

АВТОСОЛИТОНЫ В ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЕ *p*-Ge

М. Н. Винославский*, П. А. Белевский, А. В. Кравченко

Институт физики Национальной академии наук Украины
03028, Киев, Украина

Поступила в редакцию 8 августа 2005 г.

Экспериментально исследованы процессы самоорганизации электронно-дырочной плазмы (ЭДП), разогретой электрическим полем в чистых образцах *p*-Ge при $T = 77$ К. Полученные вольт-амперные характеристики (ВАХ) и распределения электрического поля и ИК-излучения горячих носителей вдоль образцов показали, что участки крутого роста либо *S*-образные участки ВАХ в образцах с *n-p*-контактами связаны с возникновением продольных термодиффузионных автосолиитонов (AS_{\parallel}), вследствие чего появляются тонкие (диаметром $d = 2\text{--}20$ мкм) проплавленные токовые каналы. Такие AS_{\parallel} образуются при высоких концентрациях ЭДП ($n \geq 1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$), когда доминирующим является электрон-дырочное рассеяние, и температурах электронов $T_e = (2\text{--}4.5)T_0$ (T_0 — температура решетки). Участки насыщения и *N*-образные участки ВАХ обусловлены образованием поперечных термодиффузионных высокополевых автосолиитонов (AS_{\perp}) в виде узких страт с напряженностью поля $E_{AS_{\perp}} = 1\text{--}20$ кВ/см. Высокополевые AS_{\perp} образуются при концентрациях ЭДП $n = 5 \cdot 10^{13}\text{--}1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, когда доминирующим является электрон-фононное рассеяние, и при температурах электронов $T_e \sim \Theta \geq 5T_0$ (Θ — температура Дебая). И продольные, и поперечные автосолиитоны при возникновении характеризуются высокой температурой носителей ($T_e \geq 1000$ К) и пониженной их концентрацией и могут существовать одновременно в разных участках образца.

PACS: 71.35.Ee, 72.20.Ht

1. ВВЕДЕНИЕ

В теоретических обзорах [1] показано, что разогрев электронно-дырочной плазмы (ЭДП) электрическим полем может сопровождаться явлениями ее пространственной самоорганизации в кристалле и появлением поперечных (в виде доменов поля) либо продольных (в виде шнуров тока) термодиффузионных автосолиитонов. Такие автосолиитоны характеризуются высокой температурой носителей, их пространственный тип определяется параметрами ЭДП, а механизм их образования обусловлен влиянием термодиффузии горячих носителей на их пространственное распределение. Возникновением термодиффузионных автосолиитонов различные авторы объясняют появление светящихся пятен микронного размера и многоступенчатые вольт-амперные характеристики (ВАХ) в ЭДП в пленках GaAs [2, 3] и в кремниевых пленках в транзисторах SOI FETs [4], а также образование светящихся токовых шнуров в

кристаллах α -SiC [5], в кремниевых *p-i-n*-диодах [6] и в p^+n^+p -структурах [7]. Кроме того, с образованием автосолиитонов связывают расслоение тока в ЭДП в кристаллах InSb [8] и при ударной ионизации экситонов в кристаллах кремния [9]. Вероятно, к разряду подобного типа автоструктур можно отнести появление сгустков ЭДП в результате ее конденсации при локальном джоулевым разогреве в туннельных кремниевых МОП-диодах [10].

Ранее нами исследовались поперечные термодиффузионные автосолиитоны (AS_{\perp}) в ЭДП в образцах *n*-Ge [11–16] и *p*-Si [17, 18], они проявляли себя в виде узких поперечных к направлению тока статических, движущихся или пульсирующих, одиночных страт либо в виде ряда страт с сильным электрическим полем, высокой температурой и пониженной концентрацией носителей. Возникновение высокополевых AS_{\perp} сопровождалось появлением *N*-образных участков ВАХ. Механизм образования таких AS_{\perp} связан с появлением положительной обратной связи для нарастания температуры носителей, разогретых локально электрическим полем до

*E-mail: mvinos@iop.kiev.ua

температуры Дебая [1, 19]. Исследуя образцы p -Ge, мы показали [20], что механизм образования AS_{\perp} не зависит ни от типа проводимости полупроводника, ни от типа контактов.

Вместе с тем, в работе [20] было отмечено, что многоступенчатый характер ВАХ, включающий повторяющиеся участки крутого роста и N -образные участки, вероятно, связан с перестройкой автосолитонов и требует дополнительных исследований. Согласно теории [1, 21, 22], при достаточно высоких концентрациях ЭДП, когда основным механизмом рассеяния носителей является электрон-дырочное рассеяние, в кристалле возможно расслоение ЭДП поперек направления тока и образование продольных токовых термодиффузионных автосолитонов (AS_{\parallel}) в виде шнуров тока. Такие AS_{\parallel} , характеризующиеся высокой температурой и пониженной концентрацией носителей, могут приводить к возрастанию тока и появлению S -образной ВАХ. Однако регистрация как формы AS_{\parallel} , так и их эволюции представляет собой достаточно сложную проблему.

Целью настоящей работы было выяснение причин многоступенчатости ВАХ, полученных ранее [20], и исследование перестройки автосолитонов в образцах p -Ge с ростом напряжения при различных концентрациях ЭДП. Кроме того, в задачу входило выявление условий возможного образования AS_{\parallel} в кристаллах германия.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

Технология изготовления образцов и методы исследований были аналогичны применявшимся в работе [20]. Образцы изготавливались из чистого p -Ge ($\rho \approx 40 \text{ Ом} \cdot \text{см}$), имели размеры $0.05 \times 0.1 \times 0.8 \text{ см}^3$ и были ориентированы длинной осью вдоль кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$. Измерения проводились при температуре $T_0 = 77 \text{ К}$ в основном на образцах с двумя слабоинжектирующими n - p -контактами (из $\text{In} + 3\% \text{ As}$) на меньших торцах. В этих образцах отсутствовала изначальная область сильного поля возле отрицательного контакта, которая в образцах с p^+ - p -контактами (из In) благодаря эксклюзии ЭДП задавала место образования высокополевого AS_{\perp} [20]. Наличие одинаковых контактов с двух сторон образцов позволяло проводить симметричные измерения при двух полярностях приложенного напряжения. ЭДП с концентрацией $n \approx p = 5 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ генерировалась однородно вдоль широкой грани образца импульсом света I_p колоколообразной формы длительностью

$\tau_I = 0.2$ либо $\tau_I = 0.5$ мс. Одиночные импульсы напряжения U в основном прямоугольной и иногда треугольной формы длительностью $\tau_U = 5-300$ мкс и амплитудой до 300 В подводились к образцу одновременно с импульсом света.

Исследовались два типа ВАХ: стационарная ВАХ-1 измерялась при подаче прямоугольного импульса напряжения к образцу в максимуме импульса света; динамическая ВАХ-2 снималась в течение импульса напряжения треугольной формы, включаемого в максимуме импульса света, и позволяла наблюдать динамику образования автосолитонов. Для изучения процессов перестройки автосолитонов в образцах в характерных участках ВАХ с помощью 26-ти зондовой головки во всех межзондовых промежутках измерялись осциллограммы локальных полей $E_{i-j}(t) = U_{i-j}(t)/l_{i-j}$, по которым строились распределения напряженности электрического поля $E(x)$ вдоль образцов.

Также изучалась динамика изменения температур носителей и решетки в процессе образования и разрушения автосолитонов при измерении сигнала ИК-излучения и распределения его амплитуды вдоль образца. ИК-излучение регистрировалось Ge/Au-фотоприемником, имеющим площадь рабочей части $S_{IR} = 2 \times 2 \text{ мм}^2$ и находящимся при $T = 77 \text{ К}$, в диапазонах длин волн $\lambda(I_{IR}) = 1.65-10 \text{ мкм}$ и $\lambda(I_{gl}) = 1.65-2.5 \text{ мкм}$ (при использовании стеклянного фильтра). Для измерения распределения ИК-излучения фотоприемник перемещался вдоль увеличенного в 1.5 раза изображения образца. При этом также контролировалось распределение напряженности $E(x)$ электрического поля вдоль образцов с помощью 18-ти зондовой головки.

3. ПОПЕРЕЧНЫЕ ВЫСОКОПОЛЕВЫЕ АВТОСОЛИТОНЫ

3.1. Вольт-амперные характеристики и распределения поля вдоль образцов

Типичная стационарная ВАХ-1, полученная для освещенного образца p -Ge №1 с двумя n - p -контактами, имеет многоступенчатый вид (рис. 1а, кривая 1). ВАХ-1 для противоположного направления тока имеет похожий вид, что свидетельствует о сходстве возникающих в образце явлений. ВАХ неосвещенного образца для обоих направлений тока вначале растет линейно, а при $U > 150 \text{ В}$ более круто благодаря инъекции ЭДП из катода (рис. 1а, кривая 2).

