БАЛЛИСТИЧЕСКАЯ ИНЖЕКЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ЭФФЕКТИВНЫМИ МАССАМИ

З.С.Грибников, А.Н.Коршак

Институт физики полупроводников Академии наук Украины,
252650, Киев, Украина
(Получена 15 февраля 1994 г. Принята к печати 16 марта 1994 г.)

Показано, что ограниченный пространственным зарядом баллистический ток электронов, для которых закон дисперсии содержит интервал с отрицательными эффективными массами, насыщается на протяженном промежуточном участке напряжений, причем рост напряжения (при неизменном токе) на этом участке связан с возникновением и расширением второй области пространственного заряда, располагающейся у анода. Пространство между двумя областями пространственного заряда — прикатодной и прианодной — занято квазинейтральной областью, в которой ионный заряд скомпенсирован зарядом пролетающих электронов с отрицательной эффективной массой. С дальнейшим ростом напряжения образуется прианодный квазинейтральный слой, в котором электроны имеют положительную массу, и этот слой быстро вытесняет предыдущий.

Обращено внимание на конвективную неустойчивость однородного распределения концентрации пролетных электронов в диапазоне их отрицательных эффективных масс.

1. Данная статья является прямым продолжением и развитием предыдущей работы [1], посвященной баллистическому транспорту электронов со сложными законами дисперсии $\varepsilon(p)$, включающими участки отрицательных эффективных масс (ОЭМ). В отличие от [1], здесь не рассматривается генезис подобных законов, зависимости $\varepsilon(p)$ предполагаются исходно заданными. Отметим лишь, что предполагаемые нами законы дисперсии с участками ОЭМ могут быть не только гетероструктурного происхождения. Хорошо известны [2] подобные зависимости $\varepsilon(k)$ в дырочных полупроводниках, одноосно-деформированных в произвольных направлениях (исключая некоторые). Более свежий пример подобного закона предлагается в работе [3] для электронов в частично упорядоченных сплавах типа InGaP. Также предполагается обоснованным и квазиклассический подход.

Будет показано, что статическая вольт-амперная храктеристика (ВАХ) баллистического $n^+{-}n{-}n^+$-диода с участком ОЭМ при промежуточных значениях квазиимпульса электронов p имеет вид кривой, изображенной сплошной линией на рис. 1. Характер ВАХ существенно

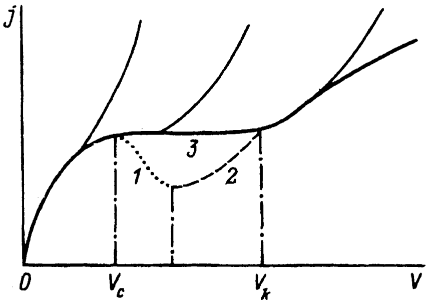

Рис. 1. Качественный вид ВАХ длинного баллистического диода с ОЭМ (толстая сплошная линия) и более коротких диодов (тонкие линии).

Точечной и штриховой линиями показаны нереализуемые участки ВАХ из работы [1].

отличен в интервале напряжений (V_c, V_k) от предсказанного в работе [1]. В [1] утверждалось отсутствие стационарного решения только на ниспадающей ветви *1* ВАХ (рис. 1, точечная кривая). Нетрудно показать, что по аналогичной причине подобное решение отсутствует и на восходящем участке *2* (рис. 1, штриховая линия), т.е. весь участок между V_c и V_k неадекватен реальной картине.

