

Электрический пробой в чистом *n*- и *p*-Ge при межзонном фотовозбуждении

© В.Ф. Банная

Московский государственный гуманитарный университет им. М.А. Шолохова,
109240 Москва, Россия

(Получена 27 января 2015 г. Принята к печати 2 марта 2015 г.)

Представлены результаты исследования низкотемпературного примесного электрического пробоя E_{thr} в чистом *n*- и *p*-Ge при собственном фотовозбуждении разной интенсивности. Ожидалось, исходя из модели рекомбинации свободных носителей заряда через глубокие примесные центры, что величина E_{thr} в этих условиях будет одинаковой для образцов разного типа проводимости и не будет зависеть от степени компенсации образцов. Однако эксперименты показали, что поле пробоя не зависит от интенсивности подсвета и равно темновому значению. Предложено качественное объяснение наблюдаемому эффекту.

1. Изучение электрического пробоя в чистых полупроводниках позволяет рассматривать это явление в условиях рассеяния энергии носителей заряда только на колебаниях решетки. Хотя примеси играют в пробое двойную роль: являются объектом ионизации и влияют на механизмы рассеяния энергии и импульса носителей, но в чистых материалах этим влиянием можно пренебречь.

Электрический пробой мелких примесей в германии с концентрацией примесей $(N_g + N_a) \leq 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (N_p, N_a — концентрации доноров и акцепторов соответственно) в условиях термогенерации при гелиевых температурах хорошо изучен [1,2]. Показано, что в таком материале поле электрического пробоя E_{thr} определяется только степенью компенсации примесей $K = \frac{N_a}{N_g}$ (для *n*-типа проводимости).

В [3] показано, что изменение концентрации свободных носителей заряда (для определенности *n*, электронов) с электрическим полем описывается уравнением баланса концентрации. В стационарных условиях $\frac{dn}{dt} = 0$. При низких температурах, когда $n \ll N_a, N_g - N_a$, это уравнение принимает вид

$$n = \frac{A_T(T, E)(N_g - N_a)}{B_T(T, E)N_a - A_i(T, E)(N_g - N_a)}, \quad (1)$$

где A_T, B_T — коэффициенты термической генерации и рекомбинации соответственно, A_i — коэффициент ударной ионизации.

Как следует из [4], критерий электрического пробоя выводится из условия $n(T, E) \rightarrow \infty$ и имеет вид

$$\frac{B_T(T, E_{\text{thr}})}{A_i(T, E_{\text{thr}})} = \frac{1}{K} - 1. \quad (2)$$

Из (2) видно, что пробой возникает при равенстве вероятностей ударной ионизации и термической рекомбинации и зависит (в чистых образцах) только от компенсации примесей.

2. Если генерация осуществляется собственным подсветом, то необходимо учитывать наличие двух типов свободных носителей заряда: электронов и дырок. Электрическое поле по-разному влияет на коэффициенты

их захвата, это приводит к изменению соотношения между *n* и *p*, что создает дополнительные условия при рассмотрении пробоя.

Известно, что межзонный подсвет приводит к нейтрализации мелких ионизованных примесей, что в отношении пробоя должно проявляться как уменьшение степени их компенсации. Поэтому, начиная с некоторой интенсивности генерации, образец должен вести себя как некомпенсированный, т.е. межзонный подсвет должен уменьшить поле пробоя E_{thr} .

Однако, экспериментальные исследования на образцах с $N_g + N_a \leq 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при $T = 4.2 \text{ К}$ показали, что межзонный подсвет не меняет величины поля пробоя, которое по-прежнему определяется только компенсацией. На рис. 1, 2, заимствованных из [5], представлены зависимости удельной электропроводности σ от электрического поля E в образцах *n*- и *p*-Ge, с $N_g + N_a \lesssim 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при $T = 4.2 \text{ К}$. Видно, что межзонный подсвет различной интенсивности I не меняет величину поля пробоя. E_{thr} в образце 1-*n* с $K = 69\%$ меньше, чем в образце 2-*n* с $K = 78\%$ (см. рис. 1) при всех значениях I , включая $I_0 = 0$.

