1992 PHYSICS AND TECHNICS OF SEMICONDUCTORS vol. 26, N 8

ОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ ПАР И ЛАВИННЫЙ ПРОБОЙ p—n-ПЕРЕХОДА ПРИ ГРАДИЕНТАХ ДРЕЙФОВЫХ СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК

Добровольский В. Н., Грязнов С. Б.

При ударной ионизации и в ее отсутствие рассмотрено движение электронов и дырок через область пространственного заряда p—n-перехода в условиях, когда их дрейфовые скорости изменяются вдоль направления дрейфа не только из-за неоднородности электрического поля, а еще по какой-либо причине (например, из-за неоднородного разогрева полупроводника). Перераспределение электронов и дырок, вызываемое в этих условиях градиентами скоростей, описано путем введения темпа образования (исчезновения) электронно-дырочных пар.

Показано, что в зависимости от направления градиенты могут как увеличивать ток ударной ионизации при лавинном пробое, так и уменьшать его вплоть до нуля, прекращая лавинный пробой. Возможен пробой в отсутствие ударной иоизации.

Полученные результаты согласуются с нашими экспериментами. Обсуждающиеся эффекты могут возникать в областях пространственного заряда разной природы.

В экспериментах [1] обнаружено, что неоднородный разогрев области пространственного заряда (ОПЗ) p—n-перехода может как увеличивать, так и уменьшать ток ударной ионизации при лавинном пробое и изменять напряжение пробоя. Существующая теория ударной ионизации (см., например, [2]) не объясняет полученные результаты. Это стимулировало построение изложенной в настоящей статье теории. Ее существенным моментом является введение темпа (скорости) образования (разрушения) в ОПЗ электронно-дырочных пар в случае, если дрейфовые скорости электронов и дырок изменяются вдоль направления дрейфа не только из-за неоднородности электрического поля, а еще по какой-либо причине. Механизм образования пар подобен механизму b-дрейфа в нейтральном объеме образца [3, 4].

Теория объясняет эксперименты [1] и, кроме того, предсказывает, с одной стороны, возможность пробоя (рост тока при неизменном напряжении) даже в отсутствие ударной ионизации, а с другой — прекращение вызванного ударной ионизацией лавинного пробоя (при определенном направлении градиентов скоростей).

1. Основные уравнения

Рассмотрим движение электронов и дырок через ОПЗ p—n-перехода (рис. 1, *а*) в условиях, когда, помимо неоднородности электрического поля E, есть еще какая-либо причина изменения с координатой x дрейфовых скоростей электронов v_n и дырок v_p. Например, p—n-переход находится в неоднородном температурном или магнитном поле, деформирован и т. д. Таким образом, $v_n = v_n(E(x), x)$, $v_p = v_p(E(x), x)$. Величина напряженности электрического поля может достигать значений, достаточных для ударной ионизации.

Воспользуемся уравнениями сохранения электронов, дырок и уравнением Пуассона:

$$-\frac{1}{e}\frac{dj_n}{dx} = g, \tag{1}$$

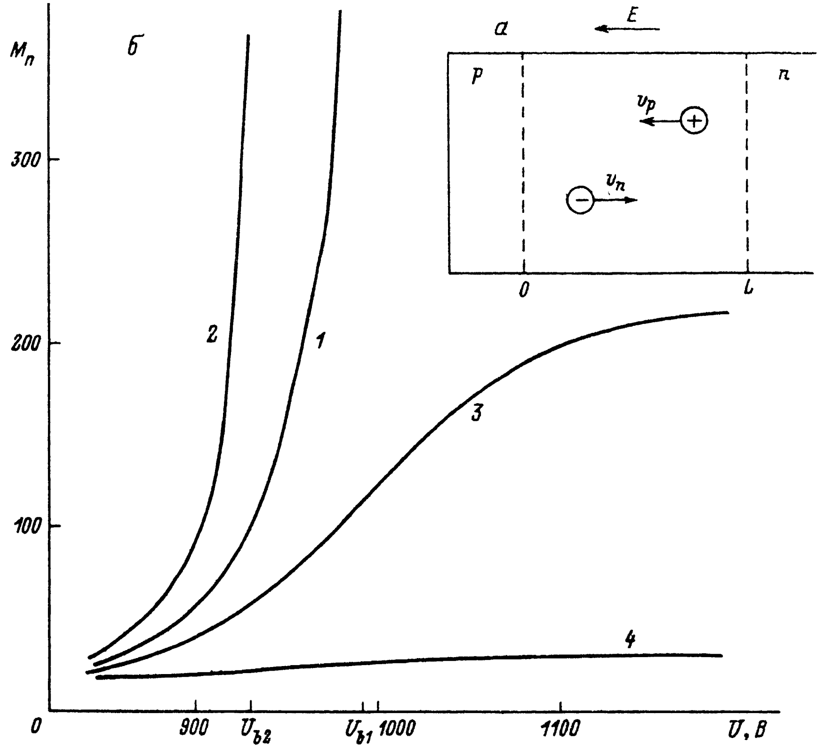

Рис. 1.

a — p—n-переход, $б$ — зависимости M_n от U; dT/dx, К/см: 1 — 0, 2 — 900, 3 — —900, 4 — —10^4; $N = 1.7 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$.

$$-\frac{1}{e}\frac{dj_p}{dx} = g, \tag{2}$$

$$\varkappa \frac{dE}{dx} = 4\pi\rho, \tag{3}$$

где e — заряд электрона, $j_n = -en\, v_n$ и $j_p = ep\, v_p$ — плотности токов электронов и дырок, n и p — их концентрации, g — темп генерации (рекомбинации) электронно-дырочных пар, $\varkappa$ — диэлектрическая проницаемость, $\rho = e\,(N + p - n)$ — плотность заряда, N — разность концентраций полностью ионизированных доноров и акцепторов. При изображенной на рис. 1 ориентации оси координат $0x$ и тока, когда $j_n,\ j_p < 0$,

$$g = g_0 - \frac{1}{e}\,(\alpha_{nE}\, j_n + \alpha_{pE}\, j_p), \tag{4}$$

где α_{nE} (E) и α_{pE} (E) — коэффициенты ударной ионизации соответственно электронов и дырок [2], а g_0 — разность между темпом их генерации другими (не ударной ионизацией) механизмами (тепловыми забросами, светом и т. д.) и темпом рекомбинации.

Продифференцировав плотность заряда $\rho = e\left(N + \dfrac{j_n}{ev_n} + \dfrac{j_p}{ev_p}\right)$, воспользуемся уравнениями (1)—(3), а также соотношениями

$$\frac{dv_n}{dx} = \frac{\rho}{en\tau_{\varkappa n}} + \frac{\partial v_n}{\partial x},$$
$$\frac{dv_p}{dx} = \frac{\rho}{ep\tau_{\varkappa p}} + \frac{\partial v_p}{\partial x}, \tag{5}$$

где $\tau_{\varkappa n} = \varkappa / (4\pi e \partial v_n / \partial E \cdot n)$; $\tau_{\varkappa p} = \varkappa / (4\pi e \partial v_p / \partial E \cdot p)$. Модули $|\tau_{\varkappa n}|$ и $|\tau_{\varkappa p}|$ — времена диэлектрической релаксации заряда из-за перемещения соответственно дырок и электронов. После выкладок получаем

$$\frac{v_n v_p}{e(v_n - v_p)} \frac{d\left(\frac{\varkappa}{4\pi}\frac{dE}{dx} - eN\right)}{dx} - r = g_v + \frac{1}{e} \cdot \frac{dj_p}{dx}, \tag{6}$$

где

$$r = \frac{v_p v_n}{e(v_p - v_n)} \rho \left(\frac{1}{v_p \tau_{\varkappa p}} - \frac{1}{v_n \tau_{\varkappa n}}\right),$$

$$g_v = \frac{1}{e}(\alpha_{v_n} j_n + \alpha_{v_p} j_p),$$

$$\alpha_{v_n} = \frac{v_p}{v_p - v_n} \frac{1}{v_n} \frac{\partial v_n}{\partial x},$$

$$\alpha_{v_p} = \frac{v_n}{v_p - v_n} \frac{1}{v_p} \frac{\partial v_p}{\partial x}. \tag{7}$$

Записав входящее в первый член уравнения (6) выражение $(\varkappa/4\pi) \cdot (dE/dx) - eN$ как $(p - n)$, видим, что этот член описывает дрейф электронов и дырок в ОПЗ, r — изменение их концентрации из-за диэлектрической релаксации заряда, $(dj_p/dx)/e$, согласно (2), — генерацию электронно-дырочных пар. Смысл члена g_v выясним далее.

Уравнения (1)—(3) либо два первых (6) в принципе позволяют найти зависимость плотности тока j через образец от падающего на нем напряжения U — вольт-амперную характеристику (ВАХ) образца. Последовательная процедура при вычислениях ВАХ может быть такой. Из совместного решения названных уравнений находится $E = f(j)$, а затем интегрированием E по длине образца определяется связь j с u.

При $\partial u_{n,p}/\partial x = 0$ (когда $g_V = 0$) и малых $j_{n,p}$ (когда малы n и p) задачу упрощают [2]. В плотности заряда ρ, входящей в уравнение Пуассона (3), пренебрегают зарядами электронов (j_n/v_n) и дырок (j_p/v_p). Тогда решение только одного уравнения (3) дает связь E с x, в которую входит u. Далее решают (1) и (2) и, подставив вместо координаты x связанную с ней напряженность E, зависящую от u, получают выражение для ВАХ.

Пренебрежение зарядами электронов и дырок в уравнении Пуассона (3), если использовать вместо него уравнение (6), эквивалентно пренебрежению в последнем членами r, т. е. диэлектрической релаксацией, и $(dj_p/dx)/e$, т. е. генерацией электронно-дырочных пар. При ударной ионизации j резко зависит от U, и малое изменение E может приводить к большому изменению j. Однако пренебрежение диэлектрической релаксацией возможно, так как времена $|\tau_{\varkappa n}|$, $|\tau_{\varkappa p}|$ велики по сравнению с временами пролета через ОПЗ электронов и дырок. С другой стороны, генерация электронно-дырочных пар существенна лишь в областях большой напряженности поля, составляющих малую часть всей ОПЗ.

Поэтому неточность в определении E в этой части ОПЗ, обусловленная пренебрежением $(dj_p/dx)/e$, слабо сказывается на U.

Ситуация изменяется при $\partial v_{n,p}/\partial x \neq 0$, когда в правой части уравнения (6) появляется член g_v (7). Он может быть отличен от нуля во всей ОПЗ, и так было в условиях экспериментов [1]. Поэтому даже при своей малой величине член g_v может изменить E во всей ОПЗ и заметно сказаться на U, а из-за резкой зависимости j от U может значительно изменять ток. При вычислении в этих условиях ВАХ воспользуемся следующими соображениями.

При $\partial v_{n,p}/dx = 0$, согласно (2) и (7), левая часть уравнения (6) равна g. Смысл его такой: в каждой точке темп генерации электронов и дырок равен скорости их ухода путем дрейфа и диэлектрической релаксации. Причем если времена пролета электронов и дырок через ОПЗ много меньше времен диэлектрической релаксации, что обычно имеет место, то доминирует первый процесс.

Градиенты $\partial v_{n,p}/dx$ приводят к появлению в уравнении (6) нового члена g_v, что принципиально, и к некоторому изменению всех остальных членов из-за обусловливающей эти градиенты зависимости скоростей $v_{n,p}$ от x. Далее в уравнении (6) будем учитывать член g_v, но, полагая $dv_{n,p}/dx$ малыми, во всех остальных членах уравнения будем пренебрегать связанными с этими градиентами зависимостями $v_{n,p}$ от x.

Характерные времена изменения в ОПЗ концентраций электронов из-за $\partial v_n/dx$ и дырок из-за $\partial v_p/\partial x$ соответственно порядка $(\partial v_n/\partial x)^{-1}$ и $(\partial v_p/\partial x)^{-1}$. Ограничимся рассмотрением условий, когда эти времена много больше времен пролета электронов и дырок через ОПЗ. Это позволяет считать, что $\partial v_{n,p}/\partial x$ не изменяют функциональной связи g с темпом выноса электронов и дырок из ОПЗ. Поэтому будем полагать, что при $g_v \neq 0$, как и при $g_v = 0$, левая часть уравнения (6) равна g. В таком приближении вместо уравнений сохранения (1) и (2) используем уравнения

$$\begin{aligned} -\frac{1}{e}\frac{dj_n}{dx} &= g - g_v, \\ \frac{1}{e}\frac{dj_p}{dx} &= g - g_v, \end{aligned} \tag{8}$$

которые будем решать совместно с уравнением Пуассона (3). Причем в рассматриваемом дальше случае малых концентраций в ОПЗ электронов и дырок зарядами последних в уравнении Пуассона будем пренебрегать.

2. Образование электронно-дырочных пар

С целью выявления физического смысла члена g_v проведем следующее рассмотрение.

Разделим находящиеся в ОПЗ электроны на сколь угодно малой длины пакеты, движущиеся друг за другом вдоль оси $0x$. Проследим за движением отдельного пакета. Темп (скорость) изменения в нем концентрации электронов во времени t составляет $(dn/dt)|_{v_n} = v_n\,(dn/dx)$. Используя уравнение сохранения (1), запишем равенство $(dn/dt)|_{v_n} = g - n\,(dv_n/dx)$. Первое слагаемое описывает изменение концентрации электронов из-за генерации электронно-дырочных пар, второе обусловлено деформацией (сжатием, растяжением) пакета в неоднородном поле скоростей $v_n(x)$.

Дырки в той или иной степени нейтрализуют заряд, находящийся в пакете электронов. Этот процесс можно рассматривать как образование (разрушение) электронно-дырочных пар, добавочное по отношению к их генерации с темпом

g. Обозначим суммарный темп изменения концентрации пар в движущемся пакете как g_n. Тогда темп изменения концентрации электронов, не имеющих парных дырок, равен $v_n\,(dn/dx) - g_n$. При дрейфе пакетов электронов через участок от x до $x+dx$ концентрация этих электронов изменяется в них на $(v_n \times (dn/dx) - g_n)\,(dx/v_n)$, откуда следует, что величина $(dn/dx - g_n v_n)$—значение в точке x темпа изменения в проходящих через нее пакетах концентрации электронов, не имеющих парных дырок.

Аналогично в дырочных пакетах, движущихся по ОПЗ со скоростями $v_p\,(x)$, темп изменения концентрации дырок, не имеющих парных электронов, в фиксированной точке x равен $(dp/dx - g_p/v_p)$, где g_p — суммарный темп изменения концентрации электронно-дырочных пар в дырочных пакетах.

В системе координат, движущейся относительно образца со скоростью $v_n\,(x)$, пакет электронов, перемещающийся по образцу с такой же скоростью, неподвижен. Переходя от движущейся системы координат, в которой темп изменения концентрации электронно-дырочных пар g_n, к неподвижной относительно образца системе координат, получаем, что в последней темп возникновения электронно-дырочных пар записывается как

$$G = g_n - v_n \frac{dP}{dx}, \tag{9}$$

где P — концентрация пар. Аналогично для случая дырочных пакетов

$$G = g_p - v_p \frac{dP}{dx}. \tag{10}$$

Из (8)—(10) следует

$$G = \frac{v_p v_n}{v_p - v_n} \cdot \left(\frac{g_p}{v_p} - \frac{g_n}{v_n}\right). \tag{11}$$

Из-за взаимодействия электронов и дырок темпы изменения их концентраций между собой связаны. Выберем эту связь такой, чтобы проводимое рассмотрение, в котором используются представления об электронно-дырочных парах, приводило к уравнению (6), непосредственно следующему из основных уравнений (1)—(3) теории. Это имеет место при

$$\frac{dn}{dx} - \frac{g_n}{v_n} = \frac{dp}{dx} - \frac{g_p}{v_p}. \tag{12}$$

Действительно, с одной стороны, из (11), (12) и уравнения (3) следует, что G равно первому члену в левой части (6), а с другой — из (11), (12), (1), (2) и (5) получаем $G = g + r + g_v$. Последнее равенство позволяет интерпретировать r и g_v как компоненты темпа образования (разрушения) электронно-дырочных пар G, которые возникают из зависимостей $v_{n,\,p}$ от x. Причем компонента r обусловлена первыми, а g_v — вторыми слагаемыми в выражениях (5) для $dv_{n,\,p}/dx$.

Подчеркнем разницу между g, с одной стороны, и величинами r и g_v, с другой. Величина g — темп образования (исчезновения) электронно-дырочных пар из-за генерации (рекомбинации) в ОПЗ электронов и дырок в равных количествах (парами). Величины r и g_v — темпы образования (разрушения) электронно-дырочных пар в результате перераспределения в ОПЗ электронов и дырок, генерируемых с темпом g и приходящих через границы ОПЗ. Различие между этими двумя механизмами образования пар подобно различию, наблюдаемому в нейтральном полупроводнике, например, при фотоинжекции пар и их инжекции в нейтральный объем током, протекающим в прямом направлении через p—n-переход.

3. Вольт-амперные характеристики p—n-перехода

Из (4), (7) и (8) получаем

$$\frac{dj_p}{dx} = -\alpha_n j_n - \alpha_p j_p + eg_0, \qquad \alpha_n = \alpha_{nE} + \alpha_{v_n}, \quad \alpha_p = \alpha_{pE} + \alpha_{v_p}. \tag{13}$$

Уравнение (13) формально совпадает с уравнением, описывающим ударную ионизацию электронов и дырок [2], отличаясь двумя важными моментами.

Если в случае ударной ионизации $\alpha_{n,\ p}$ отличны от нуля только в части ОПЗ, где напряженность электрического поля наибольшая, то в рассматриваемом случае они могут быть отличными от нуля во всей ОПЗ.

Значения $\alpha_{n,\ p}$ могут быть как положительными, так и отрицательными.

При замене в уравнении (13), согласно (8), производной dj_p/dx на $-dj_n/dx$ получаем иную форму записи этого уравнения. Опираясь на формальное совпадение уравнения (13) с уравнением ударной ионизации, результаты, полученные при решении последнего, используем далее при решении уравнения (13).

Будем рассматривать p—n-переход, к которому напряжение U приложено в обратном направлении. Показанные на рис. 1, *а* направления напряженности электрического поля и скоростей электронов и дырок соответствуют именно такому включению напряжения.

