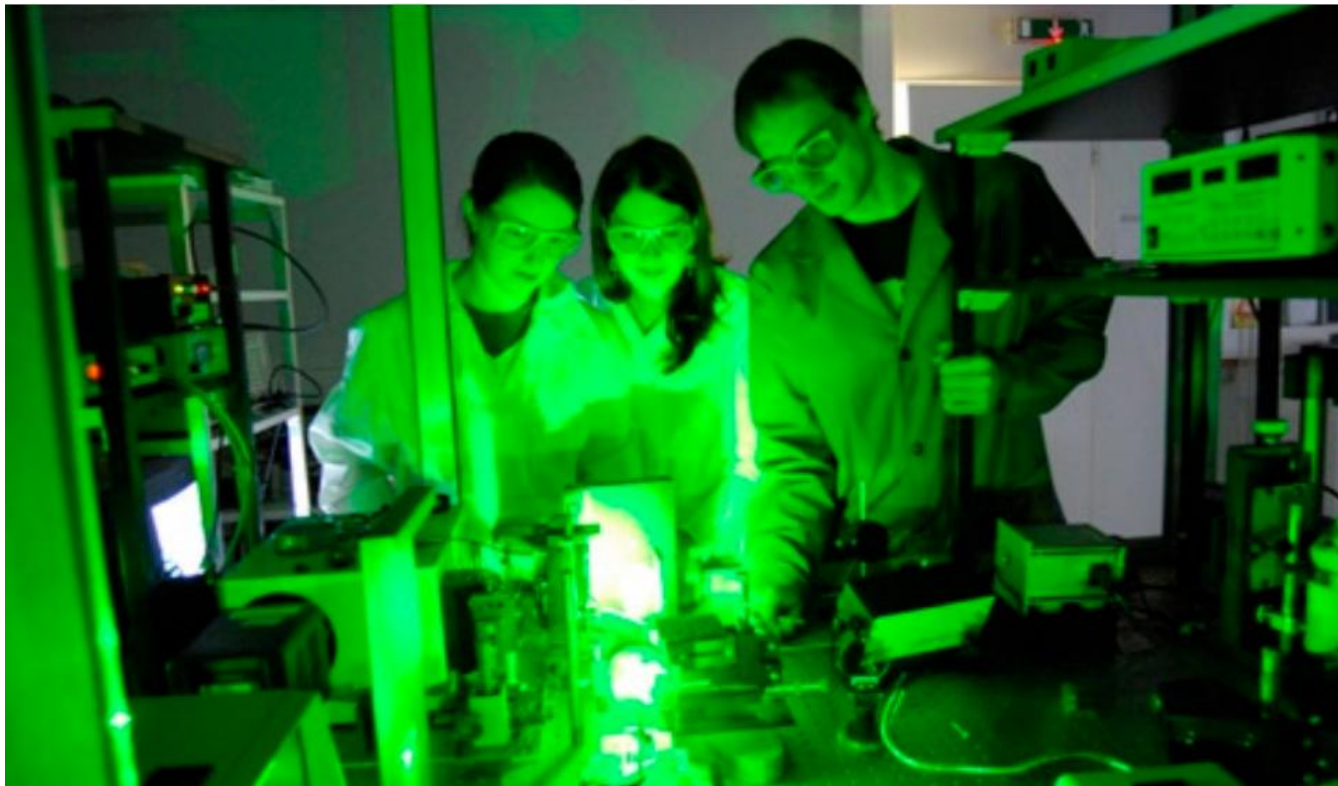


Беспрозванных В.Г.

Физические основы нелинейной оптики

Электронное учебное пособие



Пермь-2018

УДК 535:530.182

ББК 22.343

Б53

Учебное пособие утверждено к изданию
на заседании кафедры общей физики
«14» февраля 2018 г., протокол № 14.

Рецензенты:

доктор физико-математических наук, профессор *Г.Б. Лялькина*
(Пермский национальный исследовательский политехнический университет)

кандидат технических наук *Ю.А. Константинов*
(Пермский федеральный исследовательский центр УрО РАН)

Беспрозванных В.Г. Физические основы нелинейной оптики: учебное пособие.
– Пермь: Изд-во Перм. нац. исслед. политехн. ун-та, 2018. – 320 с.

Учебное пособие соответствует образовательным программам бакалавриата по направлению подготовки «Фотоника и оптоинформатика» (профиль «Волоконная оптика»). Может быть использовано бакалаврами и магистрантами вузов соответствующих специальностей.

© ГОУ ВО «Пермский национальный исследовательский
политехнический университет», 2018

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие.....	4
Электронный конспект лекций.....	7
Лекция № 1. Введение в нелинейную оптику.....	8
Лекция № 2. Понятие о нелинейных восприимчивостях.....	31
Лекция № 3. Нелинейно-оптическое преобразование частоты.....	51
Лекция № 4. Модели взаимодействия светового поля с веществом.....	74
Лекция № 5. Элементы многофотонной оптики.....	92
Лекция № 6. Термооптические явления при сверхвысоких интенсивностях света.....	112
Лекция № 7. Самовоздействия в волоконной оптике.....	132
Лекция № 8. Фазовая самомодуляция и фазовая кросс-модуляция.....	150
Лекция № 9. Нелинейное рассеяние света и его применение.....	169
Лекция № 10. Модели распространения лазерных импульсов в волоконной оптике.....	189
Лекция № 11. Оптические солитоны.....	208
Лекция № 12. Оптика сверхкоротких импульсов.....	230
Лекция № 13. Параметрические процессы в волоконной оптике.....	250
Лекция № 14. Перспективы нелинейной волоконной оптики.....	271
Задачи по нелинейной оптике.....	302
Список литературы.....	318

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящее время нелинейная оптика является динамично развивающейся областью физики.

Возникновение нелинейной оптики непосредственно связано с разработкой в середине XX в. принципиально новых мощных источников электромагнитного излучения в оптическом диапазоне длин волн – оптических квантовых генераторов (лазеров). Создание лазеров и развитие квантовой электроники принципиально изменило ситуацию в оптике. Оказалось, что такие хорошо известные законы геометрической оптики, как прямолинейное распространение света в оптически однородной среде, отражение и преломление света на границе различных сред, независимость световых лучей, а также некоторые макроскопические законы волновой и квантовой оптики справедливы лишь в весьма распространенном, но предельном случае света малой интенсивности. При больших интенсивностях света, достигаемых использованием излучения лазеров, эти законы не выполняются.

Сам термин «нелинейная оптика» впервые был предложен советским физиком С.И. Вавиловым еще в 20-е гг. XX в. Представления о том, что законы линейной оптики (оптики малых интенсивностей света) носят приближенный характер и применимы лишь для не слишком сильных световых полей, существовали и до появления лазеров. Однако лишь с развитием квантовой электроники обнаруженные в эксперименте новые закономерности вместе с их теоретической интерпретацией дали ученым инструмент для полноценного исследования нелинейных процессов в оптическом диапазоне частот.

Данное направление науки и техники предъявляет серьезные требования к уровню подготовки специалистов, работающих в данной области.

С развитием нелинейной оптики появилось значительное количество книг, статей, монографий, учебников и других публикаций по данному направлению. Отметим, во-первых, фундаментальные работы [1-5] и др., касающиеся, в основном, сложных научных аспектов нелинейной оптики, где вопросы излагаются на таком уровне, который с трудом воспринимается студентами. Более приближены к практике преподавания в вузах издания [6-8], в которых сохранена фундаментальность и где собственно вопросы нелинейной оптики являются одним из разделов этих книг.

Для обучения студентов по данному направлению в Пермском национальном исследовательском политехническом университете разработаны учебные пособия [9, 10]. Следует отметить учебные издания других вузов [11-15], затрагивающие отдельные аспекты изучения нелинейной оптики и смежной проблематики. В список литературы добавлены также общенаучные издания [16, 17] по тематике нелинейной оптики.

Предлагаемое учебное пособие содержит электронный конспект лекций по дисциплине «Нелинейная оптика» и перечень задач для практических и индивидуальных заданий, сохраняет тематическую и методическую связь с пособиями [9, 10].

Основное внимание уделено анализу физических процессов, лежащих в основе нелинейных оптических явлений, повышению наглядности подачи материала, расширению практики решения задач по нелинейной оптике. Лекции №№ 1-6 посвящены общефизическим основам нелинейной оптики, №№ 7-13 – общей характеристике нелинейных оптических эффектов, № 14 – перспективам развития нелинейной волоконной оптики.

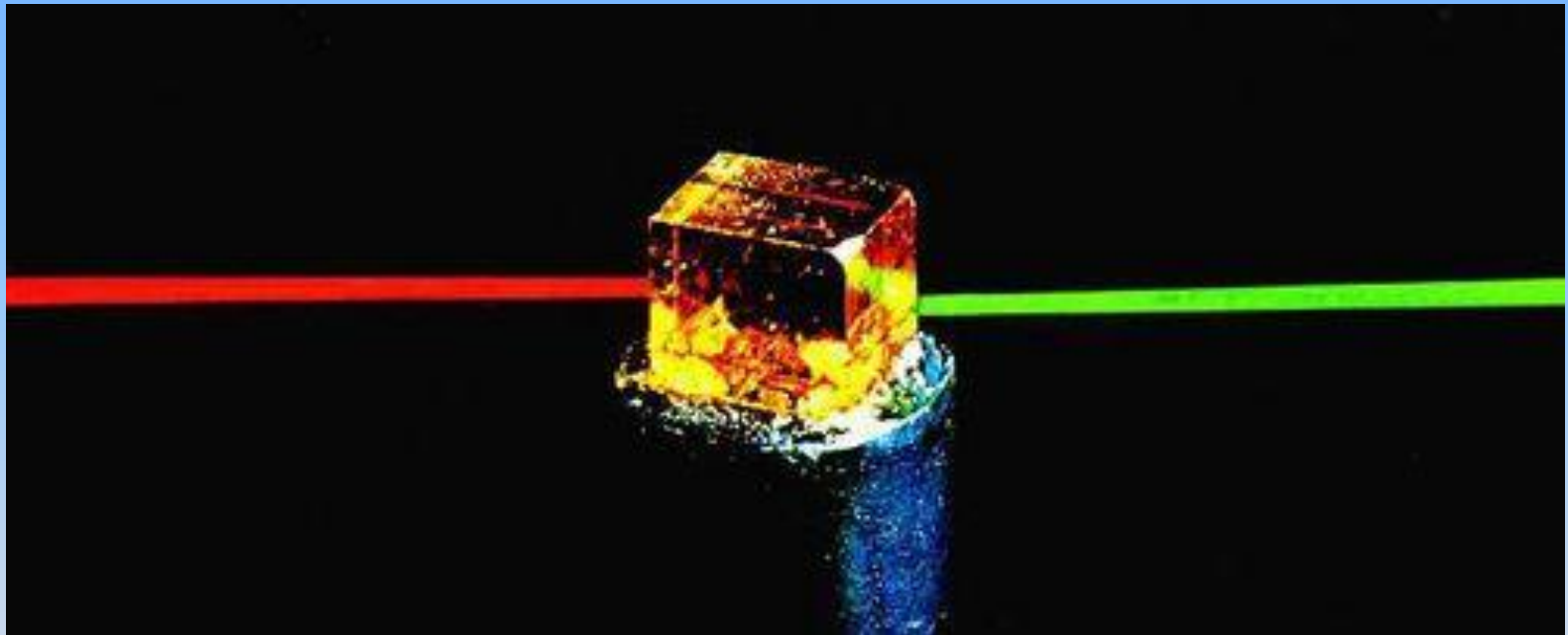


Пермский национальный исследовательский
политехнический университет
Кафедра общей физики

*Учебная дисциплина для бакалавров
«Нелинейная оптика»*



Электронный конспект лекций



Лекция 1

ВВЕДЕНИЕ В НЕЛИНЕЙНУЮ ОПТИКУ

Вопросы:

- 1. Интенсивность света и ее влияние на характер оптических явлений. Линейная и нелинейная оптика.**
- 2. Предмет и задачи нелинейной оптики, история и основные этапы ее развития.**



Интенсивность света

$\vec{E} = \vec{E}(\vec{r}, t)$, $\vec{H} = \vec{H}(\vec{r}, t)$ – электрическая и магнитная составляющие световой волны.

$\varepsilon_0 \varepsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2$ – соотношение Максвелла.

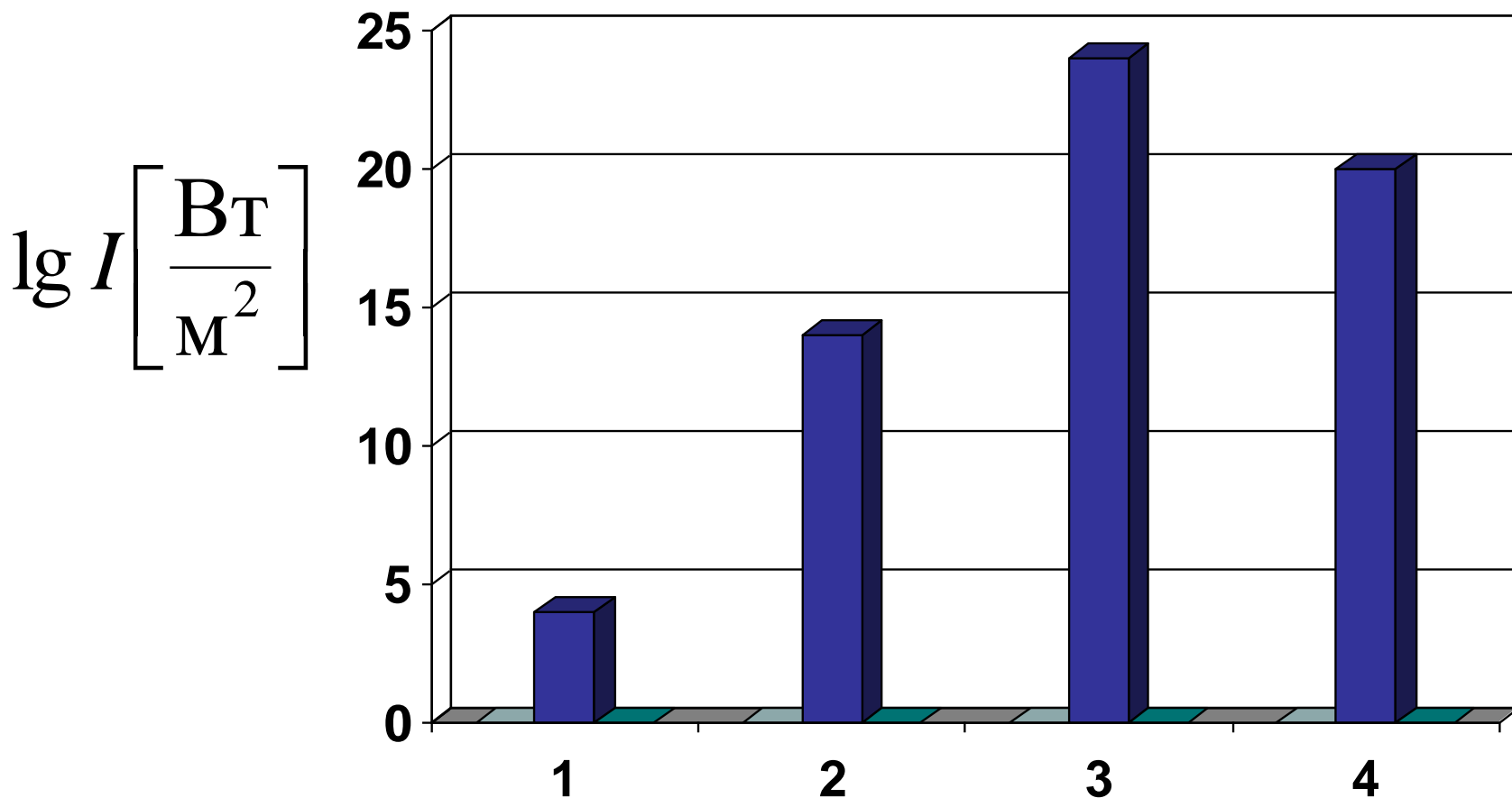
$I = \langle \vec{E} \cdot \vec{H} \rangle = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{\mu_0 \mu}} \cdot \langle E^2 \rangle$ – интенсивность световой волны.

Для плоской монохроматической волны:

$$E(x, t) = A \cdot \cos(\omega t - kx) \Rightarrow I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{\mu_0 \mu}} \cdot A^2$$

Интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды светового вектора.

Рост интенсивности с развитием источников света



1 – тепловые источники света; 2 – стандартный импульсный лазер; 3 – современный сверхмощный лазер; 4 – для сравнения: интенсивность излучения, напряженность электрического поля которого равна внутриатомной напряженности.

Линейная оптика

Для любых обычных (долазерных) источников света с использованием всевозможных оптических схем имеем:

$$I \ll I_{\text{ат}} \quad (\text{или} \quad E \ll E_{\text{ат}})$$

Линейная оптика – это оптика малых интенсивностей света, когда отклик среды на внешнее оптическое воздействие пропорционален (линеен) величине электрического поля в световой волне.

Известные оптические законы распространения света и его взаимодействия со средой, например:

- прямолинейное распространение света в однородной среде;**
 - независимость световых пучков при их пересечении;**
 - линейное поглощение света в оптически прозрачных средах**
- и др. справедливы лишь в предельном случае малых I .**

Принцип суперпозиции и его нарушение в нелинейной оптике

В основе линейной оптики лежит *принцип суперпозиции*:

$$E(x, t) = \sum_{i=1}^n A_i \cdot \cos(\omega_i t - k_i x)$$

(любое волновое поле рассматривается как сумма компонент более простой пространственной конфигурации, например, плоских монохроматических волн, при этом каждая из компонент не зависит от других – *закон независимости световых лучей*).

При большой интенсивности влияние электромагнитного поля волны на свойства среды не является малым, что приводит к нелинейному взаимодействию волн со средой и друг с другом, появлению новых спектральных компонент поля, что свидетельствует о нарушении принципа суперпозиции.

Физические причины различий между линейной и нелинейной оптикой

Определение. Нелинейная оптика – это раздел физической оптики, изучающий распространение интенсивных световых волн и взаимодействие их с веществом, при котором характер оптических явлений зависит от интенсивности излучения.

Основные причины, определяющие различный характер взаимодействия световых полей малой и большой интенсивности с веществом

При большой интенсивности определяющую роль играют не однофотонные, а многофотонные процессы (в элементарном акте взаимодействия с атомом поглощаются несколько фотонов).

При большой интенсивности под действием светового поля исходные характеристики вещества изменяются (среда становится нелинейной), и световая волна испытывает самовоздействие.

Для управления светом с помощью света необходима нелинейная среда.

От линейного к нелинейному распространению

- До тех пор пока в **оптическая мощность** в оптическом кабеле **мала**, оптический кабель можно рассматривать как **линейную среду передачи**

Затухание и коэффициент преломления **не зависят** от мощности сигнала

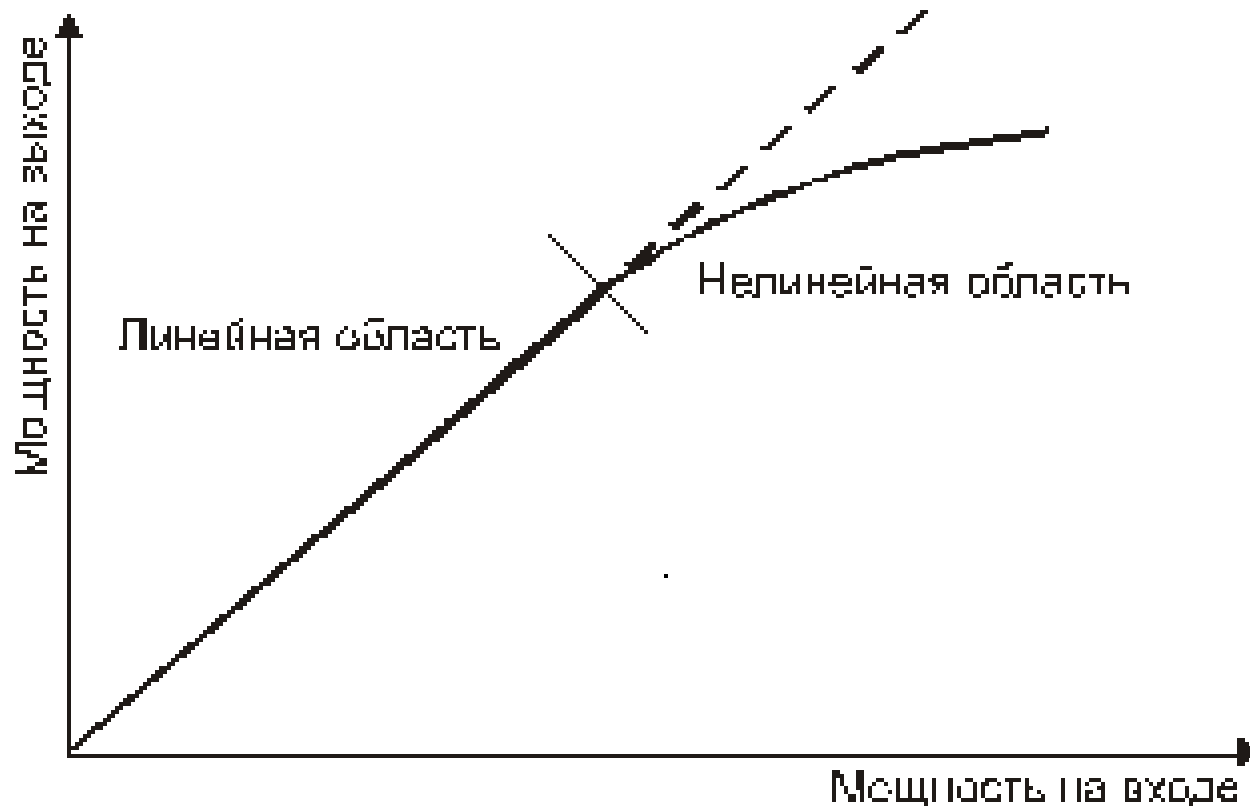
- Когда **оптическая мощность** становится существенно **больше**, оптический кабель становится **нелинейной средой передачи**

Затухание и коэффициент преломления **зависят** от мощности сигнала

Нелинейность приводит к:

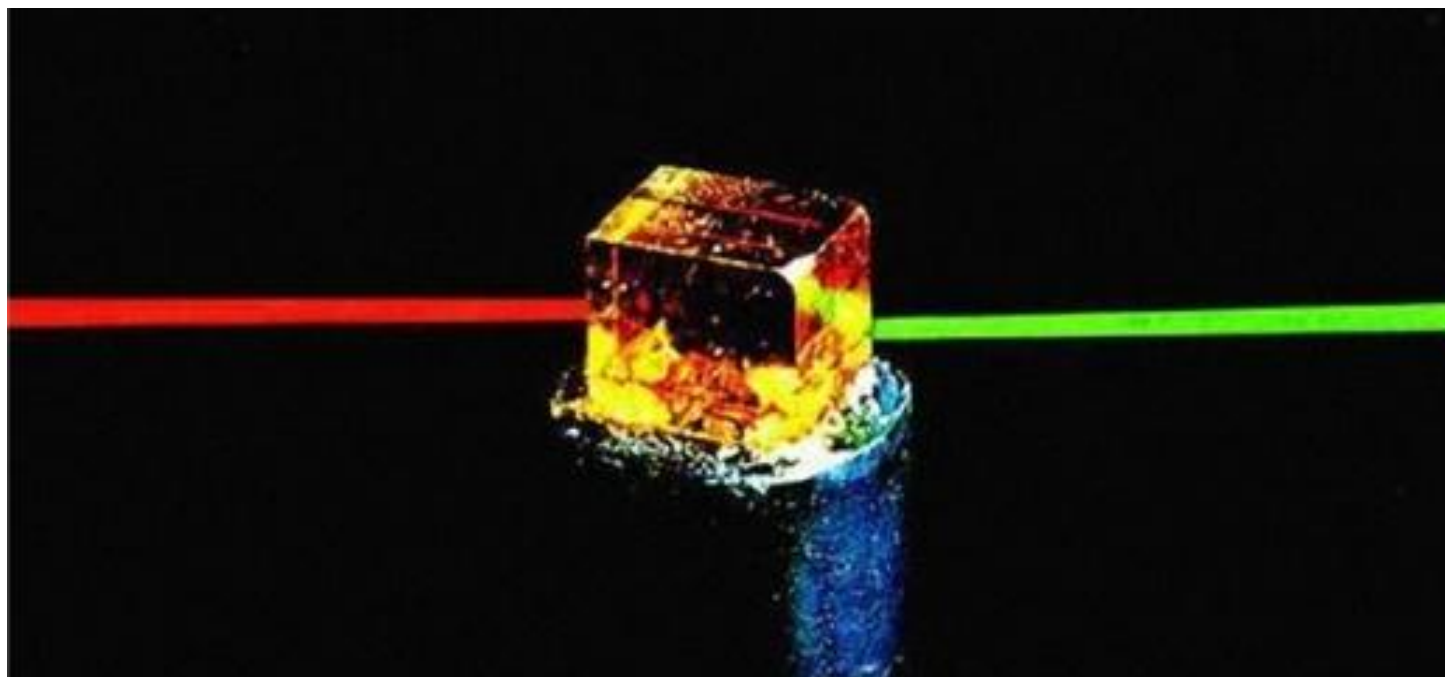
- **генерации новых частот (спектральных компонент);**
- **обмену энергией между различными спектральными составляющими;**
- **преобразованию пространственной формы световых пучков.**

Пример. Нелинейность мощности при распространении лазерных импульсов в оптической среде.



- Особенности: 1) эффект «насыщения»;**
2) пороговый характер явления.

***Пример.* Возникновение новых спектральных компонент светового поля в нелинейном кристалле.**



Пример. Изменение направления распространения света в однородной среде из-за зависимости показателя преломления от интенсивности света.

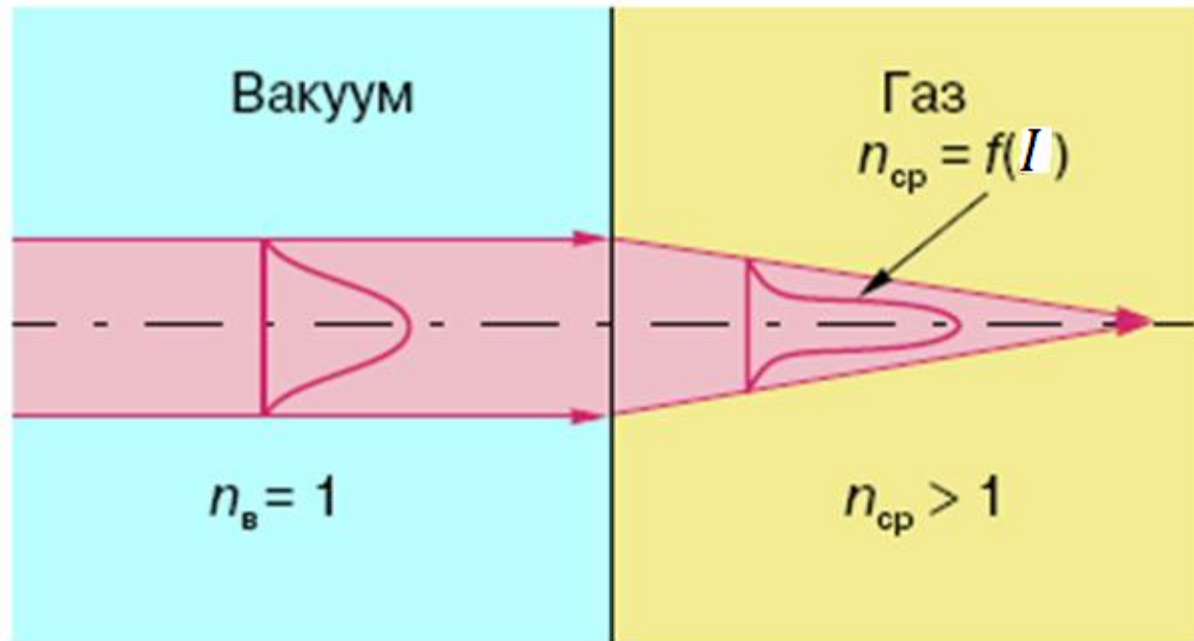


Схема самофокусировки света

$$n = n_0 + n_2 \cdot I + n_4 \cdot I^2 + \dots; \quad n_2 > 0 \text{ – рефракционный индекс.}$$

Важнейшей областью проявления нелинейных оптических явлений является волоконная оптика.

В объемных (неволоконных) оптических средах нужны довольно большие мощности, чтобы наблюдать нелинейные эффекты (~ 10 кВт...10 МВт), тогда как в оптоволокне они легко наблюдаемы уже при мощностях ~ 1 Вт и менее.

Основные факторы:

➤ даже если мощность сигнала в волокне не слишком велика, при малом поперечном сечении волокна интенсивность света становится значительной;

$$P = 1 \text{ Вт}, d = 8 \text{ мкм} \quad \Rightarrow \quad I = 20 \text{ ГВт/кв. м.}$$

➤ при определенных условиях имеет место фактор накопления нелинейных эффектов;

➤ свет может распространяться в волокне без расфокусировки на большие расстояния при низких оптических потерях.

Основные тенденции в развитии ВОЛС, усиливающие роль нелинейных эффектов

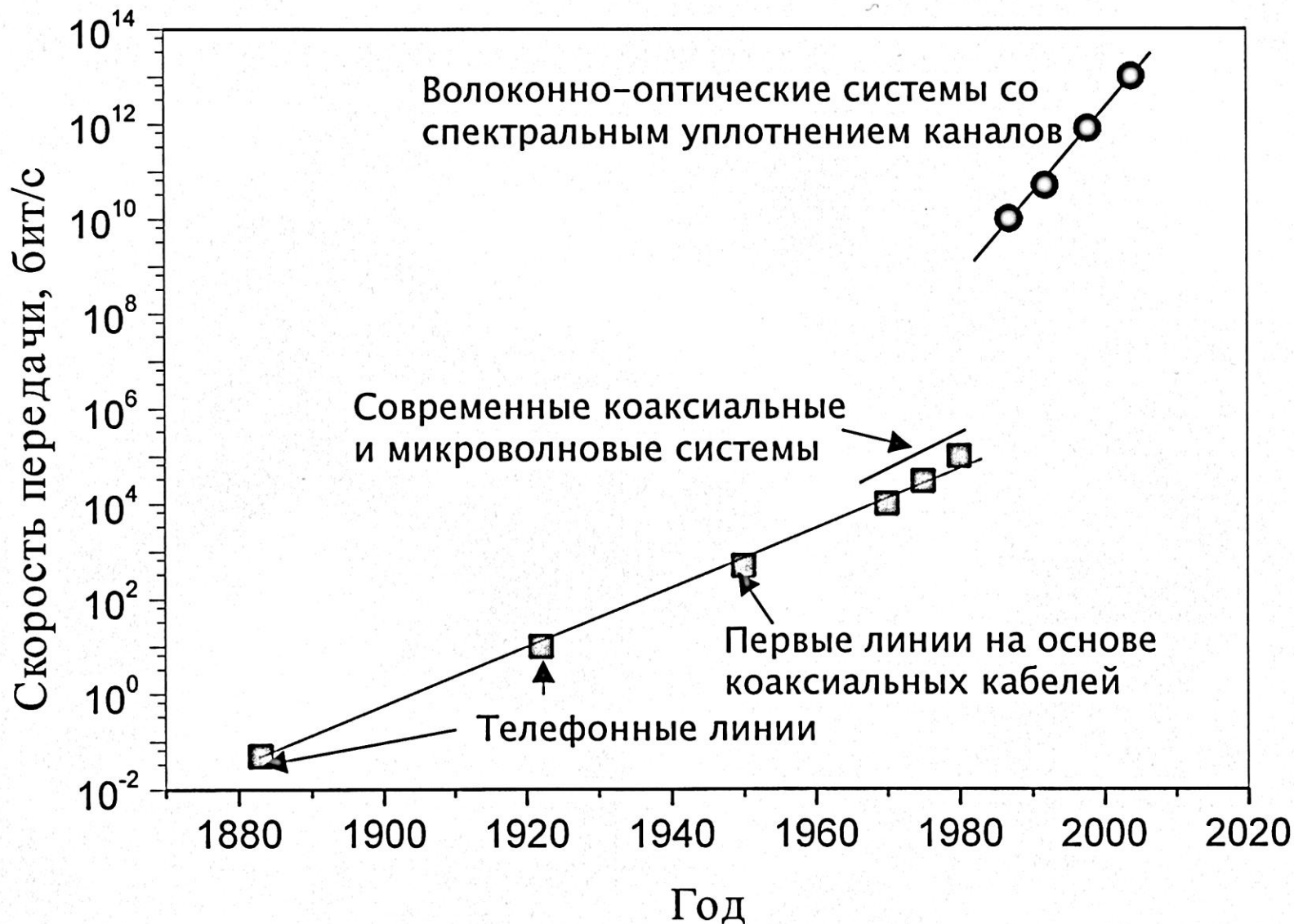
**Увеличение скорости передачи
информации**

**Повышение мощности,
вводимой в волоконный
световод**

**Развитие системы солитонных
линий**

**Активное применение систем
спектрального уплотнения**

Увеличение скорости передачи информации



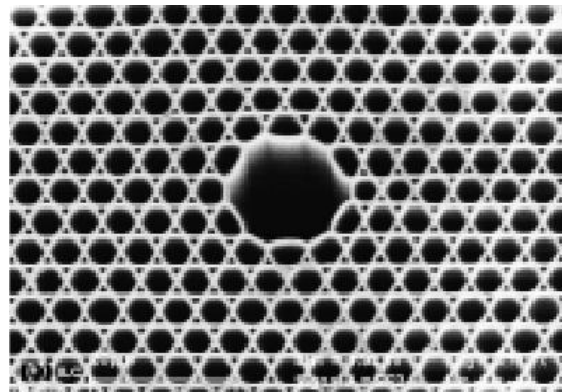
Скорость передачи информации пропорциональна частоте несущего излучения: $\nu \sim 10^{10}$ Гц (МВИ); 10^{14} Гц (оптика). ²⁰

Коэффициент нелинейности

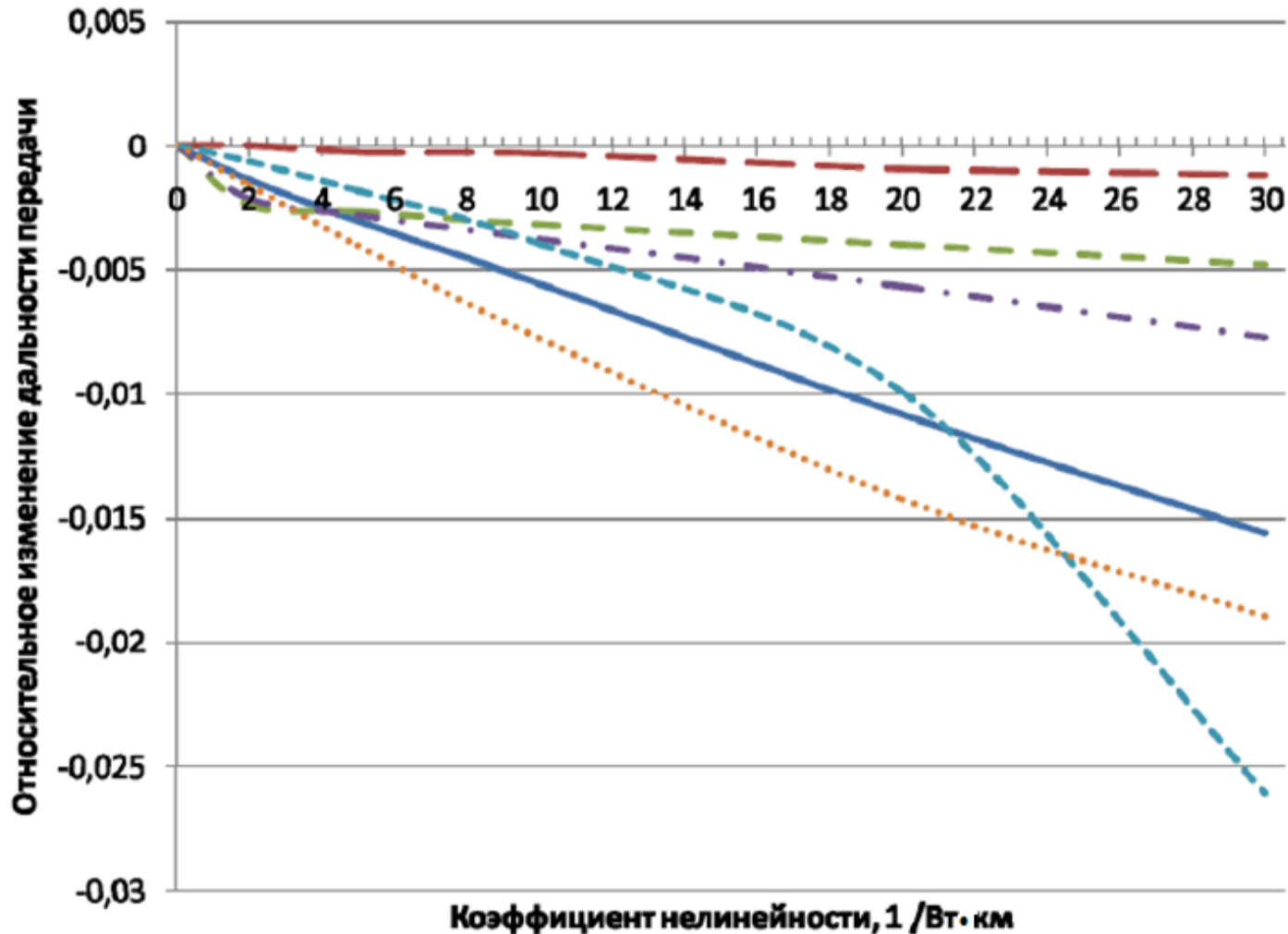
$$\gamma = \frac{n_2 \omega}{c S_{\text{эфф}}} = \frac{2\pi n_2}{\lambda S_{\text{эфф}}}, \quad 1/(Wm \cdot m)$$

Способы изменения коэффициента γ :

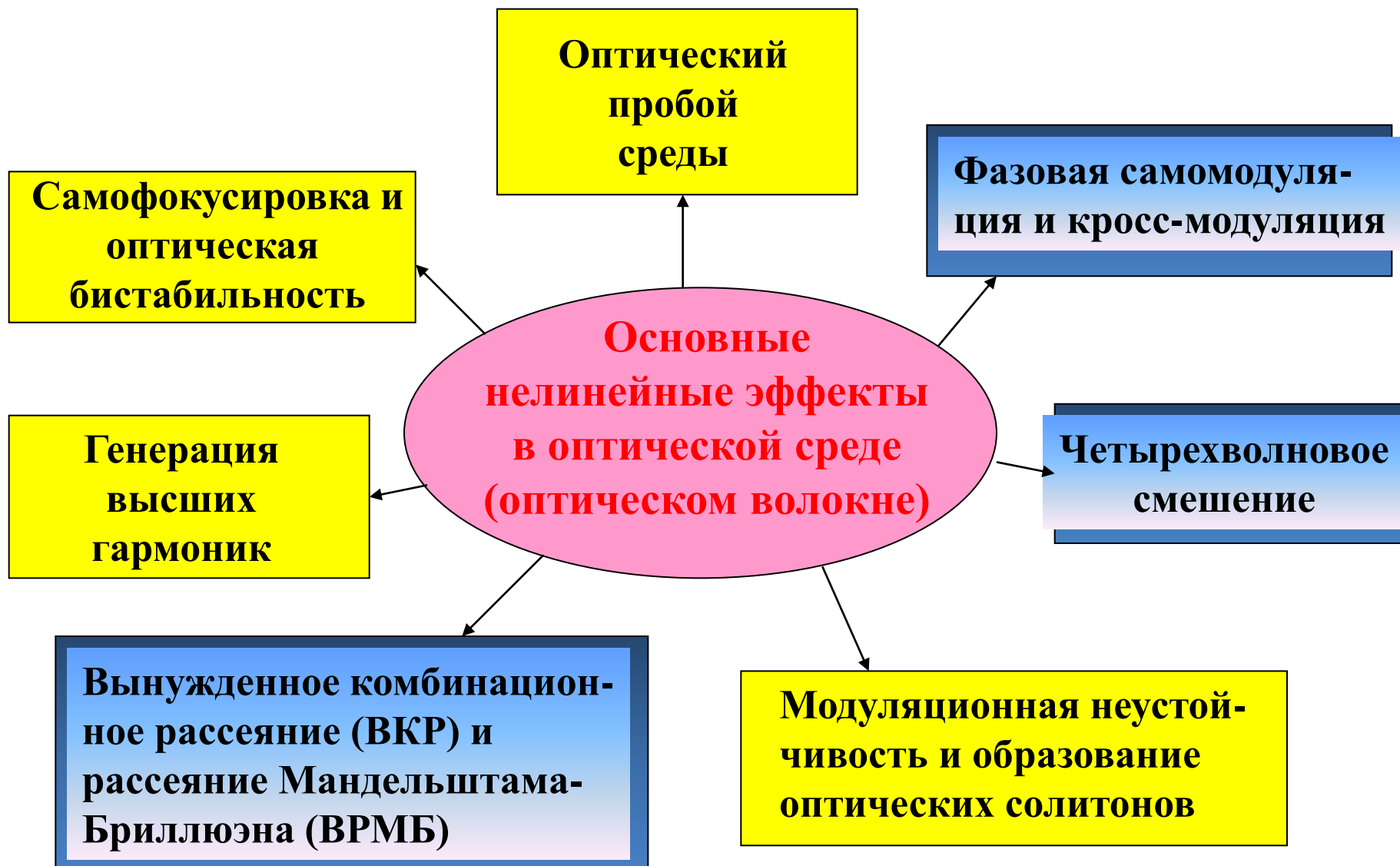
- **использование в волоконных световодах новых материалов, например, полимерных волокон;**
- **изменение эффективной площади моды волокна, например, в фотонно-кристаллических волокнах.**



Влияние нелинейных оптических эффектов на дальность передачи информации в ВОЛС



$$\gamma = \frac{n_2 \omega}{c S_{\text{эфф}}}$$



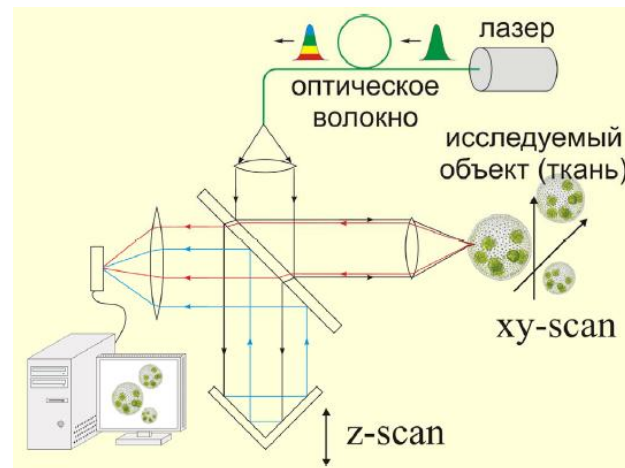
Инновационные волоконно-оптические технологии, основанные на нелинейных физических механизмах

- **сверхбыстрая обработка оптических сигналов в волоконно-оптических системах;**
- **перенастройка длины волны волоконных лазеров и генераторов;**
- **визуализация биологических образцов в медицинских целях;**
- **прецизионная частотная метрология;**
- **квантовая криптография (использование «квантового ключа» для создания надежно защищенных коммуникаций).**

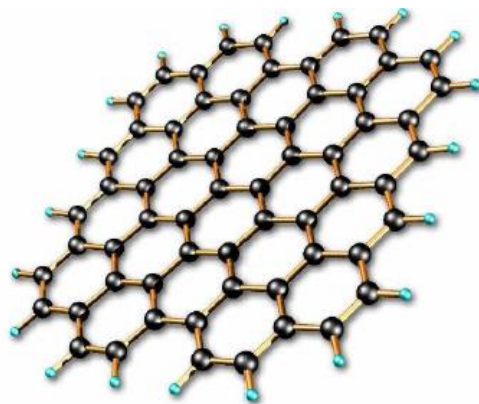
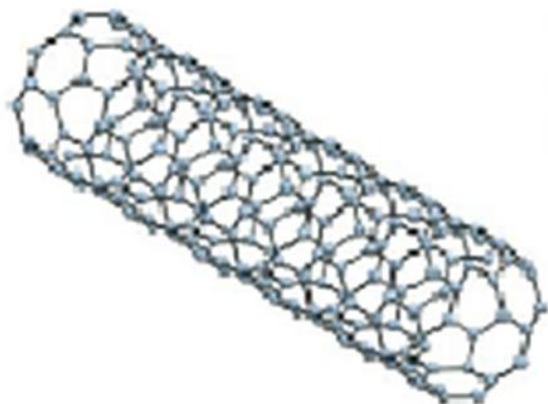
Инновационные разработки, связанные с нелинейно-оптическими и лазерными технологиями



**Цельноволоконный
фемтосекундный лазер**



**Оптическая когерентная
томография**



**Углеродные наноструктуры, используемые
в качестве насыщаемых поглотителей
в волоконных лазерах**



**Волоконно-оптический
усилитель**

Предметом нелинейной оптики являются изменения оптических свойств вещества в зависимости от интенсивности светового поля, а также обусловленные этими изменениями нелинейные оптические эффекты.

Основные задачи нелинейной оптики

- 1. Теоретическое и экспериментальное исследование нелинейных оптических явлений и создание научно-методической базы для других областей физики (фотоника и оптоинформатика, интегральная и волоконная оптика и др.)**
- 2. Разработка новых нелинейных оптических устройств передачи, приема, обработки и хранения информации с требуемыми характеристиками.**
- 3. Создание новых нелинейных оптических материалов с заданными свойствами для исследования волновых и быстропротекающих процессов в атомах, молекулах и кристаллах, в различных волоконно-оптических системах.**

История и основные этапы развития нелинейной оптики

1. Начальный (долазерный) этап

- **XIX в.** – Открытие нелинейных оптических эффектов (Керра, Фарадея и др.), действующих, в том числе, в слабых и стационарных полях.
- **1923** – Опыты С.Вавилова и В.Левшина по резонансному просветлению оптических сред (урановых стекол).
- **1955** – Эксперименты Г.Горелика (СССР) и А.Форрестера (США) по наблюдению нелинейных взаимодействий световых волн.
- **1958** – Создание оптических волокон с оболочкой (О’Брайен, Х.Хансен, США) с относительно высокими потерями.

2. Создание лазеров и разработка теоретических и экспериментальных основ нелинейной оптики

- **1961** – Опыт П.Франкена (США) по ГВГ.
- **1962** – Открытие самофокусировки света в нелинейной среде и параметрической генерации света (СССР, США).
- **1964** – Создание первого волоконного лазера (США).

