

- [1] Г о л ь б р а й х Н.И., П л о т н и к о в А.Ф., Ш у б и н В.Э. - Квантовая электроника, 1975, т. 2, с. 2624.
- [2] B o g d a n o v S.V., K r a v c h e n k o A.V., P l o t n i k o v A.F., S h u b i n V.E. - Phys. Stat. Sol. (a), 1986, v. 93, p. 361.
- [3] В е т о х и н С.С., Г у л а к о в И.Р., З а л е с с к и й В.Б., Ш у н е в и ч С.А. - Докл. АН БССР, 1987, т. 31, с. 141.
- [4] К р а в ч е н к о А.Б., П л о т н и к о в А.Ф., П о п о в Ю.М., Ш у б и н В.Э. - Квантовая электроника, 1981, т. 8, с. 785.
- [5] С а д ы г о в З.Я. О кинетике образования фотоотклика в лавинных МДП структурах. М.: ИЯИ АН СССР, препринт П-0434, 1985.

Московский институт
электронной техники

Поступило в Редакцию
18 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 6

26 марта 1988 г.

О ВОЗМОЖНОЙ СВЯЗИ МЕЖДУ КОЭФФИЦИЕНТАМИ
УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В.А. Х о л о д н о в

Одна из главных целей многочисленных экспериментальных и теоретических исследований явления ударной ионизации в полупроводниках состоит в определении коэффициентов ударной ионизации электронов $\alpha(E)$ и дырок $\beta(E)$ как функций электрического поля E [1-5]. От величины отношения $k(E) = \frac{\beta(E)}{\alpha(E)}$ существенно зависят технические характеристики ряда полупроводниковых приборов, например лавинных фотодиодов [1, 4, 6]. Эти характеристики можно рассчитать на ЭВМ, если известны $\alpha(E)$ и $\beta(E)$ [1-5]. К настоящему времени зависимости $\alpha(E)$ и $\beta(E)$ с большей или меньшей степенью точности известны для целого ряда полупроводников [1-5]. Вместе с тем в работах, посвященных определению коэффициентов ударной ионизации носителей, не ставилось вопроса о связи между $\alpha(E)$ и $\beta(E)$. Фактически считалось, что по величине коэффициента ударной ионизации одних носителей ни в какой мере нельзя судить о величине коэффициента ударной ионизации других, или же по значению $k(E)$ нельзя, даже по порядку величины, оценить значения $\alpha(E)$ и $\beta(E)$. Однако законы сохранения энергии и квазиимпульса при акте ударной ионизации обеспечиваются за счет электронно-дырочной подсистемы полупроводника [2, 4, 5]. Поэтому есть основания предположить, что между $\alpha(E)$ и $\beta(E)$ существ-

вует некоторая корреляция, хотя, быть может, и не вполне однозначная (например, из-за большой роли фононов в формировании функций распределений носителей).

В данной работе показано, что для ряда полупроводников выполняется следующее приближенное соотношение:

$$Z(E, \alpha(E), \beta(E)) \cong 9 \cdot 10^2 \cdot \left(\frac{10^5}{E}\right)^7 \cdot \frac{\alpha(E) - \beta(E)}{\ln \left[\frac{\alpha(E)}{\beta(E)}\right]} = c(E) \cdot Z_0 \approx Z_0 \cong \frac{\varepsilon^3}{\varepsilon_g^6}, \quad (1)$$

где ε — относительная диэлектрическая постоянная, а ширина запрещенной зоны полупроводника ε_g , напряженность поля E и коэффициенты ударной ионизации носителей измеряются в эВ, $\frac{В}{см}$ и $см^{-1}$ соответственно.

