

# Описание лабораторной работы «Генерация второй гармоники излучения фемтосекундного лазера»

## Введение

Лазерные системы, генерирующие фемтосекундные импульсы ближнего ИК, видимого и УФ диапазона получили широкое распространение в экспериментальной физике и для технологических применений в конце прошлого века. Область их применения простирается от создания и коммутации сверхбыстрых полупроводниковых устройств до субмикронных методов обработки и модификации различных материалов, они применяются также для стимуляции и управлением химическими реакциями, для решения современных задач в медицине, в частности, в офтальмологии и нейрохирургии.

Если ограничиться собственно физическими приложениями, ультракороткие импульсы фемтосекундной длительности открывают возможность изучать сверхбыстрые релаксационные процессы в микрочастицах и также исследовать особенности взаимодействия лазерного излучения с веществом при ранее недостижимых сверхвысоких интенсивностях лазерных световых полей. Возможность достижения напряженности светового поля, превосходящей напряжённость внутриатомных и внутримолекулярных полей требует развития нового подхода к описанию взаимодействия света с веществом, при котором малым возмущением является поле, удерживающее валентный электрон в атоме или молекуле, а не световое поле лазерного импульса. При этом открываются новые пути исследования атомных и молекулярных систем, поскольку при этом становится возможным получать импульсы ВУФизлучения и потоки свободных электронов с характерной длительностью порядка сотен аттосекунд ( $10^{-16}$  с). Подобные сверхкороткие импульсы позволяют исследовать сверхбыструю динамику релаксационных процессов в больших молекулах, процессы заполнения вакансий во внутренних оболочках тяжёлых атомов, что позволяет надеяться на получение новой информации о ходе Оже-процессов, о механизме протекания сверхбыстрых биохимических реакций, таких, как, например, процесс фотосинтеза и т.п.

Изучение нелинейных эффектов, вызванных воздействием на вещество ультракоротких лазерных импульсов, целесообразно начинать с наиболее общих и широко используемых нелинейных эффектов, одним из которых является генерация второй гармоники.

## Теория эффекта

Из наиболее общих соображений все нелинейные явления могут быть охарактеризованы как проявления нарушения принципа суперпозиции оптических электромагнитных полей.

Рассмотрение нелинейных явлений может быть проведено на нескольких «уровнях строгости». Простейшее описание дается на основе классических представлений, в которых движение электрона в атоме и взаимодействие с полем описываются классическими уравнениями Ньютона и Максвелла. Более строгое описание подразумевает использование квантовой механики для поведения атома и классических уравнений для поля.

Для работы в рамках классической физики, используем модель атома Томсона, состоящую в том, что положительный заряд размазан по сфере некоторого радиуса, а в центре сферы расположен электрон. Напряженность электрического поля положительного заряда в этом случае линейно растет от центра к краю сферы, а действующая на электрон сила удовлетворяет закону Гука

$$F(x) = -kx$$

Тогда потенциальная энергия электрона в атоме равна

$$U(x) = \frac{kx^2}{2}$$

Вне сферы атома потенциальная энергия электрона равна (по закону Кулона).

$$U = -\frac{e^2}{\varepsilon_0 x}$$

Выражение для  $k$  можно найти из условия совпадения сил на границе атома. За границу атома целесообразно принять первый боровский радиус  $a_0$

$$kx = \frac{e^2}{x^2}$$

$$x = a_0$$

$$k = \frac{e^2}{a_0^2}$$

Линейная аппроксимация силы имеет право на существование, пока электрон находится внутри сферы. При достаточно большой силе воздействия со стороны внешнего поля, электрон может покинуть пределы сферы. Потенциал перестанет быть гармоническим.

Для малых отклонений от гармонического, потенциал может быть разложен в ряд:

$$U(x) = \frac{kx^2}{2} + \frac{dx^3}{3} + \frac{gx^4}{4} + \dots$$

Возвращающая сила в таком случае перестает быть линейной:

$$F(x) = -kx - dx^2 - gx^3 - \dots \quad (1)$$

Второе слагаемое в приведенном разложении для потенциальной энергии, кубичное по смещению  $x$ , соответствует несимметричному потенциалу и реализуется лишь в кристаллах, лишенных центра симметрии.

Очевидно, что вынужденные колебания электрона в такой несимметричной потенциальной яме под действием гармонической внешней силы будут также несимметричными.

Запишем уравнение, описывающее движение электрона внутри сферы:

$$m\ddot{x} = F_{mp} + F_{ynp} - eE(t)$$

$F_{mp}$  - сила вязкого трения, вызывающая затухание, пропорциональная скорости.  $F_{ynp}$  - возвращающая сила, определяемая в линейном случае законом Гука, а в нелинейном – формулой (1). Тогда в линейном случае уравнение движения выглядит как

$$\ddot{x} + \gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = -\frac{e}{m} E(t) \quad (2)$$

Здесь  $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$  суть резонансная частота,  $m$  - масса электрона,  $\gamma$  - коэффициент

затухания,  $x$  - смещение электрона из положения равновесия.

В нелинейном случае это уравнение получает дополнительные члены

$$\ddot{x} + \gamma\dot{x} + \omega_0^2 x + \frac{d}{m} x^2 + \frac{g}{m} x^3 + \dots = -\frac{e}{m} E(t)$$

Напряженность поля имеет гармонический вид:

$$E(t) = E_0 \cos(\omega t + \varphi_0) = \frac{\tilde{E}}{2} e^{i\omega t} + \frac{\tilde{E}^*}{2} e^{-i\omega t}, \quad \tilde{E} = E_0 e^{i\varphi}$$

При включении поля электрон начнет колебаться с частотами  $\omega$  и  $\omega_0$ . Из-за затухания колебания на резонансной частоте  $\omega_0$  прекратятся.

Решение линейного уравнения (2) для установившихся вынужденных колебаний, как известно из теории решения дифференциальных уравнений, ищется в виде:

$$x(t) = \frac{\tilde{x}}{2} e^{i\omega t} + \frac{\tilde{x}^*}{2} e^{-i\omega t}$$

Подставляя в (2), получим

$$-\frac{\tilde{x}}{2} (-\omega^2 + i\omega\gamma + \omega_0^2) e^{i\omega t} + \frac{\tilde{x}^*}{2} (-\omega^2 - i\omega\gamma + \omega_0^2) e^{-i\omega t} = -\frac{eE}{2m} e^{i\omega t} + \text{к.с.}$$

Тогда решение уравнения (2)

$$\tilde{x} = \frac{e\tilde{E}}{m(-\omega^2 + i\omega\gamma + \omega_0^2)}$$

Из-за наличия в знаменателе выражения для амплитуды смещения электрона из положения равновесия члена  $i\omega\gamma$ , появляется сдвиг фазы между возмущающим полем и колебаниями электрона.

