

Семинар ДЛС #14

А.И.Надеждинский

**Фундаментальные шумы и
помехи в ДЛС**

Введение

Настоящий доклад посвящен обзору фундаментальных шумов и помех в ДЛС и методам их подавления.

Доклад базируется на 3 докладах на 7th International conference on Tunable Diode Laser Spectroscopy, Zermatt, Switzerland, 2009, а также четырех лекциях курса Диодная лазерная спектроскопия.

В “Abstracts of papers of 7th International conference on Tunable Diode Laser Spectroscopy”:

Alexander Nadezhdinskii, Fundamental Noises in TDLS, p.43.

Alexander Nadezhdinskii, DL Flicker Noise in TDLS and its Suppression, p.59.

Alexander Nadezhdinskii, Baseline in TDLS: investigation and suppression, p.75.

Слайды докладов можно найти на сайте отдела ДЛС <http://www.dls.gpi.ru/rus/conf>.

Лекция №11: Фундаментальные шумы. Базовая линия и ее подавление.

Лекция №12: ДЛС без интерференции.

Лекция №13: Спонтанное излучение и квантовые шумы ДЛ.

Лекция №14: Спонтанное излучение и квантовые шумы ДЛ (продолжение).

Введение

При исследовании шумов ДЛ обычно используется RIN (relative intensity noise). В аналитических применениях ДЛС используются различные характеристики: предел обнаружения (σ , 2σ , 3σ), дисперсия шумов и т.д. Мы отдаем предпочтение NEA (Noise Equivalent Absorbance) – поглощение эквивалентное шуму (относительные шумы фототока). Остальные характеристики могут быть рассчитаны.

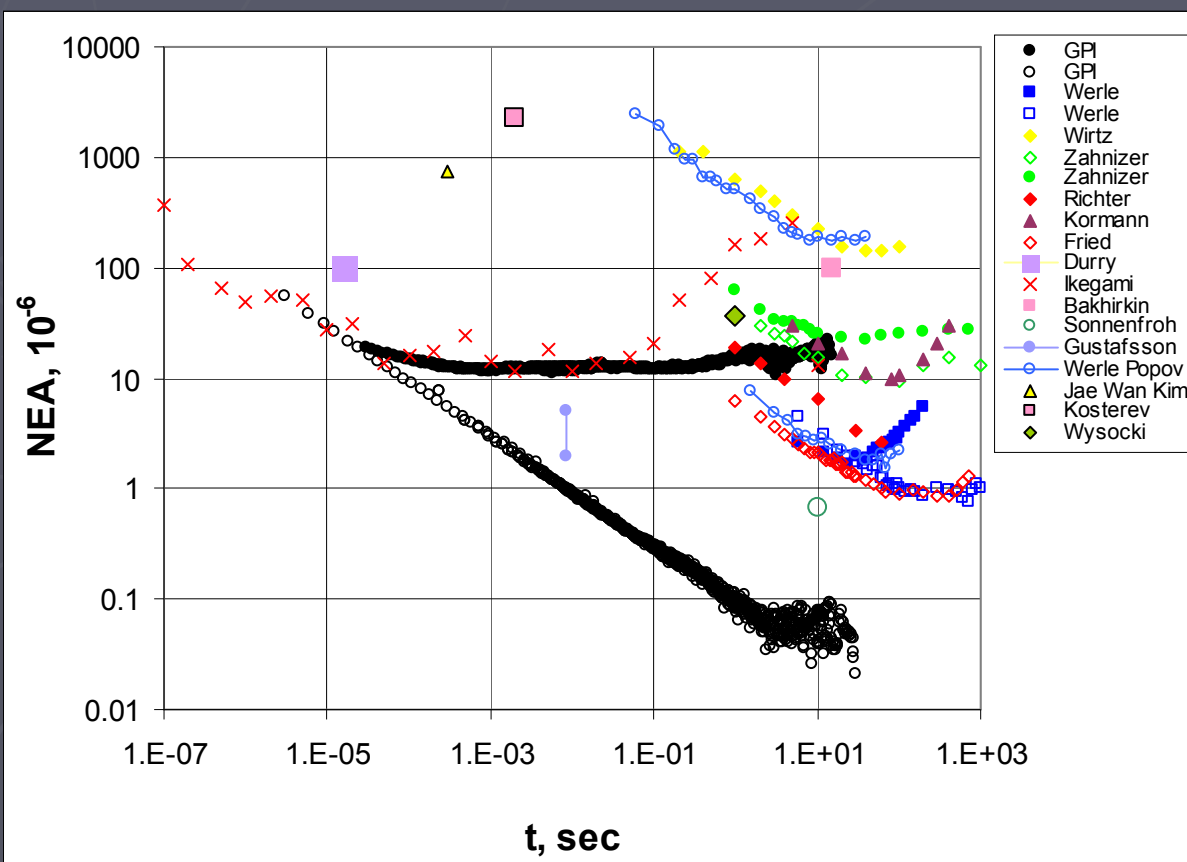
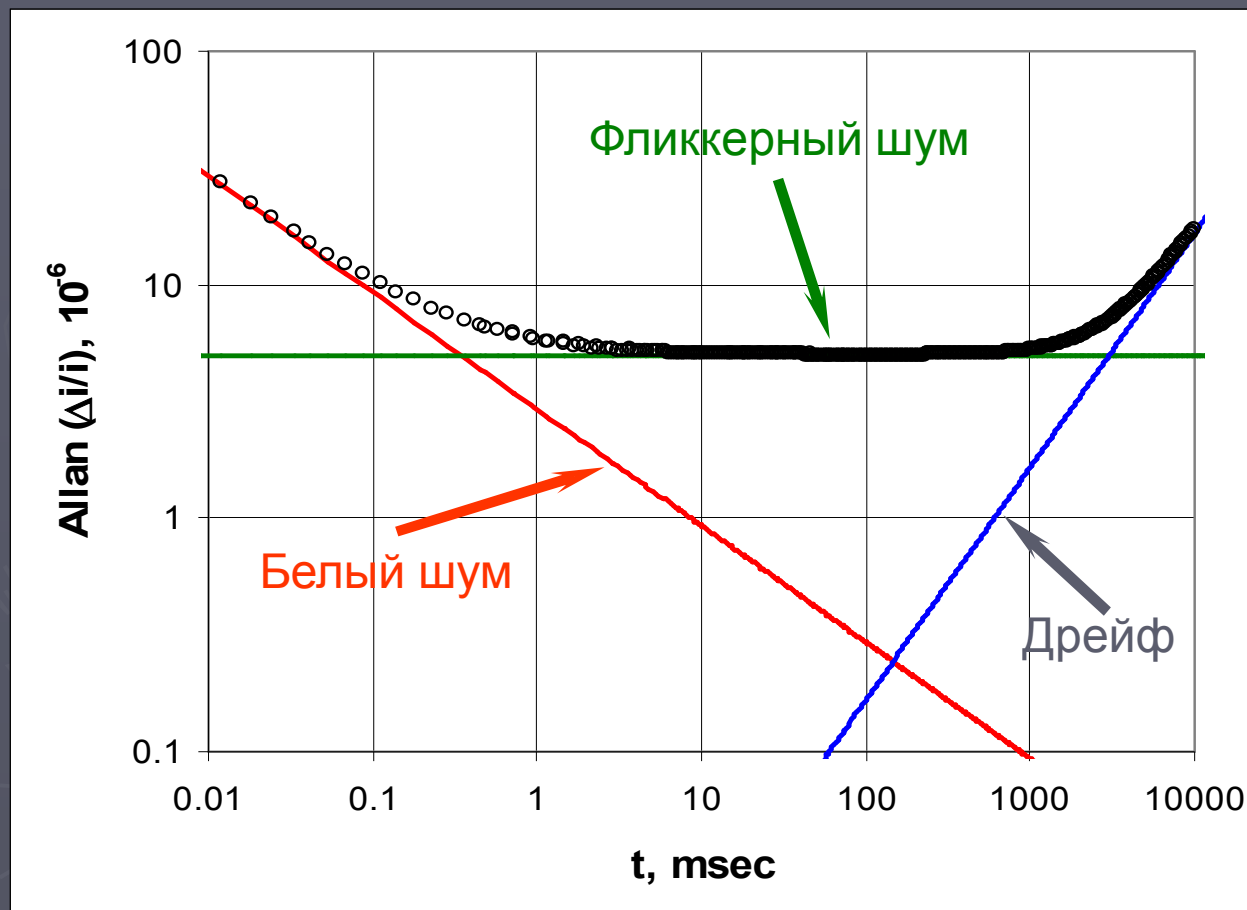


График Аллана – NEA как функция времени усреднения.

Приведены лучшие результаты, полученные в мире к настоящему времени и известные автору. Все уступают нашим результатам 1-4 порядка.

Настоящий доклад будет посвящен объяснению того как мы дошли до жизни такой.

Типы шумов в ДЛС

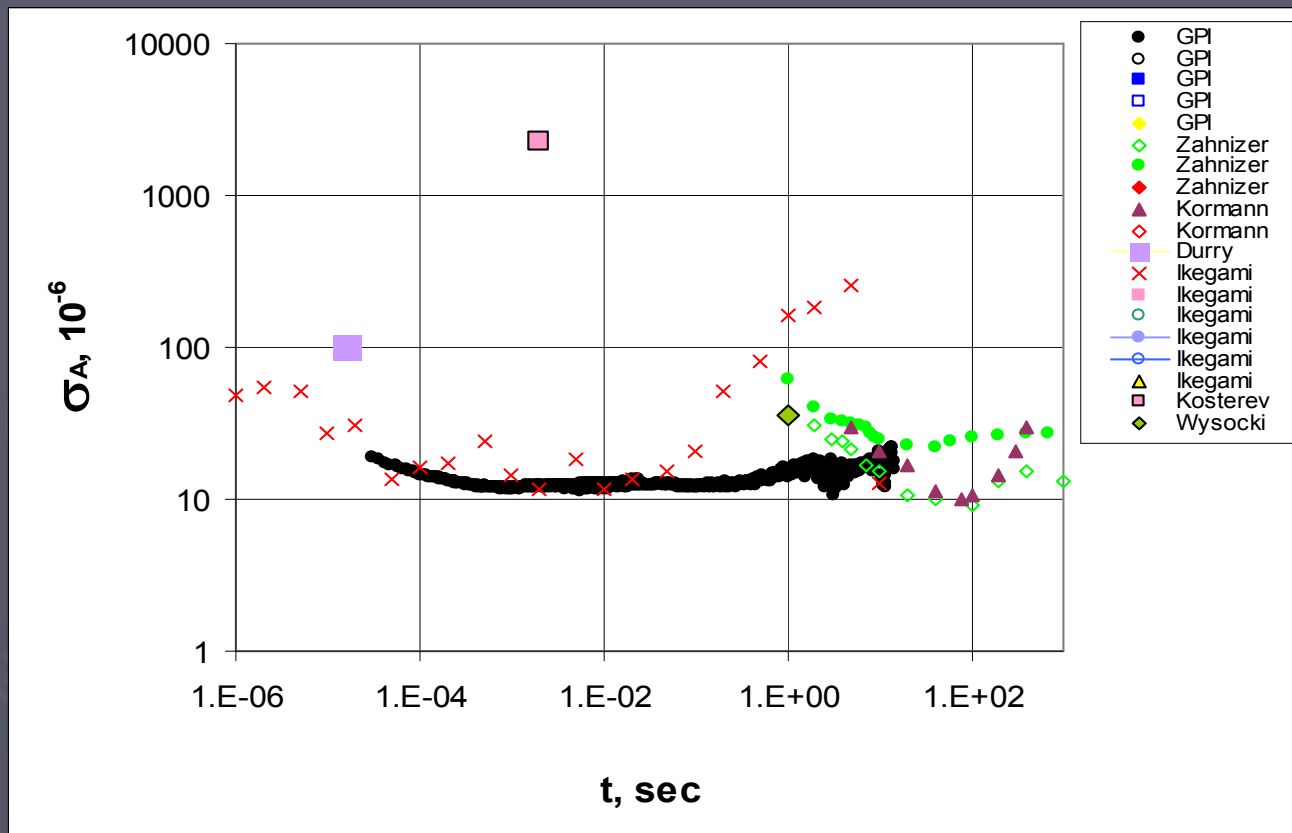


Фундаментальные шумы, лимитирующие предельные возможности ДЛС, можно разбить на три типа.

1. Белый шум (красная прямая)
2. Фликкерные (мерцающие) шумы (зеленая прямая).
3. Дрейф (синяя прямая).

Зависимость отклонения Аллана относительных шумов фототока (NEA) от времени усреднения и основные типы шумов.

Фликкерный шум ДЛ

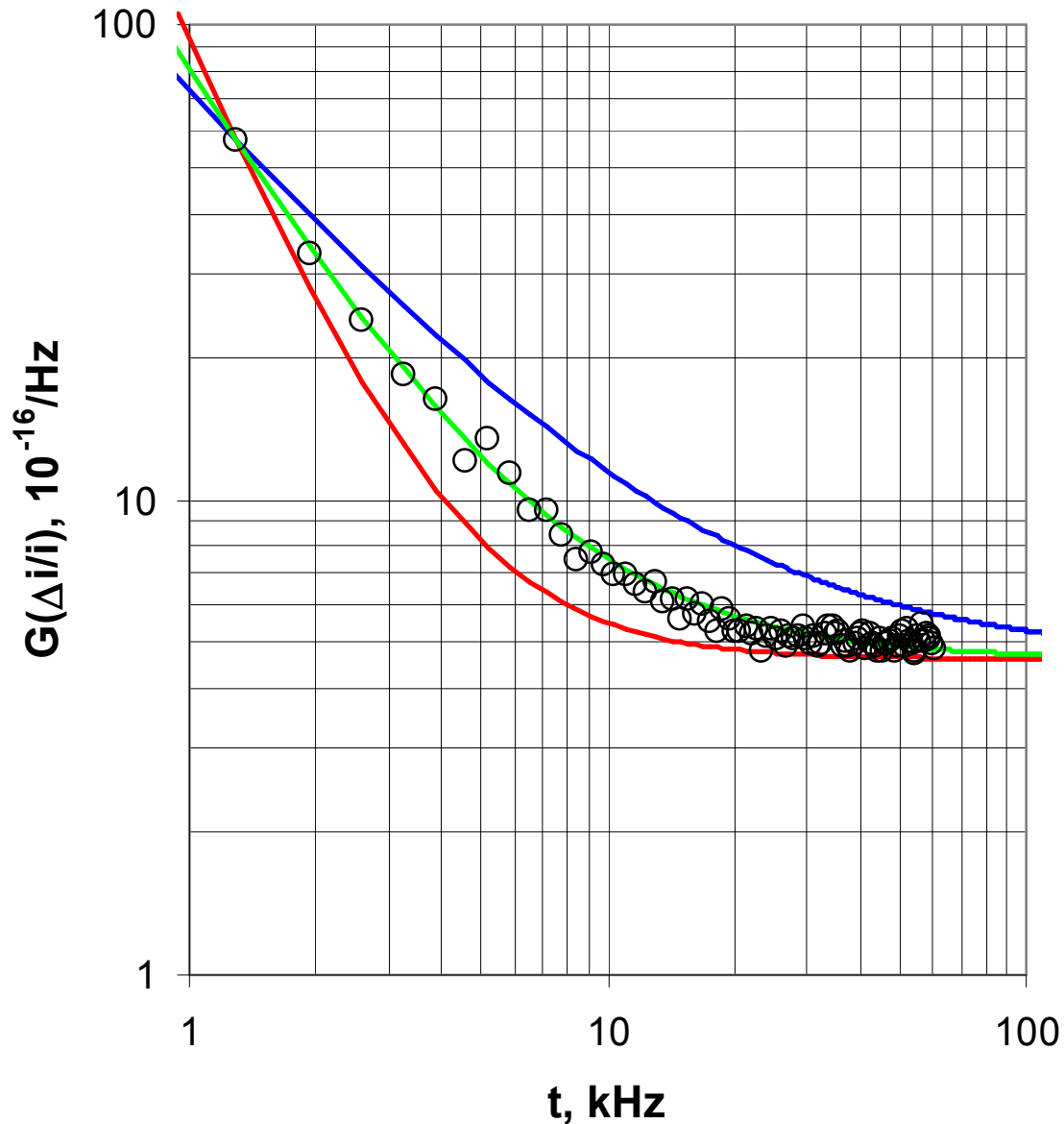


Зависимость отклонения Аллана относительных шумов фототока от времени усреднения. Черный – мы, когда работаем как все.

Фликкерный шум в отличие от белого шума не копится.

Обратить внимание на фликкерный шум $\sim 10^{-5}$, который одинаков для разных типов ДЛ у разных честных научных коллективов, работающих с разными типами ДЛ. Т.е. его природа связана с фундаментальным процессом.

Фликкерный шум ДЛ



Спектральная плотность - G
относительных шумов фототока.

Для области высоких частот $G =$
constant (белый шум). Для
области малых частот:

$$G \sim 1/f^n$$

Шум называется фликкерным,
если $1 \leq n < 2$; $n=1$ – синяя
кривая; $n=2$ (дрейф) – красная
кривая. Для ДЛ, результаты
исследования которого
представлены на графике,
 $n=1.42$ (зеленая кривая).

Фликкерный шум

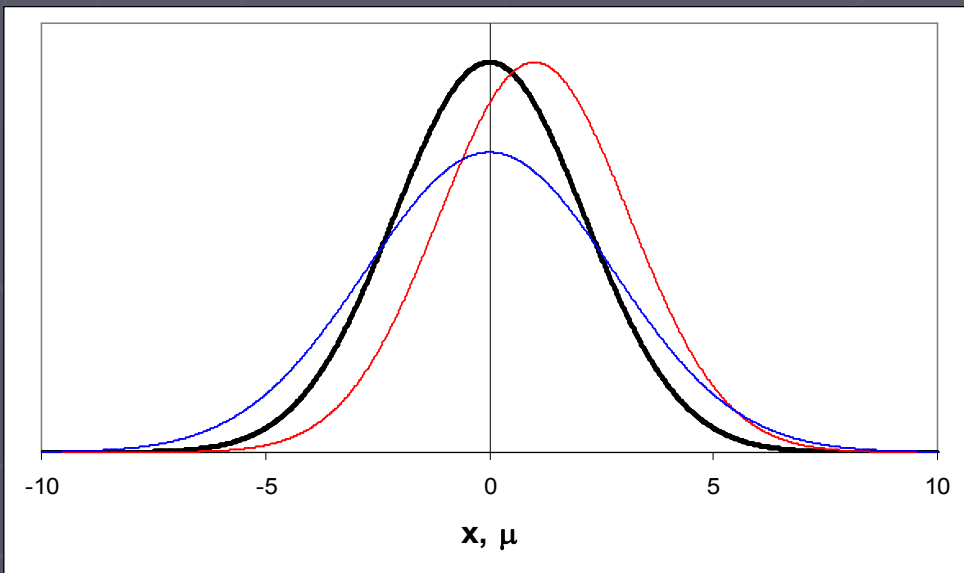
Электроны, проходящие через активную область ДЛ, являются частицами. Поэтому плотность тока флуктуирует. Если появление электрона накачки в данной точке активной области в данный момент времени является случайным, это приведет к дробовым шумам тока накачки (об этом речь ниже).

Это не так. Имеется ряд физических процессов, приводящих к корреляции появления электронов в данной точке в данный момент времени. Среди этих процессов отметим зависимость проводимости активной области от плотности тока, что приводит к пространственной и временной корреляции появления электронов.

Известно, что наличие флуктуаций плотности тока накачки, обусловленных дискретностью электронов, в сочетании с процессами корреляции их появления приводит к фликкерному шуму.

Фликкерный шум ближнего поля

Дискретность тока накачки ДЛ (электрон – частица) приводит к весьма характерному фликкерному шуму излучения ДЛ - изменению формы ближнего поля - сдвигу центра функции распределения ближнего поля и изменению ее ширины при сохранении интегральной интенсивности.



Рассмотрим Гауссову форму ближнего поля (черная кривая):

$$E(t, x) = E_0 \frac{1}{D - \Delta D(t)} \exp \left[- \frac{(x - \Delta x(t))^2}{(D - \Delta D(t))^2} \right]$$

D характеризует ширину распределения ближнего поля излучения ДЛ.

Δx описывает пространственный сдвиг функции распределения ближнего поля (красная кривая), а ΔD – изменение ширины этой функции (синяя кривая), обусловленных фликкерным шумом. Изменение ширины требует изменения величины в максимуме для сохранения интеграла.

Фликкерные шумы дальнего поля

Дальнее поле излучения ДЛ есть Фурье образ его ближнего поля:

$$E(t, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t, x) \exp [ikx \sin(\theta)] dx$$

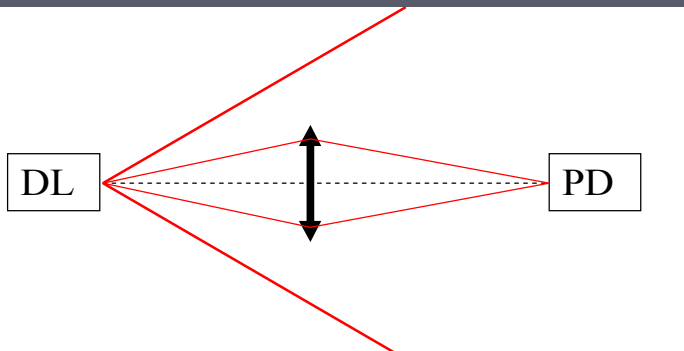
Используя рассмотренную модель ближнего поля, можно рассчитать дальнее поле ДЛ с учетом фликкерных шумов, обусловленных дискретностью тока накачки.

$$E(t, \theta) \sim \exp \left[-\frac{[k(D + \Delta D(t)) \sin \theta]^2}{4} \right] \exp [i\Delta x(t)k \sin \theta]$$

Здесь первый сомножитель описывает шумы интенсивности, а второй – шумы фазы (частоты).

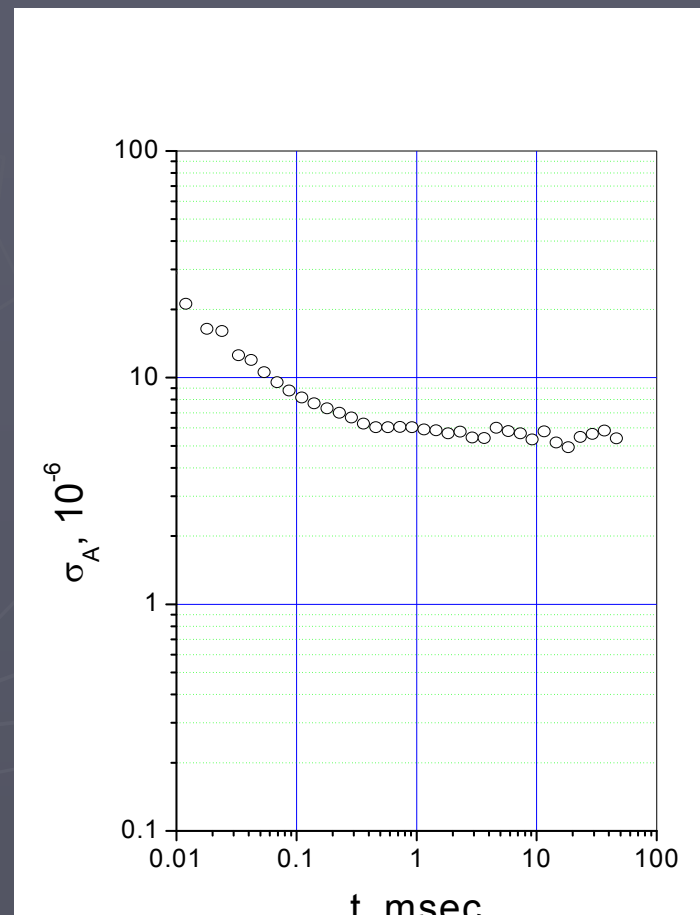
Видно, что рассматриваемый механизм шума имеет одно фундаментальное свойство: существует направление в диаграмме излучения ДЛ, для которого вклад фликкерного шума обращается в 0.

Устранение фликкерного шума

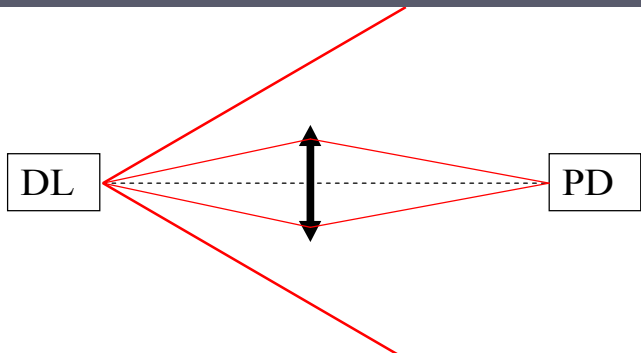


На ФД попадает только часть излучения, что приводит к фликкерному шуму (черные кружки).

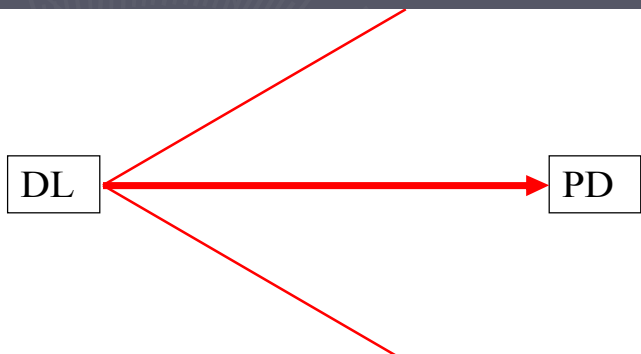
Традиционная схема эксперимента: излучение ДЛ фокусируется на ФД.



Устранение фликкерного шума



Традиционная схема эксперимента: излучение ДЛ фокусируется на ФД.

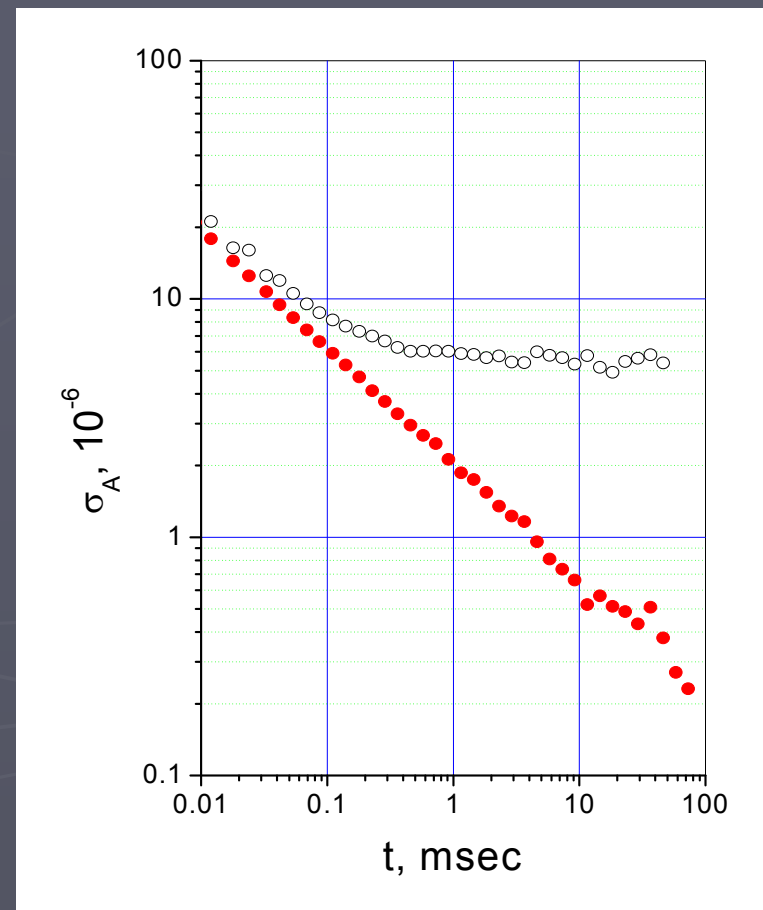


Правильная схема: ФД регистрирует узкую область диаграммы ДЛ, в которой отсутствует фликкерный шум.

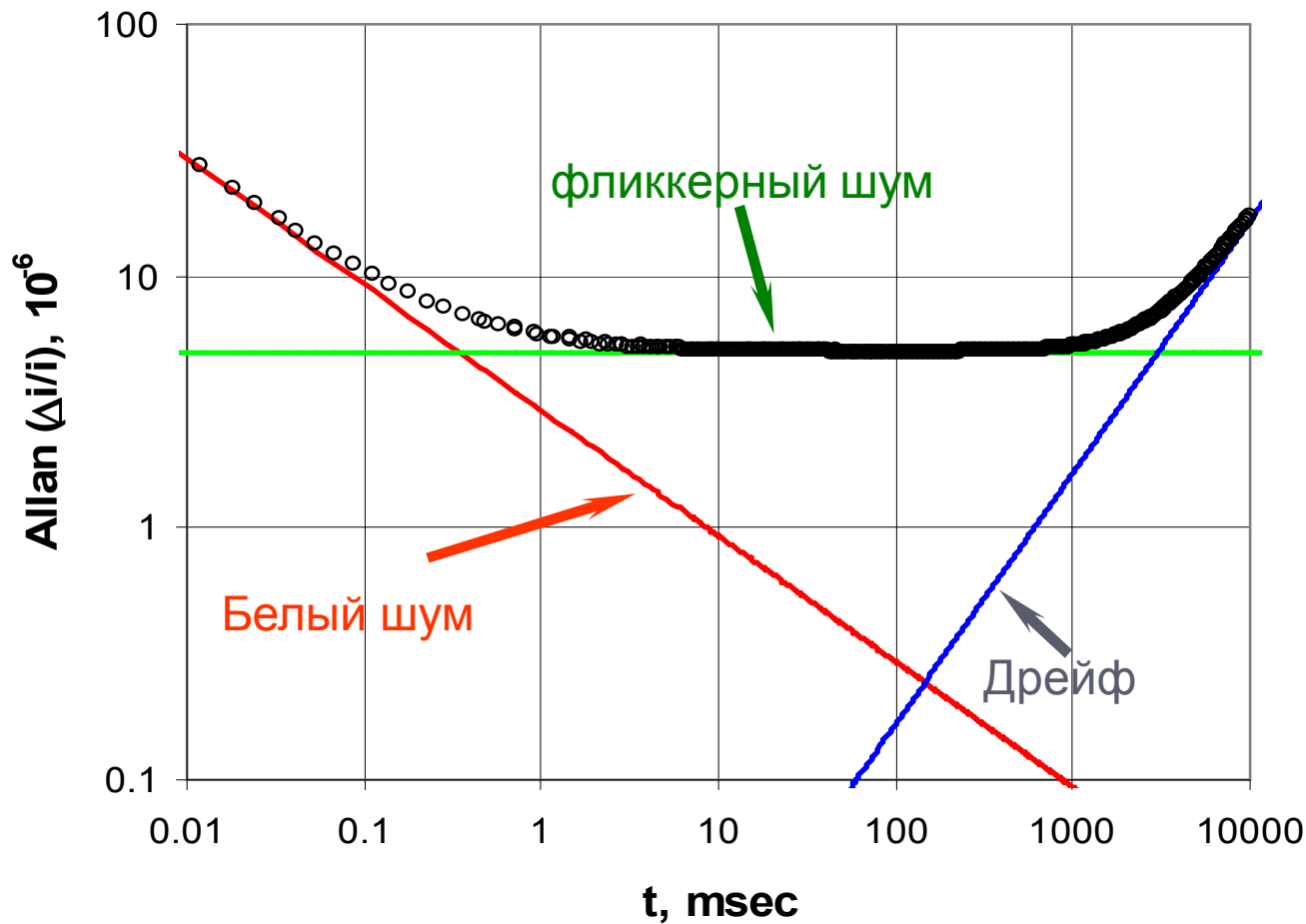
На ФД попадает только часть излучения, что приводит к фликкерному шуму (черные кружки).

