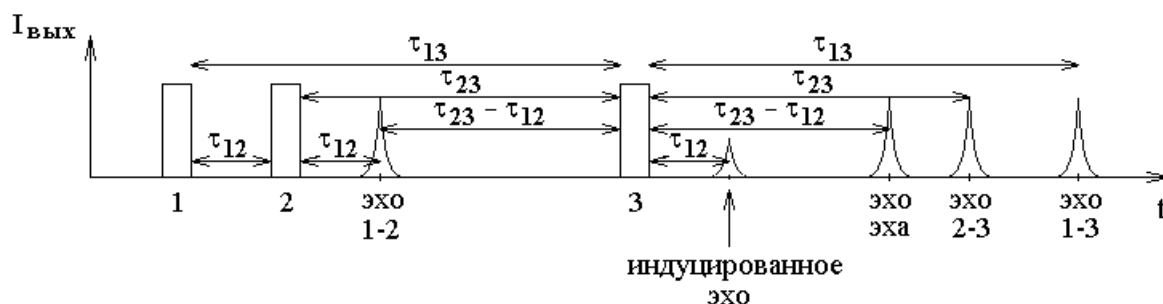


Трехимпульсное фотонное эхо.

В опыте используется обычная для нелинейной лазерной спектроскопии оптическая схема:



Пусть зависимость интенсивности света на входе в кювету от времени представляет собой три световых импульса. Тогда зависимость интенсивности света на выходе кюветы, как функция времени, имеет следующий вид:



Отмеченный на рисунке, как эхо эха, сигнал иначе называют еще эхо-изображение.

Рассмотрим таблицу оптимальных площадей световых импульсов для регистрации каждого эха.

эхо \ импульсы	1	2	3
1-2	$\frac{\pi}{2}$	π	0
индуцированное	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{\pi}{2}$
эхо эха	$\frac{\pi}{2}$	π	π
2-3	0	$\frac{\pi}{2}$	π
1-3	$\frac{\pi}{2}$	0	π

Три из пяти сигналов эха не нуждаются в особом объяснении. Это двухимпульсные эхо 1-2, эхо 2-3 и эхо 1-3.

Обсудим формирование эхо эха. Рассмотрим, что происходит с вектором Блоха, начиная с момента времени формирования эха 1-2.

В момент эха 1-2 векторы Блоха всех молекул имеют одинаковое направление — это положительное направление оси 2. Внешнего светового поля при этом нет, поэтому векторы Блоха, продолжая вращения вокруг вертикальной оси, расходятся веером в горизонтальной плоскости.

Третий световой импульс, если это π импульс, поворачивает веер векторов Блоха вокруг оси 1 на угол π . После этого веер снова оказывается в горизонтальной плоскости только вокруг отрицательного направления оси 2. Веер векторов складывается и соберется в один вектор за то же время, в течение которого веер раскрывался после эха 1-2.

В тот момент, когда веер соберется, все диполи снова будут излучать свет синфазно. В направлении прошедшей световой волны излучения диполей складываются по амплитуде, и получается световой импульс эхо эха.

Эхо 1-2 и эхо эха симметрично расположены по оси времени относительно третьего светового импульса.

Обсудим теперь формирование индуцированного эха.

В обычном двухимпульсном эхо второй импульс должен иметь площадь равную π . При формировании индуцированного эха роль второго светового импульса площадью π играют второй и третий импульсы с площадями по $\frac{\pi}{2}$.

В промежуток времени между первым и вторым импульсами света вектор Блоха разворачивается в горизонтальный веер вокруг отрицательного направления оси 2.

Второй световой импульс поворачивает веер на угол $\frac{\pi}{2}$ в левом направлении вокруг оси 1. Центр веера оказывается направленным вертикально вверх. Дальше внешнее световое поле выключается, и векторы Блоха начинают вращаться вокруг вертикальной оси. При этом края веера вращаются во встречных направлениях, а середина веера остается неподвижной. Если рассмотреть половину веера от вертикальной оси до одного из краев веера, то в процессе вращения части веера, ближе расположенные к оси 3 вращаются медленнее. В результате половинка веера сворачивается вокруг оси 3 как бумага, неплотно свернутая в трубку конусом. Вторая половина веера сворачивается в такую же трубку, но во встречном направлении. Две взаимопересекающиеся трубки образуют нечто вроде цветка розы.

Третий световой импульс поворачивает эту розу в положительном направлении оси 2.

Некоторая часть векторов Блоха образующих розу более или менее оказывается в горизонтальной плоскости, и после третьего светового импульса половина этих векторов собирается в направлении оси 2 за тот же промежуток времени, за который веер расходил между первым и вторым световыми импульсами. Собираются те векторы, у которых вначале второго светового импульса и в конце третьего импульса одинаковая величина проекции вектора

Блоха на ось 1. Вторая половина горизонтальных векторов Блоха — это те векторы Блоха, у которых проекция на ось 1 изменила знак.

Часть векторов Блоха собравшихся вокруг оси 2 создает синфазное излучение диполей и формирует индуцированное эхо.

Зависимость амплитуды индуцированного эха от временных задержек τ_{12} и τ_{23} между импульсами имеет следующий вид:

$$S \sim e^{-2\Gamma \tau_{12}} \cdot (e^{-\gamma_1 \tau_{23}} + e^{-\gamma_2 \tau_{23}}).$$

Такая форма зависимости определяется тем, что в течение промежутка времени $2\tau_{12}$ векторы Блоха расположены почти в горизонтальной плоскости, что соответствует наличию поляризации среды, которая затухает со скоростью Γ . На протяжении промежутка времени τ_{23} векторы Блоха направлены вертикально. Вертикальная составляющая вектора Блоха — это инверсия среды, которая равна $\rho_{22} - \rho_{11}$. Разность заселенностей затухает со скоростями затухания уровней энергии γ_1 и γ_2 .

Сравнение результатов эксперимента с формулой позволяет определить величины констант Γ , γ_1 , γ_2 , что представляет интерес для исследования молекулярных столкновений.

