

**Московский Государственный Университет
им. М.В. Ломоносова**

**НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Д.В.СКОБЕЛЬЦИНА**

**Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова**

**Научно_исследовательский институт
ядерной физики имени Д.В.Скobel'цина**

Атомный практикум

Атомный практикум

Комбинационное рассеяние света

Лабораторная работа № 4

Комбинационное рассеяние света

Лабораторная работа № 4

**Под редакцией
Красильникова С. С.**

**УНЦ ДО
Москва
2005**

**УНЦ ДО
Москва
2005**

УДК 539.18
ББК 22.28

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ
СВЕТА

Горяга Г.И., Дегтерёва В.В., Красильников
С.С., Красильникова Н.А.,
Д.Б.Чопорняк .

Комбинационное рассеяние света .

Лабораторная работа № 4.

Под редакцией Красильникова С.С.

Учебное пособие.

М. : Издательский отдел УНЦ ДО , 2005 . –
26стр.

ISBN 5-211-03287

Лабораторная работа из цикла «Атомный практикум» физического факультета МГУ по общему курсу «Атомная физика».

Для студентов физического факультета МГУ.

ISBN 5-211-03287

- © Горяга Г.И., Дегтерёва В.В.,
Красильников С.С., Красильникова Н.А.,
Д.Б.Чопорняк
- © Московский Государственный
Университет, 2005

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4

Комбинационное рассеяние (КР) света (или эффект Рамана)

было открыто в 1927 г. индийскими физиками Раманом и Кришнаном при исследовании рассеяния света в жидкостях и приблизительно в это же время - отечественными физиками Г.С.Ландсбергом и М.Мандельштамом при исследовании рассеяния света в кристаллах.

Сущность явления комбинационного рассеяния состоит в том что в спектре рассеянного света помимо релеевского рассеяния на частоте линий возбуждающего света присутствуют дополнительные линии, расположенные с длинноволновой (стоксовы сателлиты) и коротковолновой (антистоксовы сателлиты) сторон от каждой спектральной линии возбуждающего рассеяние света . Частота, интенсивность , степень поляризации , ширина линий и другие параметры этих сателлитов однозначно определяются внутренней структурой рассеивателя - его внутримолекулярными, межмолекулярными или решетчатыми колебаниями. Поэтому КР света является тонким инструментом для анализа строения молекул и выявления структуры химических связей.

Спектры КР света каждого химического соединения весьма специфичны и поэтому могут

быть использованы для идентификации данного соединения и обнаружения его в смесях.

Механизм рассеяния состоит в возбуждении колебаний электронной оболочки молекулы под действием поля падающей

волны и последующим излучением, однако изменение электронной конфигурации молекулы обуславливает также смещение ее ядер,

вследствие чего возникают собственные колебания с характерными для молекулы частотами. В результате колебания с первичной частотой ω_0 модулируются собственными колебаниями молекул с частотой ω_i и излучение волн содержит колебательные частоты $\omega = \omega_0 \pm \omega_i$. В более подробном изложении классическая теория КР может быть представлена в следующем приближении.

Падающая на молекулу световая волна $\epsilon = \epsilon_0 \cos \omega_0 t$ индуцирует в молекуле образца дипольный момент P , связанный с вектором электрического поля соотношением

$$P_I = \alpha_{ij} \epsilon_j, \quad (4.1)$$

в котором тензор поляризуемости (рассеяния) α_{ij} характеризует способность молекулы поляризоваться в различных направлениях. Тензор рассеяния можно упростить, выбрав в качестве координат системы, связанной с молекулой, так называемую, главную систему координат в которой, для высокосимметричных молекул, он приводится к диагональной форме

$$\alpha_{xx} = \alpha_{yy} = \alpha_{zz} = \alpha, \\ \alpha_{\beta\gamma} = 0, \beta \neq \gamma,$$

то есть

$$P(t) = \alpha \epsilon. \quad (4.2)$$

В классической теории поляризуемость молекулы α является феноменологической величиной.