Регистрируется малая доля 0.5 % от всей мощности, излучаемой ДЛ, что достаточно для достижения фундаментального предела чувствительности (красные кружки). Результаты получены с помощью одного и того же ДЛ.

Использование правильной схемы эксперимента позволяет полностью подавить фликкерный шум, обусловленный флуктуациями плотности тока накачки.



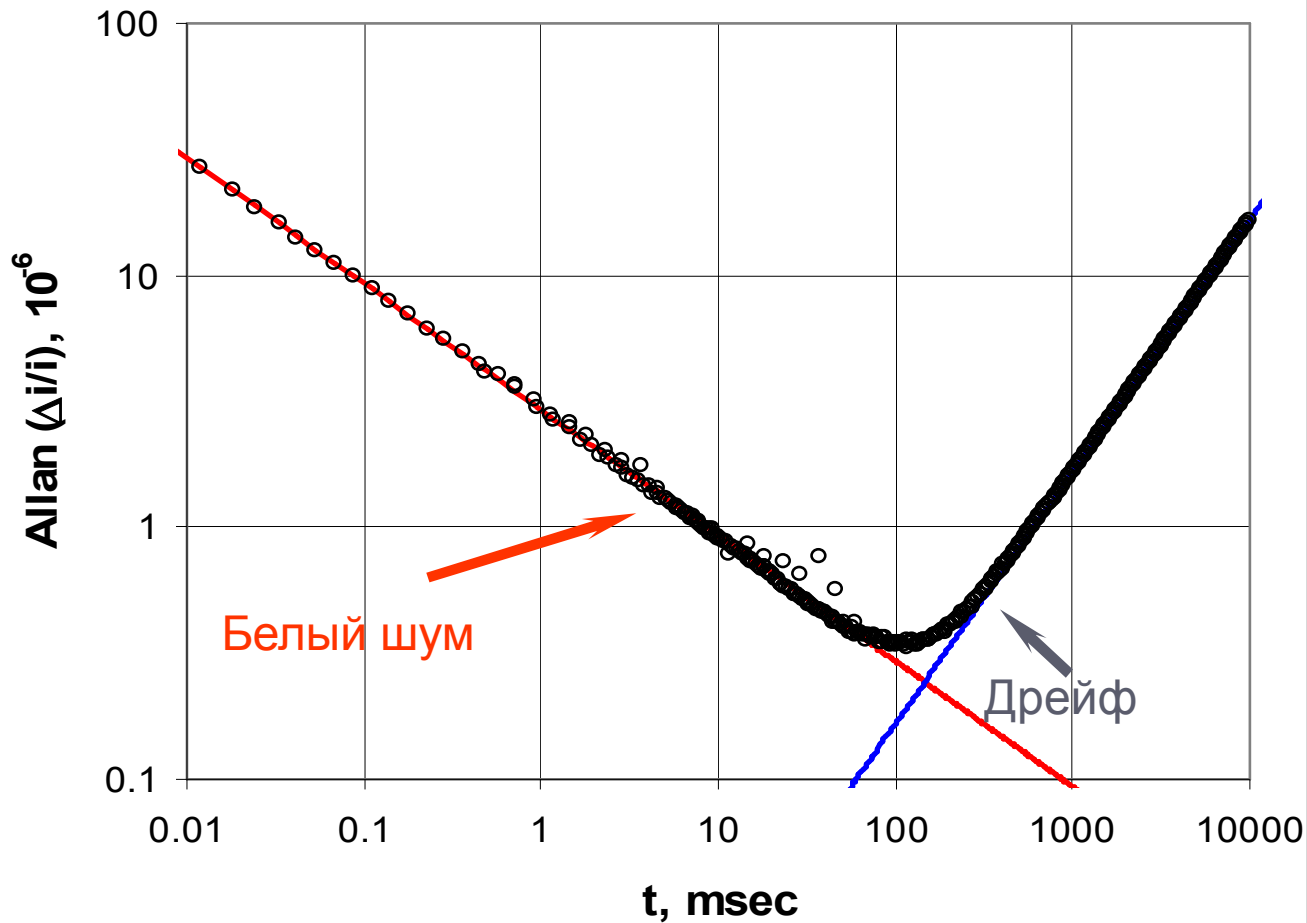
Устранение фликкерного шума



Понимание
физических
процессов
образования
фликкерного шума
позволяет
устранить его
влияние.

Зависимость отклонение Аллана σ_A относительных шумов фототока (NEA) от времени усреднения и основные типы шумов.

Устранение Фликкерного шума

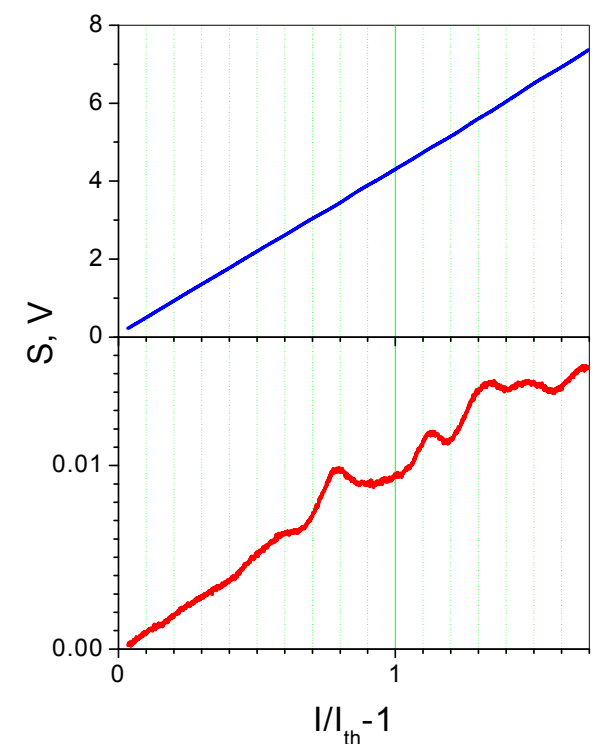
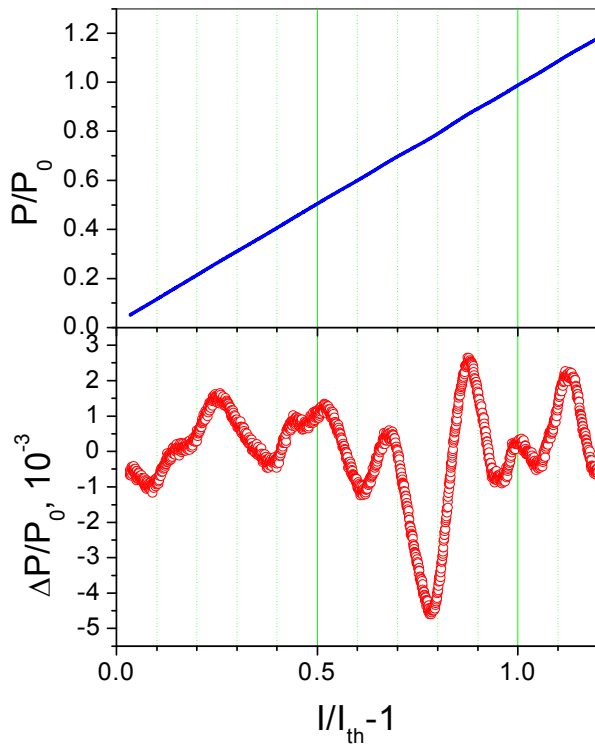
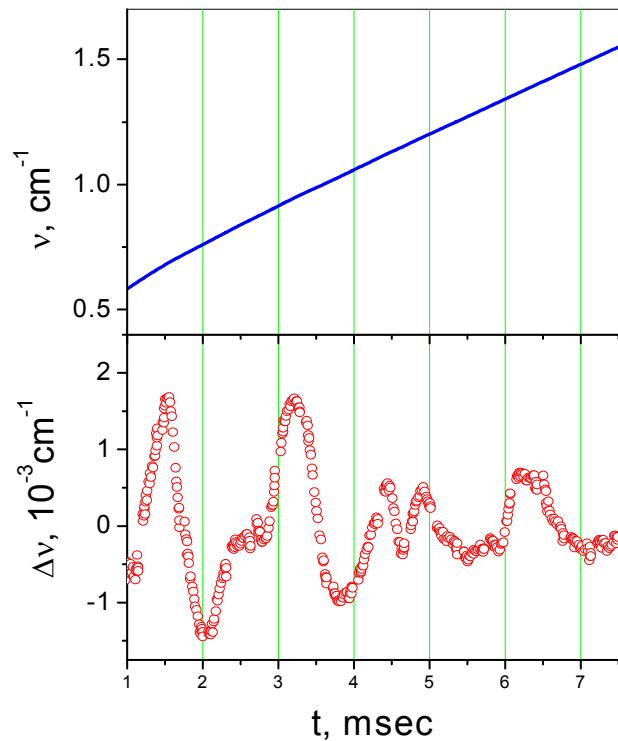


Понимание
физических
процессов
образования
фликкерного шума
позволяет
устранить его
влияние.
При значительных
временах
усреднения NEA
ограничено
дрейфом.

Зависимость отклонение Аллана σ_A относительных шумов фототока (минимально обнаружимое поглощение) от времени усреднения и основные типы шумов.

Неоднородность лазерной структуры

Это есть дрейф "базовой линии", обусловленной взаимодействием стоячей эл.-маг. волны с неоднородностями в активной области ДЛ, что приводит к небольшим вариациям всех его параметров: частоты и мощности излучения, структуры ближнего и дальнего поля.



Вверху - перестройка частоты излучения ДЛ; внизу - отступление от плавной перестройки.

Вверху – Ватт-амперная характеристика ДЛ; внизу – ее отступление от прямой.

Дальнее поле излучения ДЛ в центре диаграммы (вверху) и на ее краю (внизу).

Механизмы образования базовой линии

Природа базовой линии связана с взаимодействием когерентного излучения ДЛ с неоднородностями внутри самого ДЛ и в оптической схеме системы на основе ДЛ. В настоящее время идентифицировано 8 механизмов образования базовой линии [5]

V1 – Неоднородность проводимости активной области ДЛ.

V2 – Флуктуации плотности тока накачки ДЛ.

V3 – Рассеяние излучения ДЛ внутри его активной области.

V4 – Рассеяние излучения внутри модуля ДЛ.

V5 – Оболочечные моды волоконного световода.

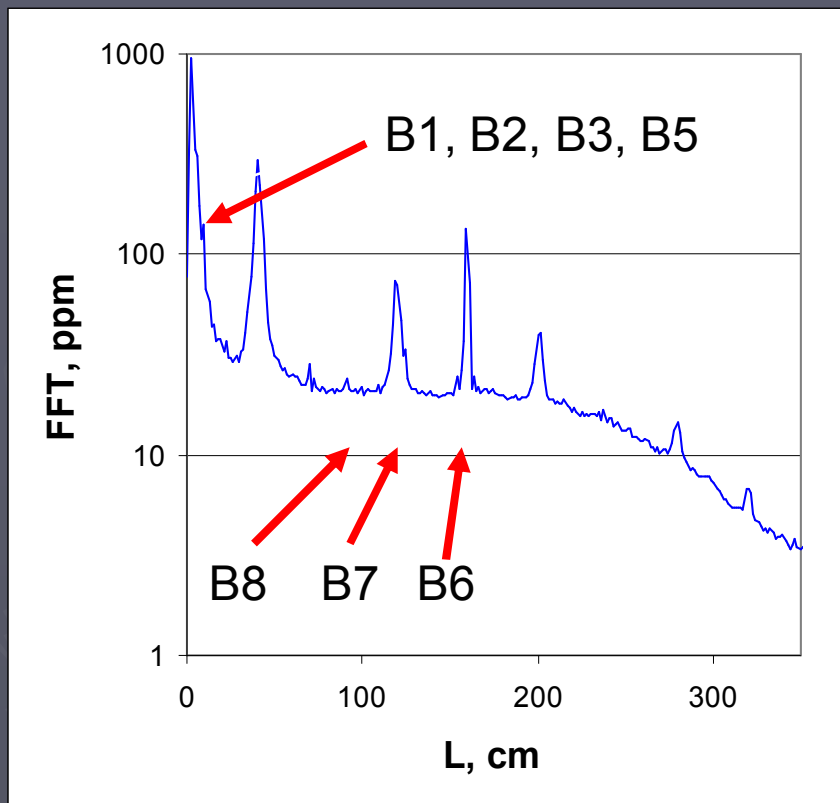
V6 – Оптическая обратная связь.

V7 – Интерференция в оптической схеме ДЛС.

V8 – Рассеяние внутри волокна.

[5] Alexander Nadezhdinskii, Baseline in TDLS: investigation and suppression, in “Abstracts of papers of 7th International conference on Tunable Diode Laser Spectroscopy”, Zermatt, Switzerland, 2009, p.75.

FFT базовой линии



Пример FFT базовой линии, демонстрирующий все представленные выше механизмы ее образования.

Различные механизмы образования базовой линии имеют разные свойства, что позволяет их идентифицировать и контролировать их подавление.

Базовая линия В1

Механизм – В1: Неоднородность активной области ДЛ, обусловленной технологией изготовления ДЛ (неоднородность распределения компонент).

Рассмотрим один из эффектов – неоднородность проводимости.

Потом: Неоднородность плотности тока накачки.

Потом: Неоднородность концентрации неравновесных носителей.

Потом: Диффузия неравновесных носителей.

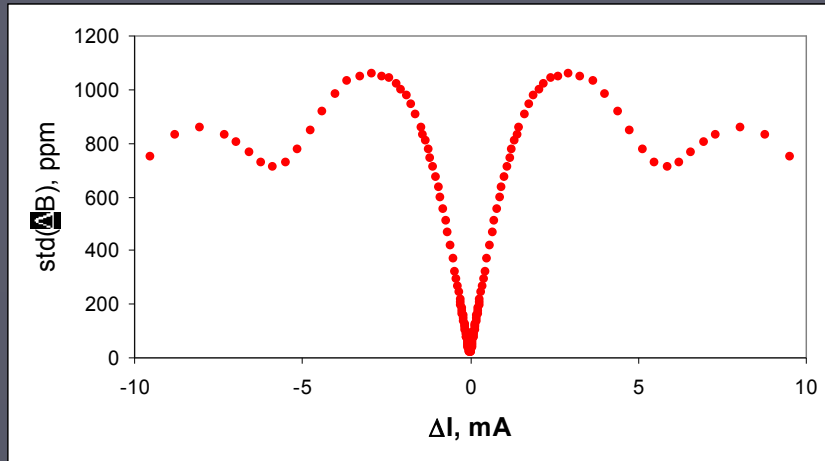
Потом: Взаимодействие стоячей эл.-маг. волны с этой неоднородностью.

Итог: Базовая линия В1.

Характеристики В1:

- 1. Свойства В1 зависят от конкретного ДЛ.** Мы исследовали огромное число ДЛ. Среди них были такие, у которых В1 отсутствовала.
- Данная неоднородность стабильна, поскольку определяется технологическим процессом конкретного ДЛ. Если ее зарегистрировать, то затем можно вычитать.
- Пункт #2 справедлив, если стоячая эл.-маг. волна стабильна.

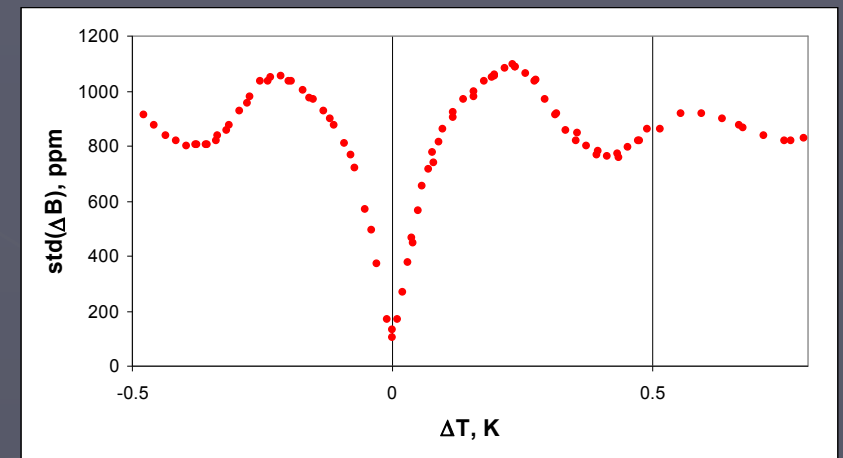
Зависимость V_1 от тока и температуры



Зависимость V_1 от тока. V_1 была записана при токе I_0 . Затем она вычиталась из результатов полученных при изменении тока.

Вывод:

1. V_1 зависит от температуры и тока.
2. Для подавления V_1 до уровня 10^{-7} , ток и температура должны быть стабильны на уровне $0.1 \mu\text{A}$ и 10^{-5} K , соответственно.
3. Одинаковость зависимостей V_1 от температуры и тока говорит об общем механизме – диффузия электронов.



Зависимость V_1 от температуры. V_1 была записана при температуре T_0 . Затем она вычиталась из результатов, полученных при изменении T .

Подавление базовой линии В1

- ▶ Для подавления базовой линии В1 необходимо обеспечить стабильность температуры активной области ДЛ на уровне 10^{-5} К и тока накачки на уровне $0.1 \mu\text{A}$.

Природа базовой линии В2

Дискретность тока накачки;

Флуктуация плотности тока накачки;

Флуктуация рассеиваемой мощности в активной области ДЛ;

Тепловая диффузия;

Неоднородное распределение температуры в активной области ДЛ;

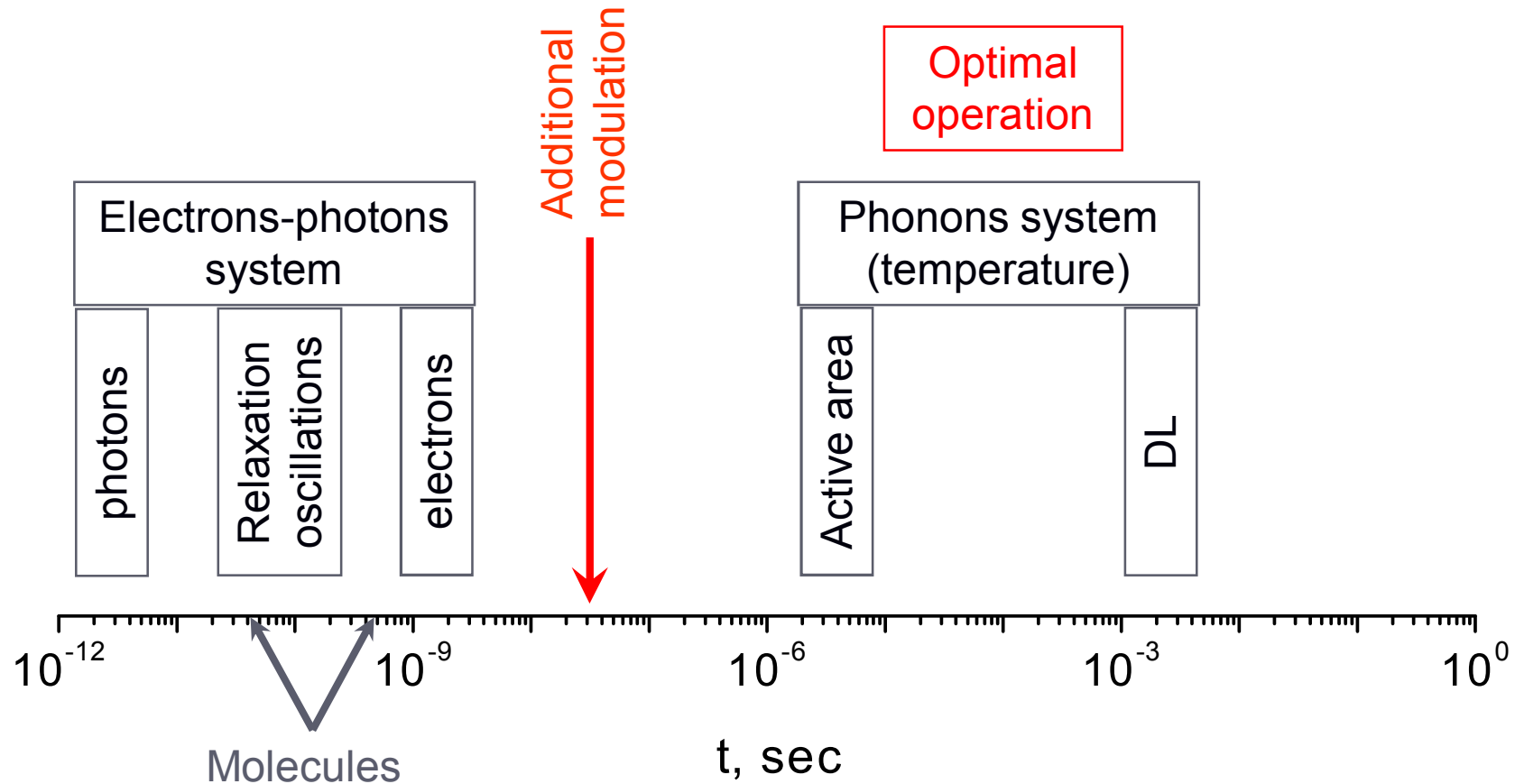
Модуляция плотности тока накачки, обусловленная неоднородностью температуры в активной области ДЛ;

Неоднородность распределения неравновесных электронов;

Взаимодействие стоячей электромагнитной волны с этими неоднородностями.

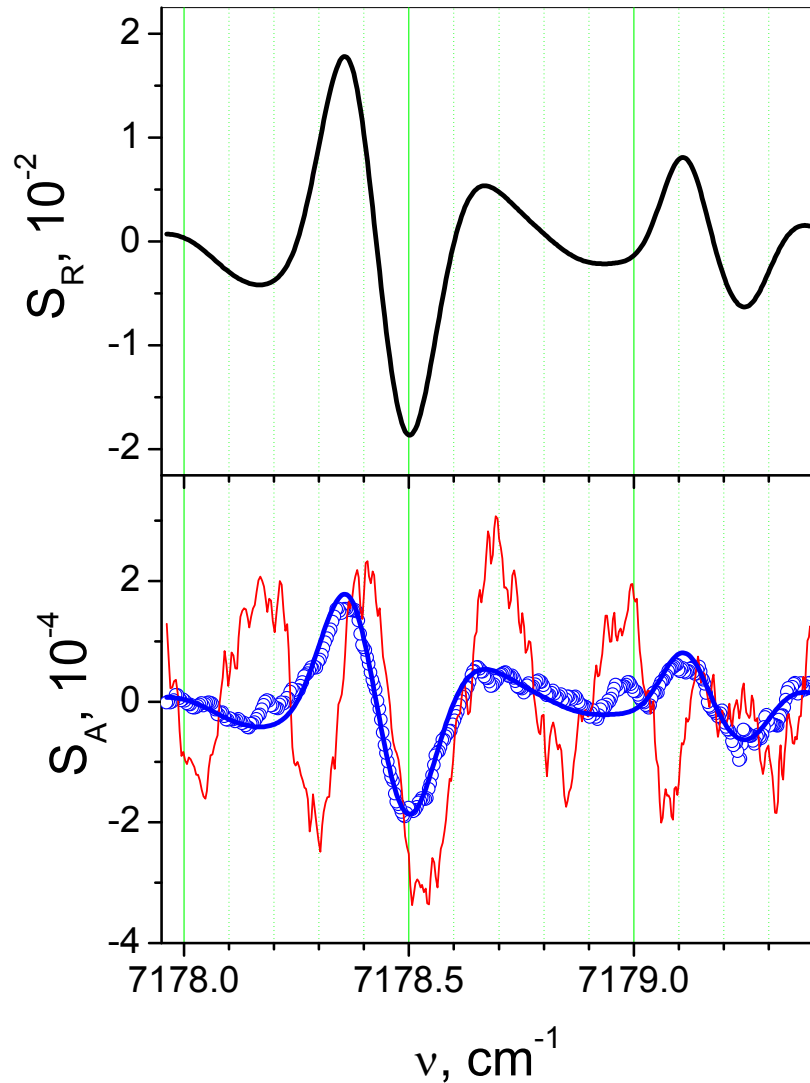
Другими словами, базовая линия В2 есть результат взаимного воздействия трех подсистем ДЛ: электронов, фотонов и фононов. Чтобы подавить В2 эту связь надо разорвать.

Подавление базовой линии В2



Базовая линия В2 - взаимодействие электронов, фотонов и фононов. Для ее подавления это взаимодействие нужно разорвать. Решение - дополнительная модуляция тока накачки быстрая для одних (фононы - температура) и медленная для других (фотоны и электроны).

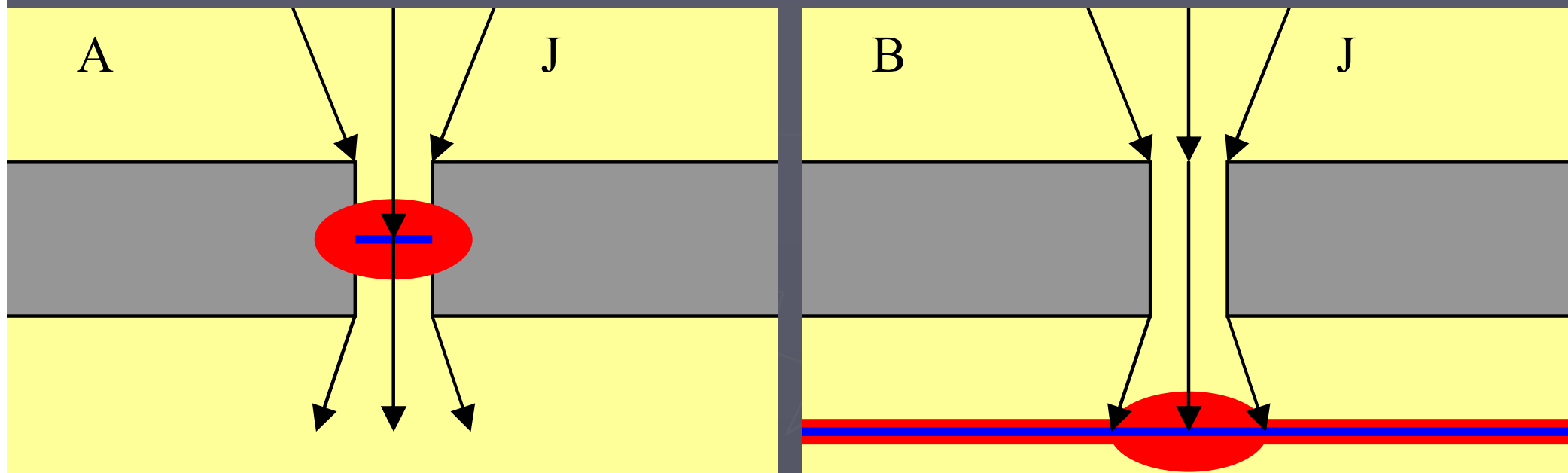
Подавление В2



Сигнал реперного канала с двумя слабыми линиями поглощения водяного пара в атмосфере.

Красная кривая – традиционный подход – слабые линии поглощения атмосферного водяного пара не видны (ограничение В2). Синяя кривая – В2 подавлена, слабые линии поглощения атмосферного водяного пара регистрируются с хорошим отношением сигнал/шум.

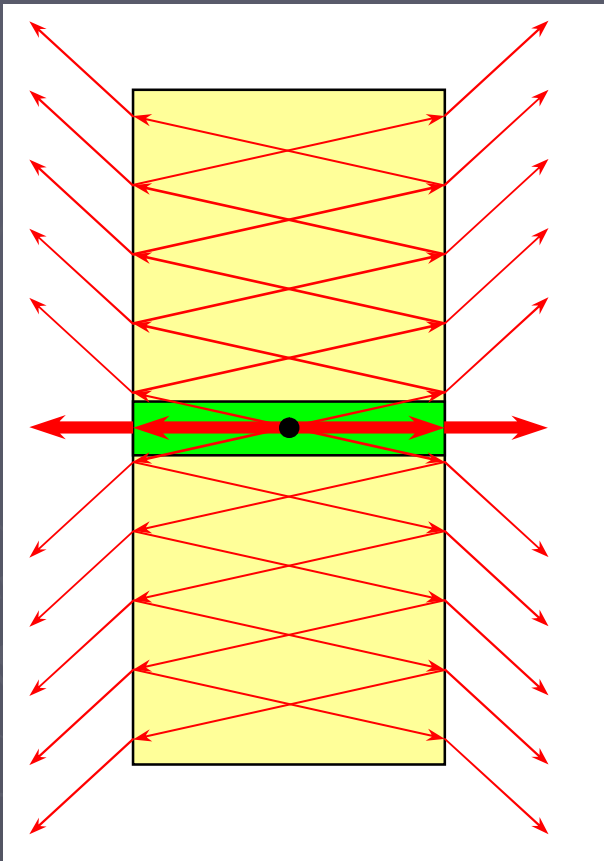
Типы ДЛ структур



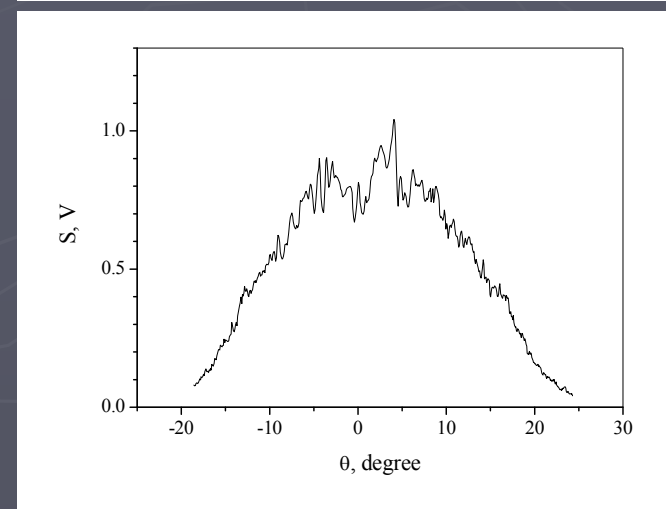
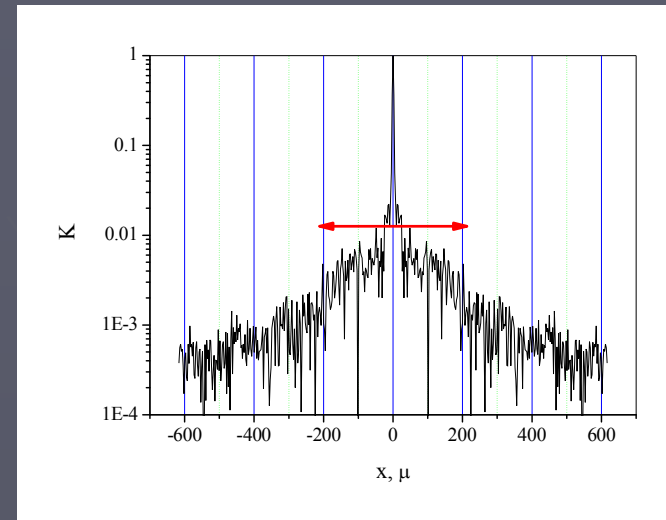
Широкое применение ДЛ потребовало изменения технологии их изготовления. Раньше использовалась технология меза структур (левая диаграмма), в которой р-п переход располагался внутри изолятора. Выход хороших ДЛ, изготовленных по этой технологии, составлял ~ 1 %. В настоящее время используется технология ограниченного усиления (правая диаграмма), что привело к увеличению более чем на порядок КПД производства ДЛ.

