

- [6] Салмин Е. А., Пономаренко В. П., Стафеев В. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1142—1144.
- [7] Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. М., 1984. 408 с.
- [8] Grove A. S., Fitzgerald R. // Sol. St. Electron. 1966. V. 9. P. 783—806.
- [9] Leonard W. F., Michael M. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 3. P. 1450—1456.
- [10] Бовина Л. А., Стафеев В. И. Узкозонные твердые растворы. М., 1986. 320 с.
- [11] Яфясов А. М., Божевольнов В. Б., Перепелкин А. Д. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 4. С. 633—637.
- [12] Литовченко В. Г., Добровольский В. Н. Перенос электронов и дырок у поверхности полупроводников. Киев, 1985. 191 с.

Получено 27.04.1988
Принято к печати 2.09.1988

ФТП, том 23, вып. 1, 1989

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФОРМЫ ЛИНИИ ФОТОТЕРМИЧЕСКОЙ ИОНИЗАЦИИ ПРИМЕСЕЙ В СЛАБО ЛЕГИРОВАННОМ СЛАБО КОМПЕНСИРОВАННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Барановский С. Д., Шкловский Б. И.

В экспериментах по фототермической магнитоспектроскопии мелких примесей в слабо легированных полупроводниках неоднократно наблюдалось значительное уширение спектральных линий с увеличением температуры в тех случаях, когда ширина линии обусловлена влиянием электрических полей заряженных доноров и акцепторов [^{1, 2}]. Такое изменение ширины линии с температурой вызвано изменением характера распределения электронов по примесям [^{1, 2}]. При низких T взаимное расположение заряженных и нейтральных примесей в пространстве коррелировано благодаря кулоновскому взаимодействию между зарядами. Эта корреляция приводит к сильному экранированию электрических полей [³]. При повышении T распределение электронов по примесям приближается к случайному, корреляция ослабевает и возрастают характерные значения электрических полей, что приводит к значительному уширению спектральных линий. Особенно ярко этот эффект должен проявляться в слабо компенсированных образцах [²]. Далее для случая слабой компенсации теоретически вычисляется температурная зависимость ширины спектральной линии.

Для определенности рассмотрим полупроводник n -типа с концентрацией доноров N_D и акцепторов $N_A = KN_D \ll N_D$ (K — степень компенсации).

Первая попытка вычисления температурной зависимости ширины линии была предпринята в [¹]. Основная идея этой работы состоит в следующем. При $T=0$ почти каждый акцептор ионизует ближайший к нему донор, т. е. почти все заряды сгруппированы в диполи типа акцептор—ближайший донор. Пусть энергетическая полуширина спектральной линии на полувысоте в этом случае ($T=0$) равна σ_0 . По мере роста T дырки отрываются от акцепторов и располагаются относительно них в пространстве случайно. Пусть энергетическая полуширина линии на полувысоте при высокой T , когда все дырки оторвались от акцепторов, равна σ_∞ . При промежуточных температурах полуширина линии на полувысоте $\sigma(T)$ представлена в [¹] интерполяционной формулой

$$\sigma(T) = \sigma_0 + (\sigma_\infty - \sigma_0) n(T), \quad (1)$$

где $n(T)$ — доля дырок, оторвавшихся от акцепторов при температуре T . Величины σ_0 и σ_∞ использовались в [¹] как подгоночные параметры, а $n(T)$ рассчитывалась теоретически. Этот расчет был, на наш взгляд, проведен неверно, и в результате получена неправильная зависимость $n(T)$. В [¹] предполагалось,

что дырка отрывается от акцептора при такой высокой температуре, когда kT превышает энергию ее кулоновского притяжения к акцептору. На самом деле, как правило, дырки отрываются от акцепторов при гораздо меньших температурах. Корректный метод вычисления был предложен в [4]. Покажем, как этим методом вычисляется зависимость $n(T)$.

