

Поглощение энергии электромагнитного поля сверхтекучей системой атомов с дипольным МОМЕНТОМ

Ю.М. Полуэктов

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина
E-mail: yuripoluektov@kipt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 13 сентября 2013 г.

На основе модифицированного уравнения Гросса–Питаевского, учитывающего релаксацию и взаимодействие с переменным электрическим полем, рассмотрено поглощение энергии электромагнитного поля сверхтекучей системой в предположении, что атомы имеют собственный дипольный момент. Показано, что поглощение может иметь резонансный характер, только если кривые дисперсии электромагнитной волны и возбуждений сверхтекучей системы пересекаются. Отмечается, что такая ситуация возможна, если в сверхтекучей системе имеется ветвь возбуждений с энергетической щелью при малых импульсах. Эксперименты по поглощению СВЧ излучения в сверхтекучем гелии интерпретируются как свидетельство существования таких щелевых возбуждений. Обсуждается на качественном уровне возможная модификация спектра возбуждений сверхтекучего гелия при наличии ветви возбуждений с энергетической щелью.

На основі модифікованого рівняння Гросса–Пітаєвського, що враховує релаксацію і взаємодію зі змінним електричним полем, розглянуто поглинання енергії електромагнітного поля надплинною системою в припущенні, що атоми мають власний дипольний момент. Показано, що поглинання може мати резонансний характер, тільки якщо криві дисперсії електромагнітної хвилі і збуджень надплинної системи перетинаються. Відзначається, що така ситуація можлива, якщо у надплинній системі є гілка збуджень з енергетичною щілиною при малих імпульсах. Експерименти по поглинанню НВЧ випромінювання у надплинному гелії інтерпретуються як свідчення існування таких щілинних збуджень. Обговорюється на якісному рівні можлива модифікація спектра збуджень надплинного гелію при наявності гілки збуджень з енергетичною щілиною.

PACS: 31.15.ap Поляризуемость и другие атомные и молекулярные свойства;
67.25.-k ^4He ;
77.22.-d Диэлектрические свойства твердых тел и жидкостей.

Ключевые слова: дипольный момент, электромагнитное поле, поляризуемость, закон дисперсии возбуждений.

1. Введение

Последнее время значительное внимание уделяется изучению поведения сверхтекучих бозе-систем в электрическом и магнитном полях. Интерес к этим вопросам стимулирован экспериментальными исследованиями бозе-эйнштейновских конденсатов в ловушках, создаваемых как магнитными полями, так и полем лазерного излучения [1]. На особый характер взаимодействия при низких температурах электромагнитного поля с многочастичными системами электрически нейтральных атомов, подчиняющихся статистике Бозе–Эйнштей-

на, указывают исследования распространения света в атомарных газах [2,3]. О неожиданно высокой электрической активности сверхтекучего гелия, проявляемой в различных условиях, сообщалось в серии экспериментальных работ [4–10]. В частности, было обнаружено поглощение электромагнитного излучения на частоте, близкой к энергии ротона, причем линия поглощения оказалась аномально узкой [7–10]. Для понимания эффектов, наблюдаемых в таких и подобных им экспериментах, следует детально исследовать взаимодействие многочастичных систем бозе-атомов, находящихся в когерентном состоянии, с электромагнитным полем.

Взаимодействие электромагнитного поля с системой электрических зарядов осуществляется через мультипольные моменты системы. Если система электронейтральна, то следующей по важности характеристикой, описывающей взаимодействие с электрическим полем, является дипольный момент. Поскольку изолированный атом гелия не обладает собственным дипольным моментом, это давало повод рассматривать электрические свойства жидкого гелия в терминах квадрупольного момента [11]. Однако существуют аргументы в пользу того, что во взаимодействующей системе атом гелия может спонтанно приобретать собственный дипольный момент [12]. Поэтому оказывается важным детальное теоретическое изучение свойств сверхтекучей системы атомов, обладающих собственным дипольным моментом. Это позволит сравнивать теоретические предсказания с явлениями, наблюдаемыми в экспериментах. Взаимодействие электромагнитного поля с бозе-эйнштейновским конденсатом с учетом внутренней структуры атомов в рамках модели идеального газа изучалось в работах [13–15], а в рамках модифицированного подхода Гросса–Питаевского (ГП) — в [16].

Настоящая работа посвящена изучению отклика сверхтекучей системы атомов с собственными дипольными моментами на воздействие переменного внешнего электрического поля и расчету поглощения энергии поля. Динамическое уравнение ГП в рамках лагранжева описания модифицировано с учетом явления диссипации. Показано, что введенный диссипативный коэффициент определяет время однородной релаксации конденсата и коэффициент третьей вязкости. Получены законы сохранения числа частиц, энергии и импульса при наличии внешнего переменного поля и эффектов диссипации. Вычислено поглощение сверхтекучей системой энергии электромагнитного поля. Показано, что резонансное поглощение возможно в том случае, когда дисперсионные кривые электромагнитного поля и возбуждений в бозе-системе могут пересекаться, что возможно, только если спектр квазичастиц имеет энергетическую щель при малых импульсах. Предложена интерпретация экспериментов по поглощению СВЧ излучения в сверхтекучем гелии [9,10], согласно которой наличие поглощения является свидетельством существования таких «щелевых» возбуждений. Обсуждается на качественном уровне, с привлечением данных по неупругому рассеянию медленных нейтронов, возможная модификация спектра возбуждений сверхтекучего гелия при наличии ветви возбуждений с энергетической щелью.

2. Учет диссипации в рамках подхода Гросса–Питаевского

Динамическое уравнение ГП для макроскопической волновой функции конденсата $\psi = \psi(\mathbf{r}, t)$, находящегося в переменном внешнем поле $U(\mathbf{r}, t)$ [1]

$$i\hbar\dot{\psi} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + [U(\mathbf{r}, t) - \mu]\psi + g|\psi|^2\psi, \quad (1)$$

может быть получено на основе лагранжева формализма [17,18], если плотность функции Лагранжа выбрать в виде

$$\Lambda = i\frac{\hbar}{2}(\psi^*\dot{\psi} - \dot{\psi}^*\psi) - \frac{\hbar^2}{2m}|\nabla\psi|^2 - [U(\mathbf{r}, t) - \mu]|\psi|^2 - \frac{g}{2}|\psi|^4, \quad (2)$$

где параметр μ имеет смысл химического потенциала и может быть связан с полным числом частиц соотношением

$$N = \int |\psi_0|^2 d\mathbf{r}, \quad (3)$$

где ψ_0 — равновесная макроскопическая волновая функция. Уравнение (1) обратимо во времени, т.е. инвариантно относительно преобразования $t \rightarrow -t$, $\psi \rightarrow \psi^*$, и описывает динамику конденсата без учета возможных диссипативных процессов. Из уравнения (1) также следует закон сохранения полного числа частиц в конденсате. Между тем очевидно, что при нестационарных процессах частицы из конденсата могут переходить в надконденсатные квазичастичные состояния, и в результате число частиц в конденсате сохраняться не будет. Если в какой-то момент времени система находится в неравновесном состоянии, при котором часть частиц находится в одночастичном конденсате, а часть частиц образует газ квазичастиц, то такое состояние будет релаксировать к равновесному состоянию, и со временем все частицы перейдут в конденсат. Затухание колебаний атомарного конденсата в магнитных ловушках наблюдалось экспериментально в [19] и оказалось малым.

