

## ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА УДАРНУЮ ИОНИЗАЦИЮ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

К. М. ДАТИЕВ, С. М. ПОПОВ, К. Д. БАСИЕВ, В. Г. ГОСТИЕВ  
и И. Т. ЦОГОЕВ

Факультет электронной техники, Северо-Кавказский политехнический институт,  
Орджоникидзе

(Поступило в редакцию 1 января 1977 г.)

Проведено теоретическое исследование влияния внешнего магнитного поля на ударную ионизацию в полупроводниках. Получены выражения, позволяющие рассчитать коэффициенты ударной ионизации носителей при различных напряженностях магнитного поля. Проведен численный расчет коэффициентов ударной ионизации для германия и кремния от напряженностей взаимноперпендикулярных магнитного и электрического полей.

Последнее десятилетие характеризуется интенсивными исследованиями в области создания твердотельного аналога лампы бегущей волны [1]. Одним из направлений указанных исследований является использование эффектов, возникающих при ударной ионизации в полупроводниках при наличии магнитного поля.

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию влияния внешнего магнитного поля на ударную ионизацию в полупроводниках. Анализ проведен с учетом ряда эффектов, возникающих в полупроводниках при наличии магнитного поля:

- 1) изменение длины свободного пробега носителей в направлении электрического поля;
- 2) изменение функции распределения электронов по энергиям;
- 3) увеличение ширины запрещенной зоны полупроводников.

При анализе были приняты следующие допущения:

- а) электроны считаются почти свободными с эффективной скалярной массой  $m^*$  и зарядом  $q$ ;
- б) преобладающими центрами рассеяния носителей заряда полагаются тепловые колебания решетки (что оправдано при комнатных температурах).

И. С учетом пункта «1» вышеперечисленных допущений для электрона на длине свободного пробега справедлива следующая система уравнений

$$\begin{aligned}m^* \frac{d^2 l_x}{dt^2} &= \frac{qv_z H}{c} \\m^* \frac{d^2 l_y}{dt^2} &= 0 \\m^* \frac{d^2 l_z}{dt^2} &= q \left( E - \frac{v_x}{c} H \right)\end{aligned}\quad (1)$$

где:  $l_x, l_y, l_z$  — составляющие длины свободного пробега;  
 $v_x, v_y$  — составляющие скорости электрона;  
 $c$  — скорость света;  
 $E, H$  — напряженности электрического и магнитного полей;  
 $t$  — время.

При нулевых начальных условиях решение системы уравнений (1), как известно, имеет вид

$$l_x = \frac{cE}{\omega H} (\omega t - \sin \omega t)$$

$$l_z = \frac{cE}{\omega H} (1 - \cos \omega t), \quad (2)$$

откуда величина пробега электрона в направлении  $E$  поля равна

$$l_E = \frac{2cE}{\omega H}, \quad (3)$$

где  $\omega = \frac{qH}{m^*c}$  — циклотронная частота.

Очевидно, что величина  $l_E$  должна удовлетворять следующему выражению

$$l_E \leq l_0, \quad (4)$$

где  $l_0$  — усредненная длина свободного пробега электрона в полупроводнике. Это искусственное введение ограничения  $l_E$  объясняется тем, что для ее нахождения были использованы уравнения для свободной частицы (1).

Выражение для коэффициента ударной ионизации  $\alpha(E)$  можно записать в виде [2]

$$\alpha(E) = \alpha_0(\mathcal{E}_i, E) \int_{\mathcal{E}_i}^{\infty} F(\mathcal{E}, E) d\mathcal{E}, \quad (5)$$

где:

$$\alpha_0^{-1}(\mathcal{E}_i, E) = l_0(\mathcal{E}_i, E);$$

$\mathcal{E}_i$  — энергия ионизации;

$F(\mathcal{E}, E)$  — функция распределения электронов по энергиям.

После подстановки в (5) функции распределения  $F(\mathcal{E}, E)$  из [2] и интегрирования с учетом (3) получим выражение для коэффициента ударной ионизации при наличии магнитного поля:

$$\alpha(E, H) = \frac{\omega H}{2cE} \exp \left[ - \frac{3\mathcal{E}_i \hbar \omega_0 \operatorname{th} \frac{\hbar \omega_0}{2kT}}{\left( \frac{2cE^2}{\omega H} \right)^2} \right], \quad (6)$$

где  $\hbar \omega_0$  — энергия оптического фонона.

Следует подчеркнуть, что выражение (6) учитывает только изменение длины свободного пробега носителей в направлении электрического поля при наличии магнитного поля.

II. Функцию распределения в  $E$  и  $H$  полях можно представить в следующем виде [3]

$$F(\mathcal{E}, E, H) = Z^{-1} \exp\left(-\frac{\mathcal{E}}{T_{\text{эфф}}}\right), \quad (7)$$

где:  $Z = \sum_{\beta} \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_{\beta}}{T_{\text{эфф}}}\right)$  — статистическая сумма;  $\beta$  — индекс суммирования  
 $T_{\text{эфф}} = \left[1 + \eta \left(\frac{cE}{SH}\right)^2\right]$  — эффективная температура;  $\eta$  — коэффициент, равный в данном случае  $1/3$ ;  $S$  — скорость звука в кристалле.

Отсутствие квантования энергии электрона в магнитном поле (справедливое в данном случае) позволяет в дальнейшем с целью упрощения расчета статистическую сумму заменить интегралом.

