

Резонансное возбуждение единичных ротоннов в He II электромагнитной волной. Контур спектральной линии

А.С. Рыбалко, С.П. Рубец, Э.Я. Рудаковский, В.А. Тихий

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: rybalko@ilt.kharkov.ua*

Ю.М. Полуэктов

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина*

Р.В. Головащенко, В.Н. Деркач, С.И. Тарапов, О.В. Усатенко

*Институт радиофизики и электроники НАН Украины
ул. Ак. Проскуры, 12, г. Харьков, 61085, Украина*

Статья поступила в редакцию 1 июня 2009 г.

Измерена амплитудно-частотная характеристика спектральной линии поглощения электромагнитного излучения в области частот 40–200 ГГц в жидком гелии в интервале температур 1,4–2,75 К. Обнаружено, что в области ротонной частоты наблюдается узкая линия резонансного поглощения на фоне широкого пьедестала. Полученные результаты сопоставляются с данными о ротонном спектре, найденном в экспериментах по рассеянию нейтронов в жидком гелии. Причина появления узкой линии связана с рождением единичного ротона. Показано, что выполнение закона сохранения импульса обусловлено передачей импульса сверхтекучей компоненте. Обращается внимание на аналогию наблюдаемого эффекта с эффектом Мессбауэра.

Виміряно амплітудно-хвильову характеристику спектральної лінії поглинання електромагнітного випромінювання в області частот 40–200 ГГц у рідкому гелії в інтервалі температур 1,4–2,75 К. Виявлено, що в області ротонної частоти спостерігається вузька лінія резонансного поглинання на фоні широкого п'єдесталу. Отримані результати зіставляються з даними про ротонний спектр, який знайдено в експериментах по розсіяння нейтронів в рідкому гелії. Причина появи вузької лінії пов'язана з народженням одиничного ротона. Показано, що виконання закону збереження імпульсу обумовлено передачею імпульсу надплинній компоненті. Звертається увага на аналогію ефекту, який спостерігається, з ефектом Мессбауера.

PACS: 67.10.Hk Влияние квантовых эффектов на структуру и динамику невырожденных жидкостей;
67.30.eh Перенос и гидродинамика.

Ключевые слова: сверхтекучий гелий, диэлектрический резонатор, шепчущая галерея.

1. Введение

В последние годы проведена серия экспериментов по изучению взаимодействия электромагнитного поля с жидким гелием [1–3], где был получен ряд интересных и неожиданных результатов, не нашедших до сих пор последовательного объяснения. Одним из таких эффектов явилось резонансное поглощение и излу-

чение СВЧ волн в сверхтекучем гелии на частоте f , соответствующей ротонной щели энергетического спектра $\omega = \Delta / \hbar$. При $\Delta = 8,65$ К, что соответствует температуре порядка 1,4 К, $f = \omega / 2\pi \approx 180,3$ ГГц. Прямым доказательством того, что наблюдаемая резонансная линия связана с рождением ротона, служит измеренная температурная зависимость резонансной частоты, которая в точности совпадает с температурной зави-

симостью ротонной щели, полученной из нейтронных экспериментов [4,5]. Поскольку при данной частоте импульс фотона $p_{\text{рт}} = 3,8 \cdot 10 \text{ см}^{-1}$ на много порядков меньше импульса ротона $p_r = 1,9 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$, то возник вопрос, за счет чего в таком процессе может быть выполнен закон сохранения импульса.

Другим дискуссионным моментом явилось то, что в данных экспериментах обнаружена очень узкая линия поглощения электромагнитной волны на ротонной частоте, которая не наблюдалась ранее в нейтронных экспериментах [4–7]. Для выяснения возможных причин такого различия требуются как дополнительные эксперименты, так и более тщательный анализ и интерпретация экспериментальных данных. До конца оставалась неясной и причина того, что поглощение наблюдается на ротонной частоте.

Исследование обозначенного круга вопросов составляет основное содержание данной работы, посвященной дальнейшему экспериментальному исследованию взаимодействия СВЧ излучения с жидким гелием вблизи ротонной частоты и более детальному сравнению полученных экспериментальных данных с результатами нейтронных экспериментов. Предложен также возможный механизм возбуждения единичного ротона переменным внешним электромагнитным полем, основанный на аналогии с эффектом Мессбауэра [8].

2. Особенности экспериментальной методики

В настоящей работе использована СВЧ методика, аналогичная описанной в [1–3]. Отличие состояло, во-первых, в том, что для уменьшения расстояния между смежными модами шепчущей галереи вместо кварцевого резонатора использовался диэлектрический дисковый резонатор из лейкосапфира, у которого диэлектрическая проницаемость в несколько раз вы-

ше, чем у кварца. Это позволило существенно увеличить количество наблюдаемых азимутальных мод шепчущей галереи, а значит, и количество экспериментальных точек в исследуемом диапазоне частот 40–200 ГГц. Во-вторых, для предотвращения всевозможных отражений волн все металлические части (корпус, рамка — держатель резонатора и т.д.) внутри измерительной ячейки были предварительно покрыты поглотителем, изготовленным на основе графитового порошка. Это способствовало уменьшению разброса значений амплитуды на амплитудно-частотной характеристике во всем измеряемом диапазоне.