Здесь будет построено стационарное решение, отвечающее горизонтальному (или близкому к горизонтальному) участку *3*. Это решение, в отличие от решений из [1], содержит две протяженные области пространственного заряда (ОПЗ) — прикатодную и прианодную, разделенные широким квазинейтральным слоем, в котором положительный донорный заряд скомпенсирован зарядом пролетающих электронов с ОЭМ (ОЭМ-электронов), т.е. большая часть пролетного пространства диода содержит только эти электроны. На выходе из горизонтального участка на вторую восходящую ветвь (т.е. при $V \simeq V_k$) прианодный слой пространственного заряда отделяется от анода и быстро с ростом тока перемещается в сторону катода, разделяя квазинейтральную область на две части — внутреннюю (с ОЭМ-электронами) и прианодную (в которой подвижные электроны имеют тяжелую положительную массу). Это перемещение заканчивается слиянием двух ОПЗ и ликвидацией квазинейтральной области с ОЭМ-электронами — последние теперь играют второстепенную роль при формировании единой ОПЗ. Итак ВАХ четко разделилась на три участка:

1) начальный (в интервале (0, V_c)), где квазинейтральная область целиком сформирована легкими электронами, с малой положительной эффективной массой, предполагаемой при малых значениях p;

2) конечный (в интервале (V_k, ∞)), где квазинейтральная область сформирована пролетающими тяжелыми электронами, с большой, но также положительной эффективной массой, предполагаемой при больших p, и квазиравновесными легкими электронами;

3) промежуточный (в интервале (V_c, V_k)), где квазинейтральная область сформирована, как отмечалось выше, электронами с ОЭМ. Количественное построение такой ВАХ описано далее в разделе 2.

Наибольший интерес вызывает интервал напряжений (V_c, V_k), где имеет место столб квазинейтральной плазмы с ОЭМ-электронами. Вопрос об устойчивости стационарного режими в этом интервале рассмотрен далее в разделе 3. Определенный интерес представляет также интервал напряжений $V > V_k$, где квазинейтральная область сформирована электронами с различными массами — тяжелыми пролетающими и легкими квазиравновесными. Свойства такого диода должны быть несколько отличными от свойств диодов с постоянной массой, рассматривавшихся ранее в работах [4,5].

2. Стационарное распределение поля, потенциала и концентрации электронов в баллистическом n^+-n-n^+-диоде находим из уравнений

$$\frac{1}{e}\varkappa\frac{dE}{dx} = n - n_0, \tag{1}$$

$$n = n_1 + n_2, \tag{2}$$

$$j = v(p)n_1, \tag{3}$$

$$\frac{v(p)}{e}\frac{dp}{dx} = E, \tag{4}$$

где $E = E(x)$ — взятая с обратным знаком напряженность электрического поля (так что $E(x) = dV/dx, V(x)$ — электростатический потенциал); j — поток пролетающих электронов; $v(p) = d\varepsilon(p)/dp$ — групповая скорость пролетающих с катода на анод (и не отражающихся на аноде) электронов, концентрация которых равна n_1; концентрация n_1 меньше полной электронной концентрации n на величину n_2 — концентрацию электронов, находящихся в равновесии с анодным резервуаром электронов; n_0 — предполагаемая постоянной концентрация положительно заряженных доноров; $\varkappa$ — диэлектрическая проницаемость; e — абсолютная величина заряда электрона.

Естественно, что величина n_2 существенна только при достаточно малом прианодном изменении потенциала (по сравнению с равновесным распределением). Поэтому появление заметной прианодной ОПЗ и прианодного падения напряжения, значительно превышающего kT/e, делает величину n_2 во всем пространстве практически нулевой. В дальнейшем рассмотрении не учитываются электроны, находящиеся в равновесии с катодным тепловым резервуаром, т.е. принято приближение эффективного катода:

$$p(0) = 0, \qquad E(0) = 0, \qquad V(0) = 0. \tag{5}$$

Поделив уравнение (1) на (4) и проинтегрировав с учетом (3) при $n_2 = 0$, имеем

$$\frac{\varkappa}{2n_0}E^2 = \lambda p - \varepsilon(p) + C, \tag{6}$$

где $\lambda = j/n_0$, C — постоянная интегрирования, равная нулю, если это интегрирование начинается на эффективном катоде.