Пусть $\mu(T)$ — уровень Ферми, отсчитанный от уровня изолированного донора. Вычисление $\mu(0)$ приведено в [5], где показано, что при $T=0$ вблизи акцептора могут находиться две, одна или ни одной дырки. Эти конфигурации авторы назвали 2-, 1- и 0-комплексами. Концентрации 2- и 0-комплексов $N_2(\mu)$ и $N_0(\mu)$ при $T=0$ равны [5]

$$N_2(\mu) = 7.14 \cdot 10^{-4} \left[\left(\frac{4}{3} \pi \right)^{1/3} \frac{e^2 N_D^{1/3}}{\kappa \mu} \right]^6 N_A, \quad (2)$$

$$N_0(\mu) = N_A \exp \left\{ - \left[\left(\frac{4}{3} \pi \right)^{1/3} \frac{e^2 N_D^{1/3}}{\kappa \mu} \right]^3 \right\}.$$

При $T=0$ уровень Ферми $\mu(0)$ определяется условием $N_2(\mu) = N_0(\mu)$.

В [4] этот метод был распространен на случай конечных температур. В этом случае в условии электронейтральности следует учитывать также концентрацию дырок, оторвавшихся от акцепторов, равную $N_D \exp(-\mu/T)$. Очень важно, что температура $T_0 = \mu / \ln(K^{-1}) \ll \mu$, при которой все дырки отрываются от акцепторов, мала по сравнению с энергиями электронов в комплексах, которые по порядку величины равны $e^2 N_D^{1/3} / \kappa$, где e — заряд электрона, κ — диэлектрическая проницаемость. Энергия Ферми μ по порядку величины оказывается близкой к $e^2 N_D^{1/3} / \kappa$. Это означает, что при $T \leq T_0$ можно для $N_0(\mu)$ и $N_2(\mu)$ использовать выражения (2), полученные в случае $T=0$. Тогда условие электронейтральности принимает вид

$$N_0(\mu) = N_2(\mu) + N_D \exp(-\mu/T), \quad (3)$$

где $N_0(\mu)$ и $N_2(\mu)$ определяются выражениями (2).

$\left(\frac{4}{3} \pi N_D \right)^{1/3} \frac{e^2}{\kappa T}$	$n(T)$					
	$K = 0.01$	$K = 0.02$	$K = 0.04$	$K = 0.08$	$K = 0.16$	$K = 0.32$
1	0.995	0.982	0.969	0.947	0.880	0.726
2	0.928	0.889	0.818	0.716	0.561	0.398
3	0.791	0.692	0.600	0.470	0.337	0.225
4	0.674	0.513	0.402	0.294	0.202	0.131
5	0.456	0.358	0.264	0.186	0.124	0.078
6	0.321	0.242	0.172	0.117	0.076	0.047
7	0.222	0.161	0.112	0.074	0.047	0.029
8	0.152	0.108	0.073	0.047	0.029	0.017
9	0.103	0.071	0.047	0.029	0.018	0.010
10	0.070	0.047	0.030	0.018	0.011	0.006

Это уравнение решалось на ЭВМ при различных значениях T и K . Полученные в результате значения $n(T)$ приведены в таблице. Если справедлива формула (1) и известны σ_0 и σ_∞ , то, используя таблицу, легко получить явные зависимости $\sigma(T)$ при разных K .

Обсудим далее справедливость интерполяционной формулы (1). Сделаем это для случая, когда ширина спектральной линии определяется взаимодействием квадрупольных моментов примесных состояний с градиентами электрических полей. Такая ситуация реализуется в слабых магнитных полях для переходов $1s \rightarrow 2p_\pm$ [6] и в произвольных магнитных полях для переходов $1s \rightarrow 2p_0$ [2, 7]. Форма спектральной линии в этих случаях определяется функцией распределения на нейтральных донорах $W(V_{zz})$ величины $V_{zz} = \partial E_z / \partial z$, где E_z — проекция электрического поля на направление магнитного поля z . При полностью коррелированном распределении зарядов эта функция имеет вид [7]

$$W(V_{zz}) = W_1(V_{zz}) \equiv \frac{1}{2\pi V_{zz}^0} \int dx \cos\left(x \frac{V_{zz}}{V_{zz}^0}\right) e^{-B|x|^{3/4}}, \quad (4)$$

$V_{zz}^0 = eN_D K^{1/3} / \kappa_x$, $B = 4.864$. При случайном распределении зарядов в пространстве [8, 9]

$$W(V_{zz}) = W_2(V_{zz}) \equiv \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + V_{zz}^2}, \quad \Gamma = \frac{16\pi^2 e N_D K}{3^{3/2} \kappa_x}. \quad (5)$$

