

УДК 621.315.592

М. Л. ДИМАКСЯН, Г. Е. ГРИГОРЯН

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ РЕШЕТКИ И КОНЦЕНТРАЦИИ  
ПРИМЕСЕЙ НА СИЛЬНОПОЛЕВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
 $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{P}$

Методом усреднения кинетического уравнения Больцмана исследовано влияние температуры решетки и концентрации ионизированных и нейтральных примесей на сильнополевые характеристики  $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{P}$ . Показано, что увеличение концентрации примесей, а также повышение температуры решетки приводят к уменьшению максимальной скорости дрейфа электронов, их диффузии и подвижности и увеличению порогового поля.

В последнее время твердый раствор  $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{P}$  широко используется для изготовления гетеролазеров и других оптоэлектронных приборов, работающих в видимой области спектра и обладающих большой эффективностью [1, 2 и др.]. Другой областью применения этого состава может быть СВЧ-электроника. Так, в работе [3] было предсказано, а в [4] теоретически показано образование области отрицательной дифференциальной проводимости на вольтамперной характеристике в сильных электрических полях. В этой связи представляет интерес более подробное исследование сильнополевых характеристик  $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{P}$  с изменением температуры решетки и чистоты материала, так как знание этих характеристик важно не только для использования в качестве диодов Ганна, но и различных приборов и структур, таких как ИПД, DOVETT и др. [5, 6].

В настоящей работе выполнен расчет сильнополевых характеристик  $n\text{-In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{P}$  при различных температурах решетки  $T_0$  (от 100 до 700 К) и при учете содержания примесей.

Метод расчета основан на усреднении кинетического уравнения Больцмана

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_E + \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{ст}} \quad (1)$$

с использованием смещенного максвелловского распределения.

В столкновительный член кинетического уравнения входят рассеяния электронов на акустических и оптических колебаниях решетки, междолинное рассеяние, рассеяние между эквивалентными минимумами (для боковых долин), рассеяние на ионизированных и нейтральных атомах примеси. Межэлектронные взаимодействия не учитываются. При усреднении (1) по концентрации, импульсу (волновому числу) и

энергии электронов в стационарном случае для каждой  $i$  долины многодолинного полупроводника получается следующая система из трех уравнений [7]:

$$-\frac{n_i}{\tau_{n_{ij}}(T_i)} + \frac{n_j}{\tau_{n_i}(T_j)} = 0, \quad (2)$$

$$E - \frac{\hbar}{e} k_i \left[ -\frac{1}{\tau_{k_{ij}}(T_i)} + \frac{1}{\tau_{k_i}^{оп}(T_i)} + \frac{1}{\tau_{k_i}^{ак}(T_i)} + \frac{1}{\tau_{k_i}^{ион}(T_i)} + \frac{1}{\tau^N(T_i)} \right] = 0, \quad (3)$$

$$\frac{2e\hbar}{3km_i} k_i n_i E - n_i T_i \left[ -\frac{1}{\tau_{\epsilon_{ij}}(T_i)} + \frac{1}{\tau_{\epsilon_i}^{оп}(T_i)} + \frac{1}{\tau_{\epsilon_i}^{ак}(T_i)} \right] + \frac{n_j T_j}{\tau_{\epsilon_i}(T_j)} = 0 \quad (4)$$

с тремя неизвестными ( $n_i$ ,  $k_i$ ,  $T_i$ ) при каждом данном значении напряженности электрического поля  $E$  и температуры решетки  $T_0$ . Метод решения, соответствующие усредненные времена релаксации и обозначения приведены в работах [7, 8].

В данном случае уравнения (2) — (4) записываются и решаются для двух долин —  $\Gamma$  и  $X$ . Влияние  $L$  долин не рассматривается, поскольку, как показали расчеты, заполнение их незначительно по сравнению с общим числом электронов. Непараболичность зон не принимается во внимание с учетом того, что для данного состава удовлетворяется условие  $\delta E_{\Gamma X} < E_g$ . Параметры, использованные при расчетах, приведены в таблице. Температурной зависимостью параметров пренебрегается.

