

Симметрия	Энергия перехода, эВ				
	эксперимент [²] *	[⁸] **		данная работа	
		эксперимент	теория	эксперимент	теория [² , ⁴]
Γ_1	0.348	0.363	0.363	0.363	0.362
Γ'_{25}	0.342	0.348	0.348	0.348	0.347
Γ'_{25}	0.3045	0.305	0.305	0.305	0.305
Γ_{12}	0.334	—	0.299	0.291	0.290

Примечание. * Для расщепленных спин-орбитальным взаимодействием уровней взяты средние значения. ** Вычисленные уровни энергии подгонялись под экспериментально наблюдаемые 0.305, 0.348, 0.363 эВ.

Авторы [²] относили состояние, соответствующее поглощению при 0.342 эВ, к симметрии Γ'_{25} . В нашей классификации оно соответствует состоянию $3p_1$, что следует из формулы (3). Уровень 0.334 из той же работы мы относим к состоянию с симметрией Γ_{12} . Легко видеть, что схема спин-орбитального расщепления для этих уровней, предложенная в работе [²], остается практически без изменений. В работе [⁸] была получена схема уровней, сходная с нашей, однако использовалось приближение $\mu, \delta \ll 1$, при этом уровень Γ_1 оказывался в континууме при $\mu > 0.5$, что говорит о неприменимости расчета по методу работы [⁸] для $\mu \gtrsim 0.5$.

Авторы признательны А. М. Широкову и В. А. Давыдову за полезные замечания и обсуждение работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Smith F. D., Taylor W. — Proc. Phys. Soc. (London), 1962, v. 79, pt 6, p. 1142—1153.
- [2] Growther P. A., Dean P. J., Sherman W. F. — Phys. Rev., 1967, v. 154, N 3, p. 772—785.
- [3] Anastassakis E. — Phys. Rev., 1969, v. 186, N 3, p. 760—767.
- [4] Давыдов В. А., Еремец М. И., Ревин О. Г., Стружкин В. В. — В кн.: Оптическая спектроскопия и электронный парамагнитный резонанс примесей и дефектов в алмазе. Киев, 1986, с. 28—33.
- [5] Baldereschi A., Lipari N. O. — Phys. Rev. B, 1973, v. 8, N 6, p. 2697—2709.
- [6] Baldereschi A., Lipari N. O. — Phys. Rev. B, 1974, v. 9, N 4, p. 1525—1539.
- [7] Collins A. T., Lightowlers A. T. — Phys. Rev., 1968, v. 171, N 3, p. 843—855.
- [8] Bashenov V. K., Gontar A. G., Petukhov A. G. — Phys. St. Sol. b, 1975, v. 108, N 2, p. K139—K142.

Институт физики высоких
давлений им. Л. Ф. Верещагина
АН СССР
Троицк

Получено 4.12.1987
Принято к печати 5.02.1988

ФТП, том 22, вып. 8, 1988

ВЛИЯНИЕ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА N-ОДП В УСЛОВИЯХ МАГНИТОКОНЦЕНТРАЦИОННОГО ЭФФЕКТА

Гуга К. Ю., Кислый В. П., Малютенко В. К.

Отрицательная дифференциальная проводимость N-типа (N-ОДП) новой нелокальной природы, возникающая при магнитоконцентрационном эффекте (МКЭ), обнаружена и изучена сравнительно недавно [¹, ²]. Здесь приведены результаты исследования влияния всестороннего сжатия (P) на параметры N-ОДП и сопровождающих ее высокочастотных (ВЧ) колебаний тока в InSb.

N-ОДП в условиях МКЭ можно наблюдать, если исходная проводимость кристалла определяется высокоподвижными неосновными носителями тока ($\mu_n n_0 > \mu_p p_0$, *p*-тип) и поперечный вынос электронно-дырочных пар под действием скрещенных электрического *E* и магнитного *H* полей формирует области истощения и обогащения таким образом, что ток в истощенной области убывает быстрее, чем возрастает в обогащенной. Область существования *N*-ОДП на вольтамперных характеристиках (ВАХ) определяется степенью легирования материала, значениями скоростей поверхностной рекомбинации *S* на противоположных гранях кристалла, отношением подвижностей электронов и дырок μ_n/μ_p , а также безразмерной толщиной кристалла d/L_g (*d* — толщина, L_g — диффузионная длина носителей тока). Оптимальные объекты для наблюдения эффекта — кристаллы со значительно различающимися подвижностями носителей и значениями *S* на противоположных гранях, толщина которых *d* превышает диффузионную длину L_g , а поперечный дрейф направлен к грани с S_{\max} .

