

## Отрицательная динамическая дифференциальная проводимость на циклотронной частоте в $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ в условиях баллистического междолинного переноса электронов

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

Тбилисский государственный университет,  
380028 Тбилиси, Грузия

(Получена 20 мая 1996 г. Принята к печати 22 мая 1997 г.)

Теоретически показано, что в определенных условиях возможно создание лазера на эффекте циклотронного резонанса на основе материалов типа  $n\text{-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ . Рассматриваются низкие температуры и сильные скрещенные ( $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ ) поля, в которых электроны в нижней (легкой) долине зоны проводимости баллистическим образом пролетают ее, разогреваясь до энергии начала междолинного рассеяния  $\varepsilon_0$ . Исследования проводились для состава твердого раствора  $0 < x < 0.39$  (соответственно  $\varepsilon_0 = (2 \div 17)\hbar\omega^*$ ,  $\hbar\omega^*$  — энергия междолинного фонона). Величины полей  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  изменялись в пределах:  $E = 5 \div 20$  кВ/см,  $H = 6 \div 40$  кЭ. Этим самым плавно меняли пролетные условия в пассивной области ( $\varepsilon < \varepsilon_0$ ), что дает возможность получить желательную зависимость дифференциальной проводимости от частоты  $\sigma(\omega)$ . В этих условиях, как показали исследования, появляются ранее неизвестные интересные особенности системы горячих электронов.

1. Идея создания полупроводникового лазера на циклотронном резонансе (ЦР) существовала давно [1–3]. В работе [4] была отмечена возможность отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) горячих электронов при ЦР и при их рассеянии на оптических фононах в условиях, которые рассмотрены в работе [5]. Подробно эта возможность обсуждалась в работе [6] на основе расчета, проведенного методом Монте-Карло, и показано, что в чистых материалах  $p\text{-Ge}$ ,  $n\text{-GaAs}$  ОДП на ЦР появляется при  $\omega > 10^{12}$  Гц и выше.

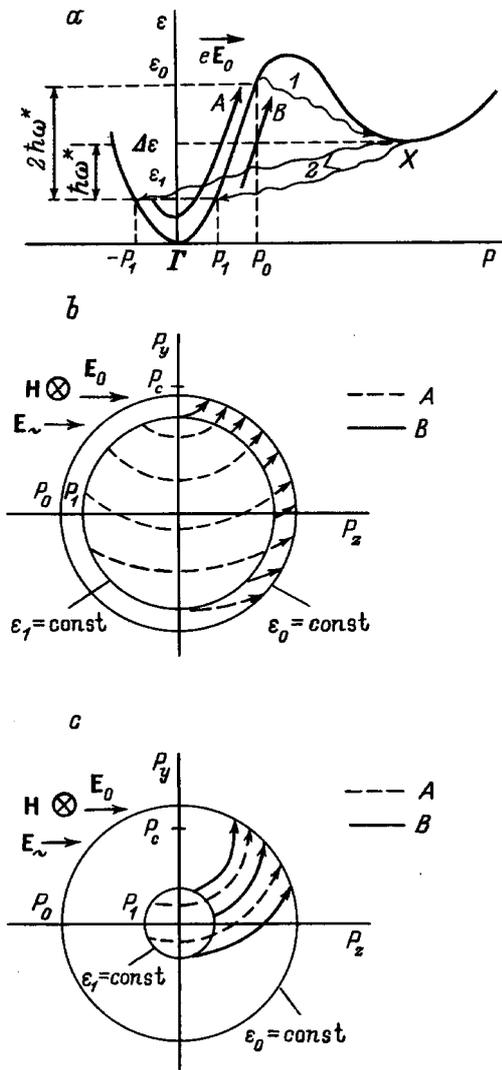
В указанных работах сильное неупругое рассеяние носителей тока включается лишь при энергии выше некоторой пороговой энергии  $\varepsilon_0$ , а при  $\varepsilon < \varepsilon_0$  (пассивная область) рассеяние мало и носители движутся почти свободно под действием электромагнитных полей. Энергией  $\varepsilon_0$  здесь является энергия оптического фонона  $\varepsilon_0 = \hbar\omega_0$ . В подобных условиях, как хорошо известно, распределение горячих носителей является сильно анизотропным.

В работе [6] отмечена также возможность реализации ОДП в сильном электрическом поле в  $n\text{-GaAs}$  при интенсивном обмене электронов между легкой и тяжелыми долинами. Возможности реализации этой идеи посвящены работы [7–9], в которых в качестве энергии  $\varepsilon_0$  выступает энергия начала междолинных переходов (МП)  $\varepsilon_0 = \Delta\varepsilon + \hbar\omega^*$  ( $\Delta\varepsilon$  — энергетический зазор между легкой и тяжелыми долинами,  $\hbar\omega^*$  — энергия междолинного фонона). Показано, что в условиях баллистического режима разогрева в сильном электрическом поле  $\mathbf{E}$ , области динамической ОДП появляются на частотах субмиллиметрового диапазона. Показано также, в частности, что, используя материал  $n\text{-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  и изменяя его состав, можно плавно менять  $\Delta\varepsilon$  и этим самым, в отличие от результатов [4–6], варьировать пролетные условия, что в свою очередь дает возможность плавно менять частоту ОДП с изменением  $\mathbf{E}$ . Это можно использовать как метод для изменения частотной зависимости дифференциальной проводимости  $\sigma(\omega)$ .

