

О МЕХАНИЗМАХ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $In_{1-x}Ga_xP$

Г. М. АВАКЬЯНЦ, А. И. ВАГАНЯН, М. Л. ДИМАКСЯН

Измерены эффект Холла и электропроводность в твердых растворах $In_{1-x}Ga_xP$ в интервале температур $120 \div 500^\circ K$. Проанализировано влияние различных механизмов рассеяния на подвижность электронов. Установлен характер изменения подвижности электронов в Γ - и X -минимумах. В свете рассмотренных механизмов рассеяния наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных для коэффициента Холла и электропроводности с расчетными кривыми.

Твердый раствор $In_{1-x}Ga_xP$ в настоящее время привлекает внимание многих исследователей, так как является одной из наиболее интересных и перспективных систем. Имеется ряд работ, посвященных зонному строению, оптическим и люминесцентным свойствам этой системы [1—3]. Однако кинетические явления в этой системе изучены еще явно недостаточно. Для интерпретации экспериментальных данных по явлениям переноса необходимо знать основные механизмы рассеяния, ограничивающие подвижность носителей тока.

В настоящей работе рассматривается влияние различных механизмов рассеяния на подвижность электронов в $n-In_{1-x}Ga_xP$ в зависимости от температуры. С этой целью измерены эффект Холла и электропроводность различных составов твердых растворов в интервале температур от 120 до $500^\circ K$. Образцы приготавливались описанным в работе [4] методом. Концентрация электронов составляла $1 \cdot 10^{17} \div 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Положение Γ -, X - и L -минимумов данного твердого раствора построено на основе [5]. При этом считается, что критическая точка x_c , в которой энергии Γ - и X -минимумов становятся одинаковыми, равна 0,68. Простая оценка с учетом плотности состояний соответствующих минимумов показала, что в слабых электрических полях в измеряемом интервале температур систему $In_{1-x}Ga_xP$ можно разделить на три области по составу. В первой области составов от фосфида индия примерно до $x=0,5$ практически все электроны находятся в Γ -минимуме. Во второй области составов при $x>0,7$ практически все электроны находятся в X -минимумах. Для третьей промежуточной области составов электроны находятся как в Γ -, так и в X -минимумах. Влияние L -минимумов в указанных условиях несущественно.

Этот факт отражается на рис. 1, где по характеру зависимости коэффициента Холла от температуры наблюдаются три группы кривых. Для образцов первой группы в данном интервале температур примесные уровни практически полностью ионизованы. Небольшой наклон кривых 1 и 2, как показали расчеты, в основном обусловлен изменением холловского фактора рассеяния. Наклон кривых второй группы образцов является следствием

изменения концентрации электронов. Оценка энергии ионизации донорных уровней по наклону прямолинейного участка кривой

$$\ln \left[\frac{n(n+N_d)}{N_d - N_d - n} T^{3/2} \right] = f(1/T) \text{ для случая частичной компенсации пока-}$$

зала, что она почти не изменяется от состава и составляет величину порядка 0,04 эв. Температурная зависимость коэффициента Холла третьей группы образцов (кривые 3 и 4) имеет более сложный характер ввиду двухзонного строения зоны проводимости этих составов.

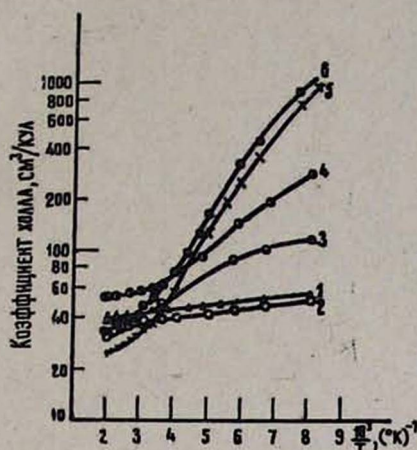


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента Холла: 1— $x=0$; 2— $x=0,40$; 3— $x=0,65$; 4— $x=0,70$; 5— $x=0,85$; 6— $x=1$.

