

Эволюция статической отрицательной дифференциальной проводимости в $Ga_{1-x}Al_xAs$ в зависимости от величины поперечного магнитного поля и от состава твердого раствора

© Г.Э. Дзамукашвили, З.С. Качлишвили, Н.К. Метревели

Тбилисский государственный университет,
380028 Тбилиси, Грузия

(Получена 18 января 1996 г. Принята к печати 30 января 1997 г.)

Исследована вольт-амперная характеристика электронов в условиях динамического междолинного перехода в сильных $E \perp H$ полях в твердом растворе $Ga_{1-x}Al_xAs$ при плавном уменьшении энергетического зазора $\Delta\epsilon$ между нижней и верхними долинами. Показано, что статическая отрицательная дифференциальная проводимость особенно чувствительна к изменению магнитного поля H при малых величинах $\Delta\epsilon$. В этом случае увеличение H подавляет статическую отрицательную дифференциальную проводимость. Этим способом можно избавиться от низкочастотных осцилляций Ганна с одновременным сохранением динамической отрицательной дифференциальной проводимости, подавляющейся в субмиллиметровой области спектра.

1. В работе [1] теоретически показано возникновение динамической отрицательной дифференциальной проводимости (ДОДП) в $Ga_{1-x}Al_xAs$ в скрещенных $E \perp H$ полях — в эффекте циклотронного резонанса. Резонанс выражен тем сильнее, чем меньше энергетический зазор $\Delta\epsilon$ между Γ - и X -долинами. Однако экспериментальному наблюдению ДОДП мешает возможность возникновения низкочастотных колебаний, связанных со статической отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП), ответственной за эффект Ганна. Как известно, избавление от статической ОДП связано с определенными трудностями. Один из способов связан с приложением к образцу магнитного поля. Например, в работе [2] показано, что в коротких образцах $GaAs$ с увеличением магнитного поля уменьшается модуль ОДП, а максимум вольт-амперной характеристики (ВАХ) сдвигается в сторону высоких электрических полей. Второй способ избавления от статической ОДП связан с уменьшением $\Delta\epsilon$. Этот способ предпочтительнее для нас, так как при этом сильнее выражается циклотронный резонанс, рассмотренный в работе [1]. Таким образом, приложением магнитного поля и одновременным уменьшением $\Delta\epsilon$, по-видимому, можно создать благоприятные условия для экспериментальной реализации ДОДП. Насколько нам известно, в таком аспекте исследование не проводилось раньше.

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования ВАХ в условиях динамического междолинного перехода (МП) электронов в сильных $E \perp H$ полях в материале $Ga_{1-x}Al_xAs$ при плавном уменьшении $\Delta\epsilon$. Показано, как изменяются в этих условиях величины статической ОДП и критического поля, соответствующего ее возникновению. Исследования проведены на коротких образцах ($L/d \ll 1$, L — длина образца, d — его поперечные размеры), когда холловская эдс закорочена. Направление тока в образце совпадает с направлением внешнего поля E .

2. Считаем, что температура T и электрическое поле E таковы, что выполняются условия $\tau_E < \tau_{op}$ и

$k_0T \ll \hbar\omega^*$. Здесь τ_E — время разогрева электронов в Γ -долине до энергии начала междолинного перехода $\epsilon_0 = \Delta\epsilon + \hbar\omega^*$ ($\hbar\omega^*$ — энергия междолинного фонона), τ_{op} — характерное время внутримолекулярного рассеяния на оптических фононах. Из-за большой эффективной массы электронов в X -долинах легко выполняются условия

