Обнаружено влияние внешней подсветки с $\lambda_2=441.6$ нм на оптические свойства и толщину пленок, проявляющееся в фотоиндуцированном изменении эллипсометрических параметров — относительной разности фаз Δ и угла отклонения плоскости поляризации Ψ. Прямыми экспериментами показано, что пропускание пленок не изменяется на длине волны λ_1 в пределах точности эксперимента ($\pm 5\%$) от интенсивности такой подсветки в интервале $10^{-4}\div 1$ Вт/см². Поэтому обнаруженное явление следует связать с фотоиндуцированным изменением не показателя поглощения, а показателя преломления и толщины пленки. Экспериментальные значения $\delta\Delta$ и $\delta\psi$ соответствуют уменьшению показателя преломления и росту толщины под действием подсветки, причем $\delta n/n \leqslant -2\cdot 10^{-3}$ и $\delta d/d \leqslant 2\cdot 10^{4}$. Эффект является обратимым со временем релаксации $\tau \leqslant 0.1$ с. В ряде случаев наблюдались и необратимые изменения оптических констант, величина которых превышает указанные значения.

На основании анализа возможных причин наблюдавшихся явлений фоторефракции и фотоструктурного изменения толщины отвергнуто предположение о связи их с нагревом пленки лазерным излучением, так как не наблюдалось влияние на величину этих изменений длительности облучения. Если учесть, что λ_2 попадает в область края поглощения пленок GeO, то при поглощении такого фотона возникает пара свободных носителей заряда, которые могут локализоваться на флуктуационных уровнях в хвостах плотности состояний. Эти уровни можно рассматривать [2] как следствие существования оборванных валентностей, стабилизированных за счет деформации структуры. Изменение зарядовых состояний уровней может привести к релаксации стабилизирующих деформаций, что будет сопровождаться изменением толщины и показателя преломления.

Наличие фотостимулированных изменений оптических констант позволяет предполагать, что в достаточно толстых пленках моноокиси германия в принципе возможна многократная запись объемных фазовых голограмм.

В заключение авторы благодарят Н. А. Власенко и В. А. Тягая за руководство работой.

Литература

[1] Н. А. Власенко, Ф. А. Назаренков, В. А. Стерлигов, В. А. Тягай. Письма ЖТФ, *4*, 1037, 1978.

[2] P. W. Anderson. Phys. Rev. Lett., *34*, 953, 1975.

Поступило в Редакцию 31 июля 1978 г.

УДК 539.184.22 : 539.186.01

РАСЧЕТ СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ СДВИГОВ И УШИРЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЙ ЩЕЛОЧНЫХ АТОМОВ В АТМОСФЕРЕ ЛЕГКИХ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

В. В. Батыгин, М. Б. Горный и *Б. Г. Матисов*

1. В работе [1] было показано в рамках ударного приближения, что контур линии излучения невырожденного перехода $3\mapsto 1$ атома A, движущегося в не слишком плотном буферном газе B, имеет простую фойхтовскую форму лишь при $m_b \ll m_a$ (m_a, m_b — массы активного и буферного атомов). В других рассмотренных в [1] случаях — $m_b \gg m_a$ и $N_b \gg \varkappa/\sigma_{31}$ — контур отклоняется от контура Фойхта (N_b — концентрация буферных атомов, $\varkappa$ — волновое число кванта, σ_{31} — сечение перехода $3\mapsto 1$). Случай легких буферных атомов интересен также и тем, что при $m_b \ll m_a$ могут быть получены простые замкнутые выражения параметров формы линии: сдвига и уширения. В работе [2] было показано, что при $m_b \ll m_a$ сдвиг Δ_{31} и уширение Γ_{31} линии перехода $3\mapsto 1$ выражаются сравнительно простыми формулами

$$\Delta_{31} = \int \frac{d^3q}{(2\pi\hbar)^3} f_b(q)\, \Delta_{31}(q), \tag{1}$$

$$\Gamma_{31} = \int \frac{d^3q}{(2\pi\hbar)^3} f_b(q)\, \Gamma_{31}(q), \tag{2}$$

$$\Delta_{31}(q) \equiv N_b v_b \sigma''_{31}(q) = \frac{\pi\hbar^2 N_b}{m_b q} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin\left[2\left(\delta_l^{(1)} - \delta_l^{(3)}\right)\right], \tag{3}$$

$$\Gamma_{31}(q) \equiv N_b v_b \sigma'_{31}(q) = \frac{2\pi\hbar^2 N_b}{m_b q} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \left\{1 - \cos\left[2\left(\delta_l^{(1)} - \delta_l^{(3)}\right)\right]\right\}, \tag{4}$$

где q, v_b — импульс и скорость буферного атома, $\delta_l^{(1)}$ и $\delta_l^{(3)}$ — асимптотические фазы упругого рассеяния A в состояниях 1 и 3 на B.

