

В. П. ДОБРЕГО, О. П. ЕРМОЛАЕВ,
С. КАБА, М. И. ТАРАСНК

ВЛИЯНИЕ ОДНООСНОГО СЖАТИЯ НА ПРЫЖКОВУЮ ПРОВОДИМОСТЬ ПО МЕЛКИМ УРОВНЯМ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ГЕРМАНИИ

Прыжковая проводимость по мелким уровням радиационных дефектов $E_v + 0,016$ эВ, возникающих при облучении германия быстрыми реакторными нейтронами, исследовалась ранее [1—3]. Из анализа экспериментальных данных в соответствии с теорией прыжковой проводимости [4] определена величина эффективного боровского радиуса дефекта с уровнем $E_v + 0,016$ эВ. Эта величина, равная 40 Å, приблизительно в два раза меньше боровского радиуса галлия. Представляет интерес исследовать влияние деформации на германий с дефектами акцепторного типа, отличающимися своими свойствами от химических водородоподобных центров.

Цель настоящей работы изучить влияние одноосной упругой деформации на прыжковую проводимость по мелким уровням радиационных дефектов в германии. Исследовались образцы германия, легированного мышьяком ($N_D \approx 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³), которые в результате облучения быстрыми реакторными нейтронами превратились в образцы p -типа (см. таблицу). Для ослабления потока тепловых нейтронов при облучении образцы помещали в кадмиевые пеналы с толщиной стенок приблизительно 1 мм. Концентрация дефектов с мелкими энергетическими уровнями $E_v + 0,016$ эВ определена из анализа температурных зависимостей коэффициента Холла и изменялась от $\sim 8 \cdot 10^{15}$ до $2 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Измерения коэффициента Холла и удельного сопротивления проводились в области температур 1,8—300 К. Механическое напряжение одноосного сжатия прикладывалось вдоль направления [111] и изменялось до $\sim 3 \cdot 10^8$ Па.

Основные характеристики исследуемых образцов

Номер п.п.	Примесь	N_D , см ⁻³	Φ , см ⁻²	$p_{обл}^{300}$, см ⁻³	$N_{0,016}$, см ⁻³	К
1	As	$2,5 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^{16}$	$8 \cdot 10^{15}$	0,17
2	As	»	$1,6 \cdot 10^{17}$	$7 \cdot 10^{16}$	$2,2 \cdot 10^{16}$	0,20
3	As	»	$1 \cdot 10^{19}$	$4 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{17}$	—
4	As	»	$8 \cdot 10^{16}$	$3,6 \cdot 10^{16}$	$1,4 \cdot 10^{16}$	0,25
5	Sb	$6 \cdot 10^{13}$	$4,5 \cdot 10^{16}$	$1,2 \cdot 10^{16}$	$6,5 \cdot 10^{15}$	0,20

Примечания: N_D — концентрация примеси в исходных образцах; Φ — интегральный поток быстрых нейтронов; $p_{обл}^{300}$ — концентрация дырок в облученных образцах при 300 К; $N_{0,016}$ — концентрация дефектов с уровнями $E_v + 0,016$ эВ; К — степень компенсации.

Прыжковое сопротивление полупроводников можно характеризовать двумя основными параметрами — энергией активации E_3 и коэффициентом ρ_3 [4]:

$$\rho = \rho_3 \exp(E_3/kT), \quad \rho_3 = \rho_{30} \exp[1,74/(N^{1/3} \cdot a^*)], \quad (1)$$

где a^* — боровский радиус; ρ_{30} степенным образом зависит от концентрации примесей N .

Экспериментально E_3 определяется по наклону прямой на графике $\lg \rho = f(1/T)$ в низкотемпературной области, а величина ρ_3 — по точке пересечения продолжения этой прямой с осью ординат.

Для всех образцов с увеличением приложенного давления удельное сопротивление растет, достигая некоторого максимального значения,

затем начинает уменьшаться. Отметим, что для образцов с концентрацией дефектов $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (рис. 1, кривые 1) энергия активации прыжковой проводимости практически не изменялась с увеличением приложенного давления. Для образцов с концентрацией дефектов $2.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 1, кривые 2) энергия активации изменялась от 1,2 мэВ (при $P = 0$) до 1,08 мэВ (при $P = 2 \cdot 10^8 \text{ Па}$). Таким образом, наибольший вклад в изменение удельного сопротивления исследуемых образцов вносило изменение коэффициента ρ_3 при приложении давления. Отметим, что зависимости ρ_3 и ρ от величины приложенного давления аналогичны.