Примем, например, что поляризуемость молекул α зависит от расстояния между ядрами атомов в данный момент. Тогда, обозначив через q_i колебательную координату, описывающую данное колебательное движение молекулы, можно записать $\alpha = \alpha(q_i)$. Предполагая, что величина q_i мала, разложим α в степенной ряд

$$\alpha(q_i) = \alpha_0 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_i} \right)_0 q_0 + \dots, \quad (4.3)$$

и полагая что $q_i = q_0 \cos(\omega_i t + \delta_i)$, получим

$$P(t) = \alpha_0 \epsilon_0 + \\ + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_i} \right)_0 \epsilon_0 q_{i0} \cos[(\omega_0 - \omega_i)t + \delta_i] + \\ + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_i} \right)_0 \epsilon_0 q_{i0} \cos[(\omega_0 + \omega_i)t + \delta_i]. \quad (4.4)$$

Как отмечалось выше в результате модуляции колебаний индуцированного момента колебаниями ядер , в спектре рассеянного света появляются частоты $(\omega_0 - \omega_i)$ и $(\omega_0 + \omega_i)$, то есть , рассеяние происходит с изменением частоты

Интенсивность линий комбинационного рассеяния согласно классической электродинамике пропорциональна квадрату производной поляризуемости по колебательной координате $\left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_i} \right)_o^2$.

Действительно , энергия колебаний , которую диполь излучает по всем направлениям в единицу времени , рассчитывается по формуле

$$W = \frac{2}{3 c^3} \left(\frac{d^2 P}{dt^2} \right)^2 . \quad (4.5)$$

Тогда усредненная по времени интенсивность комбинационного рассеяния света отдельной молекулы для стоксовой и антистоксовой компонент определится как

$$J^{ct} = \frac{(\omega_o - \omega_i)^4}{12 c^3} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_i} \right)_o^2 \epsilon_o^2 ;$$

$$(\text{для } \omega^c = \omega_o - \omega_i) , \quad (4.6 \text{ a})$$

$$J^{act} = \frac{(\omega_o + \omega_i)^4}{12 c^3} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_i} \right)_o^2 \epsilon_o^2 ;$$

$$(\text{для } \omega^{ac} = \omega_o + \omega_i) . \quad (4.6 \text{ b})$$

Комбинационное рассеяние света некогерентно , так как каждая молекула колебается независимо от других . Поэтому интенсивность стоксовых и антистоксовых линий пропорциональна числу рассеивающих молекул в единице объема вещества

$$J = A (\omega_o \pm \omega_i)^4 \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_i} \right)_o^2 J_o N_o \quad (4.7)$$

где J_o - интенсивность падающего света , N_o - число молекул в единице объема вещества, A – константа .

Таким образом , на основании классической теории можно заключить, что интенсивность комбинационных линий не зависит от температуры, то есть , фактически одинакова для стоксовых и антистоксовых компонент (так как практически всегда $\omega_o \gg \omega_i$).

Эксперимент не подтверждает выводы. А именно, классическая теория не объясняет, почему интенсивность антистоксовых линий растет при повышении температуры рассеивающего вещества, не дает количественного описания.

Достаточно полная и последовательная теория явления КР может быть развита только с помощью квантовой теории излучения (см. напр. [1], [2]).

В квантовой теории КР рассматривается как двухэтапный процесс. Если молекула, находящаяся в основном состоянии, с энергией E_o , поглощает первичный фотон с энергией $\hbar\omega_o$ и переходит в состояние с энергией $E_o + \hbar\omega_o$, то возбужденная молекула может возвратиться в основное состояние E_o испустив фотон той же частоты ω_o (релеевская линия), либо перейти в некоторое возбужденное состояние с большей энергией $E_i = E_o + \hbar\omega_i$ испустив фотон с энергией $\hbar\omega^C = \hbar(\omega_o - \omega_i)$, в результате чего появится стоксова линия (компонента) (см рис14.).

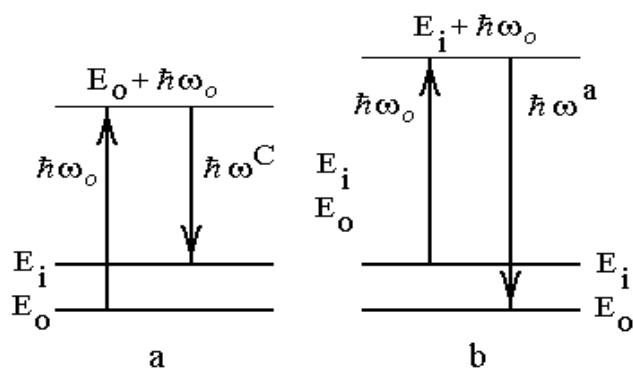


Рис14. Схема квантовых переходов при комбинационном рассеянии света .
а - стоксова компонента , б - антистоксова компонента .

