

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ПОЛЯРИТОНЫ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ n -ТИПА

Семиколенова Н. А.

Аномальное изменение физических параметров при сильном легировании соединений типа $A^{III}B^V$ примесями VIB группы рассматривается с позиций модели изоструктурного фазового перехода [1-7]. Предполагается, что при определенных концентрациях статистически равномерное распределение сложных примесных комплексов в матрице кристалла переходит в коррелированное. Пространственное и энергетическое перераспределение атомов в подрешетке примеси при критических концентрациях изменяет структуру ансамблей осцилляторов, моделирующих колебательное возбуждение кристалла.

В легированном арсениде галлия частотная область решеточных резонансов совпадает с областью, где имеют место эффекты, обусловленные свободными носителями заряда, поэтому макроскопическое электрическое поле создает связанные возбуждения плазмон—фонон—поляритоны. Затухание соответствующих колебательных процессов обусловлено не только распадом поляритонной моды на другие решеточные волны за счет ангармонизма решеточных сил, но и электромагнитным излучением движущихся диполей. Следовательно, изменение структуры ансамблей дефектов с легированием должно найти отражение в поведении феноменологических параметров рассматриваемой многомодовой системы — времени релаксации импульса носителей заряда τ_p и среднего времени жизни фононной подсистемы τ_f .

В арсениде галлия n -типа величины затухания плазмонов и поперечных оптических фононов невелики, что позволяет считать параметры каждого осциллятора не зависящими от параметров других осцилляторов, а вклад их в диэлектрическую проницаемость аддитивным. Дисперсия диэлектрической проницаемости в длинноволновом пределе в этом случае описывается соотношением

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_\infty \left[1 + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{\varepsilon_\infty} \frac{\omega_i^2}{\omega_i^2 - \omega^2 - i\gamma_i\omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma_p)} \right], \quad (1)$$

где ω — частота электромагнитного излучения, ω_p , γ_p , ω_i , γ_i — собственные частоты и затухания плазмонов и поперечных оптических фононов. Действительная $\varepsilon_1(\omega)$ и мнимая $\varepsilon_2(\omega)$ части комплексной диэлектрической проницаемости определяют спектральную зависимость коэффициента отражения.

В работе измерения спектров ИК отражения монокристаллов арсенида галлия, легированных элементами VI группы, проведены в интервале частот $10 \div 1200 \text{ см}^{-1}$ с помощью фурье-спектрометра IFS-113V. Сопоставление экспериментальных зависимостей $R(\omega)$ в области остаточного излучения с теоретическими, рассчитанными с учетом уравнения (1), для вычисления параметров плазмон-фононного взаимодействия проводилось методом Синглера и уточнялось нахождением минимизирующей последовательности функционала Тихонова методом Ньютона [8].

Собственные частоты незатухающих поляритонов, рассчитанные в соответствии с уравнением (1) по результатам работы [9] с использованием общей факторизованной функции [10-12], и данные наших исследований согласуются между собой с точностью до предела погрешности ($3 \div 5 \%$).

Рассмотренная двухосцилляторная модель не может описать все особенности поведения такой многомодовой системы, в которой образование и взаимодействие сложных комплексов собственной точечный дефект—примесь приводят при критических концентрациях к пространственному и энергетическому перераспределению их в кристалле. Однако изменение времени релаксации импульса электронной и фононной подсистем с увеличением уровня легирования свидетельствует о качественном изменении состояния примеси в области критических концентраций. Зависимость среднего времени релаксации импульса ($\tau_p = \gamma_p^{-1}$) от концентрации носителей заряда по результатам наших исследований и данным работ [11, 12] приведена на рис. 1. Время релаксации импульса остается постоянной величиной, в пределах точности определения 10 %, до концентраций $\sim 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а затем существенно уменьшается. Этот факт соответствует представлениям, сложившимся к настоящему времени, о поведении

