В дальнейшем, используя эту систему постоянных, мы произвели уточнение постоянных каждой группы связей: C—C≡N и C—C≡CH, первоначальные значения которых были взяты из [4, 6]. В результате варьирования (в силовом поле бензольного кольца уточнялись только константы K_{γ_1}, K_{φ} и $A_{h_1\gamma_1}$) были получены следующие силовые постоянные (в ед. 10^6 см$^{-2}$) для каждой группы:

$$\text{I.}\quad K_{h_1}=8.43,\quad K_Q=27.9,\quad K_\delta=0.72,\quad K_{\gamma_1}=2.40,\quad K_{\varphi_1}=2.345,\quad A_{h_1\gamma_1}=-0.40;$$

$$\text{II.}\quad K_{h_1}=8.30,\quad K_Q=26.0,\quad K_q=10.6,\quad K_{\delta_1}=0.52,\quad K_{\delta_2}=0.35,\quad K_{\gamma_1}=2.35,$$

$$K_{\varphi_1}=2.645,\quad A_{h_1\gamma_1}=-0.40.$$

В табл. 1, 2 приведены экспериментальные и рассчитанные значения частот, их отнесение и типы симметрии. Наблюдается удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных частот, за исключением частоты ν_{23} для бензонитрила (и соответственно ν_{25} для фенилацетилена), которая относится к деформационному колебанию группы C—C≡N.

В работах [1-3] в области деформационных колебаний групп —C≡CH и C—C≡N были найдены две полосы с частотами ~170 и ~380 см$^{-1}$, но полоса с частотой ~170 см$^{-1}$ была отнесена к колебанию B_1. В наших расчетах попытка приблизить частоту ν_{23} в (*I*) и ν_{25} в (*II*) к полосе 380 см$^{-1}$ вызывала непомерно большое увеличение силового коэффициента. Таким образом, проведенный расчет показывает, если судить по формам колебаний и величине силовой постоянной, что к деформационному колебанию групп —C≡CH и C—C≡N скорее всего должны быть отнесены полосы с частотами соответственно 165 и 170 см$^{-1}$.

Литература

[1] J. C. Evans, R. A. Hyquist. Spectrochim. Acta, *16*, 918, 1960.
[2] J. H. Green. Spectrochim. Acta, *17*, 607, 1961.
[3] R. J. Jacobsen. Spectrochim. Acta, *21*, 127, 1965.
[4] Л. А. Грибов. Введение в теорию и расчет колебательных спектров многоатомных молекул. Изд. ЛГУ, 1965.
[5] Л. М. Свердлов, М. А. Ковнер, Е. П. Крайнов. Колебательные спектры многоатомных молекул. Изд. «Наука», М., 1970.
[6] Е. М. Попов, В. П. Рощупкин. Опт. и спектр., сб. № 2, 166, 1963.
[7] М. А. Ковнер. ДАН СССР, *91*, 499, 1953.
[8] М. А. Ковнер, Б. Н. Снегирев. Опт. и спектр., *9*, 170, 1960.
[9] М. А. Ковнер, А. М. Богомолов. Опт. и спектр., *1*, 564, 1956.
[10] А. Н. Родионов. Ж. прикл. спектр., *10*, 797, 1969.
[11] А. Н. Родионов и др. Изв. АН СССР, серия хим., *5*, 1047, 1969.
[12] D. H. Whiffen. Phil. Trans. Roy. Soc., London, *A248*, 131, 1955.
[13] J. Duinker, J. Mills. Spectrochim. Acta, *24*, 417, 1968.

Поступило в Редакцию 9 декабря 1970 г.

УДК 535.2

К КИНЕТИКЕ ПРОЦЕССА САМОФОКУСИРОВКИ КОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

А. А. Колоколов и *Г. В. Скроцкий*

При рассмотрении самофокусировки коротких световых импульсов, длительность которых сравнима со временем установления нелинейной поляризации, необходимо учитывать различные переходные процессы, идущие в нелинейной среде. В данной работе оценивается величина поглощения света, связанного с релаксацией нелинейной поляризации, для случаев ориентационного эффекта Керра и для стрикции. Кроме того, определяется скорость прорастания оптического волновода для стрикционной нелинейности.