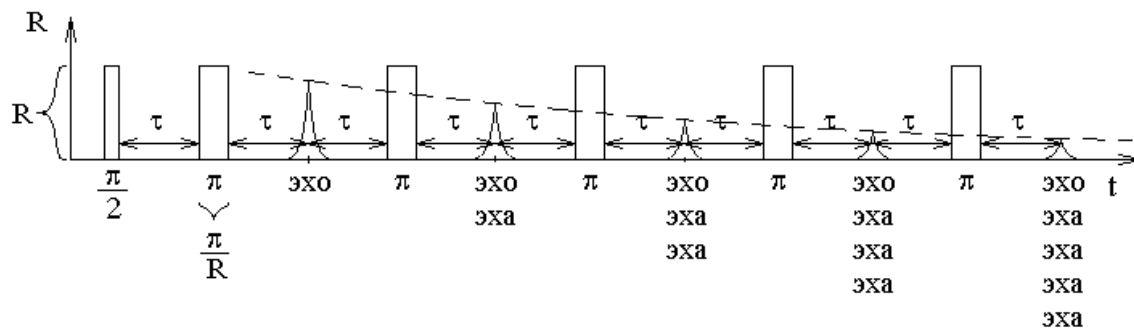
Цуг эха Карра–Парселла.

В обычной оптической схеме



рассмотрим реакцию среды на систему световых импульсов, в которой первый импульс имеет площадь $\frac{\pi}{2}$, а каждый из остальных импульсов имеет площадь π , причем π импульсы идут с одинаковым шагом по оси времени. Интервал между $\frac{\pi}{2}$ и первым π импульсом вдвое меньше интервалов между π импульсами.

Зависимость амплитуды света на приемнике излучения от времени имеет следующий вид:



При таком расположении световых импульсов индуцированное эхо совпадает по положению с эхо эха, но амплитуда индуцированного эха мала, и им можно пренебречь. В таком случае каждое следующее эхо является эхом предыдущего эха. Это и есть цуг эха Карра–Парселла.

Если вместо амплитуды по вертикали отложить частоту Раби световых импульсов, то площадь импульса на рисунке равна площади светового импульса. Тогда если высота π импульсов равна R , то ширина равна $\frac{\pi}{R}$.

Амплитуда эха S_n зависит от его номера n и задержки τ следующим образом:

$$S_n \sim e^{-\Gamma\left(2\tau + \frac{2}{R}\right)n}$$

Вектор Блоха почти все время находится в горизонтальной плоскости, поэтому скорость затухания амплитуды эха пропорциональна скорости затухания поляризации Γ . Период следования π импульсов равен $2\tau + \frac{\pi}{R}$, но в показателе экспоненты мы видим сомножитель $2\tau + \frac{2}{R}$. Эффективное уменьшение времени связано с тем, что во время поворота векторов Блоха они не полностью находятся в горизонтальной плоскости. При выводе формулы предполагается, что скорости затухания уровней энергии малы по сравнению со скоростью затухания поляризации $\gamma_1, \gamma_2 \ll \Gamma$.

Измерение амплитуды эха в цуге эха Карра–Парселла позволяет определить константу Γ , величина которой несет информацию о столкновениях молекул.

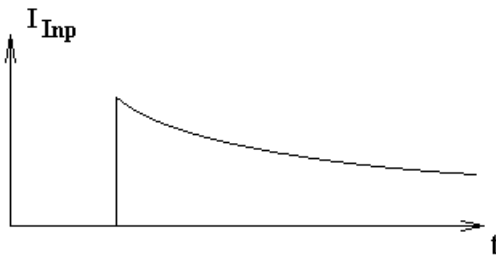
Три основных метода быстрого включения и выключения светового поля.

1-ый метод. Импульсный лазер.

Недостатки:

1. Амплитуда светового поля непостоянна и зависит от времени.

Так вместо прямоугольной ступеньки включения светового поля импульсный лазер дает ступеньку со сколом вершины:

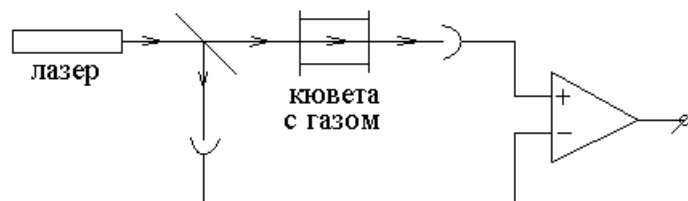


2. Плохо воспроизводится амплитуда излучения.

При этом теряет смысл накопление сигнала, особенно в случае оптических нутаций, где частота колебаний интенсивности на выходе из кюветы зависит от амплитуды света на входе в кювету.

Наряду с отмеченными недостатками использования импульсного лазера заметим, что при любом способе включения и выключения светового поля есть общие трудности регистрации эффектов нестационарной лазерной спектроскопии. Все виды сигналов нестационарных эффектов стараются наблюдать в оптически тонком слое, так как в оптически толстом слое заметно изменяется интенсивность света, что приводит к трудностям интерпретации результатов.

В оптически тонком слое сигналы малы. Для оптических нутаций проблему удастся частично решить с помощью вычитания из сигнала на выходе кюветы входного сигнала. Вычитание производится после регистрации обеих интенсивностей. Вычитаются на дифференциальном усилителе электрические сигналы с двух приемников света:

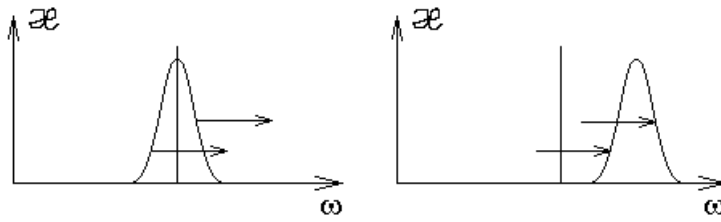


2-ой метод. Штарковское переключение частоты.



Если штарковские сдвиги верхнего и нижнего уровней энергии различаются, то сдвигается частота перехода.

Контур линии поглощения сдвигается по частоте относительно частоты генерации лазера:



Так можно выключить или включить поглощение для молекул, не изменяя параметров светового поля.

Преимущество штарковского переключения частоты.

1. Легкость управления. Как следствие — импульсы любой ширины и частоты.

2. Гетеродинный прием сигналов ЗСП и фотонного эха, но не оптических нутаций.

Гетеродинный прием рассмотрим чуть позже.

Недостаток штарковского переключения частоты проявляется в случае вырожденных уровней энергии. Подуровни вырожденного уровня энергии имеют различный штарковский сдвиг, что затрудняет интерпретацию результатов опытов.

3-й метод. Переключение частоты генерации.

Внутри резонатора лазера помещается электрооптический кристалл, например, KDP — дигидрофосфат калия: H_2KPO_4 .

В кристалле KDP показатели преломления двух лучей зависят от приложенного электрического напряжения (эффект Поккельса), что позволяет быстро управлять оптической длиной кристалла и, как следствие, оптической длиной резонатора лазера, а через нее и частотой генерации лазера.

Оказывается, сдвинуть частоту генерации лазера можно гораздо быстрее, чем изменить амплитуду генерации. Минимальное время изменения частоты 10^{-12} с — это постоянная времени эффекта Поккельса.

