

УМНОЖЕНИЕ ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ПРИ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Пенин Н. А.

Рассмотрена кинетическая модель умножения фотовозбужденных носителей заряда при ударной ионизации примесных атомов в полупроводнике в сильном электрическом поле. Показано, что эффект умножения фотовозбужденных носителей обусловлен увеличением времени жизни этих носителей вследствие компенсации темпов рекомбинации и ударной ионизации. Максимальное умножение имеет место при пробивной напряженности поля, т. е. при наступлении электрического пробоя. Коэффициент умножения при пробивном поле возрастает вместе с концентрацией компенсирующей примеси и уменьшается с увеличением концентрации основной примеси, температуры и интенсивности оптической ионизации.

Введение. Явление ударной ионизации примесных атомов в полупроводниках в сильном электрическом поле исследовалось главным образом в связи с изучением электрического пробоя. В то же время фотоэлектрические свойства примесных полупроводников в условиях ударной ионизации практически не изучались. В частности, по-видимому, нет исследований эффекта умножения фотовозбужденных носителей заряда в процессе ударной ионизации. Однако недавно стало известно [1], что использование эффекта умножения носителей заряда при ударной ионизации электрическим полем в примесном полупроводнике позволило создать фотоприемник с высокой пороговой чувствительностью в длинноволновой области ИК излучения. Авторы [1], используя $\text{Ge}(\text{Sb})$, при 4.2 К в режиме ударной ионизации получили пороговую чувствительность $\sim 10^{-11}$ Вт на длине волны 160 мкм. При этом коэффициент усиления фототока, по их оценкам, достигал значения 10^5 , но эффект умножения фотовозбужденных носителей детально не обсуждался.

Постановка задачи. В настоящей работе рассмотрена кинетическая модель эффекта умножения концентрации фотовозбужденных носителей заряда при ударной ионизации примесных атомов в полупроводнике. Мы ограничились выяснением влияния электрического поля на концентрацию носителей заряда, так как учет изменения подвижности носителей заряда в условиях ударной ионизации существенно усложняет обсуждение эффекта умножения фотовозбужденных носителей. Предполагается, что электрическое поле вызывает лишь ударную ионизацию примесных атомов. Эффект Пула—Френкеля и туннельная ионизация не учитываются. Наряду с ударной ионизацией учтены тепловая и оптическая ионизации. Далее предполагается, что ударная рекомбинация отсутствует и имеет место лишь спонтанная рекомбинация — захват носителя заряда притягивающим примесным центром, при этом сечение захвата носителя зависит от напряженности поля E .

Рассматривается примесный полупроводник n -типа с концентрациями донорной N_D и акцепторной N_A примесей. Схема энергетических уровней и электронных переходов изображена на рис. 1, где e_T — вероятность тепловой ионизации, q — сечение фотоионизации, $e(E)$ — коэффициент ударной ионизации, $c(E)$ — коэффициент спонтанной рекомбинации.

Скоростное уравнение для концентрации электронов имеет вид

$$dn/dt = (e_x + q\Phi + en) N_D^0 - cnN_D^+, \quad (1)$$

где N_D^0 — концентрация нейтральных доноров, N_D^+ — концентрация ионизированных доноров, Φ — плотность потока фотонов.

Концентрации n , N_D^0 и N_D^+ связаны условиями квазинейтральности

$$N_D^+ = N_A + n \quad (2)$$

и сохранения числа частиц

$$N_D = N_D^0 + N_D^+. \quad (3)$$

Для упрощения предполагается, что вероятность тепловой ионизации e_x при наличии электрического поля можно представить, как обычно, в виде $e_x = cn_1$, где $n_1 = N_c \exp(-\epsilon_i/kT)$, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости с учетом g -фактора вырождения, ϵ_i — энергия ионизации донорной примеси.

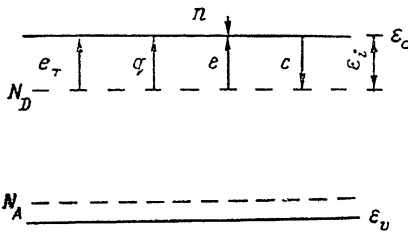


Рис. 1. Схема энергетических уровней и электронных переходов.

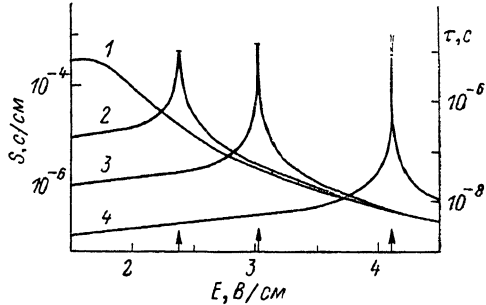


Рис. 2. Концентрационная фоточувствительность S и время жизни фотовозбужденных электронов τ в зависимости от напряженности электрического поля.

