

РЕЗОНАНС ДИНАМИЧЕСКОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ НА ЦИКЛОТРОННОЙ ЧАСТОТЕ В $Ga_{1-x}Al_xAs$ ПРИ БАЛЛИСТИЧЕСКОМ МЕЖДОЛИННОМ ПЕРЕНОСЕ ЭЛЕКТРОНОВ

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

*Тбилисский государственный университет
380028 Тбилиси, Грузия*

Поступила в редакцию 4 июля 1995 г.

Теоретически показано, что в материалах, подобных $Ga_{1-x}Al_xAs$, появляется резонанс на циклотронной частоте, в частотной зависимости динамической дифференциальной проводимости. Резонансная частота оказалась в области субмиллиметрового диапазона. Обсуждены и установлены условия возникновения такого резонанса. Системы такого рода могут быть применены для создания лазеров на циклотронном резонансе в субмиллиметровой области спектра.

1. Как следует из результатов работы [1], в условиях баллистического (динамического) разогрева электронов при междолинных переходах (МП) в сильных электрических полях E в материалах типа $Ga_{1-x}Al_xAs$ в нижней (Γ) долине появляются электроны двух типов (A и B), с разными временами ускорения в электрическом поле до энергии МП (τ_E^A и τ_E^B , соответственно). Они дают разные вклады в дифференциальную проводимость (ДП). Частотная зависимость ДП $\sigma(\omega)$ в основном определяется соотношением между τ_E^A и τ_E^B :

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

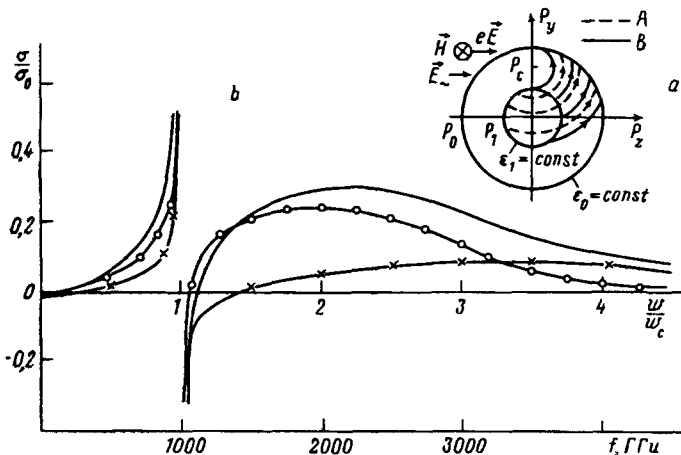
$$P_{0,1} = \sqrt{2m_{\Gamma}^* (\Delta\epsilon \pm \hbar\omega^*)},$$

m_{Γ}^* - эффективная масса электрона в Γ -долине, e - его заряд, $\hbar\omega^*$ - энергия междолинного фонона, $\Delta\epsilon$ - энергетический зазор между нижней (центральной) и верхними долинами. Применение материала типа $Ga_{1-x}Al_xAs$ делает это соотношение легко регулируемым с помощью вариации x .

В работе [2] указано на то, что в поперечном магнитном поле может возникнуть благоприятная ситуация для достижения субмиллиметровой динамической отрицательной ДП (ОДП). До сих пор не проводились детальные исследования по поиску ОДП в поперечном магнитном поле в условиях динамического МП в системах, подобных $Ga_{1-x}Al_xAs$, когда область движения электронов в фазовом пространстве можно менять в пределах нескольких $\hbar\omega^*$.

2. Нами проведено исследование ДП в сильном электрическом и поперечном магнитном (не квантующем) полях при низких температурах ($k_0T \ll \hbar\omega^*$). Решалось линеаризованное кинетическое уравнение Больцмана для малой добавки переменной части функции распределения f_{\sim} , появляющейся в переменном поле малой амплитуды $E_{\sim} = E_{\sim}^0 e^{i\omega t}$. При построении зависимости $\sigma(\omega)$ пользовались численным методом Монте-Карло. Конфигурации полей изображены на рисунке (а).

Если энергия разогретых электронов в X -долинах ϵ^X мала из-за большой эффективной массы ($\epsilon^X \ll \hbar\omega^*$), то они после $X \rightarrow \Gamma$ -переходов сосредоточиваются в полосе вблизи изоэнергетической поверхности $\epsilon_1 = \Delta\epsilon - \hbar\omega^*$. Электроны,



а - Схема распределения электронов в импульсном пространстве Г-долины (в плоскости $P_x = 0$) полупроводника типа $Ga_{1-x}Al_xAs$ в случае динамического разогрева в скрещенных $E \perp H$ полях. Схема соответствует полям $E = E^*$, $H = H^*$ (см. (5)). Стрелки А, В - свободное движение А- и В-электронов, $P_c = cm_{\Gamma}^* E/H$. б - Дифференциальная проводимость в Г-долине; $\Delta\epsilon = 1,7\hbar\omega^*$ ($Ga_{0,63}Al_{0,37}As$), $E = 15$ кВ/см, $H = 36$ кЭ, $\omega_c = 6,444 \cdot 10^{12}$ Гц, точки - ДП А-электронов, крестики - ДП В-электронов, кривые без точек - суммарная ДП ($\sigma = \sigma^A + \sigma^B$); $\sigma_0 = e^2 N_X / m_{\Gamma}^* \nu_B^2 \tau_1$ (N_X - концентрация электронов в X-долинах, $\nu_B = lE/P_0$ - пролетная частота в Г-долине)