История и основные этапы развития нелинейной оптики

(продолжение)

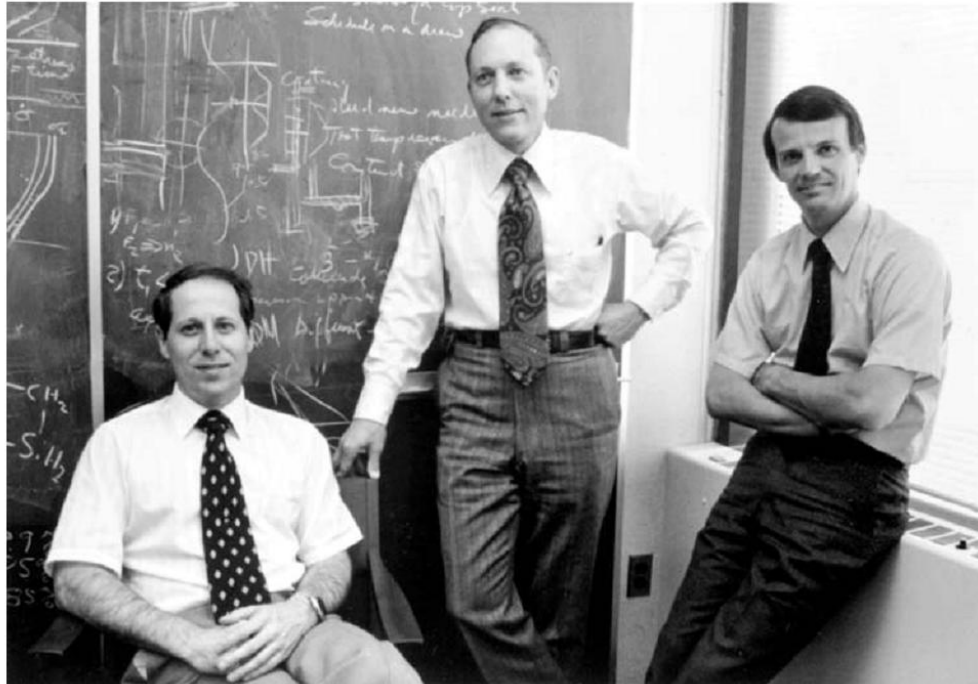
- **Середина-конец 60-х г.г.** – Создание отечественной научной школы по нелинейной оптике под рук. Р. Хохлова.
- **Вторая половина 60-х г.г.** – Работы К. Као по обоснованию возможности создания оптоволоконных линий связи.
- **1967** – Первые исследования распространения сверхкоротких световых импульсов в нелинейных материалах.
- **1970** – Создание оптоволокна с потерями 20 дБ/км (США).
- **1979-1980** – Первое экспериментальное исследование оптических солитонов в волоконных световодах (Л. Молленауэр, США).

3. Современный этап. Разработка эффективных нелинейно-оптических технологий и устройств с улучшенными характеристиками для различных областей применения

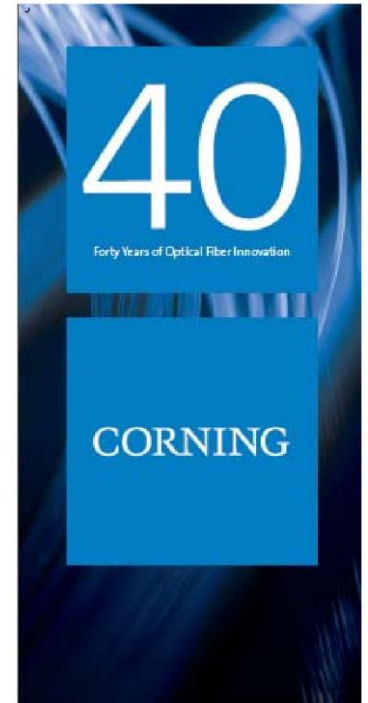
(1990-е г.г. – волоконные усилители;

2000-е г.г. – оптические волокна с высокими нелинейными характеристиками).

Первый волоконный световод с низкими потерями



Donald Keck, Robert Maurer, Peter Schultz



Theoretical target:
Dr. Charlie Kao

Feasibility challenge:
British Post Office

Then the attenuation is:

$$\alpha_t = \frac{10 \log \frac{40}{3519}}{29 \text{ meters}} = 17 \text{ dB/km whoopee!!}$$

Must remeasure this to check!

Выдающиеся ученые, внесшие существенный вклад в развитие нелинейной оптики



Академик Сергей Иванович Вавилов (1891 – 1951) – советский физик, автор фундаментальных работ в области физической оптики.



Академик Рем Викторович Хохлов (1926 – 1977) – один из создателей отечественной научной школы по нелинейной оптике.

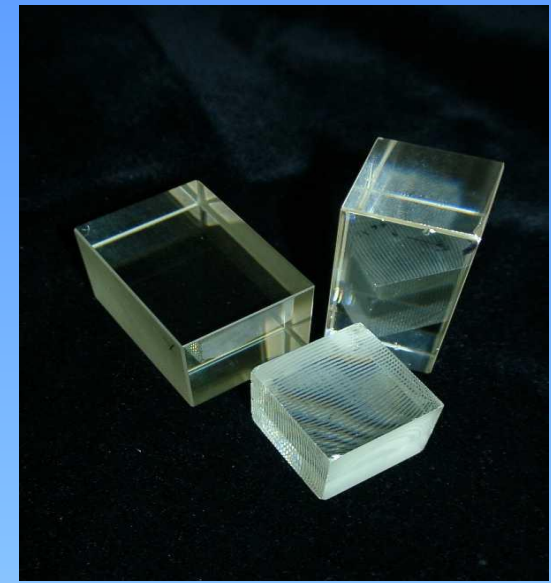


Николас Бломберген (1920 – 2017) – нидерландский физик, лауреат Нобелевской премии по физике 1981 г. за вклад в развитие нелинейной оптики и лазерной спектроскопии.



Чарльз Куэн Као (род. в 1933 г.) – американский ученый китайского происхождения, лауреат Нобелевской премии по физике 2009 г. за достижения в развитии оптоволоконных систем связи.

Лекция 2
**ПОНЯТИЕ
О НЕЛИНЕЙНЫХ
ВОСПРИИМЧИВОСТЯХ**



Вопросы:

- 1. Нелинейный отклик среды на внешнее световое поле. Свойства нелинейных восприимчивостей.**
- 2. Классификация нелинейных эффектов в оптике.**
- 3. Оптические восприимчивости анизотропных сред. Нелинейные оптические кристаллы.**

Система уравнений Максвелла, описывающая электромагнитное поле в изотропном диэлектрике в отсутствие свободных электрических зарядов и токов

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\mu_0 \mu \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; \quad \operatorname{rot} \vec{H} = \varepsilon_0 \varepsilon \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t};$$

$$\operatorname{div}(\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) = 0; \quad \operatorname{div} \vec{H} = 0$$

\vec{P} – *вектор поляризованности среды под действием электрического поля волны.*

После преобразований получаем волновое уравнение для светового вектора \vec{E} :

$$\Delta \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\vec{E} + \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot \vec{P} \right)$$

Из волнового уравнения следует, что, с одной стороны, поляризация среды возникает под действием падающей световой волны, а с другой, – сама поляризация является источником светового поля (переизлученной волны).

Виды поляризации диэлектриков

Электронная (обусловлена смещением электронных оболочек атомов относительно ядер)

$$\tau \sim 10^{-16} \dots 10^{-14} \text{ с}$$

Ионная (вызвана относительным смещением положительных и отрицательных ионов)

$$\tau \sim 10^{-13} \dots 10^{-11} \text{ с}$$

Ориентационная, или вращательная, (обусловлена поворотом дипольных молекул вдоль поля)

$$\tau \sim 10^{-10} \text{ с}$$

Ввиду большой частоты световых волн основную роль в механизме поляризации диэлектриков в УФ, видимой и ближней ИК областях спектра играет электронная составляющая.

Материальное уравнение

Наведение поляризации световым полем описывается так называемым *материальным уравнением*:

$$P = P(E),$$

которое отражает структуру и свойства среды и характер ее отклика на внешнее поле.

Разложим поляризованность P по степеням поля:

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

Коэффициенты $\chi^{(m)}$, $m = 1, 2, 3, \dots$ называются оптическими восприимчивостями m -го порядка.

$\chi^{(1)}$ – линейная восприимчивость; при $m > 1$ – нелинейные восприимчивости m -го порядка.

Линейный и нелинейный отклик среды на внешнее световое поле

Напряженность внутриатомных полей составляет

$$E_{\text{ат}} \sim 10^{10} \dots 10^{11} \frac{\text{В}}{\text{М}}$$

Для нелазерных источников $E \leq 1$ кВ/м, т.е. $E \ll E_{\text{ат}}$, в этом случае:

$$P = P_{\text{лин}} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E$$

(материальное уравнение линейной оптики)

Для лазерного излучения параметр $E/E_{\text{ат}} < 1$, но не является малым, поэтому **отклик среды перестает быть линейным и пренебречь всеми нелинейными членами в материальном уравнении нельзя.**

$$P = P_{\text{лин}} + P_{\text{нелин}} = \varepsilon_0 \cdot \sum_m \chi^{(m)} E^m$$

(материальное уравнение нелинейной оптики)

Свойства нелинейных поляризованностей и восприимчивостей

1. Величина нелинейной поляризованности m -го порядка $P^{(m)}$ пропорциональна концентрации атомов (молекул) в веществе и m -ой степени параметра $E/E_{\text{ат}}$:

$$P^{(m)} \sim n \cdot \left(\frac{E}{E_{\text{ат}}} \right)^m$$

2. С ростом номера m нелинейные восприимчивости $\chi^{(m)}$ быстро уменьшаются по величине, поэтому наибольший вклад в нелинейные оптические процессы дают восприимчивости *низших* порядков.

Характерные значения восприимчивостей диэлектриков:

$$\chi^{(1)} \approx 1; \quad \chi^{(2)} \approx 10^{-13} \dots 10^{-11} \frac{\text{М}}{\text{В}}; \quad \chi^{(3)} \approx 10^{-23} \dots 10^{-21} \frac{\text{М}^2}{\text{В}^2}.$$

Наличие ненулевых нелинейных восприимчивостей хотя бы в одном из порядков является наиболее общей причиной проявления нелинейных эффектов в оптике.

Квадратично-нелинейная среда

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

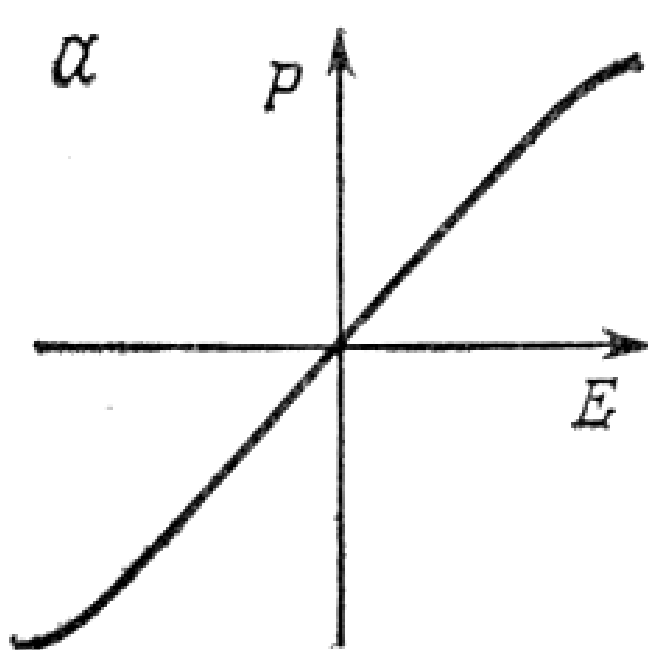
$$\frac{P_{\text{нелин}}^{(2)}}{P_{\text{лин}}} = \frac{E}{E_{\text{ат}}}$$

Кубично-нелинейная среда

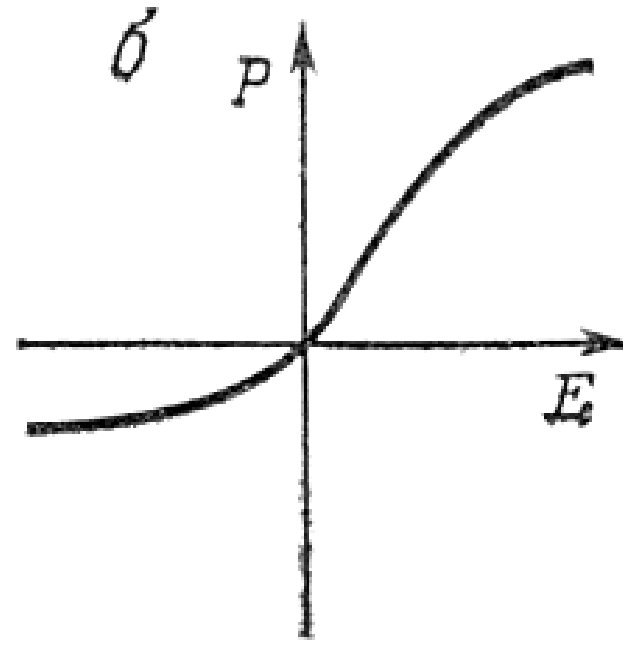
$$P(E) = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} E + \chi^{(3)} E^3)$$

$$\frac{P_{\text{нелин}}^{(3)}}{P_{\text{лин}}} = \left(\frac{E}{E_{\text{ат}}} \right)^2$$

Зависимость поляризованности от напряженности электрического поля световой волны



*Кубично – нелинейная
среда*



*Квадратично – нелинейная
среда*

В кубично-нелинейных средах функция $P(E)$ является нечетной, а в квадратично-нелинейной – не обладает ни четностью, ни нечетностью.

В общем случае нелинейные восприимчивости $\chi^{(m)}$ являются *комплексными величинами*:

$$\chi^{(m)} = \operatorname{Re} \chi^{(m)} + i \cdot \operatorname{Im} \chi^{(m)},$$

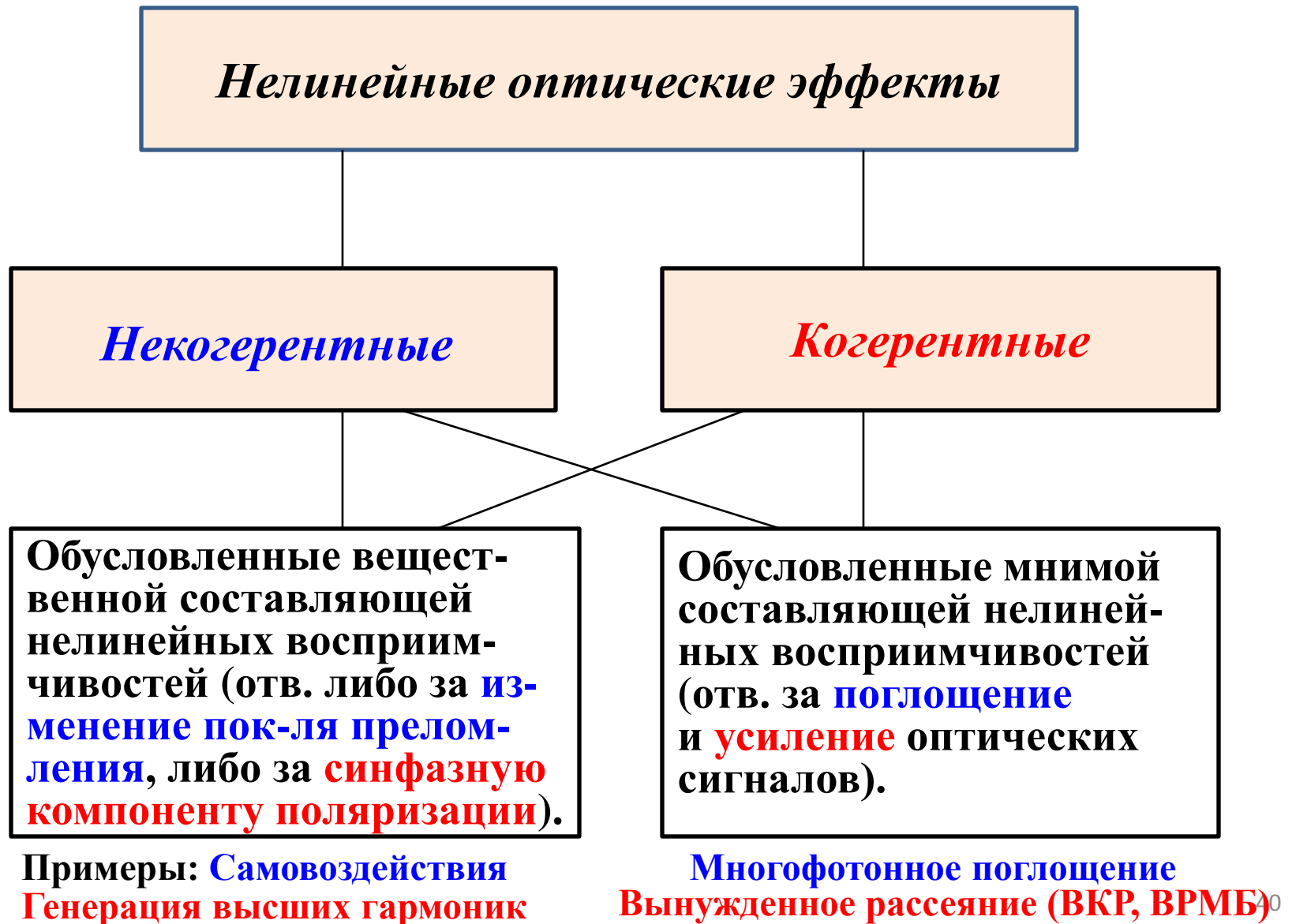
при этом для слабопоглощающих сред

$$\operatorname{Im} \chi^{(m)} \ll \operatorname{Re} \chi^{(m)}$$

Причины появления мнимой составляющей нелинейных восприимчивостей:

- наличие диспергирующих свойств среды (временной дисперсии восприимчивостей), когда отклик среды на внешнее воздействие происходит с запаздыванием и поляризация среды в данный момент времени $P(t)$ определяется значениями напряженности поля $E(t - \tau)$ в предыдущие моменты времени;
- наличие диссипации энергии световой волны из-за поглощающих свойств среды.

Классификация нелинейных эффектов в оптике



Соотношение между нелинейными эффектами различных порядков

Общее правило. Нелинейные эффекты, обусловленные мнимой составляющей восприимчивости m -го порядка, сравнимы по величине с эффектами, обусловленными вещественной составляющей восприимчивости $(m + 1)$ -го порядка:

$$\text{Im } \chi^{(m)} \sim \text{Re } \chi^{(m+1)} \cdot E, \quad m \geq 1$$

Пример: двухфотонное поглощение света – это нелинейный эффект, сравнимый по величине с эффектом генерации третьей оптической гармоники (утроения частоты света).

Материальное уравнение в анизотропной среде

$$P_i = P_i^{\text{лин}} + P_i^{\text{нелин}} = \varepsilon_0 \cdot \sum_{k=1}^3 \chi_{ik}^{(1)} E_k + P_i^{\text{кв}} + P_i^{\text{куб}} + \dots$$

В анизотропных оптических средах линейная и нелинейные восприимчивости являются тензорными величинами.

$$P_i^{\text{кв}} = \varepsilon_0 \cdot \sum_{k=1}^3 \sum_{j=1}^3 \chi_{ikj}^{(2)} E_k E_j \quad \text{– квадратичная поляризованность.}$$

$\chi_{ikj}^{(2)}$ – **квадратичная нелинейная восприимчивость** (является тензором третьего ранга).

$$P_i^{\text{куб}} = \varepsilon_0 \cdot \sum_{k=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{m=1}^3 \chi_{ikjm}^{(3)} E_k E_j E_m \quad \text{– кубичная поляризованность.}$$

$\chi_{ikjm}^{(3)}$ – **кубичная нелинейная восприимчивость** (является тензором четвертого ранга).

Компоненты тензора квадратичной восприимчивости

$$\begin{pmatrix} \chi_{311} & \chi_{312} & \chi_{313} \\ \chi_{321} & \chi_{322} & \chi_{323} \\ \chi_{331} & \chi_{332} & \chi_{333} \end{pmatrix}$$
$$\begin{pmatrix} \chi_{211} & \chi_{212} & \chi_{213} \\ \chi_{221} & \chi_{222} & \chi_{223} \\ \chi_{231} & \chi_{232} & \chi_{233} \end{pmatrix}$$
$$\begin{pmatrix} \chi_{111} & \chi_{112} & \chi_{113} \\ \chi_{121} & \chi_{122} & \chi_{123} \\ \chi_{131} & \chi_{132} & \chi_{133} \end{pmatrix}$$

Число компонент: $3 \cdot 3 \cdot 3 = 27$

Свойства тензора квадратичной восприимчивости

Тензор квадратичной восприимчивости $\chi_{ikj}^{(2)}$, как тензор 3-го ранга, имеет $3 \cdot 3 \cdot 3 = 27$ компонент.

Свойство симметрии тензора $\chi_{ikj}^{(2)}$ относительно перестановки двух последних индексов:

$$\chi_{ikj}^{(2)} = \chi_{ijk}^{(2)}$$

Отсюда следует, что число независимых компонент тензора $\chi_{ikj}^{(2)}$ не может превышать $27 - 9 = 18$.

В действительности многие оптические кристаллы обладают дополнительной симметрией, поэтому число независимых компонент тензора $\chi_{ikj}^{(2)}$ оказывается значительно меньше. Так, для кристаллов KDP (группы дигидрофосфата калия KH_2PO_4) оно равно 2.

Кубично-нелинейные среды

К этому классу оптических материалов относятся кристаллы, обладающие центром симметрии (например, кварцевое стекло), а также некоторые жидкости и газы.



Для таких сред из общих свойств тензоров имеем:

$$\chi_{ikj}^{(2)} = -\chi_{ikj}^{(2)} = 0$$

Материальное уравнение:

$$P_i = \varepsilon_0 \cdot \sum_{k=1}^3 \chi_{ik}^{(1)} E_k + \varepsilon_0 \cdot \sum_{k=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{m=1}^3 \chi_{ikjm}^{(3)} E_k E_j E_m + \dots$$

В идеальных кубично-нелинейных средах отсутствуют нелинейные оптические эффекты второго порядка.

Квадратично-нелинейные среды

К этому классу относятся оптические материалы, не являющиеся центросимметричными и имеющие ненулевую квадратичную восприимчивость, например, пьезоэлектрики.

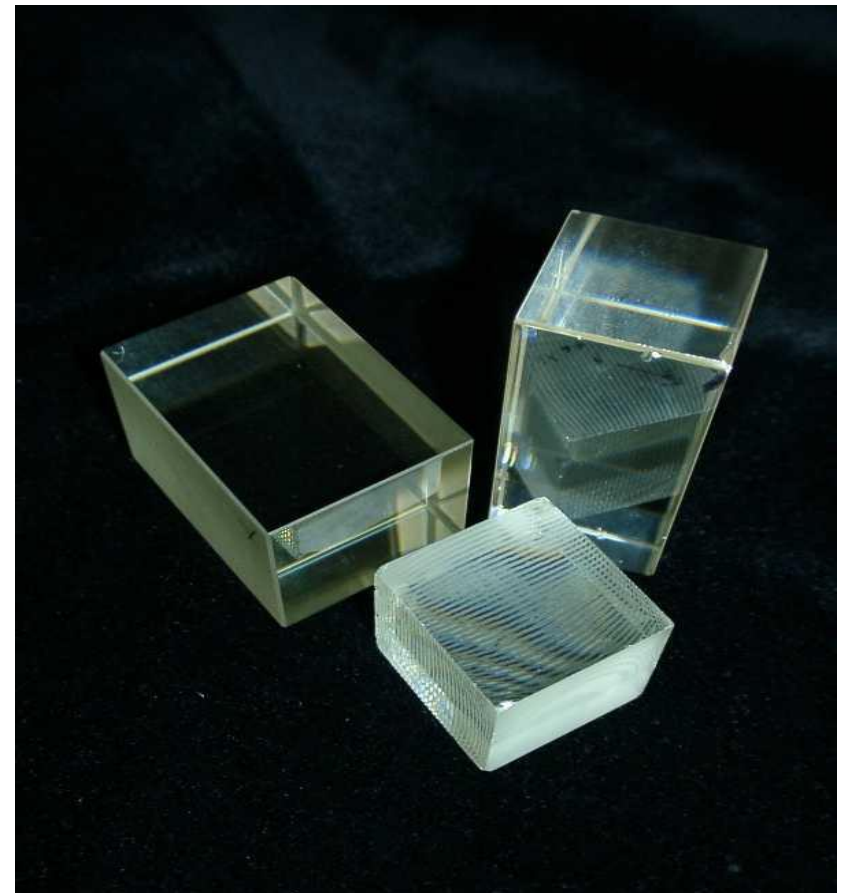
Материальное уравнение:

$$P_i = \varepsilon_0 \cdot \sum_{k=1}^3 \chi_{ik}^{(1)} E_k + \varepsilon_0 \cdot \sum_{k=1}^3 \sum_{j=1}^3 \chi_{ikj}^{(2)} E_k E_j + \dots$$

В квадратично-нелинейных средах наибольший вклад в оптическую нелинейность вносит наведенная внешним световым полем квадратичная поляризованность.

Нелинейные оптические кристаллы

Позволяют управлять характеристиками лазерного луча (менять интенсивность света, направление луча, его поляризацию, частотный спектр и т.д.)



Две группы применяемых в настоящее время нелинейных оптических кристаллов

**Кристаллы, выращиваемые
из водных растворов**

**Пример: дигидрофосфат
калия KH_2PO_4 .**

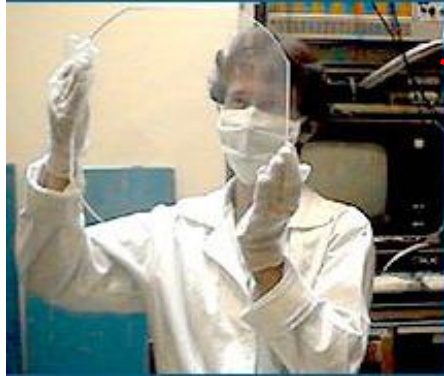
*Являются слабонелиней-
ными материалами.*

**Кристаллы, выращиваемые
из расплавов
(высокотемпературные)**

**Пример: ниобат лития
 LiNbO_3 .**

*Характеризуются высо-
кой нелинейностью.*

Некоторые часто применяемые в лазерной технике нелинейные оптические кристаллы



ОО

$$\chi_{11}^{(1)} = \chi_{22}^{(1)} \neq \chi_{33}^{(1)}$$

ДО

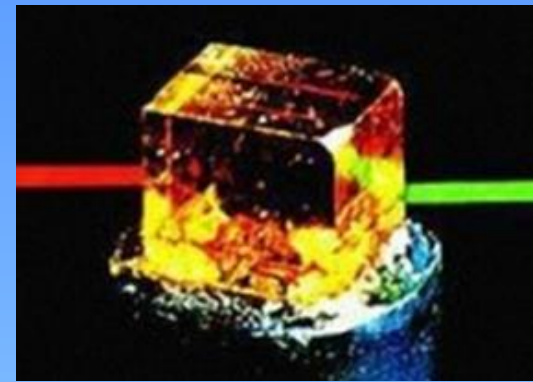
$$\chi_{11}^{(1)} \neq \chi_{22}^{(1)} \neq \chi_{33}^{(1)}$$

Общие требования, предъявляемые к нелинейным оптическим кристаллам

- 1. Наличие ненулевых нелинейных оптических восприимчивостей второго порядка.**
- 2. Наличие в кристалле двойного лучепреломления.**
- 3. Высокое оптическое качество кристаллов.**
- 4. Возможность получения кристаллов достаточно больших размеров и требуемой геометрической формы.**
- 5. Стабильность свойств материала во внешней среде и стойкость к действию внешних факторов.**
- 6. Малые оптические потери.**

Лекция 3

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ



Вопросы:

- 1. Феноменологическая теория генерации второй гармоники.**
- 2. Фазовый (волновой) синхронизм.**
- 3. Параметрическая генерация света.**

Необходимым условием наблюдения нелинейных эффектов в оптике является наличие нелинейных восприимчивостей среды, не равных нулю хотя бы в одном из порядков.

$E(x, t) = A \cdot \cos(\omega t - kx)$ – *внешнее световое поле (плоская монохроматическая волна).*

$$P_{\text{нелин}} = \varepsilon_0 \cdot (\chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots) =$$

$$= \varepsilon_0 \cdot \frac{1}{2} \chi^{(2)} A^2 (1 + \cos 2(\omega t - kx)) +$$

$$+ \varepsilon_0 \cdot \frac{1}{4} \chi^{(3)} A^3 (3 \cos(\omega t - kx) + \cos 3(\omega t - kx)) \dots$$

Физический смысл слагаемых в уравнении для нелинейной поляризованности:

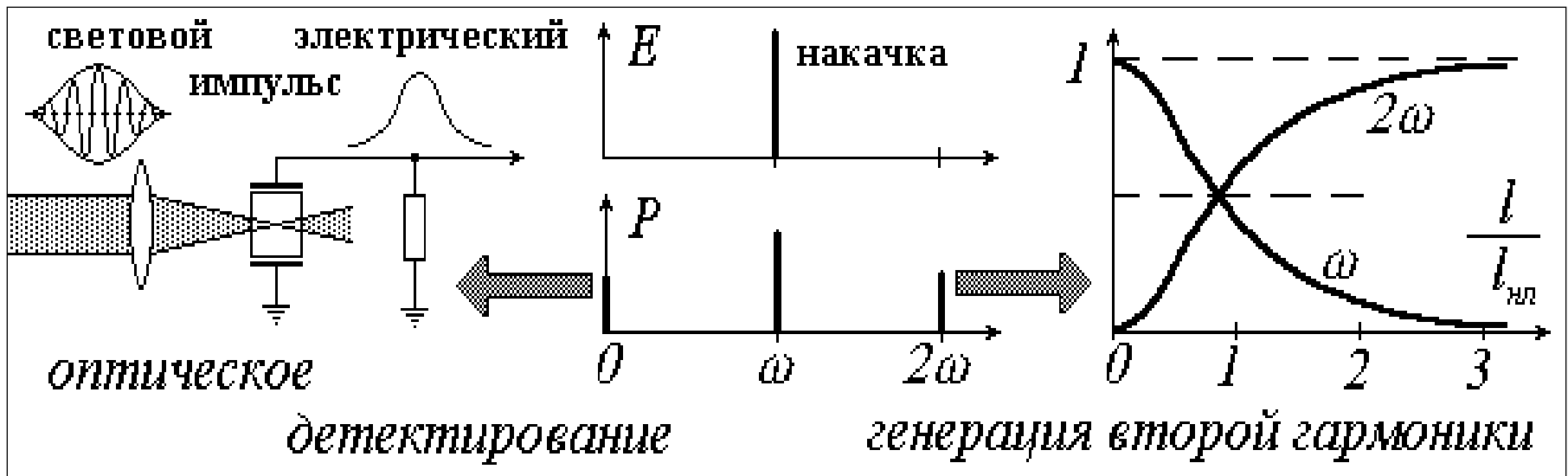
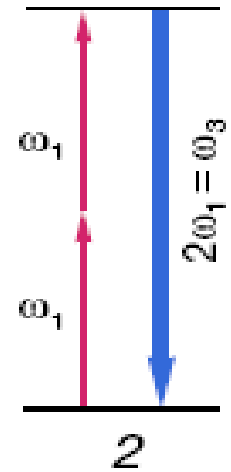
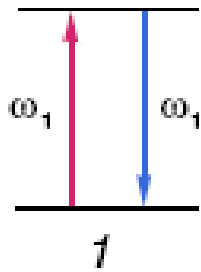
$\frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi^{(2)} A^2$ – генерация статического электрического поля (эффект оптического выпрямления, или детектирования).

$\frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi^{(2)} A^2 \cos 2(\omega t - kx)$ – генерация световой волны удвоенной частоты (второй гармоники).

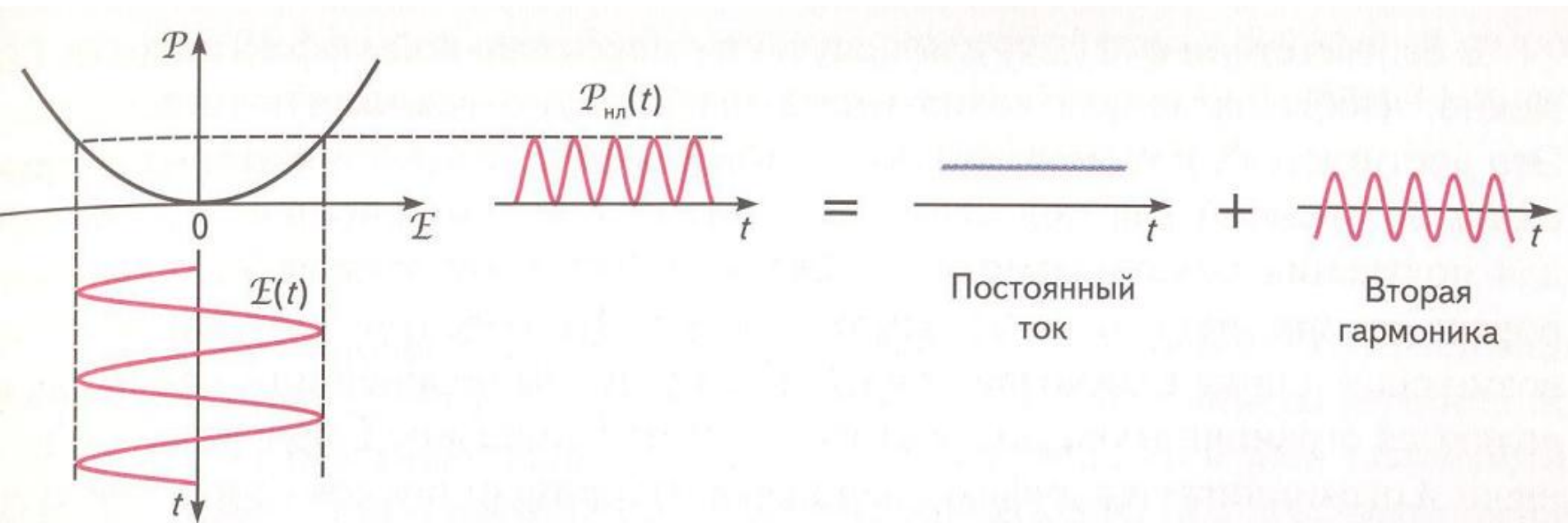
$\frac{1}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} A^3 \cos 3(\omega t - kx)$ – генерация световой волны утроенной частоты (третьей гармоники).

Таким образом, наличие нелинейных восприимчивостей приводит к новому эффекту – генерации высших гармоник.

Преобразование частоты в квадратично-нелинейной среде



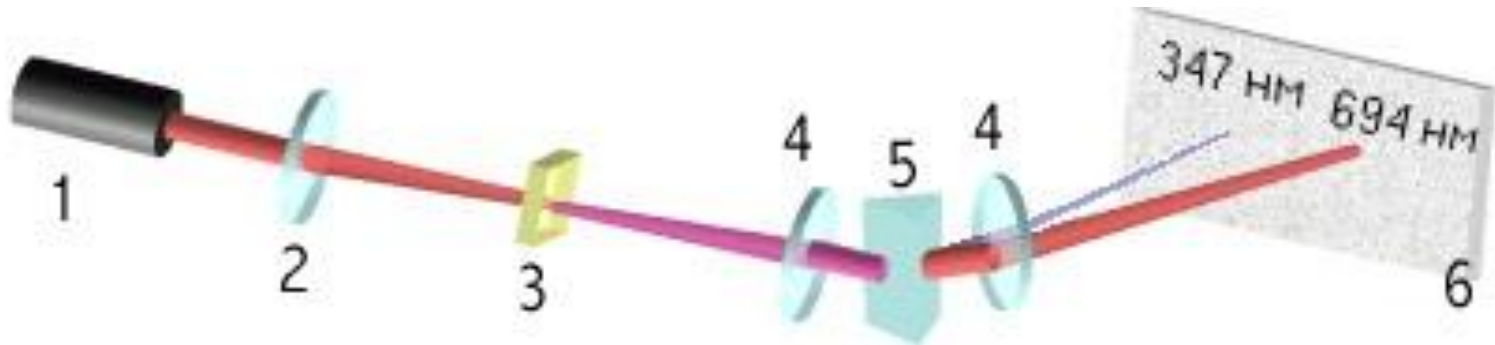
$$l_{нл} = \frac{\lambda n}{\chi^{(2)} E} \quad \text{— нелинейная длина.}$$



Синусоидальное электрическое поле с угловой частотой ω в среде с нелинейностью второго порядка создает поляризацию с компонентой на 2ω (вторая гармоника) и постоянной компонентой

Опыт П.Франкена (США, 1961 г.)

Исторически первым опытом по нелинейному преобразованию оптических частот, выполненным сразу после открытия лазеров, был опыт по генерации второй гармоники.



- 1 - рубиновый лазер, 2 - фокусирующая линза,
3 - кварцевая пластинка,
4 - коллиматорные линзы,
5 - призма, 6 - фотопластинка (экран).**
Цвета показаны условно.

Наведение в среде квадратичной поляризации является необходимым, но не достаточным условием наблюдения генерации второй гармоники.

Особенности оптических процессов в нелинейной среде при переизлучении на частоте второй гармоники

- 1. Поскольку в оптическом диапазоне $\lambda \ll L$ (L – линейный размер среды), то в нелинейном кристалле совершается множество локальных актов переизлучения на частоте второй гармоники, что обусловлено большим числом атомов.**
- 2. Если вторичные световые волны, возникшие при переизлучении атомов среды, являются когерентными, то пространственное накопление нелинейного эффекта (генерации второй гармоники) возможно в результате интерференции, определяющей интенсивность волны второй гармоники.**

Волновая расстройка

$$v(\omega) = \frac{c}{n(\omega)} = \frac{\omega}{k} \quad \text{– скорость основной волны.}$$

$$v(2\omega) = \frac{c}{n(2\omega)} = \frac{2\omega}{K} \quad \text{– скорость волны второй гармоники.}$$

Вследствие дисперсии показателя преломления имеем:

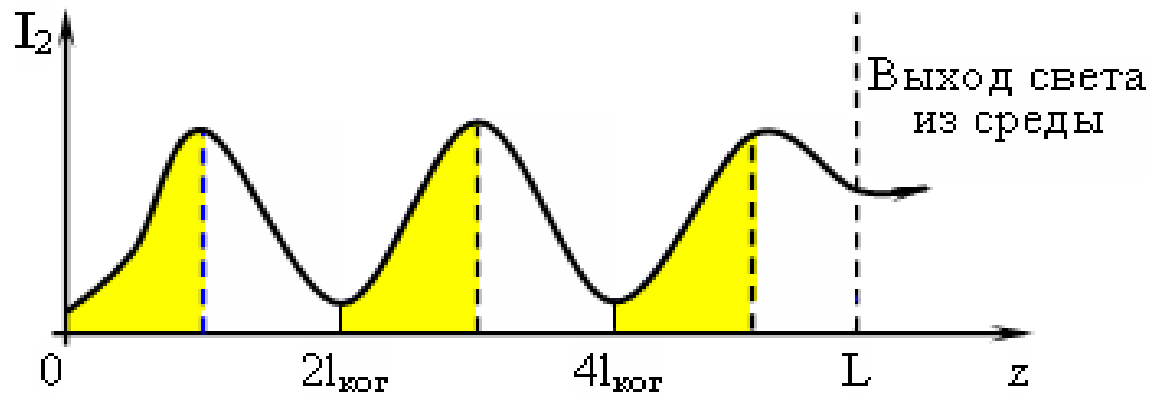
$$n(\omega) \neq n(2\omega) \Rightarrow v(\omega) \neq v(2\omega) \Rightarrow K \neq 2k$$

k , K – модули волновых векторов для основной и переизлученной волн.

$$\Delta k = K - 2k \quad \text{– волновая расстройка.}$$

Энергообмен между падающей и переизлученной волнами при генерации второй гармоники

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{I(2\omega)}{I(\omega)} = \text{const} \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}\Delta k \cdot z\right)}{\left(\frac{1}{2}\Delta k\right)^2} = \frac{\text{const}}{(\Delta k)^2} \cdot (1 - \cos(\Delta k \cdot z))$$



$$l_{\text{ког}} = \frac{\lambda}{4} \cdot \frac{1}{(n(2\omega) - n(\omega))} = \frac{\pi}{\Delta k} - \text{длина когерентности.}$$

Условие фазового (волнового) синхронизма

Для эффективного преобразования излучения исходной волны во вторую гармонику (устранения обратной перекачки энергии) необходимо иметь большую длину когерентности:

$$l_{\text{КОГ}} \rightarrow \infty. \quad (1)$$

При этом фаза волны второй гармоники, излученной в любой точке нелинейной среды, будет величиной постоянной.

Эквивалентное (1) условие обращения в ноль волновой расстройки:

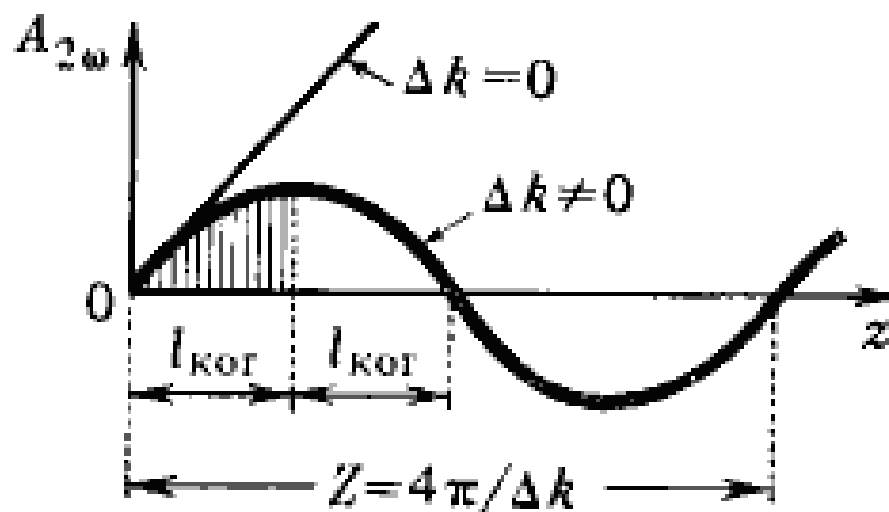
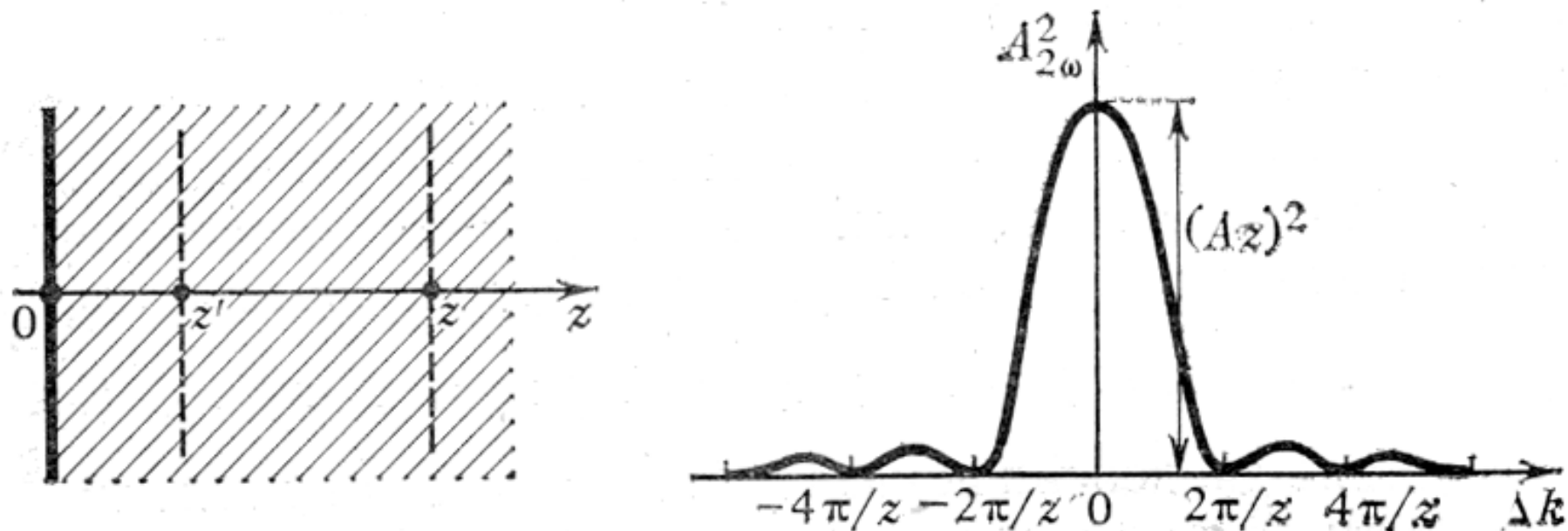
$$\Delta k = 0$$

называется условием фазового (волнового) синхронизма.

При $\Delta k = 0$ имеем:
$$\frac{I(2\omega)}{I(\omega)} = \text{const} \cdot z^2,$$

т.е. имеет место пространственное накопление нелинейного эффекта (генерации второй гармоники).

Зависимость интенсивности волны второй гармоники от величины волновой расстройки



Эффективность преобразования энергии в волну второй гармоники

В опыте П. Франкена эффективность преобразования энергии падающей волны в волну 2-ой гармоники составляла $\eta \sim 10^{-6}\%$.

Использование более эффективных нелинейных материалов, увеличение мощности лазера, обеспечение условий фазового синхронизма позволили в последние годы довести коэффициент преобразования до десятков процентов.

Пример.

Если $\lambda = 1$ мкм и $n(2\omega) - n(\omega) = 0,01$, то $l_{\text{ког}} = 100$ мкм. Увеличение $l_{\text{ког}}$ от 100 мкм до 2 см влечет за собой возрастание мощности второй гармоники в $4 \cdot 10^4$ раз.

Достаточным условием наблюдения генерации второй гармоники является выполнение условия фазового синхронизма.

Это условие имеет *интерференционную природу*: оно соответствует наибольшему усилению световых колебаний в волне второй гармоники за счет интерференции волн, переизлученных в различных точках нелинейной среды.

