

НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТОКА В ФОТОСОПРОТИВЛЕНИИ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО СЕЛЕНОМ

И. Б. Чистохин, Е. Г. Тишковский, Н. Н. Герасименко

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090, Новосибирск, Россия

(Получена 27.07.1991. Принята к печати 28.12.1991)

В фотосопротивлении на основе кремния, легированного селеном, при температуре жидкого азота в присутствии примесной подсветки в сравнительно узком диапазоне напряжений 22.7—24.7 В были обнаружены самогенерирующиеся и затем самоподдерживающиеся периодические колебания (интервал частот 4—100 Гц) тока в нагрузке при статических внешних условиях. Амплитуда колебаний достигала 0.3 стационарного значения тока.

Зависимости частоты наблюдаемых колебаний от уровня подсветки при различных приложенных напряжениях хорошо согласуются с представлением о режиме волн пространственной перезарядки глубоких уровней.

Наблюдался также эффект «фазовой памяти», при котором осцилляции, прекращающиеся при выключении подсветки, при повторном включении возобновляются с той же фазы, что была в момент выключения. С ростом напряжения или интенсивности подсветки колебания последовательно переходили через стадии удвоения периода в хаотические осцилляции.

Нелинейности вольт-амперной характеристики обусловлены разогревом носителей, а возникновение наблюдаемой неустойчивости связывается с ударной ионизацией возбужденного состояния уровня $E_c - 0.29$ эВ, поддерживающей в статическом режиме волны пространственной перезарядки. Результаты рассмотрены с точки зрения устойчивости нелинейных систем к малым возмущениям динамических переменных.

Для возникновения неустойчивости в монополярной плазме компенсированного полупроводника обязательно наличие участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением в статических вольт-амперных характеристиках [1]. Разогрев носителей в формирующихся при определенном уровне внешнего воздействия полях — одна из основных причин, вызывающих неустойчивости. Для полупроводника с водородоподобными центрами звено положительной обратной связи обеспечивается ударной ионизацией основного примесного уровня [2].

В случае центров с глубокими уровнями основное состояние (для селена в кремнии $E_c - 0.29$ эВ) расположено слишком далеко от края зоны, однако нам удалось при температуре жидкого азота наблюдать незатухающие осцилляции фототока в электрических полях напряженностью не более 2 кВ/см.

Как показано в [3], при умеренных полях автокаталитическое звено в этом случае может сформироваться за счет изменения сечения захвата и ударной ионизации возбужденного состояния.

С другой стороны, известно [4], что реакция частично компенсированного полупроводника на внешние воздействия при низких температурах может протекать в виде волн пространственной перезарядки (ВПП) глубокого уровня, которые в принципе также могут привести к неустойчивости в сильных электрических полях [5].

Исследование неустойчивости тока в фотосопротивлении на основе кремния, легированного селеном, и составляет цель данной работы.

Образцы для исследования были изготовлены с помощью имплантации ионов селена с двух сторон пластины кремния КДБ-20 и последующей термообработки

$E = 125$ кэВ, $\Phi = 6 \cdot 10^{14} - 3.6 \cdot 10^{15}$ см⁻², $T = 1200$ °C, $t = 72$ ч). Для устранения возможных особенностей профиля примеси вблизи планарных границ пластины образцы вышлифовывались из средней части. Результирующая толщина образца составляла 150—160 мкм. Как показало $C-V$ -профилирование [6], в средней части таких образцов в месте встречи диффузионных фронтов образуется область с пониженной концентрацией примеси, где концентрация сопутствующих центров с уровнем $E_c - 0.19$ эВ минимальна. Ионные контакты создавались имплантацией ионов фосфора с последующей термической активацией примеси.

Переизлучение пластинки InAs, закрывающей коллиматор, сечением 3.14×10^{-2} см² обеспечивало примесную подсветку в диапазоне интенсивностей $5 \times 10^{13} - 1 \cdot 10^{15}$ фотон/см² · с с длиной волны 3.1 мкм, вызывающую переходы основное состояние примесного центра—зона проводимости. Интенсивность подсветки калибровалась по эталонному фотосопроотивлению.

Образцы соединялись последовательно с регулируемым источником напряжения и подключались к преобразователю ток—напряжение, собранному на основе операционного усилителя К544УД2. Передаточная характеристика такой схемы включения постоянно до частот не менее 10^5 Гц.