Если же первоначально молекула находилась в возбужденном состоянии с энергией E_i , затем поглотив фотон $\hbar\omega_o$, попадает в виртуальное состояние $E_i + \hbar\omega_o$ и вернется в основное состояние E_o , испустив фотон частоты $\omega^a = \omega_o + \omega_i$ (см. Рис14.) - антистоксова компонента .

Таким образом , квантовая теория приводит к тем же частотным соотношениям что и классическая. Различия же в интенсивностях стоксовых и антистоксовых компонент квантовая теория КР света объясняет следующим образом . Поскольку вероятность рассеяния пропорциональна числу рассеивающих молекул , интенсивность стоксовой J^C и антистоксовой J^a компонент определяется населенностями основного E_o и возбужденного E_i состояний молекул .

Населенность уровней определяется Больцмановским распределением молекул по энергии в соответствии с которым

$$\frac{J^a}{J^C} = \left(\frac{\omega_o + \omega_i}{\omega_o - \omega_i} \right)^4 \exp\left(-\frac{\hbar\omega_i}{kT}\right) , \quad (4.8)$$

откуда следует , что

$$\ln \frac{J^a}{J^C} = 4 \ln \left(\frac{\omega_o + \omega_i}{\omega_o - \omega_i} \right) - \frac{\hbar\omega_i}{kT} . \quad (4.9)$$

Если $\omega_o >> \omega_i$, отсюда получаем линейную зависимость

$\ln J^a/J^C$ от $1/T$:

$$\ln \frac{J^a}{J^C} \cong 8 \ln \frac{\omega_i}{\omega_o} - \frac{\hbar \omega_i}{kT}; \quad (4.10)$$

это находится в согласии с опытом .

Вопросу зависимости интенсивности линий комбинационного рассеяния от температуры посвящено большое количество теоретических и экспериментальных работ [1],[2] и др .

Полученные данные для газов как правило не противоречат вышеизложенной теории . В жидкостях зависимость интенсивности от температуры существенно отличается от теоретической . Несомненно , что здесь сказывается влияние межмолекулярных взаимодействий на интенсивности линий и на распределение молекул по колебательным уровням В кристаллах также наряду с линиями у которых температурная зависимость интенсивности согласуется с теоретической имеются линии с аномальной зависимостью интенсивности от температуры . Отметим здесь также что ряд экспериментов с жидкостями в определенной области температур дали хорошее согласие с формулой (4.10) . Для четыреххлористого углерода $C Cl_4$, используемого в данной задаче формула (4.10) хорошо выполняется в области температур $14^{\circ}C - 55^{\circ}C$ [1] .

Колебания многоатомных молекул

При КР света изменение частоты первичного излучения сопровождается переходом ассеивающих молекул на другие колебательные или ращательные уровни КР с изменением электронного состояния молекул наблюдается лишь в небольшом числе случаев . В данном разделе уделяется некоторое внимание собственным колебаниям многоатомных молекул

Как и в случае двухатомной молекулы электронный терм молекулы играет роль потенциальной энергии для колебательного движения (см Введение , Приложение). В случае многоатомной молекулы ее электронная энергия $E_e(R_{\alpha\beta})$ зависит уже не от одного параметра - расстояния между ядрами , как для двухатомной молекулы а от нескольких относительных координат - расстояний между ядрами Минимальное значение этой энергии определяет равновесные межъядерные расстояния , вокруг которых происходит колебательное движение ядер .

