Письма в ЖЭТФ, том 68, вып.10, стр.759 - 762

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ЗАРЯЖЕННОЙ ДВИЖУЩЕЙСЯ ПЛЕНКИ ГЕЛИЯ

В.Б.Шикин[1)]

Институт физики твердого тела РАН

142432, Черноголовка, Московская обл.

Поступила в редакцию 17 сентября 1998 г.

После переработки 15 октября 1998 г.

Рассмотрена задача об устойчивости массивной, заряженной пленки гелия с учетом возможного движения пленки относительно электронной системы, локализованной на ее поверхности. Своеобразный эффект Доплера переплетается здесь с процессами, ведущими к потере устойчивости заряженной поверхности гелия, влияя на ее критические характеристики.

PACS: 73.20.Mf

В последнее время намечается тенденция к изучению свойств двухмерных (2Д) заряженных систем , движущихся относительно жидкой подложки. Наиболее четко эта тенденция проявилась в различных попытках исследовать свойства электронного кристалла, скользящего вдоль жидкой подложки (см. например, [1–3]). Как известно, неподвижная электронная решетка деформирует жидкую подложку, образуя лунки под каждым из локализованных в узлах решетки электронов. Динамические свойства электронного кристалла на жидкой подложке в существенной мере зависят от подобной деформации [4]. Если же кристалл движется с определенной скоростью относительно жидкой поверхности, лунки не успевают возникать, и кристалл приобретает новые свойства.

Еще одна интересная задача с участием относительного движения между электронами и жидкой подложкой возникает из "гидродинамических" соображений. Хорошо известно, что вдоль нейтрального канала конечной глубины могут распространяться уединенные волны (солитоны) [5]. Появление на поверхности жидкости конечной плотности заряда должно серьезно модифицировать свойства гидродинамического солитона. В более общем случае речь может идти о волнах третьего звука конечной амплитуды на заряженной движущейся пленке гелия, включая влияние движения пленки на критерии ее устойчивости.

Следует отметить, что имеющиеся попытки заставить скользить электронную систему как целое относительно жидкой подложки не очень эффективны. Речь идет об использовании электрических сил [1], либо сил Лоренца [2] вдоль поверхности гелия . Эти силы конечно сдвигают электроны относительно подложки, но скольжение оказывается крайне пространственно неоднородным и проявляется лишь пороговым образом. В результате, интерпретация наблюдаемых эффектов затруднена.

В данной заметке обращается внимание на сравнительно простую, альтернативную возможность получения однородного движения электронной системы относительно гелия без привлечения возмущающих электрических сил. Речь идет о создании условий, в которых жидкая пленка гелия вынуждена течь вдоль твердой подложки. Сверхтекучая природа гелия позволяет добиваться такого эффекта. В результате

1) e-mail: shikin@issp.ac.ru

электронная компонента на жидкой поверхности пленки гелия остается неподвижной в лабораторной системе координат. А пленка течет относительно твердой подложки и, следовательно, относительно электронной системы. В рамках данного сценария ниже исследован вопрос об устойчивости подвижной заряженной пленки гелия .

1. Рассмотрим ячейку, схематически изображенную на рис. 1. Электроны локализованы на специальном постаменте, приподнятом относительно уровня массивного гелия на высоту h, что позволяет регулировать толщину пленки d на постаменте [4]:

$$d^{-1} = (\frac{1}{d_o^3} + \frac{2\pi e^2 n_s^2}{f})^{1/3}, \quad d_o = (\frac{f}{\rho g h})^{1/3}; \tag{1}$$

здесь g, ρ – ускорение силы тяжести и плотность жидкого гелия, f – константа Ван-дер-Ваальса, n_s – равновесная плотность поверхностных электронов. Кроме того, предусмотрен определенный перепад δh высот массивного гелия слева и справа от постамента. Этот перепад обеспечивает сверхтекучее перетекание гелия слева направо или наоборот, в зависимости от знака δh, со скоростью $u \leq u_c$, где u_c – критическая скорость сверхтекучего течения вдоль пленки:

$$u_c = \frac{2\hbar}{m_4 d} \ln{(d/a)}; \tag{2}$$

m_4 – масса атома гелия, a – межатомное расстояние. Для $d \sim 10^{-1}$см величина $u_c \sim 0.62\,$см/с.

