

# ФОНОННОЕ УВЛЕЧЕНИЕ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ОБРАЗЦАХ $p$ -GaAs

И. Ф. СВИРИДОВ

Из анализа зависимости термоэДС от одноосевой упругой деформации по направлениям  $\langle 111 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$ ,  $\langle 100 \rangle$  в монокристаллах арсенида галлия  $p$ -типа проводимости, легированных цинком, в интервале температур  $77 \div 400^\circ\text{K}$  найдено, что пьезотермоэДС  $p$ -GaAs зависит от кристаллографического направления, от температуры и содержания легирующей примеси в исходных кристаллах, что позволяет по результатам пьезотермоэДС судить о механизме рассеяния. Анизотропия пьезотермоэДС подобна анизотропии пьезорезистивного эффекта.

В настоящей работе исследован эффект фононного увлечения при деформации по направлениям  $\langle 111 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$ ,  $\langle 100 \rangle$  на образцах GaAs  $p$ -типа, легированных цинком, в интервале температур  $77 \div 400^\circ\text{K}$ . Кристаллы арсенида галлия, из которых вырезались образцы для измерений, были выращены методом Чохральского и ориентированы с помощью световых фигур.

Концентрация образцов  $p$ -GaAs определялась из измерений эффекта Холла и электропроводности при комнатной температуре и варьировалась в пределах  $4,5 \cdot 10^{17} \div 6,2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , а подвижность носителей заряда составляла  $200 \div 65 \text{ см}^2/\text{Вс}$  и во всех кристаллах почти не зависела от температуры. Приведенный химический потенциал для наших образцов был равен  $\mu^* = \mu/k_0T \geq 2$ , а для кристаллов с  $p = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  — 1,5.

Из двух способов наложения механической нагрузки было выбрано растяжение образца вдоль соответствующих осей, так как сжатие обладает одним существенным недостатком. При деформации резко меняется тепловой контакт между образцом и частью установки, задающий градиент температуры. Величина сигнала самого эффекта за счет деформации кристалла не заметна на фоне сигнала от изменения теплового контакта.

Для исключения влияния теплового контакта и, следовательно, изменения теплового режима образца последний готовился вместе с нагревателем и холодильником в виде единого блока. При измерениях готовый блок помещался в массивный латунный стакан, обладающий большой теплоемкостью, с вмонтированной печью общего нагрева, причем холодильник крепился шарнирно к основанию латунного стакана. Для уменьшения конвекционных потоков внутренняя камера, где находился образец с холодильником и нагревателем, заполнялась стекловолном. Вся система устанавливалась и закреплялась в термостате, позволяющем получать нужные температуры. Чтобы уменьшить колебания, возникающие в образце в результате деформации за счет его первоначальной неперпендикулярно-

сти, он предварительно нагружался ( $0,5 \text{ кг/мм}^2$ ); эта нагрузка в расчетах и измерениях считалась нулевой.

Деформирующее усилие совпадало с направлением теплового потока. Величина нагрузки составляла  $2 \cdot 10^9 \text{ дин/см}^2$ . Термоэдс недеформированного образца измерялась потенциометром ППТН-1, а измерение ее при деформации кристалла — прибором Ф-18. Данный способ измерений позволял избегать всевозможных наводок и искажений истинного сигнала.

Термопара, регистрирующая общую температуру, приклеивалась клеем ВЛ 931 к середине образца. Термопары, регистрирующие градиент температуры, соединялись дифференциально и приклеивались в области омических контактов. Измерение сигнала термопар производилось прибором ПП-63 и баллистическим отсчетным устройством УФ-206 с постоянной гальванометра  $3 \cdot 10^{-9} \text{ А/мм}$ . В процессе нагружения контролировалось постоянство градиента температуры образца с точностью до  $5^\circ\text{C}$  во всех интервалах области исследуемых температур. Питание печи производилось от аккумулятора 5КН-100М, питание нагревателя образца — кислотным аккумулятором ЗРН-110М, что обеспечивало стабильность градиента температуры вдоль кристалла. Логарифмический закон распределения температуры по образцу [1] в данном случае дает ошибку в определении коэффициента термоэдс порядка 2%. Такую же ошибку в 2—3% в определении температуры дают и приклеенные термопары (за счет тонкого слоя клея приблизительно в 20 мкм и теплоотвода, который сводится к минимуму соответствующим выбором диаметра проволок термопар; диаметр проволоки термопар в нашем опыте был равен 0,05 мм).