Параметр	Величина	Параметр	Величина
$m_i / m$	0,10	$\epsilon_0$	11,575
$m_X / m$	0,37	$\epsilon_\infty$	9,360
$\Delta_{\Gamma X}$	0,22 эВ	$\rho$	4,43 г/см <sup>3</sup>
$\hbar\omega_{\Gamma\Gamma}$	0,0405 эВ	$D$	10 <sup>8</sup> эВ/см
$\hbar\omega_{\Gamma X}$	0,0366 эВ	$E_{\Gamma}, E_X$	6 эВ
$\hbar\omega_{X\Gamma}$	0,0339 эВ	$c_l$	13,268 · 10 <sup>11</sup> дин/см <sup>2</sup>

Для простоты расчетов вводится следующее физически оправданное упрощение. Вследствие высокой скорости рассеяния и большой эффективной массы скорость и энергия электронов верхних долин мгновенно следует за полем по статистическим зависимостям, и их эффективная температура изменяется очень слабо в широком диапазоне электрических полей (см., напр., [7, 9, 10]). Исходя из этого, нами принято, что эффективная температура электронов в  $X$  долинах остается неизменной и равной температуре решетки. Предварительные расчеты показали, что это упрощение не влияет существенным образом на вольтамперные характеристики.

Имея  $n_i$ ,  $k_i$ ,  $T_i$ , по общеизвестным формулам рассчитали дрейфовую скорость электронов, их подвижность в  $\Gamma$  и  $X$  долинах, коэффициент диффузии, плотность тока от напряженности электрического поля при различных температурах решетки без учета рассеяния на примесях и при учете различного содержания ионизированных и нейтральных примесей. Принимается, что при рассматриваемых условиях вырождение не наступает. Концентрации ионизированных и нейтральных примесей определены по общей формуле температурной зависимости концентрации свободных электронов для двухдолинных полупроводников [11]

с учетом зонного строения исследуемого состава и параметров, приведенных в таблице. Расчеты выполнены при эффективных концентрациях неглубоких доноров  $N_d - N_a = 1 \cdot 10^{15}$ ,  $1 \cdot 10^{16}$ ,  $1 \cdot 10^{17}$ ,  $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и при степени компенсации 0,5.

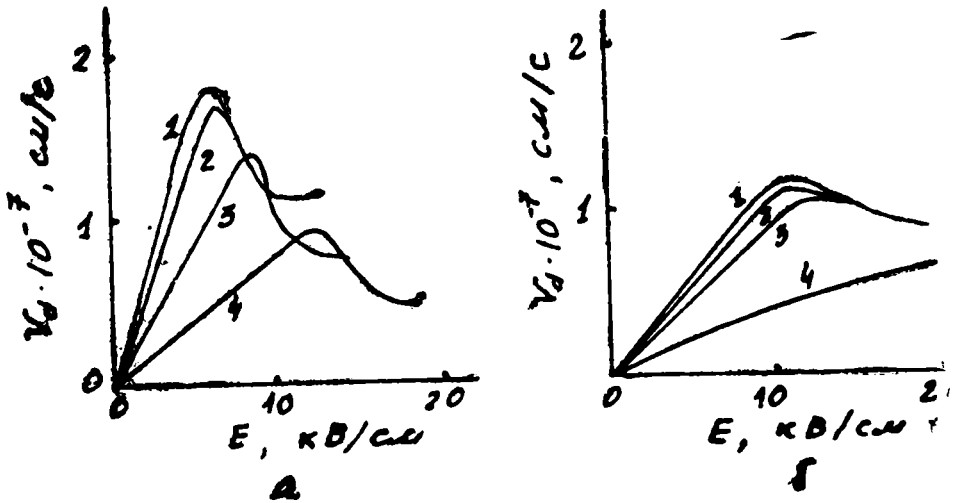


Рис. 1. Полевые зависимости скорости дрейфа электронов при а) 200 К и б) 600 К: 1— без учета рассеяния на примесях; 2— $N_d - N_a = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ; 3— $N_d - N_a = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; 4— $N_d - N_a = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

На рис. 1 приведены  $v_d(E)$  характеристики при различных концентрациях примесей и температурах решетки  $T_0 = 200 \text{ К}$  (а) и  $T_0 = 600 \text{ К}$  (б). При эффективной концентрации доноров  $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и менее  $v_d(E)$  совпадают с кривыми рассчитанными без учета рассеяния на примесях (кр. 1). Следовательно, при большой чистоте материала ( $N_d - N_a < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) сильнополевые характеристики  $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{P}$  можно рассчитывать без учета рассеяния на примесях. С увеличением концентрации примесей максимальная скорость дрейфа электронов уменьшается. Так, при 200 К с увеличением  $N_d - N_a$  от  $1 \cdot 10^{15}$  до  $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  максимальная скорость дрейфа электронов уменьшается от  $1,79 \cdot 10^7$  до  $9,4 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ , а величина порогового поля увеличивается от 6,7 до 22,6 кВ/см. Уменьшается также коэффициент диффузии электронов, соответствующий пороговому полю, от 140,59 до 39,48  $\text{см}^2/\text{с}$ .

