т. е.

$$\begin{cases} \dfrac{\partial w_{0\to 0}}{\partial A} = 0, \\ \dfrac{\partial w_{0\to 0}}{\partial \varphi} = 0. \end{cases}$$

Решение этой системы уравнений дает чрезвычайно простой результат: амплитуда и фаза колебаний после излучения определяются условиями

$$x_0(t) = x_0'(t),$$
$$m\dot{x}_0(t) = m\dot{x}_0'(t) + \hbar\varkappa_x.$$

Таким образом, использование когерентных состояний позволяет рассчитать влияние квантовой отдачи на макроскопические параметры и приводит к результатам, согласующимся с классическими представлениями.

К сожалению, вычисление отдачи, вызванной низкочастотными фотонами с частотой $\omega \sim \Omega$, значительно сложнее. Дело в том, что формирование излучения происходит в этом случае за время, много большее, чем период колебаний, а это приводит к компенсации отдачи в целом за период. В этом случае, по-видимому, необходимо рассматривать эволюцию волнового пакета во время квантового перехода, проводя предварительно суммирование по всем фотонам.

Авторы благодарят проф. И. М. Тернова за постановку задачи и плодотворные обсуждения работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Чижов Г. А., Дорофеев О. Ф. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1982, 23, № 2, с. 12. [2] Шуняков В. Т. Укр. физ. журн., 1978, 23, № 3, с. 444.

Поступила в редакцию
04.06.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 2

УДК 536.75

К ТЕОРИИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА*

И. П. Базаров, П. Н. Николаев

(кафедра квантовой статистики и теории поля)

Известно, что одним из наиболее точных интегральных уравнений для радиальной функции распределения $g(r)$ является уравнение Перкуса—Йевика. Полученное с его помощью уравнение состояния системы твердых сфер хорошо соответствует машинному эксперименту [1, с. 71]. Однако уравнение Перкуса—Йевика не приводит к фазовому переходу плотный газ — кристалл, который обнаруживается в машинном эксперименте.

В настоящей работе предлагается новое разложение для свободной энергии, которое дает не только хорошо согласующееся с машинным экспериментом уравнение состояния системы твердых сфер, но при использовании для кристалла уравнения самосогласованного поля с

* Доложено на «Ломоносовских чтениях» в апреле 1982 г.

исключенным самовоздействием приводит к фазовому переходу в этой системе.

Исходим из выражения для свободной энергии системы N частиц в объеме V при температуре $\theta=kT$, которое запишем в виде

$$F=-N\theta\ln[(v-b)e]+3N\theta\ln\lambda, \qquad (1)$$

где $v=V/N$, b — некоторая функция T, v, а λ — длина волны Де Бройля частицы с энергией θ.

В случае системы твердых сфер величина b зависит только от v. Для малых плотностей ее с большой точностью можно определить из вириального разложения. При больших плотностях, когда $v\to v_0=\sigma^3/\sqrt{2}$ (σ — диаметр сферы), для b можно найти асимптотику из решения уравнения самосогласованного поля с исключенным самовоздействием в случае упорядоченной системы [2]:

$$\theta\ln A\rho(q)+\int\Phi(|q-q'|)\rho(q')\,dq'=0, \qquad (2)$$

где $\rho(q)$ — одночастичная функция распределения, $\Phi(r)$ — двухчастичный потенциал взаимодействия, A — нормировочная постоянная, определяемая из уравнения

$$\int\rho(q)\,dq=N.$$

Решение уравнения (2) в рассматриваемом случае имеет вид

$$\rho(q)=\sum_i\rho_i(q-a_i), \qquad (3)$$

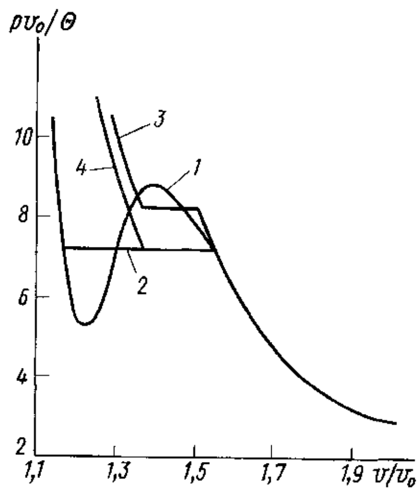
$$\rho_i(q-a_i)=\begin{cases}1/[a_n(r-\sigma)^n] & \text{для } q-a_i\in\Delta_i,\\ 0 & \text{для } q-a_i\in D_i\setminus\Delta_i.\end{cases}$$

