

ЭФФЕКТ ГАННА И СУБМИЛЛИМЕТРОВАЯ ОДП В Е ⊥ Н ПОЛЯХ

Дзамукашвили Г. Э., Качлишвили З. С.

В работах [1, 2] в рамках модельного аналитического расчета была рассмотрена проводимость горячих электронов (ГЭ) при междолинном переносе (МП) в сильном электрическом поле (далеко за порогом эффекта Ганна). Расчеты были ориентированы на материалы типа $n\text{-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, где с изменением состава изменяется междолинный зазор ε_X , что позволяет выбирать оптимальные условия для возникновения отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП).

Показано, что, кроме низкочастотной (ганновской) ОДП, имеется динамическая ОДП в субмиллиметровой области частот. Появление такой ОДП объясняется существованием в Γ -долине двух групп электронов, появляющихся в результате динамического МП и имеющих различные времена пролета этой долины:

$$\tau_E^A = \frac{p_0 + p_1}{eE}, \quad \tau_E^B = \frac{p_0 - p_1}{eE},$$

$p_1 = \sqrt{2m_\Gamma^* (\varepsilon_X - \hbar\omega^*)}$, $p_0 = \sqrt{2m_\Gamma^* (\varepsilon_X + \hbar\omega^*)}$, $\hbar\omega^*$ — энергия междолинного фонона, m_Γ^* — масса электрона в Γ -долине (рис. 1). Результаты аналитического расчета частотной зависимости дифференциальной проводимости (ДП) при двух значениях ε_X приведены на рис. 2. Однако в работе [2] указано, что возникновению динамической ОДП в реальных условиях препятствуют следующие эффекты: разогрев электронов в верхних долинах, их проникновение за энергию начала междолинного перехода ε_0 и рассеяние внутри Γ -долины.

Динамическая ОДП при малых ε_X (для $0.35 < x < 0.39$) очень чувствительна к указанным эффектам, и поэтому, по нашим оценкам, такой ОДП в твердом растворе $n\text{-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ достичь трудно (хотя поиск в других соединениях с нужными параметрами следует продолжать). В случае $\varepsilon_X \gg \hbar\omega^*$ (малые x) разогрев электронов в верхних долинах не влияет на вид ДП, но область динамической ОДП резко уменьшается за счет проникновения электронов Γ -долины в область энергии $\varepsilon > \varepsilon_0$, а также за счет внутриволинного рассеяния. Эти эффекты вносят дополнительный положительный вклад в проводимости A - и B -электронов. Особенно это касается электронов группы A , так как частота пролета B -электронов лежит в субмиллиметровом диапазоне даже с учетом этих эффектов. Поэтому ясно, что если каким-то способом подавить вклад A -электронов в суммарную проводимость, то она может стать отрицательной и при высоких частотах.

В настоящем сообщении показано, что постоянным магнитным полем определенной величины, приложенным в поперечном направлении по отношению к электрическому полю, можно создать магнитную «ловушку» для электронов, имеющих большое время пролета (A -электроны); электроны же с малым временем пролета (B -электроны) не задерживаются в таких «ловушках». Действительно, в случае приложения к образцу магнитного поля, удовлетворяющего условию

$$\tau_i \gg \tau_E^A > \tau_c = \frac{m_\Gamma^* c}{eH} > \tau_E^B \gg \tau_{\Gamma \rightarrow X} \quad (1)$$

(τ_i — время рассеяния в Γ -долине, $\tau_{\Gamma \rightarrow X}$ — время $\Gamma \rightarrow X$ -перехода, τ_c^{-1} — циклотронная частота), A -электроны «замкнуты» внутри сферы с радиусом p_0 в импульсном пространстве и не будут вносить вклада в процесс МП и в проводимость, а B -электроны, успевая набрать энергию ε_0 , будут переходить в верхние долины.