$\Delta k \ll \min(K, 2k)$ – *приближенное условие фазового синхронизма.*

Для выполнения точного или приближенного условия фазового синхронизма необходимо иметь:

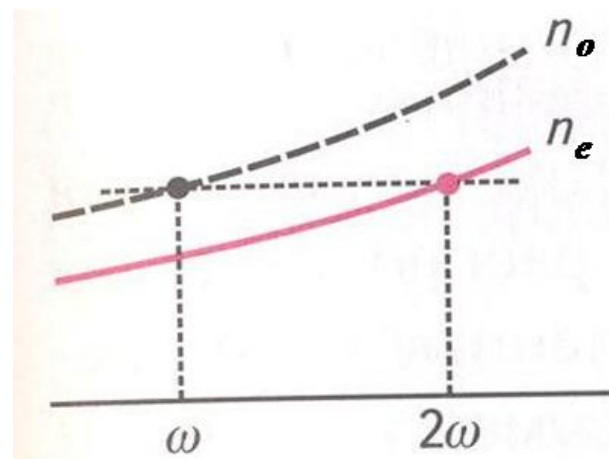
$$n(2\omega) = n(\omega) \quad \text{или} \quad n(2\omega) \approx n(\omega)$$

Если волны частот ω и 2ω принадлежат одному типу поляризации (обыкновенные или необыкновенные), то иметь одинаковые показатели преломления невозможно:

$$n_o(2\omega) \neq n_o(\omega); \quad n_e(2\omega) \neq n_e(\omega)$$

Однако для разных типов волн условие синхронизма может быть выполнено:

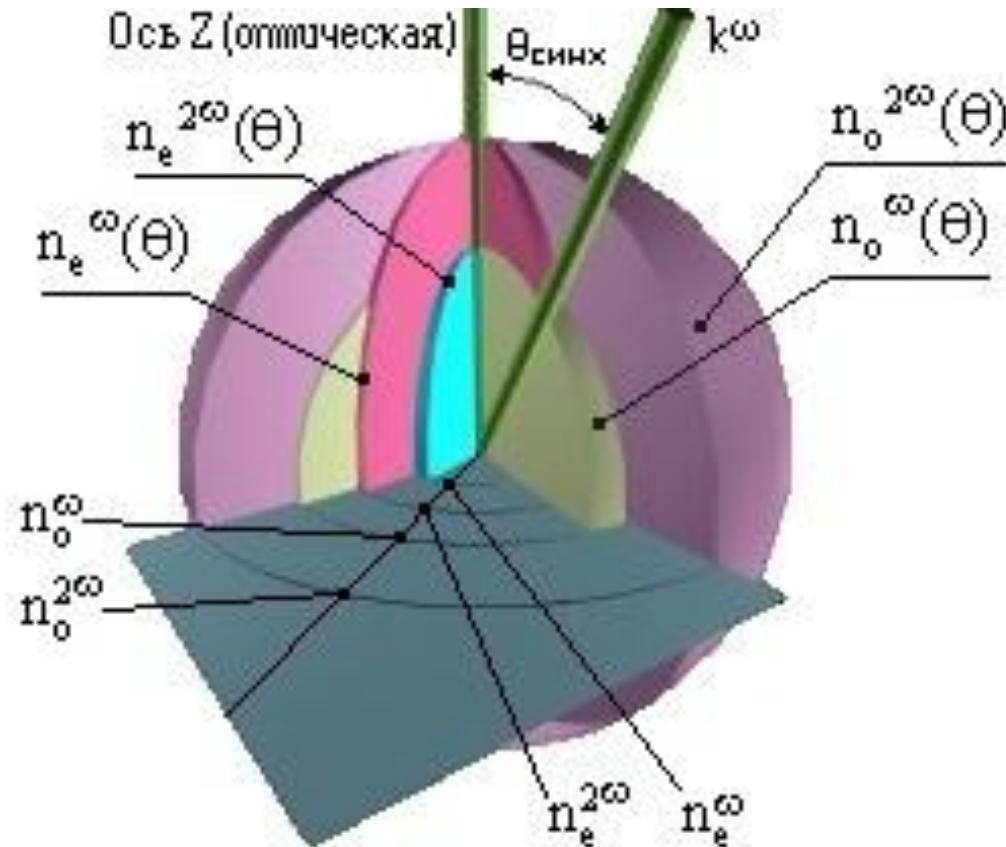
$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2}$$



В случае отрицательного одноосного кристалла $n_e(\omega) < n_o(\omega)$ и угол $\theta_{\text{синх}}$, удовлетворяющий условию $n_e^{2\omega}(\theta_{\text{синх}}) = n_o^{\omega}$, равен:

$$\theta_{\text{синх}} = \arcsin \sqrt{\frac{(n_o(\omega))^{-2} - (n_o(2\omega))^{-2}}{(n_e(2\omega))^{-2} - (n_o(2\omega))^{-2}}}$$

Обеспечение условий синхронизма с использованием анизотропных кристаллов, обладающих естественным двойным лучепреломлением



Изоповерхности показателей преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей в отрицательном одноосном кристалле.

**Пример. Генерация второй гармоники в кристалле KDP
(дигидрофосфат калия KH_2PO_4).**

Исходное излучение – рубиновый лазер ($\lambda = 694,3$ нм).

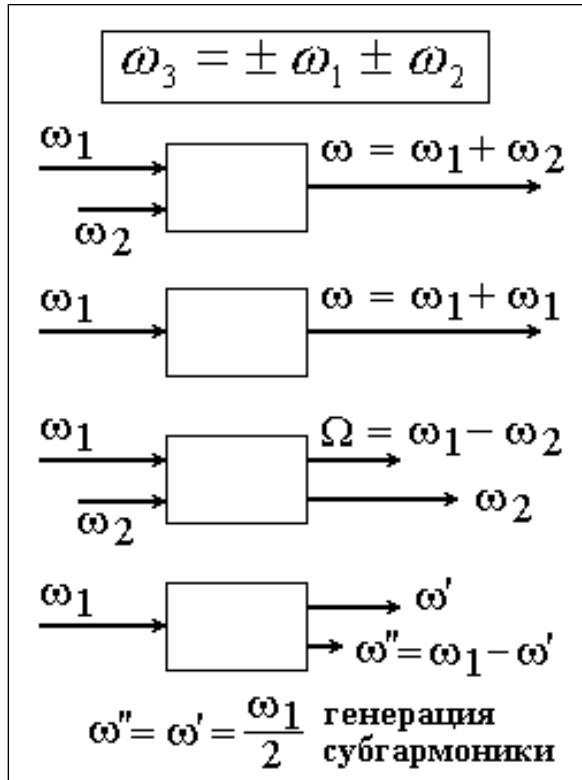
Значения показателей преломления:

$$n_e(\omega) = 1,466, n_e(2\omega) = 1,487, n_o(\omega) = 1,506, \\ n_o(2\omega) = 1,534.$$

Угол синхронизма равен $\theta_{\text{синх}} = 50,4^\circ$.

Если основная волна распространяется под углом $\theta_{\text{синх}}$ к оси кристалла и имеет поляризацию, отвечающую обыкновенному лучу, то волна удвоенной частоты, возбуждаясь в том же направлении, будет обладать поляризацией необыкновенного луча.

Виды оптического преобразования частоты в среде с квадратичной нелинейностью



– генерация волны на суммарной частоте.
($K = k_1 + k_2$)

– генерация второй гармоники.
($K = 2k_1$)

– генерация волны на разностной частоте.
($K = k_1 - k_2$)

– параметрическая генерация света.

ω_1 – волна накачки.

ω' – сигнальная волна.

ω'' – холостая волна.

Параметрическая генерация света

(предложена в 1962 г. С.А.Ахмановым и Р.В.Хохловым)

Параметрическая генерация света – это нелинейно-оптическое преобразование мощной световой волны накачки в когерентные световые волны меньших частот, значения которых могут перестраиваться.

При выполнении условия волнового (фазового) синхронизма сигнальная и холостая волны при распространении усиливаются за счет передачи энергии от волны накачки.

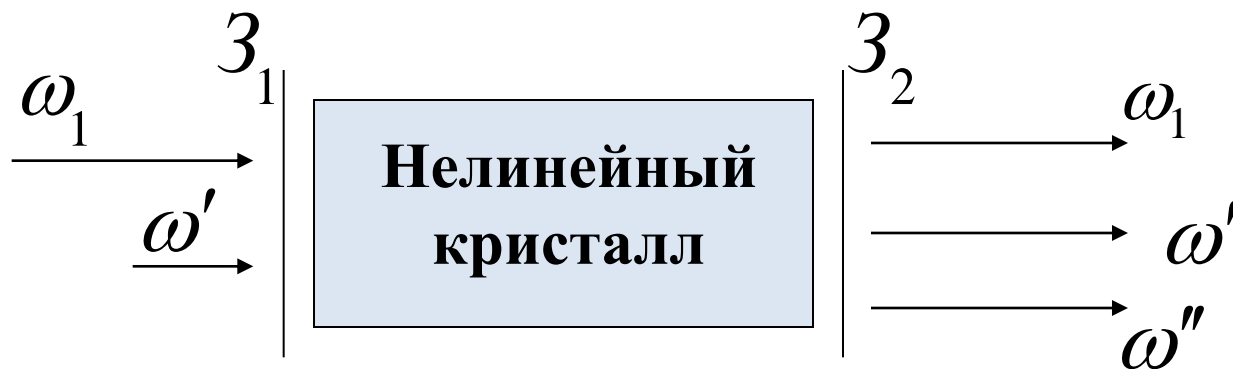
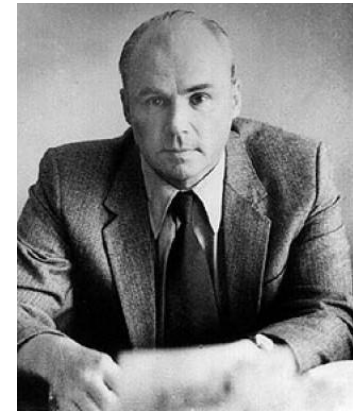


Схема параметрического генератора света

Особенности конструкции параметрического генератора света

1. Нелинейный кристалл помещается внутри резонатора, образованного двумя параллельными зеркалами Z_1, Z_2 для усиления сигнальной и холостой волн без увеличения размеров нелинейного кристалла.
2. Параметрическая генерация имеет место, если усиление сигнальной и холостой волн превосходит потери за один проход в резонаторе, т.е. добротность резонатора должна быть большой ($g \cdot L \geq 1 - R$).
3. При повороте кристалла или его нагреве условие фазового синхронизма выполняется для другой пары частот, таким образом, производится плавная перестройка частоты.



Ахманов С.А.
(1929 – 1991)

Какие пары частот будут генерироваться на выходе из ПТС?

Те частоты, которые:

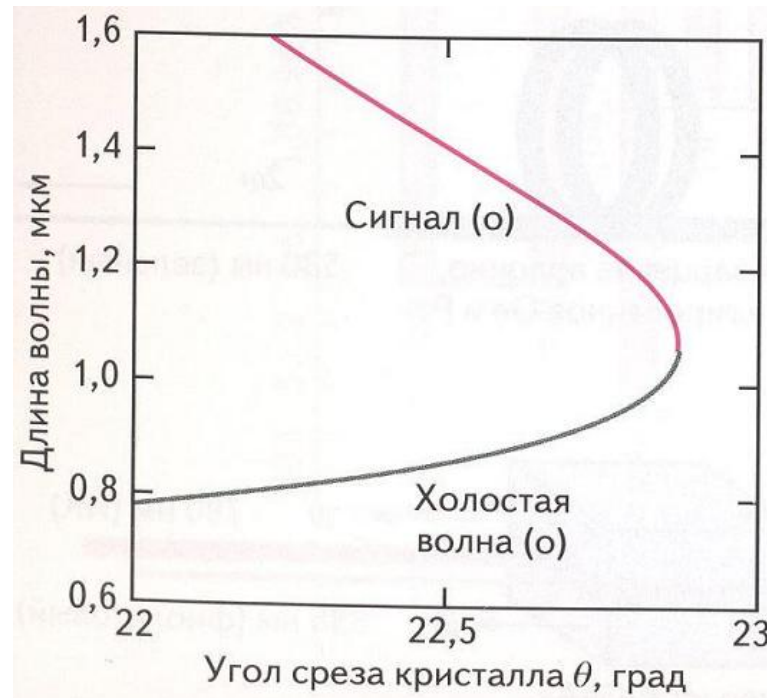
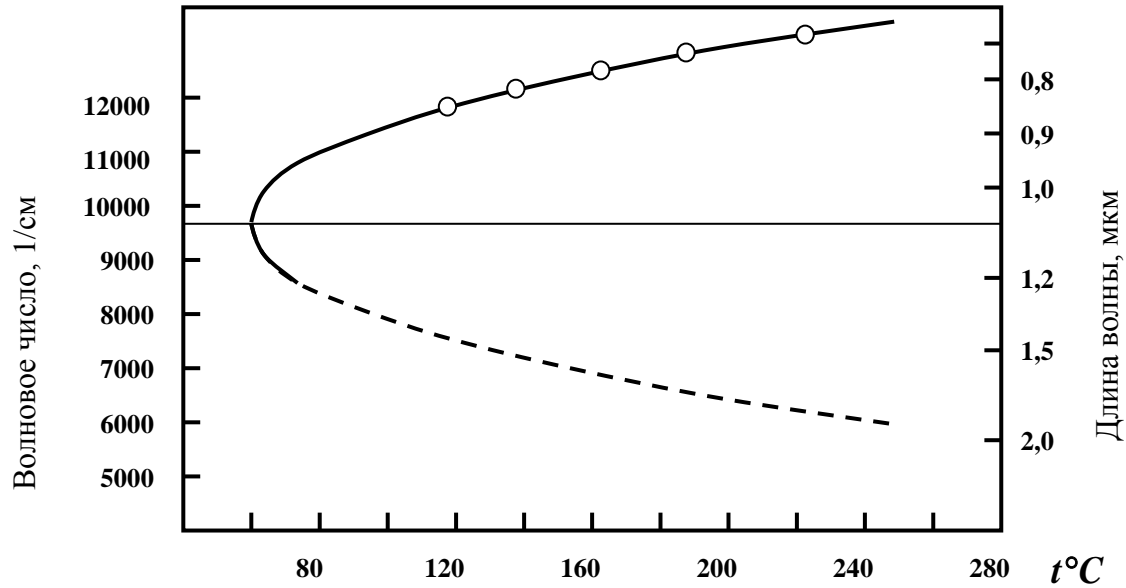
во-первых, удовлетворяют *закону сохранения энергии*

$$\omega_1 = \omega' + \omega'',$$

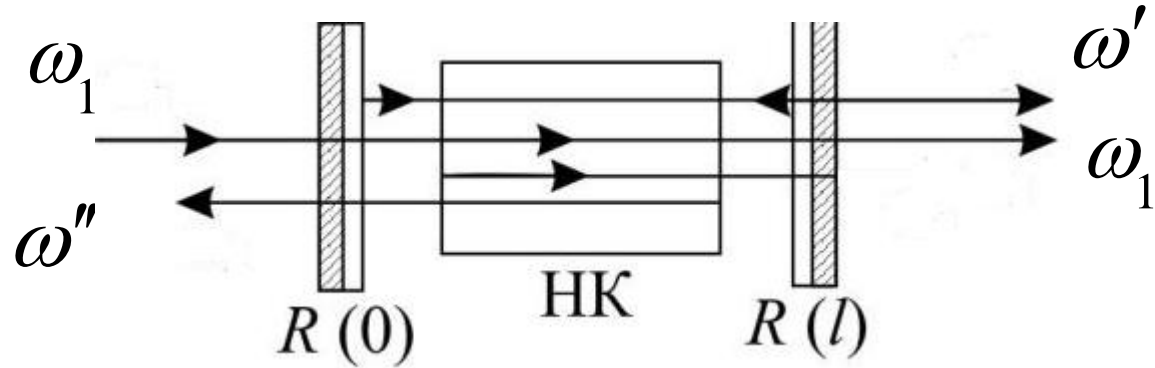
во-вторых, удовлетворяют *закону сохранению импульса*
(условию фазового синхронизма)

$$\vec{k}_1 = \vec{k}' + \vec{k}''.$$

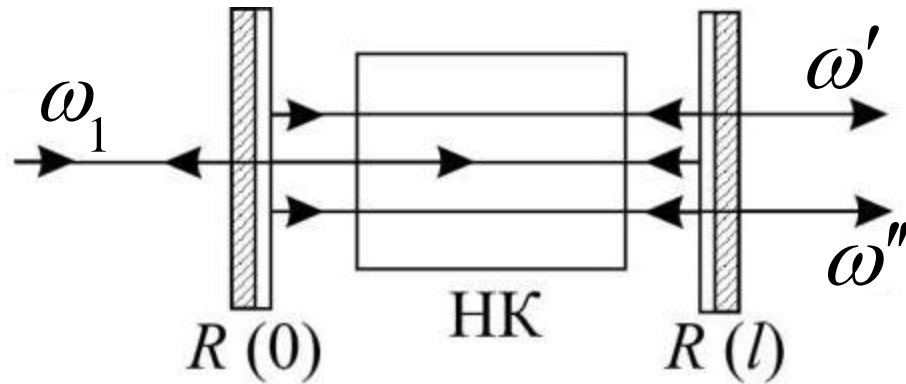
Характерные перестроечные кривые



Схемы построения параметрических генераторов света

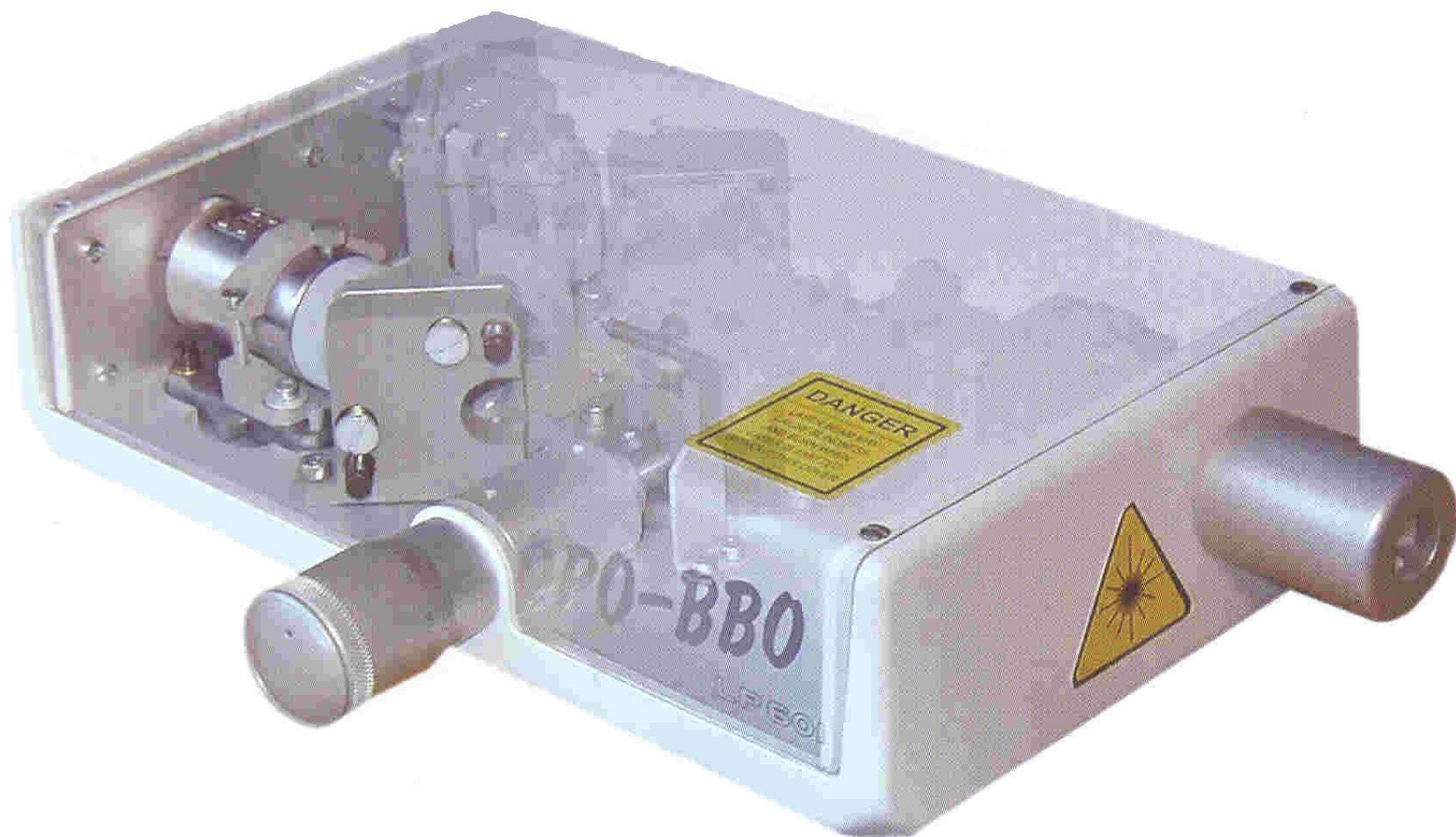


Однорезонаторная схема



Двухрезонаторная схема

Образец серийной лазерной системы с ПГС

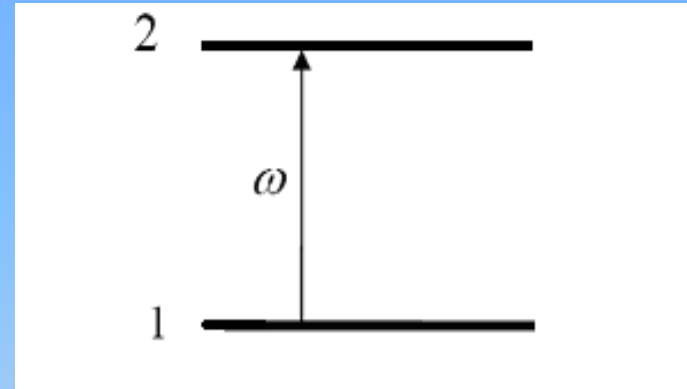


Лекция 4

МОДЕЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТОВОГО ПОЛЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Вопросы:

- 1. Классические модели гармонического и ангармонических осцилляторов.**
- 2. Квантовая модель взаимодействия.**



Полуклассический подход к изучению взаимодействия светового излучения с веществом

Применяется в случае достаточно интенсивного излучения, когда:

$$N_{\phi} \gg 1,$$

где N_{ϕ} – число фотонов в основных модах (гармониках).

Описание излучения
в оптической среде



уравнения Максвелла (волновое уравнение) с учетом нелинейных свойств среды

Описание взаимодействия на микроуровне



и классические, и квантовые модели

Ограничения полуклассического подхода:

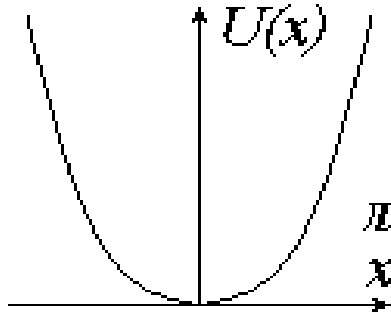
- условие сплошности среды, в которой распространяется излучение;
- значительная интенсивность (малость квантовых шумов).

Классические осцилляторные модели

$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} + \frac{1}{m} \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{e}{m} E$$

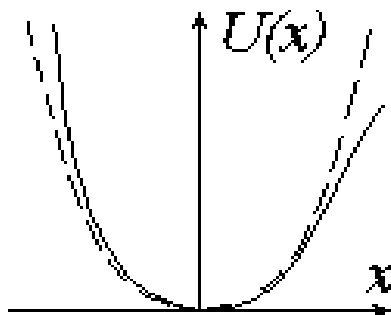
уравнение
колебаний
одномерного
осциллятора

$$U(x) = \frac{x^2}{2!} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}(0) + \frac{x^3}{3!} \frac{\partial^3 U}{\partial x^3}(0) + \frac{x^4}{4!} \frac{\partial^4 U}{\partial x^4}(0) + \dots$$

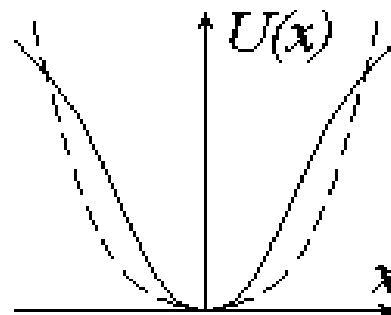


$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{e}{m} E$$

линейный осциллятор



$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega_0^2 x + \beta_2 x^2 = \frac{e}{m} E$$

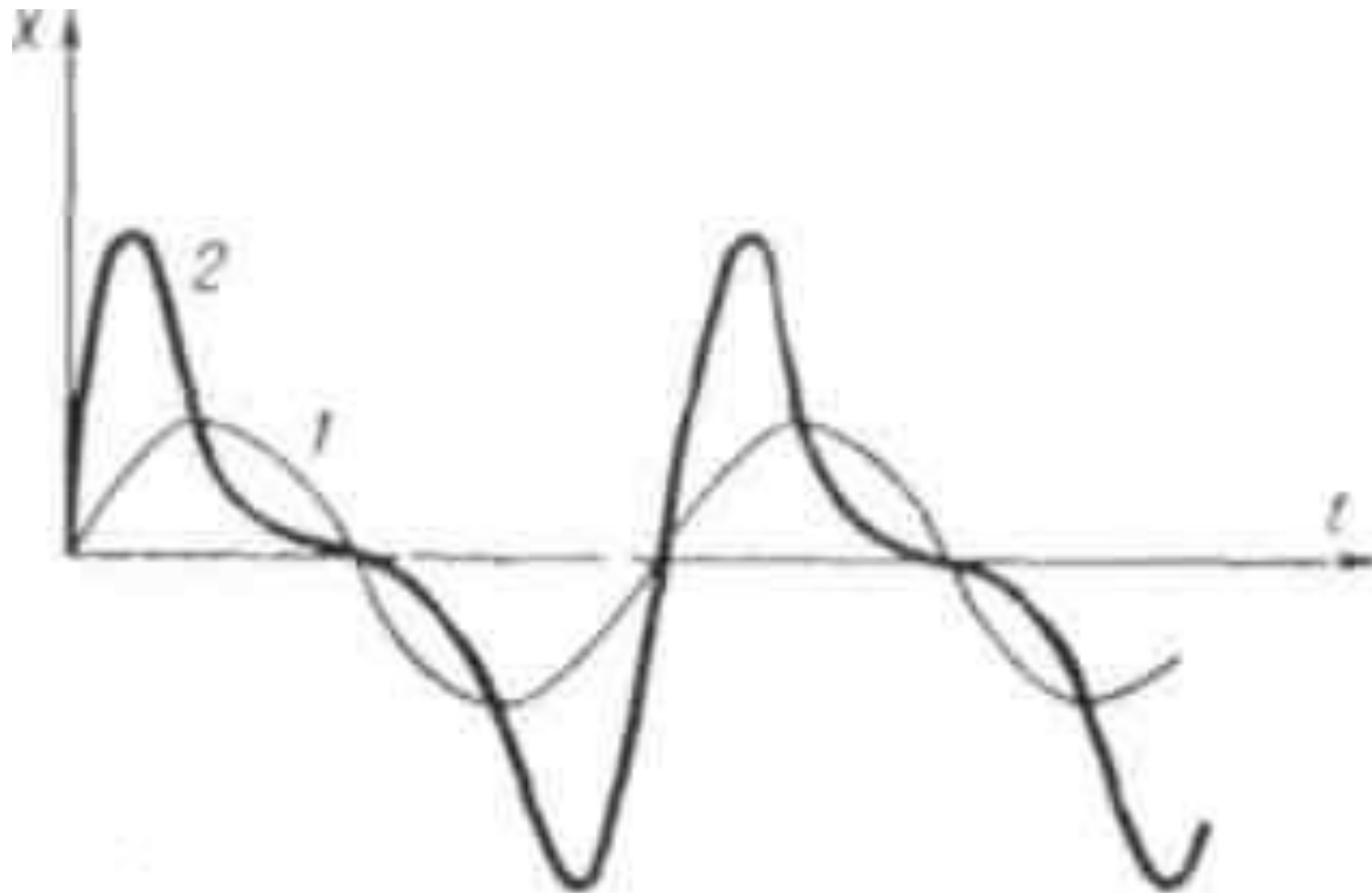


$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega_0^2 x - \beta_3 x^3 = \frac{e}{m} E$$

нелинейные осцилляторы

Среда моделируется набором осцилляторов (электронов в атомах), обуславливающих генерацию вторичных световых волн.

Отклик оптического электрона, колеблющегося в потенциальной яме, на гармоническое световое поле



В слабых полях форма отклика повторяет внешнее воздействие (1), в сильных полях форма отклика искажается (2).

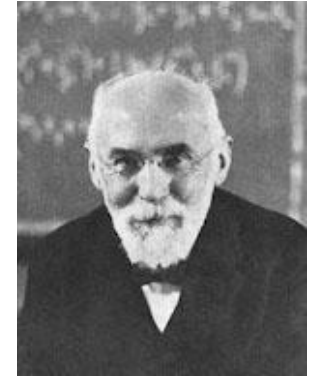
Линейная модель Друде-Лоренца (модель гармонических осцилляторов)



Пауль Друде
(1863 – 1906)

Основные допущения:

- условие малости отклика среды (смещение осциллятора много меньше длины волны света);
- возвращающая сила является квазиупругой.



Хендрик Лоренц
(1853 – 1928)

$$x \sim l_{at} \sim 10^{-10} \text{ м}; \quad \lambda \sim 10^{-7} \text{ м} \quad \Rightarrow \quad x \ll \lambda$$

$$F = -\frac{\partial U}{\partial x} = -m\omega_0^2 x$$

Уравнения линейной модели

$P(t) = -en_0 x(t)$ – поляризованность среды.

n_0 – концентрация осцилляторов в среде.

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_0}{\varepsilon_0 m}} \quad \text{– плазменная частота.}$$

$$\frac{d^2 P}{dt^2} + \gamma \cdot \frac{dP}{dt} + \omega_0^2 \cdot P = \varepsilon_0 \omega_p^2 E(t)$$

$$\left. \begin{aligned} P(t) &= \int_{-\infty}^{\omega} P_{\omega} \exp(i\omega t) d\omega \\ E(t) &= \int_{-\infty}^{\omega} E_{\omega} \exp(i\omega t) d\omega \end{aligned} \right\} \text{– разложение поля излучения в спектр монохроматических волн (преобразование Фурье).}$$

Результаты по линейной модели

$$\chi^{(1)}(\omega) = \frac{P_\omega}{\varepsilon_0 E_\omega} = \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad \text{– линейная восприимчивость среды.}$$

Комплексность восприимчивости отвечает фазовому сдвигу колебаний поляризованности по отношению к колебаниям внешнего поля.

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \operatorname{Re} \chi^{(1)}(\omega) \quad \text{– показатель преломления.}$$

$$\mu(\omega) = \frac{\omega}{nc} \cdot \operatorname{Im} \chi^{(1)}(\omega) \quad \text{– коэффициент поглощения.}$$

$$\text{Эксперимент: } n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^3 \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad \text{– формула Селлмейера.}$$

ω_j – резонансные частоты.

Модель ангармонических осцилляторов

$$\frac{d^2 P}{dt^2} + \gamma \cdot \frac{dP}{dt} + \omega_0^2 \cdot P + K_2 \cdot P^2 + K_3 \cdot P^3 + \dots = \\ = \varepsilon_0 \omega_p^2 E(t)$$

Конкретный вид нелинейности определяется типом осциллятора:

- если в среде нет центра симметрии (например, в пьезоэлектрических кристаллах), то $K_2 \neq 0$, $K_3 = 0$;
- если среда является центросимметричной (например, идеальное кварцевое стекло), то $K_2 = 0$, $K_3 \neq 0$ (уравнение Дуффинга).

$$\left| K_2 \cdot P \right| \ll \omega_0^2, \quad \left| K_3 \cdot P^2 \right| \ll \omega_0^2 \quad \text{— условия слабой нелинейности.}$$

Влияние нелинейных слагаемых усиливается с ростом интенсивности светового поля.

Решение, полученное методом последовательных приближений для случая отсутствия затухания ($\gamma = 0$)

а) Осциллятор с квадратичной нелинейностью.

$$P(t) = C_1(\omega)A \cdot \cos \omega t + K_2 C_2(\omega)A^2 \cdot \left(1 + \frac{\cos 2\omega t}{\omega_0^2 - (2\omega)^2}\right)$$

б) Осциллятор с кубичной нелинейностью.

$$P(t) = C_1(\omega)A \cdot \cos \omega t + K_3 C_3(\omega)A^3 \cdot \left(\frac{3 \cos \omega t}{\omega_0^2 - \omega^2} + \frac{\cos 3\omega t}{\omega_0^2 - (3\omega)^2}\right)$$

Результаты расчета оптической восприимчивости и показателя преломления

$$\chi(\omega, A) = \chi^{(1)}(\omega) + c_\chi \cdot \chi^{(3)} \cdot A^2$$

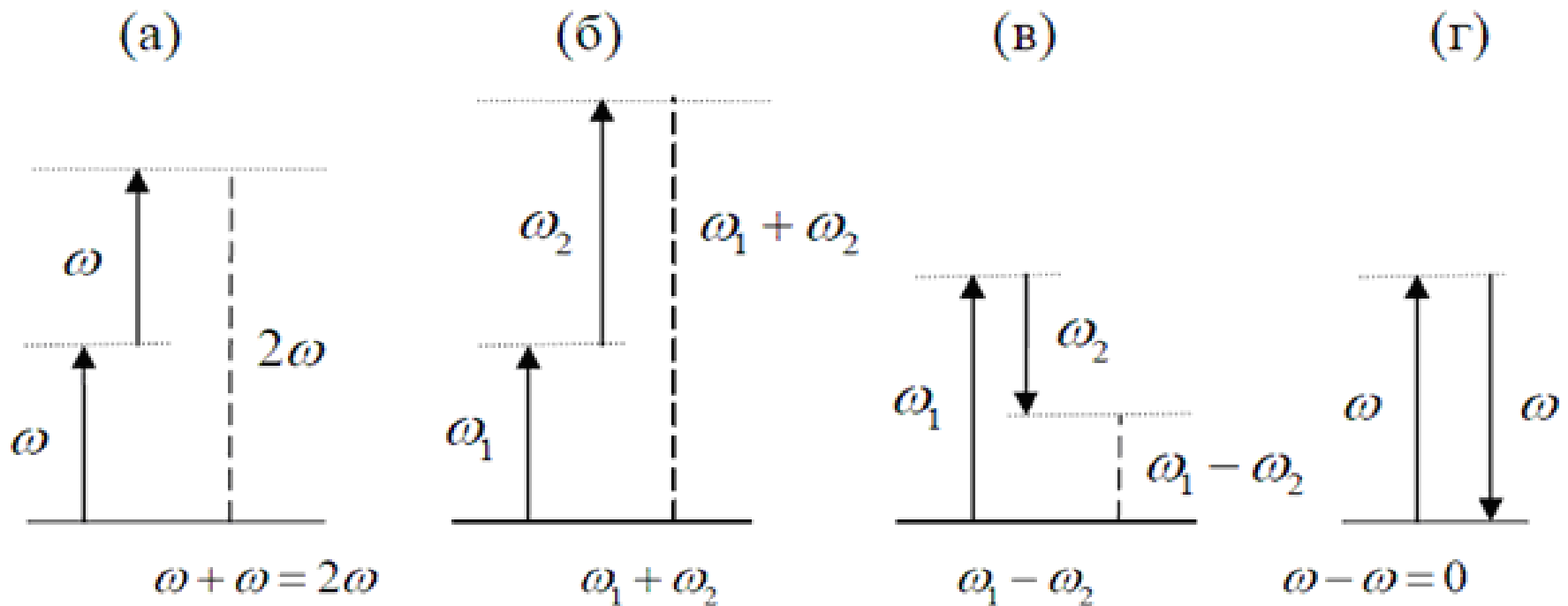
$$n(\omega, A) = n_{\text{лин}}(\omega) + c_n \cdot n_2 A^2,$$

где $n_2 = \frac{3}{8n_{\text{лин}}} \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot \chi^{(3)}$ – рефракционный индекс.

Результатом вклада кубичной анизотропии является зависимость оптической восприимчивости и показателя преломления от интенсивности светового поля, что определяет возникновение многих нелинейных оптических эффектов.

Бигармоническое возбуждение осциллятора с квадратичной нелинейностью

$$E_1(t) = A_1 \cdot \cos(\omega_1 t - k_1 z); \quad E_2(t) = A_2 \cdot \cos(\omega_2 t - k_2 z)$$



Трехволновые взаимодействия:

*генерация второй гармоники (а), суммарной частоты (б),
разностной частоты (в) и оптическое детектирование (Г).*

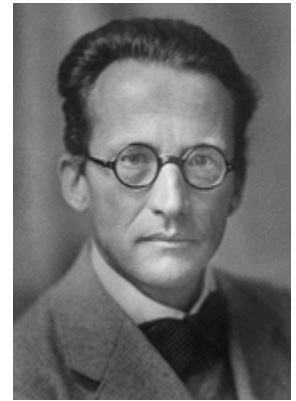
Правило Р. Миллера

$$\frac{\chi^{(2)}(\omega_1 \pm \omega_2)}{\chi^{(1)}(\omega_1 \pm \omega_2) \cdot \chi^{(1)}(\omega_1) \cdot \chi^{(1)}(\omega_2)} =$$
$$= -\frac{1}{2} \cdot \frac{K_2}{\varepsilon_0 \omega_p^2} \approx \text{const.}$$

(дает связь между линейными и квадратичными восприимчивостями)

Квадратичная восприимчивость для различных сочетаний частот колебаний поляризованности среды и внешних световых полей прямо пропорциональна произведению линейных восприимчивостей для соответствующих частот.

Квантовая модель взаимодействия (общая постановка задачи)



**Эрвин
Шредингер
(1887 – 1961)**

$$i\hbar \cdot \frac{\partial \psi}{\partial t} = (\hat{H}_0 + \hat{V})\psi \quad \text{– уравнение Шредингера.}$$

$\psi = \psi(\vec{r}, t)$ – волновая функция атома.

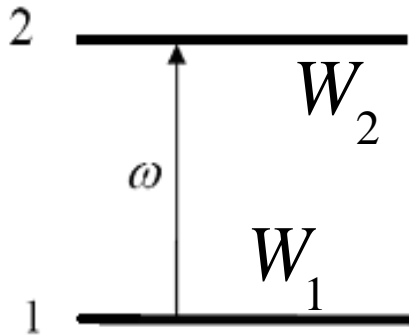
\hat{H}_0 – оператор Гамильтона для невозмущенного атома.

\hat{V} – оператор взаимодействия атома с электромагнитным полем.

Решение ищется в виде: $\psi(\vec{r}, t) = \sum_n a_n(t) \psi_n^{(0)}(\vec{r}, t)$,

где $\psi_n^{(0)}(\vec{r}, t)$ – собственные функции невозмущенной системы ($\hat{V} = 0$), которые считаются известными.

Задача о резонансном взаимодействии излучения с двухуровневой квантовой системой



Dressed atom – атом, «одетый» полем.

$$a_{1,2} \neq 0, \quad a_i = 0 \quad \text{при } i \geq 3$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{da_1}{dt} = iR^* a_2 \cdot \exp(-i\Omega t), \\ \frac{da_2}{dt} = iR a_1 \cdot \exp(i\Omega t) \end{array} \right.$$

где $\Omega = \frac{W_2 - W_1}{\hbar} - \omega; \quad R = \frac{V_{21}}{2\hbar}$

Величина $|R|$ имеет размерность циклической частоты и называется *частотой Раби*.

$$10^7 \text{ с}^{-1} \leq |R| \leq 10^{17} \text{ с}^{-1}$$



**Исидор Айзек Раби
(1898 – 1988)**

$$|a_1|^2 = \frac{N_1}{N} \text{ – заселенность уровня 1.}$$

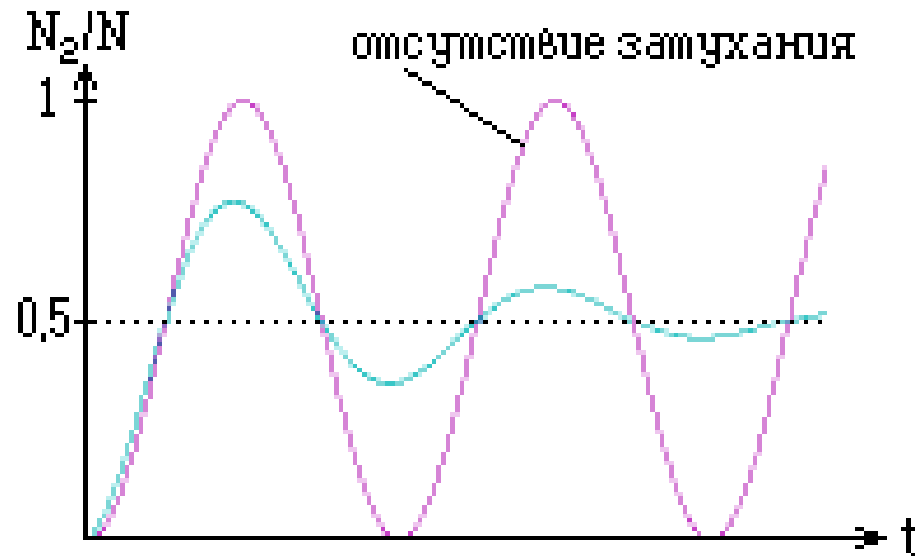
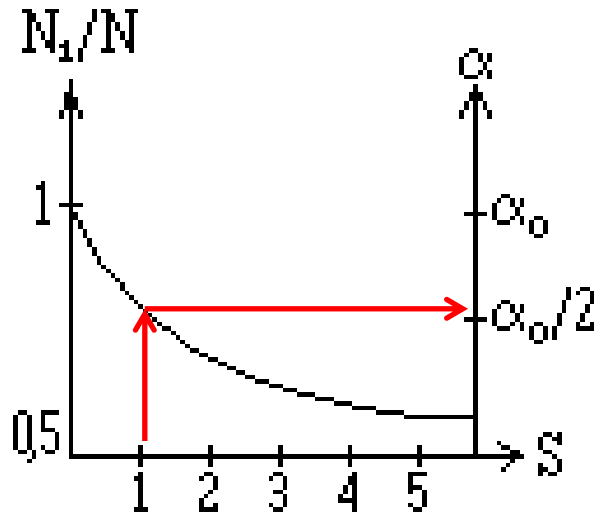
$$|a_2|^2 = \frac{N_2}{N} \text{ – заселенность уровня 2.}$$

$$|a_1|^2 + |a_2|^2 = 1$$

При условии точного резонанса ($\Omega = 0$) заселенности уровней определяются следующими выражениями:

$$|a_1|^2 = \cos^2(|R|t), \quad |a_2|^2 = \sin^2(|R|t)$$

Система периодически, с частотой Раби совершает переходы (осциллирует) между нижним и верхним состояниями.



$$S = \frac{W_{\text{индуцир}}}{W_{\text{спонт}}} \quad - \text{параметр насыщения.}$$

α – коэффициент поглощения двухуровневой системы.

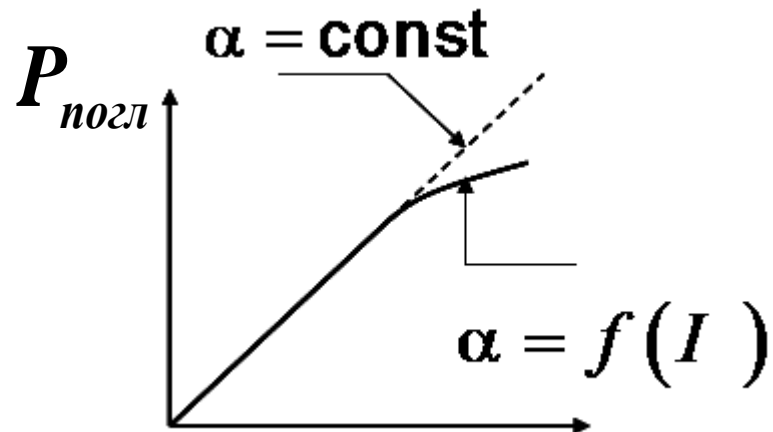
Эффект насыщения

При больших интенсивностях излучения квантовая система становится сильно неравновесной, что приводит к выравниванию заселенностей состояний:

$$|a_1|^2 = |a_2|^2 = \frac{1}{2}$$

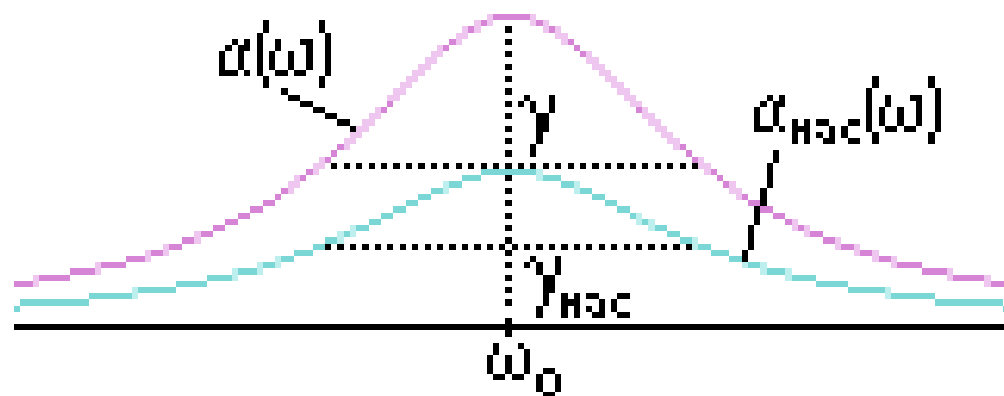
При этом доля мощности излучения, поглощаемой веществом, уменьшается, стремясь к некоторому пределу.

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_{\text{насыщ}}}}$$



Ослабление поглощения с ростом интенсивности светового поля называется *просветлением* поглощающей среды.

В слабом световом поле эффект насыщения не имеет места, что обуславливает принципиальное различие между малыми и большими интенсивностями излучения.