Вместо изменения частоты генерации лазера путем изменения оптической длины резонатора при изменении электрического напряжения на кристалле KDP рассмотрим эквивалентный, но более простой для анализа, метод изменения частоты — механическое перемещение зеркала вдоль оси резонатора лазера.

Пусть зеркало резонатора лазера движется (для определенности) навстречу лучу в течение времени $\frac{2L}{c}$. Такой промежуток времени интересен тем, что за это время весь свет, находящийся в резонаторе лазера, один раз отразится от движущегося зеркала.

При отражении от набегающего зеркала частота света увеличивается за счет продольного эффекта Доплера:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = 2\frac{V}{c}.$$

Причина изменения частоты света состоит в следующем. В системе отсчета зеркала частота падающего на зеркало света и отраженного света одна

и та же, а при переходе в лабораторную систему отсчета частоты этих двух волн испытывают доплеровский сдвиг частоты $\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{V}{c}$ в противоположные стороны.

Покажем, что частота отраженного зеркалом света в точности окажется соответствующей новой длине резонатора лазера в конце промежутка времени $\frac{2L}{c}$. Для этого найдем изменение частоты резонатора.

На удвоенной длине резонатора укладывается целое число длин волн $2L = m\lambda$. Только при выполнении этого условия, можно нарисовать зависимость напряженности световой волны от координаты резонатора лазера в один момент времени во всех точках резонатора. Если условие не выполнено, то функция получается неоднозначной.

Тогда при изменении длины резонатора отношение $\frac{L}{\lambda} = const$ остается неизменным. С учетом $\lambda\nu = c$ получаем, что $L\nu = const$. Продифференцируем это равенство и разделим результат на произведение $L\nu$. Тогда получим:

$$\frac{\Delta L}{L} = -\frac{\Delta\nu}{\nu}.$$

Подставим в это выражение в качестве ΔL изменение длины резонатора за все время движения зеркала $\frac{2L}{c}$ и получим:

$$\Delta L = -V\Delta t = -V\frac{2L}{c}.$$

Тогда

$$\frac{\Delta L}{L} = -2\frac{V}{c},$$

а с учетом $\frac{\Delta L}{L} = -\frac{\Delta\nu}{\nu}$ получим:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = 2\frac{V}{c} \text{ — это относительное изменение частоты резонатора лазера за}$$

время движения зеркала. Это изменение в точности совпадает с изменением частоты света при отражении от набегающего зеркала лазера. То есть отраженное зеркалом световое поле изменяется по частоте и оказывается в резонансе с новой частотой резонатора, которая окажется у резонатора после движения зеркала в течение времени $\frac{2L}{c}$. При этом не возникает никаких переходных процессов, и, следовательно, частоту генерации лазера можно переключить очень быстро.

Напряжение на кристалле KDP также желательно линейно изменять на интервале времени $\frac{2L}{c}$ или на кратном интервале времени.

Ранее мы упоминали о гетеродинном приеме сигналов ЗСП и фотонного эха при штарковском переключении частоты. Обсудим теперь преимущества гетеродинного приема сигналов.

Направим на приемник света две световые волны с частотами ω_1 и ω_2 . Пусть амплитуда одной волны гораздо больше амплитуды второй волны $\varepsilon_{01} \gg \varepsilon_{02}$. Этот способ регистрации называется гетеродинным приемом слабого сигнала.

Рассмотрим интенсивность суммарной волны, которая пропорциональна среднему по времени квадрату напряженности суммарного светового поля:

$$\begin{aligned} I &\sim \left\langle E^2(t) \right\rangle_t = \left\langle \left(\varepsilon_{01} \cos(\omega_1 t) + \varepsilon_{02} \cos(\omega_2 t) \right)^2 \right\rangle_t = \\ &= \varepsilon_{01}^2 \left\langle \cos^2(\omega_1 t) \right\rangle_t + \varepsilon_{02}^2 \left\langle \cos^2(\omega_2 t) \right\rangle_t + \\ &\quad + \varepsilon_{01} \varepsilon_{02} \left\langle \cos((\omega_1 + \omega_2)t) \right\rangle_t + \varepsilon_{01} \varepsilon_{02} \left\langle \cos((\omega_1 - \omega_2)t) \right\rangle_t \end{aligned}$$

Здесь квадрат каждого косинуса в среднем равен половине, а косинус суммарной оптической частоты в среднем равен нулю. Косинус разностной частоты усреднять не следует, если эту разностную частоту позволяет зарегистрировать быстродействие приемника света. Тогда получим

$$I \sim \frac{1}{2} \varepsilon_{01}^2 + \frac{1}{2} \varepsilon_{02}^2 + \varepsilon_{01} \varepsilon_{02} \cos((\omega_1 - \omega_2)t).$$

Предположим теперь, что первая световая волна имеет постоянную амплитуду, а амплитуда второй световой волны мала и представляет собой интересующий нас сигнал ЗСП или фотонного эха. В таком случае в фототоке приемника образуются три слагаемых пропорциональные трем слагаемым интенсивности света, падающего на приемник:

$$I \sim \frac{1}{2} \varepsilon_{01}^2 + \frac{1}{2} \varepsilon_{02}^2 + \varepsilon_{01} \varepsilon_{02} \cos((\omega_1 - \omega_2)t).$$

Здесь первое слагаемое постоянно и не несет никакой информации. Второе слагаемое $\frac{1}{2} \varepsilon_{02}^2$ пропорционально интенсивности интересующего нас сигнала, третье слагаемое фототока на частоте $\omega_1 - \omega_2$ имеет амплитуду пропорциональную амплитуде интересующей нас волны и тоже несет информацию об интересующем нас сигнале. С учетом неравенства $\varepsilon_{01} \gg \varepsilon_{02}$ оказывается, что третье слагаемое гораздо больше второго. Следовательно, постоянная засветка приемника света световой волной с большой амплитудой ε_{01} позволяет регистрировать оптические сигналы с малой амплитудой ε_{02} . Отношение амплитуд третьего $\varepsilon_{01} \varepsilon_{02}$ и второго ε_{02}^2 слагаемых показывает, что гетеродинный прием позволяет увеличить слабый сигнал в $\frac{\varepsilon_{01}}{\varepsilon_{02}}$ раз.

Множественное увеличение в $\frac{\epsilon_{01}}{\epsilon_{02}}$ раз электрического сигнала с приемника света позволяет регистрировать слабые сигналы так, чтобы они не тонули в шумах приемника. То есть гетеродинный прием сигнала позволяет множественно увеличить отношение сигнал / шум.

