

САМАРКАНДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ АЛИШЕРА НАВОИ

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА «КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА»

Методическое указание по проведению лабораторного практикума

ЛАЗЕРНАЯ АКУСТО-ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ
КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД

ЧАСТЬ I

**ДИСПЕРСИЯ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ И ЧАСТОТНАЯ
ЗАВИСИМОСТЬ ПОГЛОЩЕНИЯ ГИПЕРАКУСТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ:
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И АНАЛИЗ В РАМКАХ
РЕЛАКСАЦИОННОЙ ТЕОРИИ**

Самарканд 2011

Методическое указание по проведению лабораторного практикума по лазерной акусто-оптической спектроскопии конденсированных сред.

Часть I: Дисперсия скорости распространения и частотная зависимость поглощения гипер акустических фононов: анализ в рамках релаксационной теории распространения звука.

Составители: проф., д.ф.-м.н. Сабиров Л.М.
доц., к.ф.-м.н. Бабаев А.Х.
к.ф.-м.н. Семенов Д.И.
к.ф.-м.н. Хайдаров Х.С.

Рецензенты: проф., д.ф.-м.н. Эшкobilов Н.Б.
к.ф.-м.н. Абдурахмонов М.

В пособии приведены методические указания к выполнению лабораторных работ для магистров и студентов старших курсов, специализирующихся по специальностям «Квантовая электроника» и «Лазерная физика». Методическое указание охватывает широкий круг вопросов, рассматривающихся в рамках спец. курсов «Лазерная акустооптика», «Лазерная спектроскопия рассеяния света» и «Высокочастотная акустическая спектроскопия».

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	-	4
I. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ	-	5
1.1. Природа молекулярного рассеяния света	-	5
1.2. Тонкая структура молекулярного рассеяния света: компоненты Мандельштама-Бриллюэна	-	6
1.3. Гидродинамическая теория распространения звука в жидкостях	-	8
1.4. Релаксационная теория распространения звука в жидкостях	-	10
II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ И ТЕХНИКА	-	11
2.1. Лазеры, используемые в экспериментах по рассеянию света	-	11
2.2. Анализ спектра рассеянного света	-	13
2.3. Принципиальная схема экспериментальной установки для изучения тонкой структуры спектра рассеянного света	-	14
III. УКАЗАНИЯ К ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ	-	16
3.1. Расчет и анализ дисперсии по результатам измерения скорости высокочастотного звука	-	16
3.2. Расчет дисперсии скорости звука в гиперзвуковом диапазоне частот по величине частотного смещения компонент Мандельштама-Бриллюэна	-	18
3.3. Анализ частотной зависимости коэффициента поглощения гиперзвука	-	19
IV. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ УКАЗАНИЯ	-	21
4.1. Вычисление ошибки при расчете дисперсии скорости звука	-	21
4.2. Применение современного компьютерного программного обеспечения для оптимизации процесса расчета и анализа дисперсии скорости звука	-	22
V. ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО ВЫПОЛНЕНИЯ	-	24
КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ	-	26
РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА	-	26

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие света со звуком (акусто-оптическое взаимодействие) широко используется в современной оптике, оптоэлектронике, лазерной технике для управления когерентным световым излучением. Акусто-оптические методы и устройства позволяют управлять амплитудой, частотой, поляризацией, спектральным составом лазерного излучения, а также направлением лазерного луча. Акусто-оптические методы и устройства на их основе отличаются универсальностью, быстродействием, простотой конструкции. Работа большинства акусто-оптических устройств основана на явлении дифракции лазерного излучения на ультразвуке. Поскольку угол отклонения дифрагированного излучения определяется длиной звуковой волны, им можно управлять, изменяя частоту вводимого звука. Угловые, поляризационные и энергетические характеристики дифрагированного излучения, содержат обширную, а порой и уникальную информацию не только о параметрах звукового пучка (интенсивность звука, однородность акустического поля и т.д.), но и об акустических свойствах среды, в которой распространяется звук (скорость и коэффициент поглощения акустических волн, модули упругости и т.д.). Все это находит широкое применение не только при решении проблем управления параметрами лазерного излучения, но и при решении задач ряда фундаментальных физических исследований в области критического состояния вещества, физики жидкого состояния и т.п. Уникальные свойства лазерного излучения расширяют области применения акусто-оптических методов на производстве и в практике научных лабораторий, что делает актуальным подготовку специалистов в области лазерной физики, обладающих теоретическими знаниями и практическими навыками работы с акусто-оптическими эффектами, устройствами и методами.

Одним из наиболее значимых в современных научных исследованиях проявлений акусто-оптического взаимодействия является дифракция лазерного излучения на гипер акустических фонах, приводящая к появлению тонкой структуры (компонент Мандельштама-Бриллюэна) в спектре молекулярного рассеяния света.

Спектры молекулярного рассеяния света дают возможность определять скорость и коэффициент поглощения звука с частотой $\sim 10^{10}$ Гц, то есть гиперзвука. Сравнение измеренной таким путем скорости гиперзвука со скоростью в ультразвуковом диапазоне частот $\sim 10^6$ Гц позволяет обнаружить дисперсию скорости звука, т.е. изменение скорости распространения в среде звуковой волны с ростом частоты звука.

Применение узкой линии излучения лазера для возбуждения рассеяния света в жидкостях подтвердило справедливость релаксационной теории распространения звука в средах с большой объемной вязкостью. Изучение частотной зависимости скорости (дисперсия) и коэффициента поглощения звука на частотах $\sim 10^{10}$ Гц в настоящее время представляет собой один из наиболее информативных методов исследования конденсированных сред в различных актуальных физических ситуациях, например при фазовых переходах.

Настоящий практикум направлен на развитие необходимых навыков анализа экспериментальных результатов по скорости распространения и коэффициента поглощения в среде гиперзвуковых волн, дисперсии скорости высокочастотного звука и параметров процесса релаксации объемной вязкости, ответственного за ее появление. Практикум подготовлен для использования в учебном процессе подготовки специалистов (магистратура) по специальностям «Квантовая электроника» и «Лазерная физика», и охватывает широкий круг вопросов, рассматривающихся в рамках спец. курсов «Лазерная акустооптика», «Лазерная спектроскопия рассеяния света» и «Высокочастотная акустическая спектроскопия». Спектр рассмотренных вопросов и предлагаемых для выполнения задач достаточно широк, что позволяет получить серьезный комплекс знаний и умений как в теоретическом плане, так и в плане проведения экспериментальных исследований, расчетов и анализа результатов исследований.

I. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

1.1. Природа молекулярного рассеяния света

Для рассеяния света необходимо, чтобы на пути падающего (возбуждающего) светового потока встретились оптические неоднородности, например капельки воды облаков или тумана, частички сажи или пылинок, коллоидные частицы и другие подобные оптические неоднородности.

Если в газе средняя длина свободного пробега молекулы больше длины волны света, то молекула представляет собой оптическую неоднородность и на ней происходит рассеяние света. Если представить себе молекулу как осциллятор, то падающая на него световая волна частоты ω заставит осциллятор колебаться с той же частотой ω (вынужденное колебание) и излучать в разные стороны свет той же частоты. Это и будет рассеяние света отдельной молекулой. Общий поток рассеянного света в этом случае определяется суммой вынужденного излучения всех освещенных молекул. Если отдельные молекулы находятся в движении, то частота рассеянного света будет изменена вследствие эффекта Доплера. Обычно такое изменение невелико, и оно ведет к уширению линии рассеянного света, если рассеяние возбуждалось монохроматическим светом.

Если вещество конденсированное, то расстояние между соседними молекулами мало и в этом случае о рассеянии на отдельной молекуле говорить нельзя, рассеяние будет происходить при таких флуктуациях физических величин, которые ведут к возникновению оптических неоднородностей. Линейные размеры таких неоднородностей вдали от критических точек много меньше длины волны света. Световая волна, встречающаяся на своем пути такую неоднородность, дифрагирует на ней. В этом случае рассеянный свет и есть дифрагируемый свет.

Расчет интенсивности света, рассеянного вследствие флуктуаций давления, температуры и концентрации, впервые был выполнен А. Эйнштейном (1910 г.) методом статистической физики. Вероятно, что в результате теплового хаотического движения молекул в очень маленьком объеме в определенном месте и в определенное время соберутся молекулы с несколько большим или меньшим импульсом (количеством движения), чем в среднем по большому объему. Это означает, что возникла флуктуация давления. Если в маленьком объеме в определенное время и в определенном месте соберутся молекулы с несколько большей или меньшей энергией, чем средняя по большому объему, то возникнет флуктуация температуры. Аналогично можно определить флуктуацию концентрации. Флуктуации названных здесь величин после классических работ Эйнштейна (1910 г.) можно вычислить, выразив их через измеряемые величины.

Если среда состоит из анизотропных молекул, то следует ожидать, что будет наблюдаться флуктуация анизотропии, а это означает, что в малом объеме в определенное время в определенном месте оси наибольшей (или наименьшей) поляризуемости направлены в одну определенную сторону больше, чем в среднем по большому объему.

Как сказано, флуктуации происходят благодаря статистическому характеру теплового движения, они возникают, исчезают и вновь возникают по всему объему образца. Разные флуктуации будут возникать и исчезать по разным законам. Так, флуктуация давления не останется в том месте, где возникла, а побежит по образцу со скоростью звука. Флуктуация концентрации будет возникать и исчезать со скоростью, определяемой коэффициентом диффузии. Флуктуация анизотропии будет возникать и исчезать за время, определяемое временем релаксации анизотропии.

Рассеяние света на непрерывно меняющихся во времени флуктуациях ведет к модуляции интенсивности рассеянного света, а модуляция, как хорошо известно, ведет к изменению частоты рассеянного света. Если рассеянный свет возбуждать монохроматическим светом, например светом лазера, в рассеянном свете появятся смещенные компоненты – так называемые компоненты Мандельштама–Бриллюэна и

уширенная несмещенная линия. На эту картину спектра накладывается широкая полоса – крыло линии Рэлея, обусловленное временными изменениями флуктуации анизотропии.

