

Письма в ЖЭТФ, том 15, вып 1, стр.36 – 40

5 января 1972 г.

ОСЦИЛЛЯЦИИ ШУБНИКОВА – де ГААЗА В p -InSb

Г. Л. Бир, Р. В. Парфеньев, П. В. Тамири

Основным результатом настоящей работы является обнаружение квантовых осцилляций Шубникова – де Гааза (ШГ) и выяснение их особенностей в полупроводнике с вырожденными зонами – p -InSb. До настоящего времени квантовые осцилляционные эффекты в кинетических явлениях p -InSb не исследовались¹⁾.

Характерной особенностью полупроводников с вырожденными зонами является: наличие нескольких сортов носителей тока (легкие и тяжелые дырки в p -InSb) и возможность междозонных переходов при рассеянии (переходы легких дырок в тяжелые и наоборот в p -InSb). Обычно концентрация легких дырок (p_2) на два порядка меньше concentra-

¹⁾ Когда экспериментальная часть работы была завершена, появилось краткое сообщение об обнаружении осцилляций ШГ в p -InSb [1].

ции тяжелых (ρ_1), тем не менее легкие дырки вносят заметный вклад в гальваномагнитные эффекты p -InSb, что объясняется большой подвижностью легких дырок ($v_2 \sim 10v_1$).

В антимониде индия n -типа квантовые осцилляции кинетических коэффициентов хорошо изучены. Поскольку легкие дырки в InSb близки по параметрам к электронам, то следовало ожидать для них в соответствующих магнитных полях выполнения условий, необходимых для наблюдения осцилляций ШГ: $v_2 H/c \gg 1$, $\hbar \Omega_2/kT \gg 1$ и $\zeta/kT \gg 1$ (Ω_2 — циклотронная частота для легких дырок, ζ — химический потенциал).

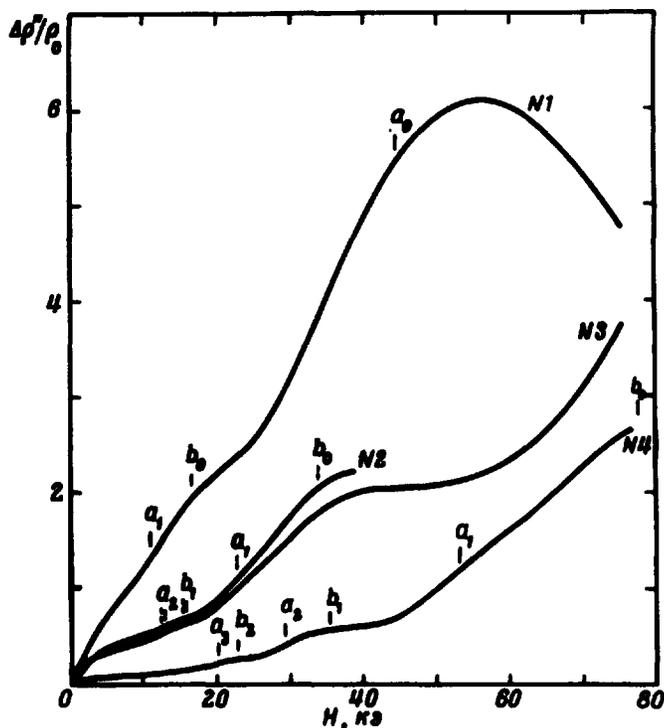


Рис. 1. Экспериментальные кривые зависимости продольного магнетосопротивления образцов p -InSb при $T=1,6^\circ\text{K}$ и $H \parallel [111]$ для образцов №1, 3, 4 и $H \perp [111]$ для образца №2. Коэффициент Холла в слабом поле $R_H = 15; 3,7; 3,6; 10 \text{ см}^3/\kappa$, электропроводность $\sigma_0 = 54, 203, 200, 625 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ для образцов №1, 2, 3, 4 соответственно

В работе исследовались вырожденные образцы p -InSb, легированные германием, с концентрацией дырок $\rho_1 = 8 \cdot 10^{17} + 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в стационарных магнитных полях до 75 кэ при гелиевых температурах.

²⁾ Концентрация тяжелых дырок вычислялась по коэффициенту Холла в сильном магнитном поле ($H \rightarrow \infty$), определенному из зависимости $R = f(H^{-2})$.