В работах [7–9] задача рассматривалась без магнитного поля. Очевидно, определенный научный и прикладной интерес представляет исследование динамики МП в  $n\text{-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  в присутствии поперечного магнитного поля ( $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ ) при плавном изменении области динамического разогрева в пределах от одного до нескольких значений  $\hbar\omega^*$ . Такое исследование может выявить оптимальный размер области свободного движения электронов (соответственно оптимальный состав тройного соединения) и оптимальное соотношение между полями  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  для реализации ОДП на ЦР с лучшими параметрами, чем известно до сих пор в подобных случаях [4–6]. Насколько нам известно, такие исследования раньше не проводились.

В настоящей работе проведено аналитическое исследование динамической ОДП в поперечных электрическом и магнитном (не квантующем) полях  $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$  в условиях динамических МП в  $n\text{-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  в широком диапазоне изменения его состава:  $0 < x < 0.39$ , когда  $\Delta\varepsilon$  меняется в пределах  $\Delta\varepsilon = (1 \div 16)\hbar\omega^*$ . О возможности наблюдения ОДП на ЦР в субмиллиметровом диапазоне в этих условиях было сообщено в работе [10].

2. При расчетах используется двухдолинная модель междолинного переноса [7–9] в предположении, что в нижней долине рассеяние на фононах отсутствует. Как известно, такое предположение справедливо в достаточно сильном электрическом поле при выполнении условия  $\tau_E < \tau_{op}$ , где  $\tau_E$ ,  $\tau_{op}$  — времена свободного пролета  $\Gamma$ -долины и внутриволинного рассеяния на оптических фононах соответственно. Мы считаем также, что температура решетки мала ( $k_0T \ll \hbar\omega^*$ ). В таком случае электроны, пролетая  $\Gamma$ -долину без рассеяния, приобретают энергию  $\varepsilon_0$  и после испускания междолинного фонона переходят в  $X$ -долину. В  $X$ -долинах энергия электронов  $\varepsilon^*$  мала из-за их большой эффективной массы,  $\varepsilon^* \ll \hbar\omega^*$  (это условие и представляет ограничение максимального значения приложенного электрического поля), поэтому после возвращения в  $\Gamma$ -долину они сосредоточиваются



**Рис. 1.** Схема междолинных переходов (а) и их распределения в импульсном пространстве  $\Gamma$ -долины в случае  $\Delta\varepsilon \gg \hbar\omega^*$  (b) и  $\Delta\varepsilon \approx \hbar\omega^*$  (c). Указаны переходы: 1 —  $\Gamma \rightarrow X$ , 2 —  $X \rightarrow \Gamma$ . На рис. а и b штриховыми линиями со стрелками показано свободное движение А-электронов и сплошными — В-электронов.

вблизи изоэнергетической поверхности  $\varepsilon_1 = \Delta\varepsilon - \hbar\omega^*$  (см. рис. 1), откуда начинается новый цикл ускорения. При таких условиях в материалах типа  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  в нижней  $\Gamma$ -долине появляются два типа электронов (А и В) с разными временами ускорения ( $\tau_E^A$  и  $\tau_E^B$ ) в электрическом поле [7–9]

$$\tau_E^A = \frac{P_0 + P_1}{eE_0}, \quad \tau_E^B = \frac{P_0 - P_1}{eE_0}, \quad (1)$$

где

$$P_{0,1} = \sqrt{2m_\Gamma^*(\Delta\varepsilon \pm \hbar\omega^*)},$$

$m_\Gamma^*$  — эффективная масса электрона в  $\Gamma$ -долине,  $E_0$  — величина постоянного электрического поля. Конфигурация полей изображена на рис. 1. Расчеты проводились в режиме заданного направления поля (замкнутые холловские контакты), когда в качестве греющего

поля выступает приложенное электрическое поле. при воздействии магнитного поля электроны в импульсном пространстве движутся по циклотронным траекториям, центры которых лежат на отрезке  $(P_x, P_c, 0)$ ,  $-P_1 < P_x < P_1$  ( $P_c = c_0 m_\Gamma^* E_0 / H$ ,  $c_0$  — скорость света). Радиусы этих траекторий увеличиваются с удалением от плоскости  $yOz$ , так как при этом изменяются (уменьшаются) радиусы окружностей, полученных пересечением сферических поверхностей  $\varepsilon_1 = \text{const}$  и  $\varepsilon_0 = \text{const}$  с плоскостью  $x = \text{const}$ . Эти радиусы равны  $P_1' = \sqrt{P_1^2 - P_x^2}$  и  $P_0' = \sqrt{P_0^2 - P_x^2}$  соответственно и максимальны при  $P_x = 0$ , минимальны при  $P_x = \pm P_1$ . Отсюда следует, что кривизна циклотронных траекторий тем больше, чем меньше  $P_x$ . В случае

$$P_c \geq (P_0 + P_1) / 2 \equiv P_c^* \quad (2)$$

все траектории являются открытыми (пересекают поверхность  $\varepsilon_0 = \text{const}$ ). Неравенство (2) налагает условие на величины электрического и магнитного полей

$$\frac{H}{E_0} \leq \frac{2c_0 m_\Gamma^*}{P_0 + P_1} = \frac{c_0 m_\Gamma^*}{P_c^*}, \quad (3)$$

при выполнении которого ни один электрон еще не задержан в магнитной "ловушке".