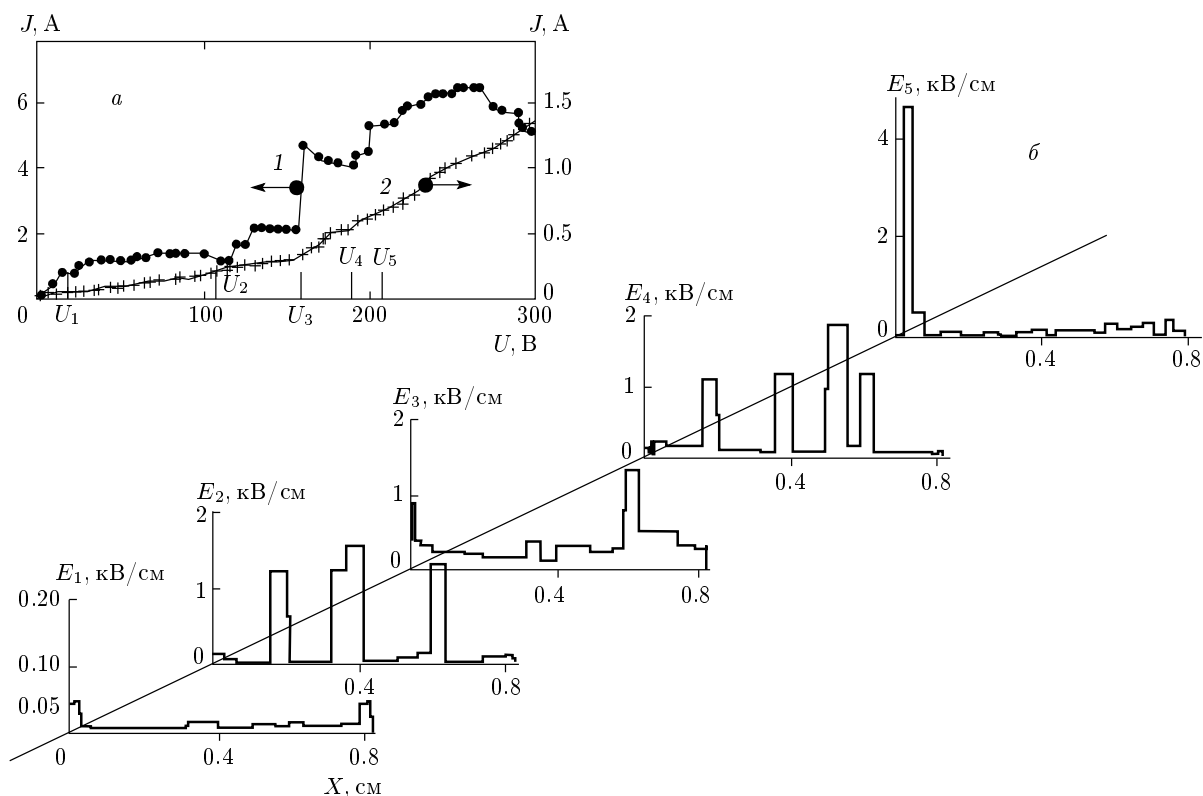


Рис. 1. а) Стационарные ВАХ-1 образца № 1 с двумя *n-p*-контактами, полученные с помощью прямоугольных импульсов напряжения U длительностью $\tau_U \approx 20$ мкс при освещении (кривая 1) и без освещения (кривая 2) в максимуме импульса света I_p для стационарного значения тока J в конце импульса напряжения. б) Распределения поля $E(x)$ вдоль образца для характерных участков ВАХ-1

Перестройка автосолитонов с ростом напряжения изучалась путем измерения распределения поля вдоль образца при различных напряжениях (рис. 1б), соответствующих характерным участкам ВАХ-1 (рис. 1а, кривая 1). Начальному линейному участку ВАХ-1 при $U_1 = 20$ В соответствуют относительно однородное распределение поля $E_1(x)$ в средней части образца и две области повышенного поля: одна возле анода, определяемая его запирающими свойствами, а другая возле катода, связанная со слабой эксклюзией ЭДП при ее слабой инжекции из катода и значительно более высокой фотогенерацией. Первому *N*-образному участку ВАХ-1 при $U_2 = 105$ В соответствует распределение поля $E_2(x)$, на котором в средней части образца появляются три AS_{\perp} с амплитудой $E_{AS_{\perp}} = 1.8-2.4$ кВ/см. После первого крутого роста ВАХ-1 при $U_3 = 165$ В в образце остается только один AS_{\perp} с амплитудой поля $E_{AS_{\perp}} = 1.4$ кВ/см вблизи анода, что демонстрирует кривая $E_3(x)$ на рис. 1б.

На втором *N*-образном участке ВАХ-1 при

$U_4 = 190$ В на распределении поля $E_4(x)$ появляются четыре статических AS_{\perp} с амплитудой поля $E_{AS_{\perp}} = 1.0-1.6$ кВ/см в средней части образца. На вершине второго крутого роста ВАХ-1 при $U_5 = 205$ В на распределении поля $E_5(x)$ число автосолитонов снова сокращается до одного с амплитудой поля $E_{AS_{\perp}} \approx 4.7$ кВ/см вблизи анода. На остальной части образца устанавливается слабонеоднородное распределение поля небольшой величины $E \leq 300$ В/см.

Для противоположного направления тока все процессы в образце были качественно идентичны. Таким образом, *N*-образные участки ВАХ-1 сопровождаются либо образованием AS_{\perp} , либо увеличением их числа при больших приложенных напряжениях. Участки крутого возрастания ВАХ-1 сопровождаются уменьшением числа высокополевых AS_{\perp} вплоть до одного. Возникает вопрос о причине резкого возрастания тока и уменьшения числа AS_{\perp} .

С помощью импульса напряжения треугольной формы и последующей компьютерной обработки ос-

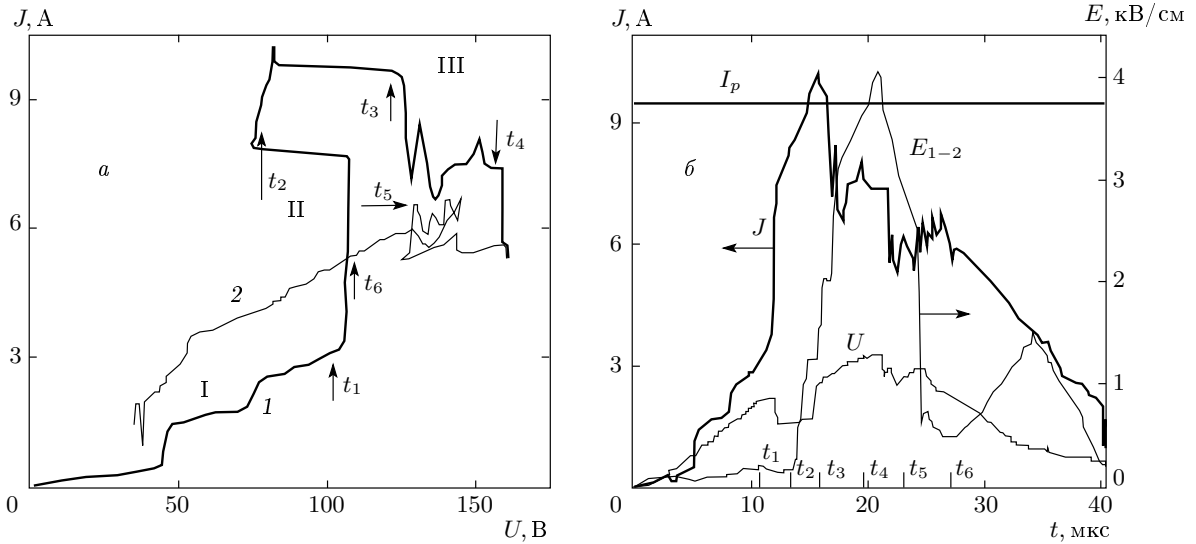


Рис. 2. а) Динамическая ВАХ-2 образца № 2 с двумя *n-p*-контактами. б) Импульсы напряжения (*U*), света (*I_p*), тока (*J*) и поля (*E₁₋₂*) в формирующемся высокополевым *AS_⊥*

циллограмм импульсов напряжения и тока (рис. 2б) была получена динамическая ВАХ-2 для образца № 2 с *n-p*-контактами. На ее прямой ветви (рис. 2а, кривая 1), отвечающей нарастанию импульса напряжения, вслед за начальным участком I слабого роста при $U \leq 100$ В появляется *S*-образный участок II, которому соответствует слабое поле вблизи инжектирующего катода (рис. 2б, E_{1-2} в моменты t_1 и t_2). Далее идет *N*-образный участок III, на котором вблизи катода появляется AS_{\perp} , движущийся в сторону анода (рис. 2б, E_{1-2} в моменты t_3, t_4, t_5). На обратной ветви 2 ВАХ-2, соответствующей спаду импульса напряжения, этот AS_{\perp} исчезает (рис. 2б, E_{1-2} в момент t_6). Для данного образца мы ранее [20] наблюдали многоступенчатую стационарную ВАХ-1. Первый крутой рост ВАХ-1 (рис. 1а), ВАХ-2 (рис. 2а) и тока (рис. 2б) вызывается вначале «заливанием» под действием электрического поля фотогенерированной ЭДП запертого перехода у анода, а также инжекцией ЭДП из катода. Однако для столь сильного первого и последующих крутых участков роста ВАХ-1 и появления *S*-образного участка на ВАХ-2, очевидно, этих причин недостаточно.

3.2. Динамика поля при образовании высокополевых поперечных автосолиитонов

Под действием треугольного импульса напряжения (см. рис. 2б) образование высокополевого AS_{\perp}

большой амплитуды вблизи катода либо в средней части образца с *n-p*-контактами при концентрациях ЭДП $n = 5 \cdot 10^{13} - 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ происходило тремя быстрыми скачками (см. E_{1-2} на рис. 2б). Амплитуда каждого скачка поля в AS_{\perp} составляла $E'_{AS_{\perp}} = E_{1-2} \geq 1000 \text{ В/см}$. Как указывалось ранее [20], первый скачок поля обусловлен самим механизмом образования AS_{\perp} , а второй и третий скачки поля в AS_{\perp} связаны с переходами электронов в сильном поле AS_{\perp} соответственно в долину с большой эффективной массой, расположенной в направлении оси $\langle 111 \rangle$ в кристалле, и в более высоколежащую *X*-долину. Возникновение высокополевого AS_{\perp} вызывает уменьшение тока (см. рис. 2б).

Однако исследование динамики образования высокополевого AS_{\perp} при больших концентрациях ЭДП ($n \geq 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) вблизи анода показало более сложную картину. Так, при средней интенсивности освещенности (I_{p1}) поле вблизи анода в начале прямоугольного импульса напряжения $U_1 = 200 \text{ В}$ осциллирует в пределах $E_{1-2} \leq 700 \text{ В/см}$, что сопровождается слабым нарастанием тока (рис. 3а). Последующий скачок поля E_{1-2} до 2 кВ/см характеризует образование статического AS_{\perp} и сопровождается уменьшением тока. У самого анода поле E_{A-1} невелико благодаря заливанию его фотогенерированной ЭДП в электрическом поле. Чем выше интенсивность освещенности, тем больше длительность и число колебаний поля, предшествующих образованию AS_{\perp} . Отметим также, что после возник-

