

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ДВУХДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Ю. Пожела, А. Реклайтис

Предсказывается новый тип плазменной неустойчивости с частотой $\sim 10^{13}$ Гц в полупроводниках, в которых нижняя долина имеет малую эффективную массу, а энергетически расположенные выше — большую. Экспериментально неустойчивость может быть реализована в соединениях A^3B^5 и A^2B^6 с сильным междолинным рассеянием.

Перспективными в отношении создания генераторов электромагнитных волн субмиллиметрового диапазона являются эффекты горячих электронов в полупроводниках. Одним из таких эффектов может быть инверсия функции распределения (ФР) горячих электронов в поперечном сильному постоянному электрическому полю E направлении. Благоприятные условия для возникновения инверсии имеются в подярных полупроводниках (n - GaAs, n - InP, n - CdTe и т.д.), в которых нижняя долина имеет малую эффективную массу, а верхние — большую и между долинами существует сильное междолинное рассеяние. Инверсия ФР в легкой долине в сильных E была обнаружена численными расчетами в n - GaAs [1] и в n - CdTe [2]. В [1] отмечено, что инверсия ФР может привести к отрицательной дифференциальной подвижности на высоких частотах. Детально данный вопрос рассмотрен в [3].

В настоящей работе сообщается, что инверсия ФР в легкой долине и наличие электронов в тяжелых долинах приводит к возникновению электростатической неустойчивости плазмы горячих электронов. Прежде всего покажем возможность реализации инверсии ФР в легкой долине $\bar{f}_1(V_{\perp})$ по поперечным полю скоростям V_{\perp} , проинтегрированной по всем значениям $V_{\parallel} \parallel E$: $\bar{f}_1(V_{\perp}) = \int f_1(V_{\perp}, V_{\parallel}) dV_{\parallel}$. Рассматриваемая

неустойчивость может иметь место лишь при инверсии $\bar{f}_1(V_{\perp})$, так как инверсия $f_1(V_{\perp})$ при $V_{\perp} = 0$, полученная в [1], является недостаточной. Проведенные в настоящей работе расчеты ФР методом Монте-Карло с использованием трехдолинной модели n -GaAs с значениями констант, установленными в [4, 5], показали, что инверсия $\bar{f}_1(V_{\perp})$ появляется лишь при $E \geq 60$ кВ/см (рис. 1) в то время как инверсия $f_1(V_{\perp})$ при $V_{\parallel} = 0$ имеет место уже при $E = 15$ кВ/см [1]. Идеализируем $f_1(V_{\perp})$, принимая, что в поперечном поле направлении она имеет вид окружности радиусом V_0 , т.е., что $f_1(V_{\perp}) = \delta(V_{\perp}^2 - V_0^2)$, где $V_0 = (2\epsilon_0/m_1)^{1/2} \sim 10^8$ см/сек, ϵ_0 — энергетический зазор между долинами с легкой m_1 и тяжелой m_2 массами.

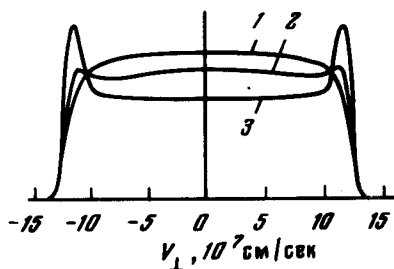


Рис. 1. Зависимость ФР электронов в легкой долине GaAs от V_{\perp} при: 1 — $E = 40$, 2 — $E = 60$, 3 — $E = 100$ кВ/см. ФР проинтегрирована по всем значениям V_{\parallel}

Рассмотрим неустойчивость малых электростатических возмущений $\sim \exp[i(\omega t - kr)]$ для идеализированной ФР. Положим, что в отсутствие возмущений тяжелые электроны имеют нулевую скорость, а легкие будем рассматривать как бесконечное число пучков, невозмущенные скорости которых равны $V_0 \cos \phi$, где ϕ — угол между вектором скорости соответствующего пучка и направлением волны. Тогда дисперсионное уравнение следует из соответствующего уравнения для многопучковой плазмы и имеет вид

$$\frac{\omega_1^2}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{(\omega - kV_0 \cos \phi)(\omega - kV_0 \cos \phi - i\nu_1)} = 1 - \frac{\omega_2^2}{\omega(\omega - i\nu_2)}. \quad (1)$$

Здесь ω_1 , ω_2 и ν_1 , ν_2 — плазменные частоты и частоты рассеяния легких и тяжелых электронов соответственно. В отсутствие столкновений, $\nu_1 = \nu_2 = 0$, после интегрирования (1) имеем:

$$\frac{\omega_1^2}{\omega} \frac{\omega \operatorname{sign}(|\omega/kV_0 + \sqrt{(\omega/kV_0)^2 - 1}| - 1)}{[\omega^2 - (kV_0)^2]^{3/2}} = 1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}. \quad (2)$$

Уравнение (2) было решено численно относительно комплексной частоты. Решение (2), соответствующее неустойчивости, приведено на рис. 2. От-

метим, что для неустойчивости необходимы не только инверсия ФР в легкой долине, но и одновременное наличие электронов в тяжелых долинах, так как отдельно распределение $f_1 = \delta(V_{\perp}^2 - V_0^2)$ является устойчивым, на что указывает и решение (2) с равной единице правой частью.