3. Решено линеаризованное кинетическое уравнение Больцмана для малой добавки к функции распределения (ФР)  $f_\sim = f_\sim^0 e^{i\omega t}$ , возникающей в переменном поле малой амплитуды  $\mathbf{E}_\sim = \mathbf{E}_\sim^0 e^{i\omega t}$  ( $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_\sim$ ,  $\mathbf{E}_\sim^0 \ll \mathbf{E}_0$ ). Для удобства решения уравнение написано в координатах  $\{P_x, P_r, \varphi\}$ , которые связаны с фазовыми координатами  $\{P_x, P_y, P_z\}$  соотношениями:  $P_x = P_x$ ;  $P_y = P_c + P_r \cos \varphi$ ,  $P_z = -P_r \sin \varphi$ , где  $P_r = [P_z^2 + (P_y - P_c)^2]^{1/2}$ ,  $\text{tg } \varphi = P_z / (P_c - P_y)$ . В полях с конфигурациями  $\mathbf{E}_0 \parallel z$ ,  $\mathbf{H} \parallel x$ ,  $\mathbf{E}_\sim \parallel \mathbf{E}_0$  имеются уравнения для функций  $f_\sim^A$  и  $f_\sim^B$ , соответствующих разным группам электронов (А и В):

$$i\omega f_\sim^A + \omega_c \frac{\partial f_\sim^A}{\partial \varphi} = -eE_\sim^0 \frac{\partial f_0^A}{\partial P_z} \theta(\varphi - \varphi_1), \quad \varepsilon < \varepsilon_0; \quad (4)$$

$$i\omega f_\sim^B + \omega_c \frac{\partial f_\sim^B}{\partial \varphi} = -eE_\sim^0 \frac{\partial f_0^B}{\partial P_z} \theta(\varphi - \varphi_2), \quad \varepsilon < \varepsilon_0,$$

$$\theta(\zeta) = \begin{cases} 1, & \zeta \geq 0; \\ 0, & \zeta < 0; \end{cases} \quad (5)$$

$$\varphi_1 = \arccos \left( \frac{P_1^2 - P_x^2 - P_r^2 - P_c^2}{2P_c P_r} \right), \quad \varphi_2 = 2\pi - \varphi_1, \quad (6)$$

где  $\omega_c = eH / m_\Gamma^* c_0$  — циклотронная частота,  $f_0^A, f_0^B$  — функции распределения в  $\Gamma$ -долине в постоянных полях  $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{H}$ . Они удовлетворяют кинетическому уравнению в постоянных полях и условию сохранения полного числа электронов в обеих долинах:

$$\omega_c \frac{\partial f_0^A}{\partial \varphi} = \frac{N_x \nu_1}{2\pi P_1} \delta(P^2 - P_1^2) \theta(\varphi - \varphi_1), \quad \varepsilon < \varepsilon_0; \quad (7)$$

$$\omega_c \frac{\partial f_0^B}{\partial \varphi} = \frac{N_X \nu_1}{2\pi P_1} \delta(P^2 - P_1^2) \theta(\varphi - \varphi_2), \quad \varepsilon < \varepsilon_0; \quad (8)$$

$$\int (f_0^A + f_0^B) d^3P + N_X = N_0 = \text{const}, \quad (9)$$

где  $N_X$  — концентрация электронов в  $X$ -долинах,  $\nu_1 = D_{\Gamma X}^2 (m_{\Gamma}^*)^{3/2} \sqrt{\varepsilon_1} / \sqrt{2\pi \hbar^3 \rho \omega^*}$  — характерная частота перехода  $X \rightarrow \Gamma$ ,  $D_{\Gamma X}$  — константа взаимосвязи  $\Gamma$ - $X$ -долин,  $\rho$  — плотность образца. Среди кинетических коэффициентов характерная частота перехода  $\Gamma \rightarrow X$  ( $\nu_0$ ) является самым большим параметром. Она намного превосходит величину  $\nu_1$ :  $\nu_0/\nu_1 = (m_X^*/m_{\Gamma}^*)^{3/2} (\varepsilon_0/\varepsilon_1)^{1/2} \gg 1$ . Поэтому количество электронов в области энергии  $\varepsilon > \varepsilon_0$  мало, и их вкладом в проводимость можно пренебречь [9]. Основные процессы, определяющие проводимость, протекают в области  $\varepsilon < \varepsilon_0$ . Поэтому в уравнениях отсутствуют члены, появляющиеся при  $\varepsilon > \varepsilon_0$ . В правой части уравнений (7), (8)  $\delta$ -функция Дирака появляется из-за малой ширины источника в  $\Gamma$ -долине. Множитель перед  $\delta$ -функцией связан с условием нормировки (9).

Мы не приводим процесс решения системы дифференциальных уравнений (4)–(9), но отметим, что составляющая тензора дифференциальной проводимости  $\sigma_{zz}$  представлена в виде отдельных частей, соответствующих разным группам электронов:

$$\sigma_{zz} = \sigma^A + \sigma^B = \frac{1}{E_0^*} \frac{e}{m_{\Gamma}^*} \times \iiint (-P_r \sin \varphi) (f_{\sim}^A + f_{\sim}^B) P_r dP_r dP_x d\varphi, \quad (10)$$

$$\sigma^A = \sigma_0 \frac{a}{4\pi\alpha} \frac{1}{1 - \Omega_c^2} \iiint_{\Sigma_A} \frac{\sin \varphi}{|\sin \varphi_1|} \times \left[ (1 + \Omega_c^2) \cos \varphi_1 \cos \Omega_c(\varphi - \varphi_1) - 2\Omega_c \sin \varphi_1 \sin \Omega_c(\varphi - \varphi_1) - 2 \cos \varphi \right] dx dr d\varphi, \quad (11)$$