Для нас плата за этот прогресс - новый механизм ВЗ.

ВЗ – Рассеяние внутри ДЛ



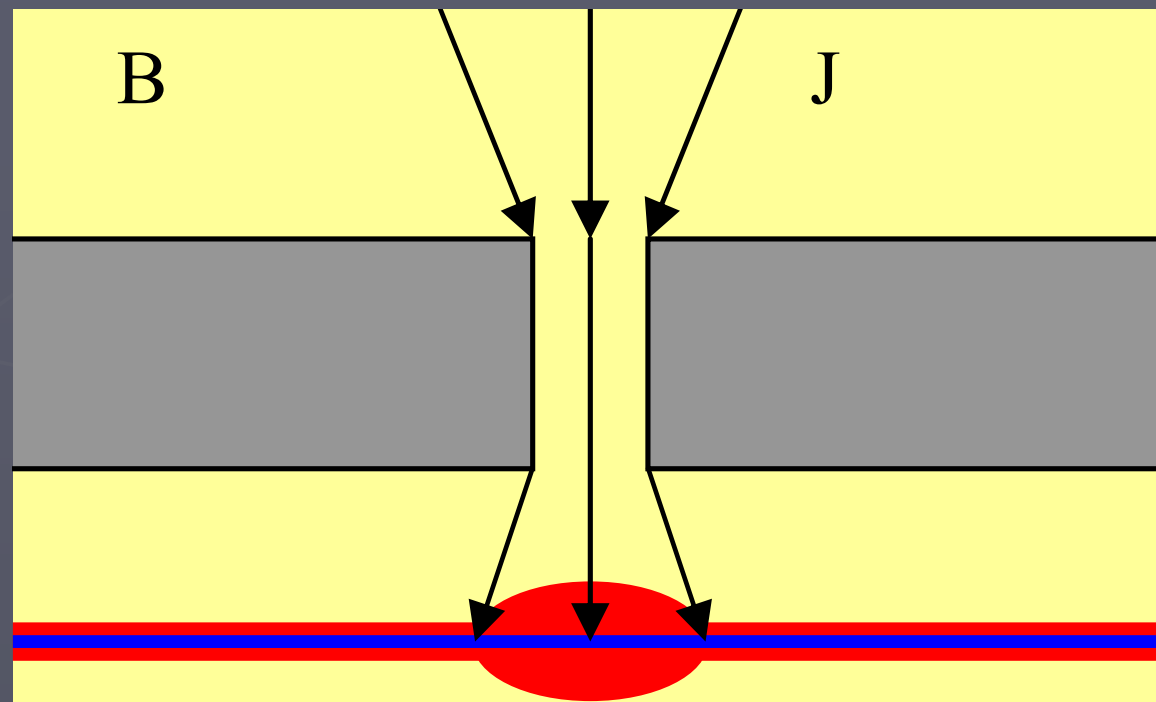
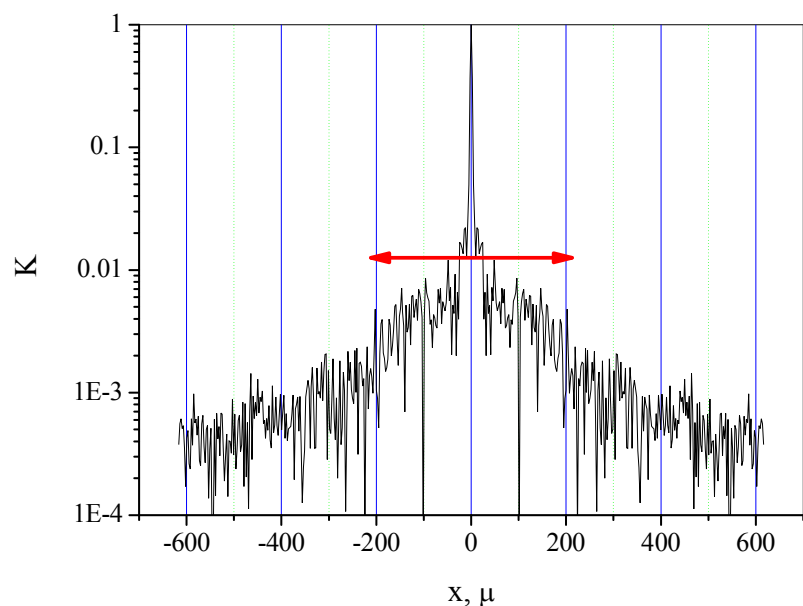
Рассеяние излучения внутри ДЛ (Laser components) приводит к спекл картине на торце ДЛ (вверху) а также тонкой структуре дальнего поля излучения ДЛ (внизу).



Требования к стабильности температуры и тока те же, что для В1 и В2.

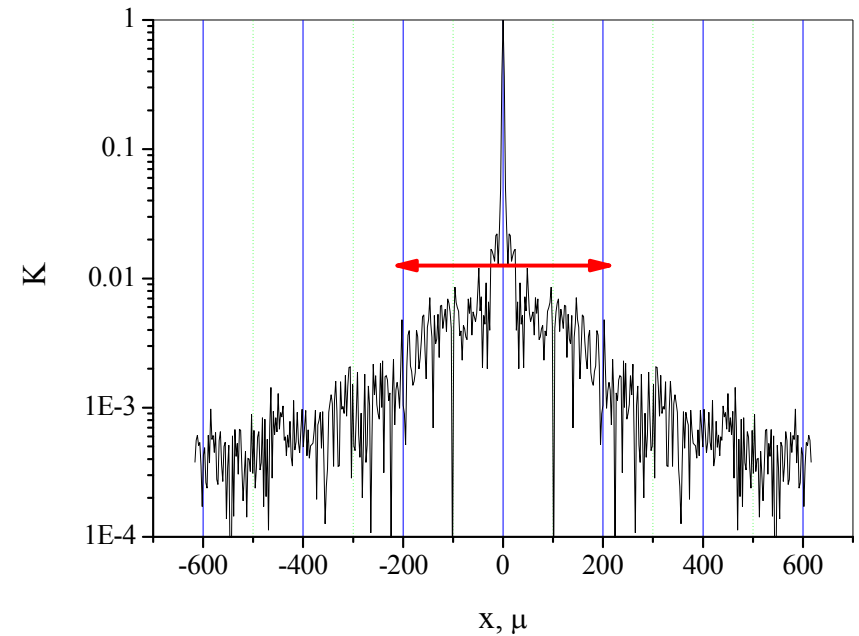
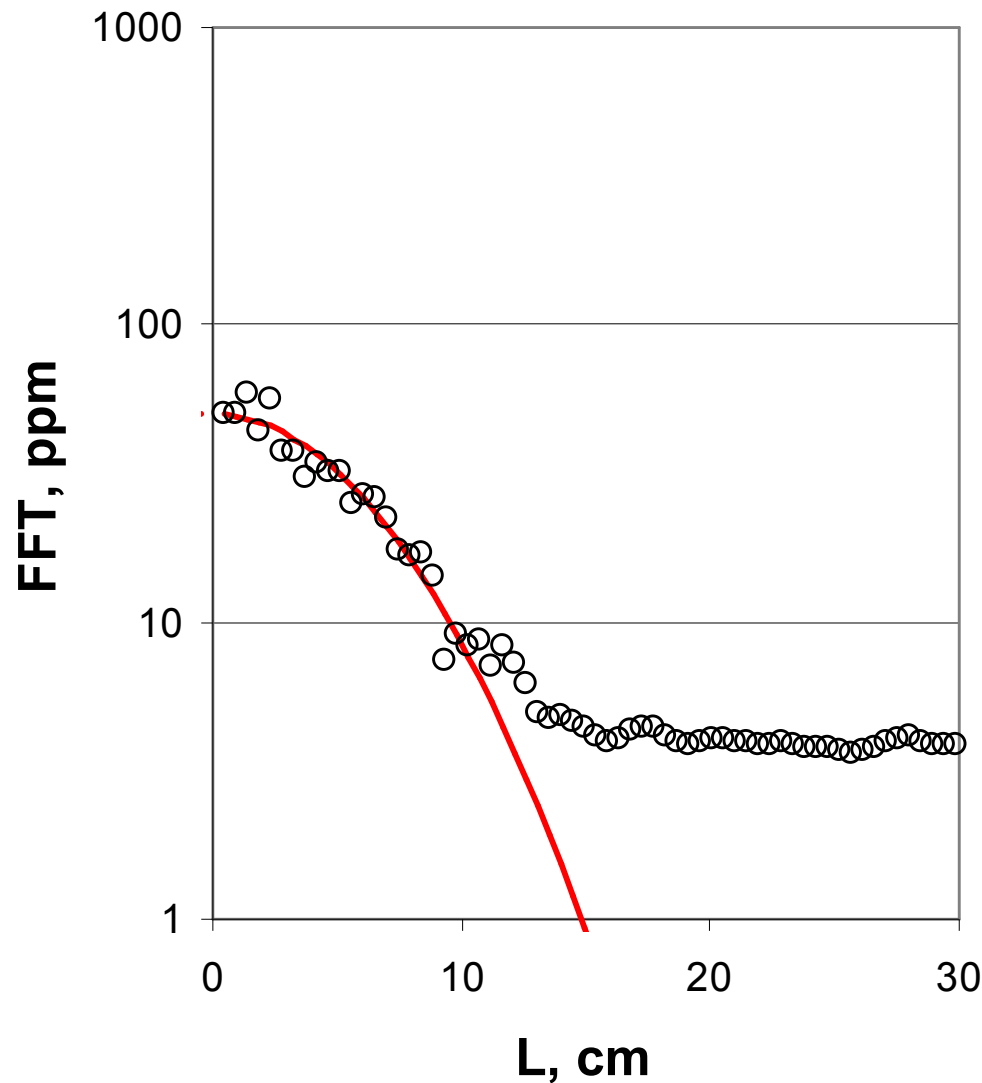
Дополнительное требование из-за тонкой структуры:
никакого относительного движения элементов системы.

ВЗ - спекл картина ближнего поля ДЛ



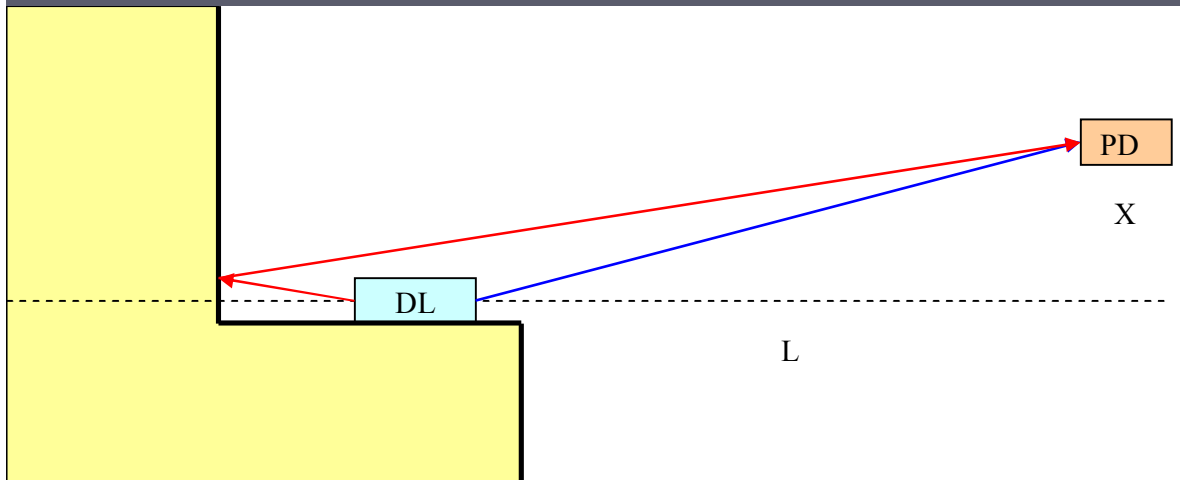
Вывод: ближнее поле ДЛ состоит из узкого излучения активной области ($\sim 10 \mu$) и широкой спекл картины ($\sim 400 \mu$), обусловленной рассеянием в активной области ДЛ. Интерференция этих двух компонент приведет к формированию на ФД базовой линии ВЗ.

FFT ВЗ



По своей природе FFT ВЗ имеет весьма характерную форму: контур Гаусса (красная кривая) и легко может быть идентифицирована.

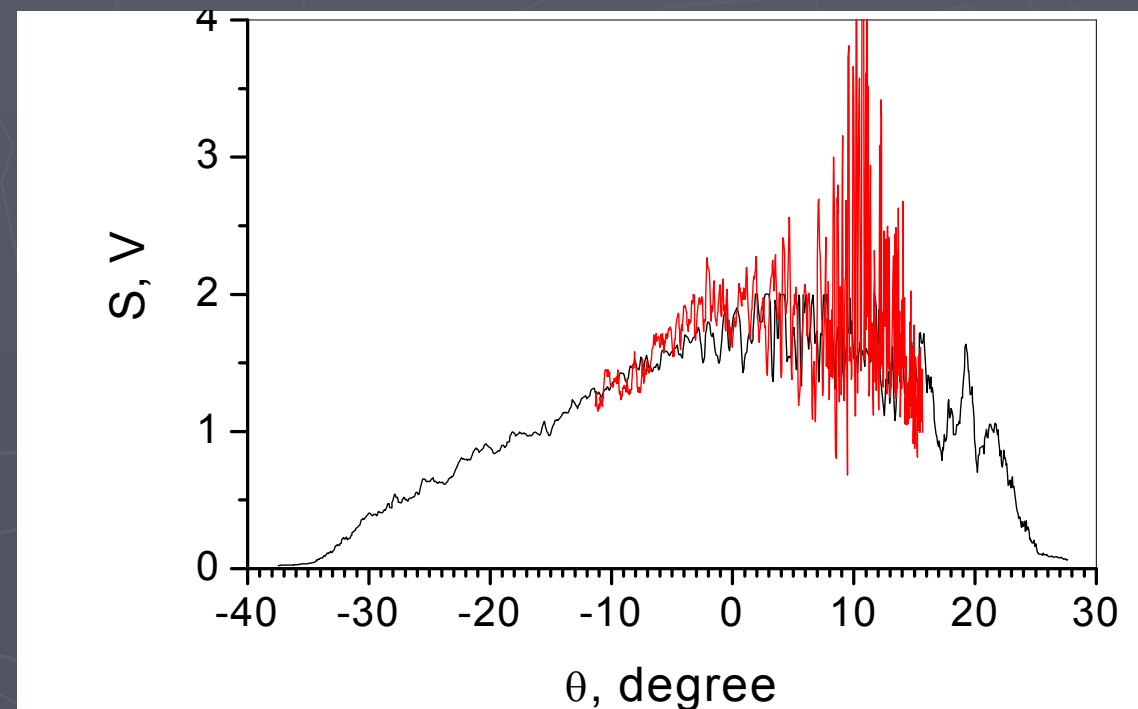
V4 – Рассеяние внутри модуля ДЛ



Рассеяние внутри модуля ДЛ приводит к тонкой структуре дальнего поля и V4.

Тонкая структура дальнего поля ДЛ (Laser components) из-за рассеяния внутри модуля ДЛ.

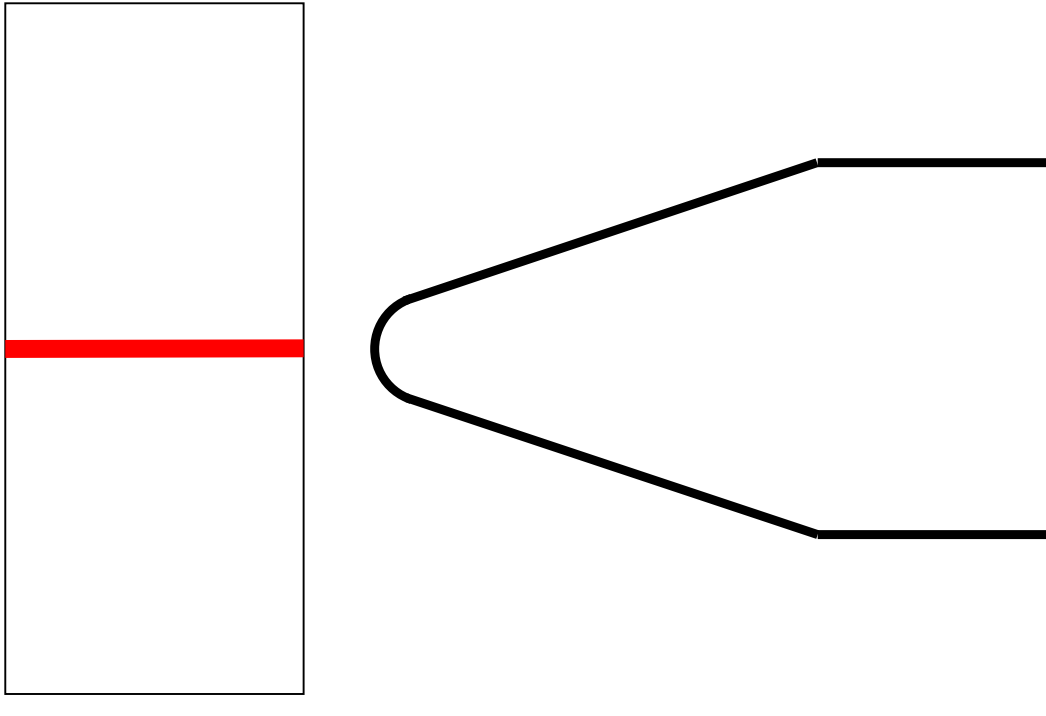
Требования те же, что для V3.



Подавление V3, V4

- ▶ Для используемой в настоящее время технологии изготовления ДЛ, механизм V3 не может быть подавлен для чипов ДЛ.
- ▶ Механизм V4 всегда присутствует для чипов ДЛ.
- ▶ Использование чипов ДЛ ближнего ИК диапазона (Laser Components и NanoPlus) для высокочувствительных измерений не может быть рекомендовано.
- ▶ Под вопросом использование чипов ДЛ среднего ИК диапазона (Laser Components и QCL).

Подавление В3, В4



В настоящее время появилось решение для подавления В3 и В4. Это решение связано со стыковкой ДЛ с одмомодовым световодом. На конце световода формируется микролинза, которая направляет в световод лишь излучение из активной области ДЛ. При этом рассеянное излучение внутри активной области ДЛ и в модуле ДЛ не попадает в световод.

Использование световода привело к трем новым механизмам формирования базовой линии:

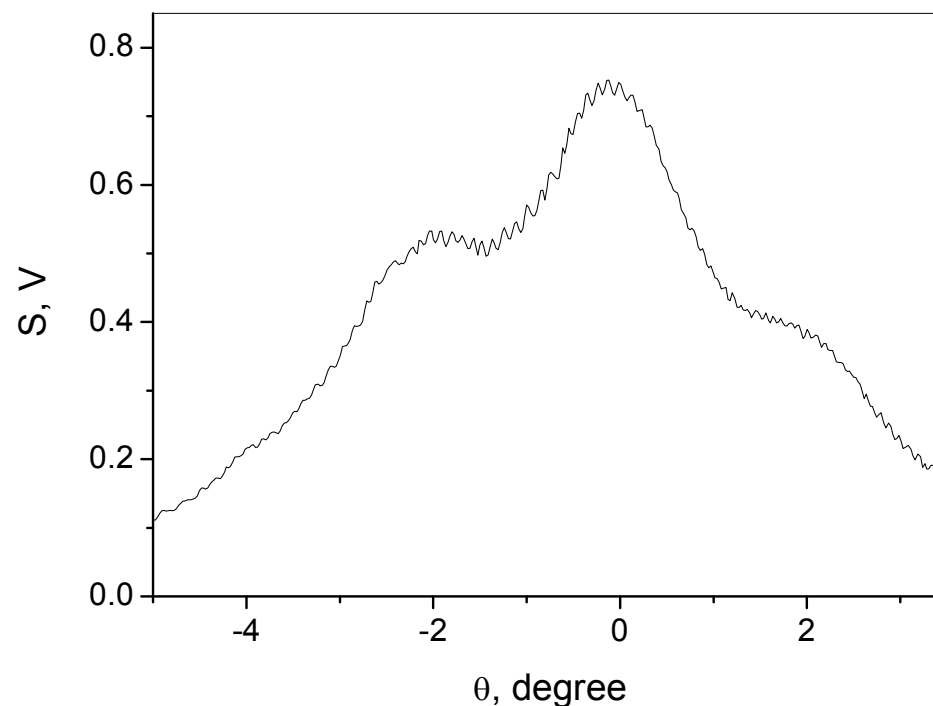
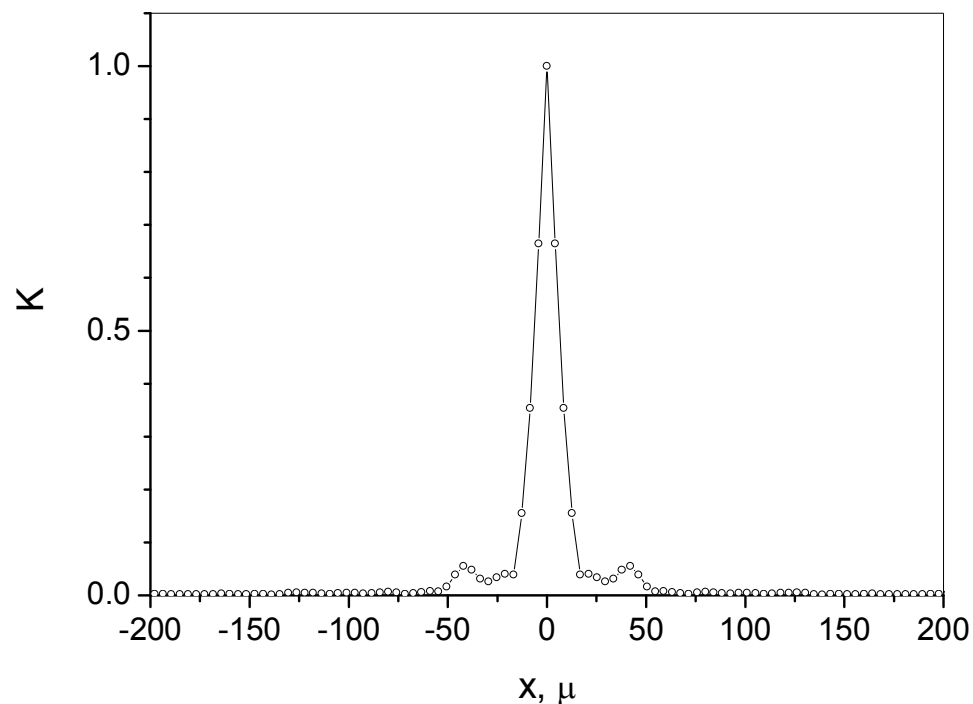
В5 – оболочечные моды световода.

В6 – оптическая обратная связь.

В8 – обратное рассеяние внутри световода

V5 – Оболочечные моды световода

Рассеяние внутри световода приводит к появлению оболочечных мод, которые формируют спекл картину на торце световода (слева) и тонкую структуру дальнего поля (справа).

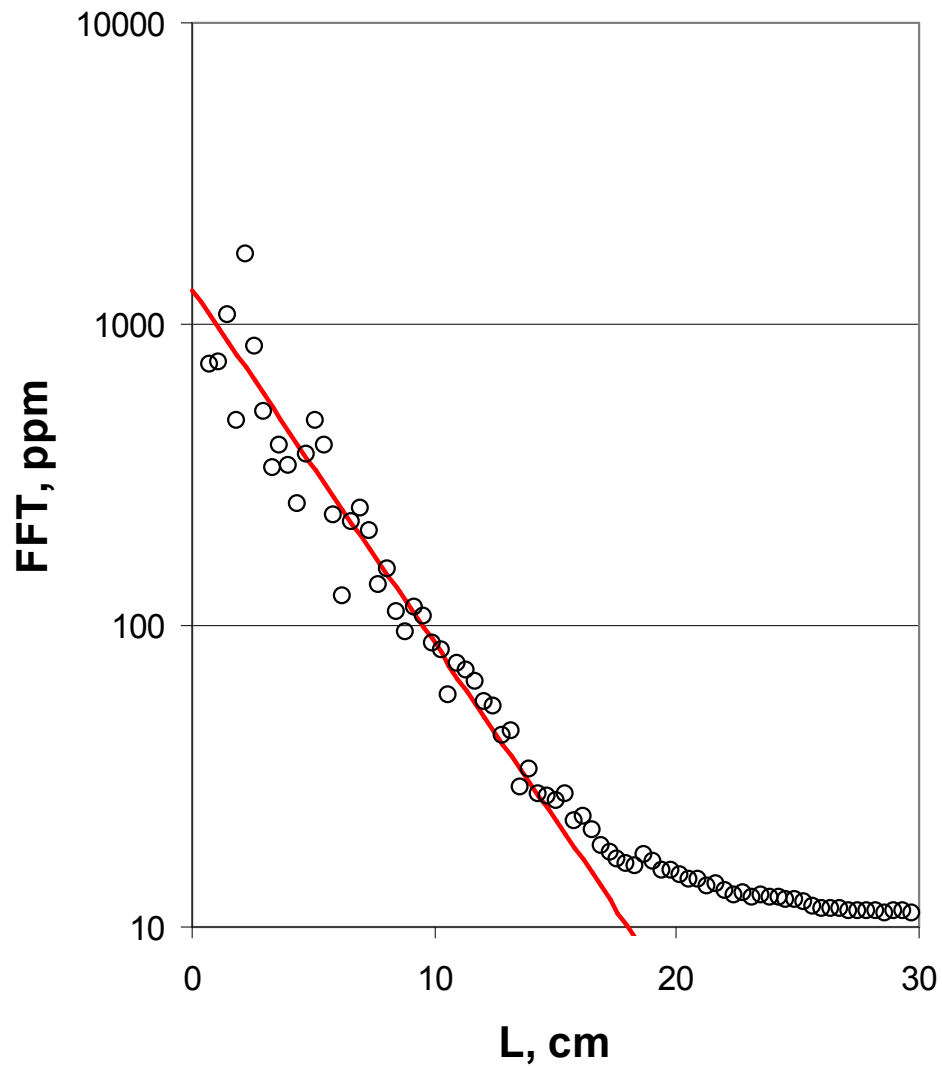


Аналогично V3 и V4, V5 не стабильна.

Решение: использование хороших световодов.

Рекомендуется проводить проверку в красном свете.

FFT B5

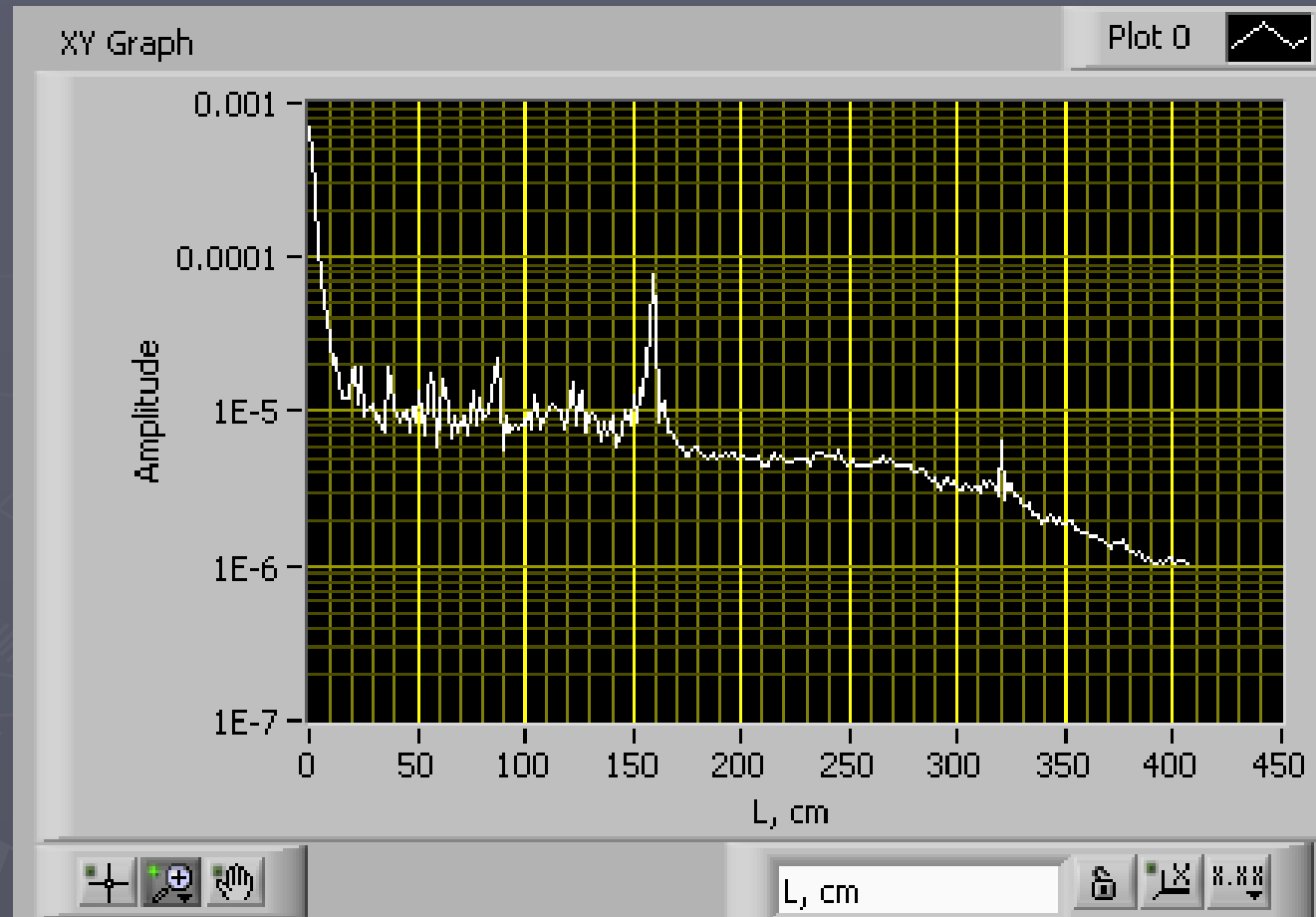


По своей природе FFT B5 имеет весьма характерную форму: экспоненциальная зависимость (красная кривая) и легко может быть идентифицирована.

