

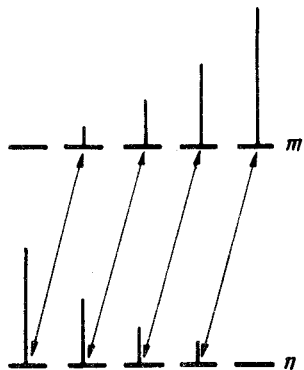
## СТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ ОРИЕНТАЦИЯ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ В РЕЗОНАНСНОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ

*А.М.Шалагин*

Показано, что при взаимодействии со светом круговой поляризации у поглощающих частиц как целого возникает ориентация, индуцированная столкновениями с буферным газом. При больших давлениях и больших вращательных квантовых числах столкновительная ориентация преобладает над известной оптической ориентацией.

Широко распространены представления, что в газовой системе столкновения устраняют всякого рода неравновесности, уничтожают поря-

док и создают беспорядок. Однако эти представления не имеют характера строгого закона и возможны ситуации, в которых при постоянном внешнем воздействии неравновесность может создаваться именно при помощи столкновений. Так в недавней работе [1] показано, что газ, резонансно поглощающий излучение и имеющий первоначально максвелловское распределение по скоростям, за счет столкновений с буферным газом приобретает направленное движение (светоиндуцированная диффузия). В основе этого эффекта лежат два обстоятельства: селективное по скоростям воздействие излучения из-за эффекта Допплера и различие скоростей поступательной релаксации в основном и возбужденном состояниях.



Переходы, вызываемые излучением круговой поляризации и распределение заселенностей по магнитным подуровням (вертикальные линии)

Оказывается, что подобного рода явление должно существовать и для вращательного движения. Аналогом эффекта Допплера в данном случае выступает селективность взаимодействия света круговой поляризации с атомами (молекулами), имеющими различное направление углового момента. На квантовом языке это означает, что распределения заселенностей по магнитным подуровням  $M$  в возбужденном ( $m$ ) и основном ( $n$ ) состояниях асимметричны (рисунок). В одном из состояний частицы ориентированы преимущественно вдоль волнового вектора  $\mathbf{k}$ , в другом состоянии — против  $\mathbf{k}$ . Предположим теперь, что скорость релаксации ориентации возбужденного состояния выше, чем основного. Тогда в стационарном режиме частица как целое окажется ориентированной в соответствии с ориентацией основного состояния.

Проведем соответствующие расчеты. Примем простейшую модель сильных деориентирующих столкновений. В случае однородного уширения взаимодействие с излучением круговой поляризации описывается следующими уравнениями для матрицы плотности в  $M$ -представлении:

$$(2\gamma_m + \nu_m) \rho_{mm}(M) = \frac{\nu_m}{2J_m + 1} \sum_{M'} \rho_{mm}(M') - 2 \operatorname{Re} [iG^* a(M) \rho_{mn}(M)];$$

$$\nu_n \rho_{nn}(M) = \frac{\nu_n}{2J_n + 1} \sum_{M'} \rho_{nn}(M') + 2 \operatorname{Re} [iG^* a(M+1) \rho_{mn}(M+1)] +$$

$$+ 2\gamma_m \sum_{M' \sigma} \langle J_n M 1 \sigma | J_m M' \rangle \rho_{mm}(M');$$

$$(\Gamma - i \Omega) \rho_{mn}(M) = i G a(M) [\rho_{nn}(M-1) - \rho_{mm}(M)];$$

$$a(M) = (-1)^{J_n - M + 1} \langle J_m M J_n - M + 1 | 11 \rangle; \quad \Omega = \omega - \omega_{mn};$$

$$G = E d_{mn} / 2\hbar.$$

Здесь  $\nu_m, \nu_n$  — частоты деориентирующих столкновений,  $E$  — амплитуда электрического поля волны,  $d_{mn}$  — матричный элемент дипольного момента,  $2\gamma_m$  — константа радиационного распада состояния  $m$  в состояние  $n$ ,  $\langle \dots | \dots \rangle$  — коэффициент векторного сложения.

Ограничимся решением уравнений (1) методом итераций и вычислим ориентацию частицы как целого, воспользовавшись следующим выражением для поляризационных моментов уровней:

$$\rho_{jj}(\kappa, 0) = \sum_M (-1)^{J_j - M} \langle J_j M J_j - M | \kappa 0 \rangle \rho_{jj}(M). \quad (2)$$

Ориентация состояния определяется величиной  $\rho_{jj}(1, 0)$ , а ориентация частиц как целого есть  $N(1, 0) = \rho_{mm}(1, 0) + \rho_{nn}(1, 0)$ . В первом приближении по интенсивности поля имеем:

$$J_m = J_n = J: \quad N(1, 0) = |G|^2 \frac{N}{2J+1} \frac{1}{2\gamma_m + \nu_m} \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + \Omega^2} \sqrt{\frac{3}{J(J+1)}} \times \\ \times \left[ 1 - \frac{\nu_m}{\nu_n} - \frac{2\gamma_m}{\nu_n} \frac{1}{J(J+1)} \right];$$

$$J_m = J - 1, J_n = J: \quad N(1, 0) = |G|^2 \frac{N}{2J+1} \frac{1}{2\gamma_m + \nu_m} \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + \Omega^2} \times \\ \times \sqrt{3} \frac{J+1}{J} \left[ \sqrt{\frac{(J-1)(2J+1)}{(J+1)(2J-1)}} - \frac{\nu_m}{\nu_n} - \frac{2\gamma_m}{\nu_n} \frac{1}{J} \right].$$

Здесь  $N$  — плотность поглощающих частиц. Члены в квадратных скобках формул (3), (4), содержащие множителем  $2\gamma_m/\nu_n$ , ответственны за обычную оптическую ориентацию [2]. Остальные члены описывают столкновительную ориентацию. Легко видеть, что с увеличением давления и вращательного квантового числа столкновительная ориентация начинает преобладать над оптической. В частности, в классическом пределе ( $J \rightarrow \infty$ ) оптической ориентации нет места, а столкновительная присутствует.

Существуют молекулы (например, бензол), которые в основном электронном состоянии являются бездипольными, а в возбужденном приобретают дипольный момент. Если использовать их как поглощающие частицы, а в качестве буфера взять газ дипольных молекул, то в возбужденном состоянии поглощающих частиц ориентация будет релаксировать

намного быстрее, чем в основном (из-за диполь-дипольного взаимодействия), т.е. получим  $\nu_M \gg \nu_n$  и эффект столкновительной ориентации должен быть очень сильным.

Наконец заметим, что столкновениями может индуцироваться не только ориентация, но и поляризационные моменты более высокого ранга. В частности, при взаимодействии с излучением линейной поляризации у поглощающих частиц как целого может возникать столкновительное выстраивание.

Институт автоматики  
и электрометрии  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступила в редакцию  
12 июля 1979 г.

### Литература

- [1] Ф.Х.Гельмуханов, А.М.Шалагин. Письма в ЖЭТФ, 29, 773, 1979.  
[2] A.Kastler, J. Phys. et. rad., 11, 255, 1950.
-