Письма в ЖЭТФ, том 22, вып. 6, стр. 328 – 331. 20 сентября 1975г

О КОЛЛЕКТИВНЫХ МОДАХ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ГЕЛИЯ

В.Б.Шикин

Получен закон дисперсии продольных колебаний в системе локализованных поверхностных электронов. Показано, что деформация поверхности гелия, сопровождающая локализацию электронов, заметно влияет на вид спектра, приводя к появлению пороговой частоты.

Коллективные возбуждения вигнеровского кристалла из электронов, локализованных на плоской поверхности гелия, исследовались Крэндлом [1]. При этом выяснилось, что в указанной системе имеются продольные колебания со спектром $\omega(q)$

$$\omega^2 = \frac{2\pi e^2 n_s}{m} q \qquad (1)$$

ω, q – частота и волновое число колебаний, m, e, – масса электрона и его заряд, n_s – средняя плотность поверхностных электронов (обычно $n_s \approx 10^8 - 10^{10}$ $см^{-2}$), и две ветви поперечных колебаний, носящих в длинноволновом пределе звуковой характер.

В действительности, однако, граница жидкость – пар при наличии на ней поверхностных электронов, прижатых к поверхности со стороны газовой фазы сильным электрическим полем $E_\perp$, не остается плоской, самосогласованно деформируясь под каждым из локализованных на поверхности электронов [2]. Рельеф этой деформации обладает большой инертностью, и в задаче о спектре электронных колебаний может полагаться статическим. В результате, электроны, совершающие колебания около положений своего равновесия, испытывают влияние не только самосогласованных кулоновских сил, но и деформационных сил, стремящихся вернуть каждый электрон к центру деформационной потенциальной ямы. Учет влияния деформационных сил на спектр колебаний поверхностных электронов в гелии выполнен в данной статье. Гидродинамическое приближение, использованное ниже, позволяет оценить характер этого влияния лишь на продольную ветвь колебаний (1).

Исходная система уравнений в адиабатическом приближении[1]

$$\ddot{\xi} = -\omega_\sigma^2 \xi + \frac{e}{m} E_x, \qquad \omega_\sigma = \frac{(eE_\perp)^2}{2\pi h \sigma}$$

$$\dot{n} + n_s \frac{\partial \dot{\xi}}{\partial x} = 0, \quad n << n_s \tag{2}$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi e n \delta(z)$$

состоит из уравнения движения для одного электрона, уравнения неразрывности и уравнения Пуассона. Здесь $\xi(x, t)$ – амплитуда колебаний отдельного электрона около положения равновесия, вдоль поверхности раздела, ω_σ – собственная частота электрона при движении в деформационной ямке [2], $E_\perp$ – напряженность прижимающего электрического поля, σ – коэффициент поверхностного натяжения на границе пар – жидкость, $n(x, t)$ – переменная добавка к поверхностной плотности электронов, ось x направлена вдоль поверхности гелия, ось z – по нормали к ней. Уравнение Пуассона, в котором $\delta(z)$ – δ – функция, является трехмерным и решается с граничными условиями по z, соответствующими затуханию электрических полей при удалении от заряженной поверхности. Такие граничные условия не учитывают существования металлической подложки, обязательно присутствующей в задаче о поверхностных электронах, но расположенной от заряженной поверхности на макроскопически большой глубине d. Следовательно, найденное ниже волновое решение системы (2) ограничено по волновым числам q сверху, $q << n_s^{1/2}$, и снизу, $q >> d^{-1}$.

---

[1] Эффективная масса M деформационной лунки при ее движении вдоль поверхности имеет масштаб $M \sim 10^3 m_{He^4}$ [2]. Поэтому, параметр адиабатичности $\epsilon = m/M \sim 10^{-6} << 1$.

Полагая

$$\xi = \xi_0 e^{i(qx - \omega t)}, \qquad \mathbf{E} = \nabla \phi, \qquad \phi = f(z) e^{i(qx - \omega t)}$$

и решая систему (2), находим закон дисперсии продольных колебаний ансамбля поверхностных электронов

$$\omega^2 = \omega_\sigma^2 + \omega_q^2, \qquad \omega_q^2 = \frac{2\pi e^2 n_s}{m} q \quad . \tag{3}$$

По сравнению с (1) здесь появилась пороговая частота ω_σ.