На рис. 2 показана зависимость отношения удельного сопротивления при приложении давления к удельному сопротивлению недеформированного образца от величины приложенного давления в направлении [111] при температуре 4,2 и 2 К. С повышением давления отношение ρ/ρ_0 вначале растет, достигая максимального значения, а затем начинает падать. Такой ход кривых наблюдался для всех исследуемых образцов, но значения $(\rho/\rho_0)_{\text{max}}$ и давления, при котором максимум имеет место, различны. С увеличением концентрации дефектов, соответствующего $(\rho/\rho_0)_{\text{max}}$, растет. Значение отношения $(\rho/\rho_0)_{\text{max}}$ уменьшается с повышением концентрации дефектов. При уменьшении температуры в большинстве исследуемых образцов величина отношения $(\rho/\rho_0)_{\text{max}}$ несколько увеличивалась и сам максимум смещался в сторону меньших давлений. Поведение прыжкового пьезосопротивления германия, легированного примесями III группы, объяснено в [4—6] расщеплением валентной зоны и смещением компонентов основного состояния акцепторов, вызванными одноосной упругой деформацией. При больших давлениях, когда расщепление намного превышает энергию связи акцептора, зависимость энергии дырок от волнового вектора $E(\vec{k})$ имеет простой эллипсоидный вид, и поведение волновой функции акцептора на больших расстояниях от центра описывается зависимостью [4—6]:

$$\psi \sim \exp \left[- \left(\frac{x^2 + y^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2} \right) \right], \quad (2)$$

где

$$a = \frac{\hbar^2}{\sqrt{2m_{\perp}E}}, \quad b = \frac{\hbar^2}{\sqrt{2m_{\parallel}E}}, \quad a^* = (a^2b)^{1/3}.$$

В [5] получена величина эффективного боровского радиуса при предельно больших давлениях, равная 98 Å, т. е. больше, чем равный 90 Å радиус акцепторного состояния галлия в недеформированном кристалле. Одноосное сжатие $p\text{-Ge}$ по оси [100] приводит поэтому к уменьшению сопротивления. Сходная картина наблюдалась в [5] и для одноосного сжатия по оси [111]. Следует отметить качественное сходство поведения прыжкового пьезосопротивления в образцах германия, исследуемых

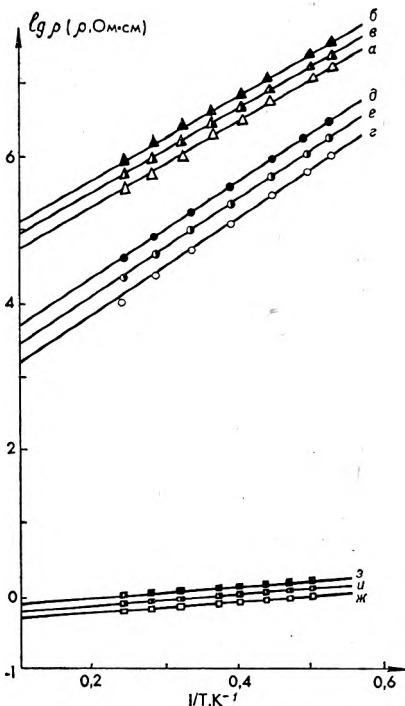


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления при различных значениях приложенного давления:

а, з, ж — $P=0$; б, д, з — $P=2 \cdot 10^8 \text{ Па}$; в, е, и — $P=3 \cdot 10^8 \text{ Па}$. Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице

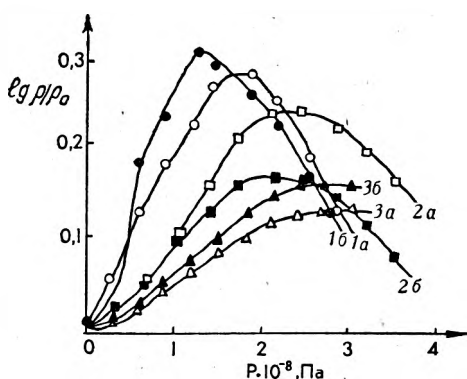
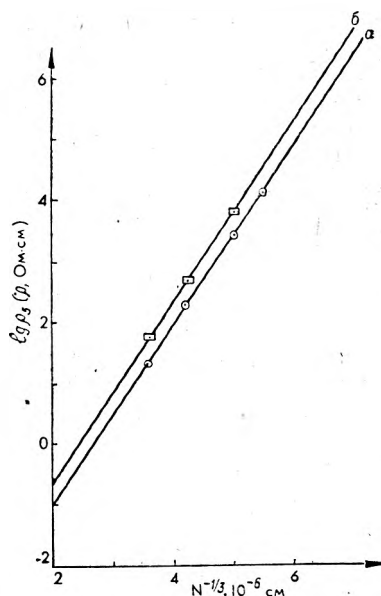


Рис. 2. Зависимость отношения $\rho(P)/\rho(0)$ от величины давления. Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице; а — 4,2, б — 2 К

Рис. 3. Зависимость коэффициента ρ_3 от концентрации дефектов:

а — недеформированные образцы;
б — $2,5 \cdot 10^8$ Па



в настоящей работе, и в германии, легированном химическими примесями III группы. Необходимо, однако, при этом обратить внимание на существенные количественные различия. Так, величина давления, при котором имеет место максимум отношения ρ/ρ_0 в наших экспериментах, была примерно в два раза больше, чем для германия, легированного Ga [4]. Давление, при котором отношение становится равным единице, для германия с радиационными дефектами также приблизительно вдвое больше, чем для германия с галлием. Значение отношения ρ/ρ_0 в максимуме в наших экспериментах было значительно меньше, чем для германия с галлием, что может быть, по крайней мере, частично связано с большей степенью компенсации наших образцов. Отмеченные особенности обусловлены различием структуры химических акцепторов III группы и радиационных дефектов акцепторного типа, которые по своей природе и свойствам отличаются от точечных водородоподобных центров [2].

