендикулярно к отражающей поверхности, создавались с помощью биттеровского магнита. Свет падал на образец

почти нормально, относительная деформация образца составляла  $5 \cdot 10^{-5}$ . На рис. 8 приведены спектры магнито-пьезоотражения германия. Наблюдающиеся осцилляции соответствуют переходам между уровнями Ландау валентной зоны и зоны проводимости. Количественные параметры расщепления находятся в хорошем соответствии с ранее проведенными статическими измерениями магнитопоглощения света в германии. В работах <sup>26</sup> убедительно показано, что использование динамической методики магнито-пьезоотражения чрезвычайно перспективно, так как она позволяет наблюдать даже при комнатной температуре такие детали в структуре межзонных переходов, которые в статических методиках оставались вне поля зрения экспериментатора. Недавно появилось сообщение об измерении магнито-пьезоотражения в германии при низких температурах <sup>27</sup>.

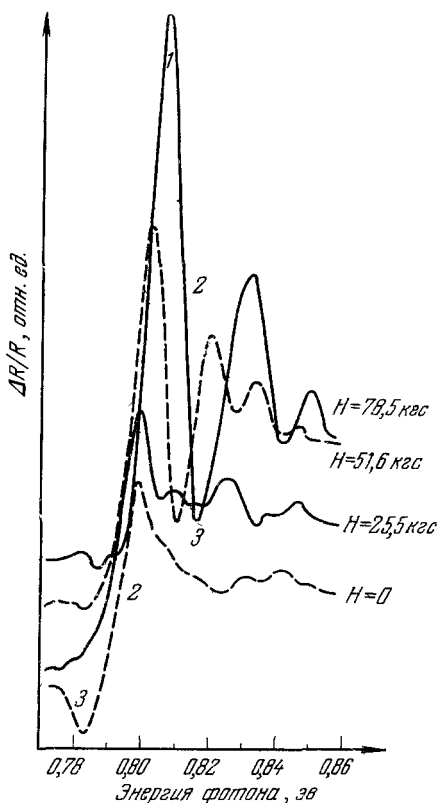


Рис. 8. Спектры пьезоотражения германия вблизи края поглощения при различных значениях внешнего магнитного поля.

Измерение спектров электроотражения Ge, GaSb и InSb в присутствии магнитного поля (магнито-электроотражение) проведено в работе <sup>28</sup>, в которой также получено хорошее соответствие со статическими измерениями магнитоотражения. Исследование магнито-электроотражения полупроводников представляет интерес, в частности, потому, что теория поглощения света полупроводником в скрещенном электрическом и магнитном полях с учетом модификации правил отбора в этом случае хорошо разработана <sup>29</sup>.

Фрова и Бодди <sup>30</sup> изучили спектры электроотражения сегнетоэлектриков  $\text{BaTiO}_3$ ,  $\text{KTaO}_3$  и  $\text{KTaO}_3 - \text{KNbO}_3$ . Измерения проводились методом электролита в интервале 2—6,5 эв. Эффект электроотражения для сегнетоэлектриков оказался очень большим — на один-два порядка больше, чем эффект в типичных полупроводниках.

В спектрах электроотражения обнаружено много особенностей, которые авторы попытались отождествить с сингулярностями Ван-Хова на основе существующих зонных расчетов. Физическая природа эффекта электроотражения в сегнетоэлектриках пока не ясна. Авторы показали, что электроотражение вызвано не эффектом Франца — Келдыша, и предположили, что оно связано с поляризуемостью решетки — смещением переходных ионов, что в свою очередь влечет изменение зонной структуры и сдвиг критических частот.

Берглунд <sup>31</sup> освоил новую динамическую модуляционную методику изучения края поглощения полупроводников, которая состояла в изучении влияния периодического изменения температуры образца на оптическое поглощение вблизи края поглощения. Измерения проводились на кремнии, арсениде галлия и других материалах, сделаны выводы о вкладе прямых и не прямых переходов в поглощение.