На рис. 2 изображена зависимость $\varepsilon(p)$ с участками положительных эффективных масс при малых и больших p и промежуточным участком ОЭМ. Кроме этого там показаны зависимости λp для различных λ. Одна из этих прямых (прямая *1*), касающаяся $\varepsilon(p)$ на участке ОЭМ, соответствует некоторому критическому значению $\lambda = \lambda_c$. При $\lambda < \lambda_c$ правая часть (6) (для $C = 0$) непрерывно положительна только при $p < p(\lambda) < p_c$, где $p(\lambda)$ определяется точкой пересечения прямой λp и $\varepsilon(p)$, т.е.

$$\lambda p(\lambda) = \varepsilon[\,p(\lambda)\,]. \tag{6a}$$

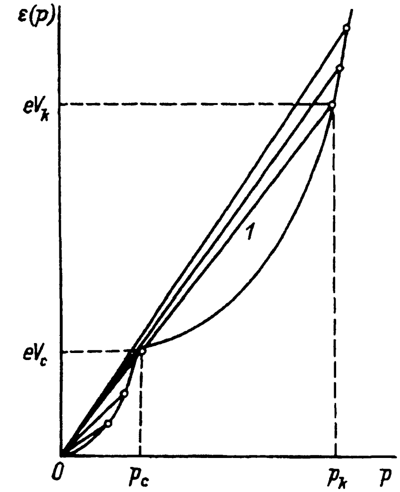

Рис. 2. Предполагаемая зависимость $\varepsilon(p)$ с участком ОЭМ и прямые λp (для разных λ).

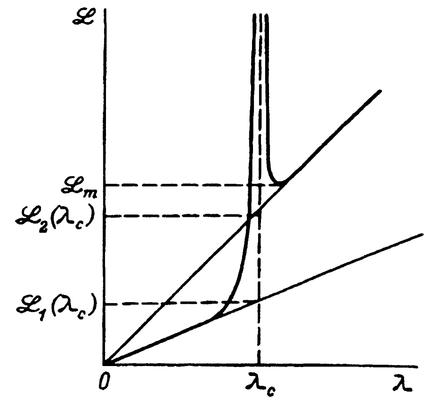

Рис. 3. Схематическая зависимость $\mathcal{L}(\lambda)$.

Только в этом интервале p уравнение (6) определяет некоторое положительное значение E^2.

В зависимости от длины l базы $n^+\!-\!n\!-\!n^+$-диода при заданном значении λ имеются две возможности. Если

$$l < \mathcal{L}\,[\,p(\lambda), \lambda\,] \equiv \mathcal{L}(\lambda), \tag{7}$$

где

$$\mathcal{L}(p, \lambda) = \frac{1}{e}\left\{\frac{\varkappa}{2n_0}\right\}^{\frac{1}{2}} \int\limits_0^p \frac{v(p')\,dp'}{\sqrt{\lambda p' - \varepsilon(p')}}, \tag{8}$$

то ВАХ образца определяется уравнениями

$$V(\lambda) = \frac{1}{e}\varepsilon(p_l), \qquad l = \mathcal{L}(p_l, \lambda). \tag{9}$$

Если

$$l > \mathcal{L}\,[\,p(\lambda), \lambda\,] \equiv \mathcal{L}(\lambda), \tag{10}$$

то

$$V(\lambda) = \frac{1}{e}\varepsilon[\,p(\lambda)\,] \equiv \frac{1}{e}\varepsilon(\lambda). \tag{11}$$

При выполнении условия (7) образец настолько короток (при заданной λ), что в нем не помещается квазинейтральный слой. Наоборот, при выполнении противоположного условия (10) длина образца достаточна для образования около анода квазинейтральной области. В этой области, которая условно обозначена кружком на рис. 2, концентрация n_2 отлична от нуля и равна

$$n_2 = n_0\left(1 - \frac{\lambda}{v[\,p(\lambda)\,]}\right), \tag{12}$$

причем, как видно из рис. 2, при $\lambda < \lambda_c$ на всем участке $p(\lambda) < p_c$ имеем $\lambda < v[p(\lambda)]$, т.е. $n_2 > 0$. Изменение концентрации n_2 с током регулируется малыми изменениями потенциала на анодном n–n^+-переходе, не вносящими заметный вклад в ВАХ.