Быстрое адиабатическое прохождение.

Название явления нужно понимать, как быстрое, но медленное (адиабатические инварианты) прохождение. Имеется ввиду, что рассматриваемый процесс быстрый по сравнению с одним характерным временем задачи $\frac{1}{\gamma}$, но медленный по сравнению с другим временем $\frac{1}{R}$.

Будем называть свипированием частоты (swipe — удар) такое достаточно быстрое сканирование частоты света, при котором частота света проходит диапазон, в котором линия поглощения помещается вместе со своими достаточно далекими крыльями.

Рассмотрим с помощью вектора Блоха, что происходит со средой при свипировании частоты света.

Пусть до взаимодействия со светом среда не инвертирована, и вектор Блоха направлен вертикально вниз.

При взаимодействии со светом вектор Блоха вращается вокруг вектора $\vec{R}_\Omega = \begin{pmatrix} R \\ 0 \\ \Omega \end{pmatrix}$ в левую сторону. Здесь $R = \frac{p\epsilon_0}{\hbar}$ — частота Раби, $\Omega = \omega - kV_z - \omega_{21}$

— расстройка частоты светового поля относительно частоты перехода в системе отсчета молекулы.

Как изменяется вектор \vec{R}_Ω при свипировании частоты? Расстройка Ω изменяется от $-\infty$ до $+\infty$ или наоборот. При таком изменении третьей координаты вектора \vec{R}_Ω можно сказать, что сам вектор как бы поворачивается на угол π при одновременном изменении длины вектора в процессе поворота.

Пусть для определенности свипирование происходит при изменении Ω от $-\infty$ до $+\infty$. Тогда в начальный момент времени третья координата вектора \vec{R}_Ω равна $\Omega = -\infty$, и сам вектор \vec{R}_Ω направлен вертикально вниз, как и вектор Блоха \vec{B} .

Если вектор \vec{R}_Ω поворачивается достаточно медленно, а вектор Блоха \vec{B} , соответственно, вращается вокруг вектора \vec{R}_Ω достаточно быстро, то вектор Блоха \vec{B} во все время свипирования остается рядом с вектором \vec{R}_Ω .

В результате такого свипирования вектор Блоха поворачивается снизу вверх, как и вектор \vec{R}_Ω .

Рассмотрим теперь одно свипирование, но в обратном направлении, при изменении Ω от $+\infty$ до $-\infty$. Начальное состояние вектора Блоха по-прежнему будем считать таким, что вектор Блоха направлен вертикально вниз.

Вектор \vec{R}_Ω теперь при свипировании поворачивается сверху вниз, но вектор Блоха снова поворачивается снизу вверх, так как можно считать, что он вращается в правую сторону вокруг вектора $-\vec{R}_\Omega$, а вектор $-\vec{R}_\Omega$ поворачивается снизу вверх.

То есть при свипировании частоты в любую сторону, если вначале процесса вектор Блоха направлен вниз, то в конце процесса вектор Блоха будет направлен вверх.

Такой поворот вектора Блоха похож на результат воздействия на среду π импульса света. И действительно, поворот снизу вверх равен повороту на угол π вокруг оси 1. Но есть и отличие свипирования от воздействия π импульса света.

Разница в том, что свипирование частоты нечувствительно к амплитуде света. Результат свипирования не зависит от амплитуды светового поля, если амплитуда остается достаточно большой. Если же рассматривать воздействие на среду светового π импульса, то при увеличении амплитуды света вдвое π импульс света превращается в 2π импульс, результат воздействия которого на среду совсем другой (никакой).

Рассмотрим теперь, что будет происходить с вектором Блоха, если провести два свипирования с небольшой задержкой по времени.

Мы выяснили, что от направления свипирования результат не зависит, поэтому второе свипирование можно проводить в обратном направлении.

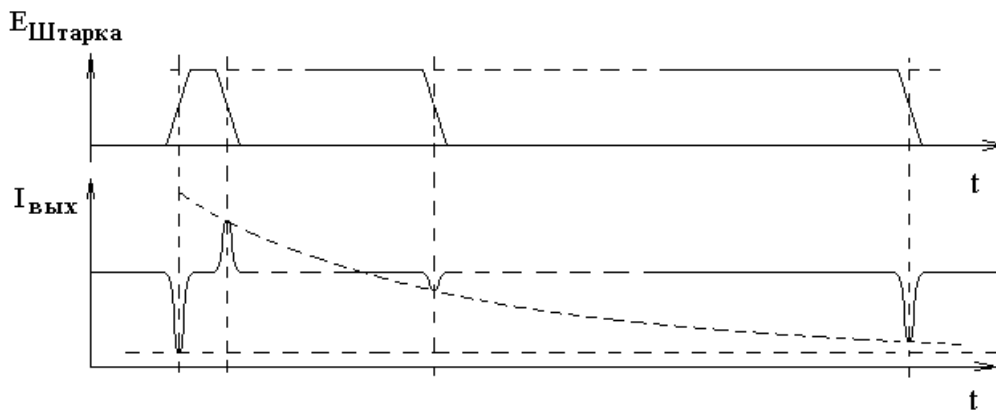
При первом свипировании вектор \vec{R}_Ω поворачивается снизу вверх, и вектор Блоха поворачивается вместе с ним. Пусть второе свипирование происходит сразу за первым без задержки по времени. Тогда при втором свипировании вектор \vec{R}_Ω поворачивается сверху вниз, и вектор Блоха возвращается вниз вместе с ним.

Если же второе свипирование произвести после значительной задержки по времени, то за время этой задержки вектор Блоха из состояния вверх может вернуться в обычное для него состояние вниз в результате релаксации. Первое свипирование будет забыто. В таком случае второе свипирование снова переводит вектор Блоха снизу вверх, а не сверху вниз, как при нулевой задержке между двумя свипированиями.

Свипирование удобно производить штарковским переключением частоты. Ниже на рисунке приведена оптическая схема эксперимента:



На следующем рисунке приведены две зависимости. Первая зависимость — это зависимость напряженности штарковского поля от времени с тремя вариантами временной задержки между двумя свипированиями. Вторая зависимость — это зависимость интенсивности света на приемнике, как функция времени.



На левом краю первого графика находится линейный рост штарковского поля $E_{\text{Штарка}}$, которое протягивает линию поглощения мимо неподвижной частоты генерации лазера. При этом для набора молекул с каждым значением лучевой скорости V_z в результате первого свипирования вектор Блоха переходит из состояния направленности вниз в состояние направленности вверх. Среда запасает энергию. Эта энергия забирается из проходящего среду светового поля. При этом мощность света на приемнике повторяет доплеровский контур линии поглощения.