Любые смещения ядер атомов в системе координат , связанной с молекулой могут быть описаны с помощью так называемых нормальных координат Q_k . При непрерывном изменении координат Q_k функция энергия молекулы $E_e(Q_k)$ представляет собой поверхность ; такая поверхность называется потенциальной поверхностью многоатомной молекулы Обычно потенциальная поверхность рассматривается как функция координат ядер $E'_e = E_e(Q) + V(R_{\alpha\beta}(Q))$ (для двухатомной молекулы это кривая , изображенная на Рис.2а , где $V(R_{\alpha\beta}(Q))$ - значение кулоновской энергии отталкивания ядер , которая также, очевидно , должна

зависеть только от относительного расположения ядер и является, следовательно, функцией нормальных координат. Величина E'_e характеризует полную энергию молекулы в зависимости от ее геометрии . Ясно , что если соответствующая поверхность будет иметь минимум , то возможно устойчивое состояние молекулы с геометрией отвечающей этому минимуму. Если же поверхность такова , что такого минимума нет, то устойчивое состояние невозможна Потенциальная энергия будет своя для каждого электронного состояния , отвечающая данному собственному значению E_e . Поскольку вклад ядерного члена $V(R_{\alpha\beta}(Q))$ в E'_e для различных электронных состояний будет одним и тем же (для одной и той же системы нормальных координат) , то все различные виды потенциальных поверхностей для разных электронных состояний будут определяться только $E_e(Q)$. Функция $E_e(Q)$ является решением уравнения Шрёдингера для электронной функции состояния многоатомной молекулы (аналог уравнения (П3) для двухатомной молекулы) .

Молекулы разделяют на линейные , у которых все ядра лежат на одной прямой (CO_2 , C_2H_2) , плоские - ядра которых лежат в одной плоскости (H_2O , C_2H_4) и неплоские - ядра которых образуют пространственную структуру (Рис.15) .

Молекула может обладать центром симметрии плоскостями и осями симметрии (n -го порядка , если при повороте вокруг этой оси на угол $2\pi/n$ система переходит в себя) .

Если молекула состоит из N атомов то число колебательных (внутренних) степеней свободы равно $3N - 6$ (6 степеней свободы принадлежат поступательному и вращательному движению молекулы как целого) в общем случае и $3N - 5$ в частном случае линейной молекулы . Каждой колебательной степени свободы в гармоническом приближении соответствует нормальное колебание с определенной частотой ω_i ($i = 1, 2, 3, \dots$).

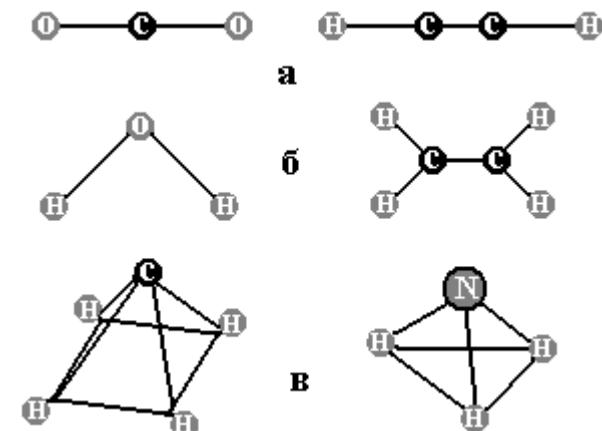


Рис15. Линейные молекулы: а -двуокись углерода CO_2 , ацетилен C_2H_2 ; плоские молекулы : б - вода H_2O , этилен C_2H_4 ; неплоские молекулы : в - метан CH_4 , аммиак NH_3 .

Если нескольким нормальным колебаниям соответствует одна и та же частота ω_i , то ее называют кратной частотой , а соответствующие колебательные состояния - вырожденными .

Вырождение обусловлено свойствами симметрии молекулы .

Для молекулы низшей симметрии (не имеющей осей симметрии выше второго порядка H_2O , C_2H_4) все частоты колебаний различны . Для молекулы средней симметрии (имеющей оси симметрии выше второго порядка , например линейные) имеются дважды вырожденные колебания . Молекулы высшей симметрии имеют также и трижды вырожденные колебания .

В гармоническом приближении энергия колебательных уровней молекулы определяется суммой выражений типа (B.4) по всем колебаниям , возбужденным в данном состоянии

$$E^{(0)} = \sum_j \hbar \omega_j (v_j + d_j / 2) , \quad (4.11)$$

где $v_j = 1, 2, 3, \dots$; d_j - степень вырождения j -го колебания

Кубические и квадратичные члены разложения потенциальной поверхности электронного терма во втором приближении теории возмущений дают вклад в энергию

$$E^{(2)} = \sum_{i,j} \hbar \omega_{i,j} (v_j + d_j / 2) (v_i + d_i / 2) , \quad (4.11)$$

где $\omega_{i,j}$ - постоянная ангармоничности .