К, %: 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 1, 4 — 10.

Для стационарного случая, т. е. при $dn/dt=0$, система уравнений (1)–(3) может быть сведена к уравнению

$$n^2 + \frac{1}{c+e} [c(N_A^+ + n_1^*) - e(N_D - N_A)]n - \frac{c}{c+e} n_1^*(N_D - N_A) = 0, \quad (4)$$

где $n_1^* \equiv n_1 + \Phi q/c$. Из (4) следует выражение для полной концентрации электронов n при заданной напряженности электрического поля E , при плотности потока фотонов Φ и температуре T :

$$n = \frac{1}{2(c+e)} \left\{ \left[c(N_A^+ + n_1^*) - e(N_D - N_A) \right]^2 + 4c(c+e)n_1^*(N_D - N_A) \right\}^{1/2} - [c(N_A^+ + n_1^*) - e(N_D - N_A)]. \quad (5)$$

Концентрационная фоточувствительность. Для выяснения зависимости концентрации фотовозбужденных электронов от напряженности электрического поля вычислим концентрационную фоточувствительность, которую определим как отношение приращения концентрации электронов dn к увеличению плотности потока фотонов $d\Phi$, т. е. $S = dn/d\Phi$. Дифференцируя (5), получим

$$S(E) = \frac{q}{2(c+e)} \left\{ \frac{c(2N_D - N_A + n_1^*) + e(N_D - N_A)}{\left[c(N_A^+ + n_1^*) - e(N_D - N_A) \right]^2 + 4c(c+e)(N_D - N_A)n_1^*} - 1 \right\}. \quad (6)$$

Для дальнейшего анализа зависимости концентрации фотовозбужденных электронов от поля E необходимо знать конкретные зависимости коэффициента ударной ионизации $e(E)$ и коэффициента спонтанной рекомбинации $c(E)$ от поля. Существует ряд теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию влияния электрического поля на процессы рекомбинации и удар-

ной ионизации в примесных полупроводниках. Из-за большого различия полученных значений параметров этих зависимостей далее были использованы полуэмпирические формулы:

$$c = c_0 / (1 + aE^b), \quad (7)$$

$$e = e_0 \exp(-\Delta / |E|). \quad (8)$$

в которых коэффициенты c_0 , a , b , e_0 и Δ подобраны по результатам исследований кинетики электрического пробоя германия, легированного сурьмой [2]. В этой работе экспериментально найдена зависимость коэффициента рекомбинации c от электрического поля при ≈ 5 К и показано, что она хорошо описывается теорией захвата носителя заряда притягивающим центром в сильном электрическом поле [3]. Формула (7) подобрана так, чтобы удовлетворить результатам работы [2] и требованию, чтобы при $E \rightarrow 0$ $c \rightarrow c_0$. Найденные значения коэффициентов: $c_0 = 4.7 \cdot 10^{-6}$ см⁻³·с⁻¹, $a = 0.4$ (см/В)^b, $b = 1.7$, $e_0 = 1.8 \cdot 10^{-5}$ см³/с, $\Delta = 22.5$ В/см.

Пользуясь формулами (6)–(8), мы вычислили зависимости $S(E)$ для германия с концентрацией атомов сурьмы $N_D = 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³ и значениями степени компенсации $K \equiv N_A / N_D = 0, 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1}$. Для сурьмы $\epsilon_i = 10$ мэВ, $q = 2.5 \times 10^{-14}$ см². При 5 К $n_1 = 4.86 \cdot 10^5$ см⁻³. Зависимость $S(E)$ приведена на рис. 2. Характерной особенностью этих графиков является существование максимума в зависимости S от E для заданного значения K . При этом с увеличением степени компенсации максимум сдвигается в сторону более высоких значений поля.

Существование максимума в зависимости S от E следует из выражения (6). Максимум S имеет место практически [при выполнении равенства

$$e_c(N_D - N_A) = c_c(N_A + n_1^*), \quad (9)$$

так как числитель в выражении (6) зависит от E значительно слабее, чем разность $c(N_A + n_1^*) - e(N_D - N_A)$ в знаменателе. В (9) c_c и e_c — значения коэффициентов при $E = E_c$. E_c можно найти, решая численно систему уравнений (7)–(9). В дальнейшем это значение поля E_c будем называть критическим.

