

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 538.69 : 539.143.4

 ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ СТАТИЧЕСКОГО
И ПЕРЕМЕННОГО ПОЛЕЙ НА ФОРМУ ЛИНИИ
МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В ГАЗАХ

Л. Н. Новиков, С. Л. Вотяков и В. П. Путырский

В работах [1-3] теоретически и экспериментально изучена форма линии ЯМР оптически ориентированных атомов в неоднородном радиочастотном поле и показано, что в этом случае сигнал ЯМР состоит из узкого центрального пика и широкого пьедестала. Авторами работы [4] экспериментально обнаружено, что при наложении второго неоднородного статического продольного магнитного поля $H_{1z}(\mathbf{r})$ линия ЯМР в системе атомов Ne^3 имеет более сложное строение.

На основе развитого ранее формализма [3] в настоящем сообщении проведен расчет формы линии ЯМР, индуцированного неоднородным радиочастотным полем: $H_1 = H_x(\mathbf{r})(i \cos \omega t + j \sin \omega t)$, (здесь $H_x(\mathbf{r}) \equiv \langle H_x \rangle + H_{1x}(\mathbf{r})$), в условиях дополнительного неоднородного статического поля: $H_z = H_0 + H_{1z}(\mathbf{r})$, где среднее значение по объему резонансной ячейки $\langle H_{1z}(\mathbf{r}) \rangle$ равно нулю. В указанных полях стационарная разность населенностей двухуровневой системы записывается в виде [3]

$$\langle \Delta_0 - \Delta \rangle = \gamma^2 \tau_1 \Delta_0 \text{Im} \left\{ i \int_0^\infty \exp[-(\tau_2^{-1} - i(\omega_0 - \omega))\tau] \times \right. \\ \left. \times d\tau \left\langle H_x(t) H_x(t - \tau) \exp \left[i \gamma \int_0^\tau H_{1z}(t - \tau + x) dx \right] \right\rangle \right\}, \quad (1)$$

где Δ_0 — стационарная разность населенностей при учете оптической ориентации атомов в отсутствие неоднородных полей; τ_1, τ_2 — времена продольной и поперечной релаксации; $\omega_0 \equiv \gamma H_0$. А усреднение производится по всевозможным траекториям движения атома в ячейке $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t)$.

Учитывая, что $\gamma^2 \langle H_{1z}^2 \rangle \tau_2^2 \ll 1$, где τ_2 — время корреляции случайного процесса $H_{1z}(\mathbf{r}(t))$, совпадающее со временем диффузии атомов в ячейке (это условие является обычным пределом применимости релаксационной теории), разложим экспоненту в выражении (1) в ряд по H_{1z} . Тогда последовательное усреднение возникающих слагаемых приводит к появлению набора резонансных линий в выражении (1).

а. При учете членов: $\langle H_x \rangle^2 + \langle H_{1x}(t) H_{1x}(t - \tau) \rangle$ находим, что сигнал ЯМР является суперпозицией двух линий: узкого резонансного пика $\delta_0(\Delta\omega)$ и широкого пьедестала $\delta_L(\Delta\omega)$

$$\langle \Delta_0 - \Delta \rangle_1 = \delta_0(\Delta\omega) + \delta_L(\Delta\omega), \quad (2)$$

где

$$\delta_0(\Delta\omega) \sim \frac{\Delta_0 \tau_1 \langle H_x \rangle^2}{\tau_2 (\tau_2^{-2} + \Delta\omega^2)}, \quad (3)$$

и для ячейки с большой плотностью наполняющего газа

$$\delta_L(\Delta\omega) \sim \frac{\Delta_0 \tau_1 \langle H_{1x}^2 \rangle}{\tau_2 (\tau_2^{-2} + \Delta\omega^2)}. \quad (4)$$

