

537.312.62

## ЭФФЕКТ ШУБНИКОВА — ДЕ ГААЗА И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА МЕТАЛЛОВ, ПОЛУМЕТАЛЛОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ

*Н. Б. Брандт, С. М. Чудинов*

Значение каждой физической работы определяется в конечном итоге тем, какую роль она сыграла для развития той или иной области физики. С этой точки зрения работы Л. В. Шубникова и В. де Гааза 1930 г.<sup>1</sup>, в которых впервые была обнаружена осциллирующая зависимость сопротивления висмута от магнитного поля и открыт первый квантовый эффект в твердом теле, получивший впоследствии название эффекта Шубникова — де Гааза (ШдГ), в полной мере можно оценить лишь в настоящее время.

Эффект ШдГ оказался первым, наблюдаемым экспериментально. проявлением диамагнитного (ландауовского) квантования энергии электронов в твердом теле<sup>2</sup> и, как следствие этого, — осциллирующей зависимости от магнитного поля электронной плотности состояний на уровне Ферми.

В последующие годы стало ясно, что эффект ШдГ является универсальным и мощным инструментом для исследования энергетического спектра вырожденных электронных систем в металлах, полуметаллах, сплавах и легированных полупроводниках. После обнаружения эффекта у Вi осцилляции магнетосопротивления у этого вещества подробно исследовались в работах<sup>3-10</sup>. Позднее эффект ШдГ был обнаружен у цинка, магния, бериллия и ниобия<sup>11-14</sup>, у интерметаллических соединений, сплавов и вырожденных полупроводников. Особенно подходящими объектами для его наблюдения оказались полупроводники группы A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> и A<sup>IV</sup>B<sup>IV</sup>, а также полупроводники с узкой запрещенной зоной.

В последние годы эффект ШдГ интенсивно исследуется у антимонида индия<sup>15-18</sup>, арсенида индия<sup>19-24</sup>, селенида ртути<sup>25-27</sup>, сплавов висмут-сурьма<sup>28-32</sup>, сплавов халькогенидов свинца и олова<sup>33-28</sup> и других полупроводников, а также у полуметаллов (Bi, Sb, As, графит)<sup>39-12</sup>.

Эффект ШдГ достаточно легко наблюдается при гелиевых температурах у совершенных монокристаллов практически всех веществ, обладающих вырожденной электронной системой и относительно высокой подвижностью носителей тока ( $\mu \gtrsim 10^4$  см<sup>2</sup>/В·с). Для наблюдения эффекта обычно оказываются достаточными магнитные поля в десятки килоэрстед, которые можно получать с помощью сверхпроводящих соленоидов или охлаждаемых электромагнитов с ферромагнитными сердечниками. В качестве примера на рис. 1 приведена зависимость осцилляций Шубникова — де Гааза в монокристалле сплава висмута с сурьмой.

Сравнительная легкость наблюдения в сочетании с высокой информативностью о параметрах электронной системы привели к тому, что эффект ШдГ получил широкое применение и стал одним из основных методов исследования энергетического спектра электронов и зонной структуры в металлах, полуметаллах и полупроводниках, и важным методом исследования перестройки спектра под действием высоких давлений, сильных одноосных деформаций и электрических полей, легирования и т. д.

### 1. ФИЗИЧЕСКАЯ СУЩНОСТЬ И ТЕОРИЯ ЭФФЕКТА ШУБНИКОВА—ДЕ ГААЗА

В основе эффекта ШдГ лежит квантование энергии электронов в твердом теле под действием магнитного поля. В результате квантования квазинепрерывный электронный спектр преобразуется в квазидискретный

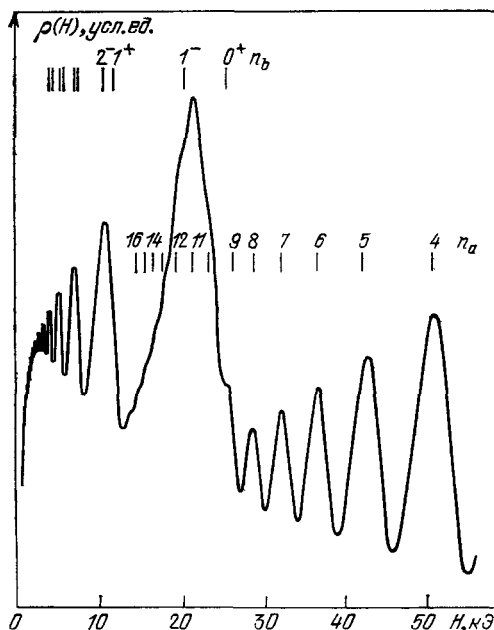


Рис. 1. Осцилляции Шубникова — де Гааза от больших и малых дырочных сечений поверхности Ферми у образца сплава  $\text{V}_{0.92}\text{Sb}_{0.08}$  p-типа с концентрацией дырок  $p = 5,3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  в магнитном поле вдоль бинарной оси кристалла при  $T = 1,9 \text{ K}$ . Метки полей соответствуют положениям уровней Ландау, рассчитанным по модели <sup>63</sup>:  $n_b$  — для малых сечений,  $n_a$  — для больших сечений.

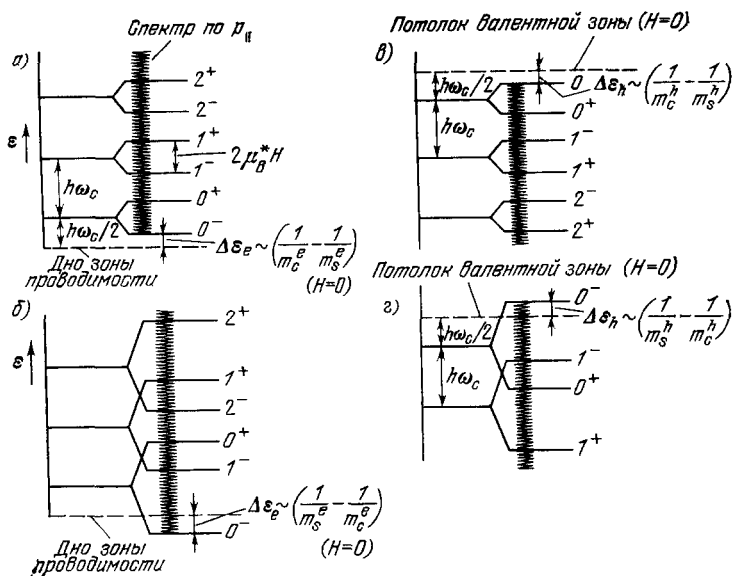


Рис. 2. Схема энергетических уровней электронов (а, б) и дырок (в, г) в магнитном поле.

(рис. 2). Для электронов с квадратичным законом дисперсии в магнитном поле  $\mathbf{H}$  энергия  $\varepsilon$  зависит от квантовых чисел  $n$  и  $s$  и проекции квазиимпульса  $p_{\parallel} = (\mathbf{p}\mathbf{H})/H$  на направление поля  $\mathbf{H}$ :

$$\varepsilon(n, s, p_{\parallel}) = \hbar\omega_c \left( n + \frac{1}{2} \right) + s\hbar \frac{eH}{2m_s c} + \frac{p_{\parallel}^2}{2m_{\parallel}}, \quad (1)$$

где  $n = 0, 1, 2, \dots$ ;  $s = \pm 1$ ;  $\omega_c = eH/m_c c$  — циклотронная частота  $e\hbar/2m_s c = \mu_B^*$  — эффективный магнетон Бора;  $m_c$ ,  $m_s$ ,  $m_{\parallel}$  — циклотронная, спиновая и продольная эффективные массы. В достаточно сильных магнитных полях и при низкой температуре расстояние между соседними уровнями Ландау  $\hbar\omega_c$  становится больше теплового размытия ( $\sim kT$ ) границы Ферми. При увеличении напряженности магнитного поля дискретные уровни Ландау, смещаясь вверх по энергии, пересекают уровень Ферми. Поскольку на уровнях Ландау плотность состояний очень велика, то всякий раз, когда какой-нибудь уровень Ландау совпадает с границей Ферми, концентрация электронов на уровне Ферми проходит через максимум, в результате чего возникают особенности у всех термодинамических и кинетических коэффициентов, характеризующих рассматриваемое вещество. Периодическое изменение плотности состояний при совпадении уровней Ландау с границей Ферми при увеличении магнитного поля и является причиной осциллирующего характера магнетосопротивления.

Через год после открытия эффекта ШдГ были обнаружены осцилляции магнитной восприимчивости висмута в магнитном поле, получившие название эффекта де Гааза — ван Альфена<sup>43</sup>. Было установлено, что при одной и той же ориентации магнитного поля наблюдается одна и та же периодичность особенностей, как в эффекте ШдГ, так и в эффекте де Гааза — ван Альфена.

Позднее были обнаружены осцилляции термоэдс, холловской ЭДС, теплоемкости, теплопроводности, квазиклассического коэффициента поглощения длинноволнового звука и других термодинамических и кинетических характеристик металла, которые в настоящее время объединены общим названием квантовых осцилляционных эффектов. Все квантовые осцилляционные эффекты наблюдаются при выполнении следующих условий:  $\omega_c \tau \gg 1$ ,  $\hbar\omega_c > kT$ ,  $\varepsilon_F > \hbar\omega_c$ , где  $\tau$  — время релаксации электронов,  $\varepsilon_F$  — энергия Ферми.

Общая теория квантовых осцилляционных эффектов была развита И. М. Лифшицем с сотрудниками<sup>44-46</sup>.

Из условия квантования Бора-Зоммерфельда следует, что для электрона в магнитном поле разрешенными являются только орбиты с дискретными значениями площади  $S$  в пространстве квазиимпульсов:

$$S_n = \frac{2\pi e\hbar}{c} H (n + \gamma), \quad (2)$$

где  $n = 0, 1, 3, \dots$  и  $\gamma \sim 1$ .

