

# Излучение горячих носителей при образовании высокополевых автосолитонов в электронно-дырочной плазме в $n$ -Ge

© М.Н. Винославский<sup>¶</sup>, А.В. Кравченко

Институт физики Национальной академии наук Украины,  
03028 Киев, Украина

(Получена 18 июля 2000 г. Принята к печати 2 августа 2000 г.)

Исследована динамика перестройки пространственного распределения фотогенерированной электронно-дырочной плазмы в образцах  $n$ -Ge в процессе разогрева носителей электрическим полем при  $T = 77$  К. С помощью многозондовой системы и измерения инфракрасного излучения из образца в диапазоне длин волн  $\lambda = 1.65 - 10$  мкм идентифицированы процессы контактной эксклюзии, обращения направления биполярного дрейфа плазмы, образования высокополевых термодиффузионных автосолитонов, а также разогрева решетки в области автосолитона.

Неустойчивости тока, сопровождающиеся расслоением плотности носителей заряда и образованием пространственно неоднородных диссипативных структур, в полупроводниках с монополярной проводимостью возникают, как правило, в материалах, обладающих исходным  $N$ - либо  $S$ -типом отрицательной дифференциальной проводимости при сильном разогреве носителей электрическим полем ( $E \geq 1500$  В/см) (см. например [1]). При этом эффективная температура носителей в кристалле значительно превышает температуру решетки.

В полупроводниках с биполярной проводимостью расслоение квазинейтральной электронно-дырочной плазмы (ЭДП) при токовых неустойчивостях может происходить и при положительной дифференциальной проводимости [2,3], при значительно меньших уровнях разогрева носителей и значительно меньших электрических полях. Тогда в биполярной системе даже при слабом среднем разогреве носителей тока, благодаря, например, кратковременному локальному более высокому возбуждению, может возникнуть сильно неравновесная стационарная автоструктура большой амплитуды, например с высокой температурой или с высокой концентрацией носителей. К таким автоструктурам относятся, в частности, термодиффузионные автосолитоны (АС), которые могут проявляться в виде либо шнуров тока, либо доменов сильного поля [3–7]. С возникновением таких автосолитонов связывается наблюдение светящихся пятен в пленках GaAs [3,4,7] и нитей в  $p$ - $n$ -переходах  $\alpha$ -SiC [6],  $S$ -образная вольт-амперная характеристика (ВАХ) в кристаллах InSb [8].

Ранее нами были обнаружены такие высокополевые автосолитоны в электронно-дырочной плазме  $n$ -Ge, фотогенерированной светом и разогретой электрическим полем [9–12]. С помощью многозондовой контактной системы были исследованы динамика образования и последующая эволюция различных типов АС в зависимости от кристаллографической ориентации образцов: статических, бегущих, пульсирующих, одиночных и следующих друг за другом.

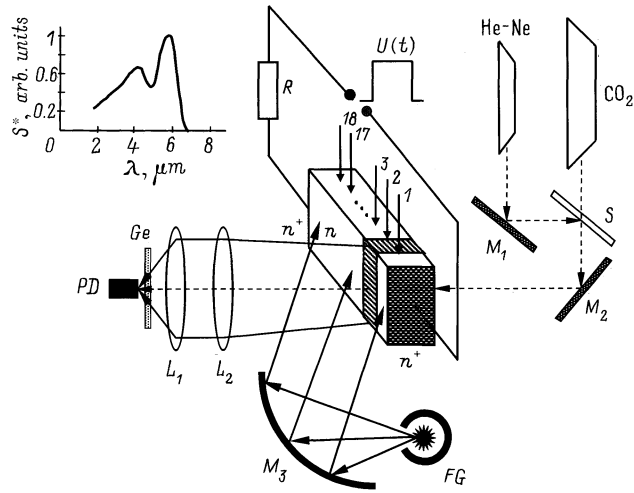
Цель настоящей работы — исследование детальной динамики перестройки пространственного распределения ЭДП в процессе ее разогрева электрическим полем и сопоставление с динамикой изменения инфракрасного излучения горячих носителей, а также оценка величины джоулева разогрева решетки кристалла в области АС.