Для оценки поглощения используется простая модель осциллятора. Уравнение для усредненной проекции дипольного момента **P** одной молекулы на направление внешнего поля $\mathbf{E}_{вн.}$ можно записать в виде

$$\ddot{P}+2\gamma\dot{P}+\omega_0^2P=\alpha\omega_0^2E_д, \tag{1}$$

где γ учитывает обычно поглощение, α — статическая поляризуемость молекулы вдоль направления внешнего поля, ω_0 — собственная частота осциллятора, $E_д=E_{вн.}+$

$+\frac{4\pi}{3}NP$, действующее в среде поле. Если установление амплитуды поля происходит за время, меньшее установления нелинейной поляризации, то зависимости α и N от времени можно аппроксимировать следующими формулами:

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= \alpha_\infty - (\alpha_\infty - \alpha_0)\, e^{-t/\tau_\text{к}}, \\ N &= N_\infty - (N_\infty - N_0)\, e^{-t/\tau_s}, \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

где α_0 и N_0 — соответственно поляризуемость и число молекул в единице объема в отсутствие поля, а α_∞ и N_∞ — равновесные значения поляризуемости и числа молекул для поля с амплитудой E_0 (в кубичной среде $\alpha_\infty = \alpha_0 + \alpha_2 |E_0|^2$; $N_\infty = N_0 + N_2 |E_0|^2$), $\tau_\text{к}$ и τ_s — времена установления соответственно эффекта Керра и стрикции.

Пользуясь формулами (1) и (2) при условии, что $E_\text{вн.} = E_0 e^{-i\omega t}$, $t > 0$ и $E_\text{вн.} = 0$, при $t < 0$ можно определить поляризацию, а затем диэлектрическую проницаемость. Мнимую часть диэлектрической проницаемости $\varepsilon''_\text{н}$, описывающую поглощение, связанное с релаксацией нелинейности, можно разложить в ряд по степеням малых параметров $(\alpha_\infty - \alpha_0)/\alpha_0$ и $(N_\infty - N_0)/N_0$. Ограничиваясь лишь первыми членами разложения, получим

$$\varepsilon''_\text{н} = a\left[\frac{\alpha_\infty - \alpha_0}{\alpha_0}\frac{1}{\omega\tau_\text{к}} e^{-t/\tau_\text{к}} + \frac{N_\infty - N_0}{N_0}\frac{\beta}{1+\beta}\frac{1}{\omega\tau_s} e^{-t/\tau_s}\right], \tag{3}$$

где

$$a = 8\pi N_0 \frac{\alpha_\infty \omega_0^2 \omega^2}{(\Omega_\infty^2 - \omega^2)}(1+\beta),$$

$$\beta = \frac{\Omega_\infty^2}{\Omega_\infty^2 - \omega^2}\,\frac{\frac{4\pi}{3}\alpha_\infty N_\infty}{1 - \frac{4\pi}{3}\alpha_\infty N_\infty}, \qquad \Omega_\infty^2 = \omega_0^2\left(1 - \frac{4\pi}{3}\alpha_\infty N_\infty\right).$$

Так как $a \simeq 1$, $\beta \simeq 1$, то вследствие того, что $\tau_\text{к} \ll \tau_s$, вкладом стрикции можно пренебречь и считать, что

$$\varepsilon''_\text{н} = \frac{\alpha_\infty - \alpha_0}{\alpha_0}\frac{1}{\omega\tau_\text{к}} e^{-t/\tau_\text{к}}.$$

При $t \leqslant \tau_\text{к}$ среда является поглощающей, причем длина «пробега» фотона L равна

$$L = \frac{\alpha_0}{\alpha_\infty - \alpha_0}\frac{\omega\tau_\text{к}}{k} = \frac{\varepsilon - 1}{\Delta\varepsilon_\text{нк}}\frac{\omega\tau_\text{к}}{k},$$

где k — волновое число, а $\Delta\varepsilon_\text{нк}$ — добавка к нелинейной диэлектрической проницаемости, возникающая благодаря эффекту Керра. Если принять $\Delta\varepsilon_\text{нк}/(\varepsilon - 1) \simeq 10^{-4}$; $\tau_\text{к} \simeq 10^{-11}$ сек., то $L \simeq 10^3$ см. Однако в «тонких» нитях самофокусировки $\Delta\varepsilon_\text{нк}/(\varepsilon - 1) \simeq 10^{-2}$ и, следовательно, $L \simeq 10$ см. В этом случае поглощение, связанное с релаксацией, может превысить обычное линейное поглощение и играть основную роль.

Для определения скорости прорастания оптического волновода достаточно знать распределение плотности вещества в поле пондеромоторных сил светового пучка. Это распределение описывается волновым уравнением

$$\Delta\rho - \frac{2\Gamma}{v^2}\partial_t\rho - \frac{1}{v^2}\partial_t^2\rho = \frac{\gamma}{8\pi v^2}\Delta E^2, \tag{4}$$

где $\gamma = 2n_0\rho_0\left(\frac{\partial n_0}{\partial\rho_0}\right)$, n_0 — линейный показатель преломления, ρ_0 — плотность вещества в отсутствие внешнего поля, v — скорость звука, Γ — коэффициент затухания звука. Для узких световых пучков изменением амплитуды поля E вдоль направления распространения пучка (оси z) можно пренебречь по сравнению с ее изменением в поперечном направлении. Рассмотрим случай слабого затухания, когда релаксационным членом в (4) можно пренебречь. Тогда, считая, что амплитуда поля устанавливается значительно быстрее установления равновесного распределения плотности при $t < \tau_\perp = \sigma/v$, решение (4) запишется в виде

$$\rho = \rho_0 + \frac{\gamma E_0^2\sigma_0^2}{8\pi v^2\sigma^2} e^{-r^2/\sigma^2} - \frac{\gamma E_0^2\sigma_0^2}{8\pi v^2(\sigma^2 + 2v^2t^2)} e^{-\frac{r^2}{(\sigma^2 + 2v^2t^2)}}, \tag{5}$$

