

ВЛИЯНИЕ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА МНОГОФОТОННУЮ
ДИССОЦИАЦИЮ МНОГОАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ В СТОЛКНОВИТЕЛЬНОМ
РЕЖИМЕ

В. Н. Сазонов

УДК 621.373.8

Дано объяснение экспериментально обнаруженного уменьшения вероятности многофотонной диссоциации (в столкновительном режиме) под влиянием постоянного магнитного поля.

1. Многофотонная диссоциация (МФД) многоатомных молекул в газе под действием излучения CO_2 лазера интенсивно исследуется в последнее время (см., напр., обзор /1/). В работе /2/ экспериментально обнаружено, что вероятность МФД молекулы CF_2HCl сильно изменяется, если облучаемый газ помещен в постоянное магнитное поле $B = 14$ кГс. Причем в бесстолкновительном режиме (давление газа $p < 1$ тор) вероятность МФД увеличивается после наложения поля, в столкновительном же режиме ($p > 1$ тор) — наоборот, вероятность МФД уменьшается. Наблюдавшиеся явления не связаны со спецификой молекулы CF_2HCl или другими особенностями эксперимента /2/. Увеличение вероятности МФД в бесстолкновительном режиме возникает вследствие перемешивания состояний, которое может происходить под влиянием различных внешних полей. Такое увеличение в общем случае теоретически рассматривалось в работе /3/; в работе /4/ общая схема /3/ конкретизируется для случая, когда внешним полем является магнитное поле. В этой работе, развивая /3,4/, мы дадим теоретическое объяснение уменьшения вероятности МФД в столкновительном режиме. Это (на первый взгляд парадоксальное) явление должно при подходящих условиях наблюдаться для некоторых молекул, вероятность МФД которых в отсутствие поля растет с ростом давления

газа.

2. Пусть магнитное поле \vec{B} и направление \vec{I} лазерного луча ортогональны. Направим ось Z системы координат по \vec{B} , ось X — по \vec{I} ; введем полярный угол ϑ , азимутальный угол φ и угол $\theta = \pi/2 - \vartheta$. Рассмотрим функцию распределения молекул F в зависимости от направления вектора \vec{J} , где \vec{J} — полный вращательный момент молекулы. По определению $dN = F(\theta, \varphi) \cos\theta d\theta d\varphi$ — относительное число молекул, у которых направление \vec{J} лежит в телесном угле $\cos\theta d\theta d\varphi$; в случае изотропного распределения $F(\theta, \varphi) = 1/4\pi$. Эволюция функции $F(t, \theta, \varphi)$ приближенно описывается уравнением

$$\frac{\partial F}{\partial t} = -\Omega \frac{\partial F}{\partial \varphi} - w(\theta, \varphi)F + D \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} \right). \quad (I)$$

В правой части (I) первое слагаемое описывает прецессию молекул, частота прецессии $\Omega = g\mu_N B/\hbar$, где μ_N — ядерный магнетон, $g = 0,1 + 0,5/5$ [ж]; второе слагаемое описывает убыль молекул вследствие МФД, вероятность МФД $w(\theta, \varphi)$ отлична от нуля лишь при малых θ и φ , когда $\theta^2 + \varphi^2 \ll \theta_c^2$ (обсуждение этого важного предположения см. в /4/). Последнее слагаемое в правой части (I) описывает изменение ориентации \vec{J} вследствие столкновений (мы ограничимся случаем $\theta, \varphi \ll 1$), причем коэффициент диффузии $D \sim \nu r^2$; это слагаемое есть интеграл столкновений в приближении Ландау.

3. Рассмотрим вначале МФД в отсутствие магнитного поля, когда $\Omega = 0$. Пусть t_1 — время действия лазерного импульса. Рассмотрим плоскость (θ, φ) . В области МФД, где $\theta^2 + \varphi^2 \leq \theta_c^2$, имеем $\omega t_1 \gg 1$; вне этой области $\omega t_1 \ll 1$. Можно считать, что как только молекула оказывается в области МФД, она за пренебрежимо малое время диссоциирует. Функция F в области МФД пренебрежимо мала. Вследствие столкновений область МФД будет пополняться новыми молекулами, поскольку возникнет диффузионный ток молекул в область МФД. За время t_1 в область МФД успеют продиффундировать те молекулы, у которых $x^2 = \theta^2 + \varphi^2 \leq 4Dt_1$.

*) Учет прецессии молекул в магнитном поле позволяет объяснить /6/ эффект Зенфлемебена.

Следовательно, на плоскости (θ, φ) будет опустошен круг с радиусом r . Относительное число продиссоциировавших молекул $f(V=0)$ есть относительная площадь этого круга

$$f(V=0) = \pi r^2 / 4\pi = Dt_1. \quad (2)$$

Выражение (2) справедливо, если $f(V=0) \ll 1$ и $r \gg \theta_c$. Последнее условие означает, что МФД происходит в существенно столкновительном режиме. Согласно (2) вероятность МФД растет с давлением.

4. Учтем теперь влияние поля. Вследствие прецессии область МФД, которая теперь определяется из условия $(\varphi - \Omega t)^2 + \theta^2 \leq \theta_c^2$, движется в плоскости (θ, φ) вдоль оси φ со скоростью Ω . Приближенно можно считать, что область МФД мало меняет свое положение за время θ_c / Ω . За это время вокруг области МФД будет опустошен круг с радиусом $2\sqrt{D\theta_c / \Omega}$. Всего за время импульса t_1 на плоскости (θ, φ) будет опустошена полоса шириной $4\sqrt{D\theta_c / \Omega}$ по оси θ и длиной Ωt_1 по оси φ . (Мы подразумеваем, что $\theta_c \ll \sqrt{D\theta_c / \Omega} \ll \Omega t_1$.) Относительное число продиссоциировавших молекул $f(V)$ есть относительная площадь этой полосы

$$f(V) = 4\Omega t_1 \sqrt{D\theta_c / \Omega} / 4\pi = t_1 \sqrt{D\theta_c \Omega} / \pi. \quad (3)$$

5. Итак, при указанных выше условиях, которые вполне могут выполняться в реальных экспериментах, мы имеем

$$f(V) / f(V=0) \approx (1/\pi) \sqrt{D\theta_c \Omega} / D \ll 1,$$

т.е. в присутствии магнитного поля вероятность МФД меньше, чем при таких же условиях, но без поля. Это уменьшение происходит потому, что диффузионный ток на плоскости (θ, φ) не успевает следить за перемещающейся вследствие прецессии областью МФД.

В этой работе мы использовали ту же модель, что в /4/, добавив лишь последнее слагаемое в правую часть (I). При $D = 0$ из (I) следует увеличение вероятности МФД под действием V . Таким образом, развиваемая модель позволяет единым образом объяснить на качественном уровне результаты эксперимента /2/ во всей области давлений. Количественное сравнение теории с

Ю

экспериментом будет основано на более точном исследовании уравнения (I).

Поступила в редакцию
12 ноября 1981 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. С. Летохов, А. А. Макаров, УФН, 134, 45 (1981).
2. R. Dupretre, H. van den Bergh, J. Chem. Phys., 73, 585 (1980).
3. В. Н. Сазонов, Квантовая электроника, 5, 563 (1978).
4. В. Н. Сазонов, Письма в ЖЭТФ, 34, 678 (1981).
5. И. Таунс, А. Шавлов, Радиоспектроскопия, "Мир", М., 1959 г., гл. 8 и II.
6. Ю. М. Каган, Л. А. Максимов, ЖЭТФ, 41, 842 (1961); 51, 1895 (1966).