

## ОСЦИЛЛЯЦИИ НЕЛИНЕЙНОГО ПРОПУСКАНИЯ РАЗРЕЖЕННОГО РЕЗОНАНСНОГО ГАЗА – ПРОЯВЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ НУТАЦИИ В СТАЦИОНАРНЫХ УСЛОВИЯХ

Т.А.Вартанян

Предсказан новый нелинейно-оптический эффект – модуляция интенсивности стационарной плоской монохроматической волны, распространяющейся от граничной поверхности вглубь разреженной резонансной газовой среды. Амплитуда и пространственный период модуляции зависят от интенсивности и частоты излучения.

Оптические свойства газов вблизи линии поглощения приобретают, при условии что доплеровское уширение превалирует, ряд довольно неожиданных черт, обязанных своим возникновением сильной пространственной дисперсии<sup>1</sup>. Так, например, в спектре отражения от границы такого газа уже в слабом поле появляется субдоплеровская структура<sup>2,3</sup>, испытывающая характерные изменения при повышении мощности излучения<sup>4</sup>. Цель настоящей работы – показать, что при падении на границу среды мощного излучения существенные изменения преобладает также пространственная структура поля, проникающего в среду.

Рассмотрим следующую ситуацию. На границу газа, занимающего полупространство  $x > 0$  из области  $x < 0$  нормально падает плоская монохроматическая волна  $(1/2)E_0 \exp i(kx - \omega t) + \text{к.с.}$  Ограничиваясь рамками резонансного приближения, учтем взаимодействие света лишь с двумя выделенными уровнями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  ( $|\omega_{12} - \omega| \ll \omega$ ) и пренебрежем процессом генерации гармоник. В этом случае поле в газе имеет вид  $E(x, t) = (1/2)E(x) \exp(i\omega t) + \text{к.с.}$ , где пространственная часть  $E(x)$  может быть найдена путем совместного решения уравнения Максвелла и кинетического уравнения для матрицы плотности  $\rho(x, v)$  ( $v$  – скорость атома). В случае достаточно разреженного газа, когда столкновениями можно пренебречь, функция распределения по скоростям  $N(v) = N[\rho_{11}(x, v) + \rho_{22}(x, v)]$  ( $N$  – полная плотность частиц) не зависит от  $x$ , что существенно упрощает кинетическое уравнение. С целью дальнейшего упрощения математической структуры уравнений ограничимся случаем малой оптической плотности газа. Тогда, пренебрегая в первом приближении обратным действием среды на поле, решим кинетическое уравнение для матрицы плотности, подставляя в него невозмущенное поле  $E(x) = E_0 \exp(ikx)$ , а затем полученное решение используем для

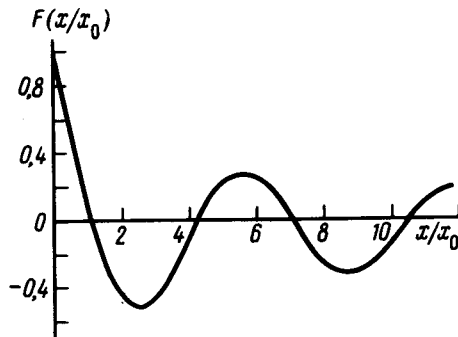
расчета поляризации среды. При этом необходимо учесть, что атомы, движущиеся по направлению к границе газа (границей может служить прозрачный диэлектрик) дают в поляризацию вклад, отличный от вклада атомов, отлетающих от границы, не только потому, что они имеют различные доплеровские сдвиги, но также и потому, что для них совершенно различны начальные условия возбуждения. В то время как первые, благодаря длительному пребыванию в поле, находятся в установившемся состоянии, последние испытывают оптическую нутацию<sup>5,6</sup>, обусловленную мгновенным характером включения поля в момент отскока. Для того, чтобы довести расчет до конца, необходимо конкретизировать условия рассеяния атомов на отражающей поверхности. Простейшее и достаточно реалистическое предположение состоит в том, что атомы, покидающие поверхность, находятся в полном термодинамическом равновесии с ней. Это означает, что они имеют максвелловское распределение по скоростям, находятся в основном электронном состоянии, а макроскопическая поляризация, имевшаяся у налетающих частиц, полностью потушена. Зная, таким образом, поляризацию, которую создают все группы атомов, мы можем, интегрируя по максвелловскому распределению скоростей, найти макроскопическую поляризацию среды и, продолжая действовать в духе теории возмущений по оптической плотности, найдем поправку к полю. В результате поле в среде представляется в виде  $E(x) = E_0 \exp(ikx) [1 + I(x)]$ , где  $\tilde{k}$  – перенормированный с учетом поляризации среды волновой вектор, а  $I(x)$  – поправка, обусловленная процессом оптической нутации. Если поле настроено в резонанс с некоторой группой атомов, летящих вглубь газа  $\omega > \omega_{12}$ , а его интенсивность достаточна для насыщения резонансного перехода  $dE_0 \gg \hbar\gamma$  ( $d$  и  $\gamma$  – дипольный момент и однородная ширина резонансного перехода), но в то же время не достаточна для насыщения всего доплеровского контура  $dE_0 \ll \hbar|\omega_{12} - \omega| \lesssim \hbar k v_T$  ( $v_T$  – характерная тепловая скорость атомов газа), то