$$\sigma^B = \sigma_0 \frac{a}{4\pi\alpha} \frac{1}{1 - \Omega_c^2} \iiint_{\Sigma_B} \frac{\sin \varphi}{|\sin \varphi_2|} \times \left[ (1 + \Omega_c^2) \cos \varphi_2 \cos \Omega_c(\varphi - \varphi_2) - 2\Omega_c \sin \varphi_2 \sin \Omega_c(\varphi - \varphi_2) - 2 \cos \varphi \right] dx dr d\varphi, \quad (12)$$

$$\sigma_0 = \frac{e^2 N_X \nu_1}{m_{\Gamma}^* \nu_E^2},$$

где  $a = P_c/P_0$ ,  $\alpha = \sqrt{\varepsilon_1/\varepsilon_0}$ ,  $\Omega_c = \omega/\omega_c$ ,  $\nu_E = \tau_E^{-1} = eE_0/P_0$  — пролетная частота в  $\Gamma$ -долине,  $x = P_x/P_0$ ,  $r = P_r/P_0$ ,  $\Sigma_{A,B}$  — области движения  $A$ - и  $B$ -электронов в импульсном пространстве. Интегралы (10) и (11) вычислялись численными методами Монте-Карло.

4. На рис. 2–5 приведены результаты исследования частотной зависимости дифференциальной проводимости.

Они легко объясняются с учетом изменения динамики разогрева электронов, вызванного изменением  $\Delta\varepsilon$ ,  $E_0$  и  $H$ . Последние однозначно определяют зависимость между  $\tau_E^A$ ,  $\tau_E^B$ ,  $\nu_E$  и  $\omega_c$ . К совокупности этих параметров добавляется еще  $\omega$  — частота внешнего переменного электрического поля, приложенного в качестве малого возмущения сильно неравновесной системы электронов. Путем изменения  $\Delta\varepsilon$  учтены изменения всех деталей зонной структуры: эффективных масс электронов в разных долинах, констант связей между долинами, энергии междолинных фононов, плотности образца и т.п., которые однозначно определяются составом раствора [11].

4.1. *Малые  $\Delta\varepsilon$ .* В случае  $\Delta\varepsilon = (1 \div 3)\hbar\omega^*$  (соответствует составу твердого раствора  $0.34 < x < 0.39$ ) радиус поверхности  $\varepsilon_1 = \text{const}$  мал (велико различие между  $P_1$  и  $P_0$ ), и электроны разных групп имеют близкие по величине времена разогрева электрическим полем ( $\tau_E^A \approx \tau_E^B$ ). При этом из-за малости  $P_1$  нет заметного расхождения между временами пролета внутри одной группы электронов. В этом случае, называемом междолинным стримингом [8], в процессе разогрева электронов их траектории создают узкий пучок в импульсном пространстве, который сохраняется вдоль циклотронных траекторий (рис. 1, *c*). В этих условиях магнитные поля, удовлетворяющие условию (3), вполне достаточны для появления резонанса в зависимости  $\sigma(\omega)$ . Резонанс появляется вблизи циклотронной частоты  $\omega \approx \omega_c$ . Если рассмотреть область полей, в которой все траектории открыты, оказывается, что наиболее выраженный резонанс устанавливается при  $\omega_c = \omega_c^*$  (рис. 2, *a*), где

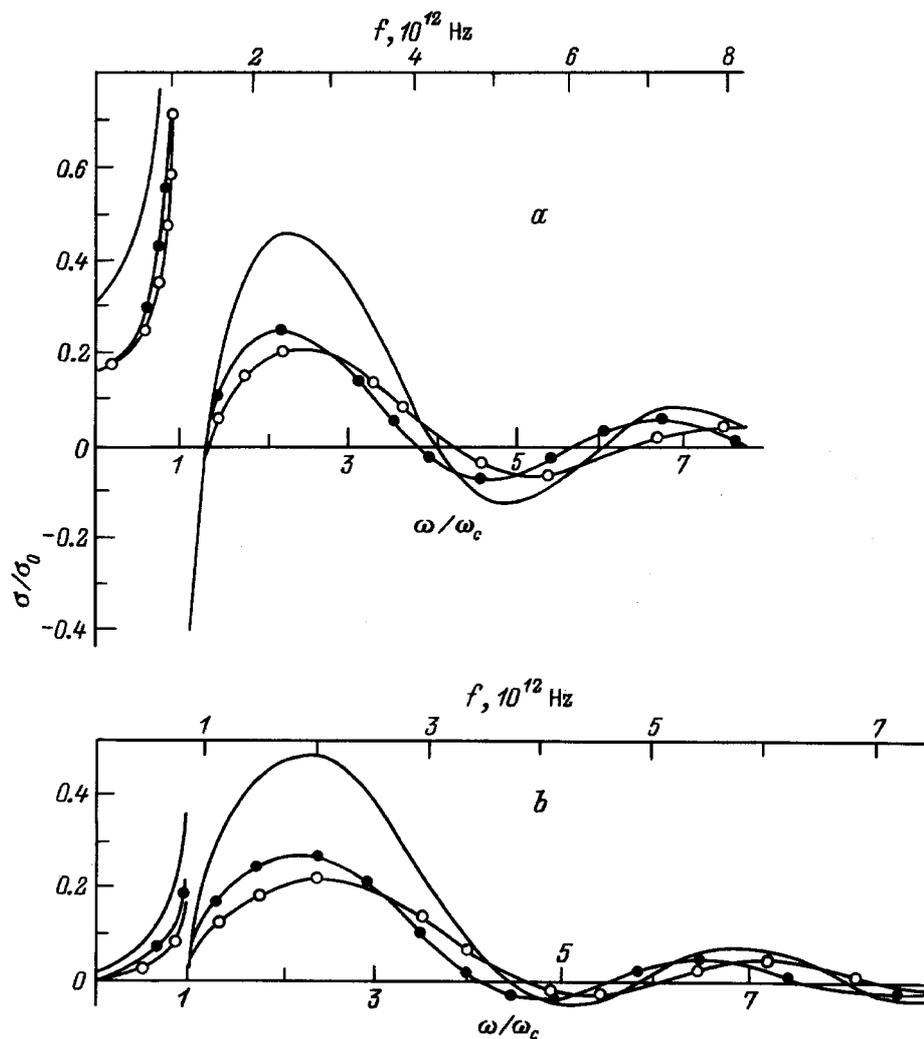
$$\omega_c^* = eH^*/m_{\Gamma}^* c_0 = eE_0/P_c^* = 2eE_0/(P_0 + P_1). \quad (13)$$