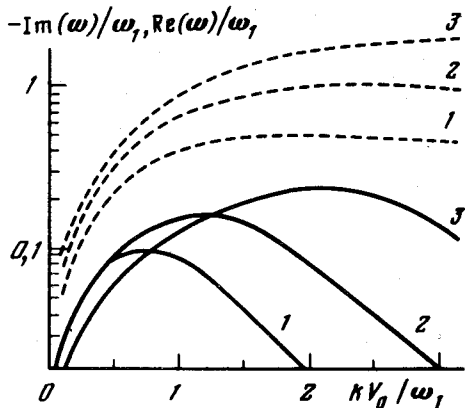


Рис.2. Решение уравнения (2), соответствующее неустойчивости. Сплошные кривые — инкремент нарастания неустойчивости, штриховые — частота. 1 — $\omega_2/\omega_1 = 0,5$; 2 — $\omega_2/\omega_1 = 1$; 3 — $\omega_2/\omega_1 = 2$

Оценим влияние столкновений на возбуждение неустойчивости. Будем считать, что $v_1 \ll |\omega|$. Тогда, после интегрирования (1), разлагая левую часть полученного уравнения по v_1 и ограничиваясь линейным членом, получаем

$$\omega_1^2 \operatorname{sign} \left(\left| \omega / kV_0 + \sqrt{(\omega / kV_0)^2 - 1} \right| - 1 \right) [\omega (\omega^2 - (kV_0)^2)^{-3/2} + iv_1 (\omega^2 + (kV_0)^2 / 2) (\omega^2 - (kV_0)^2)^{-5/2}] = 1 - \omega_2^2 / [\omega (\omega - iv_2)]. \quad (3)$$

Зависимость инкремента нарастания $\gamma = -\operatorname{Im}(\omega)$ от v_1 , полученная решением (3), приведена на рис.3; из которого видно, что для возникновения неустойчивости необходимо, чтобы плазменные частоты превышали частоты столкновений.

Как видно из рис.1, идеализация ФР легких электронов дельта-функцией даже при $E = 100$ кВ/см является грубой. Исследуем влияние фона легких электронов, скорость которых отлична от V_0 . Для этого положим, что ФР легких электронов состоит из двух частей: из электронов с ФР в виде дельта-функции и фоновых электронов с функцией распределения, не зависящей от V при $V < V_0$ и равной нулю при $V > V_0$. В этом случае, без учета столкновений, дисперсионное уравнение имеет вид

$$\frac{\omega_1^2 \omega \operatorname{sign} \left(\left| \omega / kV_0 + \sqrt{(\omega / kV_0)^2 - 1} \right| - 1 \right)}{[\omega^2 - (kV_0)^2]^{3/2}} \left[1 - s \left(\frac{kV_0}{\omega} \right)^2 \right] = 1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}, \quad (4)$$

где s — отношение концентрации фоновых электронов к общей концентрации легких электронов. Зависимость γ от s , полученная из (4), при-

ведена на рис.3, из которой следует, что при $s \lesssim 0,8$ неустойчивость должна иметь место.

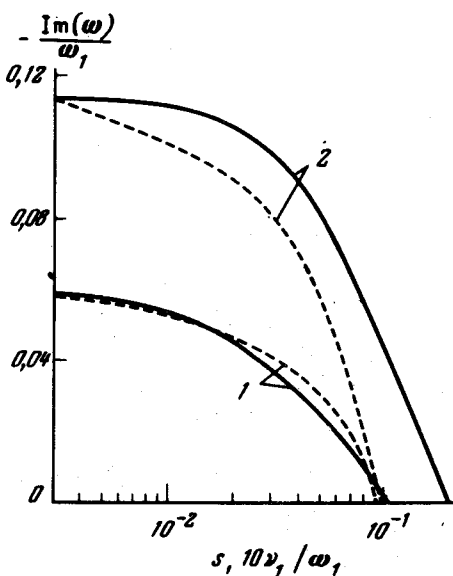


Рис.3. Зависимость инкремента нарастания неустойчивости от ν_1 при $\nu_2 = 2\nu_1$ и $s = 0$ (сплошные кривые) и от s (штриховые кривые) при $\nu_1 = \nu_2 = 0$; 1 - $kV_0/\omega_1 = 0,3$; 2 - $kV_0/\omega_1 = 0,6$; $\omega_1 = \omega_2$

Приведем численные оценки, соответствующие n -GaAs. При $E = 100$ кВ/см, как показывают Монте-Карло расчеты, $\omega_1 \approx \omega_2$, чему соответствуют кривые 2 на рис.2. Значения ν_1 и ν_2 в зависимости от энергии электрона, находятся в пределах $10^{12} - 10^{13}$ сек $^{-1}$. Тогда, согласно неравенству $\omega_{1,2} > \nu_{1,2}$ нижний предел концентрации электронов имеет порядок 10^{17} см $^{-3}$. Значение s близко к 0,6. Частота электростатических колебаний при этом будет порядка 10^4 ГГц. Аналогичная ситуация, видимо, имеет место и в других полупроводниках типа A^3B^5 и A^2B^6 .

Институт физики полупроводников
Академии наук Литовской ССР

Поступила в редакцию
22 февраля 1980 г.
3 мая 1980 г.

Литература

- [1] W.Fawcett, H.D.Rees. Phys. Lett., 28 A, 731, 1969.
- [2] V.Borsari, C.Jacoboni. Phys. Stat. Sol. (b), 54, 649, 1972.
- [3] Я.И.Альбер, А.А.Андронов, В.А.Валов, В.А.Козлов, А.М.Лернер, И.П.Рязанцева. ЖЭТФ, 72, 1030, 1977.
- [4] J.Požela, A.Reklaitis. Solid State Comm., 27, 1073, 1977.
- [5] J.Požela, A.Reklaitis. Solid State Electron., 23, 1980 (в печати).