

УДК 537.311.322

ИССЛЕДОВАНИЕ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $In_{0,8}Ga_{0,2}P$
В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХА. И. ВАГАНЯН, М. А. ДИМАКСЯН, А. Б. ДИМАКСЯН,
Г. Е. ГРИГОРЯН, А. А. КИРАКОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 30 июня 1984 г.)

Методом усреднения кинетического уравнения Больцмана исследовано влияние сильных электрических полей на плотность тока, скорость дрейфа и коэффициент диффузии электронов в твердом растворе $In_{0,8}Ga_{0,2}P$. Обнаружена область отрицательной дифференциальной проводимости, обусловленная быстрым перебросом электронов из Γ -долины в L вследствие разогрева электронов сильным электрическим полем.

Исследованию фосфида индия в сильных электрических полях посвящено достаточно большое число работ [например, 1—3], однако относительно смешанных кристаллов $In_{1-x}Ga_xP$ в литературе данных нет. В настоящей работе теоретически исследовано влияние сильных электрических полей на плотность тока, скорость дрейфа и коэффициент диффузии электронов в твердом растворе $In_{0,8}Ga_{0,2}P$. Зонная структура этого материала аналогична зонному строению InP , однако ширина запрещенной зоны больше и составляет примерно 1,58 эВ. Считается, что расстояния между наинизшим Γ -минимумом и вышележащими L - и X -минимумами соответственно равны 0,48 и 0,58 эВ [4]. Расчеты выполнены методом усреднения кинетического уравнения Больцмана.

Рассматривается двухдолинная модель зоны проводимости (Γ и L); влияние вышерасположенной X -долины не учитывается, так как при рассматриваемых условиях переброс электронов в эту долину не происходит. Для каждой долины учитываются рассеяния на акустических и оптических фононах, на ионизированных атомах примеси, а также междолинные рассеяния между неэквивалентными Γ - и L -долинами и эквивалентными L -минимумами. Все расчеты выполнены при температуре решетки, равной $T_0 = 300$ К. Параметры, использованные при расчетах, те же, что и в работе [4], за исключением деформационного потенциала, для которого принято значение 6 эВ [1]. Поскольку донорные уровни рассматриваемого состава мелкие, при данной температуре все донорные центры практически полностью ионизированы и концентрацию нейтральных примесей можно принять равной нулю.

В результате усреднения кинетического уравнения Больцмана по концентрации, импульсу (волновому числу) и энергии для каждой долины получается система уравнений [5]

$$-\frac{Mn}{\tau_{n,lj}} + \frac{n_j}{\tau_{n,jl}} = 0, \quad (1)$$

$$E - \frac{\hbar}{e} \left(\frac{M}{\tau_{k,lj}} + \frac{1}{\tau_{k,l}^{\text{ак}}} + \frac{1}{\tau_{k,l}^{\text{оп}}} + \frac{1}{\tau_{k,l}^{\text{ион}}} \right) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{2e\hbar}{3km_l} k_l n_l E - n_l T_l \left(\frac{M}{\tau_{n,lj}} + \frac{1}{\tau_{n,l}^{\text{ак}}} + \frac{1}{\tau_{n,l}^{\text{оп}}} \right) + n_j T_j \frac{1}{\tau_{n,jl}} = 0, \quad (3)$$

где индексы i и j относятся к Γ - и L -долинам, индексы n , k и e означают усреднение времени релаксации τ по концентрации, волновому числу и энергии, M — число эквивалентных L -минимумов, равное четырем. Остальные обозначения являются общепринятыми.

В работе [5] приведены также соответствующие усредненные времена релаксации. Решение системы уравнений (1)–(3) затруднительно в том смысле, что усредненные времена релаксации при ионном, оптическом и междолинном рассеяниях сложным образом выражаются через эффективные температуры электронов T_l . Для решения задачи численным методом интегралы, входящие в выражения указанных времен релаксации, выражены через специальные функции [6]. Так, при рассеянии на ионизированных атомах примеси имеем

$$\frac{1}{\tau_{n,l}^{\text{ион}}} = \frac{4V\pi e^4 n_{\text{ион}}}{3V\sqrt{2}\epsilon_0^2 m_l^{1/2} (kT_l)^{3/2}} [(1+a_l) e^{a_l} E_1(a_l) - 1], \quad (4)$$

