

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА $n\text{-InP}$

Г. Н. ЕРИЦЯН, В. А. СААКЯН

Приводятся результаты измерений теплопроводности, термоэлектродвижущей силы и электропроводности монокристаллов $n\text{-InP}$ до и после облучения электронами с энергией 7,5 и 50 МэВ. Обнаружено сильное уменьшение теплопроводности кристаллов $n\text{-InP}$ после облучения электронами с энергией 50 МэВ. Делается предположение, что это обусловлено содержащимися значительный пространственный заряд разупорядоченными областями, возникающими при облучении.

Изучение влияния облучения быстрыми электронами на физические свойства полупроводниковых соединений $A_{III}B_V$ и, в частности, InP представляет научный и практический интерес. С научной точки зрения такие исследования дают сведения о природе радиационных нарушений в этом материале, в котором сочетаются два элемента с большим отношением масс. А с практической стороны известно, что твердые растворы $\text{InP}_{1-x}\text{As}_x$ являются высокоэффективными термоэлектрическими материалами [1], а между тем их поведение в различных радиационных условиях изучено недостаточно полно.

Кристаллы InP были получены горизонтальной зонной плавкой и имели электронный тип проводимости с исходной концентрацией носителей тока $1,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Образцы облучались на микротроне и инжекторе Ереванского физического института электронами с энергией соответственно 7,5 и 50 МэВ. Облучение на микротроне проводилось в два этапа суммарной дозой $\Phi = 1,90 \cdot 10^{17} \text{ эл/см}^2$. Были измерены теплопроводность (χ), термоэдс (α) и электропроводность (σ) вблизи азотной и комнатной температур до и после облучения соответствующими дозами электронов. Измеренные величины χ_1 , α_1 , σ_1 , и χ_2 , α_2 , σ_2 , а также χ_0 , α_0 и σ_0 представлены на рис. 1 и 3. На рис. 2 приведены измеренные значения коэффициента теплопроводности образцов, облученных на инжекторе дозой $8,35 \cdot 10^{16} \text{ эл/см}^2$.

Обсуждение результатов

1. Как видно из рис. 1 и 3, облучение $n\text{-InP}$ электронами с энергией 7,5 МэВ приводит к заметному уменьшению теплопроводности и электропроводности, а термоэдс соответственно возрастает. По характеру изменения электропроводности и термоэдс в зависимости от дозы облучения видно, что быстрые электроны, взаимодействуя с InP , образуют в нем дефекты, которые являются либо ловушками, либо акцепторами.

Предполагая, что эти дефекты имеют точечный характер, и используя формулу Маклея—Фешбаха [2] для сечения упругого рассеяния электро-

нов на неподвижных атомах мишени In и P , мы вычислили концентрации радиационных дефектов. При дозе облучения $\Phi = 1,9 \cdot 10^{17}$ эл/см² для концентрации радиационных точечных дефектов, соответствующих выбитым атомам индия и фосфора, получили значения

$$N^{In} = 3,64 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, N^P = 9,9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}.$$

Рассчитаем по этим данным вклад образованных радиационных дефектов в тепловое сопротивление кристалла InP соответственно при низ-

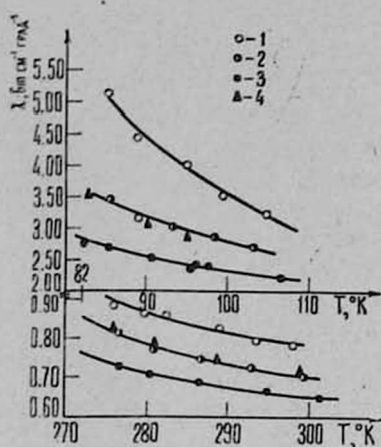


Рис. 1. Температурная зависимость теплопроводности $n-InP$ до и после облучения электронами с энергией 7,5 МэВ: 1 — $\Phi = 0$; 2 — $\Phi_1 = 1,15 \cdot 10^{17}$ эл/см²; 3 — $\Phi_2 = 1,90 \cdot 10^{17}$ эл/см²; 4 — после двухмесячной выдержки образцов при комнатной температуре.