Для данного квантового номера  $n$  площадь электронной орбиты имеет одно и то же значение (2), независимо от продольного квазиимпульса  $p_{\parallel} = (\mathbf{p}\mathbf{H})/H$ . Это означает, что разрешенные состояния для электронов в пространстве квазиимпульсов расположены на дискретных трубках, сечение которых любой плоскостью  $p_{\parallel} = \text{const}$  определяет траекторию электронов в этой плоскости (трубка Ландау). Форма сечения трубок Ландау определяется формой сечения соответствующей изоэнергетической поверхности (рис. 3). Особенности плотности состояний на уровне Ферми в магнитном поле возникают всякий раз, когда очередная трубка Ландау оказывается в таком положении, при котором она касается поверхности Ферми. В этом случае сечение трубки Ландау плоскостью  $p_{\parallel} = \text{const}$  совпадает с одним из экстремальных сечений  $S_{\text{extr}}$  поверхности Ферми

(см. рис. 3). Заменяя в формуле (2)  $S_n$  на  $S_{\text{extr}}$  и предполагая, что  $S_{\text{extr}}$  не зависит от магнитного поля (что справедливо в квазиклассической области полей  $\hbar\omega_c \ll \epsilon_F$  с точностью до второго порядка по малому параметру  $\sqrt{\hbar\omega_c/\epsilon_F}$ , где  $\epsilon_F$  — энергия Ферми при  $H = 0$  <sup>44</sup>), можно найти периодичность особенностей плотности состояний. Они следуют с постоянным периодом  $\Delta$  в обратном магнитном поле, равном

$$\frac{1}{H_{n+1}} - \frac{1}{H_n} = \Delta \left( \frac{1}{H} \right) = \frac{2\pi e \hbar}{c S_{\text{extr}}}, \quad (3)$$

который позволяет непосредственно определить площадь экстремального сечения поверхности Ферми. Выражение (3) получило название формулы Лифшица — Онзагера.

И. М. Лифшицем было показано <sup>47</sup>, что в случае выпуклой поверхности Ферми данных о зависимости  $S_{\text{extr}}$  от углов, определяющих ориентацию магнитного поля относительно кристаллографических осей, достаточно

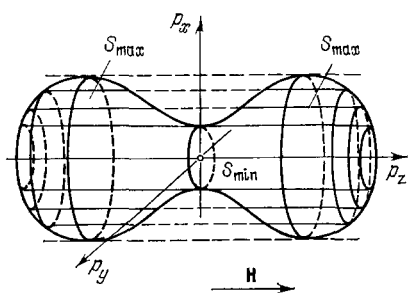


Рис. 3. Трубки Ландау для поверхности Ферми типа гантели в магнитном поле, параллельном главной оси. Выделены минимальное и максимальные сечения поверхности плоскостями, перпендикулярными магнитному полю.

для однозначного восстановления поверхности. Задача теряет свою однозначность при сложной невыпуклой поверхности Ферми, а также поверхности Ферми, состоящей из нескольких изоэнергетических поверхностей. В этом случае для восстановления поверхности, наряду с данными осцилляционных измерений, необходимо привлекать модельные представления (построение поверхности Ферми методом Харрисона в приближении свободных электронов <sup>48</sup>, расчет методом псевдопотенциала <sup>49</sup>, соображения симметрии, данные других измерений и т. д.).

Эффект Шубникова — де Гааза был использован для определения поверхностей Ферми у большого числа веществ: практически у всех метал-

лов (включая переходные), полуметаллов <sup>50</sup>, а также для определения изоэнергетических поверхностей у многих полупроводников. Сравнительная простота наблюдения эффекта ШдГ позволила его использовать при условиях, когда измерения осцилляций других кинетических или термодинамических параметров сложны или невозможны. Это относится прежде всего к измерениям при высоких давлениях, при сильных одноосных деформациях, в сильных электрических полях и т. д.

Обратим внимание на то, что эффект ШдГ является кинетическим эффектом и в отличие от осцилляций термодинамических параметров в магнитном поле он связан не только с особенностями плотности состояний, на уровне Ферми, но и с возникающими с той же периодичностью особенностями вероятности рассеяния электронов. Остановимся на этом подробнее.

Первая теория магнетосопротивления металлов с учетом квантования энергии электронов в магнитном поле была построена С. Титейкой <sup>51</sup>. Для вычисления электропроводности им использовалось следующее выражение для плотности тока:

$$j_x = -e \sum_{n, n'} \sum_{p_{\parallel}, p'_{\parallel}} [W_{\alpha, \alpha'} f_{\alpha} (1 - f_{\alpha'}) - W_{\alpha', \alpha} f_{\alpha'} (1 - f_{\alpha})], \quad (4)$$

где  $W_{\alpha, \alpha'}$  — вероятность перехода электрона из состояния  $\alpha$  в состояние  $\alpha'$  под действием рассеивающего потенциала,  $f_{\alpha} = f(\epsilon_{\alpha}^E)$  — функция распределения электронов в состоянии  $\alpha$ , зависящая от электрического поля  $E \parallel x$ .

Б. Давыдов и И. Померанчук<sup>52</sup> применили метод С. Титейки к конкретному веществу — висмуту и рассмотрели осцилляции магнетосопротивления. В этой работе было показано, что несмотря на то, что эффективная масса электронов анизотропна, вероятность перехода из одного стационарного состояния в другое при рассеянии на короткодействующем потенциале изотропна и зависит только от энергии электрона.

Впоследствии метод С. Титейки был применен А. Ахиезером<sup>53</sup> и Ю. Б. Румером<sup>54</sup> к рассмотрению осцилляции сопротивления металлов в квантующем магнитном поле, М. И. Клиngerом<sup>55</sup> и П. И. Воронюком<sup>56</sup> к расчету гальваномагнитных явлений в полупроводниках. Строгое обоснование метода С. Титейки было дано в работе Е. Н. Адамса и Т. Д. Холстейна<sup>57</sup> и несколько иным способом в работе Р. Кубо, Х. Хазегавы и Н. Хашицуме<sup>58</sup>. Адамс и Холстейн построили последовательную квантовую теорию эффекта ШдГ, исходя из квантового уравнения для движения матрицы плотности<sup>57</sup>. Это явилось развитием кинетического подхода к рассмотрению осцилляций сопротивления в магнитном поле. При построении теории эффекта ШдГ, который до сих пор является объектом теоретических исследований, для рассмотрения квантовых осцилляций сопротивления одновременно и независимо развивался и другой подход, основанный на диффузионных представлениях<sup>59</sup>.

В настоящее время построена только приближенная теория эффекта ШдГ. Наиболее корректно она разработана для осцилляций поперечного магнетосопротивления. Как показывает расчет, для сильно вырожденного электронного газа поперечная проводимость  $\sigma_{xx}$  для всех механизмов рассеяния электронов может быть представлена в виде

$$\sigma_{xx} = \sum_{n, n'} \frac{G_{n, n'}(\epsilon_F)}{\sqrt{\epsilon_F - \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2}\right)} \sqrt{\epsilon_F - \hbar\omega_c \left(n' + \frac{1}{2}\right)}}, \quad (5)$$

где  $G_{n, n'}$  — некоторая плавная функция индексов  $n, n'$  и аргумента  $\epsilon_F$ , которая зависит от вида механизма рассеяния. Выражение (5) записано в простейшем случае без учета спина. Из формулы (5) следует, что при  $\epsilon_n = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2}\right) \rightarrow \epsilon_F$  проводимость резко возрастает. Анализ показывает, что у  $\sigma_{xx}$  имеются особенности двух типов. Рассеяние электронов между различными подзонами Ландау, обуславливает в проводимости особенности типа  $(\epsilon_F - \epsilon_n)^{-1/2}$ . Вклад в проводимость от квантового уровня  $\epsilon_n$ , расположенного вблизи уровня Ферми, еще более существен, поскольку в этом случае велики как плотность конечных, так и плотность начальных состояний. Этот вклад дает неинтегрируемую особенность типа  $(\epsilon_F - \epsilon_n)^{-1}$ , которая приводит к логарифмической расходимости в проводимости. Адамс и Холстейн<sup>57</sup> для квадратичного закона дисперсии рассчитали обе упомянутые осцилляционные части поперечной проводимости:

$$\sigma_{xx} = \sigma_1 + \sigma_2, \quad (6)$$

где  $\sigma_1$  содержит особенность типа  $(\epsilon_F - \epsilon_n)^{-1/2}$ , а  $\sigma_2$  — особенность типа  $(\epsilon_F - \epsilon_n)^{-1}$ . Расходимость проводимости исчезает при учете конечного времени релаксации  $\tau$  электронов.

Выражения для  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  для конечной температуры с учетом уширения уровней Ландау имеют вид

$$\begin{aligned}\frac{\sigma_1}{\sigma_0} &= \frac{5x}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\hbar\omega_c}{\varepsilon_F}} \sum_{r=1}^{\infty} \frac{(-1)^r \sqrt{r}}{\operatorname{sh}(rx)} e^{-2\pi r/\omega_c \tau} \cos\left(\frac{2\pi r\varepsilon_F}{\hbar\omega_c} - \frac{\pi}{4}\right), \\ \frac{\sigma_2}{\sigma_0} &= \frac{3\pi x}{8} \frac{\hbar\omega_c}{\varepsilon_F} \sum_{r=1}^{\infty} \frac{(-1)^r r}{\operatorname{sh}(rx)} e^{-2\pi r/\omega_c \tau} \cos\left(\frac{2\pi r\varepsilon_F}{\hbar\omega_c} - \frac{\pi}{2}\right),\end{aligned}\quad (7)$$

где  $x = 2\pi^2 kT/\hbar\omega_c$ ,  $\sigma_0$  — проводимость в квазиклассическом пределе, которая для одного типа носителей тока с концентрацией  $n$  имеет асимптотику в сильных полях в виде  $\sigma_0 = e^2 n/m\tau\omega_c^2$ , где  $m$  — эффективная масса проводимости.

