

06

О модели мультистримерного переключения высоковольтных кремниевых $p-n$ -переходов за порогом зинеровского пробоя

© И.В. Грехов, П.Б. Родин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
E-mail: Rodin@mail.ioffe.ru

В окончательной редакцию 28 сентября 2006 г.

Рассматривается модель мультистримерного переключения высоковольтной диодной структуры из блокирующего в проводящее состояние. Показано, что данная модель не позволяет непротиворечиво объяснить явление сверхбыстрого переключения в проводящее состояние кремниевых структур в сильных ($\sim 1 \text{ MV/cm}$) электрических полях, которое наблюдалось при быстром росте обратного напряжения.

PACS: 84.71.-b, 85.25.Am

Недавно в работе [1] было сообщено о сверхбыстром переключении в проводящее состояние обратносмещенных кремниевых $p^+-p-n-n^+$ структур, которое наблюдалось при достижении на $p-n$ -переходе электрического поля порядка 1 MV/cm , достаточного для прямой туннельной ионизации кремния. В этом эксперименте порог зинеровского пробоя впервые был достигнут в высоковольтной кремниевой структуре. Переключение было реализовано при скорости роста обратного напряжения на структуре $u \approx 10 \text{ kV/ns}$, причем максимальное напряжение на диоде со стационарным напряжением пробоя около 1.5 kV достигало 8 kV . Авторы эксперимента [1] объяснили сверхбыстрое переключение распространением туннельно-ударного фронта ионизации, рассмотренного ранее теоретически в работе [2]. В работе [3] была предложена теоретическая модель сверхбыстрого переключения, альтернативная модели [2]. Согласно этой модели, переход диодной структуры в проводящее состояние происходит в результате несинхронного распространения через обедненную область многочисленных (100

и более) стримеров. Цель настоящего сообщения состоит в анализе модели мультистримерного переключения за порогом зинеровского пробоя.

Исходной посылкой модели [3] служит следующее важное наблюдение. В электрическом поле, напряженность которого лежит в интервале от $E_1 = 700 \text{ kV/cm}$ до $E_2 = 1000 \text{ kV/cm}$, туннельная ионизация в обеденной базе диода существенно дискретна и стохастична. Поэтому при подъеме обратного напряжения $U(t) = U_0 + ut$ имеется „стохастический“ интервал времени длительностью $\Delta t \approx (E_2 - E_1)d/u \approx 300 \text{ ps}$ (здесь d — толщина базы структуры, $u \approx 10 \text{ kV/ns}$), в течение которого непрерывное описание в терминах концентраций носителей некорректно. Характерное время ударной ионизации $\beta(E) = \alpha(E)v_s$ в соответствующих электрических полях близко к $\beta \sim 1 \text{ ps}$. В силу этого каждый свободный носитель, рожденный в акте туннельной ионизации, порождает лавину, концентрация носителей в которой за время $t_{av} \sim 10 \text{ ps}$, много меньше Δt , становится достаточной для экранирования электрического поля $E \sim U/d$ в базе диода. В принципе, это создает условия для лавинно-стримерного перехода.

Мультистримерный сценарий переключения основан на предположении, что лавины трансформируются в узкие быстрые стримеры, распространяющиеся со скоростью $v_{st} \gg v_s$, где $v_s \approx 10^7 \text{ cm/s}$ — насыщенная дрейфовая скорость носителей, и замыкающие электроды через время $\tau = t_{av} + d/v_{st} < \Delta t$ после акта туннельной ионизации, породившей исходную лавину. Из-за наличия последовательного сопротивления $R = 50 \dots 100 \Omega$ по мере возникновения новых проводящих каналов напряжение на приборе $U(t)$ уменьшается, что влечет за собой уменьшение темпа туннельной ионизации и темпа возникновения новых стримеров. Переключение завершается, когда поле в приборе падает ниже эффективного порога туннельной ионизации $\sim 700 \text{ kV/cm}$ и возникновение новых стримеров становится невозможным. Предложенная в [3] элементарная модель мультистримерного переключения опирается на три ключевых предположения:

1. Возникающие в результате лавинно-стримерного перехода стримеры аналогичны стримерам, наблюдавшимся в полупроводниках экспериментально [4,5] и описанным теоретически [6,7]; скорость стримера составляет $v_{st} \approx 3 \dots 300 v_s$, канал стримера имеет погонное сопротивление $\rho_{st} \approx 10^4 \dots 10^6 \Omega/\text{cm}$.

2. Локальный проводящий канал, возникший в результате „закрывающихся электродов“ движущимся стримером, имеет такие же транспортные свойства, как и канал движущегося стримера, и сохраняет их постоянными неопределенно долгое время. Электрический ток, коммутируемый локальным каналом, определяется по закону Ома как $i_{st}(U) \equiv U/\rho_{st}d$, исходя из погонного сопротивления канала движущегося стримера и длины локального канала d .

