ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРОВ И ДРУГИЕ ВОПРОСЫ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

PACS 75.30.Ds; 32.10.Dk

Коллективные моды в холодных парамагнитных газах

Т.Л.Андреева, П.Л.Рубин

Получено условие возникновения спиновых волн в парамагнитных газах $\mathrm{Re}\hat{A} \gg \mathrm{Im}\hat{A}$*, которое выполняется только при температурах порядка 1 мкК.*

Ключевые слова: *спиновые волны, холодные парамагнитные газы, уравнение Больцмана.*

До недавнего времени в газах наблюдалась единственная распространяющаяся коллективная мода – звуковые волны. С 1980-х гг. предпринимались попытки обнаружения спиновых волн в поляризованных газах, которые, однако, успехом не увенчались. Исследования проводились при температурах около 1 мК. Только использование лазерного охлаждения газов до температур порядка 1 мкК совершенно изменило ситуацию. Аномально сильные спиновые волны наблюдались в парах рубидия в S-состоянии при температуре $T \approx 0.6$ мкК и концентрации $n = 1.8 \times 10^{13}$ см$^{-3}$ [1]. Позднее появились работы, в которых исследовались холодные атомы Ga, In, I и др. в P-состояниях, т. е. с ненулевым орбитальным моментом [2], однако спиновые волны не наблюдались. Недавно группа исследователей из Массачусетского технологического института сообщила, что их результаты могут свидетельствовать о ферромагнитном фазовом переходе в ультрахолодных парах лития [3].

Теоретическое описание спиновых волн в парамагнитных газах требует точного вычисления интеграла столкновений в уравнении Больцмана с учетом спиновых степеней свободы сталкивающихся атомов. В работах на эту тему выражения для интеграла столкновений обычно весьма громоздки, что сильно затрудняет исследование динамики спиновых волн. Чтобы этого избежать, используются модельные варианты интеграла столкновений [4].

В наших работах [5, 6] показано, что теория спиновых волн в холодных парамагнитных газах, температура которых выше температуры вырождения, может быть построена на основе только больцмановского квантового интеграла столкновений без введения феноменологических добавок в кинетическое уравнение. Был вычислен точный больцмановский интеграл столкновений в парамагнитных газах при низких температурах с учетом тождественнности сталкивающихся частиц. Оказалось, что динамика магнитного момента в поляризованном и неполяризованном газах существенно различна. Спиновые волны могут распространяться только в поляризованном газе и описываются уравнением Больцмана, в котором достаточно сохранить только член ухода. Для этого температура должна быть настолько низкой, чтобы выполнялось условие

$$\mathrm{Re}\hat{A} \gg \mathrm{Im}\hat{A}. \tag{1}$$

Здесь $\hat{A}$ – амплитуда рассеяния частиц, которая зависит от внутренних степеней свободы атома (в данном случае – от проекций спина) и при низких температурах сферически симметрична. Отметим, что в настоящей работе для большей наглядности в записи интеграла столкновений используется амплитуда рассеяния, а не T-матрица, как это было в наших предыдущих работах [5, 6]. Связь между амплитудой рассеяния и T-матрицей имеет вид [7]

$$\hat{A} = -4\pi^2 m_{\mathrm{red}} \hbar \hat{T},$$

где $m_{\mathrm{red}} = m/2$ – приведенная масса сталкивающихся атомов (m – масса атома). При достаточно низких температурах рассеяние становится изотропным, амплитуда $\hat{A}$ перестает зависеть от угла рассеяния, а сечение столкновений – от энергии.

Интегральное уравнение динамики магнитного момента атома зависит от степени спиновой поляризации газа M (отношения числа поляризованных внешним магнитным полем атомов к полному их числу [1]) и для компоненты магнитного момента μ_{-1} имеет следующий вид:

$$(\boldsymbol{kv} - \omega + \nu_1)\mu_{-1}(\boldsymbol{p},\omega) = \nu_2 \int w(\boldsymbol{p}_1)\mu_{-1}(\boldsymbol{p}_1,\omega)\,\mathrm{d}\boldsymbol{p}_1. \tag{2}$$