Диссипативные процессы в одночастичном конденсате можно учесть феноменологически в рамках лагранжева формализма с помощью введения диссипативной функции [17]. В этом случае уравнение Эйлера–Лагранжа будет иметь вид

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \Lambda}{\partial \dot{\psi}} - \frac{\partial \Lambda}{\partial \psi} + \nabla \frac{\partial \Lambda}{\partial \nabla \psi} = -\frac{\partial D}{\partial \dot{\psi}}, \quad (4)$$

где диссипативная функция, которую обычно выбирают квадратичной по скорости [20], имеет вид

$$D = \hbar\gamma\dot{\psi}^*\dot{\psi}, \quad (5)$$

γ — феноменологический безразмерный диссипативный коэффициент. В результате с учетом (2) приходим к уравнению, которое отличается от уравнения (1) только наличием производной по времени с вещественным коэффициентом:

$$i\hbar\dot{\psi} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + [U(\mathbf{r}, t) - \mu]\psi + g|\psi|^2\psi + \hbar\gamma\dot{\psi}. \quad (6)$$

Формально это уравнение получается из (1) заменой $i \rightarrow i - \gamma$. С точностью до линейных по коэффициенту γ членов, уравнение (6) может быть представлено в виде

$$i\hbar\dot{\psi} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + \left[g|\psi|^2 - \mu + U(\mathbf{r}, t) \right] \psi + i\gamma \left[\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi - \left[g|\psi|^2 - \mu + U(\mathbf{r}, t) \right] \psi \right]. \quad (7)$$

Если в правой части (7) оставить только слагаемое с диссипативным коэффициентом, то это уравнение в отсутствие внешнего поля сведется к уравнению, которое получается в подходе Ландау–Халатникова [21].

Сделаем замечание по поводу учета диссипативных явлений в данном подходе. Стандартное уравнение ГП используется для описания конденсата при нулевой температуре. Диссипативные процессы сопровождаются производством энтропии и выделением тепла, а следовательно, увеличением температуры. В используемом подходе эти температурные эффекты не учитываются и предполагается, что, как и в стандартном случае, система рассматривается при нулевой температуре. Фактически это означает, что выделяемое тепло столь быстро удаляется из системы, что ее температура не успевает заметно измениться. Такой приближенный учет диссипации полностью эквивалентен учету трения в механике, где с помощью диссипативной функции описывается переход механической энергии в тепло, но понятия температуры и энтропии при этом не используются.

3. Гидродинамическая форма уравнения Гросса–Питаевского

Иногда оказывается полезным представить уравнение ГП через модуль и фазу комплексной волновой функции $\psi = \eta e^{i\varphi}$. Кроме того, это позволяет лучше понять смысл введенного выше диссипативного коэффициента. В терминах плотности числа частиц $n = \eta^2$ и скорости $\mathbf{v} = (\hbar/m)\nabla\varphi$ уравнение (6) может быть представлено в виде системы гидродинамических уравнений

$$\dot{n} + \text{div}(\mathbf{nv}) = -\frac{2\gamma n m}{\hbar} \left(\tilde{\mu} + \frac{\mathbf{v}^2}{2} \right) - \frac{2\gamma n}{\hbar} U, \quad (8)$$

$$\dot{\mathbf{v}} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -\nabla\tilde{\mu} + \frac{\hbar\gamma}{2m} \nabla \left[n^{-1} \text{div}(\mathbf{nv}) \right] - \frac{\nabla U}{m}, \quad (9)$$

где эффективный химический потенциал определен формулой

$$\tilde{\mu} = \frac{1}{m} \left(gn - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\Delta\sqrt{n}}{\sqrt{n}} - \mu \right). \quad (10)$$

В отсутствие внешнего поля, с учетом того, что в пространственно однородном случае $\mu = gn_0$, полученные уравнения могут быть представлены в виде

$$\dot{n} + \text{div}(\mathbf{nv}) = -\frac{n - n_0}{\tau_0} + \zeta_3 n_0 \Delta n, \quad (11)$$

$$\dot{\mathbf{v}} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -\nabla\tilde{\mu} + \zeta_3 \text{div}(\mathbf{nv}). \quad (12)$$

Коэффициент третьей вязкости

$$\zeta_3 = \frac{\hbar\gamma}{2m^2 n_0} \quad (13)$$

и время однородной релаксации плотности числа частиц в конденсате

$$\tau_0 = \frac{\hbar}{2g\gamma n_0} \quad (14)$$

выражаются через введенный в (5) коэффициент диссипации γ .

Обратим внимание, что если в уравнении непрерывности (11) не учитывать слагаемые в правой части, описывающие релаксацию конденсата, то система уравнений (11), (12) совпадает с уравнениями гидродинамики сверхтекучего гелия при нулевой температуре [22,23]. Это означает, что уравнения гидродинамики сверхтекучего гелия также могут быть записаны через комплексную функцию в форме уравнения ГП. Однако в случае гелия выражение для эффективного химического потенциала (10), разумеется, оказывается уже не справедливым и его следует считать некоторой неизвестной функцией плотности. Еще одно существенное отличие сверхтекучих систем, описываемых уравнением ГП, от сверхтекучего гелия заключается в различной интерпретации комплексного параметра порядка. В уравнении ГП квадрат модуля комплексной функции определяет плотность одночастичного конденсата. В гелии же он определяет плотность сверхтекучей компоненты, которая наряду с одночастичным конденсатом, которого относительно немного (менее 10%), содержит также парный конденсат и конденсаты высших порядков. Отметим, что смысл комплексного параметра порядка в сверхтекучем гелии обсуждался в [24]. С учетом сделанных оговорок уравнение ГП может быть использовано для анализа явлений, по крайней мере на качественном уровне, и в сверхтекучем гелии.