Резонатор диаметром 20 мм погружался в жидкий гелий и служил основным измерительным элементом, работающим на модах шепчущей галереи. В плоскости резонатора располагались возбуждающий и приемный волноводы-антенны. Добротность мод шепчущей галереи составляла 10^5 – 10^6 , что в условиях эксперимента эквивалентно затуханию бегущей волны в ϵ раз в пограничном с резонатором слое жидкости длиной 6–60 км. Инструментальная погрешность спектрометра, стабилизированного модами шепчущей галереи, составила ~ 100 кГц, что соответствует по температуре $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ К. Мощность излучения, используемая в экспериментах, была менее 10^{-3} Вт, а чувствительность детекторных секций превышала 10^{-10} Вт/Гц.

3. Форма спектральной линии

В экспериментах с лейкосапфировым резонатором при исследовании прохождения электромагнитной волны частотой 40–200 ГГц через жидкий гелий наблюдались такие же особенности спектров поглощения, которые ранее проявлялись в опытах с кварцевым резонатором [1–3]. На рис. 1 представлены типичные спектры системы, состоящей из диэлектрического

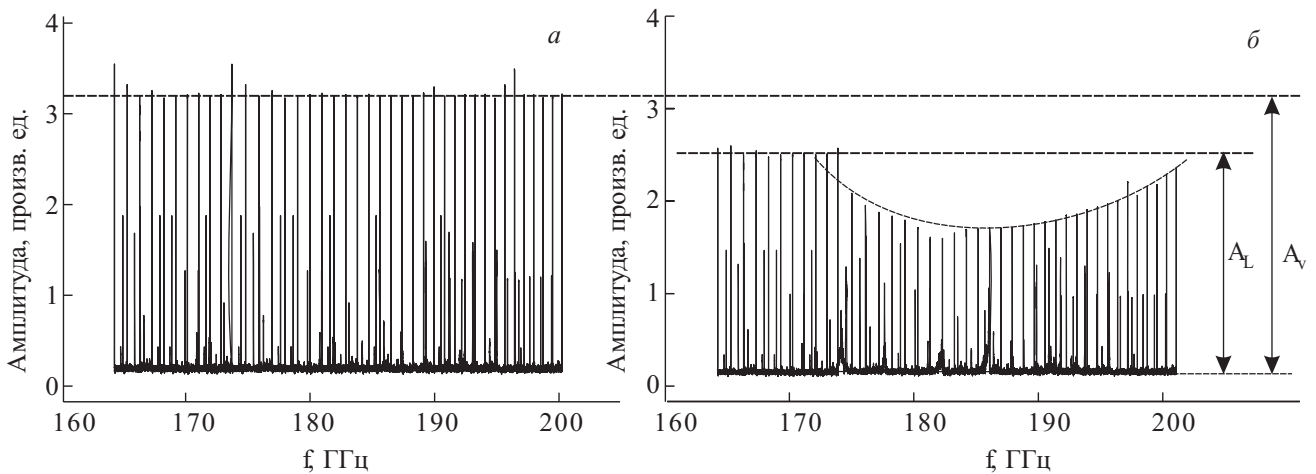


Рис. 1. Амплитудно-частотная характеристика системы при температуре 1,4 К: резонатор находится в насыщенном паре (а), резонатор погружен в жидкость (б). Верхняя пунктирная линия соответствует амплитуде мод в случае пара, нижняя пунктирная прямая — граница предполагаемых диэлектрических потерь в жидкости.

дискового резонатора, волноводных трактов и гелия для двух случаев: резонатор находится в насыщенном паре; резонатор погружен в жидкий гелий. В обоих случаях температура системы была одинаковой и составляла 1,4 К. Спектр такой системы содержит множество азимутальных мод шепчущей галереи, расстояние между которыми составляет примерно 0,96 ГГц, а добротность мод примерно 10^5 – 10^6 . В нем также присутствовали и резонансы с меньшей амплитудой, обусловленные радиальными модами резонатора и несовершенством волноводного тракта. Радиальные моды можно было идентифицировать как по их малой амплитуде, так и по расстоянию между ними, отличающемуся от расстояния мод шепчущей галереи.

После погружения в жидкий гелий, как видно из сравнения рис. 1,а и рис. 1,б, амплитуда резонансов уменьшалась от значения A_V в паре до значения A_L в жидкости в меру возросших диэлектрических потерь (нижняя прямая пунктирная линия на рис. 1,б). Кроме того, частоты резонансов мод смещались в сторону более низких частот из-за большей величины диэлектрической постоянной жидкости. Эволюция одной из резонансных мод ($m=128$) с изменением температуры показана на рис. 2. Рисунок 2,а относится к резонатору, находящемуся в паре, а рис. 2,б,в — к резонатору в жидком гелии.

