ТЕОРИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ЭМИССИОННОГО ПОТОКА Г-ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ПОЛУПРОВОДНИКА С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ СРОДСТВОМ

Либенсон Б. Н.

Рассмотрены теоретические аспекты проблемы энергетического распределения выходящего в вакуум потока Г-электронов из ОЭС фотокатодов. Исследование проведено для диапазона концентрации легирующей акцепторной примеси, в котором испускание поверхностных «низкочастотных» плазмонов в потенциальной яме изгиба зон является основным механизмом рассеяния Г-электронов по энергии. Подчеркивается важное влияние формы распределения потенциала в области изгиба зон у ее внутренней границы с дырочной плазмой на интенсивный характер взаимодействия электронов с поверхностной модой колебаний этой плазмы. Расчет показывает, что вероятность такого процесса за время одного прохода электрона через область изгиба зон близка к 1. Анализ энергоугловой структуры функции распределения Г-электронов и сопоставление результатов теории с данными эксперимента позволяют сделать вывод о практически зеркальном характере отражения Г-электронов от внешнего барьера и о достаточно высокой степени прозрачности этого барьера, составляющей для иглообразной части потока величины порядка 10 %. Близкое к 1 значение вероятности рассеяния электрона по энергии за время его прохода через область изгиба зон и большая величина прозрачности барьера эмиттер—вакуум представляют собой два аргумента, заставляющих усомниться в реальности известной идеи о поверхностном квантовании при приложении ее к интерпретации спектра эмиссии Г-электронов из ОЭС фотокатодов.

Теоретическое описание процесса эмиссии Г-электронов из структуры, содержащей отрицательное электронное сродство (ОЭС), еще во многом неполно. Прежде всего следует отметить, что в имеющихся теориях эмиссии отсутствует анализ одного существенного механизма рассеяния Г-электронов внутри области изгиба зон (ОИЗ) у поверхности. Речь идет об испускании горячими электронами «низкочастотных» поверхностных плазмонов. Такие квазичастицы представляют собой поверхностные колебания дырочной плазмы на границе между прямозонным полупроводником p-типа и ОИЗ, представляющей собой в простейшей модели диэлектрическую среду с проницаемостью ε_∞.

До сих пор не было уделено достаточного внимания изучению влияния, которое оказывает форма распределения потенциала на интенсивность испускания квазичастиц (фононов, поверхностных плазмонов) вблизи пороговых энергий Г-электронов. Этот вопрос оказывается важным при решении задачи о вероятностном числе квазичастиц, испускаемых за один проход Г-электроном ОИЗ.

Наконец, недостаточно полно исследован вопрос об энергоугловой структуре функции распределения (ФР) Г-электронов и о влиянии на эту структуру характера упругого отражения Г-электронов от внешней границы ОИЗ, на которую нанесено активирующее покрытие.

В большей части опубликованных работ детально исследован лишь один какой-либо теоретический аспект проблемы эмиссии [1-3]. В тех же работах, где делается попытка рассмотреть всю проблему эмиссии в комплексе [4-7], справедливость полученных результатов ограничена малыми концентрациями легирующей примеси ($N_a \lesssim 3 \div 5 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$), малыми величинами прозрачности барьера на внешней границе ОИЗ ($W \sim 0.01 \div 0.02$) и простейшими предположениями об отражении от него Г-электронов. Такие ограничения на параметры структуры как раз и возникают вследствие неполноты исходных представлений, заложенных в основу упомянутых теорий.

В настоящей работе предлагается дальнейшее развитие теории эмиссии электронов из Г-минимума прямозонного полупроводника с ОЭС. Рассматривается диапазон концентраций акцепторной примеси, в котором основным видом рассеяния электронов является возбуждение поверхностных «низкочастотных» плазмонов. Это справедливо, когда $\omega_p^2/2=2\pi e^2 p_0/m_n\varepsilon_\infty > (\omega_L^2-\omega_T^2)$, т. е. при $p_0 \geqslant 10^{18}$ см$^{-3}$ для GaAs. Однако уже при $3\cdot 10^{17} \leqslant p_0 < 10^{18}$ см$^{-3}$ плазмонный и фононный вклады в рассеяние электронов становятся одного порядка, поэтому диапазон применимости результатов настоящего рассмотрения по концентрации $10^{17} < p_0 \leqslant 10^{19}$ см$^{-3}$ охватывает практически все интересные степени легирования.