После подстановки в (5) выражения (7) и интегрирования получаем

$$\alpha(E, H) = \frac{\omega H}{2cE} \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_i}{\lambda T_{\text{эфф}}}\right), \quad (8)$$

где  $\lambda$  — коэффициент, численно равный величине  $l_E$ .

III. В магнитном поле выражение для ширины запрещенной зоны полупроводника имеет вид [4]:

$$E_g(H) = E_g + \frac{\hbar\omega}{2}, \quad (9)$$

где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны при  $H=0$ .

Аппроксимируя энергию ионизации в виде [5]:

$$\mathcal{E}_i = \frac{3}{2} E_g(H), \quad (10)$$

уравнение баланса энергий при ударной ионизации можно записать в виде

$$qEl_E = \frac{3}{2} \left(E_g + \frac{\hbar\omega}{2}\right) + r_i \hbar\omega_0, \quad (11)$$

где  $r_i$  — радиус ионизации.

Тогда выражение для коэффициента ударной ионизации при учете всех вышеуказанных эффектов, возникающих в полупроводниках при наличии магнитного поля, принимает вид

$$\alpha(E, H) = \frac{qE}{\frac{3}{2} \left(E_g + \frac{\hbar\omega}{2}\right) + r_i \hbar\omega_0} \exp\left[\frac{\frac{3}{2} \left(E_g + \frac{\hbar\omega}{2}\right)}{\lambda T_{\text{эфф}}}\right]. \quad (12)$$

Выражения (6), (8) и (12) позволяют рассчитать значения коэффициентов ударной ионизации при учете различных эффектов, возникающих в полупроводниках при наличии магнитного поля.

На рис. 1 приведены некоторые результаты расчетов для германия и кремния. Там же для сравнения приведены теоретические зависимости коэффициентов ударной ионизации в германии и кремнии от напряженности электрического поля [6, 7].

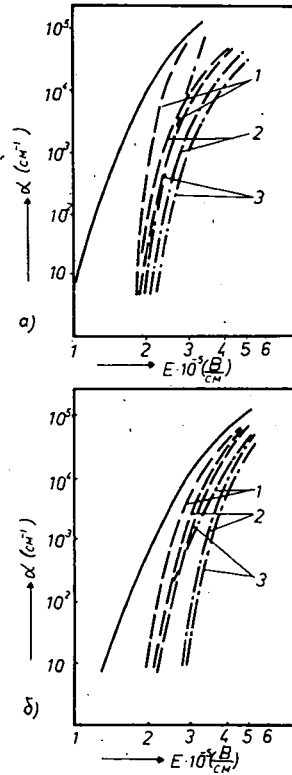


Рис. 1. Зависимость коэффициента ударной ионизации от напряженностей взаимно-перпендикулярных электрического и магнитного полей для германия (а) и кремния (б); —  $H=0$  [6, 7]; .....  $H=2 \cdot 10^6$  Э; - - - -  $2,5 \cdot 10^6$  Э; 1, 2, 3 — кривые, рассчитанные по формулам (6), (8) и (12), соответственно.

Анализ полученных результатов показывает, что при напряженностях магнитного поля до  $10^5$ — $10^6$  Э влияние магнитного поля на ударную ионизацию в германии и кремнии при напряженностях электрического поля (1—5)  $10^5$  В/см пренебрежимо мало. С ростом напряженности магнитного поля в тех же диапазонах электрических полей коэффициенты ударной ионизации в гер-

мании и кремнии уменьшаются. Приведенные графики достаточно полно отражают влияние различных эффектов на ударную ионизацию в полупроводниках при наличии магнитного поля.

В заключение следует отметить, что существует ряд экспериментальных работ, указывающих на изменение напряжения пробоя  $p-n$  переходов при напряженностях магнитного поля порядка  $10^3-10^4$  Э. Но, как справедливо указывают, например, авторы работы [8], это не связано с изменением коэффициентов ударной ионизации в магнитном поле.

#### Литература

- [1] Трохимук Н. М. и др.: Изв. вузов. Радиоэлектроника, **3**, (1971).
- [2] Тагер А. С., В. М. Вальд-Перлов: Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВУ. Сов. радио, М. 1968.
- [3] Казаринов Р. Ф., В. Г. Скобов: ЖЭТФ, **42**, 1047 (1962).
- [4] Киреев П. С.: Физика полупроводников, Высшая школа, М. 1969.
- [5] Зи С. М.: Физика полупроводниковых приборов, Энергия, М. 1973.
- [6] Miller S. L.: Phys Rev. **99**, 1243 (1955).
- [7] Lee C. A. et. al.: Phys Rev. **134**, 1761 (1964).
- [8] Ануфьев А. Ю. и др.: Радиотехника и электроника, **XIII**, 6, (1968).

#### EFFECT OF MAGNETIC FIELDS ON IMPACT IONIZATION IN SEMICONDUCTORS

*K. M. Datiev, S. M. Popov, K. D. Basiev, V. G. Gostiev  
and I. T. Cogoiev*

A theoretical investigation was carried out into the effect of outer magnetic fields on impact ionization. Formulas were found to express how the ionization coefficients of carriers depended on magnetic fields. Calculations were also made for the ionization coefficients of Ge and Si connected with perpendicular electric and magnetic fields.