Если учесть спиновое расщепление уровней Ландау, то в каждом слагаемом в формулах (7) появляется дополнительный множитель  $\cos(\pi r g/2)$ , где  $g$  — эффективный  $g$ -фактор, определяющий отношение энергии спинового расщепления  $\Delta\varepsilon_s$  к величине циклотронного кванта:  $g = \Delta\varepsilon_s/\hbar\omega_c$ .

Таким образом, наряду с определением периода, относящегося к одному из экстремальных сечений поверхности Ферми для данной ориентации магнитного поля, осцилляции ШдГ на основе формул (7) позволяют определить величину циклотронной массы  $m_c$ , времени релаксации  $\tau$  и фактора спинового расщепления  $g$ <sup>48</sup>. Для этой цели сопоставляются амплитуда осцилляций в одном и том же поле при разных температурах и амплитуды при различных полях при одной и той же температуре.  $g$ -фактор, как правило, находится по отношению амплитуды первой и второй гармоники осцилляций, относящихся к одному и тому же экстремальному сечению поверхности Ферми. Нетрудно видеть, что при величине  $g$ -фактора, равной  $(2k+1)$ , где  $k = 0, 1, 2, \dots$ , амплитуды первой и всех нечетных гармоник осцилляций обращаются в нуль. При этом основная гармоника осцилляций имеет удвоенную частоту и осцилляционная кривая демонстрирует кажущееся увеличение вдвое экстремального сечения поверхности Ферми. Указанное явление носит название спинового дэмпинга осцилляций. Оно часто наблюдается в металлах или полупроводниках с большим эффективным  $g$ -фактором и сильно анизотропной поверхностью Ферми (например, в таких, как Bi, Sb, As, в их сплавах, в графите и т. д.).

Входящее в формулы (7) время релаксации  $\tau$  можно связать с некоторой эффективной температурой  $T_D = \hbar/\pi k\tau$ , которая впервые была введена для характеристики осцилляций ШдГ Б. Р. Динглем<sup>60</sup>. Обратим внимание на то, что время релаксации  $\tau$ , определяющее размытие уровней Ландау, может существенно отличаться от времени релаксации  $\tau_0$  носителей тока при  $H = 0$ . Действительно, величины  $\tau$  и  $\tau_0$ , по существу, соответствуют совершенно различным условиям, при которых происходит рассеяние носителей тока. Так время релаксации  $\tau_0$  является средней величиной для всех электронов на поверхности Ферми, которая описывает изотропное рассеяние электронов с фермиевским импульсом при  $H = 0$ . С другой стороны,  $\tau$ , входящее в формулы (7), описывает рассеяние электронов на уровне Ландау, имеющих весьма малое значение компоненты продольного импульса  $p_{||}$ .

В частности, при доминирующем рассеянии на ионизированных примесях, как показал Р. Д. Браун<sup>61</sup>, времена релаксации  $\tau_0$  и  $\tau$  связаны приближенным соотношением

$$\tau_0 \simeq \left(\frac{\varepsilon_F}{\hbar}\right)^{1/2} \tau^{3/2}, \quad (8)$$

откуда следует, что  $\tau$  и  $\tau_0$  могут существенно отличаться друг от друга даже по порядку величины.

Осциллирующие части проводимости  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  отличаются между собой сдвигом фазы на  $\pi/4$ , а также множителем  $(\hbar\omega_c/\epsilon_F)^{1/2}$ . Если отношение  $\epsilon_F/\hbar\omega_c$  не слишком велико, так что в явлениях переноса участвует небольшое число уровней Ландау, то доминировать должно слагаемое  $\sigma_2$ . Член  $\sigma_1$  существен при малых амплитудах осцилляций, когда в проводимости участвует большое число квантовых уровней. На опыте преобладание  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  можно различить в первую очередь по фазе осцилляций.

Таким образом, можно заключить, что осцилляции поперечного магнетосопротивления позволяют определить с высокой точностью экстремальные сечения поверхности Ферми. С меньшей точностью определяются фактор спинового расщепления, температура Дингла и циклотронные массы носителей тока<sup>48</sup>. При определении экстремального сечения поверхности Ферми с помощью осцилляционных эффектов следует иметь ввиду, что формула Лифшица — Онзагера (3) справедлива в том случае, если экстремальное сечение не зависит от магнитного поля, что эквивалентно отсутствию зависимости от магнитного поля энергии Ферми. На самом деле энергия Ферми осциллирует в магнитном поле во втором порядке по малому параметру  $(\hbar\omega_c/\epsilon_F^0)^{1/2}$ . При подходе к ультраквантовой области полей этот параметр приближается к единице и изменение энергии Ферми становится существенным. Таким образом, при малых значениях квантовых номеров  $n$  осцилляций при определении квазиклассического экстремального сечения  $S_{\text{extr}}$  поверхности Ферми необходимо учитывать движение уровня Ферми в магнитном поле. Этот эффект наиболее существен при наличии нескольких групп носителей тока с различными циклотронными массами, т. е. смещение уровня Ферми в этом случае определяется эффектами перетекания носителей тока в магнитном поле между экстремумами в спектре. Строгий учет движения уровня Ферми возможен только с использованием той или иной модели энергетического спектра электронов (см., например,<sup>62</sup>).

В отличие от магнетосопротивления постоянная Холла  $R_H$  в первом порядке по параметру  $1/\omega_c\tau$  не зависит от рассеяния и, следовательно, не испытывает осцилляций. Осцилляции эффекта Холла появляются лишь во втором приближении по рассеянию. Поэтому амплитуды их должны быть значительно меньше амплитуд осцилляций магнетосопротивления.

Р. Стрэдлинг и Г. Энтклифф, наблюдавшие осцилляции эффекта Холла у  $n\text{-InSb}$ , нашли, что амплитуды осцилляций недиагональной компоненты тензора магнетосопротивления  $\rho_{xy}$  составляют около 1% от амплитуды осцилляций диагональной компоненты  $\rho_{xx}$  и сдвинуты по фазе на  $\pi/4$ <sup>63</sup>. Аналогичное соотношение между амплитудами и фазами осцилляций  $\rho_{xy}$  и  $\rho_{xx}$  было обнаружено в  $n\text{-GaSb}$  и других легированных полупроводниках с простой изоэнергетической поверхностью электронов или дырок<sup>64, 65</sup>.

До сих пор мы рассматривали осцилляции поперечного магнетосопротивления при  $\mathbf{j} \perp \mathbf{H}$ . Осцилляции продольного магнетосопротивления ( $\mathbf{j} \parallel \mathbf{H}$ ) обладают рядом особенностей.

Так из классической теории следует, что у металла с изотропным законом дисперсии носителей тока при  $\mathbf{j} \parallel \mathbf{H}$  магнитное поле вообще не влияет на сопротивление. Это связано с тем, что движение носителей тока вдоль магнитного поля не искажается. Учет квантования движения электрона в магнитном поле приводит к отличному от нуля продольному магнетосопротивлению даже в случае простого закона дисперсии и при изотропном рассеянии<sup>66, 67</sup>. Изменение продольного магнетосопротивления обусловлено тем, что в квантующем магнитном поле вероятность рассея-

ния носителей тока зависит от  $\mathbf{H}$ . Мы не будем рассматривать сложный вопрос о вычислении монотонной части продольного магнетосопротивления в квантующем магнитном поле, который в настоящее время решен только при достаточно простых предположениях<sup>68, 69</sup>. С точки зрения теории эффекта ШдГ интерес представляет только осциллирующая часть продольного магнетосопротивления  $\tilde{\rho}_{zz}$ . Важнейшее заключение здесь состоит в том, что при одной и той же ориентации магнитного поля по отношению к кристаллографическим осям период осцилляций ШдГ не зависит от взаимной ориентации тока  $\mathbf{j}$  и поля  $\mathbf{H}$ . Однако амплитуда осцилляций  $\tilde{\rho}_{zz}$  во многих случаях не описывается приведенными выше

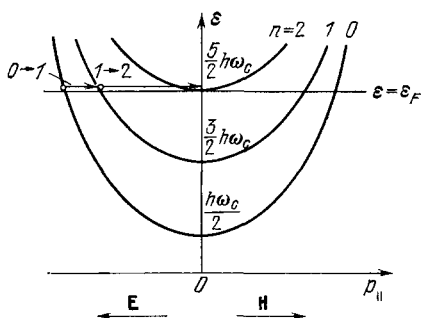


Рис. 4. Переходы электронов между подзонами Ландау с разными квантовыми числами  $n$ , характерные для продольной проводимости в магнитном поле при  $\mathbf{j} \parallel \mathbf{H}$ .

переходы электронов между различными подзонами Ландау, при которых в сильных магнитных полях должно происходить большое изменение продольного импульса  $p_{||}$  (рис. 4). Для выполнения закона сохранения импульса в указанных переходах необходимо участие фононов с большим квазиимпульсом  $\hbar q$ , по порядку величины совпадающим с размерами поверхности Ферми. Вымерзание таких фононов при низких температурах уменьшает эффективность рассеяния электронов на фононах, ответственного за осцилляции продольного магнетосопротивления, и приводит к уменьшению амплитуды осцилляций при понижении температуры. Расчет показывает, что осциллирующая часть продольного магнетосопротивления  $\tilde{\rho}_{zz}$  при рассеянии электронов на фононах с волновым вектором  $q_0$  и частотой  $\omega_{q_0}$  определяется следующим выражением<sup>70</sup>:

$$\tilde{\rho}_{zz} = \text{const} \cdot \sqrt{H} \frac{x}{\text{sh } x} (\omega_{q_0}^2 N_{q_0} + \alpha), \quad (9)$$

где

$$N_{q_0} = (e^{\hbar\omega_{q_0}/kT} - 1)^{-1}, \quad x = \frac{2\pi^2 kT}{\hbar\omega_c},$$

$\alpha$  — постоянная величина, учитывающая влияние рассеяния в пределах одной подзоны Ландау и влияние остаточного рассеяния на примесях.