Вероятность возбуждения поверхностных колебаний дырочной равновесной плазмы за один проход Г-электрона через ОИЗ

Вероятность взаимодействия S Г-электрона со всеми квазичастицами, характерными для данной структуры, за время одного прохода через ОИЗ имеет вид

$$S(E, E_\parallel)=\frac{2}{(2\pi)^3\hbar^2}\int\limits_0^\infty d\omega\int d\mathbf{q}\int\limits_{l_{E-\hbar\omega}}^{l}\frac{dz}{v_z(z)}\int\limits_{l_{E-\hbar\omega}}^{l}\frac{dz'}{v_z(z')}\times$$

$$\times \operatorname{Im} D(z, z', \mathbf{q}, \omega)\exp\left\{-i\left(\omega-\mathbf{q}\cdot\mathbf{v}_\parallel+\frac{\hbar q^2}{2m_e}\right)\int\limits_{z'}^{z}\frac{dx}{v_z(x)}\right\}. \tag{1}$$

Эта формула выведена при предположении о квазиклассичности движения Г-электрона в потенциальной яме изгиба зон. Методика получения этой формулы близка к методике расчета сечения возбуждения плазмонов быстрой заряженной частицей в пространственно неоднородной среде [8]. В формуле (1) $v_\parallel$ и $v_z(z)$ — тангенциальная и нормальная компоненты скорости Г-электрона, а $E_\parallel$ и $E=E(z=l)$ — аналогичные компоненты энергии Г-электрона на внешней границе ОИЗ, $l_{E-\hbar\omega}=l[1-(E-\hbar\omega-E_\parallel)^{1/2}/\psi^{1/2}]$ — координата внутренней границы ОИЗ для квадратичного распределения потенциала, $v_z(z)=(2\psi/m_e)^{1/2}\times(z-l_E)/l$. Квадратичная потенциальная яма ОИЗ имеет вид $\psi(z)=\psi(z/l)^2$, причем значение $\psi(z)=0$ выбрано на границе с дырочной плазмой, l — длина области изгиба зон, ψ — величина изгиба зон при $z=l$. Компоненты функции Грина электрического поля равновесных дырок, имеющие мнимую часть в области $0\leqslant z\leqslant l$, даются выражением

$$D(z, z', \mathbf{q}, \omega)=\frac{\begin{array}{c}2\pi e^2\hbar\{(\varepsilon_\infty-1)(\varepsilon_p+\varepsilon_\infty)\exp[-q(2l-z-z')]+(1+\varepsilon_\infty)(\varepsilon_\infty-\varepsilon_p)\times\\ \times\exp[-q(z+z')]+2(\varepsilon_\infty-1)(\varepsilon_\infty-\varepsilon_p)\exp(-2ql)\operatorname{ch}[q(z-z')]\}\end{array}}{q\varepsilon_\infty[(\varepsilon_p+\varepsilon_\infty)(1+\varepsilon_\infty)-(\varepsilon_\infty-1)(\varepsilon_\infty-\varepsilon_p)\exp(-2ql)]}, \tag{2}$$

получить которое можно по аналогии с [9]. В формуле (2) $\varepsilon_p=\varepsilon_\infty(1-\omega_p^2/\omega^2)$. Полюс функции Грина (2) соответствует возбуждению системы поверхностных колебаний в структуре с двумя границами. Из трех слагаемых, входящих в формулу (2), основной вклад в мнимую часть вносит слагаемое, максимум которого приходится на границу ОИЗ с дырочной плазмой $z=0$ и $z'=0$. Запишем это слагаемое отдельно:

$$D_1(z, z', \mathbf{q}, \omega)=\frac{4\pi e^2\hbar(\varepsilon_\infty+1)(\varepsilon_\infty-\varepsilon_p)\exp[-q(z+z')]}{q\varepsilon_\infty[(\varepsilon_p+\varepsilon_\infty)(1+\varepsilon_\infty)-(\varepsilon_\infty-1)(\varepsilon_\infty-\varepsilon_p)\exp(-2ql)]}. \tag{3}$$

