

©1994 г.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОН-ПЛАЗМОННОГО РАССЕЯНИЯ НА ТРАНСПОРТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ВЫРОЖДЕННОМ GaAs

Т.Ю.Багаева, В.В.Попов, Т.И.Солодская

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
410019, Саратов, Россия
(Получена 12 января 1994 г. Принята к печати 17 марта 1994 г.)

С помощью моделирования методом Монте-Карло показано, что электрон-плазмонное рассеяние существенно влияет на транспортные характеристики горячих электронов в вырожденном GaAs. Однако это влияние оказывается значительно меньшим, чем было предсказано в предыдущих работах других авторов.

С помощью моделирования методом Монте-Карло в работах [1,2] было получено, что электрон-плазмонное рассеяние существенно влияет на транспортные характеристики электронов в вырожденном GaAs в сильных (близких по значению к пороговому полю междолинного перехода) электрических полях. При учете электрон-плазмонного рассеяния в [1,2] величины порогового электрического поля и максимальной дрейфовой скорости возрастает примерно в 2 раза.

Скорость рассеяния электронов на плазменных колебаниях рассчитывалась авторами [1,2] в рамках электронно-полевой модели в борновском приближении для матричного элемента электрон-плазмонного взаимодействия. При этом процессы поглощения плазмонов электронами описывались как испускание плазмонов с отрицательной энергией. Однако матричный элемент взаимодействия в обоих случаях (для испускания и для поглощения) записывался в форме, соответствующей поглощению плазмонов. Это привело авторов [1,2] к ошибочным результатам в вычислении вероятностей рассеяния и транспортных характеристик электронов в GaAs.

Как следует из [3], правильные выражения для вероятностей рассеяния электрона с волновым вектором \mathbf{k} на плазменных колебаниях в единицу времени имеют вид

$$\left\{ \begin{array}{l} W_e(\mathbf{k}) \\ W_a(\mathbf{k}) \end{array} \right\} = \frac{e^2 \hbar^2}{32\pi m^*2} \int \frac{d\mathbf{q}}{\omega_p(\mathbf{q})} \frac{(q^2 \mp 2\mathbf{k}\mathbf{q})^2}{q^2} \delta[\varepsilon_{\mathbf{k}\mp\mathbf{q}} - \varepsilon_{\mathbf{k}} \pm \hbar\omega_p(\mathbf{q})] \left\{ \begin{array}{l} (N_q + 1) \\ N_q \end{array} \right\}, \quad (1)$$

где $\omega_p(q)$ — дисперсионная зависимость для плазмонов; e и m^* — заряд и эффективная масса электрона соответственно; ϵ — диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки полупроводника; \mathcal{E}_k — энергия электрона с волновым вектором k , N_q — функция распределения Бозе-Эйнштейна для плазмонов. Верхние знаки и верхние выражения в фигурных скобках формулы (1) соответствуют испусканию плазмонов, а нижние — поглощению. Пределы интегрирования определяются из следующих условий:

$$\omega_p(q) < \hbar k q / m^* \mp \hbar q^2 / 2m^*, \quad (2)$$

$$\omega_p(q) > \hbar k_f q / m^* + \hbar q^2 / 2m^*, \quad (3)$$

где k_f — волновой вектор электрона на поверхности Ферми; верхний знак соответствует испусканию плазмонов, а нижний — поглощению. Условие (2) определяется из законов сохранения энергии и импульса

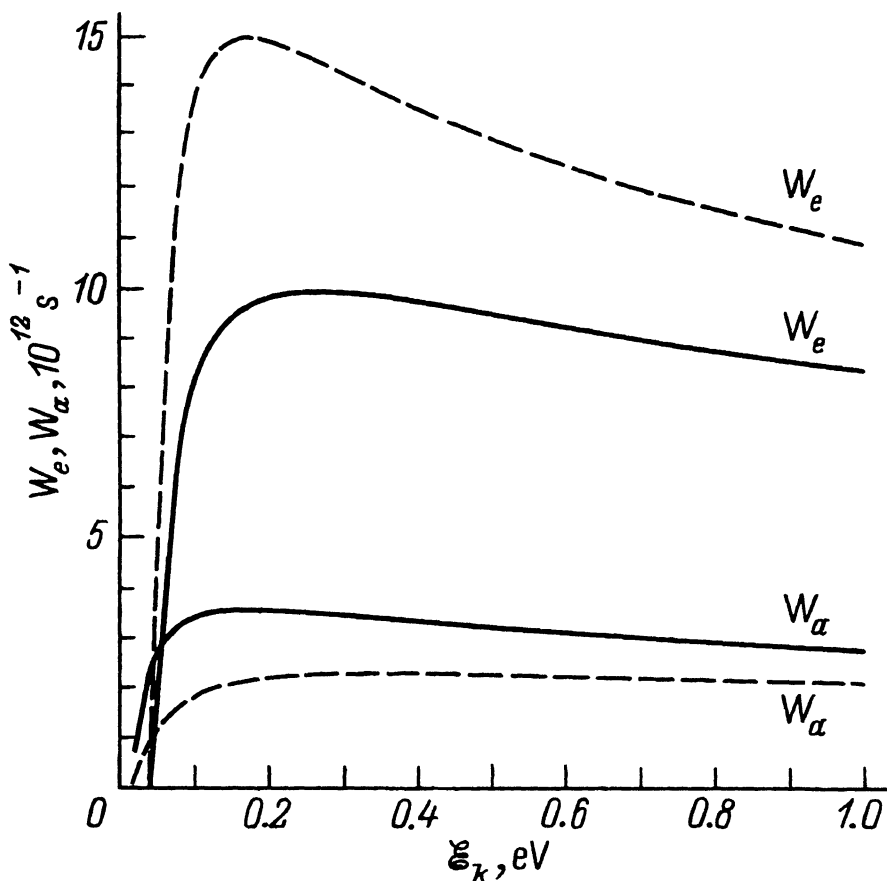


Рис. 1. Вероятности электрон-плазмонного рассеяния с испусканием (W_e) и поглощением (W_α) плазмонов в зависимости от энергии электрона.

