

ВРАЩАТЕЛЬНЫЙ СПЕКТР ГАЗОКИНЕТИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В КИСЛОРОДЕ

В.С.Лазько, В.А.Рябов

Обнаружено, что резонансное уменьшение теплопроводности O_2 в скрещенных магнитных полях (газокинетический магнитный резонанс – ГМР) состоит из множества резонансных пиков, обладающих тонкой структурой. Показано, что они представляют спектр вращательных состояний O_2 .

Резонансное уменьшение коэффициентов переноса в скрещенных постоянном H и переменном H_{\sim} магнитных полях, известное как газокинетический магнитный резонанс – ГМР, исследовалось в работах ^{1–4}. Экспериментально ГМР был наблюден в ряде газов, первым из которых был кислород ². Теория ГМР ¹ предсказывает для кислорода два резонансных минимума теплопроводности: один для молекул с проекцией электронного спина на полный момент равной $\sigma = \pm 1$, другой – для $\sigma = 0$. Результаты работы ² не согласуются с этой теорией. Дальнейшие исследования, проведенные В.Д.Борманом, Л.Л.Гореликом, В.С.Лазько, Б.И.Николаевым, В.В.Синицыным и В.И.Трояном, привели к обнаружению резонанса теплопроводности O_2 , который с хорошей точностью соответствовал ГМР для $\sigma = \pm 1$. ГМР для $\sigma = 0$ обнаружить не удалось. В настоящей работе сообщается об исследованиях ГМР в O_2 , которые выявили его новые интересные особенности.

Измерения проводились по методике и на установке, подробно описанным в ⁴. Методика ⁴ позволяет выделить полезный сигнал пропорциональный резонансному изменению теплопроводности $\Delta\kappa$. Применялось переменное поле $H_{\sim} = 2H_1 \sin 2\pi ft$, где $2H_1$ – амплитуда, f – частота, t – время.

На рис. 1, а представлена зависимость $-\Delta\kappa(H)$ на частоте $f = 3,176$ МГц. Резонансное значение поля $H_p = 23,0 \pm 0,5$ Э отвечает гиромагнитному отношению $\gamma^* = \gamma/2\pi = f/H_p = (1,38 \pm 0,03) \cdot 10^5$ Гц/Э в согласии с результатами упомянутых выше авторов и с теоретическим значением $1,37 \cdot 10^5$ Гц/Э при температуре $T = 350$ К для молекул O_2 с $\sigma = \pm 1$. Величина амплитуды резонанса соответствует относительному изменению $\Delta\kappa/\kappa \sim 10^{-3}$. Как видно из рисунка ГМР для $\sigma = 0$ в предсказываемой области значений $H = (10 \div 20) H_p$ не наблюдается. При увеличении чувствительности аппаратуры приблизительно в двадцать раз в области $H = 100 \div 800$ Э проявляются немонотонности (см., кривую 2), однако, изменение частоты не приводит к необходимому пропорциональному сдвигу этих немонотонностей по оси H . Возможно, они связаны с обнаруженным недавно осцилляционным эффектом ^{5, 6}.

На рис. 1, б показана зависимость $-\Delta\kappa(H)$, полученная на частоте $f = 7,889$ МГц. Видно, что она представляет собой множество пиков, расстояние между которыми ΔH по оси H в пределах погрешности постоянно. Независимо от частоты отношение $f/\Delta H = (2,79 \pm 0,03) \cdot 10^6$ Гц/Э.

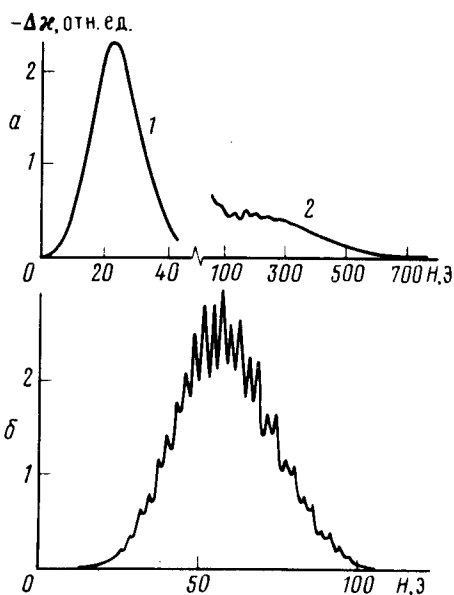


Рис. 1. Резонансная зависимость уменьшения теплопроводности O_2 : $a - f = 3,176$ МГц, $p = 30$ мтор, $H_{\perp} = 0,5$ Э. Кривая 2 записана при чувствительности аппаратуры приблизительно в двадцать раз больше, чем кривая 1; $b - f = 7,889$ МГц, $p = 15$ мтор, $H_{\perp} = 0,4$ Э