пересекая поверхность $\epsilon_0 = \Delta\epsilon + \hbar\omega^*$, с характерным временем τ_0 переходят в X-долины, откуда с характерным временем τ_1 вновь возвращаются в Г-долины, где начинается новый цикл ускорения. Если $\Delta\epsilon = 1 \div 3\hbar\omega^*$ (соответствует составу твердого раствора $0,34 < x < 0,39$), то радиус поверхности $\epsilon_1 = \text{const}$ мал, электроны разных групп имеют близкие по величине времена пролета ($\tau_B^A \approx \tau_B^B$) и в процессе разогрева их траектории создают узкий пучок в импульсном пространстве. В условиях динамического разогрева такая группировка сохраняется вдоль циклотронных траекторий. Центры этих траекторий лежат на отрезке $(P_x, P_c, 0)$, $-P_1 < P_x < P_1$ ($P_c = cm_{\Gamma}^* E/H$, c - скорость света). Радиусы этих траекторий увеличиваются с удалением от плоскости ZY, так как меняются (уменьшаются) радиусы поверхностей $\epsilon_1 = \text{const}$ и $\epsilon_0 = \text{const}$ в этой плоскости. Эти радиусы равны: $P_1' = \sqrt{P_1^2 - P_x^2}$ и $P_0' = \sqrt{P_0^2 - P_x^2}$, соответственно; P_0' и P_1' максимальны при $P_x = 0$ ($P_1' = P_1$, $P_0' = P_0$) и минимальны при $P_x = \pm P_1$ ($P_1' = 0$, $P_0' = \sqrt{P_0^2 - P_1^2}$). Отсюда следует, что кривизна циклотронных траекторий тем больше, чем меньше P_x . В случае

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

все траектории являются открытыми (пересекают поверхность $\epsilon_0 = \text{const}$). Неравенство (2) налагает условие на величины электрического и магнитного полей:

$$H/E \leq 2cm_{\Gamma}^*/(P_0 + P_1) = cm_{\Gamma}^*/P_c^* \quad (3)$$

При выполнении условия (3) ни один электрон еще не задержан в магнитной "ловушке".

3. В условиях группировки ускоряемых электронов, когда размытость полосы циклотронных траекторий мала, магнитные поля, удовлетворяющие условию (3), вполне достаточны для появления резонанса на циклотронной частоте $\omega = \omega_c$ ($\omega_c = eH/m_{\Gamma}^*c$). Здесь же нужно обратить внимание на то обстоятельство, что отрицательная проводимость на нулевой частоте (статическая ОДП, характеризующая материалы типа GaAs в отсутствие магнитного поля) с увеличением магнитного поля уменьшается по величине [3].

Если рассмотреть область полей, в которых все траектории открыты, оказывается, что наиболее выраженный резонанс устанавливается при $\omega_c = \omega_c^*$, где

$$\omega_c^* = eH^*/m_{\Gamma}^*c = eE/P^* = 2eE/(P_0 + P_1). \quad (4)$$

Из условий (3) и (4) находим оптимальное соотношение между электрическим и магнитным полями (между E^* и H^*):

$$H^*/E^* = 2cm_{\Gamma}^*/(P_0 + P_1). \quad (5)$$

Оценено и установлено, что электрические поля E^* вполне достаточны для динамического разогрева электронов в Γ -долине при всех тех значениях зазоров $\Delta\epsilon$, когда возможна ОДП на циклотронной частоте. Величины, определяемые зонной структурой материала (в том числе величины, входящие в условие (5)), зависят от состава твердого раствора [4]. Изменение параметра $\Delta\epsilon$ включает все детали изменения параметров зоны.

Зависимость $\sigma(\omega)$, изображенная на рисунке, соответствует случаю $E = E^*$, $H = H^*$. Результаты исследования показывают, что с уменьшением H резонансный пик уменьшается и, когда магнитное поле становится недостаточным для резонансного движения, пик исчезает. Такой резонанс наблюдается для зазоров $\Delta\epsilon = 1 \div 8\hbar\omega^*$ ($0,2 < x < 0,39$). При дальнейшем увеличении $\Delta\epsilon$ происходит срыв резонанса. Это объясняется тем, что в системе отсутствуют какие-либо выраженные времена разогрева (из-за их большого разброса), а магнитные поля (3) недостаточны для появления выраженной резонансной частоты. При таких $\Delta\epsilon$ следует увеличить магнитное поле до появления в системе замкнутых траекторий.

-
1. А.А.Андронов, Г.Э.Дзамукашвили, ФТП **19**, 1810 (1985).
 2. Г.Э.Дзамукашвили, З.С.Качлишвили, ФТП **23**, 1101 (1989).
 3. В.Б.Горфинкель, М.Е.Левинштейн, Д.В.Машовец, ФТП **13**, 563 (1979).
 4. S.Adachi, J. Appl. Phys. **58**, R1 (1985).