Важная особенность, которая видна на рис. 2,в, — наличие узкого провала по амплитуде на величину A_R , наблюдаемого на амплитудно-частотной характеристике одной из азимутальных мод шепчущей галереи. Ранее этот эффект нами наблюдался в экспериментах с кварцевым резонатором [1,2]. Такой провал в виде очень узкой линии наблюдается лишь при определенной частоте, зависящей от температуры и соответствующей энергии ротона [1]. Как видно на рис. 2,б,в, он отсутствовал на этой моде при температуре 1,6 К и появлялся при 1,4 К, а по мере изменения температуры резонанс перемещался от одной моды к другой.

Отметим, что измерения, проведенные при низких частотах (40–70 ГГц), показали, что величина диэлектрических потерь возрастает по мере приближения по температуре к λ -точке как со стороны высоких, так и со стороны низких температур в полном соответствии с прежними результатами [9,10], что связано с флуктуационными эффектами вблизи температуры фазового перехода второго рода. В спектре сверхтекучего гелия при высоких частотах видна еще одна особенность (рис. 1,б). Нижняя прямая пунктирная линия показывает частотную зависимость амплитуды мод, связанной с диэлектрическими потерями в жидкости. Как видно на рис. 1,б, на фоне диэлектрических потерь существует размытый минимум, соответствующий дополнительным потерям. Этот минимум быстро уширяется с ростом температуры, а его амплитуда уменьшается, и вблизи λ -точки он становится трудно различимым в условиях данного эксперимента. Таким образом, узкая линия резонансного поглощения наблюдалась на фоне широкого пьедестала, и вместе они образовывали контур ротонного спектра. Обращает на себя внимание также тот факт, что наблюдаемый минимум оказывается асимметричным по частоте. Возможно, последнее обстоятельство обусловлено тем, что выше ротонной частоты вклад в ширину линии могут вносить как фононы, так и ротоны, а ниже ротонной частоты — только фононы.

4. Сравнение с результатами нейтронных экспериментов

Экспериментальные результаты, приведенные на рис. 1,2, удобно анализировать в терминах относительной амплитуды $(A_V - A_L)/A_V$. Такие данные для лейкосапфирового резонатора показаны на рис. 3 (заполненные ромбики). Здесь для сравнения также представлены результаты измерений с кварцевым резонатором [1] (заполненные квадраты). На рисунке видно, что контур спектральной линии в области ротонных частот состоит, как уже отмечалось, из двух

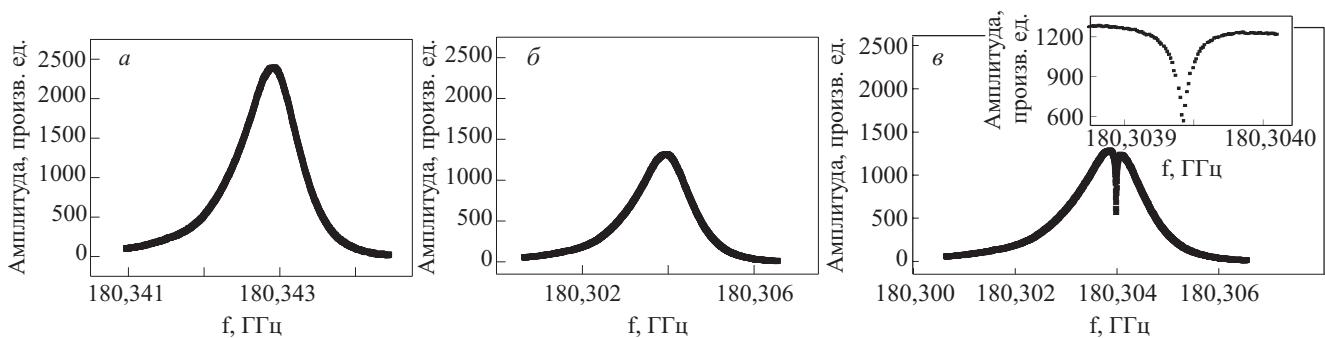


Рис. 2. Эволюция резонансной моды шепчущей галереи $m=128$. Резонатор в паре гелия при $T=1,4$ – $1,6$ К (а); резонатор погружен в He II при $T=1,6$ К (б); резонатор погружен в He II при $T \approx 1,4$ К (в). На вставке — узкая линия резонансного поглощения в увеличенном масштабе.