3. Взаимное экранирование стримеров отсутствует, в силу чего число стримеров N по порядку величины не превосходит $N_{\max} = S/d^2$, где S — площадь поперечного сечения структуры.

Далее мы последовательно обсуждаем эти предположения и их следствия.

За порогом зинеровского пробоя лавинно-стримерный переход происходит в особых условиях: напряженность электрического поля исключительно высока ($> 700 \text{ kV/cm}$) во всем объеме базы структуры и обеспечивает условия для лавинной ударной ионизации в любой ее точке. Такое поле близко к характерному полю насыщения ударной ионизации для электронов в кремнии $E_0 \sim 1 \text{ MV/cm}$. Согласно имеющимся теоретическим представлениям о стримере [6,7], напряженность поля E_0 достигается только вблизи головки стримера за счет ее малого радиуса R . Характерный размер области, в которой происходит ударная ионизация, при этом близок к R , а сам размер головки $R \sim u_{st}/E_0$ (здесь u_{st} — потенциал головки стримера) определяется из условия $E \approx E_0$ вблизи головки [6,7]. В рассматриваемом здесь случае, когда поле во всей структуре близко к E_0 , теория [6,7] неприменима. В условиях зинеровского пробоя динамика развития стримера определяется размером области, в которой туннельная ионизация достаточна для создания затравочных носителей (так называемой предьонизации), а не размером области, в которой возможна интенсивная ударная ионизация, как это имеет место в теории [6,7] и в экспериментах [4,5]. При этом отсутствует механизм, контролирующий и ограничивающий размер головки стримера R , и нет оснований предполагать, что R будет оставаться малым (например, по сравнению с „межэлектродным“ расстоянием d). Таким образом, гипотеза о формировании узких быстрых стримеров в условиях зинеровского пробоя высоковольтной структуры не может быть обоснована в рамках имеющихся представлений о стримерном пробое полупроводников [4–7], а характер такого пробоя нуждается в дальнейшем исследовании.

Отметим также, что эксперименты [4,5] относятся только к прямо-зонным люминесцирующим полупроводникам, в которых имеет место сильная предьонизация среды оптическим излучением неравновесной плазмы в канале стримера. Попытки возбудить стримеры в непрямо-зонных нелюминесцирующих материалах не были успешными (см. [4], с. 711).

Перейдем теперь ко второму положению мультистримерной модели и рассмотрим проводящий канал, который предположительно может быть создан пробегом нитевидного стримера через базу прибора. Такой „замкнутый“ канал существенно отличен от плазменного канала движущегося стримера. Главным свойством стримера, отличающим его от лавины, является способность экранировать внешнее электрическое поле. В канале стримера существует лишь незначительное электрическое поле $E_{st} \sim E_s / \ln(n/n_0) \sim 10^2 \dots 10^3 \text{ V/cm}$ (здесь $E_s \approx 10^4 \text{ V/cm}$ — характерное поле перехода от омического транспорта к насыщенному дрейфу, n — концентрация плазмы в канале стримера, n_0 — исходная концентрация затравочных носителей), необходимое для протекания тока, заряжающего боковую поверхность вновь образующихся частей стримерного канала [6,7]. Однако экранирование канала не может сохраняться после формирования замкнутого проводящего канала, так как заряженная головка стримера в этом случае отсутствует. Среднее поле в образовавшемся локальном проводящем канале в этом случае определяется приложенным напряжением U и составляет $\bar{E} \approx U/d$. Проводимость первых десятков проводящих каналов заведомо недостаточна для снижения напряжения на структуре, в силу чего поле в таких каналах должно достигать $700 \dots 800 \text{ kV/cm}$ и сохраняться на протяжении по крайней мере нескольких десятков пикосекунд. Представление о „плазменном“ канале со столь сильным внутренним полем не согласуется с предположением о его стационарной проводимости. Если поперечное сечение канала увеличивается от катода к аноду, а именно такой сценарий следует ожидать при пробое стримером конечного разрядного промежутка, то в условиях постоянного напряжения после замыкания электродов произойдет вторичный пробой канала, сопровождающийся быстрым ростом его проводимости. В таких условиях весь ток будет захвачен первыми несколькими каналами, что приведет к тепловой аварии прибора.