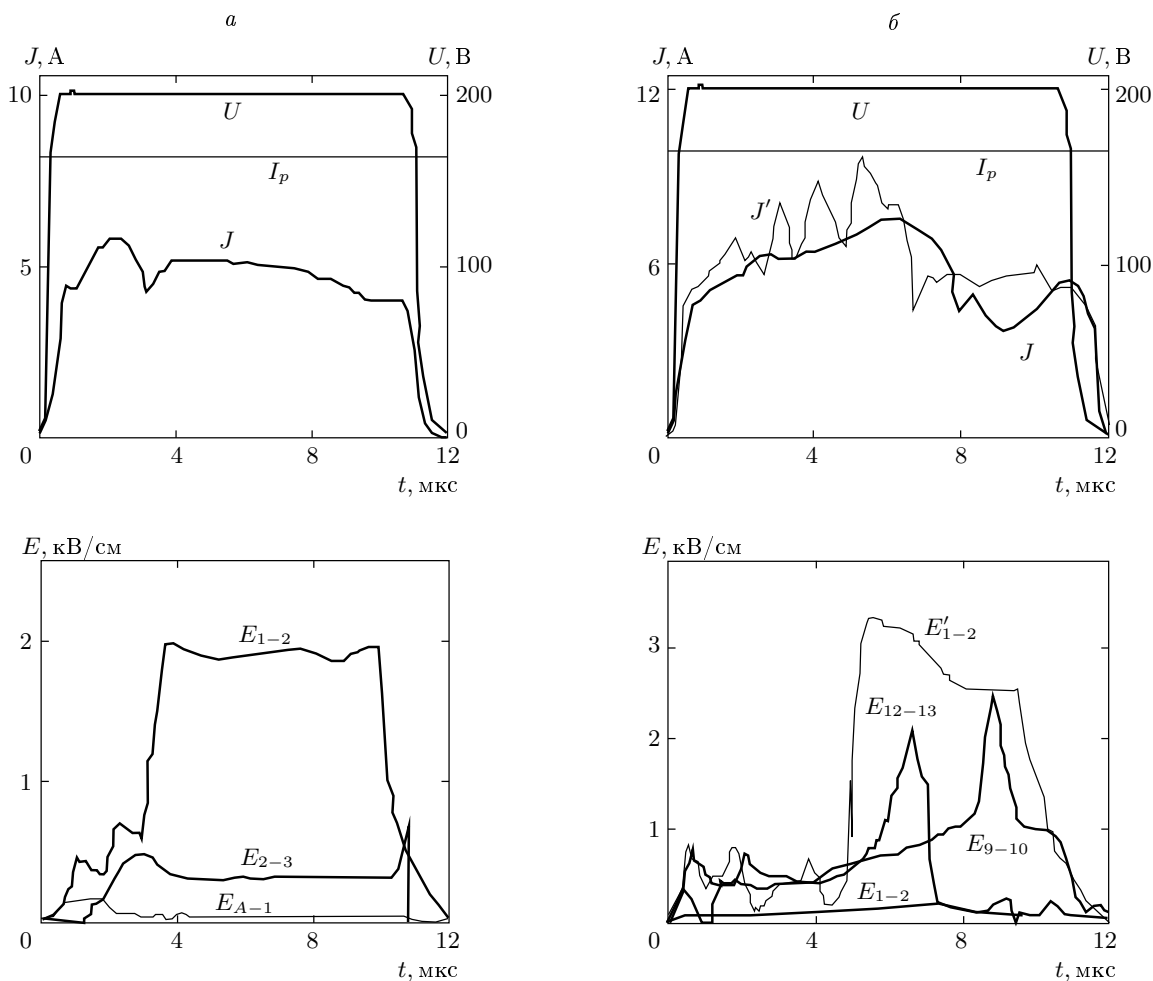


Рис. 3. а) Образование высокополевого AS_{\perp} вблизи анода (скачок поля E_{1-2}) в образце при включении импульса $U = 200$ В в максимуме импульса света I_p (E_{A-1} — поле между анодом и первым соседним зондом, J — ток). б) Отсутствие высокополевого AS_{\perp} вблизи анода (колебания поля E_{1-2} и тока J в течение импульса $U = 200$ В) при большей (на 10 %) интенсивности света I_p . Пики поля на кривых E_{12-13} и E_{9-10} — возникновение AS_{\perp} в средней части образца и его движение к аноду, J — ток. Возникновение AS_{\perp} (скачок поля на кривой E'_{1-2}) снова вблизи анода при этой же интенсивности света I_p , но при $U = 250$ В, J' — ток. Расстояния $l_{A-1} = 0.025$ см, $l_{1-2} = 0.035$ см, $l_{2-3} = 0.078$ см, $l_{9-10} = 0.033$ см, $l_{12-13} = 0.033$ см

новения AS_{\perp} на осциллограммах тока и локальных полей E_{i-j} вдали от AS_{\perp} часто наблюдались мелкие осцилляции частотой $f = 0.3-1.5$ МГц.

При увеличении интенсивности света (I_{p2}) на 10% при том же напряжении $U_1 = 200$ В в области вблизи анода, куда ЭДП сносится полем и достигает концентрации $n \geq 1 \cdot 10^{16}$ см⁻³, высокополевого AS_{\perp} не возникает и поле там осциллирует и остается небольшим, $E_{1-2} \leq 500$ В/см (рис. 3б). При этом ток J медленно нарастает в течение импульса U и лишь в конце его убывает, благодаря возникновению AS_{\perp} в средней части образца (где концентрация

ЭДП меньше), движущегося в сторону анода (пики полей E_{12-13} и E_{9-10} на рис. 3б). Увеличение приложенного напряжения до $U_2 = 250$ В вновь приводит к возникновению AS_{\perp} вблизи анода (рост E'_{1-2} и уменьшение J' на рис. 3б). При этом в средней части образца AS_{\perp} не возникает.

Подобная зависимость условий возникновения AS_{\perp} от концентрации ЭДП подтверждается в двух специальных режимах.

1) При включении импульса $U = 240$ В на нарастающей ветви импульса света I_p высокополевого AS_{\perp} возникает в начале импульса U

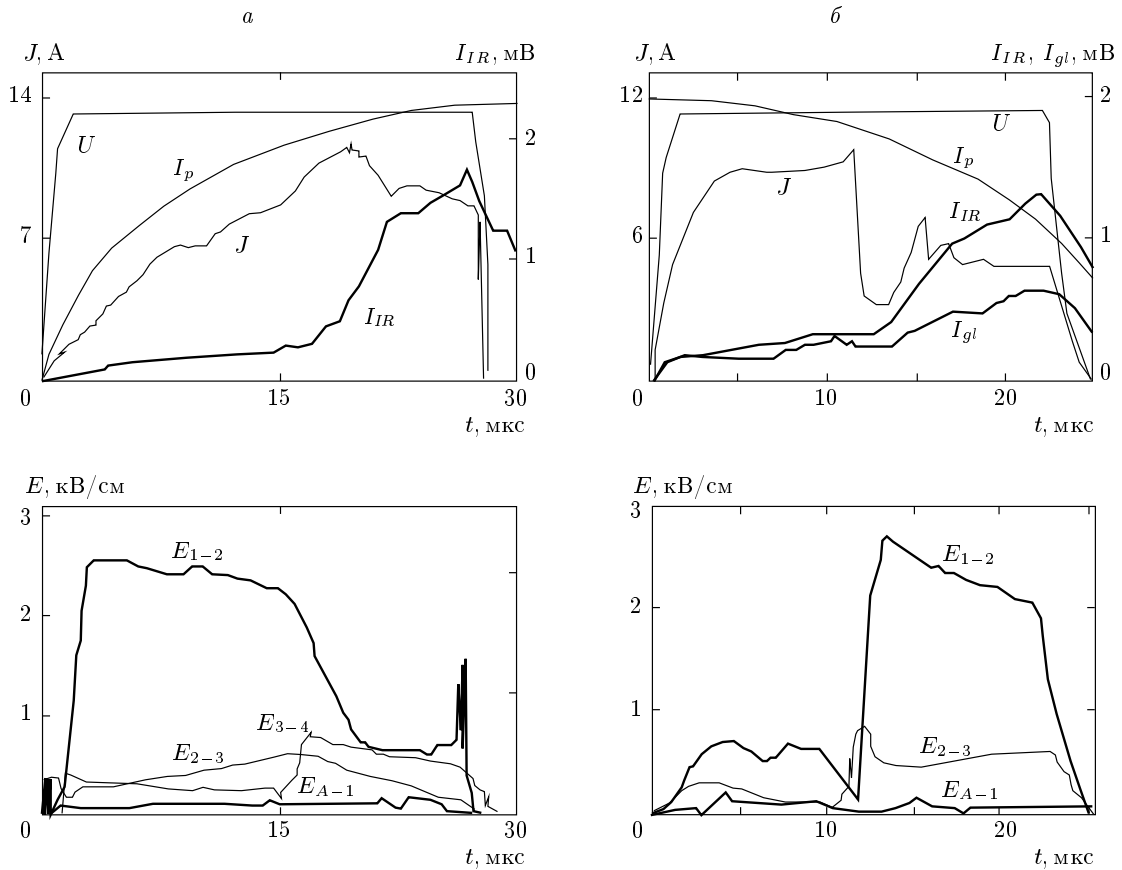


Рис. 4. а) Образование высокополевого AS_{\perp} вблизи анода (скачок поля E_{1-2}) при малой концентрации ЭДП в начале импульсов света I_p и напряжения $U = 240$ В и исчезновение AS_{\perp} (уменьшение поля E_{1-2}) вблизи максимума импульса света I_p (J — ток, I_{IR} — сигнал полного ИК-излучения). б) Отсутствие высокополевого AS_{\perp} вблизи анода в максимуме импульса света (колебания поля E_{1-2} и тока J в начале импульса U) и образование AS_{\perp} (скачок поля E_{1-2}) на спаде импульса света, I_{gl} — сигнал коротковолнового ИК-излучения. Расстояния $l_{A-1} = 0.025$ см, $l_{1-2} = 0.035$ см, $l_{2-3} = 0.0775$ см, $l_{3-4} = 0.045$ см

(при малой концентрации ЭДП) вблизи анода: $E_{AS_{\perp}} = E_{1-2} \approx 2500$ В/см (рис. 4а). С ростом интенсивности света в течение импульса вблизи его максимума поле $E_{AS_{\perp}} = E_{1-2}$ убывает и AS_{\perp} вблизи анода исчезает. Уменьшение тока в конце импульса обусловлено возникновением AS_{\perp} в средней части образца, где концентрация ЭДП была ниже.

В некоторых образцах в процессе нарастания освещенности в течение импульса напряжения наблюдалось изменение направления движения AS_{\perp} в средней части образца: от направления дрейфа неосновных носителей (электронов) в сторону анода на направление дрейфа основных носителей (дырок) в сторону катода (при большей концентрации ЭДП).

2) При включении прямоугольного импульса

$U = 240$ В в максимуме импульса света на его спадающей ветви поле E_{1-2} вблизи анода сначала мало (при большой концентрации ЭДП), а AS_{\perp} возникает вблизи анода лишь на заднем фронте импульса света (при меньшей концентрации ЭДП), рис. 4б.