Для вывода соотношения (1) рассмотрим тонкую структуру р⁺-п-п⁺ типа, такую, что толщина ее „высокоомного“ п-слоя (базы) W удовлетворяет неравенству

$$W < W_0 = \frac{A \varepsilon_0 \varepsilon}{s e} \cdot N^{\frac{1-s}{s}}, \quad (2)$$

где ε_0 — постоянная электрическая; e — заряд электрона; s и A — некоторые постоянные, определяющие зависимость $E_{np} \approx A \cdot N^{1/s}$ электрического поля E_{np} на металлургической границе ($x=0$) резкого р⁺-п перехода от концентрации легирующей примеси в базе N при лавинном пробое толстой р⁺-п-п⁺ структуры [2, 3, 7]. Из работы [8] следует, что при выполнении условия (2) поле лавинного пробоя

$$E_{np}(W) \approx A \cdot \left(\frac{A \varepsilon_0 \varepsilon}{s e W}\right)^{1/s-1}, \quad (3)$$

причем в рассматриваемых условиях изменение поля $E(x)$ на длине базы W настолько незначительно, что вероятность ударной ионизации практически одинакова в любой точке базы структуры.

Для многих полупроводников, в том числе Ge , Si , $GaAs$, InP и GaP , выполняются соотношения [3, 8]

$$s = 8, \quad A = \sqrt{\frac{1,2 e}{\varepsilon_0 \varepsilon}} \cdot \left(\frac{\varepsilon_g}{11e}\right)^{3/4} \cdot 10^{10}. \quad (4)$$

В этом случае, как следует из (2) и (3),

$$W_0 = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{4} \cdot \varepsilon_g^{3/4} \cdot \left(\frac{3 \cdot 10^{15}}{N}\right)^{7/8}, \quad (5)$$

а поле лавинного пробоя тонкой структуры типа р⁺-п-п⁺ определяется следующей приближенной универсальной формулой:

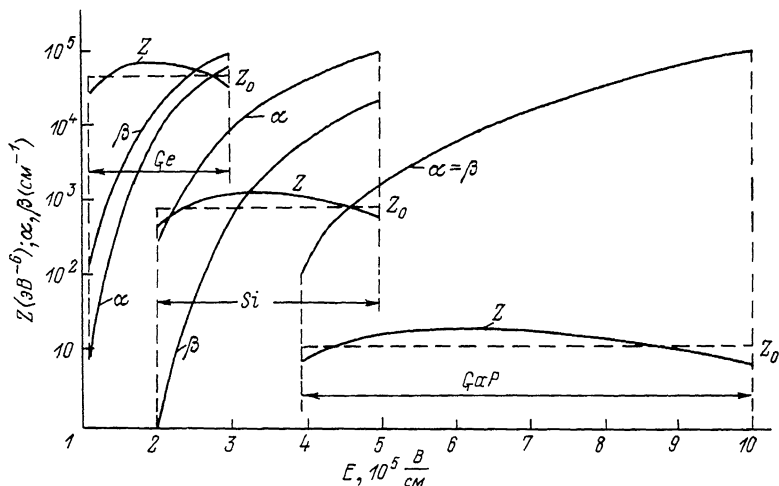


Рис. 1.

$$E_{np}(W) \approx \left(\frac{\mathcal{E}_g^2}{\varepsilon}\right)^{3/7} \cdot \frac{10^6}{W^{1/7}}. \quad (6)$$

В выражениях (5), (6) и всюду далее N измеряется в см^{-3} , энергия — в эВ, длина — в мкм, электрическое поле — в $\frac{\text{В}}{\text{см}}$. С другой стороны, условие лавинного пробоя структуры $p^+ - n - p^+$ типа [1-4]

$$\int_0^W \alpha(E(x)) \cdot \exp\left\{\int_0^x [\beta(E(x')) - \alpha(E(x'))] dx'\right\} dx = 1 \quad (7)$$

принимает вид

$$W \cdot \left[\alpha(E_{np}) - \beta(E_{np})\right] = \ln \left[\frac{\alpha(E_{np})}{\beta(E_{np})}\right], \quad (8)$$

когда вероятность ударной ионизации одинакова в любой точке базы структуры. Из выражений (6) и (8) и следует соотношение (1).