На рис. 1 приведены экспериментальные результаты зависимости термоэдс в деформированных  $p$ -образцах арсенида галлия от температуры и ориентации. Из рисунка видно, что при понижении температуры от

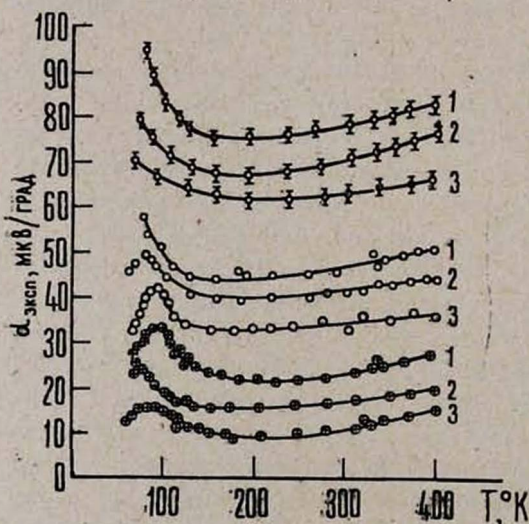


Рис. 1. Температурная и ориентационная зависимости термоэдс в деформированных образцах  $p\text{-GaAs}$ :  $\phi$  —  $4,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $\circ$  —  $1,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ;  $\oplus$  —  $6,2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Ориентация кристаллов: 1 —  $\langle 111 \rangle$ , 2 —  $\langle 110 \rangle$ , 3 —  $\langle 100 \rangle$ .

400 до  $100^\circ\text{K}$  термоэдс в деформированных кристаллах  $p$ -типа проводимости уменьшается, как это и должно быть для вырожденного газа носителей тока. Однако в области температур вблизи  $90^\circ\text{K}$  термоэдс в дефор-

мированных образцах  $p$ -GaAs сильно возрастает и при температуре  $77^\circ\text{K}$  проходит через максимум только для сильно легированных кристаллов.

Как уже отмечалось в работе [2], ни энергетическое положение уровня Ферми ( $\mu$ ), ни механизм рассеяния носителей тока с ростом температуры в образцах ( $\mu^* = \mu/k_0T \geq 2$ ) почти не меняются; такое поведение термоэдс в деформированных кристаллах можно объяснить только увлечением носителей тока фононами, поскольку длина свободного пробега последних с понижением температуры растет и их направленное действие на дырки усиливается.

Таким образом, общая измеряемая термоэдс равна сумме диффузионной ( $\alpha_{\text{диф}}$ ) и фононной ( $\alpha_{\text{ф}}$ ) частей. Диффузионная часть термоэдс, на наш взгляд, интереса не представляет и ее мы опустим. Наиболее существенной является фононная термоэдс. Выражение для фононной части термоэдс, согласно работе [3], можно записать в виде

$$\alpha_{\text{ф}} \equiv \left(\frac{k_0}{e}\right) \frac{m_{\tau, \lambda}^* v_0^2}{k_0 T} \frac{\langle \tau_{\tau, \lambda} \bar{\tau}_{\text{ф}} / \tau_{\tau, \lambda}' \rangle}{\langle \tau_{\tau, \lambda} \rangle}, \quad (1)$$

где  $m_{\tau, \lambda}^*$  — эффективная масса тяжелых и легких дырок,  $v_0$  — скорость продольных звуковых волн,  $\tau_{\tau, \lambda}$  — полное время релаксации для тяжелых и легких дырок, которое может определяться из рассеяния на ионах примеси по формуле [4]

$$\tau_{\tau, \lambda} = (\tau_0)_{\tau, \lambda} E_{\tau, \lambda}^{3/2}, \quad (2)$$

величина  $(\tau_0)_{\tau, \lambda}$  рассчитывалась на основе результатов работы [4],  $\tau'_{\tau, \lambda}$  — время релаксации для легких и тяжелых дырок на продольных длинноволновых фононах,  $\bar{\tau}_{\text{ф}}$  — время релаксации для длинноволновых продольных акустических фононов, которое определяется выражением

$$\bar{\tau}_{\text{ф}} = \frac{\hbar^2}{4 A_l m_{\tau, \lambda}^* T^3 E_{\tau, \lambda}}; \quad (3)$$

здесь  $E_{\tau, \lambda} = \frac{\hbar^2 k^2}{2 m_{\tau, \lambda}^*}$  — энергия тяжелых и легких дырок,  $T$  — абсолютная температура,  $\hbar$  — постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ ,  $k_0$  — постоянная Больцмана,  $k$  — абсолютная величина волнового вектора,  $A_l = 6 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2/\text{с}^{-1}$  [5]. Значения величин  $m_{\tau}^*$  и  $m_{\lambda}^*$ , входящих в расчетные формулы, взяты равными  $0,68 m_0$  и  $0,12 m_0$  [6, 7].