3.3. Динамика сигналов ИК-излучения при образовании и разрушении автосолиитонов

Сигналы полного, I_{IR} ($\lambda = 1.65-10$ мкм), и полученного через стеклянную пластинку, I_{gl} ($\lambda = 1.65-3$ мкм), ИК-излучения из области AS_{\perp} вблизи анода появляются при пороговом напряжении $U_c = 150-170$ В и далее быстро растут с ростом напряжения (рис. 5а). Эти сигналы име-

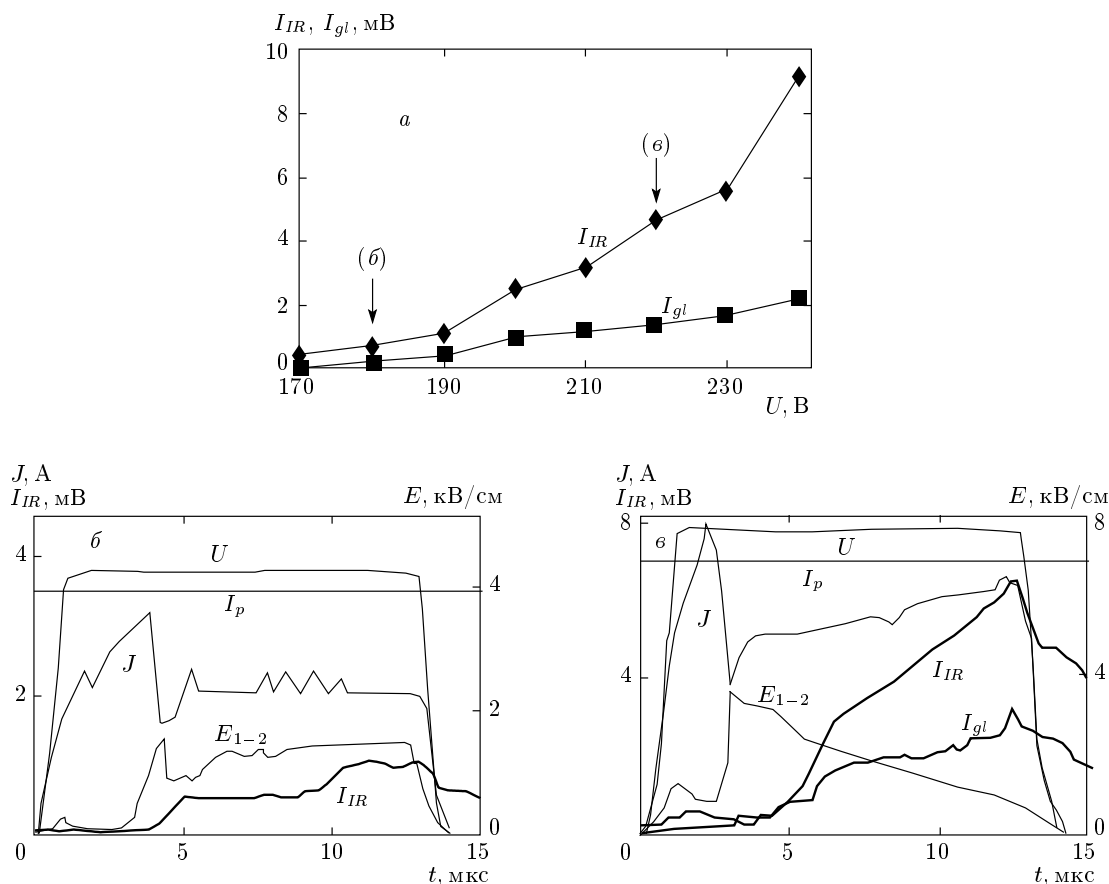


Рис. 5. а) Зависимость максимума сигналов полного (I_{IR}) и коротковолнового (I_{gl}) ИК-излучения из области AS_{\perp} от амплитуды импульса напряжения, включенного в максимум импульса света I_p . б) Форма сигналов при $U = 180 \text{ В}$: J — ток; E_{1-2} — поле в области AS_{\perp} ; I_{IR} и I_{gl} — ИК-излучение. в) Форма сигналов при $U = 240 \text{ В}$; расстояние $l_{1-2} = 0.03 \text{ см}$

ют ступенчатое нарастание и плоские вершины после включения в максимум импульса света I_p короткого ($\tau_U = 15 \text{ мкс}$) импульса напряжения $U = 170\text{--}210 \text{ В}$ (рис. 5б; рис. 6, кривые I_{IR} и I_{gl} на вставках). После выключения импульса U сигналы I_{IR} и I_{gl} сначала резко уменьшаются из-за распада AS_{\perp} , а затем на их заднем фронте появляются одна-две «полочки» длительностью 5–10 мкс, обусловленные излучением ЭДП из «горячего пятна», возникающего в области AS_{\perp} благодаря его сильному джоулеву разогреву [16, 20]. При больших напряжениях $U \geq 220 \text{ В}$ амплитуда сигнала I_{IR} значительно возрастает, его передний фронт сглаживается, а вершины сигналов I_{IR} и I_{gl} вырастают к концу импульса напряжения (рис. 5в; рис. 6, вставки), что также говорит о существенном джоулевым разогреве области AS_{\perp} .

Вместе с тем при этих же напряжениях более

слабые сигналы излучения I_{IR} и I_{gl} , имеющие ступенчатое нарастание и спад (рис. 6, нижняя вставка), наблюдались и в средней области образца на расстоянии до 4–6 мм от AS_{\perp} , откуда фотоприемник не «видит» этого AS_{\perp} . Это свидетельствует о наличии там более слабого источника излучения горячих носителей, хотя величина поля там невелика ($E \leq 200 \text{ В/см}$) и не может обеспечивать наблюдаемые сигналы излучения.

При включении импульса напряжения амплитудой $U = 240 \text{ В}$ на нарастающей ветви импульса света I_p (см. рис. 4а) сигнал излучения I_{IR} из области AS_{\perp} вблизи анода в начале импульса напряжения был слабым из-за невысокой концентрации ЭДП. При росте освещенности образца до пороговой величины и распаде AS_{\perp} (спад поля $E_{AS_{\perp}} = E_{1-2}$) сигнал I_{IR} из данной области возрастал как при увеличении тока, так и при последующем его уменьшении, что свиде-

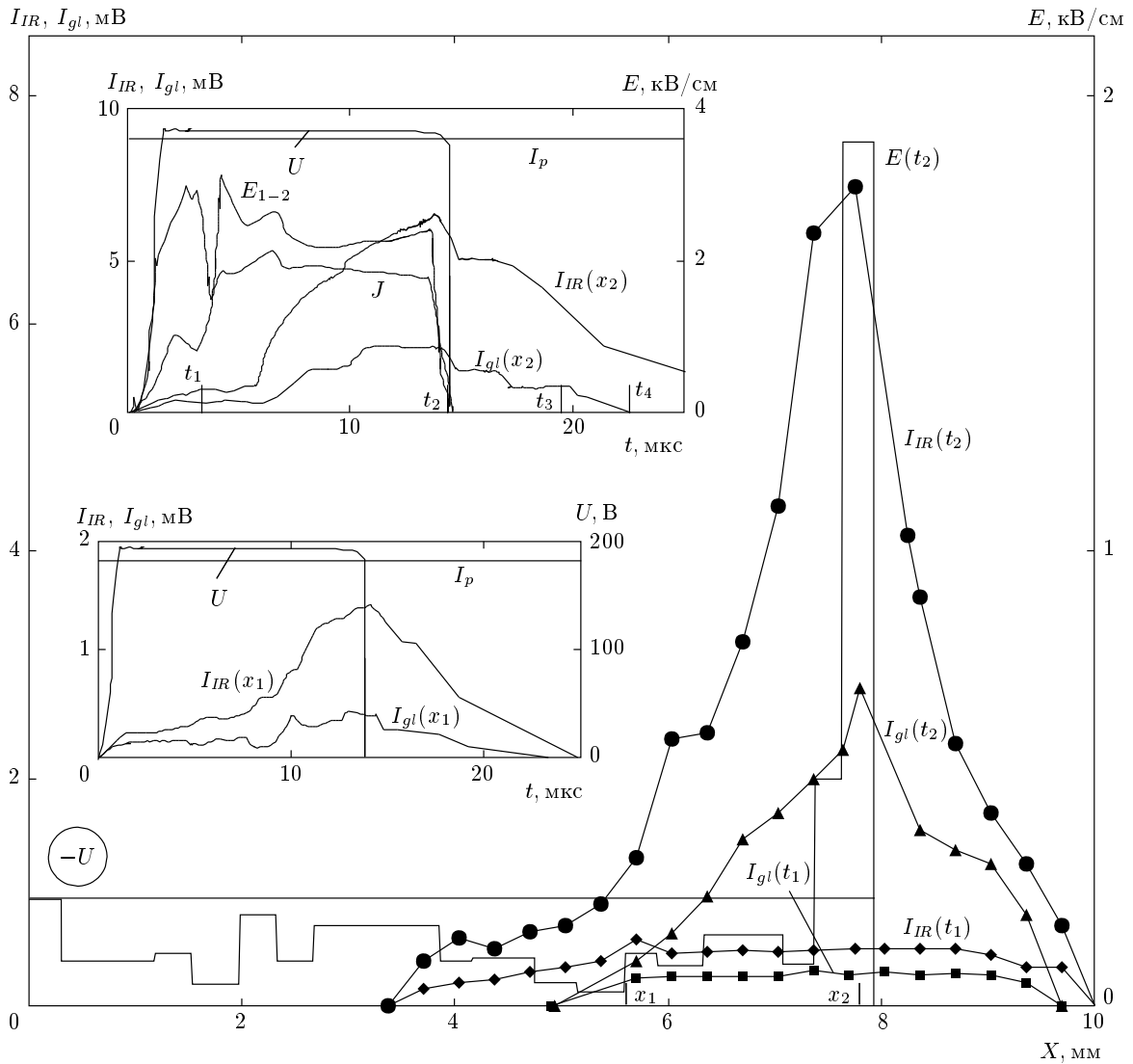


Рис. 6. Распределения интенсивности ИК-излучения вдоль образца, $I_{IR}(x, t)$ и $I_{gl}(x, t)$, в различные моменты времени: $t_1 = 4$ мкс — до возникновения AS_{\perp} и $t_2 = 13$ мкс — после его возникновения вблизи анода, а также распределение поля $E(x, t_2)$ в момент t_2 . На вставках: вверху — сигналы излучения $I_{IR}(x_2)$ и $I_{gl}(x_2)$ из области AS_{\perp} (точка x_2), импульс $U = 220$ В включается в максимуме импульса света I_p , J — ток, E_{1-2} — поле в области AS_{\perp} ; внизу — сигналы излучения $I_{IR}(x_1)$ и $I_{gl}(x_1)$ из точки x_1 , удаленной на 2 мм от AS_{\perp}

тельство как о росте концентрации ЭДП, так и о наличии горячих носителей.