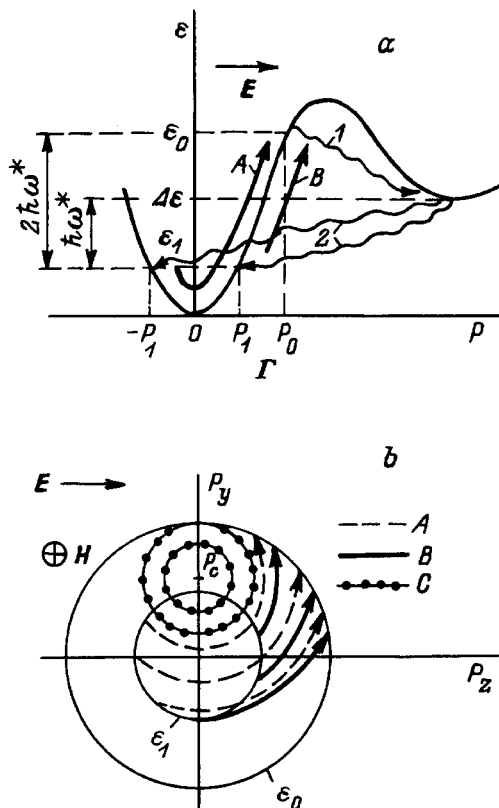


Рис. 1. Схема междолинных переходов электронов (а) и распределение электронов в импульсном пространстве Γ -долины (б) в двухдолинной модели зоны проводимости: Γ — легкая долина, X — тяжелая долина. 1 — переход $\Gamma \rightarrow X$, 2 — переходы $X \rightarrow \Gamma$. Стрелками показано свободное движение А- и В-электронов; С-электроны замкнуты в магнитной ловушке.

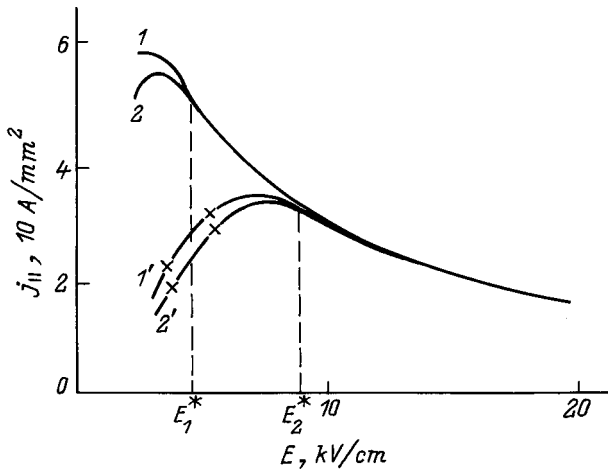


Рис. 2. Зависимость плотности тока j от величины электрического поля E для структуры $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ при $\Delta\varepsilon = 4.5\hbar\omega^*$ и значениях ν_{op} , с^{-1} : $1, 1' - 1.2 \cdot 10^{12}$, $2, 2' - 6 \cdot 10^{11}$; $1, 2 - H = 10 \text{ кЭ}$, $\omega_c = 1.9 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $E_1^* = 7.5 \text{ кВ/см}$; $1', 2' - H = 20 \text{ кЭ}$, $\omega_c = 3.8 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $E_2^* = 15 \text{ кВ/см}$.

$\varepsilon^X < \hbar\omega$, $\varepsilon^X \ll \varepsilon_0$ (ε^X — средняя энергия электронов в X -долинах), поэтому после рассеяния $X \rightarrow \Gamma$ электроны переходят на круговую полосу шириной ε^X вдоль изоэнергетической поверхности $\varepsilon_1 = \Delta\varepsilon - \hbar\omega^*$, и в этом случае в Γ -долине явно выделяются 2 группы электронов A и B (см. рис. 1), начинающие движение в импульсном пространстве из полукругов $\varepsilon_1 = \text{const}$, $P_z < 0$ и $\varepsilon_1 = \text{const}$, $P_z > 0$ соответственно. Они дают разные вклады в формирование функции распределения [3,4]. Центры фазовых траекторий электронов лежат на отрезке $(P_x, P_c, 0)$ $-P_1 < P_x < P_1$, где

$$P_1 = \sqrt{2m_\Gamma^* \varepsilon_1}, \quad P_c = c_0 m_\Gamma^* E / H,$$

m_Γ^* — эффективная масса электрона в Γ -долине, c_0 — скорость света. В случае

$$P'_1 < P_c < \frac{P'_1 + P'_0}{2} \tag{1}$$

в фазовом пространстве появляются траектории типа C (см. рис. 1, b), где P'_1 и P'_0 — радиусы кругов, полученные пересечением плоскости YOZ с поверхностями $\varepsilon_1 = \text{const}$ и $\varepsilon_0 = \text{const}$, соответственно;

$$P'_1 = \sqrt{P_1^2 - P_x^2}, \quad P'_0 = \sqrt{P_0^2 - P_x^2} \quad (P_0 = \sqrt{2m_\Gamma^* \varepsilon_0}).$$