Исследуемые сигналы регистрировались с помощью цифрового запоминающего осциллографа С9-8, с выхода которого данные передавались через канал общего пользования (КОП) и обрабатывались комплексом ДВК-3.

Самогенерирующиеся и затем самоподдерживающиеся периодические колебания тока в нагрузке при статических внешних условиях исследовались при температуре жидкого азота в присутствии примесной подсветки в сравнительно узком диапазоне напряжений 22.7—24.7 В. Амплитуда колебаний достигала 30—40% стационарного значения фототока.

С ростом внешнего воздействия—напряжения или интенсивности подсветки—периодические колебания переходили в хаотические, последовательно проходя стадии появления субгармоник («удвоения периода»), после чего осцилляции прекращались. Этот процесс мы прослеживали качественно по осциллограммам, и для установления количественных особенностей перехода к хаосу необходимо проведение более прецизионных измерений. В нелинейной динамике подобную эволюцию принято связывать с бифуркациями Хопфа в динамической системе с предельными циклами [3, 7].

Зависимости частоты наблюдаемых колебаний от уровня подсветки при различных приложенных напряжениях (рис. 1) хорошо согласуются с представлением о режиме ВПП глубокого уровня [4, 5], когда частота обратно пропорциональна волновому числу, дрейфовой скорости и прямо пропорциональна интенсивности подсветки.

Характерные особенности отклика образцов на ступенчатые изменения напряжения и подсветки также обусловлены явлением нестационарной инжекции [8], сопровождающей режим ВПП глубокого уровня.

Кроме того, нам удалось наблюдать так называемый эффект «фазовой памяти», показанный на вставке к рис. 1, возможность которого в режиме ВПП глубокого уровня рассмотрена в работе [8]. Осцилляции, прекращающиеся при выключении подсветки, при повторном включении возобновляются с той же фазы, что была в момент выключения. Максимальное время задержки включения подсветки, отмеченное нами, составляло не менее 40 мин. Проявление этого эффекта также свидетельствует о наличии режима ВПП, при котором электрическое поле в образце формируется зарядом, захваченным на глубокий уровень. Поскольку термический обмен с зоной затруднен, выключение подсветки «замораживает» переполнение захваченного заряда на время порядка времени тепловой эмиссии с этого уровня.

Диапазону напряжений 22—25 В соответствуют напряженности среднего электрического поля 1400—1700 В/см. В этих условиях в кремнии наблюдается насыщение дрейфовой скорости электронов [9], кроме того, разогрев носителей

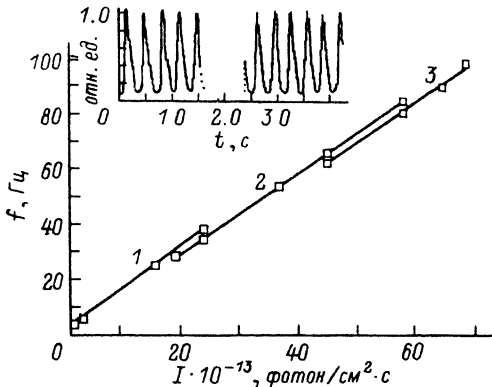


Рис. 1. Зависимости частоты колебаний тока от интенсивности примесной подсветки при различных приложенных напряжениях, В: 1 — 22.73, 2 — 24.12, 3 — 24.7. На вставке — эффект «фазовой памяти». Точками отмечена релаксация фототока после выключения и включения подсветки.

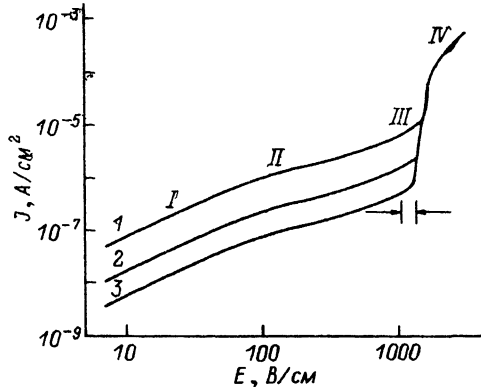


Рис. 2. Зависимости плотности тока от напряженности электрического поля в образцах при различных уровнях примесной подсветки, фотон/см²·с: 1 — $4.3 \cdot 10^{13}$, 2 — $1.1 \cdot 10^{14}$, 3 — $3.7 \cdot 10^{14}$. Характерные участки обозначены римскими цифрами. Стрелками показаны границы области неустойчивости.