Для оценки вклада различных механизмов рассеяния в подвижность электронов построены теоретические кривые температурной зависимости подвижности электронов при каждом отдельном типе рассеяния некоторых составов исследуемой системы (рис. 2). Подвижность определялась по формуле

$$\mu = \frac{e \langle \tau \rangle}{m^*},$$

где

$$\langle \tau \rangle = \frac{\int_0^\infty \tau(\varepsilon) \varepsilon^{3/2} e^{-\varepsilon} d\varepsilon}{\Gamma(5/2)},$$

$\varepsilon = E/kT$ — энергия электронов в единицах kT . Суммарные подвижности рассчитаны в приближении $1/\mu = \sum_i 1/\mu_i$. Все расчеты проведены в предположении, что имеется полупроводник с одним типом доноров и акцепторов, однократно ионизованных, и изоэнергетические поверхности зоны проводимости обладают сферической симметрией. Число эквивалентных X-минимумов принято равным трем. Параметры, используемые в расчетах, взяты в линейной аппроксимации по имеющимся в литературе наиболее достоверным данным для исходных соединений (см. таблицу) в пренебрежении их температурной зависимостью.

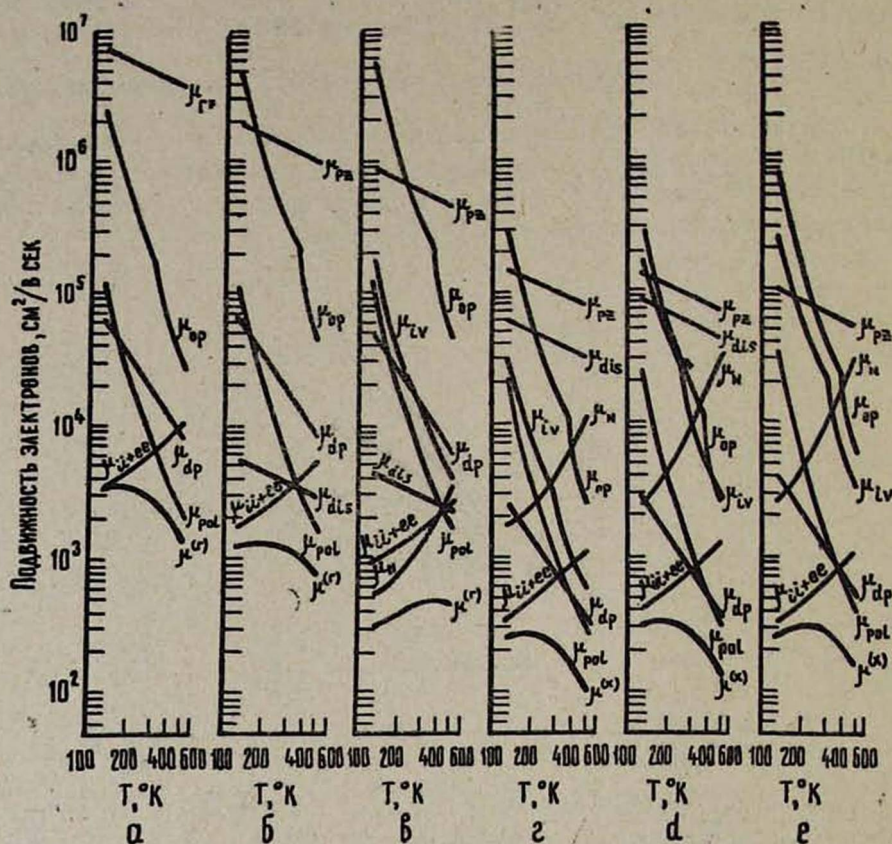


Рис. 2. Расчетные кривые подвижности электронов при различных механизмах рассеяния:

- а) $x = 0$ ($N_d = 2,50 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 0,25 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$);
 б) $x = 0,40$ ($N_d = 3,08 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 0,83 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$);
 в) $x = 0,65$ для Γ -минимума ($N_d = 6,08 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$,
 г) $x = 0,65$ для X -минимума ($N_a = 3,02 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$);
 д) $x = 0,85$ ($N_d = 4,42 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 1,99 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$);
 е) $x = 1$ ($N_d = 4,49 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 2,44 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

Для расчета подвижности электронов, соответствующей рассеянию на ионизованных примесях, использовалась формула Брукса—Херринга [6]

$$\frac{1}{\tau_{ii}} = \frac{\pi e^4 n_i g(\eta)}{\epsilon_0^2 (2m^*)^{1/2} (kT)^{3/2}} \epsilon^{-3/2} \text{ (сек}^{-1}\text{)}, \quad (1)$$