На Рис.16 стрелками показаны колебания молекул различных видов симметрии . Среди колебаний есть

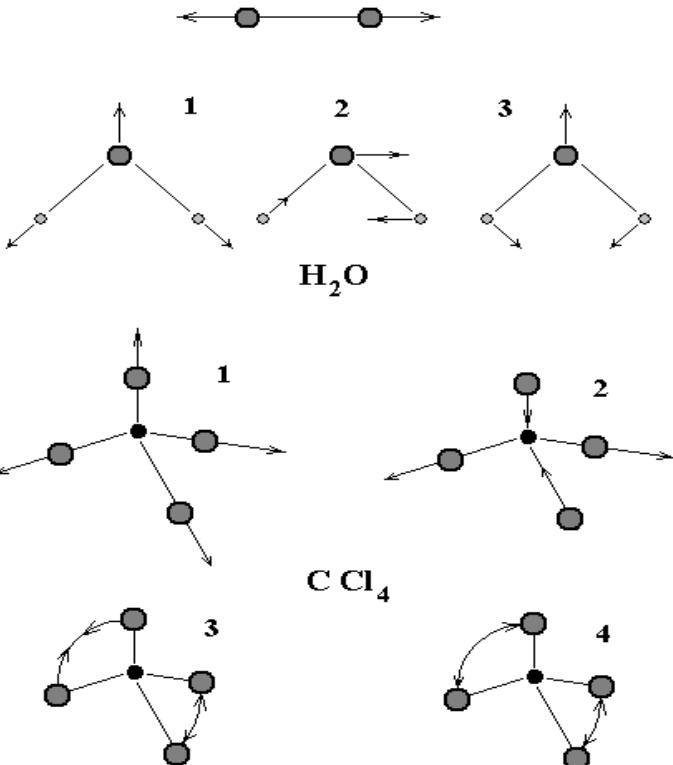


Рис.16 . Схематическая картина нормальных колебаний молекул. Вверху - двухатомная молекула ; H_2O : 1- симметричное валентное колебание ; 2 - антисимметричное валентное колебание ; 3 – деформационное колебание . CCl_4 : 1- симметричное валентное колебание ; 2 - антисимметричное валентное колебание ; 3,4 – деформационные колебания .

такие , которые обусловлены изменением межъядерного расстояния (длиной связи), -это валентные колебания . Колебания , при которых

происходит деформация угла между химическими связями , называют деформационными . Колебания могут сопровождаться сохранением симметрии - симметричные колебания , либо ее нарушениями - антисимметричные колебания (см Рис.16) .

Как уже отмечалось , в основе теории колебательных спектров лежит представление о молекуле как о системе материальных точек , совершающих колебания около положения равновесия . Эта теория позволяет связать частоты колебаний , непосредственно определенных по частотам линий в спектре КР , с константами упругой связи , характеризующими взаимодействие атомов в молекулах .

Для ряда симметричных молекул можно легко получить оценку величин отдельных ее параметров, если задачу о многоатомной молекуле свести к оценке характеристик двухатомной молекулы . Проиллюстрируем такой подход на примере молекулы C Cl_4 .

Атомы хлора расположены в вершинах правильного тетраэдра. Полагая, что нормальные колебания C Cl_4 не зависят друг от друга и рассматривая только валентно симметричные колебания C-Cl (см.Рис.16) допустим, что это колебание имеет место в двухатомной «молекуле C Cl » .

Как отмечалось во Введении, связь в молекуле осуществляется внешними электронами, которые становятся общими для обоих атомных остовов в молекуле . Поэтому в определенном приближении электронную энергию (B.2) можно рассматривать

как оценку величины энергии связи - энергии диссоциации, то есть

$$E_d = E(R = \infty) - E(R_0) \approx E_{\text{дл}} \approx \frac{\hbar}{\omega} . \quad (4.13)$$

Электронный терм молекулы (см. Рис.1) вблизи минимума можно считать потенциалом гармонического осциллятора

$$E(R) \approx \frac{1}{2} k(R - R_0)^2 ,$$

здесь k - константа упругой связи ; экстраполяция до значений энергии , где можно приближенно положить

$$E(R_1) \approx E(\infty) ,$$

позволяет связать величину R_1 с энергией диссоциации

$$E_{\text{diss}} \approx \frac{1}{2} k(R_1 - R_0)^2 \quad (4.14)$$

и считать , что молекула диссоциирует, когда амплитуда колебаний ядер превышает величину $R_1 - R_0$.