По-видимому, аналогичный эффект можно наблюдать и на отраженном свете при непосредственном изменении температуры образца (температуροотражение). Первые опыты такого типа осуществил Батц<sup>32</sup>. Хотя он измерял периодическую зависимость интенсивности отраженного света при пропускании через образец однополярных импульсов тока, одной из основных причин наблюдаемого эффекта автор считает изменение температуры образца за счет джоулевых потерь. Измерения проводились на пластинке германия *n*-типа с размерами  $1,5 \times 0,4 \times 0,002 \text{ см}^3$ , на частоте 13 гц при условии обеспечения отвода тепла в промежутках между импульсами тока. На спектрах отражения обнаружены особенности при 0,8 и 2,2 эв, которые соответствуют ранее идентифицированным межзонным переходам в германии.

Можно остановиться также на недавно появившейся работе Бломбергена с сотрудниками<sup>33</sup>, в которой обнаружен эффект влияния электрического поля на интенсивность генерации второй гармоники при отражении света от кремния и серебра. Измерения проводились методом электролита на рубиновом лазере ( $\lambda = 6940 \text{ \AA}$ ) при угле падения света  $45^\circ$ . Обнаружена нелинейная зависимость амплитуды второй гармоники от напряженности электрического поля. Отмечается существенная роль поверхностных эффектов, а также контактных эффектов полупроводник — электролит и металл — электролит, хотя полностью механизм действия электрического поля в этом случае не ясен.

В заключение следует отметить, что целью данной статьи не являлся систематический обзор и обсуждение результатов по изучению электронного энергетического спектра кристаллов с помощью электро- и пьезоотражения и родственных им методик. Это невозможно сделать прежде всего потому, что измерения такого типа только начаты: первые работы по электро- и пьезоотражению появились в 1965 г., и в истолковании полученных результатов имеется много неясностей и даже противоречий. Однако уже первые опыты показали, что новые методы обладают чрезвычайно высокой чувствительностью и разрешающей способностью и универсальны в отношении исследования различных типов веществ — полупроводников, металлов, ферромагнетиков, сегнетоэлектриков. Это объясняет появление большого количества работ по данному вопросу, интенсивный поиск новых методик и дает достаточно оснований для того, чтобы обратить внимание физиков, изучающих электронную структуру твердых тел, на перспективность нового направления.

Московский государственный  
университет им. М. В. Ломоносова

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Optical Properties and Electronic Structure of Metals and Alloys (Ed. F. Abelés), North-Holl., Amsterdam, 1966.
2. J. C. Phillips, Solid. State Phys. 18, 55 (1966).
3. Г. С. Крипчик, Г. М. Нурмухамедов, ЖЭТФ 47, 76 (1964).
4. B. O. Seraphin, R. B. Hess, Phys. Rev. Lett. 14, 138 (1965).
5. W. E. Engeler, H. Frietzsche, M. Garfinkel, J. J. Tiemann, Phys. Rev. Lett. 14, 1069 (1965).
6. L. Van Hove, Phys. Rev. 89, 1189 (1953).
7. J. C. Phillips, Phys. Rev. 104, 1263 (1956).
8. S. L. Adler, Phys. Rev. 126, 413 (1962).
9. D. Brust, J. C. Phillips, E. Bassani, Phys. Rev. Lett. 9, 94 (1962).
10. B. O. Seraphin, N. Bottka, Phys. Rev. Lett. 15, 104 (1965).
11. J. C. Phillips, B. O. Seraphin, Phys. Rev. Lett. 15, 107 (1965).