где

$$n_i = 2N_a + n, \quad g(\eta) = \ln(1 + \eta) - \frac{\eta}{1 + \eta},$$

$$\eta = \frac{2m^* (kT)^2 \epsilon}{\pi \hbar^2 e^2 n_i}, \quad n_i = n + \frac{(n + N_a)(N_a - N_a - n)}{N_d}.$$

Таблица

Параметры	Фосфид индия	Фосфид галлия
$E_{\Gamma}, \text{ эВ}$	1,35	2,81
$E_X, \text{ эВ}$	2,17	2,26
$E_L, \text{ эВ}$	1,95	2,17
m_{Γ}	0,073 m	0,13 m
m_X	0,40 m	0,34 m
$\hbar\omega_0, \text{ эВ}$	0,0424	0,0486
$\hbar\omega_{\Gamma X}, \text{ эВ}$	0,0293	0,0335
$D_{\Gamma X}, \text{ эВ/см}$	$1 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^8$
ε_0	12,35	10,80
ε_{∞}	9,52	9,20
$E_1, \text{ эВ}$	14,5	12,0
$v_{14}, \frac{\text{эл.ед.з.}}{\text{см}^2}$	$1,05 \cdot 10^4$	$3,0 \cdot 10^4$
$U_l, \text{ см/сек}$	$5,2 \cdot 10^5$	$6,2 \cdot 10^5$

Хорошее согласие с экспериментальными данными получается при учете электрон-электронного взаимодействия, которое, согласно Спитцеру и Херму [7], приводит к тому, что величина ионной подвижности умножается на фактор взаимодействия 0,6. Как видно из рис. 2, при низких температурах (примерно до комнатных) основным механизмом, ограничивающим подвижность электронов, является рассеяние на ионизованных примесях с учетом электрон-электронного взаимодействия.

При рассеянии электронов на нейтральных примесях время релаксации, согласно Эрджинсоу [8], имеет вид

$$\frac{1}{\tau_N} = \frac{20 \varepsilon_0 \hbar^3 n_N}{(m^*)^2 e^2} (\text{сек}^{-1}), \quad (2)$$

где $n_N = N_d - N_a - n$.

Так как в измеряемом интервале температур для составов, прилегающих к фосфиду индия, примесные уровни полностью ионизованы, рассеяние на нейтральных примесях практически отсутствует. Для составов же, прилегающих к фосфиду галлия, рассеяние на нейтральных примесях может играть существенную роль, особенно при низких температурах (рис. 2д и е). Вклад этого типа рассеяния при одинаковых концентрациях нейтральных примесей от состава к составу изменяется незначительно, так как эффективные массы электронов в X-минимумах в данном интервале составов почти не изменяются. Следует отметить, что для электронов Г-минимума промежуточных составов роль рассеяния на нейтральных примесях может стать не только значительной, но и в некоторых случаях, как и в данном случае (рис. 2в), преобладающей. Для указанных механизмов рассеяния особенно важно точное определение отдельных концентраций доноров и акцепторов. Использование известных методов расчета N_d и

N_a , особенно в двухзонной области составов, может привести к существенным ошибкам. Поэтому мы воспользовались предложенным в работе [9] методом, который, на наш взгляд, дает возможность более точно определить эти величины.

При рассеянии электронов на деформационном потенциале акустических колебаний решетки время релаксации имеет вид [10]

$$\frac{1}{\tau_{dp}} = \frac{\sqrt{2} E_1^2 (m^* k T)^{3/2}}{\pi c_l \hbar^4} \varepsilon^{1/2} (\text{сек}^{-1}). \quad (3)$$

Величина упругой постоянной c_l определялась на основе работы [11] по имеющимся экспериментальным данным [4] для параметра решетки каждого состава твердых растворов $\ln_{x-1} Ga_x P$. Этот тип рассеяния сильнее сказывается на электронах X-минимумов, причем при высоких температурах он является одним из главных механизмов рассеяния.

Расчеты, проведенные на основе формулы [12]

$$\frac{1}{\tau_{pz}} = \frac{3 \alpha \pi^{3/2} (m^*)^{1/2} e^2 e_{14}^2}{8 \sqrt{2} \hbar^2 \rho u_l^2 \varepsilon_0^2} (k T)^{1/2} (\text{сек}^{-1}), \quad (4)$$

показали, что вклад рассеяния на пьезоэлектрическом потенциале акустических волн в подвижность электронов незначителен, хотя его влияние несколько больше в X-минимумах, чем в Γ -минимуме.