Подавление В5

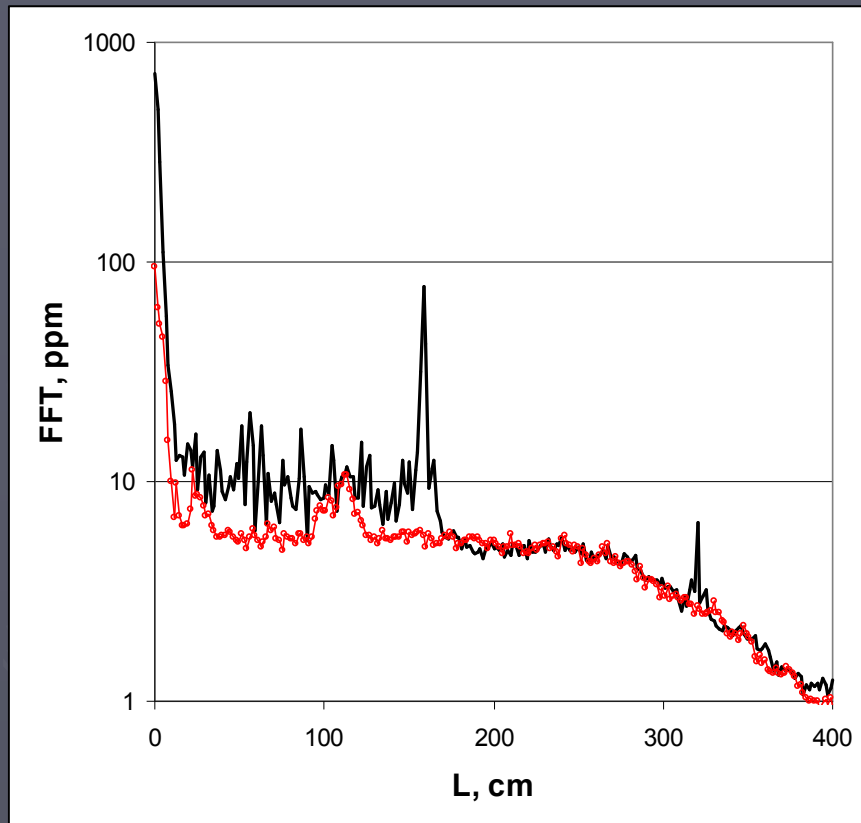
- ▶ В5 связана с рассеянием внутри световода.
- ▶ Тестировать систему в красном свете.
- ▶ На выходе использовать световод с малым рассеянием.
- ▶ Уменьшить диаметр скручивания используемого световода для того, чтобы уменьшить рассеяние.
- ▶ Поместить конец световода в иммерсионную среду (глицерин), чтобы удалить оболочечные моды.

V8 – рассеяние внутри световода



В последнее время был идентифицирован еще один механизм образования базовой линии V8 – рассеяние внутри световода на его неоднородностях. При этом рассеянное излучение поступает в основную моду световода. Этот механизм приводит к появлению в FFT базовой линии для L от 0 до длины световода.

Исследование В8



Чёрная кривая соответствует тем же данным, что приведены выше. Использовался ДЛ NEL с прямым наконечником и оптическим изолятором. Пик $L = 160$ см соответствует отражению от выходного торца световода. Пик $L = 320$ см – отражение отражённого излучения от изолятора и последующее отражение от торца. Оба попадают в активную область ДЛ, образуя обратную связь.

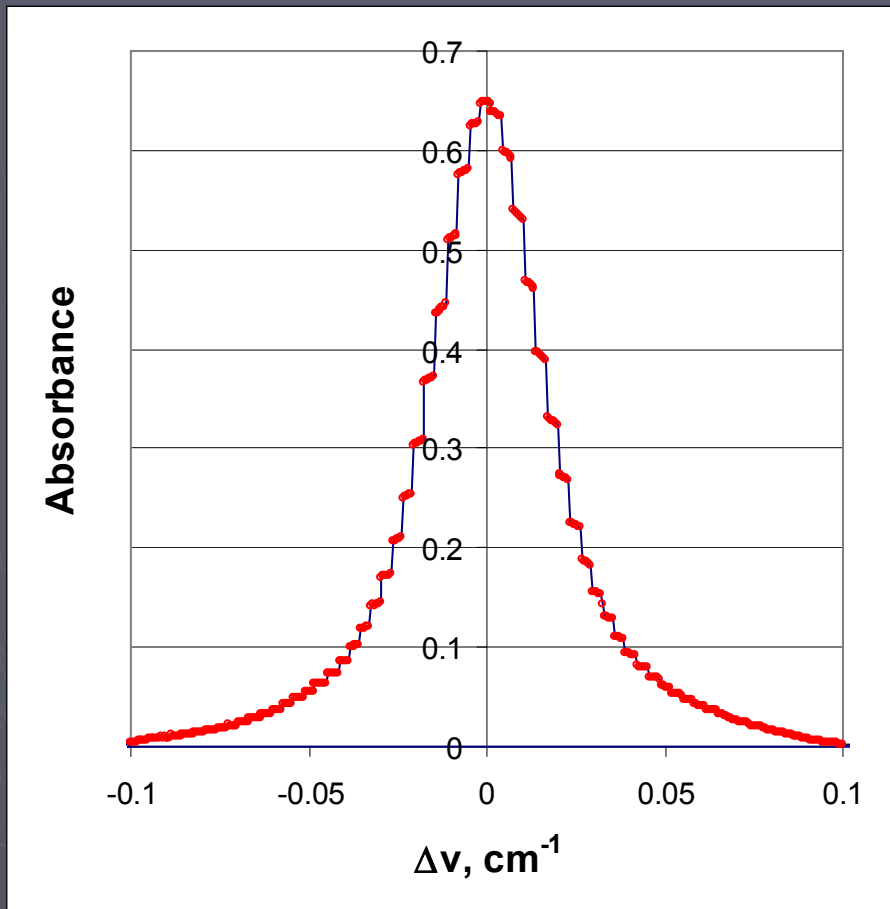
Красная кривая – к выходу ДЛ подсоединен волоконный кабель прямой – косой, к которому подсоединен косой Y образный разветвитель. Наблюдаемые пики на красной кривой обусловлены наводками.

Вывод: в данном случае В8 связана с рассеянием излучения, отраженного от плоского наконечника, на неоднородностях световода модуля ДЛ. Для подавления этого типа В8 необходимо снизить отражение за счет использования косого наконечника.

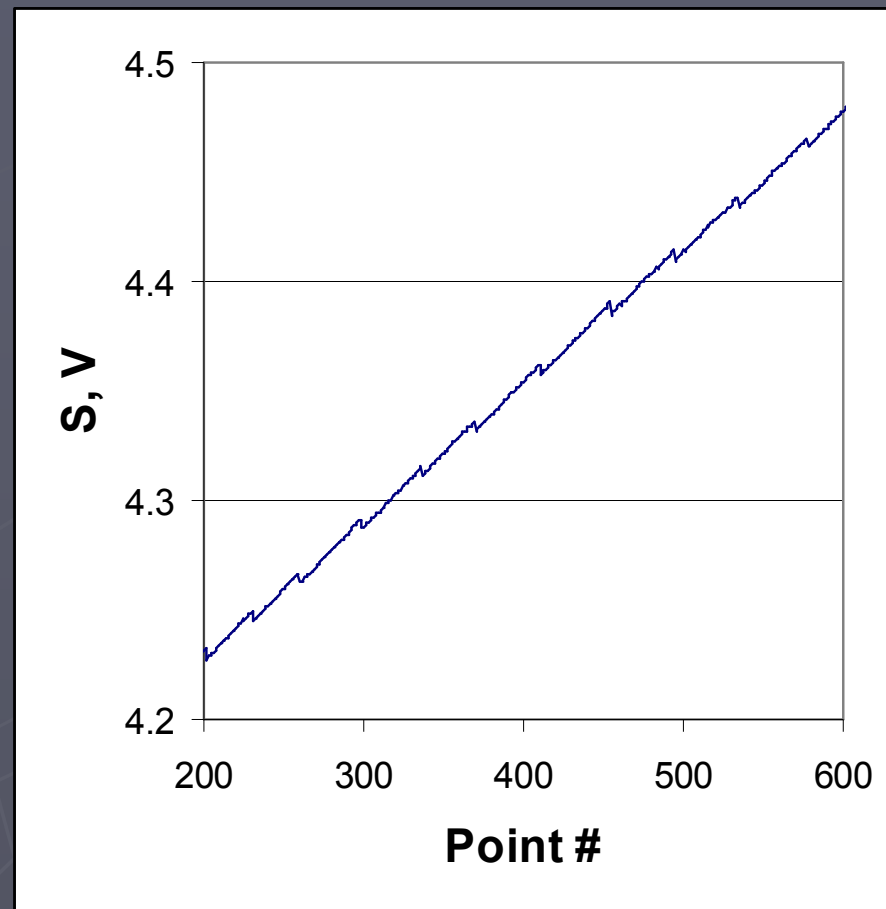
Подавление В8

1. В модуле ДЛ использовать оптические изоляторы с большим подавлением.
2. На выходе использовать косой наконечник и качественное волокно.

В6 - оптическая обратная связь

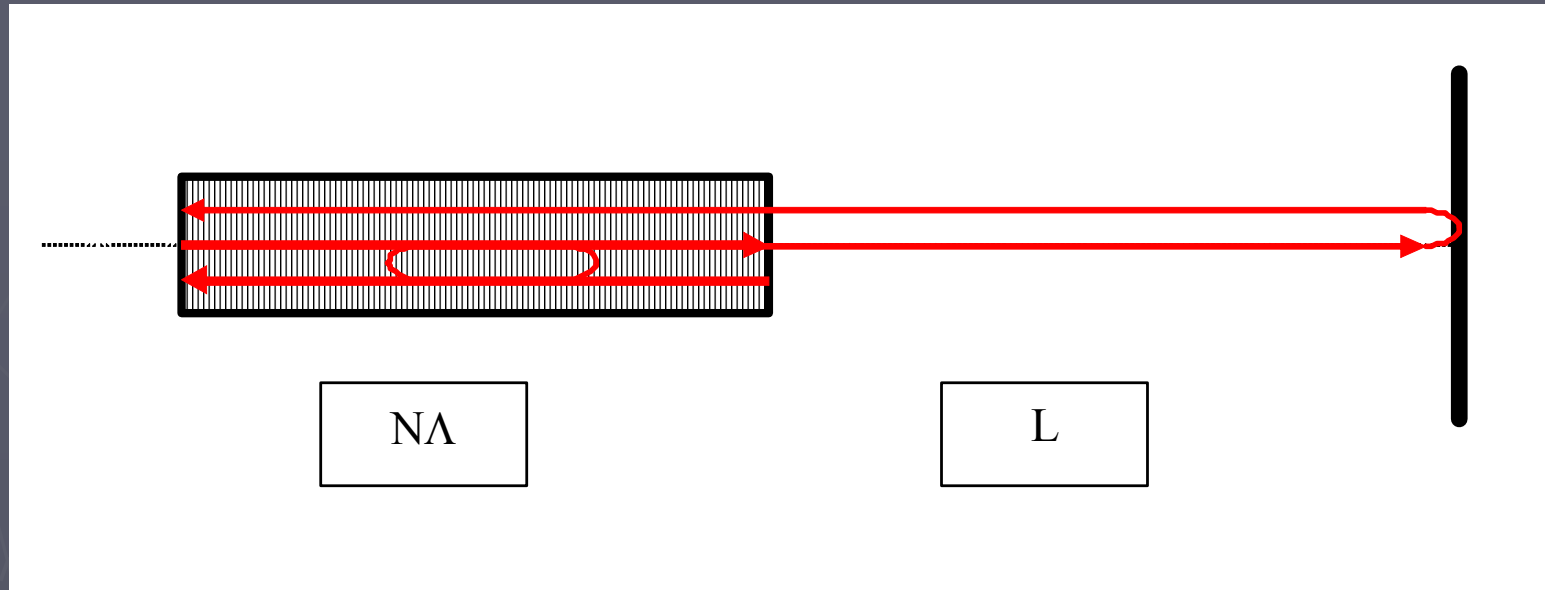


Контур линии водяного пара, зарегистрированный с помощью ДЛ, у которого имелась заметная оптическая обратная связь



Базовая линия В6, обусловленная оптической обратной связью.

Оптическая обратная связь



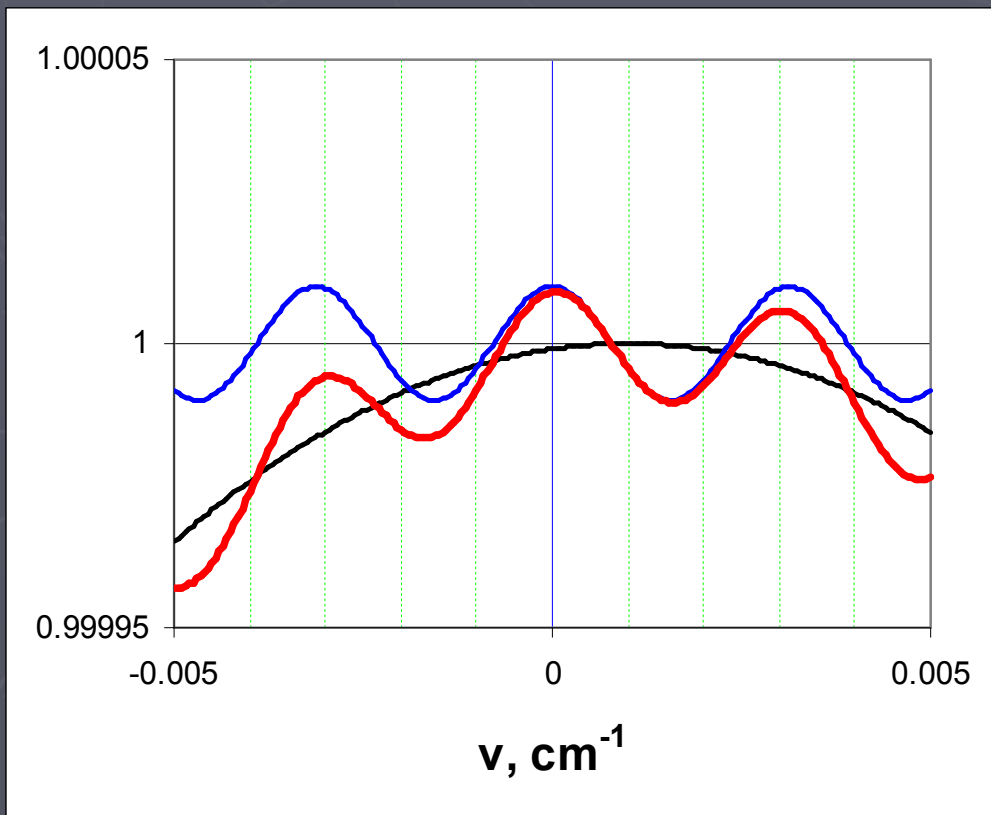
Формирование оптической обратной связи в составном резонаторе DFB ДЛ с волоконным выводом излучения; $N\Lambda$ - длина резонатора ДЛ, Λ и N - период и число периодов DFB, соответственно, L – длина волокна.

Оптическая обратная связь

{ } в уравнении – разложение обратной связи DFB ДЛ вблизи максимума; черная кривая на рисунке.

$$\frac{E}{4kNE_0} = \left\{ 1 - \frac{[8\pi n(\nu - \nu_0)\Lambda N]^2}{6} \right\} + \beta \cos[4\pi\nu L]$$

Синяя кривая - внешняя оптическая связь (второе слагаемое); L – длина волокна; β - доля излучения, попадающая в активную область из-за отражения от торца волокна.



Красная кривая - итоговая обратная связь составного резонатора DFB ДЛ с волоконным выводом излучения (обратить внимание на малость изменений). ДЛ будет генерировать на частоте, соответствующей абсолютному максимуму этой зависимости.

Перестройка частоты ДЛ

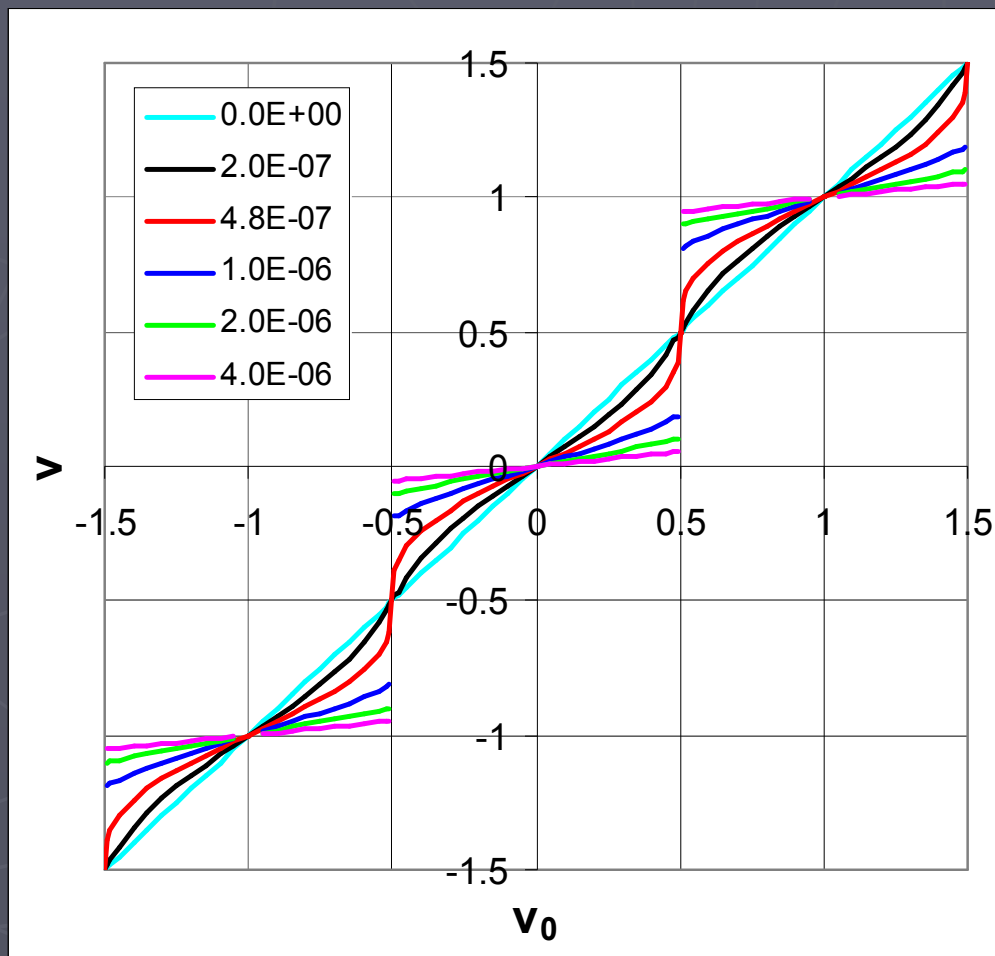
Перестройка частоты DFB ДЛ с волоконным выводом излучения

$$\frac{[8\pi n \Lambda N]^2}{3} (\nu - \nu_0) - 4\pi L \beta \sin[4\pi \nu L] = 0$$

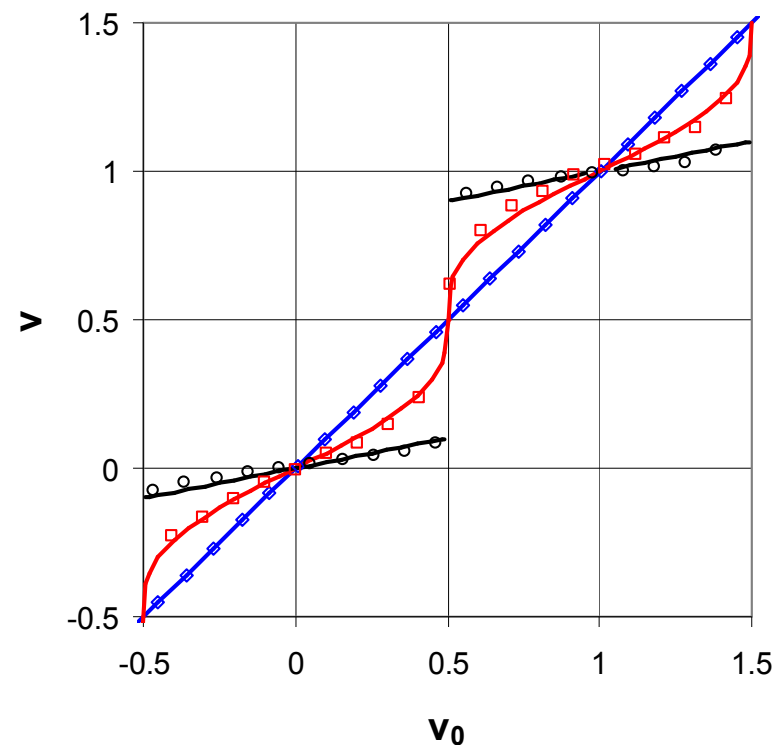
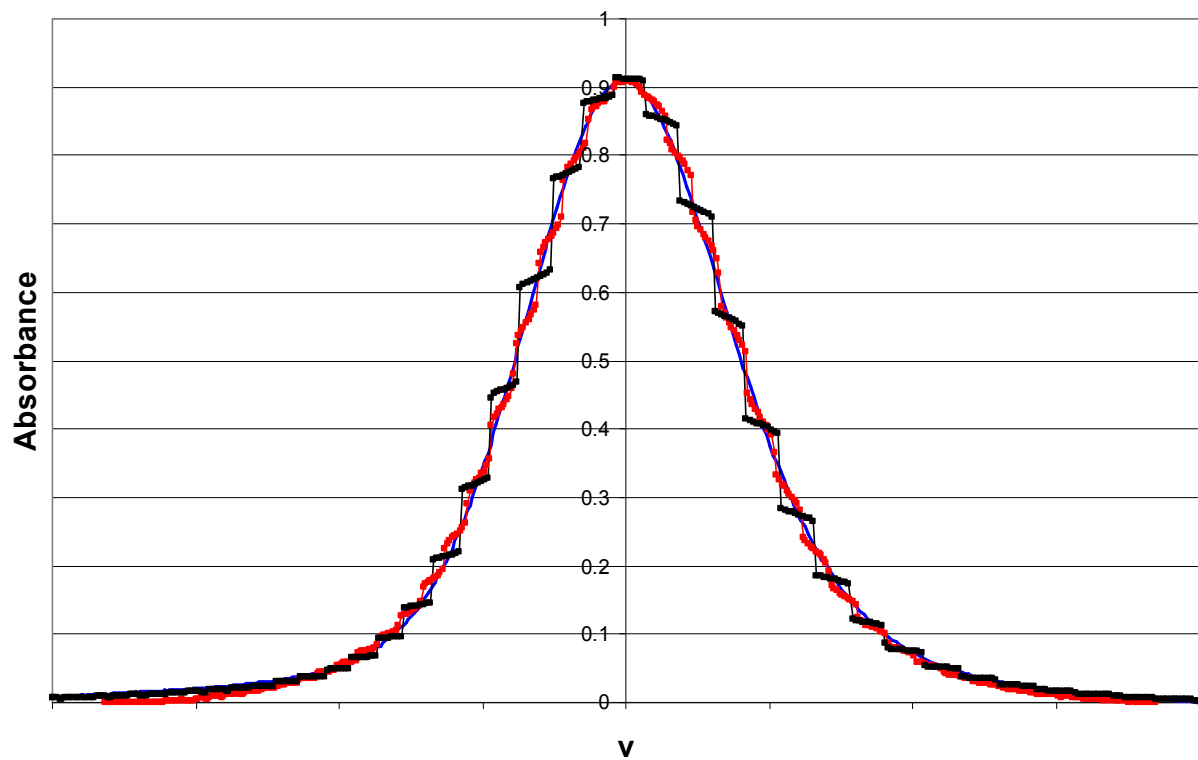
$$\left. \frac{\partial \nu}{\partial \nu_0} \right|_{\nu_0=0} = \frac{\beta_0}{\beta + \beta_0}$$

$$\beta_0 = \frac{1}{3} \left[\frac{2nl}{L} \right]^2$$

Перестройка частоты DFB ДЛ при изменении положения максимума DFB для разных величин β - доли возвращаемого излучения (затягивание моды в резонатор). При отсутствии обратной связи ДЛ отслеживает частоту DFB. Для $\beta > \beta_0$ имеет место перескок по модам внешнего резонатора. Наклон перестройки внутри моды тем меньше, чем больше обратная связь β и может быть использован для определения этой величины.



Оптическая связь для разных ДЛ

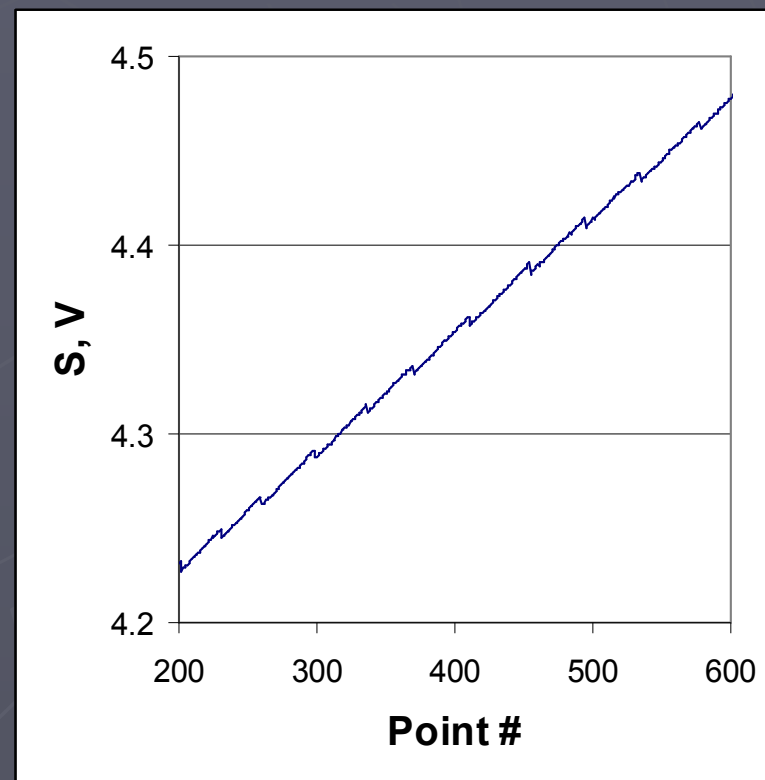
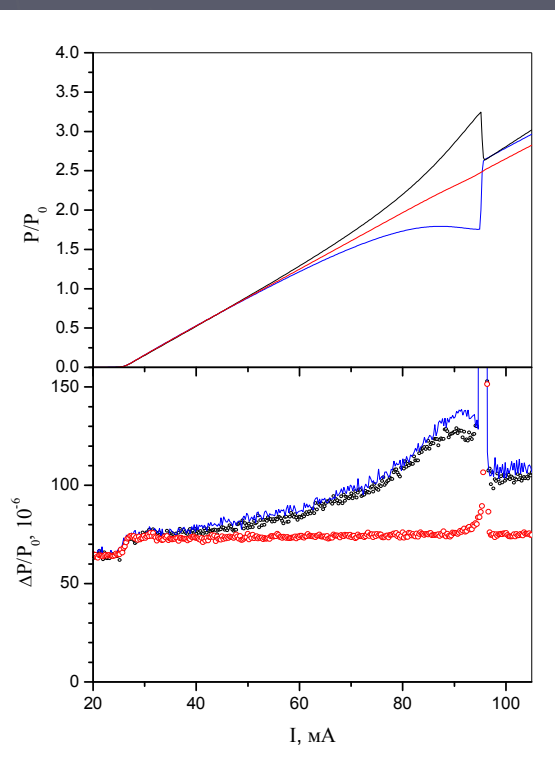


Регистрация линии H₂O тремя разными ДЛ (слева) и перестройка частоты этих ДЛ (справа). Синяя кривая - чип ДЛ Laser Components (волокно отсутствует, обратной связи нет). Красная кривая – ДЛ Anritsu (с косым выводом излучения). Черная кривая – ДЛ NEL с прямым выводом излучения.

Есть основание задуматься.

Формирование В6

Рассматриваемый механизм проявляется в частотной перестройке ДЛ. Почему он влияет на базовую линию? Это связано с тем обстоятельством, что диаграмма направленности излучения ДЛ при перескоке мод изменяется.

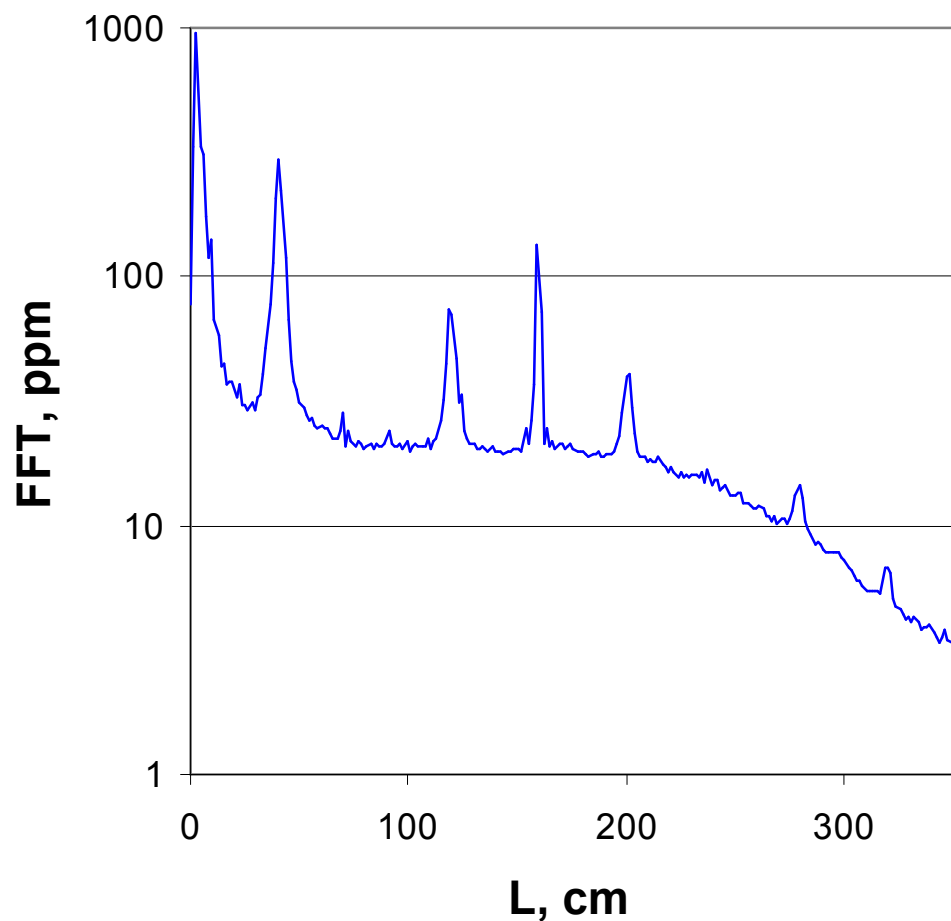


Изменение регистрируемого сигнала в окрестности перескока мод для разных положений ФД в диаграмме излучения ДЛ.

В случае использования ДЛ с волоконным выводом излучения, мы используем то, что сделано производителем. Неточная состыковка волокна с ДЛ приводит к В6.

Проявление В6

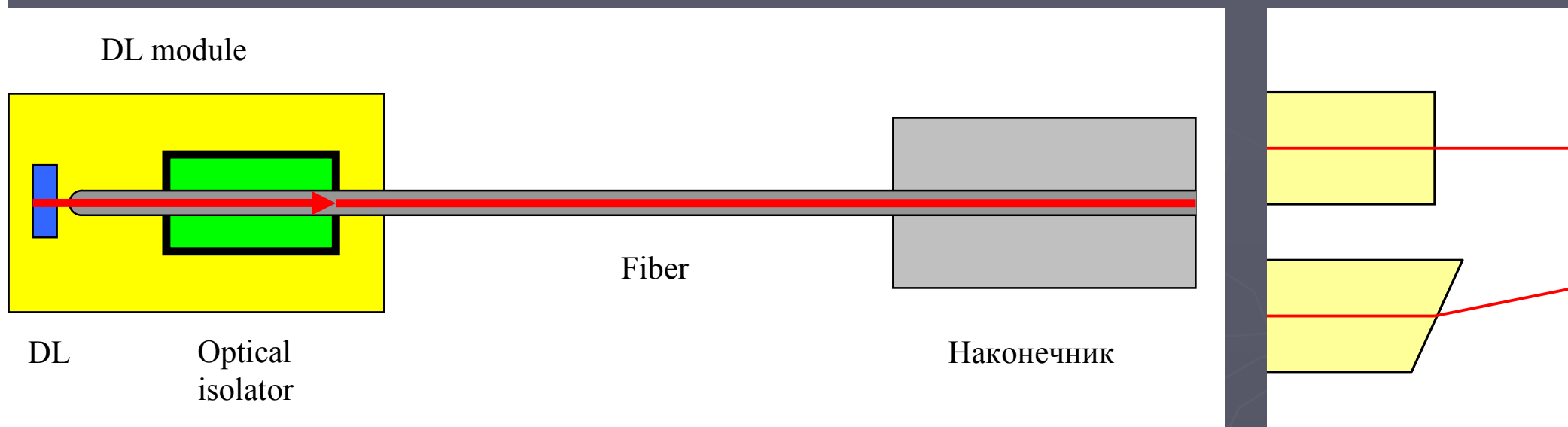
Более страшное влияние В6 связано с его нелинейностью. Если при наличии В6 имеется другая интерференция, то будут присутствовать все гармоники.



