

ЛИТЕРАТУРА

1. Dmitriev I. S., Teplova Ya. A., Nikolaev V. S. V. I. C. P. E. A. C. Abstracts of papers, 434, 1967, Leningrad.
2. Helen K., Holt, R. Krotkov. Phys. Rev., 144, 82, 1966.
3. Froese C. Phys. Rev., 150, 1, 1966.
4. Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М., 1960, стр. 417.
5. Dalgarno A. Mon. Not. R. Astr. Soc., 131, 311, 1966.
6. Victor G. A., Dalgarno A. Phys. Rev. Lett., 18, 1105, 1967.
7. Feldman P., Novick R. Phys. Rev. Lett., 11, 278, 1963.
8. Lipeles M., Novick R., Tolik N. Phys. Rev. Lett., 15, 690, 1965.

Поступила в редакцию
10.10 1967 г.

НИИЯФ

УДК 539.293 : 535

Я. Г. КЛЯВА

О ВЫРАЖЕНИИ СЕЧЕНИЯ ФОТОИОНИЗАЦИИ МЕЛКИХ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Исследование спектральной зависимости сечения фотоионизации локальных центров в полупроводниках дает важную информацию как о свойствах самих центров, так и о структуре энергетических зон. В ряде работ, посвященных этому вопросу, проводится сопоставление экспериментальных результатов с соответствующими теоретическими выражениями, причем выражения, используемые различными авторами, противоречат друг другу. В связи с этим целесообразно установить, какие из них являются неправильными.

Для нахождения приближенного выражения сечения фотоионизации мелких примесей (σ_1) можно воспользоваться выражением сечения для фотоэффекта на K -оболочке атома водорода. В работах [1, 2, 3] приводится общее выражение сечения для фотоэффекта на K -оболочке изолированных атомов в нерелятивистском случае (σ). На основании водородоподобной модели примесного центра получим

$$\sigma_1 = \frac{2^9 \pi^2 \hbar^3}{3m^2 c e^2} \left(\frac{1}{n} \frac{m}{m^*} \frac{E_H}{E_I} \right) \left(\frac{\nu_I}{\nu} \right)^4 f(x), \quad (1)$$

где

$$f(x) = \frac{\exp\left(-\frac{4}{x} \arctg x\right)}{1 - \exp(-2\pi/x)}, \quad x = \sqrt{\frac{\nu - \nu_I}{\nu_I}}$$

e и m — соответственно заряд и масса электрона, c — скорость света, n — показатель преломления кристалла, m^* — эффективная масса носителя заряда, E_H и E_I — соответственно энергии ионизации атома водорода и примеси, ν — частота света, ν_I — граничная частота фотоионизации¹.

Отметим, что в формуле (2, 53) работы [4], соответствующей (1), содержится ряд неточностей: значительно искажен вид функции $f(x)$ и увеличено в 4 раза значение коэффициента.

Для сопоставления с экспериментальными результатами используют более простые приближенные выражения σ_1 , соответствующие двум частным случаям.

1. При энергиях фотонов, значительно превышающих энергию ионизации примеси:

$$(\nu \gg \nu_I), \quad f(x) \approx \frac{1}{2\pi x} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\nu_I}{\nu} \right)^{-1/2}.$$

Следовательно:

$$\begin{aligned} \sigma_1 &\approx \frac{2^9 \pi^2 \hbar^3}{3m^2 c e^2} \left(\frac{1}{n} \frac{m}{m^*} \frac{E_H}{E_I} \right) \left(\frac{\nu_I}{\nu} \right)^{7/2} \approx \\ &\approx 5,48 \cdot 10^{-17} \left(\frac{1}{n} \frac{m}{m^*} \frac{E_H}{E_I} \right) \left(\frac{\nu_I}{\nu} \right)^{7/2} \quad (\text{см}^2). \end{aligned} \quad (2)$$

¹ Область применимости выражения (1) обсуждается в работе [4].

Выражения, соответствующие (2)¹, с точностью до обозначений имеют одинаковый вид во всех рассмотренных нами работах [4].

2. При энергиях фотонов, близких к порогу фотоионизации: $(\nu - \nu_I \ll \nu_I)$

$$\begin{aligned} \sigma_1 &\approx \frac{2^9 \pi^2 \hbar^3}{3m^2 c e^2 \exp(4)} \left(\frac{1}{n} \frac{m}{m^*} \frac{E_H}{E_I} \right) \left(\frac{\nu_I}{\nu} \right)^{8/3} \approx \\ &\approx 6,30 \cdot 10^{-18} \left(\frac{1}{n} \frac{m}{m^*} \frac{E_H}{E_I} \right) \left(\frac{\nu_I}{\nu} \right)^{8/3} \quad (\text{см}^2). \end{aligned} \quad (3)$$

Выражения, соответствующие (3), в разных работах приводятся в двух вариантах, а именно: с зависимостью $\sigma_1(\nu)$ (или $\sigma(\nu)$) вида $\nu^{-8/3}$ и ν^{-4} . Зависимость $\sigma \sim \nu^{-4}$ была впервые приведена в [1]. Холл указал на ошибочность этого выражения и показал, что в данном случае должна иметь место зависимость $\nu^{-8/3}$ [2]. В соответствии с этим результатом Фэн также дает $\sigma_1 \sim \nu^{-8/3}$ [4]. Однако в работе [5] утверждается, что приводимая Фэном зависимость ошибочна, и соответствующее выражение (4) содержит зависимость ν^{-4} .

