

АВТОСОЛИТОНЫ С САМОПРОИЗВОДСТВОМ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КРЕМНИИ С ГЛУБОКИМИ ПРИМЕСНЫМИ УРОВНЯМИ

А. М. МУСАЕВ

Институт физики

*Дагестанского Научного Центра РАН,
367003, Махачкала, Россия, ул. М.Ярагского, 94*

Экспериментально обнаружены и исследованы автосолитоны (АС) с самопроизводством носителей заряда, связанные с ионизацией глубоких акцепторных уровней индия в кремнии в сильных электрических полях при температуре 77К. Показано, что возбуждение АС существенно зависит от свойств контактов к образцу Si<In>. Рассмотрены механизмы возбуждения и существования АС.

Autosolitons (AS) with spontaneous creation of charge carriers are found and investigated experimentally. These AS are originated from an ionization of acceptor deep levels of In in Si host material in strong electric fields and at temperature 77K. It is shown, that the excitation of AS essentially depends on properties of contacts attached to a sample Si:In. Mechanisms of excitation and existence of the AS are considered.

ВВЕДЕНИЕ

Неравновесная электронно-дырочная плазма (ЭДП) полупроводников представляет собой сложная динамическая система, в которой обнаружены многие явления связанные с неустойчивостями и с спонтанным расслоением тока и электрического поля, обусловленные процессами самоорганизации и неравновесными фазовыми переходами.

Самоорганизация и неравновесные фазовые переходы в полупроводниках вызывают в настоящее время значительный интерес по следующим причинам. Во-первых, в полупроводниках относительно легко могут быть реализованы сильно неравновесные состояния. Во-вторых, эти явления лежат в основе работы ряда важных полупроводниковых приборов, используемых в современной микроэлектронике и полупроводниковой технике и кроме того, существуют возможности создания на основе этих явлений самоорганизаций в активных твердотельных средах принципиально новых функциональных устройств твердотельной электроники. В-третьих, полупроводниковые активные, диссипативные системы представляют собой наиболее подходящие модельные системы для изучения сложной нелинейной динамики и самоорганизации, так как они открывают большие возможности для плодотворного взаимодействия теории и эксперимента.

К настоящему времени теоретически изучены и развиты математические методы по исследованию явлений самоорганизации, связанные с образованием и эволюцией пространственных и временных нелинейных структур – автосолитонов (АС) [1,2] в активных системах. Из общей нелинейной теории следует, что в активной системе с диффузией в области устойчивого однородного состояния системы можно внешним возмущением возбудить установившиеся уединенные состояния - АС. Картина самоорганизации нелинейных структур, в том числе и возникновение турбулентности, не зависит от природы системы, т.е. механизмов, определяющих процессы активации и ингибирования, а, прежде всего, определяются видом ее нелинейности, а также степенью инерционности и дальности действия активатора по сравнению с ингибитором.

Экспериментальное изучение ионизационных АС проведено в немногих работах. В [3] показано, что ЭДП, полученная ударной ионизацией в пленках n-GaAs, расслаивается на шнуры тока в плотной ЭДП и на страты электрического поля в области неплотной ЭДП. В [4] исследованы пиковые АС в кремниевых p-i-n структурах возбужденные локализованным импульсом света.

В [5] изучены пульсирующие АС в кремнии с самопроизводством носителей заряда при ударной ионизации экситонов в сильном электрическом поле. В работах [6,7] с использованием системы «полупроводник – газоразрядный промежуток» исследованы явления образования и эволюции АС в высокоомном кремнии, легированном цинком.

Эти исследования, в основном посвящены изучению АС в моностабильных системах, т.е. в системах внешние параметры которых однозначно или даже линейно зависят от уровня возбуждения. Образование продольных или поперечных АС в этих системах в общем случае не связано с видом вольтамперной характеристики (ВАХ) этих систем. Образование и динамическая перестройка АС непосредственно вытекает из моностабильности системы, поскольку в них могут образовываться лишь АС конечной ширины. Реализация в системе широких АС, по существу, означает существование в системе двух устойчивых однородных состояний, что возможно лишь в бистабильных системах. В этих системах в определенном диапазоне изменения бифуркационного параметра, из трех однородных состояний два - устойчивы, отвечающие холодному и горячему состоянию системы.

