$$k_{nn'} = \eta \frac{\pi^3}{240\sqrt{2}} \cdot \frac{r_0^6}{v^2} \exp\left[-\frac{n'^2 q^2 r_0^2}{4} - \frac{(n-n')^2 q^2 r_0^2}{16}\right],$$

I_n — функция Инфельда n-го порядка *.

Полученные уравнения позволяют учесть влияние многочастичных взаимодействий на термодинамические свойства и полимезоморфные превращения в смектических жидких кристаллах.

Для дальнейшего улучшения теории следует отказаться от медленно сходящегося разложения по полиномам Лежандра и решать уравнение самосогласованного поля по ориентационной переменной в общем виде.

Авторы благодарят проф. И. П. Базарова за внимание к работе и полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. [2] Shen L., Sim H. K., Shih Y. M., Woo C.-W. Mol. Cryst. Liq. Cryst., 1977, **33**, p. 229. [3] Senbetu L., Woo C.-W. Phys. Rev., 1978, **17A**, p. 1529. [4] Базаров И. П., Геворкян Э. В., Котенок В. В. Статистическая теория полиморфных превращений. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1978.

Поступила в редакцию
03.04.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 1

УДК 532.594:539.171.4

О ПРОЯВЛЕНИИ КВАНТОВЫХ ЭФФЕКТОВ В МАКРОСКОПИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ЖИДКОСТИ

В. И. Павлов, П. М. Треблер

(кафедра акустики)

В последние годы отмечается повышенный интерес к эффектам взаимодействия медленных нейтронов (в том числе и ультрахолодных) с веществом. Это связано, с одной стороны, с появлением достаточно производительных источников таких нейтронов [1], а с другой — с тем, что при таких взаимодействиях возможно проявление квантовых эффектов в макроскопических системах [2].

Цель настоящей работы состоит в рассмотрении эффектов, возникающих при бомбардировке холодными нейтронами поверхности несжимаемой жидкости. Жидкость будем считать классическим объектом, подчиняющимся гидродинамическим уравнениям Эйлера и непрерывности, которые должны быть дополнены соответствующими кинематическим и динамическим граничными условиями на свободной поверхности. Движение нейтрона при известных допущениях [3] может быть описано на квазиклассическом языке. В этом случае нейтрон можно отождествить с силовым источником, действующим на единицу массы жидкости с силой [4]

$$\mathbf{f} = -\nabla \{W \delta(\mathbf{x} - \mathbf{V} t)\}. \qquad (1)$$

* При учете t-частичных взаимодействий (1) вместо системы (3) уравнений 2-й степени получим систему уравнений (t—1)-й степени.

Здесь $\mathbf{V}$ — скорость нейтрона, а параметр W характеризует энергию его взаимодействия с жидкостью. Гамильтониан H системы среда — источник имеет вид $H=\mathcal{H}+\mathcal{H}'$, где $\mathcal{H}$ — гамильтониан среды в отсутствие силовых источников, а $\mathcal{H}'$ — добавка, связанная с наличием таких источников вида (1). Далее будем считать, что свободная поверхность жидкости не является резкой, т. е. существует переходный приповерхностный слой с характерными размерами $d\approx 10^{-7}$ см. Учет последнего обстоятельства существен, поскольку при значениях де-бройлевской длины волны нейтрона $\lambda=\pi\hbar(2/mE)^{1/2}\ll d$, т. е. при $E\gg 10^{-3}$ эВ граница должна считаться нерезкой. Здесь и ниже m —

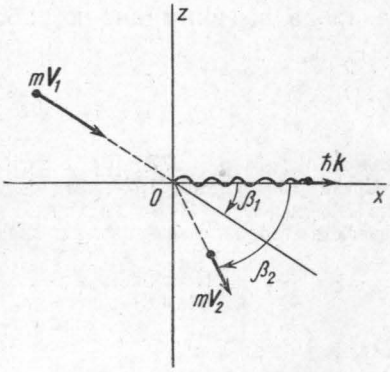

Рис. 1. Диаграмма, иллюстрирующая характер рассеяния

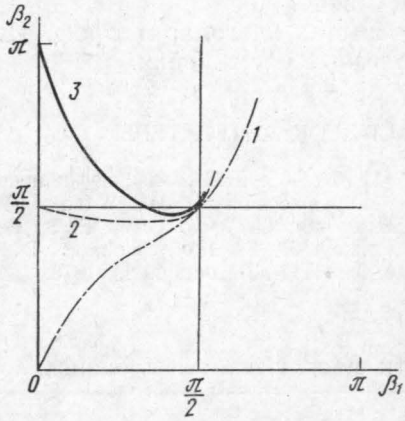

Рис. 2. Вид зависимости $\beta_2=\beta_2(\beta_1)$ при различных значениях параметра $A: A=1$ (*1*), и 4 (*2*)

масса нейтрона, E — его кинетическая энергия. Нейтрон может изменять свое состояние, и поэтому $\mathcal{H}'$ оказывается возможным представить в форме

$$\mathcal{H}'\sim\int d\mathbf{x}\,\Psi^*\{W\rho\,\widetilde{\Theta}(\eta-z)\}\,\Psi. \tag{2}$$

Здесь величина η характеризует форму поверхности жидкости, $\widetilde{\Theta}(\eta-z)$ имеет смысл «размытой» функции Хевисайда, а $|\Psi|^2\sim\sim\delta(\mathbf{x}-\mathbf{v}t)$ — плотности вероятности нахождения частицы (спектрально узкого волнового пакета) в заданной области пространства. Разлагая в соотношении (2) подынтегральное выражение в ряд по степеням η, получим

$$\mathcal{H}'\sim\int d\mathbf{x}\,W\rho\,\Psi^*\{\widetilde{\Theta}(-z)+\widetilde{\delta}(-z)\,\eta+O(\eta^2)\}\,\Psi, \tag{3}$$

где $\widetilde{\delta}(-z)$ — «размытая» дельта-функция.