Оценим величину введенного в (5) безразмерного кинетического коэффициента, используя формулу (13). Примем, что коэффициент третьей вязкости имеет тот же порядок, что и в сверхтекучем гелии: $\zeta_3 \sim 10^{-2} - 10^{-3} \text{ см}^5/(\text{г}\cdot\text{с})$ [23]. Тогда для атомарных конденсатов с плотностью числа частиц $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $m = 10^{-23} \text{ г}$ находим, что $\gamma \approx 10^{-4}$, т.е. очень мал по сравнению с единицей. При характерной длине рассеяния $a = gm/4\pi\hbar^2 = 10^{-6} \text{ см}$ время релаксации (14) в бозегазах $\tau_0 \sim 10^{-2} \text{ с}$. Формулы (13) и (14) для жидкого гелия неприменимы уже хотя бы потому, что в плотной системе описание межчастичного взаимодействия одной постоянной, а не потенциалом, является очень

грубым. Ниже оценим феноменологический коэффициент γ для гелия из экспериментальных данных.

4. Законы сохранения

При наличии внешнего нестационарного поля и процессов диссипации конденсат является открытой диссипативной системой. Лагранжев формализм для комплексного скалярного поля [18] позволяет сразу же записать для такой системы уравнения сохранения числа частиц, энергии и импульса:

$$\dot{n} + \text{div } \mathbf{j} = f_\psi, \quad (15)$$

$$\dot{\varepsilon} + \nabla \mathbf{j}_\varepsilon = f_\varepsilon, \quad (16)$$

$$\dot{\pi}_i + \nabla_k \sigma_{ik} = f_{\pi i}. \quad (17)$$

Здесь плотности числа частиц, энергии и импульса определяются формулами

$$n = \frac{i}{\hbar} \left(\psi^* \frac{\partial \Lambda}{\partial \dot{\psi}^*} - \psi \frac{\partial \Lambda}{\partial \dot{\psi}} \right) = |\psi|^2, \quad (18)$$

$$\varepsilon = -\Lambda + \dot{\psi} \frac{\partial \Lambda}{\partial \dot{\psi}} + \dot{\psi}^* \frac{\partial \Lambda}{\partial \dot{\psi}^*} = \frac{\hbar^2}{2m} |\nabla \psi|^2 - \mu |\psi|^2 + \frac{g}{2} |\psi|^4, \quad (19)$$

$$\pi_i = -\frac{\partial \Lambda}{\partial \dot{\psi}} \nabla_i \psi - \frac{\partial \Lambda}{\partial \dot{\psi}^*} \nabla_i \psi^* = \frac{i\hbar}{2} (\psi \nabla_i \psi^* - \psi^* \nabla_i \psi), \quad (20)$$

а плотности их потоков выражениями

$$\mathbf{j} = \frac{i}{\hbar} \left(\psi \frac{\partial \Lambda}{\partial \nabla \psi} - \psi^* \frac{\partial \Lambda}{\partial \nabla \psi^*} \right) = \frac{i\hbar}{2m} (\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi), \quad (21)$$

$$\mathbf{j}_\varepsilon = \dot{\psi} \frac{\partial \Lambda}{\partial \nabla \psi} + \dot{\psi}^* \frac{\partial \Lambda}{\partial \nabla \psi^*} = -\frac{\hbar^2}{2m} (\dot{\psi} \nabla \psi^* + \dot{\psi}^* \nabla \psi), \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{ik} &= \Lambda \delta_{ik} - \nabla_i \psi \frac{\partial \Lambda}{\partial \nabla_k \psi} - \nabla_i \psi^* \frac{\partial \Lambda}{\partial \nabla_k \psi^*} = \\ &= \Lambda \delta_{ik} + \frac{\hbar^2}{2m} (\nabla_k \psi^* \nabla_i \psi + \nabla_i \psi^* \nabla_k \psi). \end{aligned} \quad (23)$$

Как видим, плотность импульса (20) равна плотности потока массы $\pi_i = m j_i$. Поскольку рассматривается система, взаимодействующая с внешним переменным полем, и учитываются диссипативные процессы, эти величины не сохраняются и в правой части уравнений непрерывности (15)–(17) стоят источники частиц

$$f_\psi = i\gamma (\psi^* \dot{\psi} - \dot{\psi} \psi^*), \quad (24)$$

энергии

$$f_\varepsilon = -2\hbar\gamma |\dot{\psi}|^2 + |\psi|^2 \dot{U}(\mathbf{r}, t) \quad (25)$$

и импульса

$$\mathbf{f}_\pi = -|\psi|^2 \nabla U. \quad (26)$$

Изменение энергии в системе (25) представляет собой сумму двух слагаемых: $f_\varepsilon = f_\varepsilon^D + f_\varepsilon^E$. Первое $f_\varepsilon^D = -2\hbar\gamma |\dot{\psi}|^2$ характеризует скорость диссипации энергии в единице объема, а второе $f_\varepsilon^E = |\psi|^2 \dot{U}(\mathbf{r}, t)$ — энергию, переданную единице объема сверхтекучей системы внешним полем. Очевидно, что в стационарном состоянии эти величины, усредненные по времени, должны быть равны по величине и противоположны по знаку.

Отметим, что в рассматриваемом случае частиц без внутренних вращательных степеней свободы закон сохранения момента импульса является следствием закона сохранения импульса.

5. Взаимодействие конденсата с электрическим полем

Потенциальная энергия взаимодействия атома конденсата с электрическим полем в дипольном приближении имеет вид

$$U(\mathbf{r}, t) = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}, \quad (27)$$

где \mathbf{d} — дипольный момент атома, \mathbf{E} — электрическое поле, действующее на атом, которое будем, для простоты, считать совпадающим с внешним полем. Как известно, локальное электрическое поле, действующее на атом в диэлектрике, отличается от внешнего поля, но для разряженных систем, таких как атомарные конденсаты, это отличие очень мало. Это отличие мало и в сверхтекучем гелии. Будем также полагать, что электрическое поле является суммой постоянного и переменного полей: $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 + \delta\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$. Постоянное поле $\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{n}$ направлено вдоль орта \mathbf{n} .