Для времени релаксации при рассеянии электронов полярными оптическими колебаниями из формулы Эйренрайха [13] можно получить

$$\frac{1}{\tau_{pol}} = 1,0404 \cdot 10^{14} \left(\frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty} \right) \left(\frac{m^*}{m} \right)^{1/2} \left(\frac{\theta_l}{T} \right)^r \left(\exp \frac{\theta_l}{T} - 1 \right)^{-1} \varepsilon^{-r} (\text{сек}^{-1}), \quad (5)$$

где r — параметр, зависящий от температуры. Следуя соображениям, приведенным в работе [14], при усреднении времени релаксации для простоты расчетов мы приняли $r = -0,5$. Как видно из рис. 2, для всех составов при высоких температурах этот тип рассеяния значительно ограничивает подвижность электронов, особенно в X-минимумах. С понижением температуры его влияние экспоненциально падает.

Неполярное оптическое рассеяние рассчитано по формуле, приведенной в работе [15],

$$\frac{1}{\tau_{op}} = \frac{I^2 (m^*)^{3/2}}{\sqrt{2} \pi \hbar^2 \rho \omega_0} \frac{1}{e^{\hbar \omega_0 / k T} - 1} [(E + \hbar \omega_0)^{1/2} + e^{\frac{\hbar \omega_0}{k T}} (E - \hbar \omega_0)^{1/2}] (\text{сек}^{-1}). \quad (6)$$

Энергия электронов в данном случае принята равной $3kT/2$. Хотя этот тип рассеяния во всем исследуемом интервале температур в центральной долине не играет существенной роли, однако в боковых долинах при высоких температурах его влиянием пренебрегать нельзя.

В твердых растворах значительную роль играет рассеяние носителей на разупорядоченностях сплава. На основе теории Брукса в работе [16] приводится формула для расчета подвижности при данном типе рассеяния, имеющая вид

$$\mu_{\text{dis}} = \frac{(2\pi)^{1/2} e \hbar^4 N_0}{3 (m^*)^{5/2} (kT)^{1/2} x (1-x) (E_0 - E_1)^2} \left(\frac{\text{см}^2}{\text{в сек}} \right). \quad (7)$$

Как показали расчеты, рассеяние на разупорядоченностях сплава сильнее сказывается на электронах Γ -минимума, чем X -минимумов. С другой стороны, влияние этого рассеяния заметно ослабевает с приближением к исходным соединениям. Для последних оно исчезает.

Кроме рассмотренных внутридолинных типов рассеяния расчеты выполнены также для междолинного рассеяния [15]:

$$\frac{1}{\tau_{ij}^{(f)}} = \sum_j \frac{D_{ij}^2 (m_x^j)^{1/2} (m_y^j)^{1/2} (m_z^j)^{1/2}}{V \sqrt{2} \pi \hbar^2 \rho \omega_{ij}} \times \\ \times [N_q (E - \delta E + \hbar \omega_{ij})^{1/2} + (N_q + 1) (E - \delta E - \hbar \omega_{ij})^{1/2}].$$

Энергия фононов $\hbar \omega_{ij}$, требуемая для междолинного перехода, согласно селективному правилу [17] для данной системы бралась равной энергии продольных акустических фононов.

Ясно, что для прилегающих к фосфиду индия составов, где δE достаточно велико, междолинное рассеяние не имеет места. Для составов с $x > 0,7$ имеет место рассеяние между эквивалентными X -минимумами, влияние которого подобно оптическому рассеянию становится заметным лишь при высоких температурах. Для промежуточных составов междолинное рассеяние происходит как между эквивалентными X -минимумами, так и между Γ - и каждым из X -минимумов и сильнее сказывается при высоких температурах (рис. 2), причем в зависимости от состава с уменьшением δE влияние междолинного рассеяния может сильно увеличиться.

