

$$G_0\delta(t) + G_1\delta(t-T_0) + G_2\delta(t-T_1) \text{ для } T_1 > T_0,$$

УДК 537.311.33

Р.Р. СЕРОГЛАЗОЕ, А.Л. ЗБОРОВСКИЙ, М.Г. ЛУКАШЕВИЧ

**МАГНИТНОЕ ВЫМОРАЖИВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ
ЭЛЕКТРОНОВ В *n*-GaAs**

Magnetic field influence on the concentration of nonequilibrium electrons because of impact ionization of shallow impurities at $T=4,2$ K have been investigated. Theoretical calculation of the nonequilibrium electrons freezing by quantizing magnetic field is compared with experimental results.

В квантующем магнитном поле концентрация электронов проводимости в легированных полупроводниках может как увеличиваться, так и уменьшаться. Увеличение числа свободных носителей заряда в квантовом пределе $\hbar\omega_c >> k_B T$ (где ω_c - циклотронная частота, k_B - постоянная Больцмана) вызывается сублинейной зависимостью энергии Ферми от магнитного поля и наблюдается в случае, когда глубина залегания примесного уровня ϵ_d меньше тепловой неопределенности в энергии $k_B T$. В то же время сильное магнитное поле приводит к локализации волновых функций электрона на примеси, в результате чего увеличивается энергия его связи с примесным центром [3], что при

$\varepsilon_d \gg k_B T$ приводит к снятию перекрытия зон и уменьшению концентрации свободных электронов [4], так называемому эффекту магнитного вымораживания. Ранее нами было исследовано влияние магнитного поля на концентрацию свободных электронов в *n*-GaAs при $T = 11$ К [5] и показано, что при $\varepsilon_d \ll k_B T$ наблюдается рост концентрации свободных носителей в квантующем магнитном поле.

В данной работе изучалась зависимость концентрации неравновесных электронов от магнитного поля в особо чистом арсениде галлия при гелиевых температурах, когда $\varepsilon_d \gg k_B T$, а присутствие свободных носителей в зоне проводимости обусловлено неравновесным фазовым переходом вследствие генерационно-рекомбинационных процессов при ударной ионизации мелкого донорного уровня. Особенностью вольт-амперных характеристик (ВАХ) таких кристаллов является наличие на них в достаточно слабых электрических полях участка резкого увеличения тока практически без изменения напряжения [6], что дает возможность изучить зависимость от сильного магнитного поля концентрации как равновесных, так и неравновесных носителей заряда.

Методика эксперимента

Эпитаксиальные кристаллы *n*-GaAs были выращены методом жидкофазной эпитаксии на полуизолирующих ($\rho > 10^8$ Ом·см) подложках из того же материала. Остаточная концентрация мелкой примеси не превышала $N_d \leq 10^{14}$ см⁻³, а степень компенсации $K = N_d / N_a \leq 0,5$. Подвижность носителей заряда была не менее 130 000 см²/В·с при $T = 11$ К и 7250 см²/В·с при комнатной температуре. Толщина образцов изменялась в пределах $d = 8 \div 24$ мкм. Методом фотолитографии и травления образцам придавалась форма двойных холловских крестов, ширина которых составляла 0,4 мм и расстояние между потенциальными контактами 0,15 мм. Омические контакты наносили вжиганием сплава индия с оловом (95 % In и 5 % Sn) в потоке водорода при температуре 500 °C. Зависимость коэффициента Холла от магнитного поля измеряли при $T = 4,2$ К в магнитном поле сверхпроводящего соленоида с индукцией до $B = 3$ Тл при приложении к образцу электрического поля меньшего и большего поля низкотемпературного примесного пробоя, обеспечивающего неравновесный фазовый переход в арсениде галлия.