Дипольный момент атома есть сумма двух слагаемых:

$$\mathbf{d} = \mathbf{d}_0 + \mathbf{d}_p. \quad (28)$$

Здесь \mathbf{d}_0 — собственный дипольный момент атома, который в равновесном состоянии ориентирован по полю. Его величина d_0 полагается постоянной. Второе слагаемое — индуцированный полем дипольный момент

$$\mathbf{d}_p \equiv \mathbf{d}_p(t) = \int_{-\infty}^t \alpha(t-t') \mathbf{E}(t') dt' = \int_0^\infty \alpha(\tau) \mathbf{E}(t-\tau) d\tau, \quad (29)$$

где α — поляризуемость отдельного атома. Собственный дипольный момент может меняться по направлению, так что в общем случае $\mathbf{d}_0(t) = d_0 \mathbf{n} + \delta\mathbf{d}_0(t)$. Здесь первое слагаемое — равновесный дипольный момент, второе — зависящая от времени часть. Поскольку величина дипольного момента постоянна, то при малых отклонениях от равновесия $\delta\mathbf{d}_0 \mathbf{n} = 0$.

Поляризационная часть дипольного момента $\mathbf{d}_p(t) = \alpha(0) E_0 \mathbf{n} + \delta\mathbf{d}_p(t)$, $\alpha(0)$ — статическая поляризуемость атома. Здесь первое слагаемое — постоян-

ный дипольный момент, индуцированный постоянным полем, а второе — дипольный момент, индуцированный переменным полем:

$$\delta \mathbf{d}_p(t) = \int_0^{\infty} \alpha(\tau) \delta \mathbf{E}(t-\tau) d\tau. \quad (30)$$

Таким образом, полный дипольный момент можно представить как сумму равновесной и переменной частей: $\mathbf{d}(t) = d_s \mathbf{n} + \delta \mathbf{d}(t)$, где $d_s = d_0 + \alpha(0)E_0$, а $\delta \mathbf{d}(t) = \delta \mathbf{d}_0(t) + \delta \mathbf{d}_p(t)$.

В стационарном равновесном состоянии фаза параметра порядка ψ_0 может быть выбрана так, чтобы он был вещественным, а из (6) следует

$$\psi_0^2 = n_0 = \frac{\mu + d_s E_0}{g}. \quad (31)$$

С учетом (31) уравнение ГП, учитывающее релаксацию и взаимодействие с электрическим полем, в дипольном приближении принимает вид

$$\hbar(i-\gamma)\dot{\psi} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + g(|\psi|^2 - n_0)\psi + (d_s E_0 - \mathbf{E} \cdot \mathbf{d})\psi. \quad (32)$$

Линеаризуем уравнение (32) по $\delta\psi = \psi - \psi_0$, учитывая линейные слагаемые по переменному полю и флуктуации дипольного момента:

$$\hbar(i-\gamma)\delta\dot{\psi} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\delta\psi + gn_0(\delta\psi + \delta\psi^*) + U\psi_0, \quad (33)$$

где внешнее поле, действующее на сверхтекучую систему, имеет вид

$$U \equiv U(\mathbf{r}, t) = -d_s \delta E_{\parallel}(\mathbf{r}, t) - E_0 \int_0^{\infty} \alpha(\tau) \delta E_{\parallel}(\mathbf{r}, t-\tau) d\tau. \quad (34)$$

Как видим, на сверхтекучую систему воздействует только продольная компонента $\delta E_{\parallel} = \mathbf{n} \cdot \delta \mathbf{E}$ переменного электрического поля.

Вектор поляризации

$$\mathbf{P} = \mathbf{d}|\psi|^2 \quad (35)$$

также является суммой постоянного и переменного слагаемых: $\mathbf{P} = \mathbf{P}_0 + \delta \mathbf{P}(t)$, где $\mathbf{P}_0 = n_0 d_s \mathbf{n}$ — равновесная часть вектора поляризации, направленная по внешнему постоянному полю, а его переменная часть имеет вид

$$\delta \mathbf{P} = \psi_0 d_s (\delta\psi + \delta\psi^*) \mathbf{n} + n_0 \delta \mathbf{d}. \quad (36)$$

Колебания продольной части вектора поляризации, связанной с динамикой сверхтекучей системы, определяется соотношением

$$\delta P_{\parallel} = \mathbf{n} \cdot \delta \mathbf{P} = \psi_0 d_s (\delta\psi^* + \delta\psi) + n_0 \int_0^{\infty} \alpha(\tau) \delta E_{\parallel}(t-\tau) d\tau. \quad (37)$$

В дальнейшем в линеаризованном уравнении (33) удобно перейти к действительным величинам

$$\delta\Psi \equiv \delta\psi + \delta\psi^*, \quad \delta\Phi \equiv i(\delta\psi - \delta\psi^*). \quad (38)$$

Из (33) получаем систему уравнений для действительных функций (38)

$$\begin{aligned} \hbar\delta\dot{\Phi} - \hbar\gamma\delta\dot{\Psi} &= -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\delta\Psi + 2gn_0\delta\Psi + 2\psi_0 U, \\ \hbar\delta\dot{\Psi} + \hbar\gamma\delta\dot{\Phi} &= \frac{\hbar^2}{2m}\Delta\delta\Phi. \end{aligned} \quad (39)$$

Эта система уравнений описывает в линейном приближении поведение сверхтекучей системы в слабом внешнем электрическом поле.

Предположим, что продольное внешнее электрическое поле изменяется по закону

$$\delta E_{\parallel}(\mathbf{r}, t) = E_{\parallel} e^{iQ(\mathbf{r}, t)},$$

где $Q(\omega, \mathbf{k}) \equiv \mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t$. Такой же вид будет иметь и внешний потенциал

$$U(\mathbf{r}, t) = U_0 e^{iQ(\mathbf{r}, t)},$$

где

$$U_0 = -[d_0 + (\alpha(0) + \alpha(\omega))E_0]E_{\parallel}, \quad (40)$$

причем $\alpha(\omega) \equiv \int_0^{\infty} \alpha(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau$ — фурье-компонента поляризуемости атома, а $\alpha(0) \equiv \int_0^{\infty} \alpha(\tau) d\tau$. Как видим, при наличии собственного дипольного момента у атома имеется линейная по полю связь сверхтекучей системы с переменным полем даже в отсутствие постоянного внешнего поля. Фурье-компоненту поляризуемости часто выбирают в модели затухающего осциллятора в виде

$$\alpha(\omega) = \frac{n_a e^2}{m_0} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\nu\omega}, \quad (41)$$

где n_a — число электронов в атоме, дающих вклад в поляризацию, ν — феноменологический коэффициент затухания, m_0 — масса электрона, ω_0 — характерная резонансная частота колебаний электрона в атоме.

