

КИНЕТИКА ПРОБОЯ И РЕКОМБИНАЦИИ, СВЯЗАННАЯ С ВОЗБУЖДЕННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ МЕЛКОГО ДОНОРА В n -Ge

Ю. А. Астров, А. А. Кастальский

В настоящем сообщении излагаются результаты исследования кинетики примесного пробоя и рекомбинации, связанной с первым и вышележащими возбужденными состояниями мелкого донора в n -Ge. Одновременная регистрация вольт-амперной зависимости позволяет сделать вывод о существенном вкладе ударной ионизации возбужденных состояний в общую интенсивность процесса пробоя.

Эксперимент.

Исследования проводились в температурном интервале 2,5 – 4,2°K. На образцы n -Ge, ориентированные вдоль оси $[100]$ ¹⁾, подавалось напряжение E_{\perp} (в виде импульсов длительностью 10 мксек) и короткие импульсы СВЧ (10 – 100 нсек с фронтами 4 – 5 нсек) с вектором электрического поля E_{\parallel} $[100]$. Такая методика позволяет электрически развязать цепи возбуждения и регистрации. При этом соблюдалось условие $E_{\parallel} \ll E_{\perp}$. Для измерений были отобраны образцы с $N_D = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ($N_a = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$); $N_D = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ($N_a = 5 \div 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$); $N_D = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ($N_a = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$). Длина образцов составляла 6 мм (ширина волновода – 4 мм).

На рис. 1 приведены типичные осциллограммы пробоя и релаксации, снятые при совместном действии постоянного поля E_{\perp} , обеспечивающего пробой, и импульса СВЧ. В первую очередь видно, что кинетика нарастания и спада тока имеет сложную структуру, меняющуюся с изменением поля E_{\perp} . Нарастание тока имеет ярко выраженный излом. Короткий первый участок (I) при $T = 4,2^{\circ}\text{K}$ не разрешается во времени нашей установкой и с ростом E_{\perp} увеличивает свою амплитуду. Наклон участка (II) немонотонно меняется с полем E_{\perp} : после возрастания следует спад почти до нулевого значения.¹

Релаксация к исходному состоянию также содержит две компоненты (участки III и IV), причем начало быстрого участка III и окончание более медленного участка IV определяются экспоненциальными зависимостями. В промежутке кривой, в области излома, зависимость имеет более сложный вид. С ростом поля E_{\perp} роль участков I и III в общей кинетике становится преобладающей (рис. 1, а – д, и, к).

При высоких напряженностях E_{\perp} кинетика усложняется всплесками различной полярности, возникающими в момент включения и выключения СВЧ импульса (рис. 1 в, д) и связанными с изменением подвиж-

¹⁾ Направление $[100]$, симметричное относительно долин, было выбрано для того, чтобы избежать междолинного перераспределения электронов, сильно усложняющего картину пробоя $[1]$.

ности носителей. Для всех исследованных типов образцов форма импульсов тока была примерно одинаковой и отличалась лишь зависимостью различных компонент кинетики от электрического поля. Для чистых образцов ($5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) указанные выше изменения происходят в более широком диапазоне E_{\pm} . На рис. 1, *e* – *з* приведены осциллограммы импульсов при одном и том же постоянном поле и разных температурах для образцов с $N_D = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Видно, что наклон I сильно зависит от температуры. При $E_{\pm} = 18 \text{ в/см}$ и $T = 2,5^{\circ}\text{K}$ он отсутствует совсем, в то время как при $T = 4,2^{\circ}\text{K}$ для той же концентрации электронов в зоне он уже значителен (рис. 1, *б*). С ростом поля участок I возникает и при $T = 2,5^{\circ}\text{K}$; его амплитуда возрастает по мере увеличения E_{\pm} . При этой температуре длительность τ_I превосходит время нарастания СВЧ импульса и равна $\approx 10 - 12 \text{ нсек}$.

