

мощности P . В каждом отдельном случае необходимо снимать семейство кривых $I(\sqrt{P})$, в том числе и при экспресс-анализе состава пленок x по кривым зависимости $g(x)$. Для увеличения точности определения x измерения g -фактора необходимо производить при минимальных значениях P в отсутствие насыщения.

Авторы благодарят В. Ф. Киселева за многочисленные обсуждения экспериментальных результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] М. Бродски. Аморфные полупроводники, 452. М. (1982).
- [2] U. Voget-Grote, J. Stuke. J. Electron. Mat., 8, 749 (1979).
- [3] I. Hirabayashi, K. Morigaki, S. Nitta. Japan. J. Appl. Phys., 19, L357 (1980).
- [4] Ю. А. Зарифьянц, С. Н. Карягин, О. Е. Коробов, А. Н. Лупачеча. ФТП, 22, 738 (1988).
- [5] A. Morimoto, T. Miura, M. Kumeda, T. Shimizu. J. Appl. Phys., 53, 7299 (1982).
- [6] N. Ishii, M. Kumeda, T. Shimizu. Sol. St. Commun., 41, 143 (1982).
- [7] H. Derch, J. Stuke, T. Beichler. Appl. Phys. Lett., 38, 456 (1981).
- [8] D. K. Biegelsen, M. Stutzman. Phys. Rev. B, 33, 3003 (1986).

Редактор Л. В. Шаронова

ФТП, том 26, вып. 12, 1992

ЭКСИТОННАЯ СТРУКТУРА КРАЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ CuInSe_2

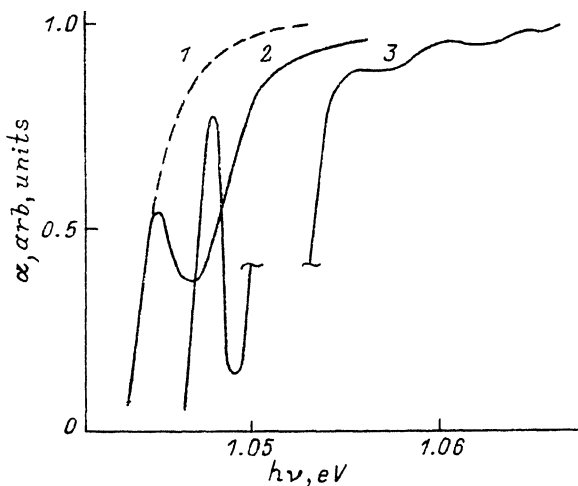
М. А. Абдуллаев

Институт физики им. Х. И. Амирханова Российской академии наук, Дагестанский научный центр, 367003, Махачкала, Дагестан
(Получено 6.02.1992. Принято к печати 1.06.1992)

Несмотря на значительный интерес к тройному полупроводниковому материалу CuInSe_2 в связи с его фотовольтаическими свойствами и возможностью изготовления на его основе тонкопленочных солнечных элементов с высокими надежностью и эффективностью, оптические свойства в области края фундаментального поглощения изучены еще недостаточно. К числу наиболее интересных исследований такого рода можно отнести работу [1], в которой при изучении краевой люминесценции наблюдался максимум при $h\nu = 1.03$ эВ, интерпретированный как излучение, вызванное рекомбинацией свободных экситонов.

Фотолюминесценция кристаллов, хотя и относится к сравнительно доступному методу исследования свободных экситонов и свободных носителей, однако обладает существенным недостатком, связанным с экранирующим эффектом, производимым фотоносителями заряда. Линии экситонов и свободных носителей ϵ_g исчезают на мощном фоне линий примесного излучения или различимы как слабые максимумы только при самых низких температурах $T \ll 1.6$ К и слабых интенсивностях возбуждения. Поэтому представлялось интересным провести прямое исследование структуры края поглощения монокристаллических образцов CuInSe_2 .

Для проведения точных спектроскопических исследований в области края и в глубине полосы собственного поглощения полупроводниковый слой должен быть достаточно тонким. С другой стороны, большая величина коэффициента поглощения CuInSe_2 , которая в коротковолновой области основного состояния



Форма края поглощения CuInSe_2 при $T = 2$ К. Толщина образца ≈ 8 мкм, π -поляризация, $s \perp H \perp E$. 1 — $H = 0$, $E \parallel C$; 2 — $H = 0$, $E \perp C$; 3 — $H = 7.5$ Т, $E \perp s \perp H$.

экситона достигает $\alpha \approx 10^7 \text{ м}^{-1}$ [2], препятствует изучению деталей спектра края поглощения. Поэтому помимо высокого кристаллофизического совершенства CuInSe_2 необходимо, чтобы при отсутствии заметных механических напряжений толщина образца была не более 3–4 мкм. Это, по-видимому, и оказалось причиной того, что до сих пор в литературе нет сведений по исследованию тонкой структуры в краевом поглощении CuInSe_2 .