Используя (9) и исключая e_c из (6), найдем максимальную величину концентрационной фоточувствительности $S(E_c)$, соответствующую критическому полю E_c ,

$$S(E_c) = \frac{q}{2c_c} \frac{N_D - N_A}{N_D + n_1^*} \left[\sqrt{\frac{N_D + n_1^*}{n_1^*}} - 1 \right]. \quad (10)$$

Для оценок удобнее воспользоваться приближенными формулами, соответствующими условию $n_1^* \ll N_A, N_D$, что всегда хорошо выполняется. Тогда

$$S(E_c) \approx \frac{q}{2c_c} \frac{N_D - N_A}{N_D} \sqrt{\frac{N_D}{n_1^*}}.$$

Для слабого поля, когда ударная ионизация отсутствует,

$$S(0) \approx \frac{q}{c_0} \frac{N_D - N_A}{N_A}.$$

Из последних двух соотношений можно найти коэффициент умножения концентрации фотовозбужденных электронов G_c при $E = E_c$, т. е. максимальный коэффициент умножения:

$$G_c \equiv \frac{dn(E_c)}{dn(0)} \equiv \frac{S(E_c)}{S(0)} = \frac{c_0}{2c_c} \frac{N_A}{\sqrt{N_D n_1^*}}. \quad (11)$$

Отсюда следует, что коэффициент умножения фотовозбужденных электронов возрастает вместе с концентрацией компенсирующей примеси, но уменьшается с увеличением концентрации основной примеси. Для заданных N_D и N_A коэффициент умножения уменьшается с увеличением температуры и интенсивности оптической ионизации, так как $n_1^* = n_1 + Fq/c$. Согласно оценкам, при $N_D = 2 \times$

$\times 10^{15}$, $N_A = 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³, т. е. при степени компенсации $K = 0.1$, для сурьмы при 5 К, $n_1 = 4.86 \cdot 10^5$ см⁻³, $c_0/c_e \approx 3$ максимальный коэффициент умножения $G_c \approx 10^{14}$. Однако при 4.2 К, по оценкам, $G_c \approx 3 \cdot 10^5$. Таким образом, вычисленный коэффициент умножения концентрации фотовозбужденных электронов близок найденному экспериментально коэффициенту усиления фототока, полученному в работе [1].

Время жизни фотовозбужденных электронов. Изменение темпа ударной ионизации примесных атомов с напряженностью электрического поля должно вызывать соответствующее изменение времени жизни фотовозбужденных электронов. Выражение для τ , полученное путем решения системы уравнений (1) — (3) для малых приращений в нестационарном случае, т. е. при $dn/dt \neq 0$, имеет вид

$$\frac{1}{\tau^2} = [c(N_A + n_1^*) - e(N_D - N_A)]^2 + 4c(e + e)n_1^*(N_D - N_A). \quad (12)$$

Зависимость τ от E для тех же исходных данных приведена на рис. 2, она аналогична зависимости S от E . Максимальные величины τ_c лежат при тех же значениях критического поля, что и максимумы $S(E_c)$. Из (12) следует, что максимум τ возникает при выполнении условия (9). Исключая с помощью (9) величину e_c из (12), получим выражение для максимального значения τ_c

$$\tau_c = \frac{1}{2c_e \sqrt{(N_D + n_1)n_1^*}}.$$

Отсюда следует, что τ_c явно не зависит от N_A . Однако имеет место слабая зависимость τ_c от N_A , которая возникает из-за увеличения E_c вместе с N_A и, как следствие, из-за уменьшения c_e , согласно (7).

Для оценки изменения τ с полем E сравним значения τ при $E = E_c$ и при $E = 0$. При $E = 0$

$$\frac{1}{\tau^2} = c_e^2 [(N_A + n_1^*)^2 + 4(N_D - N_A)n_1^*].$$

Полагая, что $n_1^* \ll N_A$, получим

$$\tau_c = \frac{1}{2c_e \sqrt{N_D n_1^*}}, \quad \tau_0 = \frac{1}{c_0 N_A}.$$

Тогда для увеличения τ при $E \rightarrow E_c$ имеем

$$\frac{\tau_c}{\tau_0} = \frac{c_0}{2c_e} \frac{N_A}{\sqrt{N_D n_1^*}},$$

что совпадает с выражением для G_c (11).

Таким образом, из анализа следует, что увеличение концентрации фотовозбужденных электронов при критическом поле обусловлено увеличением времени жизни, возникающим вследствие компенсации темпов рекомбинации и ударной ионизации (9).

