

ИЗМЕРЕНИЕ МАССОВОЙ ДИФфуЗИИ В НЕСВЕРХТЕКУЧИХ РАСТВОРАХ $\text{He}^3 - \text{He}^4$

В.Л.Введенский, В.Л.Пешков

Проведено измерение массовой диффузии в несверхтекучих растворах $\text{He}^3 - \text{He}^4$ методом растворения кристалла. В диапазоне температур $0,55 - 1,05\text{K}$ при давлении 26 атм. и для концентраций $60 - 100\%$ He^3 коэффициент диффузии заключен в пределах $(1,7 + 2,5) \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{сек}$ что примерно в 1,5 раза меньше коэффициента спиновой диффузии для таких же растворов.

В растворах $\text{He}^3 - \text{He}^4$ при условии однородности температуры и давления существуют два коэффициента диффузии. Коэффициент спиновой диффузии характеризует поток спина при наличии градиента спиновой концентрации, т. е. намагниченности, и измеряется методом спиновой эха. Коэффициент массовой диффузии связывает поток массы и вызывающий его градиент концентрации изотопа. Эти два коэффициента, вообще говоря, не совпадают, а вопрос о соотношении между ними теоретически не рассмотрен.

В настоящей работе измерялся коэффициент массовой диффузии в несверхтекучих растворах $\text{He}^3 - \text{He}^4$ с высокой концентрацией He^3 . Коэффициент спиновой диффузии для таких смесей подробно измерен Харрисоном и Хаттоном [1], а также в работе [2].

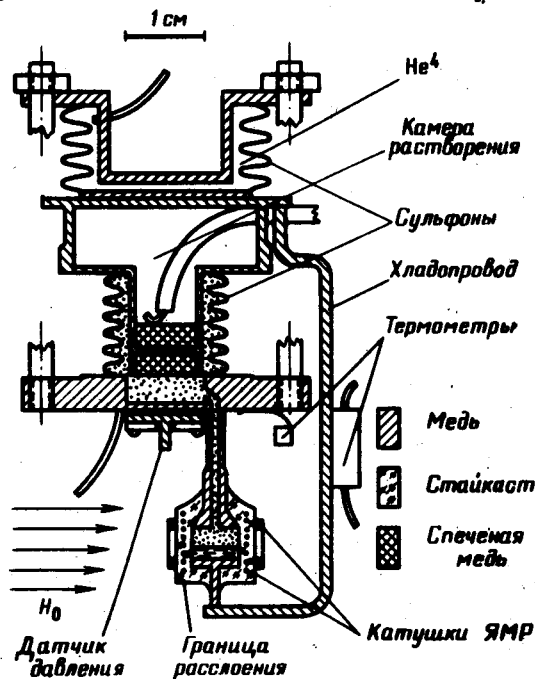


Рис. 1. Схема прибора

Измерения массовой диффузии проводились в приборе, изображенном на рис. 1. Экспериментальная смесь, охлажденная до $0,1\text{K}$ с помощью

кристата растворения, расслаивалась так, что граница фаз находилась в ампуле на "хвосте" прибора внутри катушек ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Затем с помощью He^4 высокого давления и системы двух сильфонов камера сжималась и нижняя фаза кристаллизовалась. Рост кристалла шел снизу ампулы, с самого холодного места и продолжался в течение часа — это давало очень ровную границу фаз. Ампула находилась в магнитном поле с градиентом (~ 30 гс/см), направленным перпендикулярно границе раздела. Положение границы, точнее толщина слоя жидкости, определялось с точностью около 20 мкм при прохождении сигнала ЯМР. Использовался непрерывный метод ядерного резонанса на частоте 2,5 Мгц с системой скрещенных катушек, время прохождения 25 сек.