12. C. B. Duke, B. Segall, Phys. Rev. Lett. 17, 19 (1966).
13. J. Hermanson, Phys. Rev. Lett. 18, 170 (1967).
14. B. O. Seraphin, Phys. Rev. A140, 1716 (1965).
15. B. O. Seraphin, Proc. Phys. Soc. 87, 239 (1966).
16. K. L. Shaklee, E. H. Pollak, M. Cardona, Phys. Rev. Lett. 15, 883 (1965).
17. K. L. Shaklee, M. Cardona, E. H. Pollak, Phys. Rev. Lett. 16, 48 (1966); M. Cardona, F. H. Pollak, K. L. Shaklee, Phys. Rev. Lett. 16, 644 (1966).
18. A. G. Tompson, M. Cardona, K. L. Shaklee, J. C. Wolley, Phys. Rev. 146, 601 (1966).
19. D. E. Aspnes, Phys. Rev. 146, 584 (1965); 153, 972 (1967).
20. Y. Hamakawa, F. Germano, P. Handler, J. Phys. Soc. Japan 21, Suppl., 111 (1966).
21. M. Cardona, E. H. Pollak, K. L. Shaklee, J. Phys. Soc. Japan 21, Suppl., 89 (1966); В. С. Вавилов, В. Б. Стопачинский, В. Ш. Чанбарисов, ФТТ 8, 2660 (1966).
22. J. Feinleib, Phys. Rev. Lett. 16, 1200 (1966).
23. G. W. Gobeli, E. O. Kane, Phys. Rev. Lett. 15, 142 (1965).
24. W. E. Engeler, M. Garfinkel, J. J. Tiemann, H. Frietzsch, в сб. «Optical Properties and Electrical Structure of Metals and Alloys», North-Holland, Amsterdam, 1966, ср. 189; M. Garfinkel, J. J. Tiemann, W. E. Engeler, Phys. Rev. 148, 695 (1966).
25. H. Mayer, B. Hietel, в сб. «Optical Properties and Electrical Structure of Metals and Alloys» North-Holland, Amsterdam, 1966, ср. 47.
26. R. L. Aggarwal, L. Rubin, B. Lax, Phys. Rev. Lett. 17, 8 (1966); J. G. Mavroides, M. S. Dresselhaus, R. L. Aggarwal, G. F. Dresselhaus, J. Phys. Soc. Japan 21, Suppl., 184 (1966).
27. R. L. Aggarwal, B. Lax, Bull. Amer. Phys. Soc. 4, 828 (1966).
28. S. H. Groves, C. R. Pidgeon, J. Feinleib, Phys. Rev. Lett. 17, 643 (1966).
29. А. Г. Аронов, ФТТ 5, 552 (1963); А. Г. Аронов, Г. Е. Пикус, ЖЭТФ 49, 1904 (1965); 51, 505 (1966).
30. A. Froya, P. J. Boddy, Phys. Rev. 153, 606 (1967).
31. C. N. Berglund, J. Appl. Phys. 37, 3019 (1966).
32. B. Vatz, Solid State Comm. 4, 241 (1966).
33. C. H. Lee, R. K. Chang, N. Bloembergen, Phys. Rev. Lett. 18, 167 (1967).

*Примечание при корректуре.* Следует обратить внимание читателя на недавно появившиеся работы:

34. M. Cardona, V. L. Shaklee, F. H. Pollak, Phys. Rev. 154, 696 (1967) (сводные данные по электроотражению полупроводников).
35. W. J. Scouler, Phys. Rev. Lett. 18, 445 (1967) (температуροотражение золота).
36. J. Hanus, J. Feinleib, W. J. Scouler, Phys. Rev. Lett. 19, 16 (1967) (температуροотражение ферромагнитного никеля).
37. U. Gerhardt, D. Beaglehole, R. Sandrock, Phys. Rev. Lett. 19, 309 (1967) (пьезоотражение монокристаллов меди).
38. V. Renn, D. S. Kyser, Phys. Rev. Lett. 18, 848 (1967) А. Prostack, W. V. Hansen, Phys. Rev. 160, 600 (1967) (электроотражение металлов).