Величины вероятностной энергетической потери полной энергии $\mathscr{E}(E, E_\parallel)$ и тангенциальной энергии $\mathscr{E}_\parallel(E, E_\parallel)$ за один проход Г-электроном ОИЗ будут отличаться от $S(E, E_\parallel)$ лишь присутствием под интегралами множителей $\hbar\omega$ и $\hbar\mathbf{q}\cdot\mathbf{v}_\parallel$ соответственно. В квадратичной потенциальной яме бо́льшую часть времени электроны проводят вблизи внутренней границы, там где их нормальная компонента скорости мала, а полная энергия близка или немного превышает энергию порога открытия поверхностного плазмонного канала. При малых z и z' основной вклад в рассеяние вносит генерация таких поверхностных плазмонов, поле которых соответствует формуле (3) в пределе $l \to \infty$. Используя формулы (1) и (3) в пределе $l \to \infty$, получим следующее выражение для вероятностной энергетической потери $\mathcal{E}(E, E_{\parallel}=0)$:

$$\mathcal{E}(E, 0) = \frac{e^2 m_e}{4 l \varepsilon_\infty m_h [1-(E/\psi)^{1/2}]} \int\limits_1^{2\sqrt{2}E/\hbar\omega_p} \frac{dt}{t} \cos\left(\sqrt{\frac{m_e}{2m_h}} \ln t\right) \times$$

$$\times \ln \left\{ \left[1 + t + \frac{4\sqrt{\psi E}}{\hbar\omega_p}\left(1 - \sqrt{\frac{E}{\psi}}\right)\right] \Big/ \left[1 - t + 2t\sqrt{\frac{\psi}{E}}\right] \right\} \tag{4}$$

и $\mathcal{E}_{\parallel}(E, E_{\parallel}=0)=0$; m_e и m_h — эффективные массы Г-электронов и дырок. Предельные по тангенциальной энергии значения $\mathcal{E}(E, 0)$ и $\mathcal{E}_{\parallel}(E, 0)$ являются важными параметрами кинетики Г-электронов.

Основные соотношения для функции распределения и эмиссионного потока Г-электронов

При протяженностях l ОИЗ для рассматриваемого диапазона концентраций N_a энергетическая производная $d\mathcal{E}(E, 0)/dE$, пропорциональная разности $S(E+\hbar\omega, 0)-S(E, 0)$, оказывается значительно меньше 1 при $E < \psi - \hbar\omega_p/\sqrt{2}$. Исходя из этого факта, следует считать, что изменение ФР за время одного прохода электрона через ОИЗ мало по сравнению с самой ФР при $E < \psi - \hbar\omega_p/\sqrt{2}$. Так, если $f(E, E_{\parallel})$ есть ФР при $z=l$, то из решения кинетического уравнения для $l_E < z < l$ следует, что

$$f^-(E, E_{\parallel}) - f^+(E, E_{\parallel}) = -2\frac{\partial}{\partial E}(\mathcal{E} f) - 2\mathcal{E}_{\parallel}\frac{\partial f}{\partial E_{\parallel}}. \tag{5}$$

Здесь индексы «+» и «—» у f соответствуют разбиению f на две компоненты: f^+ — для электронов, движущихся из глубины ОИЗ к границе $z=l$, f^- — для электронов, отраженных от границы $z=l$ и движущихся в глубь ОИЗ. $E=E(z=l)$ отсчитывается от дна зоны проводимости при $z=l$. В правой части (5) под f может пониматься как f^+, так и f^-, поскольку $|f^+-f^-| \ll f$. При выводе формулы (5) предполагался упругий и зеркальный характер отражения Г-электронов от внутренней границы ОИЗ $z=l_E$.

Рассеяние Г-электронов на внешней границе между ОИЗ и активирующим покрытием может быть представлено в виде граничного условия на ФР

$$f^-(E, E_{\parallel}) = f^+(E, E_{\parallel})[1-D(E_{\parallel})][1-W(E, E_{\parallel})] + \frac{1}{E}\int\limits_0^E dE'_{\parallel} D(E'_{\parallel}) \times$$

$$\times [1-W(E, E'_{\parallel})] f^+(E, E'_{\parallel}). \tag{6}$$

Здесь $D(E_{\parallel})$ — коэффициент диффузного отражения Г-электрона при его упругом рассеянии на границе, D пропорционален тангенциальной энергии $E_{\parallel}$ и квадрату средней высоты шероховатости границы $z=l$, $W(E, E_{\parallel})$ — вероятность ухода электрона из Г-долины при его столкновении с границей [далее будем полагать, что $W(E, E_{\parallel})$ совпадает с прозрачностью барьера эмиттер—вакуум].

