

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА УПРУГИЕ ПОСТОЯННЫЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Б. А. Бобылев, А. Ф. Кравченко

В ряде работ [1—5] наблюдалось различие сдвиговых упругих постоянных чистых и сильнолегированных образцов германия и кремния. Теория этого явления была предложена в работе [6], в которой различие сдвиговых упругих постоянных, определяющих полную энергию кристалла, связывалось с изменением энергии электронного газа вследствие изменения энергетического спектра носителей заряда в кристалле, подвергнутого сдвиговой деформации. Сдвиговая деформация снимает вырождение энергетических зон, что и приводит к перераспределению носителей.

Для выяснения влияния степени легирования на упругие свойства арсенида галлия были проведены измерения упругих постоянных n - и p -типа арсенида галлия импульсным методом на частоте 40 Мгц при комнатной температуре. Характеристики исследованных образцов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Образец	Тип проводимости	$\frac{1}{Re} \cdot \text{м}^{-3}$	ρ , ом·м	$\mu \frac{\text{м}^2}{\text{в} \cdot \text{сек}}$
1	n	$8 \cdot 10^{22}$	$3,5 \cdot 10^4$	0,223
2	n	$7,7 \cdot 10^{21}$	$0,19 \cdot 10^{-2}$	0,427
3	n	$2,45 \cdot 10^{24}$	$0,12 \cdot 10^{-4}$	0,212
4	p	$4 \cdot 10^{25}$	$0,3 \cdot 10^{-4}$	0,0052

В строке 4 даны средние значения для трех образцов p -типа, вырезанных из однородной части одного слитка арсенида галлия. Плотности были определены гидростатическим взвешиванием образцов. Образцы p -типа имели плотность на 0,2% выше, чем плотность наиболее чистого образца n -типа.

Таблица 2

Образец	Направлен- ные рас- пространения	Поляриза- ция	Выражение для ρV^2	Скорость, V_c (м·сек ⁻¹)	Упругие постоянные c_{ij} 10 ⁻¹¹ Н·м ⁻²
1	$\langle 001 \rangle$	$\langle 001 \rangle$	C_{11}	4753	$C_{11} = 1,200$
	$\langle \bar{1}10 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\frac{1}{2}(C_{11} - C_{12})$	2505	$C_{12} = 0,533$
	$\langle 110 \rangle$	$\langle 001 \rangle$	C_{44}	3371	$C_{44} = 0,604$
2	$\langle 001 \rangle$	$\langle 001 \rangle$	C_{11}	4748	$C_{11} = 1,198$
	$\langle \bar{1}10 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\frac{1}{2}(C_{11} - C_{12})$	2491	$C_{12} = 0,538$
	$\langle 110 \rangle$	$\langle 001 \rangle$	C_{44}	3367	$C_{44} = 0,602$
3	$\langle 001 \rangle$	$\langle 001 \rangle$	C_{11}	4749	$C_{11} = 1,198$
	$\langle \bar{1}10 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\frac{1}{2}(C_{11} - C_{12})$	2501	$C_{12} = 0,534$
	$\langle 110 \rangle$	$\langle 001 \rangle$	C_{44}	3372	$C_{44} = 0,604$
4	$\langle 110 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\frac{1}{2}(C_{11} + C_{12} + 2C_{44})$	5225	$C_{11} = 1,180$
	$\langle 110 \rangle$	$\langle \bar{1}10 \rangle$	$\frac{1}{2}(C_{11} - C_{12})$	2469	$C_{12} = 0,532$
	$\langle 110 \rangle$	$\langle 001 \rangle$	C_{44}	3341	$C_{44} = 0,593$

Основные результаты измерений сведены в табл. 2 (плотность $\rho = 5316 \text{ кг/м}^3$). Как видно из таблицы, упругие постоянные всех образцов n -типа не зависят от концентрации свободных носителей. Отсутствие различия упругих постоянных образцов n -типа с различной концентрацией носителей заряда, подтверждает модель зоны проводимости GaAs, имеющую абсолютный минимум при $k = 0$.

Упругие постоянные вырожденного p -арсенида галлия существенно отличны от упругих постоянных образцов n -типа. Этот результат, по-видимому, обусловлен релаксацией дырок в валентной зоне p -арсенида галлия. Валентную зону p -арсенида галлия можно считать подобной валентной зоне p -германия [8], состоящей из зоны легких дырок, тяжелых дырок и зоны спин-орбитального расщепления. Влияние дырок на упругие постоянные p -Ge было рассмотрено в работе [7] и показано, что сдвиговые упругие постоянные C_{44} и $(C_{11} - C_{12})/2$ сильнолегированного p -Ge

должны быть меньше, чем беспримесного материала. Аналогичного результата можно ожидать и для p -арсенида галлия.