При $\lambda > \lambda_c$ правая часть (6) (для $C = 0$) непрерывно положительна при $p < p(\lambda)$, причем величина $p(\lambda)$ всегда превышает p_k. Здесь также в зависимости от того, выполняется ли условие (7) или условие (10), ВАХ определяется формулой (9) или формулой (11) соответственно. В случае, если выполнено условие (10) и справедлива формула (11), при $\lambda > \lambda_c$ также существует квазинейтральная область, изображенная кружком на $\varepsilon(p)$ (рис. 2), в которой $n_2 > 0$ и также дается формулой (12).

Из вышесказанного следует, что первая проблема при анализе вида ВАХ состоит в оценке величины $\mathcal{L}(\lambda)$, определяемой формулами (7) и (8). Для этого надлежит ввести некоторую конкретизацию закона $\varepsilon(p)$. Как и в [1] полагаем, что при $p \ll p_c$ этот закон имеет вид

$$\varepsilon(p) = \frac{p^2}{2m}, \tag{13}$$

где m — уже упоминавшаяся малая эффективная масса, а при $p \gg p_c$ закон (13) сменяется зависимостью

$$\varepsilon(p) = \varepsilon_0 + \frac{p^2}{2M}, \tag{14}$$

где $M > 2m$ — большая эффективная масса. Кроме зависимостей (13) и (14) для нас существенно поведение $\varepsilon(p)$ непосредственно в окрестности точки $p = p_c$, которое представим в виде

$$\varepsilon(p) = \varepsilon_c + v_c(p - p_c) - \frac{(p - p_c)^2}{2m_c}, \tag{15}$$

где $\varepsilon_c = \varepsilon(p_c) = \lambda_c p_c$, $v_c = v(p_c) = \lambda_c$, а m_c — величина отрицательной эффективной массы, вычисляемая в точке $p = p_c$.

Зависимость $\mathcal{L}(\lambda)$, вычисленная в пределах справедливости (13), т.е. при малых p, имеет вид

$$\mathcal{L}(\lambda) = \frac{\pi}{e}\left(\frac{m\varkappa}{n_0}\right)^{\frac{1}{2}} \lambda, \tag{16}$$

так что заряженный двойной слой расширяется с ростом тока пропорционально λ. Можно предположить, что с приближением λ к λ_c снизу размер этого слоя стремится к некоторому пределу порядка

$$\mathcal{L}_1(\lambda_c) \simeq \frac{\pi}{e}\left(\frac{m\varkappa}{n_0}\right)^{\frac{1}{2}} \lambda_c. \tag{17}$$

Зависимость $\mathcal{L}(\lambda)$, вычисленная при $p(\lambda) > p_k \gg p_c$, имеет вид (16) с заменой в правой части малой массы m на большую массу M. При стремлении λ сверху к λ_c можно предположить, что размер слоя стремится к

$$\mathcal{L}_2(\lambda_c) \simeq \frac{\pi}{e}\left(\frac{M\varkappa}{n_0}\right)^{\frac{1}{2}} \lambda_c + \mathcal{L}_1(\lambda_c). \tag{18}$$

При $p(\lambda)$, приближающейся к p_c снизу или к p_k сверху, формула (16) и ее аналог с массой M становятся несправедливыми из-за доминирующего вклада области с отрицательными массами. Вводя

$$\delta\lambda = \lambda - \lambda_c \tag{19}$$

и используя приближение (15), получим при $\delta\lambda < 0$ (т.е. при стремлении $p(\lambda)$ к p_c снизу)

$$\mathcal{L}(\delta\lambda) = \mathcal{L}_1(\lambda_c) - \frac{1}{e}\left(\frac{m_c\varkappa}{n_0}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\lambda_c}{2} \ln\left(\frac{|\delta\lambda|}{\lambda_c}\right), \tag{20}$$

где $\mathcal{L}_1(\lambda_c)$ чисто оценочно дается формулой (17). Аналогичная формула для $\delta\lambda > 0$ (т.е. при стремлении $p(\lambda)$ к p_k сверху) имеет вид

$$\mathcal{L}(\delta\lambda) = \mathcal{L}_2(\lambda_c) - \frac{1}{e}\left(\frac{m_c\varkappa}{n_0}\right)^{\frac{1}{2}} \lambda_c \ln\left(\frac{\delta\lambda}{\lambda_c}\right), \tag{21}$$

где $\mathcal{L}_2(\lambda_c)$ оценочно представлена формулой (18); отметим, что логарифмическая добавка в правой части (21) вдвое больше, чем в (20).