Решения системы уравнений (39), описывающие вынужденные колебания конденсата, также имеют вид $\delta\Psi(\mathbf{r}, t) = \Psi_0 e^{iQ(\mathbf{r}, t)}$, $\delta\Phi(\mathbf{r}, t) = \Phi_0 e^{iQ(\mathbf{r}, t)}$, где

$$\Psi_0 = -2\psi_0 U_0 \frac{i\gamma\hbar\omega - \varepsilon_k}{D}, \quad \Phi_0 = 2\psi_0 U_0 \frac{i\hbar\omega}{D}, \quad (42)$$

причем

$$D \equiv (1 + \gamma^2)(\hbar\omega)^2 - \varepsilon_k(\varepsilon_k + 2gn_0) + 2i\gamma\hbar\omega(\varepsilon_k + gn_0), \quad (43)$$

$\varepsilon_k = \hbar^2 k^2 / 2m$ — кинетическая энергия свободного атома. С учетом полученного решения колебания про-

дольной части вектора поляризации (37) определяются формулой

$$\delta P_{\parallel}(\mathbf{r}, t) = \left[2d_0^2 \frac{(i\gamma\hbar\omega - \varepsilon_k)}{D} + \alpha(\omega) \right] n_0 E_{\parallel} e^{iQ(\mathbf{r}, t)}. \quad (44)$$

Заметим, что в пренебрежении диссипацией $\gamma = 0$ знаменатель (43) в формулах (42) может быть записан в виде $D \equiv (\hbar\omega)^2 - E_k^2$, где $E_k^2 = \varepsilon_k(\varepsilon_k + 2gn_0)$ — боголюбовский закон дисперсии, который при малых волновых числах имеет вид $E_k = c_B \hbar k$, где $c_B = \sqrt{gn_0/m}$ — боголюбовская скорость распространения звука в конденсате. Таким образом, условие $D = 0$ определяет спектр элементарных возбуждений в сверхтекучей системе в отсутствие диссипации.

6. Поглощение энергии и импульса сверхтекучей системой

Найдем поглощение энергии электромагнитного поля сверхтекучей системой. В главном приближении скорость диссипации энергии в единице объема, согласно (25), определяется формулой

$$f_{\varepsilon}^D = -\frac{\gamma\hbar}{2} (\delta\Psi^2 + \delta\Phi^2). \quad (45)$$

Используя решения (42) и проводя усреднение по времени, получаем среднее значение поглощенной энергии в единице объема:

$$f_{\varepsilon}^D = -\gamma\hbar\omega^2 n_0 |U_0|^2 \times \frac{(\hbar\omega)^2 (1 + \gamma^2) + \varepsilon_k^2}{\left[(1 + \gamma^2)(\hbar\omega)^2 - E_k^2 \right]^2 + 4\gamma^2 (\hbar\omega)^2 (\varepsilon_k + gn_0)^2}. \quad (46)$$

Такой же результат, но с обратным знаком, получается в результате усреднения по времени величины $f_{\varepsilon}^E = |\dot{\Psi}|^2 \dot{U}(\mathbf{r}, t)$, которая определяет энергию, отданную полем сверхтекучей системе.

Импульс, передаваемый полем, согласно (26), в главном приближении выражается формулой

$$\mathbf{f}_{\pi} = -\Psi_0 \delta\Psi \nabla U. \quad (47)$$

С учетом решений (42) и усреднения по времени получаем среднее значение импульса, поглощенного в единице объема:

$$\mathbf{f}_{\pi} = \gamma\hbar\omega n_0 |U_0|^2 \frac{(\hbar\omega)^2 (1 + \gamma^2) + \varepsilon_k^2}{D} \mathbf{k}. \quad (48)$$

Отметим, что величины (46) и (48) связаны соотношением $\mathbf{f}_{\pi} = -(\mathbf{k}/\omega) f_{\varepsilon}^D$. Импульс, передаваемый сверхтекучей системе полем, если она свободна, должен приводить к движению системы. Если же сверхтекучая система заключена в ограниченном объеме, то передаваемый ей импульс уходит на стенку, т.е. через границу возникает поток импульса.

В формулы (46) и (48) входит квадрат модуля амплитуды потенциала, который при поляризуемости атома (41), с точностью линейных по постоянному полю членов, имеет вид

$$|U_0|^2 = \left\{ d_0^2 + 2d_0 E_0 \left[\alpha(0) + \frac{n_a e^2}{m_0} \frac{(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \nu^2} \right] \right\} |E_{\parallel}|^2. \quad (49)$$

Используем полученные формулы для анализа возможности резонансного поглощения в сверхтекучей системе атомов с дипольными моментами. Как отмечалось, резонансное поглощение СВЧ излучения в сверхтекучем гелии было зафиксировано в экспериментах [9,10].

7. Возможность резонансного поглощения

Как видно из формул (46), (49), при выполнении определенных условий поглощение энергии может резко возрасти. Во-первых, согласно (49), это может быть вблизи резонансной частоты атома на световых частотах. Такое поглощение никак не связано с особенностями сверхтекучего состояния и в дальнейшем рассматриваться не будет. Другая возможность резонансного поглощения, согласно (46), может возникнуть при выполнении условия $\hbar\omega \approx E_k$, т.е. когда прямая $\hbar\omega = \hbar ck$, где c — скорость света, пересекает дисперсионную кривую возбуждений сверхтекучей системы. Если в сверхтекучей системе при малых k имеется только звуковая ветвь $E_k = c_B \hbar k$, то, в силу того что $c_B \ll c$, резонансное условие выполнено быть не может. Не может оно выполняться и при больших значениях волнового числа (рис. 1(a)). Однако, поскольку в боголюбовском спектре при больших волновых числах $E_k \sim k^2$, формально этот спектр всегда пересекает прямую $\hbar\omega = \hbar ck$. Но происходит это при столь больших волновых числах, что реально таких квазичастиц в сверхтекучей системе существовать не может.

Резонансное условие $\hbar\omega \approx E_k$, как видно на рис. 1(б), может быть выполнено, если в спектре возбуждений

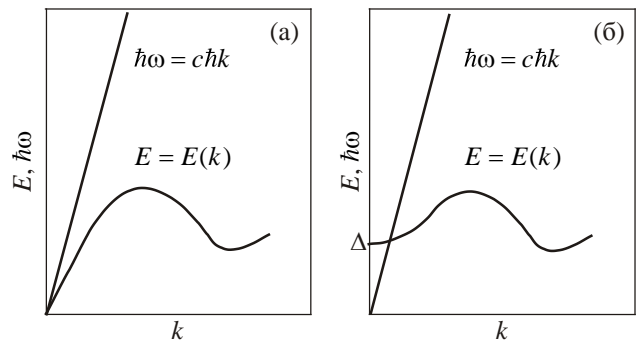


Рис. 1. Вид фотонного и квазичастичного спектров в отсутствие (а) и при наличии (б) резонансного поглощения.

