стремумах и ширина линии. Сравнение теоретических и экспериментальных данных приведено на рис. 1 и 2. Совпадение можно считать удовлетворительным.

Теоретические зависимости построены на основе выражений (4) и (5). При этом τ вычислено по формуле $\tau=1/\sigma v N$ для известного давления в ячейке 1 Тор. Используя известные величины $\sigma=7.6\cdot10^{-16}$ см^2 [6], $v=2.06\cdot10^5$ см/с [7] и $N=3.5\cdot10^{16}$ см$^{-3}$, получим $\tau=1.82\cdot10^{-7}$ с. Отношение $T'/T=250$ определено по наилучшему совпадению с экспериментальными данными. Используя эту величину, можно вычислить все остальные временные характеристики для He^3 следующим образом. Величину T' можно определить из выражения $T'=1/\gamma_I\Delta H_0^*$ по наименьшей наблюдаемой полуширине линии, равной $\Delta H_0^*=0.5$ нТ. Тогда величина T определяется из отношения $T'/T=250$. Полагая далее, что τ_R целиком определяется диффузией к стенке $\tau_R=r^2/\pi^2 D$ (r — радиус ячейки, D — коэффициент диффузии для давления 1 Тор) и используя величину $T_R=100$ с [2], из выражения (2) можно определить τ_p. Используя известные величины $D=1400$ см^2/с [8], $r=2.5$ см, $\gamma_I=2.04\cdot10^4$ рад/(с·э), получим $T'=10$ с, $T=0.04$ с, $\tau_R=4.5\cdot10^{-4}$ с и $\tau_p=2.8\cdot10^{-4}$ с. Эти величины согласуются с оценкой в работе [2].

Рассмотренное влияние модулирующего поля необходимо учитывать при использовании эффекта Ханле на He^3 для магнитометрических целей [9].

Литература

[1] Ю. К. Доломанский, В. М. Рыжков. Опт. и спектр., *23*, 334, 1976.
[2] J. Dupont-Roc, M. Leduc, F. Laloé, J. Physiq., *34*, 961, 1973.
[3] R. C. Timsit, I. M. Daniels. Can. J. Phys., *49*, 545, 1971.
[4] G. G. Greenhow. Phys. Rev., *136*, A660, 1964.
[5] Ю. К. Доломанский, В. М. Рыжков, П. Н. Сальников, В. А. Фадеев. Депонир. в ВИНИТИ, № 1990-80 ДЕП. РЖГфиз, 9А70 ДЕП, 1980.
[6] J. Dupont-Roc., M. Leduc, F. Laloé. Phys. Rev. Lett., *27*, 467, 1971.
[7] L. D. Scheaver. Phys. Rev., Ser. 2, *160*, 76, 1967.
[8] J. Brossell. In: Atomic Physics 3, Proc. He^3 Internat. Conf. on Atomic Physics, Boulder, Colorado, Plenum Press, 1972.
[9] Ю. К. Доломанский, В. М. Рыжков. Письма ЖТФ, *3*, 377, 1977.

Поступило в Редакцию 9 февраля 1982 г.

УДК 535.34 : 537.311.3

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НЕЛИНЕЙНОГО ВНУТРИЗОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. Л. Малевич

Нелинейному поглощению света свободными носителями в полупроводниках был посвящен ряд статей [1-8]. Во всех этих работах был исследован лишь случай линейно поляризованного света, не учитывалось также влияние электромагнитной волны на функцию распределения электронов. Между тем в работах [9-11] было показано, что даже в полупроводниках с изотропным энергетическим спектром имеет место зависимость многофотонного межзонного поглощения света от его поляризации.

В настоящем сообщении приводятся результаты теоретического исследования поляризационной зависимости нелинейного внутризонного поглощения света в полупроводниках со сферическим энергетическим спектром. Коэффициент поглощения вычислим в квадратичном приближении по амплитуде световой волны, т. е. ограничимся учетом одно- и двухквантовых переходов.

Как и в [9-11], коэффициент поглощения можно представить в виде разложения по линейно независимым сферическим инвариантам, составленным из векторов $\mathbf{e}$ и $\mathbf{e}^*$, где $\mathbf{e}$ — вектор поляризации света. В результате для коэффициента поглощения α будем иметь

$$\alpha = \alpha_0 \left(1 + b\,|\mathbf{e}\cdot\mathbf{e}|^2 + d\,|\mathbf{e}\times\mathbf{e}^*|^2\right), \tag{1}$$

α_0 — одноквантовый коэффициент поглощения.