Обратимый тепловой пробой в полупроводниках является типичным примером бистабильного поведения неравновесной системы. Возникновение тепловой бистабильности связано с существенной неравновесностью системы, возникающую в результате сильного внешнего воздействия. При пропускании через полупроводниковый образец электрического тока достаточной плотности, его температура вследствие саморазогрева будет определяться балансом между тепловыделением и теплоотводом. В случае линейного теплоотвода, и когда тепловыделение нелинейно растет с температурой и в некоторой

области температур превышает теплоотвод, то в системе возможно скачкообразное и гистерезисное изменение температуры — обратимый тепловой пробой. Существует группа полупроводников с узкими запрещенными зонами, в которых в результате саморазогрева собственная проводимость может измениться скачком. Также: такая неравновесная система может реализоваться и в полупроводниках с мелкими и глубокими примесными уровнями при гелиевых и азотных температурах соответственно, обусловленные обратимым тепловым пробоем примесных уровней. Этим бистабильным системам присуще специфическое и весьма разнообразное поведение, в частности, наличие гистерезиса, S и N-образных участков на ВАХ, возникновение периодических или стохастических диссипативных структур. Однако причины возникновения и свойства этих нелокальностей, изучены не в полной мере.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследования проводились на образцах $p\text{-Si}\langle\text{In}\rangle$ с концентрацией примесей $N_A - N_D = 6.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, изготовленных в виде прямоугольных пластин с размерами $0.8 \times 0.15 \times 0.04 \text{ см}^3$, с антизапорными и омическими контактами. Кристаллографическая ориентация и схема подключения образца показаны на рис.1. Антизапорные контакты ($p^+ - p$) создавались путем напыления алюминия с последующим его вплавлением или же вплавлением алюминиевой фольги. Омические контакты $p^+ - p - p^+$ к образцам создавались путем вплавления сплава $\text{In}(\text{Ga})$ в вакууме. С целью исключения поверхностных эффектов, контакты на противоположных гранях образца наносились с отступлением от краев на 0.25мм. Линейный режим теплоотвода обеспечивался в условиях свободной конвекции или пузырькового кипения жидкого азота с поверхности припаянных к образцу гребенчатых радиаторов, при которых коэффициент теплоотвода составляет $h = 19 \text{ Вт/см}^2$. Теплоотводу придавалось особое внимание, так как, при нелинейном теплоотводе развитие электротепловых неустойчивостей может происходить и без эффекта отрицательной дифференциальной проводимости образца [8], что связано с изменением теплоотвода жидкого азота за счет изменения характера кипения.

Изучение динамических вольт-амперных характеристик производилось путем приложения одиночных импульсов пилообразного напряжения в режиме генератора напряжения при различных скоростях роста напряжения. Для изучения неустойчивости тока во времени, на образец подавались импульсы постоянного напряжения с длительностью до 50мкс. Исследование неоднородности распределения плотности тока по сечению образца проводилось посредством секционирования катодного контакта как показано на рис.1.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис.2 показана типичная динамическая ВАХ образца с антизапорными контактами, полученная при скорости роста пилообразного напряжения 50В/мкс. Характерной особенностью наблюдаемой ВАХ является то, что в процессе увеличения напряжения, образование пикообразных участков тока происходит пороговым образом. С ростом электрического поля число пиков тока возрастает. Исследование ВАХ различных участков образца

(при секционировании катодного контакта) показало, что пики с пороговым характером роста тока принадлежат к различным участкам образца, причем эти пики в значительной степени подобны по форме и электрическим характеристикам.