Введем в теорию поток электронов $-j_{n0}/e$, втекающий в ОПЗ из p-области через границу $x=0$, и поток дырок j_{p0}/e, втекающий из n-области через границу $x=L$, и запишем граничные условия уравнения (13) в виде

$$j_n\Big|_{x=0} = j_{n0}, \qquad j_p\Big|_{x=0} = j - j_{p0}, \qquad j_p\Big|_{x=L} = j_{p0}, \qquad j_n\Big|_{x=L} = j - j_{p0}, \tag{14}$$

где $j = j_p + j_n$ — полный ток. Интегрирование уравнения (13) при этих граничных условиях дает

$$j = M_n \cdot I_n, \tag{15}$$

$$M_n = \left[1 - \int_0^L \alpha_n \exp\left(\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n)\, dx'\right) dx\right]^{-1}, \tag{16}$$

$$I_n = j_{n0} + j_{p0} \exp\left(\int_0^L (\alpha_p - \alpha_n)\, dx\right) - e\int_0^L g_0 \exp\left(\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n)\, dx'\right) dx.$$

При интегрировании уравнения, получающегося из (13) заменой dj_p/dx на $-dj_n/dx$, находим

$$j = M_p \cdot I_p, \tag{17}$$

где выражения для M_p и I_p получаются заменой в (16) индексов n на p, и наоборот, а также заменой пределов интегрирования $0 \div x$ на $x \div L$.

Выражения (15)—(17) отличаются от подобных формул для тока в теории ударной ионизации в p—n-переходах [2] смыслом и выражениями для величин $\alpha_{n,\ p}$. В отсутствие $\partial v_{n,\ p}/\partial x$ величины $m_{n,\ p}$ — коэффициенты умножения соответственно электронов и дырок.

Для одинаковых U значения токов, определенные по формулам (15) и (17), совпадают.

При вычислении по формулам (15) и (16) ВАХ для определения I_n нужно знать величины j_{n0}, j_{p0}, g_0. С другой стороны, если по сравнению с M_n величина I_n изменяется медленно, например, когда реализуется лавинный пробой (см. далее), то при построении ВАХ величину I_n можно считать постоянной. Тогда зависимость M_n от U представляет собой ВАХ, в которой ток нормирован на I_n. Так же обстоит дело и при построении ВАХ по формуле (17). При этом поведение j с изменением U (ВАХ с ненормированным током) лучше описывается более резкой из двух зависимостей M_n (U) и M_p (U). Это обстоятельство учитывалось в работе [1] при сравнении теоретических и экспериментальных ВАХ.

Далее будем строить зависимость $M_{n,\ p}$ от U.

4. Неоднородный разогрев p—n-перехода

Полученные формулы пригодны для описания влияния на ток различных факторов, изменяющих вдоль ОПЗ дрейфовые скорости электронов и дырок. В связи с экспериментами [1] в качестве такого фактора выберем неоднородный разогрев решетки кристалла. В этом случае

$$\frac{\partial v_{n,p}}{\partial x} = \frac{\partial v_{n,p}}{\partial T}\frac{dT}{dx}, \tag{18}$$

где T — температура решетки. p—n-Переход будем полагать резким, с сильно различающимися проводимостями p- и n-областей. Перейдем в интегралах (16) к интегрированию по E. Для этого воспользуемся уравнением Пуассона (3). Рассмотрим случай p, $n \ll N$ и определим связь x с E из решения уравнения (3) при $p - n = 0$ и $E|_{x=0} = E|_{x=L} = 0$.

Из выкладок следует, что в интегралах (16) можно пренебречь вкладом интегрирования по низкоомной (с большим значением N) части ОПЗ. При высокоомной p-области

$$M_n = \left[1 - K\int\limits_0^{|E_m|} \alpha_n \exp\left(K\int\limits_0^{|E|} (\alpha_p - \alpha_n)\, d\,|E|'\right) d\,|E|\right]^{-1}, \tag{19}$$

где $K = \varkappa/(4\pi e N)$, $|E_m| = (2U/K)^{1/2}$ — максимальное значение поля в p—n-переходе. При высокоомной n-области

$$M_n = \left[1 - K\int\limits_0^{|E_m|} \alpha_n \exp\left(K\int\limits_{|E|}^{|E_m|} (\alpha_p - \alpha_n)\, d\,|E|'\right) d\,|E|\right]^{-1}. \tag{20}$$

Формулы для M_p, как и ранее, получаются заменой соответственно в (19) и (20) индексов n на p, и наоборот, а также пределов интегрирования $0 \div |E|$ на $|E| \div |E_m|$.