1.2. Тонкая структура молекулярного рассеяния света: компоненты Мандельштама-Бриллюэна

Для выяснения природы изменений длины волны рассеянного света, возникающих вследствие рассеяния на флуктуациях давления, можно принять дебаевскую модель твердого тела. При расчете теплоемкости твердого тела П. Дебай (1912 г.) рассматривал твердое тело как сплошную среду, но с конечным числом собственных колебаний $3N$, где N – число атомов или молекул в изучаемом образце. Таким образом, кинетическая энергия теплового движения представляется в виде энергии упругих колебаний, причем минимальная длина упругих волн Λ определяется величиной межчастичных расстояний d , а следовательно, максимальная частота Ω_{\max} равна отношению скорости звука v в такой среде к межчастичному расстоянию:

$$\Omega_{\max} = \frac{2\pi v}{d}$$

Для твердого тела (алмаз, сапфир, кварц и т.п.) эта частота наибольшая: $\sim 10^{13}$ – 10^{14} Гц, для плотных газов $\sim 10^{12}$ Гц. Поскольку N велико, количество упругих волн также огромно, они распространяются по всевозможным направлениям, а их частоты лежат в интервале от 0 до максимальной частоты Ω_{\max} . Рассеяние света есть дифракция света на этих дебаевских тепловых упругих волнах.

Если на среду направить параллельный пучок монохроматического света с частотой ω , а рассеянный (дифрагированный) свет рассматривать под некоторым углом к направлению падающего света (углом рассеяния θ), то выделяется практически единственная тепловая упругая волна Λ , на которой наблюдается дифракция (рассеяние света) (рис. 1).

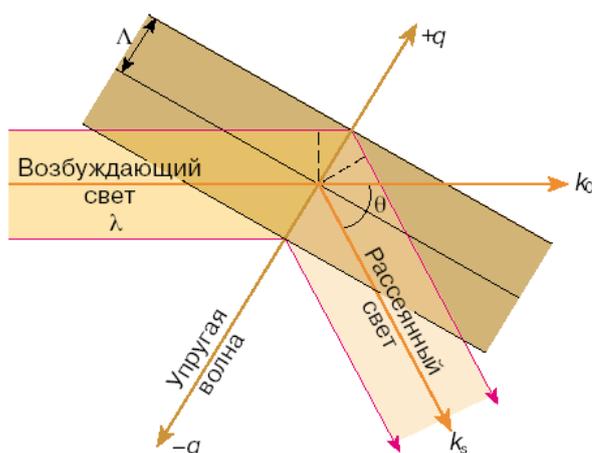


Рис.1.

Схема дифракции (рассеяния) света на тепловой упругой волне. $|q|=2\pi/\Lambda$ – волновое число упругой волны, $|k_0|$, $|k_s|$ – волновые числа возбуждающего и рассеянного света соответственно

Другими словами, свет, дифрагированный на упругой волне Λ под углом θ , определяется так называемым условием Брегга, которое коротко можно записать следующим образом:

$$2n\Lambda \sin \frac{\theta}{2} = \lambda \quad (1.2.1)$$

здесь n – показатель преломления, а λ – длина волны падающего света.

В то же время это – свет, отраженный от сжатия или разряжения в бегущей со скоростью звука v упругой тепловой волне частоты Ω . Вследствие эффекта Доплера частота рассеянного света будет увеличена или уменьшена на величину Ω в зависимости от направления распространения упругой волны. Таким образом, если возбуждающий

свет имеет частоту ω , то в спектре рассеянного света будут две компоненты с частотами $\omega + \Omega$ и $\omega - \Omega$. Эти компоненты называются компонентами Мандельштама–Бриллюэна.

С этой точки зрения флуктуацию давления нужно рассматривать как результат интерференции упругих тепловых волн. Задача экспериментального обнаружения смещенных компонент в свете, рассеянном твердым телом, была сформулирована Л.И. Мандельштамом.

Первые экспериментальные результаты обнаружения молекулярного рассеяния в кристалле кварца принадлежат Г.С. Ландсбергу (1926, 1927 гг.) и его ученикам.

После того как Ландсберг обнаружил наличие молекулярного рассеяния в монокристалле кварца, он вместе с Мандельштамом приступил к изучению спектра молекулярного рассеяния света. Это исследование ознаменовалось в 1928 г. обнаружением комбинационного рассеяния света (Раман-эффект) – одного из крупнейших оптических эффектов, обнаруженных в XX в.

Ирония судьбы состоит в том, что и Ландсберг, и Мандельштам, и Раман, и Кришнан почти одновременно обнаружили комбинационное рассеяние света, хотя искали другие явления. Кабанн и Дор, которые в газах искали именно это явление, не нашли ничего и не потому, что не было комбинационного рассеяния в газах, а потому, что интенсивность рассеянного света была слишком мала, чтобы ее зарегистрировать.

Г.С. Ландсберг и И.Л. Мандельштам экспериментально и теоретически исследовали открытое ими явление и только в 1930 г. вернулись к изучению первоначальной задачи – поиску доплеровского смещения в спектре света, рассеянного в конденсированной среде.

Работа продолжалась Ландсбергом и Мандельштамом в Москве, в МГУ, и по их предложению Е.Ф. Гроссом в Ленинграде, в Государственном оптическом институте. Дискретные смещенные компоненты были обнаружены Гроссом (1930 г.) в спектре света, рассеянном в монокристалле кварца и воде.

Свет, рассеянный на флуктуации температуры и концентрации, в спектре дает несмещенную уширенную линию. Таким образом, если рассеянный свет возбуждается монохроматическим светом (лазер), то в спектре рассеянного света должны наблюдаться смещенные линии – компоненты Мандельштама–Бриллюэна и центральная компонента.

Теория спектрального состава рассеянного света, к настоящему времени хорошо развитая, началась работами Л.И. Мандельштама, Л. Бриллюэна, М.А. Леонтовича, Г.С. Ландсберга, А.А. Андропова, И.Е. Тамма, Л.Д. Ландау и Г. Плачека (1922–1934 гг.). Еще до обнаружения самого явления было установлено теоретически, что смещение $\Delta\omega$ компонент Мандельштама–Бриллюэна от возбуждающей частоты ω можно представить простым выражением

$$2\pi\Delta\nu = \Delta\omega = \Omega = \pm 2n \frac{\nu}{c} \omega \sin \frac{\theta}{2} \quad (1.2.2)$$

Таким образом, располагая спектром молекулярного рассеяния света (компоненты Мандельштама–Бриллюэна и центральная компонента), можно по расстоянию между компонентами определить скорость гиперзвука в веществе (частоты гиперзвука $\sim 10^{10}$ Гц), а по ширине компонент Мандельштама–Бриллюэна (КМБ) определить коэффициент поглощения звука, поскольку эта ширина КМБ определяется произведением скорости звука ν на коэффициент поглощения α : $\delta\omega_{\text{КМБ}} = 2\alpha\nu$ (см. рис. 2).

Экспериментальное изучение спектра молекулярного рассеяния света на основании уже развитой теории позволяет устанавливать акустические свойства вещества, в частности скорость и коэффициент поглощения звука в различных физических ситуациях, например при фазовых переходах.

Начало такого применения было положено обнаружением в 1953–1955 гг. дисперсии скорости звука в бензоле, сероуглероде, четыреххлористом углероде и многих других жидкостях. Особенно эффективным этот метод стал тогда, когда после 1960 г. в практику лабораторных исследований вошли лазерные источники света. Первым же

плодотворным применением лазеров было определение поглощения звука и гиперзвука в жидкостях и растворах. Была подтверждена справедливость релаксационной теории распространения звука в средах с большой объемной вязкостью. Было получено, что, например, для бензола $\alpha=4.5 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$, а время релаксации объемной вязкости $\tau=3 \times 10^{-10} \text{ с}$. Это было первым экспериментальным подтверждением релаксационной теории распространения звука, развитой Мандельштамом и Леонтовичем.

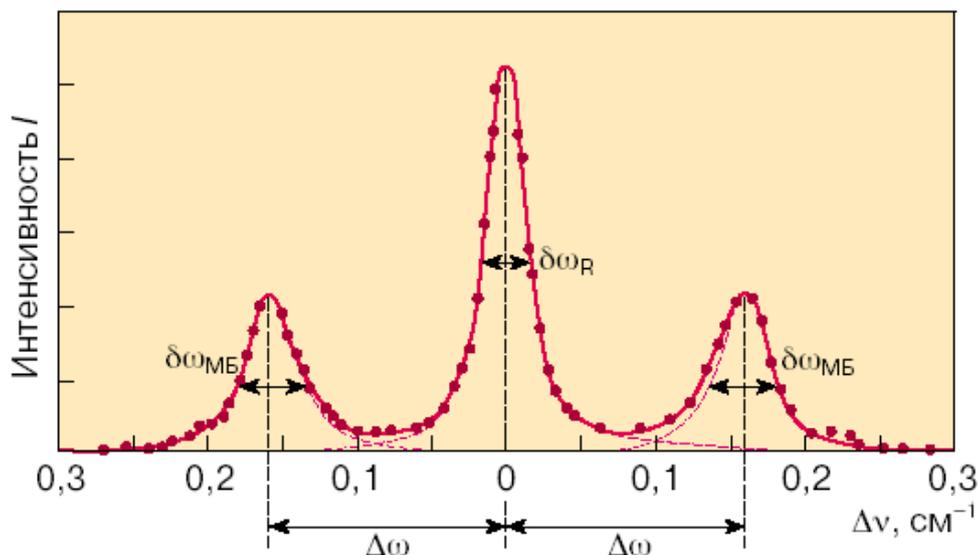


Рис. 2.

Спектр света, рассеянного в жидком бензоле при температуре 20°C при возбуждении рассеяния светом неон-гелиевого лазера. Длина волны $\lambda=6328 \text{ \AA}$, $\delta\omega_{\text{МБ}}$ – интервал частот, соответствующий ширине компоненты Мандельштама–Бриллюэна на половине максимальной интенсивности; $\delta\omega_{\text{R}}$ – то же для центральной, или рэлеевской линии. Смещение $\Delta\omega$ определяется скоростью звука и углом рассеяния.

