

А.Э. Базелян, С.В. Иванов, М.Н. Коган, В.Я. Панченко

РЕЗОНАНСНАЯ САМОФОКУСИРОВКА ПРИ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ МОЛЕКУЛ ГАЗА ПО СКОРОСТЯМ

Рассчитаны кривые аномальной дисперсии малой примеси молекулярного газа в среде буферного газа в условиях, когда наблюдаются лазерно-индуцированные искажения максвелловских распределений молекул по скоростям на резонансных излучениях. Показано, что учет такой неравновесности может в несколько раз увеличивать абсолютные значения изменения показателя преломления. При этом результат существенно зависит от соотношения скоростей упругой ($T-T$) и вращательной ($R-T$) релаксации молекул. В предельном случае медленной упругой релаксации получена простая формула для показателя преломления и проанализированы границы ее применимости. С учетом лазерно-индуцированного искажения максвелловских распределений проведены оценки параметра резонансной самофокусировки излучения CO_2 -лазера в атмосфере.

1. Известно, что лазерно-индуцированное изменение показателя преломления среды в области аномальной дисперсии ведет к резонансной самофокусировке (дефокусировке) лазерного луча [1, 2]. Этот эффект проявляется на малых временах действия излучения, когда несущественны тепловые эффекты и еще не работает механизм теплового самовоздействия [3–5]. Анализ резонансной самофокусировки в газах обычно проводится либо без учета нарушения максвелловских распределений молекул по скоростям в поле излучения [1, 2, 6], либо путем качественного описания такой неравновесности в модели релаксационных констант [7]. Количественное описание лазерно-индуцированной неравновесности по скоростям в молекулярных газах требует привлечения более сложной кинетической модели, учитывающей процессы столкновительной упругой ($T-T$) и вращательной ($R-T$) релаксации [8]. В настоящей статье рассчитаны кривые аномальной дисперсии молекулярного газа при различных соотношениях скоростей упругой и вращательной релаксации. Показано, что учет лазерно-индуцированной неравновесности молекул по скоростям может в несколько раз увеличивать абсолютное значение изменения показателя преломления газа и, как следствие, заметно влиять на эффект резонансной самофокусировки излучения.

2. Рассмотрим малую примесь резонансно поглощающих излучение молекул в среде буферного газа. Будем считать, что монохроматическое излучение некогерентно взаимодействует с изолированным колебательно-вращательным переходом $|V, J\rangle - |V', J'\rangle$, искажая максвелловские распределения молекул по скоростям на уровнях $|V, J\rangle, |V', J'\rangle$. Ограничимся анализом ситуации, когда суммарная функция распределения молекул по скоростям остается максвелловской. С учетом процессов оптического возбуждения, вращательной и упругой релаксации молекул газа коэффициент поглощения излучения будет иметь вид [8]:

$$\alpha_{VJ}^{V'J'}(\omega - \omega_{VJ}^{V'J'}) = \frac{\frac{\pi}{2} \alpha_0 \Delta\omega_L g_V(x, a^*)}{V\sqrt{1+x} + \frac{\pi\tau_{RT}}{2\tau_e} x \Delta\omega_L g_V(x, a^*)}, \quad (1)$$

$$\alpha_0 = \frac{2}{\pi} \sigma_0 (N_V q_J - N_{V'} q_{J'}); \quad \sigma_0 = \frac{4\pi^2}{3c\hbar^2} |d_{VJ}^{V'J'}|^2 \frac{\hbar\omega_{VJ}^{V'J'}}{\Delta\omega_L};$$

$$x = \frac{16\pi}{3c\hbar^2} |d_{VJ}^{V'J'}|^2 I \frac{\tau_{np}}{\Delta\omega_L}; \quad \tau_{np} = \frac{\tau_e \tau_{RT}}{\tau_e + \tau_{RT}};$$

$$g_V(x, a^*) = 2 \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{a^*}{\pi \Delta\omega_D} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-y^2) dy}{(x-y)^2 + a^{*2}};$$

$$x = 2 \sqrt{\ln 2} \frac{(\omega - \omega_{VJ}^{V'J'})}{\Delta\omega_D}; \quad a^* = \frac{\Delta\omega_L \sqrt{\ln 2} \sqrt{1+x}}{\Delta\omega_D}.$$