Исследовались кристаллы антимонида индия с собственной проводимостью

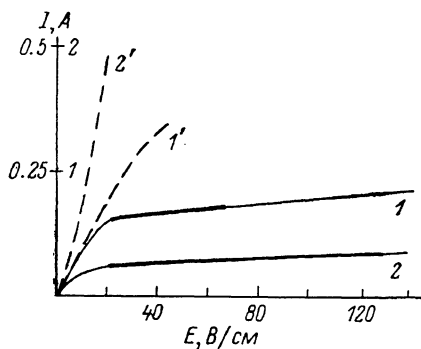


Рис. 1. ВАХ кристаллов в условиях МКЭ.

1, 2 — режим истощения, 1', 2' — режим обогащения; *P*, кбар: 1, 1' — атмосферное, 2, 2' — 10. *H* = 8 кЭ. Толстыми линиями отмечены участки ВЧ колебаний тока. Для 1, 1' масштаб по оси ординат слева, для 2, 2' — справа.

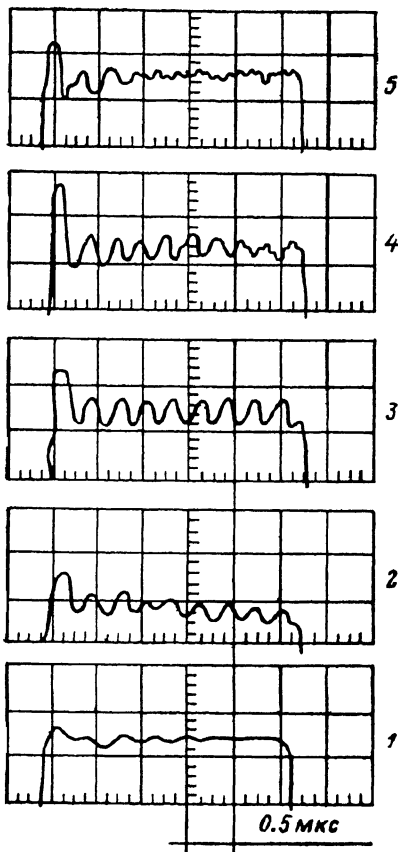


Рис. 2. ВЧ колебания тока при фиксированном давлении $P=10$ кбар, магнитном поле $H=8$ кЭ и различных электрических полях.

E, В/см: 1 — 20, 2 — 22, 3 — 24, 4 — 28, 5 — 30.

при $T=300$ К ($n_i \approx 2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, $\mu_n/\mu_p=10^2$) и остаточной примесью *p*-типа ($N_a - N_d \approx 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$), изготовленные в виде пластин толщиной $d=70$ мкм ($d/L_g=10$) с различающимися значениями *S* на широких гранях ($S_{\max} > S_{\min} \approx 10^4$ см/с). Ориентация полей *E* (во избежание нагрева прикладывалось в виде импульсов длительностью 5 мкс) и *H* обеспечивала «вынос» электронно-дырочных пар под действием силы Лоренца к грани S_{\max} . В условиях эксперимента удавалось удалить электронно-дырочные пары практически из всей области кристалла, за исключением узкого приповерхностного слоя вблизи грани с S_{\max} толщиной около 1 мкм (детали расчета и оценки см. в [3]) (режим истощения). Использовалась камера высокого давления типа поршень—цилиндр из немагнитного сплава с силиконовым маслом в качестве передающей давление среды, *N*-ОДП идентифицировалась на статических ВАХ с областями возникновения колебаний тока. Некоторые из результатов представлены на рис. 1, 2.