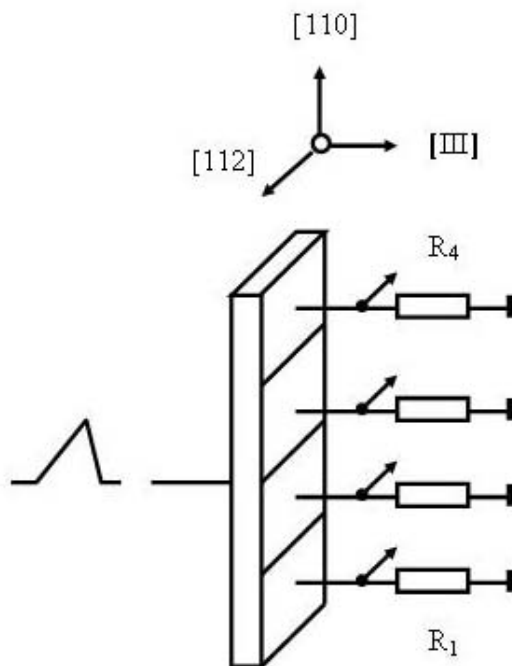


Рис.1. Схема подключения и кристаллографическая ориентация образца. $R_1 - R_4$ — нагрузочные сопротивления.

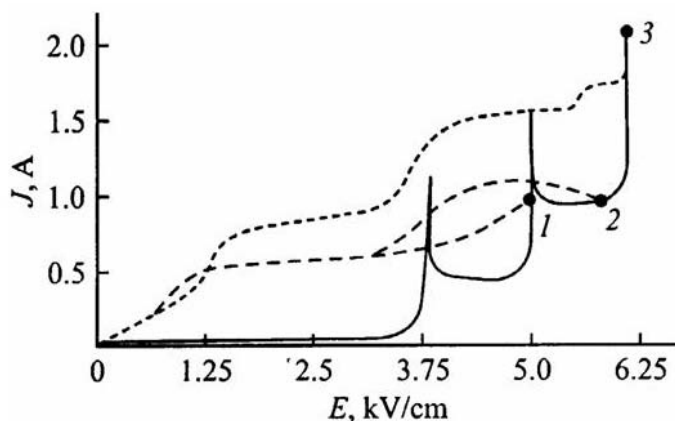


Рис.2. Динамические вольт-амперные характеристики образца (контакты антизапорные). Пунктирной линией показаны обратные ходы ВАХ при различных значениях (точки возврата 1-3) приложенного пилообразного напряжения.

При низких температурах в кремнии с глубокими примесными уровнями, основным механизмом приводящим к увеличению проводимости образца в сильных электрических полях является ударная ионизация, возникающая при напряженностях электрических полей $10^3 - 10^4 \text{ В/см}$ [9]. Кроме ударной ионизации существуют еще несколько механизмов которые могут привести к увеличению концентрации носителей заряда с ростом электрического поля. Это инжекция неосновных носителей заряда, а также инжекция основных носителей в случае тока,

ограниченного объемным зарядом. Существенным фактором является также увеличение концентрации дырок при термополевой генерации носителей заряда, которая с ростом электрического поля увеличивается (в результате эффекта Пула-Френкеля). При этом электрическое поле изменяет высоту максимального энергетического барьера на величину

$$\Delta\varepsilon = -e(\varepsilon E/\pi\varepsilon)^{1/2} \quad (1)$$

где E – напряженность электрического поля, ε – диэлектрическая проницаемость кремния. Зависимость скорости термополевой генерации от электрического поля является экспоненциальной функцией величины ($\Delta\varepsilon/kT$), которая в рассматриваемом случае притягивающего центра имеет вид [5]

$$\Delta\varepsilon/kT = -0.84(E/10^4)^{1/2}(300K/T_0), \quad (2)$$

где T_0 – температура решетки.

Анализ характера увеличения концентрации носителей заряда от электрического поля при различных скоростях его роста показывает, что эффект Пула-Френкеля, при увеличении напряжения со скоростью не менее 40В/мкс, не играет существенной роли. Это связано с тем, что в адиабатических условиях температура образца за короткое время не успевает существенно увеличиться, в то же время с увеличением выделяемой джоулевой мощности роль данного эффекта возрастает.

Концентрация свободных носителей при напряженностях электрического поля, достаточных для эффективной ударной ионизации, определяется из условий баланса между скоростями захвата, ударной ионизации и термополевой генерации.