Эмпирически удалось установить , что для многих двухатомных молекул разность $R_1 - R_0$ - неплохо описывается соотношением

$$R_I - R_0 \approx \frac{R_0}{\sqrt{N}} , \quad (4.15)$$

где N - полное число электронов на заполненных оболочках атомных остовов в молекуле. Используя выражения (4.13)-(4.15), оценим размеры молекулы

$$R_0 \approx \sqrt{\frac{\hbar}{\omega_j}} \left(\frac{N}{\mu m_e} \right)^{1/4} , \quad (4.16)$$

здесь $\omega_j^2 = k/\mu$ - частота валентносимметрических колебаний CCl_4 , μ - приведенная масса ядер «молекулы CCl_4 ».

Зная равновесное расстояние R_0 , при помощи (4.13) оценим энергию диссоциации

$$E_{diss} \approx \frac{\hbar^2}{2m_e R_0^2} \approx \frac{\hbar \omega_j}{2} \left(\frac{\mu}{m_e N} \right)^{1/2} \quad (4.17)$$

и константу упругой связи

$$k \approx \frac{\hbar^2}{m_e R_0^4} N , \quad (4.18)$$

а энергию связи молекулы CCl_4 - с помощью соотношения

$$E_{cb}(\text{CCl}_4) \approx 4 E_{diss} \approx 2 \hbar \omega_j \left(\frac{\mu}{m_e N} \right)^{1/2} . \quad (4.20)$$

2. Цель лабораторной работы и постановка эксперимента

Данная лабораторная работа знакомит с отдельными вопросами физики молекулы, с некоторыми элементами спектроскопии КР света (под этим названием обычно объединяют все вопросы, связанные с явлением комбинационного рассеяния света : теоретическое описание и объяснение явления, экспериментальные методы его исследования, используемая аппаратура, применение и результаты исследования).

Для возбуждения спектра КР света необходим источник линейчатого спектра с интенсивными, достаточно далеко отстоящими друг от друга линиями. До недавнего времени (а в ряде случаев и сейчас) для этой цели в основном применяли ртутные лампы. С появлением оптических квантовых генераторов (ОКГ), в частности, газовых лазеров, открылись возможности их широкого применения для возбуждения спектров КР. Высокая монохроматичность, большая интенсивность, малая расходимость лазерного излучения заметно упростили условия исследования спектров КР.

Облегчена регистрация (более интенсивны линии КР), расшифровка (одна частота ω_0) спектров КР , значительно снижен фон в спектре КР (по сравнению со спектрами КР при их возбуждении ртутными и другими лампами), улучшены условия исследований малых количеств веществ . Поэтому в лабораторной работе для возбуждения спектров КР используется газовый гелий-кадмий лазер типа ГКЛ-50 .

Интенсивность линий КР пропорциональна интенсивности пучка света возбуждающего спектр КР и числу рассеивающих свет молекул вещества . Задачи исследований спектров КР (температурная зависимость спектров КР , количество , агрегатное состояние свойства вещества и др.) определяют требования к кювете и условиям ее освещения .

В лабораторной работе используется стеклянная цилиндрическая кювета (Рис.17) , имеющая рабочий объем 50 см^3 и диаметр 2 см . Часть кюветы 1 , обращенная к спектрографу снаружи покрыта отражающим свет слоем (алюминий), на который для его закрепления нанесен слой нитролака . Остальная поверхность кюветы снаружи покрыта черной нитрокраской , хорошо поглощающей свет , чтобы отраженное стенками кюветы излучение лазера не попало в щель спектрографа . Обращенный к спектрографу торец кюветы закрыт плоскопараллельным прозрачным окошком 2 . Луч лазера 3 под малым углом α попадает в кювету снизу , отражается от верхней затем от нижней и т.д. стенок кюветы до тех пор , пока не поглотится в узкой (зачерненной) части . Отросток 4 и колбочка 5 используются для заполнения кюветы очищенным веществом

(жидкостью) . Сначала в тщательно вымытую кювету через отросток 4 исследуемая жидкость (CCl_4) заливается в колбочку 5 , которая затем замораживается .