Движение атомов с большой точностью может считаться квазиклассическим. Лишь для самых легких пар $A-B$ квантовые поправки могут дать заметный вклад. В работе [3] для линии СТ перехода водорода в буферном гелии были вычислены квантовые поправки к сдвигу; они составили около 12%. Для любых более тяжелых пар они составляют не более 3%, и мы их учитывать не будем.

В квазиклассическом приближении сдвиг фазы в состоянии i выражается формулой

$$\delta_l^{(i)}=\frac{\sqrt{2m_b}}{\hbar}\int\limits_{R_i}^{\infty}\left\{\sqrt{\frac{q^2}{2m_b}-\left(u_i(R)+\frac{L^2}{R^2}\right)}-\frac{q}{\sqrt{2m_b}}\right\}dR-\frac{q}{\hbar}R_i+\frac{\pi}{2}(l+1/2), \tag{5}$$

где $u_i(R)$ — потенциал межатомного взаимодействия $A-B$ в состоянии i, R_i — точка поворота, $L^2=\dfrac{\hbar^2}{2m_b}(l+1/2)^2$.

Подстановка (5) в (1)—(4) приводит после несложных выкладок к следующим общим выражениям для столкновительных сдвига и уширения фойхтовского контура линии:

$$\Delta_{31}=-\frac{2\sqrt{2\pi}N_b}{m_b^{1/2}T^{3/2}}\int\limits_0^{\infty}dEe^{-E/T}\int\limits_0^{\infty}dL^2\sin\left\{\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m_b}\left[\int\limits_{R_3(E,\,L^2)}^{\infty}dR\sqrt{E-\left(u_3(R)+\frac{L^2}{R^2}\right)}-\right.\right.$$

$$\left.\left.-\int\limits_{R_1(E,\,L^2)}^{\infty}dR\sqrt{E-\left(u_1(R)+\frac{L^2}{R^2}\right)}\right]\right\}, \tag{6}$$

$$\Gamma_{31}=\frac{8\sqrt{2\pi}N_b}{m_b^{1/2}T^{3/2}}\int\limits_0^{\infty}dEe^{-E/T}\int\limits_0^{\infty}dL^2\sin^2\left\{\frac{\sqrt{2m_b}}{\hbar}\left[\int\limits_{R_3(E,\,L^2)}^{\infty}dR\sqrt{E-\left(u_3(R)+\frac{L^2}{R^2}\right)}-\right.\right.$$

$$\left.\left.-\int\limits_{R_1(E,\,L^2)}^{\infty}dR\sqrt{E-\left(u_1(R)+\frac{L^2}{R^2}\right)}\right]\right\}. \tag{7}$$

По этим формулам необходимо выполнять расчет сдвигов и уширений в тех случаях, когда существенные значения $|\delta_l^{(1)}-\delta_l^{(3)}|$ велики, т. е. термы $u_1(R)$ и $u_3(R)$ достаточно сильно разнесены.

2. Дальнейшее упрощение можно произвести, когда термы u_1 и u_3 близки, аргументы синусов становятся малыми и можно положить $\sin x\simeq x$, $un^2x\simeq x^2$. Сделав последнее, изменив порядок интегрирования по L^2 и по E, получим

$$\Delta_{31}=\frac{4\pi N_b}{\hbar}T\int\limits_0^{\infty}dRR^2\left(e^{-\frac{u_1(R)}{T}}-e^{-\frac{u_3(R)}{T}}\right)-$$

$$-\frac{8\sqrt{\pi}}{3\hbar}N_bT\int\limits_0^{\infty}dRR^2\left[e^{-\frac{u_1(R)}{T}}\gamma\left(\frac{5}{2},\,-\frac{u_1(R)}{T}\right)(1-\operatorname{sgn}u_1(R))-\right.$$

$$\left.-e^{-\frac{u_3(R)}{T}}\gamma\left(\frac{5}{2},\,-\frac{u_3(R)}{T}\right)(1-\operatorname{sgn}u_3(R))\right], \tag{8}$$

где $\gamma(\alpha,\,x)=\int\limits_0^x dtt^{\alpha-1}e^{-t}$ — неполная Г-функция,

$$\operatorname{sgn}x=\begin{cases}-1, & x<0,\\ \ \ 0, & x=0,\\ +1, & x>0.\end{cases}$$

Аналогичное, но более сложное выражение получается для Γ_{31}.