При высоких температурах решетки доминирующими механизмами рассеяния являются оптические и акустические колебания решетки при малых и междолинные при больших энергиях электронов. Поэтому  $v_d(E)$  слабо зависят от концентрации примесей (рис. 1б) и лишь при  $N_d - N_a = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  не только значительно уменьшается максимальная скорость дрейфа, но и исчезает область ОДП. Здесь сказывается заметное влияние рассеяния на нейтральных атомах примеси. Следовательно, концентрация примесей влияет на  $v_d(E)$  зависимости при низких температурах и больших содержаниях примеси.

На рис. 2 представлено семейство изотерм  $v_d(E)$  при различных температурах решетки. Все кривые рассчитаны при постоянной эффективной концентрации доноров,  $N_d - N_a = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Максимальная скорость дрейфа электронов уменьшается от  $1,94 \cdot 10^7 \text{ см/с}$  при 100 К до  $1,07 \cdot 10^7 \text{ см/с}$  при 700 К. Пороговое поле, наоборот, линейно увеличивается от 6,3 до 12,0 кВ/см (рис. 3). Исходя из данных расчетов эти зави-

симости в рассматриваемом интервале температур  $T_0$  можно представить в виде

$$v_d^{\max} = 4,0 \cdot 10^7 - 4,5 \cdot 10^6 \ln T_0 \quad (\text{см/с}), \quad (5)$$

$$E_{\text{пор}} = 5300 + 9,6 \cdot T_0 \quad (\text{В/см}). \quad (6)$$

Интересно отметить, что средняя величина отрицательной дифференциальной подвижности  $\mu^- = \frac{\partial v_d}{\partial E}$  в области падающего участка кривых  $v_d(E)$ , как видно из рис. 3, из-

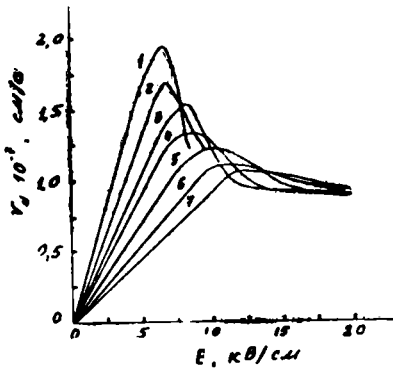


Рис. 2. Полевые зависимости скорости дрейфа электронов при различных температурах решетки,  $T_0$ , К: 1—100; 2—200; 3—300; 4—400; 5—500; 6—600; 7—700.

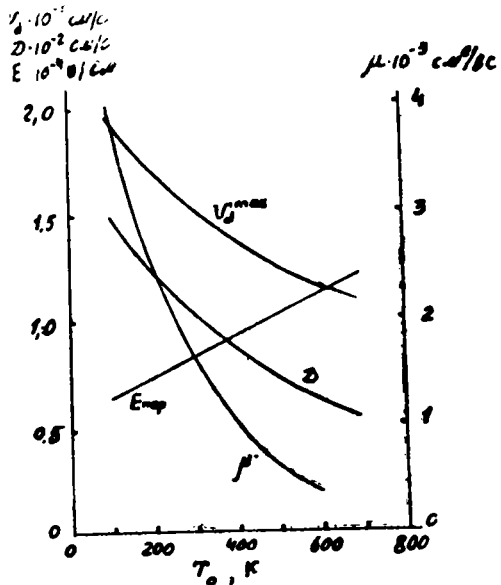


Рис. 3. Зависимости от температуры решетки,  $T_0$ :  $v_d^{\max}$ —максимальной скорости дрейфа электронов;  $D_{\text{пор}}$ —коэффициента диффузии при пороговом поле,  $E_{\text{пор}}$ —порогового поля;  $\mu^-$ —отрицательной дифференциальной подвижности.