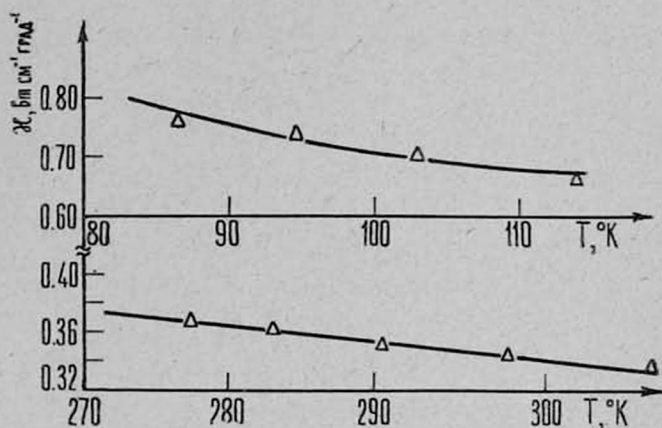


Рис. 2. Температурная зависимость теплопроводности $n-InP$ после облучения электронами с энергией 50 МэВ дозой $\Phi = 8,35 \cdot 10^{16}$ эл/см²

ких и высоких температурах с помощью теорий Клеменса [3] и Амбегаокара [4] и сравним с экспериментальными данными. Расчетные значения добавочного теплового сопротивления при температурах 86 и 300 К сопоставляются с экспериментальными данными в нижеприведенной таблице.

Это сравнение дает нам основание утверждать, что при бомбардировке InP быстрыми электронами с энергией по крайней мере до 7,5 МэВ возникающие радиационные дефекты в основном имеют точечный характер.

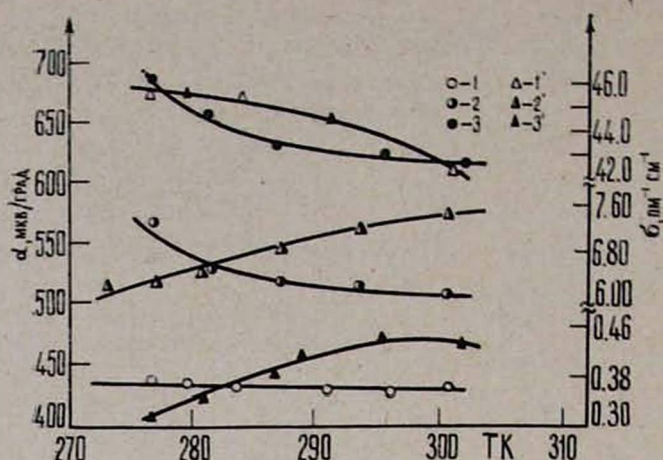


Рис. 3. Температурная зависимость термоэлектродвижущей силы (α) и электропроводности (σ) до и после облучения электронами с энергией 7,5 МэВ: 1,1' — α_0 и σ_0 до облучения; 2,2' — α_1 и σ_1 после облучения дозой $\Phi_1 = 1,15 \cdot 10^{17}$ эл/см²; 3,3' — α_2 и σ_2 после облучения дозой $\Phi_2 = 1,90 \cdot 10^{17}$ эл/см².

Таблица		
Wl расч. Вт ⁻¹ см град	T , К	Wl экс., Вт ⁻¹ см град
0,161	86	0,178
0,180	300	0,230

2. Электроны с энергией 50 МэВ при столкновении с атомами могут передать последним достаточно большую энергию (например, $T_{\max}^p = 1,77 \cdot 10^5$ эВ, $T_{\max}^{f, n} = 4,76 \cdot 10^4$ эВ), и часть из них при движении по кристаллу способна образовать области смещенных атомов с довольно высокой концентрацией дефектов в ней. Такие скопления дефектов обычно называют разупорядоченными областями (РО). Если предположить, что порог образования РО не ниже, чем $T_i = \frac{1}{8} \frac{M}{m} E_g$, где M — масса атома мишени, m — масса электрона, E_g — энергия порядка ширины запрещенной зоны, то концентрацию РО можно вычислить по той же формуле, что и для точечных дефектов. Только здесь необходимо учесть, что $q = T_{\max}/T_i$ и интегрирование проводится в пределах от T_i до $T_{\max}$. Расчет для концентрации РО дает следующее значение: $N_{(PO)} = 3 \cdot 10^{11}$ см⁻³.

Отсюда можно оценить размеры этих областей, если предположить, что они имеют форму сферы и не перекрываются:

$$N_{(PO)} = \frac{1}{V_{(PO)}} = \frac{3}{4\pi R^3}, \quad R \approx 925 \text{ \AA}.$$

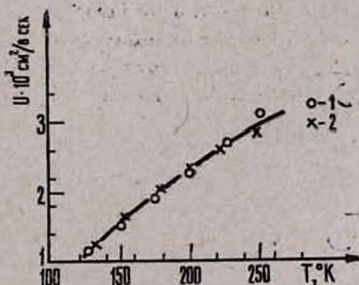
Таким образом, в результате облучения $n\text{-InP}$ электронами с энергией 50 МэВ в нем образуются РО, внешний радиус которых порядка 1000 Å. Внутренний радиус РО там, где в основном и сосредоточены радиационные дефекты, будет много меньше. Внешняя часть РО — это область пространственного заряда, откуда свободные электроны ушли во внутреннюю сердцевину РО и на другие дефекты типа ловушек и акцепторов. Остаточный незранированный положительный заряд донорных ионов будет взаимодействовать с атомами матрицы, у которых эффективный заряд равен $\pm 0,5 e$. Из-за такого кулоновского взаимодействия внутри области пространственного заряда решетка будет деформирована, что и является причиной рассеяния фононов и уменьшения теплопроводности. Фононы могут рассеиваться также на границах РО, так как из-за деформации они слегка разориентированы относительно невозмущенной части матрицы. К сожалению, из данных по теплопроводности рассчитать размеры РО невозможно из-за отсутствия соответствующей теории. Однако адекватность вычисленных нами R и $N_{(PO)}$ мы можем проверить косвенно путем расчета подвижности носителей тока в облученных образцах и сравнения ее с экспериментом.

