

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

537.312.62

МЕХАНИЗМ ПЕРЕНОСА ЗАРЯДОВ В ЖИДКОМ ГЕЛИИ

Природа носителей зарядов в жидком гелии долгое время оставалась неясной. На первый взгляд, можно думать, что благодаря малой плотности и малой поляризуемости жидкого гелия электроны в гелии должны двигаться как свободные, в частности, их эффективная масса должна быть порядка массы свободного электрона, а скорость теплового движения $\sim \sqrt{\kappa T/m}$ — превышать скорость звука в жидком гелии. Можно было думать также, что перенос положительного заряда осуществляется не дрейфом иона He^+ , а перескоком «дырки» от одного атома к другому. Если вероятность такого перескока достаточно велика, эффективная масса дырки должна быть порядка массы свободного электрона. Проведенные в рамках этой модели расчеты подвижности носителей заряда¹ оказались в резком противоречии с экспериментом²⁻⁸, который с несомненностью указывал, что перенос заряда осуществляется макроскопическими образованиями, эффективная масса которых во много раз превосходит не только массу свободного электрона, но и массу атома гелия. Было высказано предположение^{2, 7, 8}, что заряды садятся на какие-то макроскопические включения в жидком гелии, однако измерения подвижности зарядов, проведенные Мейером и Райфом^{3, 4} методом селектора скоростей, попутно обнаружили очень высокую однородность состава носителей тока. Селектор фиксировал до десяти максимумов.

Удовлетворительное объяснение структуры носителей положительных зарядов было в 1959 г. предложено Аткинсом⁹. Согласно его модели «дырка» достаточно хорошо фиксируется в ионе He^+ или молекулярных ионах типа He_2^+ , существование которых надежно установлено.

Электрическое поле точечного заряда $\mathcal{E} = e/r$ вызывает поляризацию окружающей заряд жидкости. Из условия постоянства химического потенциала

$$d\mu = \frac{V}{N} dp - \mathcal{E} dP = 0,$$

где $P = N\alpha\mathcal{E}$ — поляризация, $N\alpha/V_0 = 4,55 \cdot 10^{-3}$ — поляризуемость жидкого гелия, мы получаем, что давление p растет по направлению к заряду по закону $p = N\alpha e^2/V_0 r^4$ и в каждой точке жидкости создает избыточную плотность

$$\delta\rho_e = \frac{\partial\rho}{\partial p} p = \frac{p}{c^2}.$$

При давлении $p_m = 25 \text{ атм}$, что соответствует $r_m = 7 \text{ \AA}$, жидкий гелий должен затвердеть. Эффективная масса носителя положительного заряда складывается из массы твердого ядра

$$M_s = \frac{4\pi r_m^3}{3} \rho_s = 32M_{\text{He}^4},$$

массы, связанной избыточной плотностью жидкости,

$$\delta M_e = 4\pi \int_{r_m}^{\infty} \delta\rho_e r^2 dr = 28M_{\text{He}^4}$$

и присоединенной массы

$$M_e^* = \frac{2\pi}{3} r_m^3 Q_l = 15M_{\text{He}^4}$$

Полная эффективная масса равна $75 M_{\text{He}^4}$.

Физическим основанием модели Аткинса служит малое значение давления затвердевания гелия, такое, что даже очень слабые поляризационные эффекты делают возможным образование твердого ядра с размерами порядка десяти атомных радиусов. Для отрицательных носителей тока описанная модель не годится, так как взаимодействие электрона с атомами на интересующих нас расстояниях носит характер сильного отталкивания. По-видимому, не существует образований типа ионов He^- , He_2^- и т. д., которые могли бы локализовать электрон в малой области с размерами порядка r_m ; при этом твердое ядро образоваться не может.

С экспериментальной стороны вопрос о природе носителей тока исследовался Каррери, Фазоди и Газтой⁶, которые, анализируя данные о прохождении тока через границу жидкость — газ в гелии, пришли к выводу о резком отличии структуры носителей отрицательных зарядов от структуры носителей положительных зарядов. Они

предположили, что в жидком гелии электрон расположен в центре некоторой сферической полости макроскопических размеров. Аналогичная модель ранее была предложена Феррелом¹⁰ для объяснения anomalously большого времени жизни позитрония в жидком гелии.