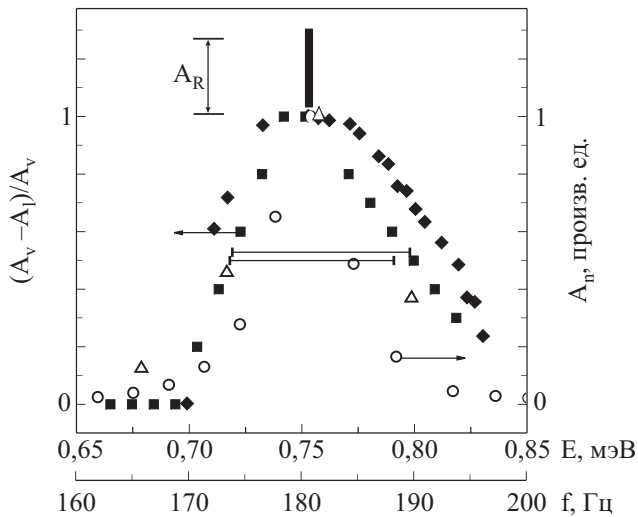


Рис. 3. Контур спектральной линии вблизи ротонной частоты, полученный из СВЧ измерений. Данная работа: (■) — кварцевый резонатор ($T = 1,4$ К) (◆), — лейкосапфировый резонатор ($T = 1,57$ К). Данные нейтронных измерений [7] (левая ось ординат): $T = 1,34$ К (○), $T = 1,52$ К (△). Узкая резонансная линия показана вертикальным отрезком с амплитудой A_R (см. текст). Горизонтальными отрезками на уровне 0,5 показаны ширины ротонного резонанса в нейтронных экспериментах [7] и пьедестала в настоящем эксперименте.

частей — очень узкой резонансной линии и широкого пьедестала. Амплитуда резонансной линии приведена в относительных единицах $(A_V - A_R)/A_V$, верхняя экспериментальная точка на узкой линии соответствует поглощению СВЧ фотонов.

Сопоставим результаты настоящих СВЧ экспериментов с данными по рассеянию нейтронов, полученными в ротонной области [7] в том же интервале температур. Ротонный спектр, полученный в работе [7] с помощью техники высокого разрешения на нейтронном спектрометре IRIS, также показан на рис. 3: △ — при $T = 1,52$ К; ○ — при $T = 1,34$ К, близкой к температуре настоящего эксперимента. При этом нейтронные данные были нормированы к СВЧ результатам в точке максимума, где относительная амплитуда была принята за единицу. Как видно на рис. 3, в области пьедестала наблюдается согласие между обоими экспериментами. Это свидетельствует о том, что метод СВЧ рассеяния чувствителен к процессам, происходящим в газе элементарных возбуждений He II, как и метод нейтронного рассеяния.

Различие между нейтронными и СВЧ результатами проявляется в наличии узкой резонансной линии, которая наблюдалась лишь в СВЧ экспериментах. Появление узкой линии на фоне широкого пьедестала явилось неожиданным, так как ранее такая линия не

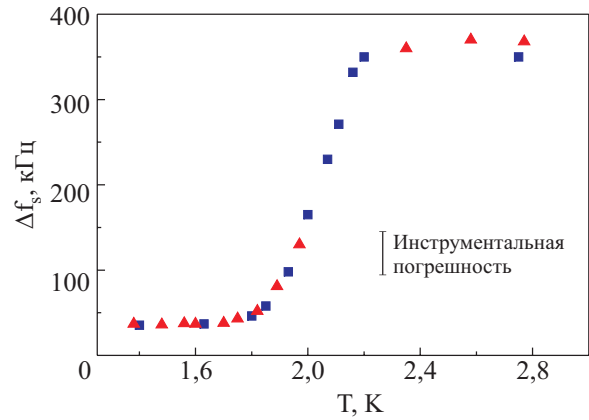


Рис. 4. Температурная зависимость ширины узкой линии резонансного поглощения. (■) — данные кварцевого резонатора, (▲) — данные лейкосапфирового резонатора. Ниже температуры $T < 1,8$ К данные ограничены разрешающей способностью спектрометра.

наблюдалась и в экспериментах по рамановскому рассеянию [11,12]. Причина этого, по-видимому, связана с тем, что в СВЧ экспериментах использовалась аппаратура с очень высоким разрешением. Инструментальная погрешность спектрометра на лампе обратной волны на 4–5 порядков меньше, чем в нейтронных (0,1 К) [7] и рамановских экспериментах [11,12].

На рис. 4 представлены температурные зависимости ширины узкой линии, измеренной при помощи кварцевого и лейкосапфирового резонаторов. Как видно, данные хорошо согласуются между собой и имеют слабую зависимость от температуры выше T_λ . Ниже T_λ ширина узкой линии быстро уменьшалась и ниже 1,8 К становилась меньше разрешающей способности спектрометра. Что же касается ширины пьедестала, то значения, полученные в данной работе, хорошо согласуются с шириной линии, измеренной в нейтронных экспериментах.

Сравнение измеренной температурной зависимости резонансной частоты с результатами, полученными нами ранее в СВЧ экспериментах с кварцевым резонатором [1], а также с имеющимися результатами нейтронных измерений [4–7], показано на рис. 5. Видно, что при температурах ниже ~ 2 К наблюдается хорошее согласие между обоими СВЧ измерениями и практически всеми нейтронными экспериментами. Вблизи λ -точки имеется большой разброс нейтронных данных. По-видимому, это связано с тем, что в этой области неопределенность энергии элементарных возбуждений становится сравнимой с их энергией.

