Изофоты в кроссовере для всех указанных выше контуров даны на рис. 1, *в*—4, *в*. Для квадратов в фазовых плоскостях $\bar{x}_0\bar{x}_0'$, $\bar{y}_0\bar{y}_0'$, как и в кроссовере на входе, при $z=z_к$ получается равномерно светящийся квадрат. Его размеры $\bar{x}_к\times\bar{y}_к=0.7\times0.7$, плотность тока внутри квадрата $J/4B_xB_y=2.04$. Имеется еще один вид фазовых контуров, для которых распределения плотности во входном и выходном кроссоверах подобны, — это окружность (3), которая преобразуется при движении пучка в эллипс, принимающий канонический вид в плоскости $z=z_к$. Изофоты в выходном кроссовере даны на рис. 1, *в*; кривая *1'* соответствует $J/4B_xB_y=2.7$, *2'* — 2.1, *3'* — 0.3, *4'* — 0. Для всех остальных фазовых контуров на входе распределения плотности тока во входном и выходном кроссоверах существенно различны.

Изофоты для входного контура рис. 2, *a*, *I* даны на рис. 2, *в*; кривая *1'* — $J/4B_xB_y=2.04$, *2'* — 1, *3'* — 0.5, *4'* — 0. В отличие от нарастающей интенсивности от центра к краям на входе в кроссовере на выходе мы имеем интенсивно светящийся квадрат в центре со спадающей к краям интенсивностью. Преобразованный граничный фазовый контур в плоскости $z=z_к$ приведен на рис. 2, *a*, *II*.

Фазовый ромб (рис. 3, *a*, *I*) преобразуется системой в плоскости $z=z_к$ в параллелограмм (рис. 3, *a*, *II*), две стороны которого параллельны оси $\bar{x}'$. Поскольку проекция на фазовую плоскость $\bar{y}\,\bar{y}'$ имеет аналогичный вид, распределение плотности тока в кроссовере является равномерным внутри квадрата (рис. 3, *в*), при этом $J/4B_xB_y=1.47$.

Последний из рассмотренных нами фазовых контуров (6) в плоскости $z=z_к$ преобразуется в контур, изображенный на рис. 4, *a*, *II*. Изофоты в плоскости кроссовера (рис. 4, *в*) показывают, что распределение интенсивности становится менее быстроспадающим, чем на входе. Кривая *1'* соответствует $J/4B_xB_y=0.9$, *2'* = 0.5, *3'* — 0.

Таким образом, во всех рассмотренных нами случаях распределение плотности тока в кроссовере параксиального пучка, формируемом электронно-оптической системой, значительно ближе к равномерному и резко спадающему на краях, чем в плоскости изображения и входного кроссовера.

Литература

[1] *Штеффен К.* Оптика пучков высоких энергий. М.: Мир, 1969. 222 с.
[2] *Dymnikov A. D., Perelstein E. A.* Nucl. Isntr. Meth., 1978, v. 148, N 3, p. 567—571.
[3] *Шпак Е. В.* ЖТФ, 1987, т. 57, № 2, с. 322—329.
[4] *Шпак Е. В., Явор С. Я.* ЖТФ, 1984, т. 54, № 10, с. 1992—1998.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
16 марта 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 5, 1988

РАССЕЯНИЕ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА НА ТРЕХМЕРНОМ

И. И. Бойко, Ю. Н. Сиренко

В настоящем сообщении рассчитывается проводимость двумерного электронного газа (2МЭГ), расположенного в плоскости $z=0$, взаимодействующего с электронами, занимающими полупространство $z > l$ (см. рисунок). При достаточно малой длине l средняя частота столкновений оказывается достаточно высокой, что позволяет считать указанный механизм актуальным для полупроводниковых гетероструктур.

Для расчета функции распределения частиц 2МЭГ удобно использовать кинетическое уравнение в таком виде, где столкновительный член выражается через диэлектрическую функцию системы (в трехмерном случае такая форма используется при записи интеграла Ленарда—Балеску [1, 2]). Для невырожденного 2МЭГ

$$e\mathbf{E}\frac{\partial f(\mathbf{v})}{\partial \mathbf{v}}=\frac{e^2}{\pi}\int d^2g\,\frac{\mathbf{q}}{\mathbf{q}}\,\frac{\partial}{\partial \mathbf{v}}\left\{\frac{\operatorname{Im}\varepsilon_s(\mathbf{q},\ \mathbf{v},\ \mathbf{q})}{|\varepsilon(\mathbf{qv},\ \mathbf{q})|^2}\left[f(\mathbf{v})+\frac{V_2^2}{(\mathbf{qv})}\,\mathbf{q}\,\frac{\partial f(\mathbf{v})}{\partial \mathbf{v}}\right]\right\}+I_{ee}^{(2)}. \qquad (1)$$

Интеграл $I_{ee}^{(2)}$ описывает столкновение частиц 2МЭГ друг с другом, явный вид его нам не понадобится. Однородное электрическое поле $\mathbf{E}$ лежит в xy-плоскости; $\mathbf{v}=(v_x,\ v_y)$; $\mathbf{q}=(\mathbf{q}_x,\ \mathbf{q}_y)$; $v_2=(T/m_2)^{1/2}$ — тепловая скорость частиц 2МЭГ; $\varepsilon(\omega,\ \mathbf{q})=\varepsilon_s(\omega,\ \mathbf{q})+\Delta\varepsilon_{2_D}(\omega,\ \mathbf{q})$.