В настоящей работе в качестве объектов исследования нами использованы монокристаллы CuInSe_2 , полученные методом направленной кристаллизации [2], с концентрацией свободных носителей $n \approx 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью при 300 К $\mu = 300 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Образцы вырезались таким образом, чтобы электрический вектор падающего света E можно было направить вдоль главной оси c в плоскости (112) халькопиритной структуры при нормальном падении пучка света [волновой вектор k , $\perp (112)$] в геометрии Фарадея $k, \parallel H$.

Последовательной механической обработкой образцы доводились до толщины ~ 8 мкм и после термической обработки в восстановительной среде монтировались в свободном состоянии, как это описано ранее [3], чтобы избежать механических деформаций.

Исследования производились при температурах жидкого гелия в линейно поляризованном монохроматическом свете, формировавшемся на выходе монохромата МДР-2.

На рисунке приведена форма края поглощения исследованных нами монокристаллических образцов CuInSe_2 при $T = 2$ К в зависимости от линейной поляризации падающего света в отсутствие магнитного поля и при $H = 7.5$ Т в π -поляризации.

Когда $E \perp c$, при $h\nu = 1.045$ эВ отчетливо проявляется тонкая структура края поглощения. При энергиях, на (60+70) мэВ превышающих энергию наблюдаемого пика, экспериментальные точки зависимости коэффициента поглощения от энергии фотона ложатся на прямые $(\alpha h\nu)^2 = A^2 (h\nu - \epsilon_g)$. Ширина запрещенной зоны, определенная по точкам пересечения линейных частей зависимости $(\alpha h\nu)^2 - h\nu$ с осью энергии фотонов, составила для $T = 2$ К величину $\epsilon_g = 1.052 \pm 0.005$ эВ.

Используя для расчетов эффективные массы электрона и дырки из работы [4], мы получили величину энергии связи экситона для $n_0 = 1$ $\Delta \epsilon_{ex} = 6.5$ мэВ, которая хорошо совпадает с нашим экспериментальным результатом.

Существенной особенностью спектра поглощения CuInSe_2 является то, что при изменении направления линейной поляризации падающего света, т. е. когда $E \parallel c$, экситонный пик исчезает. Такую поляризационную зависимость коэффициента поглощения можно объяснить, если сопоставить ее с переходами B , A , и C в квазикубической модели [5] в соответствии с правилами отбора оптических переходов в точке $k = (0, 0, 0)$ для зонной модели халькопирита [6]. Анализ проведенного сравнения позволяет нам однозначно связать наблюдаемый экситонный максимум с оптическими переходами $\Gamma_6^v \rightarrow \Gamma_6^c$, так как переходы $\Gamma_7^v \rightarrow \Gamma_6^c$ не имеют поляризационной зависимости.

Приложение к образцу магнитного поля 7.5 Т сужает экситонную полосу в пределах 30% по полуширине и сдвигает ее в сторону больших энергий на величину ~ 3 мэВ. В глубине зоны при энергиях $h\nu > 1.055$ эВ наблюдаются лишь 2—3 слабых максимума, относящихся к появлению осциллирующего магнитопоглощения.

Для получения более подробных спектров осциллирующего магнитопоглощения потребуются, по-видимому, работа с совершенными и более тонкими (≤ 4 мкм) кристаллами.

В заключение автор выражает благодарность И. К. Камиллову за внимание к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] P. Lange, H. Neff, M. Fearheiley, K. I. Bachmann. Phys. Rev. B, 31, 4074 (1985).
- [2] М. А. Абдуллаев, Д. Х. Амирханова, А. К. Ахмедов, Р. М. Гаджиева, М-Р. А. Магомедов, П. П. Хохлачев. Изв. АН СССР, Неорганические материалы (1992).
- [3] Р. П. Сейсян, М. А. Абдуллаев, Б. П. Захарченя. ФТП, 7, 958 (1973).
- [4] H. Neumann, H. Sobotta, W. Kissinger, V. Riede, G. Kühn. Phys. St. Sol. (b), 108, 483 (1981).
- [5] I. H. Shay, I. H. Wernick. Ternary chalcopyrite Semiconductors. — Growth, Electronic Properties and Applications. Oxford (1975).
- [6] Г. К. Аверкиева, Г. А. Медведкин, А. А. Яковенко. ФТП, 17, 2081 (1983).

Редактор Л. В. Шаронова

ФТП, том 26, вып. 12, 1992.

СИЛЬНОПОЛЕВОЕ ЗАПОЛНЕНИЕ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ В ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ С МОДУЛИРОВАННЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ ($\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$)

С. В. Мальцев, В. Я. Принц

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090, Новосибирск, Россия
(Получено 21.04.1992. Принято к печати 1.06.1992)

В последнее время в связи с уменьшением геометрических размеров микроэлектронных приборов происходит увеличение электрических полей в них. Электрические поля в гетероструктурных полевых транзисторах с селективным легированием (ГПТ СЛ) превышают 60 кВ/см. В таких электрических полях могут развиваться процессы переноса в реальном пространстве и захвата электронов, что приводит к изменению рабочих характеристик транзисторов [1].