

из областей максимумов E_g приводит к увеличению щели. Поскольку механизм неустойчивости не связан с дифракционными эффектами [2], период образующей структуры не зависит от длины волны падающего на поверхность полупроводника излучения.

Полагая для Si $n_c \approx 10^{21}$ см $^{-3}$, $|\partial E_g/\partial n| \approx 10^{-33} (1 - n/n_c)^{-1/2}$ Эрг·см 3 , находим, что коротковолновые флуктуации концентрации нарастают, если $n \geq n_c/3$.

Список литературы

- [1] Громов Г. Г., Капаев В. В., Капаев Ю. В., Руденко К. В. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 12. С. 101—113.
 [2] Капаев В. В., Капаев Ю. В., Молотков С. Н. // Микроэлектроника. 1983. Т. 12. В. 6. С. 499—511.

Физико-технологический институт АН СССР
 Москва

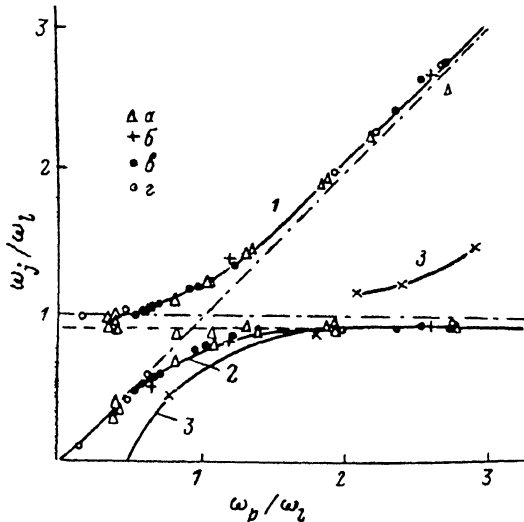
Получено 11.05.1989
 Принято к печати 22.05.1989

ФТП, том 23, вып. 10, 1989

ПЛАЗМОН-ФОНОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ n -ТИПА

Богданова В. А., Люзе Л. Л., Семиколенова Н. А.

В соединениях типа $A^{III}B^V$ наиболее обстоятельные исследования плазмон-ЛО-фононного резонанса проведены по спектральной зависимости коэффициента отражения в области полосы остаточных лучей. Параметры плазмон-фононного взаимодействия определяются сопоставлением экспериментальных зависимостей $R(\omega)$ с теоретическими, рассчитанными из закона дисперсии диэлектрической проницаемости в длинноволновом пределе и аналитической зависимости $R(\omega)$ при угле падения, близком к нормальному. При этом либо предполагается, что параметры каждого осциллятора не зависят от параметров



либо сопоставлением экспериментальных зависимостей $R(\omega)$ с теоретическими, рассчитанными из закона дисперсии диэлектрической проницаемости в длинноволновом пределе и аналитической зависимости $R(\omega)$ при угле падения, близком к нормальному. При этом либо предполагается, что параметры каждого осциллятора не зависят от параметров

Рис. 1. Спектры действительных частот плазмон-фононных колебаний в кристаллах GaAs.

1 — ω_+ , 2 — ω_- , 3 — модельная система; α — настоящая работа, β — [4], γ — [2], δ — [1].

других осцилляторов и вклад их в диэлектрическую проницаемость аддитивен [1], либо дисперсионный анализ многомодовой системы проводится с учетом взаимозависимости процессов затухания плазмонов и фононов. В этом случае их вклад в диэлектрическую функцию перестает носить аддитивный характер и поведение диэлектрических свойств описывается более общей факторизованной функцией [2]. В обоих случаях частотная зависимость комплексной диэлектрической проницаемости описывается громоздкими соотношениями и для определения параметров многомодовой системы требует сложной математической проработки.

На рис. 1 показаны собственные частоты поляритонов ω_{ji} (кривые 1, 2) монокристаллов арсенида галлия, легированного элементами VI группы таблицы Менделеева. Параметры рассчитаны по спектрам отражения в приближении независимости величины затухания каждого осциллятора и с использованием факторизованной функции. Результаты расчетов, проведенные по обеим схемам интерпретации экспериментальных данных, согласуются с точностью до предела погрешности (3–5 %) [3].

В настоящей работе впервые получено прямое доказательство образования связанных возбуждений в сильно легированном арсениде галлия. Исследовалась тонкая структура спектров оптической прозрачности в дальней инфракрасной области. Монокристаллы арсенида галлия, легированного элементами VI группы таблицы Менделеева, выращены методом Чохральского. Концентрация остаточных примесей по масс-спектрометрическим измерениям составляла:

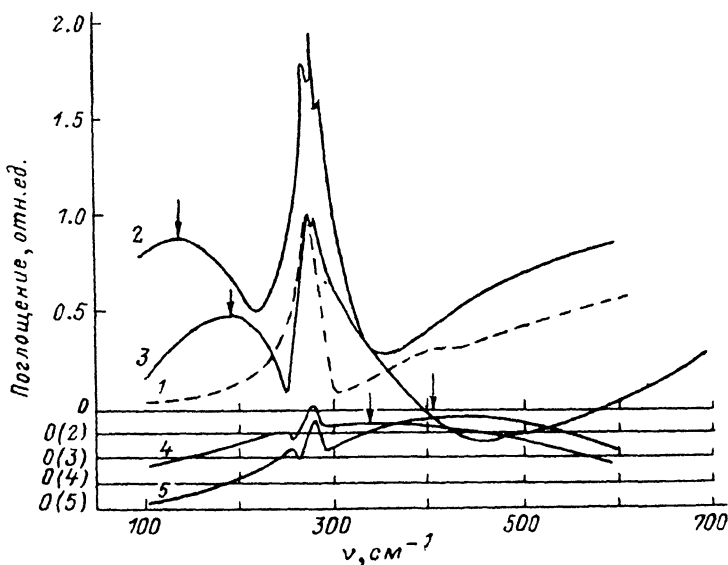


Рис. 2. Спектры поглощения в области полосы остаточных лучей кристаллов GaAs—S.