меняется с температурой решетки по экспоненциальному закону

$$|\mu^-| = |\mu_0^-| \exp(-k_\mu T_0), \quad (7)$$

где  $\mu_0^-$ —аппроксимированная к нулевой температуре решетки отрицательная дифференциальная подвижность электронов. В данном случае  $\mu_0^- = 6400 \text{ см}^2/\text{В с}$ , коэффициент  $k_\mu = 4,65 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$ . Экспоненциально уменьшается также коэффициент диффузии электронов, соответствующий пороговому полю

$$D_{\text{пор}} = D_0 \exp(-k_D T_0), \quad (8)$$

где  $D_0 = 175 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $k_D = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$ .

Такие же закономерности наблюдаются и при других указанных выше концентрациях примесей. При этом соответствующим образом изменяются численные коэффициенты в (5)—(8).

Таким образом, в  $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{P}$  с изменением температуры решетки и концентрации примесей можно определенным образом менять сильно-полевые характеристики и управлять зависимостями  $v_d$  и  $J$  от напряженности приложенного поля.

В заключение авторы выражают благодарность В. М. Арутюняну за полезное обсуждение работы и Г. Э. Даниэляну за помощь при расчетах.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Тулашвиди Э. В., Вавилова Л. С., Гарбузов Д. З., Арсентьев И. Н., Халфин В. Б. Влияние рекомбинации в эмиттерах на фотолюминесцентные характеристики  $\text{DI-In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P-InGaAsP}$ .—ФТП, 1982, т. 16, № 9, с. 1615—1619.
2. Scott G. B., Roberts I. S., Lee R. F. Optically pumped laser action at 77 K in GaAs/GaInP double heterostructures grown by MBE.—Appl. Phys. Letter, 1980, v. 37, № 1, p. 30—32.
3. Прохоров Э. Д. Перспективные соединения из элементов 3 и 5 групп для диодов Ганна.—Радиотехн. и электр., 1978, т. 23, № 3, с. 591—601.
4. Арутюнян В. М., Димаксян М. Л., Ваганян А. И., Григорян Г. Е., Димаксян А. Б. Исследование  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$  в сильных электрических полях.—Изв. АН Арм. ССР, Физика, 1987, т. 22, вып. 3, с. 166—170.
5. Арутюнян В. М. Генерационно-рекомбинационные эффекты и двойная инжекция в полупроводниках. Ер.: Изд-во АН Арм. ССР, 1977.
6. Арутюнян В. М., Бумиатян В. В. Инжекционно-пролетные диоды, Ер.: изд-во ЕГУ, 1986.
7. Прохоров Э. Д., Белсцкий Н. И. Полупроводниковые материалы для приборов с междолинным переносом электронов. Харьков. Вища школа, 1982.
8. Димаксян М. Л. К методу расчета сильнополевых характеристик полупроводников.—Изв. АН Арм. ССР, Физика, 1985, т. 20, № 6, с. 322—326.
9. Heinle W. Displaced Maxwellian calculation of transport in n-GaAs—Phys. Rev., 1969, v. 178, № 3, p. 1319—1325.
10. Maxfield N. P., Srich J. E., Robson P. N. Transverse electric field effects on the electron transport properties of InP.—Solid State Electr., 1982, v. 25, № 7, p. 655—663.
11. Ваганян А. И. Определение некоторых параметров зонной структуры многодолинных полупроводников.—ФТП, 1982, т. 16, вып. 3, с. 520—523.

## Ա մ փ ն փ ու մ

Բողմանի կինետիկ հավասարման միջինացման եղանակով ուսումնասիրված է ուժեղ էլեկտրական դաշտերում  $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$ -ի բնութագրերի կախումը իոնացված և նեյտրալ խառնուրդների կոնցենտրացիայից: Ցույց է տված, որ խառնուրդների կոնցենտրացիայի, ինչպես նաև ցանցի շերմաստիճանի մեծացումը բերում է էլեկտրոնների դրեյֆի արագության մաքսիմալ արժեքի, դիֆուզիայի գործակցի ու շարժունակության փոքրացմանը և շեմային դաշտի արժեքի մեծացմանը:

## Summary

The influence of lattice temperature, ionized and neutral impurity concentration on characteristics of  $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$  alloy in high electric fields has been studied by averaging of Boltzmann kinetic equation. It has been shown that the increasing of impurity concentration as well as of the lattice temperature leads to decreasing of the values of electrons maximal drift velocity, their diffusion coefficient and mobility, and increasing of the value of threshold field.