Письма в ЖЭТФ, том 34, вып.2, стр. 86 – 90 20 июля 1981 г.

ФЕРРОМАГНЕТИЗМ И ВОЛНЫ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ В ИОНИЗОВАННЫХ ГАЗАХ

Е.П.Башкин

Показано, что взаимодействие электронов и нейтралов в холодной плазме приводит к возможности ферромагнитного фазового перехода, возникновению периодической пространственной структуры – волны зарядовой плотности, а также к неустойчивости электронного пучка в нейтральном газе относительно раскачки специфических высокочастотных колебаний. Вычислены две частоты ЭПР.

В не слишком сильно ионизованном газе существенный вклад в свободную энергию могут вносить не только корреляционные эффекты, связанные с кулоновским взаимодействием ионов и электронов, но и вириальные поправки, обусловленные взаимодействием заряженных частиц с нейтралами и нейтральных частиц между собой. В нейтральных газах эти поправки, как правило, не приводят к качественно новым явлениям (за исключением криогенных газов, см.,например, [1]), поскольку газы конденсируются прежде, чем начинают заметно проявляться квантовые свойства. Для столкновений же легких электронов с нейтралами характерная энергия $E_0 = \hbar^2/\mu r_0^2$, μ – приведенная масса, r_0 – радиус взаимодействия, оказывается порядка 10^5 К, что значительно расширяет область возможного проявления квантовых эффектов.

1. Поскольку дебройлевская длина волны для электрона λ_e значительно больше, чем для нейтрала или иона, то основной вклад в термодинамику ионизованного газа (наряду с корреляционными членами) дадут вириальные поправки, связанные с взаимным рассеянием электронов и нейтралов. Для наглядности мы приведем здесь результаты в главном по r_0/λ_e приближении, хотя некоторые из них легко можно выразить через точную амплитуду рассеяния электрона на нейтральном атоме. Если нейтрал обладает электронным спином, для определенности равным 1/2, то длину рассеяния электрона можно представить в виде

$$a = (a_1 + a_2\vec{\sigma}_e\vec{\sigma}_n)/4,\; a_1 = 3a_- + a_+,\; a_2 = a_- - a_+ \qquad (1)$$

где a_-, a_+ соответствуют триплетному и синглетному рассеянию, индексы e, n, i обозначают электроны, нейтралы и ионы, $\vec{\sigma}$ – матрицы Паули. Если спиновые системы электронной и нейтральной компонент поляризованы, то вириальная добавка к свободной энергии плазмы равна

$$F_{vir} = (\pi\hbar^2 N_e N_n / 2\mu)(a_1 + a_2 \alpha_e \alpha_n \mathfrak{M}_e \mathfrak{M}_n). \tag{2}$$

Здесь $N_{e,n}$ – плотности числа частиц, введены степени поляризации

$\alpha_{e,n} = (N^{\uparrow}_{e,n} - N^{\downarrow}_{e,n}) / N_{e,n}$, $N^{\uparrow}_{e,n} + N^{\downarrow}_{e,n} = N_{e,n}$; $\mathfrak{M}_{e,n}$ – направления векторов намагниченности для обеих компонент. Минимизируя полную свободную энергию с учетом (2) по α_e и α_n (малыми электрон-электронными обменными поправками также пренебрегаем), находим условие возникновения магнитного упорядочения $\theta \leqslant \theta_{c2}$

$$\theta^2_{c2} = E^2_2 (N_e |a_2|^3)(N_n |a_2|^3), \quad E_2 = \pi\hbar^2 / 2\mu a^2_2, \quad \theta^2 = T_e T_n \tag{3}$$