Если второе свипирование происходит сразу после первого, то вектор Блоха возвращается сверху вниз. При этом среда отдает энергию, запасенную при первом свипировании, и свет усиливается. Зависимость интенсивности на выходе кюветы опять повторяет контур доплеровской линии поглощения, только вместо поглощения света происходит его усиление.

На рисунке приведены три возможных варианта времени второго свипирования.

Если второе свипирование происходит с большой задержкой, то вектор Блоха успевает вернуться вниз в результате релаксации безо всякого взаимодействия со светом. В этом случае второе свипирование снова переводит вектор Блоха снизу вверх, а среда поглощает свет.

При некоторой промежуточной длительности задержки между двумя свипированиями импульс в интенсивности света на выходе кюветы меняет знак.

Амплитуда этого импульса, как функция задержки между двумя свипированиями имеет вид:

$$S \sim (e^{-\gamma_1 \tau} + e^{-\gamma_2 \tau} - 1).$$

Измерение этой зависимости позволяет определить константы затухания γ_1 и γ_2 , а через них получить информацию о молекулярных столкновениях.

Запаздывающая оптическая нутация.

Амплитуда изменения интенсивности света для первого полупериода оптической нутации равна изменению интенсивности при ненасыщенном поглощении света. Это поглощение определяется разностью заселенностей двух уровней без светового поля:

$$S \sim (N_1^0 - N_2^0).$$

Амплитуду первого полупериода оптических нутаций S будем называть амплитудой оптических нутаций.

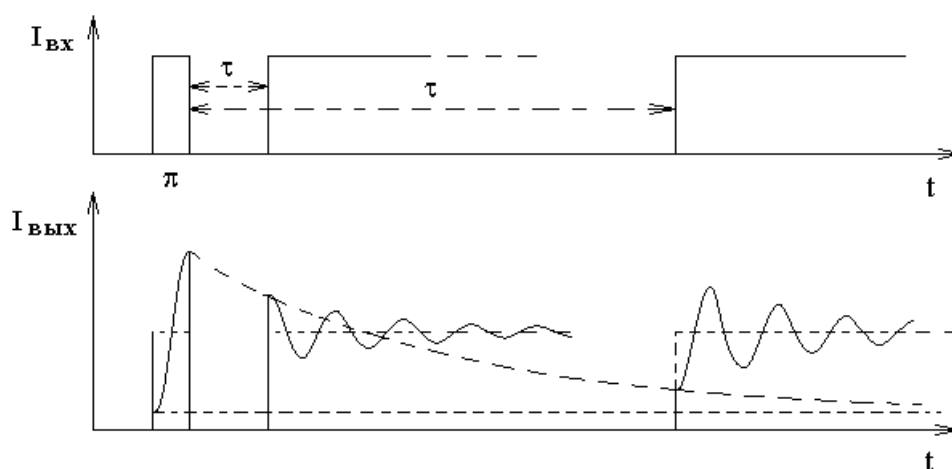
Если предварительно до начала нутаций изменить разность заселенностей $(N_1 - N_2)$, то пропорционально этой разности изменится и амплитуда нутаций.

Рассмотрим два варианта такого изменения и два соответствующих явления — явление двухимпульсной и явление одноимпульсной запаздывающей оптической нутации.

Для определенности приведем рисунки, поясняющие эти явления, при выполнении неравенства $R \ll kU$.

Двухимпульсная запаздывающая оптическая нутация.

В этом варианте предварительно перед ступенькой включения светового поля через среду пропускают π импульс света, который переводит вектор Блоха из состояния направленности вниз в состояние направленности вверх.



На верхнем рисунке после π импульса показаны два варианта задержки τ между π импульсом и ступенькой включения светового поля.

На нижнем рисунке показана зависимость интенсивности на выходе кюветы, как функция времени для этих же двух вариантов задержки τ . Интенсивность света на выходе кюветы во время π импульса искажена началом оптических нутаций.

Если задержка τ мала, то оптические нутации, возникающие после включения ступеньки интенсивности света, начинаются с отклонения вверх, а не вниз, как бы это было при обычной оптической нутации без предварительного π импульса света. Нутации просто продолжают с той фазы, в которой их застало временное выключение светового поля.

Иначе объяснить тот факт, что нутации начинаются в инвертированной полярности, можно тем, что предварительный π импульс света инвертирует заселенность среды, а амплитуда нутаций пропорциональна разности заселенностей.

Если задержка τ велика по сравнению со временем затухания вектора Блоха, то вектор Блоха после π импульса успевает снова вернуться к направлению вниз. В этом случае, как и обычная нутация, запаздывающая нутация начинается с отклонения вниз, но с несколько меньшей амплитудой.

Амплитуда двухимпульсной запаздывающей нутации имеет следующую зависимость от времени задержки τ между π импульсом света и ступенькой включения света:

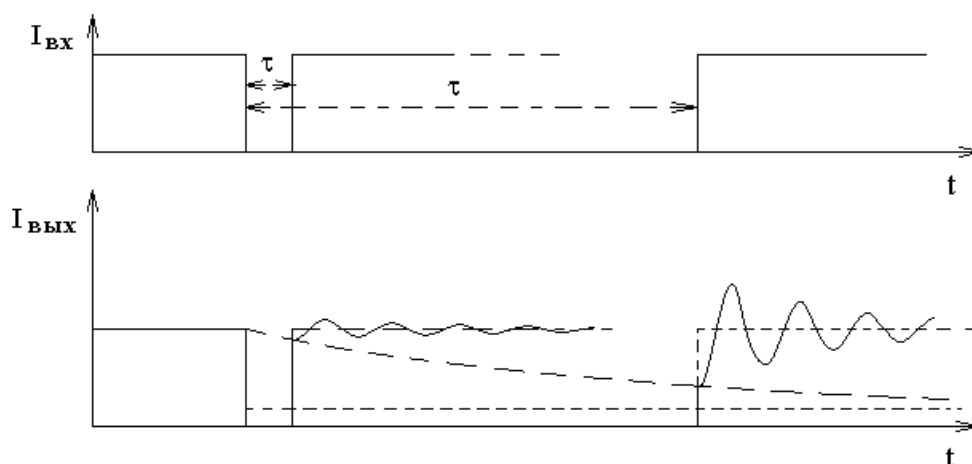
$$S \sim (e^{-\gamma_1\tau} + e^{-\gamma_2\tau} - 1).$$

Измерение этой зависимости на опыте позволяет определить величины скоростей затухания обоих уровней энергии γ_1 и γ_2 . Эти величины несут информацию о молекулярных столкновениях.