Спектры молекулярного рассеяния света дают возможность определять, в частности, скорость звука с частотой $\sim 10^{10} \text{ Гц}$, то есть гиперзвука. Сравнение измеренной таким путем скорости гиперзвука со скоростью в ультразвуковом диапазоне частот $\sim 10^6 \text{ Гц}$ позволяет обнаружить дисперсию скорости звука.

1.3. Гидродинамическая теория распространения звука в жидкостях

Остановимся сначала на определении скорости звука в газах. Формула для адиабатической скорости звука (лапласова скорость)

$$V = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}}$$

($\gamma=C_p/C_v$ – отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объеме, p и ρ – равновесные значения давления и плотности) хорошо оправдывающаяся на опыте, получена в предположении адиабатичности процесса распространения. При этом считается, что между участками сжатия и разрежения в волне температура не успевает выравниваться. В первом приближении значение V не зависит ни от частоты звука, ни от его амплитуды, хотя при определенных условиях такие зависимости имеются.

Теоретическое нахождение V даже для одноатомного газа представляет собой сложную задачу, которая решается лишь приближенно. При нахождении V для двухатомного газа на основе газокINETического рассмотрения следует пользоваться модельным представлением. При решении задач по теоретическому вычислению V нужно,

кроме учета теплового движения, сделать определенные предположения о характере столкновений молекул, учесть распределение скоростей в тепловом движении, нецентральные удары, вращение молекул при соударениях и т. д. Такого рода задачи относятся к молекулярной и статистической физике; по этим вопросам имеется обширная литература.

Жидкости занимают промежуточное положение между твердыми телами и газами, обладая, в отличие от твердых тел, лишь ближним порядком. Теория жидкого состояния не разработана в такой степени, как для газов и твердых тел (кристаллов). По этой причине теоретические расчеты скорости звука в жидкостях, основанные на молекулярных представлениях, оказываются в еще меньшей степени обоснованными, чем для реальных газов. Имеются только эмпирические и полуэмпирические выражения для V в жидкостях, дающие связь между V и такими макроскопическими параметрами, как плотность ρ и температура T .

Поскольку скорость звука V определяется структурой среды и взаимодействием между молекулами, измерение V дает существенные сведения о равновесной структуре газов или жидкостей. Измерения V представляют собой важный метод определения термодинамических величин - адиабатической $\beta_S = 1/\rho V^2$ и изотермической $\beta_T = \gamma \beta_S$ сжимаемостей (в последнем случае при дополнительном измерении теплоемкости при постоянном объеме C_V).

По мере распространения звуковой волны амплитуда ее уменьшается. Это связано с рядом причин: с убылью плотности энергии волны вследствие увеличения поверхности, занимаемой фронтом волны (сферические, цилиндрические и вообще расходящиеся волны), поглощением энергии волны вследствие диссипативных процессов, вызываемых вязкостью и теплопроводностью среды, рассеянием на неоднородностях. Для плоской бегущей волны убыль ее амплитуды из-за процессов диссипации характеризуется коэффициентом поглощения α , который показывает, на каком расстоянии амплитуда волны (например, звуковое давление p') убывает в e раз, т. е.

$$p' = p'_0 \cdot e^{-\alpha x}$$

Относительная убыль амплитуды на единицу расстояния будет

$$\alpha = p'^{-1} \cdot \frac{dp'}{dx}$$

(амплитудный пространственный коэффициент поглощения).

С учетом вязкости и теплопроводности среды, в которой распространяется звуковая волна, гидродинамическая теория дает следующее выражение для коэффициента поглощения звука:

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2V_0^3 \rho} \left[\frac{4}{3} \eta + \eta' + \chi \left(\frac{1}{C_V} - \frac{1}{C_P} \right) \right] \quad (1.3.1)$$

где η и η' - коэффициенты сдвиговой и объемной вязкости, χ - коэффициент теплопроводности, ω - циклическая частота звука, V_0 - скорость звука для бесконечно малой частоты ($\omega \rightarrow 0$).

Подчеркнем, что коэффициент поглощения пропорционален квадрату частоты звука и диссипативным коэффициентам η , η' и χ . Впервые эта формула была получена Стоксом без учета теплопроводности χ , влияние которой затем учел Кирхгоф. Хотя Стокс и понимал роль и значение объемной вязкости η' , тем не менее включение ее в (1.3.1) впервые было сделано, по-видимому, только Рэлеем. Поэтому обычно формулой Стокса-Кирхгофа называют формулу для α (т.н. классическое или Стоксово поглощение) без учета η' :

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2V_0^3 \rho} \left[\frac{4}{3} \eta + \chi \left(\frac{1}{C_V} - \frac{1}{C_P} \right) \right]$$

1.4. Релаксационная теория распространения звука в жидкостях

Звук с частотой $\sim 10^9$ Гц и выше относится к гиперзвуковому диапазону частот. Возбуждение гиперзвука в среде сопряжено с трудностями экспериментального характера, связанными с тем, что звук такой высокой частоты сильно поглощается средой. В то же время метод молекулярного рассеяния света позволяет изучать скорость распространения гиперзвука по спектрам тонкой структуры рэлеевского рассеяния света.

Из предсказаний гидродинамической теории распространения упругих волн следует, что звук с частотой порядка 10^9 Гц должен сильно затухать в жидкости, и по этой причине тонкая структура линии Релея в жидкостях не должна наблюдаться.

Факт существования тонкой структуры линии Релея в жидкостях объясняет релаксационная теория Мандельштама-Леонтовича, которая позволила снять ряд трудностей, стоявшей перед классической теорией, а также предсказала явление зависимости скорости высокочастотного звука от частоты – дисперсию скорости звука.

Обнаружить заметную дисперсию скорости звука в маловязких жидкостях на основании сопоставления измерений скорости гиперзвука по положению компонент Мандельштама-Бриллюэна и скорости ультразвука впервые удалось Фабелинскому и его сотрудникам. Обнаруженная ими дисперсия обусловлена релаксацией объемной вязкости.

Исследования Фабелинского и Песина в жидкостях с большой сдвиговой вязкостью привели к обнаружению тонкой структуры линии Рэлея в весьма вязких средах и стеклах. В этих случаях была обнаружена дисперсия скорости звука $\sim 70\%$, обусловленная релаксацией сдвиговой вязкости.

Применение в качестве источника возбуждающего света газовых лазеров позволило повысить точность измерений скорости гиперзвука на порядок величины, приблизив их к точности измерений скорости ультразвука. Такое повышение точности измерений позволило расширить круг объектов, в которых обнаруживается дисперсия скорости звука, и уточнить ряд прежних определений дисперсии.

Релаксационная теория распространения звука Мандельштама и Леонтовича представляет собой общую феноменологическую теорию, не использующую какой-либо молекулярной модели релаксации объемной вязкости.

В теории предполагается, что состояние жидкости описывается не только плотностью ρ и температурой T , но и некоторым параметром ξ , характеризующим состояние жидкости. Величина ξ есть функция плотности и температуры и в состоянии равновесия $\xi = \xi_0$.

Разлагая скорость изменения ξ во времени в ряд по разности $\xi - \xi_0$, получаем

$$\dot{\xi} = \frac{1}{\tau} (\xi - \xi_0) \quad (1.4.1)$$

Величина τ имеет размерность времени и называется временем релаксации данного процесса. С увеличением τ замедляется процесс восстановления равновесия в системе.

Пусть жидкость подвергается периодическому адиабатическому сжатию и разрежению, причем все величины, характеризующие состояние жидкости, будут зависеть от времени пропорционально $e^{-i\omega t}$ (ω – циклическая частота звука). В этом случае $\xi_0 = \xi_{00} + \xi'$, где ξ_{00} – постоянная составляющая ξ_0 , а ξ' – переменная часть, пропорциональная $e^{-i\omega t}$. Аналогичным образом можно записать и ξ в виде $\xi = \xi_{00} + \xi'$.

В результате вычислений получается, что наличие медленных процессов установления равновесия макроскопически эквивалентно наличию второй (объемной) вязкости η' :

$$\eta' = \frac{\tau \rho}{1 + i\omega\tau} (V_\infty^2 - V_0^2) \quad (1.4.2)$$

здесь V_∞ и V_0 – скорости звука для частот $\omega \rightarrow \infty$ и $\omega \rightarrow 0$, соответственно.

При медленных процессах, когда справедливо неравенство $\omega\tau \ll 1$,

$$\eta'_0 = \tau\rho(V_\infty^2 - V_0^2) \quad (1.4.3)$$

Подставив (1.4.3) в (1.4.2), получим выражение для частотной зависимости коэффициента объемной вязкости

$$\eta' = \frac{\eta'_0}{1 + i\omega\tau} \quad (1.4.4)$$

Как следует из гидродинамической теории, амплитудный коэффициент поглощения звука выражается формулой

$$\alpha = \alpha_\eta + \alpha_{\eta'} = \frac{\omega^2}{2V_0^3\rho} \left(\frac{4}{3}\eta + \eta' \right) \quad (1.4.5)$$

где η и η' - коэффициенты сдвиговой и объемной вязкости.

Используя выражения (1.4.3)-(1.4.5), получаем, взяв действительные части:

$$\alpha_{\eta'} = \frac{\omega^2\tau(V_\infty^2 - V_0^2)}{2V_0^3(1 + \omega^2\tau^2)} \quad (1.4.6)$$

Как видно из (1.4.6), часть поглощения, обусловленная объемной вязкостью, релаксируя, стремится к определенному, постоянному значению. Таким образом, противоречие между выводами гидродинамической теории и экспериментальными результатами по тонкой структуре рэлеевской линии устраняется.

Кроме выражения (1.4.6) для поглощения звука Мандельштам и Леонтович получили также выражение для скорости распространения звука:

$$V^2 = V_0^2 + (V_\infty^2 - V_0^2) \frac{\omega^2\tau^2}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (1.4.7)$$

Выражение (1.4.7) показывает, что с увеличением частоты звука его скорость должна расти и стремиться к V_∞ . Время релаксации объемной вязкости τ является одним произвольным параметром релаксационной теории. Определение его представляется очень существенным и может быть сделано двумя независимыми путями, поскольку τ входит в выражение для скорости звука (1.4.7) и в выражение для коэффициента поглощения звука (1.4.6).