и равновесные значения α_e и α_n

$$\alpha_e = 3^{1/2} (\theta^2_{c2}/\theta^2 - 1)^{1/2} [1 + c (T^2_e / \theta^2_{c2})]^{-1/2}, \quad c = N_e/N_n$$

$$\alpha_n = 3^{1/2} (\theta^2_{c2}/\theta^2 - 1)^{1/2} [1 + c^{-1} (T^2_n / \theta^2_{c2})]^{-1/2}, \quad N^{1/3}_e |a_2| >> c^{1/2} >>$$

$$>> (m_e/m_n)(N^{1/3}_n |a_2|)^{-1} \tag{4}$$

$T_{e,n}$ – температура электронов и нейтралов. При $a_2 > 0$ спонтанные магнитные моменты электронов и нейтральных атомов антипараллельны $\mathfrak{M}_e \mathfrak{M}_n = -1$, при $a_2 < 0$ – параллельны $\mathfrak{M}_e \mathfrak{M}_n = 1$. При понижении температуры взаимодействие нейтралов и электронов может привести также и к спонтанному уплотнению или разрежению обеих компонент, т.е. к нарушению электронейтральности плазмы в областях макроскопических размеров. С другой стороны, такое перераспределение электронов, нарушающее однородность плазмы и сопровождающееся возникновением макроскопического электрического поля, приводит к увеличению корреляционной энергии электронов и ионов. Эти два конкурирующих механизма и обусловливают фазовый переход в системе, связанный с возникновением пространственной периодической структуры в распределении электрического поля и плотностей всех компонент газа – волны зарядовой плотности (ВЗП). Возмущения плотностей δN и потенциал электрического поля ϕ удовлетворяет уравнениям

$$N_i + \delta N_i = N_i \exp(-ze\phi/T_i), \quad N_e + \delta N_e = N_e \exp[(e\phi/T_e) - (g_1 \delta N_n / T_e)],$$

$$N_n + \delta N_n = N_n \exp(-g_1 \delta N_e / T_n), \quad \Delta\phi + 4\pi e (z\delta N_i - \delta N_e) = 0, \tag{5}$$

где z – заряд иона, $g_1 = \pi\hbar^2 a_1/\mu$. Линеаризуя (5) и исключая $\delta N_{e,n,i}$, находим

$$\Delta\phi - [d_i^{-2} + d_e^{-2}(1-G)]\phi = 0, \quad G = g_1^2 N_e N_n / T_e T_n \qquad (6)$$

$d_{e,i}$ – дебаевские радиусы для электронов и ионов. Уравнение (6) определяет радиус экранирования электрического поля в ионизованном газе D

$$D^{-2} = d_i^{-2} + d_e^{-2}(1-G) \qquad (7)$$

а при

$$\theta_{c1}^2 > \theta^2 > \theta_{c1}^2 \left(1 + \frac{T_i}{zT_e}\right)^{-1}, \quad \theta_{c1}^2 = E_1^2 (N_e |a_1|^3)(N_n |a_1|^3), \qquad (8)$$

$$E_1 = \pi\hbar^2/2\mu a_1^2$$

имеет осциллирующее решение, соответствующее возникновению ВЗП с длиной волны $2\pi|D|$. Формулы (3) и (8) являются по сути дела уравнениями на температуру фазовых переходов, поскольку N_e и N_i в плазме сами являются функциями температуры (и внешних условий). Реально такие переходы могут, по-видимому, наблюдаться при довольно высоких давлениях и значительной неизотермичности. Аналогичные явления могут иметь место в твердых растворах, сильно легированных металлах и полупроводниках.

2. Взаимодействие электронов с нейтралами при $T \ll \hbar^2/\mu r_0^2$ должно быть учтено и при написании кинетических уравнений ионизованного газа. При этом в кинематической части уравнений наряду с кулоновским самосогласованным полем возникает специфическая квантовая поправка, линейная по амплитуде рассеяния вперед [1]. В данном случае для продольных колебаний в бесстолкновительном пределе имеем

$$(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_e)\delta n_e + \frac{4\pi e^2}{k^2}\mathbf{k}\frac{\partial n_e^{(0)}}{\partial \mathbf{p}}\left[\sum_{\mathbf{p}}(\delta n_e + z\delta n_i)\right] + \mathbf{k}\frac{\partial n_e^{(0)}}{\partial \mathbf{p}} g_1 \sum_{\mathbf{p}} \delta n_n = 0$$

$$(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_i)\delta n_i + \frac{4\pi z e^2}{k^2}\mathbf{k}\frac{\partial n_i^{(0)}}{\partial \mathbf{p}}\left[\sum_{\mathbf{p}}(\delta n_e + z\delta n_i)\right] = 0, \qquad (9)$$

$$(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_n)\delta n_n + \mathbf{k}\frac{\partial n_n^{(0)}}{\partial \mathbf{p}} g_1 \sum_{\mathbf{p}} \delta n_e = 0,$$