Частоты фононов при деформации кристаллов изменяются и имеют вид

$$\omega_{IJ} = \omega_0 (1 + \gamma_{Ijkl} \varepsilon_{kl} + \dots), \quad (4)$$

где  $\varepsilon_{kl}$  — компоненты тензора деформации. Для рассматриваемого нами случая при продольной деформации среднее изменение частоты фононов в  $p$ -образцах арсенида галлия пропорционально первой степени тензора деформации [8]:

$$\langle \gamma_{Ijkl} \rangle = - \frac{C_{Ijkl} \beta_{kl}}{N \nu}, \quad (5)$$

где  $C_{ijkl}$  — константы упругости кристалла,  $\beta_{kl}$  — константы теплового расширения,  $N$  — число молекул,  $\gamma$  — теплоемкость одной молекулы. Как показал расчет, для арсенида галлия  $p$ -типа проводимости величина  $\langle \tau_{ijkl} \rangle$ , согласно выражению (5), равна 3.

Изменение спектра частот фононов при деформации приводит к изменению величины  $\bar{\tau}_\phi$ ; кроме того, как видно из выражения (3), эта величина изменяется и за счет изменения энергии и эффективной массы тяжелых и легких дырок. Следовательно, при деформации в (1) изменяется весь множитель  $\langle \tau_{t,l} \bar{\tau}_\phi / \tau_{t,l} \rangle / \langle \tau_{t,l} \rangle$ . Изменением скорости  $v_0$  в зависимости от деформации в выражении (1) можно пренебречь, так как это есть величина третьего порядка малости.

На рис. 2 приведена фононная термоэдс деформированных  $p$ -образцов при различных температурах и различной ориентации. Из этого ри-

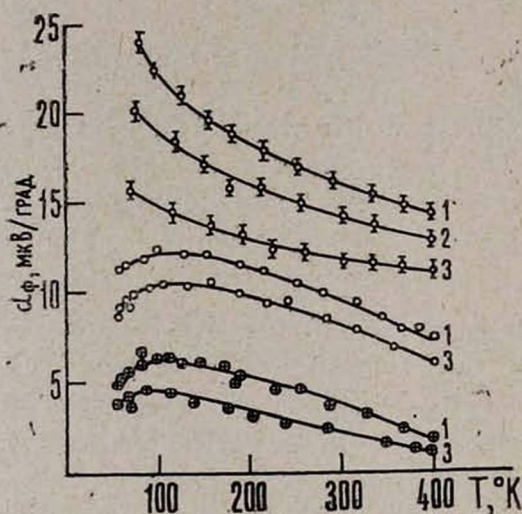


Рис. 2. Температурная и ориентационная зависимости фононной части термоэдс в деформированных  $p$ -кристаллах. Кривым 1, 2, 3 соответствуют те же концентрации и ориентации, что и на рис. 1.

сунка видно, что величина фононной части термоэдс зависит от степени легирования исходных кристаллов и от ориентации. Наибольшее изменение зависимости  $\alpha_\phi = f(T)$  происходит в деформированных образцах, ориентированных в направлении  $\langle 111 \rangle$ . Для образцов арсенида галлия  $p$ -типа проводимости, ориентированных в направлении  $\langle 100 \rangle$ , сильной температурной зависимости фононной термоэдс не наблюдается. Такое поведение зависимости  $\alpha_\phi = f(T)$  от ориентации, вероятно, связано с изменением эффективной массы тяжелых и легких дырок в различных кристаллографических направлениях [9]. Температурная зависимость фононной части термоэдс для  $p$ -кристаллов с концентрацией дырок  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  изменяется по закону  $\alpha_\phi \propto T^{-2}$ , а для образцов с  $p = 10^{19} \div 10^{20} \text{ см}^{-3}$  — по закону  $\alpha_\phi \propto T^{-1.3}$ .