Для описания процессов излучения электромагнитных волн в классическом приближении рассматривается поведение диполей, поэтому от величины смещения электрона нужно перейти к вычислению дипольных моментов.

Дипольный момент колеблющегося электрона по определению равен:

$$\mu = -ex$$

Поляризация среды, определяемая как суммарный дипольный момент единицы объема:

$$P = N\mu = \varepsilon_0 \chi E$$

Где  $N$  – концентрация атомов.

При учете первого нелинейного члена разложения :

$$\ddot{x} + \gamma\dot{x} + \omega_0^2 x + \frac{d}{m} x^2 = -\frac{e\tilde{E}}{2m} e^{i\omega t} + \text{к.с.} \quad (3)$$

В установившемся случае нужно искать решение как сумму колебаний на частотах  $\omega$  и  $2\omega$ .

$$x(t) = \frac{\tilde{x}_1}{2} e^{i\omega t} + \frac{\tilde{x}_1^*}{2} e^{-i\omega t} + \frac{\tilde{x}_2}{2} e^{i2\omega t} + \frac{\tilde{x}_2^*}{2} e^{-i2\omega t}$$

Подставляя это решение в уравнение (3), и приравнявая коэффициенты при соответствующих экспонентах, получаем:

$$-\frac{\tilde{x}_1}{2} (-\omega^2 + i\omega\gamma + \omega_0^2) e^{i\omega t} + \frac{d\tilde{x}_2\tilde{x}_1^*}{4m} e^{-i\omega t} = -\frac{eE}{2m} e^{i\omega t} \quad (4)$$

$$-\frac{\tilde{x}_2}{2} (-4\omega^2 + 2i\omega\gamma + \omega_0^2) e^{i2\omega t} + \frac{d\tilde{x}_1^2}{4m} e^{i2\omega t} = 0 \quad (5)$$

если положить, что

$$\left| \tilde{x}_2 \frac{d}{m} \right| \ll \left| -\omega^2 + 2i\omega\gamma + \omega_0^2 \right| \quad (6)$$

или, что почти то же для нерезонансных процессов, каковым и является процесс генерации второй гармоники в прозрачных кристаллах:

$$\left| \tilde{x}_2 \frac{d}{m} \right| \ll \omega_0^2 \quad (7)$$

Тогда из (4) следует, что

$$\tilde{x} = \frac{e\tilde{E}}{m(-\omega^2 + i\omega\gamma + \omega_0^2)}$$

подставляя это в (5), получим:

$$-\frac{\tilde{x}_2}{2}(-4\omega^2 + 2i\omega\gamma + \omega_0^2) = -\frac{d}{m^3} \frac{e^2 \tilde{E}^2}{(-\omega^2 + i\omega\gamma + \omega_0^2)}$$

$$-\frac{\tilde{x}_2}{2}(-4\omega^2 + 2i\omega\gamma + \omega_0^2) = -\frac{de^2 \tilde{E}^2}{2m^3(-\omega^2 + i\omega\gamma + \omega_0^2)(-4\omega^2 + 2i\omega\gamma + \omega_0^2)}$$

Получаем, что амплитуда второй гармоники квадратична по полю. Выражение для поляризации в таком случае:

$$P = Nd = \varepsilon_0(\chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2)$$

Добавив третье слагаемое в выражение для возвращающей силы, можно найти нелинейную восприимчивость третьего порядка.

Вместо выполнения неравенств (6) или (7) можно потребовать сходимости ряда

$$P = \varepsilon_0(\chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots) \quad (8)$$

Поскольку рассматриваемая поляризация атомов создается под действием внешнего оптического поля, накладываемого на внутриатомное поле, то разложение (8) можно представить как разложение по малому параметру, который можно грубо оценить как

$$\frac{E}{E_a}$$

где  $E_a$  обозначено внутриатомное поле.

Тогда условие сходимости ряда (8) можно записать как:

$$\chi^{(n+1)} = \frac{\chi^{(n)}}{E_a}$$

Первый член в разложении  $P$  отвечает за однофотонное поглощение и преломление, второй – за оптическое выпрямление и генерацию второй гармоники, третий – за самофокусировку и т.д.

Проведем некоторые численные оценки

Для того, чтобы судить о скорости сходимости нашего ряда, надо сравнить  $E$  с напряженностью внутриатомного поля  $E_a$ , определяющего степень связи атомов или молекул в веществе. Величину  $E_a$  можно подсчитать по закону Кулона:

$$E_a = \frac{e}{r_0}$$

Где  $r_0$  - характерный радиус электронной орбиты.

Подставляя  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл и  $r_0 = 5,3 \cdot 10^{-11}$  м, получаем  $E_a \approx 10^9$  В/см, что является максимальной величиной внутриатомного поля, определяющего силу связи, действующего на оптический электрон в атоме водорода. В конденсированных средах, и особенно в полупроводниках, где внешние (оптические) электроны экранированы,  $E_a$  значительно слабее и составляет  $10^7 - 10^8$  В/см.

Сравним с  $E_a$  напряженность электрического поля световой волны, излучаемой неодимовым лазером в режиме свободной генерации. В этом режиме интенсивность излучения в импульсе составляет несколько киловатт на квадратный сантиметр в несфокусированном пучке диаметром порядка 1 см. Для связи интенсивности лазерного излучения, выраженной в ваттах на квадратный сантиметр с напряженностью электрического поля световой волны в вольтах на сантиметр, используем оценочную формулу:

$$I = \langle EH \rangle = \frac{1}{\mu_0} \tilde{E}\tilde{B} = \frac{1}{\mu_0 c} \tilde{E}^2 \approx \frac{1}{400} \tilde{E}^2$$

Тогда

$$\tilde{E}(\text{В/см}) \approx 20\sqrt{I}(\text{Вт/см}^2)$$

Формула для интенсивности приведена из расчета на циркулярную поляризацию волны, тильдами обозначены вещественные амплитуды полей.