Результаты и их обсуждение

Изучение температурной зависимости сопротивления и коэффициента Холла в интервале температур $T = 300 \div 4,2$ К показало, что эти зависимости типичны для полупроводниковых материалов, у которых при понижении температуры происходит вымораживание электронов на мелкие примесные уровни, а при гелиевых температурах возможен их прыжковый перенос по этим состояниям. При этом на ВАХ в электрическом поле пробоя E_Π (обычно меньшем $E_\Pi < 4$ В/см) наблюдается резкое (до четырех порядков величины) обратимое увеличение тока, обусловленное ударной ионизацией мелкого донорного уровня. Характерно, что закон Ома выполняется только в слабых электрических полях, в предпробойных ВАХ имеет суперлинейный вид. В то же время в послепробойных она остается линейной до полей, в которых выделяемая в образце мощность приводит к его нагреву и потере теплового контакта с охлаждающей жидкостью. Типичная для исследованных образцов ВАХ при $T = 4,2$ К показана на вставке рис. 1.

В слабых электрических полях $E < E_\Pi$ коэффициент Холла $RH(B)$ уменьшается (кривые 1 и 2), в то время как в послепробойных полях $E > E_\Pi$ наблюдается его увеличение (кривые 3 и 4) с ростом магнитного поля, как показано на рис. 1 для образца с концентрацией электронов $n_e = 3 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Зависимость коэффициента Холла, измеренного в магнитном поле при $B = 2$ Тл, от электрического поля показана на рис. 2: в предпробойных полях он уменьшается, наиболее

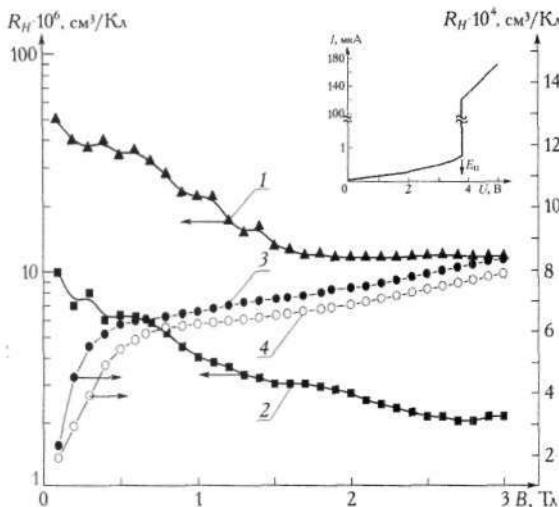


Рис. 1. Зависимость коэффициента Холла от магнитного поля в допробойном (1), (2) и послепробойном (3), (4) электрическом поле при $E, \text{ В/см}$: 1 – 0,2; 2 – 3; 3 – 7; 4 – 14; $E_{\text{п}} = 3,8$. На вставке – вольт-амперная характеристика образца

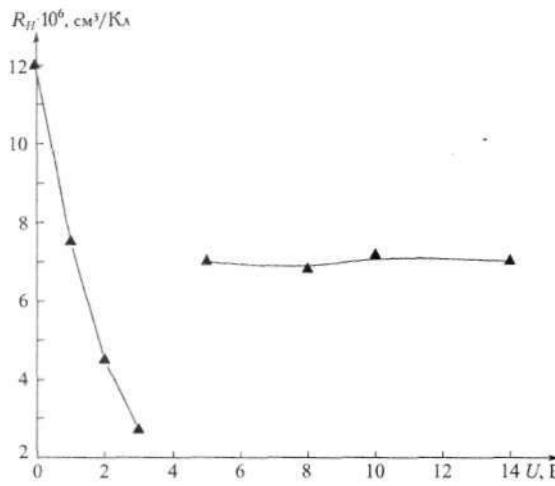


Рис. 2. Зависимость коэффициента Холла от электрического поля

что не позволяет использовать модель [1, 2] для анализа зависимости коэффициента Холла от магнитного поля, а диамагнетизм и изотропность эффективной массы электронов арсенида галлия – связывать эту зависимость с эффектом «магнитного вскипания», характерным для полумагнитных полупроводниковых соединений [8].

В соответствии с современной концепцией при низкотемпературном примесном пробое переход к проводимости неравновесными носителями зоны проводимости сопровождается образованием пространственно-временных структур, т. е. неоднородным распределением тока в образце и появлением осцилляции в области пробоя [9, 10]. В этом случае напряжение э. д. с. Холла может снижаться до малых величин [10], что наряду с доминированием прыжкового переноса заряда и его изменением в электрическом поле может приводить к более значительному уменьшению коэффициента Холла в допробойных электрических полях при увеличении магнитного поля.