Исследуемые образцы из высокоомного  $n$ -Ge (с удельным сопротивлением  $\sim 40$  Ом·см и уровнем легирования  $N_d \sim 1 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>) имели размеры  $0.1 \times 0.5 \times 0.8$  см<sup>3</sup>, два  $n^+$ - $n$ -контакта на торцах, были ориентированы вдоль  $\langle 111 \rangle$ -оси и помещались вместе с 18-зондовой головкой в криостат с жидким азотом. Криостат имел два сквозных инфракрасных окна (внутренние — холодные из ZnSe и наружные — теплые из BaF<sub>2</sub>) и одно кварцевое окно с осью под углом 45° к оси выходного инфракрасного (ИК) окна.

Образец располагался широкой гранью параллельно ИК окнам вдоль их горизонтальной оси. ИК излучение от образца ( $IR$ ) фокусировалось с помощью двух линз из BaF<sub>2</sub> на фотоприемник (ФП) из Ge: Au, помещенный в другой азотный криостат с ИК окном. Кривая спектральной чувствительности ФП в диапазоне длин волн  $\lambda = 1.6 - 10$  мкм показана на рис. 1 (см. вставку). Кроме того, излучение  $IR$  образца обрезалось со стороны коротких длин волн ( $\lambda = 1.65$  мкм) с помощью пластинки Ge для устранения сигнала отраженного от образца света лампы-вспышки.

Настройка ФП на нужный участок образца осуществлялась с помощью излучения CO<sub>2</sub>-лазера, просвечивающего образец через второе ИК окно и попадающего также на ФП. Электронно-дырочная плазма с концентрацией электронов и дырок до  $n = p \approx 1 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> генерировалась через кварцевое окно однородно вдоль широкой грани образца, обращенной в выходному ИК окну, одиночным импульсом света колоколообразной формы длительностью  $\tau_l \approx 230$  мкс. Прямоугольный импульс напряжения амплитудой до 300 В и длительностью  $\tau_V = 10 - 250$  мкс подводился к  $n^+$ - $n$ -контактам образца либо одновременно с началом импульса света, либо с задержкой во времени — в момент насыщения в максимуме интенсивности света. С помощью запоминаю-

<sup>¶</sup> E-mail: mvinos@iop.kiev.ua



**Рис. 1.** Схема установки для измерения распределений напряженности электрического поля вдоль кристалла и ИК излучения из образца.  $n^+ - n - n^+$  — исследуемый образец  $n$ -Ge; 1–18 — номера контактных зондов. PD — фотоприемник Ge:Au;  $L_1, L_2$  — линзы BaF<sub>2</sub>;  $M_1, M_2$  — плоские зеркала;  $M_3$  — сферическое зеркало;  $S$  — пластинка BaF<sub>2</sub>. FG — лампа-вспышка для накачки электронно-дырочной плазмы. На вставке — кривая спектральной чувствительности  $S^*$  фотоприемника Ge:Au.

щих осциллографов регистрировались сигналы импульсов света  $I(t)$ , тока  $J(t)$ , напряжения  $U(t)$ , излучения из образца  $IR(t)$  с ФП, а также напряжения с зондов, подаваемые на дифференциальные входы осциллографов, позволяющие регистрировать локальные напряженности электрического поля в различных участках образца и получать распределения электрического поля вдоль образца в необходимые моменты времени.

В отсутствие освещения под действием приложенного прямоугольного импульса напряжения в образце реализуется приблизительно однородное распределение электрического поля ( $E_n = U/l = 5\text{--}400$  В/см,  $l$  — длина образца) за исключением слабых неоднородностей у контактов либо в средней части на собственных неоднородностях сопротивления образца (влияние примесей, дефектов, качества поверхности и т. д.).