Нетрудно вычислить, что приведённому в вышеуказанном примере значению интенсивности  $I \approx 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> соответствует напряженность электрического поля порядка  $10^3$  В/см, что значительно меньше внутриатомного поля, и приближение линейной оптики выполняется с высокой степенью точности. Однако приведённое значение интенсивности лазерного излучения является скорее нижней границей, чем верхним пределом, что показывает следующий пример. Импульсное излучение фемтосекундного лазера Пульсар-10, который будет использован, как источник излучения при выполнении данной лабораторной работы имеет следующие параметры: длина волны – 790 нм, средняя мощность задающего генератора – 0,8Вт, частота следования импульсов задающего генератора определяется временем прохода импульса внутри резонатора и составляет 80МГц. Нетрудно сосчитать, что энергия каждого импульса задающего генератора составляет  $10^{-8}$  Дж, т.е., всего лишь 10 наноджоулей. Однако длительность импульса весьма мала и составляет лишь 20 фемтосекунд, т.е.  $2 \cdot 10^{-14}$  с, поэтому пиковая мощность достигает 500 кВт/см<sup>2</sup>.

При использовании же двухкаскадного усилителя лазерной системы Пульсар-10 энергия каждого отдельного импульса увеличивается до 10 мДж (при этом частота повторения импульсов ограничивается параметрами усиливающей системы на уровне 10Гц). Нетрудно сосчитать, что пиковая мощность излучения импульсов системы Пульсар-10 после усиления составляет 50 ГВт, а напряженность электрического поля световой волны в несфокусированном пучке, диаметр которого равняется 1см, достигает значения  $5 \cdot 10^6$  В/см, что уже всего в 200 раз меньше напряженности внутриатомного поля. Если же повысить интенсивность, фокусируя лазерное излучение с помощью короткофокусной линзы, то возможно собрать свет в фокальной плоскости в пятно с поперечным сечением, определяемым соотношением неопределённости Гейзенберга для фотонов с минимальными размерами порядка длины волны излучения, то, как нетрудно показать, максимально достижимое значение интенсивности лазерного излучения в фокальной плоскости будет составлять не менее  $5 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, что соответствует значениям напряженности поля световой волны порядка  $5 \cdot 10^{10}$  В/см, что более чем на порядок превосходит напряженность внутриатомного поля.

В данной работе мы будем использовать для получения второй гармоники сфокусированное излучение импульсов задающего генератора установки Пульсар-10, поэтому напряжённость поля лазерного излучения не превосходит характерного значения внутриатомного поля, и для описания эффектов взаимодействия света с

веществом можно использовать методы теории возмущений, в которой нелинейная поляризация вещества

представляется в виде разложения по степеням возмущающего светового поля.

Проведя численные оценки, рассмотрим свойства, которыми должны обладать среды, в которых можно наблюдать нелинейные эффекты.

Как уже указывалось, нелинейные эффекты второго порядка, а, в частности, генерацию второй гармоники, могут наблюдаться только в веществах неизотропных и не имеющих центра симметрии. Действительно, когда вещество изотропно или имеет центр инверсии, при изменении направления приложенного электрического поля  $E$  поляризация  $P$  должна менять знак. Чтобы удовлетворить этому требованию, члены, содержащие четные степени в уравнении (8), должны отсутствовать, что приведет к исчезновению эффектов второго порядка.

Рассмотрим идеальный случай, когда плоская волна излучения основной частоты проходит через безграничный слой кристалла толщиной  $l$  (рис. 1). Обозначим поляризацию на частоте  $2\omega$  через  $P_{2\omega}$  и будем искать выражение для интенсивности излучения на выходной поверхности кристалла.

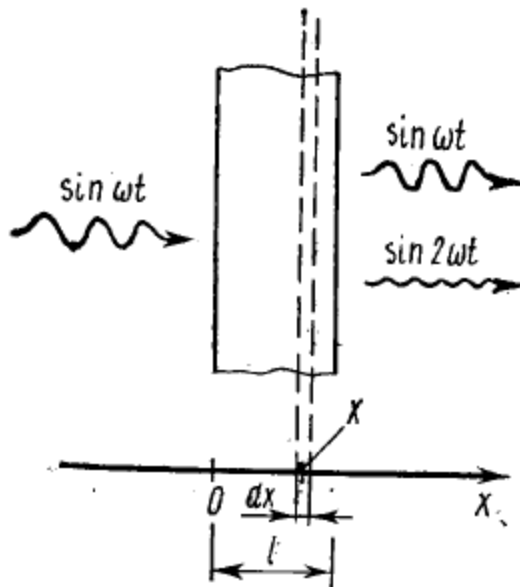


Рис.1 К расчету электрического поля второй гармоники.

Электрическое поле в кристалле на основной частоте есть

$$E = E_0 \cos(k_1 x - \omega t)$$

и согласно (8)

$$P_{2\omega} = E_0 \cos(2k_1 x - 2\omega t) \quad (9)$$

Важно отметить, что волна поляризации на частоте  $2\omega$  распространяется с той же фазовой скоростью, что и основная волна

$$v_\phi = \frac{2\omega}{2k_1} = \frac{\omega}{k_1}$$

а световая волна второй гармоники, черпающая энергию из волны поляризации на частоте  $2\omega$  распространяется с фазовой скоростью, определяемой дисперсией среды:

$$v_{\phi 2\omega} = \frac{\omega}{k_2}$$

Где  $k_2$  – волновой вектор излучения второй гармоники внутри кристалла. Это приводит к рассогласованию процесса перекачки энергии из волны нелинейной поляризации в световую волну второй гармоники после прохождения определённого расстояния в нелинейном кристалле, задаваемого т.н. длиной когерентности. Количественно описать процесс рассогласования можно следующим образом. Поле на удвоенной частоте на выходной поверхности кристалла, излучаемое элементом толщины  $dx$ , пропорционально поляризации на удвоенной частоте, тогда, согласно (9)

$$dE_{2\omega} \sim \cos(2k_1x - 2\omega t + k_2(l-x))dx$$

Где добавка фазы  $k_2(l-x)$  появляется при распространении волны от точки  $x$  до внешней границы. Тогда суммарное поле на внешней границе есть интеграл

$$\begin{aligned} \int_0^l dE_{2\omega} &\approx \frac{1}{2k_1 - k_2} \sin((2k_1 - k_2)x - 2\omega t + k_2l) \Big|_0^l = \\ &= \frac{2}{2k_1 - k_2} \sin\left[\frac{l}{2}(2k_1 - k_2)\right] \cos\left[lk_1 + l\frac{k_2}{2} - 2\omega t\right] \end{aligned}$$

Тогда интенсивность волны на удвоенной частоте пропорциональна

$$I_{2\omega} \approx \left[ \frac{\sin\left[\frac{l(2k_1 - k_2)}{2}\right]}{(2k_1 - k_2)} \right]^2 = \left[ \frac{\sin\left[\frac{2\pi l(n_1 - n_2)}{\lambda}\right]}{2\pi(n_1 - n_2)} \right]^2$$

Здесь  $n_1$  и  $n_2$  – коэффициенты преломления на основной и удвоенной частотах,  $\lambda$  – длина волны основной волны в вакууме. В последнем равенстве использовано то, что длина волны в вакууме излучения на удвоенной частоте в два раза меньше длины волны на основной.