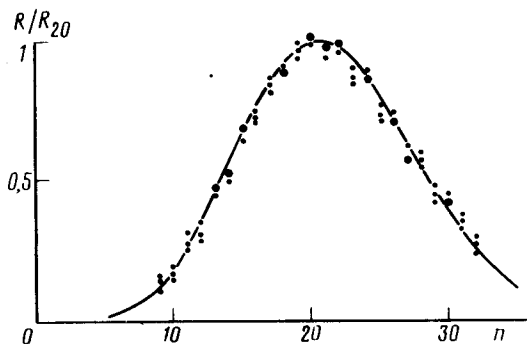
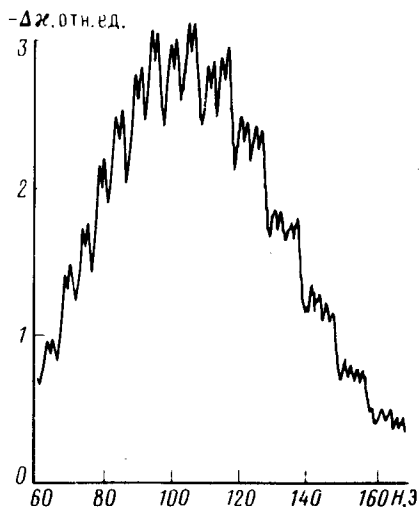


Рис. 2. Зависимость нормированных экспериментальных значений амплитуд R_n резонансных пиков от номера n пика для трех значений $H_{\perp} = (0,2; 0,6; 1,0)$ Э. Крупные точки – совпадение двух значений R_n для разных H_{\perp}

Рис. 3. Резонансная зависимость уменьшения теплопроводности O_2 : $f = 15,096$ МГц, $p = 60$ мтор, $H_{\perp} = 1,1$ Э



Как известно ⁷, вращение гомоядерной молекулы O_2^{16} с равным нулю ядерным спином описывается нечетными значениями вращательного квантового числа K . Гиромагнитное отношение молекул O_2 с $\sigma = \pm 1$ для каждого числа конкретного K имеет два значения, получающиеся из зеемановского расщепления (случай в по Гунду, см., например, ⁸ стр. 502): $\gamma \doteq 2\mu_B/\hbar K$ для $\sigma = -1$ и $\gamma = -2\mu_B/\hbar(K+1)$ для $\sigma = +1$, где μ_B – магнетон Бора, \hbar – постоянная Планка. Знак γ (знак σ) в настоящих опытах не различался, вследствие симметрии экспериментальных условий: применялось осциллирующее поле вместо вращающегося и, кроме того, градиент температуры $\vec{\nabla}T$ в датчиках имел противоположные направления по обе стороны от термосопротивлений (см. ⁴). Следовательно, каждому K должна соответствовать пара (дублет) резонансных пиков, раздвинутых на $\Delta H = hf/2\mu_B$, где $h = 2\pi\hbar$. Для всевозможных нечетных K дублеты образуют последовательность (спектр) пиков с тем же интервалом ΔH , что находится в полном согласии с рис. 1, б (на спаде резонансной кривой дублеты пиков особенно заметны). Отношение $f/\Delta H = 2\mu_B/h = 2,799 \cdot 10^6$ Гц/Э совпадает с экспериментальным значением.