Все это потребовало детального исследования влияния электрического поля на механизмы генерации и рекомбинации при межзонном подсвете.

При интенсивностях собственной генерации, превышающих термическую, концентрация заряженных примесей значительно меньше, чем нейтральных. В этом случае, на первый взгляд, можно ожидать, что поле пробоя должно определяться минимальным (пороговым) значением $E_{\text{thr min}}$. Так как пороговое поле в *p*-типе меньше, чем в *n* [2], следовательно, все образцы (независимо от типа проводимости в темновом случае) должны иметь E_{thr} , соответствующее некомпенсированному германию *p*-типа.

Эксперимент показал, что E_{thr} при собственном подсвете не зависит от его интенсивности и всегда совпадает с темновым.

3. Этот неожиданный, на первый взгляд, результат ставит вопрос — действительно ли мы измеряем пробой в условиях межзонного подсвета? Быть может,

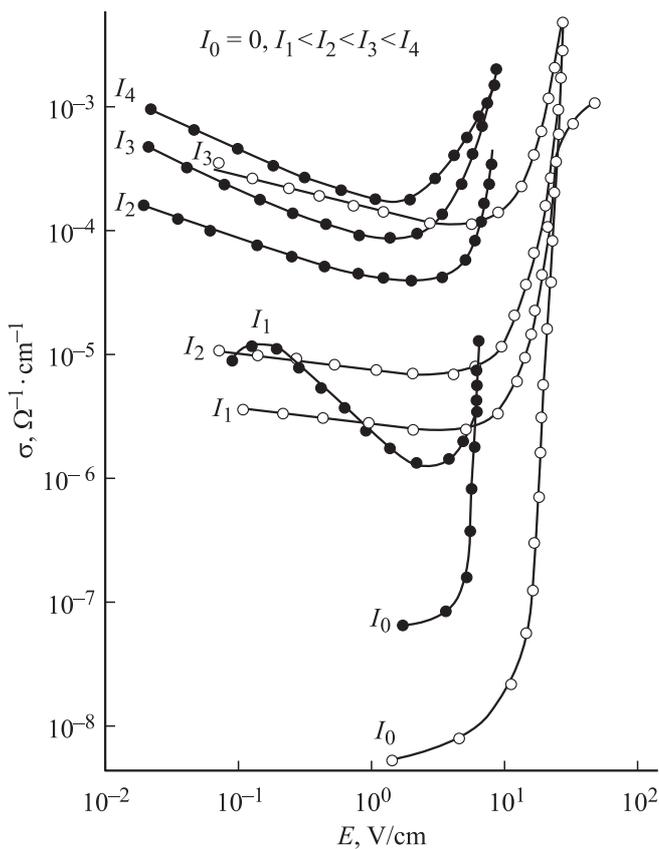


Рис. 1. Зависимости $\sigma(E)$ для разных значений интенсивности подсвета I для образцов 1- n (●) и 2- n (○).