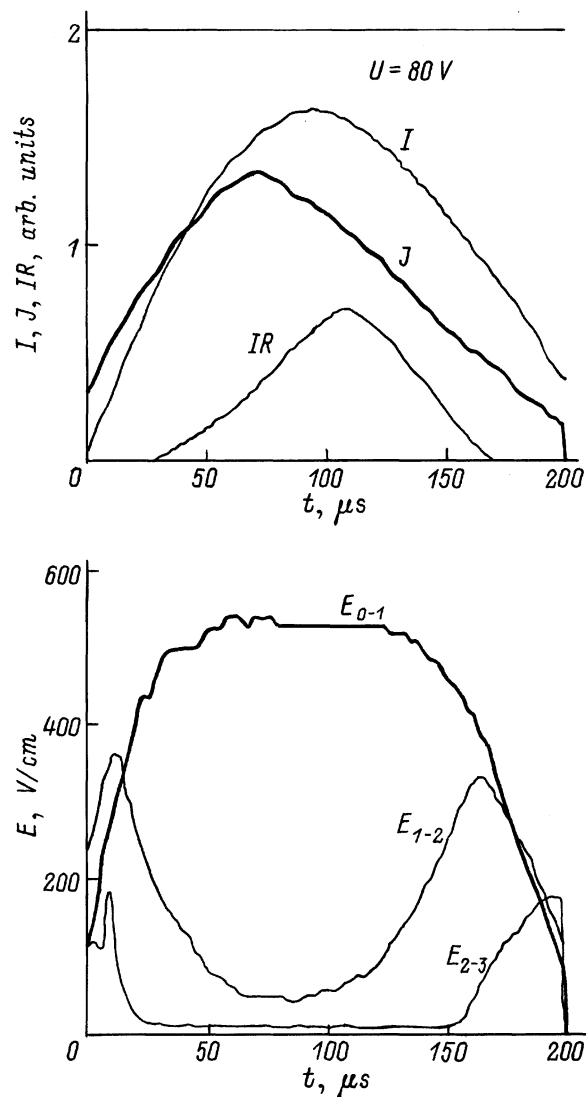
В освещенном образце с увеличением приложенного напряжения реализуются три пространственно-временных явления в ЭДП. Далее описываются типичные данные на примере одного из образцов.

## 1. Контактная эксклюзия

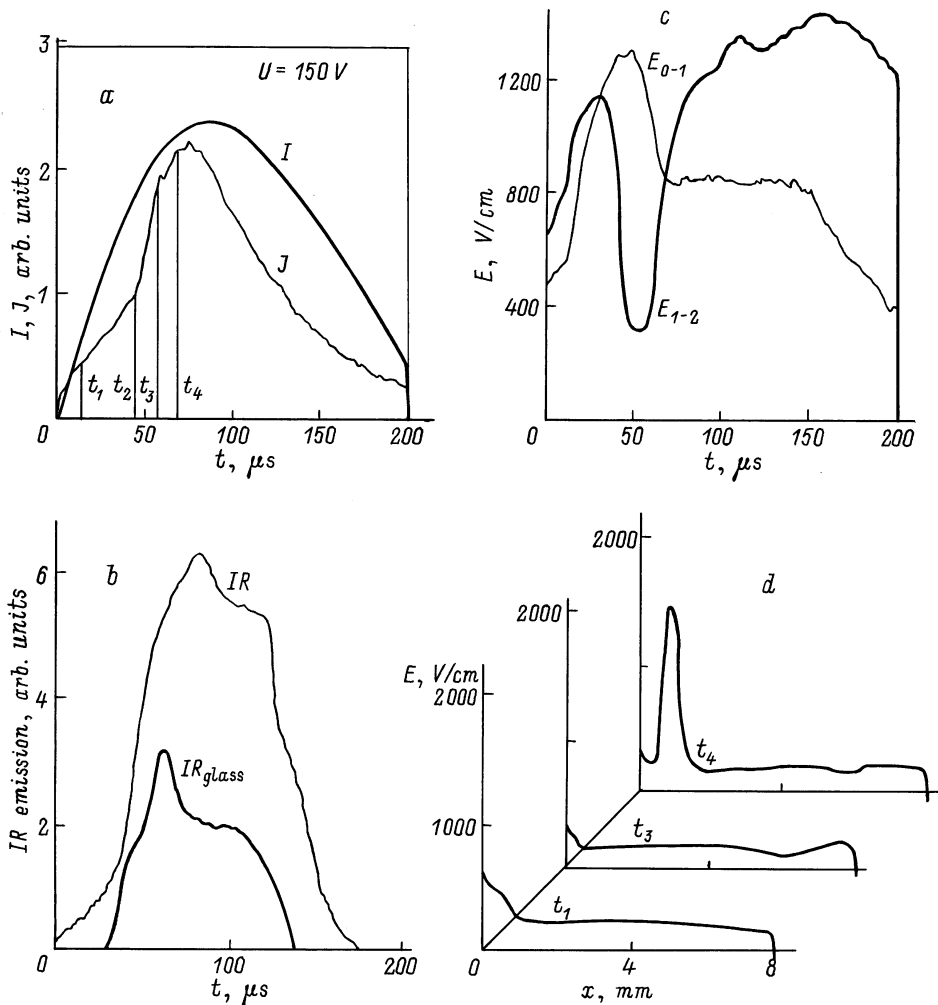
С ростом интенсивности освещения образца в течение импульса света при невысоких приложенных напряжениях ( $U \leq 80$  В — ниже порога образования АС, см. [9,10]) ток сначала монотонно растет до максимального значения, которое достигается раньше, чем вершина импульса света, а затем монотонно спадает