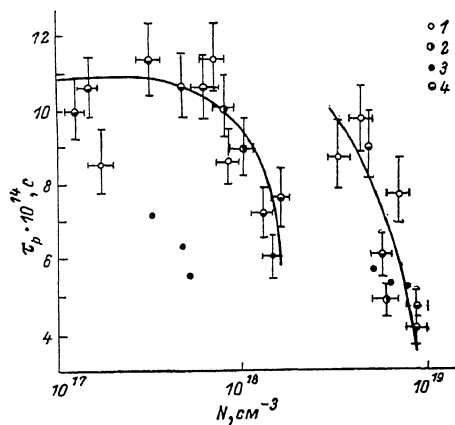


Рис. 1. Зависимость времени релаксации импульса электронов от степени легирования.

Данные работ: 1 — [12], 2 — [9], 3 — [11], 4 — наши.

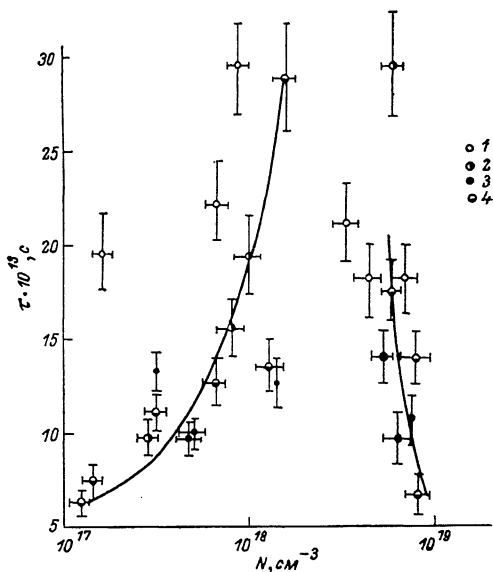


Рис. 2. Зависимость среднего времени жизни фононов от степени легирования.

рассматриваемой системы GaAs—VIB. Действительно, анализ многочисленных литературных данных показывает, что в кристаллах арсенида галлия существенное уменьшение времени жизни носителей заряда при увеличении концентрации примеси имеет место при легировании акцепторами начиная с $p \geq 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, при легировании донорами — на порядок ниже. Последнее обстоятельство связывается с образованием в GaAs *n*-типа сложных примесных комплексов, ассоциатов, ансамблей дефектов, преципитатов и объясняет уменьшение излучательной рекомбинации зона-зонных переходов, уменьшение внешней квантовой эффективности спонтанного излучения диодов из GaAs, деградацию характеристик фотопреобразователей и т. д. при концентрации донорной примеси $\geq 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Однако возрастание времени релаксации τ_p при дальнейшем увеличении степени легирования ($N > 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; рис. 1) трудно объяснимо с традиционных позиций.

Нестандартным является и поведение времени релаксации фононной системы (рис. 2). С ростом концентрации примеси время жизни фононов возрастает. Следует отметить, что существенное увеличение τ_i при возрастании концентрации носителей в арсениде галлия *n*-типа впервые было обнаружено в работе [9].

С позиций модели изоструктурного фазового перехода изменение времени релаксации электронной $\tau_p(N)$ (рис. 1) и фононной $\tau_i(N)$ (рис. 2) систем при критических концентрациях примеси представляется закономерным.

При увеличении концентрации примеси, увеличении плотности локальных неоднородностей время релаксации электронов уменьшается. Однако параметры рассеяния существенно зависят от характера рассеяния, от конкретной формы нахождения примеси в кристалле. При критических концентрациях в примесной подрешетке происходит переход от статистического распределения сложных заряженных примесных комплексов к коррелированному с образованием периодической сверхструктуры. При этом примесные комплексы, увязанные в подструктуру, перестают быть электрически активными центрами, сечение рассеяния существенно уменьшается, время жизни свободных носителей возрастает. Действительно, при концентрациях теллура в арсениде галлия $> 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ вклад рассеяния на ионах примеси становится пренебрежимо малым. Доминирующую роль, как и в слабо легированных кристаллах, играет рассеяние носителей заряда на колебаниях решетки [3, 4].