Качественно эти результаты можно объяснить следующим образом. В сильно легированных образцах длинноволновые фононы практически не воздействуют на  $\alpha_\phi$ , так как примеси представляют собой почти точечные дефекты с размерами, значительно меньшими длины волны фоно-

нов. В вырожденных  $p$ -кристаллах ( $\mu^* \geq 2$ ) рассеяние фононов на дырках не велико. Это, по-видимому, связано с тем, что носители тока не все взаимодействуют с фононами, а только носители вблизи уровня Ферми  $\mu$  в слое  $\mu = k_0 T$ .

Таким образом, при комнатной температуре в сильно легированных образцах  $p$ -типа проводимости фононы рассеиваются, в основном, только на фононах. С понижением температуры это рассеяние, вероятно, начинает ослабевать, а это приводит к росту фононной части термоэдс.

В работе [2] уже сообщалось, что в эффекте увлечения участвуют не все фононы, а лишь те, которые удовлетворяют условию  $q_{\phi} \leq 2 K_F$ , а это приводит к тому, что в вырожденных  $p$ -кристаллах благодаря большим значениям импульса дырок на уровне Ферми вступают во взаимодействие фононы с большими значениями импульсов, вследствие чего зависимость  $\alpha_{\phi} = f(T)$  ослабевает по сравнению с чистыми образцами, поскольку длина свободного пробега для фононов изменяется с температурой по закону  $\phi = f(T^{-1})$  вместо  $l_{\phi} = f(T^{-1})$  для длинноволновых акустических фононов [10]. Длина свободного пробега коротковолновых фононов меньше, чем у длинноволновых, а это, в свою очередь, приводит к уменьшению фононного эффекта в легированных  $p$ -образцах по сравнению с чистыми.

Следует заметить, что эффект фононного увлечения падает при повышении концентрации носителей тока в исходных кристаллах, как и при уменьшении температуры. Это, по-видимому, связано с ростом импульса дырок на уровне Ферми  $q_{\phi} \leq 2 K_F$ , а не с рассеянием фононов на носителях тока или примесях. Уменьшение фононной части термоэдс при азотных температурах, по-видимому, можно связать как с рассеянием фононов на дырках, так и с вымораживанием их; отдать предпочтение одному из этих механизмов пока трудно.

Одесский электротехнический  
институт связи им. А. С. Попова

Поступила 5.VII.1979

## ЛИТЕРАТУРА

1. И. Ф. Свиридов, В. А. Преснов. ФТП, 7, 1081 (1973).
2. О. В. Емельяненко, В. А. Скрипник, В. А. Попова. ФТП, 7, 981 (1973).
3. А. И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников, Изд. Наука, 1978.
4. H. Brooks. Phys. Rev., 83a, 879 (1951).
5. C. Herring. Phys. Rev., 93, 62 (1954).
6. H. Ehrenreich. Phys. Rev., 120, 1951 (1960).
7. H. Ehrenreich. J. Appl. Phys., 32, 2155 (1964).
8. Б. А. Туман. ФТТ, 8, 1279 (1966).
9. И. Ф. Свиридов. Кандидатская диссертация, ОГУ, Одесса, 1973.
10. C. Herring. Halbleiter. a. Phosphore Braunschweig, 1958.

## ՖՈՆՈՆՆԵՐԻ ՏԱՆՈՒՄԸ $p$ -GaAs-Ի ԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՍ ՆՄՈՒՇՆԵՐՈՒՄ

Ի. Ֆ. ՍՎԻՐԻԴՈՎ

Աշխատանքում քննարկվում է  $p$ -GaAs-ի դեֆորմացիայից նմուշներում  $100^\circ\text{K}$  ջերմաստիճանի մոտակայքում տեղի ունեցող ֆոնոնների տարման էֆեկտը: Քննարկված է լեգիրացման աստիճանի, ջերմաստիճանի և բյուրեղների օրինակացիայի ազդեցությունը այդ էֆեկտի վրա:

# PHONON ENTRAINMENT IN DEFORMED $p$ -GaAs SAMPLES

I. F. SVIRIDOV

Experimental data on the phonon thermoelectromotive force in deformed samples of  $p$ -GaAs are discussed depending on the temperature, the orientation and the degree of alloyage of the initial crystal. The effect of phonon entrainment was observed in the deformed  $p$ -crystals of gallium arsenide near the temperature of 100°K. At room temperature the phonons in highly alloyed  $p$ -conduction type samples with the concentration of holes in  $(10^{19} \div 10^{20} \text{ cm}^{-3})$  range disperse mainly on the phonons. Below 100°K this dispersion weakened and the phonons began to disperse on the charge carriers.