Через H_A и H_B обозначим значения магнитных полей, при которых циклотронная частота совпадает с пролетной:

$$H_A = \frac{m_{\Gamma}^* c}{p_0 + p_1} E, \quad H_B = \frac{m_{\Gamma}^* c}{p_0 - p_1} E.$$

Из (1) следует, что магнитное поле H должно удовлетворить условию

$$H_A < H < H_B. \quad (2)$$

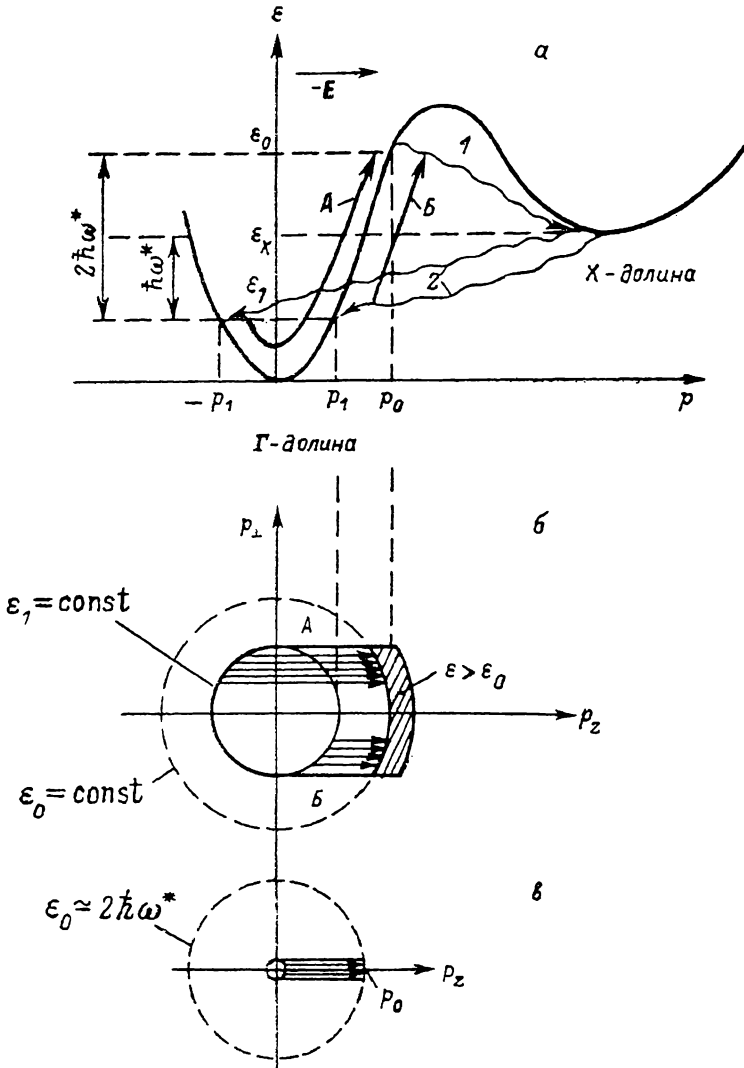


Рис. 1. Схемы междолинных переходов (а) и распределения в Γ -долине (б, в) при $\epsilon_X \gg \hbar\omega^*$ ($\tau_E^A \gg \tau_E^B$) и $\epsilon_X \approx \hbar\omega^*$ ($\tau_E^A \approx \tau_E^B$) соответственно.

$\epsilon_1 = \epsilon_X - \hbar\omega^*$ — энергия «прихода» А- и В- электронов, стрелки А, В — их свободное движение в пространстве импульсов; 1, 2 — переходы $\Gamma \rightarrow X$ и $X \rightarrow \Gamma$; $\epsilon > \epsilon_0$ — область «ухода» электронов из Γ - в X - долины.

Диапазон соответствующих магнитных полей тем больше, чем меньше отношение

$$\frac{\tau_E^B}{\tau_E^A} = \frac{H_A}{H_B} = \frac{\sqrt{1+\xi} - \sqrt{1-\xi}}{\sqrt{1+\xi} + \sqrt{1-\xi}}, \quad \xi \equiv \frac{\hbar\omega^*}{\epsilon_X}.$$