В заключение этого раздела обратим внимание на интересную возможность, связанную с особенностями осцилляций ШдГ, которые выражаются в появлении дополнительных частот, являющихся комбинациями частот, соответствующих сечениям поверхности Ферми. Подобное явление наблюдается в полуметаллах, легированных различными примесями, и представляет собой специфическую особенность эффекта ШдГ, т. к. оно не



проявляется в осцилляциях магнитного момента  $M$  (эффект де Гааза — ван Альфена) в том же монокристалле. Появление комбинационных частот в осцилляциях ШдГ наблюдалось в  $\text{Bi}$  и сплавах  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ , легированных донорной примесью  $\text{Te}$ <sup>71</sup>. Для его иллюстрации на рис. 5 сопоставлены записи осцилляций  $\partial\rho/\partial H$ ,  $\partial Z/\partial H$  и  $\partial M/\partial H$  монокристалла сплава  $\text{Bi} - \text{Te}$

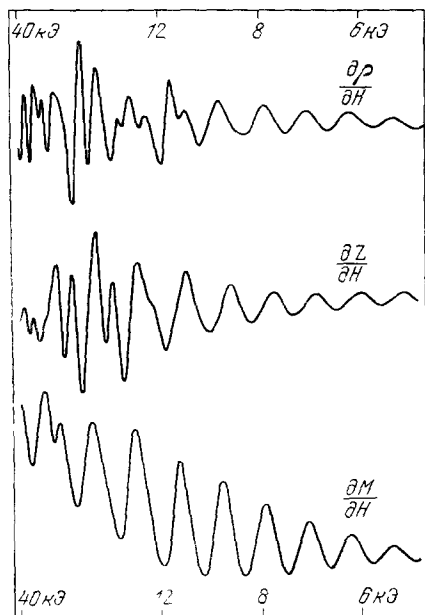


Рис. 5. Осцилляции производной магнетосопротивления  $\partial\rho/\partial H$ , поверхностного импеданса  $\partial Z/\partial H$  и магнитного момента  $\partial M/\partial H$  в магнитном поле для сплава  $\text{Bi} - \text{Te}$ .

Поле  $H$  направлено вдоль биссекторной оси кристалла.

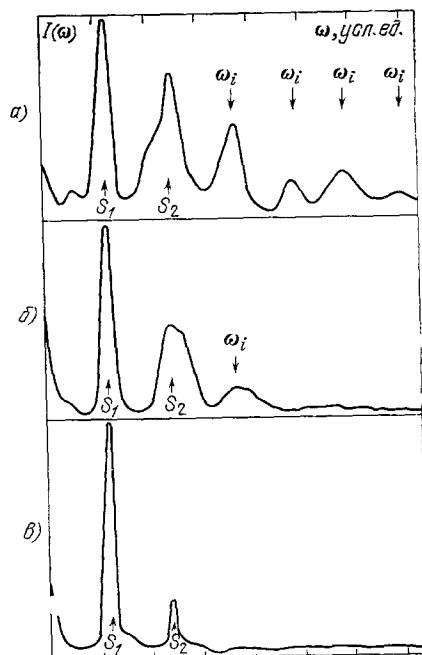


Рис. 6. Спектральный состав  $I(\omega)$  осцилляционных кривых, изображенных на рис. 5: а)  $\partial\rho/\partial H$ , б)  $\partial Z/\partial H$ , в)  $\partial M/\partial H$ .

в поле  $H$ , параллельном биссекторной оси ( $Z$  — поверхностный импеданс). При такой ориентации  $H$  осцилляции содержат две частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , соответствующие двум малым сечениям  $S_1$  и  $S_2$  электронной поверхности Ферми. Видно, что кривые  $\partial\rho/\partial H$  и  $\partial Z/\partial H$  качественно отличаются от осцилляций  $\partial M/\partial H$ . На рис. 6 приведены кривые спектральной плотности  $I(\omega)$ , полученные в результате фурье-анализа осцилляционных кривых на рис. 5. На кривой  $I(\omega)$ , соответствующей осцилляциям  $\partial M/\partial H$ , наблюдаются два пика на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , определяющих сечения  $S_1$  и  $S_2$ . Гармонический состав осцилляций  $\partial\rho/\partial H$  и  $\partial Z/\partial H$  значительно сложнее, соответствующие спектральные кривые кроме пиков на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$  содержат пики на частотах, описываемых формулой  $\omega_1 = n\omega_1 + m\omega_2$ , где  $n, m$  — целые числа.

Результаты фурье-анализа осцилляций  $\partial\rho/\partial H$  приведены в таблице.

Для объяснения появления комбинационных частот в эффекте ШдГ необходимо принять во внимание, что согласно (6) осциллирующая часть поперечной проводимости  $\sigma_{\perp}$  содержит два разорванных вклада  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$ . И. М. Лифшицем показано<sup>45</sup>, что при больших квантовых числах доминирующее слагаемое  $\sigma_1$  (при  $n \gg 1$ ,  $\sigma_1 \gg \sigma_2$ ) линейно выражается через осциллирующую часть производной магнитного момента  $\sigma_1 \sim \partial M/\partial H$ .

Т а б л и ц а

Наблюдаемые частоты $\omega_1$ , отн. ед.	Относительная высота максимума $I(\omega_1)$	Комбинация частот $n\omega_1 + m\omega_2$	Наблюдаемые частоты $\omega_1$ , отн. ед.	Относительная высота максимума $I(m_1)$	Комбинация частот $n\omega_1 + m\omega_2$
11	1,00	$\omega_1 = 11$ (сечение $S_1$ )	38	0,46	$\omega_1 + \omega_2 = 38$
22	0,62	$2\omega_1 = 22$	49	0,25	$2\omega_1 + \omega_2 = 49$
27	0,92	$\omega_2 = 27$ (сечение $S_2$ )	60	0,30	$3\omega_1 + \omega_2 = 60$
32	0,25	$3\omega_1 = 33$	72	0,14	$4\omega_1 + \omega_2 = 71$

Это отношение справедливо при любой форме поверхности Ферми и для произвольного механизма рассеяния носителей тока <sup>44</sup>.

Отсутствие в эффекте де Гааза — ван Альфена комбинационных частот позволяет связать их появление со слагаемым,  $\sigma_2$ , аналог которому отсутствует в осциллирующей составляющей  $\partial M / \partial H$ . Вклад  $\sigma_2$  в осцилляции ШГД возрастает при увеличении магнитного поля (при уменьшении квантовых чисел  $n$ ) и может стать весьма существенным вблизи ультраквантового предела полей, причем слагаемое  $\sigma_2$  логарифмически расходится, если стремится к нулю ширина  $\Gamma$  уровня Ландау. Адамсом и Холстейном показано <sup>57</sup>, что амплитуды осцилляций  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  следующим образом связаны с монотонной  $\nu_0(\epsilon)$  и осциллирующей  $\nu(\epsilon)$  составляющими электронной плотности состояния:

$$\sigma_1 \sim \nu_0(\epsilon) \nu(\epsilon) \sqrt{\tau}, \quad (10)$$

$$\sigma_2 \sim \nu^2(\epsilon) \tau.$$

В легированных монокристаллах возможен следующий механизм увеличения амплитуды осциллирующей части плотности состояний  $\nu(\epsilon)$ . При низких температурах основным механизмом релаксации в таких материалах, определяющим ширину уровня Ландау  $\Gamma \sim \hbar/\tau$ , является рассеяние на ионизированных примесях. Эффективность этого рассеяния определяется радиусом  $r_D$  экранирования примесных центров, который для вырожденной электронной системы равен:

$$r_D = \left[ \frac{4\pi e^2}{\kappa} (\nu_0(\epsilon_F) + \nu(\epsilon_F)) \right]^{-1/2}, \quad (11)$$

где  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость,  $\nu_0(\epsilon_F) + \nu(\epsilon_F)$  — полная плотность состояний на уровне Ферми.

Согласно (11) осцилляции плотности состояний вызывают осцилляции радиуса экранирования  $r_D$ , что в свою очередь приводит к осцилляциям величин  $\Gamma$  и  $\tau$ . В результате разложение слагаемого  $\sigma_2$  (см. (10)) по гармоникам основных частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$  будет содержать комбинационные частоты  $n\omega_1 + m\omega_2$ . Этот эффект в меньшей степени проявляется в слагаемом  $\sigma_1$ , поскольку согласно (10)  $\sigma_1 \sim \nu_0(\epsilon) \sqrt{\sigma_2}$ .

Появление комбинационных частот в осцилляциях ШГД указывает на то, что этот эффект имеет сильную нелинейность в результате которой монокристалл в магнитном поле выступает в качестве смесителя частот. Наличие комбинационных частот позволяет получать дополнительную информацию о радиусе экранировки и о характере фриделевских осцилляций электронной плотности вокруг заряженных центров.

## 2. ОСЦИЛЛЯЦИИ ШУБНИКОВА — ДЕ ГААЗА ПРИ УСЛОВИЯХ МАГНИТНОГО ПРОБОЯ В МЕТАЛЛАХ

Выше рассмотрена причина осцилляций магнетосопротивления металла, связанная с немонотонным характером изменения плотности состояния электронов на уровне Ферми в магнитном поле.

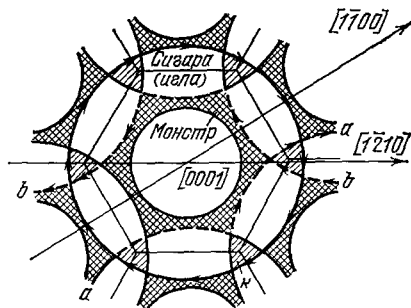
Другой причиной осцилляций магнетосопротивления является магнитный пробой, т. е. возможность перехода электрона проводимости с одной квазиклассической орбиты на другую при его движении в магнитном поле. При междозонном магнитном пробое возникает интересное явление, которое получило название гигантских магнетопробойных осцилляций сопротивления.