Здесь $\mu_{-1}(\boldsymbol{p},\omega)$ – фурье-образ компоненты $\mu_{-1}(\boldsymbol{x},t)$ магнитного момента; $w(\boldsymbol{p})$ – нормированное на единицу максвелловское распределение атомов по импульсам $\boldsymbol{p}$; ω – частота спиновой волны; $\boldsymbol{k}$ и $\boldsymbol{v}$ – волновой вектор и скорость атома. Величины ν_1 и ν_2 (размерности частоты) имеют вид [5, 6]

$$\nu_1 = \frac{\pi M n \hbar}{2m_{\mathrm{red}}}\Big(\mathrm{Re}\,A_{\frac{1}{2},\frac{1}{2};\frac{1}{2},\frac{1}{2}} - \mathrm{Re}\,A_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2};\frac{1}{2},-\frac{1}{2}}\Big), \tag{3}$$

$$\nu_2 = \frac{\pi M n \hbar}{2m_{\mathrm{red}}}\mathrm{Re}\,A_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2};-\frac{1}{2},\frac{1}{2}} = \frac{M}{2} n \bar{v} \lambda_{\mathrm{B}} \mathrm{Re}\,A_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2};-\frac{1}{2},\frac{1}{2}}, \tag{4}$$

где n – концентрация газа; μ_{-1}, μ_1 – циркулярно поляризованные компоненты векторов магнитного момента;

Т.Л.Андреева, П.Л.Рубин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, ГСП-1, Ленинский просп., 53; e-mail: rubin@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 21 ноября 2013 г., после доработки – 5 декабря 2013 г.

$\lambda_B = 2\pi\hbar/(m\bar{v})$ – дебройлевская длина волны атомов; $\bar{v}$ – средняя тепловая скорость атомов. Пары индексов компонент амплитуды рассеяния – проекции спинов атомов до и после столкновения в системе координат с осью квантования, направленной вдоль магнитного поля. Из уравнения (2) можно получить закон дисперсии спиновых волн. В гидродинамическом пределе он имеет вид

$$\omega - \omega_0 = -\frac{k^2\bar{v}^2}{3\nu_2}, \tag{5}$$

где

$$\omega_0 = \omega_{12} + \nu_1 - \nu_2 \tag{6}$$

(ω_{12} – зеемановское расщепление уровня в магнитном поле). Отметим, что величина $\mathrm{Re}\,A_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2};-\frac{1}{2},\frac{1}{2}}$, а потому и ν_2, может иметь любой знак. При низких температурах для фермионов $A_{\frac{1}{2},\frac{1}{2};\frac{1}{2},\frac{1}{2}} = 0$, $A_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2};\frac{1}{2},-\frac{1}{2}} = -A_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2};-\frac{1}{2},\frac{1}{2}}$, поэтому $\nu_1 = \nu_2$.

В неполяризованном газе при низких температурах уравнение для магнитного момента существенно отличается от рассмотренного выше. Дело в том, что при выполнении условия (1) в поляризованном газе ($M \approx 1$) в интеграле столкновений в первом приближении достаточно удержать лишь члены, пропорциональные M (остальные слагаемые малы). При этом получается уравнение (2), которое описывает распространяющиеся спиновые волны. При $M = 0$ остаются лишь члены, которые ранее не учитывались, и уравнение для магнитного момента принимает вид

$$\mathrm{i}(\boldsymbol{kv} - \omega)\mu_{-1}(\boldsymbol{p},\omega) = \frac{\pi n\hbar}{m_{\mathrm{red}}}\int\Big(\mathrm{Im}\,A_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2};\frac{1}{2},-\frac{1}{2}} + \mathrm{Im}\,A_{\frac{1}{2},\frac{1}{2};\frac{1}{2},\frac{1}{2}}\Big)$$
$$\times[\mu_{-1}(\boldsymbol{p},\omega) - \mu_{-1}(\boldsymbol{p}_1,\omega)]\,w(\boldsymbol{p}_1)\,\mathrm{d}\boldsymbol{p}_1. \tag{7}$$

В левой части уравнения появляется мнимая единица, а интеграл столкновений содержит только положительные слагаемые $\mathrm{Im}\hat{A}$. Вследствие этого решения уравнения описывают просто диффузию магнитного момента.

Итак, спиновые волны в парамагнитном газе могут распространяться только при достаточно низких температурах, когда выполняется условие (1), и наведенной поляризации газа.

1. McGuirk J.M., Lewandowski H.J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 090402 (2002).
2. Lu M.-J. et al. *Phys. Rev. A*, **77**, 043607(7) (2006).
3. Gyu-Boong Jo et al. *Science*, **325**, 1521 (2009).
4. Fuchs J.N., Cangardt D.M., Laloë F. *Eur. Phys. J. D*, **25**, 5775 (2003).
5. Андреева Т.Л., Рубин П.Л. *ЖЭТФ*, **115**, 865 (1999).
6. Андреева Т.Л., Рубин П.Л. *ЖЭТФ*, **125**, 863 (2006).
7. Ньютон Р. *Теория рассеяния волн и частиц* (М.: Мир, 1969).