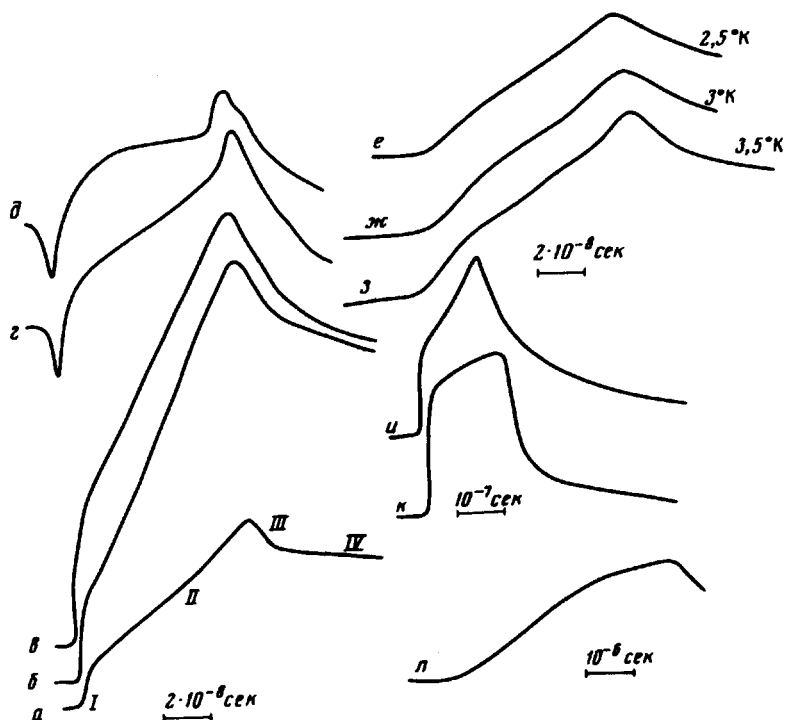


Рис. 1. Типичные осциллограммы изменения проводимости:
a – *д*, *и* – *л*: $T = 4,2^{\circ}\text{K}$; E_{\pm} , в/см: *a* – 18; *б* – 18,6; *в* – 19,3;
г – 27; *д* – 30; *и* – 20; *к* – 25; *л* – 18,6. T , $^{\circ}\text{K}$: *e* – 2,5; *ж* – 3;
з – 3,3; $E_{\pm} = 17,6 \text{ в/см}$

Второй участок кинетики нарастания слабо меняется с температурой, однако резко зависит от поля E_{\pm} (рис. 1, *a* – *д*). Далее видно, что при отсутствии участка I (рис. 1, *e*) не появляется и компонента релаксации III. Если также учесть, что при высоких полях кинетика содержит, в основном, лишь компоненты I и III (рис. 1, *к*), то можно заключить, что времена τ_I и τ_{III} (и соответственно τ_{II} и τ_{IV}) определяются противоположными процессами, относящимися к одному и тому же уровню донора.

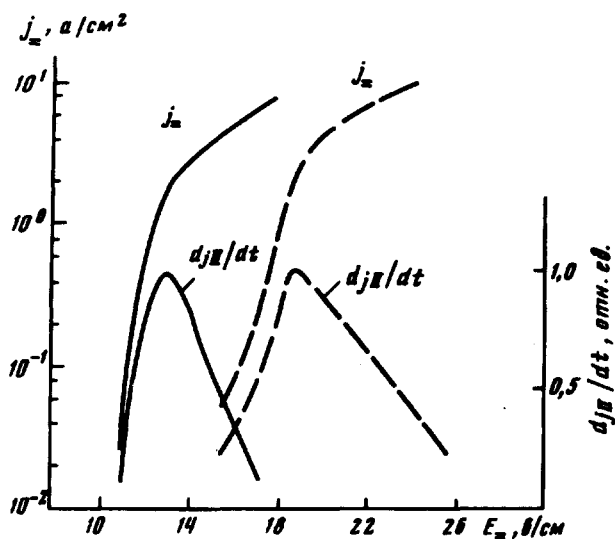


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики $j_=(E_)$ и зависимости $dj_{II}/dt = f(E_)$ для образцов с разной концентрацией $N_D \cdot T = 4,2^\circ\text{K}$: $- N_D = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $--- N_D = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$

На рис. 2 представлены зависимости наклона участка II $\frac{dj_{II}}{dt}(E_)$ и вольт-амперные характеристики $j_=(E_)$ для образцов с $N_D = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, из которых следует, что замедление роста пробойного тока при высоких напряжениях возникает как раз тогда, когда dj_{II}/dt начинает падать. Для всех образцов релаксация тока к исходному состоянию происходила одинаковым образом: с ростом поля амплитуда участка III увеличивалась при незначительном изменении времени τ_{III} , тогда как амплитуда участка IV и время спада τ_{IV} уменьшались значительно. На рис. 3 приведены семейства кривых для мгновенного времени релаксации $\tau = n(t) / (dn/dt)$ при различных напряженностях $E_$ для образцов с $N_D = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$; $T = 4,2^\circ\text{K}$. Из рисунков следует наличие двух характерных участков, соответствующих $\tau = \text{const}$. Эти значения принимались за параметры экспоненциальной кинетики релаксации τ_{III} и τ_{IV} . Время τ_{IV} заметно падает с ростом

$$E_ = \left(\frac{\tau_{IV}(E_ = 16 \text{ в/см})}{\tau_{IV}(E_ = 26 \text{ в/см})} = 10 \right).$$