Подробный анализ междозонного магнитного пробоя был сделан Е. И. Блаунтом<sup>72</sup>. Основной характеристикой пробоя является вероятность пробоя

$$w = e^{-H_0/H}, \quad (12)$$

где  $H_0 = (m_0 c / e \hbar) \Delta^2 / \varepsilon_F$ ,  $\Delta$  — энергетическая щель между зонами, разделяющая квазиклассические орбиты в области пробоя. Весьма интересная

Рис. 7. Траектория электронов в Be (сплошная жирная кривая) при магнитном пробое между двумя частями поверхности Ферми — «короной» («монстром») и «сигарой» («иглой») при  $H \parallel 0001$ .



ситуация возникает в полях  $H \sim H_0$ . Дело заключается в том, что асимптотика магнетосопротивления  $\rho(H)$  очень чувствительна к форме траектории электронов в магнитном поле. Так переход от закрытых траекторий к открытым изменяет  $\rho(H)$  на несколько порядков. В полях  $H \sim H_0$  проявляется корпускулярно-волновой дуализм магнетопробойной динамики электронов проводимости. При этом возможны два подхода к интерпретации магнитного пробоя. В одном из них, стохастическом, электроны рассматриваются как классические частицы, совершающие случайные перескоки между орбитами с вероятностью  $w$ . При другом подходе электрон рассматривается как волна, для которой область пробоя представляет собой полупрозрачный туннельный барьер, через который волна проходит с амплитудой, равной  $\sqrt{w}$ . Второй тип пробоя называется когерентным. Реализация этих двух случаев в металле определяется числом и характером дефектов и примесей в исследуемых образцах. Когерентный магнитный пробой наблюдается в чистых совершенных монокристаллах металлов в сильных магнитных полях.

В качестве примера когерентного магнитного пробоя можно привести результаты, полученные на бериллии<sup>73–75</sup>. В этом металле пробой происходит между малой орбитой «сигары» («иглы») и большой орбитой «короны» («монстра») (рис. 7). При этом возникают гигантские осцилляции  $\rho(H)$ , периодические в обратном магнитном поле (рис. 8). Их период связан с экстремальной площадью малой орбиты формулой Лифшица — Онзагера (3).

Узкие слои траекторий, обуславливающие осцилляции, определяются не только экстремальными сечениями «сигары», но и узкими перемычками в «короне», которым соответствуют нецентральные сечения «сигары». Поэтому в достаточно большой области магнитных полей появляется модуляция амплитуды осцилляций (биения) с разностной частотой. Из

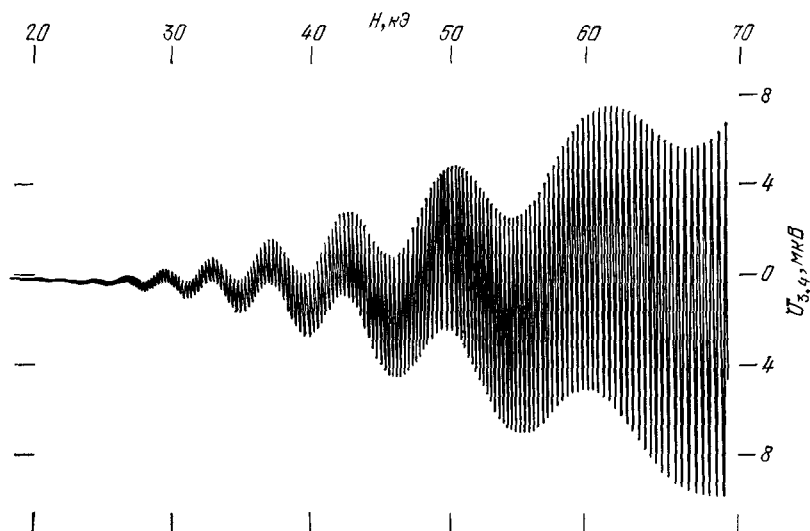


Рис. 8. Магнитопробойные осцилляции  $d\rho/dH$  в Ве при пробое между «короной» и «сигарой».

полученных экспериментальных данных можно оценить величину  $\Delta$ , которая для бериллия оказывается равной  $\sim 0,08$  эВ. Величина  $H_0$  для бериллия составляет  $\sim 110$  кЭ.

Эксперименты, проведенные на переходных металлах V группы, показали, что поле пробоя  $H_0$  возрастает при переходе от ванадия к ниобию и танталу. Магнитный пробой в этих металлах происходит через щель, имеющую спин-орбитальное происхождение. Отсюда следует, что исследование магнитопробойных осцилляций сопротивления является инструментом для изучения спин-орбитального взаимодействия в переходных металлах. Сопоставление экспериментальных данных с расчетами позволяет оценить справедливость выбранной теоретической модели. Отметим также, что гигантские магнитопробойные осцилляции в настоящее время используются для точного определения величины и градиента магнитного поля <sup>74, 75</sup>.

### 3. ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТА ШУБНИКОВА — ДЕ ГААЗА

а) Изучение перестройки энергетического спектра металлов в экстремальных условиях

Использование эффекта ШдГ для исследования перестройки электронного спектра металлов мы проиллюстрируем на примере изучения топологических фазовых переходов 2,5 рода И. М. Лифшица <sup>76</sup>. Эти переходы наблюдаются в металлах, полуметаллах и легированных полупроводниках при изменении внешних параметров. Сущность переходов 2,5 рода

состоит в скачкообразном изменении топологии поверхности Ферми при некотором критическом значении внешнего параметра, ответственного за изменение электронного спектра. Наиболее просто топологические фазовые переходы наблюдаются при воздействии на вещество высоких давлений или сильных одноосных упругих деформаций. Топологические переходы Лифшица при всестороннем сжатии впервые наблюдались при исследовании висмута и его сплавов<sup>77</sup>, а также при исследовании кадмия<sup>78</sup>, теллура и его сплавов<sup>79</sup>. Одноосные деформации решетки, изменяя симметрию кристалла, существенно расширяют возможности наблюдения переходов 2,5 рода. Наиболее эффектно и разнообразно топологические фазовые переходы, которые наблюдаются при одноосных упругих деформациях в сплавах висмута с сурьмой, легированных примесями донорного и акцепторного типа<sup>80-82</sup>.

Проиллюстрируем эти переходы на примере полупроводникового сплава  $\text{Bi} - \text{Sb}$   $n$ -типа. Поверхность Ферми такого сплава состоит из трех электронных квазиэллипсоидов, расположенных в точках  $L$  зоны Бриллюэна (центры псевдогексагональных граней), схема энергетического спектра приведена на рис. 9.

Изменение сечений и объемов электронных поверхностей при одноосной деформации определялось с помощью записи эффекта ШдГ при различных ориентациях магнитного поля.

В легированном полупроводниковом сплаве концентрация носителей тока полностью определяется концентрацией легирующих примесей и не меняется, если в процессе изменения энергетического спектра не образуется перекрытие отдельных экстремумов зоны проводимости и валентной зоны. При постоянной общей концентрации носителей тока изменение объемов отдельных эллипсоидов, очевидно, может происходить только за счет других в результате перераспределения носителей тока между экстремумами. На опыте удобно наблюдать за изменением экстремальных сечений тех изоэнергетических поверхностей, которые растут при электронном переходе. Их рост, очевидно, должен прекратиться в тот момент, когда произойдет полное опустошение тех экстремумов, в которых происходит уменьшение концентрации носителей тока.

В полупроводниковом сплаве  $\text{Bi-Sb}$   $n$ -типа при одноосных деформациях типа сжатия вдоль бинарной ( $C_2$ ) и биссекторной ( $C_1$ ) осей наблюдаются топологические переходы следующего типа<sup>81</sup>:

1) при сжатии вдоль  $C_1$  или при растяжении вдоль  $C_2$  объем одного из квазиэллипсоидов возрастает, а двух других — уменьшается; при критическом значении деформации имеет место переход типа  $3 \text{ ЭЛ} \rightarrow 1 \text{ ЭЛ}$ , в результате которого электроны из трех экстремумов перетекают в один экстремум. Зависимость сечений растущего и уменьшающихся изоэнергетических поверхностей показана на рис. 10, а.

2) при сжатии вдоль  $C_2$  и при растяжении вдоль  $C_1$  объем двух квазиэллипсоидов возрастает, а третьего — уменьшается, при критическом значении деформации имеет место переход типа  $3 \text{ ЭЛ} \rightarrow 2 \text{ ЭЛ}$ , в результате которого все электроны перетекают в два эквивалентные экстремума (рис. 10, б).

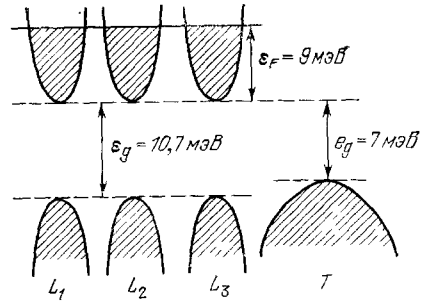


Рис. 9. Расположение электронных и дырочных экстремумов у сплава  $\text{Bi}_{0.924}\text{Sb}_{0.076}$   $n$ -типа вблизи уровня Ферми.