Концентрация плазмы n в канале движущегося стримера связана с низкополевой проводимостью канала соотношением $\rho_{st}^{-1} =$

$= e(\mu_n + \mu_p)ns$, где s — поперечное сечение канала, μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок соответственно. Однако, как было показано выше, в замкнутом канале напряженность электрического поля практически всегда превосходит характерное поле насыщения дрейфовой скорости носителей E_s . Максимальный ток в канале можно оценить в предположении, что носители двигаются с насыщенной скоростью v_s :

$$I_{st}^{\max} < q(2v_s)sn = \frac{2v_s}{\mu_n + \mu_p} \frac{1}{\rho_{st}}, \quad \frac{2v_s}{\mu_n + \mu_p} \approx 10^4 \text{ V/cm}. \quad (1)$$

Следовательно, при $\rho_{st} = 10^5 \text{ } \Omega/\text{cm}$ ток в канале не превосходит величину $I_{st}^{\max} \leq 0.1 \text{ A}$. Уравнение (1) дает только грубую оценку сверху, так как при типичных значениях концентрации носителей в канале $n \sim 10^{17} \dots 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ велика роль электронно-дырочного рассеяния. Результат принятой в [3] омической оценки $I(t) = U(t)/\rho_{st}d \sim 1 \dots 10 \text{ A}$ превосходит эту величину более чем на порядок.

Рассмотрим теперь более детально переходный процесс, вызванный последовательным возникновением проводящих каналов. Будем считать, что первые два положения модели выполняются, а ток в проводящем канале аппроксимируем с учетом нелинейной зависимости дрейфовой скорости носителей от поля [8]

$$i_{st}(U) = \frac{v_n(E) + v_p(E)}{(\mu_n + \mu_p)\rho_{st}}, \quad E \equiv \frac{U}{d}, \quad v_n(E) \equiv v_s \frac{E/E_s}{1 + E/E_s},$$

$$v_p(E) \equiv \frac{E/E_s}{1 + b(E/E_s)}, \quad b \equiv \frac{\mu_n}{\mu_p}. \quad (2)$$

Математическая формулировка модели [3] дана уравнением Кирхгофа, описывающим обратно-смещенный диод вместе с последовательно включенным сопротивлением R

$$RC \frac{dU}{dt} + RN_{st}(t)i_{st}(U) + U = ut. \quad (3)$$

Здесь $C = \epsilon\epsilon_0 S/d$ — емкость диодной структуры, $i_{st}(U)$ — ток в единичном проводящем канале, ut — текущее значение приложенного напряжения. Количество проводящих каналов N_{st} в момент времени t

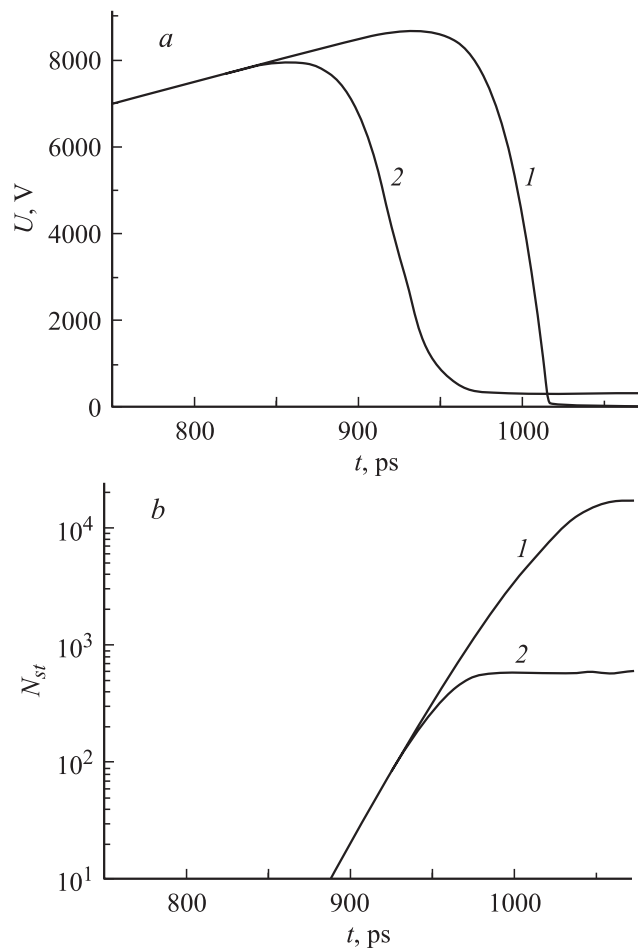
определяется числом актов туннельной ионизации, которые произошли до момента $(t - \tau)$:

$$N_{st}(t) = V \tilde{g}_f \int_0^{t-\tau} \exp\left(-\frac{E_f d}{U(t')}\right) dt', \quad (4)$$

где $\tau = t_{av} + d/v_{st}$ отвечает времени полного формирования проводящего канала от акта туннельной ионизации, породившего иницирующий носитель, до замыкания электродов стримером; $E_f = 3.1 \cdot 10^7$ V/cm и $\tilde{g}_f = 10^{34}$ cm⁻³ · s⁻¹ — эффективный порог и префактор в выражении для частоты ударной ионизации соответственно. Для линейной зависимости $i_{st}(U) = U/\rho_{st}d$ уравнения (3), (4) могут быть легко преобразованы к виду, в котором они приведены в [3].