(рис. 2). При этом напряженность электрического поля  $E_{0-1}(t)$  у положительного контакта (на участке  $l_{0-1}$ ) быстро возрастает от  $E_{av} \sim 100$  В/см до максимальной величины  $E_{0-1} \sim 550$  В/см, а на следующих участках образца ( $l_{1-2}, l_{2-3}$  и т. д.) напряженность  $E_{1-2}(t), E_{2-3}(t)$  и т. д. после начального небольшого возрастания падает до некоторого минимального, однородного для большей части образца, значения  $E_{min} \sim 30$  В/см, благодаря развитию эксклюзии, т. е. сносу электронно-дырочной плазмы полем от положительного контакта к отрицательному в направлении дрейфа неосновных носителей — дырок.

Сигнал интегрального ИК излучения ( $IR$ ) из области эксклюзии образца появляется при некоторых величинах освещенности и поля в области эксклюзии и далее монотонно растет до максимальной величины, а затем



**Рис. 2.** Развитие процесса контактной эксклюзии: формы импульсов света  $I$ , тока  $J$ , сигнала полного ИК излучения  $IR$ , напряжения  $U = 80$  В и локальных напряженностей электрического поля у положительного контакта —  $E_{0-1}, E_{1-2}, E_{2-3}$ . Образец 1.  $l_{0-1} = 0.07$  мм,  $l_{1-2} = 0.07$  мм,  $l_{2-3} = 0.06$  мм.



**Рис. 3.** Динамика образования одиночного статического АС и его смещение к положительному контакту при нарастающей освещенности. Форма импульсов: *a* — света  $I$ , тока  $J$ , напряжения  $U = 150\text{ В}$ ; *b* — полного ИК излучения  $IR$  ( $\lambda = 1.65\text{--}10\ \mu\text{м}$ ) и ИК излучения, пропущенного сквозь стеклянный фильтр  $IR_{\text{glass}}$  из приконтактной области образца; *c* — локальных напряженностей электрического поля в приконтактной области —  $E_{0-1}, E_{1-2}$ . Образец 1.  $l_{0-1} = 0.07\text{ мм}$ ,  $l_{1-2} = 0.07\text{ мм}$ ; *d* — распределение напряженности электрического поля вдоль образца в последовательные моменты времени, соответствующие контактной эксклюзии, обращению направления биполярного дрейфа плазмы, образованию высокополювого солитона. Образец 1.

спадает до нуля с уменьшением  $I$  (рис. 2). Установка на пути излучения образца стеклянной пластинки устраняла сигнал  $IR$ . Это свидетельствует о том, что основное излучение сосредоточено в ИК области за границей прозрачности стекла. Простые оценки показывают, что температура излучающей электронно-дырочной плазмы при этом не превышает  $300\text{ К}$ .

С другой стороны, расчеты температур электронов и дырок в греющем электрическом поле, проведенные на базе сравнения баланса энергий с учетом различных механизмов рассеяния [11,12], дают для полей  $E_{\text{ex}} \sim 500\text{--}700\text{ В/см}$  близкие температуры электронов,  $T_e \sim 200\text{--}250\text{ К}$ , и дырок,  $T_h \sim 150\text{--}180\text{ К}$ . Джоулев разогрев кристалла в области эксклюзии, полученный из уравнения теплового баланса, не превышает  $\Delta T \sim 50\text{ К}$  и не отражается существенно на динамике сигналов  $IR$ , тока и локальных полей  $E_{i-j}$ .