Одноимпульсная запаздывающая нутация.

В этом варианте наблюдения запаздывающей оптической нутации есть один импульс — это прямоугольный импульс выключения светового поля.

На нижеследующем рисунке рассмотрены варианты двух длительностей импульса выключения света:



Если длительность импульса выключения светового поля мала, то амплитуда оптических нутаций стремится к нулю, так как в предельном случае нет импульса выключения и нет нутаций.

При большой длительности импульса выключения света среда к моменту включения света успевает забыть, что ранее свет уже был. В таком случае наблюдаются оптические нутации практически с обычной амплитудой, как в случае ступеньки включения света без предварительной засветки.

Зависимость амплитуды нутаций от длительности импульса выключения света имеет вид:

$$S \sim (e^{-\gamma_1 \tau} + e^{-\gamma_2 \tau} - 2).$$

Измерение этой зависимости на опыте позволяет определить скорости затухания уровней γ_1 и γ_2 , которые несут информацию о молекулярных столкновениях.

Биения когерентного комбинационного рассеяния.

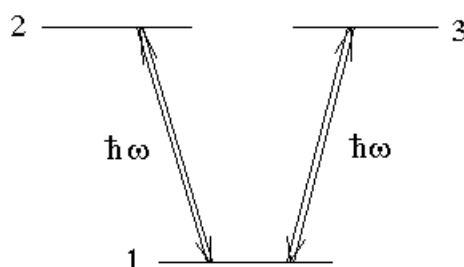
Рассмотрим оптическую схему опыта со штарковским переключением частоты:



Интересующий нас сигнал биений когерентного комбинационного рассеяния наблюдается в трехуровневой схеме с общим нижним или общим верхним уровнем энергии.

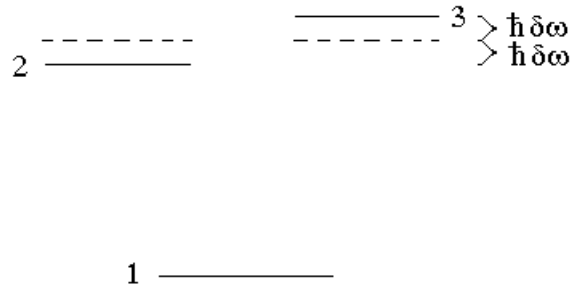
Рассмотрим схему с общим нижним уровнем энергии.

Пусть без штарковского поля два верхних уровня энергии вырождены:



Мощное лазерное излучение с частотой ω осуществляет оптическую накачку уровней энергии 2 и 3.

Пусть при штарковском переключении частоты уровни 2 и 3 сдвигаются в разные стороны на одинаковую величину $\hbar\delta\omega$, и пусть уровень 1 не сдвигается:



В интенсивности света на приемнике излучения после штарковского переключения частоты наблюдаются три сигнала разной природы.

1). Оптические нутации.

Обычно оптические нутации наблюдаются при включении светового поля.

Частоты переходов ω_{21} и ω_{31} изменяются при включении штарковского поля. До включения штарковского поля оба перехода взаимодействовали с набором молекул с одной лучевой скоростью V_z :

$$\Omega = 0 \quad \Rightarrow \quad \omega - kV_{z_{\text{старое}}} - \omega_{21_{\text{старое}}} = 0 \quad \Rightarrow$$

$$V_{z_{\text{старое}}} = \frac{\omega - \omega_{21_{\text{старое}}}}{k}.$$

После включения штарковского поля частоты переходов ω_{21} и ω_{31} сдвигаются в разные стороны, и со световым полем начинают взаимодействовать два новых набора молекул:

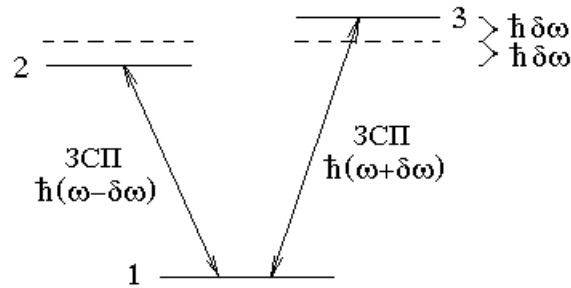
$$V_{z_{\text{новое}}} = \frac{\omega - \omega_{21_{\text{новое}}}}{k} \quad \text{и} \quad V_{z_{\text{новое}}} = \frac{\omega - \omega_{31_{\text{новое}}}}{k}.$$

Для этих двух наборов световое поле включается, следовательно, на этих наборах наблюдаются сигналы оптических нутаций.

2). Затухание свободной поляризации.

Для набора молекул с лучевой скоростью $V_{z_{\text{старое}}} = \frac{\omega - \omega_{21_{\text{старое}}}}{k}$ световое поле выключается. Следовательно, на этом наборе молекул должен наблюдаться сигнал ЗСП.

Для этого набора световое поле выключается, а раскачанные полем диполи молекул остаются и продолжают излучать. Только эти диполи излучают на новых частотах $\omega_{21_{\text{новое}}} = \omega - \delta\omega$ и $\omega_{31_{\text{новое}}} = \omega + \delta\omega$.



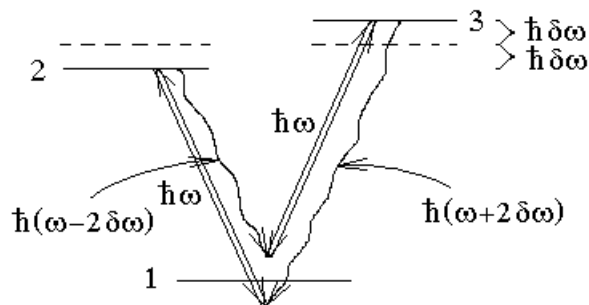
Вместе с излучением сигналов ЗСП на частотах $\omega - \delta\omega$ и $\omega + \delta\omega$ на приемник попадает лазерное излучение с частотой ω . Наличие лазерного излучения с частотой ω приводит к так называемому гетеродинному приему слабых сигналов ЗСП. В результате гетеродинного приема фототок приемника имеет полезный сигнал на частоте биений $\delta\omega$ слабого оптического сигнала ЗСП $\omega \pm \delta\omega$ и сильного опорного оптического сигнала лазерного поля ω .

Сигнал ЗСП быстро затухает примерно за то же время $\frac{1}{R}$, что и сигнал оптических нутаций.

3). Биения когерентного комбинационного рассеяния.

Это новый для нас сигнал, который затухает гораздо медленнее, чем ЗСП и оптические нутации.