Из наклона экспериментальных прямых к оси концентраций (рис. 3) определена величина эффективного боровского радиуса волновой функции дырки на дефекте с уровнем $E_v + 0,016$ эВ. Для недеформированных кристаллов она оказалась равной 43 Å (см. рис. 3, кривая а). С приложением давления экспериментальная кривая б пошла выше кривой а, хотя наклон ее остался практически неизменным и, следовательно, боровский радиус также практически остался прежним. Следовательно, согласно (1), увеличение ρ_3 под действием деформации может быть связано с ростом ρ_{30} . Практически неизменная величина боровского радиуса и то, что кривая б для деформированных кристаллов расположена выше кривой а недеформированных свидетельствуют о том, что использованные нами деформации далеки от «максимальных» и условие больших давлений еще не выполняется. То же видно из рис. 2, где отношение ρ/ρ_0 даже при наибольших использованных давлениях было больше единицы. Для выполнения условий больших давлений в случае германия с радиационными дефектами данного вида необходимо, вероятно, прилагать давления больше $\sim 4 \cdot 10^8$ Па.

Таким образом, влияние одноосной упругой деформации на прыжковую проводимость по мелким уровням радиационных дефектов качественно сходно с поведением германия, легированного химическими акцепторами III группы. Количественные особенности связаны с различием в структуре между химическими акцепторами III группы и радиационными дефектами акцепторного типа с энергией активации 16 мэВ.

Список литературы

1. Доброго В. П., Ермолаев О. П. // ФТП.—1976.— Т. 10.— Вып. 5.— С. 999.
2. Dobrego V. P., Ermolaev O. P. and Tkachev V. D. // Phys. Status Sol (a).— 1977.— V. 44.— № 2.— P. 435.
3. Кожух М. Л., Липкина И. С., Шлимак И. С. // ФТП.—1985.— Т. 19.— Вып. 2.— С. 331.
4. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников.— М., 1979.— С. 416.
5. Pollak F. H. // Phys. Rev.—1965.— V. 138A.— № 2.— P. 618.
6. Chroboczek J. A., Fritzsche H., Jiang C. L., Pollak M. and Wild R. L. // Phil. Mag. B.—1981.— V. 44.— № 6.— P. 685.

Поступила в редакцию 17.09.85.

УДК 535.37

АЛЬ-МУТАВАЛЛИ МААД САБРИ, С. К. ГОРБАЦЕВИЧ

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МОЛЕКУЛ ПО ЧАСТОТАМ 0-0-ПЕРЕХОДА В ТРЕХКОМПОНЕНТНЫХ РАСТВОРАХ

В последние годы возрос интерес к исследованию спектроскопических характеристик трехкомпонентных растворов (системы из сложной органической молекулы, помещенной в смесь полярного и неполярного растворителя), которые нашли широкое применение в качестве активных сред в лазерах на красителях.

Одной из количественных характеристик электронного спектра таких растворов является функция распределения молекул по частотам чисто электронного перехода. Вследствие того, что уширение электронных спектров трехкомпонентных растворов, обусловленное в основном флуктуациями числа молекул полярного растворителя в координационной сфере активатора, как правило, значительно больше уширения спектра в чисто полярном растворителе, представляется возможным определить функцию распределения молекул по частотам 0-0-перехода непосредственно из эксперимента.

Пусть $I^0(\nu)$ — неуширенный спектр некоторого вещества; $\rho(\xi)$ — функция распределения молекул по частотам чисто электронного перехода. Тогда для уширенного спектра можно записать:

$$I(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} I^0(\nu - \xi) \rho(\xi) d\xi. \quad (1)$$

Выражение (1) является интегральным уравнением для нахождения функции распределения молекул по частотам чисто электронного перехода в трехкомпонентном растворе $\rho(\xi)$, если известны уширенный $I(\nu)$ и элементарный $I^0(\nu)$ спектры. В качестве элементарного (неуширенного) можно взять спектр активатора в неполярном растворителе [1].

Интегральные уравнения относятся к классу некорректных задач, поэтому для решения уравнения (1) воспользуемся методами регуляризации [2], т. е. при решении интегрального уравнения заложим информацию о гладкости искомой функции. С этой целью решение интегрального уравнения (1) сведем к минимизации функционала Φ :

$$\Phi = \int_c^d [I(\nu) - \int_a^b I^0(\nu, \xi) \cdot \rho(\xi) d\xi] d\nu + \alpha \int_a^b [P(\xi) \cdot (\rho'(\xi))^2 + P^{(1)}(\xi) \rho^2(\xi)]. \quad (2)$$

Здесь α — параметр регуляризации, который определяет гладкость и ошибку решения; $P(\xi)$, $P^{(1)}(\xi)$ — весовые коэффициенты; $[c, d]$ и $[a, b]$ — интервалы изменения величин ν и ξ соответственно.

Используя квадратурные формулы, выражение (2) можем переписать в виде: