1989 ФИЗИКА И ТЕХНИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ том 23, вып. 7
1989 PHYSICS AND TECHNICS OF SEMICONDUCTORS vol. 23, N 7

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НАПРЯЖЕНИЯ ЛАВИННОГО ПРОБОЯ $p-n$-ПЕРЕХОДОВ С ГЛУБОКИМИ УРОВНЯМИ

РЕЖИМ РЕЛАКСАЦИОННОЙ ЗАДЕРЖКИ ПРОБОЯ

Кюрегян А. С., Шлыгин П. Н.

Проведены теоретическое и экспериментальное исследования эффекта релаксационной задержки пробоя асимметричных p^+-n-переходов с глубокими уровнями. Получены аналитические соотношения между концентрацией глубоких уровней N_t, временем задержки t_b и напряжением U_b пробоя для случая скачкообразного увеличения напряжения, учитывающие полевую зависимость скорости эмиссии a_n электронов с глубоких уровней. Указана возможность определения зависимости a_n от температуры T в слабом поле при больших N_t на основе результатов измерения t_b при произвольном монотонном увеличении напряжения смещения.

На экспериментальных зависимостях $U_b\,(T)$, полученных в режиме релаксационной задержки пробоя кремниевых p^+-n-переходов, легированных серой, обнаружены две аномалии при 77—120 и 150—230 К. Эти аномалии вызваны перезарядкой двух уровней серы, известных из литературы. Количественный анализ зависимостей $U_b\,(T)$ в области высокотемпературной аномалии, проведенный на основе полученных в работе формул с учетом эффекта Френкеля—Пула, дал экспоненциальную зависимость $a_n\,(T)$ с энергией активации $\varepsilon_t=0.354$ эВ, прекрасно согласующейся с опубликованными данными емкостной спектроскопии.

Введение. Обычно [1] напряжение лавинного пробоя $p-n$-переходов U_b монотонно уменьшается при охлаждении с почти постоянным температурным коэффициентом $\beta_т \simeq 10^{-3}$ град$^{-1}$. Однако при исследовании диодов, изготовленных из Si [2-9], GaAs [10-12] и SiC [12, 13], неоднократно наблюдались аномалии измеренных в различных режимах зависимостей $U_b\,(T)$, заключающиеся в резком уменьшении или даже смене знака $\beta_т$. В большинстве случаев аномалии вызваны перезарядкой глубоких уровней (ГУ) в области пространственного заряда (ОПЗ) $p-n$-переходов. Практическое применение этого эффекта (например, для идентификации примесей или точечных дефектов, часто вызывающих [6, 7] резкое снижение U_b высоковольтных $p-n$-переходов) возможно только на основе достаточно точной количественной теории, которая должна либо учитывать полевую зависимость скорости перезарядки,[1] либо описывать режим измерения, обеспечивающий перезарядку только в слабых полях. Однако опубликованные до сих пор работы учитывали это обстоятельство неправильно [2, 14] или вовсе не учитывали [8, 15], поэтому их нельзя использовать для количественного анализа экспериментов. Решению этой задачи для режима релаксационной задержки пробоя [1-3] и проверке теории на примере кремниевых $p-n$-переходов, легированных серой, посвящена настоящая работа.

1. Теория

Рассмотрим для определенности асимметричный p^+-n-переход, n-слой которого однородно легирован мелкими и глубокими донорами с концентрациями N_d и N_t соответственно. Пусть ГУ расположены выше середины запрещенной зоны на расстоянии ε_t от дна зоны проводимости, так что $(\varepsilon_g/2-\varepsilon_t) \gg$

[1] Это требование вызвано тем, что перезарядка ГУ, влияющая на зависимость $U_b\,(T)$ обычно происходит в полях порядка пробивных, очень сильно влияющих на скорость эмиссии носителей заряда с ГУ.

$\gg kT$. Тогда через достаточно большое время t_0 после подачи на прибор отрицательного смещения U_0 глубокие доноры в ОПЗ будут свободны от электронов и заряжены положительно, а за пределами ОПЗ — заполнены электронами и нейтральны.[2] Такому распределению плотности заряженных доноров (N_d+N_t при $x < w_0$ и N_d при $x > w_0$, где w_0 — граница ОПЗ в n-слое) соответствует напряжение пробоя U_{b0}. При скачкообразном увеличении напряжения от U_0 до $U_1 < U_{b0}$ граница ОПЗ сдвинется на величину (w_1-w_0) (рис. 1, *а*) и с очутившихся в ОПЗ заполненных ГУ начнется эмиссия электронов. При этом средняя плотность объемного заряда будет увеличиваться, а напряжение пробоя будет уменьшаться от U_{b0} до $U_{b\infty}$ — величины, соответствующей плотности доноров (N_d+N_t) во всей ОПЗ (рис. 1, *б*). Если $U_1 > U_{b\infty}$, то в некоторый момент времени t_b напряжение пробоя уменьшится до величины U_1 и $p—n$-переход немедленно пробьется, коль скоро время статистической задержки [1] пренебрежимо мало́. Это явление, впервые обнаруженное в работе [2], называется релаксационной задержкой пробоя. Для решения сформулированной во *Введении* задачи необходимо найти связь между измеряемыми величинами U_0, U_1, U_{b0}, $U_{b\infty}$, t_b и параметрами ГУ.

Будем считать, что напряжение U_0 достаточно велико, чтобы соответствующая ему толщина ОПЗ w_0 была больше толщины слоя эффективного умножения $w_э$ при пробое. Это не слишком жесткое требование [оно выполняется при $U_0 > U_{b\infty}E_b^2/\tilde{E}^2 \simeq (0.1-0.01)\ U_{b\infty}$, где $\tilde{E}$ — показатель экспоненты в зависимости наибольшего коэффициента ударной ионизации от напряженности поля $\alpha(E) = \tilde{\alpha} \exp(-\tilde{E}/E)$] сильно упрощает задачу, поскольку обеспечивает неизменность распределения поля $E(x)$ в области $x < w_0$ при пробое для любой степени заполнения ГУ вне этой области. Нетрудно видеть, что при этом величина $[U_1(t_b)-U_{b\infty}]$ равна площади заштрихованной области на рис. 1, *а*, поэтому

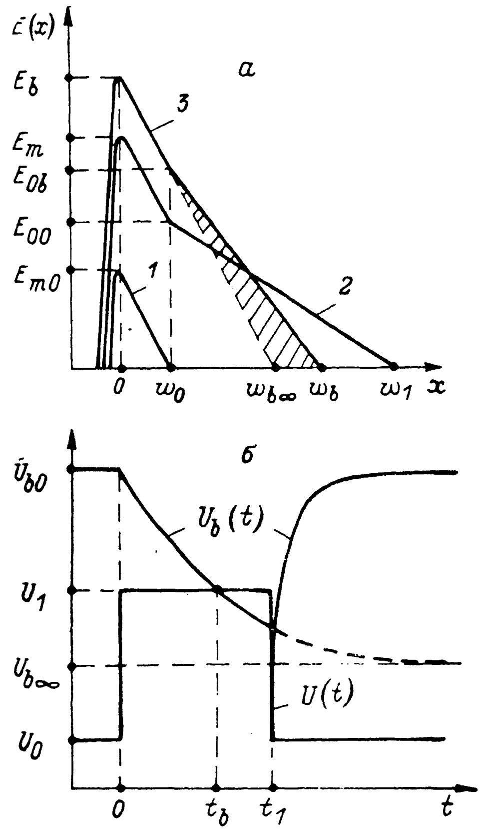

Рис. 1. Распределение напряженности электрического поля в ОПЗ (*а*) при $t < 0$ (*1*), $t=0$ (*2*), $t=t_b$ (*3*) и эпюры напряжений смещения и пробоя (*б*) при релаксационной задержке пробоя $p—n$-перехода с глубокими уровнями.

$$U_b \equiv U_1(t_b) = \frac{\varkappa}{2qN}\left[\int\limits_0^{E_{0b}} \frac{E\,dE}{1-N_t f_t/N} - \frac{E_{0b}^2}{2}\right] + U_{b\infty}, \tag{1}$$

где $N=N_d+N_t$, а f_t — функция заполнения ГУ в момент времени t_b, равная

$$f_t(x,\ t_b) = \exp\left\{-\int\limits_0^{t_b} a_n[E(x,\ t)]\,dt\right\}. \tag{2}$$

[2] В действительности граница между заряженными и нейтральными ГУ размыта на величину порядка $\sqrt{2kT\varkappa/qN_d}$ и расположена не при $x=w_0$, а в плоскости $x=w_0-\sqrt{2\varepsilon_t\varkappa/qN_d}$ (q — заряд электрона, $\varkappa$ — диэлектрическая проницаемость). Соответствующая поправка тривиально вносится в полученные далее формулы, однако она очень мала, и для упрощения изложения мы будем ею пренебрегать.

Если концентрация ГУ велика, то измеримую величину $(U_{b0}-U_{b\infty})$ можно получить даже при $(U_{b\infty}-U_0) \ll U_{b\infty}$, когда E_{0b} настолько мало́, что полевой зависимостью скорости эмиссии a_n можно пренебречь. Тогда f_t не зависит от координаты и равна

$$f_t = \exp(-a_n^0 t_b), \tag{3}$$

где a_n^0 — равновесное значение скорости эмиссии. Подставляя (3) в (1) и учитывая, что вследствие равенства $f_t(x, 0)=1$

$$U_{b0} = U_{b\infty} + \frac{E_{0b}^2 \varkappa}{2q}\left(\frac{1}{N-N_t} - \frac{1}{N}\right), \tag{4}$$

получим простую формулу, связывающую напряжение пробоя U_b с временем релаксационной задержки t_b:

$$U_b = U_{b\infty} + (U_{b0} - U_{b\infty}) \frac{N - N_t}{N \exp(a_n^0 t_b) - N_t}. \tag{5}$$

Формулы (4), (5) верны и для диффузионного p—n-перехода, если концентрация мелких акцепторов N_a при $x > w_0$ пренебрежимо мала. Однако при этом для вычисления N_t из результатов измерений необходимо знать профиль диффузии. В резко асимметричных ступенчатых p—n-переходах

$$\frac{E_{0b}}{E_b} = \frac{w_{b\infty} - w_0}{w_{b\infty}} = 1 - \sqrt{\frac{U_0}{U_{b\infty}}}, \tag{6}$$

поэтому из (4) следует, что

$$N_t = N_d \frac{U_{b0} - U_{b\infty}}{(\sqrt{U_{b0}} - \sqrt{U_0})^2} = N \frac{U_{b0} - U_{b\infty}}{U_{b0} + U_0 - \sqrt{U_{b\infty} U_0}}. \tag{7}$$

Если U_0 значительно меньше $U_{b\infty}$, то максимальная напряженность поля в той части ОПЗ, где происходит перезарядка ГУ, соизмерима с E_b, и учет полевой зависимости $a_n(E)$ совершенно необходим. Однако такой режим измерений неизбежен только при малой концентрации ГУ ($N_t \ll N$), когда напряженность поля в области $w_0 < x < w_b$ слабо изменяется со временем. Поэтому в первом приближении можно пренебречь зависимостью a_n в каждой точке ОПЗ от времени, сохранив зависимость от поля, т. е. использовать для f_t формулу (3), заменив a_n^0 на $a_n(E) = a_n^0 \varphi(E)$. Дальнейшие расчеты зависят от конкретного вида функции $\varphi(E)$. Мы используем зависимость

$$\varphi(E) = \exp(E/E_f)^\nu, \tag{8}$$

которая описывает эффект Френкеля—Пула при эмиссии с притягивающего центра и термополевую эмиссию с нейтрального центра. В первом случае, как известно,

$$\nu = \frac{1}{2}, \quad E_f = \frac{\pi \varkappa}{qZ}\left(\frac{kT}{q}\right)^2,$$

где qZ — заряд центра, а во втором, согласно [16],

$$\nu = 2, \quad E_f = \frac{\sqrt{24m}}{q\hbar}\left(\frac{1}{kT} + \frac{\ln c_t}{\hbar\omega}\right)^{-3/2},$$

где m — эффективная масса, $\hbar\omega$ — энергия фонона, а постоянная $c_t \gg 1$ определяется константой электрон-фононного взаимодействия. Подстановка (8) в (1) дает

$$U_b = U_{b\infty} + (U_{b0} - U_{b\infty}) \Phi_\nu [\varphi(E_{0b}), a_n^0 t_b], \tag{9}$$

$$\Phi_\nu(x, y) = \frac{2}{\nu} (\ln x)^{-2/\nu} \int\limits_1^x e^{-yz} (\ln z)^{2/\nu - 1} \frac{dz}{z}. \tag{10}$$

Простые формулы для $\Phi_\nu(x, y)$ можно получить в предельных случаях. Если $x \to 1$ (т. е. полевые эффекты пренебрежимо малы), то $\Phi_\nu \simeq e^{-y}$ и (9) совпадает с (5) при $N_t \ll N$. Если $xy \ll 1$, то

$$\Phi_{1/2} \simeq 1 - 4y \, \frac{6 + x(\ln^3 x - 3\ln^2 x + 6\ln x - 6)}{\ln^4 x},$$

$$\Phi_2 \simeq 1 - y \, \frac{x-1}{\ln x}.$$

Этот случай соответствует низким температурам, когда за время t_b ГУ не успевают опустошиться, поэтому $\Phi_\nu \to 1$ и $U_b \to U_{b0}$. При высоких температурах, когда $y \gg 1$ и за время t_b почти все ГУ опустошаются,

$$\Phi_\nu \simeq \frac{2}{\nu} \Gamma\left(\frac{2}{\nu}\right) (y \ln x)^{-2/\nu} e^{-y} \to 0$$

и $U_b \to U_{b\infty}$. Наконец, если $y \ll 1 \ll xy$, то

$$\Phi_\nu \simeq (-\ln cy / \ln x)^{2/\nu}, \tag{11}$$

где $c = 1.781$ — постоянная Эйлера.

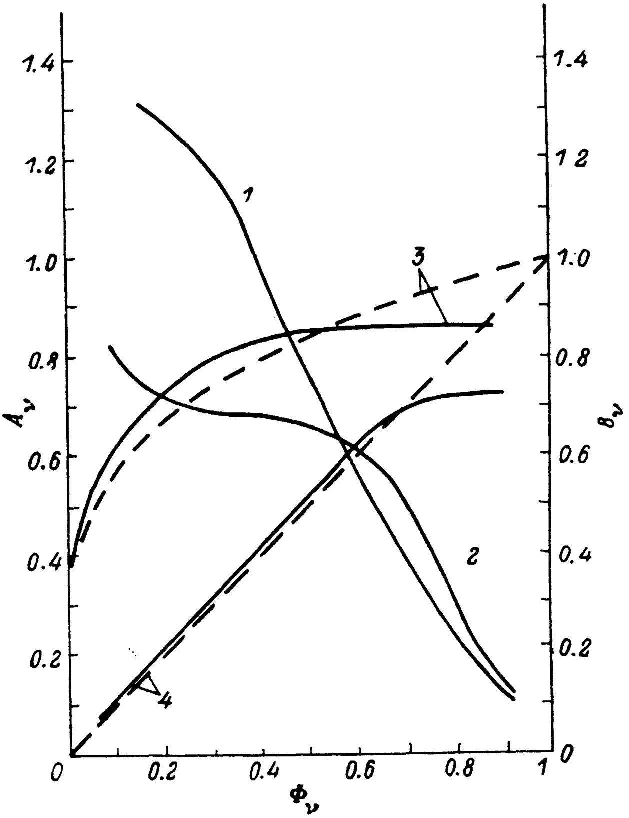

Рис. 2. Зависимости величин A_ν (1, 2) и B_ν (3, 4) из формулы (12) от Φ_ν, вычисленных для значений $x = 10$—10^7 при $\nu = 1/2$ (1, 3) и 2 (2, 4).

Для определения параметров ГУ необходимо решить уравнение (9) относительно a_n^0 или, что то же самое, уравнение (10) относительно y. Как будет видно из дальнейшего, это удобнее всего делать при постоянных значениях Φ_ν, близких к 1/2, когда ни один из предельных случаев не реализуется. К счастью, оказалось, что степенная зависимость вида

$$y = A_\nu x^{-B_\nu}, \tag{12}$$

следующая из (11), очень хорошо аппроксимирует результаты численного интегрирования (10) даже при $xy \leqslant 1$. При этом показатель степени $B_n \simeq \Phi_\nu^{\nu/2}$ в соответствии с (11), но множитель A_ν не равен $1/c$, а зависит от Φ_α, как изображено на рис. 2.

Формулы (5), (7), (9), (12) полностью решают задачу о релаксационной задержке пробоя для случая строго прямоугольного импульса напряжения, который на практике трудно сформировать. Однако на самом деле требования к форме импульса не очень жесткие. Действительно, формулы (5), (7) (случай слабого поля) основаны на единственном допущении о том, что толщина ОПЗ w_1 не увеличивается со временем. Только в этом случае все ГУ, находящиеся в области $w_0 < x$ в момент пробоя, перезаряжаются одинаковое время. Поэтому, в принципе, уменьшение напряжения при $t > 0$ допустимо, но, разумеется, оно должно быть медленнее, чем уменьшение $U_b(t)$. Более того, поскольку в процессе эмиссии электронов с ГУ плотность объемного заряда увеличивается, допустим и рост напряжения при $t > 0$, который, однако, должен быть достаточно медленным, чтобы w_1 не увеличивалась. Например, если на вершине импульса напряжение возрастает линейно со временем, то в резко асимметричных p^+—n-переходах это условие будет выполнено, когда приращение напряжения за время t_b

$$\Delta U_1 \leqslant a_n^0 t_b \frac{(U_b - U_0)(U_b - U_{b\infty})}{(\sqrt{U_{b0}} - \sqrt{U_0})^2}.$$

Для более точной регистрации момента пробоя желательно (рис. 1, *б*), чтобы кривые $U_b(t)$ и $U_1(t)$ пересекались под возможно бо́льшим углом. Поэтому может оказаться удобным использовать импульс быстро нарастающего напряжения, когда это неравенство не выполняется. Для этого случая нетрудно получить частичное решение задачи, если $E_{0b} < E_F$, и можно пренебречь полевой зависимостью a_n. Пусть при $t > 0$ напряжение на p—n-переходе увеличивается по закону $U(t) = U_0 + V_0\psi_u(t)$, а максимальное поле E_m и толщина ОПЗ w — по законам $E_m(t) = E_{m0}[1 + \psi_E(t)]$ и $w(t) = w_0[1 + \psi_w(t)]$, где ψ_u, ψ_E и ψ_w — произвольные, монотонно возрастающие функции, равные 0 при $t = 0$. Нетрудно показать, что в резко асимметричном p^+—n-переходе с однозарядными ГУ они связаны дифференциальными уравнениями

$$\left(1 - \frac{N_t}{N}\right)\frac{d\psi_w}{d\tau} + \psi_w = \psi_F + \frac{d\psi_E}{d\tau},$$
$$\left(1 - \frac{N_t}{N}\right)\frac{d}{d\tau}(1 + \psi_w)^2 + (1 + \psi_w)^2 = 1 + \frac{V_0}{U_0}\left(\psi_u + \frac{d\psi_u}{d\tau}\right), \tag{13}$$

где $\tau = a_n^0 t$. Не ограничивая общности, предположим, что пробой наступает в момент времени t_b при $\psi_u = 1$. Учтем, что при пробое должно быть выполнено равенство

$$\psi_E(t_b) = \frac{E_b - E_{m0}}{E_{m0}} = \sqrt{\frac{U_{b\infty}}{U_0}} - 1. \tag{14}$$

Если, измеряя время задержки пробоя при различных температурах, зафиксировать отношения $U_0/U_{b\infty}$ и V_0/U_0, то равенство (14) будет выполнено при одном и том же значении τ_b, так как ни уравнения (13), ни начальные условия не содержат изменяющихся величин. Таким образом, можно получить экспериментально температурную зависимость скорости эмиссии в виде $a_n^0(T) = \mathrm{const}\, t_b^{-1}(T)$ для любой (в частности, синусоидальной), но неизменной формы импульса, хотя величина коэффициента пропорциональности, зависящего от отношений N_t/N, V_0/U_0 и $U_0/U_{b\infty}$, останется неизвестной. Для ее вычисления необходимо решить уравнения (13), что выходит за рамки настоящей работы.

В заключение этого раздела необходимо сделать замечание методического характера. После пробоя появляются еще два механизма перезарядки ГУ, кроме термополевой эмиссии: ударная ионизация ГУ электронами, пересекающими n-слой, и их захват на ГУ [15]. Первый механизм приведет к тому, что даже при низких температурах, когда $a_n(E_{0b})\, t_b \ll 1$, ГУ в области $x > w_0$ начнут сравнительно быстро опустошаться после пробоя, вследствие чего U_b будет уменьшаться со временем намного быстрее, чем до пробоя, вызывая лавинообразный рост тока. Другими словами, на динамической ВАХ появится участок отрицательного сопротивления, наблюдавшийся ранее в [6]. Захват электронов на ГУ приведет к тому, что к моменту появления следующего импульса напряжения плотность объемного заряда в области $x < w_0$ будет меньше qN, а напряжение пробоя — заметно больше U_{b0}, если частота следования импульсов $f_и \geqslant a_n (E_{0b})$. Когда релаксационная задержка пробоя связана с перезарядкой самого глубокого уровня, этот эффект легко исключить, выбирая $f_и \ll t_1 \sim \sim t_b \sim a_n^{-1}$. Однако при низких температурах, когда «работает» относительно мелкий уровень, заполнения более глубокого уровня избежать практически невозможно из-за экспоненциального уменьшения a_n. Для оценки величины этого эффекта можно измерить зависимость от температуры напряжения U_J, обеспечивающего протекание постоянного тока пробоя J, примерно равного среднему току, проходящему через прибор при измерении релаксационной задержки. Наличие аномалии на кривой $U_J(T)$ при некоторой температуре T_a [4, 5, 15] будет свидетельствовать о том, что при $T \leqslant T_a$ эффект заполнения ГУ импульсами лавинного тока существенно искажает результаты измерений.

2. Эксперимент

Для экспериментальных исследований зависимости $U_b(T)$ в режиме релаксационной задержки пробоя были изготовлены образцы меза-диодов диаметром $\sim$4 мм на основе кремниевых эпитаксиальных $n—p^+$-структур с удельными сопротивлениями пленки ρ_n=0.7—1.0 и подложки $\rho_p \simeq$0.01 Ом·см. Для создания омического контакта в n-слой проводилась диффузия фосфора на глубину $\sim$5 мкм. При этом происходила разгонка бора из подложки почти на такую же глубину, однако $p—n$-переход оставался резко асимметричным. Легирование серой проводилось до вытравливания меза-диодов путем диффузии из локальных поверхностных источников диаметром $\sim$2 мм при 1150 °C в течение $t_т$=15 мин. Так как коэффициент диффузии серы $D \simeq 10^{-8}$ см^2/с при 1150 °C, величина $\sqrt{Dt_т} \simeq 90$ мкм и много больше $w_b \simeq 3$ мкм, поэтому ОПЗ была практически однородно легирована серой в пределах источника диффузии. Боковая поверхность меза-диодов защищалась компаундом КЛТ-30. Пробой образцов происходил в объеме при напряжениях 60—80 В.

В процессе измерений U_b на образцы подавались регулируемое постоянное смещение U_0 и почти прямоугольные импульсы напряжения с постоянной амплитудой $\Delta \simeq U_b - U_0$, частотой следования 10 Гц и длительностью t_1, превышающей t_b на $\sim$10—20 %. Время статистической задержки не превышало 1 мкс даже при низких температурах без подсветки, вероятно, вследствие значительной величины туннельного тока. Зависимость тока пробоя от времени регистрировалась с помощью осциллографа, причем наблюдались три различные картины. В области больших T измеримой задержки пробоя не было, и о начале пробоя при $U_1 \simeq U_{b\infty}$ свидетельствовало появление характерных импульсов микроплазменного шума [1], параметры которого не изменялись за время t_1 (область H_1 на рис. 3). С понижением T появлялась задержка пробоя, т. е. ток пробоя возникал только при $t > t_b$, как описано в [2, 3] (область A_1). Дальнейшее понижение T приводило к исчезновению задержки пробоя, который наступал только при $U_1 \simeq U_{b\infty}$. В этой области температур микроплазменный шум отсутствовал, а ток пробоя возрастал со временем вплоть до окончания импульса напряжения (область H_2). Наконец, при еще большем охлаждении образцов наблюдалась вторая, низкотемпературная область (A_2) существования релаксационной задержки.

Образцы охлаждались от 300 до 77 К со скоростью 5—20 К/мин. При этом напряжение U_0 подавалось на ось Y двухкоординатного самописца и регулировалось таким образом, чтобы в областях A_1 и A_2 величина t_b была постоянной с точностью $\Delta t_b \simeq 10—50$ %, а в областях H_1 и H_2 начинали появляться импульсы тока пробоя. Одновременно на ось X самописца подавалось напряжение $V_т$ с медь-константановой термопары, измеряющей температуру образца. Таким образом производилась полуавтоматическая запись зависимостей $U_0(V_т)$ при Δ=const, которые затем пересчитывались в зависимости $U_b(T)$. Описанная процедура обеспечивала точность измерения U_{b0} и $U_{b\infty}$ порядка 0.2 %. Наименьшей неопределенности $\Delta t_b \simeq 10$ % удавалось достигнуть в середине областей A_1 и A_2, где $U_b \simeq (U_{b0} + U_{b\infty})/2$ и t_b слабее всего зависит от U_0 и Δ.

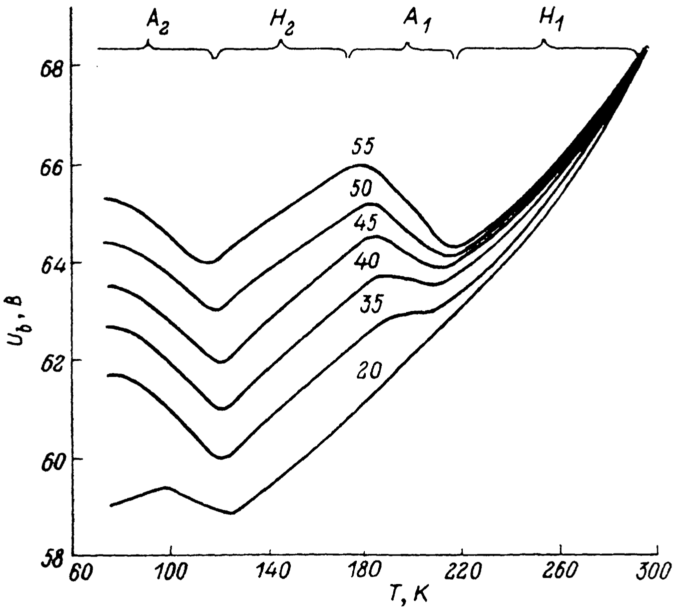

Рис. 3. Зависимости U_b (T) кремниевого p^+—n-перехода с серой при времени релаксационной задержки t_b=12 мкс.

Цифры у кривых — амплитуда импульса напряжения Δ=(U_b—U_0) (в В).

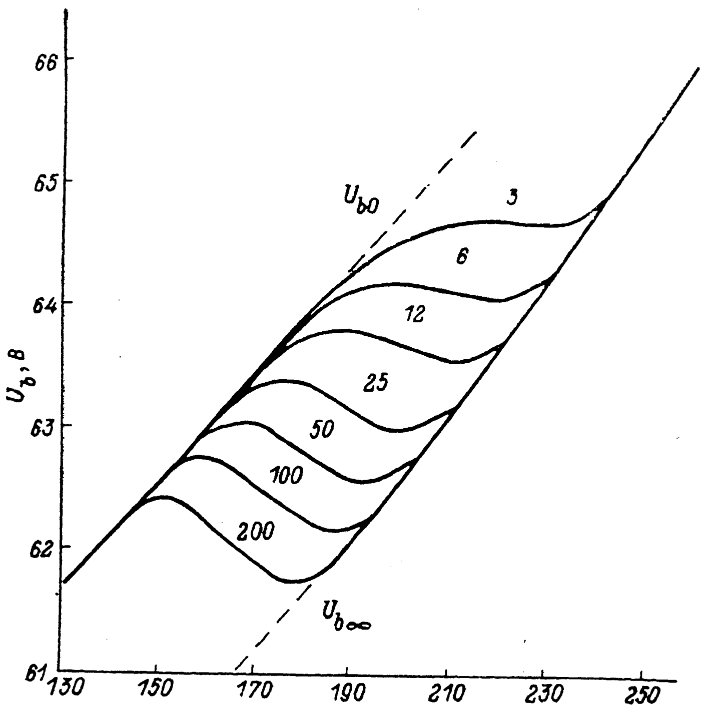

Рис. 4. Зависимости U_b (T) кремниевого p^+—n-перехода с серой при $\Delta=U_b-U_0$=40 В.

Цифры у кривых — время релаксационной задержки t_b (в мкс).

Типичные зависимости $U_b(T)$ изображены на рис. 3. 4. Как видно, существуют две области температур с аномально низкими и даже отрицательными значениями β_T, в которых и наблюдалась релаксационная задержка пробоя. Разность $(U_{b0}-U_{b\infty})$, как и следовало ожидать, увеличивается с ростом амплитуды импульса, а область аномалии сдвигается в низкие температуры при увеличении t_b. Концентрация уровня N_{t1}, вызывающая высокотемпературную аномалию, была вычислена по формуле (7) и оказалась равной $(0.85\pm0.15)\cdot10^{15}$ см$^{-3}$ при всех Δ. Оценка концентрации более мелкого уровня дала величину, примерно в 2 раза бóльшую. Однако измерения зависимостей $U_J(T)$ показали, что захват электронов при протекании импульсов лавинного тока (см. конец раздела 1) существенно искажает результаты в области $T\leqslant130$ K. Поэтому количественная обработка кривых $U_b(T)$ с целью определения скорости эмиссии $a_n^0(T)$ возможна только при бóльших температурах. Это и было проделано с использованием формул (9), (12) и рис. 2 для серии зависимостей $U_b(T)$, изображенных на рис. 4. Применимость теории обеспечивалась неравенствами $N_{t1}\ll N$ и $U_0\geqslant20>U_{b\infty}$ $E_b^2/\tilde{E}^2\simeq0.1\,U_{b\infty}\simeq6$ В (величины $N=6.5\cdot10^{15}$ см$^{-3}$ и $E_b=4\cdot10^5$ В/см оценивались по значению U_b (300 K); величина $\tilde{E}=1.2\cdot10^6$ В/см для Si [1]). Ошибка определения a_n^0, очевидно, близка к неопределенности времени задержки, которая, как отмечалось выше, минимальна при $U_b\simeq(U_{b0}+U_{b\infty})/2$ или, что то же самое, при $\Phi_\nu\simeq1/2$ [см. (9)]. Поэтому мы использовали значения $\Phi_\nu=0.3$, 0.5, 0.7. Глубокий уровень серы в Si — двухзарядный донор. Оценки величин E_f показали, что для него основным механизмом полевого усиления эмиссии электронов является эффект Френкеля—Пула, поэтому для вычисления следует использовать значения $\nu=1/2$ и $Z=2$. Результаты вычислений приведены на рис. 5. Как видно, значения a_n^0, полученные для разных $\Phi_{1/2}$, неплохо согласуются между собой. Аппроксимация всех этих данных функцией $a_n^0=a_0\exp(-\varepsilon_{t1}/kT)$ с помощью метода наименьших квадратов дала значения $a_0=2.6\cdot10^{11}$ с$^{-1}$ и $\varepsilon_{t1}=0.354$ эВ. Эта величина энергии ионизации прекрасно согласуется со значениями 0.35 [17] и 0.354 эВ [18], полученными в последние годы с помощью емкостной спектроскопии, и лишь на 5—15 мэВ меньше ранних данных эффекта Холла, фотопроводимости и ИК поглощения. Учет эффекта Френкеля—Пула при обработке эксперимента совершенно необходим. Без него у нас, как и у авторов работы [18], проводивших измерения в сильных полях, получилось значение $\varepsilon_{t1}\simeq0.28$ эВ. Весьма вероятно, что именно пренебрежение этим эффектом привело к тому, что в ранних работах по емкостной спектроскопии уровней серы в Si (см. работу [19] и библиографию в ней) были получены слишком малые энергии ионизации $\varepsilon_{t1}\simeq0.26-0.3$ эВ.

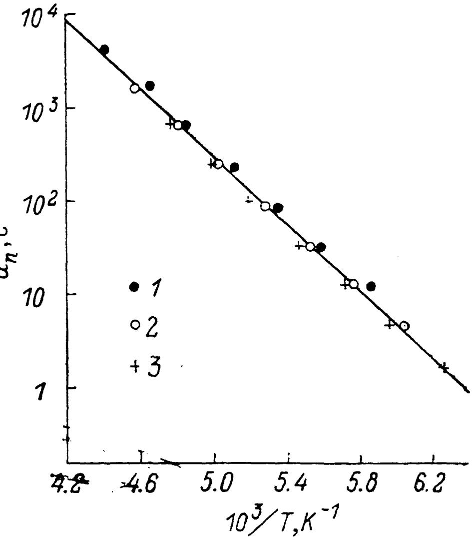

Рис. 5. Температурная зависимость равновесной скорости эмиссии a_n^0 электронов с глубокого уровня серы в кремнии, полученная на основе данных рис. 4 при значениях $\Phi_{1/2}$, равных 0.3 (*1*), 0.5 (*2*), 0.7 (*3*).

Заключение. Изложенные выше результаты указывают на то, что анализ зависимостей $U_b(T)$ при различных временах релаксационной задержки пробоя позволяет достаточно точно определять основной параметр глубокого уровня — термическую энергию ионизации. Усовершенствование техники эксперимента, несомненно, позволит избавиться от недостатков этого метода (его можно назвать «микроплазменной спектроскопией глубоких уровней»), связанных с заполнением ГУ импульсами тока пробоя. В принципе, его возможности почти столь же богаты, как и у емкостной спектроскопии, от которой он отличается только тем, что скорость эмиссии определяется по изменению со временем не толщины ОПЗ, а максимального поля. Однако точность измерения U_b ограничена принципиально неустранимой неопределенностью самой величины U_b порядка 0.1—1 %, связанной с неоднородностью образцов и статистическим характером пробоя. Поэтому при относительно однородном распределении ГУ по площади чувствительность нового метода на много порядков хуже, чем у емкостной спектроскопии, и, вероятно, не может быть лучше $0.01N$. Однако на практике нет нужды идентифицировать примеси и дефекты, вызывающие столь малое снижение U_b. Гораздо важнее найти причину сильного уменьшения U_b в областях очень малого размера, наиболее яркий пример которого описан в работе [6]. В этих случаях новый метод предпочтительнее емкостной спектроскопии, так как позволяет идентифицировать ГУ именно внутри микроплазм, т. е. обладает высоким пространственным разрешением.

Авторы благодарны Ю. Н. Сережкину и особенно Ю. Г. Сорокину за многочисленные стимулирующие дискуссии, В. А. Кузьмину за поддержку работы, Т. В. Макаровой и О. В. Никитиной за помощь в изготовлении образцов и и В. Б. Шуман, предоставившей нам источник диффузии серы.

Список литературы

[1] Грехов И. В., Сережкин Ю. Н. Лавинный пробой p—n-переходов в полупроводниках. Л., 1980. 152 с.
[2] Акимов П. В., Грехов И. В., Сережкин Ю. Н. // ФТП. 1970. Т. 4. В. 11. С. 2099.
[3] Акимов П. В., Грехов И. В., Сережкин Ю. Н. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 4. С. 764—767.
[4] Коршунов Ф. П., Марченко И. Г. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 4. С. 751—753.
[5] Коршунов Ф. П., Марченко И. Г. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 12. С. 2201—2203.
[6] Богородский О. В. и др. // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 7. С. 1419—1425.
[7] Астрова Е. В. и др. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 11. С. 2122—2125.
[8] Выжигин Ю. В., Грессеров Б. Н., Соболев Н.А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 11. С. 536—538.
[9] Кольцова Т. Г., Кюрегян А. С., Сорокин Ю. Г. // Микроэлектроника. 1988. Т. 17. В. 6. С. 511—517.
[10] Дмитриев А. Г., Наследов Д. Н., Царенков Б. В. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 2. С. 345—352.
[11] Гаман В. И., Фукс Г. М. // Изв. вузов СССР. Физика. 1982. № 2. С. 125.
[12] Толбанов О. П., Хлудков С. С. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 11. С. 2072—2077.
[13] Аникин М. М. и др. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 6. С. 545-547.
[14] Гаман В. И. // Изв. вузов СССР. Физика. 1983. № 10. С. 79—95.
[15] Кюрегян А. С. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 5. С. 941—944.
[16] Карпус В., Перель В. И. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. В. 6. С. 2319—2331.
[17] Лебедев А. А., Лебедев А. А. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 12. С. 2152—2155.
[18] Pensal G., Rooss G., Holm C., Wagner P. // Defects in Semiconductors. 1986. P. 911—916.
[19] Grimmeiss H. G., Janzen E., Skarstam B. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 8. P. 4212—4217.

Всесоюзный электротехнический
институт им. В. И. Ленина
Москва

Получена 9.01.1989
Принята к печати 27.01.1989