где ω и $\mathbf{k}$ – частота и волновой вектор колебаний, $\mathbf{v}_{n,e,i}$ – скорости частиц, $m_{n,e}$ – массы нейтралов и электронов. Например, для спектра ионно-звуковых волн $kv_{Te} \gg \omega \gg kv_{Tn}$, kv_{Ti} из уравнений (9) получаем

$$\omega^2 = \Omega_i^2 [1 + (kd_e)^{-2}]^{-1}[3(kd_i)^2 + 3(d_i/d_e)^2 + G(d_n/d_e)^2], \quad d_n = v_{Tn}/\Omega_i, \qquad (10)$$

где v_T – тепловая скорость, Ω_i – ионная ленгмюровская частота. В статическом пределе $\omega \ll kv_{Te}, kv_{Tn}, kv_{Ti}$ (9) эквивалентно дисперсионному уравнению

$$1 + (kd_e)^{-2} + (kd_i)^{-2} - G\,[1 + (kd_i)^{-2}] = 0, \qquad (11)$$

которое полностью согласуется с формулами (7) –(8). В специальных условиях существует возможность распространения особых высокочастотных колебаний (типа нуль-звука или спиновых волн в ферми-жидкости [2]), обусловленных эффектами взаимного рассеяния электронов и нейтралов на нулевой угол. Пусть через неподвижный нейтральный газ со скоростью **u** движется монохроматический пучок медленных электронов достаточно низкой плотности, так что основную роль играют лишь столкновения электронов с молекулами газа. Кинетические уравнения для частиц пучка и среды, аналогичные (9), позволяют определить закон дисперсии высокочастотных $|\omega| \gg kv_T$ колебаний плотности нейтральных молекул и электронов

$$\omega = \mathbf{ku}/2 \pm [(\mathbf{ku})^2/4 \pm s_0^2 k^2]^{1/2}, \quad s_0^2 = |g_1|\,(N_e N_n/m_e m_n)^{1/2}. \qquad (12)$$

При $u/v_{Tn} \gg 1$ выражение (13) заведомо справедливо вблизи $\omega = ku$. Если же $s_0 \gg v_{Tn}$, то формула (12) пригодна при любых значениях **ku**, и система пучок – среда оказывается неустойчивой относительно одной из ветвей (12) при $|\cos\chi| < 2s_0/u$, где χ – угол между векторами **k** и **u**. Если $s_0 \geqslant u/2$, то неустойчивость развивается при всех значениях χ. Если молекулы газа имеют электронный спин, то в системе пучок – среда могут возбуждаться и раскачиваться колебания намагниченности со спектром, аналогичным (12) (с заменой a_1 на a_2). В ферромагнитно упорядоченной плазме возможно и распространение спиновых волн с квадратичным законом дисперсии (см. [1]). Соответствующие данные будут опубликованы. Здесь мы приведем только результаты для однородных магнитных колебаний слабоионизованного газа во внешнем магнитном поле **H**. Имеются два решения для ЭПР, одно из которых

$$\omega = 2\beta H/\hbar \qquad (13)$$

соответствует обычной однородной прецессии суммарной намагниченности электронов и нейтралов (β – электронный магнитный момент), а другое

$$\omega = (2\beta H/\hbar) - (2\pi a_2 \hbar/\mu)\,(N_e + N_n)\,\mathrm{th}(\beta H/T) \qquad (14)$$

описывает прецессию пары равных, но противоположно направленных векторов магнитных моментов обеих подсистем. В поле $H \lesssim 100$ кЭ для Cs наблюдение резонанса (14) находится в пределах экспериментальных возможностей при $T \geqslant 10^3$ К.

Выражаю благодарность А.Ф.Андрееву, Л.П.Питаевскому за полезную дискуссию; Г.Д.Богомолову, В.Л.Покровскому и участникам семинара А.И.Ларкина – за обсуждение результатов работы.

Институт
физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 июня 1981 г.

Литература

[1] Е.П.Башкин. Письма в ЖЭТФ, 33, , 11, 1981.

[2] Л.Д.Ландау. ЖЭТФ, 32, 59, 1957; 35, 97, 1958.