В реальных жидкостях распространение звука может описываться целым набором времен релаксаций. Тогда значение τ , определенное по формулам (1.4.6) или (1.4.7), конечно, должно рассматриваться как среднее эффективное значение.

Мандельштам и Леонтович указали также путь для решения более общей задачи, когда состояние жидкости описывается не одним, а несколькими параметрами ξ . Однако, в настоящее время в большинстве случаев не удастся разделить релаксационные процессы в жидкостях, приводящие к дисперсии скорости звука, и, следовательно, применить указанные путь решения более общей задачи.

Релаксационная теория распространения звука, развитая Мандельштамом и Леонтовичем, имеет большое значение благодаря тому, что она носит феноменологический характер, хотя и не дает конкретного представления о характере релаксационного процесса. Теория позволила правильно поставить эксперименты как в ультразвуковой, так и в гиперзвуковой области. Основываясь на выводах теории, была обнаружена дисперсия скорости звука в ряде жидкостей.

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ И ТЕХНИКА

2.1. Лазеры, используемые в экспериментах по рассеянию света

В исследованиях рассеяния света чаще всего используют четыре типа лазеров: 1) гелий-неоновый газовый лазер, 2) аргоновый ионный газовый лазер, 3) твердотельный лазер на

алюмоиттриевом гранате с неодимом и 4) газовый лазер на CO_2 . В таблице приводятся некоторые основные характеристики этих широко распространенных лазеров.

Лазер	Длина волны, используемая наиболее часто	Типичная мощность в непрерывном режиме, Вт	Ширина кривой усиления, ГГц
Гелий-неоновый	6328 Å	0.1	<1
Аргоновый	4880 Å	2	~5
	5145 Å	2	~5
На алюмоиттриевом гранате с неодимом	1.06 мкм	10	~7
На CO_2	10.6 мкм	300	0.06

Гелий-неоновый лазер, несмотря на свою относительно низкую мощность, является, несомненно, наиболее популярным в экспериментах по рассеянию света. Этот лазер самый простой, наиболее надежный и наименее дорогой из указанных четырех лазеров. Работа в красной части спектра (6328 Å) позволяет использовать эффективные фотоэлектрические приемники и дает преимущество, связанное с тем, что эффективности многих процессов рассеяния пропорциональны ω^4 .

Оба эти преимущества еще более очевидны в случае аргонового ионного лазера. Будучи значительно более дорогим и сложным (из-за проблем накала, связанных с большим разрядным током), аргоновый ионный лазер обычно на порядок мощнее гелий-неонового лазера сравнимых размеров. Кроме того, он может генерировать на девяти различных длинах волн в сине-зеленой части спектра с самыми мощными линиями 4880 и 5145 Å. Любая из этих волн может быть выделена простым внесением призмы в резонатор лазера. При этом дискретная «настройка» па заданную длину волны осуществляется незначительным поворотом призмы. Это свойство лазера очень удобно, например, при решении вопроса, обусловлен ли наблюдаемый спектр флуоресценцией или неупругим рассеянием.

Основные преимущества лазера на алюмоиттриевом гранате с неодимом заключаются в его относительно высокой мощности и в генерировании большей длины волны, которая позволяет исследовать объемное рассеяние в веществах, непрозрачных для видимого света. Поскольку фотоумножители на два порядка менее чувствительны при длине волны 1 мкм, чем при длине волны 5000 Å, первое преимущество имеет меньшее практическое значение. С другой стороны, лазер на алюмоиттриевом гранате проще изготовить и эксплуатировать, чем аргоновый ионный лазер. В нем также с успехом можно осуществить режим модулированной добротности и получить импульсы порядка киловатт со скважностью несколько миллисекунд. Это обстоятельство делает лазер на алюмоиттриевом гранате полезным для экспериментов по нелинейной оптике.

Хотя лазер на CO_2 - наиболее мощный из указанных четырех, он находит меньшее применение в экспериментах по рассеянию света. Зависимость интенсивности рассеянного света от частоты и существенное уменьшение чувствительности приемников в спектральной области 10 мкм не благоприятствуют применению лазера на CO_2 в опытах по обычному рассеянию света. Однако этот лазер с большим успехом использовался для изучения подвижности носителей в полупроводниках с очень узкой межзонной щелью. Этот лазер почти всегда используется в режиме модулированной добротности, чтобы уменьшить среднюю генерируемую мощность и, следовательно, нагревание, разрушающее образцы.

В настоящее время продаются различные варианты всех описанных лазеров, но многие экспериментаторы все еще предпочитают конструировать свои собственные лазеры.

Обычно излучение лазера состоит из ряда продольных мод, разделенных по частоте на величину $c/2L$ (L - оптическое расстояние между зеркалами лазерного резонатора) и занимающих частотный интервал порядка ширины кривой усиления в активной среде. Разработаны различные схемы «одночастотных» лазеров, основанные на

- 1) укорачивании резонатора, так чтобы $c/2L > \Delta\nu_g$ и могла генерироваться только одна продольная мода,
- 2) соединении длинного лазерного резонатора с коротким оптическим резонатором таким образом, чтобы лазер мог генерировать только на частоте, принадлежащей модам обоих резонаторов,
- 3) модуляции собственной частоты резонатора и последующей демодуляции лазерного излучения.

На практике чаще всего используется второй вариант, так как в этом случае нет ограничения мощности, свойственного очень коротким резонаторам, которые требуются в первом методе, и вместе с тем не требуется такой сложной электронной аппаратуры, как в третьем варианте.

Для некоторых приложений эффективная ширина линии излучения ~ 100 МГц является неприемлемой. В таких случаях можно использовать сложные электронные схемы управления с обратной связью, позволяющие устранить флуктуации конфигурации лазерного резонатора, ответственные за блуждание частоты одной продольной моды. В этом случае эффективная спектральная ширина линии излучения лазера может быть сделана меньше 1 МГц.

Ширина аппаратной функции, допустимая в данном эксперименте, определяет необходимость применения одномодового лазера. Вообще говоря, одномодовый лазер необходим для изучения тех возбуждений, частоты которых много меньше 1 ГГц, если для анализа спектра используется оптический спектрометр или интерферометр.

2.2. Анализ спектра рассеянного света

Достоверные исследования спектрального распределения интенсивности в спектрах тонкой структуры линии Рэлея стали возможными лишь благодаря применению лазерных источников света и высококонтрастных интерферометров. Существует большой круг физических задач, для решения которых разрешающая сила достаточна, но не хватает контраста при обычной схеме использования интерферометра Фабри-Перо. Недостаток контраста означает, что нельзя изучать слабые сателлиты линий спектра на фоне спектральных линий большой интенсивности. Такая ситуация возникает и при исследовании смещения компонент Манделъштама-Бриллюэна в критических точках растворов, когда интенсивность центральной компоненты тонкой структуры линии Рэлея превышает на 3 и более порядков интенсивность КМБ (критическая опалесценция). Большая интенсивность на несмещенной частоте приводит к тому, что слабая смещенная линия КМБ маскируется «хвостом» центральной линии и поэтому из-за малого контраста спектральной картины наблюдение КМБ оказывается затруднительным, а в ряде случаев даже невозможным.

Один из способов повышения контраста спектрального распределения, получаемого с помощью интерферометра Фабри-Перо, основан на прохождении анализируемого света через интерферометр несколько раз.

Способ повышения контраста спектральной картины методом неоднократного пропускания света через интерферометр был указан давно, но реально, в широких масштабах, этот способ получил развитие лишь с недавнего времени.

Условие существования интерференционной картины определяется выражением:

$$2tncos\varphi = m\lambda \quad (2.2.1)$$

где t , n , φ , m , λ - расстояние и коэффициент преломления среды между зеркалами, угол падения плоской волны на зеркало, порядок интерференции и длина волны света,

соответственно. «Инструментальная функция» интерферометра определяется известной формулой Эйри, которая для случая, когда на плоские и одинаковые зеркала интерферометра падает параллельный поток монохроматического света и его интенсивность принята за единицу, может быть записана в виде:

$$Y(m) = \left(\frac{T}{1+R} \right)^2 \frac{1}{1 + \left(\frac{2F}{\pi} \right)^2 \sin^2 \pi m} \quad (2.2.2)$$

где R и T – коэффициенты отражения и пропускания света зеркалами интерферометра, а для идеально плоских зеркал

$$F = F_R = \frac{\pi \sqrt{R}}{1-R} \quad (2.2.3)$$

Величину F называют остротой интерференционной картины.

Приняв в (2.2.2) $m = m_0 + \gamma$, где m_0 – целое число, а γ – дробная часть порядка, и предполагая $\pi\gamma$ малым, формулу (2.2.2) можно записать в виде:

$$Y(\gamma) = \left(\frac{T}{1+R} \right)^2 \frac{1}{1 + 4F^2 \gamma^2} \quad (2.2.4)$$

Из (2.2.4) следует, что полная инструментальная (или аппаратная) полуширина $\delta\nu_a$ в долях области дисперсии $\Delta\nu^*$ (в долях порядка) будет составлять

$$\frac{\delta\nu_a}{\Delta\nu^*} = 2\gamma = F^{-1} \quad (2.2.5)$$

Контраст C интерференционного спектра для однопроходного интерферометра определяется отношением максимальной интенсивности Y_{\max} в максимуме к минимальной интенсивности Y_{\min} между порядками интерферограммы. В случае использования для освещения интерферометра монохроматического источника света с собственной шириной линии, существенно меньшей ширины аппаратного контура, контраст C определяется выражением

$$C = \frac{Y_{\max}}{Y_{\min}} = \left(\frac{1+R}{1-R} \right)^2 \approx 1 + \frac{4}{\pi^2} F^2 \quad (2.2.6)$$

Острота F , обычно, для плоского интерферометра Фабри-Перо ограничивается значением величины R , которая, в свою очередь, лимитируется несовершенством изготовления плоских поверхностей и отражающих покрытий зеркал. Если плоскость зеркала изготовлена с точностью до λ/m , то в этом случае максимальная острота $F_S = m/2$.