В последнее время появились работы, посвященные определению величины потенциала отталкивания, препятствующего проникновению электрона в жидкий гелий. Зоммер¹¹, наблюдая вхождение в жидкий гелий электронов газового разряда, оценил, что потенциальный барьер равен примерно $1,3 \text{ эв}$. Бойс¹² вычислил U_0 — нижнюю энергию полосы избыточного электрона в кристалле гелия, используя псевдопотенциал Ферми (в виде суммы δ -функций), полученный из данных по рассеянию электронов на атомах гелия. Поскольку для разных типов решеток значение U_0 зависело только от средней плотности атомов,

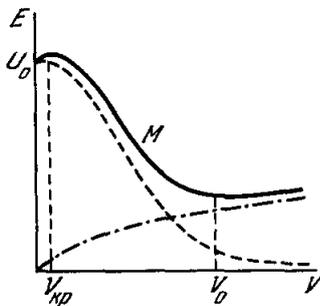


Рис. 1.

Бойс принял для жидкости значение $U_0 = 1,4 \pm 0,3 \text{ эв}$, полученное им в результате расчетов для кристаллов.

Таким образом, проникновение электрона в жидкий гелий энергетически невыгодно; меньшей энергией должна обладать упомянутая уже система, представляющая собой электрон в сферической полости (потенциальной яме), стенки которой являются для электрона потенциальным барьером высотой U_0 . При самых малых значениях радиуса ямы (будем считать ее прямоугольной) наименьшая энергия электрона равна U_0 . При увеличении радиуса до $a_{\text{кр}} = \sqrt{\pi \hbar^2 / 8mU_0}$ появляется уровень, энергия которого при дальнейшем росте радиуса начинает быстро убывать, асимптотически по закону $\pi^2 \hbar^2 / 2ma^2$, где m — масса электрона. На рис. 1 пунктирная линия представляет энергию нижнего состояния электрона как функцию объема полости $V = 4\pi a^3 / 3$. Полная энергия системы включает в себя еще затраты энергии на создание поверхности раздела $4\pi a \sigma$, где $\sigma = 0,145 \text{ дин/см}^2$ — поверхностное натяжение гелия. Соответствующий график на рис. 1 представлен штрих-пунктирной кривой. Кривая суммарной энергии (сплошная) обладает минимумом, определяющим размеры $a_0 = 17,4 \text{ \AA}$ и энергию $E = 0,12 \text{ эв}$ системы*).

Эффективная масса пузырька равна, очевидно, просто «присоединенной» массе жидкости:

$$M^* = \frac{2\pi}{3} Q_l a_0^3 = 245M_{\text{He}^4}$$

Для описанных моделей положительных и отрицательных носителей тока не представляется труда рассчитать их подвижность.

В области высоких температур ($T \sim T_\lambda$) следует воспользоваться формулой Стокса для силы сопротивления обтеканию вязкой жидкостью твердого шара

$$F = 6\pi\eta a_0 v \quad (1)$$

*) Эти значения получены численным расчетом для прямоугольной ямы глубиной $U_0 = 1,3 \text{ эв}$. С хорошей точностью можно пользоваться асимптотическим выражением для энергии нижнего уровня, что дает значение $a_0 = 19,2 \text{ \AA}$, не зависящее от U_0 .

(положительные заряды) и формулой Рыбчинского — Адамара для обтекания пустой полости

$$F = 4\pi\eta a \cdot v \tag{2}$$

(отрицательные заряды). Здесь $\eta = 2 \cdot 10^{-5}$ — вязкость жидкого гелия.

При низких температурах длина свободного пробега возбуждений (ротонов и фотонов) много больше размеров носителя заряда (так называемый кнудсеновский случай). Силу, с которой действует на шар газ движущихся со скоростью v возбуждений в системе покоя шара, можно найти, вычислив импульс, передаваемый возбуждениями шару в единицу времени.