Скорость ударной ионизации определяется как

$$G = p(p^e/p)\sigma_i v^e N_g \quad (3)$$

где p^e/p – доля свободных дырок с энергией больше глубины залегания примесей, v^e – скорость соответствующая глубине залегания примесей $(2\varepsilon_h/m)^{1/2}$, N_g – концентрация неионизированных примесей.

Скорость захвата свободных дырок имеет вид

$$R = p\sigma_h v_{Th} N_c \quad (4)$$

где σ_h – сечение захвата, $v_{Th} = (2kT_0/m)^{1/2}$ – тепловая скорость дырок, N_c – концентрация ионизированных примесей. Сечение захвата дырки (σ_h) на ионизированный атом индия при 77К равна 7.10^{-14}см^2 , и уменьшается с ростом температуры. В сильных электрических полях сечение захвата уменьшается благодаря действию двух различных факторов. В первых, увеличивается средняя энергия носителей ($T > T_0$) и соответственно уменьшается число частиц у дна зоны проводимости, которое непосредственно определяет захват. Во - вторых, в сильных электрических полях разрушаются связанные состояния с энергией связи, меньшей чем энергия примесного центра $-\varepsilon_h$ [10].

При уменьшении скорости роста приложенного пилообразного напряжения, ВАХ образца постепенно видоизменяется. При этом напряжение ионизации примесей уменьшается, а зависимость $J(E)$ имеет не столь резкий

характер, что объясняется джоулевым разогревом решетки и термополевой ионизацией примесей, т.е. с увеличением температуры решетки режим ударной ионизации переходит в режим термополевой ионизации. Действием данного фактора можно объяснить и особенности ВАХ при обратном переходе т.е. гистерезисное явление при спаде напряженности электрического поля. На рис.2 показаны особенности гистерезиса ВАХ при приложении пилообразных импульсов напряжения с различной амплитудой. Результаты измерений показывают, что чем больше мощность потерь в области ионизации, тем при меньших напряжениях происходит падение концентрации дырок.

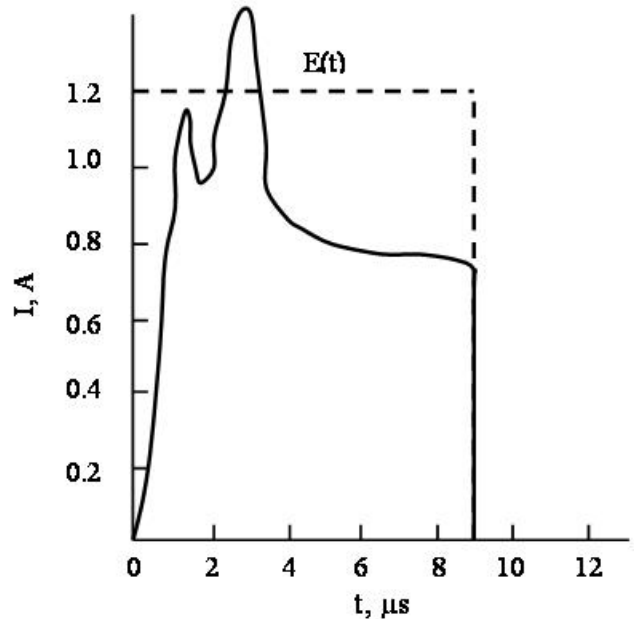


Рис.3. Осциллограмма тока через образец при $E=5000 \text{В/см}$.

На рис.3 показано изменение тока во времени при подаче на образец импульсов постоянного электрического поля с амплитудой достаточной для ионизации примесей. Как видно из осциллограммы, при напряженности электрического поля превышающей поле ударной ионизации изменение тока через образец приобретает пикообразный характер. Спад тока можно объяснить уменьшением подвижности носителей, обусловленным рассеянием дырок на фонах при джоулевым разогреве области ионизации образца. В кремнии при температурах выше 77К и воздействии электрического поля, доминирующим является рассеяние носителей на деформационном акустическом и оптическом потенциалах, и подвижность уменьшается с ростом поля. Это подтверждают и зависимости проводимости образца от температуры при различных значениях приложенного электрического поля, которые показаны на рис. 4. Полученные результаты позволяют непротиворечиво интерпретировать обнаруженные явления на базе модели статического продольного АС с локальным самопроизводством носителей заряда развитой в работе [2]. Затравками для спонтанного возбуждения АС могут быть как неоднородности распределения концентрации примесей, так и неоднородности другого характера, приводящие к ударной ионизации в локальных областях с размерами $\sim X$.