сверхтекучей системы имеется ветвь с энергетической щелью Δ при малых импульсах. Тогда условие резонанса выполняется на частоте электромагнитного поля, близкой к $\omega_r = \Delta/\hbar$.

Отметим, что вопрос о существовании в сверхтекучих бозе-системах возбуждений с энергетической щелью имеет давнюю историю. Как известно, еще в своей первой работе по теории сверхтекучести [25] Ландау постулировал существование двух ветвей спектра: звуковой и ветви с энергетической щелью. Расчет термодинамических характеристик на основе такой модели спектра систематически расходился с данными эксперимента, что дало основание Ландау ввести хорошо теперь известную единую дисперсионную кривую с роторным минимумом [22]. Возбуждения со щелью при малых импульсах оказались «лишними». Заметим, однако, что вопрос о существовании таких «щелевых» возбуждений вряд ли может быть решен на основе анализа термодинамических характеристик жидкости, поскольку оценки показывают, что их вклад оказывается малым по сравнению с вкладом фононных и роторных возбуждений. Впоследствии к возможности существования щелевой ветви спектра возбуждений приходили в теоретических работах многие авторы. Обсуждение этого вопроса и ссылки на работы, где он затрагивается, содержатся, например, в [26].

«Щелевая» ветвь спектра не может быть получена в рамках стандартного подхода ГП, поскольку он не описывает одночастичные возбуждения, возникающие в результате перехода отдельных атомов в надконденсатное состояние. Отметим, что ветвь с энергетической щелью возникает и в этом подходе, если учитывать вклад не только отдельных атомов, но и связанных двухатомных состояний [27].

Полученный выше в рамках использованной модели ГП результат, состоящий в том, что резонансное поглощение в сверхтекучей системе возможно при пересечении фотонного и квазичастичного спектров, в действительности имеет общий, не зависящий от конкретной модели, характер. Поэтому рассмотрим, как выглядело бы поглощение, если бы в спектре возбуждений сверхтекучей системы существовала «щелевая» ветвь. Предварительно отметим, что в данной работе электромагнитное внешнее поле рассматривается классически. Если бы поле рассматривалось квантовомеханически, то вблизи точки пересечения возникала бы гибридизация фотонной и квазичастичной ветвей.

При наличии в сверхтекучем спектре энергетической щели Δ , поглощение должно происходить при волновом числе электромагнитной волны $k_r = \Delta/\hbar c$. Принимая характерную величину щели $\Delta \approx 10$ К, находим $k_r \sim 10\text{--}100$ см⁻¹, что на шесть-семь порядков меньше роторного волнового числа. Соответствующая энергия $\varepsilon_r = \hbar^2 k_r^2 / 2m$ при $m = 6,67 \cdot 10^{-24}$ г равна $\varepsilon_r \sim 10^{-11}$ К, так что $\Delta \gg \varepsilon_r$. В случае боголюбовского

спектра $E_k = \sqrt{\varepsilon_k(\varepsilon_k + 2gn_0)}$ характерным энергетическим параметром является величина gn_0 , имеющая размерность энергии. В случае спектра со щелью в качестве такого энергетического параметра, очевидно, следует принять величину щели. С учетом сделанных замечаний, в отсутствие внешнего постоянного поля, величину поглощенной энергии в единице объема как функцию частоты (46) запишем в виде

$$|f_\varepsilon^D(\omega)| = \frac{\gamma n_0 d_0^2}{\hbar} |E_{\parallel}|^2 \frac{\omega^4}{(\omega^2 - \omega_r^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2 \omega_r^2}, \quad (50)$$

где $\omega_r = \Delta/\hbar$. Вблизи резонанса формула (50) принимает вид

$$|f_\varepsilon^D(\delta\omega)| = |f_\varepsilon^D(0)| \frac{\gamma^2 \omega_r^2}{(\delta\omega)^2 + \gamma^2 \omega_r^2}, \quad (51)$$

где $\omega = \omega_r + \delta\omega$, а величина поглощения в резонансе

$$|f_\varepsilon^D(0)| = \frac{n_0 d_0^2}{4\hbar\gamma} |E_{\parallel}|^2. \quad (52)$$

Полуширина пика на полувысоте $|\delta\omega_r| = \gamma\omega_r$. Отношение $Q = \omega_r/|\delta\omega_r|$ определяет добротность Q резонатора, заполненного сверхтекучей средой, так что введенный безразмерный диссипативный параметр совпадает с обратной величиной добротности: $\gamma = Q^{-1}$.

В проведенных расчетах предполагалось, что переориентация диполей мгновенно следует за изменением поля электромагнитной волны. На самом же деле имеется запаздывание, которое приводит к дополнительной частотной дисперсии и более широкому пику затухания. Этот эффект может быть учтен в рамках дебаевской теории диэлектрической релаксации [28].

В работах [9,10] сообщалось о наблюдении на фоне широкого пика также острого пика поглощения поля в сверхтекучем гелии в области СВЧ частот, на частоте, близкой к роторной. Это дало основание авторам предполагать, что наблюдаемое поглощение связано с рождением ротонов. Однако, как следует из проведенного анализа, поглощения электромагнитной волны на тех участках квазичастичного спектра, которые не пересекают прямую дисперсии фотонов, быть не может. Такое пересечение, как показано выше (рис. 1(б)), возможно, если имеется ветвь с энергетической щелью при малых импульсах. Это дает основание утверждать, что резонансное поглощение, обнаруженное в [9,10], следует трактовать как экспериментальное обнаружение щелевого участка (Δ на рис. 2) в спектре возбуждений сверхтекучего гелия. Заметим также, что данные работы [9] позволяют оценить величину введенного выше диссипативного параметра γ в гелии по данным о добротности, которая составляла $Q = 10^5\text{--}10^6$, так что $\gamma = Q^{-1} = 10^{-6}\text{--}10^{-5}$.

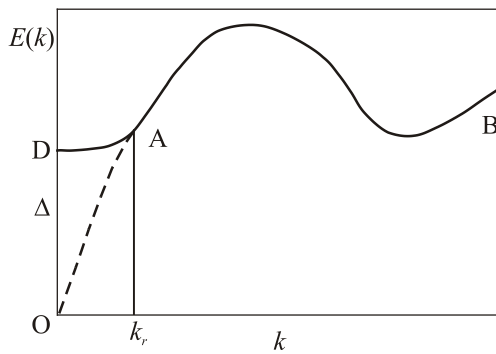


Рис. 2. Предполагаемый вид спектра в сверхтекучем гелии при наличии возбуждений с энергетической щелью. Сплошная кривая DAB отвечает одночастичным возбуждениям, причем DA — щелевой участок, AB — максон-ротонный участок. Пунктирная линия OA — фононная ветвь.