Для многопроходных интерферометров вместо выражений (2.2.5) и (2.2.6) имеем:

$$\frac{\delta\nu_a}{\Delta\nu^*} = (2^{1/n} - 1)^{1/2} F^{-1} \quad (2.2.7)$$

$$C_n = C^n = \left(\frac{1+R}{1-R} \right)^{2n} \approx \left(\frac{2}{\pi} F \right)^{2n} \quad (2.2.8)$$

Из (2.2.8) следует, что при увеличении числа проходов контраст меняется очень сильно. Действительно, при $R=0.95$ и $n=1$ будет $C=10^3$, а для $n=2$ при том же R получим $C_n=10^6$. Это означает, что с помощью двухпроходного интерферометра Фабри-Перо можно изучать линии, различающиеся по интенсивности более, чем на шесть порядков.

2.3. Принципиальная схема экспериментальной установки для изучения тонкой структуры спектра рассеянного света

Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис.3. В качестве источника возбуждающего света (1) используется He-Ne лазер типа ЛГ-38 (длина волны 632.8 нм, мощность излучения около 15 мвт). Луч лазера фокусируется длиннофокусной

линзой (3) в кювету (4). Угол рассеяния устанавливается с помощью пентапризмы (точность $\pm 0.2^\circ$). На пути рассеянного света находится призма Франка-Риттера (7), позволяющая выделить рассеянный свет требуемой поляризации. Точность юстировки поляризатора $\pm 0.5^\circ$, что вполне удовлетворяет задаче эксперимента. Рассеивающий объем находится в фокусе объектива (6), который формирует параллельный пучок лучей, проходящий через призму Франка-Риттера и затем падающий на интерферометр Фабри-Перо (8).

Чтобы обеспечить линейность натекания газа при сканировании, используется игольчатый сверхзвуковой натекатель (17). Для повышения линейности сканирования применяется балластный объем. Давление газа (азота) на входе натекателя составляет 6-8 атм. Такая система подачи газа позволяет добиться того, чтобы нелинейность сканирования на трех порядках интерферограммы составляла не более 0.5%.

После двухпроходного интерферометра рассеянный свет, пройдя поворотную призму (9), собирается в фокальной плоскости камерного объектива (10) с фокусным расстоянием 270 мм. В фокальной плоскости камерного объектива установлена диафрагма (11). Радиус диафрагмы подбирается опытным путем, исходя из условия минимального уширения аппаратной функции. Например, в случае, когда используется интерферометр с областью дисперсии 0.417 см, диафрагма имеет диаметр 0.25 мм.

Полуширина аппаратной функции становится минимальной в том случае, когда выходная диафрагма помещена в центре интерференционной картины. Юстировка диафрагмы проводится с помощью двух микрометрических винтов, перемещающих ее во взаимно перпендикулярных направлениях в фокальной плоскости объектива (10).

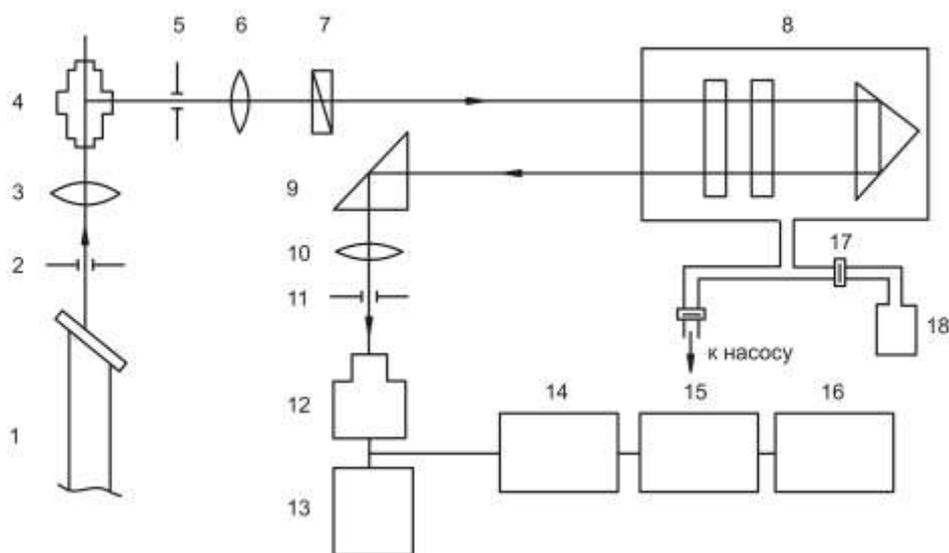


Рис.3.

Принципиальная схема экспериментальной установки для регистрации спектров тонкой структуры линии Рэля:

1- He-Ne лазер; 2 – диафрагма; 3 – объектив (120 мм); 4 – сосуд с исследуемой жидкостью; 5 – диафрагма; 6 – коллиматорный объектив (210 мм); 7 – поляризатор (призма Франка-Риттера); 8 – барокамера с двухпроходным интерферометром Фабри-Перо; 9 – поворотная призма; 10 – камерный объектив (270 мм); 11 – диафрагма (0.25 мм); 12 – ФЭУ-79; 13 – блок питания ФЭУ; 14 – эмиттерный повторитель; 15 – линейный интенсиметр; 16 – самописец КСП-4; 17 – сверхзвуковой игольчатый натекатель; 18 – баллон с азотом.

В качестве фотоприемника в установке используется охлаждаемый фотоэлектронный умножитель ФЭУ-79, работающий в режиме счета фотонов.

Схема охлаждения ФЭУ собрана на основе полупроводникового микрохолодильника, работающего на принципе эффекта Пельтье. Охлаждение ФЭУ до -25 °С достигается в течение 1 часа. При охлаждении до этой температуры число темновых импульсов уменьшается со 100-150 имп./с до 10-15 имп./с, при той же чувствительности фотокатода.

Импульсы с анода ФЭУ подаются на вход эмиттерного повторителя (14). Эмиттерный повторитель обладает достаточно высоким входным сопротивлением и низкой входной емкостью, что, наряду с низким выходным сопротивлением, необходимо для передачи импульса. Далее сигнал попадает на вход дискриминатора линейного аналогового интенсиметра ПИ-4-1 (15), который пропускает импульсы с амплитудой, заданной дискриминатором. На выходе интенсиметра появляется постоянное по знаку напряжение, величина которого пропорциональна числу импульсов в секунду, подающееся затем на потенциометр КСП-4 (16), самописец которого записывает сигнал на диаграммной ленте.

При точности установки геометрии рассеяния ($\pm 0.2^\circ$) систематическая ошибка в определении смещения КМБ для угла рассеяния 90° не превышает 1%. Для уменьшения влияния случайных ошибок спектры записываются не менее четырех раз (четыре порядка спектрограммы), и результаты обработки спектров усредняются.

III. УКАЗАНИЯ К ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

3.1. Расчет и анализ дисперсии по результатам измерения скорости высокочастотного звука

Пусть для некоторой жидкости мы имеем следующие результаты измерений скорости звука на разных частотах:

	f , Гц	V , м/с
Гиперзвук	1.05×10^9	1320
	4.56×10^9	1383
	6.60×10^9	1426

Проведем предварительный анализ представленных в таблице результатов. Как видно из таблицы, скорость звука для самой низкой частоты равна 1320 м/с, а скорость звука для самой высокой из исследованных частот равна 1426 м/с. Другими словами, скорость звука заметно возрастает при увеличении его частоты, т.е. имеет место значительная дисперсия скорости звука. Для расчета величины дисперсии скорости звука (в процентах) используется следующее выражение:

$$\Delta V = \frac{V_2 - V_1}{\frac{V_2 + V_1}{2}} \times 100\% = 2 \times \frac{V_2 - V_1}{V_2 + V_1} \times 100\% \quad (3.1.1)$$

В формуле (3.1.1) V_2 – скорость звука на частоте f_2 , V_1 – скорость звука на частоте f_1 ($f_2 > f_1$). Подставляя в (3.1.1) результаты из таблицы, получим:

$$\Delta V = 2 \times \frac{V_2 - V_1}{V_2 + V_1} \times 100\% = 2 \times \frac{1426 - 1320}{1426 + 1320} \times 100\% = 2 \times \frac{106}{2746} \times 100\% = 7.7\%$$

Таким образом, в интервале частот от 1.05 ГГц до 6.6 ГГц дисперсия скорости звука в исследованной жидкости составляет 7.7%.

Полную дисперсию скорости звука можно рассчитать по формуле, аналогичной формуле (3.1.1) в виде:

$$\Delta V = 2 \times \frac{V_\infty - V_0}{V_\infty + V_0} \times 100\% \quad (3.1.2)$$

здесь V_∞ и V_0 – скорости звука для частот $\omega \rightarrow \infty$ и $\omega \rightarrow 0$, соответственно.

Определение значений V_∞ и V_0 для данной жидкости является, вообще говоря, не простой задачей, которая может быть решена следующим образом.

Как уже упоминалось выше, в рамках релаксационной теории Мандельштама-Леонтовича, зависимость скорости V звука от его частоты ω может быть записана в виде (см. формулу (1.4.6)):

$$V^2 = V_0^2 + (V_\infty^2 - V_0^2) \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (3.1.3)$$

Это выражение содержит три неизвестные величины: V_∞ (скорость звука для $\omega \rightarrow \infty$), V_0 (скорость звука для $\omega \rightarrow 0$) и τ (время релаксации объемной вязкости). Однако, если провести измерения скорости для трех частот звука, можно составить систему, состоящую из трех уравнений типа (3.1.3) с тремя неизвестными:

$$\begin{cases} V_1^2 = V_0^2 + (V_\infty^2 - V_0^2) \frac{\omega_1^2 \tau^2}{1 + \omega_1^2 \tau^2} \\ V_2^2 = V_0^2 + (V_\infty^2 - V_0^2) \frac{\omega_2^2 \tau^2}{1 + \omega_2^2 \tau^2} \\ V_3^2 = V_0^2 + (V_\infty^2 - V_0^2) \frac{\omega_3^2 \tau^2}{1 + \omega_3^2 \tau^2} \end{cases} \quad (3.1.4)$$

где V_1 , V_2 и V_3 – скорости звука для частот ω_1 , ω_2 и ω_3 , соответственно. Решая эту систему уравнений можно найти значения V_∞ , V_0 и τ .