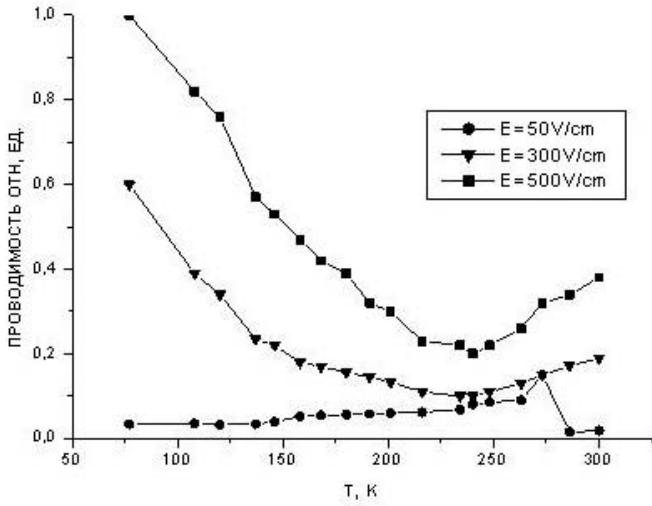


Рис.4. Зависимость проводимости образца от температуры при различных значениях приложенного электрического поля.

Устойчивость существования АС связана с процессами рассеяния носителей заряда на ионизированных примесях (т.к. расстояние между примесными центрами намного меньше поперечного размера АС) и фонах в области АС с размером $-X$. В рассматриваемом механизме расслоения роль активатора играет концентрация свободных носителей заряда (p), а роль ингибитора температура носителей. Положительная обратная связь по активатору связана с возрастающей зависимостью скорости ионизации глубоких примесных уровней от концентрации дырок, так как скорость ионизации является резко возрастающей функцией концентрации носителей заряда. Демпфирующая роль ингибитора связана с уменьшением температуры носителей заряда при их рассеянии на ионизированных примесях и фонах, что ограничивает скорость ударной ионизации. При этом рост температуры в областях АС решетки приводит к еще большему уменьшению энергии носителей.

Распределение концентрации и потока энергии носителей в АС данной системы описываются выражениями

$$\partial p / \partial t = e^{-1} \text{div} J_h + G + G_T - R, \quad (5)$$

$$\partial (pT) / \partial t = -\text{div} J_e + W + P, \quad (6)$$

$$J_h = epv_h - eD_h \nabla N, \quad J_e = -\chi \nabla - 2E J_h / e,$$

$$W = \sigma^0 (T/T_0)^{1/2} E^2, \quad P = pT(T-T_0)/\tau_e T$$

где J_h , J_e , W , P – плотность тока дырок, поток энергии дырок, плотность мощности поступающей к системе носителей тока и мощность отводимая от системы в решетку; p , T – концентрация и температура носителей заряда; E , T_0 , D_h , v_h , σ^0 , τ_e – напряженность электрического поля, температура решетки, коэфф. диффузии дырок, дрейфовая скорость дырок, проводимость и время релаксации энергии дырок соответственно.

В данной модели бифуркационным параметром является напряженность электрического поля, $\alpha = \tau_p / \tau_T \ll 1$, а отношение $\varepsilon = \ell/L$ в зависимости от параметров системы может быть как больше, так и меньше единицы. Где

τ_p , ℓ – характерные время и длина изменения концентрации и τ_T , L – характерные время и длина изменения средней температуры носителей заряда.

