

СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПАРАМАГНИТНЫХ ГАЗАХ

Е.Н.Башкин

В парамагнитных газах с неравными заселенностями спиновых состояний (внешнее магнитное поле, динамическая поляризация) могут распространяться слабозатухающие колебания намагниченности. Получен спектр таких колебаний.

Для изучения свойств газов обычно используется классическое уравнение Больцмана, кинематическая часть которого соответствует свободному движению молекул газа, а все изменения в состояниях частиц описываются интегралом столкновений. С другой стороны при квантовомеханическом выводе кинетического уравнения в его кинематической части возникают специфические, линейные по амплитуде расщепления члены, описывающие своеобразное самосогласованное взаимодействие (типа ферми-жидкостного) частиц газа.

Нетрудно убедиться, что при достаточно низких температурах, когда $r_0 \ll \lambda$ (λ – дебройлевская длина волны. r_0 – радиус взаимодействия молекул газа), такие существенно квантовые поправки в кинетическом уравнении значительно превосходят нелокальные члены в разложении интеграла столкновений по градиентам функции распределения. Поэтому при $r_0 \ll \lambda$ учет квантовых поправок в уравнении Больцмана с локальным интегралом столкновений уже не является превышением точности и может привести к проявлению коллективных эффектов в газе. К сожалению, в отсутствие внешних полей распространение коллективных высокочастотных мод (типа нуль-Зука или спиновых волн в ферми-жидкости [1] в больцмановском газе оказывается невозможным вследствие сильного черенковского поглощения. Ситуация, однако, полностью изменяется при поляризации системы магнитных моментов молекул газа, что может достигаться как включением внешнего магнитного поля, так и методами динамической поляризации (оптическая накачка, инъекция поляризованного пучка). Изменение магнитной симметрии системы приводит к возможности распространения колебаний намагниченности с квадратичным законом дисперсии [2 – 5]. Бесстолкновительное затухание длинноволновых мод оказывается тогда экспоненциально малым.

1. В силу условия $r_0 \ll \lambda$, газообразными парамагнитными веществами, в которых могут наблюдаться подобные квантовые эффекты, являются прежде всего ^3He и различные модификации водорода (атомарный водород, ортовород, дейтерий, HD). При этом кинетическое уравнение находится стандартным способом. Истинный потенциал взаимодействия молекул газа заменяется на псевдопотенциал, допускающий применение теории возмущений. Коммутатор матрицы плотности и гамильтониана с псевдопотенциалом вычисляется в виде ряда теории возмущений, а окончательный результат выражается через истинную длину рассеяния a . Указанная процедура эквивалентна добавлению к функции Гамильтона частицы в кинетическом уравнении оп-

пределенного самосогласованного члена, линейного по a . Для определенности рассмотрим случай ферми-частиц со спином 1/2. Тогда спиновая часть самосогласованной добавки к энергии молекулы $\delta \hat{\epsilon}$ равна

$$\delta \hat{\epsilon} = - \frac{4 \pi a \hbar^2}{m} \sum_{\mathbf{p}} \hat{n}_{\mathbf{p}}, \quad (1)$$

где \hat{n} – спиновая часть матрицы плотности, m – масса частицы, \mathbf{p} – импульс. Равновесное значение \hat{n} определяется выражением

$$\hat{n}_{\mathbf{p}}^{(0)} = \frac{1}{2} (n_{\mathbf{p}}^+ - n_{\mathbf{p}}^-) \vec{\sigma} \vec{M}. \quad (2)$$

Здесь $n_{\mathbf{p}}^{\pm}$ – равновесные функции распределения для частиц со спинами, ориентированными вдоль и против направления магнитной поляризации \vec{M} , $\vec{\sigma}$ -матрицы Паули. Решение линеаризованного кинетического уравнения с помощью (1) – (2) определяет спектр колебаний намагниченности в плоскости, перпендикулярной к \vec{M} . Если поляризация спиновой системы осуществляется инжекцией поляризованного пучка или оптической накачкой (внешнее магнитное поле потом выключается), то закон дисперсии колебаний имеет вид

$$\omega = - \frac{(k v_T)^2}{\Omega_{int}}, \quad \Omega_{int} = \frac{4 \pi a \hbar}{m} N \alpha, \quad (3)$$

где ω и k – частота и волновой вектор спиновой волны, $v_T = (T/m)^{1/2}$ – тепловая скорость молекул газа, N – число молекул в единице объема, $\alpha = (N_+ - N_-)/N$ – степень поляризации. Условие малости релаксационного (в обменном приближении) и бесстолкновительного поглощений определяют область значений k и условие на α

$$1 \gg (k r_{int})^2 \gg N \alpha^2 r_{int}, \quad r_{int} = v_T / \Omega_{int} \quad (4)$$

$$\alpha \gg |\alpha| / \lambda$$

При этом в силу условия $N \lambda^3 \ll 1$ автоматически выполняется неравенство $k \lambda \ll 1$.

Подчеркнем, что в данном случае мы имеем дело с магнитонеравновесной системой, которая, однако, может существовать довольно длительное время, так как время переброса спина, обусловленного слабыми релятивистскими взаимодействиями, значительно превосходит время установления равновесия частиц газа по импульсам.