На рис. 1, *б* приведены зависимости M_n от U при разных $dT/dx = \text{const}$. Они вычислены по формуле (19) с α_n и α_p, определяемыми выражениями (7), (13) и (18), для случая кремния. При этом использовались реализующиеся в кремнии следующие эмпирические зависимости:

$$\alpha_{nE,\,pE} = A_{n,\,p} \cdot \exp\left(-\frac{a_{n,\,p}}{|E|}\right), \quad \text{см}^{-1}, \tag{21}$$

$$-\frac{v_n}{v_p} = C - B \cdot \exp\left(-\frac{b}{|E|}\right), \tag{22}$$

$$-\frac{1}{v_{n,\,p}} \cdot \frac{\partial v_{n,\,p}}{\partial T} = [D_{n,\,p} + F_{n,\,p} \cdot \exp\left(-f_{n,\,p} \cdot |E|\right)]^{-1}. \tag{23}$$

Формула (21) взята из [2], (22) получена обработкой данных, приведенных в [2, 5], (23) — из [5, 6] (подставляется $|E|$, В/см). Значения коэффициентов таковы: $A_{n,\,p} \cdot 10^{-6} = 0.75,\ 0.725$; $a_{n,\,p} \cdot 10^{-6} = 1.16,\ 2.2$; $C = 2.7$, $B = 1.7$, $b = 1.12 \cdot 10^4$; $D_{n,\,p} = 0.95 \cdot 10^{-3}$; $F_{n,\,p} \cdot 10^3 = 7.7,\ 6.7$; $f_{n,\,p} \cdot 10^4 = 1.8,\ 0.37$ (если приведены два значения коэффициента, то первое относится к электронам, а второе — к дыркам).

В случае $dT/dx = 0$ (рис. 1, *б*, кривая *1*) при $U \to U_{b1}$, значение которого указано на рисунке, $M_n \to \infty$. Имеют место лавинный пробой p—n-перехода [2] и U_{b1} — напряжение пробоя. При градиенте $dT/dx > 0$ (кривая *2*) напряжение пробоя уменьшается до U_{b2}. При достаточно больших по абсолютной величине $dT/dx < 0$ (кривые *3, 4*) пробой исчезает.

Подчеркнем, что сильное изменение M_n под влиянием градиента температуры реализуется при относительно малом изменении величины $\alpha_{n,\,p}$ в той части ОПЗ, где имеет место ударная ионизация. Так, при поле $4 \cdot 10^5$ В/см и градиенте температуры 900 К/см $\alpha_{n,\,p}$ изменяется не более чем на $3 \cdot 10^{-2}\%$. Изменение в таких условиях M_n обусловлено тем, что в (13) члены с dT/dx, т. е. $\alpha_{v_{n,\,p}}$, отличны от нуля во всей ОПЗ, а $\alpha_{nE,\,pE}$ — только в той части ОПЗ, где $|E|$ близко к $|E_m|$. Поэтому вклады компонент $\alpha_{v_{n,p}}$ в интегралы (16) сравнимы с вкладами $\alpha_{ne,\,pe}$ или больше их. Причем чем меньше N и поэтому длиннее ОПЗ, тем больше удельный вес вклада в интегралы членов с градиентом dT/dx и соответственно сильнее его влияние на M_n. Указанные результаты согласуются с результатами экспериментов [1] и сказанным в разделе 1 настоящей статьи.