вызывает уменьшение сечения захвата на кулоновский центр [10] и резкое возрастание вероятности ударной ионизации уровней, расположенных на 10—50 мэВ ниже дна зоны проводимости [2].

Эти особенности поведения носителей в полной мере проявились на зависимостях плотности тока от напряженности среднего электрического поля в исследованных образцах при освещении (рис. 2):

I — начальный омический участок, уровень тока на котором линейно зависит от интенсивности подсветки;

II — переходной участок с наклоном, меньшим единицы, обусловленный выходом дрейфовой скорости на насыщение (напряженность электрического поля 800 В/см и более) [9], где уровень тока также линейно зависит от интенсивности подсветки;

III — нелинейный участок резкого возрастания тока, связанный, по-видимому, с уменьшением сечения захвата и/или ударной ионизацией возбужденного состояния, расположенного примерно на 30 мэВ ниже дна зоны проводимости [2, 10];

IV — более пологий участок суперлинейной зависимости плотности тока от напряженности электрического поля, обусловленный, скорее всего, конечной степенью заполнения возбужденного состояния.

Оценки влияния разогрева носителей по эмпирическим зависимостям, приведенным, например, в работе [2], показали, что учета уменьшения сечения захвата недостаточно для объяснения столь резкого возрастания тока. В то же время для этого достаточно одного лишь механизма ударной ионизации возбужденного состояния. Наличие же близлежащего к зоне проводимости возбужденного состояния $\approx E_c - 0.03$ эВ для основного уровня селена $E_c - 0.29$ эВ зафиксировано в экспериментах по ИК спектроскопии [11], емкостной спектроскопии глубоких уровней [12]. Узкий пик «резонансного» вида, аналогичный наблюдаемому в работе [11], хорошо проявляется на спектрах фотопроводимости и наших образцов и свидетельствует о сравнимых временах термической эмиссии и релаксации возбужденного состояния при температуре жидкого азота.

С точки зрения ВПП, в стационарном состоянии в прикатодной области непрерывно поддерживается баланс между процессом фотоионизации и прихо-

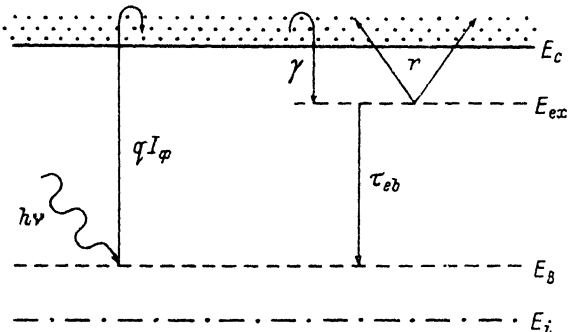


Рис. 3. Схема энергетических уровней и переходов в верхней половине запрещенной зоны.

дающей в нее долей заряда, сосредоточенной на глубоком уровне и на его возбужденном состоянии. Поддерживаемый таким образом неизменный заряд прикатодной области определяет среднее стационарное электрическое поле в образце. По мере разогрева носителей в первую очередь изменяется коэффициент захвата, приводящий к росту концентрации носителей в зоне. С некоторого момента рост концентрации носителей подхватывается ударной ионизацией возбужденного состояния, нарушая возникший ранее баланс. Изменение заряда в прикатодной области приводит к уменьшению электрического поля в образце. В свою очередь изменение электрического поля приводит к росту коэффициента захвата, уменьшению коэффициента ударной ионизации и восстановлению заселенности возбужденного уровня, т. е. переходу системы в начальное состояние. Величина этого заряда по порядку величины составляет

$$Q \approx \frac{A_J}{efl} \approx 1 \cdot 10^{12} \text{ эл/см}^3,$$

где A_J и f — амплитуда и частота наблюдаемых осцилляций фототока, l — длина образца.

Для определения возможности возникновения неустойчивости в терминах параметров протекающих процессов (сечений фотоионизации, времени захвата и т. п.) необходимо определить стационарные состояния и исследовать устойчивость по отношению к малым флуктуациям.

На рис. 3 схематически приведены система энергетических уровней и наиболее существенные в условиях нашего эксперимента переходы.