Исходя из конкретных параметров для каждого образца и приведенного анализа кривых подвижности электронов, нами рассчитаны удельная электропроводность

$$\sigma = e (n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2)$$

и коэффициент Холла

$$R = \frac{1}{en} \frac{r_1 c_1 b^2 + r_2 c_2}{(c_1 b + c_2)^2}.$$

Холловские факторы рассеяния при каждой температуре вычислялись по сумме

$$r = \sum_i r_i \alpha_i,$$

где

$$r_i = \frac{\Gamma(5/2 - 2s_i) \Gamma(5/2)}{[\Gamma(5/2 - s_i)]^2}, \quad \alpha = \frac{1}{\mu_l} : \frac{1}{\mu}.$$

Оценка положения уровня Ферми по приближению Эренберга—Блекмора показала, что для фосфида индия и близких к нему составов данной концентрации электронов при низких температурах имеет место частичное вырождение. В этих случаях холловский фактор определялся по более общему выражению.

На рис. 3 и 4 представлены расчетные кривые (сплошные линии) и экспериментальные данные (точки) для температурной зависимости коэффициента Холла и удельной электропроводности некоторых типичных составов твердых растворов $In_{1-x}Ga_xP$. Наблюдается хорошее качественное и количественное согласие. Это указывает на то, что рассмотренные механизмы рассеяния электронов включают в себя определяющие механизмы для данной системы. Некоторое расхождение при низких температурах, по-видимому, можно объяснить неучетом других возможных при этих температурах механизмов.

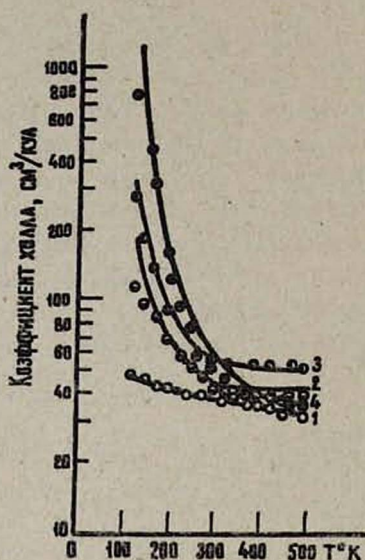


Рис. 3.

Рис. 3. Сравнение экспериментальных данных для коэффициента Холла с теоретическими кривыми:

- $x = 0,40$, кривая 1 ($N_d = 3,08 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 0,83 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$);
- $x = 0,65$, кривая 2 ($N_d = 6,08 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 3,02 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$);
- ⊙ $x = 0,70$, кривая 3 ($N_d = 5,40 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 3,20 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$);
- ⊗ $x = 1$, кривая 4 ($N_d = 11,66 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 8,57 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

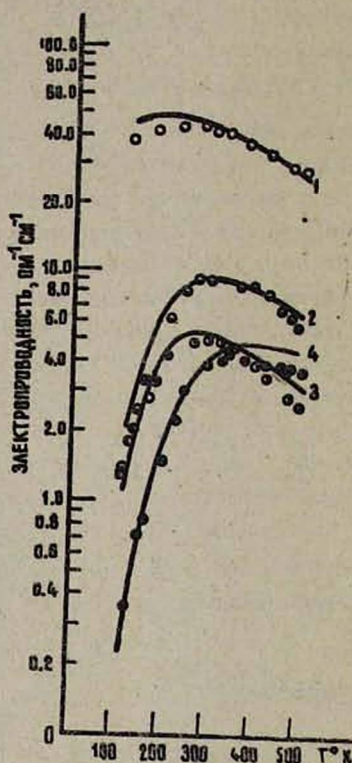


Рис. 4.

Рис. 4. Сравнение экспериментальных данных для электропроводности с теоретическими кривыми (обозначения те же, что и на рис. 3).

Таким образом, обобщая проведенный анализ, можно сделать следующий вывод. Почти для всех составов системы $In_{1-x}Ga_xP$ при низких температурах определяющим является рассеяние на ионах примеси с

учетом электрон-электронного взаимодействия. Исключение составляют промежуточные составы, где электроны центральной долины в значительной степени рассеиваются также и нейтральными примесями. Отметим, что область температур, где преобладают указанные типы рассеяния, зависит от чистоты материала и степени компенсации. При высоких температурах доминирующим механизмом для электронов Γ -минимума является рассеяние на полярных оптических колебаниях, а для электронов X -минимумов полярные оптические фононы и деформационный потенциал акустических волн вносят почти одинаковый вклад. Внутри твердых растворов во всем интервале температур рассеяние на разупорядоченностях сплава может играть существенную роль в Γ -минимуме. Помимо указанных типов рассеяния в Γ - и X -минимумах для составов с малыми δE при высоких температурах накладывается также влияние междолинного рассеяния.