На элемент поверхности шара (рис. 2) $a^2 d\omega$ (ω — орт нормали к поверхности) падает поток

$$\left(\omega \frac{\partial \epsilon}{\partial p} \right) n d^3 p.$$

Здесь n — функция распределения возбуждений по импульсам, нормированная так, что $\int n d^3 p = N$ — полному числу возбуждений в единице объема. При упругом соударении передается импульс

$$\Delta p = 2\omega (\omega p).$$

Таким образом, искомая сила равна $F = \int \int a^2 d\omega \left(\omega \frac{\partial \epsilon}{\partial p} \right) \cdot 2\omega (\omega p) n d^3 p$. Мы

должны, как это видно из рис. 2, для каждого заданного ω интегрировать по $d^3 p$ только по полусфере, откуда частицы могут достичь заданного элемента поверхности.

Удобно расширить пределы интегрирования на всю сферу:

$$F = a^2 \int \int d\omega \left| \omega \frac{\partial \epsilon}{\partial p} \right| \omega (\omega p) n d^3 p,$$

проинтегрировать сначала до $d\omega$ и выделить линейный по скорости член в разложении $n(\epsilon - pv)$ по v :

$$F = \frac{a^2}{4} 4\pi \int \frac{d\epsilon}{dp} \frac{\partial n}{\partial \epsilon} p(pv) d^3 p.$$

Интегрируя один раз по частям, получаем

$$F = e\mathcal{E} = \frac{4\pi a^2}{3} v \int p n d^3 p$$

(\mathcal{E} — внешнее электрическое поле). Интегрирование следует провести по фононной и ротонной частям энергетического спектра в гелии, что дает

$$e\mathcal{E} = v \frac{4\pi a^2}{3} \pm \left(\frac{\mathcal{E}_\phi}{c} + p_0 N_p \right), \tag{3}^\pm$$

где $p_0 = 1,72 \cdot 10^{-10}$ — «импульс» ротона, N_p — число ротонов в единице объема, \mathcal{E}_ϕ — плотность энергии фононов. Неупругость соударений можно учесть, введя множитель аккомодации.

Таким образом, подвижность $\mu = v/e$ носителей тока в гелии во всей области температур может быть вычислена по формулам (1) — (3). Следует только иметь в виду, что значения радиусов носителей имеют смысл с точностью до $\pm 2 \text{ \AA}$ — «размер» ротона, т. е. 10—20%.

На рис. 3 представлены результаты расчетов по формулам (1), (2), (3)⁺, (3)⁻ и экспериментальные точки из работ Мейера и Райфа^{3,4}. Данные Каррери, Скарамуччи и Томсона согласуются с данными Мейера и Райфа. Как видно, согласие с опытом вполне удовлетворительное. Большей точности ожидать трудно, так как рассматриваемые объекты слишком малы, чтобы можно было их считать вполне макроскопическими. Особенно это относится к положительным зарядам, радиус которых

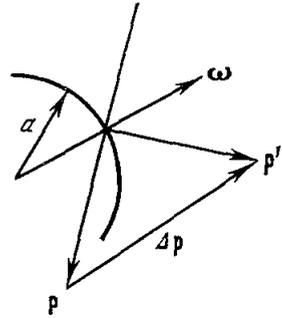


Рис. 2.

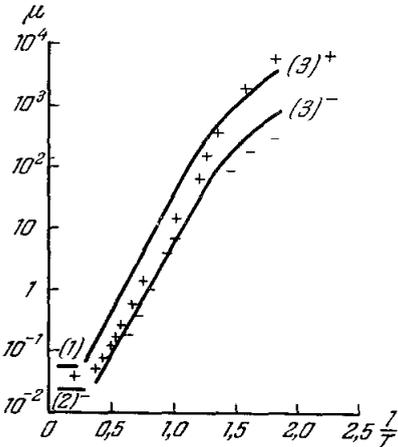


Рис. 3.

составляет всего 7 \AA . (Напомним, что расстояние между соседними атомами Ne $\sim 3,5 \text{ \AA}$.)