1. Фотоионизация основного состояния фотоактивного центра с энергией E_B , концентрацией M и сечением фотоионизации q .
2. Захват свободных носителей на первое возбужденное состояние E_{ex} фотоактивного центра, описываемый коэффициентом захвата γ .
3. Переход электронов из возбужденного состояния E_{ex} в основное E_B с постоянной времени $\tau_{ед}$.
4. Ударная ионизация возбужденного состояния с коэффициентом r .

Кроме донорных уровней M в образце присутствуют акцепторы с концентрацией A , уровни которых расположены вблизи валентной зоны. Линеаризованная относительно стационарного состояния система уравнений, описывающая динамику носителей и электрического поля, имеет вид

$$\partial \delta E / \partial x = -(e / \epsilon \epsilon_0) (\delta m + \delta m_{ex} + \delta n),$$

$$\partial \delta m / \partial t = -q I_{\phi} \delta m + \delta m_{ex} / \tau_{ед},$$

$$\partial \delta m_{ex} / \partial t = -\delta m_{ex} / \tau_{ex} - \gamma n \delta m + \delta n / \tau + \alpha_E \delta E, \quad (1)$$

$$\partial \delta n / \partial t = (1/e) d \delta J / dx - \partial \delta m / \partial t - \partial \delta m_{ex} / \partial t,$$

$$\delta J = e v \delta n + e n (dv/dE) \delta E,$$

где

$$1/\tau_{ex} = [(r + \gamma) n + 1/\tau_{cb}],$$

$$1/\tau = \gamma (M - m - m_{ex}) - r m_{ex},$$

$$\alpha_E = n [M - m - m_{ex}] (d\gamma/dE) - m_{ex} (dr/dE),$$

а m — концентрация электронов на основном уровне, m_{ex} — концентрация электронов в возбужденном состоянии, v — дрейфовая скорость, I_ϕ — интенсивность подсветки, и все величины относятся к стационарному состоянию. Выше учтены зависимости коэффициентов захвата и ударной ионизации, а также дрейфовой скорости от электрического поля E .

Как показано в работе [3], в динамической системе с тремя степенями свободы (электрическое поле — носители в зоне — носители на возбужденном уровне) в зависимости от уровня внешнего статического воздействия могут реализоваться условия самогенерации колебаний. Единственное отличие системы (1) от рассмотренной в работе [3] — уравнение Пуассона, учитывающее тот факт, что в исследованных образцах время диэлектрической релаксации велико в сравнении с временами пролета и захвата носителей.

За исключением детализации электронных переходов, для полупроводника с таким соотношением парциальных времен система (1) рассмотрена в работах [4, 5], где показано, что это обстоятельство является ключевым для режима ВПП. Как следует из [4, 5], диффузионная составляющая, опущенная нами в выражении для плотности тока, определяет дополнительное затухание ВПП и не является необходимой для возникновения собственно этого режима, хотя в некоторых случаях и может привести к неустойчивости.

Для флуктуаций вида $\exp\{i(kx - \omega t)\}$ характеристическое уравнение, получаемое из системы (1), имеет вид

$$\begin{aligned} & \omega^3 + \omega^2 \left\{ kv + i \left[\frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_{cb}} + n(r + \gamma) + \frac{1}{\tau_M} \right] \right\} + \\ & + \omega \left\{ \frac{ev}{\epsilon \epsilon_0} \alpha_E - \frac{1}{\tau_{cb}} \left(\frac{1}{\tau} + \gamma n \right) - q I_\phi n (r + \gamma) - \right. \\ & \left. - \frac{1}{\tau_M} \left[\frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_{cb}} + n(r + \gamma) \right] + ikv \left[\frac{1}{\tau_{cb}} + n(r + \gamma) \right] \right\} - \\ & - \left\{ kv \left[\frac{\gamma n}{\tau_{cb}} + q I_\phi n (r + \gamma) \right] - i \left\{ \frac{ev}{\epsilon \epsilon_0} \frac{\alpha_E}{\tau_{cb}} - \frac{1}{\tau_M} \left[\frac{\gamma n}{\tau_{cb}} + q I_\phi n (r + \gamma) \right] \right\} \right\} = 0, \quad (2) \end{aligned}$$

где $1/\tau_M = \frac{en}{\epsilon \epsilon_0} \left(\frac{dv}{dE} \right)$.