$N_s \cdot 10^{-18}$, см⁻³: 1 — 0.16, 2 — 0.54, 3 — 2.9, 4 — 5.3, 5 — 8.6.

Cu, Mn, Cr, Fe $\sim 5 \cdot 10^{14}$ ат/см³, Si, B, C, O $\sim 5 \cdot 10^{15}$ ат/см³. Образцы для измерения спектров пропускания готовились в виде порошка — слоев толщиной 1–5 мкм на специальной, прозрачной в ИК области матрице. Спектры пропускания (рис. 2) измерялись при комнатной температуре с помощью фурье-спектрометра IFS-113V в интервале длин волн 15–100 мкм.

В слабо легированном кристалле GaAs на спектрах поглощения фиксировалась только полоса решеточного поглощения. В кристаллах, легированных до уровня $\sim 5 \cdot 10^{17}$ см⁻³, с длинноволновой стороны спектра решеточного поглощения появляется широкая полоса. По мере роста концентрации примеси полуширина этой полосы возрастает, максимум смещается в сторону коротких длин волн. При больших концентрациях примеси спектральный интервал полосы занимает практически весь частотный диапазон, в котором проводились измерения. На рис. 1 точки, соответствующие энергетическому положению максимумов характерных полос кристаллов различной концентрации, формируют две ветви $\Omega_{ji}(\omega_p)$ кривых 3, качественно описывающие поведение поляритонов в системе. Зависимости $\Omega_{ji}(\omega_p)$ идут существенно ниже ветвей $\omega_{ji}(\omega_p)$, особенно в области сильного легирования при $\omega_p/\omega_l > 2$. Расчеты показывают, что величина параметра затухания модельной экспериментальной системы существенно больше, чем в монокристаллических образцах *n*-типа, и сравнима с величиной затухания в GaAs *p*-типа.

Представляется целесообразным проведение исследования плазмон-фононного взаимодействия прямым измерением спектральной зависимости поглощения тонких эпитаксиальных слоев рассматриваемой системы при условии, что состав пленок по толщине будет постоянным.

Список литературы

- [1] Chandrasekhar H. R., Ramdas A. K. // Phys. Rev. 1980. V. B21. N 4. P. 1511—1515.
- [2] Kukharskii A. A. // Sol. St. Commun. 1973. V. 13. P. 1761—1765.
- [3] Семиколенова Н. А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 34—37.
- [4] Евдокимов В. М., Кухарский А. А., Субашиев В. К. // ФТП. 1970. Т. 4. В. 3. С. 573—576.

Омский

государственный университет

Получено 23.02.1989

Принято к печати 23.05.1989

ФТП, том 23, вып. 10, 1989

УПРАВЛЯЕМЫЙ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЬ НА ОСНОВЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Ващенко В. А., Сянкевич В. Ф.

Известно, что при высоком уровне инжекции вольтамперная характеристика (ВАХ) $p-n-i-n$ -структуры может иметь S -образный вид [1]. Приборы с такой ВАХ используются в устройствах функциональной микроэлектроники, в том числе в нейристорных структурах с объемными связями [2]. В данном сообщении представлены результаты исследования параметров $p^+-n^+-n-n^+$ -структур, выполненных на основе тонких (толщиной $w \approx 0.5$ мкм) эпитаксиальных пленок GaAs n -типа со средней по пленке равновесной концентрацией электронов $n_0 \approx 10^8$ см⁻³ (рис. 1). Инжекционный p^+ -контакт формировался на основе эпитаксиального GaAs с концентрацией 10^{19} см⁻³ и толщиной 0.2 мкм. Концентрация носителей в n^+ -слое составляла $2 \cdot 10^{17}$ см⁻³.

Вид ВАХ с отключенным управляющим электродом представлен на рис. 2, а (кривая 1). Критическое напряжение U_c , соответствующее появлению участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС) на ВАХ, не превышало $U_{кв} \approx 14$ В и зависело от величины n_0 . При увеличении тока инжекции I_g (по схеме рис. 1) через управляющий контакт наблюдалось уменьшение критического напряжения U_c (рис. 2, а, кривые 2, 3). При достаточно больших токах инжекции ($I_g > 4$ мА) сильная модуляция активной n -пленки инжектированными носителями приводила к вырождению участка с ОДС на ВАХ (рис. 2, а, кривая 4). Возникновение участка с ОДС на ВАХ связано с модуляцией сопротивления пленки инжектированными носителями, которые при возрастании напряжения $U_{кв}$ за счет биполярного дрейфа все дальше протягиваются по направлению к катоду [3]. Об этом свидетельствуют исследования распределения по площади структуры интенсивности и спектрального состава электролюминесценции. При напряжениях $U_{кв}$, меньших критического (соответствующего появлению ОДС на ВАХ), интенсивность излучения максимальна вблизи p^+ -контакта и экспоненциально спадает в направлении катода. После переключения в сильноточное состояние распределение интенсивности электролюминесценции в направлении катода становится практически однородным. Вид спектральных характеристик соответствует краевой люминесценции GaAs.

Необходимо отметить, что в исследуемых тонких пленках GaAs концентрация мелких доноров достигала 10^{14} см⁻³, тогда как измеренная по ВАХ концентрация равновесных электронов не превышала $n_0 \approx 10^8$ см⁻³. Этот факт объясняется изгибом энергетических зон GaAs вблизи поверхности и образова-