Здесь $|d_{VJ}^{V'J'}|$ и $\omega_{VJ}^{V'J'}$ — матричный элемент дипольного момента и частота перехода $|V, J\rangle - |V', J'\rangle$; ω и I — частота и интенсивность лазерного излучения; $\Delta\omega_L$ и $\Delta\omega_D$ — лоренцевская и доплеровская шири-

ны линии поглощения; τ_{RT} и τ_e — характерные времена вращательной и упругой релаксации рассматриваемых уровней молекулы (τ_{RT}^{-1} — суммарная скорость «увода» частиц на все другие вращательные подуровни; τ_e^{-1} — частота максвеллизующих столкновений, не приводящих к изменению вращательного состояния молекулы [8]); N_V , $N_{V'}$ и q_J , $q_{J'}$ — колебательные заселенности и равновесные доли молекул на вращательных подуровнях; c — скорость света, \hbar — постоянная Планка. Функция $g_V(x, a^*)$ представляет собой контур Фойгта с зависящим от интенсивности излучения параметром a^* .

В соответствии с соотношениями Крамерса—Кронига [9] показатель преломления газа будет иметь следующий вид:

$$n = 1 + \frac{c}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha_{V'J'}^{V'J'} (\tilde{\omega} - \omega_{V'J'})}{\tilde{\omega} (\tilde{\omega} - \omega)} d\tilde{\omega}. \quad (2)$$

При записи (2) вклад в показатель преломления крыльев отдаленных линий не учитывается. Будем также в дальнейшем считать, что длительность импульса лазерного излучения много меньше характерного времени изменения заселенности нижнего колебательного уровня. В этом случае с хорошей точностью можно полагать значение N_V равновесным, причем $N_V q_J \gg N_{V'} q_{J'}$. Это предположение позволяет считать величину $(N_V q_J - N_{V'} q_{J'})$ в (1) не зависящей от частоты излучения, что существенно упрощает в (2) процедуру интегрирования.

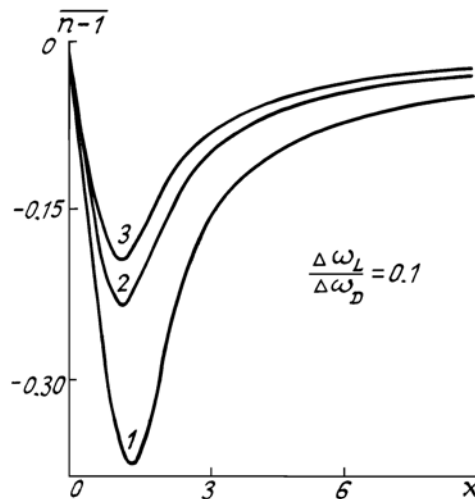


Рис. 1. Нижние половины кривых аномальной дисперсии молекулярного газа, рассчитанные по формулам (1), (2), при фиксированном значении интенсивности излучения ($\beta^* = 5$) и различных значениях τ_e/τ_{RT} : 1 — $\tau_e/\tau_{RT} = 0$; 2 — $\tau_e/\tau_{RT} = 1$; 3 — $\tau_e/\tau_{RT} = \infty$. По оси ординат отложена величина $\frac{\bar{n}-1}{n-1} = \frac{2(n-1)\omega_{V'J'}^2 \Delta\omega_D}{c\alpha_0 \Delta\omega_L}$

На рис. 1 показаны кривые аномальной дисперсии, численно рассчитанные по формулам (1), (2) при различных значениях параметра τ_e/τ_{RT} . На рис. 2 даны зависимости от интенсивности излучения

(параметра $\beta^* = \frac{\kappa\tau_{RT}}{2\tau_{np}} \sim I$) нормированного изменения показателя преломления $\delta\bar{n} = \frac{\delta n}{1 - n(I=0)}$, где $\delta n = n(I) - n(I=0)$. Максимальной неравновесности по скоростям соответствуют кривые с $\tau_e/\tau_{RT} = \infty$, полному отсутствию искажений максвелловских распределений — кривые с $\tau_e/\tau_{RT} = 0$.

Легко видеть, что учет лазерно-индуцированной, неравновесности по скоростям качественно не меняет хода кривых аномальной дисперсии и кривых $\delta\bar{n}(I)$, однако учет такой неравновесности увеличивает изменение показателя преломления $\delta\bar{n}$ в некоторых случаях, как видно из рис. 2, почти в три раза.