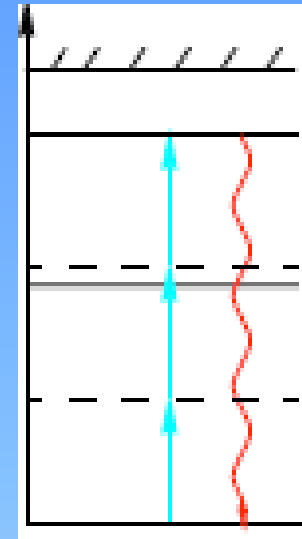
Эффект насыщения является нелинейным эффектом и носит пороговый характер.

$$\frac{p_{21} E_{\text{пор}}}{2\hbar} \approx \gamma, \quad \text{где } p_{21} = \frac{V_{21}}{E} \text{ — электрический дипольный момент, соответствующий оператору } \hat{V}.$$

Лекция 5

ЭЛЕМЕНТЫ

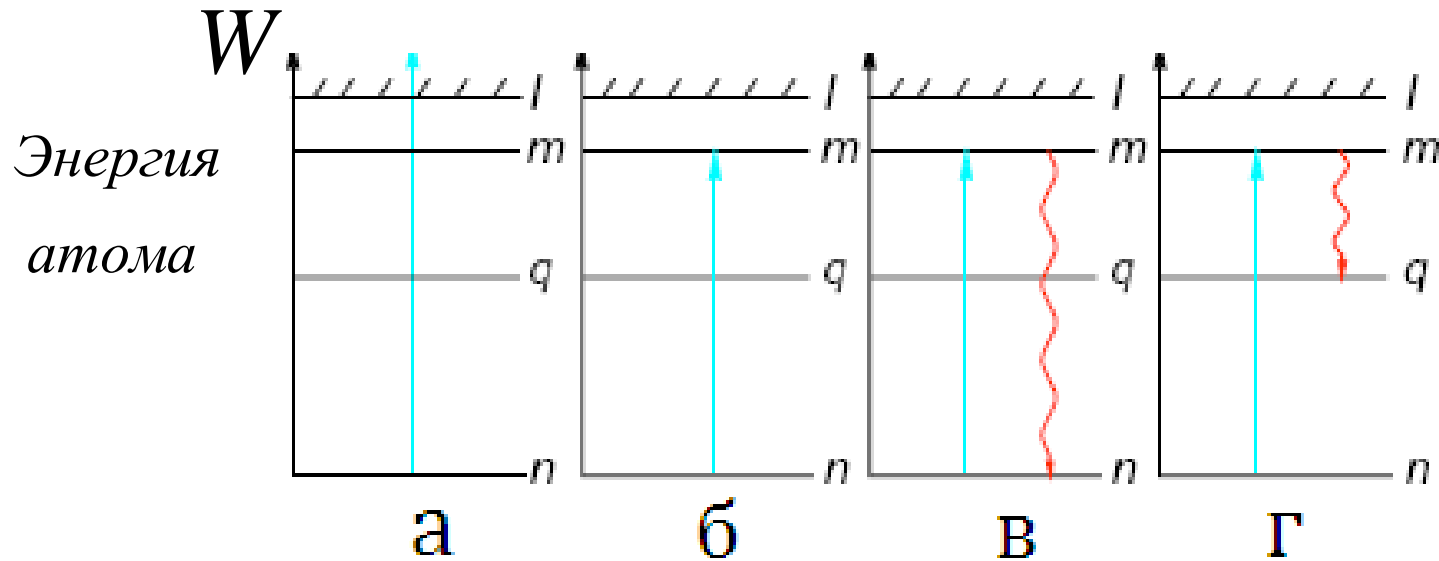
МНОГОФОТОННОЙ ОПТИКИ



Вопросы:

- 1. Физические основы многофотонных переходов.**
- 2. Оценка вероятности многофотонных процессов.**
- 3. Нелинейный фотоэффект.**

Схемы однофотонных процессов

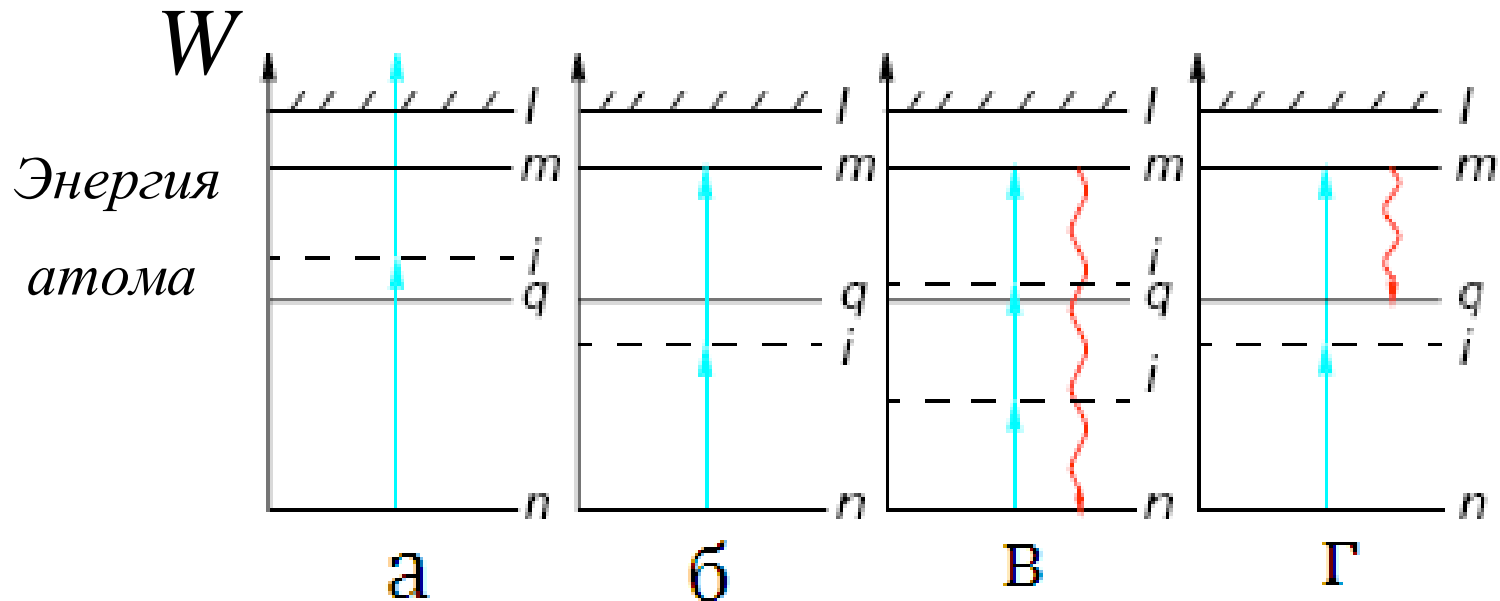


а – фотоионизация атома; б – фотовозбуждение атома; в – рэлеевское рассеяние (на естественных оптических неоднородностях без изменения частоты); г – комбинационное (рамановское) рассеяние.

Однофотонные процессы реализуются при небольших интенсивностях света (случай линейной оптики).

Интенсивность света

Если интенсивность света велика, то, помимо однофотонных процессов, существенную роль начинают играть и многофотонные процессы (в элементарном акте взаимодействия света с атомом поглощается несколько фотонов).



а – двухфотонная ионизация атома; **б** – двухфотонное возбуждение атома; **в** – возбуждение третьей гармоники; **г** – гиперрамановское (двухфотонное) рассеяние.

Общее: начальное и конечное состояния, для которых выполняется закон сохранения энергии.

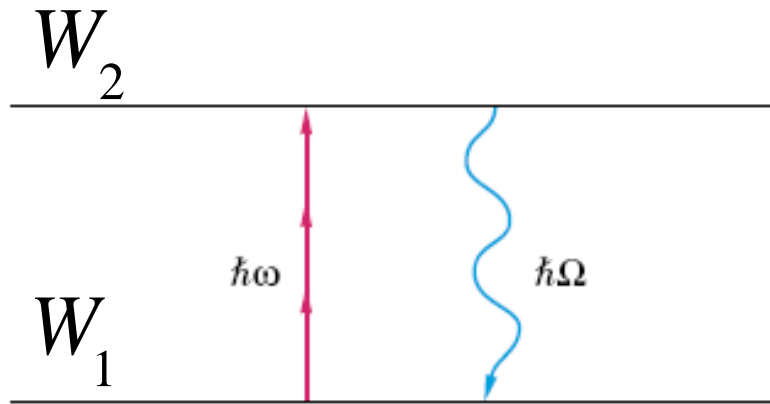
Однофотонные процессы

Многофотонные процессы

Различия:

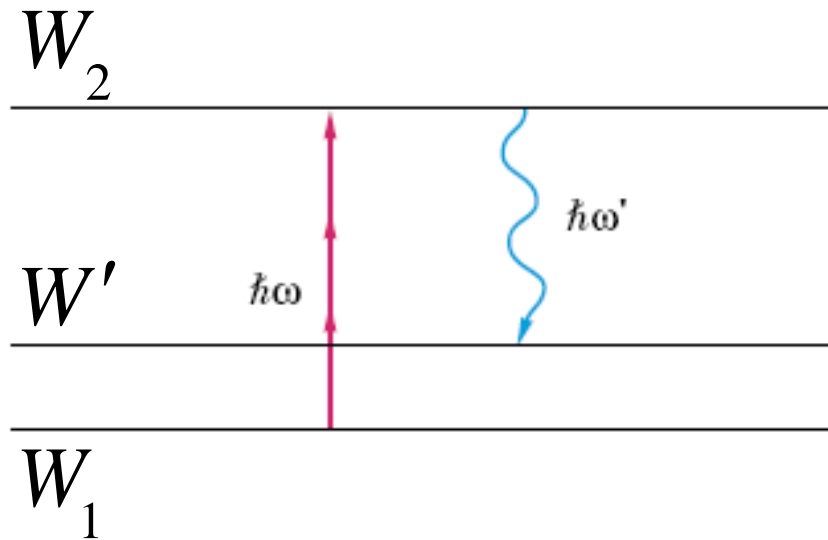
- разное число поглощаемых фотонов и разная зависимость вероятности поглощения от интенсивности излучения;
- промежуточные (виртуальные) состояния, отсутствующие в спектре атома.

Закон сохранения энергии при многофотонных процессах



$$W_1 + K\hbar\omega \rightarrow W_2$$

$$W_2 - \hbar\Omega \rightarrow W_1$$

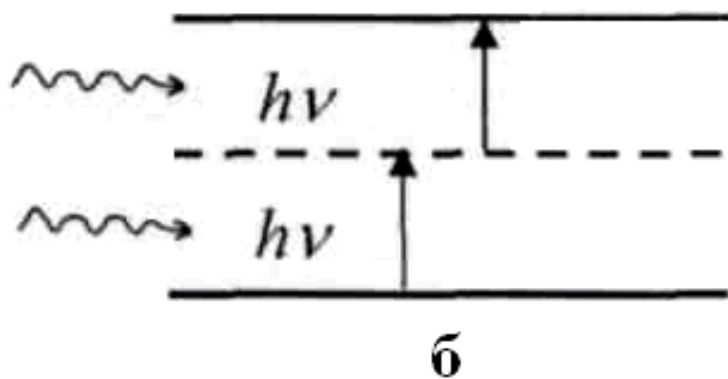
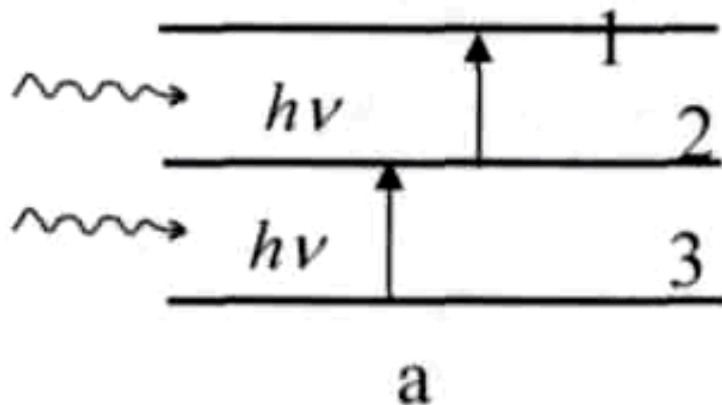


$$W_1 + K\hbar\omega \rightarrow W_2$$

$$W_2 - \hbar\omega' \rightarrow W'$$

K – степень многофотонности
(степень нелинейности) процесса.

Виртуальные состояния

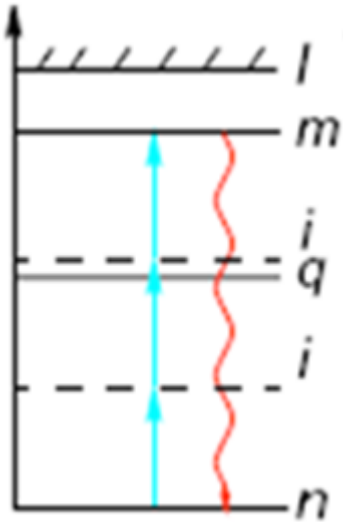


Что такое «виртуальный уровень»? Это состояние, не разрешенное с точки зрения дискретного спектра атома, т.к. оно не отвечает правилам отбора для разрешенных состояний.

Отсюда следует, что *принципально нельзя обнаружить* микробъект на виртуальном уровне.

*а – схема каскадного (ступенчатого) возбуждения атома;
б – схема двухфотонного перехода.*

Физика многофотонных переходов



Многофотонный переход существенно отличается от процессов каскадного (ступенчатого) возбуждения атома, когда поглощение каждого последующего фотона переводит атом из одного стационарного связанного состояния в другое.

Многофотонный переход следует рассматривать как единый, неделимый во времени процесс.

Принципиальная возможность многофотонных переходов и существования промежуточных состояний (показаны пунктиром) определяется:

- действием динамического эффекта Штарка;**
- соотношениями неопределенностей Гейзенберга.**



Йоханнес Штарк
(1874 – 1957)

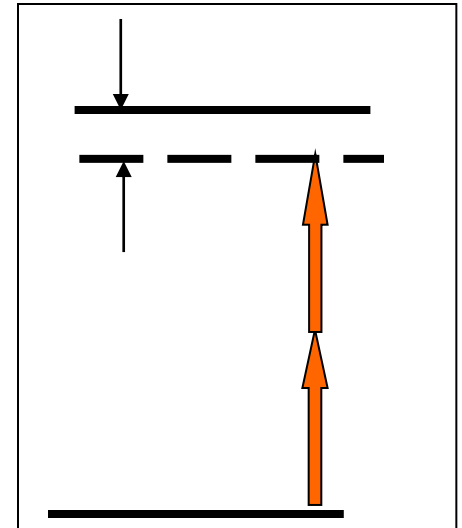
На интервалах времени $\Delta t < T$ действие переменного поля аналогично действию постоянного поля.

$$\Delta W_m \sim \chi^{(2)} A^2 + \chi^{(3)} A^3 + \dots$$

$$\Delta W_m, \Delta W_n \ll |W_m - W_n|$$

Динамический эффект Штарка

Эффект состоит в расщеплении и сдвиге атомных уровней (изменении энергии связанных электронных состояний) под действием электрической составляющей светового поля.



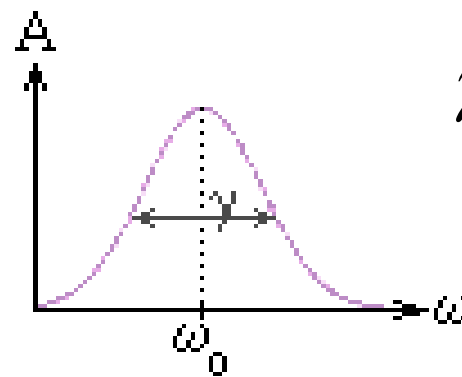
Из-за сдвига атомных уровней энергия виртуального состояния может совпасть с энергией разрешенного состояния. Вероятность такого явления тем выше, чем больше интенсивность светового поля.

Соотношение неопределенностей Гейзенберга для энергии и времени



Наличие конечного времени жизни электрона в возбужденном состоянии δt означает, что энергия этого состояния может быть определена лишь с точностью $\delta W \geq \hbar/\delta t$.

**Вернер Гейзенберг
(1901 – 1976)**



$\gamma \cong \frac{1}{\delta t}$ – *естественная ширина уровня.*

$$\delta W \approx \hbar \gamma$$

Если квантовая система поглощает фотон с энергией $\hbar\omega \neq \Delta W_{mn}$, то она переходит в виртуальное состояние, время жизни в котором определяется соотношением Гейзенберга:

$$\delta t_{\min} = \frac{\hbar}{|\hbar\omega - \Delta W_{mn}|}$$

Пример. В случае двухфотонного перехода ($K = 2$) для излучения в оптическом диапазоне ($\lambda = 1,2$ мкм) имеем:

$$\left| \hbar\omega - \Delta W_{mn} \right| \sim \hbar\omega \sim 1 \text{ эВ}$$

Время жизни в виртуальном состоянии:

$$\delta t \sim 10^{-16} \text{ с}$$

(примерно на 8 порядков меньше типичного времени жизни атома в возбужденном состоянии, определяемого его спонтанным распадом).

Экстремально малые времена жизни в виртуальных состояниях обуславливают необходимость экстремально большой интенсивности излучения для практической реализации многофотонных переходов с заметной вероятностью.

Вероятность многофотонных процессов

Допущения:

- фотоны поглощаются независимо друг от друга;
- вероятность однофотонного поглощения пропорциональна интенсивности излучения I ;
- внешнее световое поле является монохроматическим (например, лазерное излучение).

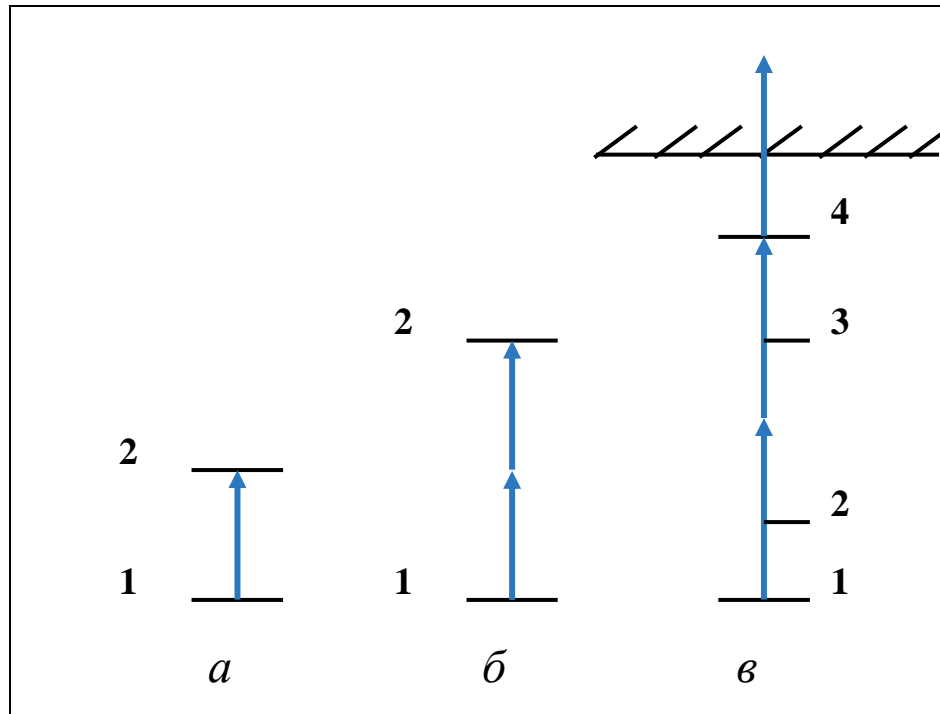
$w^{(1)} = \sigma^{(1)}(\omega)I$ – вероятность однофотонного процесса.

$\sigma^{(1)}(\omega)$ – эффективное сечение.

$$w^{(K)} = \prod_{i=1}^K w_i^{(1)} = \sigma^{(K)}(\omega)I^K$$

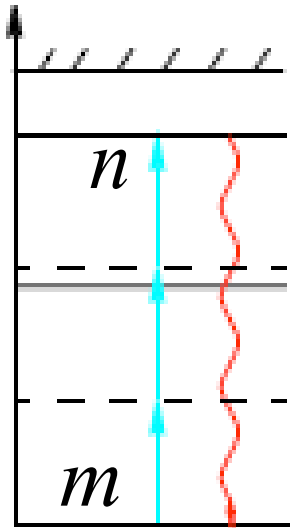
В отличие от однофотонных вероятность многофотонных процессов зависит от интенсивности излучения нелинейно (степенным образом).

Многофотонное поглощение и ионизация



a) $w \sim I$; б) $w \sim I^2$; в) $w \sim I^K$

Эффективное сечение многофотонного процесса



$$\sigma^{(K)} = 2\pi\rho_n \left| \hat{V}_{mn}^{(K)} \right|^2$$

ρ_n – плотность конечного состояния
(пропорциональна заселенности).
 $\hat{V}_{mn}^{(K)}$ – матричный элемент K -фотонного
перехода $m \rightarrow n$.

При фиксированной степени нелинейности процесса K многофотонное сечение зависит от вида процесса (ионизация, возбуждение и т.д.), энергетического спектра квантовой системы (атома) и частоты излучения.

Более общее выражение для вероятности многофотонных процессов



$$W^{(K)} = \prod_{i=1}^K \sigma^{(K)}(\omega_i) I(\omega_i)$$

$I(\omega_i)$ – интенсивности спектральных компонент на частотах ω_i .

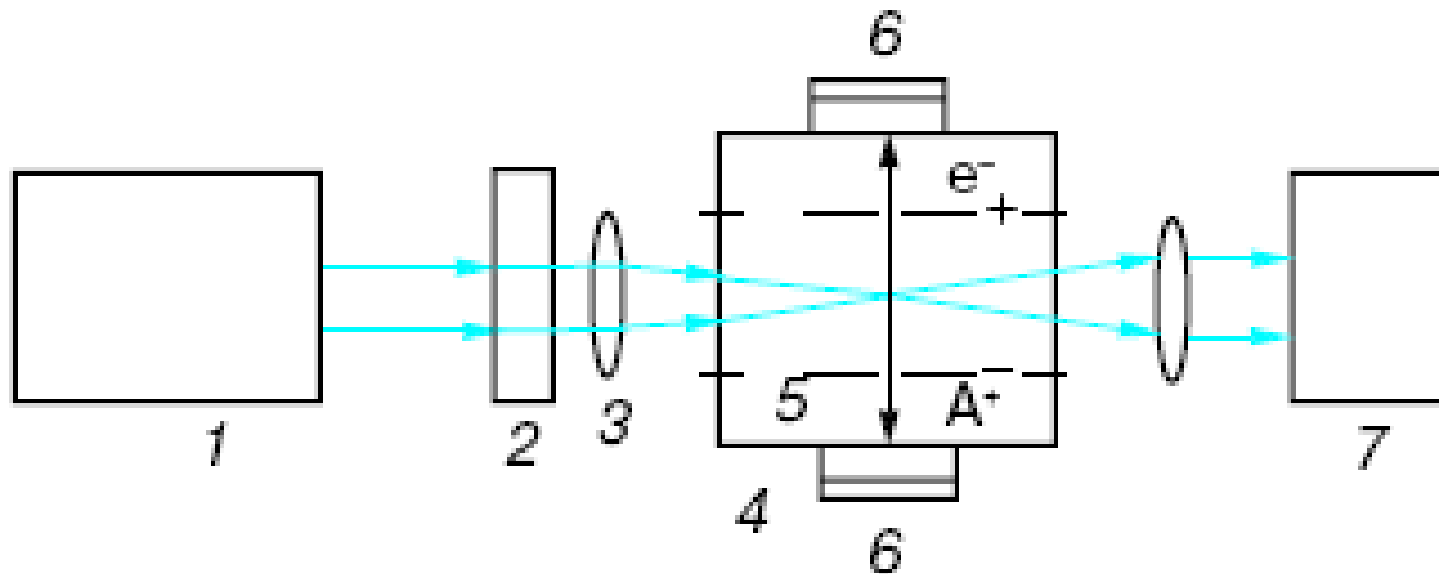
Пороговое значение интенсивности светового поля для экспериментального наблюдения многофотонных процессов

лежит в диапазоне

$$10^{12} \dots 10^{14} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$$

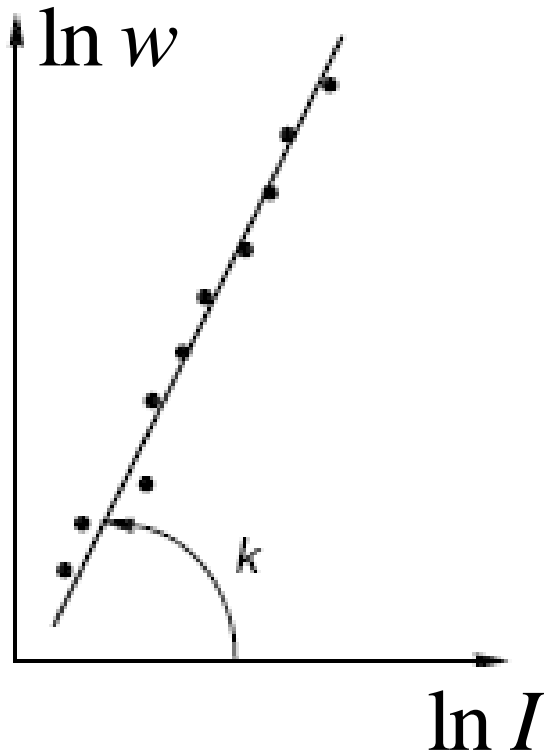
Ни для каких тепловых (долазерных) источников света многофотонные процессы ненаблюдаемы.

Схема постановки эксперимента по наблюдению и исследованию многофотонной ионизации



1 – лазер, 2 – ослабитель лазерного излучения, 3 – оптическая система, фокусирующая излучение, 4 – камера взаимодействия лазерного излучения с атомами, 5 – электронно-оптическая система, ускоряющая электроны e^- и положительные атомарные ионы A^+ на детекторы 6, 7 – калориметры, измеряющие энергию излучения.

Результаты эксперимента



1. Степень многофотонности K измеряется при переменной интенсивности последовательных импульсов лазерного излучения путем регистрации суммарного выхода ионов:

$$K = \frac{\partial(\ln w)}{\partial(\ln I)}$$

2. По измерениям $w^{(K)}$ и I определяют величину многофотонного сечения $\sigma^{(K)}$. Изменяя частоту излучения лазера, можно измерить зависимость многофотонного сечения от частоты.

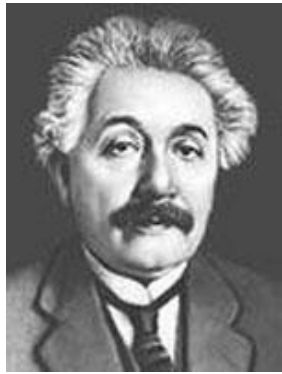
Нелинейный фотоэффект

Условие, при котором электрон, связанный в квантовой системе, может перейти в свободное состояние в результате поглощения энергии нескольких фотонов:

$$K\hbar\omega \geq \varepsilon_{\text{св}}$$

Энергия связи электрона $\varepsilon_{\text{св}}$ в зависимости от типа квантовой системы представляет собой:

$$\varepsilon_{\text{св}} = \left\{ \begin{array}{l} \text{либо ширину запрещенной зоны в полупроводнике (внутренний фотоэффект),} \\ \text{либо работу выхода электронов из металла (внешний фотоэффект).} \end{array} \right.$$



Альберт Эйнштейн
(1879 – 1955)

$$K\hbar\omega = A + \frac{m_e v_{\max}^2}{2}$$

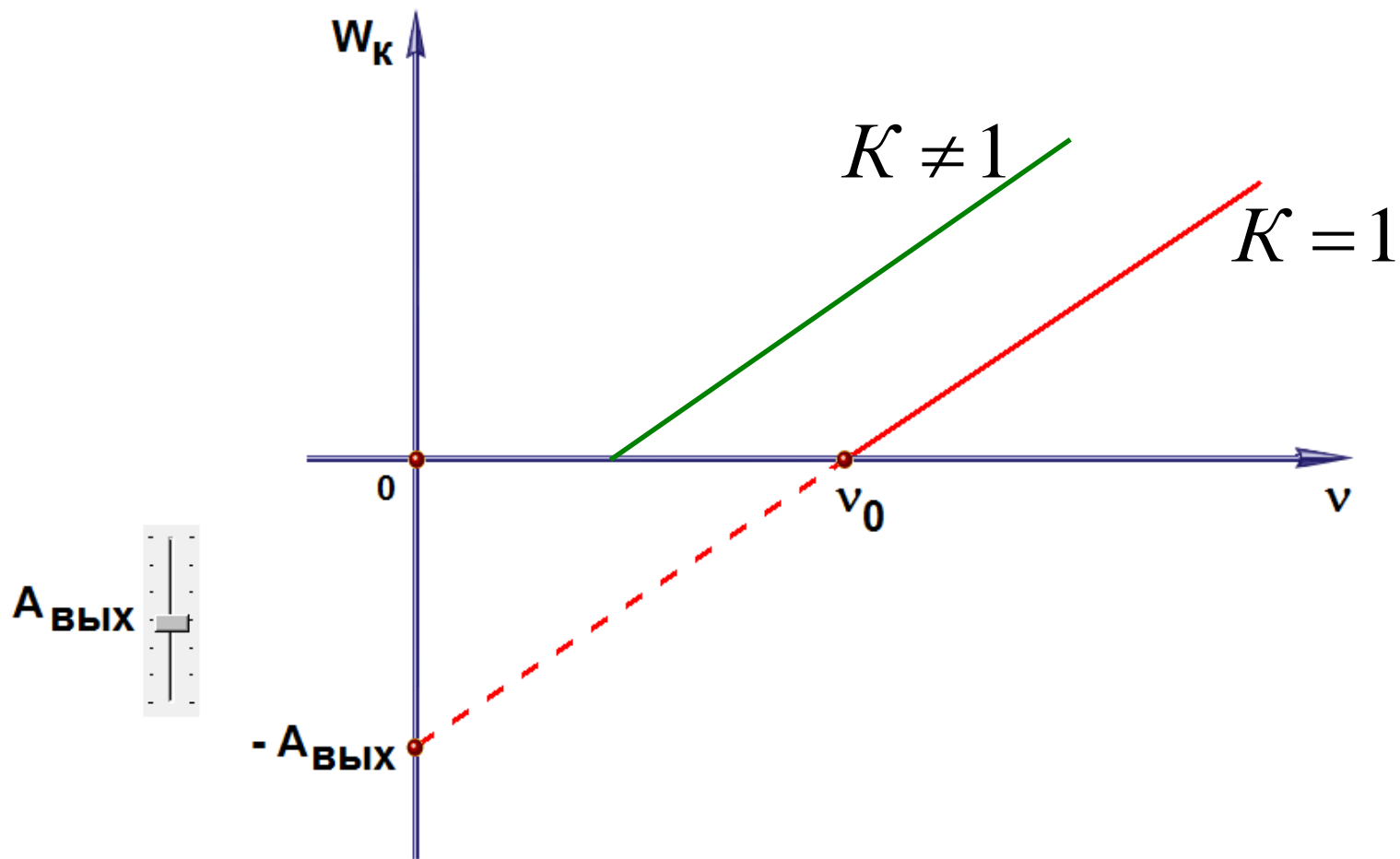
*(уравнение А.Эйнштейна
для нелинейного, или многофотонного,
внешнего фотоэффекта)*

Если при $K = 1$ фотоэффект возможен только при условии:

$$\omega \geq \frac{A}{\hbar} \quad (\text{наличие «красной границы»),}$$

то при $K > 1$ для осуществления фотоэффекта энергия фотона $\hbar\omega$ может быть и меньше работы выхода A .

При нелинейном фотоэффекте исчезает «красная граница» при взаимодействии света с веществом и не работает третий закон Столетова.



Поскольку вероятность многофотонного процесса

$$w^{(K)} = \sigma^{(K)} I^K,$$

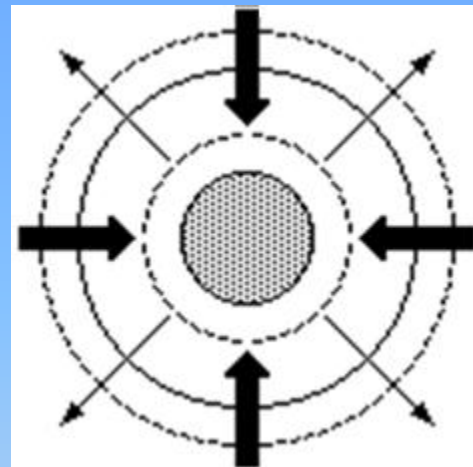
то первый закон фотоэффекта формулируется следующим образом:

количество фотоэлектронов, выбиваемых из катода при нелинейном фотоэффекте за единицу времени (или величина фототока), зависит от интенсивности света по степенному закону.

$$\frac{\Delta N_e}{\Delta t} \sim I^K.$$

Лекция 6

ТЕРМООПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ИНТЕНСИВНОСТЯХ СВЕТА



Вопросы:

- 1. Область сверхсильных полей.
Оптический пробой среды.**
- 2. Ударные и тепловые нелинейные
эффекты. Понятие о силовой оптике
и лучевой прочности.**

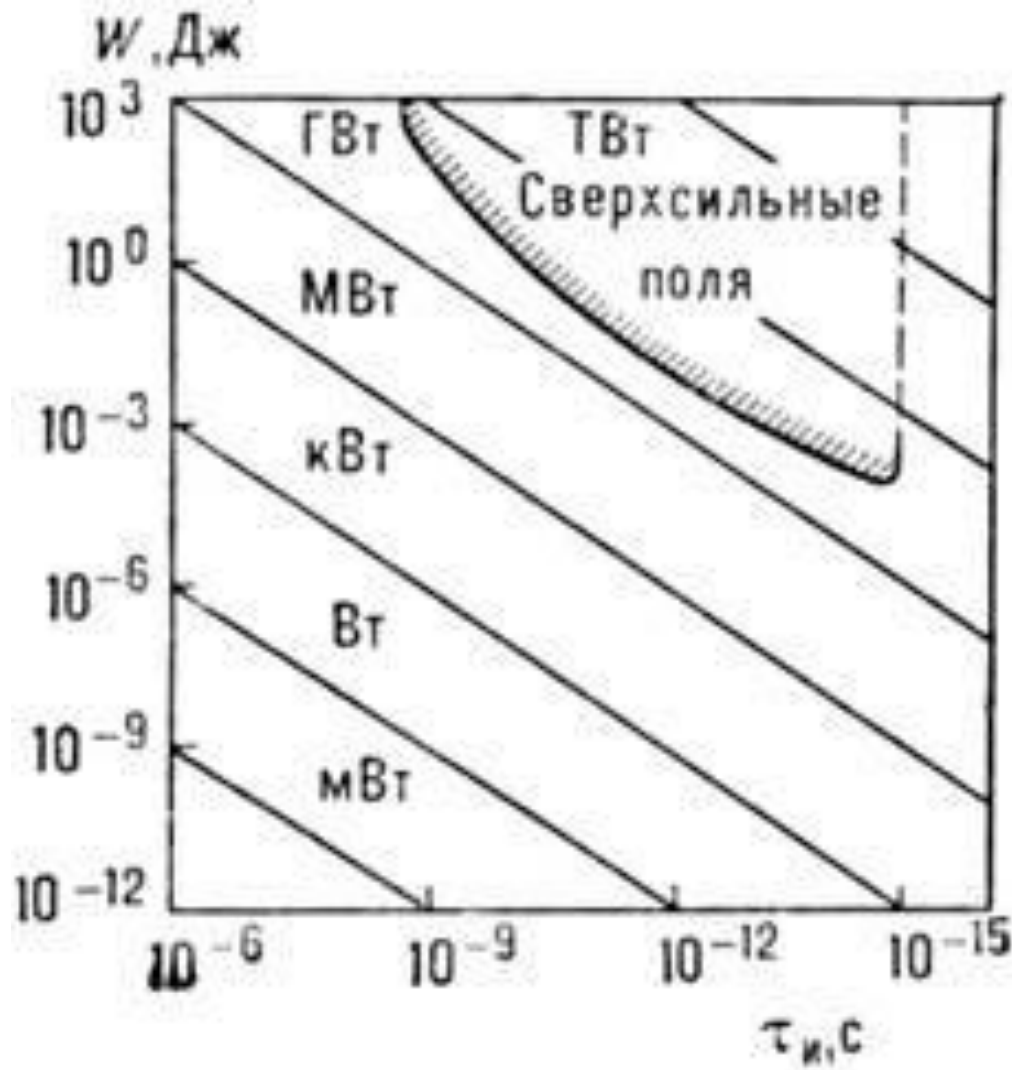
Эффективные мощности и интенсивности излучения различных лазеров

<i>Энергетические параметры</i>	<i>He-Ne лазер непрерывный режим</i>	<i>CO₂ лазер импульсный режим</i>	<i>YAG лазер мод. добротн. и фокусировка</i>	<i>Предельные возможности:</i>
$P^* = \frac{W}{\tau}$	$P \sim 10^{-2} \text{ Вт}$	$P^* \sim 10^6 \text{ Вт}$	$P^* \sim 10^7 \text{ Вт}$	$P^* \sim 10^{13} \text{ Вт}$
$I^* = \frac{P^*}{S} = \frac{W}{\tau S}$	$I \sim 0.1 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$	$I^* \sim 10^7 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$	$I^* \sim 10^{10} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$	$I^* \sim 10^{18} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$
	$(I \sim I_{\text{солн}})$	$\tau \sim 10^{-7} \text{ с}$ $r \sim 10^{-1} \text{ см}$	$\tau \sim 10^{-8} \text{ с}$ $r \sim 10^{-2} \text{ см}$	$\tau \sim T \sim 10^{-15} \text{ с}$ $r \sim \lambda \sim 10^{-3} \text{ см}$

При сверхвысоких интенсивностях излучения современных лазеров локальные параметры напряженности электрического поля превышают внутриатомные значения:

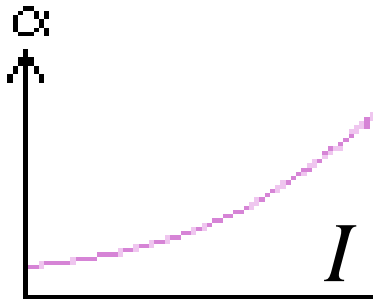
$$E > E_{\text{ат}} \left(\approx 10^{10} \dots 10^{11} \frac{\text{В}}{\text{м}} \right)$$

Область сверхсильных световых полей



$\tau_{И}$ – длительность импульсов излучения.

Оптический пробой – это быстропротекающий необратимый процесс превращения среды из прозрачной в сильно поглощающую под действием интенсивного излучения, сопровождающийся разрушением структуры этой среды.



Возникновение оптического пробоя связано с переходом от линейного к нелинейному поглощению, которое может оказаться на несколько порядков выше.

$$I(z) = I_0 \cdot \exp\left(-\int \alpha(z) dz\right), \quad \text{где } \alpha \sim I^K.$$

Оптический пробой определяется не только интенсивностью излучения, но и величиной поглощенной энергии излучения.

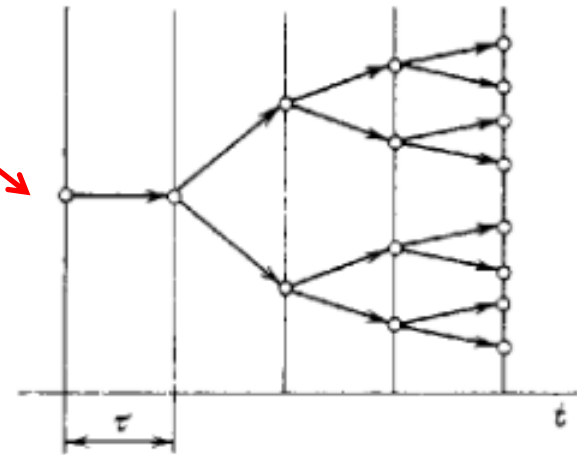
Физические процессы, сопровождающие оптический пробой в твердом теле

Ионизация атомов кристаллической решетки и резкое увеличение концентрации свободных электронов

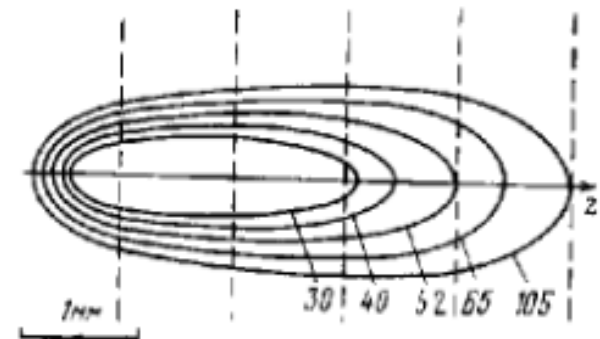
Вырывание связанных электронов валентной зоны под действием ускоренных свободных электронов

Развитие электронной лавины, приводящей к образованию критической концентрации электронов для излучения заданной частоты

Нелинейное поглощение излучения и быстрый нагрев среды, приводящий к повышению давления и разрушению

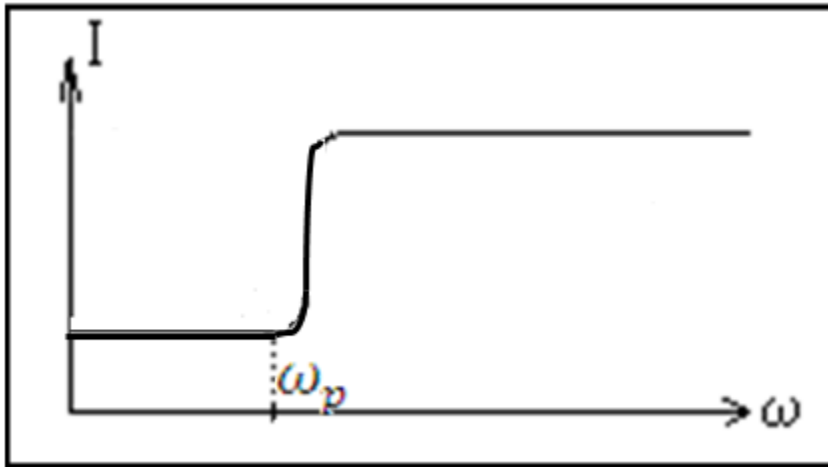


$$\tau = 30 \text{ нс}$$



Эффект «затемнения» оптической среды

В оптической среде под действием высокоинтенсивного светового поля образуется плотная плазма, сильно поглощающая падающее на нее излучение.



$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_0}{\epsilon_0 m}} \quad \text{— плазменная частота.}$$

При достижении критической концентрации свободных электронов $n_{0 \text{ кр}}$ и выполнении условия $\omega = \omega_p$ плазма становится непрозрачной для излучения вследствие сильного поглощения.

Сравнение оптического пробоя в твердом теле и в газах

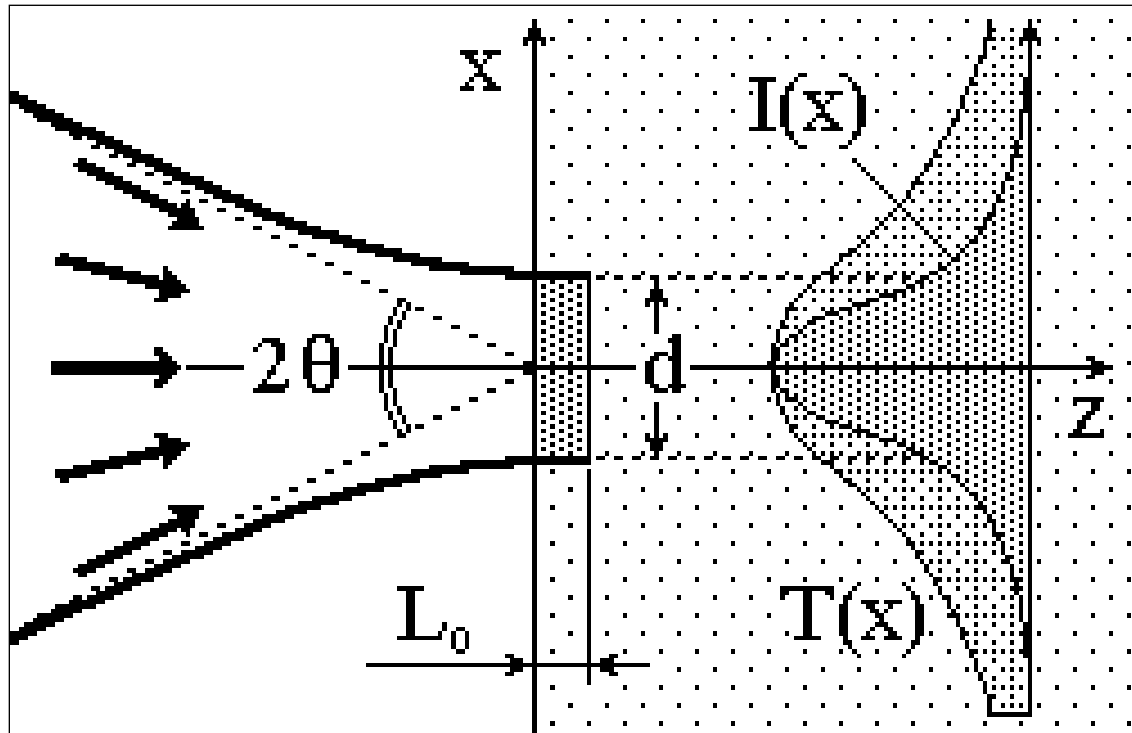
Концентрация электронов в зоне проводимости, определяемая «хвостом» максвелловского распределения по энергиям в валентной зоне, на много порядков превышает концентрацию свободных электронов в газе

Для попадания в зону проводимости электрону необходимо набрать энергию, равную ширине запрещенной зоны, которая меньше энергии ионизации атома

Время свободного пробега электрона в зоне проводимости (время между столкновениями с решеткой) гораздо меньше времени свободного пробега в газе

Вывод: в твердых телах оптический пробой протекает легче, чем в газах.

Схема теплового удара



Сильное поглощение приводит к образованию интенсивного распределенного источника тепла в области, ограниченной диаметром перетяжки d сфокусированного пучка и глубиной поглощения L_0 .

$$L_0 = \frac{1}{\langle \alpha \rangle}$$

Тепловой удар в среде при оптическом пробое обусловлен концентрацией световой энергии в пространстве (*фокусировка*) и во времени (*компрессия*) и сопровождается распространением тепловой волны в веществе.

Теплофизический механизм разрушения

Теоретическое описание и моделирование теплового разрушения основано на решении *уравнения теплопроводности*.

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = k_T \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{(1-R)}{L_0} I(z)$$
$$\Delta T = \frac{(1-R)W}{\rho c_p S L_0} = \frac{(1-R)I\tau}{\rho c_p L_0}$$

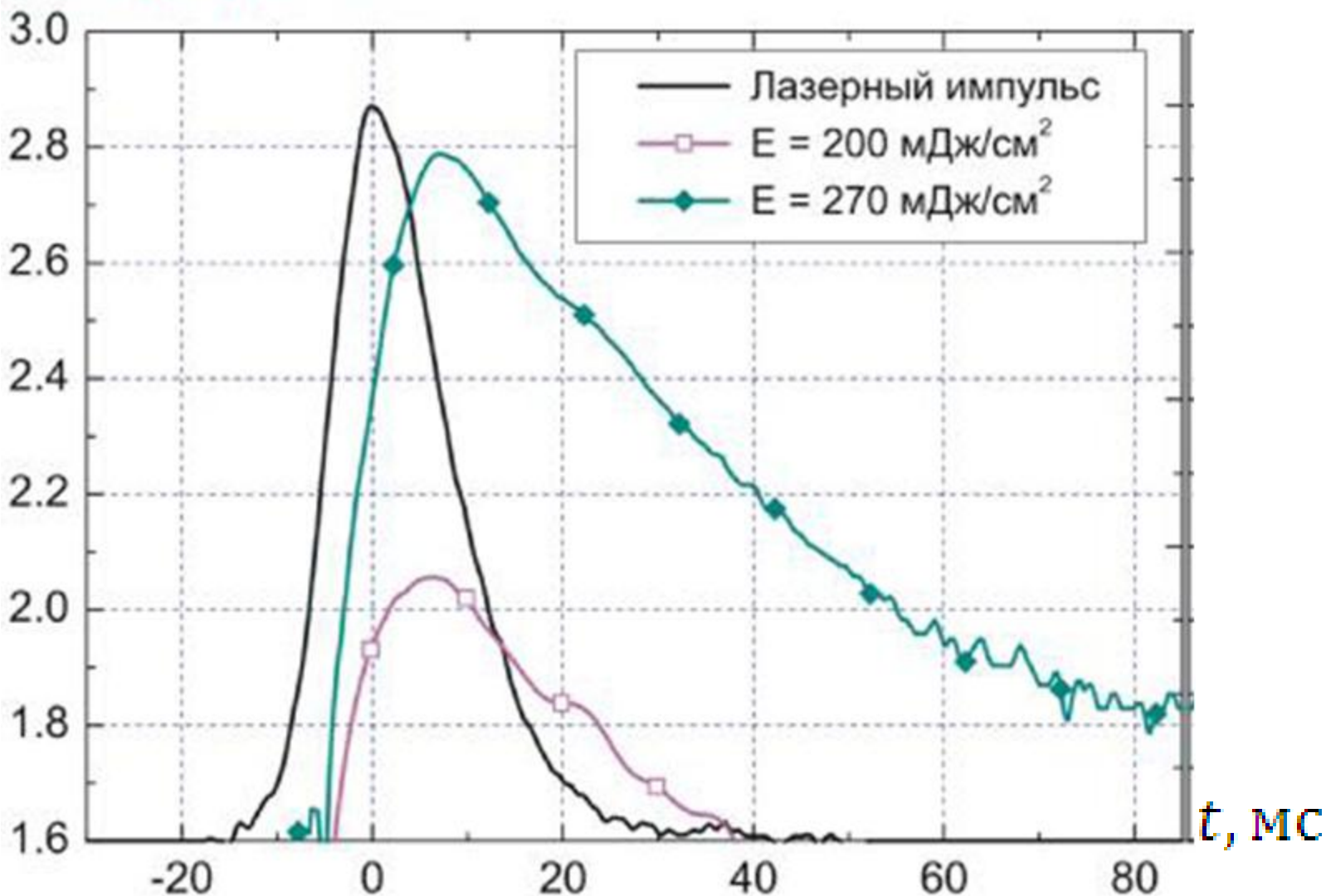
k_T , R – *коэфф-ты теплопроводности и отражения света*.

Пример. При плотности энергии излучения $W/S = 0,1$ МДж на квадр. метр и длительности облучения $\tau = 10$ нс локальное повышение температуры поглощающей области $\Delta T \sim 5000$ К.

