

ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ И СДВИГ ПОРОГА ПОДВИЖНОСТИ В ДИАРСЕНИДЕ КАДМИЯ

Е. Жданович¹⁾, К. Г. Лисунов

Проведен анализ отрицательного магнитосопротивления диарсенида кадмия в области прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, на основе чего впервые определена величина сдвига порога подвижности в магнитном поле.

В¹ показано, что вблизи перехода металл–диэлектрик (ПМД) в области прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (ПППДП) отрицательное магнитосопротивление (ОМС) полупроводника может быть обусловлено отрицательной величиной сдвига порога подвижности (СПП) в магнитном поле². Нами впервые изучено ОМС в диарсениде кадмия в условиях, близких к условиям применимости модели¹, в результате чего оказалось возможным провести анализ эксперимента на ее основе и впервые определить величину предполагаемого отрицательного СПП.

Диарсенид кадмия ($CdAs_2$) – тетрагональный полупроводник *n*-типа с изоэнергетической поверхностью электронов в виде эллипса вращения, ориентированного вдоль оси C_4 , шириной запрещенной зоны 1 эВ и энергией донорного уровня, связанного с дефектами кристаллической структуры $CdAs_2$, около 20 мэВ³. Переход к ПППДП, обусловленной кулоновой щелью в плотности состояний⁴, происходит при $T_V \approx 3 \div 5$ К, что следует из температурных зависимостей приведений локальной энергии активации ϵ_a/kT и сопротивления ρ (рис. 1 *a, б*), ширина щели изменялась в пределах 2,5 \div 1,5 мэВ. Близость к области ПМД установлена из зависимости энергии активации от концентрации доноров *n*, критическое значение n_c , которой составило $\approx 7 \cdot 10^{17}$ см⁻³.

Измерения ОМС проведены на четырех монокристаллических образцах $CdAs_2$ с концентрацией доноров $0,1n_c < n < 0,5n_c$ и степенью компенсации около 20% в геометрии $H \perp C_4, j \perp C_4$ (H – магнитное поле, j – плотность тока), в поле до 15 кЭ.

Согласно¹

$$X_\rho \equiv \ln \frac{\rho(T, H)}{\rho(T, 0)} = -B \left(\frac{eH}{\hbar c} \frac{D'}{D} n^{-2/3} \right)^{1/2\nu} (T_0/T)^{1/p}, \quad (1)$$

где

$$B = |A| \nu \frac{p-1}{p}, \quad (2)$$

A – константа, определяющая величину СПП^{1, 2}; при ПППДП, обусловленной кулоновой щелью, $p = 2$; T_0 – параметр, связанный с энергией активации в области ПППДП⁴ (в изученных образцах $T_0 = 760 \div 230$ К); D, D' определяются компонентами тензора диффузии¹, для $CdAs_2$ в указанной выше геометрии $D'/D \approx 1,28$; ν – критический индекс длины локализации ξ .

Появление ОМС в¹ связывается с квантовой интерференцией электронов, совершающих когерентные прыжки вдоль петлеобразных траекторий. Магнитное поле влияет на эту интерференцию, если поток поля через типичную петлю сравним с квантом потока, что приводит к условию¹

$$\frac{eH}{\hbar c} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/p} \xi n^{-1/3} \gg 1. \quad (3)$$

¹⁾ Отдел физики твердого тела Польской Академии наук

ограничивающему область ΔH применимости (1) снизу. Верхний предел ΔH связан с влиянием положительного магнитосопротивления $\ln \rho \sim H^{2-4}$.

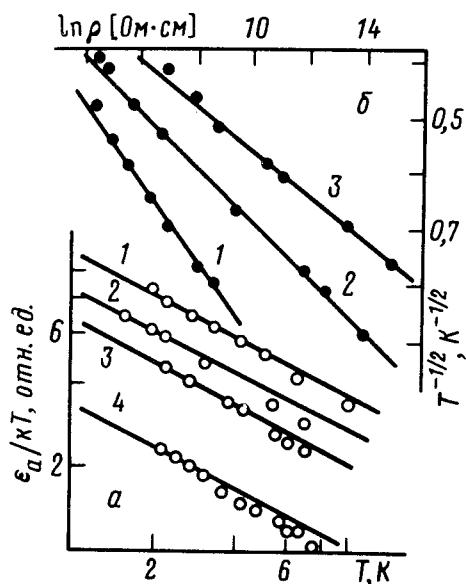


Рис. 1. Зависимости приведенной локальной энергии активации (а) и удельного сопротивления (б) от температуры $n \cdot 10^{-17}$, см $^{-3}$: 1 – 3,0; 2 – 2,1; 3 – 1,2; 4 – 0,97