Одновременно вследствие модуляции потенциала матрицы потенциалом длиннопериодической примесной сверхструктуры [13] изменяется относительное расположение носителей заряда в k -пространстве. Электроны располагаются в самых нижних мини-зонах проводимости, дырки — в самых высоких валентных мини-зонах [14]. Можно предполагать, что в кристаллографических направлениях, по которым идет упорядочение примесных комплексов, увеличивается эффективная энергетическая щель. Возникающее пространственное разделение носителей заряда — электронов и положительных ионов, дырок и отрицательных ионов уменьшает вероятность их взаимодействия. Уменьшается вероятность безызлучательной рекомбинации через континуум примесных состояний, время жизни носителей возрастает.

Поведение параметра τ_i — среднего времени жизни фононов — коррелирует со структурной перестройкой ансамблей дефектов. Время жизни τ_i растет с увеличением степени ассоциации дефектов. В области неустойчивого состояния в подсистеме примесей при $N \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ имеем наибольший разброс экспериментальных значений τ_i . Упорядоченному состоянию примесных комплексов соответствует максимальное значение τ_i . При приближении к пределу растворимости время жизни фононов резко падает.

В полупроводниковом материале, периодический потенциал которого промодулирован потенциалом примесной сверхструктуры, увеличивается прозрачность кристалла в инфракрасной области [2, 7], возрастает интенсивность краевой люминесценции [15].

Л и т е р а т у р а

- [1] Несмелова Н. М., Семиколенова Н. А., Хабаров Э. Н. Явление упорядочения при легировании арсенида индия теллуром. Физика соединения $A^{III}B^V$. — В кн.: Тр. Всес. конф. по физико-химическим свойствам соединения $A^{III}B^V$. Л., 1979, с. 40—44.
- [2] Семиколенова Н. А. Аномальное изменение свойств монокристаллов арсенида индия, легированного теллуром. — Изв. вузов СССР, Физика, 1984, № 5, с. 51—57.
- [3] Балагурова Е. А., Греков Ю. Б., Прудникова И. А., Семиколенова Н. А., Шабанин В. П. Поглощение инфракрасного излучения свободными носителями в соединениях типа $A^{III}B^V$. — ФТП, 1984, т. 18, в. 6, с. 1011—1015.
- [4] Балагурова Е. А., Греков Ю. Б., Кравченко А. Ф., Прудникова И. А., Прудников В. В., Семиколенова Н. А. Изменение механизма рассеяния в арсениде галлия n -типа с легированием. — ФТП, 1985, т. 19, в. 9, с. 1566—1570.
- [5] Курик М. В., Семиколенова Н. А. Фонон-дефектное взаимодействие в легированном арсениде индия. — ФТП, 1985, т. 19, в. 10, с. 1771—1773.
- [6] Балагурова Е. А., Греков Ю. Б., Прудникова И. А., Семиколенова Н. А., Шляхов А. Т. Природа фазового перехода в арсениде галлия, легированном элементами VI группы. — Изв. АН СССР, Неорг. матер., 1986, т. 22, в. 4, с. 540—543.
- [7] Семиколенова Н. А. Явление самондурованной прозрачности в арсениде индия n -типа. — В кн.: Тр. III Всес. симп. по световому эхо и когерентной спектроскопии. Харьков, 1985, с. 154.
- [8] Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М., 1979. 500 с.
- [9] Евдокимов В. М., Кухарский А. А., Субашев В. К. Зависимость времени жизни оптических фононов в арсениде галлия от концентрации дырок и электронов. — ФТП, 1970, т. 4, в. 3, с. 573—576.
- [10] Кухарский А. А. Влияние затухания на плазмон-фононные спектры твердых тел. — ФТТ, 1972, т. 14, в. 6, с. 1744—1751.
- [11] Kukharski A. A. — Sol. St. Commun., 1973, v. 13, p. 1761—1765.
- [12] Chandrasekhar H. R., Ramdas A. K. — Phys. Rev., 1980, v. 21, p. 1511—1514.