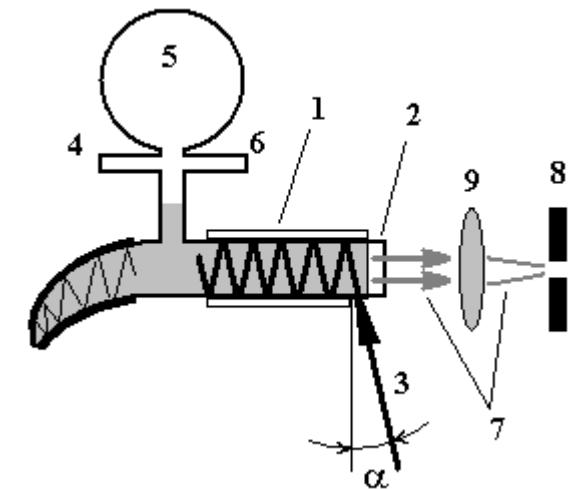


Рис. 17. Конструкция кюветы : 1 - часть кюветы , покрытая слоем отражающим свет ; 2 - прозрачное окно ; 3 - луч лазера ; 4 - отросток для заполнения колбы веществом ; 5 – колба ; 6 - отросток для откачки кюветы ; 7 - рассеянный свет ; 8 - входная щель спектрографа ; 9 – линза .

После этого кювета через отросток 6 откачивается и отпаивается . Далее жидкость посредством нагрева в колбе 5 до температуры кипения перегоняется в охлаждаемую кювету т.е.

еще раз очищается от возможных примесей (они создают помехи при исследованиях).

В лабораторной работе при освещении кюветы лазером применяется один из вариантов «схемы 90°» - луч лазера проходит через кювету с исследуемым веществом в направлении, перпендикулярном линии наблюдения (см. Рис17) .

Для наблюдения колебательных спектров КР не требуется спектрографов высокого разрешения .Однако , так как линии КР малоинтенсивны , спектрографы должны быть высококачественными , а именно , их оптические и иные детали (линзы , призмы решетки , оправы , ножи щелей и т.п.) не должны с оздавать фона (из-за рассеяния на них света) , который создает серьезные помехи при наблюдении слабых спектров КР . Кроме того , спектрографы должны быть светосильными .

В связи , с этим в последнее время широко используют методы фотоэлектрической регистрации спектров КР , которые , благодаря своим преимуществам , в значительной мере , вытеснили фотографические методы , требующие длительной экспозиции.

В предлагаемом эксперименте следует :

1. Получить спектр рассеянного излучения вещества (CCl_4) .
2. Расшифровать полученный спектр пользуясь дисперсионной кривой спектрального прибора ,

измерить интенсивности стоксовых и антостоксовых линий и проверить формулу (4.10) .

Описание установки . Блок-схема установки для получения и исследования спектров КР света в CCl_4 представлена на Рис.18.

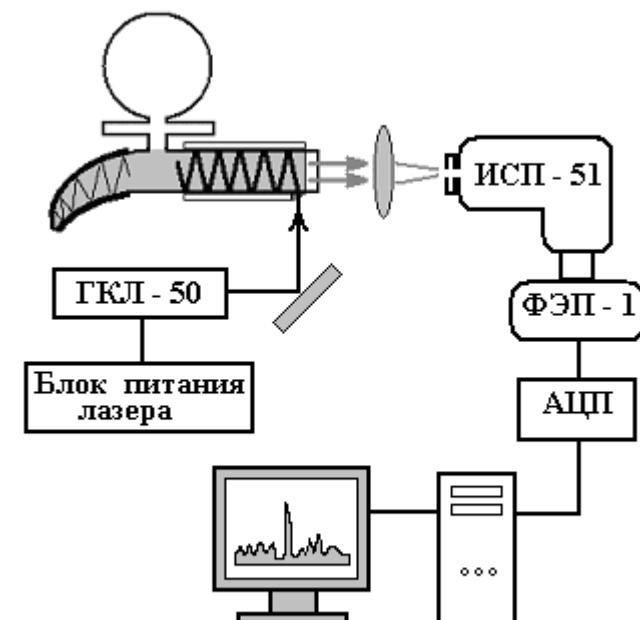


Рис. 18. Блок схема установки .