Из условий (3) и (13) находим оптимальное соотношение между величинами электрического и магнитного полей (между  $E_0^*$  и  $H^*$ ), при котором ширина резонансной линии максимальна

$$H^*/E_0^* = 2c_0 m_{\Gamma}^*/(P_0 + P_1). \quad (14)$$

При малых  $\Delta\varepsilon$  существование в системе явно выраженного пролетного времени обуславливает то, что уменьшение отношения  $H/E_0$  в определенных пределах (когда  $P_c$  становится больше, чем  $P_c^*$ ) не вызывает подавления резонанса (рис. 2, *b*). При  $\Delta\varepsilon = \hbar\omega^*$  область изменения  $P_c$ , в которой наблюдается резонанс, довольно широкая  $0.55P_0 < P_c < 0.7P_0$ . При  $E_0 = 10$  кВ/см она соответствует области магнитных полей  $29$  кЭ  $< H < 37.5$  кЭ. Ширина этой области изменяется пропорционально изменению  $E_0$ . Здесь же отметим, что расположением точки  $P_c$  в импульсном пространстве однозначно определяется соотношение характерного времени пролета в  $\Gamma$ -долине и циклотронной частоты  $\nu_E/\omega_c = P_c/P_0$ .

4.2. *Средние и большие  $\Delta\varepsilon$ .* В случае  $\Delta\varepsilon = (3 \div 8)\hbar\omega^*$  ( $0.2 < x < 0.34$ ) значения  $P_1$  и  $P_0$  сближаются и появляется различие как между временами пролета внутри одной группы электронов, так



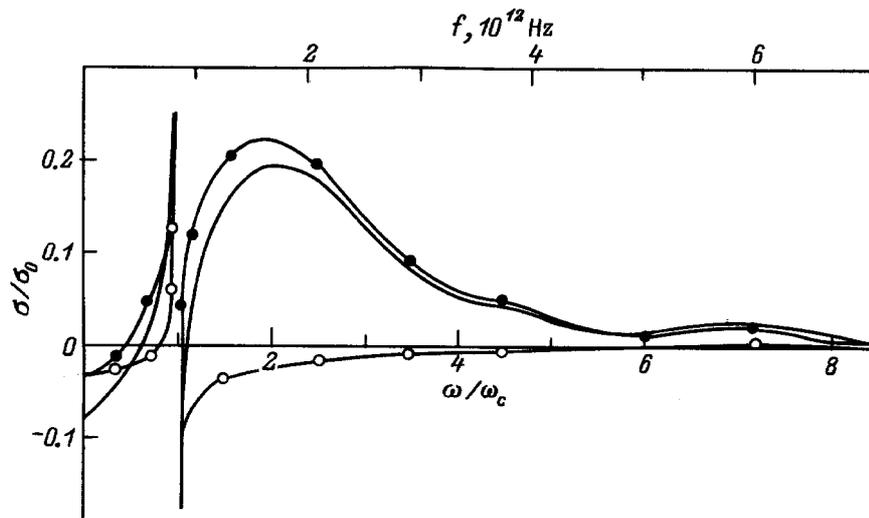
**Рис. 2.** Зависимость дифференциальной проводимости в  $\Gamma$ -долине  $\sigma$  от частоты внешнего переменного электрического поля  $\omega$  при  $\Delta\varepsilon = 1.02\hbar\omega^*$  ( $\text{Ga}_{0.61}\text{Al}_{0.39}\text{As}$ ),  $\sigma_0 = e^2 N_X \nu_1 / m_{\Gamma}^* \nu_E^2$ . Параметры расчета:  $E_0 = E_0^* = 10 \text{ кВ/см}$ ; *a* —  $H = H^* = 37.5 \text{ кЭ}$  ( $P_c = 0.55P_0$ ),  $\omega_c = 6.67 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ; *b* —  $H = 29.5 \text{ кЭ}$  ( $P_c = 0.7P_0$ ),  $\omega_c = 5.24 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . Линии с черными точками — расчет проводимости *A*-электронов, линии с белыми точками — *B*-электронов, сплошными — суммарная проводимость.

и между  $\tau_E^A$  и  $\tau_E^B$ . В системе отсутствует выделенное время разогрева, и поэтому на частоте  $\omega_c = \omega_c^*$  резонансный пик узкий по сравнению со случаем  $\Delta\varepsilon \approx \hbar\omega^*$  (рис. 3,4). Смещение  $P_c$  в сторону его увеличения подавляет резонанс, и такое подавление происходит тем эффективнее, чем больше  $\Delta\varepsilon$ .