Функция $f^+(E, E_{\parallel})$, полученная в результате решения уравнений (5) и (6), определяет эмиссионный поток Г-электронов, энергетическое распределение которого находится как интеграл

$$\frac{dJ}{dE} = \frac{m_e}{\pi^2\hbar^3}\int\limits_0^E dE_{\parallel} f^+(E, E_{\parallel}) W(E, E_{\parallel}). \tag{7}$$

Не рассматривая здесь всех вопросов, связанных с решением уравнений (5) и (6), отметим только, что $f^+(E, E_\parallel)$ находится в виде суммы иглообразной и сферически симметричной компонент, относительный вес которых существенным образом зависит от параметров граничного рассеяния $D(E_\parallel)$ и $W(E, E_\parallel)$. В результате энергетическое распределение потока Г-электронов, выходящих в вакуум, имеет следующее представление:

$$\frac{dJ}{dE}=\frac{m_e G}{\pi^2\hbar^3\,[T_0(\psi)+S_0(\psi)]}\left\{W_0(E)\,\frac{\mathscr{E}_0(\psi)}{\mathscr{E}_0(E)}\exp[-u_0(E)]+\frac{\bar{W}(E)\,D_0}{\bar{\mathscr{E}}(E)}\exp[-\bar{u}(E)]\times\right.$$
$$\left.\times\left\{\frac{\bar{\mathscr{E}}(\psi)\,[1-W_0(\psi)]}{[\bar{W}(\psi)+\bar{S}(\psi)]}+\frac{\mathscr{E}_0(\psi)}{2}\int\limits_E^{\psi}\frac{dE_1}{\mathscr{E}_0(E_1)}[1-W_0(E_1)]\exp[-u_0(E_1)+\bar{u}(E_1)]\right\}\right\}. \qquad (8)$$

Здесь G — нормировочная постоянная, связанная с притоком тепловых носителей из объема p-области, $D_0=D(E_\parallel=kT)$, $T_0(E)=D_0+(1-D_0)\,W(E, 0)$,

$S_0(\psi)=S(\psi, 0)$, $W_0(E)=W(E, 0)$, $\mathscr{E}_0(E)=\mathscr{E}(E, 0)$, $\bar{W}(E)=\frac{1}{E}\int\limits_0^E dE_\parallel W(E, E_\parallel)$,

$\bar{\mathscr{E}}(E)=\frac{1}{E}\int\limits_0^E dE_\parallel \mathscr{E}(E, E_\parallel)$, $\bar{S}(E)=\frac{1}{E}\int\limits_0^E dE_\parallel S(E, E_\parallel)$, $u_0(E)=\frac{1}{2}\int\limits_E^{\psi} dE_1 T_0(E_1)/\mathscr{E}_0(E_1)$,

$\bar{u}(E)=\frac{1}{2}\int\limits_E^{\psi} dE_1\bar{W}(E_1)/\bar{\mathscr{E}}(E_1)$.

Структура формулы (8) достаточно проста. Первое слагаемое в фигурных скобках представляет собой вклад в эмиссионный поток от иглообразной компоненты ФР. Второе слагаемое соответствует электронам, которые уже при первом столкновении с внешней границей $z=l$ диффузно отражаются от нее и тем самым попадают в сферически симметричную часть ФР, даже если перед этим не испытали электрон-плазмонного рассеяния. Наконец, третье слагаемое определяет вклад в эмиссионный поток от электронов, первоначально находившихся в иглообразной части ФР и сталкивавшихся с границей зеркально, а затем испытавших диффузное рассеяние на границе $z=l$, но предварительно перед этим испустивших хотя бы один поверхностный плазмон. Выражение (8) в принципе отличается от формулы (6) работы [4], в которой был изучен частный случай $D(E_\parallel)=1$ (т. е. 100%-е диффузное отражение). Это отличие видно хотя бы из того, что иглообразная компонента выходящего потока дает вклад в (8) даже в случае $D=1$, в то время как формула (6) работы [4] соответствует только одному — второму слагаемому в (8).