Важным следствием этого выражения является то, что при  $n_1 = n_2$  интенсивность на выходной поверхности кристалла растет прямо пропорционально  $l$ . Таким образом, увеличивая длину кристалла  $l$ , можно достичь значительного коэффициента преобразования основной волны в волну второй гармоники.

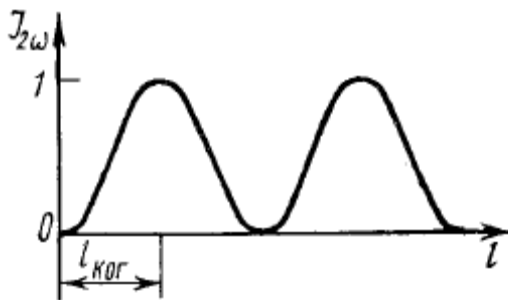


Рис.2. Зависимость интенсивности второй гармоники внутри кристалла от координаты вдоль направления распространения взаимодействующих волн.

Однако при наличии дисперсии  $n_1 \neq n_2$  ход зависимости интенсивности второй гармоники от длины кристалла имеет вид биений (рис.2), а максимально возможная интенсивность такая, какая может быть получена в кристалле с характерной длиной, называемой когерентной длиной.

$$l_{\text{ког}} = \frac{\lambda}{2(n_{2\omega} - n_{\omega})} \quad (10)$$

Эта длина в оптически прозрачных кристаллах достигает приблизительно до 20 длин волн. Таким образом, когерентная длина оказывается значительно меньше длины кристаллов (обычно несколько сантиметров), которые могли бы быть использованы для получения интенсивного излучения второй гармоники. Выход из этого положения может быть найден при использовании на основной частоте и на второй гармонике волн различной поляризации в двулучепреломляющих одноосных кристаллах.

В таких кристаллах можно выбрать направление распространения, для которого показатель преломления, например, для обыкновенного луча основной частоты, равен показателю преломления необыкновенного луча второй гармоники.

На рис.3 показано сечение эллипсоидов показателей преломления для отрицательного одноосного кристалла (оптическая ось обозначена через  $z'$ ).

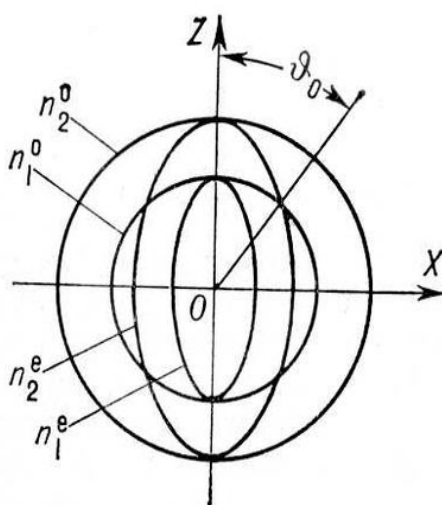


Рис. 3. Сечение поверхностей показателя преломления обыкновенной и необыкновенной волн на частоте основной и второй гармоники для отрицательного одноосного кристалла.

Для него на данной фиксированной частоте  $n_e < n_o$ . Именно таким кристаллом является кристалл KDP (дигидрофосфат калия), применяемый в настоящей лабораторной работе. Как видно из рис.3, угол синхронизма определяется направлением, для которого коэффициент преломления обыкновенного луча основной гармоники совпадает с соответствующим коэффициентом для необыкновенного луча второй гармоники. Для этого направления когерентная длина (10) обращается в бесконечность и интенсивность второй гармоники квадратично растёт вдоль длины нелинейного одноосного кристалла.

#### Описание установки

Экспериментальная установка для наблюдения генерации второй гармоники состоит из:



1. Фемтосекундного лазера (расположенного в чистом помещении за стенкой). Излучение лазера выведено в учебную лабораторию.
2. Фокусирующей линзы.
3. Кристалла KDP на поворотном столике с отсчетным лимбом.
4. Спектрометра с выводом информации на компьютер.

Отчет должен содержать

1. Оптическую схему установки
2. Запись спектра основной гармоники лазера без кристалла.
3. Измерение полуширины линии генерации на основной гармонике и оценку длительности импульса, исходя из измеренной полуширины.
4. Запись спектра второй гармоники в максимуме излучения.
5. Оценки длительностей импульса генерации лазера и второй гармоники по ширине соответствующих спектров.
6. График зависимости длины волны второй гармоники и провала в спектре основной гармоники от угла поворота кристалла относительно положения, в котором наблюдается максимум интенсивности второй гармоники. Объяснение этой зависимости.

Приложение

### **Методы получения фемтосекундных импульсов**

Фемтосекундные импульсы, генерируемые с помощью мощного оптического квантового генератора, имеют длительность порядка 10с. Прорыв в фемтосекундную область впервые осуществлен с использованием лазеров на красителях, с помощью которых впервые удалось получить импульсы длительностью 0,1 пс, то есть 100 фс. Ключевыми проблемами получения сверхкоротких лазерных импульсов фемтосекундного диапазона являются достаточная ширина полосы спектра усиления и синхронизация возможно большего числа продольных мод лазерного резонатора, что требует специальных мер по компенсации дисперсии во всех внутррезонаторных элементах. Ключевым элементом техники получения ультракоротких лазерных импульсов фемтосекундного диапазона является методика синхронизации мод, поэтому далее рассматриваются в основном различные методики синхронизации мод и их практические применения для генерации фемтосекундных импульсов лазерного излучения.