Влияние упругой релаксации велико лишь при $\tau_e/\tau_{RT} < 1$. Если же $\tau_e/\tau_{RT} > 1$, то с удовлетворительной точностью можно пользоваться приближением $\tau_e/\tau_{RT} \gg 1$. В этом случае из (1), (2) для показателя преломления можно получить простую формулу

$$n = 1 + \frac{1}{2\sqrt{1+x}} \frac{c\alpha_0}{\omega_{V'J'}} \frac{\Delta\omega_L}{\Delta\omega_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(y-x) \exp(-y^2) dy}{(y-x)^2 + a^{*2}}, \quad (3)$$

$$x = \frac{16\pi}{3c\hbar^2} |d_{V'J'}^{V'J'}|^2 I \tau_{RT} / \Delta\omega_L.$$

Эта формула при $a^* \gg 1$ еще более упрощается:

$$n = 1 - \frac{c\alpha_0}{\omega_{V'J'} \sqrt{1+x}} \frac{(\omega - \omega_{V'J'}) \Delta\omega_L}{4(\omega - \omega_{V'J'})^2 + \Delta\omega_L^2 (1+x)}. \quad (4)$$

Отметим, что выражение (4) непосредственно следует также из (1), (2) при $a^* \gg 1$ независимо от соотношения τ_e и τ_{RT} .

В формулах (3), (4) параметр насыщения x не зависит от времени τ_e и определяется характерным временем τ_{RT} . Это очевидно, так как в первом случае упругой релаксацией пренебрегаем, а во втором с излучением взаимодействуют все молекулы независимо от их скорости. Отметим, что в частном случае $x = 0$ формула (3) переходит в выражение, полученное в [6] и использовавшееся авторами [6] для оценки изменения показателя преломления паров воды в поле излучения СО-лазера.

3. С помощью рис. 2 проведем оценки параметра самовоздействия пучка $Z_f = \frac{d}{4} \left(\frac{1}{\delta n} \right)^{1/2}$ (d — начальный диаметр пучка) для случая резонансной самофокусировки излучения СО₂-лазера в атмосфере. Напомним, что эффект резонансной самофокусировки будет наблюдаться, если $\omega > \omega_{V'J'}$. Сдвиг частоты излучения СО₂-лазера относительно центра соответствующей линии поглощения атмосферной СО₂ может осуществляться как внутрирезонаторными методами [10], так и за счет скорости источника излучения [11]. Расчетные параметры кривых $\delta\bar{n}(I)$ на рис. 2 соответствуют поглощению излучения 10 Р (20) СО₂-лазера при $x = 1$ (частота излучения $\omega = \omega_{V'J'} + \frac{\Delta\omega_D}{2\sqrt{\ln 2}}$) в среднеширотной атмосфере на высоте примерно 45 км [12]: $p \approx 1,76 \cdot 10^{-3}$ атм, $T \approx 270$ К, $\Delta\omega_L/\Delta\omega_D \approx 0,158$; при этом $1 - n(I=0) \approx 1,85 \cdot 10^{-11}$, $\beta^* \approx 2 \cdot 10^{-33}$ I (Вт/см²). Точное значение τ_e/τ_{RT} для уровней перехода 10Р(20) СО₂ в воздухе (N₂) неизвестно, однако простые оценки на основе экспериментальных данных [13] дают $\tau_e/\tau_{RT} > 1$. Как отмечалось выше, в этом случае с удовлетворительной точностью можно пользоваться формулой (3). Для интенсивности излучения $I = 500$ Вт/см² ($\beta^* \approx 1$) $Z_f \approx 8,7 \cdot 10^4 d$. Без учета неравновесности по скоростям это значение было бы в 1,5 раза большим. Пучок будет фокусироваться, если $Z_f < \pi d^2/2\lambda$ ($\lambda \approx 10,6$ мкм — длина волны излучения). Это неравенство в рассматриваемых условиях с учетом неравновесности по скоростям выполняется для пучков с диаметром $d > 0,6$ м. Подчеркнем, что при $d < 1$ м имеет место неравенство т.е. при оценке, параметра самовоздействия диссипацию энергии пучка можно не учитывать.