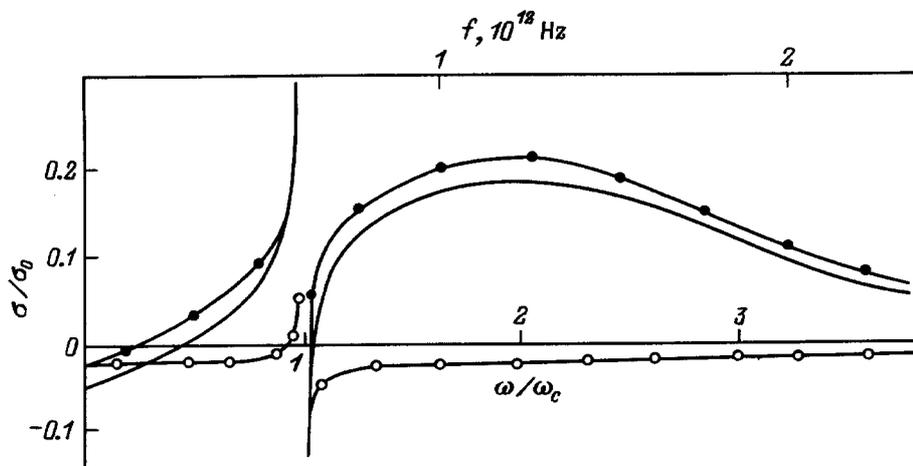
В случае зонной структуры  $\text{GaAs}$  ( $\Delta\varepsilon = 16\hbar\omega^*$ ), когда существует предельно малое различие между  $P_1$  и  $P_0$  ( $P_1/P_0 = 0.94$ ),  $\tau_E^A$  и  $\tau_E^B$  сильно различаются друг от друга ( $\tau_E^A/\tau_E^B \approx 32$ ), а различие между временами разогрева разных электронов внутри группы *A* составляет больше 20%. Зато в группе *B* электроны приобретают почти одинаковые времена пролета (рис. 1, *b*). Последнее обстоятельство обуславливает появление резонанса в дифференциальной проводимости *B*-электронов лишь при  $P_c = P_c^*$ , однако этот резонанс уже не может обеспечить суммарную динамическую ОДП, ибо на

частоте  $\omega = \omega_c$  *A*-электроны имеют положительную дифференциальную проводимость (ДП), которая по модулю превосходит ОДП *B*-электронов (рис. 5, *a*). Малое увеличение  $P_c$  вызывает исчезновение резонансного пика в зависимости  $\sigma^B(\omega)$ . По нашему мнению, этим и объясняется то обстоятельство, что попытки получения ОДП на циклотронном резонансе в  $\text{GaAs}$  до сих пор были unsuccessful. По-видимому, для таких  $\Delta\varepsilon$  следует увеличить магнитное поле до появления в системе замкнутых траекторий.

Таким образом, при  $\Delta\varepsilon \gg \hbar\omega^*$  и при выполнении условия (3) резонанс не появляется. Зато при таких значениях  $\Delta\varepsilon$ , как в  $\text{GaAs}$ , имеется другой механизм возникновения динамической ОДП, основанный на сильном различии между временами  $\tau_E^A$  и  $\tau_E^B$ ; в высокочастотной области ОДП проводимость быстрых *B*-электронов по модулю превосходит положительную



**Рис. 3.** Зависимость дифференциальной проводимости в  $\Gamma$ -долине  $\sigma$  от частоты внешнего переменного электрического поля  $\omega$  при  $\Delta\varepsilon = 4.5\hbar\omega^*$  ( $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ ). Параметры расчета:  $E_0 = E_0^* = 20$  кВ/см,  $H = H^* = 27$  кЭ ( $P_c = 0.9P_0$ ),  $\omega_c = 6.23 \cdot 10^{12}$  с $^{-1}$ . Обозначения на кривых те же, что и на рис. 2.