Дисперсионное соотношение, связывающее пространственную зависимость флуктуаций электрического поля в образце от частоты, следует из действительной части его решения. Тогда, следуя приближениям работ [4, 5], для $\omega < kv$ и $1/\tau_M > 1/\tau_{cb}$, $q I_\phi$, $n(\gamma + r)$ получаем характерную для ВПП обратно пропорциональную зависимость ω от k :

$$\omega = 1/kv\tau\tau_M. \quad (3)$$

Как видно из (2), структура корней этого уравнения может существенно измениться лишь за счет дополнительных членов, связанных с электрическим полем.

Выше уже отмечалось, что и знаки корней, и появление мнимых частей в них целиком определяются величиной и знаком времени диэлектрической релаксации τ_M и

$$ev\alpha_E = evn [(M - m - m_{ex})(d\gamma/dE) - m_{ex}(dr/dE)] = evn \frac{d}{dE} \left[\frac{1}{\tau(E)} \right]. \quad (4)$$

Следовательно, взаимосвязанное и взаимозависимое поведение носителей и электрического поля формирует неустойчивый режим работы фотосопротивления, представляющего собой открытую к внешним воздействиям нелинейную динамическую систему.

Используя экспериментальные значения, из (3) имеем

$$\omega = (eI\alpha/\epsilon\epsilon_0k) (I_\Phi/V), \quad (5)$$

где α — коэффициент поглощения, V — приложенное напряжение. Тогда длина волны перезарядки ≈ 300 мкм и составляет 2 длины образца.

В работах [4, 5] теоретически рассмотрена возможность возникновения неустойчивости в однородных образцах в режиме ВПП глубоких уровней, если сформируются области греющего электрического поля, а длина остывания носителей сравнима с длиной волны перезарядки глубоких ловушек. Взяв необходимые величины скорости и времени релаксации по энергии из работы [10], получим, что длина волны в этом случае порядка 6 мкм. В соответствии с (5) для этого необходима гораздо большая напряженность электрического поля в образцах.

Следует отметить, что в рассмотренной системе учет пространственной дисперсии флуктуаций является необходимым условием возникновения самогенерации колебаний.

С практической точки зрения, существование неустойчивости накладывает определенные ограничения при использовании фотосопротивления в качестве фотоприемного элемента. Существенно при этом, что протеканию процессов, вызывающих неустойчивость, способствует рабочий режим, обеспечивающий максимальную чувствительность фотосопротивления:

- при рабочей температуре тепловой заброс носителей в зону не должен сказываться на степени заполнения основного фотоактивного уровня;
- длина образца должна обеспечивать при доступных приложенных напряжениях внутреннее усиление, определяемое отношением времени пролета к времени захвата.

Малая концентрация свободных носителей при этом приводит к тому, что реакция образца на внешнее воздействие определяется процессами перезарядки глубокого уровня (при концентрации компенсирующих центров, превышающей концентрацию свободных носителей), а греющие поля, возникающие при обеспечении необходимого коэффициента усиления, могут привести к неустойчивости режима.

Таким образом, наблюдавшийся нами режим неустойчивости тока в фотосопротивлении на основе кремния, легированного селеном, обусловлен диэлектрической релаксацией в виде ВПП при наличии ударной ионизации возбужденного состояния глубокого уровня.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] E. Scholl. Physica Scripta, 29, 152 (1989).
- [2] R. M. Westervelt, S. W. Teitworth. J. Appl. Phys., 57, 5457 (1985).
- [3] E. Scholl. Appl. Phys., 48, 95 (1989).

- [4] Р. А. Сурис, Б. И. Фукс. ФТП, 9, 1717 (1975).
- [5] Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис, Б. И. Фукс. ФТП, 7, 149 (1973).
- [6] Н. Н. Герасименко, И. Г. Домахин, Б. А. Зайцев, А. П. Мажилин. Матер. Всес. конф «Ионно-лучевая модиф. матер.», 57. Каунас (1989).
- [7] Ф. Мун. Хаотические колебания, 30. М. (1990).
- [8] А. И. Лукьянченко, Р. А. Сурис, Б. И. Фукс. ФТП, 20, 1199 (1986).
- [9] С. Jacoboni, С. Canali, G. Ottaviani et al. Sol. St. Electron., 20, 77 (1977).
- [10] А. Милнс. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках, 378. М. (1977).
- [11] Н. G. Grimmeis, B. Skarstam. Phys. Rev. B, 23, 1947 (1981).
- [12] G. J. Rees, H. G. Grimmeiss, E. Janzen, B. Skarstam. J. Phys. C: Sol St. Phys., 13, 6157 (1980).

Редактор В. В. Чалдышев