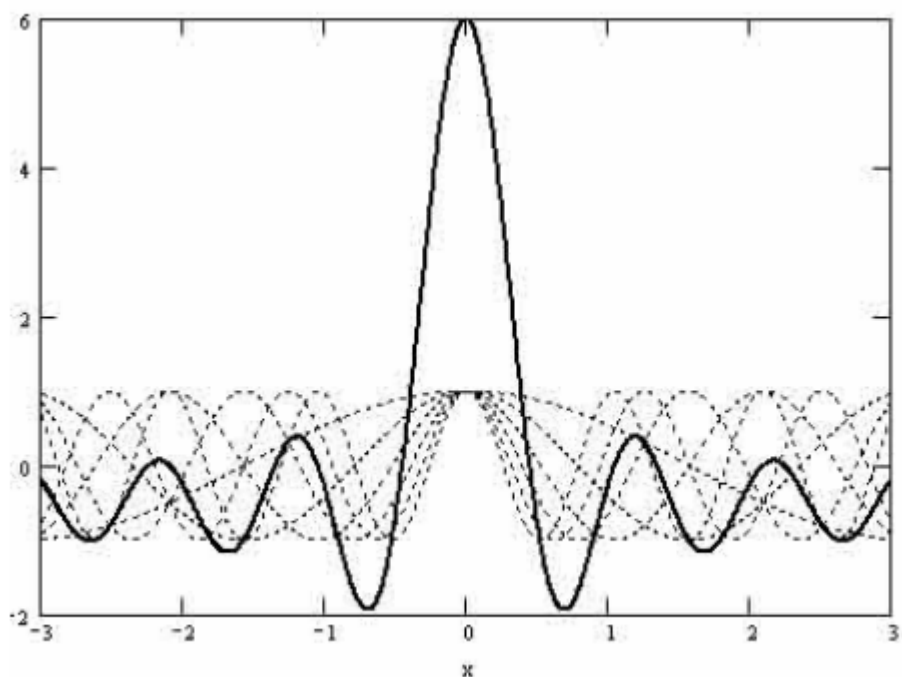
Синхронизация мод

Модами называют виды колебаний, т.е., стоячие электромагнитные волны которые могут возбуждаться в оптическом резонаторе лазера. Эти колебания характеризуются пространственной конфигурацией оптического резонатора, а также собственной частотой.

Мод обычно бывает очень много, но нас интересуют только те, которые укладываются целое число раз на двойной длине резонатора  $2L$  (так называемые

продольные моды). За счет интерференции волн они образуют стоячую волну, амплитуда которой при многократном отражении от стенок резонатора сильно возрастает. Соответствующие продольным модам частоты расположены через одинаковые интервалы (межмодовые расстояния), равные  $c/2L$ , где  $c$  - скорость света в резонаторе,  $L$  - длина резонатора. Так, например, маленький лазер с длиной резонатора в 30 см имеет межмодовое расстояние в 0.5 ГГц. Таким образом, HeNe лазер с длиной резонатора в 30 см и полосой пропускания 1.5 ГГц будет иметь 3 продольные моды, в то время как 128 ТГц Ti-сапфировый лазер с той же длиной резонатора может генерировать 250.000 мод [1].

Качество оптического резонатора с точки зрения генерирования ультракоротких импульсов напрямую зависит от количества в нем мод. В лазерах с несколькими осциллирующими модами, интерференция вызывает искажения в лазерном спектре частот, то есть к случайным флуктуациям в интенсивностях. В то время как интерференция в многомодовом лазере приводит к какой-то средней почти постоянной интенсивности, и лазерное излучение в таком случае можно рассматривать как квазинепрерывное. В простом лазере каждая из мод осциллирует независимо, то есть фазы этих мод принимают произвольные значения. Но если у каждой моды зафиксировать фазу между ней и всеми остальными модами, то не будет наблюдаться случайной или постоянной интенсивности в лазерном спектре. Вместо этого моды лазера будут периодически складываться, образуя импульсы очень малой длительности и большой интенсивности (см. рисунок 4). Описанный процесс является синхронизацией мод, который равно, как и получение большого количества мод, нужен для генерации сверхкоротких импульсов.

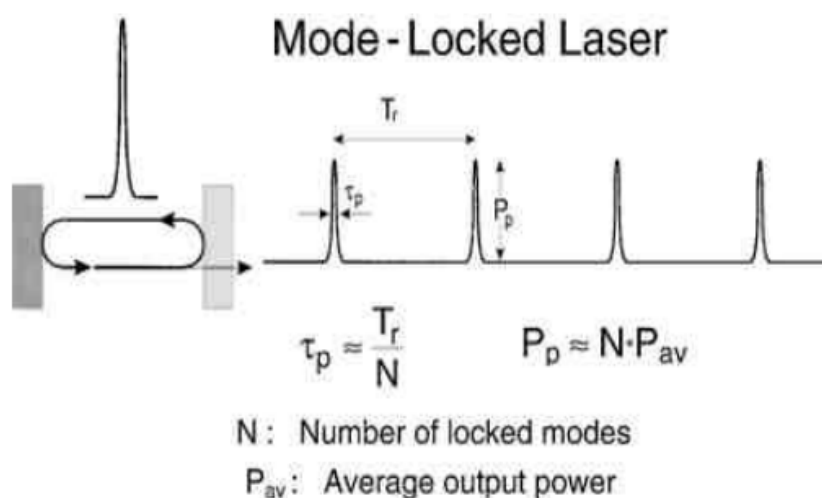


**Рис. 4:** Сумма различных мод дает узкий мощный импульс

Существует два возможных сценария генерации сверхкоротких импульсов, основанных на синхронизации мод. В одном варианте генерация начинается сразу во всех модах со случайной фазой и интенсивностью, а потом происходит отсев. В

конец процесса все моды становятся жёстко связаны и распределены по интенсивности, и в резонаторе остаётся только один импульс с очень короткой длительностью. Второй вариант - генерация начинается на одной моде, но потом, в результате межмодового взаимодействия, генерация возбуждается и на других модах с необходимой разностью фаз, в результате чего картина становится точно такой же, как и в первом случае. Формирование импульса обычно происходит за 10 проходов резонатора. Ещё за 10-20 проходов происходит процесс укорочения и усиления импульсов, и в конечном итоге получаются стабильные фемтосекундные импульсы [1].

Такие импульсы разделены интервалом в  $T_r=2l/c$ , что является временем прохождения волной одного полного круга резонатора. Межмодовое расстояние  $\Delta\nu=1/T_r$ , и значит, такое увеличение амплитуды будет повторяться с периодом  $T_r$ .