Отметим также, что несовпадение с результатами нейтронных экспериментов может быть связано с различием в характере взаимодействия. В нейтронных экспериментах рождение ротона обусловлено ней-

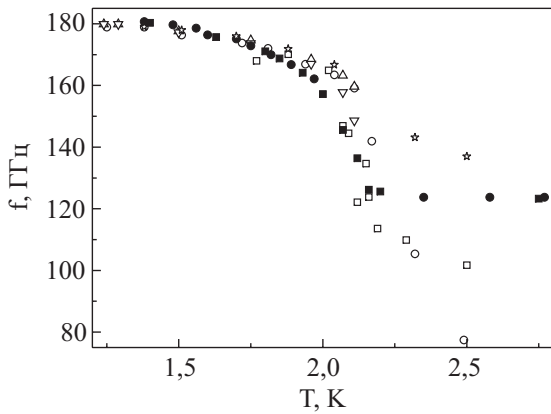


Рис. 5. Температурная зависимость ротонной частоты, полученная из СВЧ измерений (данная работа (●), данные работы [1] (■)) и из нейтронных измерений (данные [4] (□); данные [5] (○); данные [6] (△, ▽); данные [7] (☆)).

трон-ротонным взаимодействием, а в СВЧ экспериментах — взаимодействием ротона с электрическим полем. Поскольку вероятность рождения ротона и ширина линии определяются квадратом матричного элемента взаимодействия, а величина матричного элемента нейтрон-ротонного взаимодействия, скорее всего, намного больше матричного элемента взаимодействия ротона с электрическим полем, то для нейтронных экспериментов наблюдение узкой линии требует крайне высокой чувствительности измерений.

5. Обсуждение и интерпретация результатов. Аналогия с эффектом Мессбауэра

Таким образом, СВЧ методика позволила обнаружить новый эффект, состоящий в появлении очень узкой линии на частоте, соответствующей энергии ротонной щели. Авторам не известно наличие столь узкой линии в спектрах конденсированных систем. Исключение составляет лишь случай эффекта Мессбауэра [8], где спектральная линия также представляет собой очень узкую линию на фоне более широкого пьедестала. Как известно, наличие узкого пика в эффекте Мессбауэра обусловлено тем, что имеется конечная вероятность излучения возбужденного ядра в кристалле без передачи энергии фононной подсистеме. При этом такая «жесткая» коррелированная система, как кристалл принимает на себя импульс отдачи, но в силу своей макроскопичности практически не забирает у фотона энергии.

В нашем случае кажущееся нарушение закона сохранения импульса имеет место, если ротон рассматривать как свободную частицу. Однако поскольку ротон является возбуждением всего сверхтекучего гелия, то его нельзя рассматривать изолированно от сверхтекучей части жидкости. В силу этого законы со-

хранения импульса и энергии следует записывать с учетом передачи энергии и импульса сверхтекучей подсистеме, что дает

$$\mathbf{p}_{pt} = \mathbf{p}_r + \mathbf{p}_s, \quad \varepsilon_{pt} = \Delta + \varepsilon_s \quad (1)$$

где \mathbf{p}_{pt} и ε_{pt} — импульс и энергия фотона, \mathbf{p}_r и Δ — импульс и энергия ротона, \mathbf{p}_s и ε_s — импульс и энергия сверхтекучей компоненты соответственно. Как следует из обсуждаемых в данной работе экспериментов, импульс, переданный сверхтекучей компоненте, по величине практически равен импульсу ротона, $\mathbf{p}_s \approx \mathbf{p}_r$, а переданная энергия очень мала, $\varepsilon_s \approx 0$.

Покажем, что состояние, отвечающее таким требованиям, можно реализовать в He II. Если предположить, что в результате поглощения фотона в жидкости, помимо ротона, возникнет сверхтекучий поток $\mathbf{j}_s = \rho_s \mathbf{v}_s$ со скоростью \mathbf{v}_s (ρ_s — плотность сверхтекучей компоненты), то полный импульс, переданный сверхтекучей компоненте, равен

$$\mathbf{p}_s = \mathbf{j}_s V = \rho_s \mathbf{v}_s V. \quad (2)$$

где V — объем системы.

В таком случае полная энергия сверхтекучей компоненты с учетом (2) выражается следующим образом:

$$\varepsilon_s = \rho v_s^2 V / 2 = p_s^2 / (2\rho_s V). \quad (3)$$

Поскольку объем V — макроскопическая величина, то при фиксированном импульсе p_s , близком к импульсу ротона p_r , кинетическая энергия возникшего сверхтекучего потока ε_s крайне мала. Оценки показывают, что при $V = 1 \text{ см}^3$ и $\rho_s = \rho / 2 \approx 0,07 \text{ г/см}^3$ отношение ε_s / Δ составляет всего 10^{-23} . Таким образом, сверхтекучий поток действительно может принять на себя конечный импульс, практически не отбирая у ротона энергии.