Здесь Δ_i — области, определяемые конфигурацией решетки и подобные областям D_i — ячейкам Вигнера — Зейтца (расстояние между соседними областями Δ_i равно σ).

Ищем b в виде разложения по степеням плотности $1/v$:

$$b=\sum_{i=2}^{\infty}b_i/v^{i-2}, \qquad (4)$$

причем количество членов в ряду берем равным числу учитываемых вириальных коэффициентов плюс необходимое для удовлетворения требованию асимптотического поведения при $v\to v_0$ число членов. В результате получаем выражение для свободной энергии, позволяющее определить все термодинамические свойства системы. В отличие от обычного вириального разложения данное лишено существенного (особенно в области больших плотностей) недостатка: потери точности из-за разложения логарифмической функции в ряд.



В области больших плотностей при учете восьми вириальных коэффициентов [3] и асимптотических членов при $v \to v_0$, не зависящих от коллективной энтропии [3], получаем характерную ван-дер-ваальсовскую петлю, указывающую на наличие фазового перехода в системе (рисунок, кривая *1*). Линия сосуществования фаз (*2*) определена по правилу Максвелла (из равенства химических потенциалов). Лишь качественное совпадение теоретических данных и данных ММД [1, с. 81] (*3*) в области периодической структуры и наличие ван-дер-ваальсовской петли вместо прямой обусловлены учетом малого числа точно известных асимптотических членов. Уравнение самосогласованного поля с исключенным самовоздействием в области периодической структуры дает уравнение состояния (линия *4*), хорошо совпадающее с экспериментом.

Таким образом, на основе нового интерполяционного разложения при использовании уравнения самосогласованного поля с исключенным самовоздействием описан фазовый переход в системе твердых сфер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Физика простых жидкостей. М.: Мир, 1971. [2] Базаров И. П. Статистическая теория кристаллического состояния. М.: Изд-во МГУ, 1972. [3] Крокстон К. Физика жидкого состояния. М.: Мир, 1978.

Поступила в редакцию
10.06.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 2

УДК 551.463

К ВОПРОСУ ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ЗВУКА ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ НА РЕЖИМЕ КРИЗИСА ОБТЕКАНИЯ

А. М. Гусев, Ю. К. Гулуа

(кафедра физики моря и вод суши)

В настоящее время все большее значение приобретает изучение закономерностей возникновения звука, образующегося при обтекании тел различной формы потоком жидкости или газа. Общее уравнение, описывающее генерацию звука потоком в присутствии твердых границ, было получено Кэрлом [1] на основе общей теории Лайтхилла [2]. Дальнейший анализ уравнения показал [3], что в присутствии акустически жестких поверхностей поле излучения дозвукового турбулентного потока обусловлено в основном действием пульсаций давления и вязких напряжений, возникающих при взаимодействии потока с поверхностью обтекаемого тела. Такие источники звука являются источниками дипольного типа. Методом размерного анализа было установлено, [4], что интенсивность звука, излучаемого диполным источником, определяется следующим выражением:

$$\mathrm{I} \sim \rho L^2 U^3 M^3,$$

где ρ — плотность среды; L — характерный размер области излучения; U — скорость потока; $M = U/c$ — число Маха; c — скорость распространения звука в среде.

Как известно [5], обтекание тел потоком жидкости или газа характеризуется наличием отрывных течений, в которых образуются вихри. Расчет интенсивности вихревого звука, т. е. звука, порождаемого отрывом вихрей с поверхности обтекаемого тела, показал [6], что

$$I \sim \rho l d U^6 c^{-3} r^{-2},$$