Отметим, что вопрос о природе спектра Ландау и его возможной сложной структуре обсуждался неоднократно ранее. Эксперименты по рассеянию медленных нейтронов в жидком гелии показали, что характеристики пиков, такие как интегральная интенсивность и ширина и их температурные зависимости, на фононном и максон-ротонном участках спектра существенно различаются. Анализ экспериментальных спектров позволил разложить наблюдаемый пик на две компоненты в некоторой области энергий и импульсов [29,30]. В последующих работах [31,32] эти же авторы выделили три характерных участка спектра: 1) фононный при $k < 0,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$; 2) переходной при $0,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1} < k < 0,65 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$; 3) максон-ротонный при $k > 0,65 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$. На фононном участке хорошо выделяется узкая компонента, положение которой слабо зависит от температуры, причем пик остается хорошо определенным и выше λ -точки. Наиболее сложную структуру имеет переходная область. Здесь на фоне широкого пика выделяются два довольно узких пика. Один из них — продолжение звуковой моды, существующей уже в фононной области. С увеличением k эта компонента быстро уширяется и при $k \approx 0,65 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$ практически перестает выделяться. Появившаяся в этой области узкая компонента при $k > 0,65 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$ переходит в максон-ротонную кривую, которая хорошо проявляется в сверхтекучей фазе, но плохо определена выше λ -точки. Эти экспериментальные исследования по структуре спектра, которые, к сожалению, в дальнейшем не были авторами продолжены, находятся в соответствии с теоретическими представлениями, развитыми Глайдом и Гриффином [33,34]. Согласно их точке зрения, спектр возбуждений в сверхтекучей жидкости состоит из двух ветвей различной природы: коллективной фононной ветви и одночастичной максон-ротонной ветви, которые в результате гибридизации, вызванной наличием бозе-эйнштейновского

конденсата, образуют внешне единую дисперсионную кривую.

Следует подчеркнуть, что вопрос о существовании ветви со щелью в сверхтекучей системе, а также вопрос о поведении одночастичного участка спектра при малых волновых числах в [33,34] не исследовался. Однако с учетом приведенных экспериментальных данных по неупругому рассеянию медленных нейтронов и представлениям о двух ветвях спектра возбуждений в гелии можно предположить, что одночастичный максон-ротонный участок спектра начинается при конечной энергии, величина которой, согласно экспериментам по поглощению СВЧ излучения [9,10], близка к величине ротонной щели (сплошная кривая DAB на рис. 2). Помимо этой ветви существует еще фононный участок спектра (пунктирная линия OA на рис. 2). Этот участок спектра связан с колебаниями плотности и существует как в сверхтекучей, так и в нормальной фазе. При некотором волновом числе k_r фононный участок «врезается» в кривую (точка A на рис. 2), относящуюся к одночастичным возбуждениям. При $k > k_r$ фононный спектр перестает быть устойчивым и остается только максон-ротонный участок спектра (AB на рис. 2). Эта ситуация аналогична хорошо известному явлению потери устойчивости коллективных возбуждений в теории ферми-систем [35], если их дисперсионная кривая попадает в область существования частично-дырочных возбуждений. Таким образом, известная единая кривая дисперсии Ландау OAB формируется двумя участками: OA и AB, имеющими различную природу.

Обратим внимание, что величине волнового числа k_r , при которой в нейтронных экспериментах впервые проявляются две ветви спектра, отвечает энергия $\Delta \approx \hbar c_1 k_r$, где $c_1 \approx 2,4 \cdot 10^4 \text{ см/с}$ — скорость первого звука. При $k_r = 0,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$ [31] имеем $\Delta \approx 7 \text{ К}$, а при $k_r = 0,48 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$ [29] $\Delta \approx 8,4 \text{ К}$. Эти значения действительно близки к величине ротонной энергии, которая зависит от температуры [9].

В силу существенного различия экспериментов по поглощению электромагнитного поля и рассеянию медленных нейтронов, непосредственное обнаружение щелевой ветви спектра в нейтронных экспериментах, по-видимому, невозможно. Это обусловлено рядом причин. В отличие от электромагнитных экспериментов, где поле взаимодействует с электрическими характеристиками атома, нейтроны рассеиваются на флуктуациях плотности. Но при малых k в гелии имеются фононные возбуждения, на которых в основном и рассеиваются нейтроны, а рассеяние на одночастичных возбуждениях должно быть весьма слабым. В нейтронных экспериментах, в силу их специфики, удастся «почувствовать» возбуждения только при $k \geq 0,1 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$, тогда как волновое число фотонов на 4–5 порядков меньше. Таким образом, малый вклад щелевых возбуж-

дений в термодинамику и трудность или невозможность их «заметить» в нейтронных экспериментах не позволили до настоящего времени их обнаружить.

Отметим также, что предположение о существовании «щелевой» моды не противоречит известным результатам Н.Н. Боголюбова и Р. Фейнмана (см. [22]), которые показали, что в рамках выбранных ими приближений и моделей при малых импульсах имеется только звуковой спектр. Их результаты, однако, не исключают возможности появления, наряду со звуковой ветвью, в рамках других приближений, также и «щелевых» возбуждений.

8. Заключение

В работе теоретически изучено поглощение энергии электромагнитного поля сверхтекучей системой атомов с собственным дипольным моментом в рамках подхода Гросса–Питаевского, модифицированного с учетом релаксации параметра порядка. Получены законы сохранения числа частиц, энергии и импульса при учете диссипации и взаимодействия с внешним переменным полем. Показано, что поглощение может иметь резонансный характер только в том случае, если прямая, описывающая зависимость частоты электромагнитной волны от волнового числа, пересекается с квазичастичным спектром сверхтекучей системы. Отмечается, что такая ситуация возможна, если только в сверхтекучей системе имеется ветвь возбуждений с энергетической щелью при малых импульсах. На основе проведенного анализа эксперимент [9,10], где обнаружен узкий резонанс в поглощении СВЧ излучения в сверхтекучем гелии, трактуется как экспериментальное доказательство существования щелевой ветви спектра. С учетом этого эксперимента, экспериментов по неупругому рассеянию медленных нейтронов в гелии [29–32], а также теоретических представлений, развивавшихся ранее в [33,34], обсуждается возможная структура энергетического спектра. Представленные в указанных работах результаты говорят в пользу того, что спектр Ландау формируется из двух ветвей. Одна из них имеет щель при малых волновых числах и с увеличением волнового числа переходит в максон-ротонный участок одночастичных возбуждений. Вторая ветвь отвечает фононным возбуждениям, которые становятся сильно затухающими при пересечении одночастичной ветви. В результате гибридизации, вследствие наличия бозе-эйнштейновского конденсата [33,34], обе ветви формируют внешне единую кривую дисперсии.