При включении импульса напряжения амплитудой $U = 230$ В в максимуме импульса света (на его спадающей ветви, см. рис. 4б) в начале импульса напряжения также появлялись небольшие сигналы I_{IR} и I_{gl} из области вблизи анода, где поле осциллировало в пределах $E_{1-2} \leq 700$ В/см; при этом ток слабо возрастал. Это говорило о появлении там слабого источника излучения горячих носителей. Возникновение AS_{\perp} при уменьшении освещен-

ности образца сопровождалось ростом поля у анода до $E_{1-2} \approx 3$ кВ/см, уменьшением тока и возрастанием сигналов I_{IR} и I_{gl} .

Таким образом, сигналы I_{IR} и I_{gl} ИК-излучения как из области AS_{\perp} , так и из удаленных от него участков появляются при пороговом напряжении и имеют ступенчатый характер нарастания и убывания. Величина сигналов ИК-излучения из области AS_{\perp} быстро возрастает с ростом напряжения и обычно на порядок превышает сигналы ИК-излучения из удаленной от AS_{\perp} области.

3.4. Распределение интенсивности ИК-излучения вдоль образца при образовании и разрушении автосолионов

Распределения $I_{IR}(x)$ и $I_{gl}(x)$ интенсивности сигналов излучения вдоль образца (рис. 6) сняты в течение импульса $U = 240$ В, включенного в максимуме импульса света, соответствуют второму крутому росту на стационарной ВАХ-1. При этом в образце один AS_{\perp} с амплитудой $E_{AS_{\perp}} \approx 3.1$ кВ/см находился вблизи анода (рис. 6, кривая $E(x, t_2)$). Из распределений $I_{IR}(x)$ и $I_{gl}(x)$ на рис. 6 видно, что уже в самом начале импульса напряжения ($t_1 = 3-4$ мкс), когда поле E_{1-2} вблизи анода после начального небольшого возрастания уменьшается (верхняя вставка на рис. 6, рис. 5б, в) либо осциллирует (рис. 4б), скачком появляются слабые сигналы ИК-излучения горячих носителей: I_{IR} на протяжении порядка $1/2$ длины образца и I_{gl} на протяжении примерно $1/3$ длины образца. На другом образце эти области достигали соответственно около 80 % длины образца для I_{IR} и около 50 % для I_{gl} . После возникновения AS_{\perp} возле анода ($t_2 = 13$ мкс, $E_{AS_{\perp}} = E_{1-2} \approx 2$ кВ/см, рис. 6, верхняя вставка, рис. 5б), интенсивность сигналов I_{IR} из AS_{\perp} вырастает на порядок. При этом в прилегающей к AS_{\perp} протяженной части образца ИК-излучение увеличивается в 1.5–2 раза (рис. 6, нижняя вставка). При повышении интенсивности света на 20 % ИК-излучение из указанных протяженных участков образца вырастает приблизительно в два раза.

Спадающие участки сигналов $I_{IR}(t)$ и $I_{gl}(t)$ после окончания импульса напряжения и распада AS_{\perp} (см. вставки на рис. 6) определяют неоднородное распределение величин сигналов $I_{IR}(x)$ и $I_{gl}(x)$ вдоль образца с максимумом в области пребывания AS_{\perp} и с длинным слабым «хвостом» в сторону противоположного контакта еще на протяжении примерно 15 мкс для сигналов $I_{gl}(x)$ и 30 мкс для $I_{IR}(x)$. Это свидетельствует о наличии горячих носителей в указанных областях сильного неоднородного джоулева разогрева и после распада AS_{\perp} .

При максимальных величинах приложенного напряжения и освещенности в образце с обоими антизапорными $p^+ - p$ -контактами наблюдалось проплавление поверхности образца в области AS_{\perp} , возникшего возле катода в области эксклюзии, где толщина приповерхностного слоя с биполярной проводимостью наименьшая: ≤ 10 мкм (рис. 7а, см. также [20]).

Следует отметить, что существенный вклад в сигналы I_{gl} коротковолнового ИК-излучения помимо фотогенерированных и инжектированных из ка-

тода носителей дают термогенерированные носители, а также рекомбинационное излучение ЭДП из областей сильного неоднородного джоулева разогрева (до $T = 500-800$ К), так как ширина запрещенной зоны в них существенно уменьшается по сравнению с шириной зоны Ge-фильтра, находящегося на пути излучения при $T = 300$ К. Поэтому появление даже слабых сигналов излучения I_{IR} и I_{gl} из образца до возникновения AS_{\perp} , а также после его возникновения и после его исчезновения из областей за пределами AS_{\perp} свидетельствует в пользу образования там в течение импульса напряжения неоднородных плазменных структур, содержащих горячие носители. При этом двухступенчатое нарастание сигналов излучения I_{IR} и I_{gl} из всех указанных областей свидетельствует о возникновении сначала неоднородных структур, содержащих горячие носители, а затем об их сильном джоулевом разогреве и прохождении рекомбинационного излучения из этих структур сквозь Ge-фильтр. В условиях однородного распределения плазмы в образце при аналогичных величинах токов и локальных напряженностей поля ($E \leq 200$ В/см вне AS_{\perp}) подобные сигналы излучения I_{IR} и I_{gl} не наблюдаются.

4. ПРОПЛАВЛЕННЫЕ ТОКОВЫЕ КАНАЛЫ В ОБРАЗЦАХ С $n-p$ -КОНТАКТАМИ

При визуальном обследовании освещаемой поверхности образца после воздействия на него импульсами напряжения $U \leq 240$ В длительностью $\tau_U = 15$ мкс в максимуме импульса света средней интенсивности (после появления на ВАХ-1 первого участка крутого роста) были обнаружены выходящие из анода два «толстых» проплавленных канала диаметром $d_1 \approx 10$ мкм, представляющих собой результат многократного прохождения более тонких каналов при повторении импульсов тока через образец (рис. 7в). На других образцах, исследованных при импульсах напряжения $U \leq 300$ В, наблюдалось до трех выходящих из анода каналов диаметром $d_1 \approx 20$ мкм. Далее вдоль образца эти каналы разветвляются на сеть более тонких проплавленных каналов диаметром $d_2 \approx 2-5$ мкм и длиной $l = 0.4-3$ мм, идущих либо параллельно, либо под небольшим углом к продольной оси образца (рис. 7г). Естественно связать появление этих каналов с первым участком крутого роста стационарной ВАХ-1 (см. рис. 1), а также S -образным участком динамической ВАХ-2 (см. рис. 2). Очевидно, каналы возникают при колебаниях небольшого поля вбли-

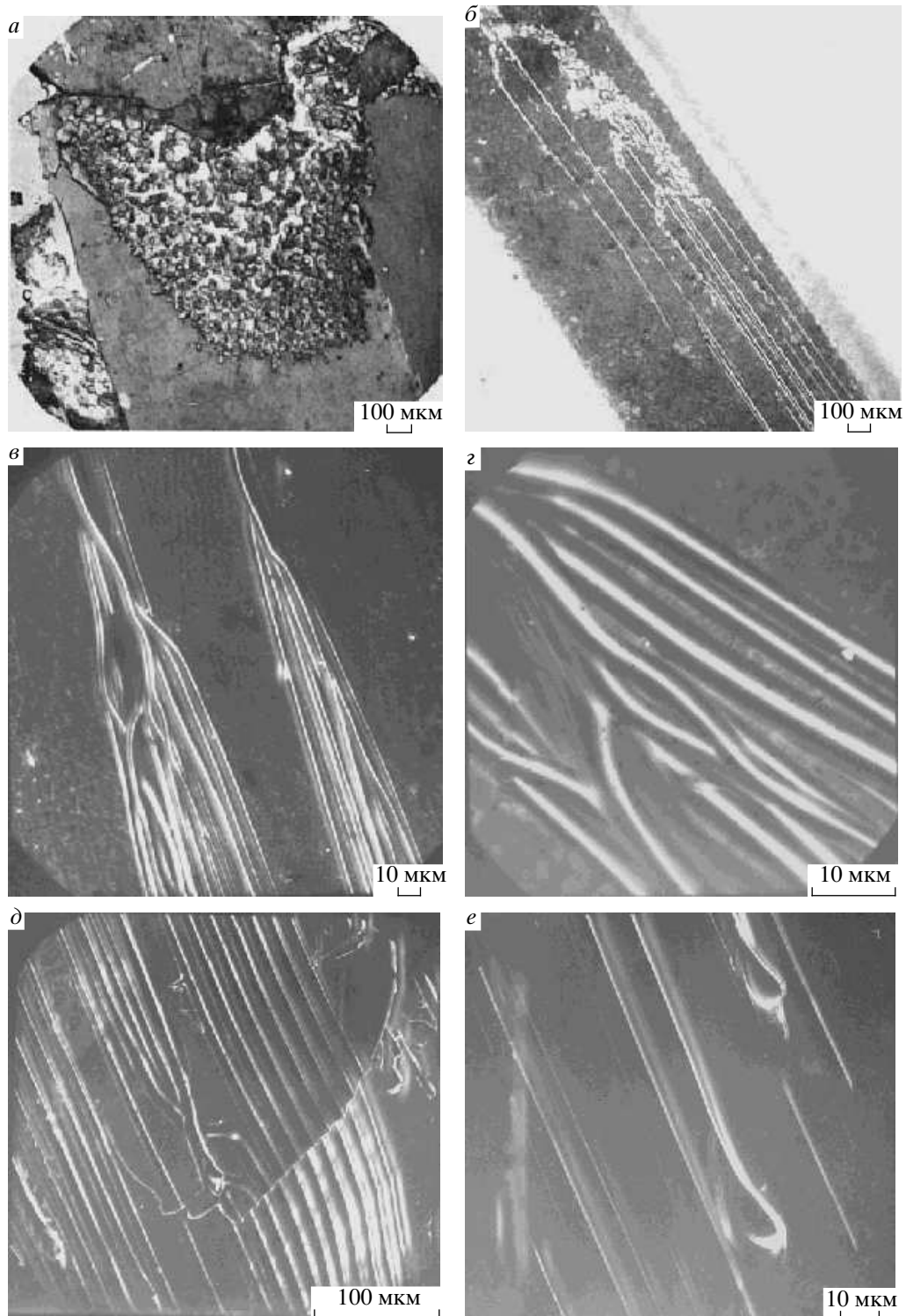


Рис. 7. *a)* Проплавленный поперечный участок освещенной поверхности образца с двумя $p^+ - p$ -контактами возле катода в области AS_{\perp} (подобный приведенному в [23]) после воздействия импульсов напряжения $U \approx 300$ В и света максимальной интенсивности. *б, в)* Выходящие из анода и разветвляющиеся проплавленные продольные токовые каналы — следы от разогрева AS_{\parallel} в образце с двумя $n - p$ -контактами; *г* — просматривается нижний слой каналов, идущих под верхним; *д* — скол поверхности вместе с рядом каналов в средней части образца; *е* — каплеобразное вздутие поверхности в местах появления двух токовых каналов вдали от контактов

зи анода в начале импульса U , что сопровождается ростом тока, и они предшествуют возникновению там AS_{\perp} , т. е. росту E_{1-2} и уменьшению тока (см. рис. 3, 4). В самой сети каналов, достигающих в разных образцах длины $l = 4-6$ мм, также наблюдается деление более толстых ($d = 5-10$ мкм) каналов на более тонкие ($d \approx 2$ мкм), рис. 7б-г. Эти каналы появляются и исчезают также и в средней части образца, и место их появления имеет вид выпуклой капли (рис. 7е). На рис. 7д виден ряд параллельных проплавленных каналов, разорванных поперечной трещиной, связанной, по-видимому, с их одновременным образованием и быстрым разогревом поверхности образца.