причем поперечное распределение амплитуды поля в пучке считается гауссовым

$$E^2(r, z) = E_0^2\frac{\sigma_0^2}{\sigma^2} e^{-r^2/\sigma^2}.$$

Теперь, следуя работе [1], можно определить скорость прорастания. При $P = P_{\text{кр.}}$ основное уравнение для безразмерной ширины пучка f $(\sigma = f\sigma_0)$ запишется в виде

$$f^2 = 1 + \frac{z^2}{R_{\text{д}}^2} \frac{\sigma^4}{(\sigma^2 + 2v^2\xi^2)}, \tag{6}$$

где $\xi = t - (z/c)$, c — скорость света в среде, $R_{\text{д}} = k\sigma_0^2$. Дифференцируя (6) по t при $f = \text{const} = f_c$ найдем скорость движения U_{f_c} участка оптического канала ширины $\sigma_c = f_c\sigma_0$

$$\frac{1}{U_{f_c}} = \frac{1}{c} + \frac{\sigma_c}{2\sqrt{2}\, v z_c \sqrt{\dfrac{z}{z_c} - 1}}, \qquad z \geqslant z_c = R_{\text{д}} \sqrt{f_c^2 - 1}. \tag{7}$$

В другом предельном случае сильного поглощения, когда длина пробега фонона много меньше ширины пучка в (4), можно пренебречь второй производной по времени; решением является (6) с заменой ξ^2 на ξ/Γ. Соответствующая скорость прорастания равна

$$\frac{1}{U_{f_c}} = \frac{1}{c} + \frac{\sigma^2\Gamma}{2v^2 z_c}. \tag{8}$$

Из формул (7) и (8) можно определить критическое расстояние $L_{\text{кр.}}$, на котором исчезает волновод. Для простоты положим $f_c^2 = 2$. Для случая слабого поглощения $L_{1\text{кр.}} = R_{\text{д}}\left(1 + 2\frac{v^2\tau_{\text{и}}^2}{\sigma^2}\right)$, в случае сильного поглощения $L_{2\text{кр.}} = R_{\text{д}}\left(1 + 2\frac{v^2\tau_{\text{и}}}{\sigma^2\Gamma}\right)$. Для оценок положим $\tau_{\text{и}} = 10^{-9}$ сек. ($\tau_{\text{и}}$ — длительность светового импульса); тогда $L_{1\text{кр.}} \simeq L_{2\text{кр.}} \simeq R_{\text{д}}\left(\Gamma \sim \frac{1}{\tau_1}\right)$. Таким образом, видно, что вследствие большой инерционности стрикции оптический волновод исчезает на расстоянии $R_{\text{д}}$ (дифракционной длины). Полученные формулы применимы для тонких нитей, так как их время жизни $T \simeq 10^{-10}$ сек., диаметр $d \simeq 10^{-3}$ см и для них, следовательно, выполняется условие $T \ll \tau_{\perp} = d/v_{\text{зв.}}$ Отсюда следует вывод, что стрикция не может играть значительной роли в формировании тонких нитей.

Литература

[1] С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов. ЖЭТФ, *51*. 296, 1966.

Поступило в Редакцию 4 января 1971 г.

УДК 535.34-14

ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЖИДКОГО АЗОТА В СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

Ю. Г. Альтшулер, Л. И. Кац и *Р. М. Ревзин*

Интерес к спектроскопическим исследованиям в субмиллиметровом диапазоне длин волн определяется тем, что характерные частоты колебаний ряда твердых тел и молекулярных соединений лежат в данной области спектра [1]. Экспериментальная техника в этом случае, как правило, определяется применяемыми квазиоптическими линиями передачи. Вследствие этого при конструировании спектрометров для исследования твердых тел при низких температурах необходимо иметь в виду, что жидкий азот и гелий будут являться средой, через которую проходит исследуемое излучение. Последнее обстоятельство требует знания электрофизических параметров данных материалов применительно к рассматриваемому диапазону длин волн.

В настоящей работе проведено измерение показателя преломления и коэффициента поглощения технического жидкого азота на длинах волн 0.58÷1.2 мм. В качестве генератора монохроматического излучения использовалась ЛОВ субмиллиметрового диапазона [2]. Измерение показателя преломления произведено на интерферометре Майкельсона субмиллиметрового диапазона, описанном в работе [3]. С учетом характера измеряемого вещества в схему внесены следующие изменения: вместо подвижного алю-