

АКАДЕМИЯ
НАУК
СССР

Физика и Техника Полупроводников

ФЕВРАЛЬ
1981

ТОМ 15
ВЫП. 2

ПЕРЕВІРЕНО

2015 Р

ПЕРЕ ВІРЕНО

2008 Р



«НАУКА»
ЛЕНИНГРАДСКОЕ
ОТДЕЛЕНИЕ

для которых в отсутствие магнитного поля частота колебаний тока $f_0=140$ Гц, а их амплитуда $U_0=10.0$ мВ. Для этих зависимостей величина чувствительности составляет $k=3 \cdot 10^{-4}$ Гц/Э. Поскольку спонтанное отклонение частоты колебаний $\Delta f=0.03$ Гц, то пороговая чувствительность равна $\Delta H=10^2$ Э. Верхняя граница измеряемых магнитных полей не менее $H_m \geq 2.5 \cdot 10^4$ Э.

Итак, главным преимуществом плазмамагнистора по сравнению с датчиками Холла и магниторезисторами является то, что он измеряет магнитное поле по частоте переменного сигнала, т. е. осуществляет еще и функцию преобразования постоянного сигнала в переменный. Это может оказаться большим преимуществом в ряде технических применений, поскольку избавляет от необходимости использовать преобразование постоянного сигнала в переменный и его усиление. Питание осуществляется от низковольтных источников напряжения до 10 В. Технология изготовления прибора не сложна, поскольку включает процессы (диффузия, резка, шлифовка, полировка, напыление), хорошо освоенные отечественной промышленностью. Недостатком прибора является то, что изменение частоты колебаний в магнитном поле сопровождается некоторым изменением их амплитуды. Поскольку плазмамагнистор обладает сравнительно большой пороговой чувствительностью, то он может найти применение при измерении мощных магнитных полей в силовых электро-технических установках.

Л и т е р а т у р а

- [1] А. Кобус, Е. Тушинский. Датчики Холла и магниторезисторы. «Энергия», М. (1971).
- [2] А. С. Гоноровский. Радиотехнические цепи и сигналы. «Сов. радио», М. (1972).
- [3] О. В. Константинов, В. И. Перель. ФТТ, 6, 3364 (1964).
- [4] Ю. И. Завадский, Б. В. Корнилов. ФТТ, 11, 1494 (1969).
- [5] И. В. Карпова, С. Г. Калашников, О. В. Константинов, В. И. Перель. ФТП, 6, 1155 (1972); 6, 2189 (1972); 7, 72 (1973).
- [6] Б. В. Корнилов, В. В. Привезенцев. ФТП, 9, 63 (1975).

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
2 июня 1980 г.

Вып. 2

УДК 621.315.592

СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР УРОВНЕЙ В ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЕ КРИСТАЛЛОВ CdP_2

И. С. Горбань, В. П. Грищук, Н. С. Корец,
А. В. Слободянюк, И. И. Тычина

Ранее нами были исследованы спектры поглощения полупроводниковых кристаллов ZnP_2 тетрагональной модификации, имеющих проводимость n -типа [1].

Можно ожидать, что выявленные в этой работе закономерности проявятся и в кристаллах CdP_2 , принадлежащих к тому же гомологическому ряду двойных дифосфидов и весьма близких к ZnP_2 по структуре и свойствам [2]. В настоящей работе исследованы спектры поглощения тетрагональных кристаллов CdP_2 , имеющих проводимость как n -типа (отожженные в парах кадмия), так и p -типа (специально нелегированные и легированные висмутом) в области $0.6 \div 2.0$ мкм ($0.45 \div 2.2$ эВ).

Все кристаллы выращены из паровой фазы в откачанных кварцевых ампулах. Отжиг образцов в атмосфере кадмия осуществлялся при 700–710 К в течение 50 ч. Легирование висмутом проводилось в процессе роста путем добавления 0.5 вес. % Вi в исходные компоненты, которые брались в стехиометрическом соотношении. Тип проводимости образцов определялся по знаку холловской ЭДС.

Измерения спектров поглощения выполнены по методике, описанной в [1]. Образцы, отожженные в парах кадмия, имели форму тонких

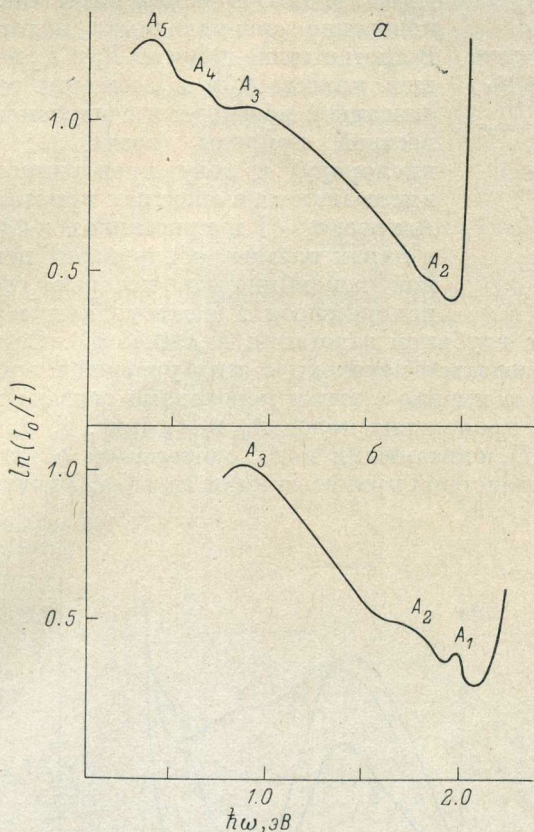


Рис. 1. Спектры поглощения кристаллов CdP_2 n -типа.