На образце с более высоким уровнем инжекции катода при не очень высокой интенсивности фотогенерации ЭДП высокополевой AS_{\perp} возникал у анода сразу в начале импульса напряжения, что сопровождалось характерным пиком и спадом тока. На поверхности такого образца был обнаружен пучок расходящихся тонких проплавленных продольных каналов у инжектирующего катода (а не у анода), которые возникали вслед за образованием AS_{\perp} у анода, затем ветвились, исчезали и снова возникали, что сопровождалось небольшим возрастанием и осцилляциями тока в течение импульса напряжения (как на рис. 5б, в).

На поверхности образцов, на которых измерялась стационарная ВАХ-1, имеющая участки крутого роста, и у которых при высоких напряжениях ($U > 240$ В) наблюдался сильный рост тока к концу импульса напряжения, были обнаружены также прямые проплавленные каналы большего диаметра ($d = 20-50$ мкм). Их появление связано, по-видимому, с повторными участками крутого роста на ВАХ-1, а также с возрастанием тока к концу импульса и уменьшением поля в области AS_{\perp} (см. рис. 5в, кривая E_{1-2}) благодаря ее быстрому разогреву и генерации в ней ЭДП.

Подобные участки крутого роста ВАХ в пленках GaAs [2, 3] сопровождалась расслоением ЭДП поперек направления тока и появлением продольных термодиффузионных автосолионов, обладающих высокой температурой ЭДП, в виде поперечного ряда светящихся пятен. Участки насыщения на ВАХ связывались с образованием поперечных автосолионов в виде продольного ряда светящихся сгустков «горячей» ЭДП. Учитывая эти данные, мы связываем наблюдаемые нами участки крутого роста ВАХ, колебания локального поля в области высокой плотности ЭДП (в частности, возле анода), сопровождающиеся ростом тока (при неизменных U и I), про-

тяженные участки коротковолнового ИК-излучения (I_{gl}) за пределами AS_{\perp} (как в течение импульса U , так и после его окончания), а также появление продольных проплавленных каналов (см. рис. 7) с возникновением AS_{\parallel} . Согласно теории [1, 21, 22], AS_{\parallel} образуются при высокой концентрации ЭДП и подобно AS_{\perp} характеризуются высокой температурой и пониженной концентрацией носителей. Благодаря изначально высокой температуре ЭДП в AS_{\parallel} и малому их диаметру происходит их быстрый джоулев разогрев и плавление кристалла.

Сигналы ИК-излучения из области образца, где затем были обнаружены проплавленные каналы, появлялись при возрастании тока и обычно имели двухступенчатый рост (см. рис. 6). При этом первый участок роста отражает возникновение AS_{\parallel} , имеющих высокую температуру носителей, а второй — последующий сильный джоулев разогрев AS_{\parallel} в течение импульса напряжения, сопровождающийся термодиффузией ЭДП и прохождением ее рекомбинационного излучения сквозь Ge-фильтр. Последующее разрушение таких AS_{\parallel} после окончания импульса напряжения сопровождалось сначала резким уменьшением сигнала ИК-излучения из этих областей. Затем на заднем фронте ИК-сигнала появлялись «полочки», которые мы связываем (как и в случае AS_{\perp} [16, 20]) с излучением ЭДП из «горячих пятен», возникающих в области AS_{\parallel} , температура которых достигает температуры плавления решетки. Значительно меньшая амплитуда сигналов ИК-излучения из области AS_{\parallel} по сравнению с ИК-сигналами из AS_{\perp} (при их внешнем подобии) связана как с малым диаметром AS_{\parallel} , так и с меньшей начальной температурой ЭДП в них по сравнению с поперечными AS_{\perp} . При этом мы не можем утверждать, что приемник регистрирует излучение из одиночного AS_{\parallel} малого (2–5 мкм) диаметра в самом начале его возникновения. Возможно, сигнал излучения появляется либо при возникновении AS_{\parallel} большего диаметра, либо при появлении сразу нескольких AS_{\parallel} .

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим условия появления поперечных высокополевых и продольных токовых автосолионов. Общим для их возникновения и первым необходимым условием, приводящим к расслоению ЭДП [1], является наличие пространственной развязки между двумя характеристическими параметрами ЭДП, входящими в уравнения для распределений соответственно концентрации и температуры частиц:

первым, так называемым ингибитором, $\eta \sim nD$ (D — коэффициент диффузии) для не очень плотной плазмы [19, 24–26] или $\eta \sim nT_e$ для плотной плазмы [21, 22], который изменяется на длине биполярной диффузии ($L \approx 1 \cdot 10^{-2}$ см), и вторым, так называемым активатором, $\Theta = T_e/T_0$, роль которого играет температура носителей и который изменяется на длине их остывания ($l_\varepsilon \approx 1 \cdot 10^{-5}$ см). Условие $l_\varepsilon/L \ll 1$ выполняется в наших экспериментах. При этом изменения величин T_e и n происходят в противофазе.

5.1. Поперечные автосолитоны

Согласно теории [1, 19, 24–26], в ЭДП не слишком высокой концентрации, разогретой электрическим полем, когда основным механизмом рассеяния носителей является электрон-фононное рассеяние (подвижность $\mu \propto T^{-1/2}$), может образоваться поперечный к направлению тока термодиффузионный автосолитон (AS_\perp) с высокими значениями температуры носителей T_e и электрического поля, но с пониженной концентрацией ЭДП. При этом механизм образования AS_\perp в слабаразогретой устойчивой ЭДП можно представить следующим образом. При постоянной плотности тока вдоль образца ($j(x) = \text{const}$) разогревающая ЭДП мощность обратно пропорциональна концентрации носителей:

$$W_j = j^2/\sigma = j^2/e(\mu_e + \mu_h)n,$$

где σ — проводимость, а μ_e и μ_h — подвижности электронов и дырок. Пусть в области размером $l_\varepsilon \ll d \ll L$ за счет локального разогрева неоднородным электрическим полем (либо излучением, поглощающимся на свободных носителях) создается достаточно высокая флуктуация температуры T_e носителей. В результате термодиффузии происходит выброс горячих носителей из этой области, и их концентрация там понижается. Уменьшение концентрации носителей увеличивает поступающую в эту область от электрического поля джоулеву мощность W_j , которая разогревает носители, увеличивая T_e . При этом распределение поля вдоль образца приблизительно повторяет распределение температуры носителей:

$$E(x) = \frac{j}{\sigma(x)} \sim \frac{T_e(x)}{n(x)}.$$

Это приводит к дальнейшему увеличению температуры носителей в области ее флуктуаций и к появлению положительной обратной связи для нарастания их температуры, что в конечном итоге приводит

к расслоению ЭДП вдоль направления тока и образованию локальных областей высокой температуры и пониженной концентрации носителей и сильного электрического поля, т. е. AS_\perp .

Такое расслоение будет происходить в том случае, когда уменьшение мощности $W_p = 2n(T_e - T_0)/\tau_\varepsilon$ (T_0 — температура решетки), отдаваемой электронной системой в решетку за счет ухода электронов из более горячей области, превосходит ее увеличение из-за роста T_e . Условия для расслоения ЭДП реализуются при определенных зависимостях времен релаксации импульса τ_p и энергии τ_ε электронов от их температуры. Согласно теории [24], при степенных зависимостях $\tau_p \propto T_e^\alpha$ и $\tau_\varepsilon \propto T_e^s$ вторым необходимым условием расслоения ЭДП вдоль направления тока и возникновения AS_\perp является $\alpha + s > -1$, т. е. $d \ln(\tau_p \tau_\varepsilon)/d \ln T > -1$. При этом зависимость $T_e(j)$ имеет S -образный вид, а $j(E)$ — N -образный вид. В этом случае возникновение страты поля в квазинейтральной плазме, в отличие от эффекта Ганна, связано не с однородной, а с «локальной» N -образной ВАХ. Такое условие обеспечивает положительную обратную связь для нарастания температуры носителей и реализуется в нашем случае при разогреве носителей электрическим полем в германии до температуры Дебая $\Theta = 430$ К [1, 14, 19].