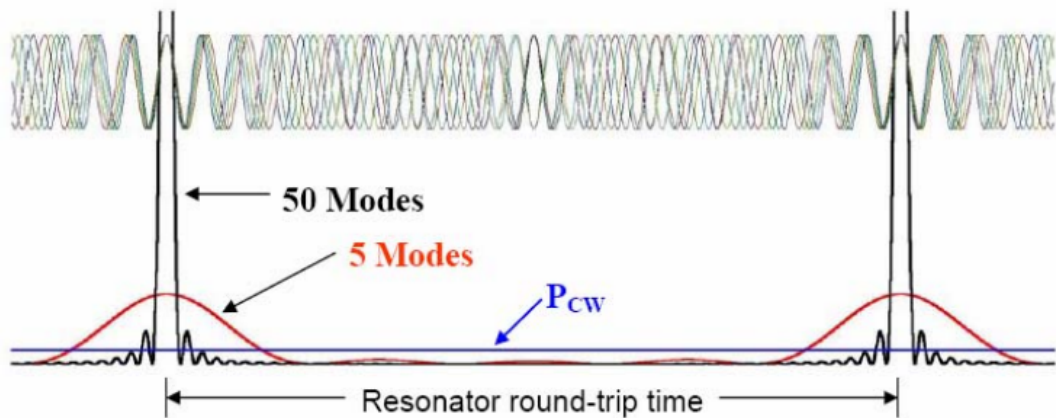


**Рис. 5:** Зависимость длительности импульса и мощности излучения от количества синхронизированных мод

Длительность импульса и мощность излучения определяются количеством синхронизированных мод. Эти соотношения хорошо проиллюстрированы на рис. 5. Так, например, если синхронизировано  $N$  мод с межмодовым расстоянием  $\Delta\nu$ , то общая синхронизированная полоса пропускания будет равняться  $\Delta\nu N$ . И чем шире последняя величина, тем короче длительность импульса лазерного излучения. На практике же действительная длительность импульса зависит от формы самого импульса. Так, например, для сигнала Гауссовой формы длительность импульса

$$\tau = \frac{0.44}{N\Delta\nu} = \frac{0.44T_r}{N} \quad (11)$$

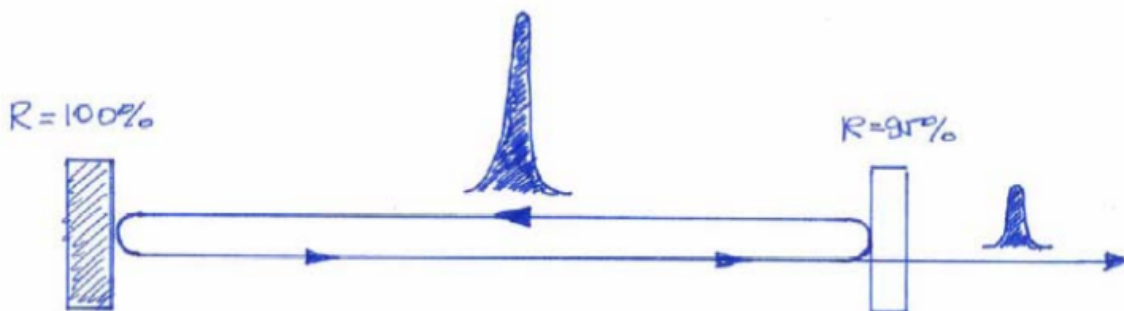
На рисунке 6 показана временная зависимость огибающей импульса лазерного излучения внутри лазерного резонатора от числа полностью синхронизированных мод для 5 и 50 мод. Видно, что длительность импульса уменьшается с ростом числа мод в соответствии с формулой (11).



**Рис.6: Зависимость длительности импульса от числа полностью синхронизованных мод резонатора.**

Используя соотношение (11), можно сосчитать минимальную длительность импульса, которую может генерировать конкретный лазер. Для He-Ne лазера с полосой пропускания 1.5 ГГц самый короткий Гауссов импульс, который может быть получен, это 300 пс, для 128 ТГц Ti:сапфирового лазера эта длительность будет 3.4 фс [1].

При этом пространственное распределение интенсивности поля внутри лазерного резонатора представляет собой узкий импульс с протяжённостью порядка длины волны несущей лазерного излучения (около 0,5 микрона для видимой области спектра), как показано на рисунке 7.



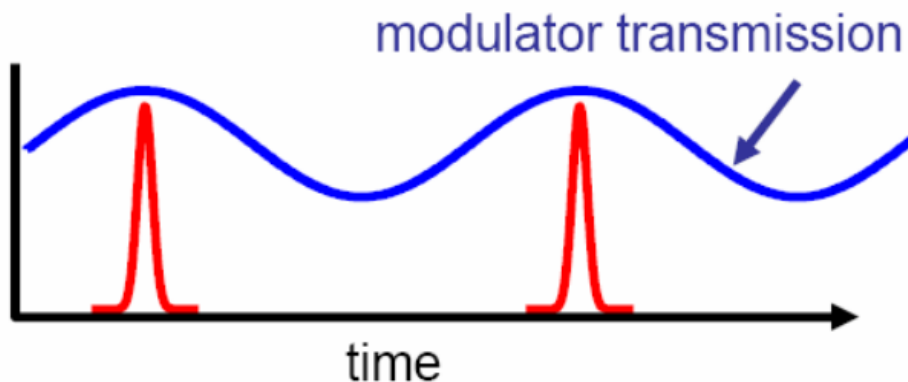
**Рис. 7: Пространственное распределение огибающей импульса лазерного излучения внутри лазерного резонатора при полной синхронизации мод.**

Такой импульс перемещается внутри лазерного резонатора со скоростью, равной скорости света в вакууме (если не учитывать дисперсию, т.е. зависимость коэффициента преломления среды от длины волны). При каждом «столкновении» этого импульса с полупрозрачным зеркалом лазерного резонатора часть энергии выходит наружу, что в итоге и формирует на выходе цуг ультракоротких импульсов, следующих друг за другом с периодом следования, равным времени обхода импульсом лазерного резонатора.