В качестве источника света возбуждающего колебательный спектр КР в лабораторной работе

используется гелий - кадмий лазер ГКЛ – 50 непрерывного действия (ОКГ) . Пучок света от ОКГ, генерирующего непрерывное монохроматическое излучение на длине волны $\lambda = 4416 \text{ \AA}$, попадает на поворотное зеркало , которое направляет на стенку кюветы . След лазерного луча в исследуемой жидкости (область рассеяния) хорошо наблюдается визуально со стороны плоского окошка кюветы.

Поскольку линии КР слабо интенсивны , то необходимо в спектрограф направить возможно большую часть света , рассеянного молекулами CCl_4 Для этой цели служит конденсор , который располагается на двойном фокусном расстоянии ($f = 94 \text{ мм}$) как от входной щели спектрографа так и от объекта (область рассеяния) . При этом от кюветы - объемного источника излучения - собирается максимум рассеянного света и направляется в спектрограф . Кроме того , такая схема сбора света от кюветы существенно уменьшает фон в спектре КР возникающий от излучения , рассеянного **стенками** кюветы .

В лабораторной работе используется спектрограф ИСП-51 с фотоприставкой ФЭП – 1 . Рассеянный свет , направляемый на входную щель спектрографа (см Рис.18) разлагается его призменной системой в спектр При повороте призменной системы спектрографа различные участки спектра последовательно попадают в выходную щель спектрографа и затем на катод фотоумножителя.

Ток фотоумножителя усиливается (усилителем постоянного тока) и попадает на вход АЦП

(Аналогово-Цифровой Преобразователь) и затем в компьютер . ФЭП – 1 сканирует спектр , Который изображается на экране монитора .

На Рис.19 показан вид колебательного спектра комбинационного рассеяния CCl_4 .

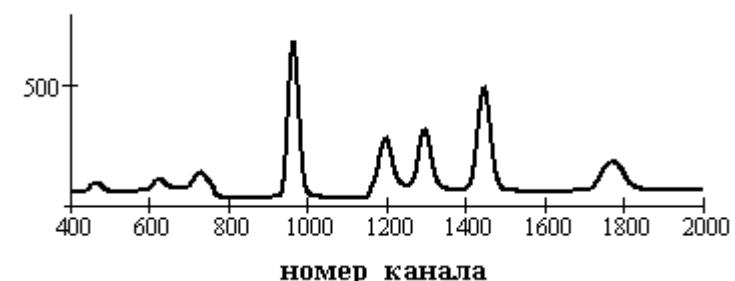


Рис.19. Колебательный спектр комбинационного рассеяния CCl_4 . Релеевская линия – канал 960 .

Интенсивность линии лазера (возбуждающей) даже в рассеянном свете велика . Поэтому , во избежание разрушения катода ФЭУ при записи спектра рассеянного света , его интенсивность в окрестности релеевской линии $\lambda = 4416 \text{ \AA}$ должна быть значительно ослаблена . Для этого **необходимо** в процессе записи спектра в окрестности релеевской линии (см Рис.19. , волновое число 22645 см^{-1}) на пути лазерного луча непосредственно у выходного окна ОКГ разместить поляроид, необходимый для ослабления интенсивности лазерного излучения, (угол поворота поляроида указан в паспорте лабораторной работы).

Учебное издание

**Горяга Г.И., Дегтерёва В.В., Красильников С.С.,
Красильникова Н.А., Д.Б.Чопорняк .**

Комбинационное рассеяние света

Лабораторная работа № 4

Методическое пособие для студентов 3-го курса
физического факультета МГУ

ИД № 00545 от 06.12.1999

Издательство УНЦ ДО

117246, Москва, ул. Обручева, 55А
119992, Москва, Ленинские горы, ГЗ МГУ, Ж-105а
Тел./факс (095) 718-6966, 939-3934
e-mail: izdat@abiturcenter.ru
<http://www.abiturcenter.ru>

Гигиенический сертификат №
77.99.2.925.П.9139.2.00 от 24.02.2000

Налоговые льготы – Общероссийский классификатор продукции
OK – 005 – 93, том 1 – 953000

Заказное. Подписано в печать 01.06.2005 г. Формат 60x90/16
Бумага офсетная № 2. Усл.печ.л. 1
Тираж 70 экз. Заказ №

Отпечатано в Мини-типографии УНЦ ДО в
полном соответствии с качеством
предоставленного оригинал-макета.