Измерения магнетосопротивления и эффекта Холла проводились обычным потенциометрическим методом с использованием двухкоординатного самописца.

На измеренных зависимостях поперечного магнетосопротивления и коэффициента Холла наблюдались осцилляции, которые являлись малой добавкой к сильно меняющемуся фону. Более четко осцилляции ШГ были выявлены при исследовании продольного магнетосопротивления ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{J}$) p -InSb (рис. 1). На рис. 2 представлены осциллирующие части кривых продольного магнетосопротивления, полученные путем вычитания линейного по H сигнала.

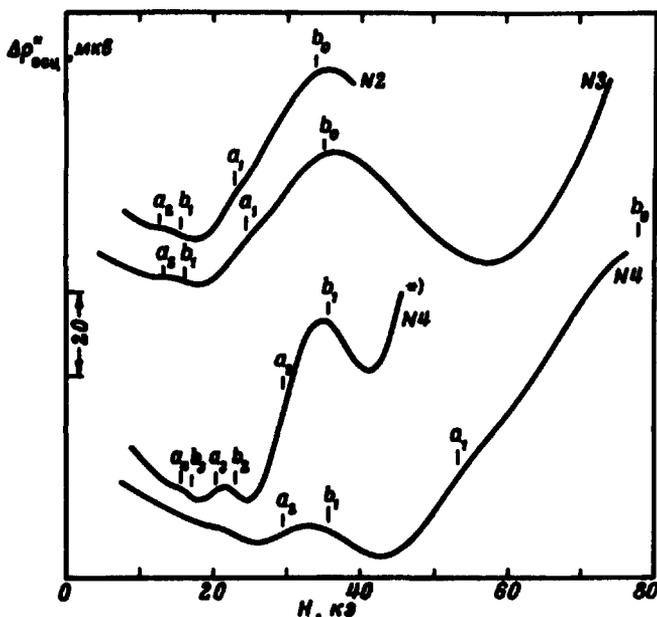


Рис. 2. Осциллирующие части кривых продольного магнетосопротивления, полученные путем вычитания линейного по H сигнала, для образцов p -InSb №2 - 4 при $T = 1,6^\circ\text{K}$ (*) - усиление в 5 раз

Как видно из рис. 1, осцилляции продольного магнетосопротивления имеют особенности: относительно большая величина амплитуды осцилляций, достигающая для нижних уровней величины 50% от фона, и существование осцилляций, соответствующих нижним уровням Ландау легких дырок a_0 и b_0 . Они не могут быть объяснены, если считать, что осциллирует только электропроводность легких дырок $\sigma_{zz}^{(1)}$, так как легкие дырки составляют 1% от тяжелых дырок и их вклад в проводимость при $H = 0$ порядка 10%. Кроме того, согласно теории [2] для простых зон должны отсутствовать 0^+ и 0^- максимумы ρ_{zz} (соответствующие b_0 и a_0 максимумам в обозначениях [3]), которые наблюдаются на эксперименте.

Эти особенности объясняются тем, что в продольном магнитном поле за счет квантования энергии легких дырок имеют место квантовые осцилляции электропроводности тяжелых дырок $\sigma_{zz}^{(2)}$ даже при отсутствии квантования энергии самих тяжелых дырок. Это связано с тем, что при рассеянии тяжелая дырка может переходить не только в тяжелую, но и в легкую зону, и вероятность рассеяния $W_1 = W_{11} + W_{12}$, где W_{11} и W_{12} вероятности рассеяния в тяжелую и легкую зоны соответственно. В отсутствие магнитного поля $W_{11} > W_{12}$ из-за большей плотности состояний в зоне тяжелых дырок, но в квантующем магнитном поле за счет особенности плотности состояния легких дырок это неравенство превращается в противоположное ($W_{12} > W_{11}$) для тяжелых дырок с энергией, равной дну подзоны Ландау легких дырок (переходы типа 1, 2 на рис. 3). Поэтому при совпадении уровня Ферми с дном подзоны Ландау легких дырок электропроводность тяжелых дырок $\sigma_{zz}^{(2)}$ имеет минимум, а ρ_{zz} — максимум. Хотя размытие уровней Ландау за счет столкновений и тепловое размытие уровня Ферми приводит к ограничению амплитуды осцилляций, это объясняет наблюдаемую относительно большую величину осцилляций ρ_{zz} .