На рис. 3 схематически представлена зависимость $\mathcal{L}(\lambda)$, полученная с помощью приведенных выше приближений и рассуждений. Она представлена двумя ветвями, уходящими в бесконечность при $\lambda \to \lambda_c$. На правой ветви существует некоторое минимальное значение $\mathcal{L}_m$, которое при оценках мы не будем отличать от $\mathcal{L}_2(\lambda_c)$.

Диоды, в которых база короче $\mathcal{L}_m$, имеют квазинейтральную прианодную область только при достаточно малых токах $\lambda < \lambda(l) < \lambda_c$. Более длинные диоды с $l > \mathcal{L}_m$ имеют квазинейтральный слой в двух токовых диапазонах, разделенных токовым интервалом около $\lambda = \lambda_c$, в котором этого слоя нет.

Рассмотрим вначале случай длинных образцов, $l > \mathcal{L}_m$, и предположим, что импульс p_l лежит в пределах узкого слоя около p_c, где справедлива зависимость (15). Тогда имеем из (9)

$$\frac{p_c - p_l}{p_c} = \left(\frac{m_c\lambda_c}{2p_c}\right)^{\frac{1}{2}} \left\{\exp\left(-\frac{l-\mathcal{L}_1}{l_c}\right) - \frac{\delta\lambda}{\lambda_c}\exp\left(\frac{l-\mathcal{L}_1}{l_c}\right)\right\}, \tag{22}$$

где $\mathcal{L}_1 = \mathcal{L}_1(\lambda_c)$, а $l_c = (\lambda_c/e)(m_c\varkappa/n_0)^{1/2}$. При

$$\delta\lambda = -\lambda_c \exp\left(-2\frac{l-\mathcal{L}_1}{l_c}\right) \tag{23}$$

длина l равна $\mathcal{L}(\delta\lambda)$ из формулы (20), а величина p_l становится равной $p(\lambda)$. При

$$\delta\lambda = \lambda_c \exp\left(-2\frac{l-\mathcal{L}_1}{l_c}\right) \tag{24}$$

согласно (22) имеем $p_l = p_c$, т.е. в образцах конечной длины значение p_c на аноде достигается не при $\delta\lambda = 0$, а при несколько бо́льших, чем λ_c, значениях λ. С дальнейшим ростом $\delta\lambda$ превышение p_l над p_c быстро увеличивается и выходит за рамки справедливости формулы (22). В этих рассуждениях предполагается выполнение условия

$$\exp\left(-2\frac{l-\mathcal{L}_1}{l_c}\right) \ll 1. \tag{25}$$

Если речь идет об оговоренных выше длинах $l > \mathcal{L}_m$, то согласно (18) необходимо, чтобы с некоторым запасом выполнялось

$$2\pi\left(\frac{M}{m_c}\right)^{\frac{1}{2}} > 1. \tag{25a}$$

При выполнении условия (25) увеличение напряжения на диоде происходит практически при неизменном токе $\lambda \simeq \lambda_c$. Малый прирост $\delta\lambda$ с ростом $V(\lambda)$ можно получить, используя уравнение

$$l \simeq \mathcal{L}_2(\lambda_c) - l_c \ln\frac{\delta\lambda}{\lambda_c} - \frac{1}{e}\left(\frac{\varkappa}{2n_0}\right)^{\frac{1}{2}}\int\limits_{p_l}^{p_k}\frac{v(p)\,dp}{\sqrt{\lambda p - \varepsilon(p)}}, \tag{26}$$