где $E_1(a_l)$ — интегральная показательная функция,

$$a_l = \frac{\pi e^2 \hbar^2 n_0}{2\epsilon_0 m_l (kT_l)^2}.$$

Интегралы вида $I_{n,m}(\pm(\Delta_{lj} \mp \hbar\omega_{lj})/kT_l)$, входящие в выражения усредненных времен релаксации при оптическом и междолинном рассеяниях, можно выразить через функции Бесселя. В частности, при $n = 1/2$ и $m = 3/2$ имеем

$$I_{1/2, 3/2} \left(\pm \frac{\Delta_{lj} \mp \hbar\omega_{lj}}{kT_l} \right) = \frac{\delta_l^-}{2} e^{\pm \frac{\delta_l^-}{2}} \left[\frac{\delta_l^-}{2} K_0 \left(\frac{\delta_l^-}{2} \right) + \left(2 - \frac{\delta_l^-}{2} \right) K_1 \left(\frac{\delta_l^-}{2} \right) \right] + \frac{\delta_l^+}{2} e^{\pm \frac{\delta_l^+}{2}} \left[\frac{\delta_l^+}{2} K_0 \left(\frac{\delta_l^+}{2} \right) + \left(2 - \frac{\delta_l^+}{2} \right) K_1 \left(\frac{\delta_l^+}{2} \right) \right], \quad (5)$$

где $K_0(\delta/2)$ и $K_1(\delta/2)$ — модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядков,

$$\delta_l^- = \frac{\Delta_{lj} - \hbar\omega_{lj}}{kT_l}, \quad \delta_l^+ = \frac{\Delta_{lj} + \hbar\omega_{lj}}{kT_l}, \quad \delta_0 = \frac{\hbar\omega_{lj}}{kT_0}.$$

Аналогичные выражения можно получить при $n = 3/2$ и $m = 1/2$ или $n = 1/2$ и $m = 1/2$, а также в том случае, когда знак перед дробью в левой части (5) отрицателен. В последнем случае нижний предел интегрирования берется от $(\Delta_{lj} \pm \hbar\omega_{lj})/kT_l$, что исключает испускание или поглощение фононов с малой энергией.

При оптическом рассеянии усредненное время релаксации имеет вид [6]

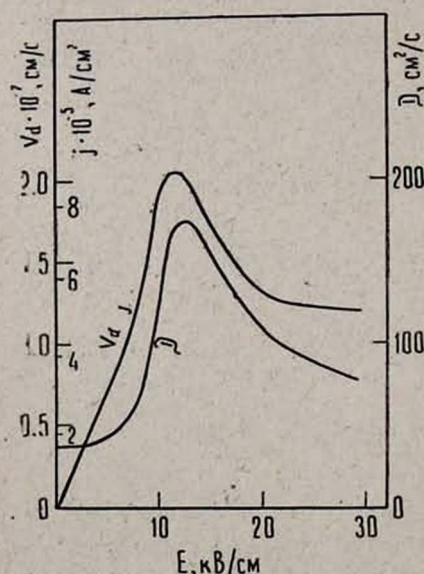
$$\frac{1}{\tau_{k_i}^{\text{оп}}} = \frac{\gamma(m_i)}{(kT_i)^{1/2}} \frac{\delta_i}{2} e^{\frac{\delta_i}{2}} \left[\left(e^{\delta_i/2} - 1 \right) K_0\left(\frac{\delta_i}{2}\right) + \left(e^{\delta_i/2} + 1 \right) K_1\left(\frac{\delta_i}{2}\right) \right], \quad (6)$$

где

$$\gamma(m_i) = \frac{4 m_i^{1/2} e^2 \omega_0}{3 \sqrt{2\pi} \hbar} \frac{\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0}}{\frac{\hbar \omega_0}{kT_i} - 1}, \quad \delta_0 = \frac{\hbar \omega_0}{kT_0}, \quad \delta_i = \frac{\hbar \omega_0}{kT_i}.$$

Расчет выражений (4)–(6) и решение системы уравнений (1)–(3) выполнены численным методом для различных значений эффективной температуры электронов в Γ -долине от 300 до 3000 К. Что касается L -долины, то результаты расчетов многих авторов [1, 7, 8] показали, что эффективная температура электронов в «тяжелых» долинах в широком диапазоне электрических полей изменяется очень слабо. Поэтому в нашем случае эффективная температура электронов в L -долине принята равной 340 К. При каждой фиксированной температуре T_Γ записывается система уравнений (1)–(3) для Γ и L -долин, решение которой дает возможность определить волновые числа k_Γ и k_L и относительные заселенности c_Γ и c_L в Γ - и L -долинах. Зная концентрацию, волновое число и эффективную температуру для каждой долины, легко вычислить подвижность μ , дрейфовую скорость v_d , коэффициент диффузии электронов D в зависимости от напряженности электрического поля, а также полевую зависимость плотности тока $j(E)$.