Если $|u_3(R)-u_1(R)|\ll T$ в той области R, где $|u_1(R)|\simeq T$, то можно выполнить дополнительные упрощения, вынеся $\exp[-u(R)/T]$ $[u(R)\equiv u_1(R)]$ за скобки в первом и втором интегралах и оставив в разложении $\exp[-(u_3(R)-u_1(R))/T]$ лишь член первого порядка. В результате получим

$$\Delta_{31} = 4\pi N_b \int\limits_0^\infty dRR^2 \Delta\omega(R)\, e^{-\frac{u(R)}{T}} [1 + f(R)], \tag{9}$$

где

$$f(R) = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \left(-\frac{u(R)}{T}\right)^{3/2} [1 - \operatorname{sgn} u(R)], \tag{10}$$

$$\Gamma_{31} = \frac{32 N_b}{\bar{v}_b} \int\limits_0^\infty dRR \int\limits_0^R dR' R' \Delta\omega(R)\, \Delta\omega(R') \exp[-W(R')] \times$$

$$\times \int\limits_0^\infty dx \frac{e^{-x}}{\sqrt{x + W(R')}} \ln \left| \frac{R\sqrt{x + W(R') - W(R)} + R'\sqrt{x}}{R\sqrt{x + W(R') - W(R)} - R'\sqrt{x}} \right|. \tag{11}$$

Здесь

$$W(R') \equiv \begin{cases} \dfrac{u(R')}{T}, & u(R') > 0, \\ 0, & u(R') \leqslant 1, \end{cases}$$

$\bar{v}_b \equiv \sqrt{\dfrac{2T}{m_b}}$, $\Delta\omega(R) \equiv \dfrac{u_3(R) - u_1(R)}{\hbar}$ — локальный сдвиг частоты. Формула (9) справедлива, в частности, для линий СТ перехода. Она имеет естественную статистическую природу и была впервые, по-видимому, написана Моргенау [4]. В работах [5–7] был дан последовательный кинетический вывод (9) вместе с соответствующей формулой для уширения. Существенно отметить, что в отличие от оптического случая формула (9) для СТ перехода пригодна для любого соотношения m_a и m_b.

3. Заметим теперь, что характерной чертой всех формул (6)—(11) является участие в них термов взаимодействия $u_i(R)$ не только в дальней области притяжения, но и в ближней области отталкивания вплоть до самой точки поворота. Это означает на квазиклассическом языке, что мы рассматриваем не только прямолинейные траектории, отвечающие дальним пролетам, но и ближние траектории, которые не могут считаться прямолинейными. Теоретический анализ [5–7] и ряд расчетов, выполненных нами для сдвигов (H, Rb, Cs—He в [8, 9], H, Rb, Cs — остальные инертные газы — в [10]) и для уширений (H, Li, Na—He в [5]) по формулам (9)—(11), показали, что для СТ перехода было бы абсолютно неправильно ограничиться рассмотрением лишь дальней области и прямолинейных траекторий. Это привело бы к неточному значению сдвига и к уширению, завышенному на несколько порядков. Результаты расчетов сдвига по (9) находятся в согласии с экспериментом [8–10], уширений по (11) — в качественном согласии (точные экспериментальные данные по адиабатическому СТ уширению отсутствуют).

4. В оптическом случае для пар Rb, Cs — He, Ne, когда условие $m_b \ll m_a$ приближенно выполняется, расчет сдвигов и уширений может быть выполнен для D_1 линий — по формулам (6), (7). В таблице приведены результаты расчета. Потенциалы межатомного взаимодействия взяты из работ [11–13], экспериментальные значения сдвигов и уширений — из работ [14–16]. Из таблицы видно, что результаты расчета сильно зависят от задания межатомного потенциала. Для потенциалов, взятых из [11, 13], расчетные значения удовлетворительно согласуются с экспериментальными.

Столкновительные сдвиг Δ_{31} и уширение Γ_{31} D_1 линий в Мгц/*тор*

$A - B$	Δ_{31}		Γ_{31}	
	теория	эксперимент	теория	эксперимент
Rb—He	4 [11] 3.2 [13] 1.6 [12]	6.2±0.5 [14] 5±1 [15]	22 [11] 14 [12]	18.3±0.9 [14] 19±2 [15]
Rb—Ne	0.9 [13] −2.9 [12]	−0.6±0.3 [14] 1.7±0.5 [15]	6.8 [12]	8.4±2 [14] 7±2 [15]
Cs—He	4.3 [11] 4.5 [13] 2.1 [12]	4.2±0.1 [16]	24 [11] 14 [12]	25.4±2 [16]
Cs—Ne	1.1 [13] −2.7 [12]		20 [13] 6.2 [12]	