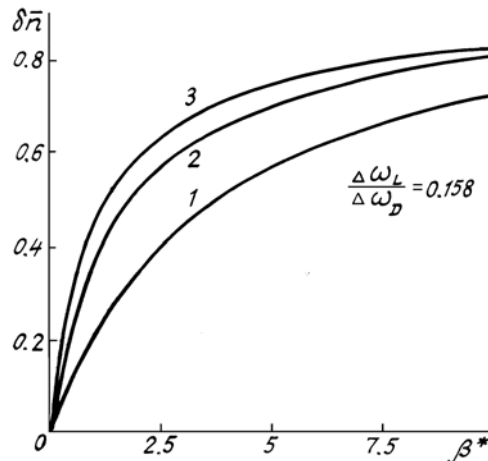


Рис. 2. Зависимость изменения показателя преломления $\delta\bar{n} = [n(I) - n(I=0)] / [1 - n(I=0)]$ от интенсивности излучения (параметра β^*) при фиксированном значении расстройки $x = 1$. Обозначения кривых те же, что и на рис. 1

Анализ кривых аномальной дисперсии СО₂, рассчитанных для различных высот H в атмосфере, показал, что влияние на δn лазерно-индуцированной неравновесности молекул по скоростям быстро убывает по мере уменьшения высоты (т. е. роста $\Delta\omega_L/\Delta\omega_D \sim p \sim \exp(-H)$).

Для оценки выбрана высота $H = 45$ км из следующих компромиссных соображений:

1) высота должна быть достаточно велика для уверенного проявления провала и пика Беннета ($H > 35$ км);

2) высота должна быть не слишком велика для наблюдения эффекта самофокусировки излучения на практически интересных длинах трасс.

В заключение отметим, что все сказанное справедливо также для резонансной самодефокусировки излучения при $\omega < \omega_{VJ}^{V'J'}$.

1. Javan A., Kelley P.L. //IEEE J, Quant. Electr. 1966. V. QE-2. № 9. P. 470–473.
2. Бутылкин В.С., Каплан А.Е., Хронополо Ю.Г., Якубович Е.И. Резонансное взаимодействие света с веществом. М.: Наука, 1977. 352 с.
3. Ахманов С.А., Хохлов Р.В., Сухоруков А.П. //УФН. 1967. Т. 93. Вып. 1. С. 19–70.
4. Осипов А.И., Панченко В.Я. Тепловые эффекты при взаимодействии лазерного излучения с молекулярными газами. М.: МГУ, 1983. 117 с.
5. Зуев В.Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. М.: Радио и связь, 1981. 288 с.
6. Журавлев В.В., Сорокин А.А., Старик А.М. //Химическая физика. 1990. Т. 9. № 2. С. 201–211.
7. Стенхольм С. Основы лазерной спектроскопии. М.: Мир, 1987. 312 с.
8. Базелян А.Э., Иванов С.В., Коган М.Н. //ЖЭТФ. 1991. Т. 99. Вып. 4. С. 1088–1102.
9. Файн В.М., Ханин Я.И. //Квантовая радиофизика. М.: Сов. радио, 1965. 608 с.
10. Sutton G.W., Douglas-Hamilton D.H. //Appl. Opt. 1979. V. 18. № 13. P. 2323–2328.
11. Иванов С.В. //Труды ЦАГИ. 1990. Вып. 2461. С. 15–27.
12. Мицель А.А., Пономарев Ю.Н. Оптические модели молекулярной атмосферы. Новосибирск: Наука, 1988. 124 с.
13. Jacobs R.R., Pettipiece K.J., Thomas S.J. //Appl. Phys. Lett. 1974. V. 24. № 8. P. 375–377.

Научно-исследовательский центр по технологическим лазерам РАН,
г. Троицк
Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н. Е. Жуковского,
г. Жуковский

Поступила в редакцию
11 ноября 1991 г.

A.E. Bazelyan, S.V. Ivanov, M.N. Kogan, V.Ya. Panchenko. **Resonance Self-Focusing under the Conditions of Laser-Induced Distortions of Maxwellian Distributions of Molecules.**

Anomalous dispersion curves of a small amount of absorbing molecules in a buffer gas have been calculated taking into account laser-induced distortions of maxwellian distributions on resonance molecular levels. It was shown that such distortions can increase an absolute value of the refractive index change by a factor of 2 to 3, depending on ratio of $T-T$ and $R-T$ -relaxation rates. In the limiting case of slow elastic relaxation a simple formula for the refractive index has been obtained and analyzed. The parameter of CO₂-laser self-focusing in the atmosphere has been estimated taking into account the laser-induced distortions of the maxwellian distributions.