Как показали расчеты, определяющими механизмами рассеяния в данном случае являются оптические и акустические колебания решетки. Рас-



Зависимость плотности тока, дрейфовой скорости и коэффициента диффузии электронов $In_{0,8}Ga_{0,2}P$ от напряженности электрического поля.

сеяние на ионизированных атомах примеси тем больше, чем больше концентрация ионизированных примесей. Однако с увеличением средней энергии электронов этот тип рассеяния ослабевает. Наоборот, междолинное рассеяние усиливается с увеличением средней энергии электронов.

Характеристики дрейфовой скорости или плотности тока в области полей от 0 до 30 кВ/см приведены на рисунке. Здесь же дана зависимость коэффициента диффузии электронов от напряженности электрического поля. Подвижность электронов в слабом поле, определенная по омическому участку $v_d(E)$, равна $1300 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, что хорошо согласуется с экспериментальными данными работы [4]. Максимальная скорость дрейфа электронов равна $2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ при пороговом поле 11 кВ/см.

Таким образом, в твердом растворе $\text{In}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{P}$ имеется четко выраженная область отрицательной дифференциальной проводимости. Ввиду указанного свойства твердые растворы $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$, близкие по составу к $x = 0,2$, можно рекомендовать для использования в качестве ганновских диодов. Отметим, что так как ширина запрещенной зоны этих материалов больше, чем в InP , приборы на их основе могут работать в более широком интервале температур.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белецкий Н. И., Прохоров Э. Д. Радиотехника и электроника, 19, 1467 (1974).
2. Kroemer H. Sol. St. Electr., 21, 61 (1978).
3. Maxfield N. P., Strich J. E., Robson P. N. Sol. St. Electr., 25, 655 (1982).
4. Авакьянц Г. М., Ваганян А. И., Димаксян М. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 118 (1978).
5. Прохоров Э. Д., Белецкий Н. И. Радиотехника и электроника, 18, 1905 (1973).
6. Димаксян М. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 20, 322 (1985).
7. Heinle W. Phys. Rev., 178, 1319 (1969).
8. Левинштейн М. Е., Пожела Ю. К., Шур М. С. Эффект Ганна. Изд. Сов. радио, М., 1975.

$\text{In}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{P}$ ՊԻՆԴ ԼՈՒՄԻՆԵՑԻԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ ՈՒԺԵՂ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐՈՒՄ

Ա. Ը. ՎԱՀԱՆՅԱՆ, Մ. Լ. ԴԻՄԱԿՍՅԱՆ, Ա. Բ. ԴԻՄԱԿՍՅԱՆ,
Գ. Ե. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

Բացմանի կինետիկ հավասարման միջինացման մեթոդով օւսումնասիրված է ուժեղ էլեկտրական դաշտերի ազդեցությունը հոսանքի խտության, էլեկտրոնների դրեյֆի արագության և դիֆուզիայի գործակցի վրա $\text{In}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{P}$ պինդ լուծույթում: Նկատված է բացասական դիֆերենցիալ հաղորդականության տիրույթ, որը պայմանավորված է էլեկտրոնների արագ անցումով Γ հովտից L հովտի ուժեղ էլեկտրական դաշտի կողմից էլեկտրոնների տաքացման հետևանքով:

INVESTIGATION OF $\text{In}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{P}$ COMPOUND IN HIGH ELECTRIC FIELDS

A. I. VAHANYAN, M. L. DIMAKSYAN, A. B. DIMAKSYAN,
G. E. GRIGORYAN, A. A. KIRAKOSYAN

By averaging the Boltzman kinetic equation, the influence of high electric fields on the current density, the drift velocity and the coefficient of electron diffusion in $\text{In}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{P}$ solid solution is investigated. The region of negative differential conductivity was observed, which was due to rapid transport of electrons from the Γ valley to the L one owing to the heating of electrons by high electric field.