Согласно нашим расчетам в [14, 20] с использованием уравнений баланса энергий при концентрации ЭДП $n = 1 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, второе условие возникновения AS_\perp выполняется в полях $E \geq 800$ В/см ($T_e \geq 5T_0$) при приближении к температуре Θ (минимуму зависимости $\tau'_\varepsilon(E)$, рис. 8), которая достигается в поле $E \approx 1200$ В/см. При этом время энергетической релаксации электронов, τ_ε , перестает уменьшаться и с дальнейшим ростом поля увеличивается. Это приводит к уменьшению скорости отдачи энергии от носителей в решетку и к перегреву плазмы. При больших концентрациях ЭДП, $n = 1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, температура Θ и минимум зависимости $\tau_\varepsilon(E)$ достигаются в большем поле $E \approx 2200$ В/см (рис. 8) благодаря более интенсивному обмену энергией горячих электронов с тяжелыми дырками, что и определяет большее пороговое напряжение для возникновения AS_\perp . Третье условие,

$$\tau_p (\sim 10^{-12} \text{ с}) < \tau_{ee} (\sim (3-5) \cdot 10^{-12} \text{ с}) < \tau_\varepsilon (\sim 10^{-11} \text{ с}),$$

выполняется при $n < 1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ (τ_{ee} — время электрон-электронных столкновений), в котором соотношение $\tau_p \ll \tau_\varepsilon$ обеспечивает режим энергетического контроля для носителей тока, а соотношение $\tau_p < \tau_{ee}$ — формирование AS_\perp в виде высокополево-

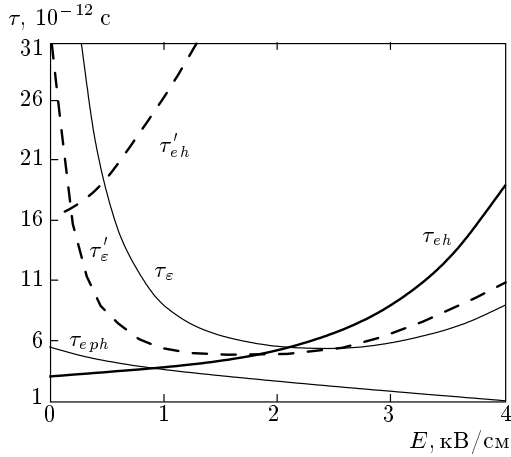


Рис. 8. Рассчитанные из уравнений баланса энергий [20] зависимости от напряженности электрического поля времен электрон-фоонных (τ_{eph}) и электрон-дырочных (τ_{eh}) взаимодействий, а также времени релаксации электронов по энергии (τ_e) при концентрации ЭДП $n = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Штрихами показаны зависимости времен электрон-дырочных (τ'_{eh}) взаимодействий и релаксации электронов по энергии (τ'_e) при концентрации ЭДП $n = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$

го домена. Стационарное существование AS_{\perp} обеспечивается благодаря тому, что термодиффузионный поток горячих носителей, направленный из области высокой температуры в центре AS_{\perp} наружу, компенсируется на границе AS_{\perp} встречным ему диффузионным потоком холодных носителей.

С другой стороны, в такой ЭДП в слое, параллельном линиям тока, распределение поля $E(x)$ не меняется, поэтому понижение концентрации n носителей в таком слое приводит к уменьшению разогревающей джоулевой мощности, так как в этом случае $W_j = e(\mu_n + \mu_p)nE^2$. По этой причине в рассматриваемой ЭДП продольный автосолион (AS_{\parallel}) в виде слоев, параллельных линиям тока, не образуется.

Согласно оценкам, полученным нами в работе [20] на основании измерений локальных полей, а также ИК-излучения, температура электронов в области высокополевого AS_{\perp} достигает значений $T_e = 1000 \text{ К}$ и выше вплоть до энергии, вызывающей межзонный пробой.

5.2. Продольные автосолионы

В плотной ЭДП ($n \geq 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) основным механизмом рассеяния носителей является электрон-ды-

рочное рассеяние. Согласно теории [1, 21, 22], в условиях слабого разогрева такой ЭДП электрическим полем возможно ее расслоение поперек направления тока и образование AS_{\parallel} в виде параллельных линиям тока слоев с высокой температурой и пониженной концентрацией носителей. В такой ЭДП подвижность носителей $\mu \propto T^{3/2}/n$, а проводимость ЭДП $\sigma = e\mu n \propto T^{3/2}$ и плотность тока $j \propto T^{3/2}$ увеличиваются с ростом температуры и не зависят от концентрации носителей. Тогда и вводимая мощность $W_j = \sigma E^2 \propto T^{3/2}$ также не зависит от концентрации носителей. При этом в направлении линий тока (оси x) концентрация и температура носителей, а также поле $E(x)$ не меняются, плотность тока $j_x = \sigma E$ постоянна, а перпендикулярная (к направлению тока j_x) составляющая $j_z = 0$ всюду в образце. Тогда распределение носителей в виде продольной страты определяется их амбиполярной диффузией вдоль оси z , перпендикулярной линиям тока, вдоль которой электроны и дырки движутся с одним и тем же (за счет интенсивных электрон-дырочных соударений) импульсом, который рассеивается на фононах и дефектах. При этом электронный ток j_e (равный дырочному) определяется градиентом давления $P_e = nT_e$ носителей.

В этих условиях, как показывает теория [1, 21, 22], флуктуация температуры в направлении волнового вектора $\mathbf{k} \parallel \mathbf{E}$ затухает, а флуктуация в направлении $\mathbf{k} \perp \mathbf{E}$ усиливается и приводит к расслоению тока в плазме, благодаря «скрытой» локальной S -образной зависимости электронной температуры T_e (и тока j_x) от поля E , на которой при определенных температурах (меньше необходимых для появления перегревной неустойчивости [23]) появляется убывающий участок. Такая зависимость связана с тем, что масштаб изменения в пространстве давления P_e электронного газа, характеризующийся длиной биполярной диффузии, намного превышает масштаб флуктуации температуры T_e , определяемый длиной остывания носителей, для которой можно считать, что $nT_e \approx \text{const}$ и выполняется условие баланса энергий.

Отметим, что в плотной ЭДП на S -образном участке зависимости $T_e(E)$ с ростом температуры в области ее флуктуации поле E уменьшается и горячий AS_{\perp} не образуется в отличие от случая менее плотной ЭДП, где носители в основном рассеиваются на фононах и локальный рост их температуры приводит к уменьшению подвижности и увеличению локального поля.

Формирование горячего AS_{\parallel} в слабонагретой ЭДП определяется тем, что в области высокой флук-

туации температуры благодаря термодиффузионному выносу происходит уменьшение концентрации носителей. Это приводит к уменьшению мощности $W_p = 2n(T_e - T_0)/\tau_\epsilon$, отводимой от системы горячих носителей в решетку. С другой стороны, так как поле $E(x) = \text{const}$, а плотность тока j и вводимая мощность W_j не зависят от концентрации носителей, мощность W_j , поступающая к носителям от электрического поля в области флуктуации температуры, возрастает как $T^{3/2}$. Это приводит к еще большему росту температуры в данной области и образованию AS_{\parallel} благодаря сильному влиянию термодиффузии горячих носителей на распределение их концентрации в направлении, перпендикулярном линиям тока. Стационарное существование AS_{\parallel} , так же как и в случае AS_{\perp} , обеспечивается благодаря компенсации на границе AS_{\parallel} термодиффузионного потока горячих носителей, направленного из центра AS_{\parallel} (размером $L_{AS_{\parallel}} < L$) наружу (перпендикулярно линиям тока), встречным ему диффузионным потоком холодных носителей. Согласно теории [1, 21, 22], AS_{\parallel} может возникать, когда выполняется условие $(\alpha + s)^{-1} = 1$ в области температур разогрева носителей от $T_{e1} \approx 2T_0$ до $T_{e2} \approx 4.5T_0$, которым, согласно нашим расчетам, для $T_0 = 80$ К и концентрации ЭДП $n \approx 1 \cdot 10^{16}$ см⁻³ соответствуют поля от $E(T_{e1}) \approx 180$ В/см до $E(T_{e2}) \approx 400$ В/см.

Аналогичный указанному выше расчет параметров ЭДП в условиях появления в наших экспериментах участков крутого роста тока (либо S -образных участков) ВАХ показал, что требования теории [1, 21, 22] для образования AS_{\parallel} в виде токовых шнуров удовлетворяются: 1) выполняется первое общее для обоих типов автосолионов условие $l_\epsilon/L \ll 1$; 2) при высокой концентрации ЭДП $n \approx p \geq 1 \cdot 10^{16}$ см⁻³ релаксация импульса носителей, приобретенного в электрическом поле, происходит в основном при электрон-дырочных столкновениях и $\alpha = 3/2$, а энергия носителей рассеивается при столкновении с фононами и $s = -1/2$, что обеспечивает выполнение условия $(\alpha + s)^{-1} = 1$; 3) справедливо соотношение $\tau_{ee} (\sim 10^{-13}$ с) $\ll \tau_p (\sim 10^{-12}$ с) $\ll \tau_\epsilon (\sim 10^{-11}$ с), в котором выполнение неравенства $\tau_{ee} \ll \tau_p$ обеспечивает формирование AS_{\parallel} в виде токового шнура.

Согласно этим расчетам, при высокой концентрации ЭДП ($n \geq 1 \cdot 10^{16}$ см⁻³), небольшом электрическом поле ($E \leq 400$ В/см) и низкой температуре ($T_0 = 77$ К) время τ_{eh} электрон-дырочных столкновений (и релаксации импульса на них) становится меньше времени τ_{eph} релаксации импульса носите-

лей на фононах (см. рис. 8). При этом чем выше концентрация ЭДП, тем до более высоких полей сохраняется неравенство $\tau_{eh} < \tau_{eph}$. Оценки показывают, что к моменту максимума тока $J_{max} = 10$ А в образце (см. рис. 3б, $t = 6$ мкс) на участке $l_{1-2} = 0.035$ см с полем $E_{1-2} = 200$ В/см вблизи анода, где были обнаружены проплавленные каналы, с учетом глубины диффузии концентрация ЭДП составляла $n \approx 2 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Для такой концентрации носителей, согласно рис. 8, реализуется неравенство $\tau_{eh} \ll \tau_{eph}$ и выполняется критерий возникновения AS_{\parallel} .

Таким образом, помимо приведенного выше соответствия параметров плазмы теоретическому критерию возникновения AS_{\parallel} в пользу их существования также свидетельствуют следующие экспериментальные результаты.

1) Наличие участков крутого роста на стационарной ВАХ-1 и S -образного участка на динамической ВАХ-2, как следует из зависимости для тока в образце, $\langle J \rangle \propto \langle T^{3/2}(x) \rangle$, говорит о возможности возникновения горячего AS_{\parallel} , которое приводит к скачкообразному увеличению тока. Повторные участки крутого роста на стационарной ВАХ-1 (рис. 1, участки IV и VI) можно объяснить в соответствии с теорией [1, 22] дальнейшей эволюцией продольных AS_{\parallel} , т.е. их расширением (до диаметров $d_{AS_{\parallel}} \approx 10$ –50 мкм) и появлением двух и более AS_{\parallel} (рис. 7б, в), что определяется локальными величинами концентрации n_{i-j} ЭДП и напряженности E_{i-j} поля и допускается поперечными размерами образца ($L_z = 0.1$ см $\gg d_{AS_{\parallel}} = 2$ –5 мкм).

2) Возрастание тока и его осцилляции, сопровождающие уменьшение и осцилляции локального поля небольшой величины в области высокой концентрации ЭДП в середине образца либо вблизи анода (рис. 3, 4) говорят о росте локальной проводимости ЭДП, возможности возникновения AS_{\parallel} и их дальнейшей эволюции.