Столкновительный член в (1) позволяет учесть любой потенциальный механизм рассеяния 2МЭГ. Мы ограничиваемся здесь рассмотрением рассеяния на флуктуационном потенциале.

создаваемом в плоскости $z=0$ равновесными электронами, однородно заполняющими полупространство $z > l$ (приближение резкой зеркально отражающей границы). Одновременно в (1) учтена поляризационная сила, возникающая при направленном движении 2МЭГ. В интересующем нас случае диэлетрическая функция системы

$$\varepsilon_S(\omega, \mathbf{q}) = \frac{1}{2}(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 \operatorname{cth} ql) - \frac{\varepsilon_2}{2}\beta(\omega, \mathbf{q})/[1 + \beta(\omega, \mathbf{q}) \operatorname{cth} ql] \operatorname{sh}^2 ql,$$

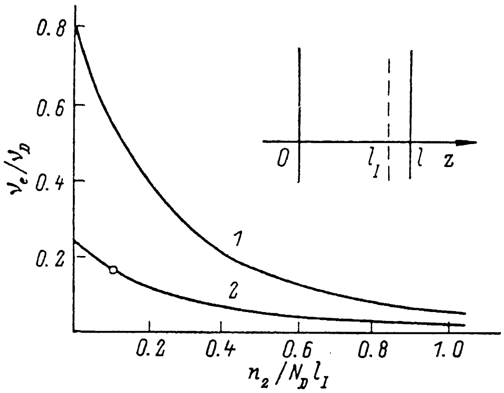
где ε_1, ε_2 — диэлектрические постоянные решетки в областях $z < 0$ и $z > 0$ соответственно.

$$\beta(\omega, \mathbf{q}) = \frac{\varepsilon_2 q}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_z}{k^2(\varepsilon_2 + \Delta\varepsilon_{3_D}(\omega, \mathbf{k}))^2}, \quad \mathbf{k} = (\mathbf{q}, k_z),$$

$\Delta\varepsilon_{3D}(\omega, \mathbf{k})$ — вклад неограниченного трехмерного электронного газа (3МЭГ) в диэлектрическую проницаемость среды; $\Delta\varepsilon_{2D}(\omega, \mathbf{q})$ — диэлектрическая проницаемость 2МЭГ. В случае $qv_2 \gg \omega$ имеем

$$\Delta\varepsilon_{2_D}(\omega, \mathbf{q}) \simeq 2\pi e^2 n_2/Tq \equiv q_2/q$$

(см., например, [3]), n_2 — концентрация 2МЭГ.



Будем искать решение уравнения (1) в виде сдвинутой максвелловской функции

$$f(\mathbf{v}) \backsim \exp[-m_2(\mathbf{v} - \mathbf{u})^2/2T].$$

(Это справедливо для часто реализующейся на практике ситуации полного контроля [4]). После интегрирования (1) по скоростям получаем

$$\mathbf{j} = en_2\mathbf{u} = en_2\mu_e\mathbf{E} = (e^2 n_2/m_2\nu_e)\,\mathbf{E},$$

где

$$\nu_e = \frac{4e^2}{\sqrt{2\pi m_2 T}} \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} \int_0^{\infty} q\,dq\,e^{-\frac{\omega^2}{2q^2 v_2^2}} \frac{\operatorname{Im}\varepsilon_s(\omega, q)}{|\varepsilon(\omega, q)|^2}. \tag{2}$$

Величина интеграла (2) существенно зависит от отношения между расстоянием l, отделяющим двумерный газ от трехмерного, и длиной экранирования $l_э$ в трехмерном газе. Длина $l_э = (\varepsilon_2 T/4\pi e^2 n_3)^{1/2}$ для невырожденного 3МЭГ, в вырожденном газе T заменяется на энергию Ферми; n_3 — концентрация 3МЭГ в области $z > l$.

Результат расчета по формуле (2) можно представить в виде

$$\nu_e = \frac{v_2}{l} \frac{\eta\varepsilon_2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + q_2 l)^2} \frac{e^2}{lT}\left(1 + \frac{v_2}{v_3}\right) \min\left[\left(\frac{l_э}{l}\right)^2, \left(\frac{l}{l_э}\right)^2\right] \ln[e + l/l_э + \min(l_э/l, (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) q_2 l)]$$

Здесь v_3 — тепловая (или фермиевская) скорость частиц 3МЭГ. Параметр η слабо зависит от длин; при $l \gg l_э$ величина $\eta \approx 3.5$. Частота ν_e максимальна, когда $l_э$ приближается к l. В случае $l_э \gg l$ частота столкновений падает из-за уменьшения числа рассеивателей, а при $l_э \ll l$ из-за сильной экранировки в 3МЭГ. При малых l частота столкновений логарифмически зависит от l; при больших l частота убывает быстрее, чем l^{-4}. По порядку величины минимальная длина свободного пробега в 2МЭГ равна длине l, деленной на плазменный параметр $e^2/\bar{\varepsilon} lT$.