В данном случае оптическая обратная связь, обусловленная световодом соответствует 160 см. На расстоянии 200 см в луч ДЛ был установлен лист белой бумаги для рассеивания излучения ДЛ. Отчетливо видны все комбинационные частоты.

Вывод:
для высокочувствительной
регистрации молекулярного
поглощения В6 должен быть
подавлен.

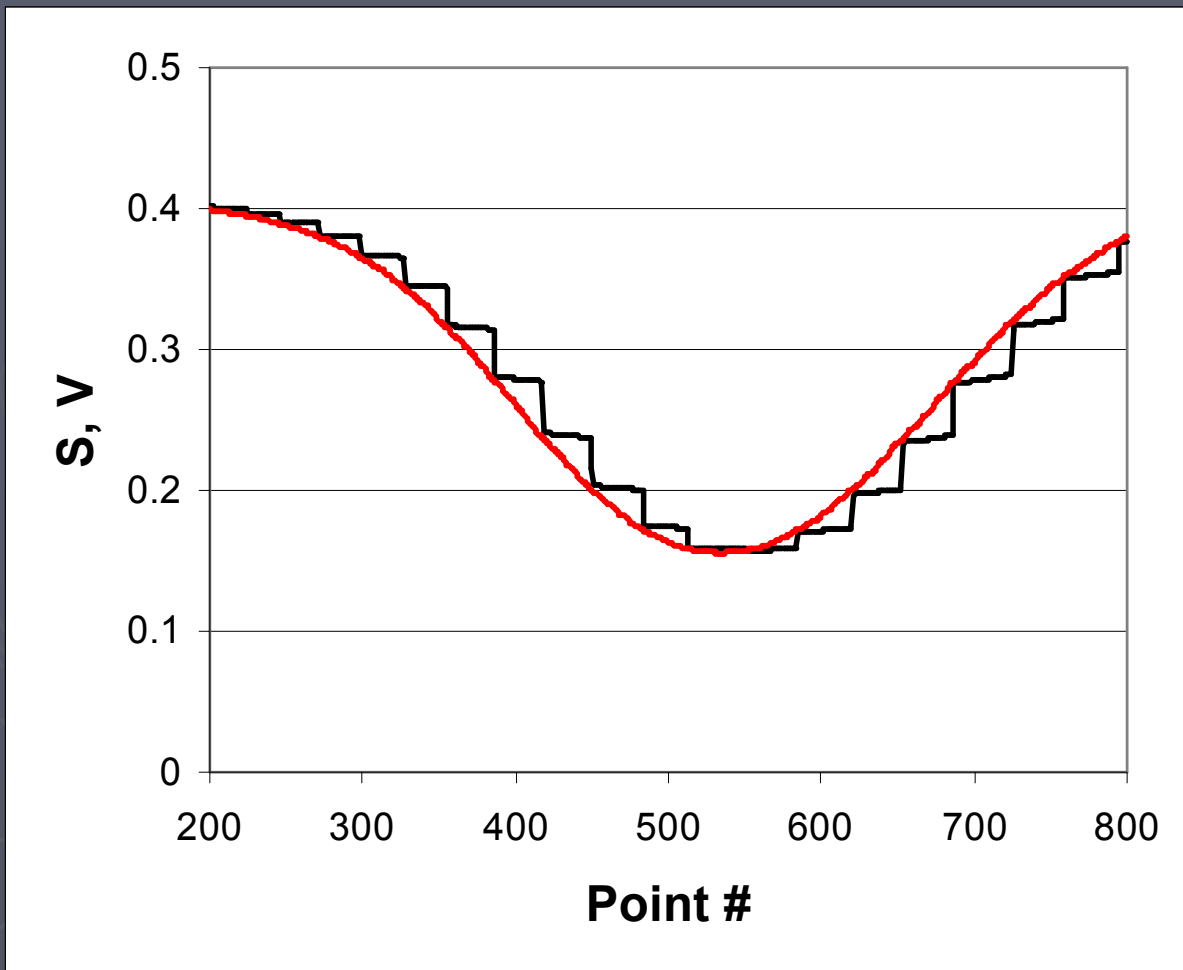
Подавление В6



Структурная схема современного модуля ДЛ с волоконным выводом излучения. В состав модуля входят: ДЛ, волокно с микро-линзой, оптический изолятор (обычно 30 dB), подавляющий отраженное излучение, и наконечник. Существуют два типа наконечников: прямой и косой.

Рекомендации при заказе ДЛ: использовать косой наконечник и изолятор с большим подавлением. Все это позволяет заметно снизить паразитную обратную связь.

Подавление В6



Если заказан неправильный модуль ДЛ (30 dB, прямой наконечник – черная кривая) не все потеряно. Правильная оптическая схема позволяет устранить данный дефект. Красная кривая - регистрация той же линии, тем же ДЛ к которому был подсоединен волоконный кабель длиной 3 м с наконечниками прямой – косой. Здесь критическим является качество стыковки плоских наконечников ДЛ и кабеля, что легко контролируется по регистрируемой форме линии.

Регистрация линии водяного пара одним и тем же модулем ДЛ.

Подавление В6

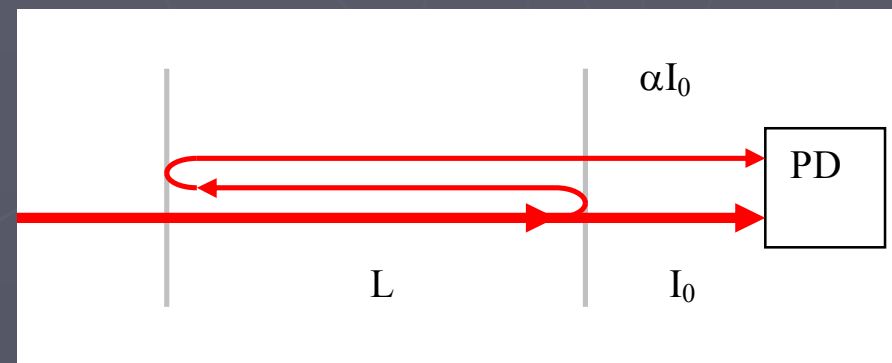
- ▶ При заказе ДЛ: косой наконечник и изолятор с большим подавлением.
- ▶ Между ДЛ и следующим оптическим элементом устанавливать промежуточный кабель длиной, превосходящей длину когерентности используемого ДЛ.

V7 - интерференция

Любые отражения и рассеяния в оптической схеме могут привести к V7 – интерференции. Нас интересует проявление интерференции в регистрируемом сигнале. *ФД регистрирует интенсивность попадающего на него излучения ДЛ.*

$$I(\omega) = E^* E$$

Пусть излучение ДЛ подается в оптическую систему, в которой есть две поверхности на расстоянии L . ФД регистрирует две волны: основную и отраженную поверхностью, расположенной на расстоянии L от ФД:

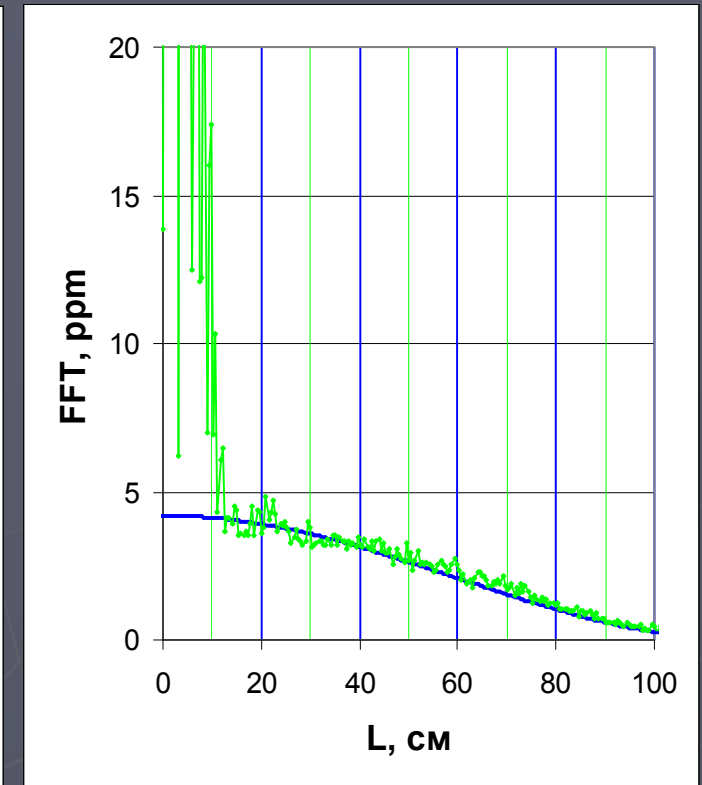
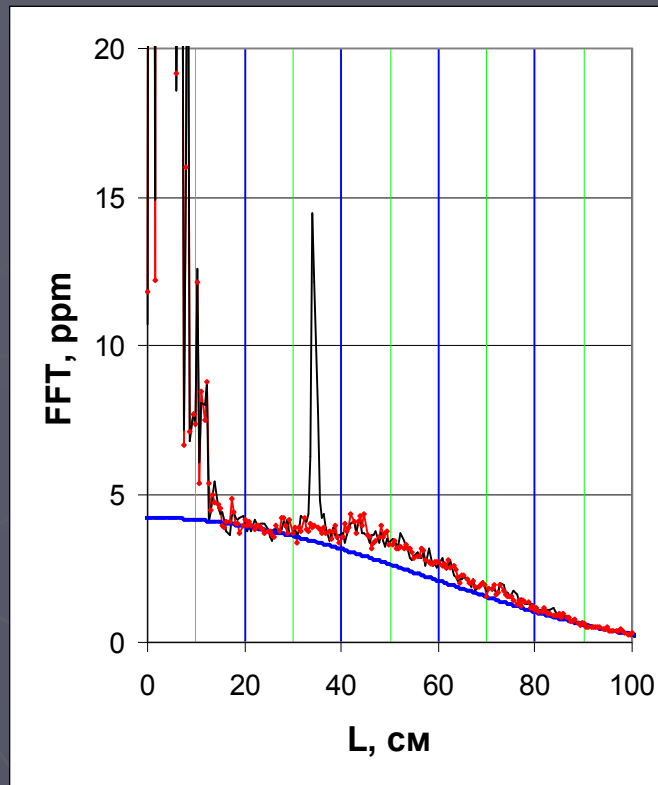


$$I(\nu) = I_0 \left[1 + \alpha + 2\sqrt{\alpha} \cos(4\pi\nu L) \right]$$

Здесь ν - волновое число, интенсивность второй волны относительно основной составляет α . При сканировании частоты излучения ДЛ в регистрируемом сигнале будет наблюдаться осциллирующая составляющая, период которой определяется расстоянием между интерферирующими поверхностями, а амплитуда коэффициентом отражения этих поверхностей.

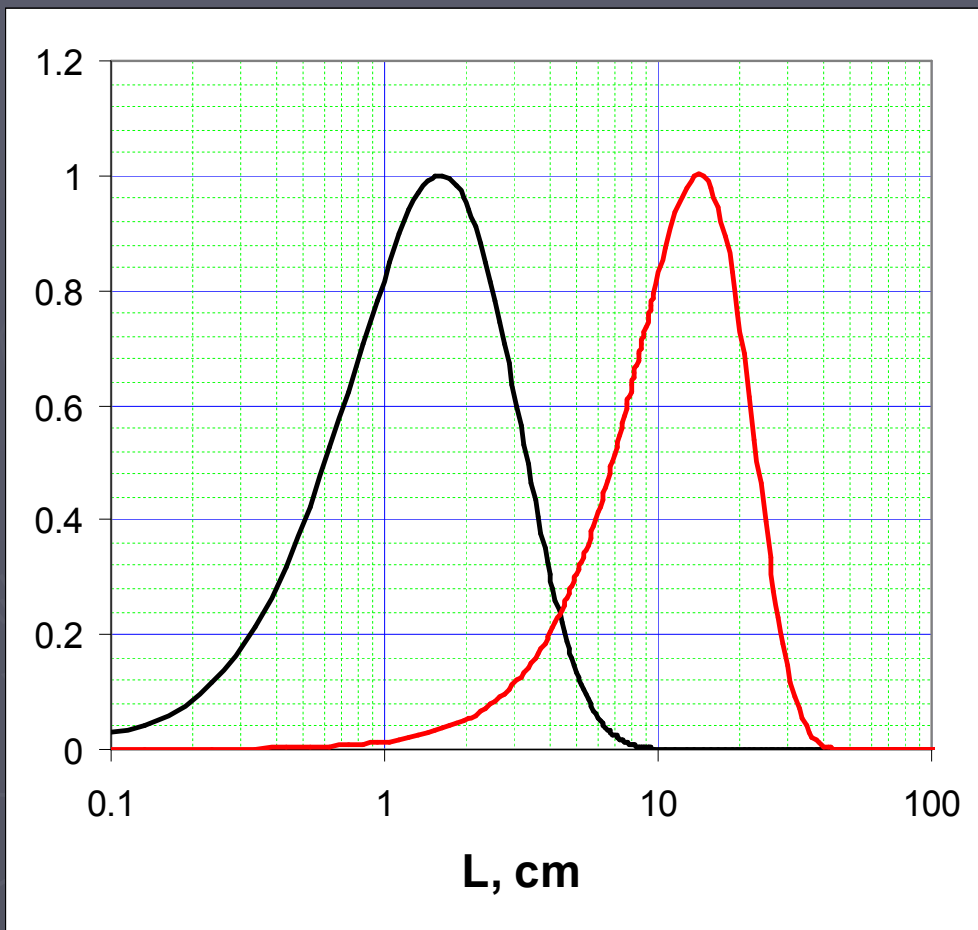
В7 – Интерференция в оптической схеме

FFT базовой линии. ФД был установлен на расстоянии 2 м от выхода световода. Левая часть FFT обусловлена В1, В2, В3, В5; синяя кривая – теоретический предел шумов.



Отражение не проблема: определи расстояние между поверхностями и устрани причину (измени угол поверхности к лучу ДЛ). Рассеяние хуже. Черный пик слева обусловлен рассеянием излучения ДЛ листом белой бумаги, установленном в лазерный луч на расстоянии 34 см. Убрали лист – пик исчез (красная кривая). Разница между красной и синей кривыми – распределенное рассеяние излучения ДЛ поверхностью оптического стола. Зеленая кривая справа – зеркало на поверхности стола.

Где ставить оптику?



FFT аналитических линий водяного пара при атмосферном (черная кривая) и пониженном (красная кривая) давлениях.

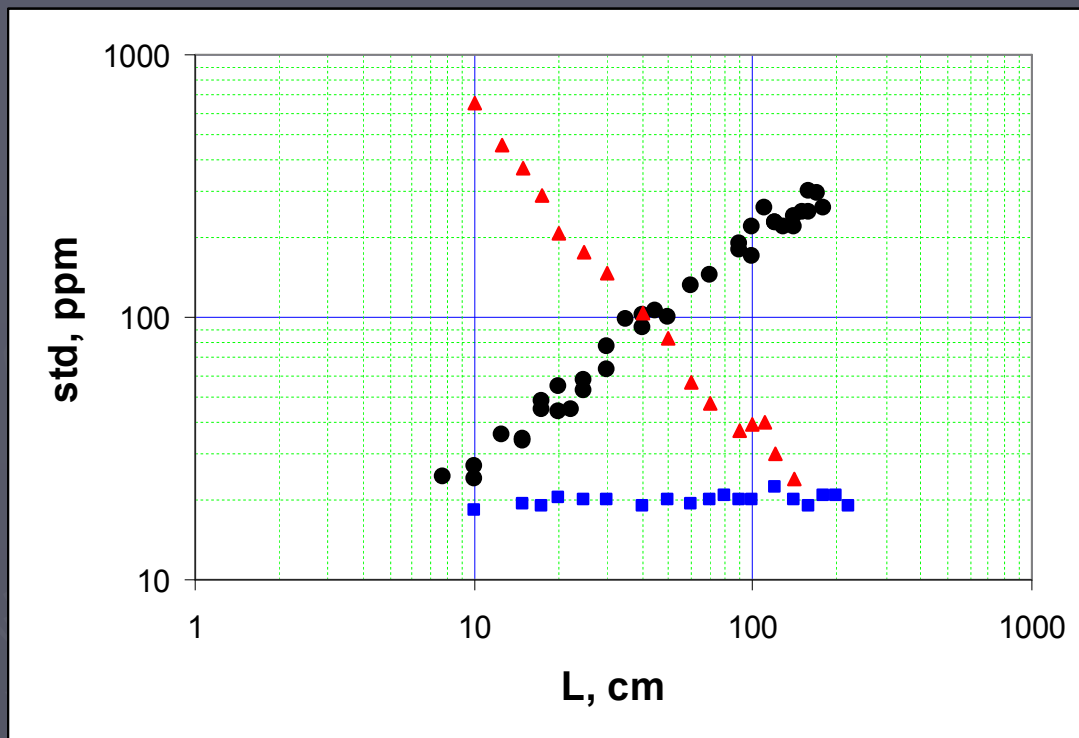
Нельзя располагать элементы оптической системы на расстояниях, где аналитический сигнал имеет значительную величину.

При атмосферном давлении - это область между 0.2 и 7 см.

При пониженном давлении это область между 2 и 40 см.

Зависимость V7 от расстояния

Различные механизмы образования базовой линии имеют разные свойства.



Std базовой линии как функция L - расстояния между выходом ДЛ и ФД. Видны три разных механизма образования (разные конфигурации оптической схемы).

Синий – механизмы внутри ДЛ (V1 и V2); $std = constant$. Черный – рассеяние внутри ДЛ или световода (V3 и V5); std пропорционально L . Красный – рассеяние внутри оптической схемы; std обратно пропорционально L .

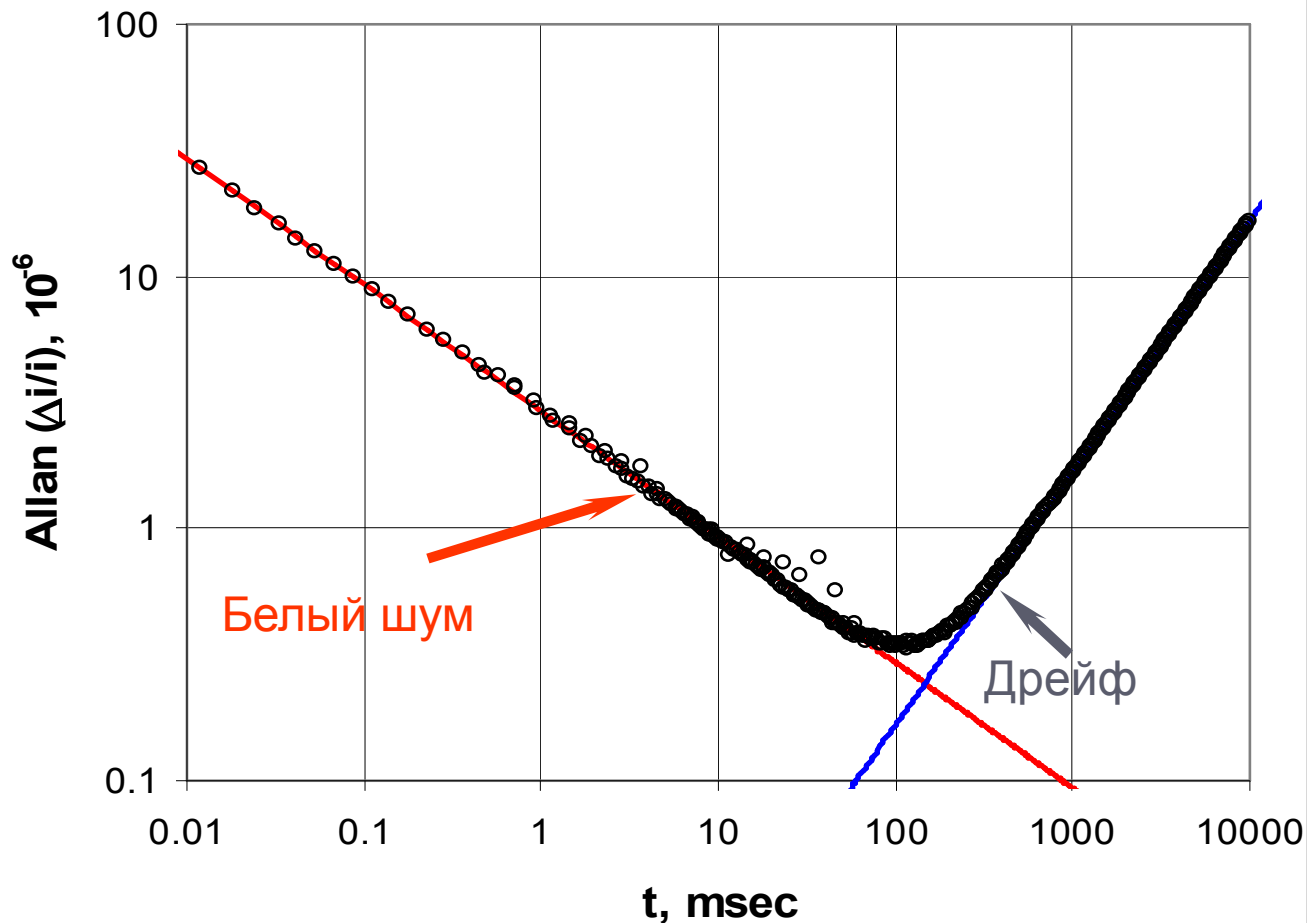
Все плохо: нельзя ставить ФД близко к волоконному выводу ДЛ (рассеяние - красный); нельзя ставить далеко (оболочечные моды – черный).

Вывод: Нужно использовать на выходе хорошее волокно с косым наконечником, чтобы подавить упомянутые помехи.

Подавление В7

1. Избегать отражения и рассеяния, которые могут привести к интерференции на поверхности ФД.
2. Избегать установки оптических элементов на расстояниях, представляющих опасность.
3. Использовать ДЛ с небольшой длиной когерентности

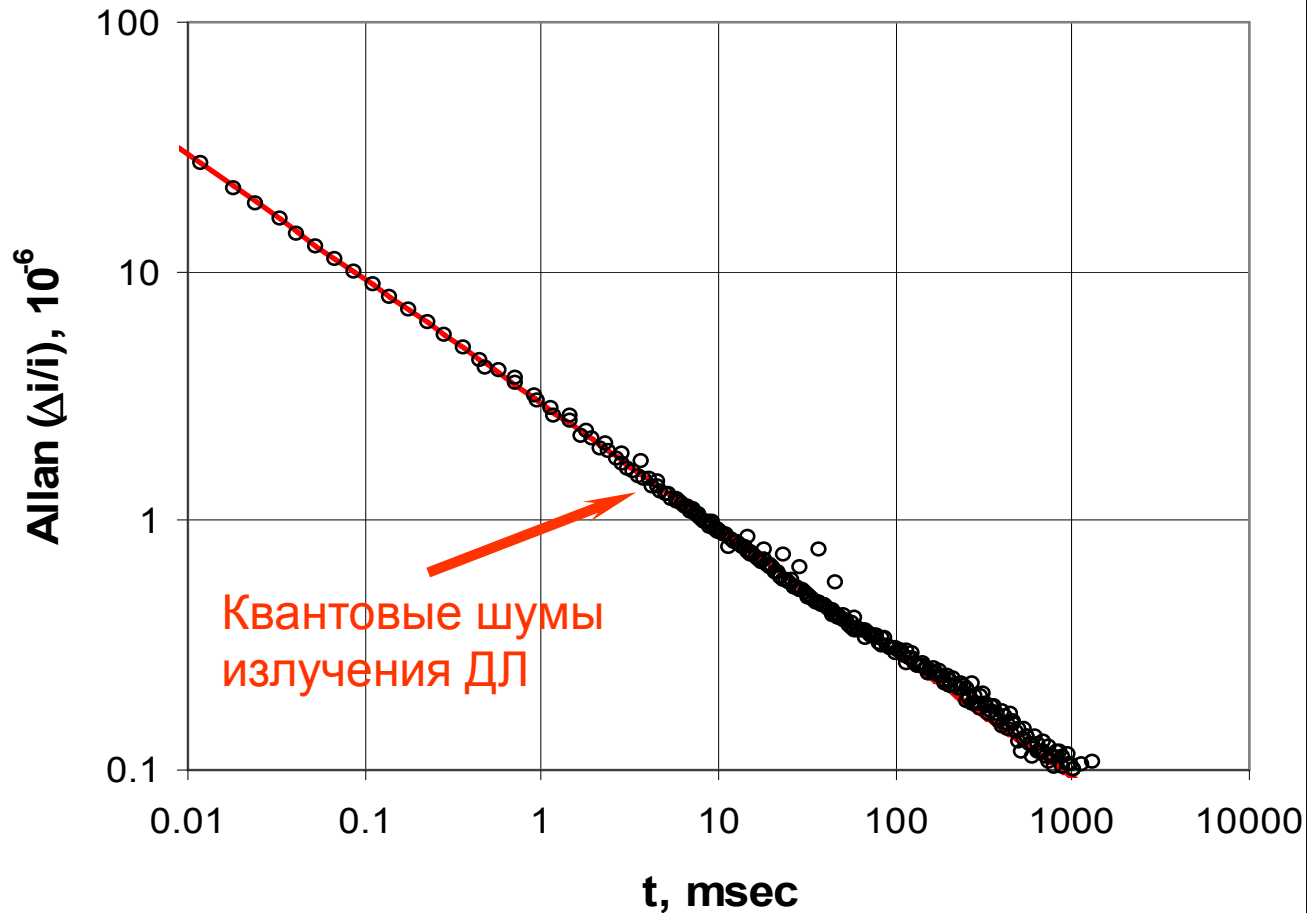
Устранение дрейфа



Понимание природы формирования базовой линии позволяет устранить ее влияние.

Зависимость отклонение Аллана σ_A относительных шумов фототока (минимально обнаружимое поглощение) от времени усреднения и основные типы шумов.

Регистрация поглощения на уровне 10^{-7}



Понимание природы формирования базовой линии позволяет устранить ее влияние.
Достигнут фундаментальный предел - 10^{-7} при времени усреднения 1 сек, обусловленный квантовыми шумами излучения ДЛ.

Зависимость отклонение Аллана относительных шумов фототока (минимально обнаружимое поглощение) от времени усреднения.

Квантовые шумы

Что такое квантовые шумы излучения ДЛ?



Детектирование излучения и фото-отсчеты

Когда говорят о фотонах или квантовой природе света представляют фотон шариком, летящим со скоростью света. **Это неправильно.**

В квантовой физике объект не знает является он частицей или волной. Это определяет метод измерения – что измеряется и как соотносятся характерные размеры эксперимента с длиной волны исследуемого объекта.

Электрон: длина волны электрона (кинетическая энергия электрона при комнатной температуре \sim кТ) равна 1.2 нм. Электрон в квантово-размерной яме ДЛ является волной, а в фотоприемнике - частицей.

Фотон: Поведение фотона также определяется его длиной волны и характерными размерами эксперимента.

γ квант с энергией 124 keV имеет длину волны 0.01 нм и является частицей для атома (атом для него прозрачен) и волной для ядра.

Наш спектральный диапазон: и для молекулы, и для электрона в ДЛ и ФД фотон является волной. Поэтому есть поглощение и излучение (дипольное приближение).

Вывод: Неправильно говорить о счете фотонов. Правильно – счет фотоэлектронов или фото-отсчетов.

Поглощение и излучение света

Рассмотрим некий объект в резонаторе, взаимодействующий с излучением. Пусть в рассматриваемой моде резонатора присутствуют N_p фотонов.

$$\left| \langle N_p - 1 | c | N_p \rangle \right|^2 = N_p$$

$$\left| \langle N_p + 1 | c^+ | N_p \rangle \right|^2 = N_p + 1$$

Вероятность поглотить фотон пропорциональна N_p . Вероятность испустить фотон в классической электродинамике также пропорциональна N_p . В квантовой электродинамике вероятность испустить фотон пропорциональна $N_p + 1$. Здесь N_p относится к вынужденному излучению, а 1 к спонтанному.

Спонтанное излучение является проявлением квантовой природы света.

Скоростные уравнения

Рассмотрим систему скоростных уравнений, описывающих генерацию излучения в ДЛ. N_c – число электронов в активной области ДЛ, N_p – число фотонов в моде резонатора, I – ток накачки, e – заряд электрона, χ – квантовая эффективность, τ_c – время жизни электрона в энергетическом состоянии, которое взаимодействует с рассматриваемой модой резонатора, g – коэффициент, описывающий поглощение и вынужденное излучение, N_G – концентрация электронов, при которой усиление компенсирует поглощение, τ_p – время жизни фотона в резонаторе.

$$\frac{dN_c}{dt} = \chi \frac{I}{e} - gN_c(N_p + 1) + gN_G N_p - \frac{N_c}{\tau_c}$$
$$\frac{dN_p}{dt} = gN_c(N_p + 1) - gN_G N_p - \frac{N_p}{\tau_p}$$

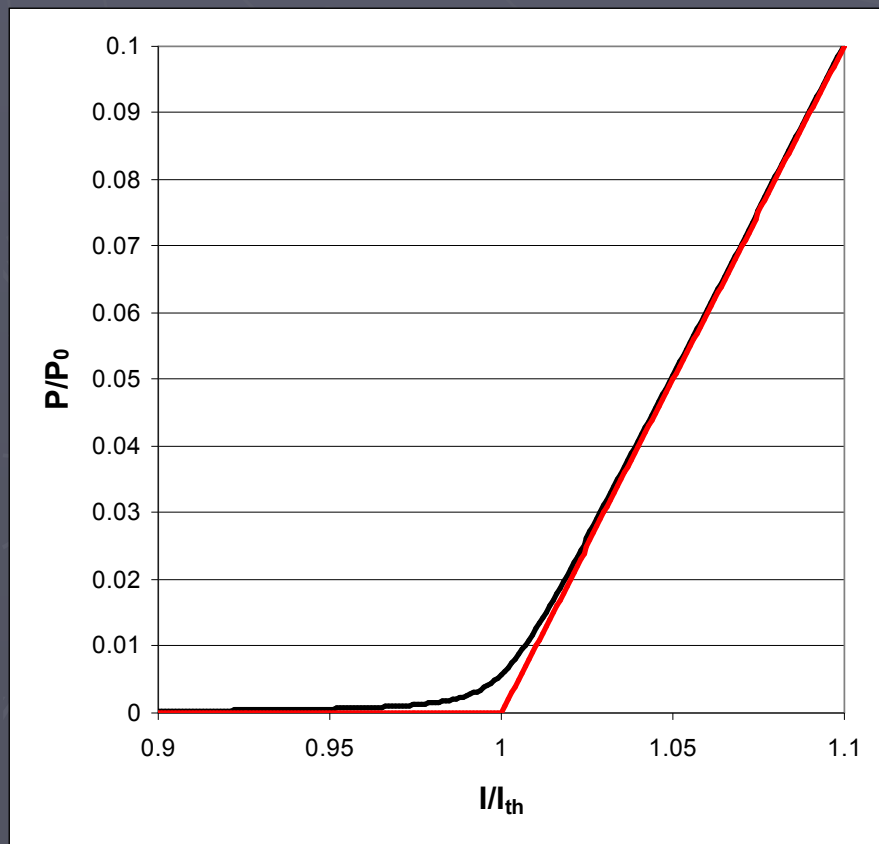
Скоростные уравнения - достаточно грубое приближение. Вместе с тем, более точные модели приводят к уравнению данного типа. Однако физический смысл введенных здесь параметров может быть иным.