Переход электронов из открытых траекторий на траектории C происходит лишь через переходы в верхних долинах (траектории C пересекают поверхность $\varepsilon_1 = \text{const}$). Переброс электронов из траекторий C на открытые траектории происходят за счет конечной величины $\nu_{op} = \tau_{op}^{-1}$. Степень перераспределения электронов между замкнутыми и открытыми траекториями при фиксированных значениях $\Delta\varepsilon$ и E определяется параметром ν_{op}/ω_c , где $\omega_c = eH/c_0 m_\Gamma^*$ — циклотронная частота. Для

простоты ν_{op} считаем независимой от энергии. В случае

$$P_c > \frac{P_0 + P_1}{2} \equiv P_c^* \tag{2}$$

все траектории открыты. Через E^* обозначим минимальное значение электрического поля, в котором выполняется условие (2) при данном H .

Кинетическое уравнение для функции распределения электронов в Γ -долине f_Γ в однородных постоянных электрическом и магнитном полях с конфигурациями $e\mathbf{E} \parallel \mathbf{z}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{x}$ имеет вид

$$eE \frac{\partial f_\Gamma}{\partial P_z} + \omega_c \left(P_x \frac{\partial f_\Gamma}{\partial P_y} - P_y \frac{\partial f_\Gamma}{\partial P_x} \right) = \frac{N_X \nu_1}{2\pi P_1} \delta(P^2 - P_1^2) - \nu_{op} f_\Gamma, \tag{3}$$

где величина

$$\nu_1 = D_{\Gamma X}^2 (m_\Gamma^*)^{3/2} \sqrt{\varepsilon_1} / \sqrt{2\pi} \hbar^3 \rho \omega^*$$

— характерная частота перехода $X \rightarrow \Gamma$, $D_{\Gamma X}$ — деформационный потенциал междолинного рассеяния, ρ — плотность образца, N_X — концентрация электронов в X -долине; δ -функция появляется из-за малой ширины источника в Γ -долине. Множитель перед δ -функцией связан с условием нормировки. Слагаемое $-\nu_{op} f_\Gamma$ в уравнении (3) появляется только на траекториях C . В случае $E < E^*$ в области энергий $\varepsilon < \varepsilon_0$ появляются и такие замкнутые траектории, которые не пересекают поверхность $\varepsilon = \varepsilon_1$. Распределение электронов на этих траекториях симметрично относительно плоскости XOY . Поэтому ток вдоль поля \mathbf{E} , создаваемый этими электронами, равен 0.

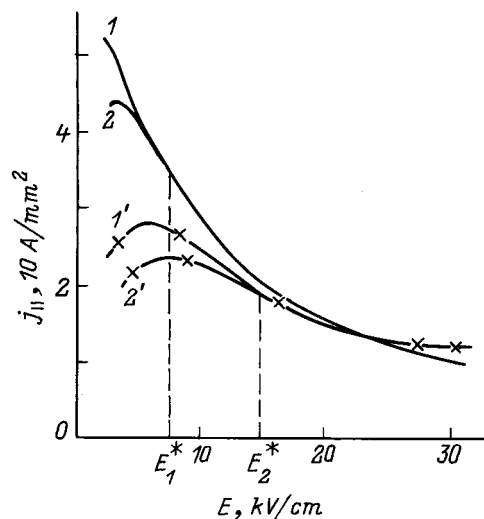


Рис. 3. Зависимость плотности тока j от величины электрического поля E для структуры $\text{Ga}_{0.63}\text{Al}_{0.37}\text{As}$ при $\Delta\varepsilon = 1.7\hbar\omega^*$ и значениях ν_{op} , с^{-1} : $1, 1' - 1.2 \cdot 10^{12}$, $2, 2' - 6 \cdot 10^{11}$; $1, 2 - H = 10 \text{ кЭ}$, $\omega_c = 1.8 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $E_1^* = 4.5 \text{ кВ/см}$; $1', 2' - H = 20 \text{ кЭ}$, $\omega_c = 3.6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $E_2^* = 9 \text{ кВ/см}$.