где p_l определяется через $V(\lambda)$ первой из формул (9), а в качестве $\varepsilon(p)$ в (9) и (26) можно использовать выражение (14). Из (26) следует

$$\delta\lambda = \lambda_c \exp\left(-\frac{l - \mathcal{L}_2(\lambda_c, p_l)}{l_c}\right), \tag{27}$$

где

$$\mathcal{L}_2(\lambda_c, p_l) = \mathcal{L}_2(\lambda_c) - \frac{1}{e}\left(\frac{\varkappa}{2n_0}\right)^{\frac{1}{2}}\int\limits_{p_l}^{p_k}\frac{v(p)\,dp}{\sqrt{\lambda p - \varepsilon(p)}}. \tag{28}$$

Интеграл из правой части (28) равен

$$\int\limits_{p_l}^{p_k}\frac{v(p)dp}{\sqrt{\lambda p - \varepsilon(p)}} = \lambda_c M\left(\frac{\pi}{2} + \arcsin\frac{\lambda_c M - p_l}{\sqrt{\lambda_c^2 M^2 - 2\varepsilon_0 M}} -\right.$$

$$\left.-\frac{1}{2}\sqrt{2\lambda_c M p_l - 2\varepsilon_0 M - p_l^2}\right) \simeq \lambda_c M\left(\pi - \frac{3}{2}\sqrt{2\lambda_c M p_l - 2\varepsilon_0 M}\right). \tag{28a}$$

Последнее выражение в формуле (28a) справедливо при малых значениях p_l, $p_l \ll p_k$. Из формулы (28) следует постепенный рост длины $\mathcal{L}_2(\lambda_c, p_c)$ с ростом p_l от значения, близкого к нулевому при $p_l \simeq p_c$, до $\mathcal{L}_2(\lambda_c)$ при $p_l = p_k$. Постепенное сокращение разности $l - \mathcal{L}_2(\lambda_c, p_l)$ приводит к росту $\delta\lambda$. До тех пор пока эта разность не становится близкой к l_c, величина $\delta\lambda$ экспоненциально мала, так что все изменение напряжения от V_c до V_k происходит при практически насыщенном токе. Однако степень этого насыщения согласно формуле (27) тем выше, чем больше длина $l-\mathcal{L}_2(\lambda_c)$, т.е. чем длиннее образец. Естественно, что это утверждение не имеет абсолютного смысла, поскольку удлинение образца приведет к ослаблению баллистического эффекта, т.е. к потерям импульса и энергии во время пролета.

Изменение напряжения в интервале (V_c, V_k) сопряжено с изменением эффективного размера второй ОПЗ, возникающей возле анода. Этот размер равен $\mathcal{L}_2(\lambda_c, p_l) - \mathcal{L}_1(\lambda_c)$. Все пространство между первой ОПЗ (с толщиной $\mathcal{L}_1(\lambda_c)$) и второй, т.е. слой с толщиной $l - \mathcal{L}_2(\lambda_c, p_l)$ занят практически квазинейтральным слоем электронов с импульсом, близким к p_c, т.е. ОЭМ-электронов. При достижении напряжения V_k между второй ОПЗ и анодом возникает квазинейтральный слой, в котором электроны движутся с импульсом p_k. Появление этого слоя приводит к модификации формулы (27), и она приобретает вид

$$\delta\lambda = \lambda_c \exp\left(-\frac{l - \mathcal{L}_2(\lambda_c) - \mathcal{L}_3}{l_c}\right), \tag{29}$$

где $\mathcal{L}_3$ — толщина появившегося нейтрального слоя. Чем этот слой толще, тем больше $\delta\lambda$ и тем тоньше квазинейтральный слой с ОЭМ-электронами. Таким образом, участок роста тока, сменяющий при $V > V_k$ участок его насыщения, — это участок расширения прианодного нейтрального слоя за счет сужения слоя с ОЭМ-электронами. Рост тока вызывает рост напряжения на каждой из постепенно сближающихся ОПЗ. О слиянии этих областей можно говорить, когда $\mathcal{L}_3 \simeq l - \mathcal{L}_2(\lambda)$ или когда $\delta\lambda \simeq \lambda_c$, т.е. при увеличении тока на величину порядка λ_c. Из сказанного следует, что в области $V \geqslant V_k$ быстрое изменение $\mathcal{L}_3$ происходит при весьма малых изменениях V и λ. После ликвидации области с ОЭМ-электронами и слияния двух ОПЗ расширение прианодного квазинейтрального слоя заканчивается и дальнейший рост V и λ сопровождается его сужением вплоть до полной ликвидации за счет роста единой ОПЗ.

