

ДИСКРЕТНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЗЫРЬКА В ТВЕРДОМ ГЕЛИИ

А.И.Голов

Благодаря дискретности кристаллической решетки зависимость радиуса электронного пузырька в твердом гелии от давления должна иметь ступенчатый характер.

1. Известно, что избыточный электрон, помещенный в жидкий или твердый гелий локализуется в полости (пузырьке) радиуса $R \sim 10 \text{ \AA}^{1-5}$. В жидком гелии эта полость имеет сферическую форму.

Для образования полости в кристалле необходимо вытеснить из объема на поверхность определенное количество атомов N , точно также, как при образовании вакансий Шоттки (N изменяется примерно от 100 до 50 в диапазоне давлений 30 – 130 атм). При нулевой температуре T равновесная форма поверхности пузырька для каждого N соответствует минимуму полной энергии W_N системы электрон-твердый гелий. Возникает семейство альтернативных состояний пузырька с различными N , энергия которых W_N зависит от давления p . При каждом давлении p реализуется состояние $N(p)$, отвечающее наименьшей энергии $W_N(p)$.

Таким образом, шкала давлений распадается на интервалы $[p_N]$, в каждом из которых сохраняется свое число N . Близким давлениям из одного интервала соответствуют близкие состояния, отличающиеся только степенью упругой деформации кристалла (здесь, для

простоты, не рассматривается ситуация, когда для одного N при разных p реализуются разные формы поверхности пузырька, тогда внутри $[p_N]$ возникнет соответствующее разбиение). Благодаря малым модулям сдвига твердого гелия реально возникают только полости, достаточно близкие к сферическим, и каждой можно приписать характерный радиус $R_N(p)$. В пределах одного интервала $[p_{N_1}]$ уменьшение радиуса $R_{N_1}(p)$ с ростом давления сдерживается упругими силами. Переход от N_1 к N_2 происходит при давлении $p_{N_1N_2}$, таком, что $W_{N_1}(p_{N_1N_2}) = W_{N_2}(p_{N_1N_2})$; радиус скачком изменяется с R_{N_1} на R_{N_2} (рис. 1).

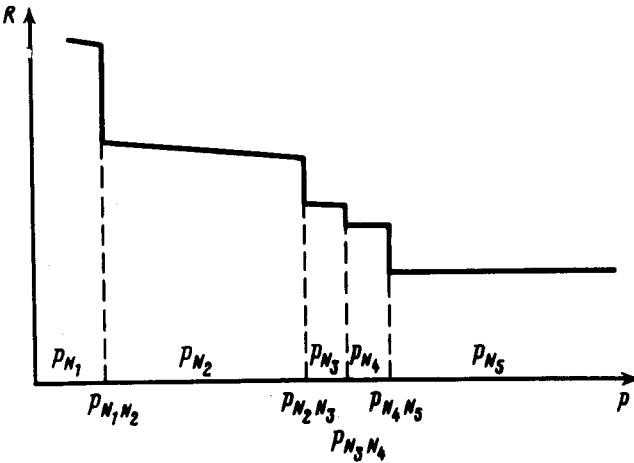


Рис. 1. Качественный вид зависимости радиуса пузырька от давления в кристалле. Широкие ступени p_{N_2} и p_{N_4} соответствуют устойчивым состояниям. Пояснения в тексте

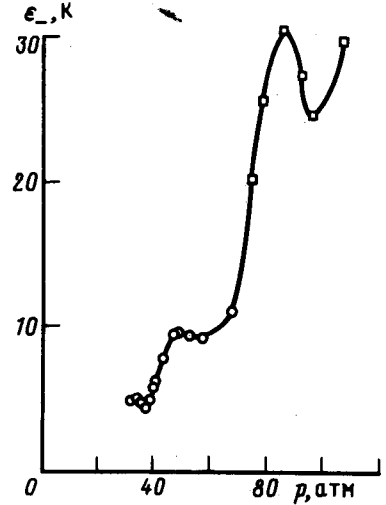


Рис. 2. Зависимость энергии активации диффузии отрицательных зарядов от давления в ОЦК ^3He : \circ — из работы 7 ; \square — из работы 6 . Кривая соединяет экспериментальные точки

Для разных $[p_N]$ величины энергетической щели до ближайшего возбужденного состояния N^* :

$$\Delta W_N(p) = W_{N^*}(p) - W_N(p) \quad (1)$$

могут заметно отличаться. При некоторых "магических числах" N (аналогично кластер-гем) должны наблюдаться устойчивые конфигурации с большой щелью ΔW , когда пузырек удачно вписывается в кристаллическую решетку.