1. Л.П. Питаевский, *УФН* **168**, 641 (1998); *там же* **176**, 345 (2006).
2. L.V. Hau, S.E. Harris, Z. Dutton, and C.H. Behroozi, *Nature* **397**, 594 (1999).
3. Liu Ch, Z. Dutton, C.H. Behroozi, and L.V. Hau, *Nature* **409**, 490 (2001).

4. А.С. Рыбалко, *ФНТ* **30**, 1321 (2004) [*Low Temp. Phys.* **30**, 994 (2004)].
5. А.С. Рыбалко, С.П. Рубец, *ФНТ* **31**, 820 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 623 (2005)].
6. А.С. Рыбалко, С.П. Рубец, Э.Я. Рудаковский, В.И. Тихий, С.И. Тарапов, Р.В. Головащенко, В.Н. Деркач, *ФНТ* **34**, 631 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 497 (2008)].
7. A. Rybalko, S. Rubets, E. Rudavskii, V. Tikhii, S. Tarapov, R. Golovashchenko, and V. Derkach, *Phys. Rev. B* **76**, 140503 (2007).
8. А.С. Рыбалко, С.П. Рубец, Э.Я. Рудаковский, В.И. Тихий, Р.В. Головащенко, В.Н. Деркач, С.И. Тарапов, *ФНТ* **34**, 326 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 254 (2008)].
9. А.С. Рыбалко, С.П. Рубец, Э.Я. Рудаковский, В.И. Тихий, Ю.М. Полуэктов, Р.В. Головащенко, В.Н. Деркач, С.И. Тарапов, О.В. Усатенко, *ФНТ* **35**, 1073 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 837 (2009)].
10. A. Rybalko, S. Rubets, E. Rudavskii, V. Tikhii, Yu. Poluektov, R. Golovashchenko, V. Derkach, S. Tarapov, and O. Usatenko, *J. Low Temp. Phys.* **158**, 244 (2010).
11. А.М. Косевич, *ФНТ* **31**, 50 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 37 (2005)]; *там же* **31**, 1100 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 839 (2005)].
12. Ю.М. Полуэктов, А.С. Рыбалко, *ФНТ* **39**, 992 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 770 (2013)].
13. O. Morice, Y. Castin, and J. Dalibard, *Phys. Rev. A* **51**, 3896 (1995).
14. J. Ruostekoski and J. Javanainen, *Phys. Rev. A* **56**, 2056 (1997).
15. Y.V. Slyusarenko and A.G. Sotnikov, *J. Low Temp. Phys.* **150**, 618 (2008).
16. Ю.М. Полуэктов, *ФНТ* **37**, 1239 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 986 (2011)].
17. Г. Голдстейн, *Классическая механика*, Наука, Москва (1975).
18. Ю.М. Полуэктов, *ФНТ* **29**, 3 (2003) [*Low Temp. Phys.* **29**, 1 (2003)].
19. M.-O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.M. Kurn, D.S. Durfee, C.G. Townsend, and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 988 (1996).
20. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Статистическая физика*, Часть 1, Наука, Москва (1976).
21. Л.Д. Ландау, И.М. Халатников, *ДАН СССР* **96**, 469 (1954).
22. И.М. Халатников, *Теория сверхтекучести*, Наука, Москва (1971).
23. С. Паттерман, *Гидродинамика сверхтекучей жидкости*, Мир, Москва (1978).
24. В.Л. Гинзбург, А.А. Собянин, *УФН* **120**, 153 (1976); *там же* **154**, 545 (1988).
25. Л.Д. Ландау, *ЖЭТФ* **11**, 592 (1941); *Собрание трудов Л.Д. Ландау*, Том 1, Наука, Москва (1969).
26. A.S. Peletminskii, S.V. Peletminskii, and Yu.M. Poluektov, *Condensed. Matter Phys.* **16**, 13603 (2013).
27. А.С. Пелетминский, С.В. Пелетминский, Ю.М. Полуэктов, *ФНТ* **40**, вып. 6 (2014).
28. Г. Фрелих, *Теория диэлектриков*, изд-во иностр. лит., Москва (1960).

29. Н.М. Благовещенский, И.В. Богоявленский, Л.В. Карнацевич, Ж.А. Козлов, В.Б. Колобродов, А.В. Пучков, А.Н. Скоморохов, *Письма в ЖЭТФ* **57**, 414 (1993).
30. И.В. Богоявленский, Л.В. Карнацевич, Ж.А. Козлов, В.Г. Колобродов, В.Б. Приезжев, А.В. Пучков, А.Н. Скоморохов, *ФНТ* **20**, 626 (1994) [*Low Temp. Phys.* **20**, 489 (1994)].
31. N.M. Blagoveschenskii, I.V. Bogoyavlenskii, L.V. Karnatsevich, Zh.A. Kozlov, V.G. Kolobrodov, V.B. Priezhev, A.V. Puchkov, A.N. Skomorokhov, and V.S. Yarunin, *Phys. Rev. B* **50**, 16550 (1994).
32. Ж.А. Козлов, *Физика ЭЧАЯ* **27**, 1705 (1996).
33. H.R. Glyde and A. Griffin, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1454 (1990).
34. H.R. Glyde, *Phys. Rev. B* **45**, 7321 (1992).
35. Д. Пайнс, Ф. Нозьер, *Теория квантовых жидкостей*, Мир, Москва (1967).

Absorption of electromagnetic field energy
by superfluid system of atoms with electric dipole
moment

Yu.M. Poluektov

The modified Gross–Pitaevskii equation which takes into account relaxation and interaction with al-

ternating electromagnetic field is used to consider the absorption of electromagnetic field energy by a superfluid system on the assumption that the atoms has intrinsic dipole moment. It is shown that the absorption may be of a resonant behavior only if the dispersion curves of the electromagnetic wave and the excitations of the superfluid system intersect. It is remarkable that such a situation is possible if the superfluid system has a branch of excitations with the energy gap at low momenta. The experiments on absorption of microwaves in superfluid helium are interpreted as evidence of existence of such gap excitations. A possible modification of the excitation spectrum of superfluid helium in the presence of excitation branch with energy gap is discussed qualitatively.

PACS: *31.15.ap* Polarizabilities and other atomic and molecular properties;
67.25.-k ⁴He;
77.22.-d Dielectric properties of solids and liquids.

Keywords: dipole moment, electromagnetic field, polarizability, excitation dispersion law.