Обсуждение

Формула (8) для энергетического распределения эмиссионного потока имеет общий характер и справедлива независимо от конкретного механизма рассеяния Г-электрона внутри ОИЗ. Из нее следует, что сдвиг максимума энергетического распределения dJ/dE в область $E<\psi$ возможен только тогда, когда первые два слагаемых в (8) имеют максимумы при $E<\psi$. В частности, иглообразная компонента потока Г-электронов имеет максимум при условии

$$2\frac{d}{dE}\left[\frac{\mathscr{E}_0(E)}{W_0(E)}\right]=1-D_0+\frac{D_0}{W_0(E)},$$

в то время как максимум диффузной части потока существует при условии

$$2\frac{d}{dE}\left[\frac{\bar{\mathscr{E}}(E)}{\bar{W}(E)}\right]=1.$$

При $p_0>3\cdot10^{17}$ см$^{-3}$ величины вероятностных энергетических потерь $\mathscr{E}_0(E)$ и $\bar{\mathscr{E}}(E)$ для рассеяния на поверхностных «низкочастотных» плазмонах оказываются существенно бо́льшими, чем рассчитанные для рассеяния на полярных фононах [2, 3]. Это обстоятельство связано с тем, что при реальном квадратичном распределении потенциала Г-электроны бо́льшую часть времени прохода области поля движутся около внутренней границы ОИЗ, так что их взаимодействие с поверхностными плазмонами оказывается очень эффективным, в особенности у энергии порога возбуждения. Приведем некоторые расчетные значения величины $\mathscr{E}_0$ ($E=0.95\psi$). При $p_0=6.7\cdot10^{17}$, $2.7\cdot10^{18}$, $1.1\cdot10^{19}$ см$^{-3}$ имеем $\mathscr{E}_0$ равным 0.0155, 0.0196 и 0.0241 эВ соответственно (p-GaAs). Эти значения $\mathscr{E}_0$ соответствуют близким к 1 вероятностям S_0 испускания плазмонов при однократном проходе ОИЗ. Действительно, $S_0=1.50$, 0.96 и 0.59 соответственно. Столь большие значения вероятностного числа испущенных квазичастиц S_0 ставят под сомнение интерпретацию энергетического сдвига максимума спектра выходящего потока за счет проявления квантовых эффектов, связанных с существованием поверхностной подзоны в потенциальной яме у поверхности [1, 5].

Теперь обсудим значения сдвига максимума $\Delta=\psi-E_{\max}$ энергетического распределения $dJ(E)/dE$, рассчитанные для $W_0=0.1$, $\bar{W}=0.05$, $D_0=0.05$ и упомянутых выше трех значений p_0: $\Delta=0.08$, 0.11 и 0.13 эВ соответственно. Увеличению концентрации p_0 в 16 раз соответствует увеличение Δ на 0.05 эВ. Сравнение расчетной зависимости $\Delta(p_0)$ с экспериментальными значениями Δ, приведенными в [4] для GaAs-фотокатодов с ОЭС с разным уровнем легирования, подтверждает правильность представления о плазмонном механизме потерь энергии Г-электронов. Согласие экспериментальных величин Δ и расчетных зависимостей $\Delta(p_0)$ также позволяет сделать вывод о характере рассеяния Г-электронов на внешней границе ОИЗ. Это рассеяние близко по характеру к зеркальному ($D_0=0.05$), а прозрачность барьера, обеспечивающая правильные значения Δ, по крайней мере в 5—10 раз превышает величины прозрачности W_0 и $\bar{W}$, указанные в работе [4].

Анализ энергетических распределений dJ/dE при значениях $D\leqslant1$ показал, что ни по положению сдвига максимума, ни по его энергетической ширине такие распределения не соответствуют наблюдаемым.

Автор признателен А. И. Климину за ряд полезных замечаний при обсуждении.

Список литературы

[1] Коротких В. Л., Мусатов А. Л., Шадрин В. Д. // Письма ЖЭТФ. 1978. Т. 27. В. 11. С. 652—655.
[2] Горшков В. А., Шадрин В. Д. // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 7. С. 1926—1932.
[3] Либенсон Б. Н., Климин А. И., Стучинский Г. Б. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 2. С. 330—334.
[4] Коган Ш. М., Коринфский А. Д., Мусатов А. Л., Полупанов А. Ф., Гейзер С. В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. В. 9. С. 1745—1750.
[5] Мусатов А. Л. // Тез. докл. IV Всес. симп. «Современные проблемы физики вторичной и фотоэлектронной эмиссии». Л., 1981. С. 45—47.
[6] Escher J. S., Schade H. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 12. P. 5309—5313.
[7] Неустроев Л. Н., Осипов В. В. // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 11. С. 3217—3223.
[8] Румянцев В. В., Либенсон Б. Н. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. В. 5 (11). С. 1818—1833.
[9] Либенсон Б. Н., Румянцев В. В. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. В. 5. С. 1715—1726.

Получена 14.03.1989
Принята к печати 5.06.1989