Рассмотрим на модельном примере более детально возможный микроскопический механизм передачи импульса бозе-конденсату. В пренебрежении влиянием надконденсатных состояний одночастичный бозе-конденсат может быть описан макроскопической волновой функцией конденсата Φ , подчиняющейся известному уравнению Гросса–Питаевского [13]:

$$i\hbar \frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Phi + U_0 (|\Phi|^2 - n_0) \Phi, \quad (4)$$

где m — масса бозе-частицы, n_0 — равновесная плотность числа частиц покоящегося бозе-конденсата, U_0 — постоянная межчастичного взаимодействия. Конденсатная волновая функция нормирована условием: $|\Phi|^2 = n$, где n — плотность числа частиц бозе-конденсата.

Предположим, что покоящемуся бозе-конденсату передан импульс \mathbf{p} . Тогда, согласно уравнению (4),

возможны две ситуации. Во-первых, конденсат, получив импульс \mathbf{p} , может прийти в движение как целое без возникновения в нем возбуждений. Соответствующее этому случаю стационарное решение уравнения (4), описывающее движение конденсата с импульсом \mathbf{p} , имеет вид

$$\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_q \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}), \quad (5)$$

где Φ_q — амплитуда, связанная с плотностью частиц в движущемся конденсате n_q соотношением $|\Phi_q|^2 = n_q$, \mathbf{q} — произвольный волновой вектор. Тогда с использованием известного квантово-механического соотношения для плотности потока \mathbf{j} из решения (5) следует, что $\mathbf{j} = mn_q \mathbf{v}_s$, где $\mathbf{v}_s = \hbar\mathbf{q}/m$, $n_q = n_0 - m\mathbf{v}_s^2/2U_0$. Полный импульс конденсата $\mathbf{p} = V\mathbf{j} = M\mathbf{v}_s$, где $M = mVn_q$ — полная масса конденсата в объеме V . Таким образом, как было показано выше при феноменологическом рассмотрении, конденсату можно передать конечный импульс, практически не передавая ему энергии.

Отметим, что имеется и другая возможность получения конденсатом импульса \mathbf{p}_s , связанная с возникновением в нем малых колебаний. В этом случае решение уравнения (4) имеет вид:

$$\Phi = \sqrt{n_0} + \Phi_1 \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})]. \quad (6)$$

Энергия такого фононного возбуждения $\varepsilon = \hbar\omega$ связана с импульсом $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ известным соотношением Боголюбова [13]:

$$\hbar\omega = \sqrt{\frac{p^2}{2m} + \frac{\hbar U_0 p^2}{m}}. \quad (7)$$

Таким образом, бозе-конденсат может поглотить импульс \mathbf{p} и соответствующую ему конечную энергию ε , что не соответствует условию возбуждения узкой спектральной линии на ротонной частоте. Однако такие возбуждения, возникающие на фоне конденсата, могут быть ответственны за возникновение пьедестала контура спектральной линии (рис. 3).

Таким образом, как было отмечено выше, имеющая место ситуация действительно напоминает ту, которая наблюдается в эффекте Мессбауэра. Отличие заключается в том, что в эффекте Мессбауэра импульс отдачи ядра передается кристаллу как целому. В квантовой жидкости импульс передается скоррелированной сверхтекучей компоненте жидкости.

Характер механизма взаимодействия сверхтекучего гелия с внешним электромагнитным полем пока недостаточно ясен. Поскольку нейтральные атомы гелия не обладают собственным дипольным моментом, обычно считается, что взаимодействие с внешним электрическим полем возникает благодаря поляризации этим полем атомов гелия. Эффекты, обусловленные таким взаимодействием, квадратичны по полю. Заметим, что утверждение об отсутствии у атома ге-

лия дипольного момента относится к изолированному атому гелия. Если же атом гелия находится в среде, окруженный другими атомами, то при асимметрии в распределении окружающих его атомов нельзя исключить появление собственного флуктуационного дипольного момента. Эффекты, обусловленные такой поляризацией, обсуждались в работах [14–17]. В частности, если ротон рассматривать как флуктуацию плотности с асимметричным распределением атомов, то ему по той же причине можно приписать собственный дипольный момент \mathbf{d}_0 . Предположим, что такая ситуация действительно имеет место, тогда оператор взаимодействия нестационарного внешнего электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ с многочастичной бозе-системой может быть записан в виде

$$\hat{V}(t) = -\int d\mathbf{r} \mathbf{d}_0 \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) \hat{\Psi}^+(\mathbf{r}) \hat{\Psi}(\mathbf{r}), \quad (8)$$