Сплошные линии — расчет по формуле (1), штриховые — по формуле (3) работы [2].

и задает нижний предел интегрирования q_{\min} , а условие (3) определяет верхний предел интегрирования q_c . При $q > q_c$ энергия плазмонов интенсивно поглощается за счет генерации пар электрон-дырка. Поэтому можно полагать, что такие плазмоны не оказывают влияния на процессы рассеяния свободных электронов.

В наиболее простом случае, соответствующем длинноволновому приближению $q \rightarrow 0$, частота объемных плазмонов не зависит от волнового вектора: $\omega_p = \omega_0 = (Ne^2/\epsilon m^*)^{1/2}$, где N — концентрация свободных электронов. При этом интегралы (1) берутся в явном виде. Заметим, что получающиеся в результате интегрирования явные аналитические выражения для вероятностей испускания и поглощения плазмонов совпадают с соответствующими формулами работы [4], использованными для расчета электрон-плазмонного рассеяния в кремнии. При этом зависимость $W(k)$ от q_c имеет слабый логарифмический характер. Именно этот факт позволяет использовать для определения параметра обрезания интеграла q_c оценочное условие (3).

В то же время интегрирование по формулам работы [2] в длинноволновом приближении приводит к существенно отличным результатам из-за возникновения степенных по q слагаемых в выражении для $W(k)$, наличие которых приводит к более резкой зависимости $W(k)$ от q_c и, таким образом, не позволяет корректно провести обрезание интеграла (1).

На рис. 1 приведены зависимости вероятностей испускания и поглощения плазмонов в единицу времени от энергии электрона. Сплошными линиями показаны вероятности, рассчитанные по формулам (1), а штриховыми линиями — полученные с использованием формулы (3) работы [2] для значений $N = 0.528 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\mathcal{E}_f = 0.0162 \text{ эВ}$ и $T = 300 \text{ К}$. Полученные результаты свидетельствуют о завышенной оценке авторами [1,2] величины вероятности электрон-плазмонного рассеяния в вырожденном GaAs.

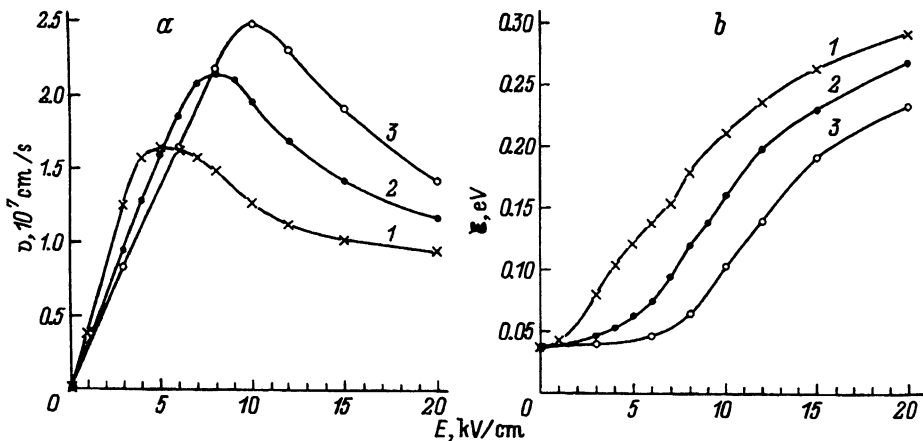


Рис. 2. Зависимость средней дрейфовой скорости электронов в GaAs (а) и средней энергии электронов в Г-долине (б) от электрического поля.

1 — расчет без учета электрон-плазмонного рассеяния, 2 — с учетом электрон-плазмонного рассеяния по формуле (1), 3 — с учетом электрон-плазмонного рассеяния по формуле (3) работы [2].

На рис. 2,а приведены рассчитанные нами методом Монте-Карло в рамках духдолинной модели GaAs [5] зависимости средней дрейфовой скорости электронов V от электрического поля E . Как и в работах [1,2], включение электрон-плазмонного рассеяния приводит к увеличению порогового электрического поля, так как при этом замедляется процесс выбора энергии, необходимой для перехода электронов в верхние долины (см. рис. 2,б). Процессы рассеяния импульса электронов происходят при этом преимущественно с отклонением на малые углы, что приводит к увеличению максимальной дрейфовой скорости электронов. Однако, как следует из рис. 2, влияние электрон-плазмонного рассеяния на транспортные характеристики электронов в GaAs оказывается менее существенным, чем предсказывалось в работе [2].

Авторы выражают искреннюю благодарность М.В.Кисину за полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-15480).

Список литературы

- [1] K. Diff, K. Brennan. J. Appl. Phys., **69**, 3097 (1991).
- [2] N. Mansour, K. Diff, K. Brennan. J. Appl. Phys., **70**, 6854 (1991).
- [3] О. Маделунг. *Теория твердого тела* (М., 1980).
- [4] P. Lugli, D.K. Ferry. Appl. Phys. Lett., **46**, 595 (1985).
- [5] W. Fawcett, A.D. Boardman, S. Swain. Phys. Chem. Sol., **31**, 1963 (1970).

Редактор Л.В. Шаронова

Effect of Electron-Plasmon Scattering on Transport Characteristics of Hot Electrons in Degenerate GaAs

T. Yu. Bagaeva, V. V. Popov, and T. I. Soldskaya

Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences,
410019, Saratov, Russia