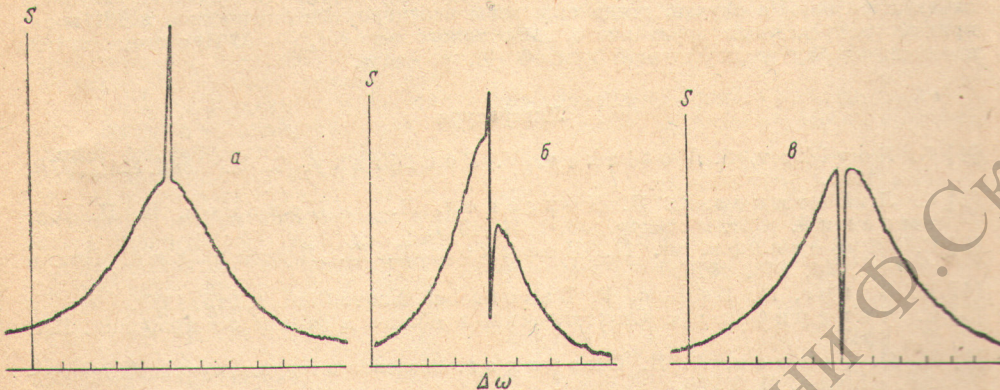
Полученным результатам можно дать простую физическую интерпретацию: вследствие хаотического движения атомов по объему ячейки в поле $H_x(\mathbf{r})$ на них воздействует некоторое эффективное случайное поле $H_{x\text{ef}}(t)$. Его спектр состоит из монохроматической линии на частоте ω и боковых крыльев, ширина которых в частотном диапазоне обратно пропорциональна времени диффузии атомов τ_2 . Форма линии сигнала ЯМР отражает форму спектра $H_{x\text{ef}}(\omega)$.

б. Вводя взаимную корреляционную функцию случайных процессов $H_{1x}(t)$ и $H_{1z}(t)$

$$g_{xz}(\tau) \equiv \langle H_{1x}(t) H_{1z}(t+\tau) \rangle, \quad G_{xz} \equiv \int_0^{\infty} g_{xz}(\tau) d\tau \quad (5)$$

усредняем слагаемые вида

$$-i\gamma \langle H_x \rangle \int_0^{\tau} \langle H_{1x}(t') H_{1z}(t'+x) \rangle dx.$$



Запись сигнала ЯМР, $S \sim \langle \Delta_0 - \Delta \rangle$ в системе атомов Hg^{201} .

Масштаб по оси $\Delta\omega$: 0.96 кГц/см.

Таким образом, получим, что линия ЯМР

$$\langle \Delta_0 - \Delta \rangle_2 \sim - \frac{\Delta_0 \tau_1 \langle H_x \rangle G_{xz} \Delta\omega}{(\tau_2^2 + \Delta\omega^2)} \quad (6)$$

дисперсионной формы.

в. Поскольку H_{1z} и H_{1x} зависят от переменных r , имеющих гауссово распределение для ячеек с большой плотностью газа [5], то коррелятор четвертого порядка можно выразить через парные корреляционные функции [6]

$$\langle H_{1z}(t_1) H_{1z}(t_2) H_{1x}(t_3) H_{1x}(t_4) \rangle = \langle H_{1z}(t_1) H_{1z}(t_2) \rangle \langle H_{1x}(t_3) H_{1x}(t_4) \rangle + \langle H_{1z}(t_1) H_{1x}(t_3) \rangle \langle H_{1z}(t_2) H_{1x}(t_4) \rangle + \langle H_{1z}(t_1) H_{1x}(t_4) \rangle \langle H_{1z}(t_2) H_{1x}(t_3) \rangle, \quad (7)$$

тогда усреднение слагаемых вида

$$\int_0^{\tau} dx' \int_0^{\tau} dx'' \langle H_{1z}(t'+x') H_{1z}(t'+x'') H_{1x}(t) H_{1x}(t') \rangle$$

приводит к выражению.

$$\langle \Delta_0 - \Delta \rangle_3 \sim - \frac{\tau_1 \Delta_0 G_{xz}^2}{\tau_2 (\tau_2^2 + \Delta\omega^2)}. \quad (8)$$

Из формул (2), (8) видно, что при $\langle H_x \rangle = 0$ сигнал ЯМР представляет собой широкую линию δ_L с узким «провалом» в центре (8), который является следствием усреднения переменного поля (фаза которого меняется по объему) для движущихся частиц, находящихся в резонансе. Этот эффект является родственным усреднению неоднородного поля за счет диффузии.