Своеобразным является движение свободных зарядов, когда малó тормозящее действие тепловых возбуждений — при низких температурах или в сильных электрических полях. В этом случае, пока энергия носителя мала, скорость растет с увеличением энергии согласно уравнению

$$E = \frac{Mv^2}{2},$$

связывающему скорость и энергию частицы массы M . После достижения частицей некоторого критического значения энергии, возбуждается кольцевой вихрь единичной циркуляции, и в дальнейшем энергия, приобретаемая зарядом в электрическом поле, идет на увеличение размеров этого вихря, который частица тащит вместе с собой¹³.

Энергия и скорость вихря выражаются через его радиус r по формулам¹³:

$$E = \frac{q\hbar^2}{2M_{\text{He}^4}^2} r \left(\eta - \frac{7}{4} \right),$$

$$v = \frac{\hbar}{4\pi M_{\text{He}^4} r} \left(\eta - \frac{1}{4} \right);$$

здесь $\eta = \ln 8r/a$, $a = 1,2 \text{ \AA}$.

Получить связь энергии вихря со скоростью можно, исключив из формул (4) радиус вихря:

$$Ev \approx \text{const.}$$

Таким образом, при дальнейшем увеличении энергии заряда скорость его движения уменьшается (рис. 4). Легко получить критические значения скорости и соответствующий ему радиус вихря:

$$v_{\text{кр}} \approx \frac{\hbar}{M_{\text{кр}} a} \left(\frac{\eta^2}{4\pi} \right)^{1/3},$$

$$r_{\text{кр}} \approx a \left(\frac{\eta}{4\pi} \right)^{1/3}.$$

Как и можно было ожидать, радиус вихря в момент возникновения оказался порядка радиуса носителя заряда. Для отрицательных зарядов $v_{\text{кр}} \approx 11 \text{ м/сек}$, для положительных $v_{\text{кр}} \approx 28 \text{ м/сек}$.

Размеры носителей отрицательных зарядов должны сильно зависеть от давления. Эта зависимость определяется модулем всестороннего сжатия $-V \frac{\partial p}{\partial V}$, который, как показывают расчеты, равен $9,3 \text{ атм}$. При достаточно больших давлениях, соответствующих точке перегиба M на рис. 1, могло бы наступить «захлопывание» пузырька; этому эффекту соответствует $p \sim 200 \text{ атм}$ и $a \approx 3 \text{ \AA}$. Этот эффект можно было бы наблюдать лишь при высоких температурах, когда давление не может вызвать затвердевания жидкого гелия. Фактически еще при сжатии до $a \sim 7 \text{ \AA}$ должен происходить переход в структуру типа, предложенного Аткинсом для положительных зарядов.

Зависимость размеров и характеристик структуры Аткинса от давления гораздо слабее; она определяется модулем всестороннего сжатия гелия $K = \rho c^2 \sim 100 \text{ атм}$.

Р. Г. Архипов

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Г. Архипов, ЖЭТФ 33, 397 (1957).
2. R. L. Williams, Canad. J. Phys. 35, 134 (1957).
3. L. Meyer, F. Reif, Phys. Rev. 110, 279 (1958).
4. L. Meyer, F. Reif, Phys. Rev. 119, 1164 (1960).
5. G. Careri, F. Scaramuzzi, J. O. Thomson, Nuovo cimento 13, 186 (1959).
6. G. Careri, U. Fasoli, F. S. Gaeta, Nuovo cimento 15, 774 (1960).
7. Р. Г. Архипов, А. И. Шальников, ЖЭТФ 37, 1247 (1959).

8. А. И. Ш а л ь н и к о в, ЖЭТФ **41**, 1059 (1961); **47**, 1727 (1964).
9. K. R. A t k i n s, Phys. Rev. **116**, 1339 (1959).
10. R. A. F e r r e l, Phys. Rev. **108**, 167 (1957).
11. W. T. S o m m e r, Phys. Rev. Letts. **12**, 271 (1964).
12. B u r d i c k B o y c e, Phys. Rev. Letts. **14**, 11 (1965).
13. G. W. R a y f i e l d, F. R e i f, Phys. Rev. Letts. **11**, 305 (1963) (см. перевод: УФН **83** (4), 755 (1964)).