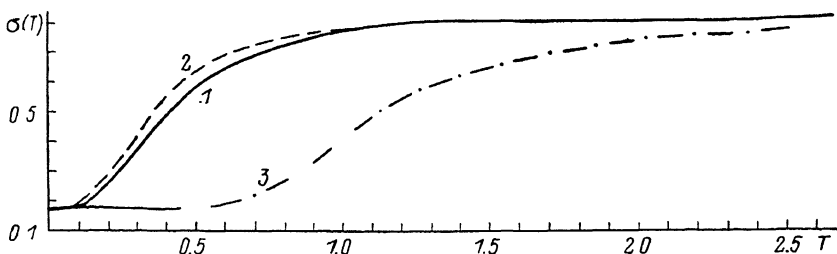
Полуширина спектральной линии на полувысоте σ получается умножением соответствующего значения V_{zz} на $1/4 (Q_i - Q_j)$, где Q_i и Q_j — квадрупольные моменты состояний, участвующих в переходе. Из (4) и (5) следует, что

$$\begin{aligned} \sigma_0 &\approx 5.3 \frac{eN_D}{\kappa} K^{1/3} \frac{1}{4} (Q_i - Q_j), \\ \sigma_\infty &= \Gamma \frac{1}{4} (Q_i - Q_j). \end{aligned} \quad (6)$$

При конечных T , когда еще не все дырки оторвались от акцепторов, в системе имеются и диполи, и точечные заряды. Считая их влияние на нейтральные доноры независимым, получаем

$$W(V_{zz}) = \iint W_1(x) W_2(y) \delta(V_{zz} - x - y) dx dy, \quad (7)$$

где в $W_{1(2)}$ следует подставлять $V_{zz}^0 = eN_D K^{1/3} [1 - n(T)] / \kappa$, $\Gamma = 10.13 n(T) K e N_D / \kappa$.



Зависимость полуширины линии на полувысоте (отложена в единицах $[1/4 (Q_j - Q_i)] e N_D / \kappa$) от температуры (отложена в единицах $[4/3 \pi N_D]^{1/3} e^2 / \kappa$) при $K = 0.08$.

1 — результат численного интегрирования в (7); 2 — зависимость, полученная с использованием выражений (1) и (6); 3 — результат работы [1], если в качестве σ_0 и σ_∞ использовать выражения (6).

На рисунке для $K = 0.08$ построена зависимость полуширины на полувысоте функции распределения $W(V_{zz})$, полученной путем численного интегрирования в (7) (кривая 1). На этом же рисунке (кривая 2) показана соответствующая зависимость, полученная с помощью выражений (1) и (6). Видно, что ошибка, которую дает (1), в рассмотренном случае невелика (не превышает 20%), и можно с хорошей точностью пользоваться этим выражением. С ростом K ошибка растет.

В заключение следует подчеркнуть, что сравнение экспериментальных кривых для $\sigma(T)$ с теоретическими, построенными при разных значениях K и N_D , позволяет оценивать эти параметры материала. В том случае, когда не имеется явных выражений для σ_0 и σ_∞ , можно использовать эти величины как подгоночные параметры аналогично тому, как это делалось в работе [1]. Значения $n(T)$ при этом следует брать из приведенной таблицы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Golka J., Trylski J., Skolnick M. S., Stradling R. A., Couder Y. // Sol. St. Commun. 1977. V. 22. N 10. P. 623—626.
 [2] Барановский С. Д., Гельмонт Б. Л., Голубев В. Г., Иванов-Омский В. И., Осутин А. В. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. В. 10. С. 405—407.
 [3] Коган Ш. М., Нгуен Ван Лиен, Шкловский Б. И. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. В. 5. С. 1933—1944.

- [4] Шкловский Б. И., Янчев И. Я. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 8. С. 1616—1619.
- [5] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [6] Коган Ш. М., Нгуен Ван Лиен. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 1. С. 44—54.
- [7] Барановский С. Д., Гельмонт Б. Л., Де Андрада е Силва Э. А., Да Кунья Лима И. К. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 9. С. 1585—1589.
- [8] Кальфа А. А., Коган Ш. М. // ФТТ. 1971. Т. 13. В. 7. С. 1973—1980.
- [9] Larsen D. M. // Phys. Rev. B. 1973. V. 8. N 2. P. 535—552.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 8.08.1988
Принято к печати 2.09.1988