При таких температурах в кварцевом стекле возникают механические напряжения, превышающие предел прочности, происходит разрушение, растрескивание и оплавление.

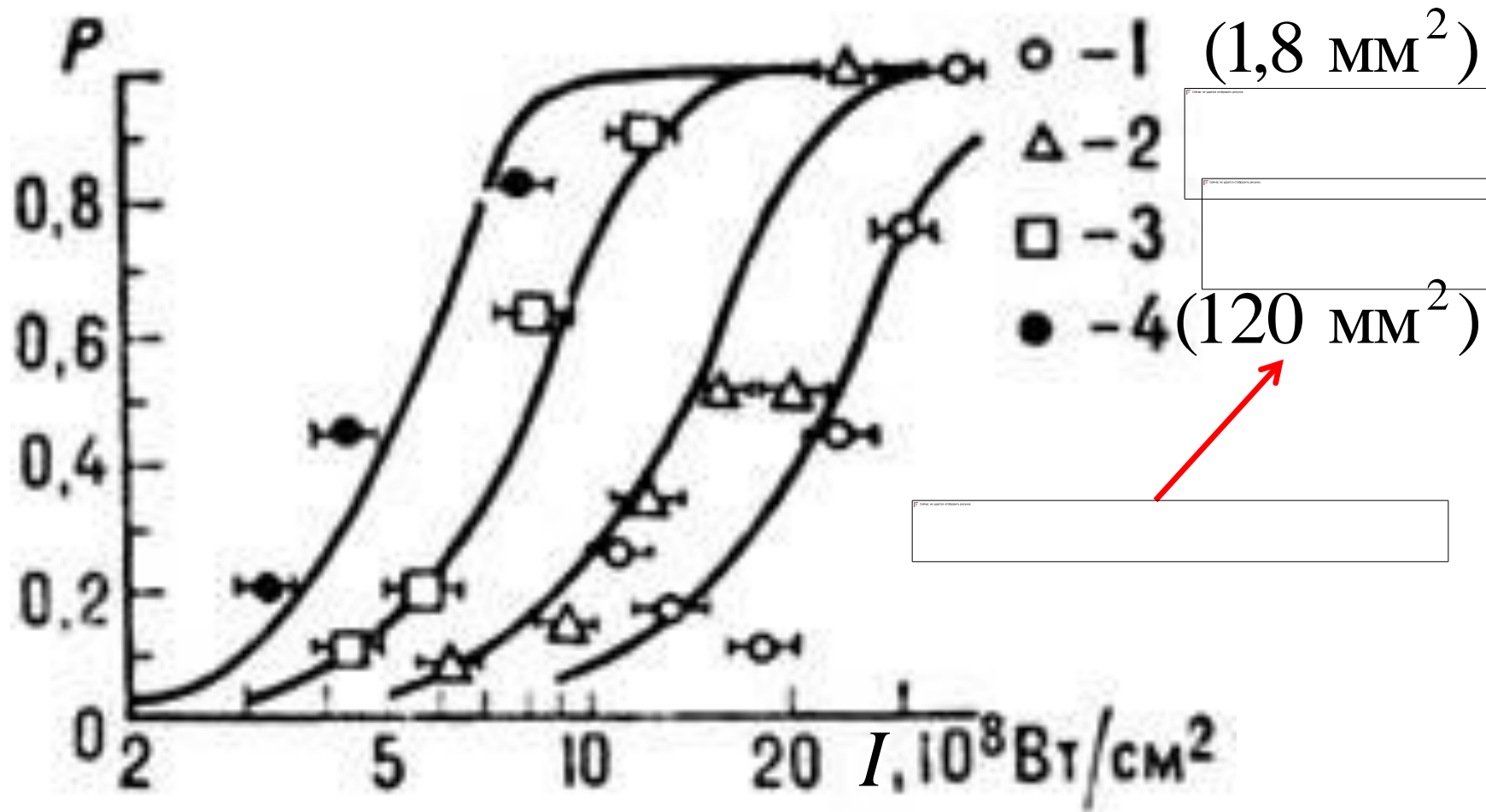
Временная зависимость температуры поверхности

Температура, 10^3 К

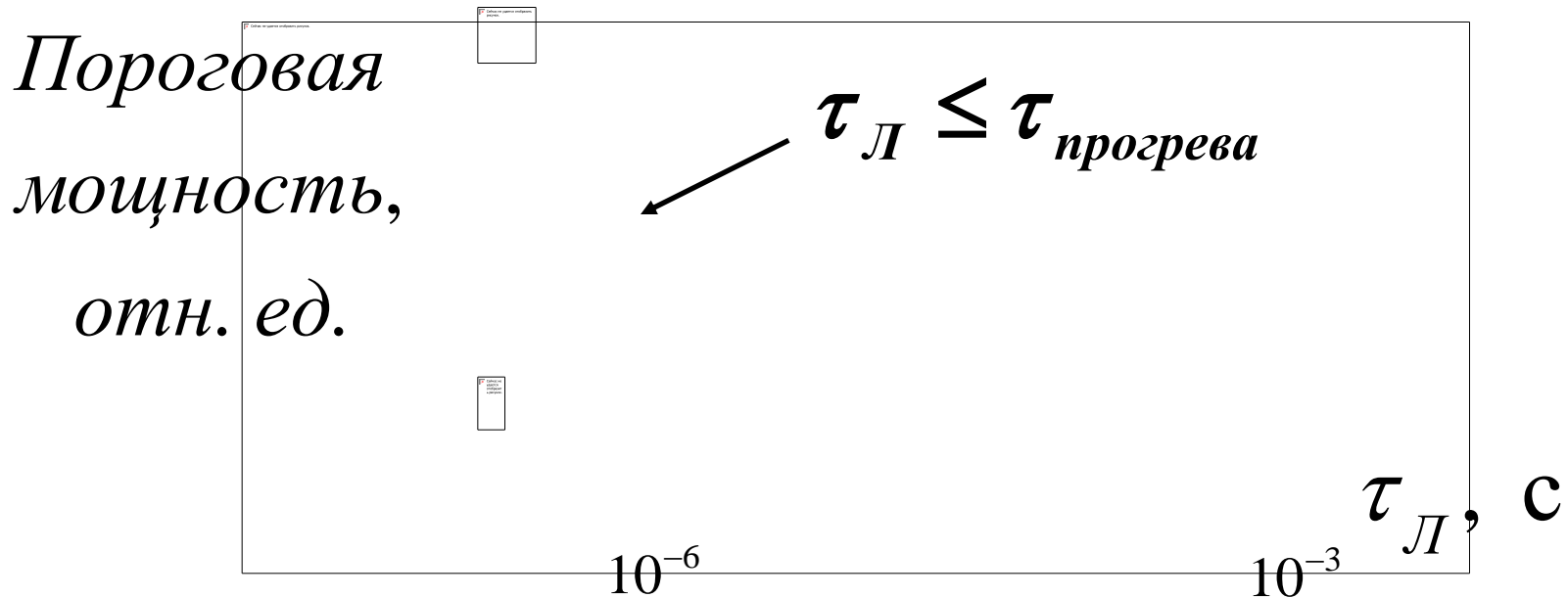


Длительность лазерного импульса показана в другом масштабе. 121

Вероятность оптического пробоя в кварцевом стекле



Влияние длительности облучения оптического кристалла на пороговую мощность



Зависимость пороговой мощности разрушения кристалла рубина от длительности импульса лазерного излучения.

С уменьшением длительности внешнего светового поля сверхвысокой интенсивности повышается стойкость к оптическому пробую.

Параметры, влияющие на возникновение оптического пробоя

*Параметры среды
(ширина запрещенной
зоны, температура,
облучаемый объем и др.)*

*Параметры излучения
(частота, пространст-
венное и временное рас-
пределение, длитель-
ность импульса)*

В общем случае пороговые значения интенсивности излу-
чения, вызывающие оптический пробой, лежат в широком
диапазоне $10^{13} \dots 10^{16} \frac{\text{Вт}}{\text{М}^2}$.

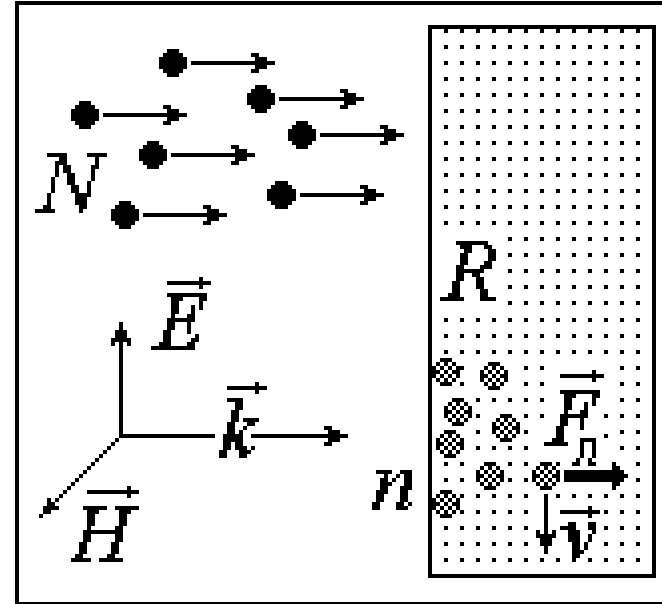
Сверхвысокое световое давление

Давление света

$$\mathcal{P} = NR 2\hbar \frac{\omega}{c} + N(1-R)\hbar \frac{\omega}{c}$$

$$\mathcal{P} = \int_0^{\infty} n F_n dz = \int_0^{\infty} n \frac{e}{c} v H dz$$

$$\mathcal{P} = \varpi (1 + R)$$



$\bar{w} = \frac{I}{c}$ – *объемная плотность энергии излучения.*

При $I = 10^{14} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$, $R = 1$ находим: $\mathcal{P} \sim 6,7$ атм.

Сверхвысокое световое давление вызывает появление ударных механических воздействий, дополняющих тепловое разрушение.

Элементы силовой оптики

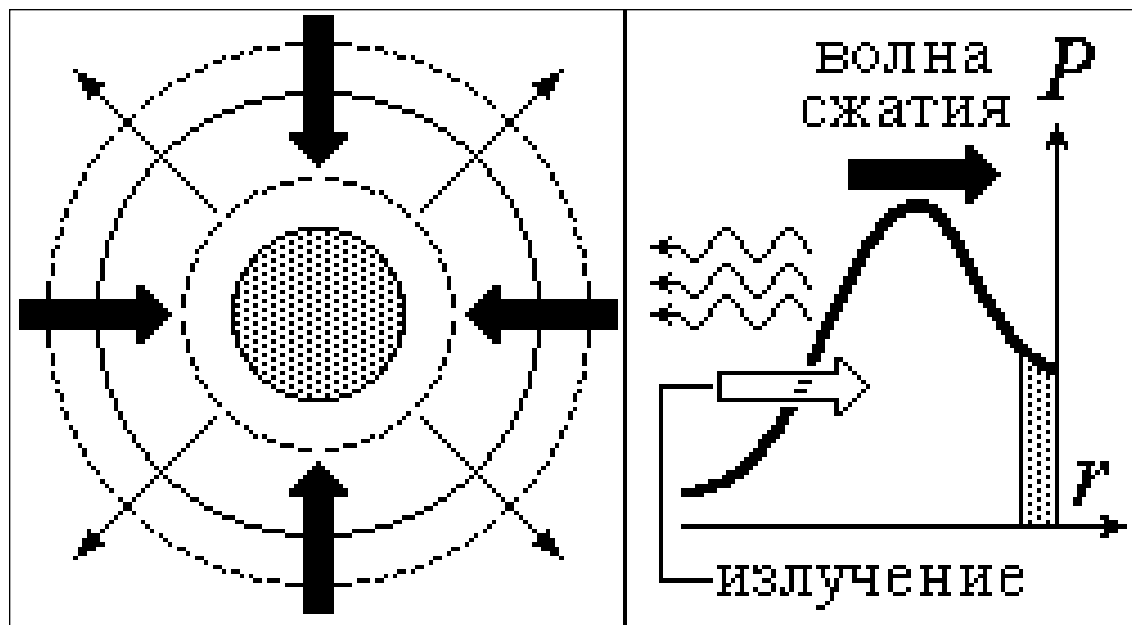
В рамках *силовой оптики* рассматриваются нелинейные эффекты и их технологические применения, связанные с прямым энергетическим воздействием (тепловым и ударным) излучения сверхвысокой интенсивности.

Возникновение сил, на много порядков превосходящих силы сверхвысокого светового давления

Конвективные силы
(связаны с нагревом среды и обратным воздействием потоков жидкости или газа на тело)

Радиометрические силы (возникают в разреженных газах, поскольку скорость молекул после соударения с нагретой поверхностью больше, чем начальная).

Светореактивные силы (обусловлены разлетом вещества с поверхности облучаемого тела)

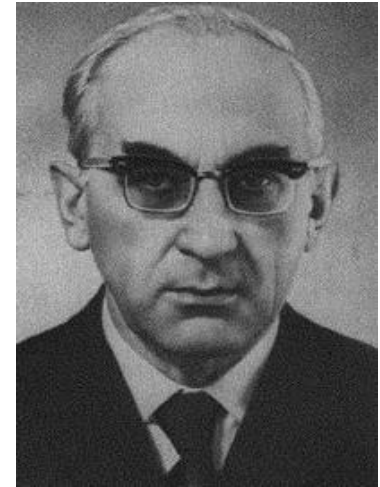


Фокусировка лазерных импульсов, приводящая к разогреву и сжатию вещества за счет светореактивного давления, используется для осуществления лазерного термоядерного синтеза. В современных установках достигается интенсивность $I = 10^{20} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$, при этом испарение с поверхности мишени приводит к образованию волны сжатия, разогревающей плазму до температур ~ 10 миллионов К за время ~ 1 нс.

**Исследование процессов
выделения энергии в веществе
под действием интенсивных
световых потоков**

**Экспериментальное
определение параметров лучевой
прочности оптических
материалов**

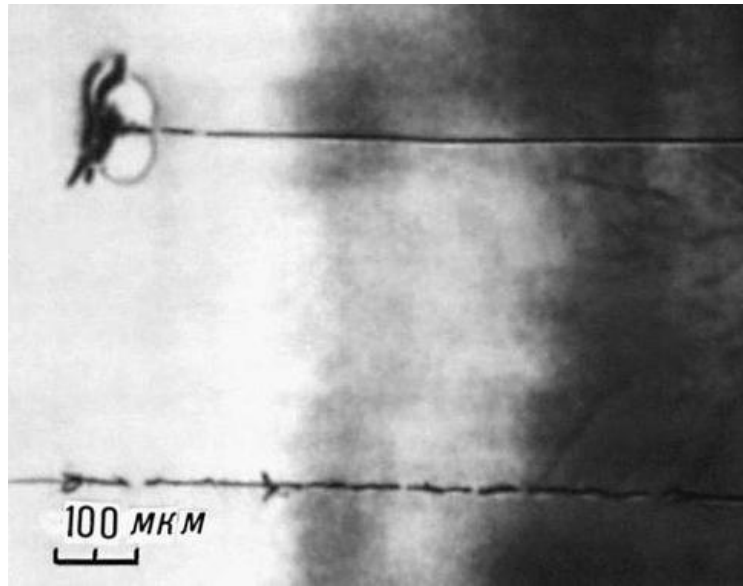
**Изучение влияния
нелинейных оптических эффектов
на характер разрушения
материалов**



**Бонч-Бруевич
Алексей Михайлович
(1916 – 2006)**

**Параметры лучевой проч-
ности – интенсивность,
энергия, длительность из-
лучения, при которых на-
блюдается разрушение того
или иного типа (оптический
пробой, плавление и т.д.).**

Нитевидные разрушения в стекле (случай нарушения лучевой прочности)



Инновационное направление:
создание микроструктур,
представляющих значительный
интерес для интегральной оптики,
мембранных технологий и т.д.



Канал в кварце диаметром около 1 мм
и длиной 1 см, полученный при фоку-
сировке фемтосекундного импульса

Образование плазменного факела

При большой интенсивности светового излучения имеем:

Энергия излучения,
поглощенная поверх-
ностью тела

>

Энергия
плавления

+

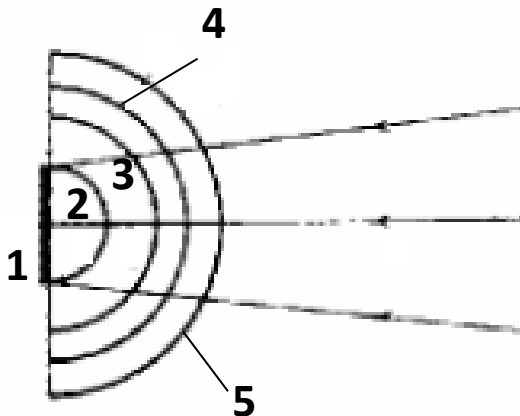
Энергия
испарения

+

Энергия
ионизации
вещества

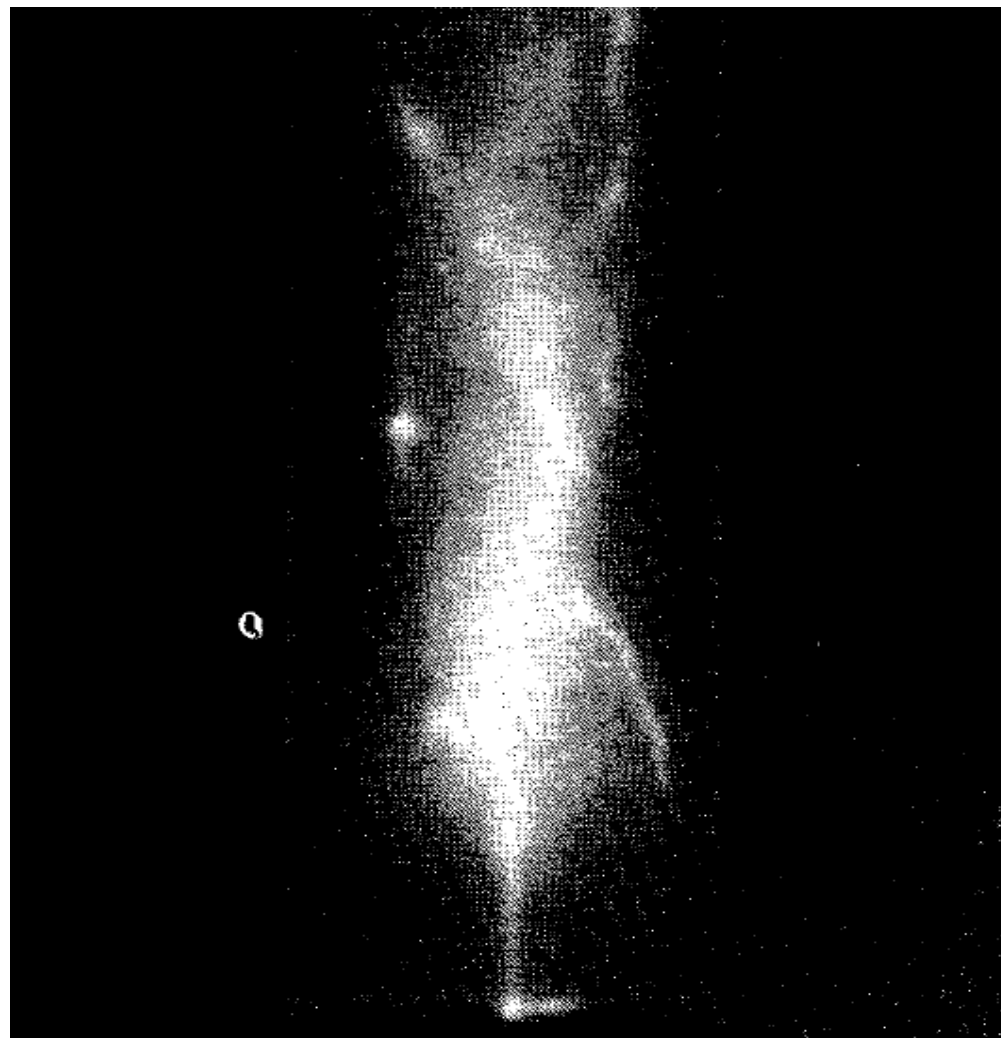
$\tau_{\text{ион}} \approx 10^{-9} \text{ с}$

Явление образования и разлета плазмы при взаимодействии излучения сверхвысокой интенсивности с твердым телом называется *плазменным факелом*.



1 – нагреваемая излучением поверхность тела; 2 – граница плотной непрозрачной плазмы; 3 – граница светящейся рекомбинирующей плазмы; 4 – поверхность нулевого потенциала; 5 – фронт электронного облака.

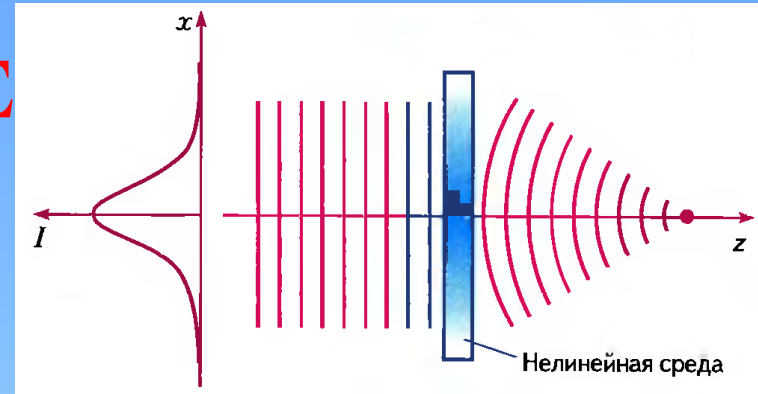
Развертка и фотография плазменного факела, генерируемого лазерным излучением



Лекция 7

САМОВОЗДЕЙСТВИЯ В ВОЛОКОННОЙ ОПТИКЕ

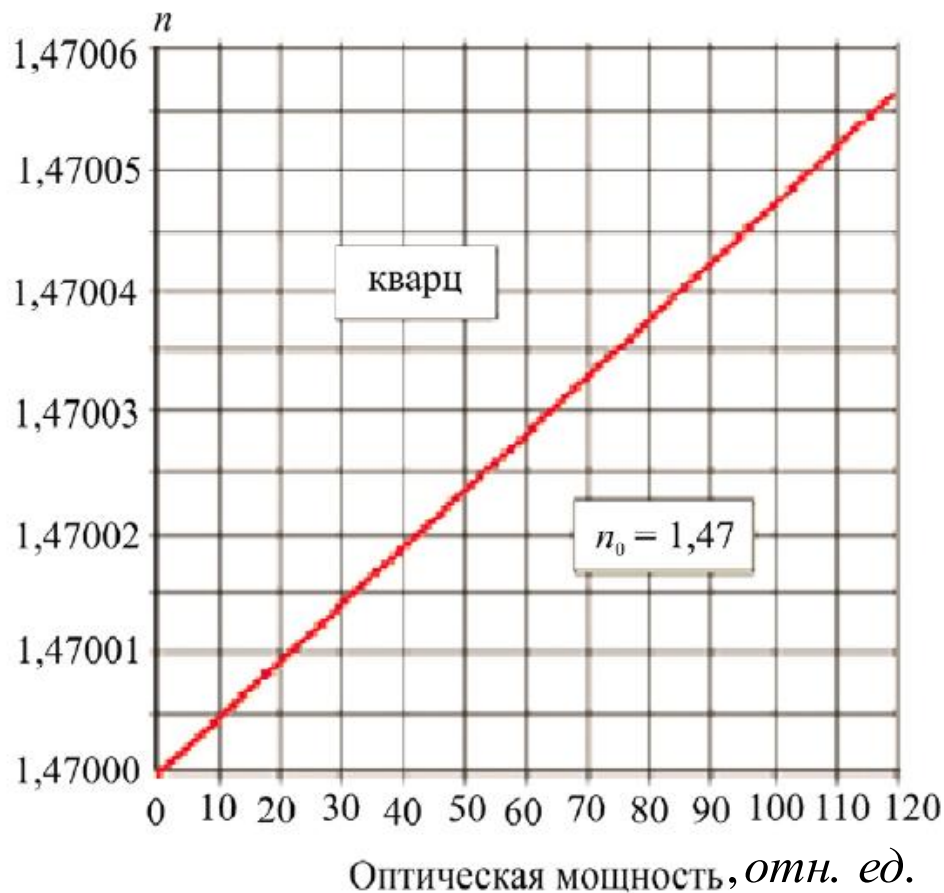
Вопросы:



1. Понятие о самовоздействиях световых волн.
2. Самофокусировка и самоканализация световых пучков.
3. Оптическая бистабильность.

Самовоздействия световых волн – явления изменения характера распространения мощных световых пучков в нелинейной среде, обусловленные зависимостью показателя преломления

от интенсивности (оптический эффект Керра).



$$n = n(I)$$

$$n = n_0 + n_2 \cdot I + n_4 \cdot I^2 + \dots$$

n_2 – рефракционный индекс.

**Физические механизмы, приводящие
к зависимости показателя преломления
от интенсивности света**

**Ангармонический отклик
атомов и молекул
на внешнее световое поле**

**Появление анизотропии
оптических свойств среды
из-за высокочастотного
эффекта Керра или
электрострикции**

Тепловые эффекты

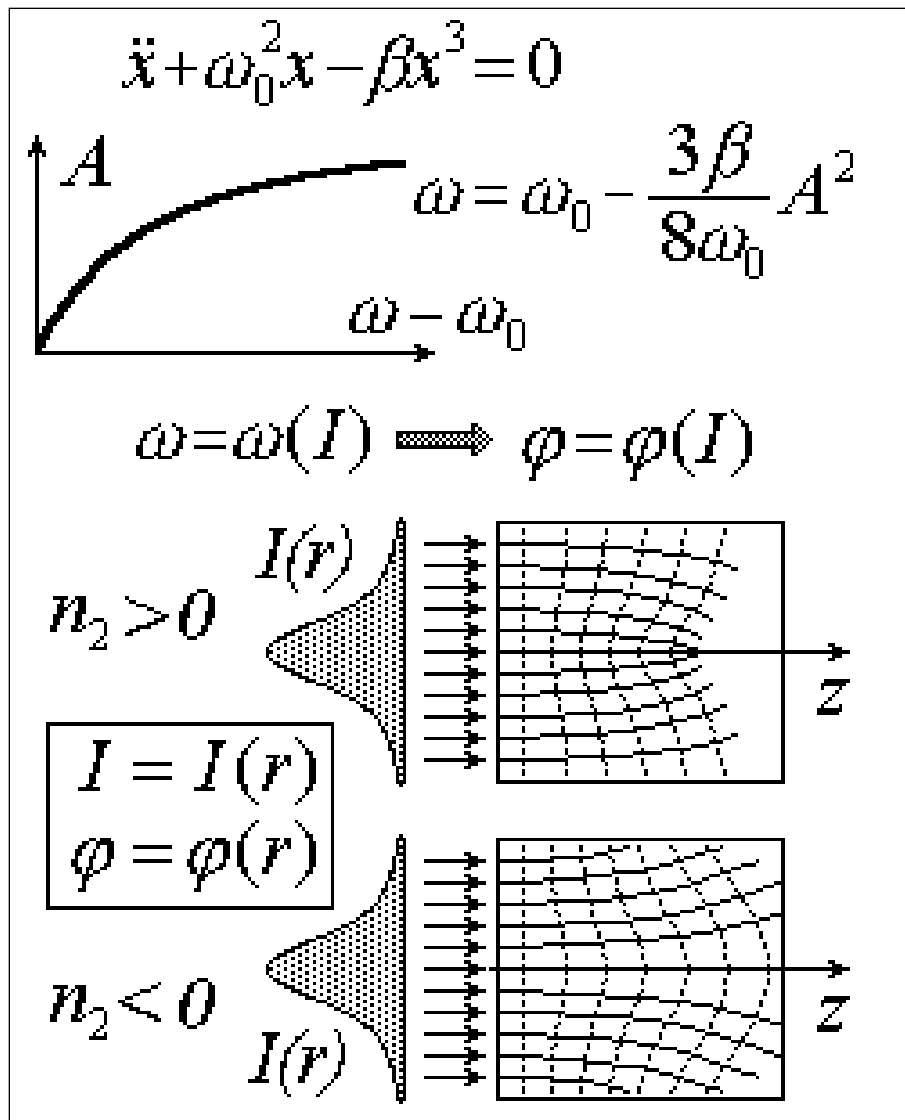
$$n_{\text{нл}} = \frac{dn}{dT} \cdot \Delta T$$

Поскольку в идеальном кварцевом стекле отсутствуют нелинейные эффекты второго порядка ($\chi^{(2)} = 0$), то самовоздействия в волоконных световодах возникают как результат вклада кубической оптической восприимчивости:

$$n_2 = \frac{3}{8n} \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot \chi^{(3)}$$

Вследствие зависимости показателя преломления от интенсивности $n = n(I)$ в нелинейной среде световая волна распространяется с другой фазовой скоростью, чем в линейной среде: $v_{\phi} = \frac{c}{n(I)}$. В поле ограниченной волны (световой импульс) среда становится *неоднородной*, и возникает явление *нелинейной рефракции* (искривления световых лучей).

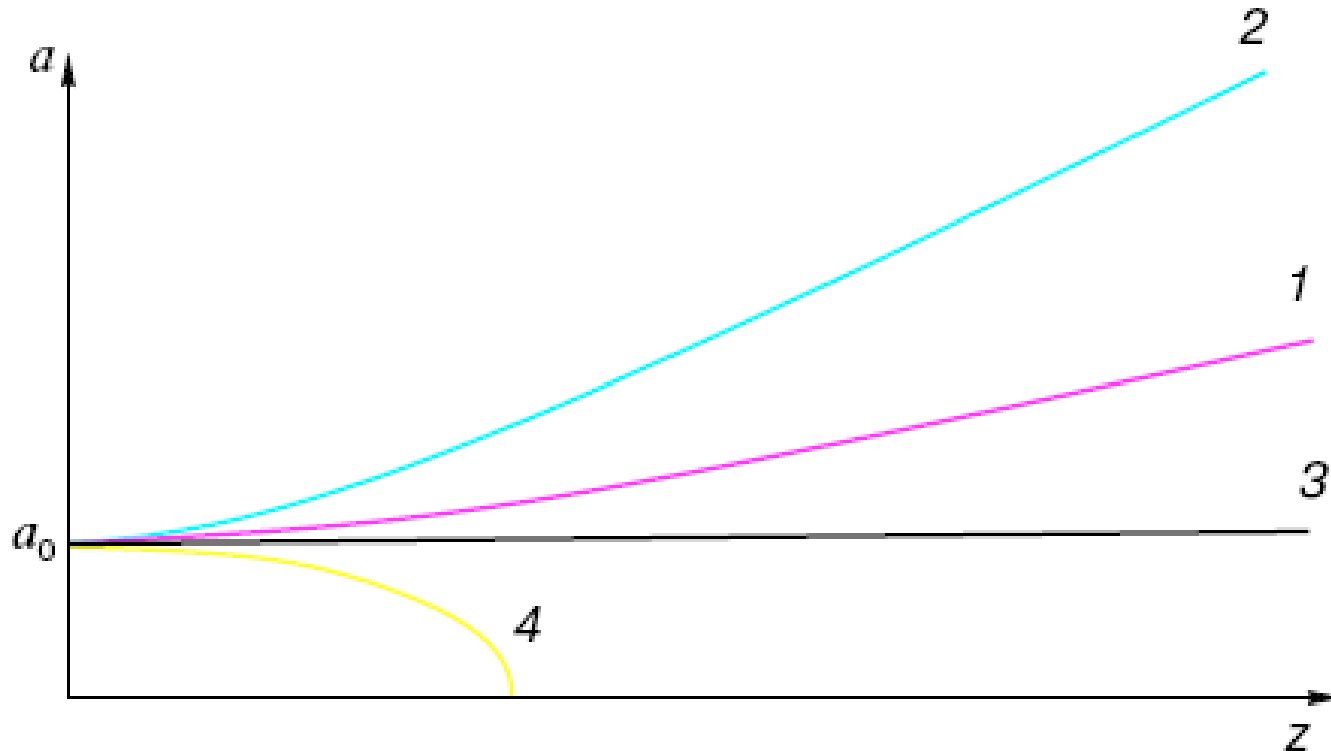
Возникновение самовоздействий



Неизохронность нелинейного осциллятора (т.е. зависимость частоты колебаний от амплитуды) приводит к появлению *дополнительного фазового сдвига*, зависящего от интенсивности световой волны.

Такая фазировка для пространственно неоднородного светового пучка приводит к искривлению волнового фронта (нелинейной рефракции) и изменению поперечных размеров пучка – его *самофокусировке* или *самодефокусировке*.

Характер эволюции светового пучка

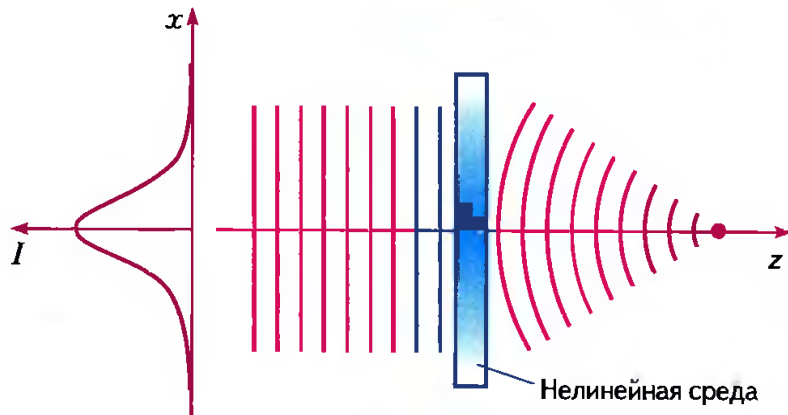


1 – линейная среда (поперечное сечение пучка увеличивается из-за дифракции); 2 – $n_2 < 0$ (самодефокусировка пучка); 3 – $n_2 > 0$ (волноводное распространение, или самоканализация); 4 – $n_2 > 0$ (самофокусировка при большой мощности).

Самофокусировка – это явление самопроизвольного сжатия апертурно-ограниченного пучка света в кубично-нелинейной среде с положительным рефракционным индексом, сопровождающееся концентрацией световой энергии.

$n_2 > 0$ – необходимое условие самофокусировки.

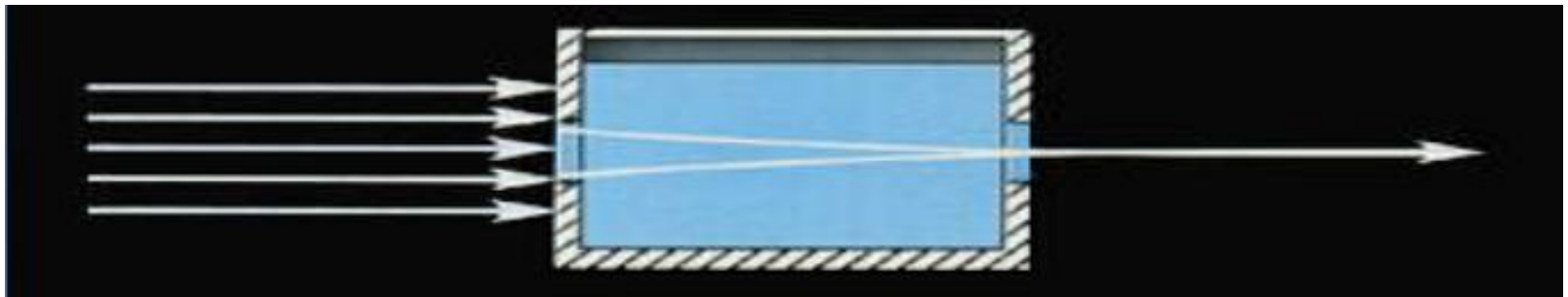
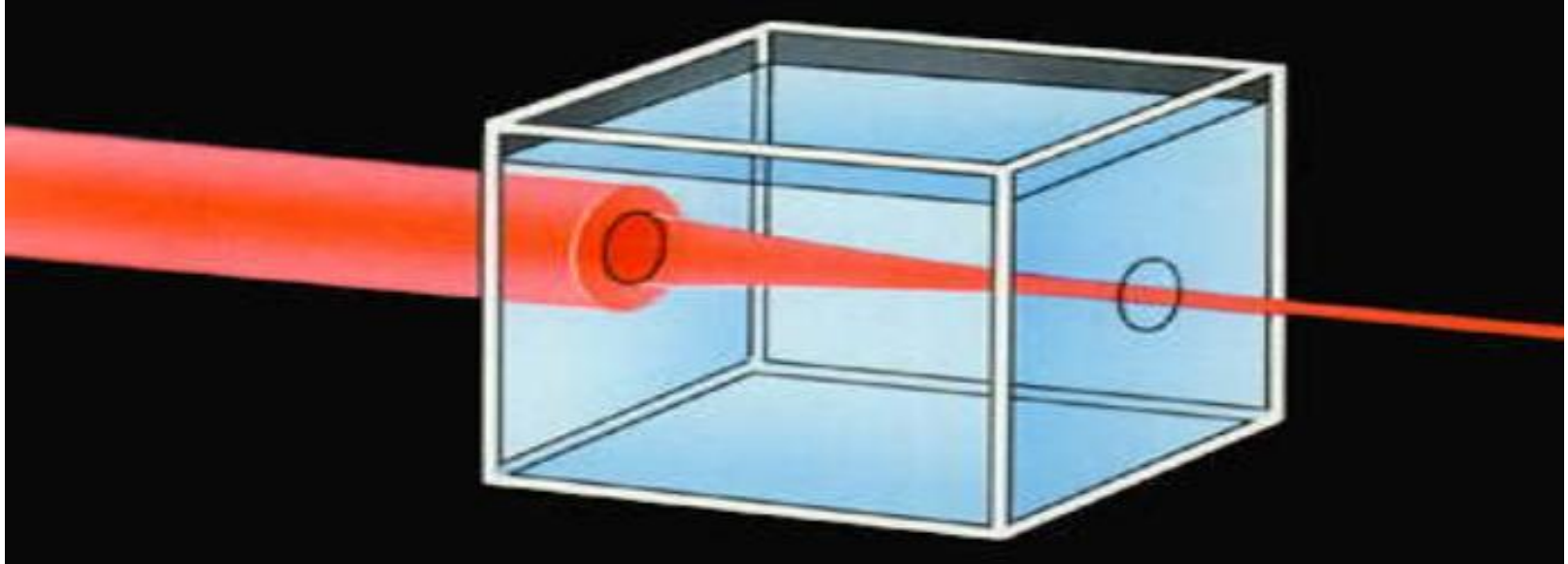
Для кварцевого стекла: $n_2 \approx 3,2 \cdot 10^{-20} \frac{\text{М}^2}{\text{Вт}}$.



$$F_{\text{НЛ}} = a \sqrt{\frac{n_0}{n_2 I}}$$

Максимум световой мощности находится в центре пучка, поэтому n к центру пучка возрастает. В результате волокно становится подобным собирающей нелинейной линзе, преобразующей плоский фронт световой волны в сходящийся.

Самофокусировка луча рубинового лазера при большой мощности излучения



Подавление дифракционной расходимости нелинейной рефракцией



$$n = n_0 + n_2 \cdot I$$

(внутри пучка)

$$\theta_0 = \arccos\left(\frac{n_0}{n_0 + n_2 I}\right)$$

– *угол нелинейной рефракции, связанный с предельным углом полного отражения ϕ на границе светового пучка.*

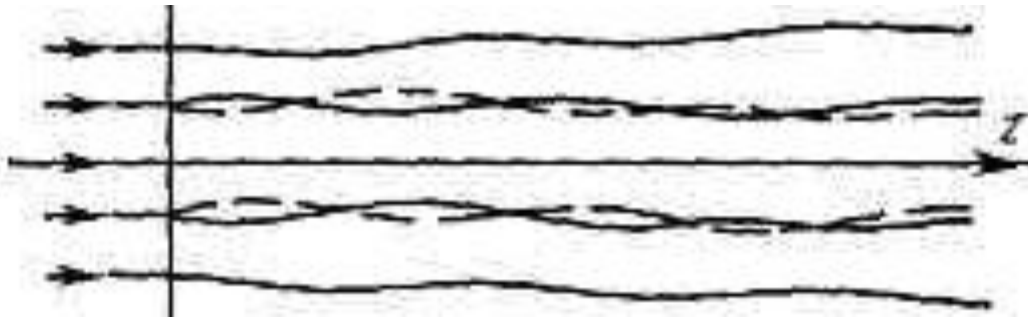
$$\theta_{\text{дифр}} = \frac{2\lambda_0}{\pi n_0 a} \text{ – дифракционная угловая расходимость.}$$

При условии $\theta_0 > \theta_{\text{дифр}}$ световые лучи отклоняются к оси пучка – происходит самофокусировка.

Случай самоканализации

При условии $\theta_0 = \theta_{дифр}$ дифракционная расходимость полностью компенсируется нелинейной рефракцией.

Возникает волноводное распространение светового пучка, при котором средний радиус пучка с расстоянием не изменяется (режим самоканализации).



Волноводное распространение наблюдается, если мощность светового пучка равна критической мощности самофокусировки:

$$P = P_{кр} = \frac{\lambda_0^2}{64\pi^2 n_2}.$$

Коллапс волнового поля

При самофокусировке светового пучка большой мощности ($P \gg P_{\text{кр}}$) его сжатие носит лавинообразный характер: лучи при подходе к фокусу

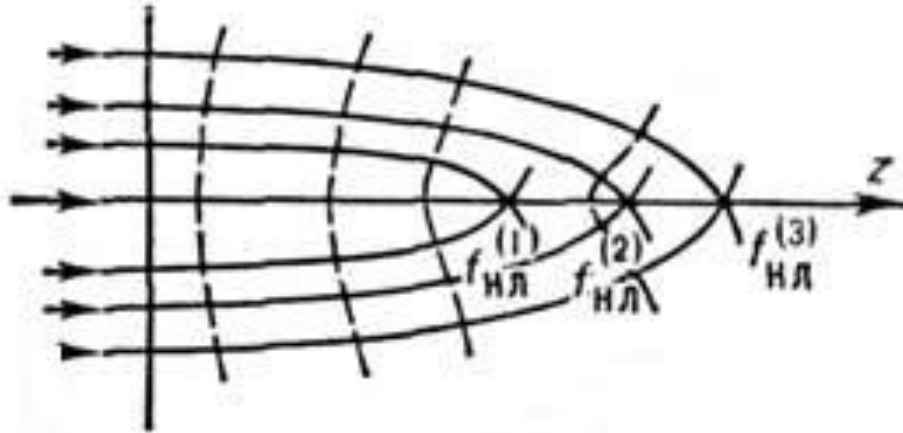
$$z_0 = \frac{\pi a^2}{\lambda_0 \cdot \sqrt{\frac{P}{P_{\text{кр}}} - 1}}$$

все более искривляются и входят в него практически под прямым углом к оси пучка. При этом:

$$I(z) \approx \frac{P}{a^2(z)} \rightarrow \infty$$

Коллапс волнового поля означает полное подавление дифракции мощным световым пучком и может привести к оптическому пробоею волокна.

Структура светового пучка при самофокусировке В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ



С увеличением мощности светового пучка нелинейный фокус $Z = F_{нл}$ смещается ко входу, и вслед за первым возникает цепочка нелинейных фокусов – формируется *многофокусная структура самофокусировки*.

Полное число формирующихся фокусов ограничивается первоначальной мощностью пучка и величиной коэффициента поглощения излучения.

Российские физики – лауреаты Ленинской премии (1988 г.)
за открытие и исследование самофокусировки света



**Аскарьян
Гурген Ашотович
(1928 – 1997)**



**Сухоруков
Анатолий Петрович
(1935 – 2014)**



**Академик РАН
Таланов
Владимир Ильич
(род. в 1933 г.)**

Понятие оптической бистабильности

Оптическая система называется *бистабильной*, если при одной и той же интенсивности света на входе она имеет два устойчивых состояния, соответствующих двум значениям интенсивности света на выходе.

Свойства бистабильной оптической системы:

- должна быть нелинейной;
- для получения многозначности пропускания света должна иметь обратную связь.

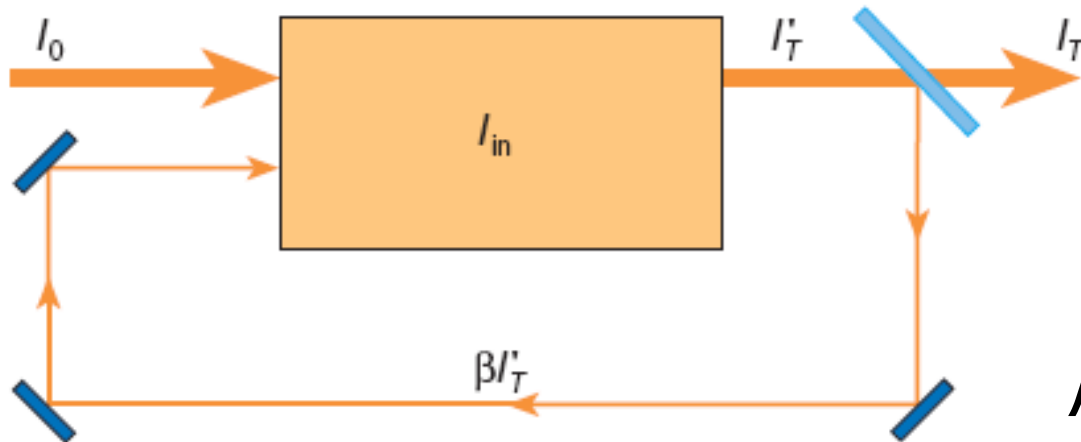
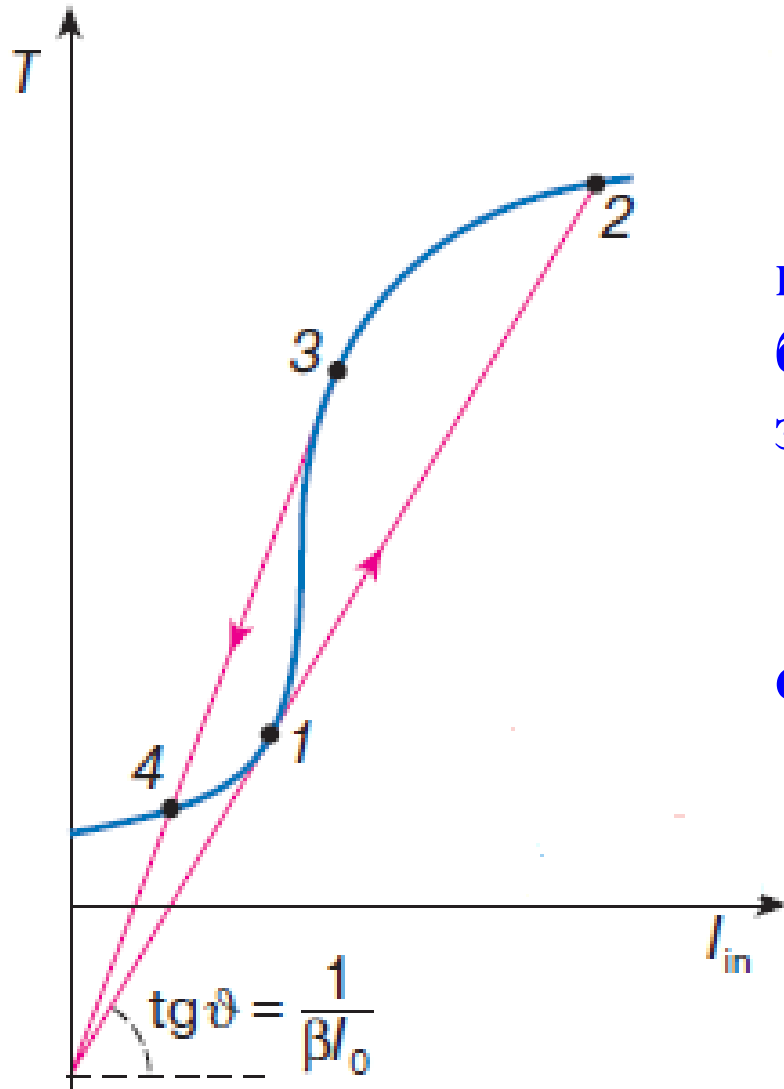


Схема нелинейной оптической системы с обратной связью.

