

МНОГОКВАНТОВОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА ЭЛЕКТРОНАМИ ПРОВОДИМОСТИ В ПРИМЕСНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. Л. Малевич и Э. М. Эпштейн

Многофотонное поглощение света электронами проводимости было рассмотрено в работах [1-4]. В этих работах предполагалось, что рассеяние электронов происходит на акустических фононах.

В настоящем сообщении мы изложим результаты расчета многоквантового поглощения света электронами, которые рассеиваются в основном на ионизованных примесных атомах. Как и в [1-4], будет рассмотрен квантовый случай, когда частота света Ω велика по сравнению с частотой столкновений электронов с рассеивателями и со средней энергией электрона.¹

Для вычисления коэффициента поглощения сильной электромагнитной волны электронами проводимости удобно воспользоваться высокочастотным кинетическим уравнением для электронов в поле волны. Такое уравнение было получено в работе [5] в предположении, что электроны рассеиваются акустическими фононами. Вывод этого уравнения для случая примесного рассеяния производится аналогично. Единственным отличием является возможность влияния сильной электромагнитной волны на кулоновское экранирование примесных атомов [6]. Оказывается, однако, что в рассматриваемых условиях это явление можно не учитывать, поскольку изменение квазиимпульса электрона при рассеянии $q \sim \sqrt{m\Omega}$ (m — эффективная масса) гораздо больше среднего квазиимпульса электрона (см. [5]) и, следовательно, много больше дебаевского радиуса экранирования (последнее условие необходимо для того, чтобы рассеяние электронов примесным атомом можно было рассматривать по теории возмущений и оно обычно выполняется в полупроводниках).

Вычисляя по аналогии с [5] высокочастотный ток и переходя к коэффициенту поглощения, получим

$$\alpha = \alpha_0 F(\beta), \quad (1)$$

$$F(\beta) = \frac{6}{\beta} \sum_{k=1}^{\infty} k^{-1/2} f_k(\sqrt{2k\beta}), \quad (2)$$

$$f_k(x) = \int_0^1 I_k^2(xy) dy, \quad (3)$$

α_0 — коэффициент однофотонного поглощения [7, 8], $\beta = e^2 E^2 / m \Omega^3$, E — амплитуда поля волны, $I_k(z)$ — бесселева функция вещественного аргумента.

Разлагая бесселевы функции в ряд, можно переписать выражение (2) в виде

$$F(\beta) = \frac{6}{\beta} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{p=n}^{\infty} \frac{(-1)^{p-n} (2p)! n^{p-\frac{1}{2}}}{(2p+1)(p+n)!(p-n)!(p!)^2} \left(\frac{\beta}{2}\right)^p. \quad (4)$$

Функция $F(\beta)$ не выражается через известные функции. Однако при достижимых значениях E параметр β мал по сравнению с единицей, так что в разложении (4) можно ограничиться первыми членами. Оставляя члены $\sim \beta^2$, получим

$$F(\beta) = 1 - \frac{3}{10} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}}\right) \beta - \frac{1}{112} (8\sqrt{2} - 5 - 3\sqrt{3}) \beta^2. \quad (5)$$

Сделаем численные оценки. При $m = 0.1 m_e$ (m_e — масса свободного электрона), $\Omega = 2 \cdot 10^{14}$ сек.⁻¹ (лазер на CO₂) значению $\beta = 1$ соответствует $E = 5 \cdot 10^5$ в/см (это отвечает плотности потока энергии $8 \cdot 10^8$ вт/см²). Таким образом, приближенной формулой (5) можно пользоваться для оценки нелинейного поглощения даже при лазерных интенсивностях.

Литература

- [1] В. М. Буймистров, В. П. Олейник. ФТП, 1, 85, 1967.
 [2] В. Джаксимов. ФТТ, 11, 203, 1969.
 [3] В. П. Олейник. УФЖ, 16, 1777, 1971.
 [4] В. А. Наздзерский. ФТП, 6, 758, 1972.

¹ Используемая система единиц, где $\hbar = 1$.

[5] Э. М. Эпштейн. ФТТ, 12, 3461, 1970.

[6] Ю. И. Балкарей, Э. М. Эпштейн. ФТТ, 14, 741, 1972.