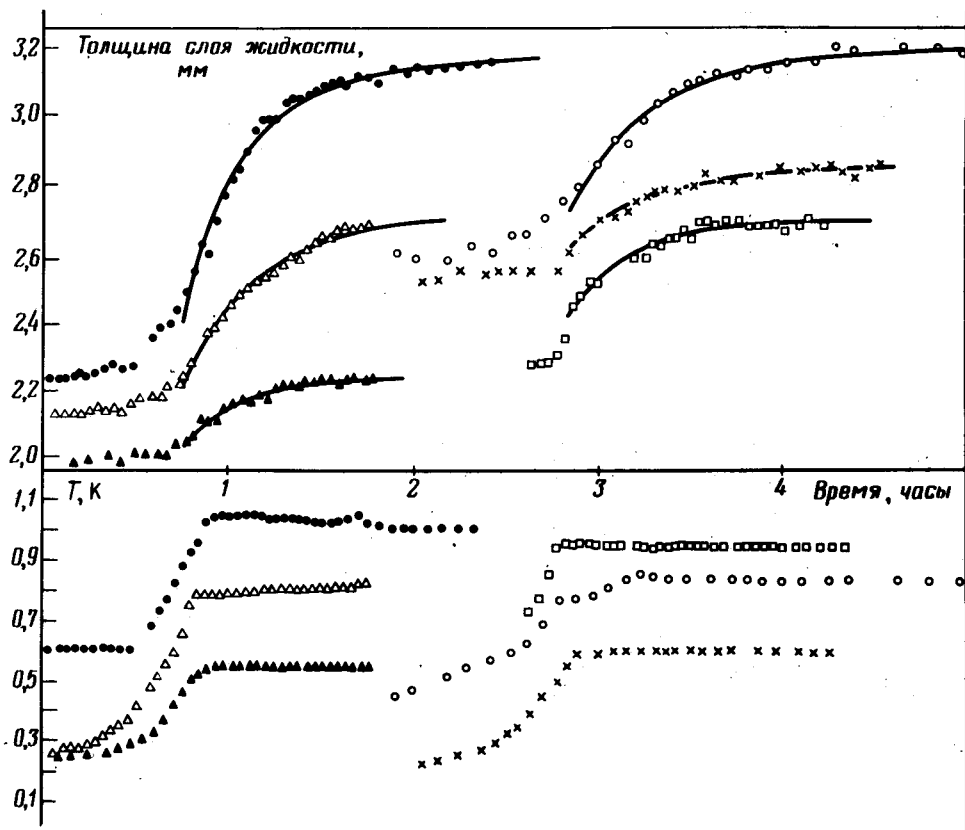


Рис. 2. Изменение толщины слоя жидкости и температуры в ходе шести экспериментов. Кривые — решения соответствующих диффузных задач

При 0,1К и давлении 25 атм твердый He^4 внизу находился в равновесии с чистым жидким He^3 вверху. Затем система быстро отогревалась до температуры, при которой концентрация He^4 в верхней фазе должна была увеличиться, что вызывало процесс диффузионного установления равновесия (процессы в твердой фазе много медленнее). Отогрев можно было проводить ступенями. Время тепловой релаксации в приборе было 300 сек при 0,1К и в несколько раз короче при температурах выше 0,5К — т. е. много меньше диффузионного времени. Переход верхней фазы к но-

вой концентрации сопровождался растворением твердого He^4 с соответствующим движением границы раздела. Установление концентрационного равновесия на границе происходило очень быстро. Это следует из того факта, что при возникновении конвективной неустойчивости в камере граница приходила к новому положению равновесия за время много меньшее диффузионного. Поэтому процесс можно считать проходящим при постоянной температуре, причём концентрация жидкости на границе с кристаллом постоянна и равна равновесному значению. Влиянием верхней части прибора можно пренебречь, так как ампула соединена с ней капилляром в шесть раз меньшего диаметра и в десять раз большей длины, чем слой жидкости в ампуле.

Измерялось смещение границы фаз со временем. Результаты шести экспериментов приведены на рис. 2, начало отсчета времени для каждого выбрано произвольно. Внизу показан ход температуры камеры в каждом опыте. Температура измерялась угольным термометром, находящимся на стенке камеры и калиброванным по давлению паров He^4 , He^3 и кривой плавления He^3 .

Движение границы описывается решением задачи Стефана для одномерного уравнения диффузии

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \quad (1)$$

с подвижной границей и граничными условиями

$$\frac{\partial c}{\partial x} = 0 \quad \text{при } x = 0; \quad \frac{\partial c}{\partial x} = \frac{\Delta c}{D} \dot{y}, \quad c = c_p \quad \text{при } x = y \quad (2)$$

с начальным условием

$$c = 0 \quad \text{для } 0 \leq x < y. \quad (3)$$

Здесь $c = c(x, t)$ — концентрация He^4 в жидкости, D — коэффициент диффузии, c_p и Δc — равновесная концентрация на границе и разность объемных концентраций жидкости и кристалла, y — положение границы.