Для количественного сравнения результатов эксперимента с существующими теориями для p -материалов [6, 7, 4] необходимо знать значения констант деформационного потенциала и эффективных масс. Однако ни расчетные, ни экспериментальные значения констант деформационного потенциала p -арсенида галлия не известны, а значения эффективных масс оценены только из экспериментов по инфракрасному поглощению [8] и термоэлектрических измерений [9]. Если принять, что в GaAs эффективная масса тяжелых дырок $m_T^* \simeq 0,5 m_0$, эффективная масса легких дырок $m_A^* \simeq 0,17 m_T^*$, а величина спинорбитального расщепления $0,33 \text{ эв}$ [8, 9], то, используя работу [7], можно оценить значения сдвиговых констант деформационного потенциала в p -GaAs. Электрохимический потенциал в нашем случае будет

$$\zeta = \frac{h^2}{8(m_T^{*3/2} + m_A^{*3/2})^{2/3}} \cdot \left(\frac{3p}{\pi}\right)^{2/3}, \quad (1)$$

где p — концентрация дырок. Согласно работе [7],

$$\Delta C_{44} = \Delta \frac{1}{2}(C_{11} - C_{12}) = -\frac{p}{kT} \frac{F_{1/2}'(\eta)}{F_{1/2}(\eta)} \left(\frac{4}{5}\beta + 0,1\right) \frac{3b^2}{2}, \quad (2)$$

где $\eta = \zeta / kT$, $F_{1/2}'(\eta)$ и $F_{1/2}(\eta)$ — интегралы Ферми,

$$\beta = \frac{h^2}{2B} \frac{m_T^{*1/2} - m_A^{*1/2}}{m_T^{*3/2} + m_A^{*3/2}}, \quad B = \frac{1}{2} \left(\frac{m_0}{m_A^*} - \frac{m_0}{m_T^*}\right) \simeq 4,85 \text{ в единицах } \frac{h^2}{2m_0},$$

b — сдвиговая константа деформационного потенциала. По экспериментальным данным $\Delta C_{44} \simeq \Delta 1/2(C_{11} - C_{12}) \simeq 9 \cdot 10^8 \text{ н} \cdot \text{м}^{-2}$. Значение константы деформационного потенциала b , характеризующей расщепление зон при $k = 0$ при осевом сдвиге в направлении $\langle 001 \rangle$, вычислено по формуле (2) и равно $6,3 \text{ эв}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. J. Bruner, R. W. Keyes. Electronic effect in the elastic constants of germanium. Phys. Rev. Lett., 1961, 7, 2, 55—56.
2. M. Pomerantz, R. W. Keyes, P. E. Seiden. Propagation of microwave phonons in germanium. Phys. Rev. Lett., 1962, 9, 7, 312—313.
3. N. G. Einspruch, P. Csavinsky. Electronic effect in the elastic constant C' of silicon. Appl. Phys. Lett., 1963, 2, 1, 1—3.
4. P. Csavinsky, N. G. Einspruch. Effect of doping on the elastic constants of silicon. Phys. Rev., 1963, 132, 6, 2434—2440.
5. W. P. Mason, T. B. Bateman. Ultrasonic wave propagation in doped n -germanium and p -silicon. Phys. Rev., 1964, 134, 5A, 1387—1396.
6. R. W. Keyes. The electronic contribution to the elastic properties of germanium. IBM J. Res. dev., 1961, 5, 4, 266—278.
7. Г. А. Бир, А. Турсунов. Влияние дырок на упругие постоянные германия. Физ. тверд. тела, 1962, 4, 9, 2625—2628.
8. R. Braunstein. Intervalence band transitions in Gallium arsenide. J. Phys. Chem. Sol., 1959, 8, 280—282. Proceedings of the 1958 international conference of semiconductors.
9. J. T. Edmond, R. F. Broom, F. A. Cunnell. The properties of gallium arsenide. Report on meeting on semiconductors of Rugby. London, 1956, 109—117.

Институт физики полупроводников
Ленинград

Поступило в редакцию
28 марта 1966 г.

УДК 534.64

СПОСОБ ИССЛЕДОВАНИЯ ОДИНОЧНЫХ ОБЪЕМНЫХ ЗВУКОПОГЛОТИТЕЛЕЙ МЕТОДОМ МАЛОЙ КАМЕРЫ

Л. А. Борисов, Е. А. Велижанина

Исследование объемных поглотителей в диффузном поле представляет технически сложную задачу, для решения которой нужно располагать камерами большого объема и большим числом поглотителей. К тому же в таких условиях трудно провести сравнительные измерения для выяснения влияния формы и размеров объемного поглотителя на его звукопоглощающие свойства. Однако подобно исследованию свойств плоских слоев звукопоглощающих материалов на акустическом интерферометре, одиночный объемный поглотитель может быть исследован в малой камере при падении на него плоской волны.