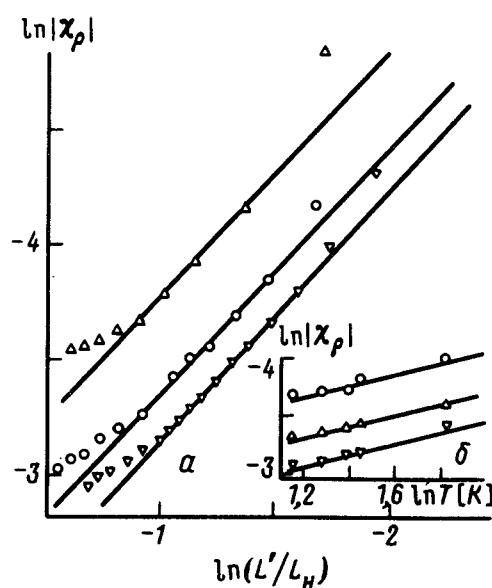


Рис. 2. К определению ΔH (а) и p (б).
а – ($n \cdot 10^{-17}$, см $^{-3}$; T , К): ▲ – (3,0; 4,2); ▽ – (2,1; 3,1); ● – (1,2; 3,7).
б – $n = 1,2 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$; H , кЭ: ● – 2; △ – 4; ▽ – 8

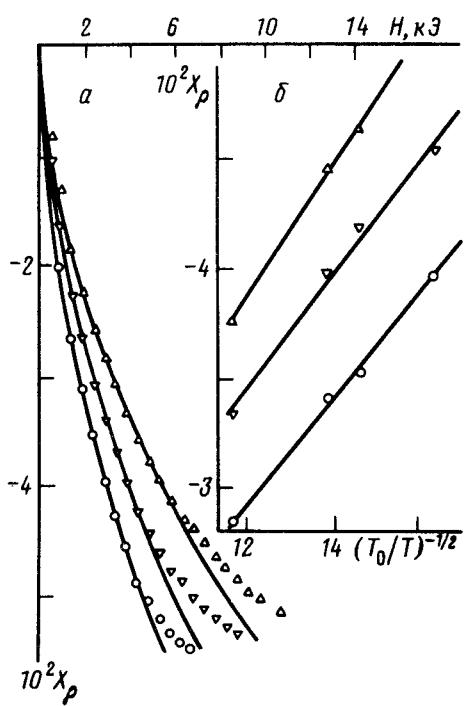


Рис. 3. Зависимости ОМС от магнитного поля (а) и температуры (б). а – $n = 2,1 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$; T , К: ● – 1,6; ▽ – 2,2; ▲ – 3,1. б – $n = 2,1 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$; H , кЭ: ● – 3; ▽ – 4; ▲ – 5

Для определения ΔH (при $T < T_V$) изучались зависимости типа представленных на рис. 2а (L_H – магнитная длина, $L' = (D'/D)^{1/2} (4\pi n/3)^{-1/3}$); в изученных образцах $\Delta H \approx 3,5 \div 11$ кЭ. В определенном таким образом интервале ΔH при $T < T_V$ экспериментальные зависимости $X_p(H)$ аппроксимировались кривыми вида $y = ax^b$ (рис. 3а), найдены значения $\nu = 0,94 \pm 0,05$ и $|A| = (9,6 \pm 1,3) \cdot 10^{-3}$. Установлено также, что ОМС вида (1) совпадает с экспериментом уже при величинах левой части (3) в пределах $0,2 \div 0,3$, то есть критерий (3) дает завышенные значения поля, где начинает выполняться (1).

Типичные температурные зависимости ОМС приведены на рис. 2б, 3б. Из них следует, что при $1,6\text{K} < T < T_V$ p близко к 2, $|A| = (10,5 \pm 2,5) \cdot 10^{-3}$.

Таким образом, установлено существование такой области изменения магнитного поля и температуры, где уже в изученном интервале концентраций поведение ОМС полностью соответствует предсказанному в¹. Найденная величина ν близка к известным значениям, определенным на основе изучения ПМД в других полупроводниках (напр., в Ge⁵). Величины $|A|$, полученные из магнитополевых и температурных зависимостей, хорошо согласуются между собой. Вместе с тем, они значительно меньше оценки $|A| \sim 1$, приведенной в^{1, 2}. Как отмечено в⁶, вклады в проводимость от петлеобразных траекторий в области локализованных состояний должны содержать множители $\exp(-L_H/\xi)$, малые в слабом ($\xi \ll L_H$) магнитном поле (в изученных образцах это условие нарушается лишь при $H \sim 10^3$ кЭ), что может привести к эффективному уменьшению СПП в таких полях.

Мы благодарны С.Ф.Маренкину за предоставленные образцы, Ж.Порталу (J. Portal) за оказание помощи в проведении эксперимента, Э.К.Арушанову и В.Ждановичу (W. Zdanowicz) за поддержку и интерес к работе.

Литература

1. Альтшулер Б.Л. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 157.
2. Khtmel'nitzkii D.E., Larkin A.I. Sol. St. Comm., 1981, 39, 1069.
3. Пищиков Д.И. и др. Тез. VII Всес. совещ. "Материаловедение полупроводниковых соединений II-V", Воронеж, 1987, 112.
4. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников, М.: Наука, 1979.
5. Забродский А.Г., Зиновьев К.Н. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 369.
6. Шкловский Б.И. ФТП, 1983, 17, 2055.

Институт прикладной физики
Академии наук Молдавской ССР

Поступила в редакцию
18 января 1990 г.