В МДП структурах из-за сильной экранировки частота ν_e, оцененная согласно формуле 3), оказывается малой по сравнению с частотой рассеяния на дефектах. Рассмотрим гетероструктуру, при этом наряду с рассеянием на 3МЭГ будем учитывать рассеяние на заряженных примесях — акцепторах, — расположенных в области $z < 0$, и донорах, расположенных в области $z > l_I$. (Мы здесь для определенности рассматриваем случай селективного легирования). Частоту столкновений с примесями можно рассчитать по формулам (1) и (2), вводя формально мнимую часть диэлетрической функции, связанную с примесями (см., например, [5]).

Частота рассеяния на акцепторах

$$\nu_A \sim 16\pi e^4 N_A \mathscr{L} / (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + 4q_2 l_{\min})^2 \sqrt{m_2}\, T^{3/2}.$$

Здесь $\mathscr{L}$ — кулоновский логарифм, N_A — концентрация заряженных акцепторов. Частота рассеяния ν_D на заряженных донорах с концентрацией N_D в случае $l_э < l_I$ имеет вид

$$\nu_D = \sqrt{\frac{8\pi^3}{m_2 T_3}}\, \frac{e^4 N_D}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + q_2 l_I)^2} \left(\frac{l_э}{l}\right)^3.$$

Численные оценки приведем применительно к гетеропереходу GaAs—$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. На рисунке представлены результаты расчета отношения ν_e/ν_D как функции параметра $n_2/N_D l_I$. Кривые *1*, *2* относятся к случаям $N_D l_I = 3 \cdot 10^{11}$ и 10^{12} см$^{-2}$ соответственно. Светлый кружок на кривой *2* отвечает, например, набору $N_D = 7 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, $l_I = 150$ Å и величине $\nu_e \simeq 1.6 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$. При этом $l_э \simeq 60$ Å, $l \simeq 165$ Å, $\mu_e \simeq 1.7 \cdot 10^5$ см^2/В·с. Частота $\nu_A \sim 5 \cdot 10^{10}$ с$^{-1}$ при $N_A \sim 10^{15}$ см$^{-3}$. Из рисунка видно, что рассеяние 2МЭГ на трехмерных электронах может вносить вклад, заметный по сравнению с рассеянием на примесях.

Литература

[1] *Лифшец Е. М., Питаевский Л. П.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 527 с.
[2] *Климонтович Ю. Л.* Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы. М.: Наука, 1975. 352 с.
[3] *Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф.* Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985. 416 с.
[4] *Ferry D. K.* Slo. St. Electron., 1978, v. 21, N 1, p. 115—122.
[5] *Балев О. Г., Бойко И. И.* Укр. физ. журн., 1984, т. 29, № 5, с. 710—716.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
24 марта 1987 г.

УДК 537.521 *Журнал технической физики, т. 58, в. 5, 1988*

К ТЕОРИИ НИЗКОВОЛЬТНОГО РАЗРЯДА В СМЕСИ ЦЕЗИЯ С МОЛЕКУЛЯРНЫМ ВОДОРОДОМ

Ф. Г. Бакшт, В. Г. Иванов

В [1, 2] была теоретически показана возможность реализации низковольтного ($U < 8$ В) разряда в смеси цезия с молекулярным водородом и отмечено наличие в плазме такого разряда значительной концентрации отрицательных ионов водорода N_{H^-}. В настоящем сообщении исследуется зависимость состояния плазмы низковольтного разряда и концентрации отрицательных ионов водорода от тока эмиссии катода j_{es}, давления водорода P_{H_2} и полной концентрации цезия N_{Cs}. Проводится оптимизация разряда по давлению P_{H_2} и концентрации N_{Cs} с целью получения наибольшей концентрации отрицательных ионов N_{H^-}.

Как и в [1], плазма низковольтного разряда предполагается однородной по концентрации n_e, а эмиссия катода j_{es} считается постоянной по вольт-амперной характеристике (ВАХ). Условие однородности плазмы выполняется при сильной ионизации цезия и при не слишком больших величинах тока j_e разряда и параметра $p_{H_2}L$ (p_{H_2} — давление водорода, L — зазор). Чтобы не выходить за пределы применимости модели однородной плазмы, в рассматриваемых ниже примерах увеличение давления p_{H_2} сопровождается соответствующим уменьшением зазора L так, чтобы $p_{H_2}L = \text{const} = 1$ Тор·см. При заданной величине j_{es} ВАХ разряда имеют сравнительно простой вид, соответствующий в основном насыщению тока j_e на уровне эмиссии катода: $j_e \simeq j_{es}$ (см. [1]). Поэтому ниже будут приведены лишь расчетные зависимости пара-