В случае более коротких образцов с

$$\mathcal{L}_1(\lambda_c) < l < \mathcal{L}_2(\lambda_c) \sim \mathcal{L}_m$$

при небольшом превышении p_l над p_c продолжает оставаться справедливой формула (27); различие между этим случаем и предыдущим состоит в том, что величина $l - \mathcal{L}_2(\lambda_c, p_l)$ приближается к 0 до приближения p_l к p_k, т.е. до образования прианодного квазинейтрального слоя. Рост тока и сокращение области с ОЭМ-электронами начиная с некоторого значения $V(l)$ происходят без образования новой квазинейтральной области. Чем короче диод, тем короче участок насыщения тока на ВАХ. Полная ликвидация рудимента этого участка имеет место при $l < \mathcal{L}_1(\lambda_c)$. На рис. 1 кроме ВАХ «очень» длинного диода (толстая линия) изображен ряд ВАХ (тонкие линии), соответствующих более коротким образцам (тем более коротким, чем меньшие напряжения отвечают одному и тому же току).

Все построенные выше характеристики отвечают граничному условию (5), которое в свою очередь основано на предположении об идеальном $n^+{-}n$-катоде. При переходе к катодам другого типа возможны другие граничные условия. Например, наличие в правой части положительной (и зависящей от λ) константы интегрирования $C(\lambda)$ делает доступным образование квазинейтральных областей с параметрами, соответствующими недоступной ветви между p_c и p_k на рис. 2.

3. Главным результатом предыдущего раздела является утверждение о существовании в некотором интервале напряжений (в интервале (V_c, V_k) для диодов с $l > \mathcal{L}_2(\lambda_c)$ и в более коротких интервалах для диодов с $\mathcal{L}_2(\lambda_c) > l > \mathcal{L}_1(\lambda_c)$) квазинейтрального слоя (столба), образуемого электронами с ОЭМ, летящими со скоростью $v_c = \lambda_c$ из прикатодной ОПЗ в прианодную. Возникает проблема устойчивости распределения электронов в указанных диапазонах $V(\lambda_c)$. Основательность подобных опасений подтвердим на примере «бесконечной» области с летящими ОЭМ-электронами. Проблему устойчивости рассмотрим на базе уравнений (1)–(3), которые дополним уравнением непрерывности потока j

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{\partial j}{\partial x} = 0. \tag{30}$$

Кроме этого модифицируем уравнение (4)

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v(p)\frac{\partial p}{\partial x} = eE. \tag{31}$$

Записывая все известные величины A (E, $n_{1,2}$, j, p) в виде стационарных значений $A^{(0)}(x)$ и малых нестационарных добавок $A^{(1)}(x,t)$ и линеаризуя уравнения относительно этих малых добавок, получим в однопотоковых областях (где $n = n_1$, $n_2 = 0$)

$$\frac{\partial E^{(1)}}{\partial t} + v^{(0)}\frac{\partial E^{(1)}}{\partial x} + \frac{e}{\varkappa}\frac{\partial^2 \varepsilon^{(0)}}{\partial p^2} n^{(0)} p^{(1)} = \frac{e}{\varkappa} I(t), \tag{32}$$

$$\frac{\partial p^{(1)}}{\partial t} + v^{(0)}\frac{\partial p^{(1)}}{\partial x} + \frac{\partial^2 \varepsilon^{(0)}}{\partial p^2}\,\frac{\partial p^{(0)}}{\partial x} p^{(1)} = eE^{(1)}, \tag{33}$$