$E \perp c$; T , К: a — 300, b — 82; $1/d=100 \text{ см}^{-1}$.

пластинок, причем оптическая ось кристалла была перпендикулярна плоскости образца. В связи с этим, во-первых, было возможно наблюдение спектров поглощения света только при $E \perp c$, во-вторых, для исключения влияния естественной оптической активности [3] образцы размещались за выходной щелью монохроматора. Размещение образца, вращающего плоскость поляризации, перед входной щелью монохроматора приводит к возникновению в спектре пропускания периодических осцилляций, амплитуда которых зависит от степени поляризации света источника и от поляризующей способности монохроматора, а период — от величины дисперсии удельного вращения плоскости поляризации. Вследствие этого истинный спектр поглощения искажается, и могут появиться ложные полосы поглощения и в области прозрачности. Это обстоятельство обычно игнорируют.

Как и ожидалось, согласно результатам [1], наиболее информативными оказались спектры поглощения кристаллов CdP_2 n -типа. На рис. 1, a представлен спектр поглощения такого кристалла при $T=300 \text{ К}$, а на рис. 1, b — при $T=82 \text{ К}$.

Энергетические положения полос, указанных на рис. 1, представлены в таблице.

Мы считаем, что природа спектров, приведенных на рис. 1, и спектров, описанных в [1], одинакова, т. е. в кристаллах n -типа становятся возможными переходы с уровней в запрещенной зоне в зону проводимости.

Полосы A_1 и A_2 аналогичны соответственно полосам C и D в [1] и возникают вследствие переходов с акцепторных уровней, обусловленных одно- и двухзарядными вакансиями Cd. Температурное поведение сравниваемых полос также сходно. В соответствие полосам F_1 и F_2 в [1] можно поставить полосы A_3 и A_4 , которые также могут быть связаны с переходами с глубокого уровня неизвестной природы (возможно, принадлежащего кислороду) в зону проводимости. Полоса A_5 не имеет аналога в спектрах кристаллов ZnP_2 n -типа. Авторами [4] в кристаллах n -CdP₂, отожженных в парах кадмия, обнаружены центры излучательной рекомбинации, которые создают атомы Cd, находящиеся в междоузлиях и образующие донорные уровни с глубиной залегания $E_b \approx 0.45$ эВ. Согласно нашей модели, могут наблюдаться переходы с этих уровней в зону проводимости. Не исключено, что именно с этими переходами связана полоса A_5 .

Менее четкое проявление полос A_1 и A_2 (рис. 1, а, б) по сравнению с полосами C и D , описанными в [1], может быть объяснено следующим образом. В ZnP_2 донорной примесью были In и Ga. Увеличение concentra-

ции доноров In и Ga, по-видимому, не влияет на изменение концентрации собственных дефектов. В случае кристаллов CdP₂ то обстоятельство, что отжиг проводился в атмосфере кадмия, привело к тому, что наряду с увеличением концентрации донорных уровней (кадмий в междоузлиях) происходило уменьшение концентрации собственных дефектов (заполнение одно- и двухзарядных вакансий кадмием), следствием чего явилось уменьшение мощности линий A_1 и A_2 .

Спектры поглощения кристаллов CdP₂ p -типа имели менее сложный характер (рис. 2). Так, например, в спектре поглощения CdP₂ <Bi> проявляются полоса с максимумом при $\hbar\omega \approx 1.19$ эВ и перегиб при $\hbar\omega \approx 1.5 \div 1.6$ эВ. Появление полосы, очевидно, связано с переходами электронов из валентной зоны на глубокие уровни D примеси, которые в кристаллах

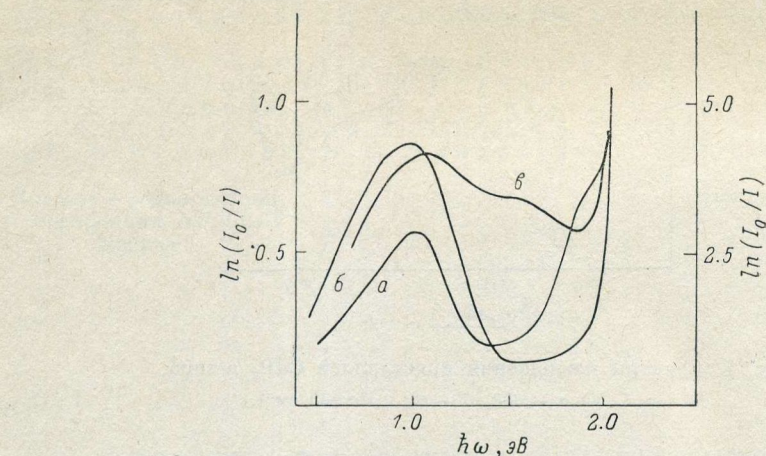


Рис. 2. Спектры поглощения кристаллов CdP₂ p -типа, специально не легированных (а, б, левая шкала), легированных висмутом (в, правая шкала) при $T=300$ К.