Далее достаточно ограничиться рассмотрением двух предельных случаев — линейно и циркулярно поляризованного света. Рассмотрим случай циркулярной поляризации. Будем предполагать, что энергия кванта света много больше средней энергии электронов и рассеяние носителей в основном происходит на акустических фононах.

Общее выражение для многоквантового коэффициента поглощения получается из квантового кинетического уравнения [12] для высокочастотной части функции распределения и имеет следующий вид

$$\alpha = \frac{16\pi^2\Omega}{cnE^2} \sum_{\mathbf{q},\,\mathbf{p}} \sum_{l=1}^{\infty} |C_{\mathbf{q}}|^2 (2N_{\mathbf{q}}+1)\, J_l^2(a)\, l n_{\mathbf{p}} \left[\delta(\varepsilon_{\mathbf{p}+\mathbf{q}} - \varepsilon_{\mathbf{p}} - l\Omega) - \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}+\mathbf{q}} - \varepsilon_{\mathbf{p}} + l\Omega)\right]. \tag{2}$$

Здесь $\bar{n}_{\mathbf{p}}$ — стационарная функция распределения электронов по каноническим импульсам $\mathbf{p}$, $C_{\mathbf{q}}$ — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия, $\mathbf{q}$ — волновой вектор фонона, $N_{\mathbf{q}}$ — функция распределения фононов, Ω и E — частота и амплитуда световой волны, $\varepsilon_{\mathbf{p}} = \mathbf{p}^2/2m$, $a = eEq_\perp/\sqrt{2}m\Omega^2$, m — эффективная масса электрона, $q_\perp$ — проекция вектора $\mathbf{q}$ на плоскость поляризации, c — скорость света в вакууме, n — показатель преломления; используется система единиц, в которой $\hbar = 1$.

Подставляя функцию распределения $\bar{n}_{\mathbf{p}}$, найденную в [13], в (2) и раскладывая функции Бесселя по степеням аргумента, после суммирования по $\mathbf{q}$ и $\mathbf{p}$ получим

$$\alpha = \alpha_0 \left[1 + \frac{\beta}{10}\left(\frac{13\sqrt{2}}{3} - 1\right) + \frac{\beta}{3\sqrt{\pi}} \frac{(kT)^2 I(\eta)}{ms^2\Omega}\right], \tag{3}$$

$$I(\eta) = \int_0^\infty dy\, \sqrt{y}\, e^{-y} \left[(2y+\eta)\sqrt{y+\eta} - (2y-\eta)\sqrt{y-\eta}\,\Theta(y-\eta)\right] \times$$

$$\times \left\{\int_0^y dx\, \frac{e^x}{x^2}\left[\gamma\left(\frac{3}{2},\, x\right) - \gamma\left(\frac{3}{2},\, x-\eta\right)\Theta(x-\eta)\right] - \frac{2}{\sqrt{\pi}}(2G+1)\right\}, \tag{4}$$

где T — температура решетки, s — скорость звука, $\Theta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда, $\beta = e^2E^2/m\Omega^3$, $\eta = \Omega/kT$, $\gamma(r,\, x)$ — неполная гамма-функция, $G = 0.91597\ldots$ — постоянная Каталана. Электронный газ предполагался невырожденным.

Сравнивая (3) с (1), найдем

$$d = \frac{\beta}{10}\left(\frac{13\sqrt{2}}{3} - 1\right) + \frac{\beta}{3\sqrt{\pi}} \frac{(kT)^2 I(\eta)}{ms^2\Omega}. \tag{5}$$

Аналогичный расчет, проведенный для линейно поляризованного света, дает

$$b = \frac{\beta}{10}\left(\frac{22\sqrt{2}}{3} - 3\right) + \frac{\beta}{3\sqrt{\pi}} \frac{(kT)^2 I(\eta)}{ms^2\Omega}. \tag{6}$$