В теории ГМР ¹ вращение молекул рассматривается классически с учетом того, что при комнатных температурах среднее значение $K \sim 10$ достаточно велико. Выражение для резонансного уменьшения теплопроводности кислорода, полученное в ¹ удовлетворительно

описывает экспериментальные результаты, если в нем интегрирование по моментам M заменить суммированием. Это выражение (для случая, когда частота процессии $\gamma^* H_{\perp}$ значительно больше характерной частоты релаксации ν)

$$-\Delta k \propto H_{\perp}^2 \sum_n \Phi_n \frac{4(H - \omega/\gamma_n)^2 + H_{\perp}^2}{[(H - \omega/\gamma_n)^2 + H_{\perp}^2]^2} \quad (1)$$

приобретает вид суммы резонансных членов с весовой функцией $\Phi_n = M_n^5 \exp(-M_n^2/2IkT)$, где k — постоянная Больцмана, I — момент инерции, $M_n \approx n\hbar$, $\omega = 2\pi f$, $\gamma_n = 2\mu_B/\hbar n$, $n = K$ или $K+1$. Здесь члены с $\gamma = -2\mu_B/\hbar K(K+1)$ для $\sigma = 0$ опущены и учтено, что знак γ в эксперименте не различается.

На рис. 2 представлены нормированные экспериментальные значения амплитуд резонансных пиков R_n в зависимости от числа $n = H_n/\Delta H$ (H_n — резонансное поле для n -го пика) при различных H_{\perp} и соответствующим образом нормированная функция Φ_n (сплошная кривая). Как видно из рисунка, характер этих зависимостей совпадает, что подтверждает приведенные выше рассуждения. Таким образом, спектр ГМР в O_2 можно рассматривать как суперпозицию ГМР на "непарамагнитных" компонентах ($\gamma_n = \text{const}$) газа. При средней температуре газа в опытах $T = 350$ К, максимальной амплитуде резонансного спектра соответствует $n = 20$. Поскольку зависимость $R_n(n)$ непосредственно связана с распределением молекул газа по моментам, то достаточно точные измерения этой зависимости могут дать прямые сведения о неравновесности функции распределения газа в пространстве моментов, вызванной неравновесностью в пространстве скоростей (например, в присутствии $\vec{\nabla}T$).

На рис. 3 показана зависимость $-\Delta k(H)$, полученная на частоте $f = 15,096$ МГц. Видно, что на вершине каждого пика разрешается слабый провал. Это соответствует тонкой структуре ГМР предсказанной теорией: каждый резонансный член в (1) описывает пик, расщепленный на вершине на два максимума при $H = H_n \pm H_{\perp}/\sqrt{2}$. Такой вид тонкой структуры резонанса соответствует модели рассеяния молекул, рассмотренной в ¹. Однако, относительная глубина провала $\delta R/R$, наблюдаемая на опыте, оказывается приблизительно в пять раз меньше теоретической. В работе ⁴ тонкую структуру ГМР в N_2 и CO обнаружить не удалось. В связи с этим, следует заметить, что в ⁴ отношение $\gamma^* H_{\perp}/\nu$, с ростом которого растет $\delta R/R$, было не более 0,85, тогда как по данным рис. 3 оно равно ~ 3 . По-видимому, действительная частота релаксации ν выше, чем теоретическая (см. ⁴), и близка к частоте столкновений.

Зависимости амплитуд R_n от H_{\perp} и давления p находятся в качественном согласии с (1).

В заключение авторы выражают благодарность Л.А.Максимову, Г.В.Шляпникову за полезные обсуждения работы.

Литература

1. Борман В.Д., Максимов Л.А., Михайлова Ю.В., Николаев Б.И. ЖЭТФ, 1967, 53, 2143.
2. Борман В.Д., Горелик Л.Л., Николаев Б.И., Сеницын В.В. Письма в ЖЭТФ, 1967, 6, 945.
3. Борман В.Д., Горелик Л.Л., Лазько В.С., Николаев Б.И., Хмелев А.В. Препринт ИАЭ-2623, 1976.
4. Горелик Л.Л., Лазько В.С. ЖЭТФ, 1983, 84, 931.
5. Горелик Л.Л. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 403.
6. Аверкиев Н.С., Дьяконов М.И. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 196.
7. Герцберг Г. Спектры и строение двухатомных молекул. И.Л., 1949.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, т. III, М., 1963.

Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова

Всесоюзный заочный
институт пищевой промышленности

Поступила в редакцию
14 декабря 1984 г.