## 2. Обращение направления биполярного дрейфа

При более высоком приложенном напряжении ( $U > 100\text{ В}$ ) с ростом освещенности ток также сначала монотонно растет. При этом поле уже на двух приконтактных участках  $E_{0-1}(t)$  и  $E_{1-2}(t)$  также растет до максимальной величины, благодаря удлинению области эксклюзии, и появляется сигнал излучения  $IR$  из-за разогрева носителей полем в области эксклюзии (рис. 3, момент времени  $t_2$ ). Затем при некотором пороговом значении освещенности появляется участок крутого роста тока, сопровождающийся падением приконтактного поля и быстрым возрастанием сигнала излучения  $IR$  из образца (рис. 3,  $t_2\text{--}t_3$ ) благодаря эффекту обращения направления биполярного дрейфа,

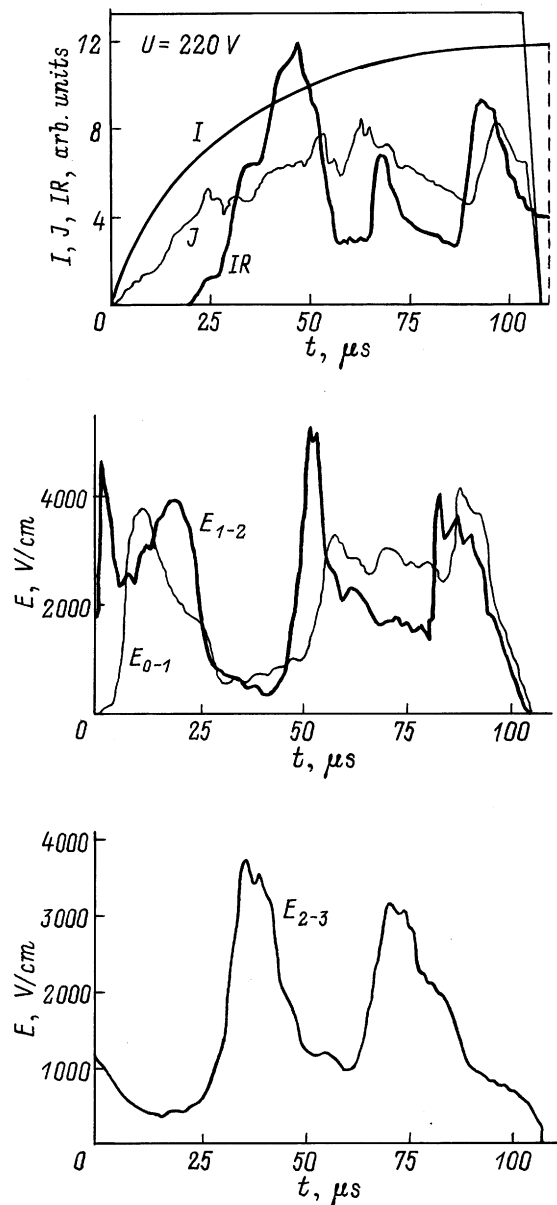
описанного в [13,14]. Указанное явление происходит благодаря тому, что при большей концентрации ЭДП с ростом освещенности в греющем электрическом поле подвижность электронов становится выше подвижности дырок. В этом случае поток плазмы, определяемый биполярным дрейфом, связанным с градиентом отношения подвижностей электронов и дырок, превышает встречный поток плазмы, обусловленный дрейфом, связанным с градиентом концентрации носителей. При этом из обогащенной носителями низкополевой ("холодной") области образца электроны и дырки устремляются в приконтактную область повышенного поля и хотя понижают там напряженность поля, но, с другой стороны, резко увеличивают число свободных носителей, что дает более резкое возрастание тока и сигнала излучения носителей  $IR$  из области эксклюзии.

### 3. Образование высокополевого автосолиитона

С дальнейшим ростом освещенности (при напряжении, превышающем пороговую величину  $U \geq 120$  В) рост тока сменяется небольшим резким спадом и осцилляциями, которые сопровождаются резким возрастанием поля в области эксклюзии  $E_{1-2}(t)$  (рис. 3,  $t_3-t_4$ ), что связано с возникновением высокополевого автосолиитона [9–10]. Если АС возникает в приконтактной области, на которую настроен ФП, то на сигнале  $IR$  наблюдаются сначала первый участок монотонного роста, связанный с эксклюзией, затем второй участок крутого роста, связанный с обращением дрейфа, и затем еще третий участок резкого роста  $IR$ , связанный с сильным разогревом носителей в области АС, где поле достигает величины  $E_{AS} = 1000-5000$  В/см. Стекланный фильтр уменьшал сигнал ИК излучения на 30–50%, что, по оценкам, свидетельствует о температуре плазмы не менее 1000 К. Расчеты, проведенные на базе уравнений баланса энергий с различной температурой электронов и дырок [11,12] для полей  $E_{AS} = 2000-5000$  В/см, дают электронные температуры такой же величины, а температуры дырок примерно в 2 раза меньше.