В чистом висмуте, где в исходном состоянии имеется равное количество электронов и дырок, заполняющих три электронные и одну дырочную энергетические поверхности, при одноосных деформациях наблюдается

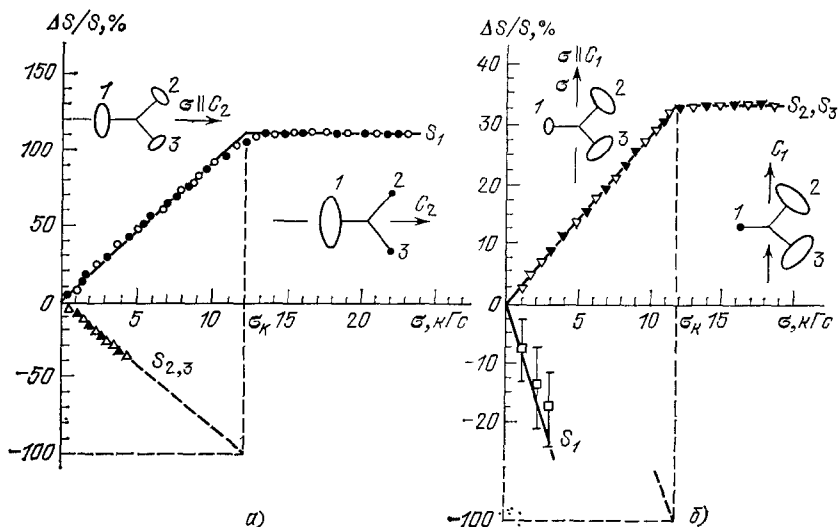


Рис. 10. Зависимость экстремальных сечений поверхности Ферми у сплава  $\text{Bi}_{0.924}\text{Sb}_{0.076}$  п-типа от нагрузки при деформации параллельно осям  $C_2$  (а) и  $C_1$  (б).

топологический переход типа 3 ЭЛ + 1 ДЫР  $\rightarrow$  2 ЭЛ + ДЫР, в результате которого исчезает один электронный квазиэллипсоид<sup>82</sup>. В нелегированном полупроводниковом сплаве Bi — Sb при одноосной деформации

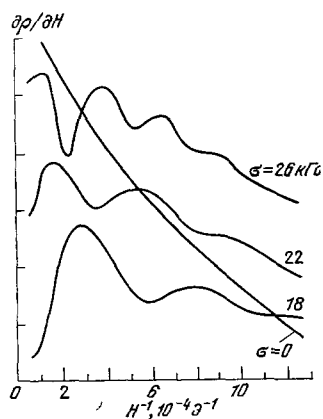


Рис. 11. Появление осцилляций Шубникова — де Гааза при  $H \parallel C_1$  в полупроводниковом сплаве  $\text{Bi}_{0.925}\text{Sb}_{0.075}$  при одноосной деформации  $\sigma \parallel C_2$  в результате перехода полупроводник — металл.

Нагрузки  $\sigma$  (в кгс) указаны у соответствующих кривых.

вдоль осей  $C_2$  и  $C_1$  имеют место электронные переходы типа полупроводник-металл с образованием изоэнергетических поверхностей 2 ЭЛ + 1 ДЫР либо 1 ЭЛ + 1 ДЫР, в результате которых при критическом значении деформации появляются электроны и дырки в разном числе и начинают наблюдаться осцилляции ШдГ с частотами, соответствующими сечениям электронных и дырочных изоэнергетических поверхностей (рис. 11).

б) Новая возможность исследования  
плотности состояний  
в легированных полупроводниках

В последнее время была экспериментально реализована интересная возможность получения зависимости от энергии плотности состояний в примесной зоне сильно легированного полупроводника с помощью исследования эффекта ШдГ под давлением. Исследовался антимоид галлия  $n$ -типа, в зоне проводимости которого имеются два вида экстремумов, расположенных в точке  $\Gamma$  и точках  $L$  зоны Бриллюэна и разделенных малым энергетическим зазором ( $\epsilon_{\Gamma L} \sim 100$  мэВ). Структура зоны проводимости GaSb показана на рис. 12. При концентрации примесных электронов  $n_{\Gamma} \lesssim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  заполненным оказывается только нижний  $\Gamma$ -экстремум который характери-

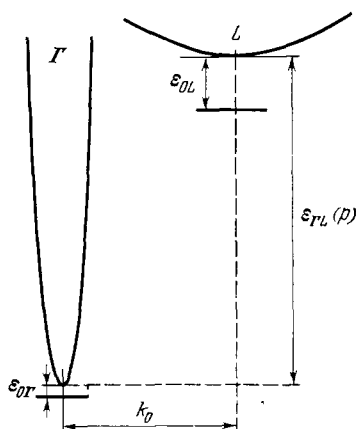


Рис. 12. Структура зоны проводимости антимоида галлия, легированного донорными примесями.

$\epsilon_{0\Gamma}$  и  $\epsilon_{0L}$  — энергии отщепления примесного уровня от  $\Gamma$ - и  $L$ -зон.

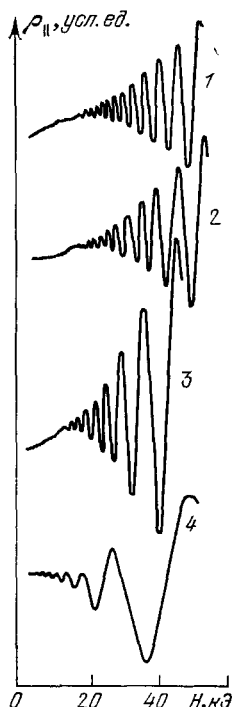


Рис. 13. Осцилляции ШдГ продольного магнетосопротивления  $\rho_{||}$  у образца GaSb с  $n_{\Gamma} = 1,35 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (при  $p = 0$ ) при различных давлениях  $p$  (в кбар) = 1,0 (1), 3,4 (2), 5,6 (3) и 8,3 (4).

зуется достаточно малой плотностью состояний и малым значением эффективной массы на дне зоны  $m_{0\Gamma} \approx 0,04 m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона).

Под действием давления энергетический зазор  $\epsilon_{\Gamma L}$  между  $\Gamma$ - и  $L$ -экстремумами уменьшается со скоростью  $\sim 10$  мэВ/кбар и дно  $\Gamma$ -зоны проводимости приближается к дну пустой  $L$ -зоны.

Поверхность Ферми  $\Gamma$ -электронов в GaSb с хорошей точностью близка к сферической. Вследствие этого изучение осцилляций ШдГ от  $\Gamma$ -электронов под давлением представляет собой удобный и весьма точный способ определения их концентрации с помощью простого соотношения

$$n_{\Gamma} = \frac{8}{3\hbar^3\pi^{1/2}} S_{\text{extr}}^{3/2}, \quad (13)$$

где  $\hbar$  — постоянная Планка и  $S_{\text{extr}}$  — экстремальное сечение, которое вычисляется по периоду осцилляции  $\Delta(1/H)$  с помощью формулы Лифшица — Онзагера (3). В качестве примера на рис. 13 приведены осцилляции

пии ШдГ при нескольких давлениях от Г-электронов в образце GaSb с исходной концентрацией  $n_{\Gamma} = 1,35 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Опыт показывает, что концентрация  $n_{\Gamma}$  постоянна в области низких давлений и, начиная с некоторой величины давления  $p = p'$ , которые тем меньше, чем выше уровень легирования полупроводника,  $n_{\Gamma}$  убывает и обращается в нуль при  $p = p_h \approx 9$  кбар. Анализ показывает, что убывание концентрации  $n_{\Gamma}$  под давлением происходит в результате сближения Г- и L-уровней и перетекания Г-электронов на примесный уровень, отщепленный от L-зоны.

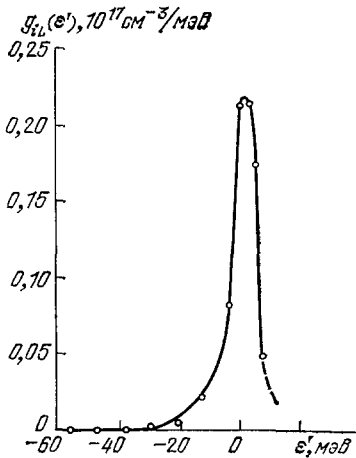


Рис. 14. Плотность состояний в примесной L-зоне у образца GaSb с  $n_{\Gamma} = 2,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  при  $p = 0$ .

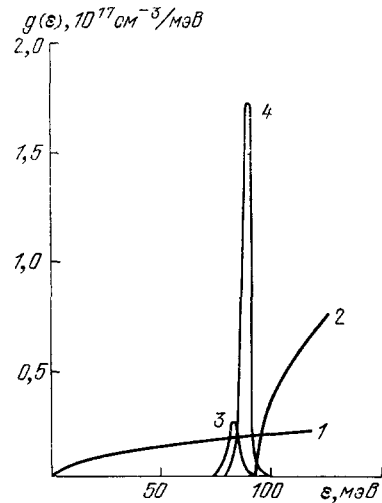


Рис. 15. Плотность состояний в зоне проводимости у образца GaSb, легированного Те.

1 — Г-зона; 2 — L-зона (для одного L-экстремума); 3 — примесная L-зона (образец с  $n_{\Gamma} = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  при  $p = 0$ ); 4 — примесная L-зона (образец с  $n_{\Gamma} = 1,14 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при  $p = 0$ ).

Количество перетекших электронов  $n_i(\epsilon')$  определяется положением уровня Ферми на шкале энергии и плотностью состояний в примесной зоне  $g_{iL}(\epsilon)$ :

$$n_i(\epsilon') = \int_{-\infty}^{\epsilon'} g_{iL}(\epsilon) d\epsilon, \quad (14)$$

где

$$\epsilon' \equiv \epsilon_{\Gamma}^{\Gamma}(p) - [\epsilon_{\Gamma L}(p) - \epsilon_{iL}] = \epsilon_{\Gamma}^{\Gamma}(p) - \left[ \epsilon_{\Gamma L}(0) - \left| \frac{\partial \epsilon_{\Gamma L}}{\partial p} \right| p - \epsilon_{iL} \right] \quad (15)$$

( $\epsilon_{\Gamma}^{\Gamma}$  — энергия Ферми в Г-зоне) (см. рис. 12). С другой стороны, из уравнения электронейтральности

$$n_i(\epsilon') = N_d - N_a - n_{\Gamma}(\epsilon'), \quad (16)$$

где  $N_d$ ,  $N_a$  — постоянные концентрации доноров и акцепторов в полупроводнике. Из соотношений (14) — (16) следует, что искомая плотность состояний  $g_{iL}(\epsilon')$  равна

$$g_{iL}(\epsilon') = \frac{\partial n_i(\epsilon')}{\partial \epsilon'} = - \frac{\partial n_{\Gamma}(\epsilon')}{\partial \epsilon'}. \quad (17)$$

Г-зона с известными параметрами электронного спектра является своеобразным репером, который может использоваться для определения



уровня Ферми на шкале энергии. Меняя взаимное расположение Г- и L-экстремумов с помощью давления и контролируя  $n_T$  с помощью осцилляций ШдГ, можно по точкам построить весь ход плотности состояний в примесной L-зоне. Такая программа была выполнена в работе <sup>83</sup>. На рис. 14 показана зависимость  $g_{iL}$  от  $\varepsilon$  для образца GaSb с исходной концентрацией Г-электронов  $2,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Было показано, что плотность состояний на примесном уровне с хорошей точностью может быть описана гауссовой кривой вида

$$g_{iL}(\varepsilon) = \frac{N_d}{\gamma \sqrt{\pi}} e^{-(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 / \gamma^2} \quad (18)$$

и найден параметр  $\gamma$ , определяющий ширину уровня.