3. Трехкратные интегралы, входящие в выражение для тока вычислялись методом Монте-Карло. На рис. 2, 3 представлена часть результатов по исследованию ВАХ. Как и ожидалось, модуль ОДП уменьшается с уменьшением $\Delta\varepsilon$ и с увеличением магнитного поля. В последнем случае, как и в [2], максимум ВАХ сдвигается в сторону больших электрических полей. С убыванием ν_{op} уменьшается суммарная проводимость в Г-долине. Каждый из этих результатов физически очевиден.

Действительно, уменьшение модуля ОДП с уменьшением $\Delta\varepsilon$ в основном связано с уменьшением области энергий $0 < \varepsilon < \Delta\varepsilon - \hbar\omega^*$, в которой функция распределения является инвертированной. ОДП, связанная с этой инверсией, особенно чувствительна к изменению H при малых значениях $\Delta\varepsilon$. Увеличением H резко ухудшает условие инверсии. Поэтому для таких значений $\Delta\varepsilon$ легко достигается уменьшение модуля статической ОДП. Например, для $\Delta\varepsilon = (4 \div 5)\hbar\omega^*$ при $H = 40$ кЭ величина ОДП настолько мала, что она недостаточна для появления неустойчивости в постоянном электрическом поле. Кроме того, при фиксированных значениях $\Delta\varepsilon$ и E ток становится тем меньше, чем больше H . Действительно, с возрастанием H увеличивается время пребывания электронов в Г-долине, увеличивается также количество электронов, задержанных в магнитной "ловушке", и поэтому ток уменьшается.

При фиксированном H постепенное увеличение E вызывает переброс электронов из замкнутых траекторий на открытые и их доля в проводимости увеличивается. После включения сильного магнитного поля ток вновь падает по известной причине. Этим объясняется сдвиг максимума ВАХ в сторону больших E при увеличении H .

Приведенная здесь количественная зависимость вольт-амперной характеристики от параметра ν_{op} (учитываемого только для электронов, движущихся на замкнутых траекториях) носит чисто модельный характер. Она указывает на роль внутривалинного рассеяния в области электрических полей $E < E^*$. В качестве параметра ν_{op} взяты 2 разных значения, которые наиболее часто употребляются разными авторами. Очевидно, что для $E > E^*$ ВАХ в точности должна совпадать с той ВАХ, которая построена для случая полного отсутствия рассеяния на открытых траекториях. Поэтому кривые, построенные для разных ν_{op} , сливаются в одну кривую при $E = E^*$.

Результаты подробных исследований и аналогичные рассуждения показывают, что при $\Delta\varepsilon \approx \hbar\omega^*$ модуль статической ОДП становится положительным. Это обстоятельство также подтверждается расчетами частотной зависимости дифференциальной проводимости в высокочастотном поле [1].

Список литературы

- [1] Г.Э. Дзамукашвили, З.С. Качлишвили, Н.К. Метревели. Письма ЖЭТФ, **62**, 220 (1995).
- [2] В.Б. Горфинкель, М.Е. Левинштейн, Д.М. Машовец. ФТП, **13**, 563 (1980).
- [3] А.А. Андронов, Г.Э. Дзамукашвили. ФТП, **19**, 1810 (1985).
- [4] А.А. Андронов, В.А. Валов, В.А. Козлов, Л.С. Мазов. Письма ЖЭТФ, **32**, 628 (1980).

Редактор Т.А. Полянская

Evolution of the static negative differential conductivity in $Ga_{1-x}Al_xAs$ as a function of the transverse magnetic field and solid solution composition

G.E. Dzamukashvili, Z.S. Kachlishvili, N.K. Metreveli

Tbilisi State University,
380028 Tbilisi, Georgia

Abstract The current-voltage characteristic of electrons in conditions of dynamic intervalley transition in strong $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ fields in $Ga_{1-x}Al_xAs$ with a smooth decrease of the energy gap between the low and upper valleys has been investigated. The way how to rid of the static negative differential conductivity has also been shown.