Зависимости M_n от U, построенные для случая высокоомной n-области по формуле (20), показали, что зависимости M_n от $\alpha_{n,\,p}$ сильнее, а значения U_b меньше, чем в случае высокоомной p-области. Вследствие этого dT/dx слабее влияет на M_n. Заметим, что в отличие от случая высокоомной p-области здесь при $dT/dx > 0$ M_n уменьшается, а при $dT/dx < 0$ увеличивается.

5. Пробой в отсутствие ударной ионизации

Вычисления M_n и M_p при $\alpha_{nE} = \alpha_{pE} = 0$ показали, что для кремния наиболее сильно от U зависит M_p, когда высокоомна n-область. В этом случае возможен неограниченный рост M_p при некотором U—U_b (пробой), несмотря на отсутствие ударной ионизации.

Если α_{nE}—$\alpha_{pE} = 0$, то M_p зависит не порознь от N^{-1} и dT/dx, а от их произведения. Кривой *1* на рис. 2 показана зависимость максимального поля при пробое $|E_{bm}| = (2U_b/K)^{1/2}$ от $N^{-1}(dT/dx)$. Ударная ионизация существенна в кремнии при $|E| > 10^5$ В/см [2, 5], и из приведенной зависимости следует, что имеется значительный диапазон изменения $N^{-1}\,(dT/dx)$, где величина поля

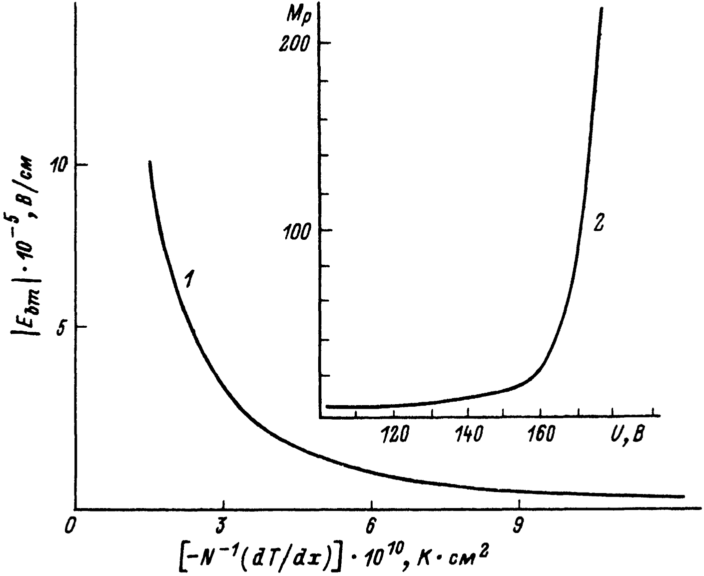

Рис. 2.

1 — зависимость $|E_{bm}|$ от $-N^{-1}$ (dT/dx), *2* — зависимость M_p от U при $-N^{-1} \cdot (dT/dx) = 1.2 \cdot 10^{-9}$ К · см^2.

$|E_{bm}|$ меньше указанного значения, и возможен пробой в отсутствие ударной ионизации. Кривой *2* на рис. 2 показана зависимость M_p от U для такого случая.

В заключение отметим, что эффекты, обусловленные рассмотренным механизмом возникновения пар, могут реализоваться в ОПЗ разных объектов, а не только p—n-переходов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Добровольский В. Н., Романов А. В. // ФТП. 1992. Т. 26. В. 8. С. 1361—1365.
[2] Грехов И. В., Сережкин Ю. Н. Лавинный пробой p—n-перехода в полупроводниках. Л., 1980. 151 с.
[3] Добровольский В. Н., Павлюк С. П. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 7. С. 1377—1380.
[4] Добровольский В. Н., Павлюк С. П. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 1. С. 120—127.
[5] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 455 с.
[6] Canali C., Ottaviani G., Alberigi Quaranta G. // Phys. Chem. Sol. 1971. V. 32. N 8. P. 1707—1720.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко АН Украины

Получена 14.05.1992
Принята к печати 10.07.1991