Следует отметить, что на сигнале ИК излучения, полученном через стеклянную пластинку ( $IR_{glass}$ ), пропускающую излучение наиболее горячих носителей, появляется пик, связанный с возникновением АС (рис. 3,  $t_3-t_4$ ). Следующий за ним первый резкий спад сигнала  $IR_{glass}$  можно объяснить, во-первых, переходом горячих электронов в сильном поле АС, направленном вдоль оси  $\langle 111 \rangle$ , из горячих долин с малой эффективной массой в одну холодную долину с большой эффективной массой. Во-вторых, спад сигнала  $IR_{glass}$  вызывается охлаждением носителей из-за сильного разогрева решетки в области АС, которое проявляется в продолжающемся росте полного сигнала  $IR$  в течение времени существования АС.

С уменьшением освещенности в течение импульса света при некотором значении  $I$  происходит распад АС, после чего сигналы  $IR$  и  $IR_{glass}$  резко спадают. После этого сигнал  $IR$  выходит на полочку, и затем спадает от нуля. Сигнал  $IR_{glass}$ , во-первых, начинается позже сигнала  $IR$  (рис. 3, момент  $t_2 \approx 40$  мкс, во-вторых, заканчивается раньше. Запаздывание сигнала  $IR$  относительно сигнала  $IR_{glass}$  свидетельствует о том, что после разрушения АС решетка кристалла в этом месте оказывается существенно разогретой.

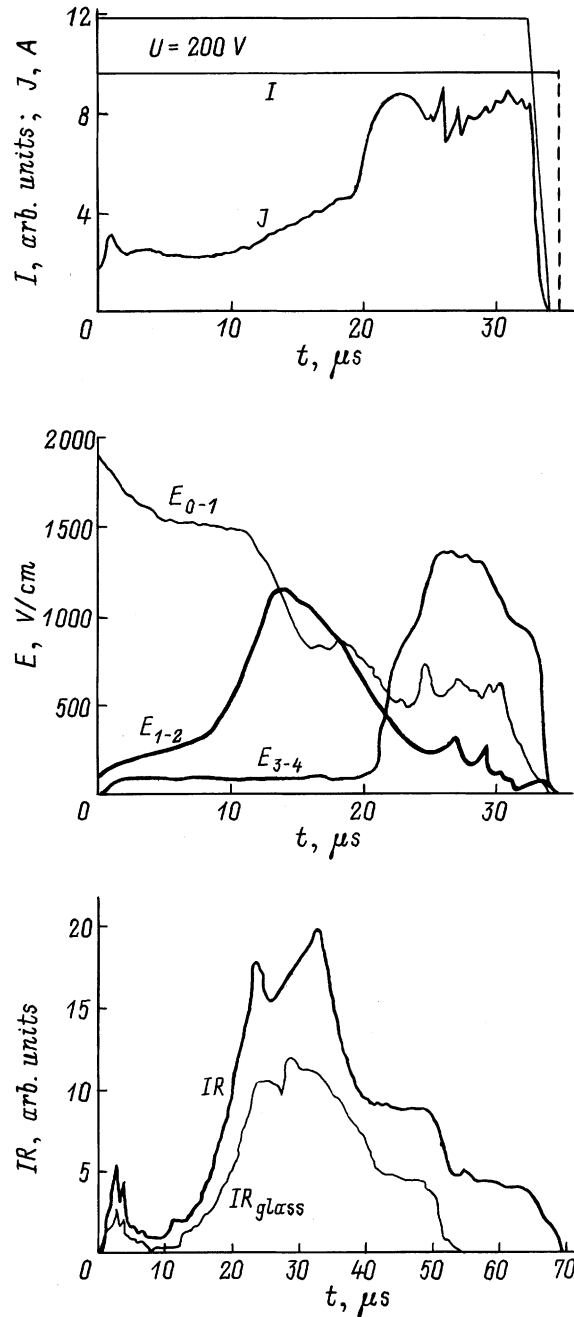


**Рис. 4.** Динамика образования и движение к положительному контакту двух автосолиитонов в режиме нарастающей освещенности  $I$  и большого приложенного напряжения  $U = 220$  В; сигналы полного излучения  $IR$ , тока  $J$  и локальных полей —  $E_{0-1}$ ,  $E_{1-2}$  и  $E_{2-3}$ . Образец 2.  $l_{0-1} = 0.02$  мм,  $l_{1-2} = 0.02$  мм,  $l_{2-3} = 0.04$  мм.