При конечных T распределение по состояниям N будет больцмановским, и ступеньки, для которых $\Delta W_N \lesssim k_B T$ размоются.

2. Оценим расстояние по шкале давлений между двумя устойчивыми состояниями, пользуясь грубой моделью. Сформируем из узлов неискаженной решетки поверхность, близкую к сфере радиуса R . Для произвольного радиуса наибольшие отклонения от сферы будут в направлении, в котором перпендикулярные атомные плоскости встречаются наиболее редко. Условие на устойчивую конфигурацию запишем так: диаметр пузырька, рассчитанный без учета дискретности решетки $^3-5$, укладывается в целое количество межплоскостных расстояний:

$$2R_0(p) = mb(p), \quad (2)$$

где m — целое число, $b(p)$ — расстояние между плоскостями с наиболее плотной упаковкой.

Для ОЦК ${}^3\text{He}$ и ГПУ ${}^4\text{He}$ при $p = 30$ атм, это $b_{(110)} = 3,1 \text{ \AA}$ и $b_{(0001)} = 3,0 \text{ \AA}$, соответственно. Находить конкретные решения p_m из условия (2) было бы превышением точности, хотя бы потому, что расчетные значения $R_0(p)$ известны в пределах $\pm 1 \text{ \AA}^3$. Лучше определена скорость изменения $R_0(p)$: в диапазоне p от 30 до 130 атм R_0 уменьшается на $2 - 3 \text{ \AA}$ (при этом b уменьшается на $0,2 \text{ \AA}$). Следовательно, разность между двумя соседними решениями (2) p_m в этом диапазоне давлений составляет несколько десятков атмосфер.

Известно, что энергии активации диффузии отрицательных зарядов в ОЦК ${}^3\text{He}$ и ГПУ ${}^4\text{He}$, измеренные по зависимостям подвижности от температуры, немонотонно зависят от давления^{3, 6-8} (рис. 2). Такое поведение можно связать с наличием разных состояний электронного пузырька при разных давлениях, если предположить, что диффузия устойчивого пузырька с большой щелью ΔW_N затруднена по сравнению с другими конфигурациями, у которых есть близкие по энергии состояния. Тогда при давлениях p , при которых реализуются устойчивые пузырьки, энергия активации диффузии имела бы локальный максимум.

Представляют интерес прямое измерение зависимости $R(p)$ и микроскопический расчет структуры пузырька при разных давлениях. Сравнение теории с экспериментом позволило бы расшифровать конкретную структуру полости. О методах определения R в жидком и твердом гелии написано в^{2, 4}, здесь же хотелось отметить, что спектроскопические исследования в твердом гелии проводить удобнее, чем в жидком, так как можно создать большие концентрации зарядов ($n \gtrsim 10^{12} \text{ см}^{-3}$).

Автор благодарен В.И.Марченко за помощь в уточнении содержания статьи, Л.П.Межову-Деглину, Д.Е.Хмельницкому, В.Б.Шикину за интерес к работе и ценные замечания.

Литература

1. *Ferrell R.A.* Phys. Rev., 1957, 108, 167.
2. *Schwarz K.M.* Adv. in Chem. Phys. Ed by I. Prigogine and S.A. Rice. John Wiley, New York, vol. XXXIII, p. 1.
3. *Dahm A.J.* Progress in Low Temp. Phys. ed. by D.F. Brewer. North-Holland Publishing Company, 1985, vol. IX.
4. *Cohen M.H. J., Jortner J.* Phys. Rev., 1969, 180, 238.
5. *Шукин В.Б.* ЖЭТФ, 1971, 61, 2053.
6. *Marty D., Williams F.I.B.* J. de Phys., 1973, 34, 989.
7. *Кешишев К.О.* XIV школа по физике квантовых жидкостей и кристаллов, Бакуриани, 1978.
8. *Кешишев К.О.* ЖЭТФ, 1977, 72, 521.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
8 февраля 1989 г.