## Активные и пассивные методы синхронизации мод

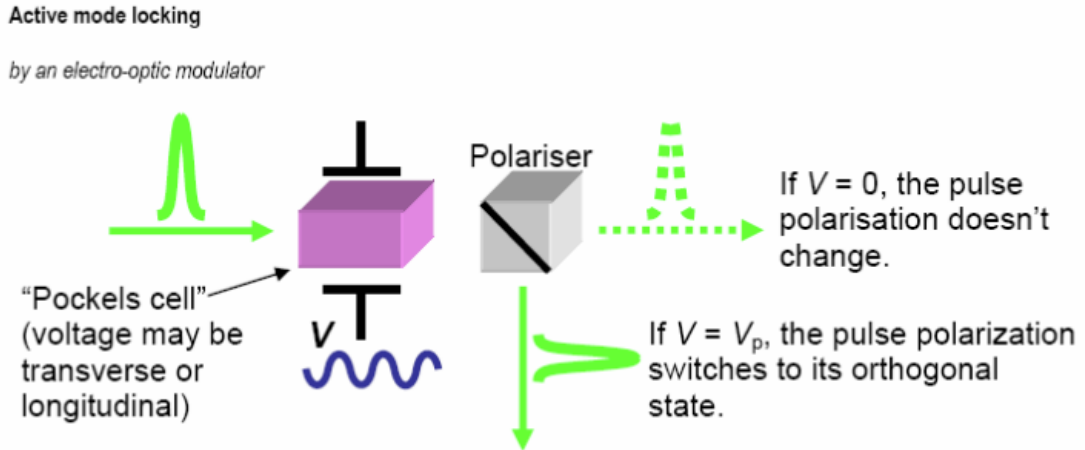
Существует активная и пассивная синхронизация мод. Главное отличие этих двух методов состоит в том, что при активной синхронизации мод требуется специальное устройство, которое будет синхронизировать моды (амплитудный или фазовый модулятор), а при пассивной – синхронизация мод осуществляется за счёт нелинейности элементов резонатора лазера: насыщающегося поглотителя или же Керровской нелинейности самой активной среды.

Установление процесса синхронизации мод при активной амплитудной модуляции можно объяснить следующим образом. Изменение во времени коэффициента пропускания модулятора возбуждает в каждой моде боковые составляющие, совпадающие по частотам с соседними модами. При возбуждении с помощью оптической накачки лазерной среды порог генерации достигается сначала на частоте  $\nu_0$ . Поле этой моды модулируется амплитудным модулятором с частотой  $\delta\nu$ , в результате чего возникают боковые составляющие с частотами  $\nu_0 \pm \delta\nu$ , имеющие определенные амплитуды и фазы. Так как частоты боковых составляющих соответствуют собственным частотам резонатора, то поля боковых составляющих также усиливаются и модулируются в свою очередь с частотой модуляции  $\delta\nu$ . В результате возникают боковые составляющие с частотами  $\nu_0 \pm 2\delta\nu$ . Этот процесс продолжается до тех пор, пока все моды внутри области генерации не оказываются взаимно связанными, то есть синхронизированными [1],[4]. Процесс активной синхронизации мод иллюстрируется рисунком 8.



**Рис.8: Процесс активной синхронизации мод за счёт модуляции потерь резонатора внешним модулятором.**

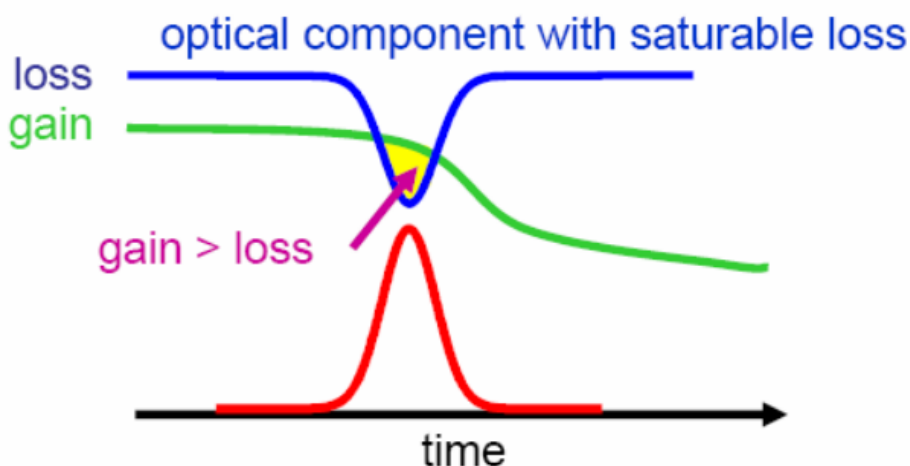
Активная синхронизация мод осуществляется, как правило, при использовании электрооптических модуляторов света, основанных на эффекте Керра или же эффекте Поккельса, помещаемых внутрь лазерного резонатора. Принцип действия ячейки Поккельса показан на рисунке 9.



**Рис.9: Принцип действия ячейки Поккельса, используемой в качестве электрооптического модулятора при активной синхронизации мод.**

Применение механических модуляторов, таких, как вращающиеся диски или же зеркала затруднено необходимостью использования высоких частот модуляции, равных частоте межмодовых биений, т.е., частот порядка 100МГц.

При пассивной синхронизации мод основной механизма, как и при активной синхронизации, является временная модуляция потерь в резонаторе. Однако, в отличие от активной, при пассивной синхронизации система сама определяет моменты времени, соответствующие минимуму потерь. Осуществляется это с помощью так называемого насыщающего поглотителя, который помещается в оптический резонатор лазера. Этот оптический прибор устроен так, что ослабляет свет низкой интенсивности и передает высокий пик интенсивности. Подобная зависимость коэффициента пропускания поглотителя от интенсивности падающего излучения типична для одного из самых распространённых нелинейно-оптических эффектов – эффекта насыщения. Принцип действия пассивной синхронизации мод с использованием насыщающегося поглотителя иллюстрируется рисунком 10.



**Рис. 10: Временные зависимости коэффициента пропускания насыщающегося поглотителя (синяя кривая), коэффициента усиления резонатора (зеленая**

кривая) и огибающей лазерного импульса (красная кривая) для случая пассивной синхронизации мод.

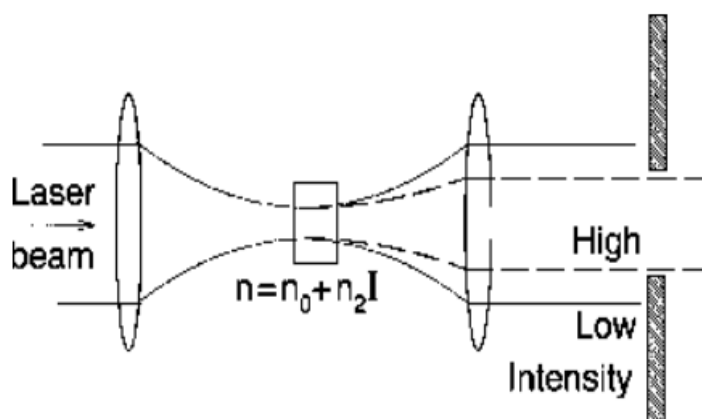
Лазеры с активной синхронизацией сегодня уже практически не используются из-за сложности изготовления устройств синхронизации. Пассивная синхронизация обеспечивает большую стабильность, но зато существуют проблемы с запуском системы, сконструированной для данного типа синхронизации мод [2].