где $\hat{\Psi}^+(\mathbf{r})$, $\hat{\Psi}(\mathbf{r})$ — полевые операторы рождения и уничтожения бозе-частиц, $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)$ — оператор квантованного электрического поля электромагнитной волны. В бозе-системах с одночастичным конденсатом полевой оператор записывается в виде [13]: $\hat{\Psi}(\mathbf{r}) = \Phi(\mathbf{r}) + \hat{\phi}(\mathbf{r})$, где $\Phi(\mathbf{r})$ — конденсатная волновая функция, $\hat{\phi}(\mathbf{r})$ — полевой оператор, описывающий надконденсатные возбуждения. Подстановка записанных в таком виде полевых операторов в (8) позволяет представить оператор взаимодействия (8) в виде суммы слагаемых, описывающих взаимодействие конденсата и надконденсатных возбуждений с переменным электрическим полем. Существенным является то, что при этом возникает оператор взаимодействия, приводящий к рождению или уничтожению одной квазичастицы:

$$\hat{V}_1(t) = -\int d\mathbf{r} \mathbf{d}_0 \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) [\hat{\phi}^+(\mathbf{r})\Phi(\mathbf{r}) + \hat{\phi}(\mathbf{r})\Phi^+(\mathbf{r})]. \quad (9)$$

Разлагая оператор электрического поля $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)$, оператор надконденсатных возбуждений $\hat{\phi}(\mathbf{r})$ и волновую функцию конденсата $\Phi(\mathbf{r})$ по собственным функциям оператора импульса и интегрируя по координате, получаем выражение, пропорциональное дельта-функции $\delta(\mathbf{p}_{pt} - \mathbf{p}_r - \mathbf{p}_s)$, которая и обеспечивает закон сохранения импульса.

Рассмотрим возможную причину наблюдения резонанса именно на ротонной частоте. Вероятность перехода системы в единицу времени под влиянием внешнего возмущения из начального состояния i в конечное состояние f определяется известной формулой Ферми

$$w_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | \hat{V}_1 | i \rangle|^2 \rho(\varepsilon_f), \quad (10)$$

где $\rho(\varepsilon_f)$ — плотность конечных состояний. Матричный элемент в (10) между начальным состоянием, в

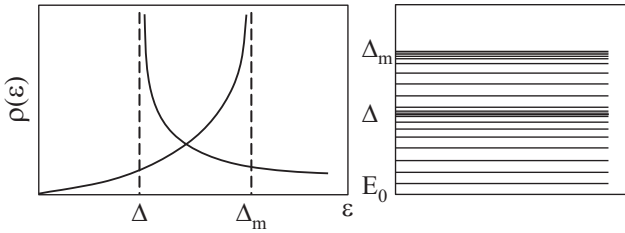


Рис. 6. Качественная зависимость плотности состояний в He II от энергии (см. текст).

котором имеется фотон с импульсом \mathbf{p}_{pt} и покоящийся конденсат, а в конечном состоянии — ротон с импульсом \mathbf{p}_r и движущийся конденсат с волновой функцией (3) при $\mathbf{q} = (\mathbf{p}_{\text{pt}} - \mathbf{p}_0) / \hbar$, отличен от нуля.

Благодаря своеобразной зависимости энергии ротона от импульса $\varepsilon = \Delta + (p - p_0)^2 / 2\mu$ (μ — эффективная масса ротона), плотность состояний, приходящаяся на единицу объема

$$\rho(\varepsilon) = \frac{p_r^2 \sqrt{\mu}}{\sqrt{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{\varepsilon - \Delta}}. \quad (11)$$

Вероятность возбуждения квазичастицы в результате поглощения фотона пропорциональна квадрату матричного элемента, а следовательно, величине взаимодействия квазичастицы с полем, а также плотности конечных состояний (11). Поскольку плотность конечных состояний ротона стремится к бесконечности (рис. 6), то вероятность возбуждения ротона внешним полем может быть достаточно большой даже при малой величине взаимодействия ротона с электрическим полем. Это объясняет, почему резонансное поглощение наблюдается именно на частоте Δ / \hbar . С увеличением частоты плотность состояний быстро падает и вероятность рождения ротона с импульсом $p \neq p_0$ оказывается малой. Аналогичная особенность в плотности состояний имеется и в максимуме энергетического спектра сверхтекучего гелия (для максона). Экспериментальные исследования в этой области планируются.

Таким образом, в некотором приближении сверхтекучий гелий можно рассматривать как своеобразную двухуровневую систему, в которой нижним «уровнем» является его основное состояние, а возбужденным «уровнем» — состояние с ротоном энергией Δ . Под воздействием внешнего поля с частотой $\omega = \Delta / \hbar$ может быть создана большая заселенность верхнего «уровня», в результате чего становится возможной генерация излучения в СВЧ диапазоне. Вполне вероятно также, что при больших плотностях накачки можно создать условия для наблюдения своеобразной ротонной бозе-эйнштейновской конденсации в состоянии с конечным импульсом, как это было предсказано в работе [18].

Заключение

Экспериментально исследовано влияние переменного электрического поля на сверхтекучий гелий при частотах электромагнитного поля, близких к энергии ротонной щели. Показано, что контур спектральной линии состоит из широкого «пьедестала» и узкой линии резонансного поглощения или генерации. Установлено, что ширина пьедестала хорошо согласуется с данными о ширине ротонной линии, полученными ранее в нейтронных экспериментах.