3) Появление при пороговых напряжениях ($U \geq 150$ В) ступенчатых сигналов ИК-излучения горячих носителей, I_{IR} и I_{gl} , из протяженных участков образца за пределами AS_{\perp} , что демонстрируют распределения величины этих сигналов в областях образца (рис. 6), где потом обнаруживались проплавленные токовые каналы (рис. 7б–е). Наличие «полочек» на задних фронтах сигналов $I_{IR}(x)$ и $I_{gl}(x)$ после окончания импульса напряжения свидетельствует о сильном неоднородном джоулевым разогреве кристалла и о появлении «горячих пятен» в области AS_{\parallel} подобно тому, как это наблюдалось в высокополевых AS_{\perp} [16, 20].

4) Наличие проплавленных токовых каналов (рис. 7б-е) на освещаемой поверхности образцов демонстрирует место образования AS_{\parallel} , которые, благодаря изначально высокой температуре ЭДП и малому их диаметру, быстро (за микросекунды) разогреваются до температуры плавления решетки. Диаметр каналов совпадает с теоретическим определением ширины AS_{\parallel} [1, 21, 22]: $L_{AS_{\parallel}} = (Ll_{\epsilon})^{-1/2} \sim 10^{-3}$ см. Место и условия возникновения этих каналов хорошо коррелируют с описанным поведением локальных величин электрических полей и ИК-излучения в области AS_{\parallel} .

На наш взгляд, в наших экспериментах отсутствуют условия реализации других известных механизмов образования токовых шнуров: 1) кристаллы p -Ge является однородными и чистыми, не содержат заметной концентрации глубоких примесей, которые могут служить центрами захвата либо источником неравновесных носителей в греющем электрическом поле (см., например, [27, 28]); 2) для возникновения пинч-эффекта, который наблюдался одним из соавторов ранее в германии при $T = 77$ К [29], величина тока мала, для того чтобы в области появления проплавленных каналов произошло сжатие ЭДП собственным магнитным полем тока в пинчевый канал.

Теперь сценарий образования и перестройки автосолионов в образце с ростом напряжения (по ходу ВАХ-1, рис. 1, кривая 1) можно представить следующим образом. На первом N -образном участке в средней части образца возникают три высокополевых AS_{\perp} . С ростом напряжения увеличение концентрации носителей в средней части образца и возле анода благодаря сносу инжектированной и фотогенерированной ЭДП приводит к возникновению AS_{\parallel} , которые и вызывают рост ВАХ-1. При этом в образце образуется только один AS_{\perp} недалеко от анода. На втором N -образном участке ВАХ-1 большее среднее электрическое поле снова вызывает образование большего числа (до четырех) AS_{\perp} . На втором крутом участке роста ВАХ-1 увеличение концентрации ЭДП в средней части образца и вблизи анода благодаря более сильному сносу фотогенерированной и инжектированной ЭДП приводит к тому, что один AS_{\perp} образуется возле катода, а на остальной части образца возникают и эволюционируют AS_{\parallel} , что подтверждается заполнением ее густой сетью проплавленных каналов (рис. 7б-е). В зависимости от уровня инжекции n - p -контактов, интенсивности фотогенерации ЭДП и от приложенного электрического поля высокополевые AS_{\perp} могут локализоваться как возле катода (рис. 1, 2), так и возле анода

(рис. 6), вытесняя AS_{\parallel} в оставшиеся части образца. В течение прямоугольного импульса напряжения в зависимости от интенсивности и режима освещенности AS_{\perp} и AS_{\parallel} могут по очереди возникать и сменять друг друга в одном и том же месте образца, например вблизи анода (см. пп. 3.2-3.5). Проплавление поверхности образца у контакта (рис. 7а) визуализирует место нахождения AS_{\perp} , а проплавленные каналы вдоль образца (рис. 7б-е) показывают расположение AS_{\parallel} .

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в соответствии с поставленными во Введении задачами показано, что многоступенчатость ВАХ освещенных образцов p -Ge с n - p -контактами обусловлена пространственной перестройкой термодиффузионных автосолионов в разогретой электрическим полем ЭДП. При этом N -образные участки ВАХ определяются преобладающими процессами возникновения ряда (обнаруженных нами ранее) поперечных высокополевых AS_{\perp} . Появление участков крутого роста на стационарных ВАХ-1 либо S -образного участка на динамической ВАХ-2 сопровождается образованием (обнаруженных в данной работе в германии) продольных токовых AS_{\parallel} и уменьшением числа поперечных AS_{\perp} . Исследованы условия образования AS_{\parallel} . Показано, что пространственный тип возникающих автосолионов определяется локальными значениями концентрации ЭДП и напряженности электрического поля, распределения которых вдоль образца меняются с ростом напряжения в результате сноса фотогенерированной и инжектированной из катода ЭДП в сторону анода.

В участках образца с высокой концентрацией ЭДП ($n \geq 1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$) даже при невысоком уровне разогрева носителей (до $T_e = (2-4.5)T_0$) образуются AS_{\parallel} , которые с ростом приложенного электрического поля расширяются, увеличиваются в числе, делятся, разогреваются до плавления, исчезают и вновь возникают. Этот процесс сопровождается осцилляциями локального поля небольшой величины и ростом тока в течение прямоугольного импульса напряжения. Проплавленные токовые каналы визуализируют местоположение AS_{\parallel} .

В участках образца с не очень высокой концентрацией ЭДП ($5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3} \leq n \leq 5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$) AS_{\parallel} не возникают, но при достаточно высоком уровне локального разогрева носителей (до $T_e \sim \Theta \geq 5T_0$) образуются поперечные AS_{\perp} . Их образование сопровождается резким возрастанием локального поля и

уменьшением тока в течение импульса напряжения. В образцах с достаточно высоким уровнем инжекции контактов наблюдается появление в инжектированной из контакта ЭДП нескольких AS_{\perp} даже в отсутствие света. Возникновение проплавленной поперечной полосы на поверхности образца возле контакта визуализирует место расположения AS_{\perp} .

Продольные и поперечные автосолитоны могут либо поочередно появляться и исчезать в одних и тех же участках образца, либо одновременно существовать в разных частях образца, обладающих подходящими для данного типа автосолитонов локальными значениями концентрации ЭДП и напряженности поля. Оба типа автосолитонов при своем возникновении характеризуются высокой температурой и пониженной концентрацией носителей. Выбор типа контактов, интенсивности и режима освещенности, приложенного напряжения позволяет управлять пространственным типом, местом появления и поведением автосолитонов.

Работа выполнена при поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований (грант № 2.4/816). Авторы выражают глубокую признательность О. Г. Сарбею (Институт физики НАН Украины) за многочисленные плодотворные дискуссии и помощь в проведении вычислений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. С. Кернер, В. В. Осипов, УФН **157**, 201 (1989); **160**, 1 (1990); *Автосолитоны*, Наука, Москва (1991).
2. Б. С. Кернер, В. Ф. Синкевич, Письма в ЖЭТФ **36**, 359 (1982).
3. И. А. Ващенко, Б. С. Кернер, В. В. Осипов, В. Ф. Синкевич, ФТП **23**, 1378 (1989).
4. V. N. Dobrovolsky, L. V. Ischuk, G. K. Nimidze et al., *Microelectron. Eng.* **72**, 383 (2004).
5. Б. С. Кернер, Д. П. Литвин, В. И. Санкин, Письма в ЖТФ **13**, 819 (1987).
6. В. А. Ващенко, Б. С. Кернер, В. В. Осипов, В. Ф. Синкевич, ФТП **24**, 1705 (1990).
7. F.-J. Niedernostheide, B. S. Kerner, and H.-G. Purvins, *Phys. Rev. B* **46**, 7559 (1992).
8. И. К. Камилов, А. А. Степуренко, А. С. Ковалев, ФТП **38**, 822 (2004).
9. А. М. Мусаев, ФТП **33**, 1183 (1999).
10. P. D. Altukhov and E. G. Kuzminov, *Phys. Stat. Sol. (b)* **232**, 364 (2002).
11. М. Н. Винославский, ФТТ **31**, 315 (1989).
12. M. N. Vinoslavskiy, B. S. Kerner, V. V. Osipov, and O. G. Sarbey, *J. Phys.: Cond. Matter* **2**, 2863 (1990).
13. O. G. Sarbey, M. N. Vinoslavskiy, and D. A. Khizhnyak, in *Proc. of the 9-th Int. Conf. «Hot Carriers in Semiconductors»*, Chicago, USA, Aug., 1995, Plenum Press, New York (1995), p. 461.
14. M. N. Vinoslavskiy and O. G. Sarbey, in *Proc. of the 23-rd Int. Conf. «The Physics of Semiconductors»*, Berlin, Germany, July, 1996, World. Sci. Publ. Singapore (1996), p. 117.
15. О. Г. Сарбей, М. Н. Винославский, А. В. Кравченко, *Украин. физ. ж.* **44**, 190 (1999).
16. М. Н. Винославский, А. В. Кравченко, ФТП **35**, 390 (2001).
17. M. Vinoslavskiy, A. Kravchenko, and V. Annin, *J. Phys.: Condens. Matter* **13**, 11623 (2001).
18. М. Н. Винославский, А. В. Кравченко, *Изв. РАН, сер. физическая* **66**, 226 (2002).
19. А. Л. Дубицкий, Б. С. Кернер, В. В. Осипов, ФТТ **28**, 1290 (1986).
20. М. Н. Винославский, А. В. Кравченко, ЖЭТФ **124**, 180 (2003).
21. Б. С. Кернер, В. В. Осипов, ФТП **13**, 891 (1979).
22. В. В. Гафийчук, Б. С. Кернер, В. В. Осипов, А. Г. Южанин, ФТП **22**, 2051 (1988).
23. А. В. Гуревич, А. В. Шварцбург, *Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере*, Наука, Москва (1973).
24. Б. С. Кернер, В. В. Осипов, ФТТ **21**, 2342 (1979).
25. В. В. Гафийчук, Б. С. Кернер, В. В. Осипов, ФТП **15**, 2171 (1981).
26. В. В. Гафийчук, Б. С. Кернер, В. В. Осипов, И. В. Тыслюк, ФТТ **31**, 46 (1989).
27. E. Schöll, *Nonequilibrium Phase Transitions in Semiconductors*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (1987).
28. Ю. К. Пожела, *Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках*, Наука, Москва (1977).
29. М. Н. Винославский, В. Н. Добровольский, ЖЭТФ **73**, 204 (1977).