Сильное лазерное поле разрешает двухфотонные переходы, в которых первый фотон — это фотон спонтанного излучения, а второй фотон — поглощение света из сильной лазерной волны. Эти двухфотонные переходы представлены на нижеследующем рисунке:



Как видно из рисунка, частоты фотонов спонтанных излучений, которые участвуют двухфотонных процессах равны $\omega - 2\delta\omega$ и $\omega + 2\delta\omega$.

Гетеродинный прием этого спонтанного излучения на частотах $\omega - 2\delta\omega$ и $\omega + 2\delta\omega$ с опорным излучением на частоте ω создает фототок приемника на частоте $2\delta\omega$.

Рассматриваемые двухфотонные переходы не уменьшают суммарной заселенности уровней 2 и 3, поэтому двухфотонные переходы продолжают в течение всего времени затухания $\frac{1}{\gamma}$ уровней энергии 2 и 3. Это время гораздо

больше времени $\frac{1}{R}$ затухания ЗСП и оптических нутаций.

Регистрируемый фототок называют сигналом биений когерентного комбинационного рассеяния. Фототок затухает, как

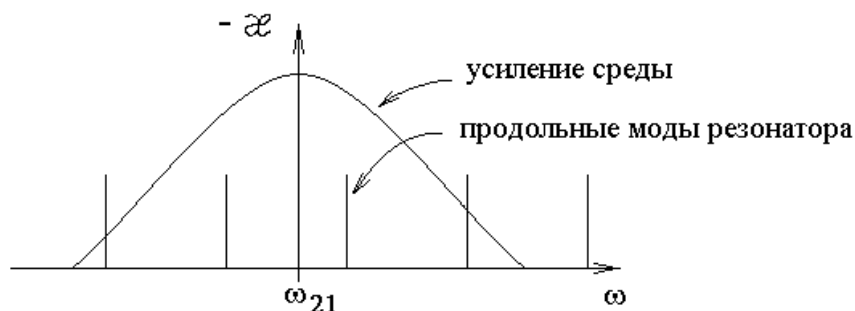
$$S \sim \left(e^{-\gamma_2 t} + e^{-\gamma_3 t} \right), \text{ где } \gamma_2 = \gamma_3.$$

Нелинейная комб-спектроскопия высокого разрешения.

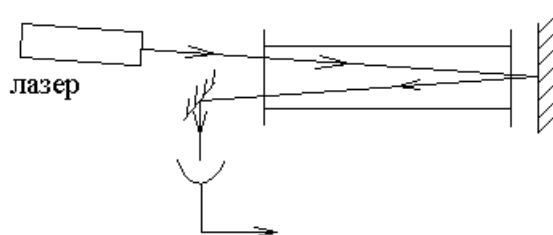
1 Иванов В С , Пулькин С А , Фрадкин Э Е , Кузьмин А И Нелинейные резонансы в спектре поляризации и восприимчивости двухуровневой атомной системы в трехмодовом световом поле // Вестник СПбГУ Сер.4, 2007, Вып.3, С.125-129.

2. Рустамаева Т.О., Савельева С.В., Уварова С.В., Калиничев А.А., Пулькин С.А. Метод бездоплеровской комб-спектроскопии на примере биомаркера окиси азота NO. IX Международная конференция молодых ученых и специалистов "Оптика – 2015", 12-16 октября 2015 года, Санкт-Петербург, Россия.

Идея состоит в том, чтобы использовать в спектроскопии насыщения поглощения встречные волны излучения импульсного лазера в режиме генерации периодических импульсов с частотой межмодового интервала продольных мод лазера. Периодические импульсы раскладываются в ряд Фурье в виде спектра равноотстоящих частотных линий с межмодовым частотным интервалом.



Рассмотрим традиционную схему спектроскопии насыщения поглощения, в которой излучение лазера проходит кювету с газом низкого давления, отражается зеркалом, проходит кювету с газом во встречном направлении и попадает на приемник излучения. Только рассматривается излучение импульсного лазера. Регистрируется резонансное увеличение мощности на приемнике при изменении несущей частоты лазерных импульсов.

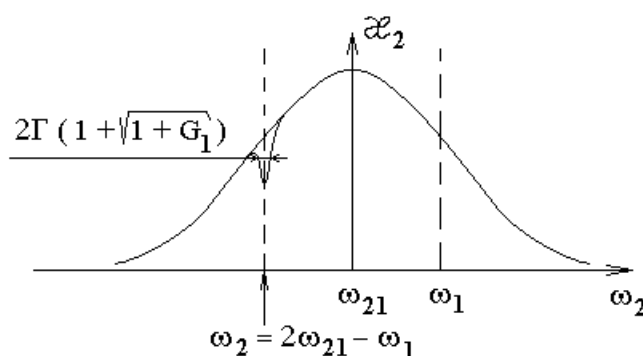


Для наблюдения спектрально узких резонансов насыщения поглощения световое поле не должно быть слишком сильным.

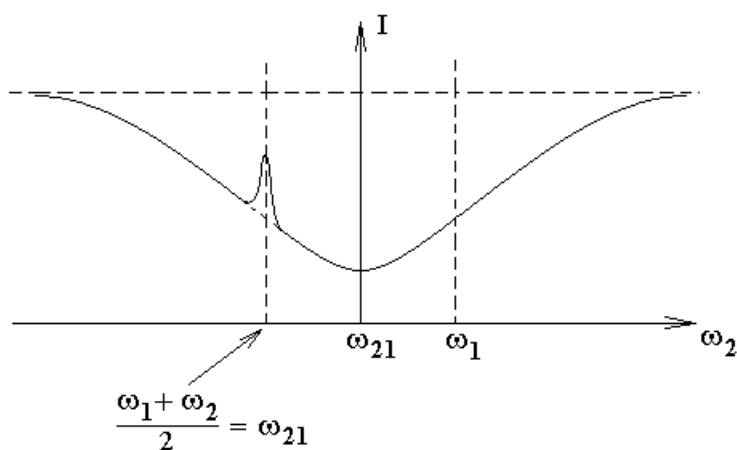
Можно считать, что излучение каждой частоты присутствует непрерывно. В таком случае резонанс насыщения поглощения будет наблюдаться в двух случаях.

1. Центр линии поглощения находится ровно посередине между двумя соседними продольными модами генерации лазера. В спектроскопии насыщения поглощения встречных световых волн разных частот резонанс образуется, когда полусумма частот встречных волн совпадает с центром линии поглощения газа.

При фиксированной частоте одной из встречных волн ω_1 коэффициент поглощения второй волны, как функция ее частоты ω_2 имеет следующий вид.