а, в — $E \perp c$, б — $E \parallel c$; $1/d=90$ (а, б) и 10 см⁻¹ (в).

ции доноров In и Ga, по-видимому, не влияет на изменение концентрации собственных дефектов. В случае кристаллов CdP₂ то обстоятельство, что отжиг проводился в атмосфере кадмия, привело к тому, что наряду с увеличением концентрации донорных уровней (кадмий в междоузлиях) происходило уменьшение концентрации собственных дефектов (заполнение одно- и двухзарядных вакансий кадмием), следствием чего явилось уменьшение мощности линий A_1 и A_2 .

Спектры поглощения кристаллов CdP₂ p -типа имели менее сложный характер (рис. 2). Так, например, в спектре поглощения CdP₂ <Bi> проявляются полоса с максимумом при $\hbar\omega \approx 1.19$ эВ и перегиб при $\hbar\omega \approx 1.5 \div 1.6$ эВ. Появление полосы, очевидно, связано с переходами электронов из валентной зоны на глубокие уровни D примеси, которые в кристаллах

p-типа свободны. Спектральное положение перегиба согласуется с результатами работы [5].

Поглощение в области $\hbar\omega \approx 1.4$ эВ в специально нелегированных кристаллах CdP_2 , так же как и в случае $\text{CdP}_2\langle\text{Bi}\rangle$, очевидно, связано с переходами электронов из валентной зоны на глубокий уровень *D*. В заключение надо сказать о наличии некоторого дополнительного поглощения, замазывающего край фундаментального поглощения в поляризации $E \perp c$. Поглощение света с $\hbar\omega > 1.7$ эВ при $E \perp c$ специально нелегированными кристаллами авторы [6] связывают с непрямыми переходами. По нашему мнению, вопрос о природе данного поглощения остается открытым, поскольку от кристалла к кристаллу не сохраняется постоянство коэффициента поглощения в данной области. Так, для квантов с $\hbar\omega = 1.95$ эВ по данным [6] $k = 400 \text{ см}^{-1}$, по нашим данным — $k = 70 \text{ см}^{-1}$.

Л и т е р а т у р а

- [1] И. С. Горбань, В. П. Грищук, Л. С. Марценюк, А. В. Слободянюк, З. З. Янчук. ФТП, 13, 1985 (1979).
- [2] П. И. Баранский, В. П. Клочков, И. В. Потыкевич. Полупроводниковая электроника. «Наукова думка», Киев (1975).
- [3] И. С. Горбань, В. И. Луговой, И. И. Тычина, Е. Т. Ульянова. УФЖ, 20, 1747 (1975).
- [4] И. С. Горбань, Н. С. Корец, М. Т. Теннакун, И. И. Тычина, М. В. Чукичев. ФТП, 15, 55 (1981).
- [5] A. Lyubchenko, I. Potykevich, A. Fedorov, M. Sheinkman. Phys. St. Sol. (a), 44, 747 (1977).
- [6] V. V. Sobolev, N. N. Syrbu. Phys. St. Sol. (b), 43, K87 (1971).

Киевский
государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию
17 июня 1980 г.

Вып. 2

УДК 621.315.592

АНИЗОТРОПИЯ ПРИМЕСНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ *n*-Ge В КВАНТУЮЩИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Л. Н. Вихор, А. Г. Самойлович

На основании метода, изложенного в [1], легко провести расчет анизотропии поперечной электропроводности σ_{22} *n*-Ge при вращении магнитного поля в кристаллографической плоскости (100), используя следующие выражения для σ_{22} отдельных долин (рис. 1):

$$\sigma_{22}^{\text{I, IV}} = \frac{1 + \left[s + \frac{1-s}{3} (1 + \sin 2\alpha) \right] (1 - \sin 2\alpha)}{(2 - \sin 2\alpha) \left[s + \frac{1-s}{3} (1 + \sin 2\alpha) \right]^{1/2}} \bar{\sigma}_{11}^{\text{I, IV}},$$

$$\sigma_{22}^{\text{II, III}} = \frac{1 + \left[s + \frac{1-s}{3} (1 - \sin 2\alpha) \right] (1 + \sin 2\alpha)}{(2 + \sin 2\alpha) \left[s + \frac{1-s}{3} (1 - \sin 2\alpha) \right]^{1/2}} \bar{\sigma}_{11}^{\text{II, III}}. \quad (1)$$

где $s = m_{\perp}/m_{\parallel}$ — коэффициент анизотропии масс, α — угол между направлением магнитного поля и кристаллографической осью [001], $\bar{\sigma}_{11}$ —