#### Пассивная синхронизация мод за счет Керровской нелинейности

Нелинейные свойства среды проявляются в том, что ее показатель преломления  $n$  начинает зависеть от интенсивности излучения  $I$ . Эту зависимость обычно записывают в виде  $n = n_0 + n_2 I$  (оптический эффект Керра). Здесь  $n$  - "обычный" показатель преломления (имеющий место при малых интенсивностях света), а второе слагаемое - нелинейная добавка, определяющая изменение показателя преломления под влиянием мощного излучения. Вследствие этой "Керровской нелинейности" возникают самофокусировка пучка, фазовая модуляция и сжатие импульсов.

На рисунке 11 изображена схема пассивной модуляции добротности, обычно применяющаяся в фемтосекундных лазерах на титан-сапфире. Лазерный пучок фокусируется внутрь активной среды, которая, помимо усиливающих свойств, обладает также Керровской нелинейностью. На выходе, после второй линзы установлена диафрагма, которая подобрана таким образом, что участки лазерного импульса малой интенсивности, не сфокусированные дополнительно за счёт Керровской нелинейности, ослабляются, а интенсивные части импульса проходят без ослабления. Таким образом, при каждом проходе

импульса излучения через резонатор происходит его временное обострение, что, в конечном счёте, и ведёт к формированию импульса фемтосекундной длительности [2].

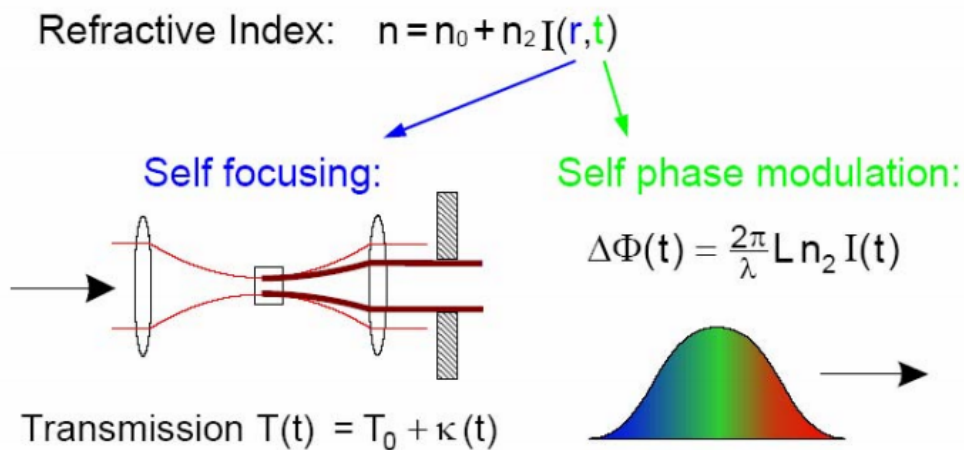


**Рис. 11: Зависимость ослабления светового пучка в резонаторе от его интенсивности**

Впервые эффекты нелинейных свойств среды использовали для получения сверхкоротких импульсов в лазере непрерывного действия на титан-сапфире. Эти лазеры третьего поколения могут генерировать импульсы длительностью от

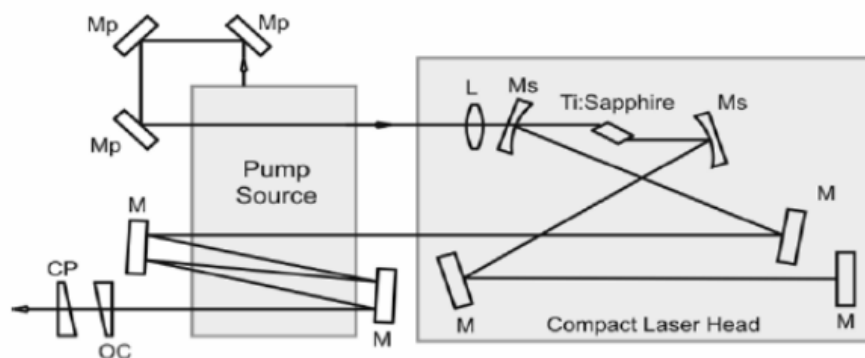
десятков фемтосекунд до 5-6 фс (такие предельные значения соответствуют двум-трем периодам световых колебаний).

Важно отметить, что эффект самофокусировки, используемый, как показано на рисунке 11 для получения фемтосекундных импульсов при пассивной синхронизации мод, сопровождается эффектом фазовой самомодуляции излучения. Причина взаимосвязи этих эффектов достаточно очевидна, поскольку, как нетрудно понять, эффект самофокусировки вызывается пространственными вариациями нелинейной добавки к коэффициенту преломления, обусловленными пространственным распределением интенсивности излучения накачки, а эффект фазовой самомодуляции обусловлен быстрыми изменениями коэффициента преломления во времени, связанными с временной зависимостью огибающей импульса накачки. Иллюстрацией одновременного действия самофокусировки и фазовой самомодуляции в активной среде лазера на титан-сапфире служит рисунок 12.



**Рис. 12:** Одновременное действие эффектов самофокусировки и фазовой самомодуляции при пассивной синхронизации мод за счёт Керровской нелинейности.

Оптическая схема резонатора задающего генератора фемтосекундного лазера, используемого при проведении лабораторных работ на физическом факультете СПбГУ изображена на рисунке 10.



**Рис. 10:** Оптическая схема резонатора задающего генератора лазера на титан-сапфире «Пульсар-50-10», используемого на физическом факультете СПбГУ для проведения физического практикума по нелинейной оптике.



### **Контрольные вопросы:**

1. Какова минимальная длительность лазерного импульса, достижимая при полной синхронизации мод гелий-неонового лазера, имеющего ширину линии усиления 1 ТГц?
2. Какими параметрами лазерного резонатора определяется частота следования импульсов в цуге, излучаемом лазером с синхронизованными модами?
3. В чем основное отличие методов активной и пассивной синхронизации мод лазерного резонатора?
4. Используемый в резонаторе задающего генератора лазера «Пульсар 50-10» метод синхронизации мод является активным или же пассивным?

### **Задачи:**

1. Рассчитайте длительность импульса, полученного при полной синхронизации 1000 мод лазерного резонатора. Длина лазерного резонатора – 1 м., огибающая импульса имеет Гауссову форму.
2. Определите частоту следования импульсов фемтосекундного излучения на выходе лазера с параметрами: длина лазерного резонатора – 0,5 м., коэффициент преломления среды внутри резонатора – 1,5.