Такую зависимость авторы [1 и 5] получают путем следующего рассуждения: при $\nu \rightarrow \nu_I$ $f(x) \rightarrow \exp(-4)$, поэтому при $\nu - \nu_I \ll \nu_I$ зависимость $\sigma_1(\nu)$ (или $\sigma(\nu)$) определяется только множителем $(\nu_I/\nu)^4$. Отметим, что данное рассуждение некорректно. Действительно, $\nu/\nu_I = 1 + x^2$, поэтому, пренебрегая в разложении $f(x)$ членами порядка x^2 , нельзя правильно аппроксимировать частотную зависимость σ_1 (или σ).

Для получения правильного приближенного выражения в данном случае следует провести корректное разложение выражения (1) в степенной ряд в окрестности точки $x=0$. Это разложение имеет вид

$$\text{const} \left(1 - \frac{8}{3} x^2 + \frac{214}{45} x^4 + \dots \right). \quad (4)$$

Однако на практике более удобной оказывается все же аппроксимация зависимости $\sigma_1(\nu)$ степенной функцией ν . Для получения такой аппроксимации следует провести преобразование:

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{\text{const}}{\exp(-4)} (1+x^2)^{-4} \frac{\exp\left(-\frac{4}{x} \arctg x\right)}{1 - \exp(-2\pi/x)} = \\ &= \text{const} (1+x^2)^{-8/3} \left\{ \frac{\exp\left(4 - \frac{4}{x} \arctg x\right)}{(1+x^2)^{4/3} [1 - \exp(-2\pi/x)]} \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Выражение, заключенное в фигурные скобки, можно разложить в ряд по степеням x^2 в окрестности точки $x=0$. Это разложение не содержит членов порядка x^2 и имеет вид

$$1 - \frac{2}{15} x^4 + \dots \quad (6)$$

Опуская в (6) члены порядка x^4 и выше, но сохраняя в то же время такие члены в разложении выражения, стоящего перед фигурными скобками в (5), получим приближенное выражение (3).

Таким образом, для сравнения с экспериментальными результатами по спектральной зависимости сечения фотоионизации мелких примесей следует пользоваться выражениями (1) и (3) данной работы вместо формул (2, 53) работы [4] и (4) работы [5].

Автор выражает благодарность В. Л. Бонч-Бруевичу и О. Г. Кошелеву за ряд ценных замечаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Stobbe M. Ann. d. Phys., 7, 661, 1930.
2. Hall H. Rev. Mod. Phys., 8, 358, 1936.
3. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М., ИЛ, 1956, стр. 240.

¹ Этот результат получается также при рассмотрении фотоэффекта на К-оболочке атомов в борновском приближении, которое применимо при $\nu \gg \nu_I$ [3].

4. Fan H. Y. Rep. Progr. Phys., **19**, 107, 1956. См. перевод: «Успехи физических наук», **64**, 315, 1958.
 5. Greenway D. L. Proc. Phys. Soc., **76**, 900, 1960.

Поступила в редакцию
23.10 1967 г.

Кафедра
физики полупроводников

УДК 539.293 : 536.22

Б. Н. ХУСАИНОВА

ОЦЕНКА ЧИСЛА ЛОРЕНЦА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Исходя из предположения о том, что электроны в металле находятся под действием внутреннего переменного электрического поля, которое обусловлено наличием акустических колебаний в твердом теле, А. С. Предводителев [1] получил для числа Лоренца выражение

$$\frac{\kappa}{\sigma T} = L \left(\frac{k}{e} \right)^2 = \frac{C_M}{R} \frac{(1 + \pi^2) \pi^2}{96} \left(\frac{k}{e} \right)^2, \quad (1)$$

где κ — теплопроводность, σ — электропроводность, C_M — молекулярная теплоемкость, R — газовая постоянная, k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона. Согласно этой формуле число Лоренца не является постоянной величиной, а зависит от свойств вещества. При высоких температурах, если считать, что теплоемкость подчиняется закону Дюлонга—Пти $C_M = 6R$, $L = 3,3$, т. е. результат Зоммерфельда является частным случаем (1).

Значения числа L для германия и кремния, рассчитанные по формуле (1), приведены в таблице. Данные по теплоемкости взяты из работы [2].

	Удельное сопротивление, ом·см	Концентрация мышьяка, см ⁻³	Уровень Ферми	Теплоемкость, Дж/моль·град	Число L
Германий 300°К	$1 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{19}$	$+2 > \mu > +1$	24,32	3,19
Кремний 300°К	$2,7 \cdot 10^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{19}$	$+1 > \mu > 0$	20,85	2,74

Метод кинетического уравнения [3] для L дает выражение

$$L = \int_0^{\infty} \frac{\tau \Phi(\eta) \eta^3 \frac{\partial f}{\partial \eta} d\eta}{\tau \Phi(\eta) \eta \frac{\partial f}{\partial \eta} d\eta} = \frac{\int_0^{\infty} \tau \Phi(\eta) \eta^3 \frac{\partial f}{\partial \eta} d\eta}{\int_0^{\infty} \tau \Phi(\eta) \eta \frac{\partial f}{\partial \eta} d\eta}, \quad (2)$$

где $\Phi(\eta)$ — плотность состояний:

$$\Phi(\eta) = \frac{4\pi (2m^*)^{3/2} (kT)^{1/2} \eta^{1/2}}{h^3},$$

τ — время релаксации. Времена релаксации для рассеяния на акустических колебаниях решетки и на ионах примеси равны

$$\tau_a = A\eta^{-1/2}, \quad \tau_i = B\eta^{3/2}.$$

Для двух механизмов рассеяния, действующих одновременно:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_a} + \frac{1}{\tau_i} \quad \text{и} \quad \tau = \frac{A\eta^{3/2}}{a^2 + \eta^2}, \quad (3)$$

где $\eta = \frac{E}{kT}$ — приведенная энергия, $a^2 = \frac{A}{B}$.