Решения $U(t)$ и $N_{st}(t)$ уравнений (3), (4) для нелинейной зависимости (2) представлены на рисунке (кривые 1). Для сравнения на том же рисунке приведено численное решение тех же уравнений для линейной зависимости $i_{st} = U/\rho_{st}d$ (кривые 2). Для линейной зависимости зарождение первых стримеров происходит во временном интервале 750 . . . 800 ps, в момент $t \approx 850$ ps в системе уже существует локальный проводящий канал, а при $t \approx 970$ ps акты туннельной ионизации, порождающие новые стримеры, прекращаются (кривые 2). Полное число каналов после переключения $N_{st} \approx 500$. Для более реалистичной нелинейной оценки проводимости канала число каналов переключения достигает $N_{st} = 10^3$ уже при $t \approx 975$ ps, когда напряжение на приборе составляет $U = 8$ kV и только начинает уменьшаться (кривые 1). Полное число каналов после завершения переключения превосходит 10^4 , что соответствует среднему расстоянию между каналами менее $10 \mu\text{m}$. Условие $N_{st} \leq S/d^2 \approx 100$, исключающее взаимную экранировку стримеров, оказывается грубо нарушенным. Нарушение этого условия имеет простое следствие: расположенные на расстоянии существенно меньшем d стримеры полностью экранируют электрическое поле вблизи отрицательного электрода. Это делает невозможным туннельную ионизацию в этой области и формирование новых стримеров.

Проведенный анализ показывает недостаточную обоснованность элементарной мультистримерной модели [3] перехода структуры в проводящее состояние в условиях зинеровского пробоя. В то же время отмеченная в [3] дискретность актов туннельной ионизации на



Напряжение на структуре $U(t)$ и число каналов локального переключения $N_{st}(t)$, полученные решением уравнений модели мультистримерного переключения для нелинейной зависимости проводимости единичного канала переключения от напряжения, заданной уравнением (2) (кривые 1), и линейной зависимости $i_{st} \equiv U/\rho_{st}d$ (кривые 2). Кривые 2 повторяют кривые 3 на рис. 2, b в [3]. Численные значения: $S = 0.01 \text{ cm}^2$, $d = 100 \text{ }\mu\text{m}$, $u = 10^{13} \text{ V/cm}$, $R = 50 \text{ }\Omega$, $\rho_{st} = 10^5 \text{ }\Omega/\text{cm}$, $\tau = 1 \text{ ps}$.

начальной фазе пробоя препятствует запуску туннельно-ударного фронта [2] на всей площади структуры при скорости подъема напряжения менее 100 kV/ns. Одномерная модель [2] не учитывает также возможности поперечной неустойчивости туннельно-ударного фронта, которую следует ожидать по аналогии с неустойчивостью ударно-ионизационных фронтов [9]. Эти обстоятельства, однако, не исключают возможности фрагментарного распространения туннельно-ударного фронта на части площади структуры. Вопрос о характере переключения в эксперименте [1] остается в целом открытым и нуждается в дальнейшем исследовании. Пробой прибора по нескольким локальным каналам, по видимому, может быть реализован, если линейно нарастающий импульс приложенного к диоду обратного напряжения ограничен по амплитуде на уровне, отвечающем достаточно низкому темпу туннельной ионизации. Однако вероятным результатом такого пробоя будет локализация тока с последующим тепловым разрушением структуры, а не обратимый переход структуры в проводящее состояние. Многократное успешное переключение в проводящее состояние „сборок“ из 20 последовательно включенных высоковольтных структур, наблюдавшееся в эксперименте [1], косвенно указывает на то, что модуляция проводимости имеет место на существенной части площади структуры.

Список литературы

- [1] Любутин С.К., Рукин С.Н., Словиковский Б.Г., Цыранов С.Н. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 5. С. 36–46.
- [2] Rodin P., Ebert U., Hundsdorfer W., Grekhov I. // J. Appl. Phys. 2002. V. 92. N 2. P. 958–964.
- [3] Кюрегян А.С. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 24. С. 11–19.
- [4] Грибковский В.П. // Журнал прикладной спектроскопии. 1984. Т. 15. В. 5. С. 709–718.
- [5] Басов Н.Г., Молчанов А.Г., Насибов А.С. и др. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. В. 5. С. 1751–1761.
- [6] Дьяконов М.И., Кочаровский В.Ю. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 5. С. 321–332.
- [7] Дьяконов М.И., Кочаровский В.Ю. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. В. 5. С. 1850–1859.
- [8] Jacobini C., Canali C., Ottavini G., Alberini A. // Solid-State Electron. 1977. V. 20. N 2. P. 77–89.
- [9] Минарский А.М., Родин П.Б. // ФТП. 1997. Т. 31. № 4. С. 432–436.