β – коэффициент
возвращения.

Многозначность коэффициента пропускания света в оптически бистабильной системе



За счет регулирования интенсивности света на входе в систему добиваются того, что нелинейный коэффициент пропускания:

$$T = \frac{I_T}{I_0}$$

становится многозначной функцией.

$$T(I_{in}) = -\frac{1}{\beta} + \frac{1}{\beta I_0} \cdot I_{in}$$

– нелинейное уравнение.

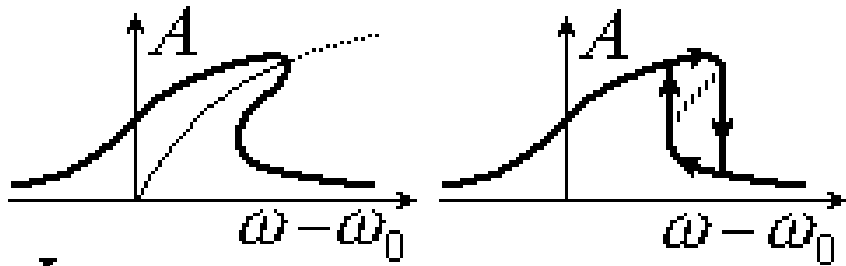
Физический механизм оптической бистабильности

$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega_0^2 x - \beta x^3 = 0$$

$$\omega_0 \rightleftharpoons \omega = \omega_0 - \kappa A^2$$

$$4\omega_0^2 A^2 = \frac{B^2}{(\omega_0 - \omega)^2 + \gamma^2/4}; \quad B = \frac{\varepsilon}{m} E$$

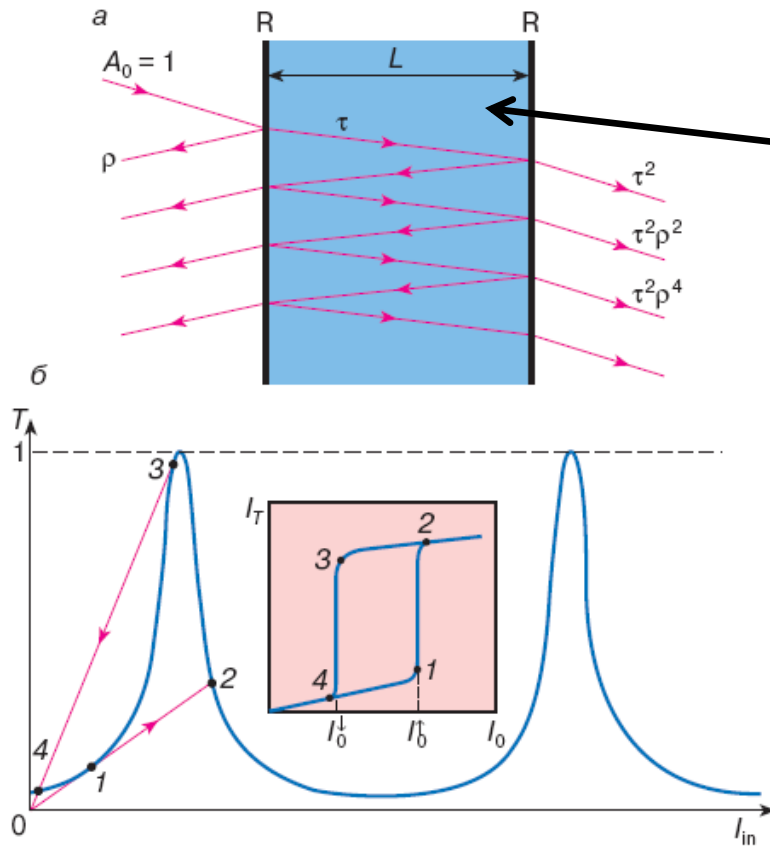
$$4\omega_0^2 A^2 = \frac{B^2}{(\omega_0 - \omega - \kappa A^2)^2 + \gamma^2/4}$$



Оптическая бистабильность – это одно из проявлений самодействия световых волн.

С учетом неизохронности резонансная кривая кубично-нелинейного осциллятора имеет область частот с двумя амплитудными режимами, установление которых зависит от предыдущего значения частоты (так называемый *оптический гистерезис*).

Применение оптической бистабильности



$$n = n_0 + n_2 I_{in}$$

Образующийся оптический гистерезис может быть положен в основу создания бистабильных элементов – двоичных оптических переключающих устройств, а также оптических транзисторов (т.н. трансфазоров).

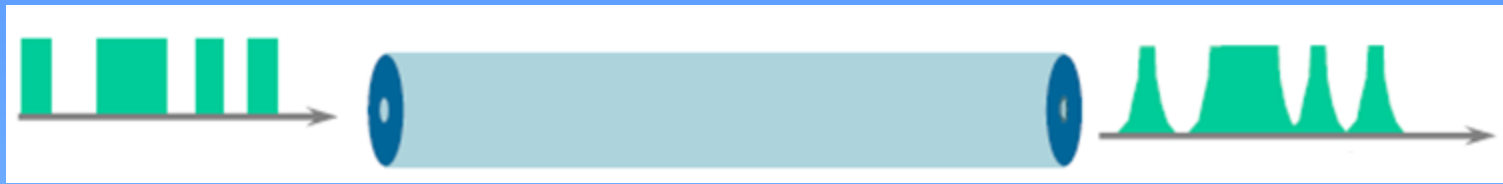
В области значений входной интенсивности $I_0^{\downarrow} < I < I_0^{\uparrow}$ возникает бистабильный режим работы с двумя устойчивыми состояниями (оптические аналоги логических «0» и «1») и возможностью оптического переключения.

Преимущества полностью оптической обработки сигналов по сравнению с электронными устройствами

1. Помехозащищенность оптических систем обработки информации (поскольку кванты света электрически нейтральны).
2. Защищенность оптических переключающих устройств от несанкционированного доступа.
3. Улучшенные массогабаритные характеристики и минимальная потребляемая мощность.

Проблемы, связанные с разработкой полностью оптических устройств обработки сигналов

1. Поиск новых оптических материалов с высокой нелинейностью.
2. Обеспечение требуемого быстродействия (материалы с «быстрой нелинейностью»).



Лекция 8

ФАЗОВАЯ САМОМОДУЛЯЦИЯ И ФАЗОВАЯ КРОСС-МОДУЛЯЦИЯ

Вопросы:

- 1. Физические процессы, вызывающие ФСМ и ФКМ в оптоволокне.**
- 2. Влияние ФСМ и ФКМ на характеристики ВОЛС.**

**Фазовая
самомодуляция**



Возникновение самонаведенного набега фазы, который приобретает световой импульс при распространении в волоконном световоде

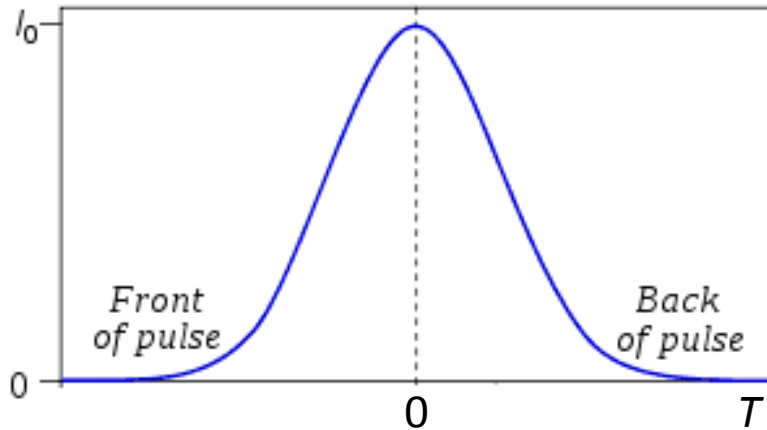
**Фазовая
кросс-модуляция**



Возникновение набега фазы светового импульса, наведенного оптическим полем другого импульса, распространяющегося совместно с данным импульсом

Оба оптических эффекта являются нелинейными, обусловлены зависимостью показателя преломления от интенсивности света и представляют собой виды само- и взаимных воздействий, развивающихся во времени.

Возникновение дополнительного фазового сдвига оптического импульса гауссовой формы



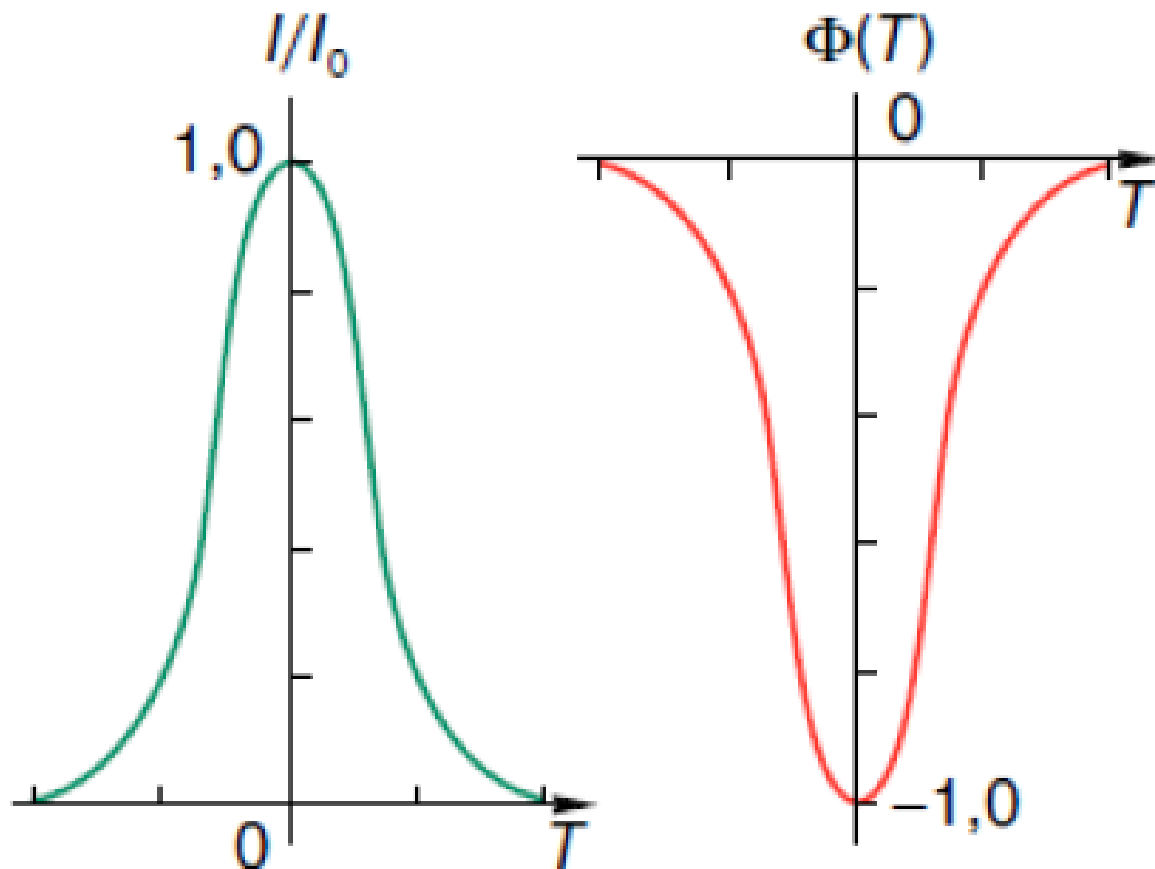
*T – время в системе отсчета,
движущейся вместе с импульсом.*

$$I(T) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{T^2}{\tau^2}\right)$$

$$n(I) = n_0 + n_2 \cdot I \Rightarrow \Delta n = n_2 \cdot I$$

$$\Phi(T) = \Delta(\omega_0 T - kz) = -k_0 L \Delta n = -\frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot n_2 L I(T)$$

– дополнительный фазовый сдвиг (набег фазы).



Фазовая самомодуляция вызывает нелинейный фазовый сдвиг оптического импульса, зависящий от интенсивности и возрастающий по мере распространения импульса в оптическом волокне.

Максимальный фазовый сдвиг

Возникает в центре импульса при $T = 0$.

С учетом оптических потерь α_{dB} в волоконном световоде:

$$\Phi_{\max} = \gamma P_0 z_{эфф},$$

где $\gamma = \frac{n_2 \omega}{c S_{эфф}}$, $1/(Вт \cdot м)$ – коэффициент нелинейности,

P_0 – пиковая мощность,

$z_{эфф} = \frac{1}{\alpha_{dB}} (1 - e^{-\alpha_{dB} L})$ – эффективная длина распространения импульса.

$$(z_{эфф} < L)$$

Перераспределение мгновенной частоты по спектру

$$\Delta\omega(T) = \frac{d\Phi(T)}{dT} = -\frac{2\pi n_2 L}{\lambda_0} \cdot \frac{dI(T)}{dT} = \Delta\omega_0 \frac{T}{\tau} \cdot \exp\left(-\frac{T^2}{\tau^2}\right)$$

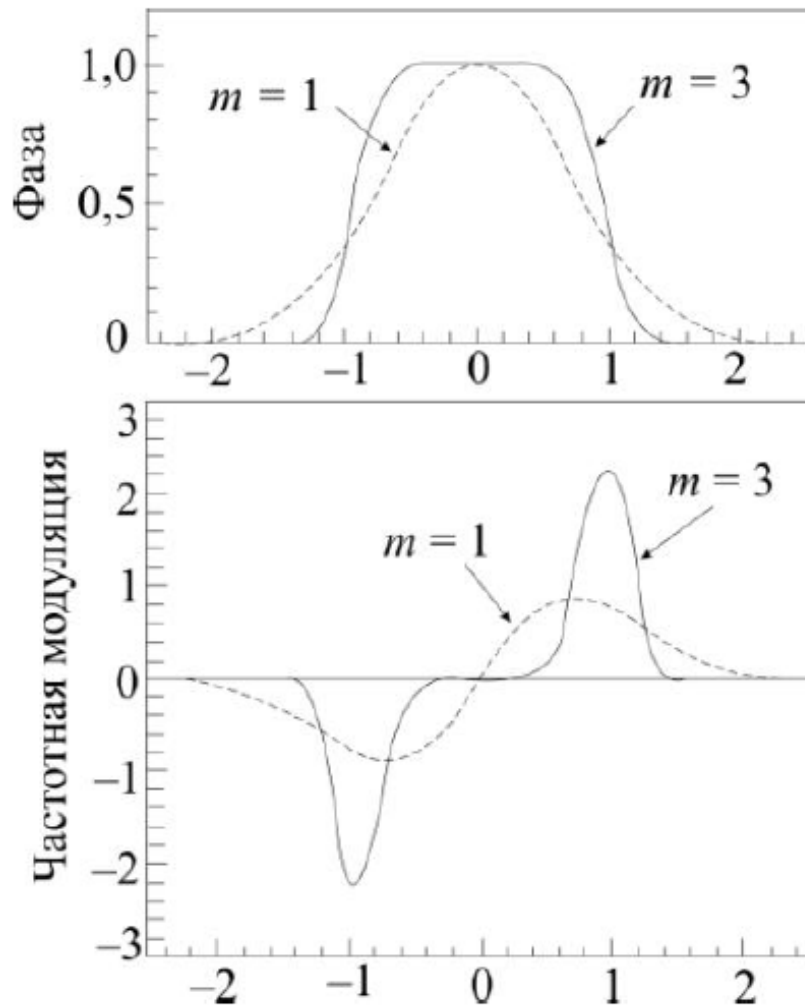
– дополнительный частотный сдвиг.

Здесь $\Delta\omega_0 = \frac{4\pi n_2 L I_0}{\lambda_0 \tau}$, $\Delta\omega(T) = \omega(T) - \omega_0$

Вблизи максимума интенсивности: $\omega(T) \approx \omega_0 + \frac{\Delta\omega_0}{\tau} \cdot T$

На заднем фронте импульса ($T > 0$) частота становится больше исходной несущей частоты ω_0 (синее смещение), а на переднем ($T < 0$) – меньше ω_0 (красное смещение).

Частотная модуляция супергауссовского импульса



$$I(T) = I_0 \cdot \exp \left[- \left(\frac{T}{\tau} \right)^{2m} \right]$$

$$m \geq 1$$

Изменение мгновенной частоты оптического импульса соответствует его частотной модуляции (т.е. уширению спектра импульса по отношению к его начальной ширине).

Расчет максимального частотного сдвига, вызванного фазовой самомодуляцией, для супергауссовского импульса

$$\Delta\omega(T) = \frac{d\Phi(T)}{dT} = \Delta\omega_0 \cdot \left(\frac{T}{\tau}\right)^{2m-1} \cdot \exp\left[-\left(\frac{T}{\tau}\right)^{2m}\right]$$

$$\frac{d}{dT} \Delta\omega(T) = 0 \quad \Rightarrow$$

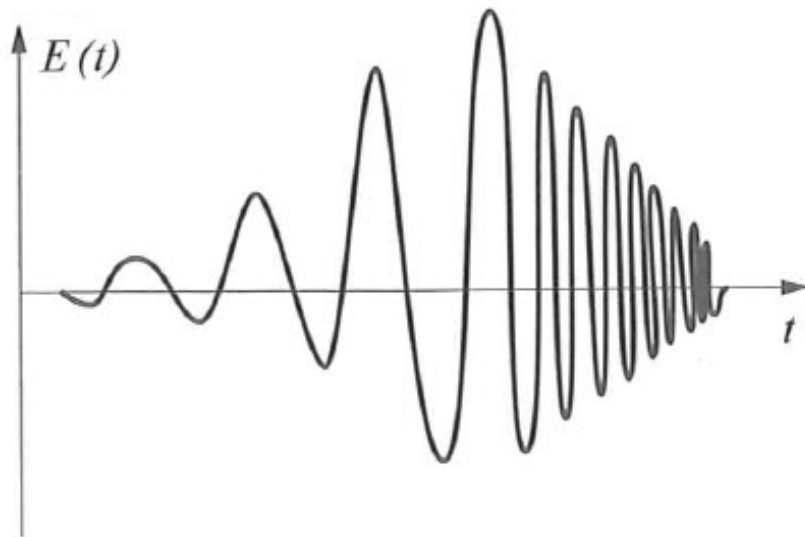
$$\Delta\omega = \Delta\omega_{\max} \quad \text{при} \quad T = \tau \cdot \sqrt[2m]{\frac{2m-1}{2m}}$$

$m = 1$	$m = 3$	$m = 5$
$0,71\tau$	$0,97\tau$	$0,99\tau$

Чирпирование оптического импульса

Импульс

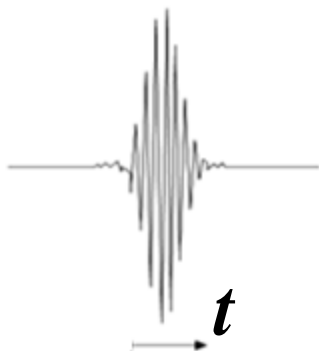
с положительным чирпом



Фазовая самомодуляция приводит к линейному изменению несущей частоты (чирпированию) в центральной части импульса, при этом частота нарастает от переднего к заднему фронту импульса (положительный чирп).

Отрицательное чирпирование за счет дисперсии ($\lambda > \lambda_D$)

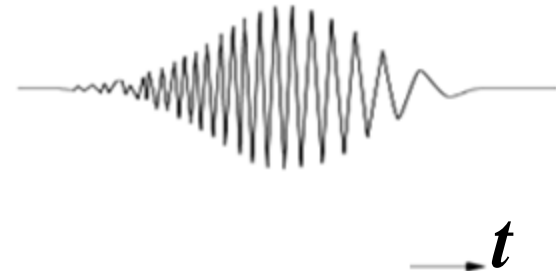
Начальная форма



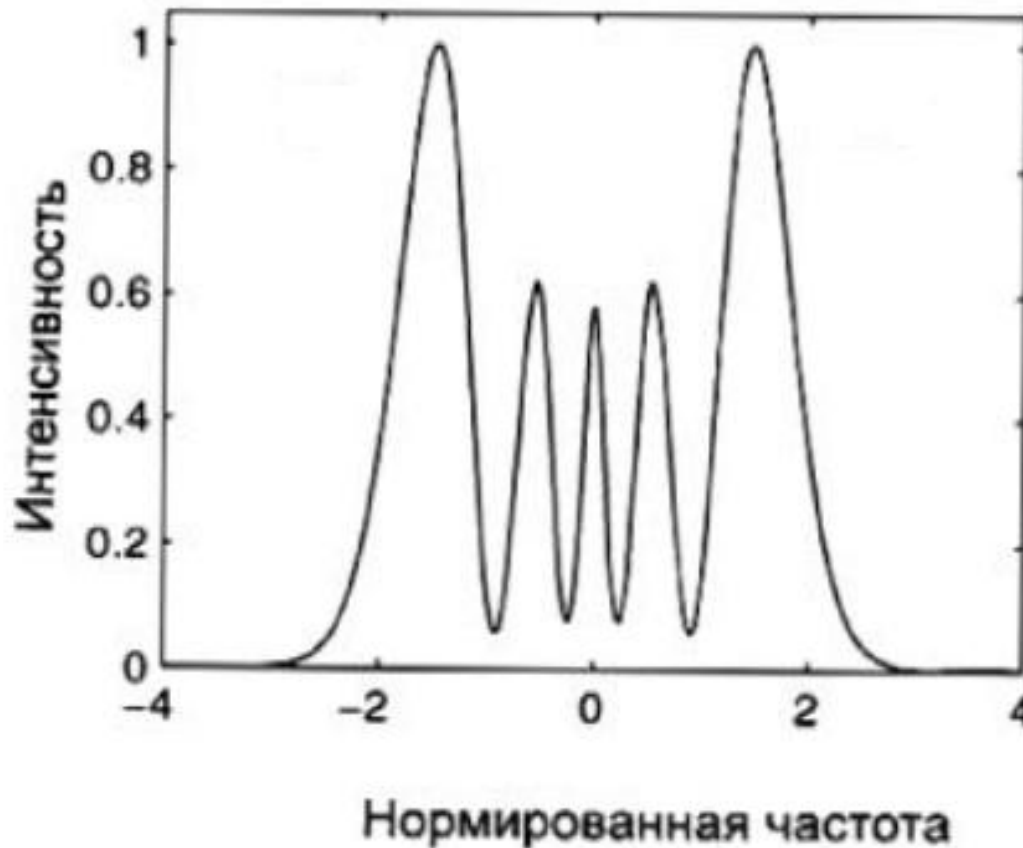
Dispersive medium



Влияние дисперсии

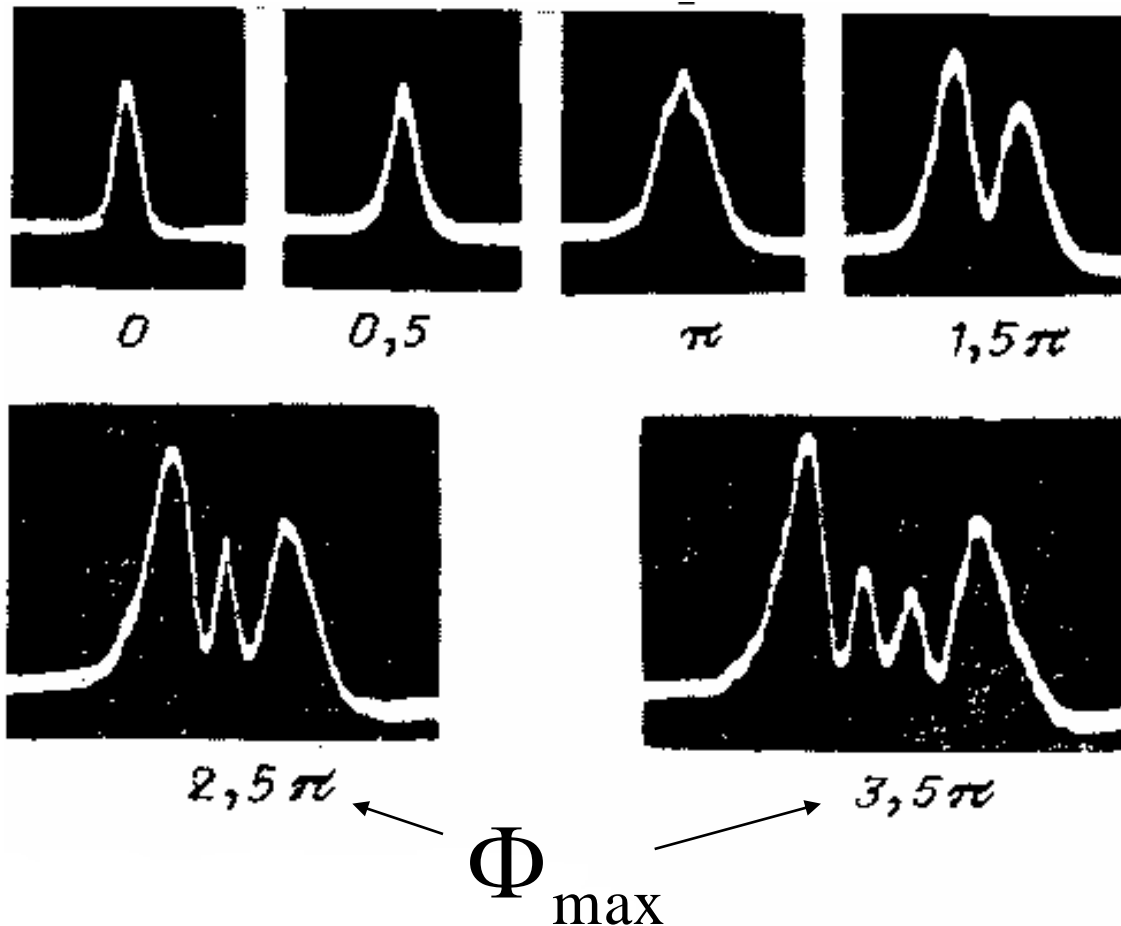


Вывод: действие фазовой самомодуляции приводит к непрерывной генерации новых частотных компонент по мере распространения импульса по волоконному световоду, вызывая симметричное уширение спектра.



Расчет спектра одиночного оптического импульса с учетом ФСМ

Спектральное уширение импульсов в волокне вследствие ФСМ (эксперимент)



Особенность: многопиковая структура в центральной части спектра.

Возникновение фазовой кросс-модуляции

$E(\omega_1)$ – поле светового импульса.

$\Delta E(\omega_1, \omega_2)$ – возмущение поля, наведенное другим импульсом, распространяющимся по волокну.

$$\Delta E(\omega_1, \omega_2) \ll E(\omega_1)$$

$$\Delta n(\omega_1, \omega_2) = n_2 \cdot (E(\omega_1) + \Delta E(\omega_1, \omega_2))^2$$

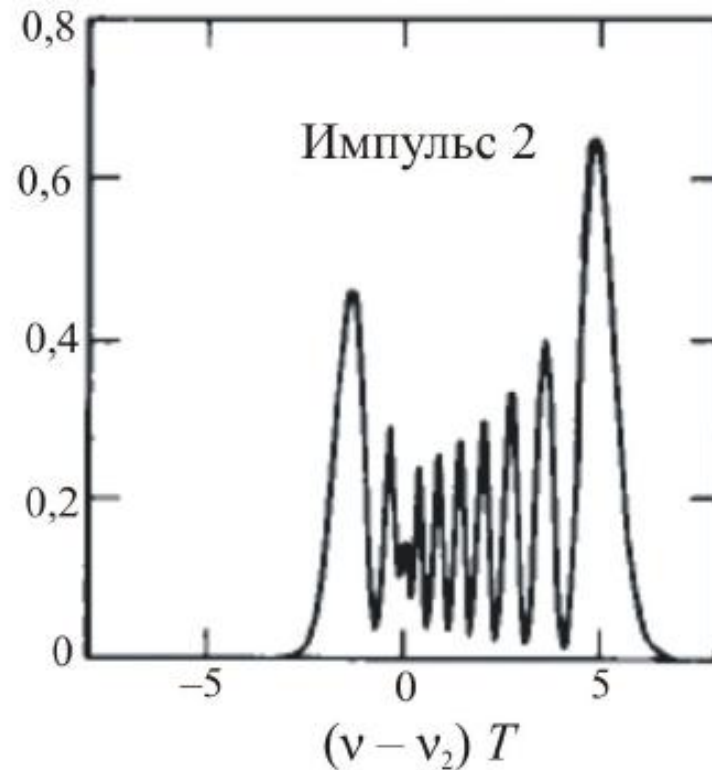
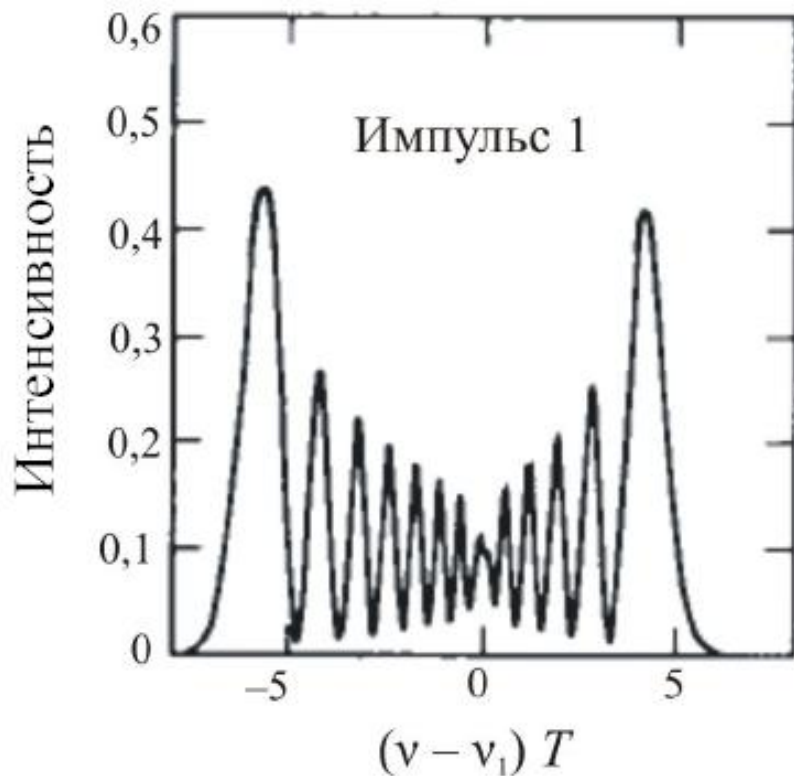
$$\Phi(\omega_1, \omega_2) \approx - \frac{\omega_1}{c} n_2 L \cdot (E^2(\omega_1) + 2E(\omega_1)\Delta E(\omega_1, \omega_2))$$

ФСМ

ФКМ

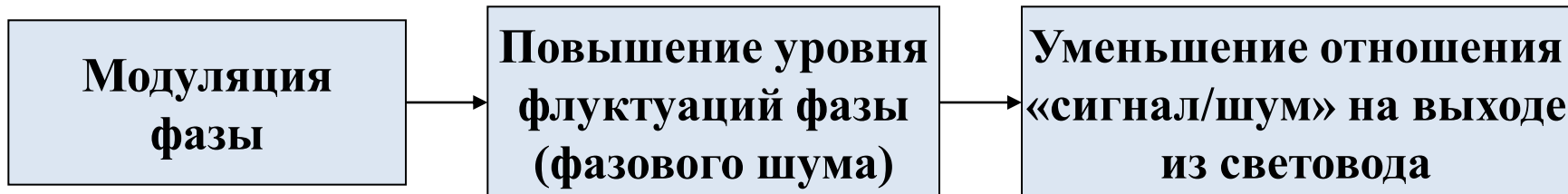
ФКМ всегда сопровождается фазовой самомодуляцией и возникает из-за того, что показатель преломления зависит от интенсивности не только данной световой волны, но и других волн, распространяющихся с ней совместно.

Спектры двух импульсов, распространяющихся совместно по оптическому волокну

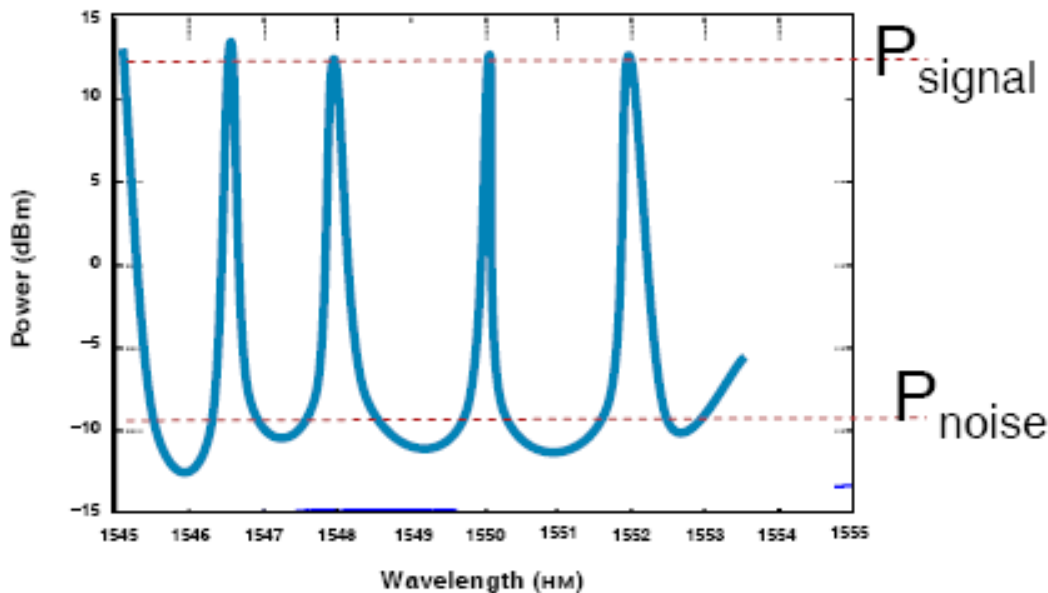


ФКМ вызывает асимметричное спектральное уширение совместно распространяющихся импульсов с характерной многопиковой структурой в центральной части спектра.

Влияние ФСМ и ФКМ на соотношение «сигнал/шум» в М-канальной ВОЛС



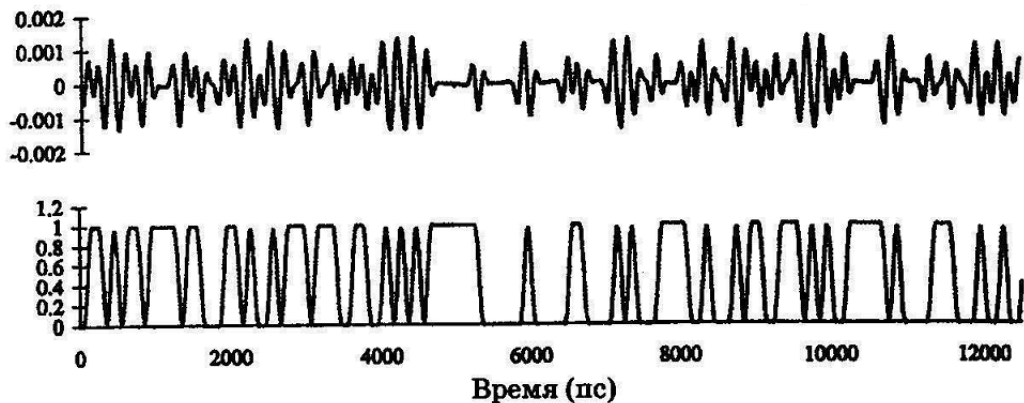
$$\sigma = \sigma_{\text{ФСМ}} \left(1 + \frac{2\sqrt{M-1}}{\text{ФКМ}}\right) \text{ – стандартное отклонение флуктуаций фазы.}$$



$$\text{SNR} = 10 \lg \frac{P_{\text{signal}}}{P_{\text{noise}}}$$

– отношение «сигнал/шум».

Слишком низкое значение SNR приводит к ошибкам передачи информации по ВОЛС.



*Флуктуации мощности
в канале ВОЛС, наведен-
ные ФКМ*

При проектировании волоконных световодов руководствуются следующим практическим правилом: эффекты фазовой самомодуляции и кросс-модуляции считаются пренебрежимо малыми, если:

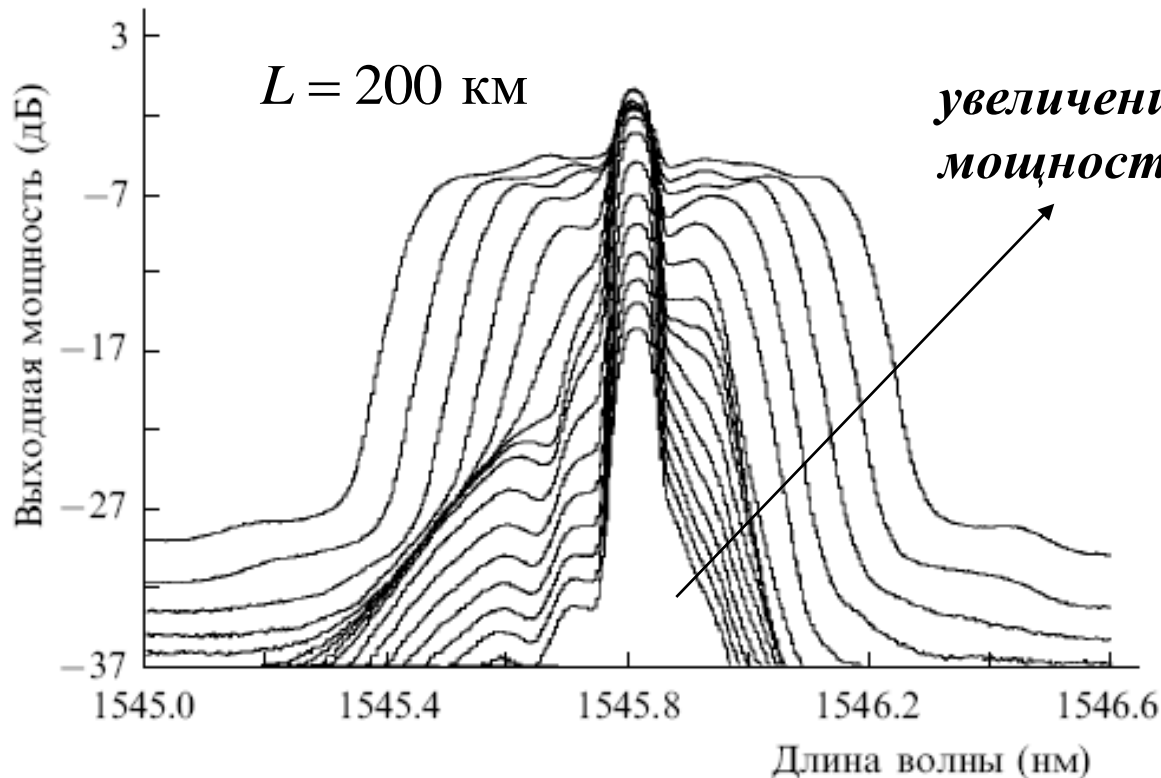
$$\Phi_{\max} < 1 \text{ рад}$$

(для области наименьших оптических потерь)

Ограничения на мощность, передаваемую по каналам ВОЛС

Рассмотрим М-канальную ВОЛС с одинаковыми для каждого канала значениями: оптических потерь $\alpha_{\text{дБ}}$, коэффици-

ента нелинейности $\gamma = \frac{n_2 \omega}{c S_{\text{эфф}}}$ и мощности P .

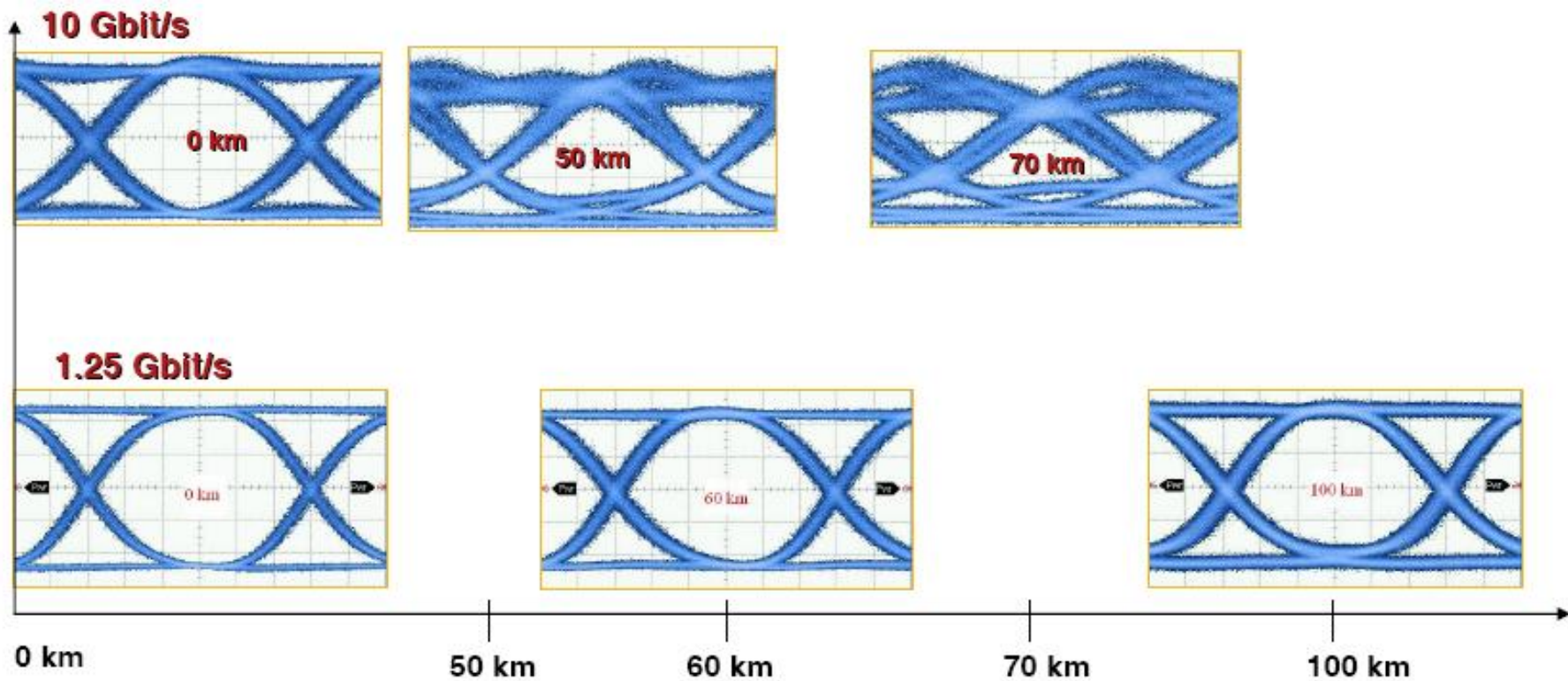


$$P < \frac{\Phi_{\text{max}} \alpha_{\text{дБ}}}{2\gamma(M-1)}$$

При $\alpha_{\text{дБ}} = 0,2$ дБ/км,
 $\gamma = 1$ (Вт·км)⁻¹, $M = 5$,
 $\Phi_{\text{max}} = 1$ рад находим:

$$P < 25 \text{ мВт.}$$

Ограничения на скорость передачи информации



Эффект искажения передаваемых сигналов за счет влияния ФСМ и ФКМ пропорционален *квадрату* скорости передачи информации.

Влияние ФСМ и ФКМ

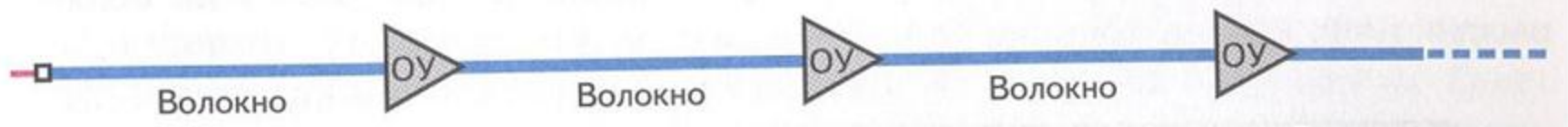
**Снижение пропускной способности
волоконных линий передачи
информации**

**либо ограничение
спектральной полосы
пропускания при задан-
ной длине линии**

**либо ограничение
максимального расстояния
передачи сигналов при
заданной полосе
пропускания**

Факторы, усиливающие негативное влияние ФСМ на работу ВОЛС

Применение оптических усилителей на протяженных линиях связи



$$\Phi_{\max} = N \cdot \gamma P_0 L_{\text{эфф}} \Rightarrow \begin{array}{l} \text{Доп. ограничение на } P_0 \\ \text{Ухудшение ОСШ} \end{array}$$

Развитие модуляционной неустойчивости

Пути нейтрализации негативного влияния ФСМ:

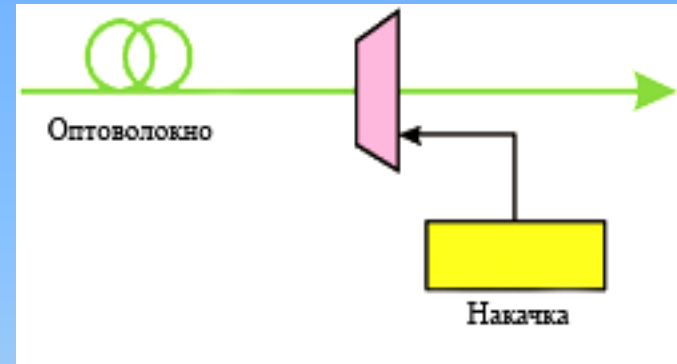
- применение распределенной схемы оптического усиления;
- управление соотношением ФСМ и ДГС (переход к солитонному режиму распространения оптических сигналов).