Для аналитического решения этой системы уравнений удобно ввести следующие обозначения:

$$V_0^2 = A$$

$$V_\infty^2 - V_0^2 = B$$

$$\frac{1}{\tau^2} = C$$

Тогда система уравнений (3.1.4) примет вид:

$$\begin{cases} V_1^2 = A + B \frac{\omega_1^2}{C + \omega_1^2} \\ V_2^2 = A + B \frac{\omega_2^2}{C + \omega_2^2} \\ V_3^2 = A + B \frac{\omega_3^2}{C + \omega_3^2} \end{cases}$$

Решая стандартным образом полученную систему, можно найти:

$$C = \frac{\omega_2^2 - \omega_3^2 \cdot \frac{V_3^2 - V_1^2}{V_2^2 - V_1^2} \cdot \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{\omega_3^2 - \omega_1^2}}{\frac{V_3^2 - V_1^2}{V_2^2 - V_1^2} \cdot \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{\omega_3^2 - \omega_1^2} - 1} \quad (3.1.5)$$

$$B = \frac{V_2^2 - V_1^2}{\omega_2^2 - \omega_1^2} \cdot \frac{(C + \omega_1^2) \cdot (C + \omega_2^2)}{C} \quad (3.1.6)$$

$$A = V_1^2 - B \cdot \frac{\omega_1^2}{C + \omega_1^2} \quad (3.1.7)$$

Воспользуемся результатами измерений скорости гиперзвука, представленными в таблице:

$$V_1 = 1320 \text{ м/с}, \omega_1 = 2\pi f_1 = 6.6 \times 10^9 \text{ рад/с.}$$

$$V_2 = 1383 \text{ м/с}, \omega_2 = 2\pi f_2 = 28.6 \times 10^9 \text{ рад/с.}$$

$$V_3 = 1426 \text{ м/с}, \omega_3 = 2\pi f_3 = 41.5 \times 10^9 \text{ рад/с.}$$

Подставив эти значения в формулу (14) получим: $C = 25.4 \times 10^{20}$

Далее, по формулам (15) и (16), следует: $B = 751078$ и $A = 1742273$

Согласно обозначениям, которые мы сделали выше:

$$C = \frac{1}{\tau^2} \rightarrow \tau = \frac{1}{\sqrt{C}} \approx 2 \times 10^{-11} \text{ (с)}$$

$$A = V_0^2 \rightarrow V_0 = \sqrt{A} \approx 1319 \text{ (м/с)}$$

$$B = V_\infty^2 - V_0^2 \rightarrow V_\infty = \sqrt{B + V_0^2} = \sqrt{B + A} \approx 1579 \text{ (м/с)}$$

Расчет полной дисперсии по формуле (3.1.2) дает:

$$\Delta V = 2 \times \frac{V_\infty - V_0}{V_\infty + V_0} \times 100\% = 2 \times \frac{1579 - 1319}{1579 + 1319} \times 100\% \approx 18\%$$

Таким образом, анализ экспериментальных результатов, приведенных в таблице, с точки зрения релаксационной теории распространения звука позволяет сделать следующие выводы:

1. В исследуемой жидкости в интервале звуковых частот от ~ 1 ГГц до ~ 7 ГГц имеет место дисперсия скорости распространения гиперзвука, равная приблизительно 7.7%.
2. Наблюдаемая дисперсия скорости гиперзвука обусловлена процессом релаксации объемной вязкости, характерное время которого 2×10^{-11} с.
3. Рассчитанные по формулам релаксационной теории значения скоростей V_∞ и V_0 показывают, что полная дисперсия скорости звука в исследуемой жидкости составляет 18%.

3.2. Расчет дисперсии скорости звука в гиперзвуковом диапазоне частот по величине частотного смещения компонент Мандельштама-Бриллюэна

Рассмотренный в 3.1. метод расчета и анализа дисперсии скорости звука требует знания величины скорости распространения гиперзвука в среде для различных частот звука. Однако, в гиперзвуковом диапазоне частот дисперсия может быть рассчитана и другим методом, не требующим знания скорости.

Как уже упоминалось выше, существование тонкой структуры линии Рэлея обусловлено присутствием в жидкости адиабатических флуктуаций давления, распространяющихся в среде в виде тепловых упругих (дебаевских) волн. Эффект модуляции рассеянного света этими волнами (предсказанный, независимо друг от друга, Л.И. Мандельштамом и Л. Бриллюэном) приводит к изменению частоты рассеянного света на величину $\Delta \nu$, которая может быть записано в виде:

$$|\Delta \nu| = 2n\nu_0 \frac{V}{c} \sin \frac{\theta}{2}, \quad (3.2.1)$$

где ν_0 – частота возбуждающего света, n – показатель преломления, V – скорость звука, c – скорость света в вакууме, θ - угол рассеяния.

Из (3.2.1) следует, что при фиксированной температуре исследуемой жидкости отношение величин смещения $\Delta \nu_1$ и $\Delta \nu_2$ для двух различных углов рассеяния света θ_1 и θ_2 будет определяться следующим образом:

$$\frac{\Delta \nu_1}{\Delta \nu_2} = \frac{V_1 \sin(\theta_1/2)}{V_2 \sin(\theta_2/2)}, \quad (3.2.2)$$

где, V_1 и V_2 - скорости распространения звука на частотах, соответствующих углам рассеяния света θ_1 и θ_2 .

Величина дисперсии D в диапазоне частот от f_1 до f_2 ($f_2 > f_1$) рассчитывается по значениям скорости звука V_1 и V_2 на этих частотах:

$$D = \frac{\Delta V}{V} = \frac{V_2 - V_1}{V}, \quad (3.2.3)$$

где $V = (V_1 + V_2)/2$ – среднее значение скорости звука в этом интервале частот. С учетом (3.2.2) формула (3.2.3) может быть представлена в виде:

$$D = 2 \times \left(\frac{\Delta v_1}{\Delta v_2} - \frac{\sin(\theta_1/2)}{\sin(\theta_2/2)} \right) \times \left(\frac{\Delta v_1}{\Delta v_2} + \frac{\sin(\theta_1/2)}{\sin(\theta_2/2)} \right)^{-1}. \quad (3.2.4)$$

Преимущество формулы (3.2.4), по сравнению с (3.2.3), для изучения относительного изменения скорости гиперзвука заключается в том, что величина дисперсии D может быть рассчитана только лишь по значениям частотного смещения КМБ для двух различных углов рассеяния света. Соответственно, в этом случае исчезает необходимость расчетов абсолютных значений скорости гиперзвука по (3.2.1), требующих знания величины показателя преломления n исследуемой жидкости.

3.3. Анализ частотной зависимости коэффициента поглощения звука

Пусть для некоторой жидкости мы имеем следующие результаты измерений коэффициента поглощения звука на разных частотах:

	f , Гц	α , см ⁻¹
Гиперзвук	1.05×10^9	2380
	4.56×10^9	22100
	6.60×10^9	29200

Проведем предварительный анализ представленных в таблице результатов. Как видно из таблицы, коэффициент поглощения гиперзвука заметно возрастает при увеличении его частоты. Подобная частотная зависимость коэффициента поглощения может быть объяснена (в рамках релаксационной теории) процессом релаксации объемной вязкости. Подставляя выражение (1.4.6) в (1.3.1) и пренебрегая вкладом со стороны теплопроводности, получим выражение для коэффициента поглощения звука в виде:

$$\frac{\alpha}{f^2} = \frac{8\pi^2}{3} \cdot \frac{\eta}{V_0^3 \rho} + \frac{2\pi^2 \tau}{V_0^3} \cdot \frac{V_\infty^2 - V_0^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (3.3.1)$$

Вводя обозначения

$$\frac{8\pi^2}{3} \cdot \frac{\eta}{V_0^3 \rho} = A \quad \text{и} \quad \frac{2\pi^2 \tau}{V_0^3} \cdot (V_\infty^2 - V_0^2) = B,$$

можно представить (3.3.1) в более удобном для анализа виде:

$$\frac{\alpha}{f^2} = A + \frac{B}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (3.3.2)$$

где A и B являются параметрами, независимыми от частоты звука.

Выражение для коэффициента поглощения звука, отнесенного к квадрату частоты, содержит в себе три неизвестных величины – A , B и τ . Однако, если провести измерения скорости для трех частот звука, можно составить систему, состоящую из трех уравнений типа (3.3.2) с тремя неизвестными:

$$\begin{cases} \frac{\alpha_1}{f_1^2} = A + \frac{B}{1 + (2\pi f_1 \tau)^2} \\ \frac{\alpha_2}{f_2^2} = A + \frac{B}{1 + (2\pi f_2 \tau)^2} \\ \frac{\alpha_3}{f_3^2} = A + \frac{B}{1 + (2\pi f_3 \tau)^2} \end{cases} \quad (3.3.3)$$

где α_1 , α_2 и α_3 – коэффициенты поглощения звука для частот f_1 , f_2 и f_3 , соответственно. Решая эту систему уравнений можно найти значения A , B и τ .