В настоящее время оптической накачкой удается поляризовать газообразный ${}^3\text{He}$ до значений $\alpha = 0,3 - 0,6$ [6, 7]. В этих условиях возможно распространение слабозатухающих спиновых мод с длинами волн порядка $10^{-3} - 10^{-2}$ см при температурах $T \ll 100$ К. Если поляризация спиновой системы осуществляется внешним магнитным полем, H , то в выражении (3), определяющем спектр магнонов, возникает еще и энергетическая щель γH (γ – гиromагнитное отношение), со-

ответствующая свободной прецессии магнитных моментов. В экспериментах со спин-поляризованным атомарным водородом [8, 9] удалось получить долгоживущее состояние H^+ с $N \approx 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $T = 0,3 \text{ К}$ и $H = 80 - 100 \text{ кЭ}$. При этом также существуют колебания намагниченности с $\Omega_{int}/\gamma H = 10^{-5}$.

2. Незатухающие спиновые волны могут распространяться и по электронной компоненте в плазме. Пусть параметры невырожденной плазмы обеспечивают применимость теории возмущений как в термодинамическом, так и в квантовомеханическом смысле, т. е.

$$T \gg \epsilon_F \sim \hbar^2 N^{2/3}/m, \quad T \gg N^{1/3} e^2, \quad e^2/\hbar v \ll 1. \quad (5)$$

Тогда вместо (1) имеем

$$\delta \hat{\epsilon} = - \sum_p \zeta_{p-p'} \hat{n}_{p'}, \quad \zeta_p = 4\pi e^2 \hbar^2 / (p^2 + \hbar^2 \kappa^2), \quad (6)$$

где κ^{-1} – дебаевский радиус экранирования. При достаточно высокой электронной плотности $N a_B^3 \gg L$ (такие значения плотности достигаются в экспериментах с лазерной плазмой [10]; a_B – боровский радиус, L – кулоновский логарифм) имеется область температур

$$(1/L)(\hbar \omega_L)^2 / R_y \gg T \gg \epsilon_F, \quad (7)$$

где ω_L – ленгмюровская частота, в которой квантовые поправки в кинематической части уравнения Больцмана за счет (6) оказываются больше градиентных нелокальных членов в интеграле столкновения. При этом $\epsilon_F \gg \hbar \omega_L \gg N^{1/3} e^2 \gg R_y$. Если поляризация электронных спинов достигается не внешним магнитным полем, то в кинетическом уравнении отсутствуют члены, обусловленные силой Лоренца, и спектр магнонов определяется уравнениями

$$\omega = (\alpha N)^{-1} \sum_p k v g_p (n_p^+ - n_p^-), \quad (8)$$

$$\hbar k v + \sum_p \zeta_{p-p'} (n_{p'}^+ - n_{p'}^-) (g_p - g_{p'}) = 0.$$

Вместо условий (4) теперь имеем

$$\kappa \alpha (\hbar \omega_L / T) \gg k \gg \alpha^{1/2} \kappa (\hbar \omega_L / T) (R_y / T)^{1/4} L^{1/2}, \quad (9)$$

$$\alpha \gg (R_y / T)^{1/2} L.$$

При этом $k/\kappa \ll 1$, $\lambda \kappa \ll 1$. В экспериментальных условиях [10] при $N \approx 10^{24} \text{ см}^{-3}$ и $T \approx 1 \text{ кэВ}$ спиновые колебания могли бы существовать при $\alpha \gg 0,5$. Если $T \ll \epsilon_F$ и $N a_B^3 \gg 1$, то спектр спиновых волн в вырожденной плазме также задается уравнениями (8).

Подчеркнем, что в отличие от рассмотренных случаев, в поляризованных ферми-системах с сильным взаимодействием вычисление спектра магнонов через локальную ферми-жидкостную функцию оказывается невозможным, поскольку квадратичные по градиентам намагниченнос-

ти члены в свободной энергии также дают поправки порядка k^2 в закон дисперсии спиновых волн. Подробные результаты будут в дальнейшем опубликованы.

Выражаю благодарность А.Ф.Андрееву, Л.П.Питаевскому за ценные обсуждения, И.Е.Дзялошинскому и В.Л.Покровскому за полезные критические замечания.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 октября 1980 г.

Литература

- [1] Л.Д.Ландау. ЖЭТФ, 32, 59, 1957.
- [2] В.П.Силин. ЖЭТФ, 35, 1243, 1958; 33, 1227, 1957.
- [3] А.А.Абрикосов, И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 35, 771, 1958.
- [4] А.Г.Аронов. ЖЭТФ, 73, 577, 1977.
- [5] Е.П.Башкин, А.Э.Мейерович. УФН, 130, 279, 1980.
- [6] R.A.Zhitnikov. Proc. VI Intern. Conf. Atom. Phys. Riga. 308, 1978.
- [7] M.Leduc, G.Trenec, F.Laloë. Journ. de Phys., 41, C7-75, 1980.
- [8] I.F.Silvera, J.T.M.Walraven. ibid. C7-137, 1980.
- [9] R.W.Cline, T.J.Greytak, D.Kleppner, D.A.Smith. ibid. C7-151, 1980.
- [10] B.Yaakobi, S.Skupsky, R.L.McCrory, C.F.Hooper, H.Deckman, P.Bourke, J.M.Soures. Phys. Rev. Lett., 44, 1072, 1980.