Включение магнитного поля напряженности H, нормального поверхности гелия, видоизменяет закон дисперсии продольных колебаний следующим образом

$$(\omega^2 - \omega_\sigma^2 - \omega_q^2)(\omega^2 - \omega_\sigma^2) = (\omega_H^\circ \omega)^2 \quad , \tag{4}$$

$$\omega_H^\circ = \frac{eH}{mc}$$

c – скорость света.

Имеет смысл отметить, что воздействие на систему поверхностных электронов однородных полей: переменного электрического, параллельного поверхности гелия, либо постоянного магнитного, нормального этой поверхности – мало чувствительно к концентрации поверхностных электронов, так как однородное поле не меняет относительного положения электронов и, следовательно, не меняет их взаимной потенциальной энергии. В результате, например, переменное электрическое поле вдоль поверхности гелия $E_\parallel(t) = E_0 e^{i\omega t}$ вызывает гармонические колебания $\xi(t)$ электронов, около положений их равновесия без возбуждения колебаний плотности электронов

$$\xi(t) \equiv \frac{e E_\parallel(t)}{m(\omega_\sigma^2 - \omega^2)} \quad . \tag{5}$$

Аналогичная ситуация для частоты ω_H, наблюдаемой в условиях циклотронного резонанса

$$\omega_H = \left[\omega_\sigma^2 + \frac{1}{2}(\omega_H^\circ)^2\right]^{1/2} \pm \frac{1}{2}\omega_H^\circ \quad . \tag{6}$$

Сдвиг этой частоты, по сравнению со значением ω_H° для одного электрона, возможен только в меру $\omega_\sigma \neq 0$. Формирование деформационных сил, приводящих к возникновению частоты ω_σ, становится достаточно вероятным в условиях, когда полный выигрыш W_σ в энергии за счет возникновения самосогласованного прогиба поверхности под каждым из электронов начинает заметно превышать температуру [3].

$$W_\sigma >> T, \quad W_\sigma = \frac{1}{4}\hbar\omega_\sigma \ln Q, \quad Q = \frac{m\omega_\sigma}{\hbar n_s} >> 1. \tag{7}$$

Неравенство (7) логарифмически зависит от n_s, что определяет роль n_s в формировании частот ω_σ и ω_H.

Имеющиеся экспериментальные измерения циклотронной частоты [4], выполнены в условиях: $H \approx 10^4$ *э*, $T \approx 1{,}2$K, $n_s \approx 10^8 - 10^9$ *см*$^{-2}$, $E_\perp = 4\pi e n_s \approx 6\cdot(0{,}1 - 1)$ ед. CGSE, $\sigma - 0{,}36$ *эрг/см*^{2}. В результате $\omega_H^0 \sim 10^{11}$ *сек*$^{-1}$, $\omega_\sigma \sim 10^8 - 10^{10}$ *сек*$^{-1}$, $W_\sigma \approx (10^{-2} - 10^{-1})^\circ << T$. Таким образом, неравенство (7) существенно не выполнено, и потому частота ω_σ, имеющая порядок, сравнимый с ω_H^0, на самом деле не формируется, ибо деформационная локализация электронов при таких температурах мало вероятна. В результате, циклотронная частота ω_H должна иметь значение, совпадающее с ω_H^0, что и наблюдается экспериментально.

Автор благодарен Л.П.Горькову за обсуждение результатов.

Институт
физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
22 июля 1975 г.

Литература

[1] R.S.Crandall. Phys. Rev., A8, 2136, 1973.

[2] В.Б.Шикин, Ю.П.Монарха. ЖЭТФ, 65, 751, 1973.

[3] Ю.П.Монарха, В.Б.Шикин. ЖЭТФ, 68, 1423, 1975.

[4] T.R.Brown, C.C.Grimes. Phys. Rev. Lett., 29, 1233, 1972.