ВАХ ДЛ

Стационарное решение системы скоростных уравнений.

$$\frac{N_p}{N_p(I_{th})^2} = \frac{1}{2} \left[\frac{I - I_{th}}{I_{th}} \right] + \sqrt{\frac{1}{4} \left[\frac{I - I_{th}}{I_{th}} \right]^2 + \frac{1}{N_p(I_{th})^2} \frac{I}{I_{th}}}$$

ВАХ ДЛ определяется двумя параметрами: пороговым током - I_{th} и числом фотонов на пороге - $N_p(I_{th})$, которые могут быть определены экспериментально.

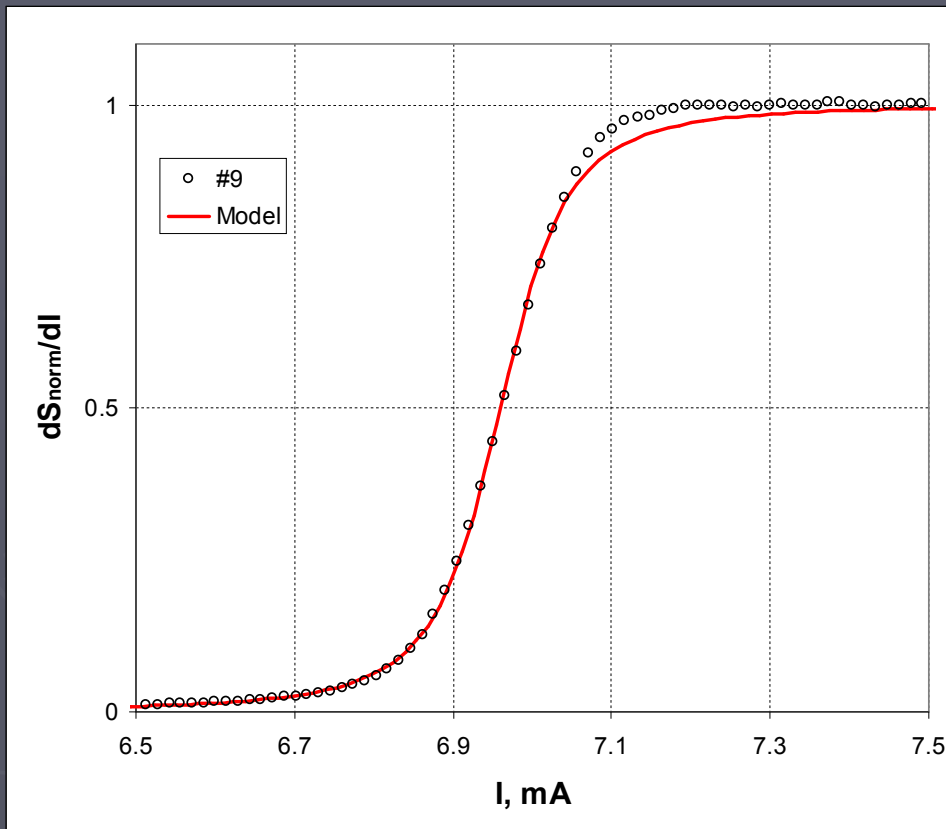


ВАХ ДЛ в нормированных координатах вблизи порога генерации с параметрами ДЛ NEL.

Классическая электродинамика - нет спонтанного излучения (красная прямая) имеет место фазовый переход второго рода (параметр порядка - когерентность излучения ДЛ). Наличие спонтанного излучения (квантовая природа света) приводит к размытию перехода (черная кривая). Ширина размытия обратно пропорциональна числу фотонов на пороге.

ВАХ – эксперимент и модель

Производная ВАХ в нормализованных координатах (черные кружки – эксперимент).



Стационарное решение скоростных уравнений для фотонов.

$$\frac{I_{th} N_p}{N_p (I_{th})^2} = \frac{1}{2} [I - I_{th}] + \sqrt{\frac{1}{4} [I - I_{th}]^2 + \frac{I_{th} I}{N_p (I_{th})^2}}$$

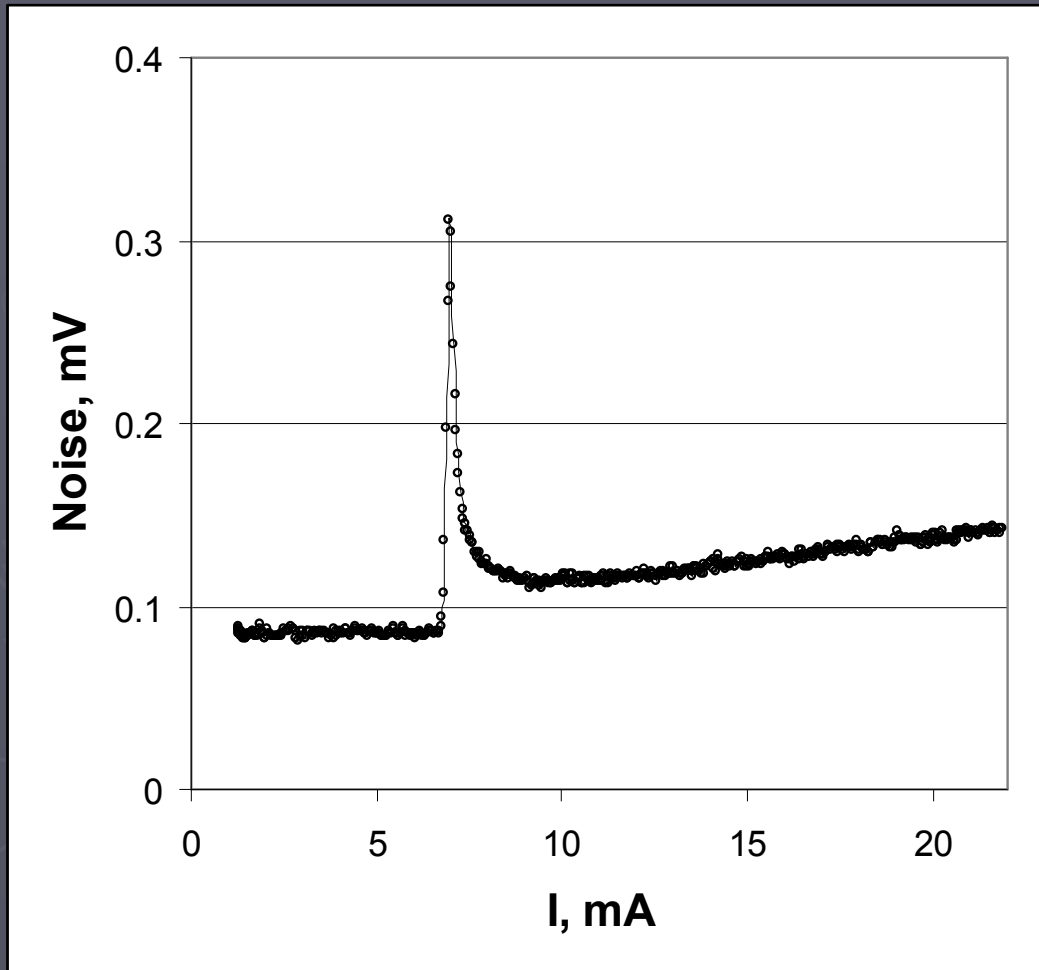
ВАХ определяется двумя параметрами: пороговым током (центр переходной области) и числом фотонов на пороге (ширина переходной области).

$$N_p (I_{th}) = \sqrt{\chi \frac{I_{th}}{e} \tau_p}$$

Красная кривая – стационарное решение скоростных уравнений со следующими параметрами: $I_{th} = 6.960$ мА, $N_p(I_{th}) = 158$. Число фотонов на пороге велико, но не огромно. Видно хорошее согласие эксперимента с моделью за исключением области вблизи порога, где необходимо учитывать влияние квантовых шумов излучения ДЛ на ВАХ.

Шумы регистрируемого сигнала

Шумы излучения ДЛ (макс. сигнал – 5 В, $\nu = 1.12$ МГц): константа ниже порога; пик в окрестности порога; рост шумов выше порога.



Проблема: большое число источников шумов:

Приемная часть - АЦП, ФД + ПУ, дробовой шум фототока.

Ток накачки - ЦАП, источник тока накачки.

ДЛ электроны – дробовой шум тока накачки, Пуассоновский шум электронов.

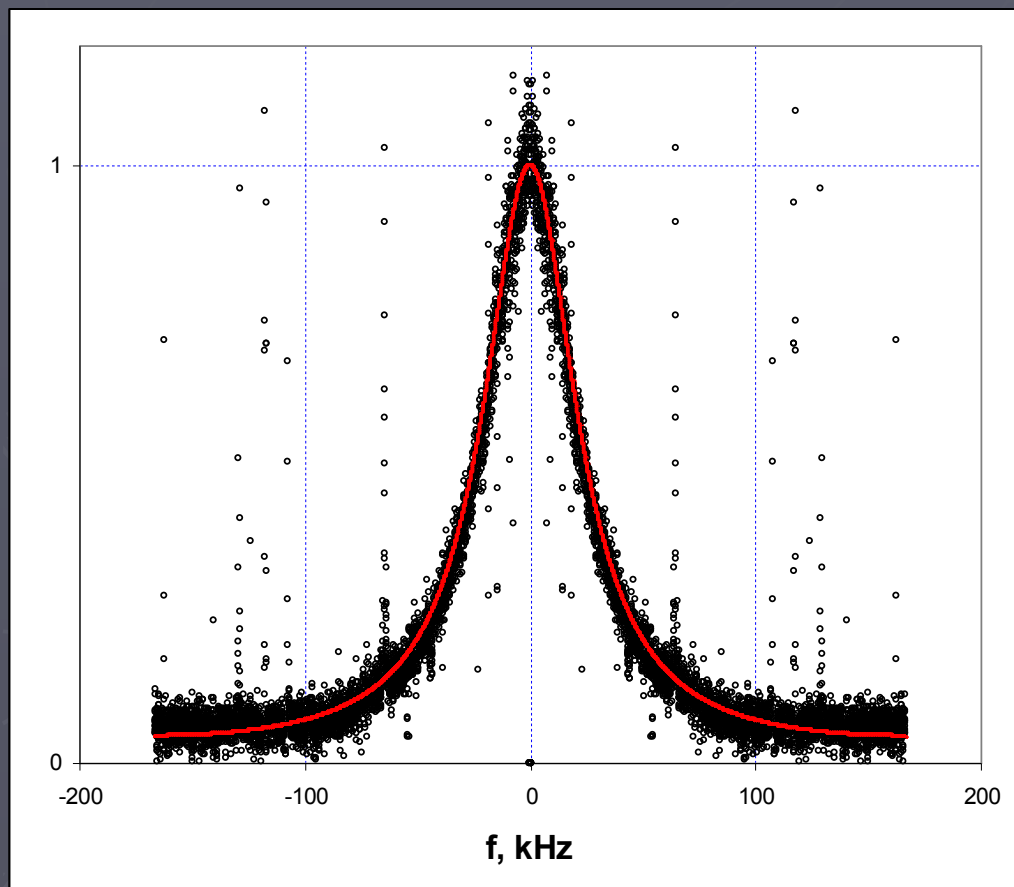
ДЛ фотоны - Пуассоновский шум фотонов, шумы электромагнитного поля ДЛ.

Оптическая схема – интерференция и оптическая связь.

Задача: идентифицировать, измерить и описать источники шумов излучения ДЛ.

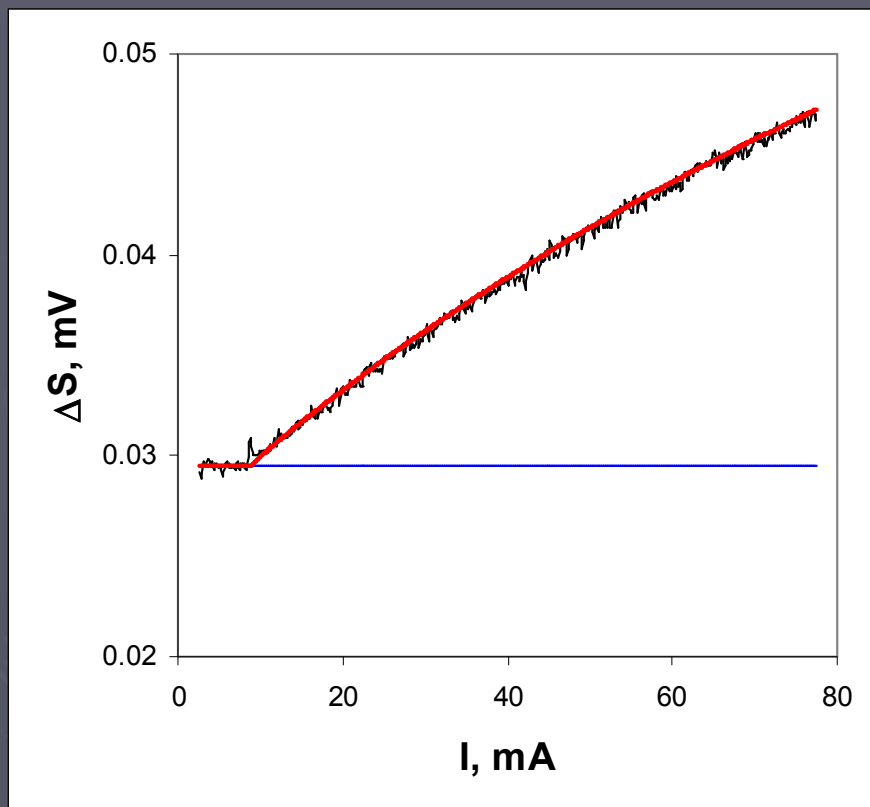
Дробовые шумы фототока

Следующим фундаментальным шумом в ДЛС системе являются дробовые шумы фототока. Эти шумы были прокалиброваны. Для этого ФД освещался излучением лампы накаливания.



Спектральная плотность дробовых шумов фототока после фильтра #8 (черные кружки). Спектральная плотность дробового шума фототока известна - \sqrt{eI} . Поэтому результаты, приведенные на рисунке, нормализованы на расчетное значение. Видно, что на 0 частоте эксперимент совпадает с расчетом. Форма спектра определяется параметрами используемого фильтра (красная кривая). Видно хорошее согласие эксперимента и модели.

Дробовые шумы фототока



Зависимость шумов фототока от тока накачки ДЛ (черная кривая).

ДЛ возбуждался большим током накачки, чтобы исключить влияние шумов интенсивности самого ДЛ (объект настоящего исследования).

Для того, чтобы доминировали дробовые шумы фототока ФД был установлен на большом расстоянии. Виден маленький пик на пороге генерации, обусловленный шумами излучения ДЛ. Доминируют шумы ФД+ПУ+АЦП (синяя константа) а также дробовые шумы фототока.

Для калибровки дробовых шумов фототока ДЛ освещался излучением лампы накаливания, что позволило определить калибровочный коэффициент. Расчетные шумы ФД+ПУ+АЦП + дробовой шум фототока (с учетом определенного калибровочного коэффициента) приведен на рисунке красной кривой. Видно хорошее согласие эксперимента с расчетом, основанном на проведенной калибровке.

Скоростные уравнения с шумом

$$\frac{d\Delta N_{\tilde{n}}}{dt} = \chi \frac{I + \Delta I}{e} - g[N_c + \Delta N_{\tilde{n}} + \Delta V] [(N_p + 1) + \Delta N_p + \Delta W] + gN_G [N_p + \Delta N_p] - \frac{N_c + \Delta N_{\tilde{n}}}{\tau_c}$$

$$\frac{d\Delta N_p}{dt} = g[N_c + \Delta N_{\tilde{n}} + \Delta V] [(N_p + 1) + \Delta N_p + \Delta W] + g\Delta F - gN_G [N_p + \Delta N_p] - \frac{N_p + \Delta N_p}{\tau_p}$$

Здесь введены четыре механизма шума: шумы тока накачки - ΔI , флуктуации числа электронов и фотонов - ΔV и ΔW , соответственно, а также ΔF , о котором речь пойдет ниже.

Эти шумы приводят к шумам числа электронов и фотонов. Нас интересуют шумы интенсивности излучения ДЛ (числа фотонов) в узкой полосе, регистрируемой ФД, которая много меньше характерных частот самого ДЛ.

Шумы излучения ДЛ

Решение линеаризованных скоростных уравнений с шумом в области малых частот.

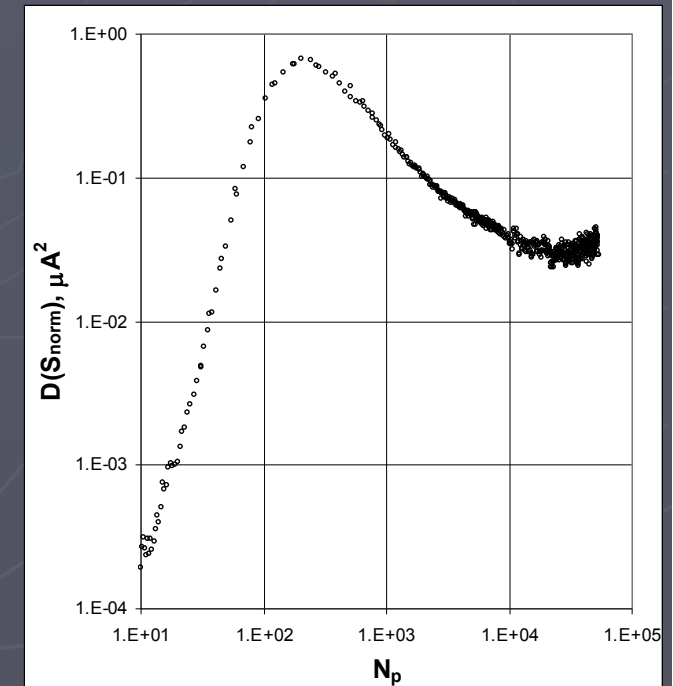
$$G(N_p) = \frac{\left[N_p (I_{th})^2 N_p G(W) + \frac{\tau_p}{\tau_c} G(V)(N_p + 1)^2 + \frac{\tau_p}{\tau_c} G(F)(N_p + 1) \right] + \left[N_p (I_{th})^2 \frac{G(I)}{I_{th}} + g\tau_p G(F) \right] (N_p + 1)^2}{N_p (I_{th})^2 + (N_p + 1)^2}$$

Спектральная плотность шумов числа фотонов в моде резонатора (интенсивности) определяется числом фотонов в моде - N_p , которое будем использовать в качестве горизонтальной оси вместо тока.

В качестве вертикальной оси будем использовать дисперсию (шумы аддитивны) нормализованного сигнала (исключено влияние доли регистрируемого излучения). Связь между измеряемым и расчетным значением шума.

$$D(S_{norm}) = D(S) \left[\frac{\partial I}{\partial S} \right]^2 = \left[I_{th} \frac{G(N_p)}{N_p (I_{th})^2} \right]^2 B$$

Экспериментальная зависимость дисперсии нормализованных шумов от числа фотонов: пик в окрестности порога, спад, а затем небольшой рост.



Когерентные состояния света

Когерентные состояния (излучение ДЛ) играют важную роль в квантовой оптике. Для них числа заполнения описываются:

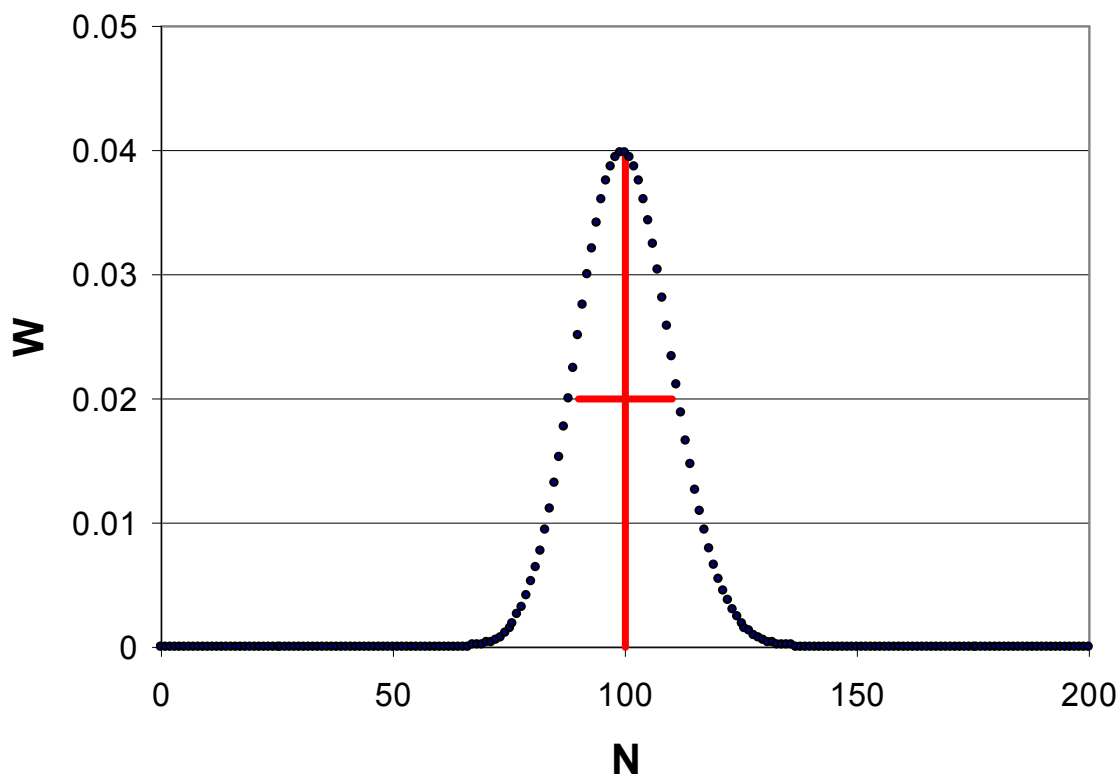
$$|Z\rangle = \exp\left(-\frac{1}{2}|Z|^2\right) \sum_{N=0}^{\infty} \frac{Z^N}{\sqrt{N!}} |N\rangle$$

Это есть распределение Пуассона. Вероятность – W обнаружить N фотонов в данной моде резонатора.

Это распределение имеет максимум для $N = Z$. Число фотонов в моде (энергия поля) – Z может быть любой.

Распределение имеет ширину – \sqrt{Z} (принцип неопределенности – квантовая природа света).

Когерентные состояния характеризуются наименьшей неопределенностью.



В приведенном примере $Z = 100$ фотонов в моде резонатора, неопределенность $\sqrt{Z} = 10$ фотонов (красные прямые).

Пуассоновские шумы фотонов

Квантовая природа света (неопределенность числа фотонов в моде резонатора) приводит к шумовой компоненте W .

$$G(N_p) = \frac{N_p (I_{th})^2 N_p}{N_p (I_{th})^2 + (N_p + 1)^2} G(W)$$

Найдем спектральную плотность этих шумов. Std Пуассоновских шумов фотонов равно корню из числа фотонов. Полоса шумов определяется временем жизни фотонов в резонаторе.

$$G(\Delta W) = \frac{std(\Delta W)}{\sqrt{B_c}} = \sqrt{2\tau_p N_p}$$
$$B_p = \frac{\pi}{2\pi\tau_p} = \frac{1}{2\tau_p}$$

Спектральная плотность шумов, обусловленная Пуассоновскими шумами фотонов.

$$G(N_p) = \frac{N_p (I_{th})^2 N_p \sqrt{2\tau_p N_p}}{N_p (I_{th})^2 + (N_p + 1)^2}$$

Пуассоновские шумы электронов

Электрон частица. Поэтому число электронов будет флуктуировать, приводя к шумам.

$$G(N_p) = \frac{\tau_p}{\tau_c} \frac{(N_p + 1)^2}{N_p (I_{th})^2 + (N_p + 1)^2} G(V)$$

Найдем спектральную плотность этих шумов. Std Пуассоновских шумов электронов равно корню из числа электронов. Полоса шумов определяется временем жизни электронов.

$$G(\Delta V) = \frac{std(\Delta V)}{\sqrt{B_c}} = \sqrt{2\tau_c N_c}$$
$$B_c = \frac{\pi}{2\pi\tau_c} = \frac{1}{2\tau_c}$$

Из решения стационарного уравнения мы знаем, что:

$$N_c = \frac{\tau_c}{\tau_p} \frac{N_p (I_{th})^2 N_p}{(N_p + 1)}$$

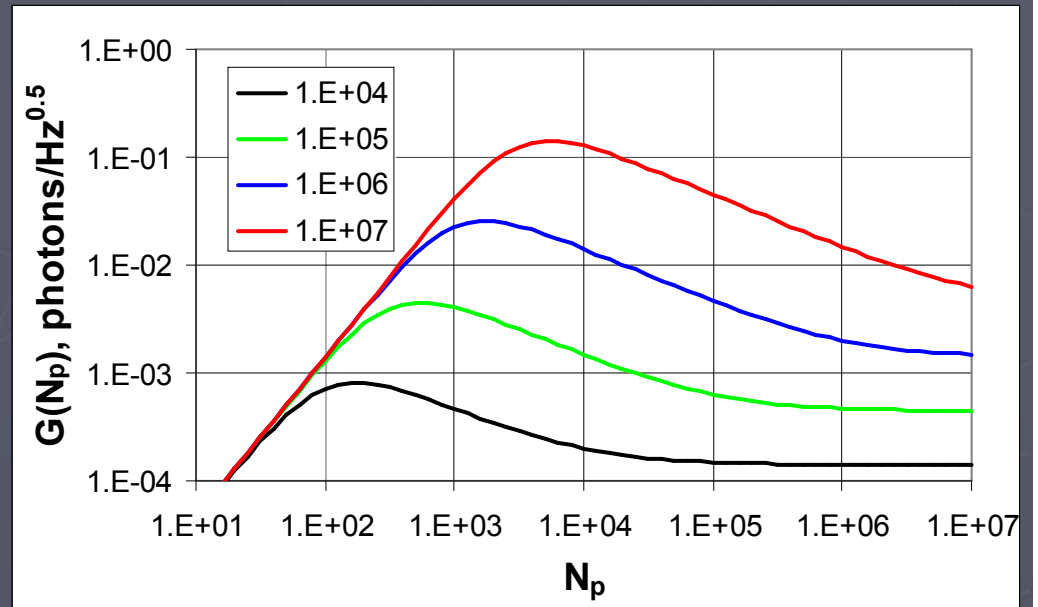
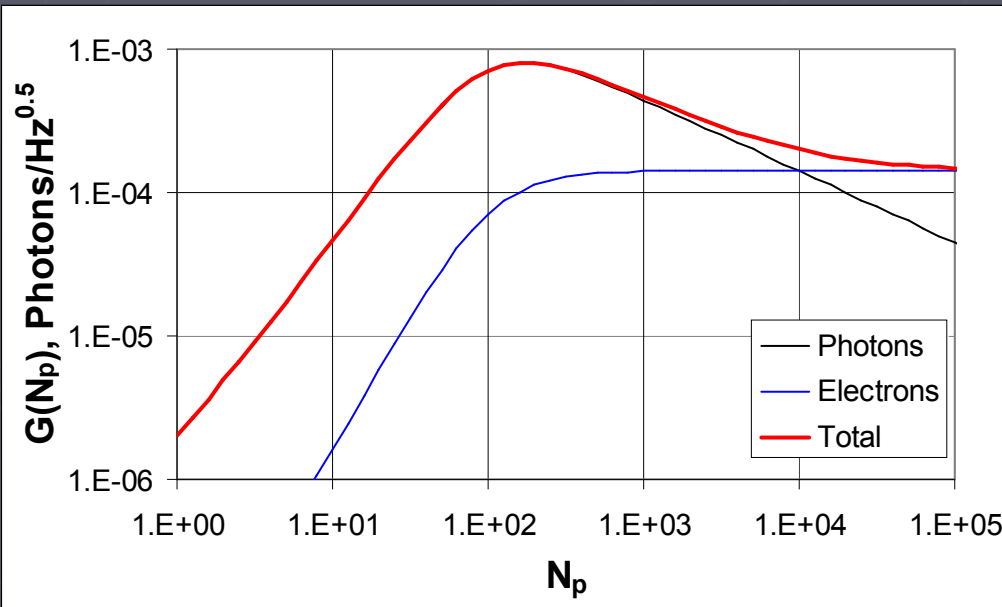
Итого

$$G(\Delta N_p) = \frac{\sqrt{2\tau_p} (N_p + 1)^{3/2} N_p (I_{th}) \sqrt{N_p}}{N_p (I_{th})^2 + (N_p + 1)^2}$$

Отметим, что из окончательного решения исчезло время жизни электрона, а при значительном превышении порога шумы числа фотонов выходят на стационарное значение, определяемое числом фотонов на пороге и временем жизни фотонов.

Пуассоновские шумы

$$G(\Delta N_p)_{total} = \frac{N_p (I_{th}) \sqrt{2\tau_p} \sqrt{N_p}}{N_p (I_{th})^2 + (N_p + 1)^2} \sqrt{N_p (I_{th})^2 N_p^2 + (N_p + 1)^3}$$



На пороге доминируют Пуассоновские шумы фотонов, а вдали от порога - Пуассоновские шумы электронов.

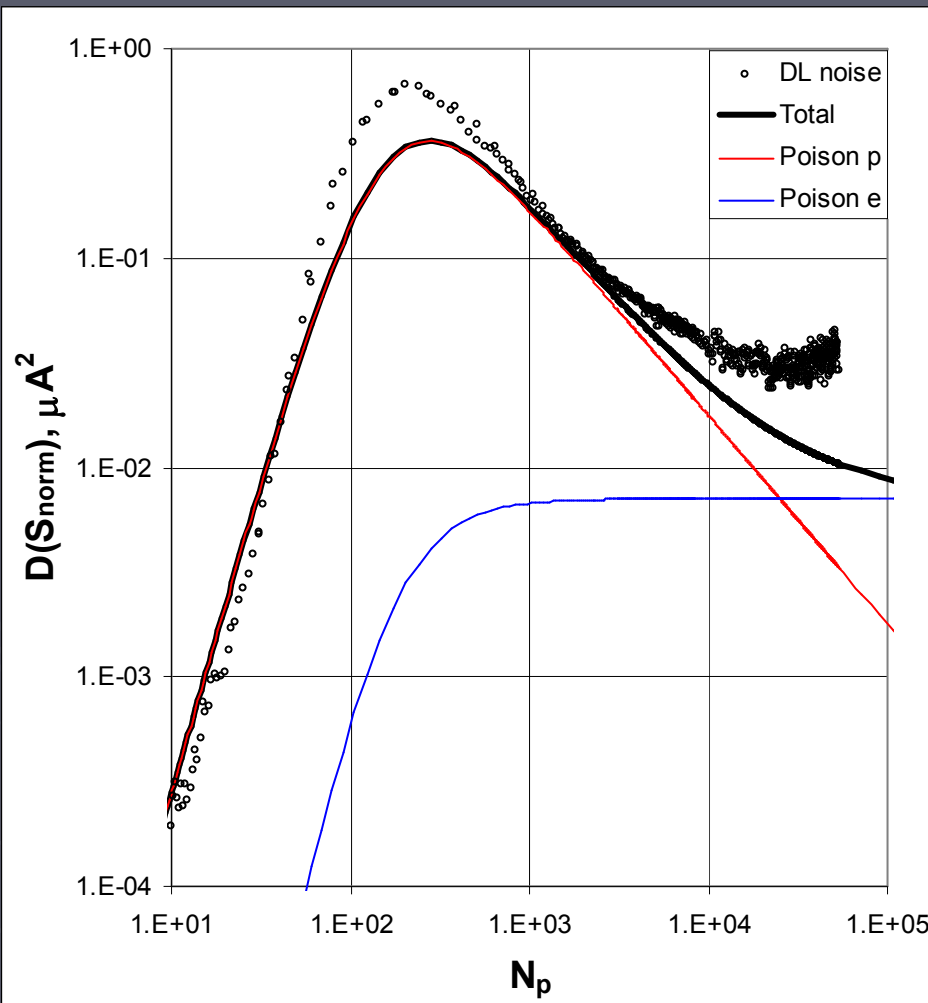
С ростом порога роль Пуассоновских шумов электронов уменьшается.