В случае $\epsilon_X \approx \hbar\omega^*$ подбором магнитного поля трудно удовлетворить условию (2). В случае больших зазоров ($\xi \ll 1$) имеем

$$\frac{H_A}{H_B} = \frac{1}{2} \frac{\hbar\omega^*}{\epsilon_X} \ll 1.$$

Чтобы из условия (2) оценить величину соответствующего магнитного поля, следует прибегнуть к параметрам данного конкретного материала. Как уже отмечалось, для исследований брались параметры тройного раствора n -Ga $_{1-x}$ Al $_x$ As. Отношение $\varepsilon_x/\hbar\omega^*$ увеличивается с уменьшением x [3], т. е. когда конфигурация зон близка к GaAs, и максимального значения достигает при $x=0$: $\xi^{-1}(x=0)=16$ (в GaAs $\varepsilon_x=0.462$ эВ, $\hbar\omega^*=0.0362$ эВ). При этом $H_A=3(E/E_*)$, $H_B=96(E/E_*)$ кЭ, где $E_*=10$ кВ/см (параметры зон взяты из [3, 4]).

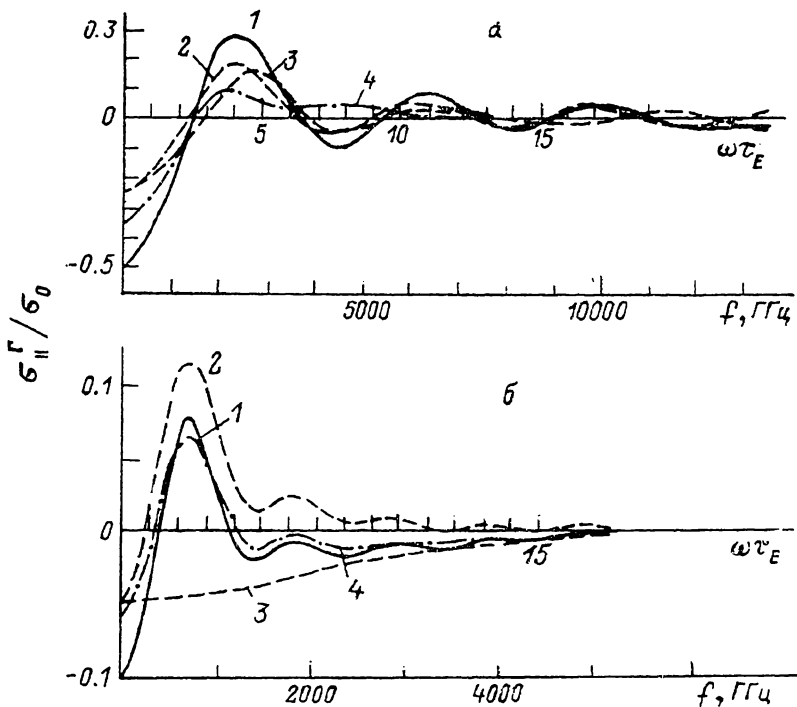


Рис. 2. Продольная ДП в Γ -долине в случае $T_X \approx 0$.

$a - \varepsilon_x=1.02 \hbar\omega^*$, $b - \varepsilon_x=10 \hbar\omega^*$; 1 — суммарная ДП в Γ -долине, 2, 3 — вклад А- и В-электронов соответственно, 4 — ДП Γ -долины при $T_X=345$ К. Частоты f взяты при $E=10$ кВ/см; $\tau_E=p_0/eE$ — характерное время пролета электронов Γ -долины, T_X — электронная температура в X -долине.

Из рис. 1, б следует, что при $\varepsilon_x/\hbar\omega^* \gg 1$ происходит разброс времён пролета разных электронов группы А с разными p_{\perp} . Следовательно, время пролета τ_1^A А-электронов с $p_{\perp} \leq 0$ приблизительно в 2 раза меньше времени τ_E^A , соответственно увеличивается нижнее критическое магнитное поле. Например, для $E=10$ кВ/см условие (2) переписывается в виде $6 < H < 96$ кЭ.

Таким образом, для осуществления высказанной выше идеи оптимальным условием является $x=0$, т. е. опять возвращаемся к чистому арсениду галлия.