Лекция 9

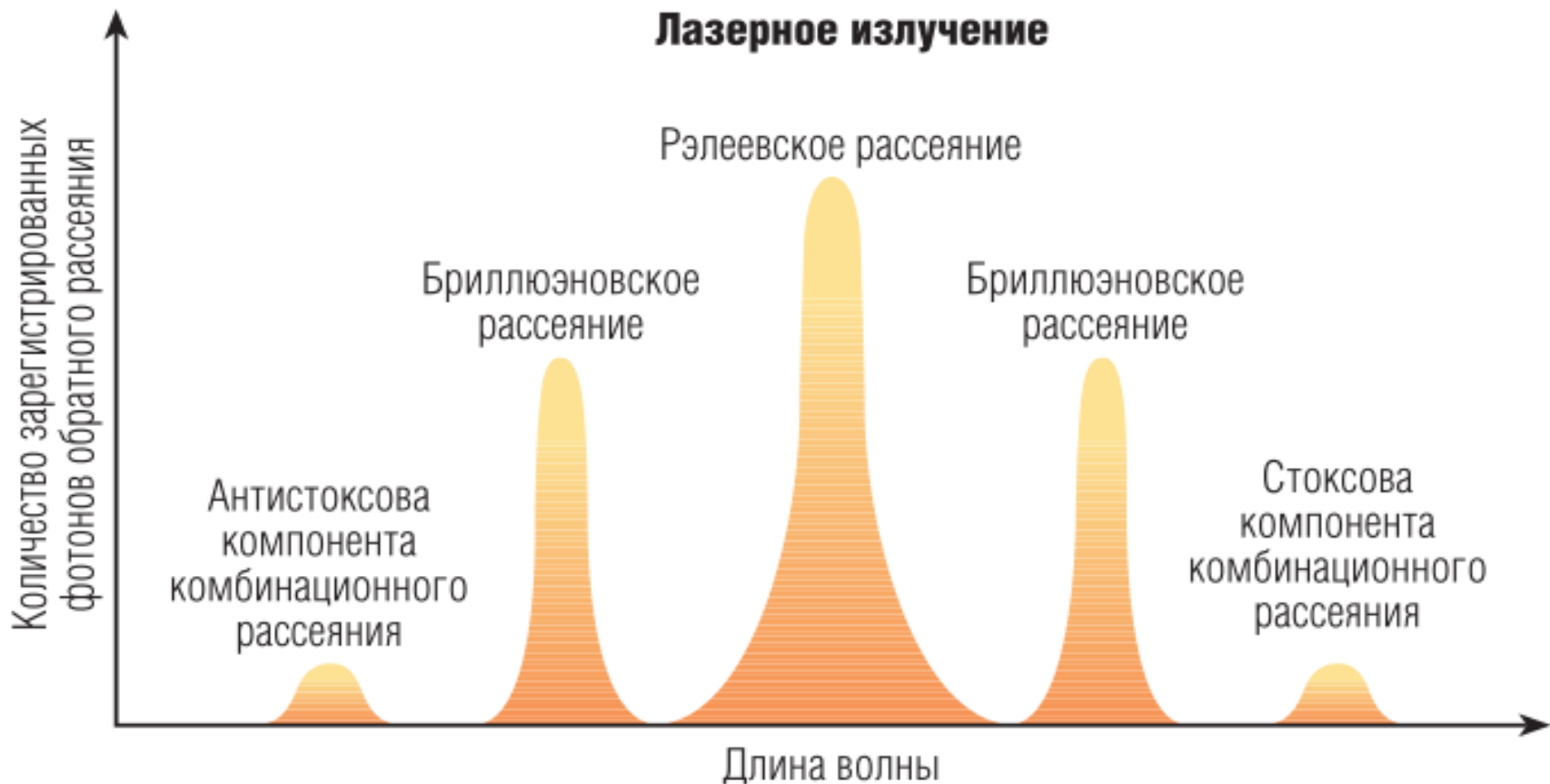
НЕЛИНЕЙНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ

Вопросы:

1. Вынужденное комбинационное (рамановское) рассеяние.
2. Вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна.

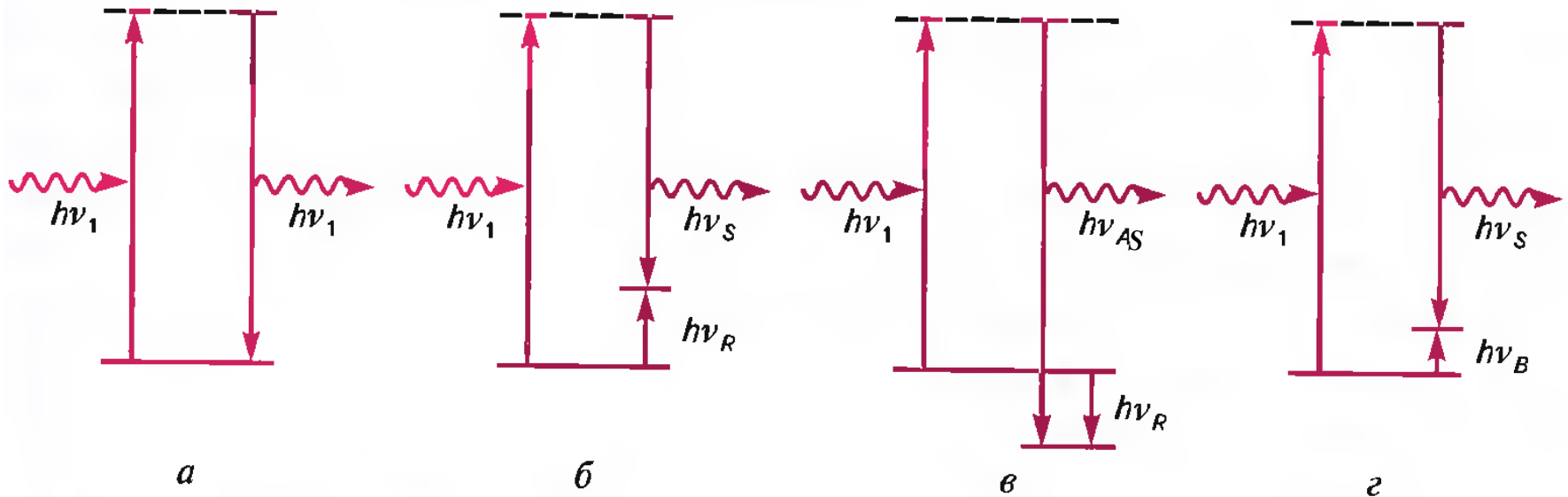


Спектр рассеяния в оптическом волокне



При комбинационном (рамановском) рассеянии происходит обмен энергией с колебательными модами молекул, а при бриллюэновском – с акустическими модами оптической среды.

Квантовая трактовка процессов рассеяния



a — рэлеевское; *б* — комбинационное (рамановское) стоксово; *в* — комбинационное (рамановское) антистоксово; *г* — рассеяние Мандельштама—Бриллюэна. Штриховыми горизонтальными линиями показаны виртуальные состояния, соответствующие нерезонансному рассеянию

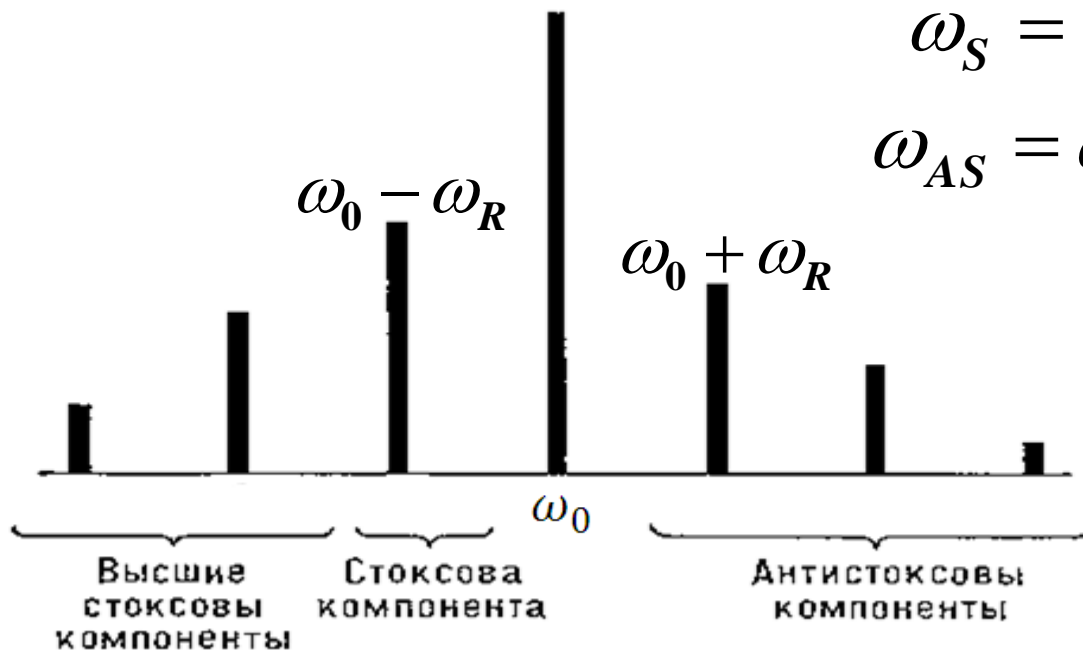
С квантовой точки зрения происходит исчезновение падающего кванта света и рождение нового кванта с той же (упругое рассеяние) или другой энергией (неупругое рассеяние).

Комбинационное (рамановское) рассеяние



**Ч.В.Раман
(1888-1970)**

Комбинационное рассеяние – это неупругое рассеяние света, при котором в спектральном составе помимо частоты падающей волны ω_0 присутствуют линии, отличающиеся от нее на величину, равную или кратную частоте внутримолекулярных колебаний:



$$\omega_S = \omega_0 - m \omega_R, \quad m = 1, 2, \dots$$

$$\omega_{AS} = \omega_0 + m \omega_R, \quad m = 1, 2, \dots$$

Число и расположение линий определяется молекулярным строением вещества.

Элементарная теория эффекта Рамана

Дипольный момент рассеивающей молекулы:

$$p(t) = \varepsilon_0 \alpha E, \text{ где } \alpha = \alpha_0 + \alpha_\omega \cdot \cos \omega t \quad (\omega = \omega_R)$$

– поляризуемость молекулы.

$$E(t) = A \cdot \cos \omega_0 t \Rightarrow$$

$$p(t) = \varepsilon_0 A \cdot \left(\alpha_0 \cos \omega_0 t + \frac{1}{2} \alpha_\omega \cos(\omega_0 - \omega) t + \frac{1}{2} \alpha_\omega \cos(\omega_0 + \omega) t \right)$$

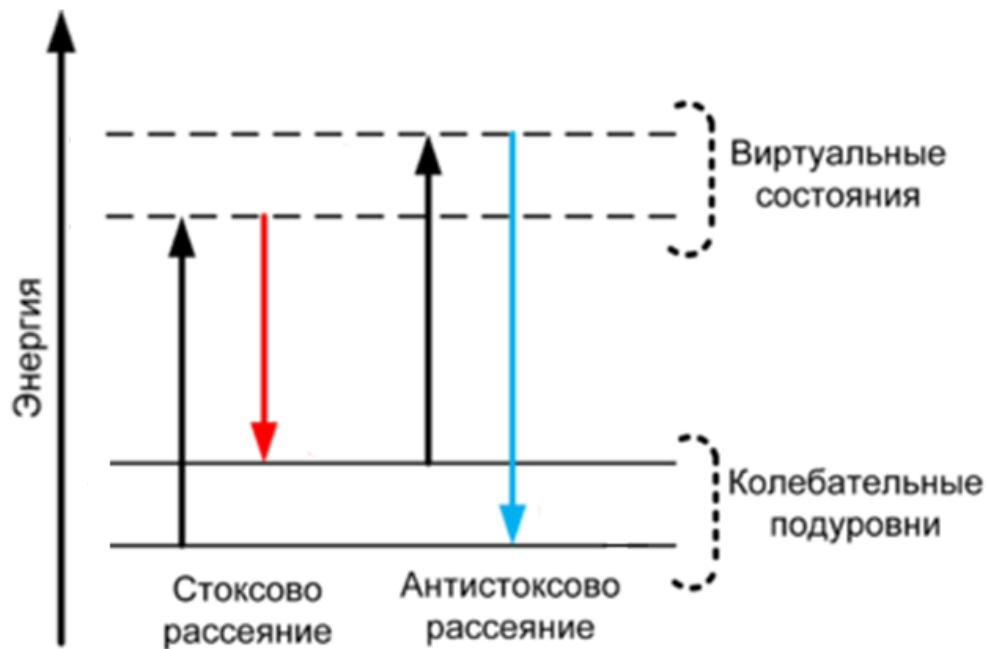
Излучение
на частоте
падающей
волны

Стоксова
компонента

Антистоксова
компонента

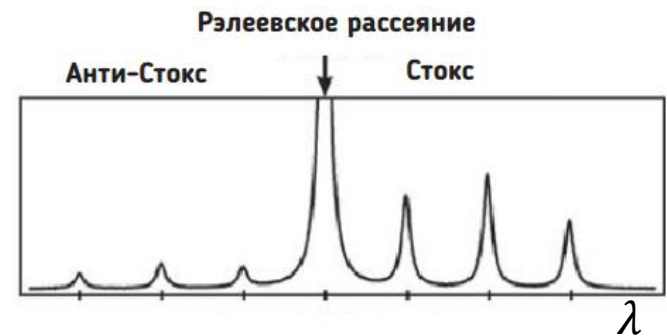
В классической модели электрическое поле световой волны индуцирует колебания дипольного момента молекулы, которые модулируются собственными колебаниями молекулы.

Стоксовы и антистоксовы компоненты комбинационного рассеяния



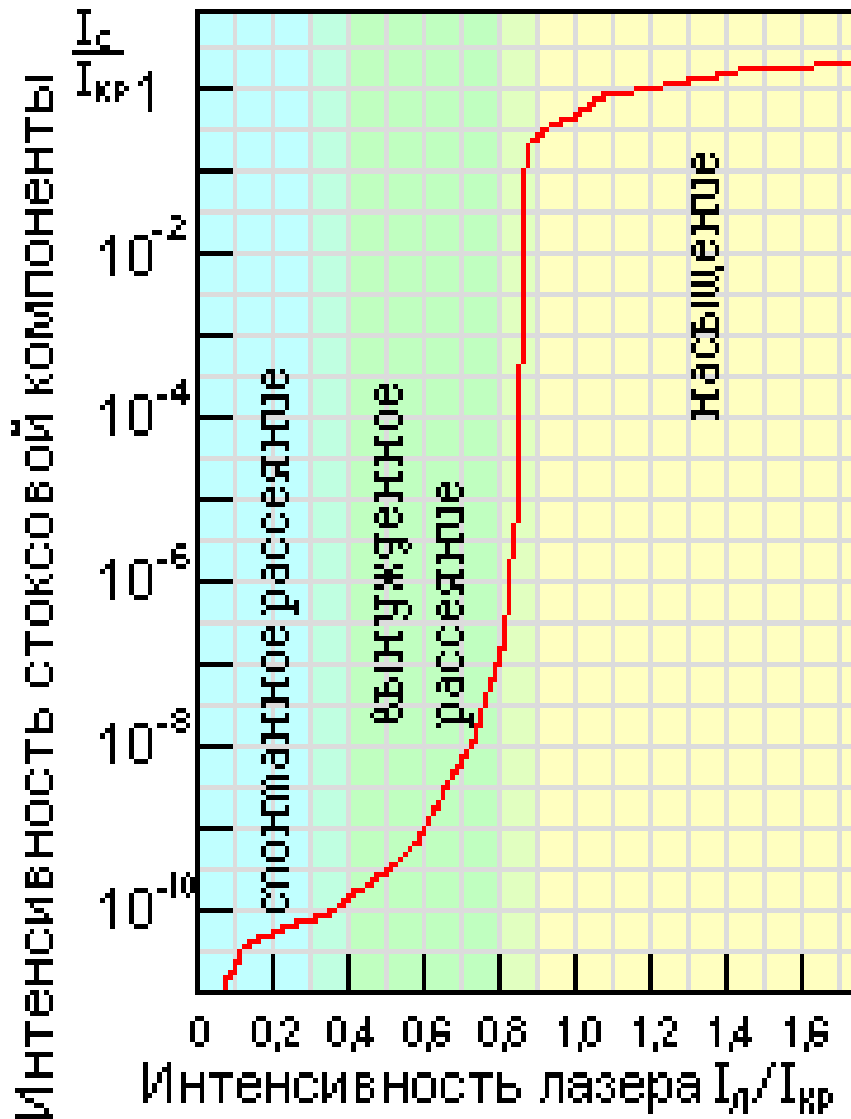
$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left[-\frac{(W_2 - W_1)}{k_B T}\right] < 1$$

- 1. Интенсивность антистоксовых (фиолетовых) компонент всегда меньше, чем интенсивность стоксовых (красных).**
- 2. С повышением температуры интенсивность антистоксовых компонент возрастает, тогда как интенсивность стоксовых компонент практически не меняется.**



Спектр комбинационного рассеяния

Спонтанное и вынужденное комбинационное рассеяние



При небольших интенсивностях света рассеивающая молекула переходит из одного колебательного состояния в другое с самопроизвольным (спонтанным) излучением стоксова или антистоксова фотона (**линейный процесс**).

При высоких интенсивностях света вероятность рассеяния пропорциональна интенсивности и падающего, и рассеянного излучений, что приводит к экспоненциальному усилению (**нелинейный пр.**)

ВКР-усиление

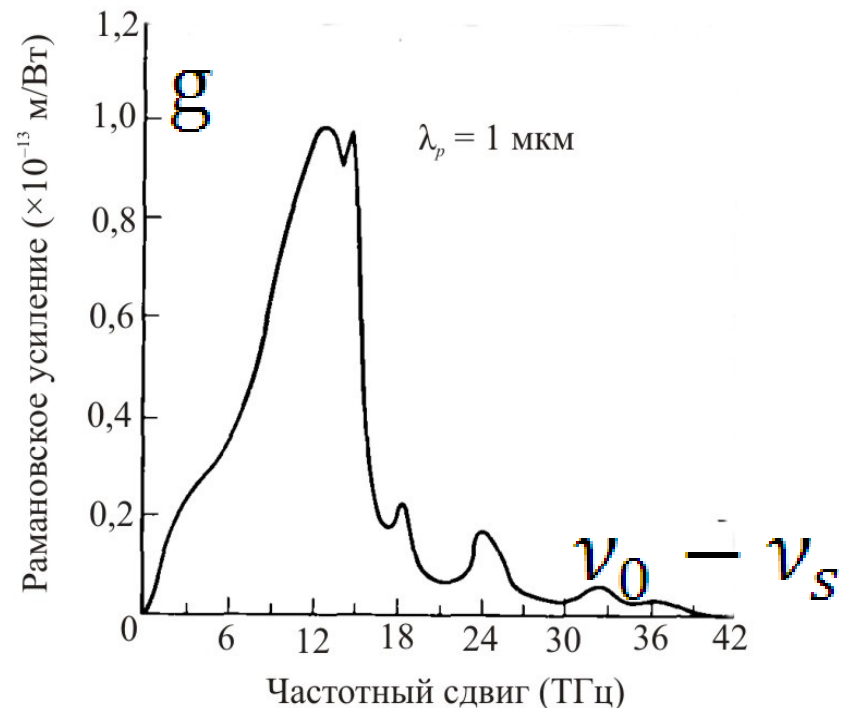
Система уравнений, описывающая взаимодействие между волной накачки и стоксовой волной в отсутствие потерь:

$$\begin{cases} \frac{dI_s}{dz} = gI_s I \\ \frac{dI}{dz} = -\frac{\omega_0}{\omega_s} \cdot gI_s I \end{cases}$$

Решение:

$$I_s(z) = I_s(0) \cdot \exp [I(0)gz]$$

Энергия волны накачки передается стоксовой волне, формируется полоса ВКР-усиления, и при достаточной интенсивности накачки рассеяние нарастает экспоненциально.



Волоконные ВКР-усилители

ВКР-усилители (рамановские усилители) используются для усиления оптических сигналов, распространяющихся вместе с интенсивной волной накачки и имеющих длину волны в полосе комбинационного усиления.



Преимущества:

- широкополосность усиления (5...10 ТГц);
- применяются в схемах с WDM.

Оценка пороговой мощности вынужденного комбинационного рассеяния

$$P_{\text{пор}} = \frac{16S_{\text{эфф}}}{g_{\text{max}}L}$$

Пороговая мощность – это уровень мощности, на котором комбинационное рассеяние становится вынужденным.

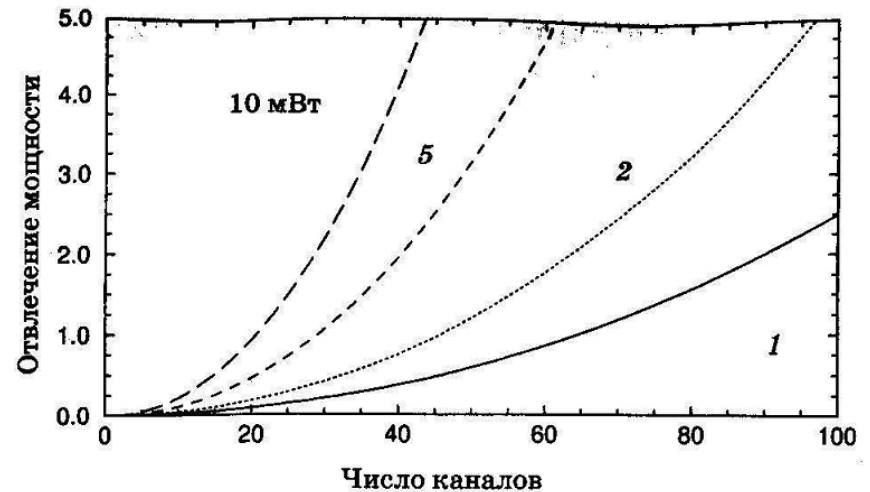
Пример для одноканальной ВОЛС:

$\lambda = 1,55$ мкм, $\alpha_{\text{дБ}} = 0,2$ дБ/км,

$L = 50$ км, $S_{\text{эфф}} = 5 \cdot 10^{-11}$ м²

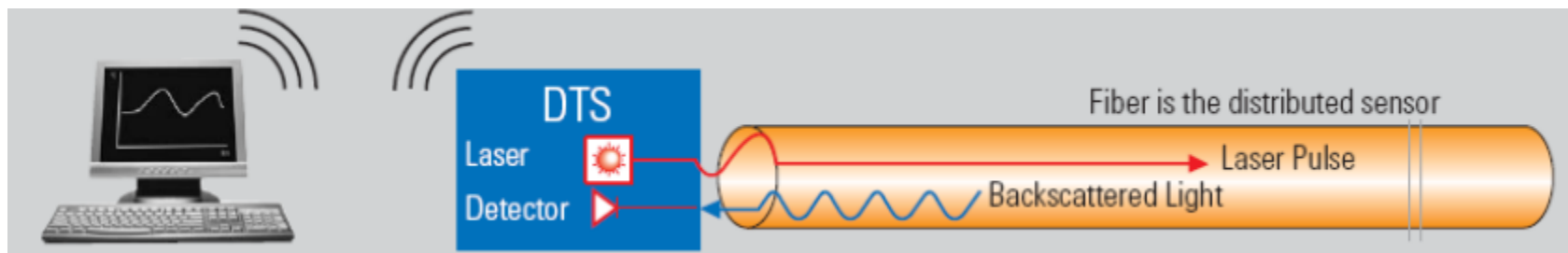
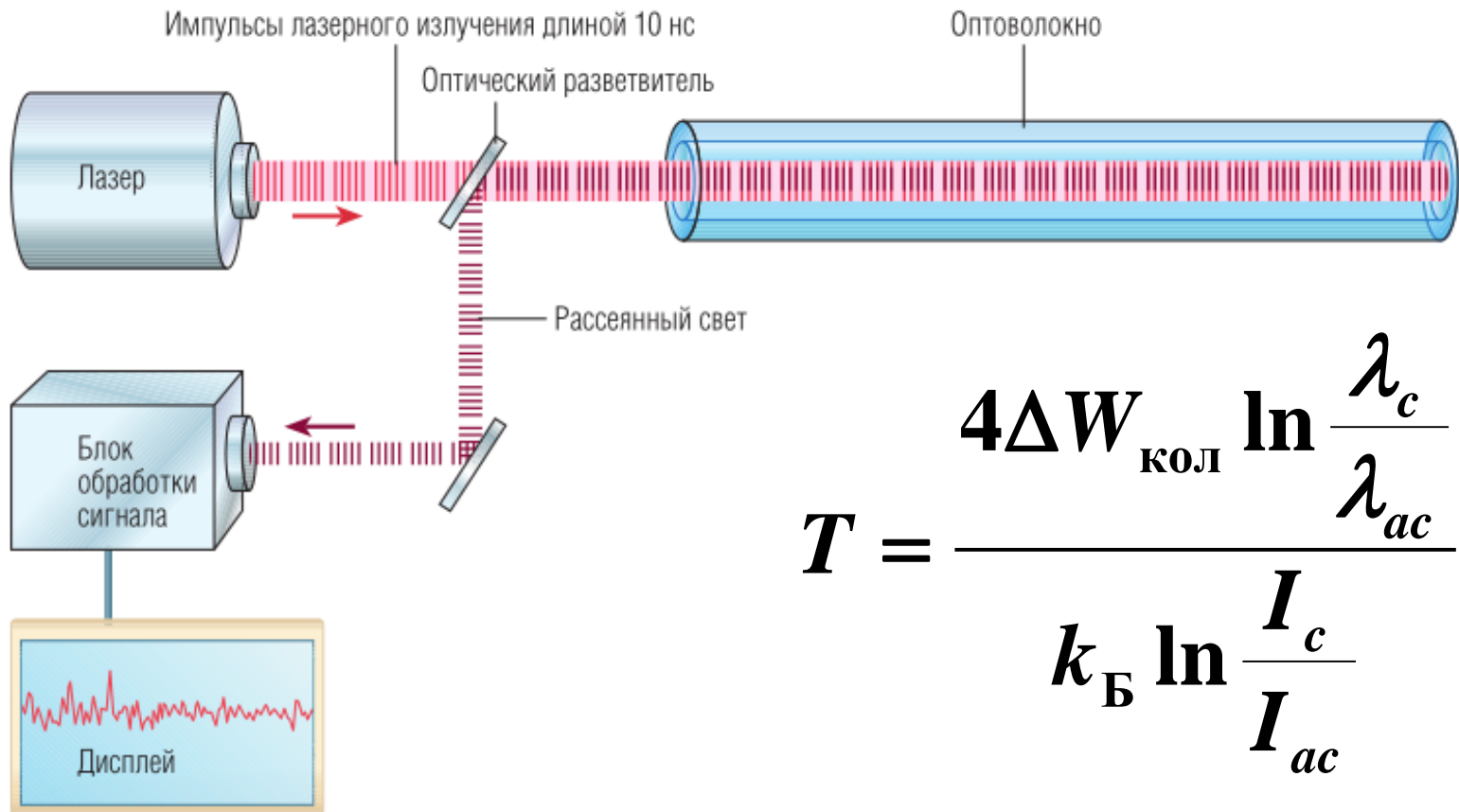
Находим:

$P_{\text{пор}} = 0,6$ Вт.



Для систем WDM волоконно-оптическая связь действует как ВКР-усилитель, при этом каналы с большей длиной волны усиливаются каналами с меньшей длиной волны.

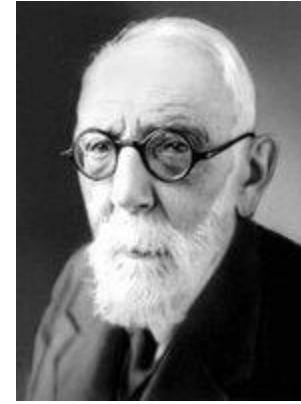
Схема распределенного измерения температуры (DTS) на основе рамановского рассеяния



Вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ)



**Леонид Исаакович
Мандельштам
(1879–1944)**

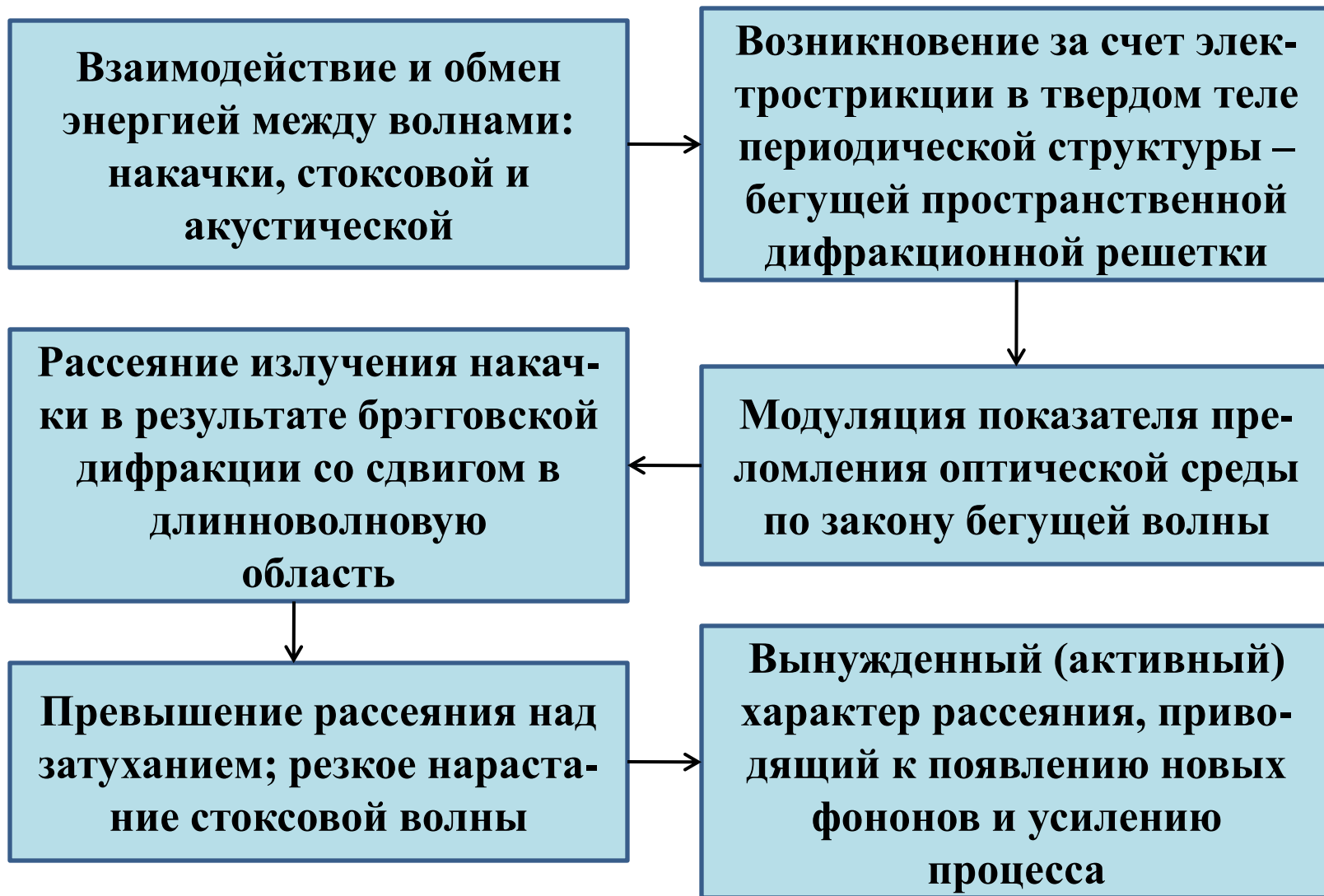


**Леон Бриллюэн
(1889–1969)**

ВРМБ – процесс неупругого рассеяния света на акустических фоновых волнах, генерируемых за счет взаимодействия падающей и стоксовой волн, при этом рассеянное излучение играет активную роль и лавинообразно нарастает.

Явление ВРМБ аналогично ВКР, только в качестве молекулярных колебаний при этом выступает волна избыточного давления среды (акустическая волна).

Физический механизм ВРМБ

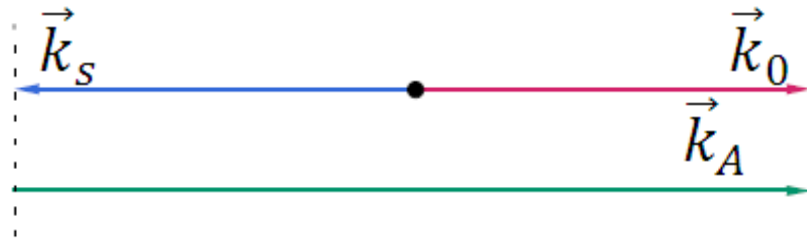
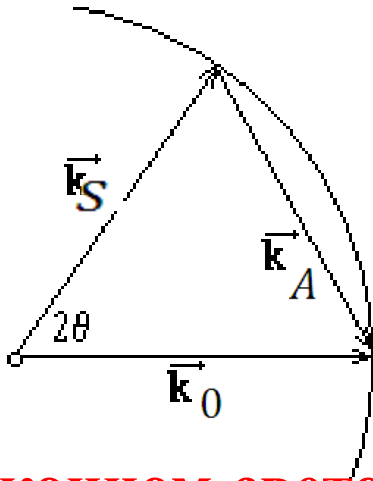


Законы сохранения

С точки зрения квантовой механики ВРМБ представляет собой процесс уничтожения фотона накачки с одновременным появлением стоксова фотона и акустического фонона.

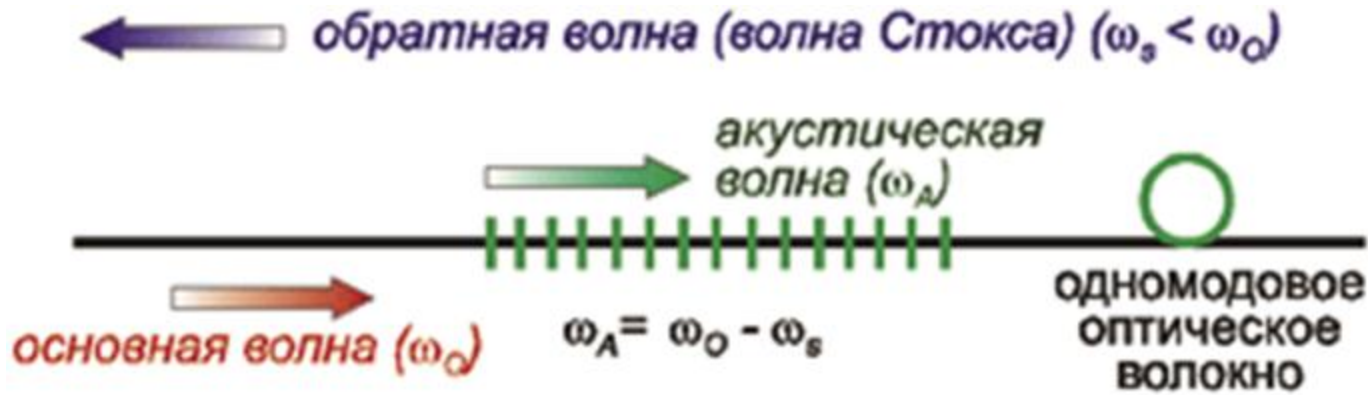
$$\begin{cases} \hbar\omega_0 = \hbar\omega_s + \hbar\omega_A \\ \vec{k}_0 = \vec{k}_s + \vec{k}_A \end{cases} \Rightarrow \omega_0 - \omega_s = 2v_A k_0 \sin\theta$$

$(\omega_A = v_A k_A)$

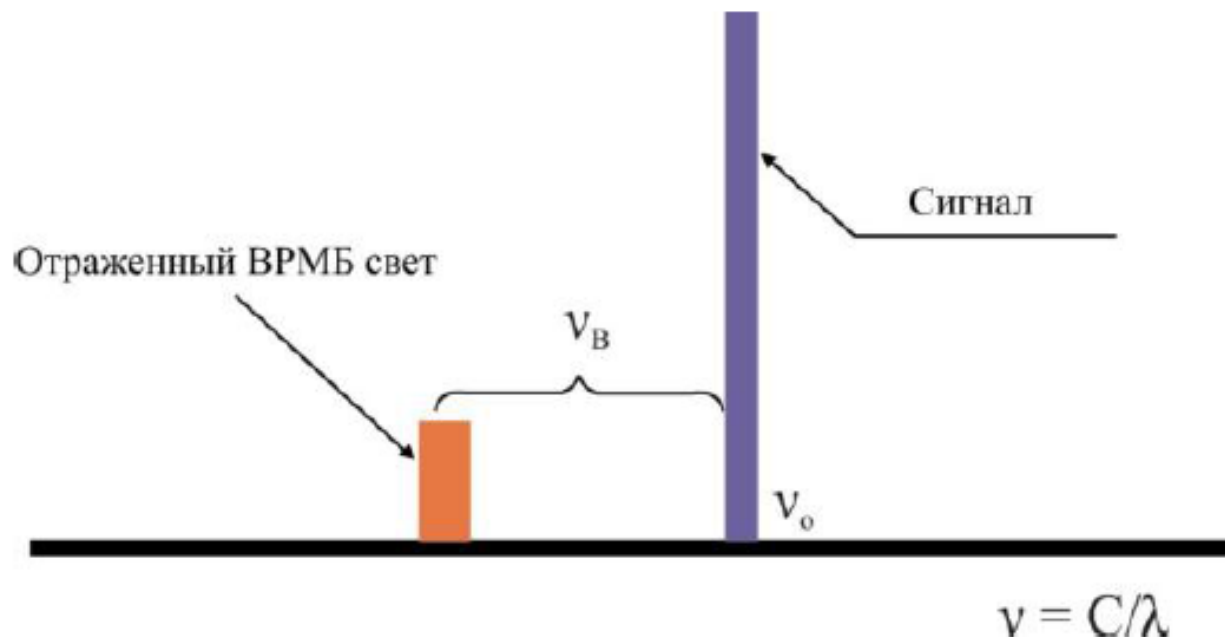


В волоконном световоде бриллюэновский сдвиг частоты стоксовой волны максимален для обратного направления и исчезает для прямого направления.

Образование обратной волны рассеяния



Частотный бриллюэновский сдвиг

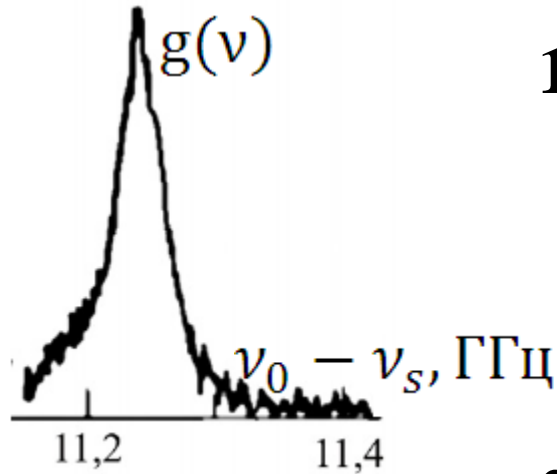


$$v_B = \frac{2v_A n}{\lambda} = f(T, \sigma)$$

v_A – скорость звука в волокне; T – температура;

σ – механическое натяжение волокна.

ВРМБ-усиление



Спектр ВРМБ-усиления
для световода с сердцевиной
из кварцевого стекла

1. Для кварцевого волокна $g_{\max} = 5 \cdot 10^{-11} \frac{\text{М}}{\text{Вт}}$, что более чем на два порядка превышает соответствующий коэффициент ВКР-усиления.
2. Ширина полосы ВРМБ-усиления очень мала (менее 100 МГц против 5...10 ТГц для ВКР-усиления).

Пороговая мощность ВРМБ

$$P_{\text{пор}} \approx \frac{21S_{\text{эфф}}}{g_{\max}L}$$

При $S_{\text{эфф}} = 5 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$, $L = 2 \text{ км}$
имеем: $P_{\text{пор}} \leq 0,01 \text{ Вт}$.

Порог мощности при ВРМБ почти на 2 порядка ниже, чем при ВКР.

Таблица сравнительных характеристик ВКР и ВРМБ

ВКР	ВРМБ
1. Оптические фононы	1. Акустические фононы
2. Пороговый процесс	2. Пороговый процесс
$g_R \cdot P_0^{кр} \cdot \frac{L_{эфф}}{S_{эфф}} \approx 16$	$g_B \cdot P_0^{кр} \cdot \frac{L_{эфф}}{S_{эфф}} \approx 21$
3. Коэффициент усиления $g_R = 10^{-13}$ м/Вт для $\lambda = 1$ мкм	3. Коэффициент усиления $g_B = 5 \cdot 10^{-11}$ м/Вт
4. Коэффициент усиления обратно пропорционален длине волны $g_R \sim \lambda^{-1}$	4. Коэффициент усиления не зависит от длины волны $g_B(\lambda) = const$
7. Происходит либо в том же направлении, что и накачка, либо – навстречу накачке	7. Происходит навстречу накачке

Позитивная и негативная роль ВРМБ в волоконной оптике

- 1. Используется для усиления сигналов в оптическом волокне, однако, ВРМБ-усилители непригодны для широкополосных сигналов и в схемах с WDM.**
- 2. Находит техническое применение в лазерах с регулируемой пороговой мощностью для различных типов ВОЛС, для повышения добротности лазерных резонаторов за счет применения так называемых ВРМБ-зеркал.**
- 3. Находит техническое применение в волоконно-оптических датчиках физических величин.**

- 1. Поскольку ВРМБ из всех нелинейных эффектов имеет самый низкий порог возникновения, то в ряде случаев оно ухудшает эффективность передачи основного сигнала в ВОЛС (ограничивает мощность полезного распространяющегося сигнала, снижает его качество).**
- 2. Негативное влияние ВРМБ усиливается с уменьшением диаметра сердцевины волокна и спектральной ширины передаваемых сигналов.**

Меры специального проектирования ВО линий для нейтрализации негативного влияния ВКР и ВРМБ

ВКР

**Простейшее решение – снижение мощности в каналах,
но его не всегда можно реализовать**

Метод спектральной инверсии – спектр сигналов инвертируется, направление передачи мощности в каналах меняется на противоположное, перекрестные помехи исчезают

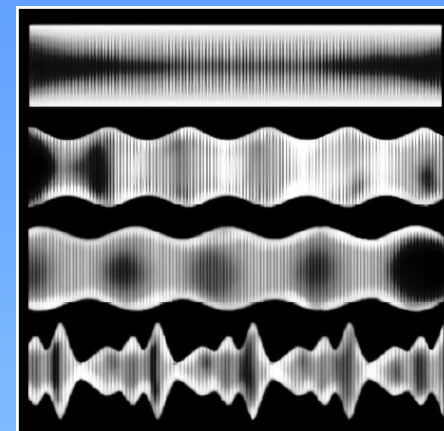
ВРМБ

Повышение порога ВРМБ за счет применения сверхкоротких импульсов, для кот. полоса частот шире полосы усиления

Создание синусоидального изменения параметра вдоль волокна (мех. напряжение, радиус сердцевины, концентрация легир. добавок), что также повышает порог ВРМБ

Лекция 10

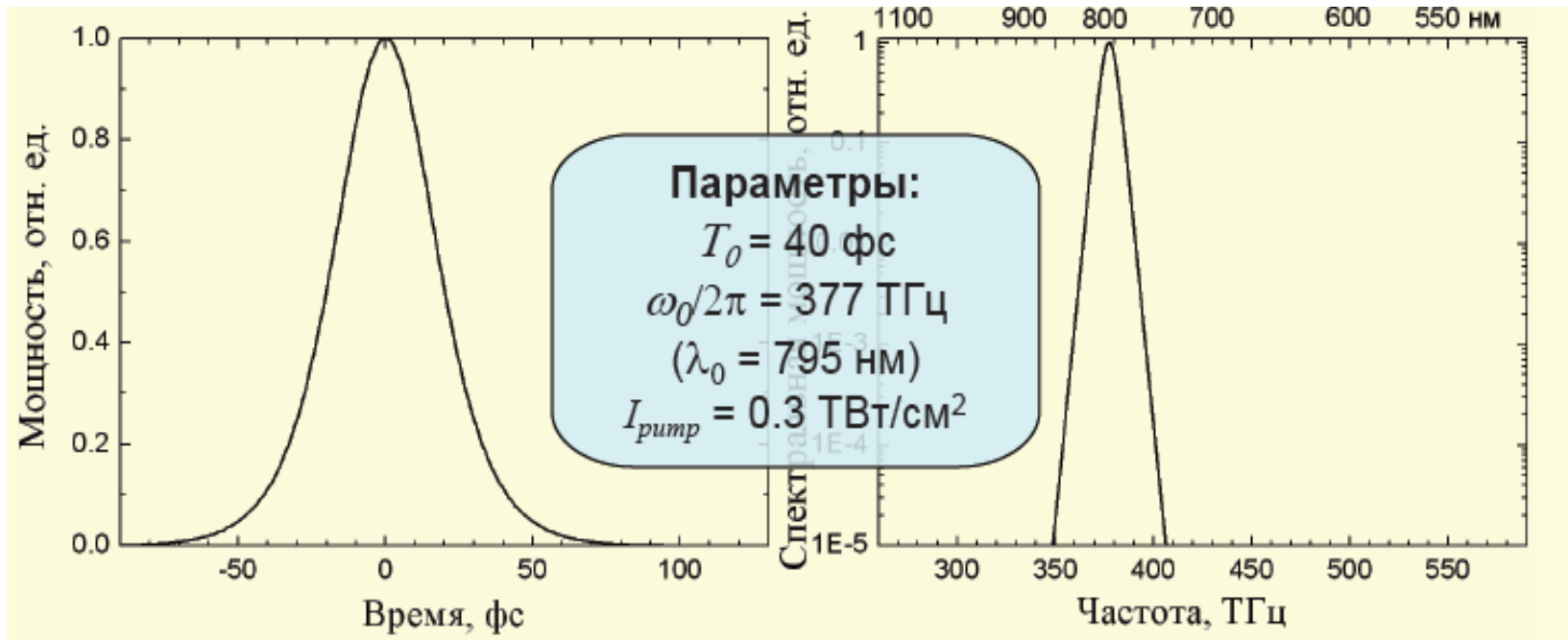
МОДЕЛИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЛОКОННОЙ ОПТИКЕ



Вопросы:

- 1. Модели эволюции нелинейных волн.**
- 2. Основные режимы распространения лазерных импульсов.**
- 3. Модуляционная неустойчивость.**

Свойства лазерных импульсов

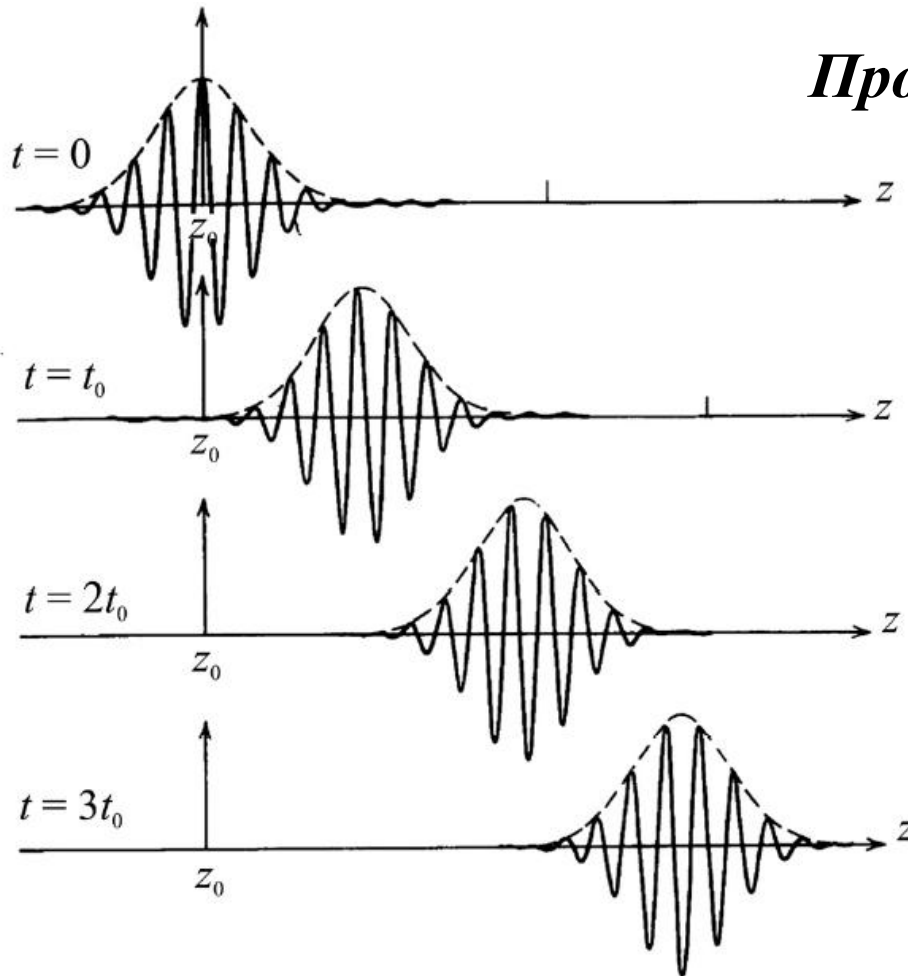


- Применение в оптоволоконных линиях не непрерывных, а ограниченных световых волн (оптических импульсов) позволяет:**
- **повысить пропускную способность при передаче информации;**
 - **исключить оптический пробой волокна;**
 - **исключить ухудшение качества передаваемых сигналов, возникающее за счет нелинейного взаимодействия основной волны с волной обратного рассеяния.**

С математической точки зрения распространение лазерных импульсов в волокне описывается задачей о распространении волнового пакета, характеризующегося групповой скоростью

$$v_{\text{гр}} = \frac{d\omega}{dk}$$

Простейшая (линейная) модель:



$$u = u(z, t); \quad v_{\text{гр}} = c_0 = \text{const.}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + c_0 \cdot \frac{\partial u}{\partial z} = 0; \quad u(z, 0) = f(z)$$

Решение:

$$u(z, t) = f(z - c_0 t)$$

Волновой пакет распространяется с постоянной скоростью с сохранением своей формы.