Стандартный метод решения систем уравнений позволяет определить неизвестные параметры в следующем виде:

$$\tau = \frac{1}{2\pi f_2} \cdot \sqrt{\frac{\left(\frac{f_2}{f_1}\right)^2 - 1}{\left(\frac{f_3}{f_1}\right)^2 - 1} \cdot \frac{\alpha_1 - \alpha_3 \cdot \left(\frac{f_1}{f_3}\right)^2}{\alpha_1 - \alpha_2 \cdot \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2} - 1}{1 - \frac{\left(\frac{f_2}{f_1}\right)^2 - 1}{\left(\frac{f_3}{f_1}\right)^2 - 1} \cdot \frac{\alpha_1 - \alpha_3 \cdot \left(\frac{f_1}{f_3}\right)^2}{\alpha_1 - \alpha_2 \cdot \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2} \times \left(\frac{f_3}{f_2}\right)^2} \quad (3.3.4)$$

$$B = \frac{1}{4\pi^2} \cdot \frac{\frac{\alpha_1}{f_1^2} - \frac{\alpha_2}{f_2^2}}{\tau^2} \cdot \frac{(1 + [2\pi f_2 \tau]^2)(1 + [2\pi f_1 \tau]^2)}{f_2^2 - f_1^2} \quad (3.3.5)$$

$$A = \frac{\alpha_1}{f_1^2} - \frac{B}{1 + (2\pi f_1 \tau)^2} \quad (3.3.6)$$

Воспользуемся результатами измерений коэффициента поглощения гиперзвука, представленными в таблице.

$$\begin{array}{lll} \alpha_1 = 2380 \text{ см}^{-1}, & \alpha_1/f_1^2 = 2.15 \times 10^{-15} \text{ см}^{-1}\text{с}^2, & 2\pi f_1 = 6.6 \times 10^9 \text{ рад/с.} \\ \alpha_2 = 22100 \text{ см}^{-1}, & \alpha_2/f_2^2 = 1.06 \times 10^{-15} \text{ см}^{-1}\text{с}^2, & 2\pi f_2 = 28.6 \times 10^9 \text{ рад/с.} \\ \alpha_3 = 29200 \text{ см}^{-1}, & \alpha_3/f_3^2 = 0.67 \times 10^{-15} \text{ см}^{-1}\text{с}^2, & 2\pi f_3 = 41.5 \times 10^9 \text{ рад/с.} \end{array}$$

Подставив эти значения в формулу (3.3.4) получим: $\tau = 3.8 \times 10^{-11}$ с.

Далее, по формулам (3.3.5) и (3.3.6), следует: $A = 2.4 \times 10^{-18} \text{ см}^{-1}\text{с}^2$ и $B = 2.3 \times 10^{-15} \text{ см}^{-1}\text{с}^2$.

Таким образом, анализ экспериментальных результатов, приведенных в таблице, с точки зрения релаксационной теории распространения звука позволяет сделать следующие выводы:

1. В исследуемой жидкости в интервале звуковых частот от ~ 1 ГГц до ~ 7 ГГц имеет место заметная частотная зависимость коэффициента поглощения гиперзвука.
2. Наблюдаемая зависимость коэффициента поглощения от частоты гиперзвука обусловлена процессом релаксации объемной вязкости, характерное время которого 3.8×10^{-11} с.
3. Рассчитанные по формулам релаксационной теории значения B и A равны, соответственно, $2.3 \times 10^{-15} \text{ см}^{-1}\text{с}^2$ и $2.4 \times 10^{-18} \text{ см}^{-1}\text{с}^2$.

IV. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ УКАЗАНИЯ

4.1. Вычисление ошибки при расчете дисперсии скорости звука

В рассмотренных выше примерах не оговаривался тот факт, что физические величины, используемые для расчета дисперсии (скорость звука или величина смещения КМБ) в эксперименте измеряются, вообще говоря, с некоторой погрешностью (ошибкой). Соответственно, необходимо обсудить вопрос о том, какое влияние оказывает ошибка измерения скорости и смещения КМБ на результат расчета дисперсии по формулам (3.1.1) и (3.2.4).

В формуле (3.1.1) ошибка при расчете дисперсии обусловлена тем, что значения скорости V_2 и V_1 определяются экспериментально с ошибками (среднеквадратичными), соответственно, δV_2 и δV_1 , т.е. результат измерения скорости на частотах f_2 и f_1 представляется в виде $V_2 \pm \delta V_2$ и $V_1 \pm \delta V_1$.

Ошибка при расчете дисперсии по (3.2.4) обусловлена как ошибками измерения величины смещения КМБ $\delta \Delta v_1$ и $\delta \Delta v_2$, так и ошибками выставления угла рассеяния света $\delta \theta_1$ и $\delta \theta_2$.

Таким образом, в рассматриваемых случаях мы сталкиваемся с проблемой оценки ошибок косвенных измерений.

Ввиду того, что с косвенными измерениями (расчетами) мы сталкиваемся практически всегда при анализе любых экспериментальных данных, рассмотрим вопрос о вычислении ошибки в косвенных измерениях в виде, пригодном для любого случая. Мы приведем одну общую формулу, с помощью которой может быть решена любая задача вычисления ошибок в косвенных измерениях. Хотя эта формула на практике довольно громоздка, теоретически она весьма полезна. Более того, имеется ряд задач, для которых лучше проделать вычисления в один прием с помощью общей формулы, чем рассчитывать погрешность методом «шаг за шагом».

Будем считать, что рассчитываемая величина q является функцией нескольких переменных x, y, \dots, z . Каждая из переменных определена с ошибкой $\delta x, \delta y, \dots, \delta z$. Тогда ошибка δq будет равна

$$\delta q = \sqrt{\left(\frac{\partial q}{\partial x} \delta x\right)^2 + \left(\frac{\partial q}{\partial y} \delta y\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial q}{\partial z} \delta z\right)^2} \quad (4.1.1)$$

При этом, в любом случае, ошибка δq никогда не может быть больше, чем обычная сумма, т.е.

$$\delta q \leq \left|\frac{\partial q}{\partial x}\right| \delta x + \left|\frac{\partial q}{\partial y}\right| \delta y + \dots + \left|\frac{\partial q}{\partial z}\right| \delta z \quad (4.1.2)$$

Поясним это правило на конкретном примере.

Возьмем за основу формулу (3.1.1) и проведем расчет ошибки дисперсии в виде (4.1.1) с учетом того, что значения скоростей V_2 и V_1 определены в эксперименте с ошибками δV_2 и δV_1 . Ввиду того, что в экспериментах по регистрации тонкой структуры спектра молекулярного рассеяния света величина скорости гиперзвука определяется с ошибкой порядка 1%, можно таблицу, приведенную в параграфе 3.1, представить в виде:

	f , Гц	V , м/с	δV , м/с
	1.05×10^9	1320 ± 13	13
Гиперзвук	4.56×10^9	1383 ± 14	14
	6.60×10^9	1426 ± 14	14

Дисперсия скорости звука определяется (см. (3.1.1)) в виде:

$$D = 200 \times \frac{V_2 - V_1}{V_2 + V_1} \quad (4.1.3)$$

Найдем ошибку δD при расчете дисперсии D по (4.1.3), если ошибки в значениях скорости на самой высокой и самой низкой частоте, согласно таблице, $\delta V_2=14$ м/с и $\delta V_1=13$ м/с.

$$\delta D = \sqrt{\left(\frac{\partial D}{\partial V_2} \delta V_2\right)^2 + \left(\frac{\partial D}{\partial V_1} \delta V_1\right)^2} \quad (4.1.4)$$

Шаг 1. Найдем частную производную D по V_2 . Согласно правилам нахождения производной от функции:

$$\frac{\partial D}{\partial V_2} = 200 \times \left[\frac{1}{V_2 + V_1} - \frac{V_2 - V_1}{(V_2 + V_1)^2} \right] \quad (4.1.5)$$

Шаг 2. Найдем частную производную D по V_1 :

$$\frac{\partial D}{\partial V_1} = 200 \times \left[\frac{V_1 - V_2}{(V_2 + V_1)^2} - \frac{1}{V_2 + V_1} \right] \quad (4.1.6)$$

Шаг 3. Подставим значения $V_2=1426$ и $V_1=1320$ в (4.1.5) и (4.1.6) и получим:

$$\frac{\partial D}{\partial V_2} = 0.0700217, \quad \frac{\partial D}{\partial V_1} = -0.0756447$$

Шаг 4. Подставляя полученные значения частных производных и значения $\delta V_2=14$ и $\delta V_1=13$ в (4.1.4), получим $\delta D \approx 1.4\%$.

Таким образом, в исследованной нами жидкости в интервале звуковых частот от 1.05 до 6.6 ГГц имеет место дисперсия скорости распространения гиперзвука $D=7.7 \pm 1.4\%$.

4.2. Применение современного компьютерного программного обеспечения для оптимизации процесса расчета и анализа дисперсии скорости звука

Как видно рассмотренного выше материала, анализ дисперсии скорости звука, параметров процесса релаксации объемной вязкости и ошибок, требует проведения вычислений по достаточно громоздким формулам.

Это во многих случаях оказывается неудобным и требует больших затрат времени. Задачу можно облегчить, если воспользоваться доступным современным компьютерным комплексом, позволяющим быстро и эффективно проводить вычисления, решать уравнения и системы уравнений, а также использовать элементы математического анализа. К числу таких программных продуктов можно отнести MatLab, Maple и Mathematica. Каждая из перечисленных программ имеет свои достоинства и недостатки, но, как нам представляется, наиболее подходящей, в плане простоты работы, является Mathematica.

Приведем примеры небольших программ, составленных с помощью Mathematica (версия 6.0), для проведения рассмотренных выше типовых расчетов.

Простые расчеты

Примером простого расчета может служить расчет дисперсии по формуле (3.1.1), так как он по существу сводится к подстановке имеющихся числовых значений в известную формулу. В Mathematica такой расчет проводится следующим образом (командой для выполнения служит комбинация клавиш Shift + Enter):

Пример 1

```
In[4]:= V2 = 1426;  
V1 = 1320;  
N[200 *  $\frac{V2 - V1}{V2 + V1}$ ]
```

```
Out[6]= 7.72032
```

Решение уравнений в аналитическом и численном виде

Для решения уравнений в аналитическом и численном виде в Mathematica применяются функции Solve и NSolve. Следующие примеры демонстрируют применение этих функций.