Учет остальных слагаемых в (1) соответствует отдельному усреднению экспоненты и расчету корреляционной функции $\langle H_{1x}(t) H_{1x}(t-\tau) \rangle$. Это приводит к уширению резонансных линий за счет продольного усреднения неоднородного поля $H_{1z}(r)$

$$\tau_2^{-1} \rightarrow \tau_2^{-1} + kG_{zz}. \quad (9)$$

Можно показать, что в более высоком порядке по неоднородному радиочастотному полю H_{1x} линии ЯМР уширяются и наблюдается сдвиг узкой резонансной линии $\delta_0 + \langle \Delta_0 - \Delta \rangle_2 + \langle \Delta_0 - \Delta \rangle_3$

$$\delta_0 = \langle H_x \rangle \tau_1^2 G_{xz}. \quad (10)$$

Изложенные выше выводы теории были проверены экспериментально в системе атомов Hg^{201} при выстраивании оптическим излучением линией 2537 Å. Принципиальная схема эксперимента описана в работах [1-3], регистрация разности населенностей между зеемановскими подуровнями $\langle \Delta_0 - \Delta \rangle$ осуществлялась по интенсивности света флуоресценции, переизлученного в направлении, перпендикулярном лучу накачки. На рисунке приведены записи сигнала ЯМР атомов Hg^{201} ($p \sim 10^{-3}$ тор): $S \sim \langle \Delta_0 - \Delta \rangle$ в сферической ячейке с инертным газом He^4 ($p=0.155$ тор). Температура ячейки 300 К. В этом случае обратное время диффузии атомов в ячейке τ^{-1} [°] составляло 3.3 кГц. Кривая *a* наблюдалась в неоднородном переменном поле, когда градиент статического поля равен нулю. Полученный сигнал хорошо описывается выражениями (2)–(4). На рисунке, *b* представлена запись сигнала резонанса в условиях двух неоднородных полей, статического и переменного. При этом центральный сигнал несимметричен и является суперпозицией линий поглощения (3), (8) и дисперсии (6). Сигнал на рисунке, *c* наблюдался нами в случае, когда наложены неоднородные статическое и РЧ поля, причем распределение переменного поля таково, что $\langle H_x \rangle \sim 0$. При этом сигнал, имеющий форму дисперсионной кривой (6), исчезает.

Литература

- [1] L. Novikov, S. Votnikov, V. Poutirsky. C. R. Acad. Sci., 277B, 175, 1973.
- [2] С. Л. Вотяков, С. П. Довгопол, Л. Н. Новиков, В. П. Путьрский. Опт. и спектр., 36, 1041, 1974.
- [3] С. Л. Вотяков, Л. Н. Новиков, В. П. Путьрский. Опт. и спектр., 36, 848, 1974.
- [4] R. Varbe, M. Leduc, F. Laloe. Let. Nuovo Cim., 8, 915, 1973.
- [5] С. Чандрасекар. Стохастические проблемы в физике и астрономии. ИЛ, М., 1947.
- [6] И. И. Гихман, А. В. Скороход. Введение в теорию случайных процессов. «Наука», М., 1968.

Получено в Редакцию 24 июля 1976 г.
В окончательной редакции 5 февраля 1977 г.

УДК 537.52

О Контракции Электрического Разряда в Инертных Газах при Средних Давлениях

Г. Н. Герасимов

Изучение вопроса о сжатии зоны электрического разряда в газах представляет несомненный интерес. Из многочисленных работ, посвященных выяснению природы контракции [1-12], следует, что пока не установлена одна причина, объясняющая это явление во всех многообразных случаях его возникновения.

Настоящее сообщение касается проблемы контракции положительного столба разряда в инертных газах при средних давлениях. Это явление состоит в том, что в электрическом разряде область, занимаемая плазмой, локализуется в пространстве, и ее величина практически не зависит от поперечных размеров разрядной трубки. Исследования такой плазмы проводились рядом авторов [1-4, 7, 8].

Установлено, что разряд в атмосфере инертных газов с повышением давления скачком переходит из диффузного в контрагированный. Обычно для объяснения этого явления анализируются уравнения баланса для числа заряженных частиц и энергии. Эти уравнения решаются в различных предположениях: с учетом специфической формы функции распределения электронов по энергиям при прямом и ступенчатом характере возбуждения и ионизации [3, 4, 8], с учетом градиента температуры электронов и атомов по радиусу трубки [1, 8], учитывалось влияние объемных потерь заряженных частиц. Решая такие уравнения, получали радиальные характеристики разряда и сравнивали их с экспериментально измеренными.

Как правило, наблюдалось удовлетворительное качественное согласие рассчитанных и экспериментально измеренных параметров разряда. По-видимому, все рассмотренные причины являлись в какой-то степени ответственными за возникновение контракции.

Целью нашей работы было получение экспериментальных результатов, которые позволили бы выявить основные факторы, влияющие на возникновение контракции при разряде в атмосфере инертных газов при средних давлениях.