Первое слагаемое в (3) описывает эффект отражения частицы от «сглаженной ступеньки». Этот эффект мы учитывать не будем, что вполне допустимо, если кинетическая энергия частицы велика по сравнению с параметром $\mathcal{E}=\hbar^2\rho L/mM$, характеризующим величину скачка. Здесь $L\sim 10^{-12}$ см — длина рассеяния, ρ — плотность среды, M — масса атома среды. Этому критерию соответствует оценка $V\gg\gg 10^4$ см/с ($E\gg 10^{-3}$ эВ), совпадающая по порядку величины с критерием нерезкости границы.

Интересующее нас второе слагаемое в разложении гамильтониана (3) описывает взаимодействие частицы с поверхностью жидкости.

Этот процесс сопровождается излучением рипплона — элементарного возбуждения поля капиллярных волн. Рассматривая систему нейтрон — рипплон как замкнутую, запишем для единичного акта рассеяния законы сохранения энергии и импульса (см. рис. 1)

$$\frac{m\mathbf{V}_1^2}{2} = \frac{m\mathbf{V}_2^2}{2} + \hbar\,\omega_{\mathbf{k}}, \qquad (4)$$
$$m\mathbf{V}_1 = m\mathbf{V}_2 + \hbar\,\mathbf{k}.$$

В соотношениях (4) и на рис. 1 V_1 и V_2 — скорости нейтрона до и после рассеяния; $\omega_{\mathbf{k}} = \frac{\alpha}{\rho}|\mathbf{k}|^3$ — закон дисперсии капиллярных волн; α — коэффициент поверхностного натяжения; $\cos\beta_{(i)} = (\mathbf{V}_i\mathbf{e})/|\mathbf{V}_i|$; $\mathbf{e}$ — орт оси Ox. Решая систему уравнений (4), получим

$$\operatorname{ctg}\beta_2 = -\operatorname{ctg}\beta_1 + \frac{2}{A\sin\beta_1}\left[(1 + 2A\cos\beta_1)^{1/2} - 1\right],$$

при этом

$$k = \frac{m^2\alpha}{\rho\hbar^2}\left[1 - (1 + 2A\cos\beta_1)^{1/2}\right]^2, \qquad (5)$$
$$\omega_{\mathbf{k}} = \frac{m^3\alpha^2}{\rho^2\hbar^3}\left|1 - (1 + 2A\cos\beta_1)^{1/2}\right|^3,$$

где $A = \rho\hbar V_1/m\alpha$ — безразмерный параметр. На рис. 2 представлены графики зависимостей $\beta_2 = \beta_2(\beta_1)$ при значениях параметра $A = 1$ (кривая *1*); $A = 4$ (кривая *2*) и $A = 10$ (кривая *3*). В случае жидкого He, находящегося при $T = 2$ К, рассмотренным значениям параметра A соответствуют скорости нейтронов $V \sim (10^4 - 10^5)$ см/с, где учтено, что $\rho \approx 0{,}15$ г/см^3, $\alpha \sim 0{,}3$ дин/см [5].

Проводя анализ соотношений (5), можно показать, что графики зависимостей $\beta_2 = \beta_2(\beta_1)$ могут начинаться только в точках $\beta_2 = 0$, $\pi/2$, π ($\beta_1 = 0$). Причем кривая *2* является единственной и реализуется при значении параметра $A = 4$. Из рис. 2 видно, что существуют предельные значения углов рассеяния. Этот факт — следствие законов сохранения (4). Любопытно, что при $A = 4$ для любых углов падения нейтронов рассеяние на рипплонах происходит практически независимо от этого угла, так что $\beta_2 \sim \pi/2$. При больших значениях параметра A и почти нормальном падении ($\beta_1 \sim \pi/2$) возбуждаются «мягкие» рипплоны, соответствующие достаточно большим длинам поверхностных волн. В этом случае можно показать (соответствующие расчеты опускаем), что соотношение (5) приводится к виду, где постоянная $\hbar$ из описания выпадает.

Возвращаясь к рис. 2, отметим, что существуют оптимальные области углов β_1, β_2, при которых торможение нейтронов происходит наиболее эффективным образом. Этот факт, по-видимому, может быть использован для получения ультрахолодных нейтронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Антонов А. В., Исаков А. И., Крохин О. Н., Меркульев Ю. А. Тр. ФИАН, 1980, 127, с. 3. [2] Лущиков В. И., Франк А. И. Письма в ЖЭТФ, 1978, с. 607. [3] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974. [4] Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1971. [5] Есельсон Б. Н., Григорьев В. Н., Иванцов В. Г. и др. Растворы квантовых жидкостей He^3 — He^4. М.: Наука, 1973.

Поступила в редакцию
06.04.81