

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев А. Ф., Лифшиц И. М. — ЖЭТФ, 1969, т. 56, с. 2057.
2. Каган Ю., Максимов Л. А. — ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 622.
3. Kagan Yu., Klinger M. I. — J. Phys. Ser. C, 1974, v. 7, p. 2791.
4. Kagan Yu. — In: Defects in Insulating Crystals: Proc. of Intern. Conference, Riga, May 1981. — Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1981. — P. 17.
5. Каган Ю., Максимов Л. А. — ЖЭТФ, 1983, т. 84, с. 792.
6. Каган Ю., Максимов Л. А., Прокофьев Н. В. Письма ЖЭТФ, 1982, т. 36, с. 204.
7. Катунин А. Я. и др. Ibid., 1981, т. 34, с. 375.
8. Катунин А. Я. и др. — Ibid., 1982, т. 36, с. 391.
9. Гребенник В. Г. и др. — ЖЭТФ, 1975, т. 68, с. 1548.
10. Михеев В. А., Майданов В. А., Михин Н. П. — ФНТ, 1982, т. 8, с. 1000.

539.128.53(048)

В. А. Михеев. Квантовая диффузия и локализация атомов He^3 в твердом He^4 . Одна из интересных особенностей квантовой диффузии атомов в кристаллах заключается в том, что согласно теоретическим предсказаниям Кагана, при низких температурах здесь возможна практически полная локализация диффундирующих атомов в идеальной решетке. В построенной теории¹ показано, что в квантовых кристаллах диффундирующие частицы одного сорта в матрице другого являются своего рода дефектами, упруго взаимодействующими друг с другом, что приводит к случайному сбою энергетических уровней на соседних узлах, и если величина сбоев $\delta\epsilon$ превысит ширину энергетической зоны Δ примесных квазичастиц (примесонов²), то в пределе $T \rightarrow 0$ должна наступить пространственная локализация частиц. При повышении температуры локализация постепенно снимается за счет флуктуаций уровней из-за взаимодействия с фононами и в случае $T \gg \delta\epsilon$, когда эффективны двух-фононные процессы, коэффициент диффузии частиц D описывается выражением

$$D = \frac{za^2 J^2 \Omega_p(T)}{3\hbar [(\delta\epsilon)^2 + \Omega_p^2(T)]}, \quad (1)$$

где $zJ = \Delta$, J — амплитуда туннелирования, z — координационное число $\delta\epsilon = \alpha U_0 x^4 / 3$, U_0 — константа упругого взаимодействия, x — концентрация частиц, $\Omega_p(T) = B(T/\Theta)^9 \Theta$, Θ — дебаевская температура, B и α — численные коэффициенты. Интересно отметить, что при $\delta\epsilon = 0$ формула (1) переходит в известную формулу Андреева и Лифшица², предсказанную и подтвержденную для квантовой диффузии в газе примесонов, взаимодействующих с фононами решетки, когда D резко возрастает при понижении температуры по закону $D \sim T^{-9}$. При $\delta\epsilon > \Delta$ зависимость D имеет полностью противоположный вид и $D \sim T^9$, т. е. коэффициент диффузии столь же резко падает с понижением температуры, и при $T = 0$ и $D = 0$, чего не должно быть в случае квантовой диффузии зонного типа.

Целью настоящей работы было экспериментальное исследование диффузии He^3 в гексагональной плотноупакованной фазе твердых растворов $\text{He}^3 - \text{He}^4$ в широкой области концентраций He^3 и плотностей и обнаружение сильной локализации атомов He^3 . Система $\text{He}^3 - \text{He}^4$, по-видимому, одна из наиболее подходящих для изучения предсказанных в¹ явлений. Предельно узкая энергетическая зона ($\Delta \sim 10^{-4}$ К) позволяет иметь неупорядоченную систему ($T \gg \Delta$), не распадающуюся ($T > T_s$, T_s — температура расслоения раствора) до довольно низких температур. Благодаря неравенству $T \gg U_0$, где $U_0 = 10^{-2}$ К, в области исследованных температур $\geq 0,4$ К все конфигурации атомов He^3 статистически равновероятны, однако система является сильно взаимодействующей ($U_0 \gg \Delta$).

Для проведения исследований была разработана и создана специальная низкотемпературная методика импульсного градиента магнитного поля, которая на установке импульсного ядерного магнитного резонанса позволила измерять в твердом гелии рекордно низкие значения коэффициента диффузии $\approx 10^{-12}$ см²/с.

На рис. 1 приведены результаты экспериментальных исследований коэффициента диффузии He^3 в широкой области концентраций He^3 и температур, где отчетливо проявляются практически все известные в настоящее время механизмы диффузии в твердом гелии. При самых низких концентрациях He^3 имеет место когерентная квантовая диффузия зонного типа, обусловленная рассеянием примесонов на фононах и друг на друге. С повышением концентрации температурная зависимость D меняет тенденцию и для максимальных концентраций $\sim 5\%$ He^3 явно проявляется режим сильной локализации с $D \sim T^9$, предсказанный Каганом и недавно обнаруженный экспериментально³. В области высоких температур ($T > 1,5$ К) добавляется диффузия He^3 через вакансии, которая дает существенный вклад лишь для концентрированных растворов.