Подставляя (5), (6) в (1) и используя соотношение $|\mathbf{e}\cdot\mathbf{e}|^2 + |\mathbf{e}\times\mathbf{e}^*|^2 = |\mathbf{e}\cdot\mathbf{e}^*|^2 = 1$, для коэффициента поглощения получим

$$\alpha = \alpha_0 \left[1 + \frac{\beta}{3\sqrt{\pi}} \frac{(kT)^2 I(\eta)}{ms^2\Omega} + \frac{\beta}{10}\left(\frac{22\sqrt{2}}{3} - 3\right)|\mathbf{e}\cdot\mathbf{e}|^2 + \frac{\beta}{10}\left(\frac{13\sqrt{2}}{3} - 1\right)|\mathbf{e}\times\mathbf{e}^*|^2\right]. \tag{7}$$

Поляризационная зависимость поглощения света определяется двумя последними слагаемыми в (7) и обусловлена динамическим влиянием излучения на рассеяние электронов, а также деформацией распределения электронов по импульсам (вторая сферическая гармоника функции распределения). Второе слагаемое в (7) связано с разогревом электронов светом и вклада в дихроизм не дает.

В заключение отметим, что в принципе можно разделить разогревный и динамический вклады в нелинейность поглощения, используя их различие в инерционности.

Литература

[1] В. М. Буймистров, В. П. Олейник. ФТП, *1*, 85, 1967.
[2] Е. Джаксимов. ФТТ, *11*, 203, 1969; *15*, 644, 1973.
[3] В. А. Паздзерский. ФТП, *6*, 758, 1972.
[4] В. Л. Малевич, Э. М. Эпштейн. Опт. и спектр., *35*, 591, 1973.
[5] В. В. Павлович, Э. М. Эпштейн. ФТП, *8*, 159, 1974.
[6] Н. И. Балмуш, Е. П. Покатилов, А. А. Клюканов, В. М. Фомин, ФТП, *10*, 234, 1976.
[7] Ан. В. Виноградов. ЖЭТФ, *68*, 1091, 1975; *70*, 999, 1976.
[8] Д. А. Паршин. ФТТ, *19*, 2039, 1977.
[9] Е. Л. Ивченко. ФТТ, *14*, 3489, 1972.
[10] А. М. Данишевский, Е. Л. Ивченко, С. Ф. Кочегаров, М. И. Степанова. Письма ЖЭТФ, *16*, 625, 1972.
[11] Е. Л. Ивченко, Е. Ю. Перлин. ФТТ, *15*, 2781, 1973.
[12] Э. М. Эпштейн, ФТТ, *12*, 3461, 1970.
[13] Э. М. Эпштейн. Изв. вузов, Радиофизика, *13*, 1398, 1970.

Поступило в Редакцию 9 февраля 1982 г.

УДК 535.818.8

АБЕРРАЦИИ В ВЕРТИКАЛЬНОЙ СИММЕТРИЧНОЙ ЗЕРКАЛЬНОЙ СХЕМЕ СПЕКТРАЛЬНОГО ПРИБОРА С ПЛОСКОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ

И. В. Пейсахсон

В книге [1] приведены формулы аберраций вертикальной симметричной зеркальной схемы спектрографа и монохроматора с плоской решеткой для случая, когда коллиматорное и фокусирующее зеркала имеют общий центр кривизны. Однако в практике спектрального приборостроения в качестве объективов нередко используют два зеркала, установленные независимо друг от друга. Тогда величина угла δ, образуемого с плоскостью главного сечения решетки падающими и дифрагированными лучами, идущими из центра входной щели, не связана с углами α между главными лучами в вершинах зеркал O_1 и O_2 (рисунок). Минимальные значения углов α и δ определяются конструктивными условиями.

Пусть f — фокусное расстояние обоих зеркал, x — расстояние от зеркал до решетки, H — длина штрихов решетки, h — высота щели. Тогда при $x \leqslant f$ пучок, расходящийся от входной щели, и пучки, сходящиеся к их изображениям на фотослое или выходной щели, не задевают решетку, если

$$\alpha > (2/\bar{x} - 1)\frac{H}{2f} - (2 - \bar{x})\frac{h}{2f}, \tag{1}$$

где $\bar{x} = x/f$. Если же $x \geqslant f$, то щель и спектр не попадают в пучки света, падающие на решетку и отраженные от нее, когда

$$\alpha > \frac{H + h\bar{x}}{2f}. \tag{2}$$

Угол δ должен удовлетворять условию

$$\delta > \frac{H}{2x} + \frac{h}{4f}. \tag{3}$$

С учетом размеров оправ зеркал и решетки реальные значения углов α и δ выбирают, как правило, в 1.5—2 раза больше, чем из условий (1)—(3).