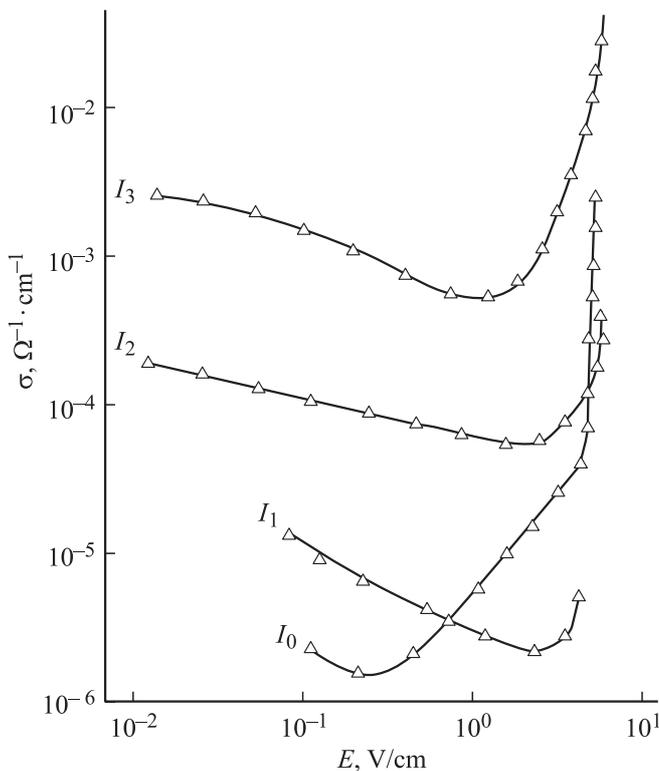


Рис. 2. Зависимости $\sigma(E)$ при разных значениях I для образца 3- p : $I_0 = 0, I_1 < I_2 < I_3$.

в образцах существует „темновая“ область, пробой в которой мы и наблюдаем. Заметим, что, для того чтобы в отношении пробоя ситуация не отличалась от темновой, нужно, чтобы концентрации нейтральных и заряженных примесей мало отличались от темновых (равновесных). Что касается концентраций свободных носителей, то они могут быть существенно больше равновесных, лишь бы оставалось справедливим неравенство $n \ll N_a, N_g - N_a$.

Есть две возможности существования темновой области:

- наличие темнового слоя, параллельного току, на задней (неосвещенной) стенке образца, возникающего из-за недостаточного проникновения излучения в образец;
- наличие неосвещенных областей в приконтактных (торцевых) областях.

Рассмотрим первый случай. Собственное возбуждение проходит через германиевый фильтр толщиной d_ϕ . Считается, что возбуждение таким светом является объемным, поскольку фильтр обрезает высокие частоты.

Оценим, насколько это так. Известно, что спектр излучения, прошедшего через фильтр, зависит от множителя $e^{-\alpha d_\phi}$, где $\alpha(\omega)$ — показатель поглощения германия, зависящий от частоты. Спектр излучения, существующего в образце на глубине x , описывается формулой $e^{-\alpha(d_\phi+x)}$, интенсивность генерации на данной частоте — формулой $\alpha \cdot e^{-\alpha(d_\phi+x)}$, а на всех частотах —

$$I(x) = \int \alpha(\omega) e^{-\alpha(\omega)(d_\phi+x)} d\omega$$

$$\approx \int \alpha(\omega) \frac{d\omega}{d\alpha} e^{-\alpha(\omega)(d_\phi+x)} d\alpha.$$

В существенной области частот $\alpha \sim (\omega - \omega_g^*)^2$, где $\hbar\omega_g^*$ соответствует ширине запрещенной зоны. Тогда получается, что $I(x) \sim (d_\phi + x)^{-3/2}$. Когда толщина образца $d \simeq d_\phi$, $I(x)$ на задней стенке образца может быть несколько меньше, чем на передней. В этом случае возбуждение является объемным, но заметно неоднородным. Степень неоднородности зависит от соотношения d/d_ϕ .

В эксперименте d/d_ϕ меняется от 1 до 2.5. Результаты измерений никак не зависели от соотношения d/d_ϕ . Кроме того, интенсивность генерации в измерениях менялась на несколько порядков, а поле пробоя оставалось неизменным (см. рис. 1). Все это позволяет заключить, что в образце нет темнового слоя, параллельного току, и измеряемая величина E_{thr} — действительно поле пробоя при собственном возбуждении.

Что касается наличия неосвещенных областей в торцевых контактах образцов, то это исключается самой постановкой эксперимента. Измерение поля пробоя проводилось в режиме генератора тока с зондов, расположенных в освещенной части образца. В этих условиях изменение сопротивления торцевых областей не может повлиять на напряжение в освещенной части.