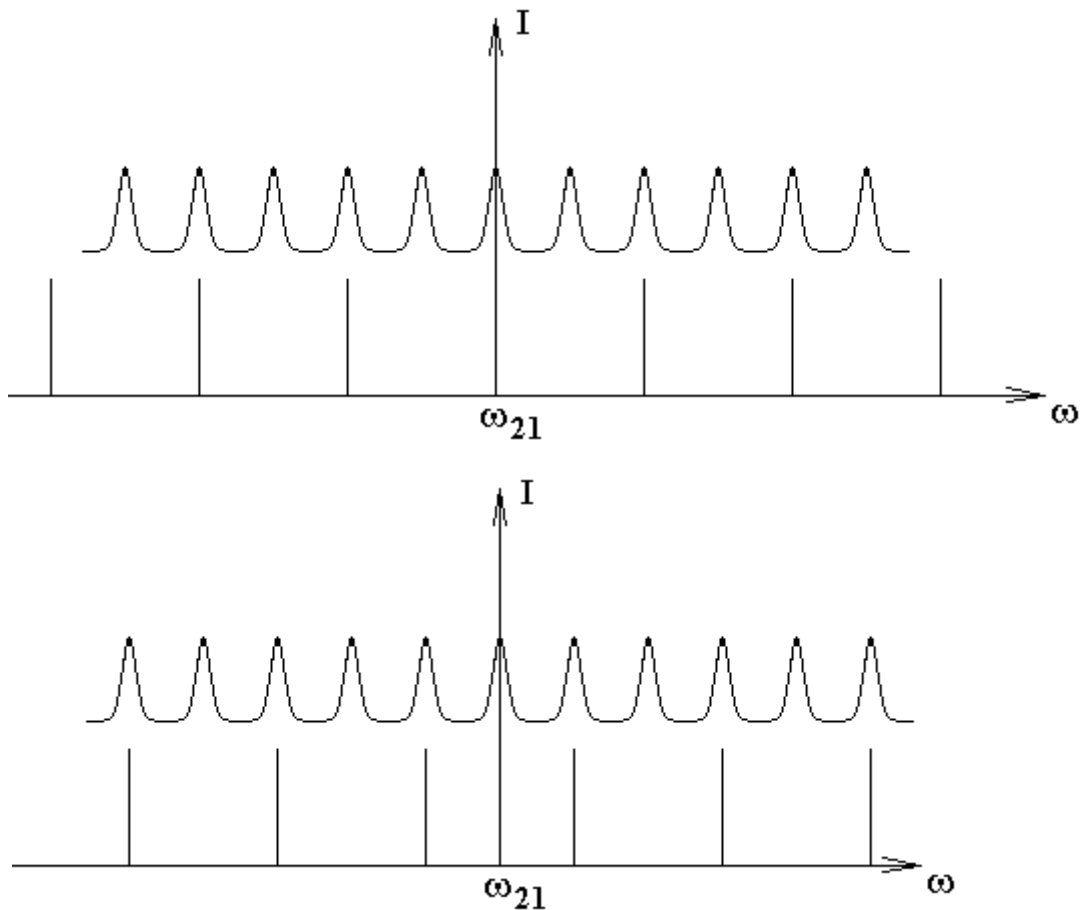
Мощность второй волны на приемнике излучения после прохождения кюветы имеет следующий вид.



В многомодовом случае каждая пара симметрично расположенных относительно центра линии поглощения мод генерации будет участвовать в формировании одного и того же резонанса во встречных световых волнах.

Поскольку в формировании сигнала участвуют все моды, при изменении несущей частоты импульса сигнал на приемнике будет меняться периодически с периодом равным межмодовому интервалу.

Если учесть оба механизма формирования резонанса насыщения поглощения встречных волн, то при изменении несущей частоты лазерного импульса резонансы будут регистрироваться вдвое чаще частотного расположения продольных мод.



На рисунках приведена зависимость мощности на приемнике света, как функция несущей частоты спектрального комба — гребенки разрешенных продольных мод импульсного лазера. Гребенка двигается по горизонтальной оси вместе с точкой на графике зависимости мощности на приемнике. Максимумы мощности на приемнике соответствуют симметричным расположениям мод, как это изображено на двух графиках.

Вопросы к экзамену для качественного рассмотрения без математических выкладок.

1. Провал и пик Беннетта. Светоиндуцированный дрейф и разделение изотопов.
2. Резонанс насыщения поглощения. При каких условиях ширина резонанса много меньше доплеровской ширины линии поглощения? Оптическая развязка.
3. Лазерное охлаждение. Радиационное давление, оптическая патока. Чем определяется предел охлаждения?
4. Резонанс плотности возбужденных частиц. Почему резонансно уменьшается плотность возбужденных частиц? Оптикогальванический метод регистрации.
5. Фемтосекундный (титан-сапфировый) лазер. Синхронизация мод, наведенная светом линза, изменение длительности импульса диафрагмированием луча. Измерение длительности импульса. Чипирование импульса.

6. Резонанс двухфотонного поглощения без доплеровского уширения. Объяснить форму сигнала в виде суммы широкого и узкого контуров. В чем разница между каскадным и двухфотонным возбуждением? Когда каскадным возбуждением можно пренебречь по сравнению с двухфотонным возбуждением?

7. СРТ-резонанс (КПН — резонанс когерентного пленения населенности). В зависимости чего от чего наблюдается резонанс. Почему СРТ-резонансы очень узкие.

8. Физический смысл компонент вектора Блоха. Два смысла первых двух компонент.

9. Динамический эффект Штарка или эффект Штарка в световом поле. Сдвиг уровней в слабом поле. Расщепление уровней и правила отбора в сильном поле. Объяснить расщепление уровней.

10. Оптические нутации, частота нутаций. Объяснить причину быстрого спада амплитуды пульсаций интенсивности.

11. Затухание свободной поляризации. Почему сигнал затухает быстрее, чем затухает излучение одной молекулы? Сверхизлучение.

12. Площадь светового импульса. Пи-пополам, пи, 2-пи импульсы. Самоиндуцированная прозрачность.

13. Двухимпульсное фотонное эхо. Объяснить возникновение сигнала эха.

14. Трехимпульсное фотонное эхо. Объяснить эхо эха и индуцированное эхо.

15. Цуг эха Карра-Парселла. Соотношение площадей импульсов и задержек между импульсами.

16. Быстрое адиабатическое прохождение. Отличие и сходство с пи-импульсом. Что наблюдается в эксперименте?

17. Запаздывающая оптическая нутация (двухимпульсная и одноимпульсная).

18. Биения когерентного комбинационного рассеяния. Рассмотреть три сигнала в реальной схеме эксперимента.