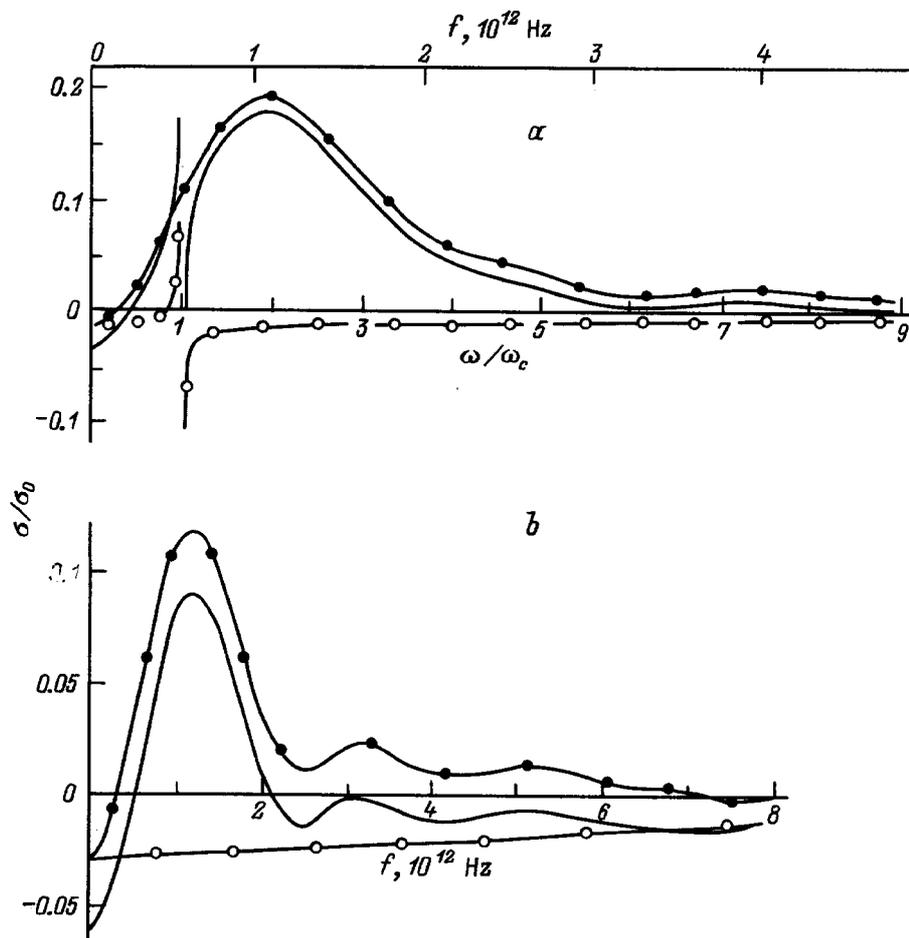


**Рис. 4.** Зависимость дифференциальной проводимости в  $\Gamma$ -долине  $\sigma$  от частоты внешнего переменного электрического поля  $\omega$  при  $\Delta\varepsilon = 10\hbar\omega^*$  ( $\text{Ga}_{0.84}\text{Al}_{0.16}\text{As}$ ). Параметры расчета:  $E_0 = E_0^* = 20$  кВ/см,  $H = H^* = 18$  кЭ,  $\omega_c = 3.88 \cdot 10^{12}$  с $^{-1}$ . Обозначения на кривых те же, что и на рис. 2.

ДП медленных  $A$ -электронов, в результате чего в области частот  $1/\tau_E^A \ll \omega_c < 1/\tau_E^B$  имеем динамическую ОДП в сильном электрическом поле [7,8].

5. Для экспериментального обнаружения динамической ОДП немаловажную роль играет величина статической ОДП, обуславливающая появление низкочастотных колебаний. В случае ОДП на ЦР [4,6] статическая ОДП отсутствует, что исключает необходимость принятия специальных мер для предотвращения низкочастотных колебаний, мешающих обнаружению сверхвысокочастотной ОДП. В случае пролетных МП в  $n$ -GaAs,  $n$ -Ga $_{1-x}$ Al $_x$ As [6,7–9] статическая ОДП является доминирующей над динамической ОДП. Появление статической ОДП обуславливается сильной инверсией электронов ( $\partial f/\partial\varepsilon > 0$ ) в электрическом поле [8,12].

В работе [13] показано, что инверсия по энергии уменьшается включением поперечного магнитного поля. Такое уменьшение тем эффективнее, чем меньше  $\Delta\varepsilon$ . Расчеты вольт-амперных характеристик в  $n$ -Ga $_{1-x}$ Al $_x$ As в полях  $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{H}$  показывают [14], что величина статической ОДП тоже уменьшается по модулю с увеличением магнитного поля и уменьшением  $\Delta\varepsilon$ . При  $\Delta\varepsilon \approx \hbar\omega^*$  исчезновение статической ОДП легко достигается. Эти результаты хорошо согласуются с результатами расчетов зависимостей  $\sigma = \sigma(\omega)$ , показанных на рис. 2–5. Дифференциальная проводимость вблизи нулевой частоты  $\sigma(\omega \approx 0)$  по модулю тем меньше, чем больше магнитное поле (при одинаковых  $\Delta\varepsilon$ ). При  $\Delta\varepsilon \approx \hbar\omega^*$  в полях, в которых существует динамическая ОДП,  $\sigma(\omega = 0) \gtrsim 0$ . Этот резуль-



**Рис. 5.** Зависимость дифференциальной проводимости в  $\Gamma$ -долине  $\sigma$  от частоты внешнего переменного электрического поля  $\omega$  при  $\Delta\varepsilon = 16\hbar\omega^*$  (GaAs). Параметры расчета:  $E_0 = E_0^* = 20$  кВ/см; *a* —  $H = H^* = 13$  кЭ ( $P_c = 0.97P_0$ ),  $\omega_c = 3.36 \cdot 10^{12}$  с $^{-1}$ ; *b* —  $H = 0$ , расчет из работы [8]. Обозначения на кривых те же, что и на рис. 2.

тат является важным потому, что именно при таких  $\Delta\varepsilon$  ширина резонансной полосы является максимальной (см. рис. 2, *a*). Как показано выше, ширина линии ЦР уменьшается с уменьшением  $H$ . По этой причине ЦР при малых  $\Delta\varepsilon$  проявляет наименьшую чувствительность к внешним факторам и несовершенствам модели.

Несовершенство модели в основном состоит в том, что мы не рассматриваем область  $\varepsilon > \varepsilon_0$ . Проникновение электронов в эту область увеличивает время разогрева и вносит положительный вклад в ДП [9]. С другой стороны, такое проникновение размывает четкую картину, изображенную на рис. 1, *c*. В плане обсуждения этой проблемы и для определения ширины области  $\varepsilon > \varepsilon_0$  важную роль играет частота перехода  $\Gamma-X$  ( $\nu_0$ ). Константа взаимосвязи между долинами  $D_{\Gamma X}$ , входящая в  $\nu_0$  ( $\nu_0 \sim D_{\Gamma X}^2$ ), к сожалению, точно не известна и служит в расчетах подгоночным параметром [11]. Мы надеемся, что ее значение достаточно велико и имеет порядок  $10^9$  эВ/см [15]. В таком случае допущение о том, что область  $\varepsilon > \varepsilon_0$  узкая (с вытекающими результатами), справедливо, и количественные результаты,

приведенные здесь, достоверны. В противном случае также появляется ОДП на ЦР, но результаты будут носить качественный характер.