4. В настоящее время теории примесного пробоя в условиях собственного возбуждения нет. Поэтому количественное объяснение тому факту, что подсвет не меняет поле пробоя, мы дать не можем. Однако представим некоторые качественные соображения, не противоречащие механизмам рекомбинации в принятой нами модели [5] и позволяющие объяснить наблюдаемый экспериментально факт независимости E_{thr} от наличия и величины межзонного подсвета.

Тот факт, что E_{thr} всегда совпадает с темновым значением, означает, что в момент пробоя концентрации заряженных примесей также являются темновыми. Отсюда вытекает следующее важное отличие пробоя при $I \neq 0$ от темнового. В момент пробоя в „темноте“ концентрации заряженных и нейтральных примесей не отличаются от равновесных: электрическое поле почти не влияет на них вплоть до пробоя. Напротив, при $I \neq 0$ поле сначала преобразует концентрации заряженных и нейтральных примесей к равновесным значениям, и лишь потом развивается пробой.

Можно высказать некоторые предположения о причинах, приводящих к ионизации примесных центров. Из уравнения баланса концентрации можно записать выражение, определяющее изменение концентрации ионизованных центров в электрическом поле. Так, для мелких доноров имеем

$$N_g^+ = \frac{A_{Tn} + A_{in}n}{nB_{Tn} + A_{Tn} + nA_{in}} N_g,$$

где N_g^+ — концентрация ионизованных доноров.

В подсвете величина $A_{Tn} \ll nB_{Tn}$. Из формулы видно, что бурный рост A_i с E приводит к значительному увеличению коэффициента при N_g . К пробую, когда B_{Tn} и A_{in} становятся близки, концентрация заряженных доноров становится сравнимой с величиной N_g .

Подобные же рассуждения можно провести относительно концентрации ионизованных акцепторов. Отметим, что изменение числа ионизованных центров не приводит к увеличению свободных носителей в зонах из-за ударной ионизации вплоть до пробоя, так как величины n и p регулируются рекомбинацией на глубоких центрах.

Возможно, что существует еще один механизм ионизации примесных центров электрическим полем — „перекрестная“ ионизация, т.е. ионизация доноров дырками, а акцепторов — электронами. Точные значения вероятностей этих процессов неизвестны, однако из общих соображений можно предположить, что коэффициенты ударной ионизации донора и акцептора дыркой могут быть сравнимы.

Тогда ионизация примесей обоих типов идет параллельно до тех пор, пока компенсирующая примесь полностью ионизируется.

Таким образом, результаты эксперимента по исследованию $E_{\text{thr}}(I)$ показали, что в условиях собственного фотовозбуждения E_{thr} не меняет своей величины и по-прежнему зависит только от K .

Список литературы

- [1] В.Ф. Банная, Л.И. Веселова, Е.М. Гершензон, В.Ф. Чуенков. ФТП, **7** (10), 1972 (1973).
- [2] В.Ф. Банная, Л.И. Веселова, Е.М. Гершензон, Ю.А. Гурвич ФТП, **10** (3), 452 (1976).
- [3] S.H. Koenig, R.D. Brown, W. Shillinger. Phys. Rev., **128**, 1668 (1962).
- [4] В.А. Чуенков. ФТТ, **2**, 799 (1960).
- [5] В.Ф. Банная. ФТП, **49** (9), 37 (2015).

Редактор Т.А. Полянская

Electrical breakdown in pure *n*- and *p*-Ge with interband photoexcitation

V.F. Bannaya

Sholokhov Moscow State University for Humanities,
109240 Moscow, Russia

Abstract The paper presents the results of a study of low-temperature impurity electrical breakdown in pure *n*- and *p*-Ge with their own different photoexcitation intensity.

It was expected, based on the model of recombination of free charge carriers through the deep impurity centers that the value in these conditions will be the same for samples of different conductivity type and will not depend on the degree of compensation of the samples. However, experiments have shown that the breakdown does not depend on the intensity of illumination and is equal to the dark value. We offer a qualitative explanation of the observed effect.