В работе [5] измерен температурный ход подвижности электронов в $n\text{-InP}$ до и после облучения электронами с энергией 50 МэВ. При низких температурах подвижность у облученных образцов с повышением температуры увеличивается (в необлученных образцах, наоборот, уменьшается). Оказывается, что такое поведение подвижности может быть описано с помощью механизма, предложенного в работе [6]. В предположении, что рассеяние носителей тока происходит на разупорядоченных областях, модель которых предложена Госсиком [7], в работе [6] в случае т. н. «высоких барьеров» получено теоретическое выражение для подвижности μ :

$$\mu = \frac{9 \varepsilon^2}{2(2\pi m)^{1/2}} \left(\frac{2}{\pi e} \right)^3 \frac{(k_0 T)^{3/2}}{N(N_1 + N_2)^2 r_1^6 B(\alpha)}, \quad (1)$$

где ε — диэлектрическая постоянная, N , N_1 и N_2 — соответственно концентрации РО, доноров в основном материале и акцепторов в РО, r_1 — внутренний радиус РО, r_2 — радиус области пространственного заряда вокруг РО (внешний радиус — R), $\alpha = r_2/r_1$, $B(\alpha) \approx 8 (\ln \alpha/4 + 5/6)$ при $\alpha \gg 1$.

Рис. 4. Температурная зависимость подвижности носителей в $n\text{-InP}$, облученном электронами с энергией 50 МэВ: 1 — рассчитанные согласно теории [6] значения; 2 — экспериментальные значения из работы [5].



Используя вычисленные нами значения N и r_2 , а также выбирая $r_1 = 55 \text{ Å}$ и $N_2 = 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, мы рассчитали температурный ход под-

вижности по формуле (1). Расчетные и экспериментальные данные сравниваются на рис. 4, откуда видно, что в том интервале температур, где основную роль в механизме рассеяния носителей тока играет РО, совпадение очень хорошее; выше 250 К вклад в рассеяние дают также и тепловые колебания решетки.

Ереванский физический
институт

Поступила 4.XII.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. N. P. Kekelidze et al. Phys. St. Sol. (a), 38, K49 (1976).
2. J. H. Cahn. J. Appl. Phys., 30, 1310 (1959).
3. P. G. Klemens. Proc. Roy. Soc., A208, 108 (1951).
4. V. Ambegaokar. Phys. Rev., 114, 488 (1959).
5. Н. П. Кекелидзе и др. Сообщения АН ГрССР, 76, 333 (1974).
6. М. Ш. Джандиери, А. А. Церцвадзе. ФТП, 5, 1445 (1971).
7. B. R. Gosstik. J. Appl. Phys., 30, 1214 (1959).

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅՔՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ *n-InP*-Ի ՎՐԱ

Հ. Ն. ԵՐԻՏՅԱՆ, Վ. Հ. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

Բերված են *n-InP* միաբյուրեղների շերտաճաղորդականության, շերտաէլեկտրաշարժ ուժի և էլեկտրաճաղորդականության չափումների արդյունքները՝ մինչև ճառագայթումը և 7,5 և 50 ՄէՎ էներգիա ունեցող էլեկտրոններով ճառագայթելուց հետո: Նկատված է շերտաճաղորդականության զգալի անկում 50 ՄէՎ էներգիա ունեցող էլեկտրոններով ճառագայթելուց հետո: Ենթադրվում է, որ այն պայմանավորված է տարածական լիցքով օժտված բարդ տիպի (այսպես կոչված անկանոն տիրույթներ) զեֆեկտներով:

THE EFFECT OF ELECTRON IRRADIATION ON *n-InP*

H. N. ERITSYAN, V. H. SAAKYAN

The results of measurements of the thermoconductivity, the thermoelectromotive force and electroconductivity of *n-InP* monocrystals before and after the irradiation with 7.5 and 50 MeV electrons are given. The thermoconductivity of *n-InP* crystals after the irradiation with 50 MeV electrons was observed to strongly decrease. This decrease was assumed to be due to the disordered ranges with notable space charge which arise at the electron irradiation.