Усредненные значения D (см. рис. 1) в области низкотемпературного плато представлены на рис. 2, где также показаны аналогичные результаты для других плотностей. Поведение D как видно на рис. 2, явно отклоняется от зонной диффузии (пунктирная линия) и имеет тенденцию перехода к состоянию локализации при концентрации, равной некоторой критической. Как недавно показали Каган и Максимов⁴, в этом случае справедлив подход к диффузии He^3 в твердом He^4 в рамках теории протекания; они предложили интерполяционную формулу, описывающую известные механизмы квантовой диффузии на всей плоскости $x - T$. В области низкотемпературного плато при подходе к критической концентрации должно иметь место критическое

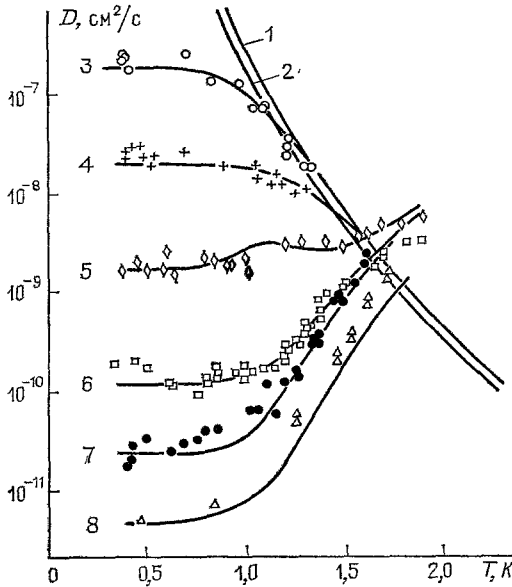


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента диффузии He^3 в г. п. у.-фазе твердых растворов.

1, 2 — кривые для $v = 21,0$ и $20,5 \text{ см}^3/\text{моль}$ соответственно, характеризующие квантовую диффузию для $\delta c = 0$; 3 — $0,06\%$; 4 — $0,05\%$ He^3 , $v = 21,0 \text{ см}^3/\text{моль}$; 5 — $0,25\%$; 6 — $2,17\%$; 7 — $4,0\%$ He^3 , $v = 20,7 \text{ см}^3/\text{моль}$; 8 — $4,98\%$ He^3 , $v = 20,5 \text{ см}^3/\text{моль}$.

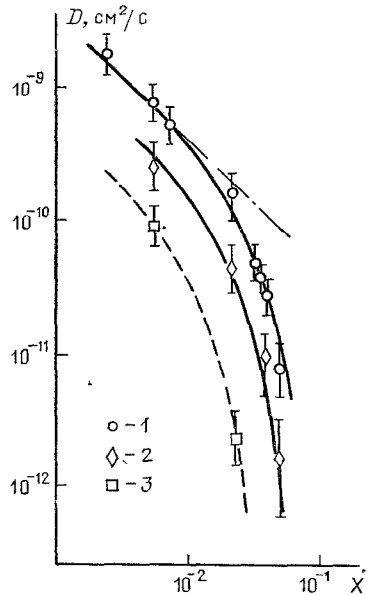


Рис. 2. Концентрационная зависимость коэффициента квантовой диффузии в области низкотемпературного плато для различных плотностей

v ($\text{см}^3/\text{моль}$) = $20,7$ (1), $= 20,5$ (2) и $19,9$ (3).

поведение D , связанное с уменьшением числа соседних узлов со сбоем меньше ширины зоны и входящих в образование бесконечного кластера. Соответствующая критическая зависимость имеет вид

$$D = \frac{\text{const}}{x} \left(\frac{x_c - x}{x_c} \right)^t. \quad (2)$$

Сплошные линии на рис. 2 соответствуют критическим зависимостям с $t = 1,7$. Значение критической концентрации для $v = 20,7 \text{ см}^3/\text{моль}$ лежит в пределах $6 \leq x_c \leq 8\%$ He^3 . Отметим, что найденный индекс t близок к критическому индексу электропроводности при фазовом переходе металл — диэлектрик⁵. Используя интерполяционную формулу работы⁴ с известными параметрами квантовой диффузии и найденными значениями x_c и t удалось рассчитать теоретические кривые D для всего изученного интервала концентраций и плотностей. Сплошные линии на рис. 1 — результат указанного расчета. Как видно на рис. 1, имеет место довольно хорошее согласие теории и эксперимента.

Таким образом, в работе исследована диффузия He^3 в твердых растворах He^3 — He^4 до концентраций $\sim 5\%$ He^3 и обнаружено явление сильной локализации атомов He^3 и фоновой делокализации в полном соответствии с предсказаниями теории Кагана. В области сильной локализации обнаружено критическое поведение коэффициента диффузии He^3 . Произведено сопоставление развитой теории локализации с экспериментальными данными в широком диапазоне параметров и показано их взаимное согласие.

ЛИТЕРАТУРА

1. K a g a n Yu. — In: Defects in Insulating Crystals: Proc. Intern. Conference. Riga, May, 1981,— Berlin; Heidelberg; New York: Springer — Verlag, 1981.— P. 17.
2. А н д р е е в А. Ф., Л и ф ш и ц И. М.— ЖЭТФ, 1969, т. 56, с. 2057.
3. М и х е е в В. А., М а й д а н о в В. А., М и х и н Н. П.— ФНТ, 1982, т. 8, с. 1000.
4. К а г а н Ю., М а к с и м о в Л. А.— ЖЭТФ, 1983, т. 84, с. 92.
5. Ш к л о в с к и й Б. И., Э ф р о с А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников.— М.: Наука, 1979.