На некоторых образцах при достаточно большом приложенном напряжении ( $U = 220$  В) с ростом освещенности (концентрации ЭДП) наблюдалось последовательное возникновение двух-трех АС на некотором удалении от положительного контакта, которые затем смещались к положительному контакту (в направлении дрейфа основных носителей — электронов, благодаря обращенному направлению биполярного дрейфа плазмы), где останавливались, сливаясь в один статический АС. Такой процесс также сопровождался небольшим спадом и осцилляциями тока, появлением пиков сигнала ИК излучения с фотоприемника, настроенного на область образца  $l_{2-3}$ , и пиков локальных полей  $E_{0-1}$ ,  $E_{1-2}$ ,  $E_{2-3}$  (рис. 4) в области образования и движения АС вблизи контакта. Предшествующие появлению АС процессы эксклюзии и обращения направления биполярного дрейфа плазмы, происходящие у самого контакта ( $l_{0-1}$  и  $l_{1-2}$ ), не регистрировались ФП в этом случае, так как выпадали из поля его "зрения".

Следует заметить, что области образца, дающие наибольший вклад в сигнал полного излучения ИР, — а именно: а) область эксклюзии с максимальным полем у положительного контакта, б) область эксклюзии, в которой происходит обращение биполярного дрейфа и в) область возникновения автосолитона — часто разнесены в пространстве, что зависит от используемого режима концентрации ЭДП и реализующегося распределения поля в образце. Поэтому величина сигнала излучения ИР, соответствующая вкладом трех указанных процессов, будет зависеть от области образца, на которую настроен ФП. В случае, если ФП настроен на область образования АС в образце с ориентацией вдоль оси  $\langle 111 \rangle$ , то появляется ступенчатый сигнал излучения ИР. Если ФП настроен на область, удаленную от контакта и от области образования АС, то сигнал излучения ИР появляется скачком, когда АС приходит в выбранную точку образца. Таким образом, из-за сильной локализации электрического поля в биполярной плазме, во-первых, ИК излучение из образца резко неоднородно вдоль образца, и максимум сигнала излучения смещается со временем. Во-вторых, в отличие от однородного излучения горячей монополярной плазмы в электрическом поле в  $n$ - и  $p$ -Ge [15,16] в наших экспериментах, благодаря достижению более высоких локальных напряженностей электрического поля в области АС, наблюдалось ИК излучение и с меньшими длинами волн ( $\lambda \approx 2$  мкм).

В случае, когда прямоугольный импульс напряжения большой амплитуды ( $U = 190-300$  В) включается на полочке насыщения импульса света — в момент его максимума  $I \sim I_{\max}$  (рис. 5), АС образуется с самого начала импульса напряжения в области эксклюзии у положительного контакта. Об этом свидетельствует появление в начале импульса  $U$ : а) характерного узкого пика тока со спадом и осцилляциями; б) пика сильного поля  $E_{0-1} \sim 2000$  В/см у положительного контакта (при этом поле в АС наверняка значительно выше, чем поле  $E_{0-1}$ , так как в данном случае ширина АС



**Рис. 5.** Образование и движение АС к отрицательному контакту при неизменном освещении ( $I$ ) и высоком приложенном напряжении ( $U = 200$  В). Ступенчатый спад сигналов излучения ИР и  $IR_{\text{glass}}$  из области расположения автосолитона в образце после окончания импульса напряжения и распада автосолитона. Образец 1.  $l_{0-1} = 0.07$  мм,  $l_{1-2} = 0.07$  мм,  $l_{3-4} = 0.05$  мм.

$L_{\text{AC}} \sim 0.3$  мм  $< l_{0-1} = 0.7$  мм) и в) небольшого пика излучения  $IR_{\text{glass}}$  из АС, наблюдаемого сквозь стеклянную пластинку, частично попадающего на ФП (который в данном измерении сфокусирован в основном на область  $l_{3-4}$ ) и свидетельствующего о высокой температуре носителей ( $T_e \sim 1000$  К) в АС. При этом, с одной

стороны, под действием биполярного дрейфа в образце с ориентацией поля  $E \parallel \langle 111 \rangle$  АС начинает двигаться с отрицательному контакту [11,12] и уходит из области  $I_{0-1}$ , что приводит к уменьшению поля  $E_{0-1}$  (рис. 5). С другой стороны, в АС сразу выделяется большая мощность:  $W = J \cdot E \geq 3000$  (Вт/см), которая приводит к быстрому джоулеву разогреву кристалла в области АС до температур, превышающих 400 К. Это в свою очередь вызывает сильную термогенерацию неравновесных электронов и дырок и приводит к дополнительному уменьшению электрического поля в области эксклюзии  $I_{0-1}$  и возрастанию тока (рис. 5). Резкое возрастание сигналов излучения  $IR$  и  $IR_{\text{glass}}$  из АС появляется, когда АС приходит в область  $I_{3-4}$ , на которую настроен ФП.