Оценим интервал значений поля, в котором это соотношение применимо. Для справедливости выражения (6) необходимо, чтобы как для электронов, так и для дырок выполнялось неравенство

$$E_{np}(W) \cdot W > \left(\frac{W}{\lambda_R} \cdot \mathcal{E}_R + \mathcal{E}_i\right) \cdot 10^4, \quad (9)$$

где λ_R , \mathcal{E}_i и \mathcal{E}_R — средняя длина свободного пробега носителей при рассеянии на оптических фононах, пороговая энергия ионизации электронов или дырок и энергия рамановского фонона соответственно [1-5]. Учитывая, что для большинства полупроводников

$$5 \cdot 10^{-3} \frac{\sqrt{\epsilon}}{\epsilon_g} \cdot \epsilon_i^{7/6} \approx W_{min} \ll \frac{\epsilon_i}{\epsilon_R} \cdot \lambda_R \ll W_{max} \approx 10^{14} \cdot \frac{\lambda_R^7 \cdot \epsilon_g^6}{\epsilon_R^2 \cdot \epsilon^3}, \quad (10)$$

из (6) и (9) найдем искомый интервал напряженностей электрического поля:

$$10^4 \cdot \frac{\epsilon_R}{\lambda_R} \approx E_{np}(W_{max}) \approx E_{min} < E < E_{max} \approx E_{np}(W_{min}) \approx 2 \cdot 10^6 \cdot \frac{\epsilon_g}{\sqrt{\epsilon} \sqrt{\epsilon_i}}. \quad (11)$$

Диапазон полей (11) реализуется при экспериментальных исследованиях [1-5]. Отношение W_{min} к λ_R составляет обычно не более нескольких единиц. Поэтому, если $W < W_{min}$, то можно ожидать, что $E_{np} \approx \frac{\epsilon_i}{W} \cdot 10^4$, а при $E > E_{max}$ вместо (1) можно ожидать выполнение соотношения

$$\frac{\epsilon_i}{E} \cdot \frac{\alpha(E) - \beta(E)}{\ln \left[\frac{\alpha(E)}{\beta(E)} \right]} = c(E) \approx 1, \quad (12)$$

где под ϵ_i нужно подразумевать наибольшую из пороговых энергий ионизации электронов и дырок.

Из (1) и рис. 1 видно, что значения Z_0 могут отличаться для разных полупроводников на много порядков. В то же время для рассматриваемых на рис. 1 Ge , Si и GaP функция $c(E)$ в интервале полей, в котором $\alpha(E)$ и $\beta(E)$ изменяются на несколько порядков [9], остается, как это следует из (1) и (12), порядка единицы. Вычисления, основанные на экспериментальных зависимостях $\alpha(E)$ и $\beta(E)$ работы [10], показывают, что в InP материале $c(E)$ оказывается еще ближе к 1. Из рис. 2 видно, что для $GaAs$ функция $c(E)$ независимо от ориентации кристалла по отношению к электрическому полю слабо зависит от E по сравнению с коэффициентами ударной ионизации носителей (значения которых взяты из [11]) и отличается от 1 не более чем в 2-3 раза. Аналогичная ситуация имеет место и в Ge . Следует отметить, что $c(E)$ примерно во столько же раз отличается от 1, во сколько раз значения $\alpha(E)$ и $\beta(E)$ для одного и того же материала, полученные разными авторами, отличаются друг от друга [1-5].

Интересно посмотреть, к каким следствиям приводит применение соотношения (1) к $InSb$. В этом материале $\alpha(E)$ известна, $\beta(E)$ - нет [5, 12-14]. Подставив в (1) зависимость $\alpha(E)$ для $InSb$ [12-14], получим, что отношение β к α исчезающе мало вплоть до полей $E \approx 4 \cdot 10^4 \frac{B}{cm}$. Этот результат очень хорошо согласуется с экспериментальными данными работ [12, 14] и объясняет тот факт, что умножение дырками в $InSb$ никем не наблюдалось [5, 12-14].