Наблюдаемые на временных характеристиках (рис.3) значения времени формирования пикообразных областей тока обусловленные локальной ударной ионизацией, определяемые временем установления теплового равновесия при адиабатическом разогреве области АС размером $-X$, позволяють оценить характерный размер АС. Параметры области разогрева можно выразить в следующем виде $\tau \sim X^2/\chi$ [11], где χ – температуропроводность кремния. Принимая $\tau=1.0\text{мкс}$ и $\chi=0.238\text{см}^2/\text{с}$ (что соответствует коэффициенту теплопроводности $0.2\text{кал}/(\text{см}\cdot\text{с}\cdot\text{град})$, плотности $2.32\text{г}/\text{см}^3$ и удельной теплоемкости $0.181\text{кал}/(\text{г}\cdot\text{град})$), получим $X \approx 7\text{мкм}$.

Результаты исследования образцов $p\text{-Si}\langle\text{In}\rangle$ с омическими контактами, которые допускают слабую инжекцию неосновных носителей заряда, имеют несколько иной характер. На рис.5 показана динамическая ВАХ данного образца. Как видно, с ростом электрического поля на ВАХ появляются пикообразные неустойчивости тока, имеющие по электрическому полю пороговый характер. Исследование ВАХ при секционировании катодного контакта показало, что эти пики тока принадлежат к различным участкам образца. Сравнение ВАХ образцов с антизапорными контактами (Рис.2) и омическими контактами (Рис.5) показывают, что расслоение тока в последнем случае происходит при электрическом поле, существенно меньшем поля ударной ионизации примесных уровней - E_b . Данные результаты эксперимента можно объяснить явлением тепловой бистабильности, связанной с изменением проводимости при термополевым пробое примесных уровней индия в сильном электрическом поле.

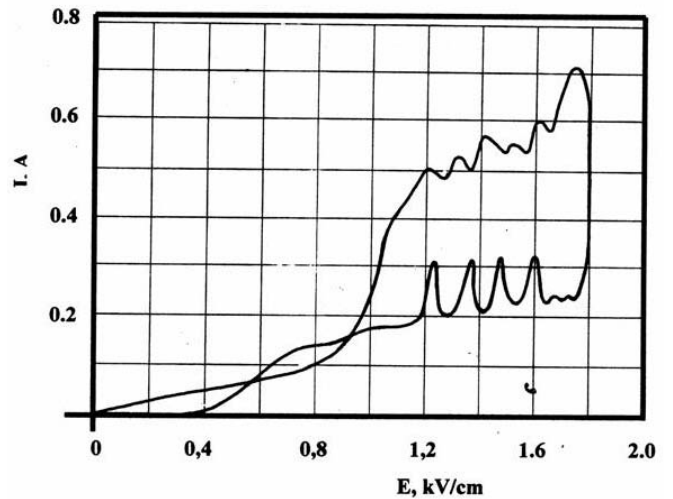


Рис. 5. Динамическая вольт-амперная характеристика образца (контакты омические).

В условиях тепловой бистабильности существуют два устойчивых однородных состояния - «холодное» с температурой $T_t=T_1$ и «горячее» с $T_t=T_2>T_1$. Установившийся режим сосуществования этих состояний реализуется в виде возникновения различных локализованных состояний. Необходимым условием для возникновения тепловой бистабильности является, чтобы условие баланса

тепла, который имеет вид:

$$P(T_\ell) = Q(T_\ell), \quad (7)$$

где $P(T_1) = \sigma(T_1)E$ – удельная мощность тепловыделения, а $Q(T_\ell) = h(T)(T_\ell - T_0)$ – удельная мощность теплоотвода, выполнялось при нескольких значениях температуры решетки $-T_\ell$. Здесь h – коэффициент теплоотвода с единицы поверхности. Такая ситуация может реализоваться при достаточно резком увеличении или уменьшении удельной электропроводности $-j(T)$ в относительно узком интервале температур при $E = \text{const}$, в условиях линейного теплоотвода, когда коэффициент теплоотвода $-h$ с поверхности образца, имеющего температуру $-T_\ell$, в среду с температурой $-T_0$, не зависит от температуры образца. При термогенерации носителей заряда, когда $E = \text{const}$, увеличивается энергия диссипации, вызванной быстрым ростом проводимости, что в свою очередь приводит к нагреву образца вследствие которых формируются области с неоднородной температурой решетки и концентрации дырок. Учет теплоэлектрической обратной связи приводит к весьма сложному нестационарному и нелинейному явлению теплопроводности. Существенным является также, нелинейный эффект характерный для кремния – зависимость коэффициента теплопроводности от температуры. При повышении температуры теплопроводность кремния падает. Указанное явление также способствует процессу локализации мощности. Так, если в какой то области образца произошло локальное повышение температуры, то отвод тепла из этой области ухудшается. Если тепловая мощность, рассеиваемая в этой области, остается той же, то это в свою очередь приводит к повышению температуры.