[7] H. Y. Fan, W. Spitzer, R. J. Collins. Phys. Rev., 101, 566, 1956.

[8] H. J. G. Meyer. Phys. Rev., 112, 298, 1958.

Поступило в Редакцию 22 февраля 1973 г.

УДК 539.184.01

ШТАРКОВСКИЕ СМЕЩЕНИЯ ns -УРОВНЕЙ АТОМОВ КРИПТОНА И КСЕНОНА

Л. В. Горчаков и П. Ф. Груздев

В предыдущем сообщении [1] обсуждался результат расчета штарковских смещений уровней ns атома аргона. Представляет интерес продолжить теоретическое изучение штарковских смещений уровней ns в спектрах более сложных атомов этой группы: криптона и ксенона. Для атома аргона было показано, что штарковские смещения, вычисленные при промежуточной и JL -связях, хорошо согласуются между собою. Поэтому для криптона и ксенона схема JL -связи была взята за основу при расчете штарковских смещений.

В приближении теории возмущения второго порядка смещение уровня в электрическом поле может быть описано следующей формулой

$$\Delta T_{\alpha JM} = kE^2 \left\{ [(J+1)^2 - M^2] A_{J+1} + M^2 A_J + (J^2 - M^2) A_{J-1} \right\},$$

$$A_J = \sum_{\beta} \frac{|\langle \alpha J | P | \beta J' \rangle|^2}{T_{\alpha J} - T_{\beta J'}},$$

где E — напряженность электрического поля, k — постоянная, A_J — возмущения, вызванные уровнями, для которых $J' = J+1$, J и $J-1$; $T_{\alpha J}$ и $T_{\beta J'}$ — значения уровней энергии, $\langle \alpha J | P | \beta J' \rangle$ — матричный элемент оператора дипольного момента перехода. Величины $\langle \alpha J | P | \beta J' \rangle$ были получены при помощи интегралов перехода, вычисленных в кулоновском приближении [2]. Уровни энергии брались из таблиц Мур [3]. Суммирование в формуле (1) проводилось по всем уровням $\beta J'$, имеющимся в таблицах Мур и способным комбинировать с αJ в соответствии с правилами отбора.

Результаты вычисления штарковских смещений $\Delta T_{\alpha J}$ уровней ns атомов криптона и ксенона приведены в табл. 1 (Kr) и табл. 2 (Xe). В первом столбце этих таблиц дано наименование уровня ns , в последующих — смещения ΔT (в обратных сантиметрах), вычисленные в схеме JL -связи и при напряженности поля $E=100$ кв/см, для разных значений квантового числа n . Для уровня $s [3/2]_2^0$ имеются три M -компоненты ($M=0, 1, 2$), для $s [3/2]_1^0$ — две компоненты ($M=0, 1$), для $s [1/2]_2^0$ — одна компонента ($M=0$) и для $s [1/2]_1^0$ — две ($M=0, 1$). Соответственно этому в табл. 1 и 2 указаны их

Т а б л и ц а 1

Штарковские смещения ΔT (в см^{-1}) уровней $4p^5ns$ атома криптона при напряженности поля $E=100$ кв/см

Уровень	$n=5$	$n=6$	$n=7$	$n=8$		$n=9$	
	$\Delta T_{\text{рас.}}$	$\Delta T_{\text{рас.}}$	$\Delta T_{\text{рас.}}$	$\Delta T_{\text{рас.}}$	$\Delta T_{\text{экс.}}$	$\Delta T_{\text{рас.}}$	$\Delta T_{\text{экс.}}$
$ns [3/2]_2^0$	0.01	0.24	1.50	5.74	} 4.2, 7.3	16.9	} 19.9,
	0.01	0.23	1.47	5.61		16.3	
	0.01	0.22	1.36	5.21		14.8	
$ns [3/2]_1^0$	0.01	0.23	1.48	5.44	} 7.2	15.3	22.1
	0.01	0.23	1.58	5.98		17.5	
$ns [1/2]_0^0$	0.01	0.24	—	—	—	—	—
$ns [1/2]_1^0$	0.01	0.23	-0.37	-0.006	—	-0.001	—
	0.01	0.24	-0.32	-0.006	—	-0.001	—