Кратко остановимся на механизмах рассеяния внутри Γ -долины. По оценкам, средняя энергия В-электронов при $\varepsilon_x/\hbar\omega^* \gg 1$ в 4 раза больше средней энергии А-электронов. Хорошим приближением можно считать то, что В-электроны без рассеяния пролетают Γ -долину (хотя их траектории в импульсном пространстве в присутствии магнитного поля искривляются). Для того чтобы А-электроны закручивались в магнитном поле, не успевая рассеиваться, необходимо, чтобы времена различных механизмов рассеяния τ_i (которые являются функциями температуры T) были больше времени τ_E^A (которое само является функцией поля E). Из условия $\tau_i(T) \geq \tau_E^A$, в принципе, можно оценить критическую температуру, выше которой замкнутые траектории в магнитном поле размыкаются. Таким же способом можно оценить максимальную концентрацию примесных атомов.

Что касается конкретных оценок, мы их здесь не приводим, так как в этой работе рассмотрен только принципиальный вопрос о возможности появления динамической ОДП при междолинных переходах в условиях баллистического разогрева электронов.

Авторы выражают благодарность А. А. Андронову за полезное обсуждение данной работы.

Список литературы

- [1] Андронов А. А., Дзамукашвили Г. Э. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 10. С. 1810—1821.
- [2] Андронов А. А., Дзамукашвили Г. Э., Качлишвили З. С., Нефедов И. М. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 10. С. 1813—1819.
- [3] Lee H. J., Juravel L. J., Woolley J. G., Spring Thorpe A. J. // Phys. Rev. 1980. V. 21. N 2. P. 659—669.
- [4] Aspnes D. E. // Phys. Rev. 1976. V. 14. N 12. P. 5331—5343.

Тбилисский
государственный университет

Получено 16.01.1989
Принято к печати 27.01.1989

ФТП, том 23, вып. 6, 1989

ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ НА ПОРОГЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ОСЦИЛЛИСТОРА

Владимиров В. В., Каплан Б. И., Коллюх А. Г., Малютенко В. К.

Явление осциллистора (винтовой неустойчивости электроно-дырочной плазмы полупроводников в параллельных электрическом E и магнитном H полях) было экспериментально открыто Ивановым и Рывкиным [1] и объяснено [2] в рамках теории винтовых волн Кадомцева—Недоспасова [3]. В слабых магнитных полях $b_{e,h} H/c < 1$, где $b_{e,h}$ — подвижности электронов и дырок, возбуждение осциллисторных колебаний тока происходит при определенном значении произведения напряженностей электрического и магнитного полей $\alpha = EH \geq \alpha_c$, где пороговое значение α_c определяется скоростями диффузии и амбиполярного дрейфа [4]. Возбуждение осциллистора сопровождается рядом интересных нелинейных явлений, среди которых отметим следующие. Это — эффект гистерезиса пороговых условий возбуждения [5], заключающийся в том, что при последующем уменьшении α срыв колебаний тока происходит при значениях $\alpha < \alpha_c$, а также эффект увеличения сопротивления образца [4] вследствие аномального роста коэффициента диффузии носителей заряда на винтовых флуктуациях поля [6].

Впервые обнаруженный в настоящей работе эффект отрицательной фотопроводимости вблизи порога возбуждения осциллистора $\alpha \leq \alpha_c$ обусловлен указанными нелинейными явлениями. Суть эффекта состоит в том, что на пороге даже слабая подсветка может переводить образец в режим осциллистора (например, из-за ослабления амбиполярного дрейфа), сопровождающийся увеличением сопротивления. Вследствие явления гистерезиса «отрицательная фотопроводимость» существует вплоть до окончания импульса электрического поля, даже когда фотоимпульс значительно короче и фотодобавка к плотности плазмы распалась вследствие диффузии, т. е. образец сохраняет память о подсветке. При $\alpha \geq \alpha_c$ эффект исчезает, поскольку в этом случае слабая подсветка не влияет на развитие осциллистора. В отсутствие магнитного поля, когда осциллистор не возбуждается, фотодобавка всегда положительна.

Эксперимент проводился на неориентированных кристаллах высокоомного n -Ge ($N_D - N_A = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$) при комнатной температуре. Образцам придавалась специальная форма (рис. 1), толщина кристаллов была порядка диффузионной длины $d = L_D = 1 \text{ мм}$. Широкие грани обрабатывались путем травления и шли-