Пуассоновские шумы

Итого для дисперсии нормализованного Пуассоновского шума:

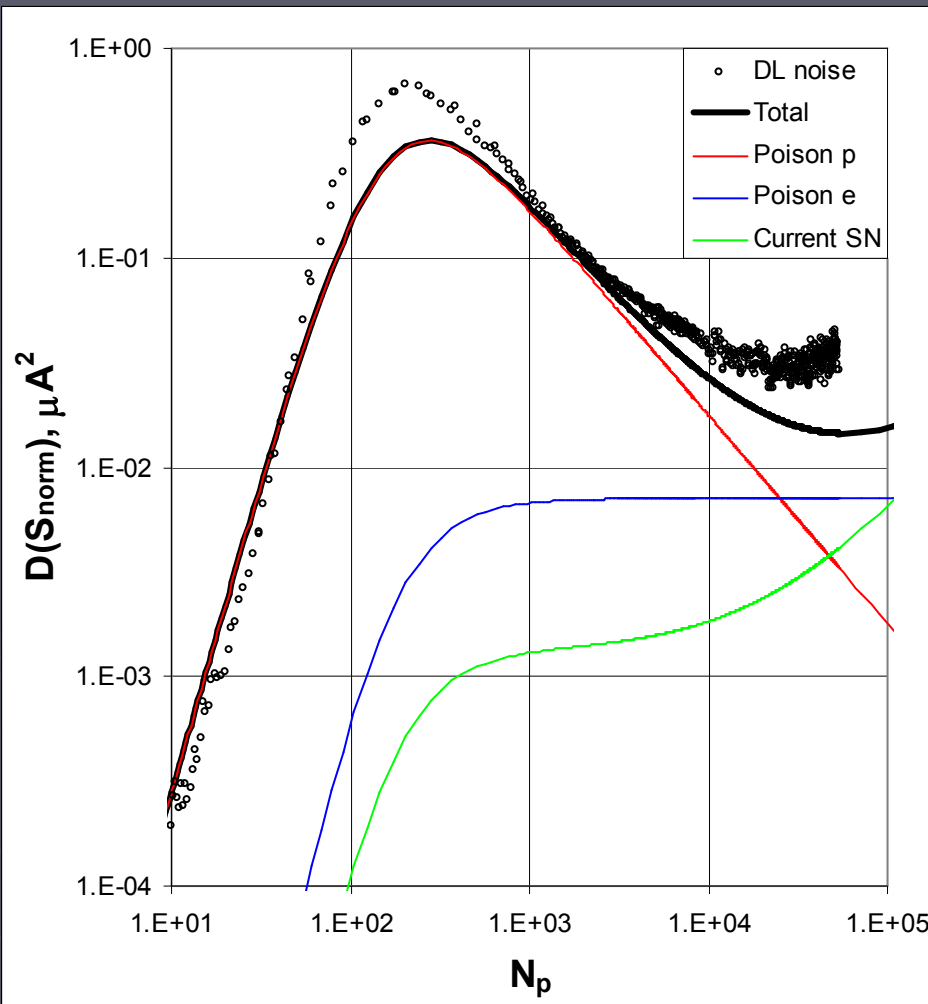
$$D(S_{norm}) = 2\tau_p B \frac{N_p I_{th}^2}{N_p (I_{th})^2} \left[\frac{\sqrt{N_p (I_{th})^2 N_p^2 + (N_p + 1)^3}}{N_p (I_{th})^2 + (N_p + 1)^2} \right]^2$$

Есть только один подгоночный параметр τ_p . Форма кривой (положение максимума, соотношение компонент шума) определяется уже найденными параметрами – пороговым током и числом фотонов на пороге. Согласие эксперимента и расчета на пороге можно рассматривать лишь как качественное, что обусловлено использованием линеаризованных скоростных уравнений. Эта модель на пороге не работает, поскольку число фотонов на пороге 158, а их шумы 1100.



Модель начинает работать лишь при некотором превышении порога, когда можно найти $\tau_p = 1.55$ псек, что неплохо согласуется с оценочным временем жизни фотона в резонаторе, определяемым длиной резонатора.

Шумы тока накачки



$$G(N_p) = \frac{N_p (I_{th})^2 (N_p + 1)^2}{N_p (I_{th})^2 + (N_p + 1)^2} \frac{G(I)}{I_{th}}$$

Вклад в шумы тока накачки дают два механизма: шумы источника тока, которые подавлены за счет использования низкочастотного фильтра, а также дробовые шумы тока накачки, спектральная плотность которых известна – \sqrt{eI} . Тогда дисперсия шумов нормализованного сигнала, обусловленная этим механизмом, есть:

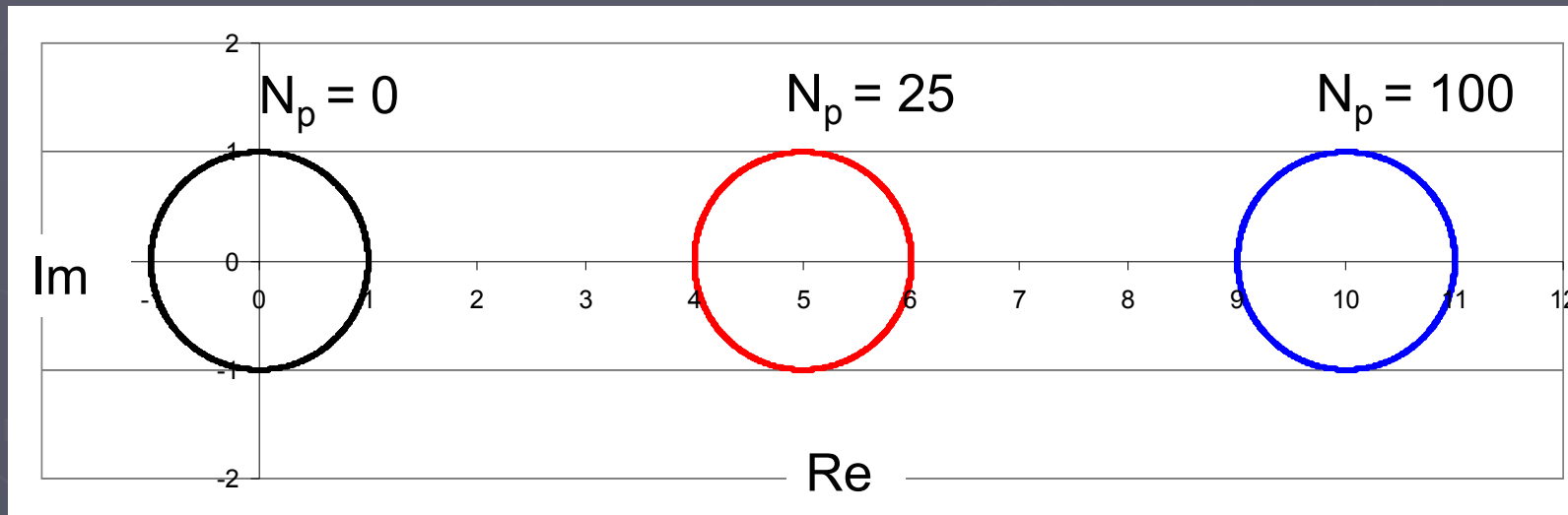
$$D(S_{Norm}) = \left[\frac{(N_p + 1)^2}{N_p (2I_{th}) + (N_p + 1)^2} \right]^2 eIB$$

Здесь свободные параметры отсутствуют. Приведенный диапазон N_p соответствует рабочим токам ДЛ до 120 мА. Видно значимое отличие эксперимента от расчета при больших превышениях порога.

Квантовые шумы поля

Матричный элемент оператора рождения и его векторное представление

$$\langle N_p + 1 | \hat{c}^+ | N_p \rangle = \sqrt{N_p + 1} \exp(i\varphi)$$



Рассмотрим один электрон в резонаторе, когда в моде резонатора есть N_p фотонов. Приведены примеры для $N_p = 0, 25$ и 100 .

Наличие спонтанного излучения (квантовая природа света) приводит к неопределенности интенсивности и фазы, излучаемого электроном света.

Для одного электрона ничего нового не появится.

Квантовые шумы поля

В формировании излучения ДЛ участвует достаточно большое число электронов $N_c \sim 10^7$. Квантовая природа света (спонтанное излучение) - амплитуда и фаза излучения каждого электрона не определены. Это приводит к квантовым шумам поля - ΔF . Спектральная плотность этих шумов может быть определена, ширина спектра определяется временем жизни электрона - τ_c в состоянии, взаимодействующим с модой резонатора.

$$\Delta F(t) = 2\sqrt{N_p} \sum_{n=1}^{N_c} \cos(\varphi_n)$$

$$G(\Delta F(t)) = 2N_p \tau_c \sqrt{\frac{1}{\tau_p} \frac{N_p (I_{th})^2}{(N_p + 1)}}$$

Используя решение системы скоростных уравнений с шумом, найдем спектральную плотность шумов числа фотонов в моде (шумов интенсивности):

$$G(\Delta N_p) = 2 \frac{1 + g\tau_c (N_p + 1)}{N_p (I_{th})^2 + (N_p + 1)^2} \sqrt{\tau_p N_p (I_{th})^2 (N_p + 1) N_p}$$

Квантовые шумы ДЛ

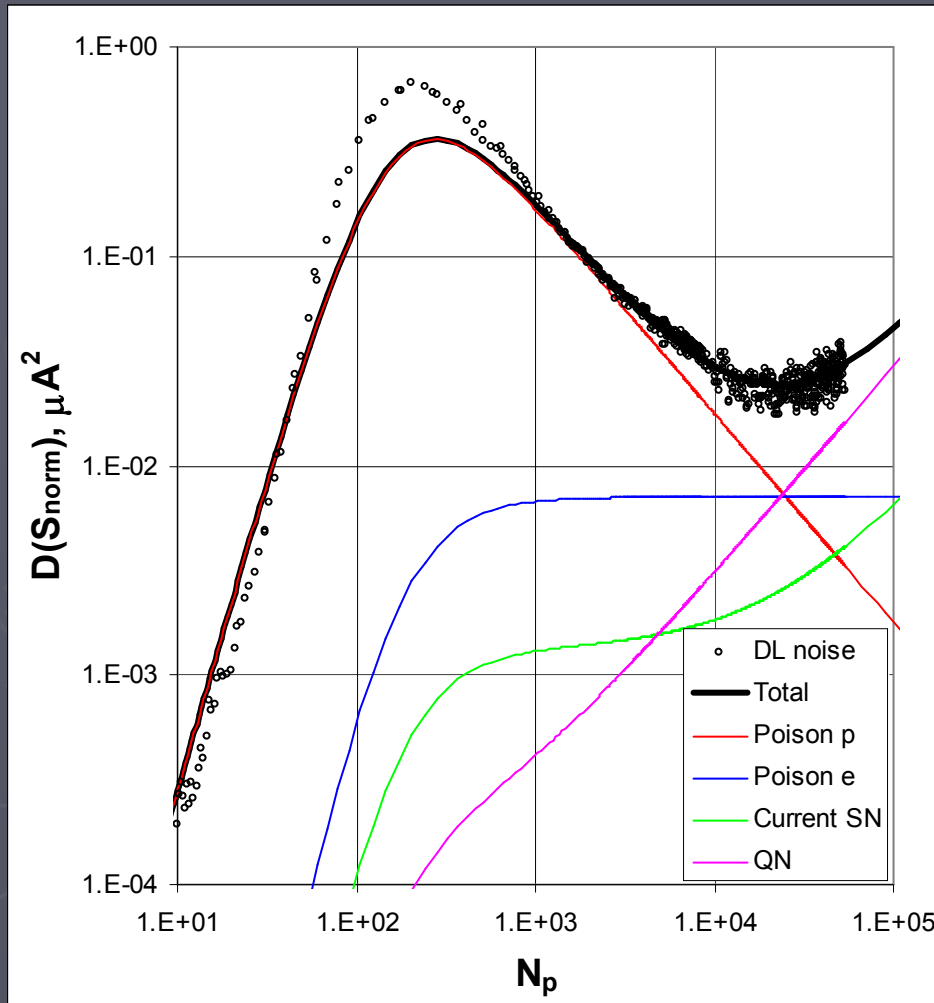
Дисперсия шума нормализованного сигнала для квантовых шумов поля:

$$D(S_{norm}) = \tau_p B \left[\frac{1 + g\tau_c (N_p + 1)}{N_p (I_{th})^2 + (N_p + 1)^2} \frac{2N_p I_{th}}{N_p (I_{th})} \right]^2 (N_p + 1)$$

Здесь появился еще один параметр $g\tau_c$, который оказался равным $5 \cdot 10^{-3}$. Этот параметр может быть оценен: $\tau_c \sim 10^{-9}$ сек для релаксации электронов по энергии при рассеянии на акустических фоновых.

$$g \sim 1/(\tau_p N_p (I_{th})^2) = 8 \cdot 10^6 \text{ 1/сек.}$$

В результате получаем величину оценочную величину данного параметра в качественном согласии со экспериментом.



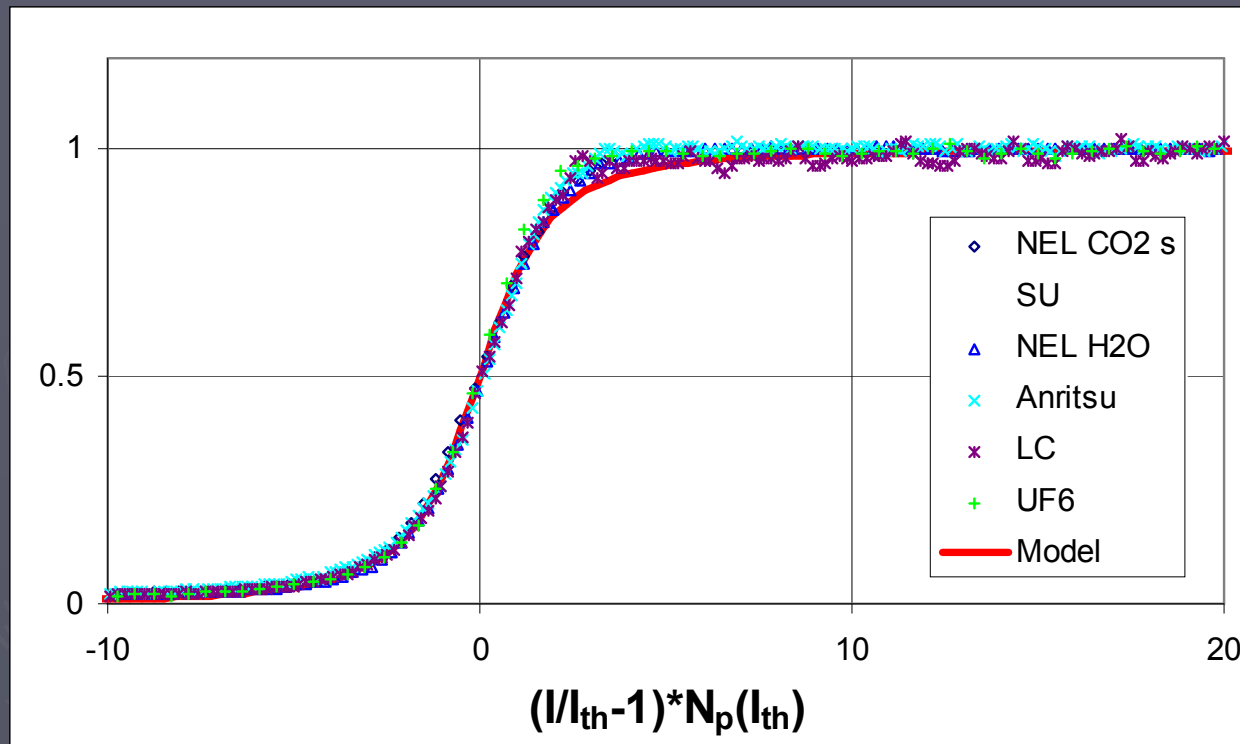
Рассмотрены четыре механизма квантовых шумов ДЛ, которые описывают экспериментальные данные с не плохой точностью, при параметрах, соответствующих физике ДЛ.

Разные ДЛ

Подобные измерения были проведены для большого числа разных типов ДЛ разных производителей. Здесь будет проведено сопоставление для 6 ДЛ:

1. NEL – 1.602 μ , косой наконечник, оптический изолятор 50 dB.
2. NEL – 1.392 μ , прямой наконечник, оптический изолятор 30 dB
3. Anritsu - 1.502 μ , косой наконечник, оптического изолятора нет.
4. Sensor unlimited - 1.392 μ , лазерный чип, меза структура.
5. Laser components - 1.65 μ , лазерный чип, ограничение усиления.
6. Laser components – 7.8 μ , лазерный чип, A^{IV}B^{VI}.

VAX



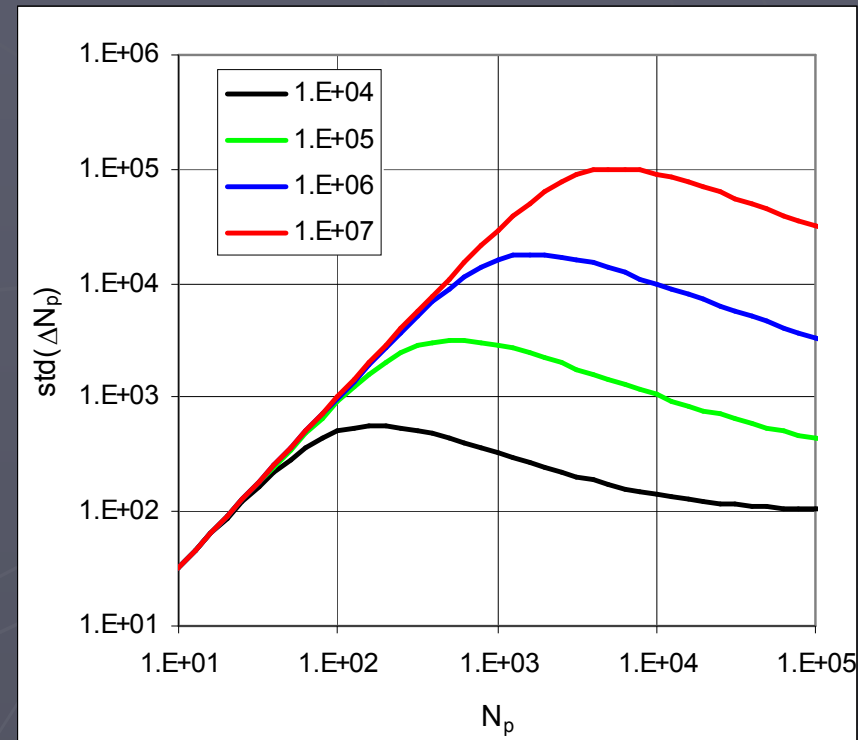
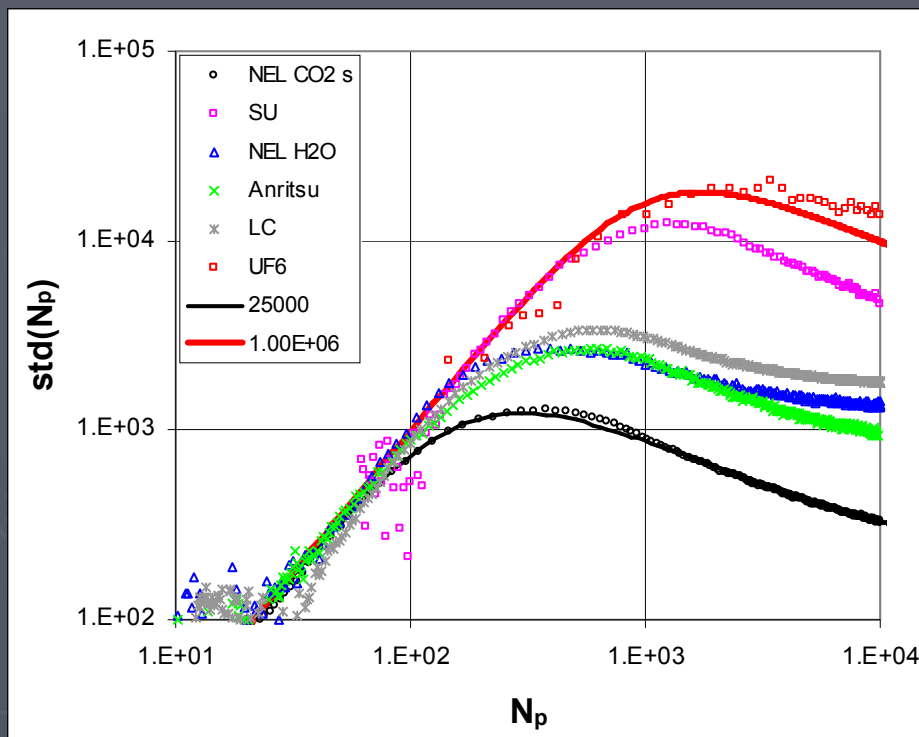
DL	I_{th} , mA	$N_p(I_{th})$
NEL CO ₂	6.09	167
SU	25.51	670
NEL H ₂ O	5.665	224
Anritsu	11.16	255
LC	15.16	300
MID IR	449.15	894

Пороговые токи отличаются в 80 раз, число фотонов на пороге – в 6 раз.

Производная ВАХ в нормализованных координатах. Все ДЛ ведут себя в рамках экспериментальной точности одинаково. Имеет место небольшое отличие эксперимента от модели при небольшом превышении порога, обусловленное необходимостью учета влияния квантовых шумов на ВАХ.

Квантовые шумы ДЛ

Сопоставление квантовых шумов исследованных лазеров (слева), Пуассоновские шумы для различных значений порогового тока (справа).



Видно качественное согласие эксперимента и рассмотренной модели квантовых шумов ДЛ. Чем выше пороговый ток, тем больше квантовые шумы. Сплошные кривые на левом графике соответствуют найденным параметрам для двух предельных ситуаций – минимального и максимального шума.

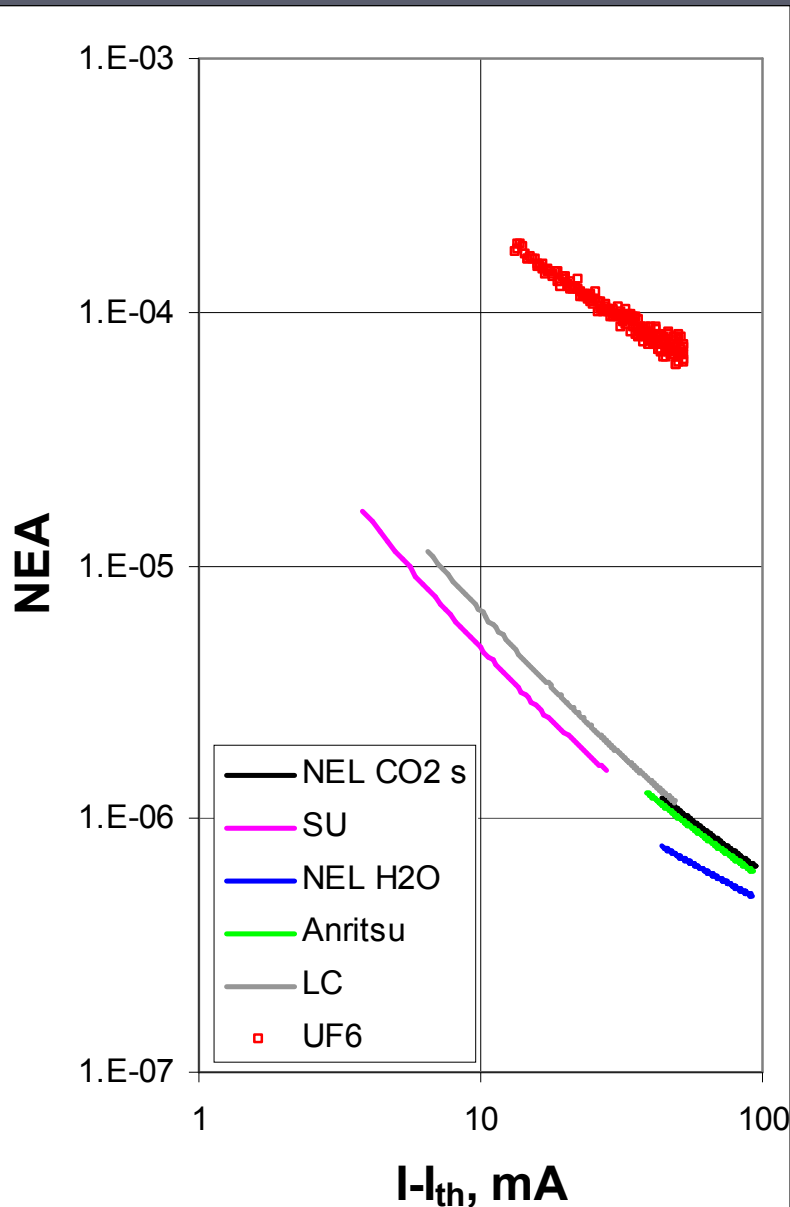
NEA

Зависимость NEA (поглощение эквивалентное шуму = относительные шумы фототока) от превышения порога.

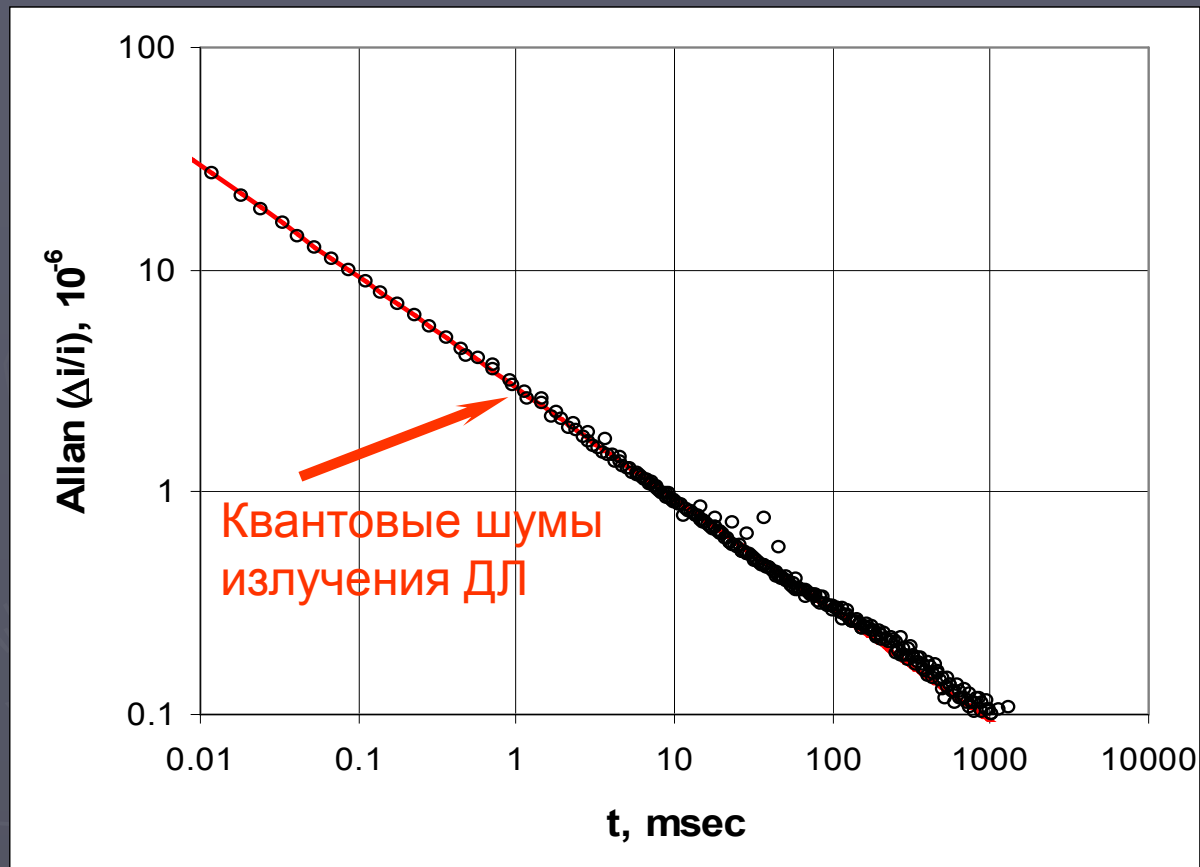
Для ДЛ среднего ИК диапазона NEA значительно больше. Это обусловлено большими шумами ФД в этой области спектра, а также большими шумами ДЛ.

Различные ДЛ ближнего ИК диапазона имеют практически одинаковые характеристики.

Для достижения минимального NEA нужно использовать ДЛ с минимальным порогом и работать при максимально возможных токах накачки.



Заключение



Проанализированы механизмы шумов и помех в ДЛС.

Разработаны способы подавления этих шумов и помех.

Реализован фундаментальный предел, обусловленный квантовыми шумами излучения ДЛ.