$$I(x) = 2\sqrt{\pi} \frac{Nd(\omega - \omega_{12})}{E_0 k v_T} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_{12}}{k v_T}\right)^2\right] F\left(\frac{x}{x_0}\right), \quad (1)$$

$$x_0 = \lambda \frac{\hbar(\omega - \omega_{12})}{dE_0}; \quad F(X) = 1 - \int_0^X J_0(\alpha) d\alpha,$$

где  $J_0$  – функция Бесселя. График функции  $F$  при  $x \sim x_0$  приведен на рисунке, а при  $x/x_0 \gg \gg 1$   $F$  быстро выходит на асимптотику

$$F\left(\frac{x}{x_0}\right) = \sqrt{\frac{2x_0}{\pi x}} \cos\left(\frac{x}{x_0} + \frac{\pi}{4}\right). \quad (2)$$



Как ясно из рисунка и асимптотики (2), амплитуда поля в газе испытывает медленно затухающие осцилляции, пространственный период которых  $2\pi x_0$  зависит от интенсивности и частоты излучения. В рассматриваемых нами условиях в области применимости (1)  $-x/x_0 \ll \ll \min\{dE_0/\hbar\gamma; \hbar(\omega - \omega_{12})/dE_0\}$  – может укладываться значительное число осцилля-

ций, причем их период много больше длины волны. Глубина модуляции по порядку величины составляет  $\hbar \gamma / dE_0$ .

Наиболее очевидным следствием модуляции амплитуды поля являются осцилляции нелинейного пропускания тонкого слоя разреженного газа в зависимости от его толщины, а также от частоты и интенсивности излучения. Другая сторона рассматриваемого явления — пространственная модуляция разности заселенностей резонансных уровней, которая имеет такой же характер, как модуляция амплитуды поля, но находится в противофазе с ней. Вместе с указанными величинами со сдвигом на четверть периода осциллирует в пространстве и поляризация среды, что приводит к пространственной модуляции рассеянного излучения.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность С.Г.Пржибельскому и В.В.Хромову за полезные замечания и А.М.Бонч-Бруевичу и участникам руководимого им семинара за обсуждение результатов работы.

#### Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982, с. 492.
2. Schuurmans M.F.H. J. Physique, 1976, 37, 469.
3. Саутенков В.А., Величанский В.Л., Зибров А.С., Лукьянов В.Н., Никитин В.В., Тюриков Д.А. Квантовая электроника, 1981, 8, 1867.
4. Варганян Т.А. ЖЭТФ, 1985, 88, 1147.
5. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир, 1978, с. 73.
6. Крайнов В.П., Смирнов Б.М. Излучательные процессы в атомной физике. М.: Высш. школа, 1983, с. 246.