Укажем также, что так как в двухзонной области составов в явлениях переноса участвуют электроны двух долин ($\mu = c_1\mu_1 + c_2\mu_2$), то наблюдаемая температурная зависимость подвижности зависит не только от характера изменения подвижности в каждой из долин, но и от изменения относительной заселенности этих долин. С другой стороны, относительная заселенность долин меняется с изменением состава, т. е. энергетического зазора между минимумами. Этим обусловлено резкое изменение подвижности электронов в зависимости от состава в двухзонной области системы $In_{1-x}Ga_xP$, которое наблюдалось в работах [3, 4, 18].

Ереванский государственный
университет

Поступила 4.IV.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Alibert et al. Phys. Rev., B 6, 1301 (1972).
2. Ж. И. Алфёров и др. ФТП, 7, 624 (1973).
3. H. M. Macksey et al. J. Appl. Phys., 44, 1333 (1973).
4. Г. М. Авакьянц, А. И. Ваганян, М. А. Безларян. ДАН АрмССР, 50, 273 (1970).
5. A. Sulyokwaishi. Trans. Mining and Met., 17, 293 (1972).
6. H. Brooks. Advan. Electron. Phys., 7, 158 (1955).
7. L. Spitzer, R. Harm. Phys. Rev., 89, 977 (1953).
8. C. Erginsoy. Phys. Rev., 79, 1013 (1950).
9. А. И. Ваганян. Ученые записки ЕГУ, № 2 (1978).
10. J. Bardeen, W. Shockley. Phys. Rev., 80, 72 (1950).
11. R. W. Keyes. J. Appl. Phys., 33, 3371 (1962).
12. W. A. Harrison. Phys. Rev., 101, 903 (1956).
13. H. Ehrenreich. J. Phys. Chem. Sol., 8, 130 (1959); Phys. Rev., 120, 1951 (1960).
14. А. Ф. Кравченко, Б. В. Морозов, Э. М. Скок. ФТП, 6, 2163 (1972).
15. Э. Конуэлл. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях, М., 1970.
16. L. Makowski, M. Glicksman. J. Phys. Chem. Sol., 34, 487 (1973).
17. J. L. Birman, M. Lax, R. Loudon. Phys. Rev., 145, 620 (1966).
18. T. Kato, A. Shimizu, T. Inshida. Jap. J. Appl. Phys., 13, 1481 (1974).

$In_{1-x}Ga_xP$ ՊԻՆԴ ԼՈՒՄԻՆԵՍԵՐՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՏՐՄԱՆ
ՄԵԽԱՆԻԶՄՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Ա. Ը. ՎԱՀԱՆՅԱՆ, Մ. Լ. ԴԻՄԱԿՍՅԱՆ

Զաիված են $In_{1-x}Ga_xP$ պինդ լուծույթների տարբեր բաղադրության նմուշների էլեկտրա-
հաղորդականությունն ու չոլի էֆեկտը $120-500^\circ K$ ջերմաստիճանային միջակայքում: Վերլու-
ծության է ենթարկված ցրման տարբեր մեխանիզմների ազդեցությունը էլեկտրոնների շար-
ժունակության վրա: Պարզաբանված է էլեկտրոնների շարժունակության փոփոխության բնույթը
 Γ - և X - միներմումներում: Քննարկված ցրման մեխանիզմների հաշվառման պայմաններում
նկատվում է լավ համաձայնություն էլեկտրահաղորդականության և չոլի գործակիցի փոքրնա-
կան տվյալների և հաշվարկային կորերի միջև:

ON THE MECHANISMS OF ELECTRONS SCATTERING
IN SOLID $In_{1-x}Ga_xP$ SOLUTIONS

G. M. AVAK'YANTZ, A. I. VAHANYAN, M. L. DIMAKSYAN

The Hall effect and the electrical conductivity of n -type $In_{1-x}Ga_xP$ solid
solutions were measured for temperatures ranging from 120 to $500^\circ K$. Several scatter-
ing mechanisms limiting the mobility of electrons in Γ - or X -minima were considered.
The measurements well agree with calculations.