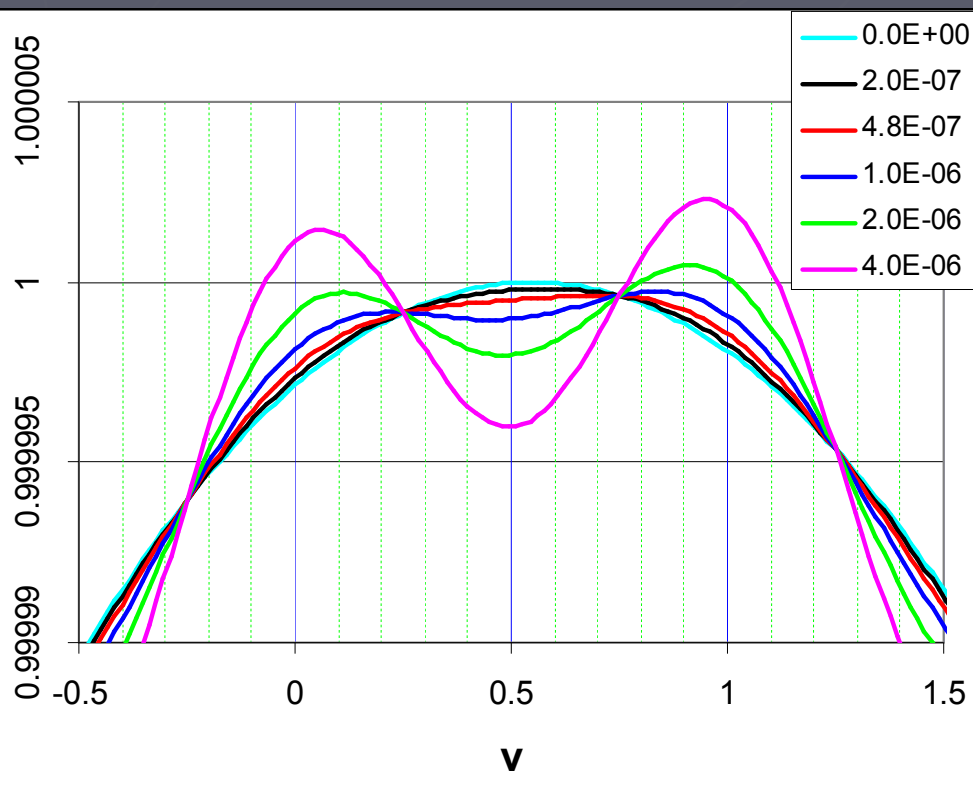
Параметры, эквивалентные шуму при времени усреднения 1 сек: NEA - 10^{-7} , коэффициент поглощения – $2 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-1}$, концентрация молекул (HF) – 0.8 ppt ($8 \cdot 10^{-13}$).



Оптическая обратная связь

Обратная связь DFB ДЛ с волоконным выводом излучения вблизи максимума.

$$\frac{E}{4kNE_0} = \left\{ 1 - \frac{[8\pi n(\nu - \nu_0)\Lambda N]^2}{6} \right\} + \beta \cos[4\pi\nu L]$$

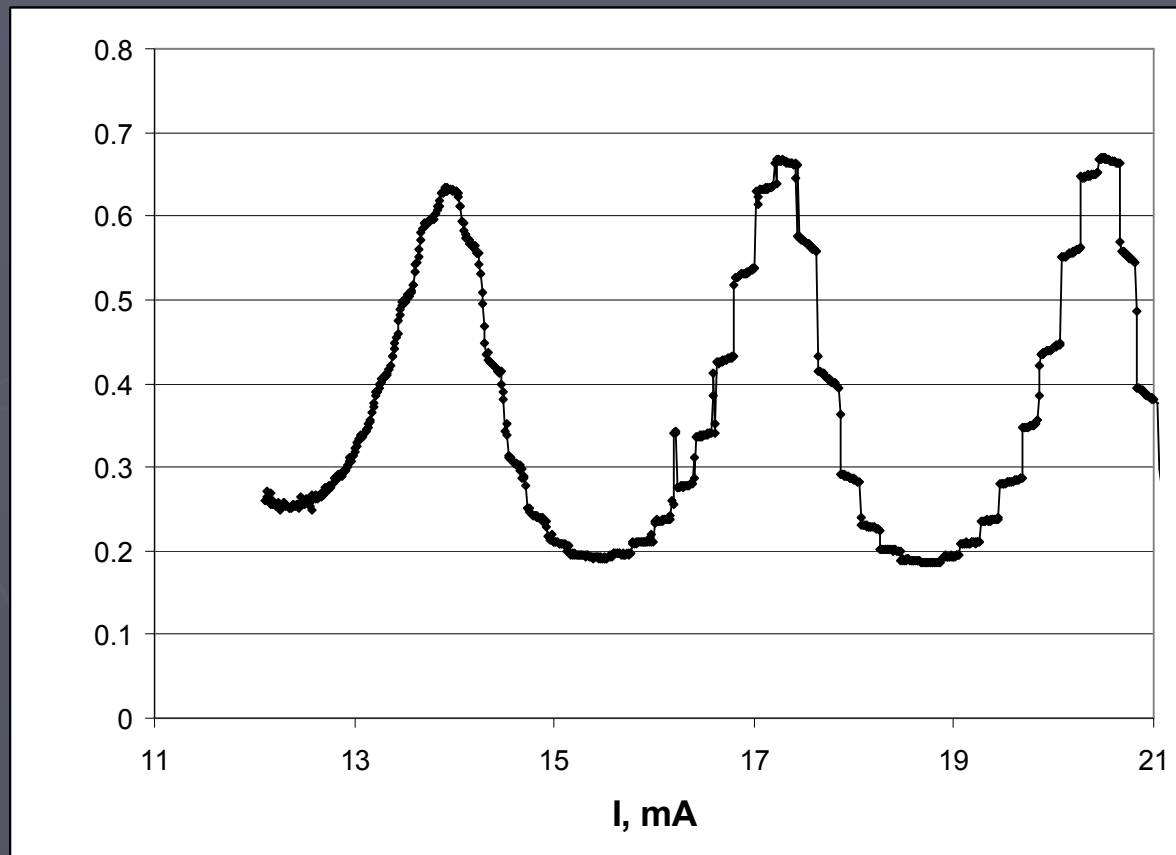
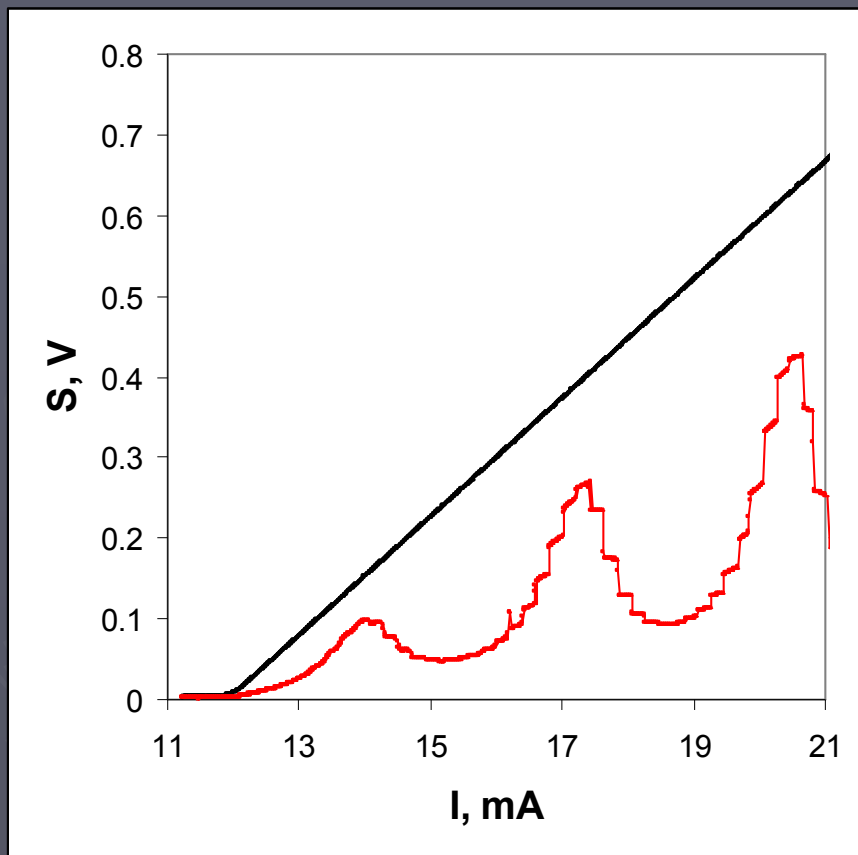


Зависимость обратной связи DFB с волоконным выводом излучения для различных величин β . Частота ν_0 установлена примерно посередине между модами внешнего резонатора. Введем величину критической обратной связи β_0 (красная кривая), соответствующей обращению в 0 квадратичного члена в выражении обратной связи:

$$\beta_0 = \frac{1}{3} \left[\frac{2nl}{L} \right]^2$$

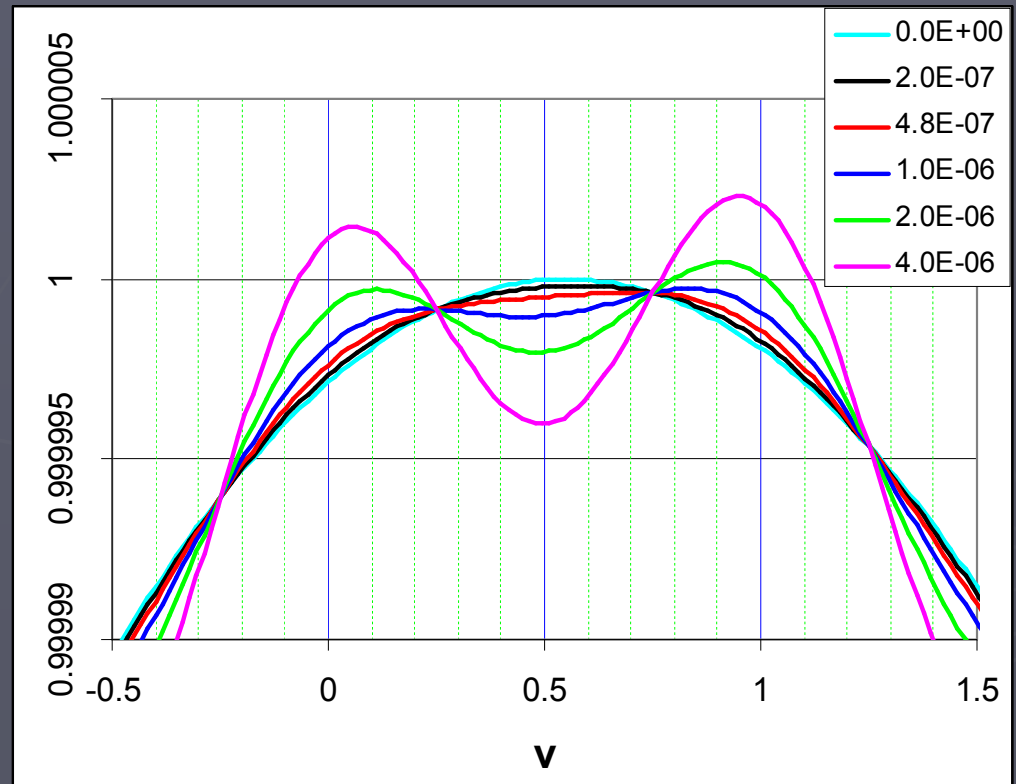
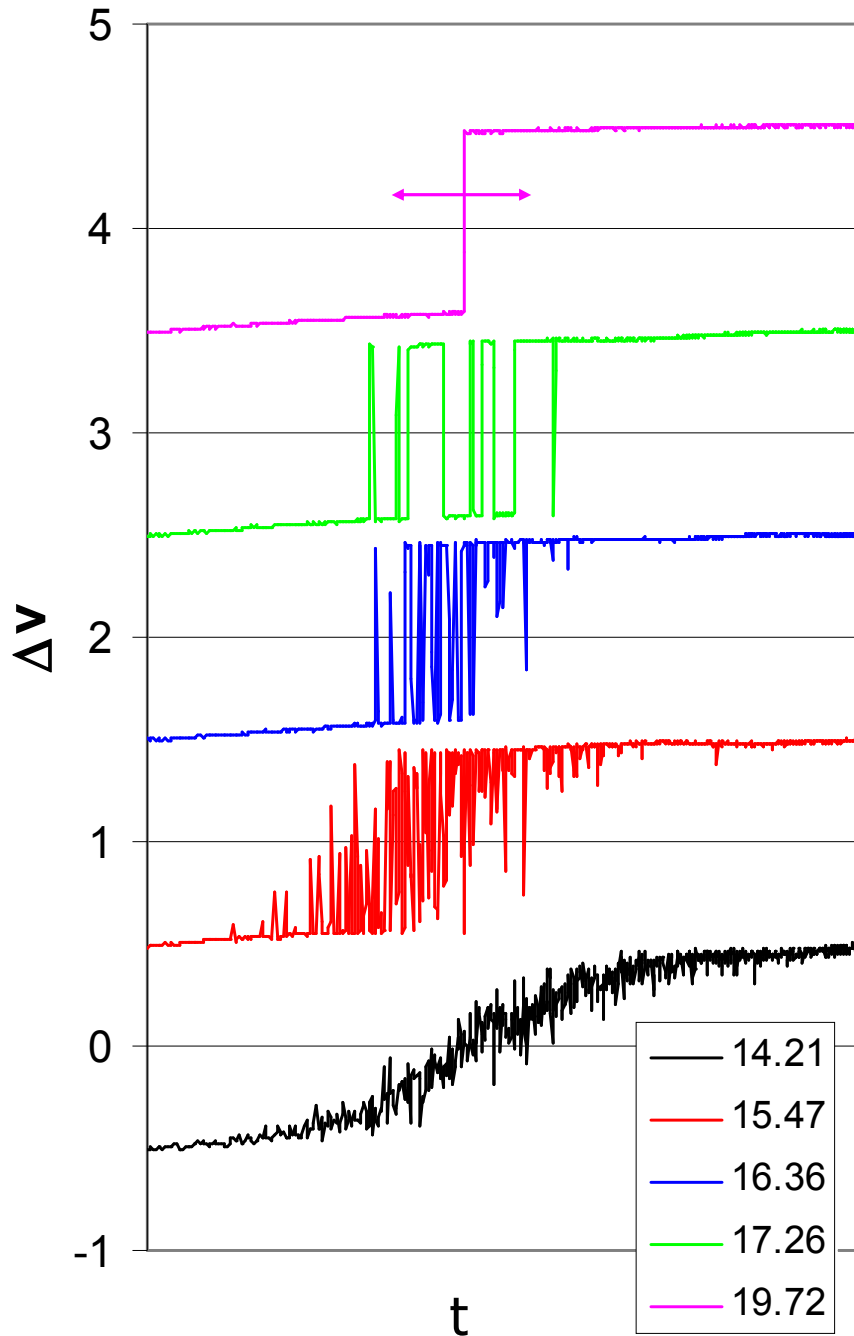
Для $\beta < \beta_0$ ДЛ будет генерировать в окрестности максимума DFB обратной связи, а для $\beta > \beta_0$ генерация будет иметь место вблизи мод внешнего резонатора.

Когерентность излучения ДЛ



Зависимость эффективности обратной связи от длины когерентности излучения ДЛ. При изменении тока накачки вблизи порога длина когерентности излучения ДЛ сильно изменяется. Если длина когерентности ДЛ меньше длины внешнего резонатора внешняя обратная связь не формируется.

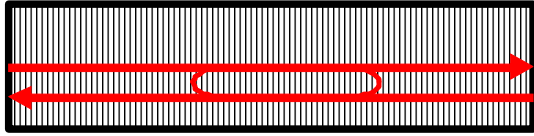
Перескоки мод



Вид перескока мод для разных токов накачки (разная длина когерентности излучения ДЛ).

Вывод: для подавления обратной связи нужно сделать длину когерентности излучения ДЛ меньше длины световода.

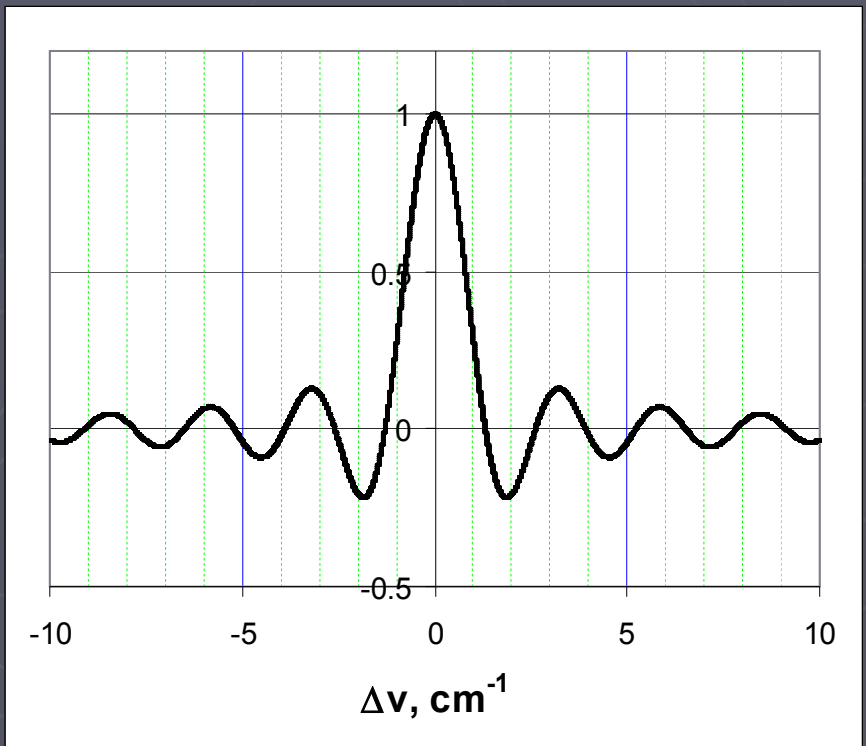
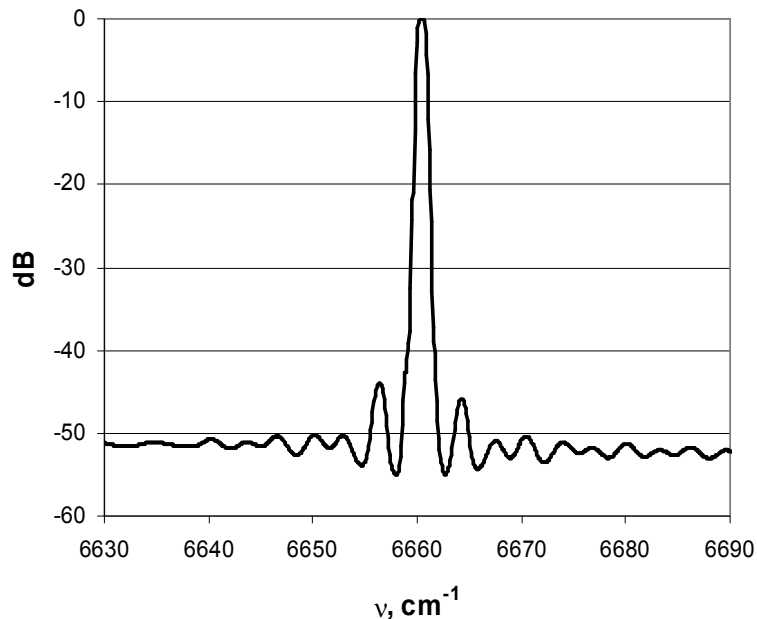
Оптическая обратная связь



$N\Lambda$

Формирование оптической обратной связи в резонаторе DFB ДЛ; $N\Lambda$ - длина резонатора ДЛ, Λ и N - период DFB и их число, соответственно.

$$\frac{E}{E_0 4kN} = \left\{ \frac{\sin[8\pi n(\nu - \nu_0)\Lambda N]}{8\pi n(\nu - \nu_0)\Lambda N} \right\}$$



Спектр генерации одного из ДЛ (слева)
Нормированный коэффициент обратной связи РОС
ДЛ (справа).

Электромагнитное поле

Неправильно – фотон есть частица. Правильно - с точки зрения первичного квантования (неопределенность координаты и импульса) излучение ДЛ с длиной когерентности 1-10 м есть волна.

Рассмотрим идеальный резонатор, в котором отсутствуют потери. Пусть в резонаторе присутствует стоячая электромагнитная волна с частотой – ω . Электрическое и магнитное поле этой волны можно представить в виде:

$$E = \frac{i\omega}{c} \left\{ a \exp[-i\omega t + i\vec{k}\vec{r}] + a^* \exp[-i\omega t - i\vec{k}\vec{r}] \right\}$$
$$H = \frac{i\omega}{c} \left\{ a \exp[-i\omega t + i\vec{k}\vec{r}] - a^* \exp[-i\omega t - i\vec{k}\vec{r}] \right\}$$

Если E и H известны, можно найти энергию поля в активной области ДЛ:

$$W = \frac{1}{8\pi} \int \left[\vec{E}(\vec{r})\vec{E}^*(\vec{r}) + \vec{H}(\vec{r})\vec{H}^*(\vec{r}) \right] d^3\vec{r} = V \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 aa^*$$

Здесь V – объем, занятый излучением в ДЛ $\sim 1\mu * 10\mu * 1000\mu = 10^4 \mu^3 = 10^{-8} \text{ см}^3$.

Канонические переменные поля

Затем вводятся канонические переменные поля:
обобщенная координата – Q и обобщенный импульс – P.

$$\vec{Q} = \frac{c}{\sqrt{4\pi V}} [\vec{a} + \vec{a}^*]$$

$$\vec{P} = \frac{-i\omega c}{\sqrt{4\pi V}} [\vec{a} - \vec{a}^*]$$

В этих переменных энергия поля есть:

$$W = \frac{1}{2} [\vec{P}^2 + \omega^2 \vec{Q}^2]$$

**Это – гармонический осциллятор. Вторичное квантование
есть квантование этого осциллятора.**

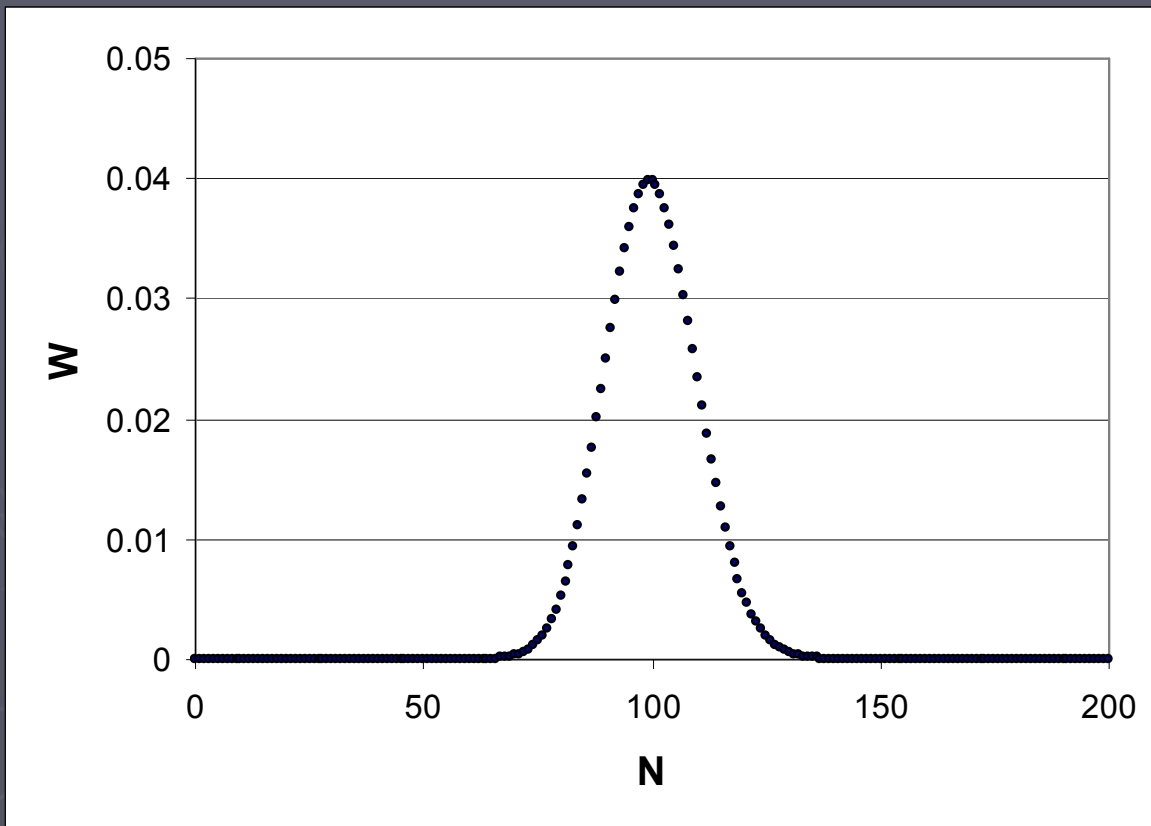
Собственные энергии квантового
гармонического осциллятора известны:

$$E_N = \left[N + \frac{1}{2} \right] \hbar\omega$$

Для квантового электромагнитного поля собственные значения энергии в резонаторе дискретны. Они определяются энергией фотона и числом фотонов в моде резонатора – N (N – только целое).

Числа заполнения

Состояние поля к квантовой электродинамике определяется числами заполнения.



Вероятность – W нахождения N фотонов в данной моде резонатора. Это распределение имеет максимум. Энергия поля – может быть любой.

Распределение имеет ширину - нельзя сказать точно сколько фотонов в моде резонатора (принцип неопределенности - квантовая природа света).

Неправильно – число фотонов в резонаторе изменяется дискретно. Правильно энергия поля изменяется непрерывно.

Вторичное квантование

При рассмотрении процессов поглощения и излучения вместо обобщенных канонических координат удобнее ввести их линейную комбинацию. Оператор \hat{c} называется оператором уничтожения, а оператор \hat{c}^+ оператором рождения фотона.

$$\hat{c} = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega}} [\omega\hat{Q} + i\hat{P}]$$

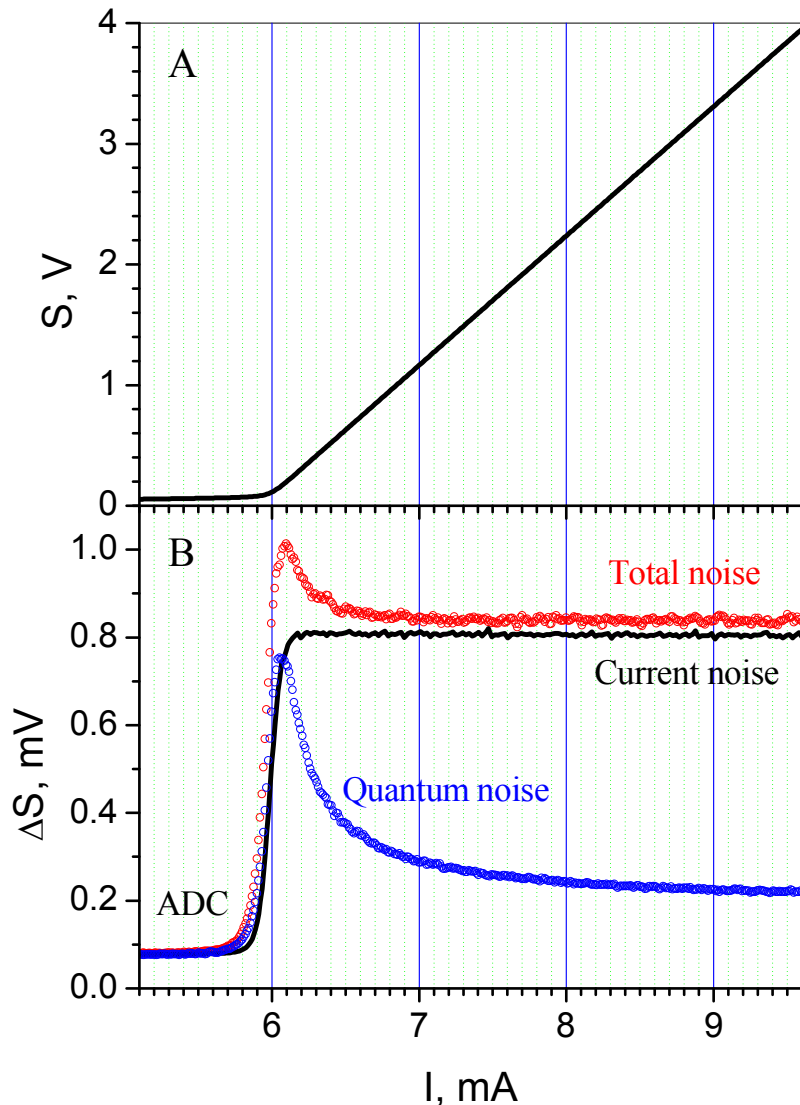
$$\hat{c}^+ = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega}} [\omega\hat{Q} - i\hat{P}]$$

Эти операторы не коммутируют, что определяет квантовую природу света.

$$\hat{c}\hat{c}^+ - \hat{c}^+\hat{c} = 1$$

Вторичное квантование поля - неопределенность обобщенных координаты и импульса (напряженностей электрического и магнитного полей, интенсивности и фазы).

Шумы ДЛС вблизи порога



Измерения вблизи порога генерации позволяют снизить роль дробовых шумов и шумов платы АЦП. На первый план выходят шумы тока накачки и шумы излучения ДЛ.

ВАХ ДЛ NEL.

Шумы ДЛ NEL

Красная – шумы регистрируемого сигнала.
Черная – шумы АЦП, ФД+ПУ, ЦАП, источника тока накачки.

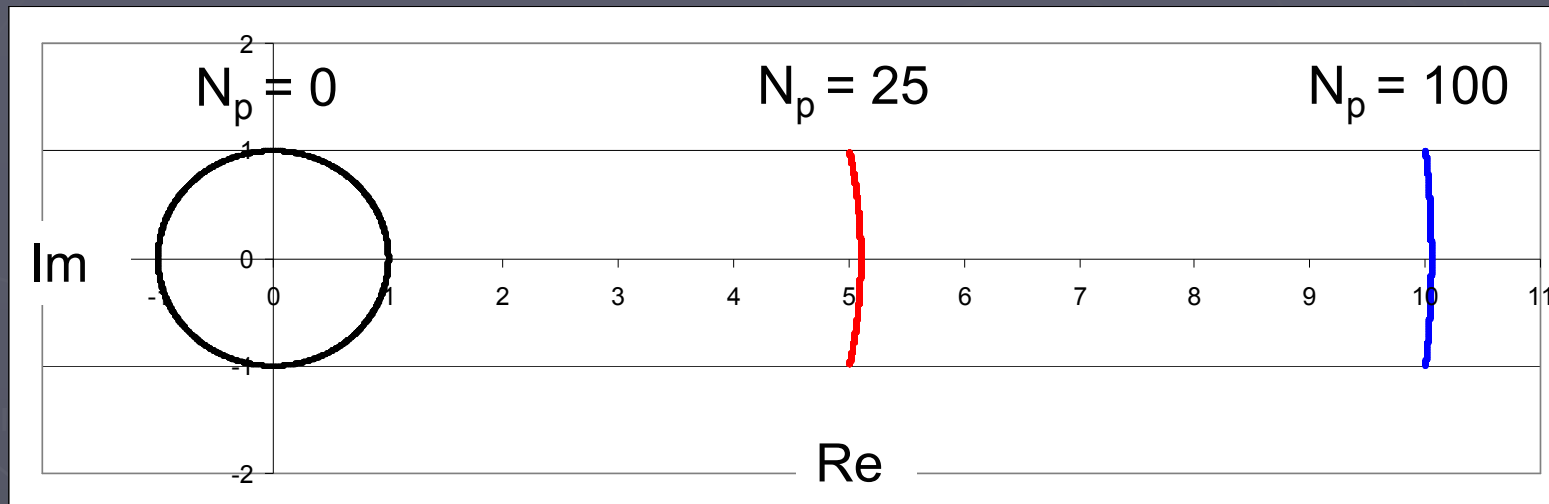
Синяя - Шумы тока накачки подавлены за счет использования узкополосного фильтра.

Вывод: необходимо использовать низкочастотные фильтры для подавления шумов тока накачки.

Квантовые шумы поля

Матричный элемент оператора рождения и его векторное представление

$$\langle N_p + 1 | c^+ | N_p \rangle = \sqrt{N_p + 1} \exp\left(i \frac{\varphi}{N_p + 1}\right); \quad -1 \leq \varphi \leq 1$$



Вынужденное излучение - черный вектор (длина – интенсивность, угол – фаза).

Спонтанное излучение - кружок.

Наличие спонтанного излучения (квантовая природа света) приводит к квантовым шумам интенсивности и частоты

Итоговое излучение – красный вектор