В кремнии с глубоколежащими примесными уровнями при приложении электрического поля вероятность возникновения таких неоднородных областей увеличивается вследствие генерации носителей с глубоколежащих уровней не только с увеличением температуры, но и вследствие действия эффекта Пула-Френкеля. Изучение кинетики установления тока показывает, что в случае подачи прямоугольных импульсов с напряженностью электрического поля незначительно превышающих критическое значение (E_c), время генерации неоднородности распределения плотности тока существенно увеличивается. Эти обстоятельства указывают на то, что инерционность роста и расслоение плотности тока обусловлены процессом адиабатического разогрева ограниченной области образца и образованием шнуров тока. Процессами разогрева решетки можно объяснить и особенности ВАХ при обратном переходе т.е. гистерезисное явление на участке спада пилообразного напряжения. Из этих результатов следует, что чем больше мощность выделяется в области АС, т. е. чем больше температура решетки, тем при меньших напряжениях происходит возбуждение и исчезновение шнуров тока.

Как показано выше, существуют несколько механизмов, которые могут привести к увеличению концентрации носителей заряда с ростом электрического поля. Инжекция неосновных носителей заряда хотя является существенным фактором увеличения проводимости, однако инерционный характер роста и спада тока указывают, что эти явления связаны с процессами джоулевого разогрева решетки. Из полученных результатов следует, что основ-

ным механизмом увеличения концентрации основных носителей является термополевая ионизация примесей. Как показано в работе [9] эффект Пула-Френкеля при $T = 77\text{K}$ при увеличении напряженности электрического поля в пределах $10^2 - 4 \cdot 10^3 \text{В/см}$ (но не превышающих поле ударной ионизации) приводит к увеличению концентрации дырок в три раза. Увеличение температуры приводит к еще большему увеличению концентрации носителей заряда. Зависимость скорости термополевой генерации от электрического поля как следует из (2) является экспоненциальной функцией величины $(\Delta\epsilon/kT)$.

Полученные результаты позволяют объяснить механизм расслоения плотности тока на базе модели статического АС [2]. Затравками для спонтанного возбуждения АС являются неоднородности распределения концентрации примесей или же неоднородности другого характера омических контактов, приводящие к слабой инжекции неосновных носителей заряда в локальных областях образца. В рассматриваемом механизме расслоения, роль активатора играет температура решетки, а роль ингибитора температура носителей. Положительная обратная связь по активатору связана с возрастающей зависимостью температуры решетки с ростом концентрации дырок, так как мощность отводимая от системы носителей в решетку пропорциональна этой концентрации. Демпфирующая роль ингибитора связана с уменьшением температуры носителей заряда при их рассеянии на фононах, что приводит к уменьшению плотности тока и мощности потерь. Уменьшение джоулевой мощности соответственно ограничивает температуру решетки в областях АС.

В рассматриваемой системе при $E > E_c$ происходит образование устойчивого многошнурового состояния, распределение плотности тока $j = \sigma E$ в которых качественно совпадают с распределением температуры решетки $-T_\ell$. При этом параметры образующихся шнуров определяются параметрами образца. Существование АС определяется тем, что область высокой концентрации носителей в центре АС не расплывается вследствие того, что диффузионный поток из центра АС уравнивается термодиффузионным, кроме того этому способствует эффект уменьшения теплопроводности кремния с увеличением температуры. На рис.6 показаны распределение температуры решетки $-T_\ell$ (активатора) и температуры носителей заряда $-T$ (ингибитора) в АС.