- [13] Чернавская О. Д., Чернавский Д. С., Сурис Р. А. О спонтанном образовании простраивенной периодической структуры в полупроводниковых кристаллах. — В кн.: Дефекты структуры, методы их исследований и влияния на свойства кристаллов и пленок. М., 1982, с. 3—16.
- [14] Dohler G. H., Kunzel H., Ploog K. — Phys. Rev., 1982, v. 25, N 4, p. 2616—2626.
- [15] Бирюлин Ю. Ф., Прудникова И. А., Семиколенова Н. А., Шляхов А. Т. Фотолюминесценция в легированном арсениде галлия при фазовом переходе типа беспорядок—порядок. — В кн.: Тр. Всес. совещ. «Химическая связь, электронная структура и физико-химические свойства полупроводников и полуметаллов». Калинин, 1985, с. 143.

Омский государственный
университет

Получено 10.12.1986
Принято к печати 16.04.1987

ФТП, том 22, вып. 1, 1988

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХОЛЛ-ФАКТОРА В СЛОЖНОЙ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЕ p -Ge

Алексеев М. В., Андреев А. Г., Забродский А. Г., Попов В. В.

1. Особенности гальваномагнитных свойств p -Ge определяются, как известно, его сложной зонной структурой: наличием зон легких и тяжелых дырок и несферичностью последней [1, 2]. Сложность задачи теоретического исследования эффекта Холла в такой системе привела к тому, что пути ее решения были намечены лишь в пределе слабого легирования. Было доказано, что наличие высокоподвижных дырок существенно увеличивает измеряемый коэффициент Холла R [1]. Однако уже в достаточно слабых магнитных полях ($H \leq 1$ кЭ) исключение влияния легких дырок приводит к быстрому уменьшению R (рис. 1). Поскольку изменение суммарной концентрации дырок в магнитном поле мало, указанное поведение $R(H)$ отражает магнитополевою зависимость эффективного холл-фактора $r_p(H)$, определяющего связь между измеренным коэффициентом Холла и суммарной концентрацией дырок p : $R(H) = r_p(H)/ep$.

Эксперименты, выполненные в пределе слабого легирования, подтвердили эффект уменьшения $r_p(H)$ по мере исключения вклада легких дырок и показали, что в достаточно сильных полях картина усложняется появлением максимума так называемой «тонкой структуры», что показано на рис. 1. Сложнее обстоит дело с самой величиной r_p . На опыте, как правило, измерялось значение r_p по отношению к его минимальной величине в полях ~ 10 кЭ в предположении, что это минимальное значение соответствует пределу сильного легирования и равно единице [3]. Однако, как видно из рис. 1, это на самом деле не так, в частности, из-за наличия тонкой структуры. Другой подход к экспериментальному определению величины r_p основан на различных способах определения отношения холловской подвижности к дрейфовой [4, 5], погрешность которых трудно оценить. Таким образом, несмотря на давность, проблема определения величины холл-фактора в p -Ge и влияния на нее легких дырок до сих пор не была решена даже в пределе фононного рассеяния (слабого легирования), не говоря уже о других механизмах релаксации.

2. Наш подход к решению задачи нахождения холл-фактора в p -Ge основывается на предлагаемом методе. Идея его заключается в том, чтобы производить одинаковые изменения концентрации свободных носителей в материале n - и p -типа при близких исходных уровнях легирования и невысоких компенсациях. При этом

$$\Delta n = \Delta p. \quad (1)$$

Это позволяет измерять отношение r_p/r_n и далее, используя известные для n -Ge значения r_n , определить r_p . Условие (1) реализовалось путем нейтронного леги-