На рис. 15 показана зависимость плотности состояний в Г- и L-зонах проводимости и в примесной L-зоне для образцов с исходной концентрацией Г-электронов  $2,0 \cdot 10^{17}$  и  $1,14 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Таким образом, в самом факте сосуществования примесных состояний с зонными заложена принципиальная возможность изучения неупорядоченных систем при помощи исследования свойств зонных электронов, для которых применимы экспериментальные методы, эффективно использующиеся в физике кристаллических твердых тел.

#### в) Исследование долговременных неравновесных процессов в полупроводниках

В заключение этого раздела рассмотрим возможность, которую предоставляет эффект ШдГ для изучения долговременных процессов релаксации в полупроводниках.

Полупроводниками, в которых наиболее ярко проявляются процессы долговременной релаксации, являются тройные соединения  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  с примесями элементов III группы (In, Ga, Al, Te) <sup>84-86</sup>. В частности, в сплавах  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  примесь In с концентрацией порядка атомного процента образует емкий примесный уровень, положение которого в зонном спектре исходного полупроводника зависит от концентрации  $x$  олова, давления, магнитного поля <sup>87, 88</sup>. Экспериментально установлено, что примесный уровень In стабилизирует уровень Ферми в сплаве. В том случае, когда примесный уровень расположен в зоне проводимости или в валентной зоне, уровень Ферми в сплаве совпадает с примесным уровнем и равновесная концентрация свободных носителей целиком определяется расположением последнего.

Наиболее характерной особенностью сплавов  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  с примесью In является то, что в них можно генерировать магнитным полем или светом неравновесное металлическое состояние, время релаксации  $\tau$  которого составляет единицы и десятки часов. Скорость релаксации экспоненциально зависит от температуры так, что при  $T > 20 \text{ К}$  время  $\tau$  уменьшается до значений, меньших долей секунды <sup>84</sup>. Такое свойство сплавов  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  с примесью  $\sim \text{ат.}\%$  In позволяет создавать долгоживущее неравновесное состояние (например, состояние с большой неравновесной концентрацией электронов). Для примера рассмотрим один из способов создания неравновесной концентрации электронов в зоне проводимости с помощью магнитного поля.

Для этой цели варьированием состава и давления выбирается исходное состояние сплава, в котором примесный уровень находится в зоне проводимости недалеко от ее дна. Энергетический спектр исходного состояния сплава при  $H = 0$  соответствует разрезу A на диаграмме рис. 16, а

и схематически изображен на рис. 16, б. Неравновесная концентрация электронов в зоне создается в результате следующего цикла.

При температуре  $T \gtrsim 20$  К включается сильное магнитное поле, соответствующее ультраквантовой области полей для исходной концентрации электронов, в результате чего электроны высаживаются на одномерную параболу Ландау с квантовыми номерами  $n = 0$ ,  $s = -1$ . С ростом магнитного поля плотность состояний в зоне растет пропорционально степени вырождения электронных состояний по продольному импульсу  $\sim eH/\pi\hbar c$ . В результате этого, а также вследствие того, что уровень Ферми зафиксирован на примесном уровне, начинается перетекание электронов

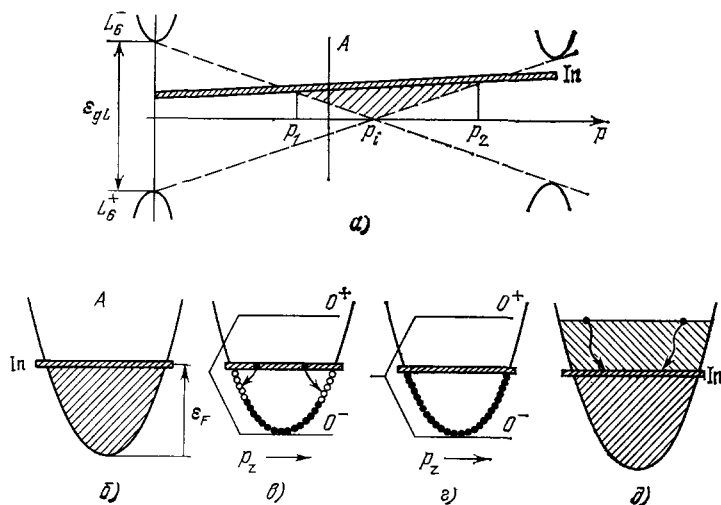


Рис. 16. Энергетические диаграммы, иллюстрирующие получение неравновесного металла в магнитном поле (см. текст).

с примесного уровня в зону в соответствии с ее растущей вместимостью (рис. 16, в). Процесс перетекания при  $T \gtrsim 20$  К происходит достаточно быстро и концентрация электронов в зоне становится выше исходной (рис. 16, г). Далее магнитное поле фиксируется и производится охлаждение кристалла до гелиевых температур, при которых время перетекания электронов с уровня в зону или обратно возрастает до нескольких часов. После этого магнитное поле выключается.

В результате описанного цикла в зоне проводимости сплава  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  оказывается «замороженной» неравновесная концентрация электронов, равная равновесной концентрации при введенном магнитном поле. Уровень Ферми приобретает неравновесное положение выше примесного уровня  $\text{In}$ , и начинается медленный процесс обратного перетекания электронов из зоны на примесный уровень. Неравновесные электроны в зоне проводимости образуют вырожденный ферми-газ, который по своим свойствам не отличается от электронной системы обычного металла. Сплав  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  при таких условиях ведет себя, как однозонный металл с медленно сокращающейся во времени поверхностью Ферми.

Эффект ШдГ позволяет экспериментально доказать наличие такого состояния с неравновесной концентрацией электронов. Для этой цели необходимо проводить запись эффекта ШдГ через одинаковые промежутки времени (например, через 20—30 минут). Поскольку запись одной кривой осцилляций ШдГ длится 2—3 минуты, концентрация электронов в зоне во время записи может считаться практически постоянной. Кривые,

записанные через достаточно большие интервалы времени, отличаются по периоду осцилляций и показывают медленное уменьшение концентрации электронов в зоне с течением времени.

На рис. 17 показаны последовательные кривые осцилляций ШдГ от неравновесных электронов в сплаве  $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}$  с примесью 0,5 ат. % In, полученные в работе <sup>84</sup>. Кривые 3—6 записаны через 5, 10, 30 и 60 минут соответственно после выключения поля при температуре 2 К. Кривые 1, 7 соответствуют равновесному состоянию (1 — до создания неравновесного состояния в магнитном поле, 7 — после «уничтожения» неравновесного состояния путем нагревания кристалла до  $\sim 20$  К).

Аналогичное неравновесное состояние может быть создано с помощью возбуждения электронов с примесного уровня под действием инфракрасного излучения. Концентрация электронов в зоне проводимости при каждом уровне ИК-подсветки также может быть определена путем записи осцилляций ШдГ <sup>85</sup>.

Выше рассмотрены некоторые интересные, с точки зрения авторов, случаи использования эффекта ШдГ для обнаружения и исследования новых явлений в современной физике твердого тела. Приведенные примеры служат лишь иллюстрацией богатых возможностей использования этого

эффекта при условиях, когда применение других методов оказывается практически трудным или просто невозможным и, естественно, не является исчерпывающим. Однако они, с нашей точки зрения, являются достаточно яркими иллюстрациями широких и часто неожиданных возможностей эффекта ШдГ, открытого 50 лет назад. Можно надеяться, что и в дальнейшем область применения эффекта ШдГ будет непрерывно расширяться и он будет находить все новые и новые приложения.

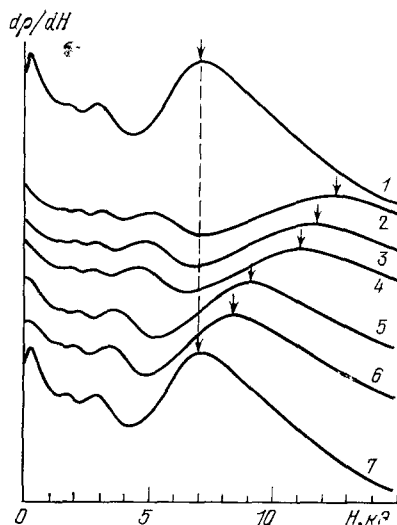


Рис. 17. Вид записи осцилляций Шубникова — де Гааза  $\partial\rho/\partial H$  для сплава  $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25} + 0,5$  ат. % In при  $p = 5,4$  кбар  $H \parallel \langle 100 \rangle$ , соответствующие равновесному (1, 7) и неравновесному (2—6) состояниям электронов в зоне проводимости (см. текст).