Пример 2

```
In[10]:= Solve[a * x2 + b * x + c == 0, x]
```

```
Out[10]= {{x ->  $\frac{-b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}$ }, {x ->  $\frac{-b + \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}$ }}
```

Пример 3

```
In[11]:= Solve[5 * x2 + 3 * x - 1 == 0, x]
```

```
Out[11]= {{x ->  $\frac{1}{10} (-3 - \sqrt{29})$ }, {x ->  $\frac{1}{10} (-3 + \sqrt{29})$ }}
```

Пример 4

```
In[12]:= NSolve[5 * x2 + 3 * x - 1 == 0, x]
```

```
Out[12]= {{x -> -0.838516}, {x -> 0.238516}}
```

Решение систем уравнений в аналитическом и численном виде

Функции Solve и NSolve применяются также и для решения систем уравнений.

Пример 5

```
In[14]:= Solve[{a * x + b * y + c == 0, d * x + e * y + f == 0}, {x, y}]
```

```
Out[14]= {{x ->  $-\frac{ce - bf}{-bd + ae}$ , y ->  $-\frac{cd - af}{bd - ae}$ }}
```

Пример 6

```
In[15]:= Solve[{5 * x + 2 * y + 3 == 0, -2 * x + 3 * y - 7 == 0}, {x, y}]
```

```
Out[15]= {{x ->  $-\frac{23}{19}$ , y ->  $\frac{29}{19}$ }}
```

Пример 7

```
In[16]:= NSolve[{5 * x + 2 * y + 3 == 0, -2 * x + 3 * y - 7 == 0}, {x, y}]
```

```
Out[16]= {{x -> -1.21053, y -> 1.52632}}
```

Нахождение производной функции

Для нахождения производной функции (в случае одного переменного) используется функция D.

Пример 8

$$\text{In[20]:= funk} = \frac{1}{a + x};$$

$$D[\text{funk}, x]$$

$$\text{Out[21]:=} -\frac{1}{(a + x)^2}$$

В случае нахождения частной производной функции нескольких переменных можно использовать функцию ∂ :

Пример 9

$$\text{In[1]:= funk} = 200 * \frac{V2 - V1}{V2 + V1};$$

$$\partial_{V1} \text{ funk}$$

$$\partial_{V2} \text{ funk}$$

$$\text{Out[2]:=} -\frac{200 (-V1 + V2)}{(V1 + V2)^2} - \frac{200}{V1 + V2}$$

$$\text{Out[3]:=} -\frac{200 (-V1 + V2)}{(V1 + V2)^2} + \frac{200}{V1 + V2}$$

V. ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО ВЫПОЛНЕНИЯ

5.1. Расчет и анализ дисперсии скорости гиперзвука

Задание: Пользуясь экспериментальными данными по значениям скорости гиперзвука, приведенным в Таблице 1(а):

- 1) Рассчитать величину дисперсии скорости ΔV для различных температур жидкости и ошибку в величине дисперсии, с учетом того, что ошибка в значениях скоростей звука составляет 1% от значения V .
- 2) Заполнить Таблицу 1(б).
- 3) Построить график зависимости V от температуры среды для приведенных частот гиперзвука.
- 4) Построить график зависимости V от $\lg(f)$ (логарифм по основанию 10 от частоты) для приведенных температур среды.
- 5) Построить график зависимости дисперсии скорости гиперзвука ΔV от температуры.

Таблица 1(а).

Результаты измерений скорости гиперзвука для различных частот и температур жидкости.

f , ГГц	$t=20$ °C	$t=40$ °C	$t=60$ °C	$t=80$ °C
	V , м/с	V , м/с	V , м/с	V , м/с
6.2	1613	1586	1563	1535
4.8	1575	1555	1536	1515
1.1	1537	1519	1505	1486

Таблица 1(б).

(заполнить таблицу)

t , °C	20	40	60	80
ΔV , %				

5.2. Расчет и анализ параметров релаксационного процесса по результатам измерения скорости гиперзвука

Задание: Пользуясь экспериментальными данными по значениям скорости гиперзвука, приведенным в Таблице 1(а):

- 1) Рассчитать значения V_∞ , V_0 и τ .
- 2) Рассчитать величину полной дисперсии скорости ΔV^* для различных температур.
- 3) Заполнить Таблицу 2(а).
- 4) Построить график зависимости τ от температуры.
- 5) Построить график зависимости скорости гиперзвука V от температуры, на котором привести экспериментальные значения скорости (из Таблицы 1(а)) и рассчитанные значения V_∞ и V_0 .

Таблица 2(а).
(заполнить таблицу)

$t, ^\circ\text{C}$	$V_\infty, \text{ м/с}$	$V_0, \text{ м/с}$	$\tau, \text{ с}$	$\Delta V^*, \%$
20				
40				
60				
80				

5.3. Расчет дисперсии скорости звука по величине частотного смещения компонент Мандельштама-Бриллюэна

Задание: Пользуясь экспериментальными данными по величине смещения компонент Мандельштама-Бриллюэна, приведенными в Таблице 3:

- 1) Рассчитать величину дисперсии для различных температур жидкости и ошибку в величине дисперсии, с учетом того, что ошибка в значениях смещений КМБ составляет 1% от значения $\Delta \nu$.
- 2) Заполнить последний столбец Таблицы 3.
- 3) Построить график зависимости дисперсии от температуры среды.

Таблица 3.
Результаты измерения смещения КМБ для двух углов рассеяния света

$t, ^\circ\text{C}$	Смещение КМБ $\Delta \nu, \text{ см}^{-1}$		Дисперсия, %
	Угол рассеяния 90°	Угол рассеяния 135°	
20	0.1643	0.2177	
30	0.1593	0.2112	
40	0.1544	0.2047	
50	0.1495	0.1982	
60	0.1446	0.1917	
70	0.1397	0.1852	

5.4. Расчет параметров релаксационного процесса по частотной зависимости коэффициента поглощения гиперзвука

Задание: Пользуясь экспериментальными данными по значениям коэффициента поглощения гиперзвука, приведенным в Таблице 4(а):

- 6) Рассчитать значения A , B и τ .
- 7) Заполнить Таблицу 4(б).
- 8) Построить графики зависимости A , B и τ от температуры.
- 9) Используя выражение (3.3.2) и рассчитанные значения A , B и τ , построить кривые зависимости α/f^2 от $\lg(f)$ для исследованных температур жидкости (из Таблицы 4(а)).

Таблица 4(а).

Результаты измерений коэффициента поглощения гиперзвука для различных частот и температур жидкости.

f , ГГц	$t=20$ °С	$t=40$ °С	$t=60$ °С	$t=80$ °С
	α , см ⁻¹			
6.2	28800	28300	30100	29200
4.8	20200	20150	20800	22100
1.1	3110	3580	2700	2380

Таблица 4(б).

(заполнить таблицу)

t , °С	A , см ⁻¹ с ⁻²	B , см ⁻¹ с ⁻²	τ , с
20			
40			
60			
80			

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Частотный интервал, относящийся к ультра- и гиперзвуковым частотам.
2. Тонкая структура линии рэлеевского рассеяния света и причины ее возникновения.
3. Дисперсия скорости звука.
4. Основные положения и выводы релаксационной теории Мандельштама-Леонтовича.
5. Методы измерения скорости звука в диапазоне ультра- и гиперзвуковых частот.
6. Классическое поглощение звука.
7. Методы измерения коэффициента поглощения звука в диапазоне ультра- и гиперзвуковых частот.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

Основная

1. И.Л. Фабелинский. Молекулярное рассеяние света. М.: Наука. 1970.
2. И.Л. Фабелинский. Спектры молекулярного рассеяния света и некоторые их применения. Успехи физических наук. 1994. т.164. с.897.
3. И.Л. Фабелинский. Избранные труды. В 2 т. Под ред. В.Л. Гинзбурга. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2005.
4. М.Ф. Вукс. Рассеяния света в газах, жидкостях и растворах. Изд. ЛГУ. 1977.
5. Ультразвук. Маленькая энциклопедия. М. 1979.
6. Физическая акустика (под редакцией. У Мэзона). том VI. Пер. с. англ. М.: Мир. 1993.
7. Дж. Тейлор. Введение в теорию ошибок. Пер. с. англ. М.: Мир. 1985.

Дополнительная

1. В.Ф. Ноздрев. Молекулярная акустика. Изд. "Высшая школа". М. 1974.
2. Л.И. Мандельштам. Полное собрание трудов: в 5 т. М.: Изд-во АН. 1948.
3. Г.С. Ландсберг. Избранные труды. М.: Изд-во АН. 1958.
4. L. M. Sabirov, D. I. Semenov, and Kh. S. Khaidarov, "Dispersion of the High-Frequency Sound Velocity in the Aqueous Solution of 4-Methylpyridine," *Physics of Wave Phenomena*. 2010. v.18, №3, p.159.
5. D.I. Semenov, "Adiabatic Compressibility of the 4-Methylpyridin–Water Solution as a Function of the Temperature, Concentration, and Sound Frequency," *Physics of Wave Phenomena*. 2010. v.18, №3, p.155.
6. Л.М. Кашаева, Л.М. Сабиров, Ш. Сидиков, Т.М. Утарова, Я.Т. Туракулов, "Дисперсия скорости высокочастотного звука в водном растворе β -пиколина", *Акустический журнал*. 1998. т.44, №3, с. 369.
7. Н.Ф. Бункин, В.С. Горелик, Л.М. Сабиров, Д.И. Семенов, Х.С. Хайдаров, "Частотное смещение компонент тонкой структуры линии Рэлея в водном растворе 4-метилпиридина в зависимости от температуры, концентрации и угла рассеяния света", *Квантовая электроника*. 2010. т.40, №9, с.817.
8. Л.М. Сабиров, Д.И. Семенов, Х.С. Хайдаров, "Спектры рассеяния Мандельштама-Бриллюэна в растворе γ -пиколин – вода и проявление в них фазового перехода типа структурного при малых концентрациях γ -пиколина", *Оптика и спектроскопия*. 2008. т.105, №3, с.405.
9. Л.М. Сабиров, Д.И. Семенов, Х.С. Хайдаров, "Температурные и концентрационные исследования частотного смещения компонент тонкой структуры линии Рэлея в водном растворе γ -пиколина", *Оптика и спектроскопия*. 2007. т.103, №3, с.505.