В заключение отметим, что на основе соотношения (1) (или его модернизированного варианта, если параметры S и A отличаются

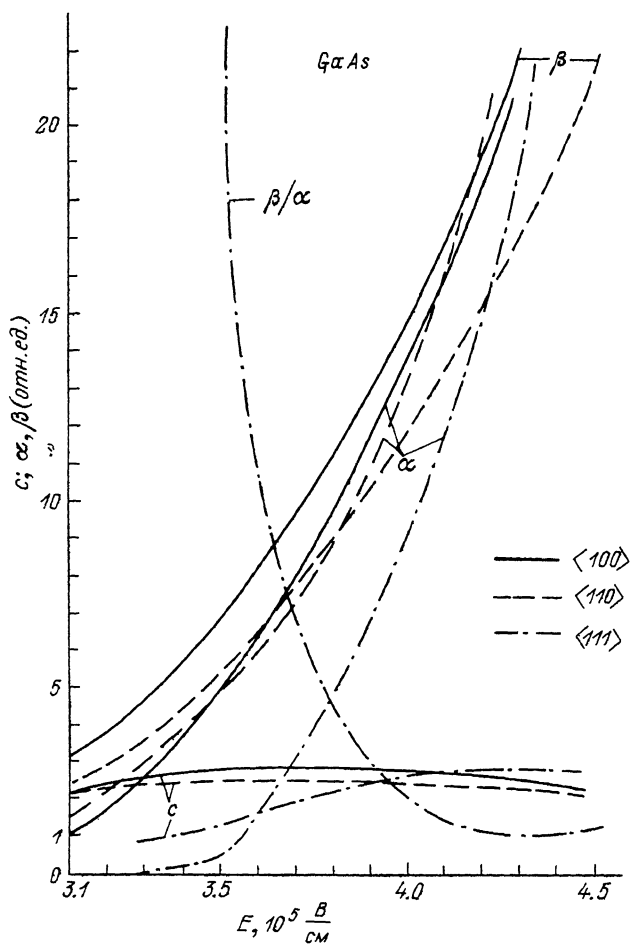


Рис. 2.

от значений (4)) можно получить хотя и приближенные, но относительно простые аналитические зависимости коэффициентов размножения носителей и избыточных факторов шума [1-6] от напряжения при различных пространственных распределениях концентрации легирующей примеси $N(x)$.

Автор благодарен Л.Н. Курбатову и В.Д. Шадрину за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

- [1] Stillman G.E., Wolf C.M. Semiconductors and Semimetals/Ed. Willardson K.K. and Beer A.C., New York-San Francisco-London: Acad. Press, 1977, v. 12, p. 291-393.
- [2] Грехов И.В., Сержкин Ю.Н. Лавинный пробой р-п перехода в полупроводниках. Л.: Энергия, 1980, 152 с.
- [3] Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов, кн. 1. М.: Мир, 1984. 455 с.
- [4] Sarasso F. - Semiconductors and Semimetals/Ed. Tsang W.T., Orlando-San Diego-New York-London-Toronto-Montreal-Sydney-Tokyo: Acad. Press, 1985, v. 22, p. 1-172.
- [5] Dmitriev A.P., Mikhailova M.P., Yassievich I.N. - Phys. St. Sol. (b), 1987, v. 140, N 1, p. 9-37.
- [6] Арцис Н.Х., Холоднов В.А. - ФТП, 1983, т. 17, № 3, с. 510-513; - Радиотехника и электроника, 1984, т. 29, № 1, с. 151-159.
- [7] Осипов В.В., Холоднов В.А. - Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 6, с. 362-367.
- [8] Осипов В.В., Холоднов В.А. - ФТП, 1987, т. 21, № 11, с. 2078-2081.
- [9] Okuto Y., Crowell C.R. - Solid-State Electron., 1975, v. 18, N 2-D, p. 161-168.
- [10] Cook L.W., Bulman G.E., Stillman G.E. - Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, N 7, p. 589-591.
- [11] Mikagawa T., Kagawa S., Kaneda T., Toyama Y. - Appl. Phys. Lett., 1980, v. 37, N 4, p. 387-389.
- [12] Vaertsch R.D. - J. Appl. Phys., 1967, v. 38, N 11, p. 4267-4274.
- [13] Дмитриев А.П., Михайлова М.П., Ясевич П.Н. - ФТП, 1983, т. 17, № 5, с. 875-880; - Phys. St. Sol.(b), 1982, v. 113, N 1, p. 125-135.
- [14] Гаврюшко В.В., Косогов О.В., Лебедев В.Д. - ФТП, 1978, т. 12, № 12, с. 2351-2354.

Поступило в Редакцию
4 декабря 1987 г.