Характерные особенности области *N*-ОДП на ВАХ исследованных кристаллов в режиме истощения таковы. Область неустойчивости сохраняется во всем

диапазоне исследованных давлений $P \ll 10$ кбар, при этом амплитуда ВЧ колебаний не превышает 5–6 % полного тока через кристалл в исходном состоянии ($P=0$) и с ростом давления уменьшается. Как правило, неустойчивости представляют собой набор нескольких частот ($f_{\max} \ll 10^7$ Гц), однако при фиксированном давлении подбором E и H удается вывести ВЧ колебания в гармонический режим (рис. 2), и наоборот, при фиксированных E и H гармоническим колебаниям соответствует определенное значение P . Значение поля E_{\min} , соответствующее началу области N -ОДП на ВАХ, практически не изменяется с ростом P , в то же время поле исчезновения колебаний E_{\max} увеличивается значительно. В результате область существования N -ОДП на ВАХ кристаллов с ростом P расширяется. Это хорошо видно на рис. 1, где соответствующие участки ВАХ выделены жирными линиями. Во всех случаях при $E > E_{\max}$ колебания исчезают и ВАХ близки к линейным. В условиях обогащения (поперечный дрейф носителей к грани S_{\min}) ВАХ кристаллов в диапазоне использования в эксперименте значений E и H при всех P имели стандартную для МКЭ форму без каких-либо особенностей (рис. 1, штриховые кривые).

Описанные закономерности в поведении ВАХ кристаллов антимионида индия в условиях всестороннего сжатия, в принципе, могут быть объяснены изменением с давлением концентрации собственных носителей тока в кристалле и их важнейших параметров (времени жизни, длины диффузии, механизма рекомбинации). Действительно, положительный барический коэффициент ширины запрещенной зоны ($dE/dP = 1.5 \cdot 10^{-5}$ эВ/бар) приводит при $P=10$ кбар к уменьшению собственной концентрации носителей до $1.4 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$. При фиксированной концентрации $N_a - N_d$ это эквивалентно увеличению уровня легирования, что в соответствии с теорией приводит к уменьшению амплитуды осцилляций (в эксперименте наблюдается). Вторым не менее важным следствием уменьшения n_i с ростом P является снижение вероятности нелинейных рекомбинаций,¹ что в соответствии с теорией [5] приводит к расширению области N -ОДП на ВАХ и значительному увеличению поля E_{\max} (в эксперименте наблюдается двукратное увеличение E_{\max}).

Приведенные результаты свидетельствуют об универсальности природы N -ОДП в условиях скрещенных E и H полей, впервые описанной в [1]. Так, влияние температуры [2], фотогенерации неравновесных носителей тока [6] и давления на параметры области N -ОДП удается объяснить изменением в условиях внешних воздействий вкладов проводимостей основных и неосновных носителей в общую проводимость кристалла. В практическом плане результаты могут быть использованы для контроля величины гидростатического давления, например, по степени гармоничности ВЧ колебаний или их частоте.

Л и т е р а т у р а

- [1] Грибников З. С., Гуга К. Ю., Малозовский Ю. М., Малютенко В. К. — Письма ЖЭТФ, 1979, т. 29, в. 5, с. 290–294.
- [2] Аюпян А. А., Грибников З. С., Гуга К. Ю., Малозовский Ю. М., Малютенко В. К. — ФТП, 1979, т. 13, в. 11, с. 2111–2119.
- [3] Малютенко В. К., Липтуга А. И., Ботте В. А., Алмазов Л. А. — ФТП, 1984, т. 18, в. 9, с. 1690–1692.
- [4] Малютенко В. К., Гуга К. Ю., Кислый В. П., Широков А. М. — ФТП, 1986, т. 20, в. 8, с. 1536–1537.
- [5] Гуга К. Ю., Малозовский Ю. М., Малютенко В. К. — ФТП, 1982, т. 16, в. 10, с. 1858–1861.
- [6] Гуга К. Ю., Кислый В. П., Малютенко В. К., Малозовский Ю. М. — ФТП, 1983, т. 17, в. 1, с. 171–173.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получено 17.12.1987
Принято к печати 24.02.1988

¹ В работе [4] показано, что с ростом P в $\ln\text{Sb}$ резко снижается роль междоузловой оже-рекомбинации и увеличивается вклад междоузловой излучательной рекомбинации. Так, если при атмосферном давлении оже-рекомбинация доминирует, то при $P=5$ кбар излучательная и оже-рекомбинации равновероятны.