Появление узкой резонансной линии на ротонной частоте связывается с рождением единичного ротона. Поскольку импульс ротона на несколько порядков превосходит импульс фотона такой же энергии, то предполагается, что закон сохранения импульса может обеспечиваться передачей импульса сверхтекучей компоненте He II. Этот механизм напоминает эффект Мессбауэра, где квант передает кристаллу как целому импульс, но не передает ему энергию. Как и в эффекте Мессбауэра, в данном случае наблюдается очень узкая линия, подобная которой, по-видимому, больше нигде не наблюдается в спектрах конденсированных систем.

В дальнейшем предполагается исследовать влияние внешнего постоянного электрического поля на структуру контура спектральной линии. Представляется также целесообразным изучение обратного эффекта — генерации электромагнитного излучения при аннигиляции ротонов.

Авторы выражают благодарность И. Адаменко, А. Андрееву, В. Григорьеву, В. Локтеву, В. Майданову, В. Нацкику, К. Немченко, Э. Пашицкому, С. Рябченко, В. Сивоколю, М. Томченко, С. Шевченко, Г. Шешину, В. Ямпольскому, а также участникам Международной конференции по физике низких температур LT25 (Амстердам, 2008) и симпозиума по сверхнизким температурам ULT2008 (Лондон, 2008) за интерес к работе и полезные дискуссии.

Работа была выполнена при поддержке грантов CRDF (проект 2853) и УНТЦ (проект 3718).

1. A. Rybalko, S. Rubets, E. Rudavskii, V. Tikhiy, S. Tarapov, R. Golovashchenko, and V. Derkach, *Phys. Rev.* **B76**, 140503 (2007).
2. А.С. Рыбалко, С.П. Рубец, Э.Я. Рудавский, В.А. Тихий, Р.В. Головащенко, В.Н. Деркач, С.И. Тарапов, *ФНТ* **34**, 326 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 254 (2008)].
3. А.С. Рыбалко, С.П. Рубец, Э.Я. Рудавский, В.А. Тихий, С.И. Тарапов, Р.В. Головащенко, В.Н. Деркач, *ФНТ* **34**, 631 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 497 (2008)].
4. D.G. Henshaw and A.D.B. Woods, *Phys. Rev.* **121**, 1266 (1961).
5. W.G. Stirling and H.R. Glyde, *Phys. Rev.* **B41**, 4224 (1990).
6. K. H Andersen and W.G. Stirling, *J. Phys. Condens. Matter* **6**, 5805 (1994).

7. G. Zsigmond, F. Mezei, and M.T.F. Telling, *Physica* **B338**, 43 (2007).
8. *Эффект Мессбауэра*, Ю.М. Каган (ред.), Изд-во иностр. лит., Москва (1962).
9. E.V. Ganapolsky, A.V. Golik, and A.P. Korolyuk, *Phys. Rev.* **B51**, 11962 (1995).
10. V.N. Derkach, R.V. Golovashchenko, S.V. Nedukh, A.S. Plevako, and S.I. Tarapov, *Prog. 30th Intl. Conf in Terahertz Electronics*, IRMMW-THz 2005, Williamsburg (2005), p. 192.
11. T.J. Greytak and J. Yan, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 987 (1969).
12. T.J. Greytak, R. Woerner, J. Yan, and R. Benjamin, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1547 (1970).
13. И.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский, *Статистическая физика*, Наука, Москва (1978).
14. A.D. Crowell, *J. Chem. Phys.* **61**, 3485 (1974).
15. Г.Е. Воловик, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 169 (1984).
16. В.М. Локтев, М.Д. Томченко, *ФНТ* **34**, 337 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 262 (2008)].
17. В.Д. Нацик, *ФНТ* **34**, 625 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 493 (2008)].
18. С.В. Иорданский, Л. П. Питаевский, *УФН* **131**, 203 (1980).

Resonance excitation of single rotons in He II by electromagnetic wave. Profile of spectral line

A.S. Rybalko, S.P. Rubets, E.Ya. Rudavskii, V.A. Tikhii, Yu.M. Poluektov, R.V. Golovachenko, V.N. Derkach, S.I. Tarapov, and O.V. Usatenko

The amplitude-frequency characteristic of the spectral absorption line of electromagnetic field is measured in liquid helium for frequencies 40–200 GHz in temperature range 1.4–2.75 K. A narrow line of resonance absorption is observed, on the broad background, at roton frequency. The results obtained are correlated with the data on roton spectrum detected in experiments on neutrons scattering in liquid helium. We attribute the appearance of the narrow line with the creation of a single roton. We argue that the momentum conservation may be stipulated by the momentum transfer to a superfluid component. It seems to us that there is an analogy between the effect observed and that by Moessbauer.

PACS: 67.10.Hk Quantum effects on the structure and dynamics of non-degenerate fluids;
67.30.eh Transport and hydrodynamics.

Keywords: superfluid helium, dielectric resonator, whispering gallery.