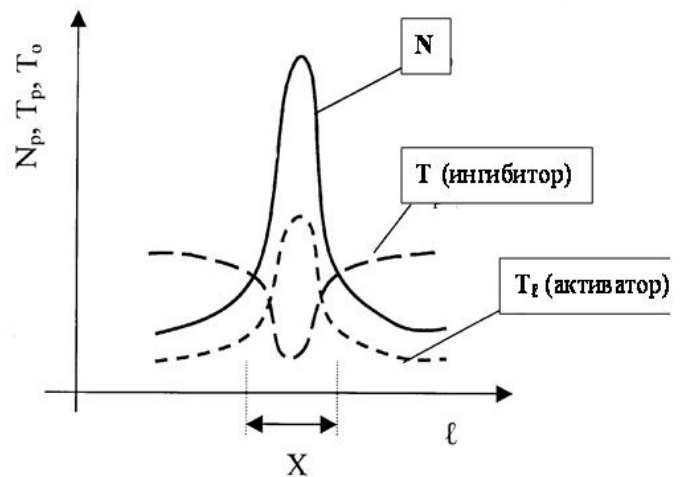


Рис.6. Распределение температуры решетки $-T_\ell$, температуры носителей заряда $-T$ и концентрации носителей заряда $-N$ в автосолитоне.

Характерный размер АС определенный из значения времени формирования пикообразных областей тока обусловленные локальным ростом температуры решетки, которые определяются временем установления теплового равновесия при адиабатическом разогреве области АС размером $\sim X$, составляет ~ 50 нм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные экспериментальные результаты свидетельствуют, что в образцах кремния, легированных глубокой акцепторной примесью индия, возникновение нелинейностей и неустойчивостей в электропроводности сопровождается появлением диссипативных пространственно-временных структур – автосолитонов. Установлено, что возникновение расслоенные плотности тока при температуре 77К, связано с спонтанным возникновением продольных автосолитонов с самопроизводством носителей заряда.

Проведенные нами экспериментальные исследования привели к следующим результатам:

1. Впервые экспериментально обнаружены и исследованы автосолитоны с самопроизводством носителей заряда при ударной ионизации глубоких акцепторных уровней индия

в кремнии в сильных электрических полях при температуре 77К. В рассматриваемой модели возбуждения АС, роль активатора играет концентрация свободных носителей заряда, а роль ингибитора температура носителей. Существование АС определяется тем, что область высокой концентрации носителей в центре АС не расплывается вследствие того, что диффузионный поток из центра АС уравновешивается термодиффузионным.

2. Экспериментально обнаружены и исследованы автосолитоны с самопроизводством носителей заряда в бистабильной системе кремния, основанной на термополевой ионизации глубоких акцепторных уровней индия при температуре 77К. В рассматриваемой модели возбуждения АС, роль активатора играет температура решетки, а роль ингибитора температура носителей заряда. Существование АС определяется тем, что положительная обратная связь по активатору связана с возрастающей зависимостью температуры решетки с ростом концентрации дырок, а демпфирующая роль ингибитора связана с уменьшением температуры носителей заряда при их рассеянии на фонах, что приводит к уменьшению мощности потерь соответственно и к ограничению температуры решетки в областях АС.

[1]. Б.С. Кернер, В.В. Осипов. УФН, 157, 201 (1989).
[2]. Б.С. Кернер, В.В. Осипов. Автосолитоны, (М., Наука, 1991).
[3]. Б.С. Кернер, В.Ф. Синкевич. Письма в ЖЭТФ, 36 (10), 359 (1982).
[4]. В.Н. Ващенко, Б.С. Кернер, В.В. Осипов и др., ФТП, 24, 1705 (1990).
[5]. А.М. Мусаев. ФТП, 33, 1183 (1999).
[6]. Ю.А. Астров. ФТП, 27, 1971-1989 (1993).

[7]. Ю.А. Астров, С.А. Хорев. ФТП, 27, 2024-2029 (1993).
[8]. С.П. Кальвенас. Лит. Физ. Сб. XXII, 91(1982).
[9]. А. Милнс. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках, (М. Мир, 1977).
[10]. Э.Э. Годик, Ю. А. Курицын, В. П. Синис. ФТП, 12, 351 (1978).
[11]. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел (М., Наука, 1964).

Received: 10.02.2007