резко – в области пробоя, что связано с появлением свободных неравновесных носителей в зоне проводимости вследствие ударной ионизации мелкого донорного уровня. После достижения поля пробоя $E_{\text{п}} = 3,8 \text{ В/см}$ коэффициент Холла практически не зависит от приложенного к образцу электрического поля.

Наблюдаемое уменьшение коэффициента Холла в сильном магнитном поле в области предпробойных электрических полей предсказывается классической теорией явлений переноса, основанной на решении кинетического уравнения Больцмана [7]. Однако величина этого уменьшения превышает возможное изменение $R_H(B)$ из-за снижения в магнитном поле холл-фактора, максимальная величина которого в слабом магнитном поле близка двум и стремится к единице в квантовом пределе. Кроме того, при гелиевой температуре глубина залегания мелкого примесного уровня в арсениде галлия больше тепловой неопределенности энергии $\varepsilon_d \gg k_B T$,

Причиной роста коэффициента Холла в послепробойном электрическом поле при достижении квантового предела (см. рис. 1, кривые 3, 4), когда проводимость определяется диффузионным механизмом переноса неравновесных электронов по разрешенной зоне, может быть их магнитное вымораживание из зоны проводимости на примесный уровень. Отметим, что эффект магнитного вымораживания в арсениде галлия использовался ранее для интерпретации зависимости электрического поля неравновесного фазового перехода от магнитного поля в промежуточно легированных образцах [12] и экспериментально наблюдался в антимониде индия [4].

Причин магнитного вымораживания неравновесных носителей заряда из зоны проводимости в примесную зону в квантовом пределе ($\hbar\omega_c \gg k_B T$) может быть несколько. В частности, это увеличение, во-первых, энергии ионизации мелкого донорного уровня в магнитном поле, во-вторых, энергетического зазора между примесным уровнем и зоной проводимости вследствие квантования энергетического спектра носителей (образования уровней Ландау) в этой зоне и, в-третьих, энергетического зазора между зоной проводимости и примесным уровнем из-за образования уровней Ландау на примесном центре и их парамагнитного расщепления.

Согласно [3] увеличение энергии ионизации донорного уровня в магнитном поле обусловлено искажением волновой функции основного состояния водородоподобного атома в магнитном поле: незначительным ее сжатием в направлении магнитного поля и сильным - в плоскости, перпендикулярной полю, до сигарообразной формы. При этом среднее расстояние электрона от ядра уменьшается, что приводит к увеличению энергии ионизации атома во внешнем магнитном поле.

Рассмотрим возможность описания зависимости коэффициента Холла в послепробойной области электрических полей от напряженности магнитного поля как процесса магнитного вымораживания неравновесных носителей из зоны проводимости на мелкие примесные уровни. Предполагая идентичность генерационно-рекомбинационных процессов при ударной ионизации мелких уровней в электрическом поле с их термической ионизацией, изменение концентрации свободных электронов n_e в зоне проводимости при магнитном вымораживании можно найти из решения системы уравнений:

$$n_e = N_C \exp\left(\frac{\epsilon_F}{k_B T}\right), \quad (1)$$

$$n_e = \frac{N_d}{1 + \frac{1}{2} \exp\left(\frac{\epsilon_F - \epsilon_d}{k_B T}\right)}, \quad (2)$$

где $N_C = \frac{(2\pi m^* k_B T)^{3/2}}{4\pi^3 \hbar^3}$, ϵ_F - энергия Ферми, \hbar - постоянная Планка, N_d - концентрация мелкой донорной примеси, m^* - эффективная масса электрона в арсениде галлия.

Изменение концентрации неравновесных электронов в зоне проводимости при увеличении магнитного поля, определенное из коэффициента Холла в послепробойном электрическом поле (точки) и рассчитанное по формулам (1), (2) (кривые 1-3), приведено на рис. 3. На вставке показана вычисленная по [3] зависимость изменения энергии ионизации мелкого донора в арсениде галлия ($\epsilon_d = 5,8$ мэВ) от магнитного поля. Видно, что в магнитном поле $B = 3$ Тл она увеличивается более чем в четыре раза, что должно приводить к нарушению генерационно-рекомбинационного равновесия и уменьшению концентрации неравновесных носителей в зоне проводимости.