После окончания импульса напряжения большой амплитуды ( $U \sim 200$  В) наблюдался двухступенчатый спад сигнала излучения  $IR$  и одноступенчатый спад сигнала  $IR_{\text{glass}}$  из области АС в освещенном образце (рис. 5). Первый резкий спад сигналов  $IR$  и  $IR_{\text{glass}}$  связан с распадом АС. Длительность последующих полочек составляла порядка 5–10 мкс, и их появление может быть связано с сильным джоулевым разогревом области АС и распространением излучающей горячей зоны на всю область, воспринимаемую ФП, на которой рассеиваются фотогенерированные электроны и дырки. Детальную природу появления ступенек на спаде сигнала  $IR$  еще предстоит выяснить.

Авторы выражают глубокую признательность О.Г. Сарбею за плодотворное обсуждение работы, а также приносят благодарность В.Н. Порошину и В.М. Васецкому за помощь в подготовке экспериментов.

Работа выполнена при поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований (грант № 2.4/816), Международного научного фонда CRDF (грант № UP1-368) и Украинско-израильского научного проекта (грант № 2М/1807-97).

## Список литературы

- [1] В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звягин, А.Г. Миронов. *Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках* (М., Наука, 1972).
- [2] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. ФТП, **21** (3), 2342 (1979).
- [3] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. УФН, **157** (2), 201 (1989).
- [4] Б.С. Кернер, В.Ф. Синкевич. Письма ЖЭТФ, **36** (10), 359 (1982).
- [5] В.В. Гафийчук, Б.С. Кернер, В.В. Осипов. ФТП, **15** (11), 2171 (1981).
- [6] Б.С. Кернер, Д.П. Литвин, В.И. Санкин. Письма ЖТФ, **13**, 819 (1987).
- [7] И.А. Ващенко, Б.С. Кернер, В.В. Осипов, В.Ф. Синкевич. ФТП, **23** (8), 1378 (1989).
- [8] И.К. Камиллов, А.А. Степуренко, А.С. Ковалев. ФТП, **34** (4), 433 (2000).
- [9] М.Н. Винославский. ФТП, **31** (8), 315 (1989).
- [10] M.N. Vinoslavskiy, B.S. Kerner, V.V. Osipov, O.G. Sarbei. J. Phys.: Cond. Matter, **2**, 2863 (1990).

- [11] M.N. Vinoslavskiy, O.G. Sarbei. Proc. 23rd Int. Conf. "The Physics of Semiconductors", ed. by M. Scheffler, R. Zimmermann (Berlin, Germany, July, 1996) p. 117.
- [12] О.Г. Сарбей, М.М. Винославский, А.В. Кравченко. УФЖ, **44** (1–2), 190 (1999).
- [13] A.C. Prior. Proc. Phys. Soc., **76**, 465 (1960).
- [14] А.А. Акопян, З.С. Грибников. ФТП, **9** (8), 1485 (1975).
- [15] Л.Е. Воробьев, В.Н. Стафеев. ФТП, **1** (8), 1429 (1967).
- [16] Л.Е. Воробьев, В.Н. Стафеев. ФТП, **2** (7), 1045 (1968).

Редактор В.В. Чалдышев

## Hot carrier emission during high-field autosolitons formation in electron–hole plasma in *n*-Ge

M.N. Vinoslavskiy, A.V. Kravchenko

Institute of Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, 03028 Kiev, Ukraine

**Abstract** Dynamics of space distribution reconstruction of photogenerated electron–hole plasma in *n*-Ge has been investigated under carrier heating by an electric field at  $T = 77$  K. Processes of the contact exclusion, a reverse of an ambipolar drift direction of electron–hole plasma, and occurrence of the high-field thermodiffusional autosolitons as well as a lattice Joule heating were identified by using a many-probe system and making measurements of an infrared emission from the sample within the wavelength range  $\lambda = 1.65–10 \mu\text{m}$ .