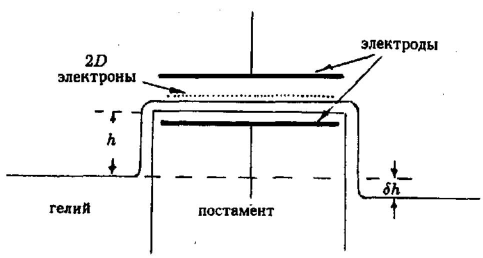


Рис.1. Схема приготовления 2D электронной системы на подвижной подложке

Что касается электронов с плотностью n_s на пьедестале, то их положение контролируется полями плоского конденсатора, удерживающего электроны на жидкой подложке. Это распределение в среднем неподвижно относительно возвышения и, следовательно, находится в движении относительно жидкой пленки.

2. Закон дисперсии капиллярной волны $\exp{(iqx - i\omega t)}$ на поверхности заряженной движущейся пленки гелия в условиях насыщения (электрическое поле над пленкой равно нулю) выглядит следующим образом:

$$\omega_{\pm} = qu \pm [\frac{|\,q\,|}{\rho}(\rho g^* + \alpha q^2 - 4\pi\sigma^2 \mid q \mid)]^{1/2}, \tag{3}$$

$$g^* = g + 3f/\rho d^4, \quad q \; > \; d,$$

где $\sigma = en_s$, α – поверхностное натяжение жидкого гелия. Включение в определение g^* вклада сил Ван-дер-Ваальса позволяет использовать закон дисперсии (3) для достаточно тонких пленок гелия.

Для получения естественного результата (3) (доплер-эффект в задаче о рипплонных колебаниях) необходимо не только модифицировать граничное условие для гидродинамического потенциала ϕ

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = u\frac{d\xi}{dx} + \frac{d\xi}{dt}$$

(ξ – смещение границы жидкости из положения равновесия), но и учитывать линейную по ϕ добавку в общем балансе давлений на подвижной границе, возникающую из квадратичного по скорости жидкости давления Бернули.

Формула (3) интересна с нескольких точек зрения. Во-первых, в линейном приближении устойчивость пленки не реагирует на скорость u. Действительно, критерий устойчивости определяется условием обращения в нуль подкоренного выражения из (3). Это дает

$$\sigma_*^4 = \kappa^2\alpha^2, \quad q_* = 2\pi\sigma_*^2/\alpha, \quad \kappa^2 = \rho g/\alpha, \tag{4}$$

– известный из [6] результат для неподвижной в среднем жидкости.

Во-вторых, частоты из (3) чувствительны к знаку произведения qu, так что реально закон дисперсии в безразмерной форме выглядит так:

$$\omega_\pm^j = jqu \pm [q^3 + q^2 - 2\delta^2 q^2]^{1/2}, \quad j = \pm. \tag{5}$$

Здесь u, q есть безразмерные модули скорости и волнового числа. Кроме того,

$$q = q/\kappa, \quad \kappa^2 = \rho g/\alpha, \quad u = u(\kappa/g)^{1/2}, \quad \delta = \sigma/\sigma_*, \tag{6}$$

σ_* из (4).

Частоты $\omega_+^+(q)$, или $\omega_-^-(q)$ знакопостоянны при всех q. Например, мода $\omega_+^+(q)$:

$$\omega_+^+(q,u,\delta) = +qu + [q^3 + q^2 - 2\delta^2 q^2]^{1/2}, \quad \omega_+^+(1,u,1) = +u \tag{7}$$

для $u = 0.1$ и двух значений δ: 0.96, 1.00 – представлена на рис.2 в его верхней части. Совокупность этих линий сопровождается общим знаком "+". Аналогичная мода $\omega_-^-(q)$ в нижней части рисунка снабжена знаком "-".