где $eI(t)$ — полный ток через диод, являющийся суммой тока, переносимого электронами, и тока смещения. Этот ток можно связать с добавкой напряжения на отрезке $\int E^{(1)} dx$ (где интеграл взят по полной длине образца l) с помощью линейного внешнего сопротивления Z. Если длина l удовлетворяет условию $k_c l \gg 1$, где k_c — некоторый характерный волновой вектор добавок, то величиной $I(t)$ можно пренебречь практически для всех нагрузок Z, исключая лишь режим короткого замыкания. Если положить на всей актуальной длине образца $v^{(0)} = v_c = \text{const}$, $p^{(0)} = p_c = \text{const}$, $\partial^2\varepsilon^{(0)}/\partial p^2 = -1/m_c = \text{const}$, $n^{(0)} = n_0 = \text{const}$, то, задавая $A^{(1)}(x,t)$ в виде $A^{(1)}\exp(ikx - i\omega t)$, имеем

$$E^{(1)}(i\omega - iv_c k) + \frac{e}{\varkappa}\frac{n_0}{m_c} p^{(1)} = 0,$$

$$p^{(1)}(i\omega - iv_c k) + eE^{(1)} = 0,$$

так что дисперсионное уравнение имеет вид

$$(\omega - v_c k)^2 + \frac{e^2 n_0}{\varkappa m_c} = 0, \tag{34}$$

откуда следует

$$\omega = v_c k \pm i\omega_c, \tag{35}$$

где $\omega_c^2 = e^2 n_0 / \varkappa m_c$ — квадрат плазменной частоты, определяемой ОЭМ-электронами. Из (35) следует, что однородное состояние столба с ОЭМ-электронами неустойчиво во всем диапазоне k, описываемом дисперсионным уравнением (34). Согласно правилам Стэррока [6,7], данная неустойчивость является конвективной (сносовой) и приводит к усилению колебаний при распространении электрической волны от катода к аноду.

4. В заключение повторим два главных результата настоящего сообщения.

а) Наличие интервала ОЭМ в законе $\varepsilon(p)$ приведет не к участку с отрицательной дифференциальной проводимостью N-типа, как утверждалось в [1], а к протяженному участку насыщения тока. При этом распределение электронов в разных диапазонах напряжений характеризуется не одним, а сразу двумя слоями пространственного заряда и двумя областями квазинейтральности.

б) Доминирующей деталью электронного распределения на участке насыщения тока является квазинейтральный слой (столб) с ОЭМ-электронами. Флуктуации концентрации электронов в этом слое, сопровождаемые флуктуативными электрическими полями, по мере их сноса к аноду неограниченно растут, приводя к конвективной неустойчивости стационарного распределения.

Решение задачи об импедансе диода с ОЭМ-электронами, а также о глобальной устойчивости (или неустойчивости) стационарного решения в таком диоде при заданной внешней нагрузке требует более детального описания как закона $\varepsilon(p)$, так и механизма получения $\varepsilon(p)$.

Список литературы

[1] З.С. Грибников. ФТП, 28 (1994).

[2] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (Наука, М., 1972).

[3] M.E. Raikh, E.V. Tsiper. *Proc. 1993 Int. Semicond. Dev. Res. Symp.* (1993) v. 2, p. 577.

[4] Н.А. Баннов, В.И. Рыжий, В.А. Федирко. ФТП, **17**, 57 (1983).

[5] В.И. Рыжий, Н.А. Баннов, В.А. Федирко. ФТП, **18**, 769 (1984).

[6] А.И. Ахиезер, Р.В. Половин. УФН, **104**, 185 (1971).

[7] *Электродинамика плазмы*, под ред. А.И. Ахиезера (М., Наука, 1974).

Редактор Л.В. Шаронова

Ballistic Injection of Electrons Having Negative Effective Masses

Z.S. Gribnikov and A.N. Korshak

Institute of Physics of Semiconductors of the Academy of Sciences of Ukraine 252650, Kiev, The Ukraine