Обсуждение результатов

Полученные данные свидетельствуют о разной природе участков I и II. В первую очередь резкая температурная зависимость амплитуды участка I указывает на тепловой, а не ударный механизм ионизации. Уменьшение темпа захвата на доноры при разогреве носителей под действием СВЧ импульса нарушает равновесие между ионизацией и рекомбинацией в пользу термического выброса. Высокая скорость нарастания тока на этом участке ($\lesssim 5 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$ при $T = 4,2^\circ\text{K}$) говорит о том, что этот процесс определяется лишь вторым возбужденным состоянием (третий уровень донора), так как более глубокие уровни не могут обеспечить столь высокий темп теплового выброса [3]. При $T = 2,5^\circ\text{K}$ появление кинетики I с ростом поля вызвано заполнением

этого состояния и усилением тепловой ионизации. Слабость теплового выброса при $T = 2,5^\circ\text{K}$ ($\tau_1 \approx 10 - 12$ нсек) указывает на то, что выше лежащие состояния также не ответственны за кинетику I.

Участок II явно связан с ударным механизмом ионизации, так как он слабо зависит от температуры и резко меняется с полем. Характерно, что при $T = 2,5^\circ\text{K}$, когда отсутствует кинетика I (рис. 1, e) из-за малого заполнения уровня 3, наклон участка II такой же, как и при $T = 4,2^\circ\text{K}$. Это указывает на незначительность вклада ударной ионизации уровня 3 в кинетику II.

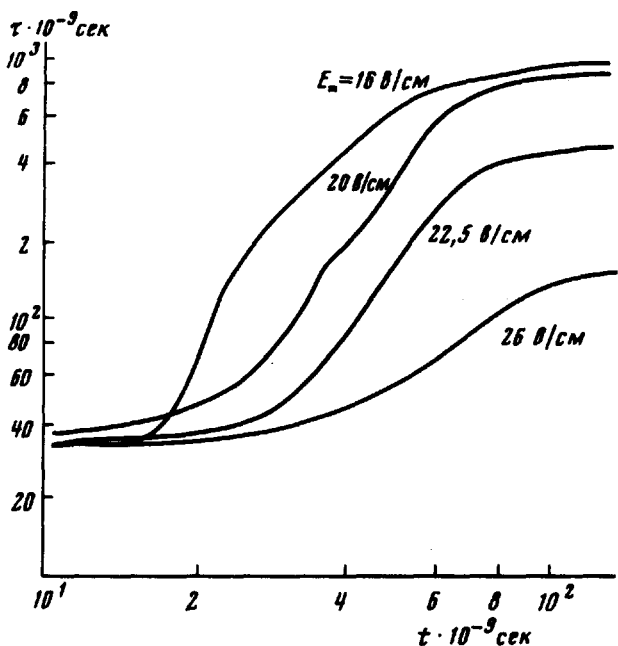


Рис. 3. Зависимости $\tau(t)$, $N_D = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$; $T = 4,2^\circ\text{K}$

Сделать дальнейший выбор между уровнями 1 и 2 помогает то обстоятельство, что с ростом E_0 наклон участка II падает при концентрациях n , явно меньших исходной концентрации $N_D - N_0$. Из рис. 2 видно резкое падение наклона участка II при $n \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ для $N_D = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и при $n = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ для $N_D = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, мы приходим к выводу, что наклон II определяется ударной ионизацией уровня 2. Времена ионизации основного состояния I гораздо более длительны (рис. 1, л). Уменьшение наклона dj_{II}/dt можно объяснить опустошением уровня 2 за счет ударной ионизации, интенсивность которой увеличивается с ростом n . При этом увеличивается число пустых центров, и следовательно, усиливается процесс рекомбинации, что приводит к замедлению пробоя и уменьшению наклона вольт-амперной кривой.

Исходя из этой модели, естественно заключить, что рекомбинация связана с теми же уровнями 2 и 3, что и ионизация: быстрая релаксация τ_{III} определяется захватом на уровень 3, а время τ_{IV} определяет переход на первое возбужденное состояние 2. Характерно, что время τ_{IV} уменьшается с ростом поля несмотря на падение сечения захвата электронов с полем [4]. Это можно объяснить тем, что при регистрируе-

мых нами концентрациях n опустошение доноров за счет ударной ионизации более эффективно влияет на темп рекомбинации, нежели падение сечения.

Таким образом мы приходим к выводу, что обнаруженная кинетика целиком связана с первым и вторым возбужденными состояниями донора, играющими существенную роль в процессе развития пробоя.

Авторы выражают благодарность С.И.Кохановскому и Ю.С.Леликову за помощь в проведении эксперимента.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 июля 1972 г.
После переработки
22 августа 1972 г.

Литература

- [1] Ю.А.Астров. А.А.Кастальский. ФТП, 5, 1257, 1971.
 - [2] G.Ascarelli, S.Rodriquez. Phys. Rev., 124, 1321, 1961.
 - [3] Z.S.Kachlishvili. Phys. Stat. Sol., 48, 65, 1971.
-