Допущение о динамическом разогреве является одним из главных в нашем рассмотрении. Как было отмечено выше, электрические поля, в которых появляется динамическая ОДП, вполне достаточны для такого разогрева, особенно для малых  $\Delta\varepsilon$ , когда время ускорения электронов до энергии  $\varepsilon_0$  слишком мало — при  $\Delta\varepsilon \approx \hbar\omega^*$  ( $\varepsilon_0 \approx 2\hbar\omega^*$ ) и при  $E_0 = 10$  кВ/см,  $\tau_E \approx 3 \cdot 10^{-13}$  с.

В случае  $\Delta\varepsilon \gg \hbar\omega^*$   $\tau_E$  увеличивается, и допущение  $k_0T \ll \hbar\omega^*$  является необходимым условием для динамического МП. В крайнем случае при  $\Delta\varepsilon > 10\hbar\omega^*$  (когда ширина линии ЦР мала) механизм динамической ОДП меняется и носит, по-видимому, пролетный характер [8]. Динамическая ОДП, исследованная в работах [7,8], появляется за счет быстрых *B*-электронов. Они динамическим образом пролетают  $\Gamma$ -долину, даже если рассмотреть внутридолинное рассеяние. Рассеяние же *A*-электронов, дающее положительный вклад в общую проводимость, по-видимому, будет уменьшать их проводимость.

Рассмотрение конечной величины  $\tau_{op}$  важно лишь в том случае, когда в полях  $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$  появляются замкнутые циклотронные траектории. "Уход" электронов с этих траекторий возможен лишь за счет конечной величины  $\tau_{op}$ . Но, как показано, ОДП на ЦР появляется даже при отсутствии замкнутых траекторий. По этой причине термин ЦР здесь надо понимать не в "классическом" смысле.

В случае больших  $\Delta\varepsilon$ , когда ОДП на ЦР является проблематичной, видимо, нужно увеличивать магнитное поле до появления замкнутых траекторий помимо открытых траекторий типа *A* и *B*. Условия пролета электронов и их перераспределение между этими траекториями однозначно будут определяться совокупностью параметров  $\Delta\varepsilon$ ,  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{E}_0$  и  $\tau_{op}$ . По вышеуказанным причинам наиболее важную роль играет  $\Delta\varepsilon$  (так как с ней связаны все остальные параметры зонной структуры [11]). С одной стороны, одновременное рассмотрение совокупности этих параметров сложно. С другой стороны, очевидно, что будут появляться новые интересные возможности "управления" пролетными процессами, и тем самым можно получить благоприятные условия для ОДП на ЦР.

## Список литературы

- [1] B. Lax, J.G. Mavroides. Sol. St. Phys., **11**, 261 (1960).
- [2] P. Wolff. Physics **1**, 147 (1964).
- [3] А.С. Тагер. Письма ЖЭТФ, **3**, 369 (1966).
- [4] А.А. Андронов, В.А. Козлов. Письма ЖЭТФ, **17**, 124 (1973).
- [5] И.И. Восилос, И.Б. Левинсон. ЖЭТФ, **50**, 1660 (1966); ЖЭТФ, **52**, 1013 (1967).
- [6] Я.И. Альбер, А.А. Андронов, В.А. Валов и др., ЖЭТФ, **72**, 1030 (1977).
- [7] А.А. Andronov, G.E. Dzamukashvili. Sol. St. Commun., **55**, 915 (1985).
- [8] А.А. Андронов, Г.Э. Дзамукашвили. ФТП, **19**, 1810 (1985).
- [9] А.А. Андронов, Г.Э. Дзамукашвили, З.С. Качлишвили, И.М. Нефедов. ФТП, **21**, 1813 (1987).
- [10] Г.Э. Дзамукашвили, З.С. Качлишвили, Н.К. Метревели. Письма ЖЭТФ, **62**, 220 (1995).
- [11] S. Adachi. J. Appl. Phys., **58**, R1 (1985).
- [12] Г.Э. Дзамукашвили. ФТТ, **32**, 676 (1990).
- [13] Т.А. Головки, Г.Э. Дзамукашвили. Сообщ. АН Грузии, **149**, 219 (1994).
- [14] Г.Э. Дзамукашвили, З.С. Качлишвили, Н.К. Метревели. Сообщ. АН Грузии (1996).
- [15] A.K. Saxena, K.S. Gurumurthy. J. Phys. Chem. Sol., **43**, 801 (1982).

Редактор Т.А. Полянская

## Negative dynamic differential conductivity at the cyclotron frequency in $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ under ballistical intervalley transition of electrons

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

Tbilisi State University,  
380028 Tbilisi, Georgia

**Abstract** It is shown theoretically that under certain conditions a cyclotron resonance maser based on  $n\text{-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  type materials can be fabricated. Low temperatures and strong crossed fields ( $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ ) in which electrons in the lower (light) conduction band valley transit dynamically (ballistically) up to the energy of the onset of intervalley scattering  $\varepsilon_0$ , are considered. The investigations have been carried out for the solid solution composition  $0 < x < 0.39$  ( $\varepsilon = (2 \div 17)\hbar\omega^*$ ,  $\hbar\omega^*$  is the intervalley phonon energy). The values of  $\mathbf{E}$  and  $\mathbf{H}$  fields varied within  $E = (5 \div 20)$  kV/cm.  $H = (6 \div 40)$  kOe. This caused smooth changing of transit conditions in the passive region, which allows one to obtain the desirable frequency dependence of the differential conductivity  $\sigma(\omega)$ . The investigations showed that under these conditions earlier unknown interesting peculiarities of the hot electron system appear.