Критерий электрического пробоя. Условие существования максимумов в зависимостях $S(E)$ и $\tau(E)$

$$c_e(N_A + n_1^*) = e_c(N_D - N_A)$$

аналогично критерию электрического пробоя для примесного полупроводника

$$c_e N_A = e_c(N_D - N_A), \quad (13)$$

полученному в работе [4], и совпадает с ним, если положить, что $n_1^* \ll N_A$.

Критерий пробоя (13) выведен из требования равенства темпов ударной ионизации и рекомбинации в примесном полупроводнике в предположении, что при достаточно низкой температуре $n \ll N_A$ и $(N_D - N_A)$. Равенство темпов ионизации и рекомбинации, следующее из (1) в стационарном случае ($dn/dt = 0$), имеет вид

$$cnN_D^+ = cn_1^+N_D^0 + enN_D^0.$$

Подставляя N_D^+ и N_D^0 из (2) и (3), его можно представить в виде

$$cn(N_A + n) = (cn_1^* + en)(N_D - N_A - n). \quad (14)$$

Далее, полагая $n \ll N_A$ и $(N_D - N_A)$ и решая относительно n , получим

$$n = \frac{cn_1^*(N_D - N_A)}{cN_A - e(N_D - N_A)}.$$

Отсюда следует, что при увеличении E вследствие увеличения коэффициента ударной ионизации $e(N_D - N_A) \rightarrow cN_A$ и, следовательно, $n \rightarrow \infty$. Однако если в (14) не пренебрегать концентрацией n по сравнению с N_A и $(N_D - N_A)$, то (14) можно преобразовать к виду (4), из которого следует выражение (5). В этом

случае при увеличении E концентрация n всегда остается конечной (рис. 3). Так, при $E \rightarrow \infty$ величина $n \rightarrow (N_D - N_A)$. В случае же выполнения равенства (9), т. е. при $E = E_c$, из выражения (4) следует, что концентрация электронов равна

$$n_c = (N_D - N_A) \sqrt{\frac{n_1^*}{N_D + n_1^*}},$$

причем n_c вообще не зависит от $c(E)$ и $e(E)$. При этом степень ионизации не-

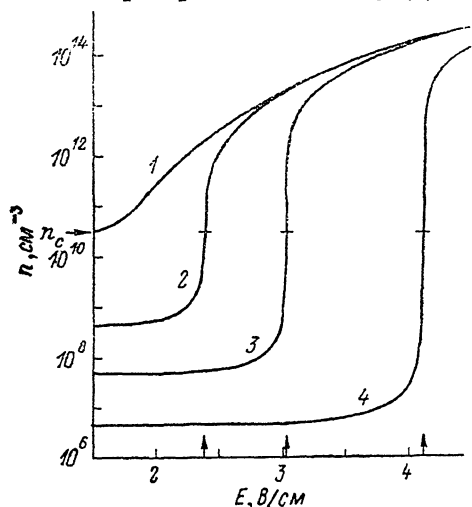


Рис. 3. Зависимость концентрации электронов n от напряженности электрического поля.

$K, \%$: 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 1, 4 — 10.

компенсированных доноров $n_c/(N_D - N_A)$ остается существенно меньше единицы и имеет порядок $\sqrt{n_1^*/N_D}$, поскольку обычно $n_1^* \ll N_D$.

Выводы. Компенсация темпов спонтанной рекомбинации и ударной ионизации примесей в электрическом поле увеличивает время жизни фотовозбужденных носителей заряда, которое достигает максимального значения при напряженности поля, равной пробивной.

Умножение концентрации фотовозбужденных носителей заряда при ударной ионизации примесей определяется увеличением времени жизни фотовозбужденных носителей и оказывается максимальным при пробивном поле.

При заданной концентрации основной примеси максимальное умножение концентрации фотовозбужденных носителей заряда возрастает вместе с концентрацией компенсирующей примеси и уменьшается с увеличением температуры и интенсивности оптической ионизации.

Вычисленные значения коэффициента умножения концентрации фотовозбужденных носителей по порядку величины близки к значениям коэффициента усиления фотосовета, найденным экспериментально в работе [1].

При пробивной напряженности поля концентрация носителей заряда остается конечной, причем степень ионизации некомпенсированных атомов основной примеси оказывается значительно меньше единицы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Brown F., Parker D. R., Neuman J., Newbury N. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 22. P. 1548—1550.
- [2] Аснина Ж. С., Межебовский Б. Е., Парицкий Л. Г. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 6. С. 1064—1069.
- [3] Абакумов В. Н., Крешук Л. Н., Ясневич И. Н. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 2. С. 264—272.
- [4] Чуенков В. А. // ФТТ. 1960. Т. 2. В. 5. С. 799—809.