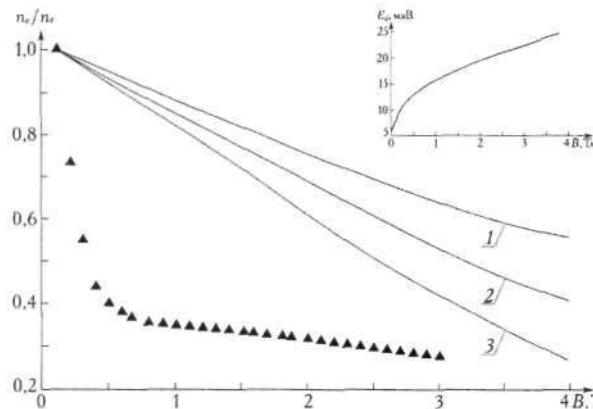


Рис. 3. Результаты расчета магнитного вымораживания (кривые 1–3) и изменение концентрации электронов (точки) в магнитном поле. На вставке – рассчитанное по [3] изменение энергии ионизации мелкого донора в магнитном поле

Из сравнения расчета с экспериментальными данными можно сделать заключение, что учет изменения энергетического зазора между примесным уровнем и зоной проводимости из-за увеличения энергии ионизации примеси в магнитном поле (см. рис. 3, кривая 1), образования уровней Ландау в зоне проводимости (кривая 2), а также и на мелких донорных уровнях (кривая 3) дает лишь качественное соответствие результатам измерений – близости их величин в максимальном магнитном поле $B = 3\text{--}4$ Тл. Различие в виде измеренной и рассчитанной магнитополевых зависимостей концентрации неравновесных электронов в зоне проводимости может вызываться рядом причин, наиболее важными среди которых являются изменение генерационно-рекомбинационных параметров ударной ионизации под действием магнитного поля, возможная дестабилизация токового шнура силой Лоренца и изменение функции распределения носителей по энергиям в скрещенных электрическом и магнитном полях, учет которых требует дополнительных теоретических исследований.

Таким образом, изменение концентрации неравновесных носителей заряда в зоне проводимости арсенида галлия в квантующем магнитном поле определяется не только процессом магнитного вымораживания вследствие увеличения энергии ионизации примеси и энергетического интервала между дном зоны проводимости и примесным уровнем, но и влиянием магнитного поля на генерационно-рекомбинационные процессы при ударной ионизации и функцию распределения носителей по энергиям в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Авторы выражают благодарность профессору Г. Миклицу из университета г. Кельна (Германия) за предоставленную возможность проведения низкотемпературных измерений.

1. Аронзон Б. А., Мейлихов Е. З. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. № 5. С. 1906.
2. Мейлихов Е. З., Аронзон Б. А. // Докл. АН СССР. 1972. Т. 206. № 6. С. 1329.
3. Yafet Y., Keyes R. W., Adams E. N. // J. Phys. Chem. Solids. 1956. Vol. 3. № 1. P. 137.
4. Keyes R. W., Sladek R. J. // J. Phys. Chem. Solids. 1956. Vol. 1. P. 143.
5. Лукашевич М. Г. // Вестн. Белорус. ун-та. Сер. 1. 1974. № 1. С. 15.
6. Lukashevich M. G., Bogershausen M., Micklitz H. // Phys. Stat. Sol. (a). 1994. Vol. 144. № 42. P. 377.
7. Киреев П. С. Физика полупроводников. М., 1975.
8. Полумагнитные полупроводники / Под ред. Я. Фурдыны, Я. Коссуга. М., 1992.
9. Brandl A., Prettl W. // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 66. № 23. P. 3044.
10. Brandl A., Kroninger W., Prettl W., Obermaier G. // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 64. № 2. P. 212.
11. Poehler T. O. // Phys. Rev. B. 1971. Vol. 4. № 4. P. 1233.

Поступила в редакцию 11.01.06.

Ренат Рустамович Сероглазов – студент 5-го курса физического факультета.

Андрей Павлович Зборовский – студент 4-го курса физического факультета.

Михаил Григорьевич Лукашевич – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики полупроводников и наноэлектроники.