В силу специальных граничных условий (2) эта задача нелинейна и может быть сведена к бесконечной системе обыкновенных дифференциальных уравнений [3]. Однако, исключая начальный участок (20% смещения) движение границы с 2%-й точностью описывается первым приближением. Это проверялось численным решением системы уравнений до пятого порядка. Соответствующие кривые проведены на рис. 2 для каждого эксперимента. Методом наименьших квадратов определялся коэффициент массовой диффузии D , являющийся параметром кривой. Полученные результаты приведены на рис. 3. Отрезки указывают область D , для которых среднеквадратичная ошибка возрастает не более чем в $\sqrt{2}$ раз. Там же показаны результаты измерения спиновой диффузии для концентрации 85% He^3 и давления 20 атм [1] и данные Гарвина и Райха [4] для чистого He^3 при 26 атм. На рис. 3 показаны начальные и конеч-

ные концентрации жидкости C_4 в каждом эксперименте. Конечная концентрация жидкости определялась по смещению границы до нового положения равновесия по формуле

$$C_4 = \frac{\Delta l / V_4}{\frac{\Delta l}{V_4} + \frac{l}{V_3}} = \frac{1}{1 + \frac{l}{\Delta l} \frac{V_4}{V_3}} \quad (4)$$

Здесь l — начальная толщина слоя жидкости, Δl — смещение границы, V_4 и V_3 — молярные объемы твердого He^4 и жидкого He^3 . Вычисленные концентрации хорошо совпадают с данными Зиновьевой [5] по кристаллизации растворов.

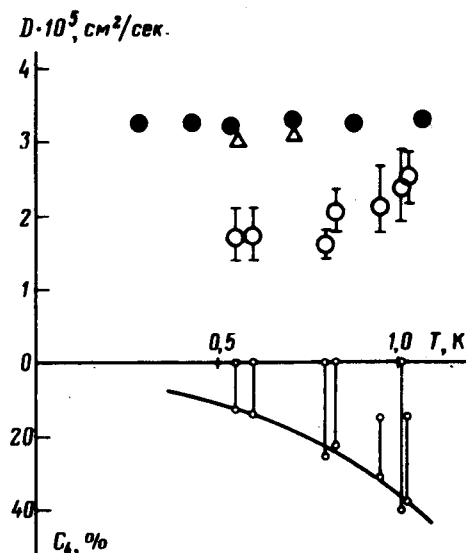


Рис. 3. Зависимость коэффициента диффузии от температуры, а также начальные и конечные концентрации жидкости в каждом эксперименте. Массовая диффузия: \circ — настоящая работа 26 атм; спиновая диффузия: \bullet — 85% He^3 , 20 атм [1], Δ — 100% He^3 , 26 атм [4]. Концентрации He^4 в жидкости: \circ — настоящая работа 26 атм, — — данные по кристаллизации растворов 26 атм [5]

Полученные значения коэффициента массовой диффузии оказались меньше, чем для спиновой диффузии примерно в 1,5 раза. Для сверхтекучих смесей имеющиеся данные Птухи [6] о массовой и работ [4, 7] о спиновой диффузии показывают, что коэффициент массовой диффузии больше или равен спиновому. Наряду с отмеченной в работе [1] противоположной зависимостью спиновой диффузии от концентрации He^3 в сверхтекучих и несверхтекучих смесях это показывает, что процесс диффузии имеет существенно разную природу в нормальных и сверхтекучих смесях $\text{He}^3 - \text{He}^4$.

Авторы признательны В.М.Мишачеву за помощь в экспериментах.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
29 апреля 1976 г.

Литература

- [1] R.B.Harryson. J.Hatton. J. Low Temp. Phys., 6, 1/2, 43, 1972.
[2] D.Fenner, K.Luszczynski. Proc. LT-14, 1, 341, 1975.

[3] В.Г.Меламед. ДАН СССР, 116, 4, 517, 1957.

[4] R.L.Garwin, H.A.Reich. Phys. Rev., 115, 1478, 1959.

[5] К.Н.Зиновьева. ЖЭТФ, 44, 1837, 1963.

[6] Т.П.Птуха. ЖЭТФ, 39, 896, 1960.

[7] J.E.Opfer, K.Luszczynski, R.E.Norberg. Phys. Rev., 172, 192, 1968.