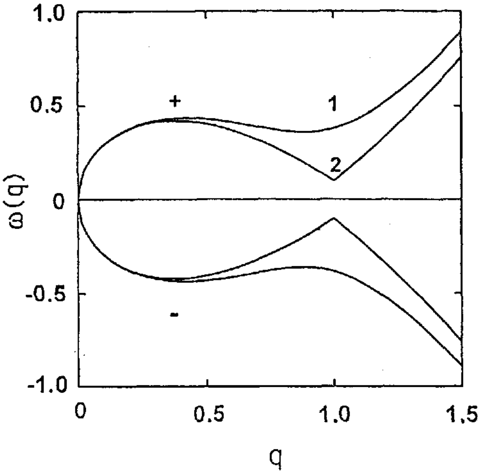
Что касается комбинаций $\omega_+^-(q)$ или $\omega_-^+(q)$, то они оказываются знакопеременными. Зависимость

$$\omega_+^-(q,\delta) = -qu + [q^3 + q^2 - 2\delta^2 q^2]^{1/2}, \quad \omega_+^-(1,u,1) = -u \tag{8}$$

для тех же, что и в (5б) чисел приведена на рис.3 с обозначением знаками (+–). Здесь же присутствует мода (–+), определение которой следует из (8) с заменой $+ \to -$.

Ясно, что в точках пересечения спектра вырождение знакопеременных мод должно сниматься. Но это уже задача нелинейной теории колебаний заряженной поверхности гелия.

Таким образом , в работе обсуждается оригинальная возможность создания условий для изучения относительного движения между 2D электронной системой и жидкой подложкой. В линейном приближении это движение ведет к доплеровской деформации закона дисперсии колебаний заряженной поверхности жидкого гелия . Среди нелинейных эффектов в перспективе наиболее интересно поведение электронного кристалла на движущейся подложке.



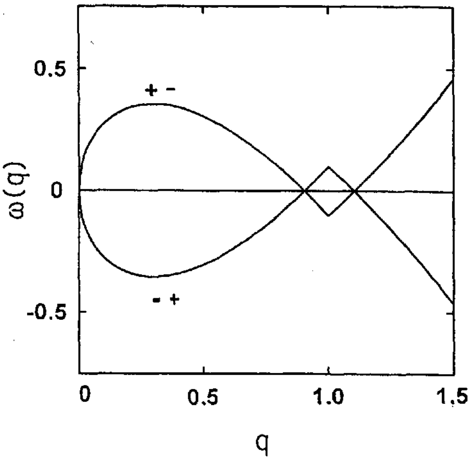


Рис.2. Частоты $\omega_+^+(q)$ и $\omega_-^-(q)$ (7) для $u = 0.2$ и двух значений δ: 1 – $\delta = 0.96$, 2. $\delta = 1.00$ Первая из них сопровождается общим знаком "+". Аналогичные моды $\omega_-^-(q)$ в нижней части рисунка снабжены знаком "–"

Рис.3. Комбинации $\omega_+^-(q)$ и $\omega_-^+(q)$ для тех же, что и на рис.2, чисел Мода (8) обозначением знаками (+-). Здесь же присутствует мода (-+), определение которой следует из (8) с заменой $+ \to -$

Автор благодарен С.В.Иорданскому за обсуждение результатов работы и полезные замечания. Работа частично финансирована Российским фондом фундаментальных исследований, (грант #98-02-16640) и INTAS Network (грант #1643).

---

1. K.Shirahama and K.Kono, Phys. Rev. Lett. **74**, (1995), 781.
2. K.Kono and K.Shirahama, Surf. Sci. **361-362**, 826 (1996).
3. A.Kristensen, K.Djerfi, P.Fazooni et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 1350 (1996).
4. В.Б.Шикин, Ю.П.Монарха, *Двумерные заряженные системы в гелии* М.: Наука, 1989.
5. М.А. Лаврентьев, Б.В.Шабат, *Методы теории функций комплексного переменного*, М.: Физматгиз, 1958.
6. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Наука, 1982.