Литература

[1] В. В. Батыгин, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов. Опт. и спектр., *46*, 1979.
[2] В. А. Алексеев, Т. Л. Андреева, И. И. Собельман. ЖЭТФ, *62*, 614, 1972.
[3] В. В. Батыгин, Ю. Г. Гужва, Б. Г. Матисов, И. Н. Топтыгин. Опт. и спектр., *43*, 809, 1977.
[4] L. B. Robinson. Phys. Rev., *117*, 1275, 1960.
[5] В. В. Батыгин, Вит. В. Батыгин, Ю. Г. Гужва, А. Н. Иванов. Квантовая электроника, Тр. ЛПИ № 344, с. 105, 1975.
[6] В. В. Батыгин, Вит. В. Батыгин, Ю. Г. Гужва, А. Н. Иванов. Вопросы радиоэлектроники, серия ОТ, *7*, 123, 1975.
[7] В. В. Батыгин, Ю. Г. Гужва, Б. Г. Матисов, И. Н. Топтыгин. ЖЭТФ, *73*, 2107, 1977.
[8] В. В. Батыгин, М. Б. Горный, А. Н. Иванов, Б. Г. Матисов. ЖТФ, *47*, 2414, 1977.
[9] В. В. Батыгин, М. Б. Горный, Б. М. Гуревич. ЖТФ, *48*, 1097, 1978.
[10] В. В. Батыгин, М. Б. Горный. Тез. докл. XII научно-технич. конфер. молодых специалистов ГОИ, с. 84, 1978.
[11] E. Roueff, A. Suzov. J. de Phys., *35*, 727, 1974.
[12] J. F. Kielkopf. J. Chem. Phys., *61*, 4733, 1974.
[13] J. Pascal, J. Vandeplanque. J. Chem. Phys., *60*, 2278, 1974.
[14] С. А. Казанцев, Н. И. Калитеевский, О. М. Риш. Опт. и спектр., *44*, 204, 1978.
[15] А. И. Канцеров, М. С. Фриш. Матер. XVIII Всес. съезда по спектр. Прикладная спектроскопия, 89, Горький, 1977.
[16] S. Y. Chen, R. O. Garett. Phys. Rev., *144*, 59, 66, 1966.

Поступило в Редакцию 16 августа 1978 г.

УДК 535.8+535.854

НОВЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ РАСЧЕТА ДВУХЗЕРКАЛЬНОГО МНОГОЛУЧЕВОГО ОТРАЖАЮЩЕГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

В. Н. Бельтюгов

Известно, что в обычном двухзеркальном многолучевом интерферометре Фабри—Перо с непоглощающим передним зеркалом картина полос на отражение является дополнительной к картине на пропускание. Если же используется переднее зеркало с поглощением, то появляются новые возможности управления формой полос, их асимметрией, контрастом. Однако расчет такого отражающего интерферометра (ОИ) довольно сложен и до сих пор основывается на формуле Ами [1, 4]

$$R(\varphi) = R_1 + \sqrt{R_3}\, T \, \frac{T\sqrt{R_3} + 2\sqrt{R_1}\cos(\Theta - 2\varphi) - 2\sqrt{R_2 R_3 R_1}\cos\Theta}{1 + R_2 R_3 - 2\sqrt{R_2 R_3}\cos(2\varphi)}. \tag{1}$$

Здесь R_1 — коэффициент отражения переднего зеркала по интенсивности со стороны источника, R_2 — изнутри интерферометра, T — коэффициент пропускания переднего зеркала по интенсивности. $\Theta = \Phi_1 + \Phi_2 - \Psi_1 - \Psi_2$, где Ψ_1, Φ_1 — фазы коэффициентов отражения и пропускания по полю переднего зеркала со стороны источника, Ψ_2, Φ_2 — то же при падении света изнутри интерферометра, R_3 — коэффициент отражения по интенсивности второго зеркала, 2φ — изменение фазы волны на двойной проход в интерферометре.

Формула (1) достаточно трудна для анализа и тем более для целенаправленного подбора параметров интерферометра. Поэтому представляет интерес исследование каких-либо частных случаев. Так, в работе Ами найдено условие получения симметричных полос: $\Theta = 2m\pi$, $m = 0, 1, 2$. В работе Дюфура [2] на основе закона сохранения энергии графически найдены ограничения на угол Θ (при $R_3 = 1$), зависящие от поглощения переднего зеркала. Приведена формула для случая слабого поглощения, когда $R_1 = R_2$. Унцингером [3] предложено новое выражение для коэффициента отражения ОИ по полю, получены формулы для расчета максимального $R_{\max}$, минимального $R_{\min}$ значения $R(\varphi)$ и контраста полос. Установлено условие получения максимального контраста, когда $R_3 \neq 1$. В работе Кони [4] в результате анализа формулы Ами найдена возможность получения узких интерференционных максимумов, когда параметры переднего зеркала удовлетворяют определенным условиям (помимо найденных в [1]).