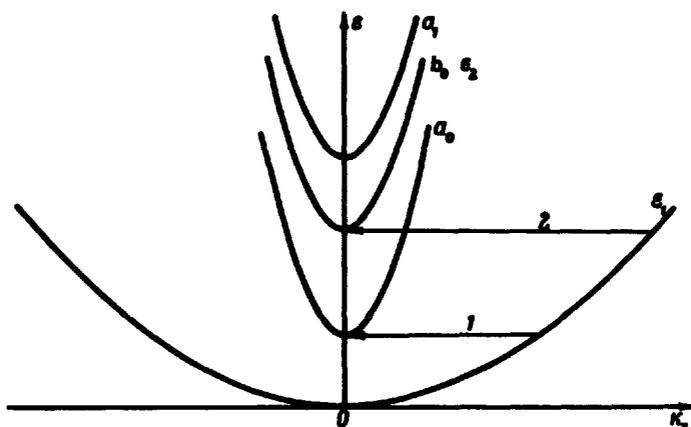


Рис. 3. Схема переходов в валентной зоне InSb в магнитном поле, квантующем для легких дырок

Как показывает детальное рассмотрение (которое будет изложено в отдельной статье) из состояний тяжелых дырок разрешены переходы во все состояния легких, что объясняет существование осцилляций ρ_{zz} , соответствующих нижним уровням легких дырок.

Таким образом, наблюдаемые осцилляции продольного магнетосопротивления p -InSb обусловлены в основном осциллирующим поведением проводимости тяжелых дырок с периодом, определяемым уровнями Ландау легких дырок. Иными словами, наблюдается резкое усиление междзонного рассеяния тяжелых дырок всякий раз, когда уровень Ферми совпадает с дном подзоны Ландау легких дырок. Для определения

теоретических положений максимумов продольного магнетосопротивления были построены уровни Ландау при $k_z = 0$ для легких дырок в InSb . При этом взаимодействие между зоной проводимости и валентной зоной рассматривалось точно, а влияние более далеких зон учитывалось по теории возмущений. Для параметров валентной зоны InSb в обозначениях Латтинжера [4] были приняты значения, полученные Пидженом и Брауном из данных по магнетопоглощению [3] и удовлетворяющие данным циклотронного резонанса для тяжелых дырок [5]: $P^2 = 0,403$ ат. ед., $\gamma_1^L = 32,5$, $\gamma_2^L = 14,3$, $\gamma_3^L = 15,4$, $k^L = 13,4$, $\epsilon_g = 0,2355$ эв ($T = 4,2^\circ\text{K}$). Наилучшее согласие между наблюдаемыми максимумами ρ_{zz} и значениями H , соответствующими совпадению уровня Ферми с уровнями Ландау легких дырок a_n и b_n , было получено при $\zeta = 9,5$; 19; 19,5 и 40,5 мэв для образцов № 1, 2, 3 и 4 соответственно. Теоретические значения H для данных ζ указаны на рис. 1 и 2 вертикальными линиями с индексами a_n и b_n . Видно, что согласие хорошее. Концентрация тяжелых дырок, вычисленная по значению химпотенциала для каждого из образцов, хорошо согласуется с данными, определяемыми из коэффициента Холла в сильном поле. Необходимо отметить, что из-за размытия уровней Ландау вследствие столкновений близлежащие максимумы ρ_{zz} , соответствующие соседним уровням b_n и a_{n+1} , перекрываются и на опыте проявляются в виде одного максимума. Расщепление максимумов удалось наблюдать при $T = 1,6^\circ\text{K}$ только для наинизших уровней Ландау и сеток a и b (рис. 2).

Авторы выражают благодарность С.С.Шалыту за постоянный интерес к работе.

Институт полупроводников
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 ноября 1971 г.

Литература

- [1] W.D.Straub, W.Bernard, S.Goldstein, H.Roth. Bull. Amer. Phys. Soc., 15, 315, 1970.
- [2] А.Л.Эфрос. ФТТ, 7, 1501, 1965.
- [3] C.R.Pidgeon, R.N.Brown, Phys. Rev., 146, 575, 1966.
- [4] J.M Luttinger Phys. Rev., 102, 1030, 1956.
- [5] D.M.S.Bagguley, M.L.A.Robinson, R.A.Stradling. Phys. Lett., 6, 143, 1963.