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Schubnikow L. W., de Haas W. I.— Leiden Comm. Kamerlingh Onnes Lab., 1930, Nr. 207, 207a, 210a, 210b; Proc. Amst. Acad. Sci., 1930, v. 33, p. 418.
2. Landau L. D., Zs. Phys., 1930, Bd. 64, S. 629.
3. Shoenberg D.— Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1938, v. 166, p. 1; 1939, v. 170, p. 341.
4. Боровик Е. С., Лазарев Б. Г.— ЖЭТФ, 1951, т. 21, с. 857.
5. Shoenberg D.— Phil. Trans. Roy. Soc. Ser. A, 1952, v. 245, p. 1; 1955, v. 248, p. 1.
6. Alers P., Webber R.— Phys. Rev., 1951, v. 84, p. 836; 1953, v. 91, p. 1060.
7. Babiskin I.— Bull. Am. Phys. Soc., 1956, v. 1, p. 58.
8. Berlincourt T.— Phys. Rev., 1953, v. 91, p. 2177.
9. Marcus I.— Ibid., 1955, v. 98, p. 1540.
10. Connell R., Marcus I.— Ibid., 1955, v. 100, p. 1226.
11. Kahn A. H., Frederikse H. R.— Sol. State Phys., 1959, v. 9, p. 257.
12. Alers P.— Phys. Rev., 1955, v. 101, p. 41.
13. Alers P.— Bull. Am. Phys. Soc., 1956, v. 1, p. 116.
14. Steele M.— Phys. Rev., 1955, v. 99, p. 1751.

15. Frederikse H. R., Holster W. R.— Ibid., 1957, v. 108, p. 1136.
16. Broom R.— Proc. Phys. Soc., 1955, v. 71, p. 470.
17. Бреслер М. С., Панферов В. В., Шалыт С. С.— ФТТ, 1965, т. 7, с. 1266.
18. Амирханов Х. И., Баширов Р. И., ФТТ, 1966, т. 8, с. 2189.
19. Frederikse H. R., Holster W. R., Phys. Rev., 1958, v. 110, p. 880.
20. Sladek R. I.— Ibid., p. 817.
21. Амирханов Х. И., Баширов Р. И., Закиев Ю. Э.— ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 1699.
22. Bresler M. S., Redko N. A., Shalyt S. S.— Phys. Stat. Sol., 1964, v. 15, p. 745.
23. Закиев Ю. Э.— ФТТ, 1966, т. 8, с. 1974.
24. Амирханов Х. И., Баширов Р. И.— ФТП, 1967, т. 1, с. 667.
25. Whitsett C. R.— Phys. Rev., 1965, v. 138, p. 829.
26. Баширов Р. И., Гаджиев Р. М.— ФТП, 1967, т. 1, с. 443.
27. Бреслер М. С., Алиев С. А., Шалыт С. С.— ФТТ, 1967, т. 9, с. 2746.
28. Smith G. E., Hebel L. C., Buchbaum S. J., Phys. Rev., 1963, v. 129, p. 154.
29. Као Y. H., Brown R. D., Hartmann R. L.— Ibid., Ser. A, 1964, v. 136, p. 858.
30. Chu H., Као G. H.— Ibid., 1970, v. 1, p. 2369, 2377.
31. Брандт Н. В., Чудинов С. М.— ЖЭТФ, 1970, т. 59, с. 1494.
32. Акимов Б. А., Мощалков В. В., Чудинов С. М.— ФТТ, 1975, т. 17, с. 2301.
33. Акимов Б. А., Дмитриев А. И., Лашкарев Г. В., Орлецкий В. Г., Товстюк К. Д., Чудинов С. М.— ФТТ, 1977, т. 19, с. 402.
34. Дмитриев А. И., Лашкарев Г. В., Чудинов С. М.— ФНТ, 1977, т. 3, с. 444.
35. Акимов Б. А., Вадхва Р. С., Чудинов С. М.— ФТП, 1978, т. 12, с. 1927.
36. Акимов Б. А., Рябова Л. И., Чудинов С. М., Яценко О. Б.— ФТП, 1979, т. 13, с. 752.
37. Акимов Б. А., Рябова Л. И., Чудинов С. М.— ФТТ, 1979, т. 21, с. 708.
38. Брандт Н. В., Белоусова О. Н., Зломанов В. П., Пономарев Я. Г., Скипетров Е. П.— ФТТ, 1977, т. 19, с. 437.
39. Брандт Н. В., Мощалков В. В., Чудинов С. М.— ЖЭТФ, 1978, т. 74, с. 1929.
40. Datars W. R.— Can. J. Phys., 1961, v. 39, p. 1922.
41. Windmiller L. R., Pristley M. A.— Sol. State Comm., 1965, v. 3, p. 199.
42. Брандт Н. В., Капустин Г. А., Караваев В. Г., Котосонов А. С., Свистова Е. А.— ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 1136.
43. De Haas W. I., van Alphen P. M.— Leiden Comm. Kamerlingh Onnes Lab., 1931, Nr. 212a.
44. Лифшиц И. М., Косевич А. М.— ЖЭТФ, 1955, т. 29, с. 730; 1957, т. 33, с. 88.
45. Лифшиц И. М.— ЖЭТФ, 1956, т. 31, с. 774; 1957, т. 32, с. 1509.
46. Косевич А. М., Андреев А. А.— ЖЭТФ, 1960, т. 38, с. 882; 1962, т. 43, с. 1061.
47. Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И. Электронная теория металлов.— М.: Наука, 1971.— § 48.
48. Брандт Н. В., Чудинов С. М. Энергетические спектры электронов и фотонов в металлах. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1980, — Ч. II. гл. II
49. Харрисон У. Псевдопотенциалы в теории металлов. М.: Мир, 1968, — Гл. 1.
50. Крэкнелл А., Уонг К. Поверхность Ферми.— М.: Атомиздат, 1978.
51. Titeika S.— App. Phys., 1935, v. 22, p. 128.
52. Давыдов Б., Померанчук И.— ЖЭТФ, 1939, т. 9, с. 1924.
53. Ахизер А.— ЖЭТФ, 1939, т. 9, с. 426.
54. Румер Ю. Б.— ЖЭТФ, 1952, т. 22, с. 214.
55. Клиггер М. И.— ЖЭТФ, 1956, т. 31, с. 1055.
56. Клиггер М. И., Воронюк П. И.— ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 77.
57. Adams E. N., Holstein T. D.— J. Phys. Chem. Sol., 1959, v. 10, p. 254.
58. Kubo R., Hasegawa H., Hashitsume N.— J. Phys. Soc. Japan, 1959, v. 14, p. 56.
59. Гуржи Р. Н., Копелниович А. И.— УФН, 1981, т. 133, с. 33.
60. Dingle R. B.— Proc. Roy. Soc., 1952, v. 211, p. 517.
61. Brown R. D.— Phys. Rev. Ser. B, 1970, v. 2, p. 928.

62. Smith G. E., Baraff G. A., Rowell J. M.— Phys. Rev., Ser. A., 1964, v. 135, p. 1118.
63. Stradling R., Antcliffe G.— Phys. Lett., 1966, v. 20, p. 119.
64. Пономарев А. И., Цидильковский И. М.— ФТП, 1969, т. 3, с. 307.
65. Becker W., Yerp T.— Intern. Conference on Semiconductors Physics.— Kyoto, 1966.— P. 366.
66. Argures P. N., Adams E. N.— Phys. Rev., 1956, v. 104, p. 900.
67. Argures P. N.— J. Phys. and Chem. Sol., 1958, v. 4, p. 19.
68. Абрикосов А. А.— ЖЭТФ, 1969, т. 56, с. 1391.
69. Abrikosov A. A., Ryzhkin I. A.— Adv. Phys., 1978, v. 27, p. 147.
70. Tanuma S., Inada R.— Suppl. Progr. Theor. Phys., 1975, Suppl. No. 57, p. 231.
71. Мощалков В. В., Миронова Г. А.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 538.
72. Blount E. I.— Phys. Rev., 1962, v. 126, p. 1636.
73. Алексеевский Н. Е., Егоров В. С.— ЖЭТФ, 1963, т. 45, с. 388, 488; 1964, т. 46, с. 1205.
74. Alekseevskii N. E., Bazan Cz., Glinski M., Dubrovina A. V., Nizhankovskii V. I.— J. Phys. Ser. E.— 1979, v. 12, p. 1.
75. Алексеевский Н. Е., Егоров В. С.— Письма ЖЭТФ, 1965, т. 1, с. 31.
76. Лифшиц И. М.— ЖЭТФ, 1960, т. 38, с. 1569.
77. Брандт Н. Б., Пономарев Я. Г.— ЖЭТФ, 1968, т. 55, с. 1215.
78. Ицкевич Е. С., Вороновский А. Н.— Письма в ЖЭТФ, 1966, т. 4, с. 226.
79. Брандт Н. Б., Гинзбург Н. И., Игнатьева Т. А., Лазарев Б. Г., Лазарева А. С., Макаров В. И.— ЖЭТФ, 1965, т. 48, с. 7.
80. Гайдуков Ю. П., Данилова Н. П., Щербина-Самойлова М. Б., ЖЭТФ, 1979, т. 77, с. 2125.
81. Брандт Н. Б., Кульбачинский В. А., Минина Н. Я.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 637.
82. Брандт Н. Б., Кульбачинский В. А., Минина Н. Я., Широких В. Д.— ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 114.
83. Брандт Н. Б., Демишев С. В., Мощалков В. В., Рылик А. С., Чудинов С. М.— ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 743.
84. Акимов Б. А., Брандт Н. Б., Богословский С. А., Рябова Л. И., Чудинов С. М.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 29, с. 11.
85. Акимов Б. А., Брандт Н. Б., Рябова Л. И., Хохлов Д. Р. Препринт № 1.— Москва: МГУ, Физ. фак-т, 1980.
86. Акимов Б. А., Брандт Н. Б., Рябова Л. И., Хохлов Д. Р. Препринт № 13.— Москва: МГУ, Физ. фак-т, 1981.
87. Акимов Б. А., Рябова Л. И., Яценко О. Б., Чудинов С. М.— ФТП, 1979, т. 13, с. 752.
88. Акимов Б. А., Рябова Л. И., Чудинов С. М.— ФТТ, 1979, т. 21, с. 708.