Нелинейные волны в среде без дисперсии и диссипации

$$v_{\text{гр}} = v_{\text{гр}}(u) = c_0 + \alpha u + \dots \quad (\text{слабая нелинейность})$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + c_0 \frac{\partial u}{\partial z} + \alpha u \frac{\partial u}{\partial z} = 0$$

Замена переменных:

$$\hat{z} = z - c_0 t, \quad \hat{u} = \alpha u$$

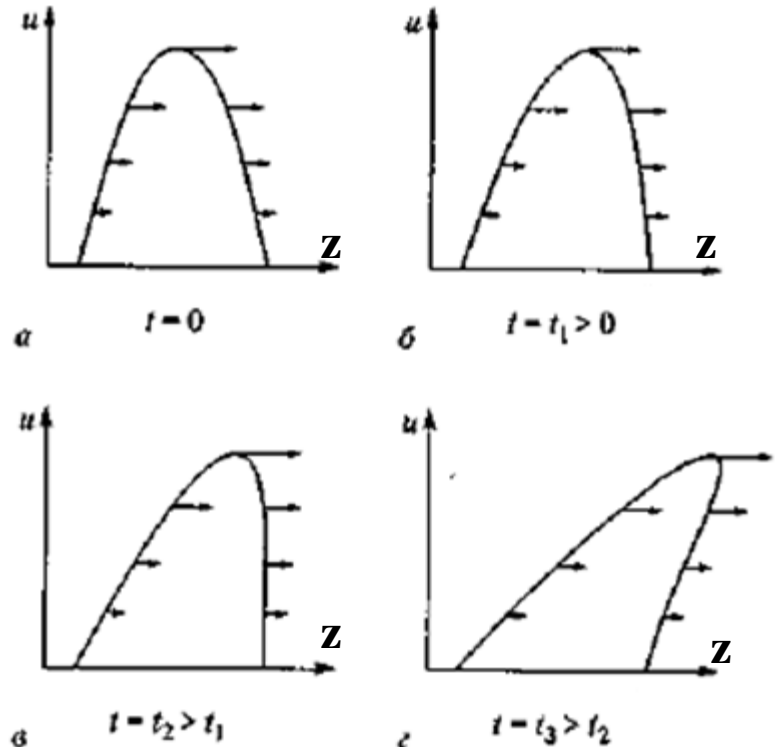
Сделав подстановку и опуская
крышечки, находим:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad \text{— уравнение Римана.}$$

$$u(z, 0) = f(z)$$

$$u(z, t) = f(z - ut)$$

— неявное решение Римана.



Эффект укручения волны

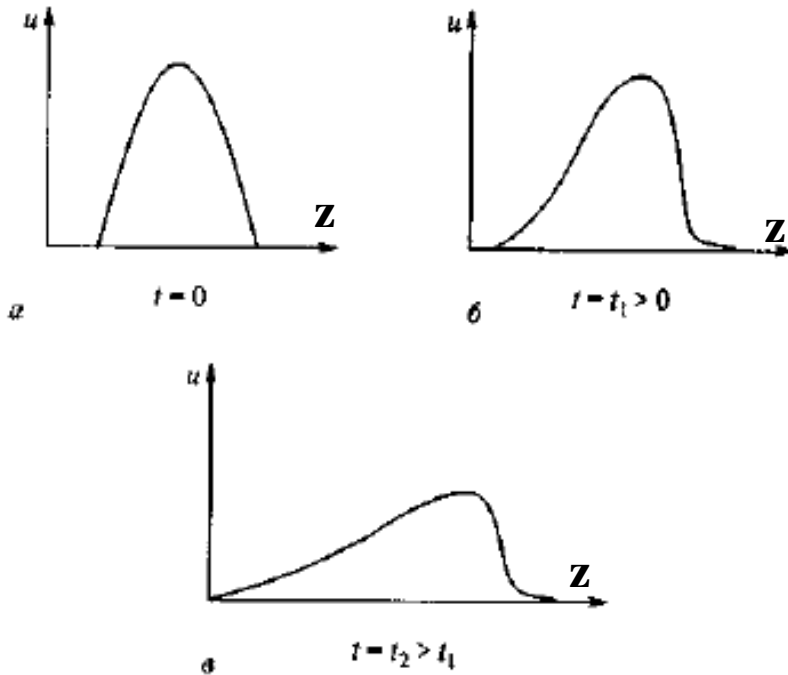
Нелинейные волны в диссипативной недиспергирующей среде

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} = a \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad \text{— уравнение Бюргера.}$$

$$a = \frac{k_T}{\rho c_p} \left[\frac{\text{М}^2}{\text{с}} \right] \quad \text{— коэффициент теплопроводности.}$$



Йоханнес Бюргерс
(1895 – 1981)



Влияние диссипации приводит к тому, что процесс укручения останавливается и формируется тонкий крутой волновой фронт – ударная волна, которая с течением времени расплывается и затухает.

$$\tau_{\text{л}} \ll \tau_{\text{дис}} = \frac{L^2}{a}$$

Волны в нелинейной среде с дисперсией



Дидерик Кортевег
(1848–1941)

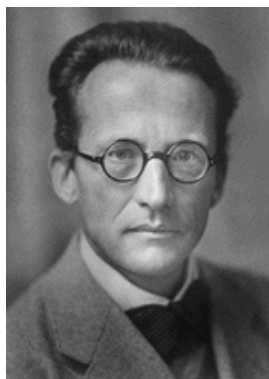
$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} + \sigma \frac{\partial^3 u}{\partial z^3} = 0$$

$$(\omega = c_0 k - \sigma k^3 + \dots)$$



Густав де Фриз
(1866–1934)

Уравнение Кортевега – де Фриза (КдФ) описывает случай слабой дисперсии и слабой нелинейности.

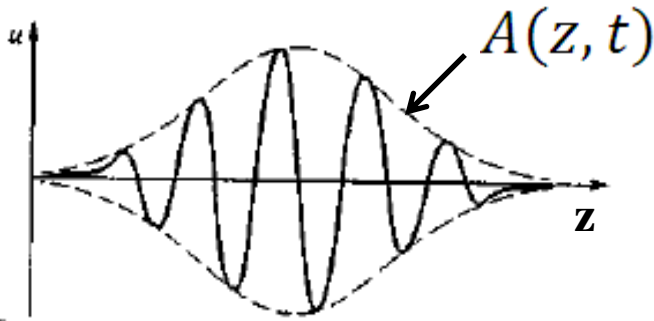


Эрвин Шредингер
(1887–1961)

$$i \frac{\partial u}{\partial t} + \sigma \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \gamma |u|^2 u = 0$$

Нелинейное уравнение Шредингера описывает случай сильной дисперсии и слабой нелинейности.

Обобщенное эволюционное уравнение



$A(z, t)$ – огибающая импульса.

$|A(z, t)|$ – амплитуда огибающей импульса.

$\tilde{z} = v_{gr} t$ – расстояние, пройденное огибающей.

$\tilde{t} = t - \frac{z}{v_{gr}}$ – локальное время, определяющее изменение формы огибающей.

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \mu A - \frac{\beta_2}{2} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \gamma |A|^2 A - i \frac{\Gamma(z)}{2} A = 0$$

Линейные
потери

Дисперсия
групповых
скоростей

Нелинейность

Усиление

$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c S_{эфф}}$ – коэффициент нелинейности.

Дисперсионные коэффициенты

$$\beta_1 = \left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{v_{\text{Гр}}}, \quad \frac{\text{с}}{\text{м}}$$

$$\beta_2 = \left. \frac{d^2k}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \cdot \frac{d^2n}{d\lambda^2}, \quad \frac{\text{с}^2}{\text{м}} \left(\frac{\text{пс}^2}{\text{км}} \right)$$

Дисперсионный параметр

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \cdot \beta_2 \quad (\text{изм. в } \frac{\text{пс}}{\text{км} \cdot \text{нм}})$$

Если $D < 0$, то $\beta_2 > 0$ (область нормальной дисперсии),
если $D > 0$, то $\beta_2 < 0$ (область аномальной дисперсии). 196

Приближенный метод анализа эволюционного уравнения

Считаем, что усиление отсутствует ($\Gamma = 0$).

$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$ – дисперсионная длина; здесь T_0 – начальная полуширина импульса.

$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}$ – нелинейная длина; здесь P_0 – начальная пиковая мощность импульса.

Дисперсионная и нелинейная длины характеризуют соответственно расстояния, на которых дисперсионные или нелинейные эффекты становятся существенными для эволюции оптического импульса.

В зависимости от соотношения между величинами L , L_D и L_{NL} выделяют следующие 4 режима распространения лазерных импульсов (L – физическая длина волокна).

1-ый режим.

$$L \ll L_D; \quad L \ll L_{NL}$$

Ни дисперсионные, ни нелинейные эффекты не играют существенной роли в процессе распространения импульсов. Импульсы сохраняют свою форму (волокно играет *пассивную роль*), но их энергия уменьшается из-за оптических потерь.

Расчетный пример.

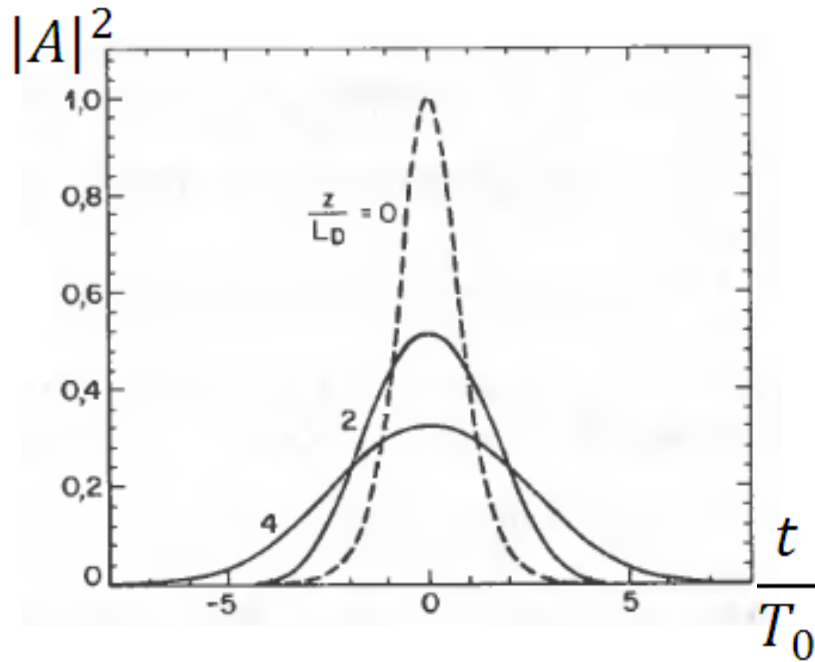
$$T_0 = 1 \text{ пс}; \quad P_0 = 1 \text{ Вт}; \quad \gamma = 20 \frac{1}{\text{Вт} \cdot \text{км}}; \quad |\beta_2| = 20 \frac{\text{пс}^2}{\text{км}}$$

Находим: $L_D, L_{NL} \approx 50 \text{ м.}$

Поскольку L_D и L_{NL} тем меньше, чем короче и интенсивнее импульсы, то в случае пикосекундных (и более коротких) импульсов нужно учитывать и нелинейные, и дисперсионные эффекты уже на длине в несколько метров.

2-ой режим.

$$L \ll L_{NL}; \quad L \geq L_D$$



Эволюция импульсов определяется эффектом дисперсии групповых скоростей, а нелинейные эффекты играют относительно малую роль.

$$T(L) = T_0 \sqrt{1 + \left(\frac{L}{L_D}\right)^2}$$

– *полуширина импульсов.*

Этот режим реализуется при типичных значениях параметров оптоволоконных линий γ и $|\beta_2|$ для пикосекундных (и более коротких) импульсов с малой начальной пиковой мощностью: $P_0 \ll 1$ Вт.

3-ий режим. $L \ll L_D; L \geq L_{NL}$

Нелинейные эффекты доминируют, а дисперсионный член в эволюционном уравнении пренебрежимо мал, если выполняется условие:

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma T_0^2 P_0}{|\beta_2|} \gg 1.$$

Этот режим реализуется для относительно широких импульсов ($T_0 > 0,1$ нс) с пиковой мощностью ~ 1 Вт.

4-ый режим. $L \geq L_D; L \geq L_{NL}$

Наиболее сложный для исследования режим, когда дисперсия и нелинейность действуют совместно, что может приводить к качественно другой картине по сравнению с тем, когда эти эффекты действуют по отдельности. Используется численное решение эволюционного уравнения.

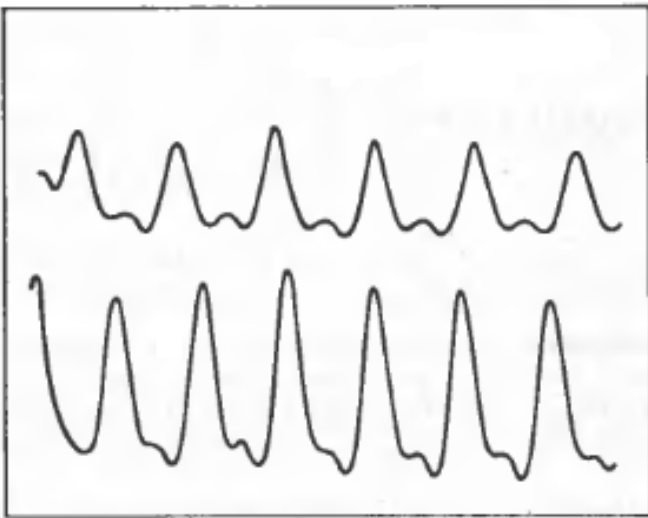
Модуляционная неустойчивость

Модуляционная неустойчивость

Вызвана совместным действием дисперсионных и нелинейных эффектов при наличии аномальной дисперсии

Связана с самопроизвольной модуляцией стационарного волнового состояния

Проявляется как распад непрерывной или квазинепрерывной периодической волны на последовательность коротких импульсов



$$\beta_2 = \frac{d^2 k}{d\omega^2}(\omega_0) < 0$$

Аномальная дисперсия в волоконных световодах наблюдается в области $\lambda > \lambda_D$.

Модуляционная неустойчивость для двух различных режимов сигнала

Математическая трактовка
явления модуляционной неустойчивости

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \gamma |A|^2 A \quad - \text{упрощенное эволюционное уравнение.}$$

$$A(z, t) = \overline{A(z, t)} + a(z, t)$$

$\overline{A(z, t)}$ – стационарное решение.

$a(z, t)$ – малое возмущение.

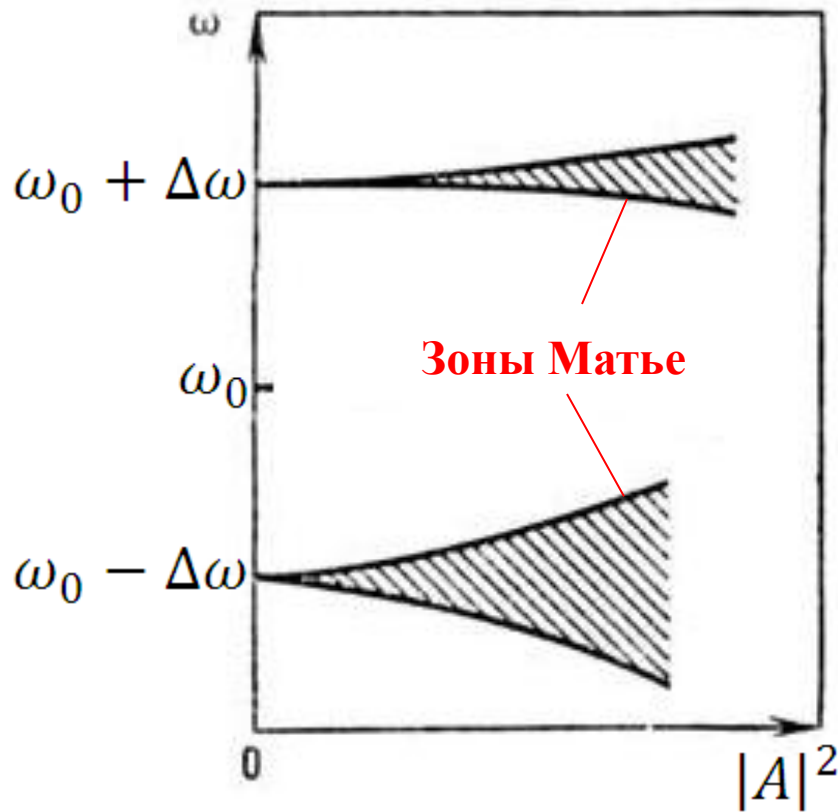
При выполнении условия

$$\gamma \beta_2 < 0 \quad (\text{критерий Лайтхилла})$$

возмущение экспоненциально нарастает по Z и стационарное состояние становится неустойчивым.

Физический механизм модуляционной неустойчивости

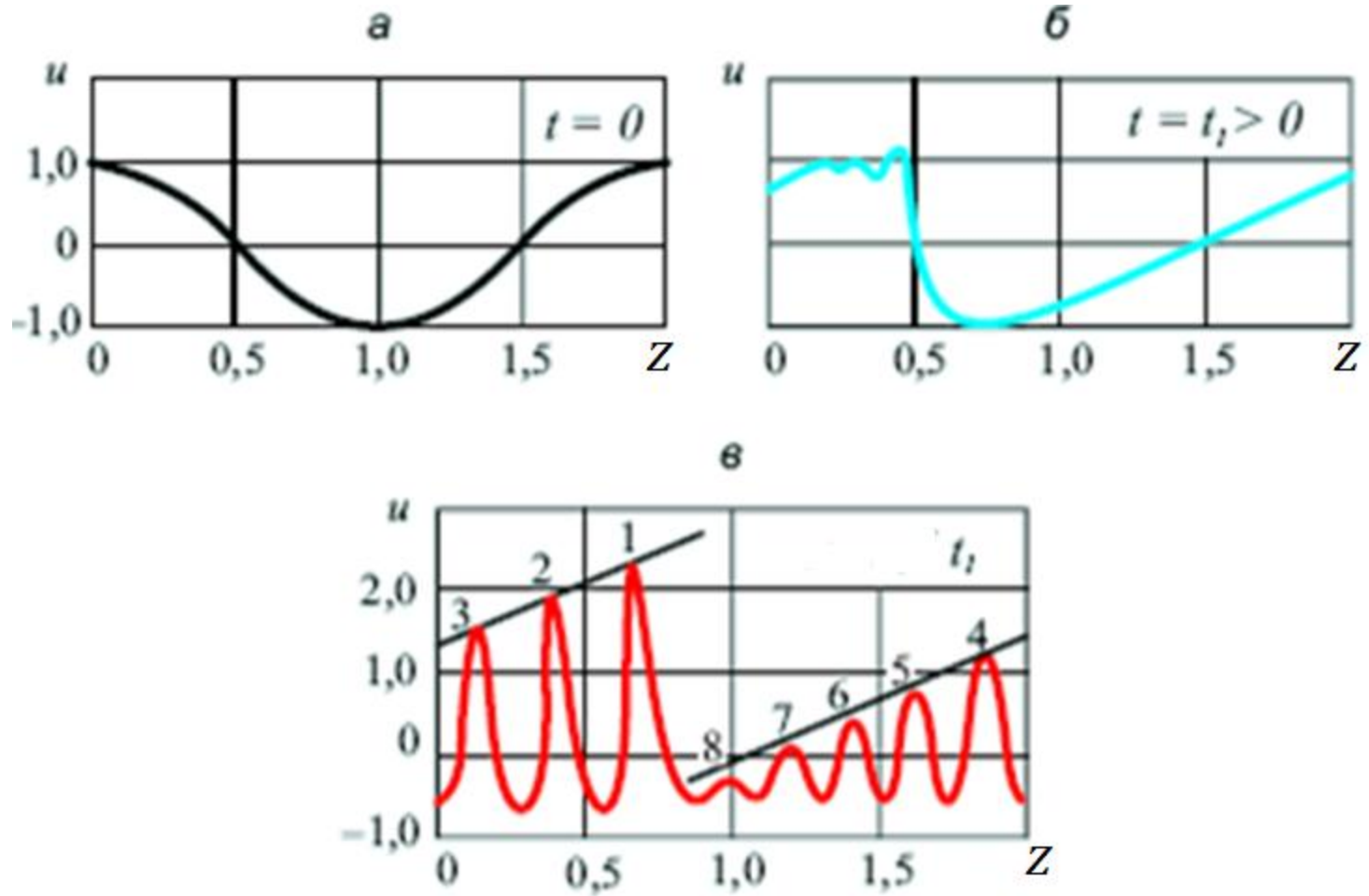
$\omega = \omega(k, |A|^2)$ – *нелинейное дисперсионное соотношение.*



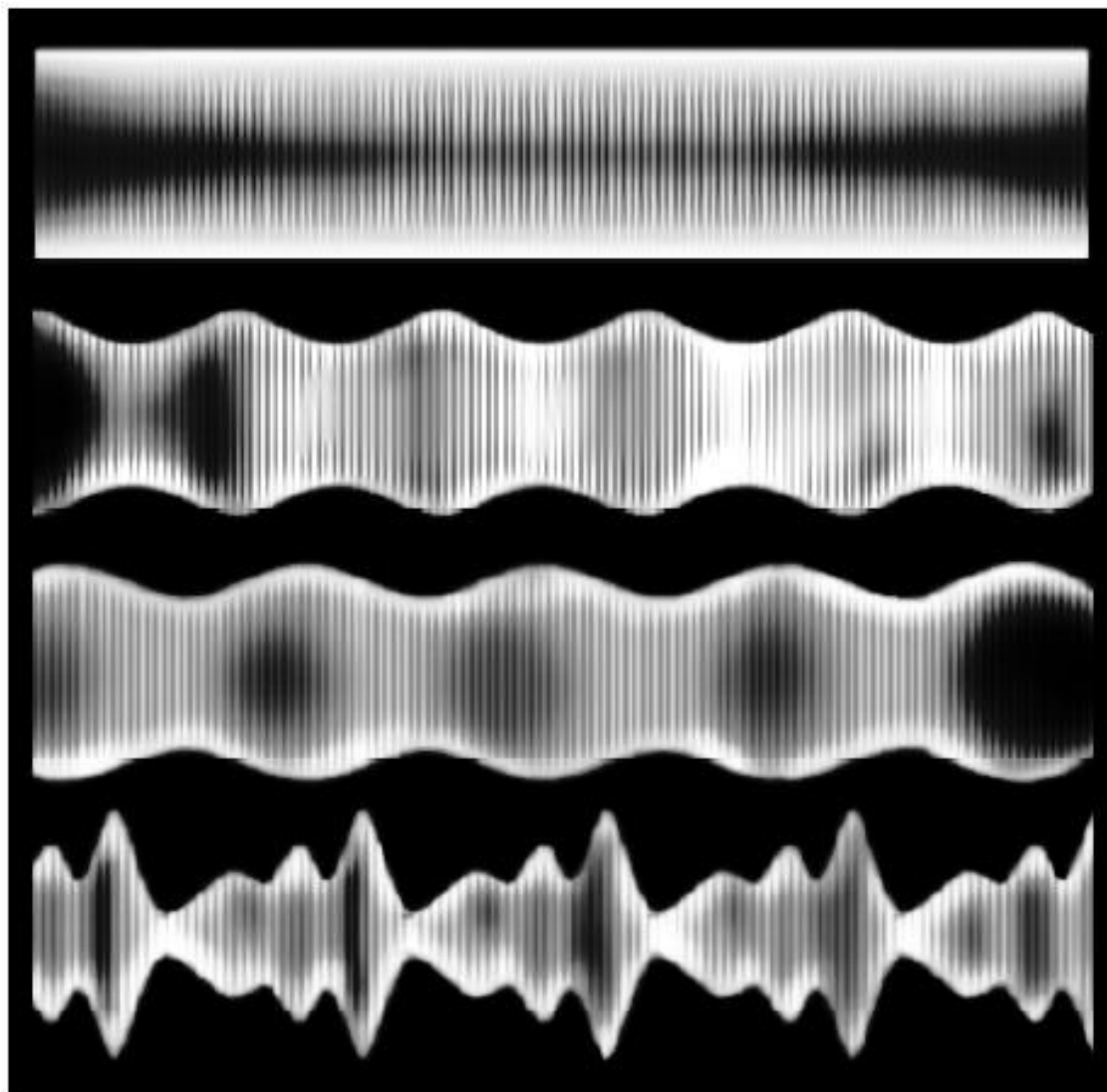
Неустойчивость вызвана взаимодействием несущей волны с частотой ω_0 и возмущений, называемых *сателлитами*, с близкими частотами $\omega_0 \pm \Delta\omega$, причем $\Delta\omega \ll \omega_0$. Если выполнен критерий Лайтхилла, сателлиты нарастают, черпая энергию из основной волны.

$$\Delta\omega = \sqrt{\frac{2\gamma P_0}{|\beta_2|}} \quad 203$$

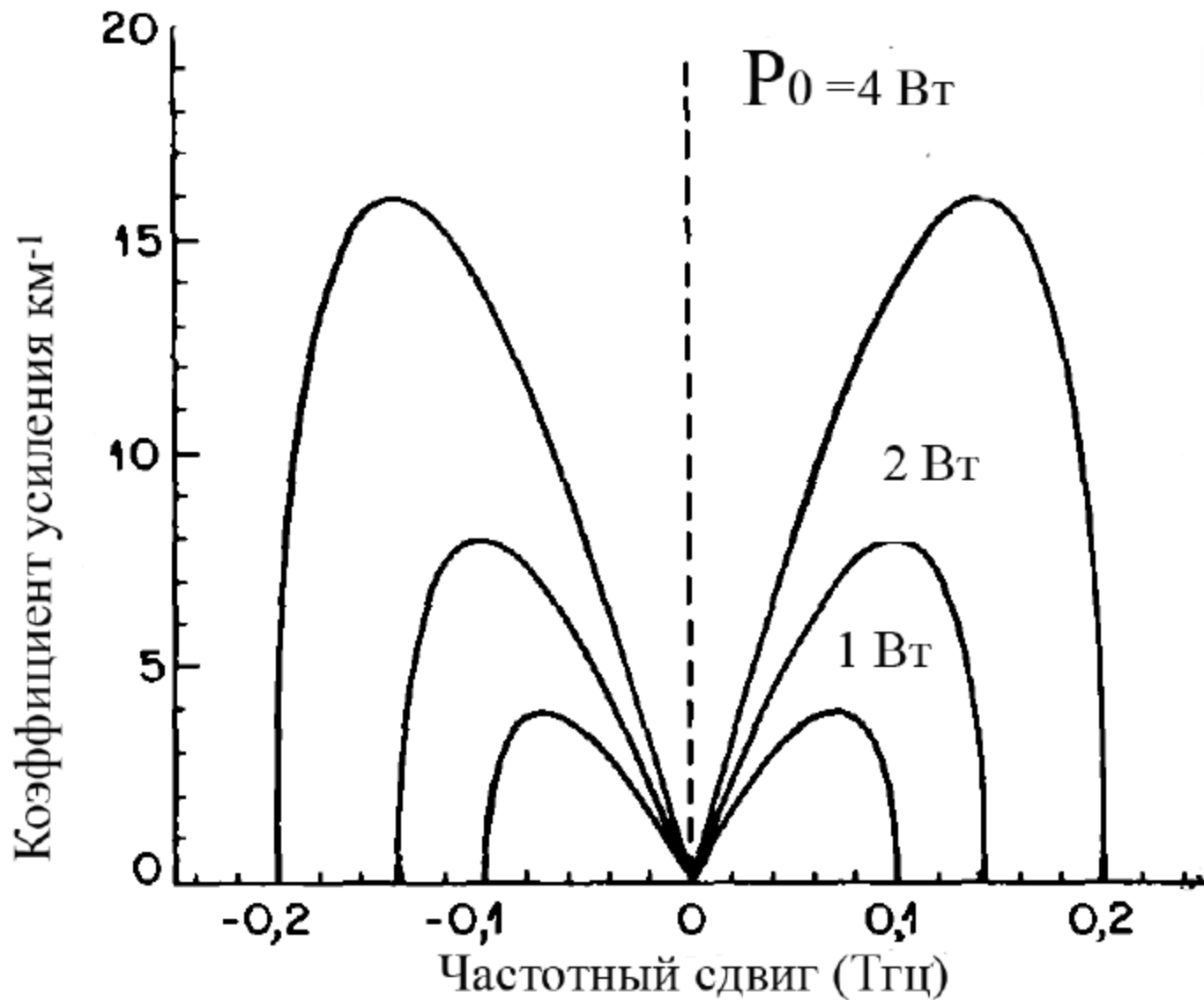
Пример развития модуляционной неустойчивости



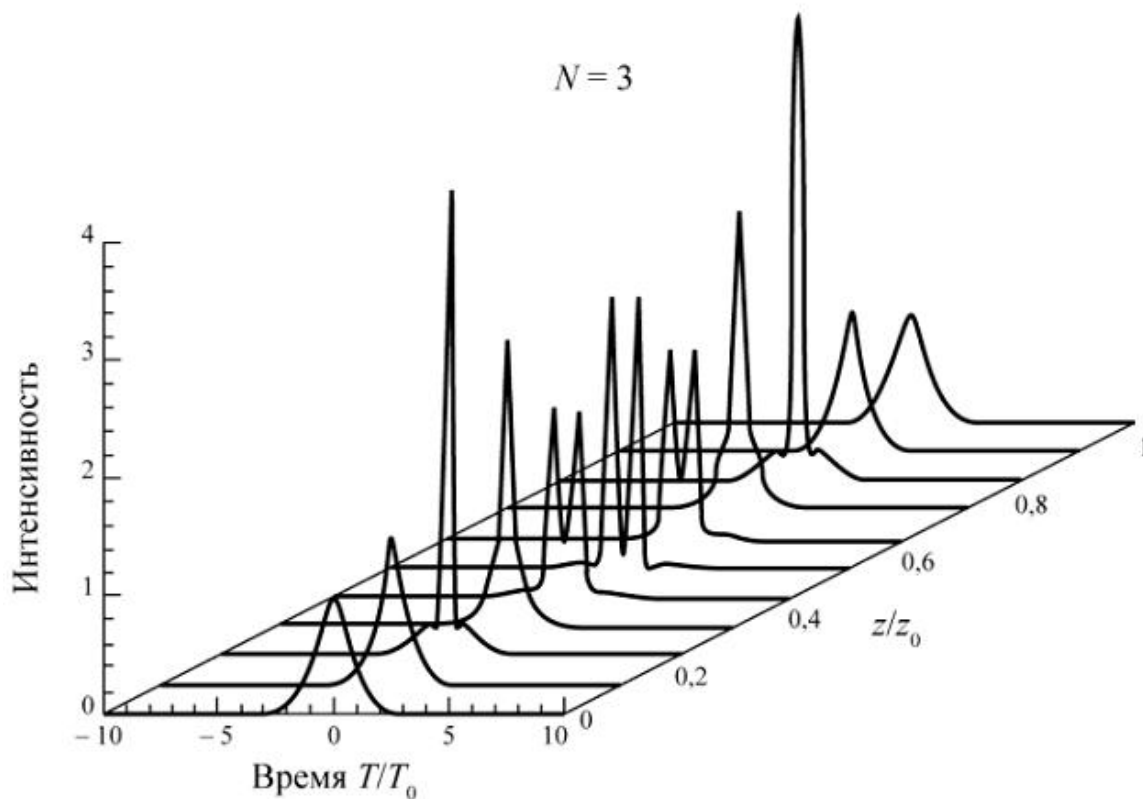
Моделирование развития модуляционной неустойчивости с помощью ЭВМ



Кривые усиления модуляционной неустойчивости

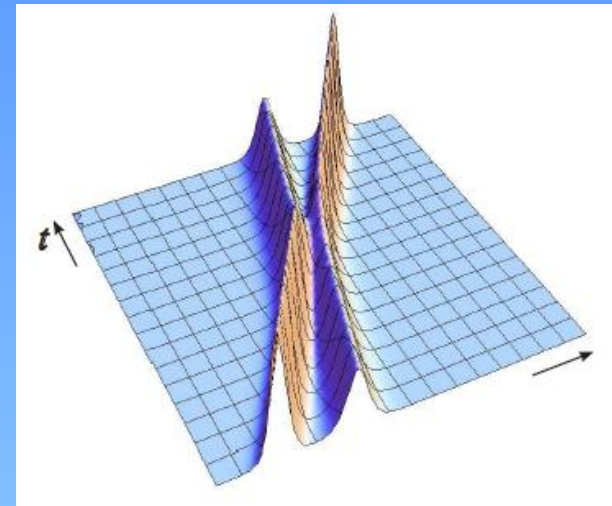


Вывод: явление модуляционной неустойчивости фактически иллюстрирует особый режим распространения лазерных импульсов, при котором возникают устойчивые волновые образования с новыми свойствами, обусловленные совместным действием дисперсионных и нелинейных эффектов.



Лекция 11

ОПТИЧЕСКИЕ СОЛИТОНЫ



Вопросы:

- 1. Физика образования и основные свойства солитонов.**
- 2. Применение оптических солитонов в волоконной оптике. Схемы солитонных линий. Оптический усилитель EDFA.**

Фактическое открытие солитона (1834)



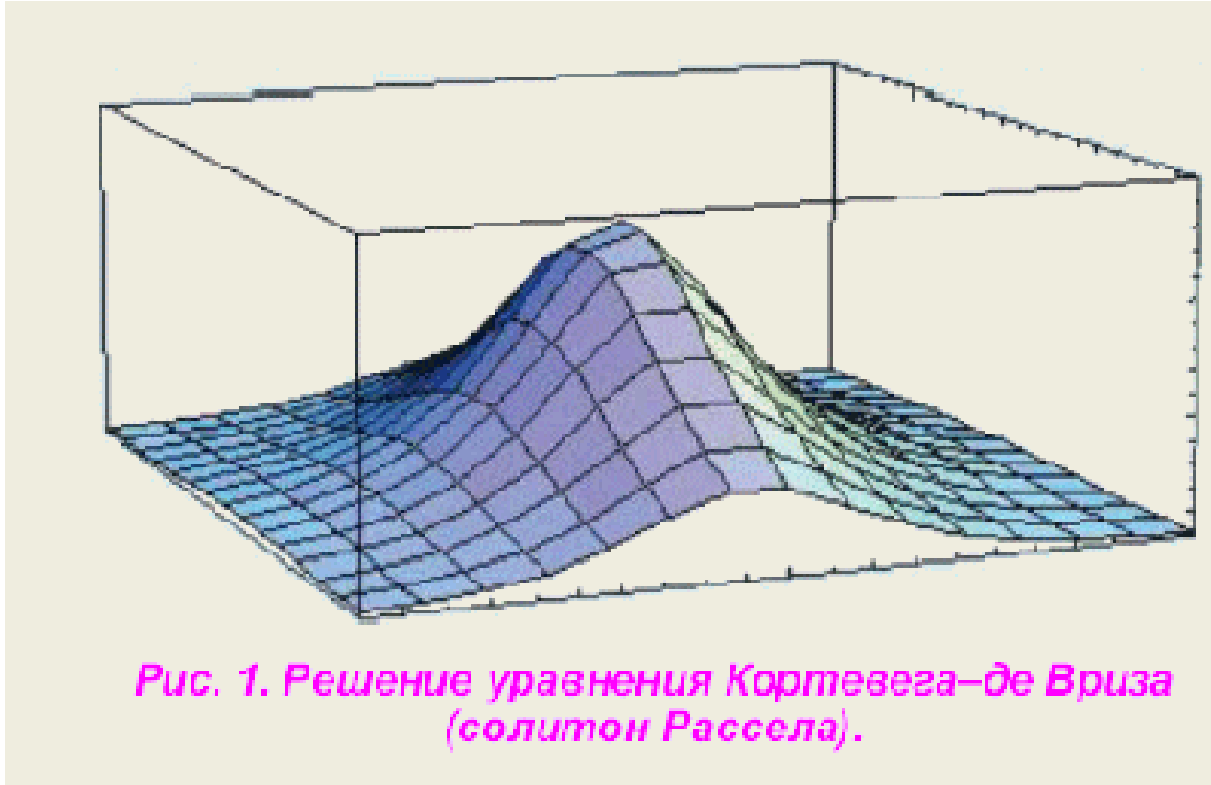
*Воспроизведение опыта
Дж. Рассела (1995 год)*



**Джон Скотт Рассел
(1808–1882)**

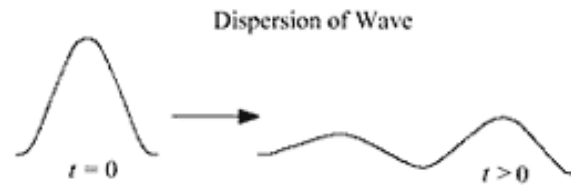
В 30-е г.г. XIX в. для перевозки грузов широко использовалась система узких каналов, по которым лошади тянули баржи. Рассел обратил внимание, что при резкой остановке баржи вода, увлеченная её движением, отрывалась от баржи и образовывался горб высотой в несколько десятков сантиметров, который двигался по каналу без изменения формы на большие расстояния.

Связь уединенной волны Д. Рассела с уравнением Кортевега-де Фриза

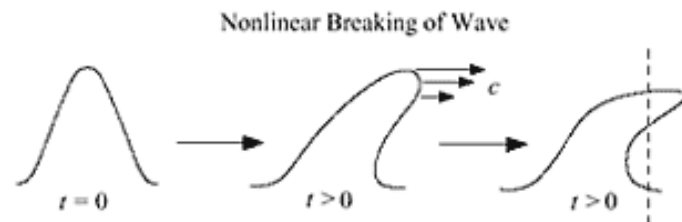
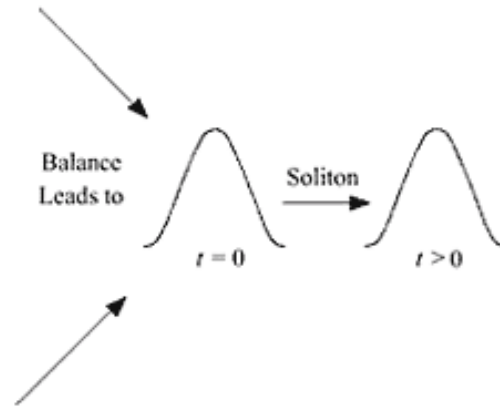


$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} + \sigma \frac{\partial^3 u}{\partial z^3} = 0 \quad \text{— уравнение КдФ (1895)}$$

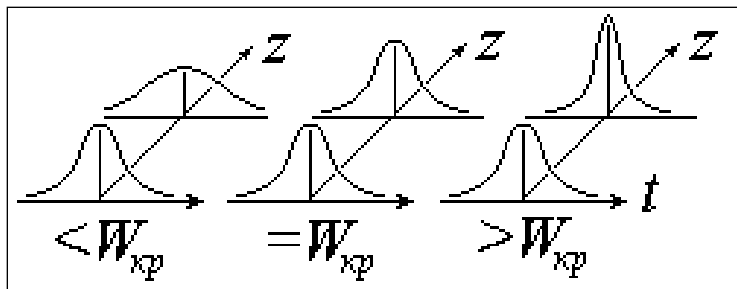
Механизм компенсации для гидродинамической волны



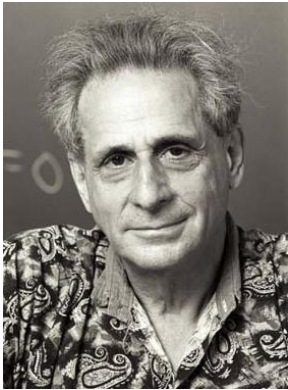
Дисперсионное уширение волны



Нелинейное искажение профиля волны



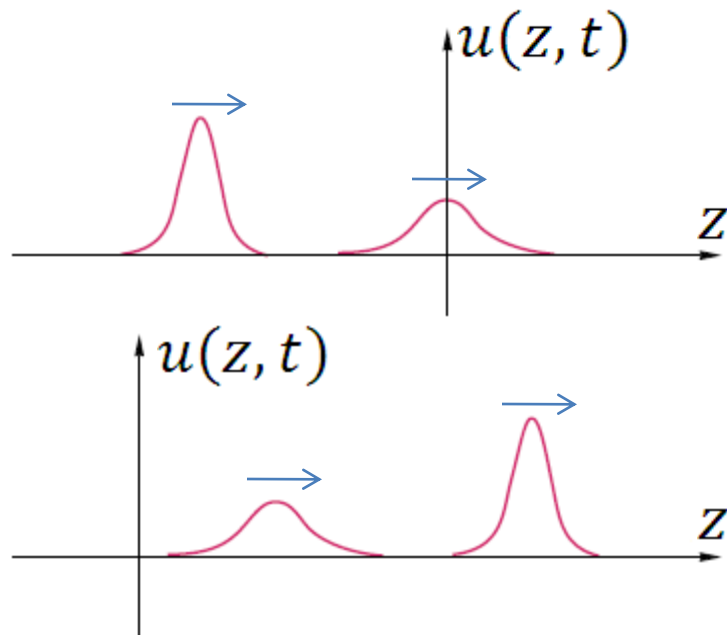
При взаимной компенсации дисперсии и нелинейности обеспечивается сохранение профиля уединенной волны.



**Мартин Крускал
(1925–2006)**

Солитон – это особый тип структурно устойчивых нелинейных уединенных волн (Solitary wave), которые сохраняют свою форму и скорость при собственном движении и столкновениях друг с другом.

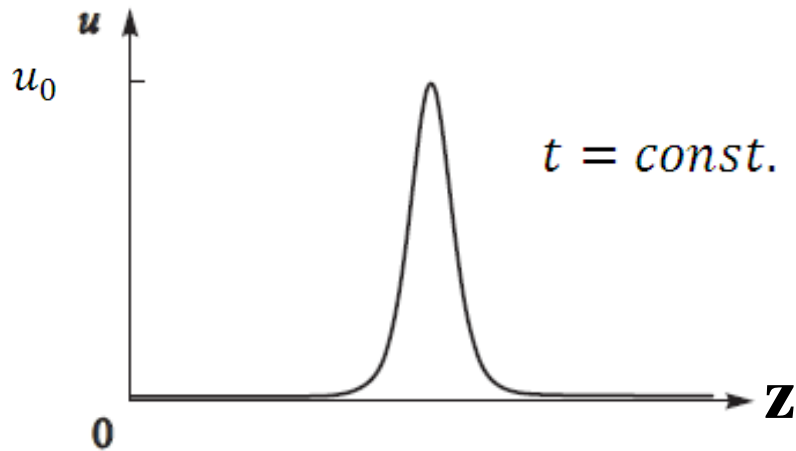
Свойства солитонов



- 1. Скорость движения солитонов тем выше, чем больше их амплитуда.**
- 2. Не испытывают дисперсионного уширения и упруго взаимодействуют, проходя друг сквозь друга. Устойчивы к внешним возмущениям.**
- 3. Обладают частицеподобным поведением.**

Аналитические солитонные решения

КдФ-солитон

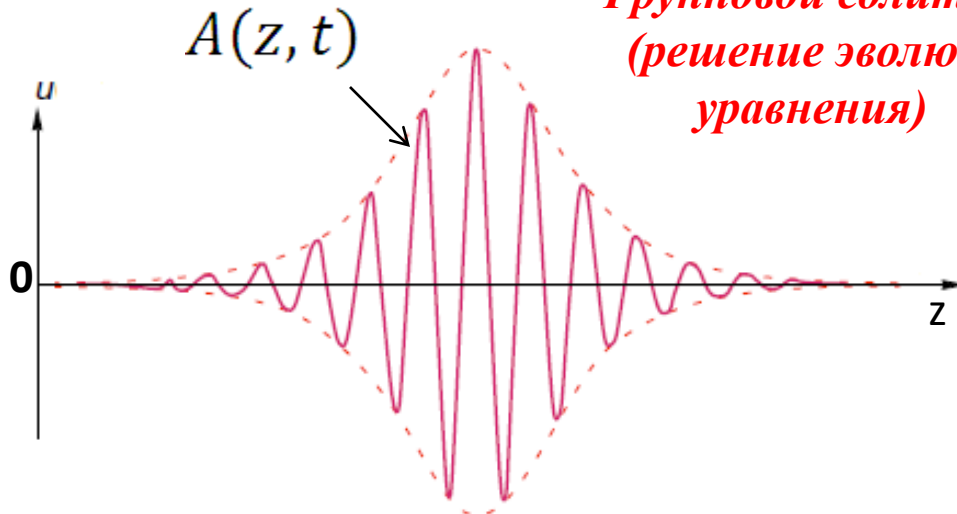


$$u(z, t) = u_0 \operatorname{sech} \left(\frac{z - v_{\text{гp}} t}{\Delta} \right)$$

Δ – полуширина солитона.

$$\operatorname{sech}(z) = \frac{2}{e^z + e^{-z}}$$

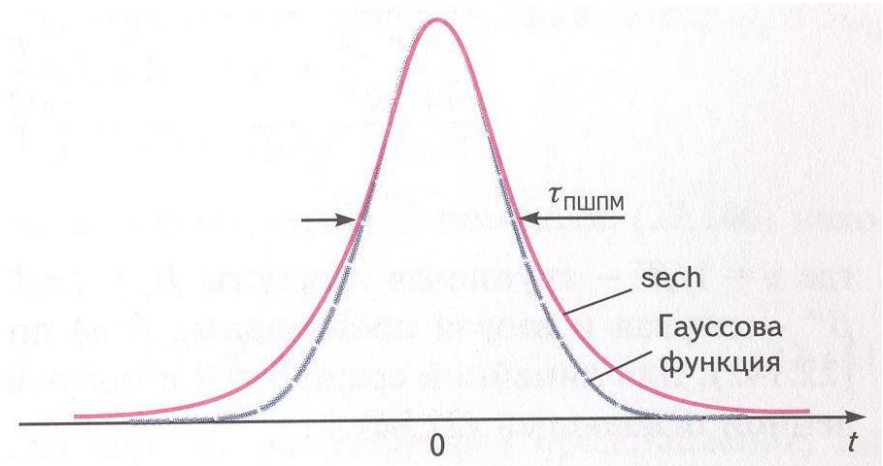
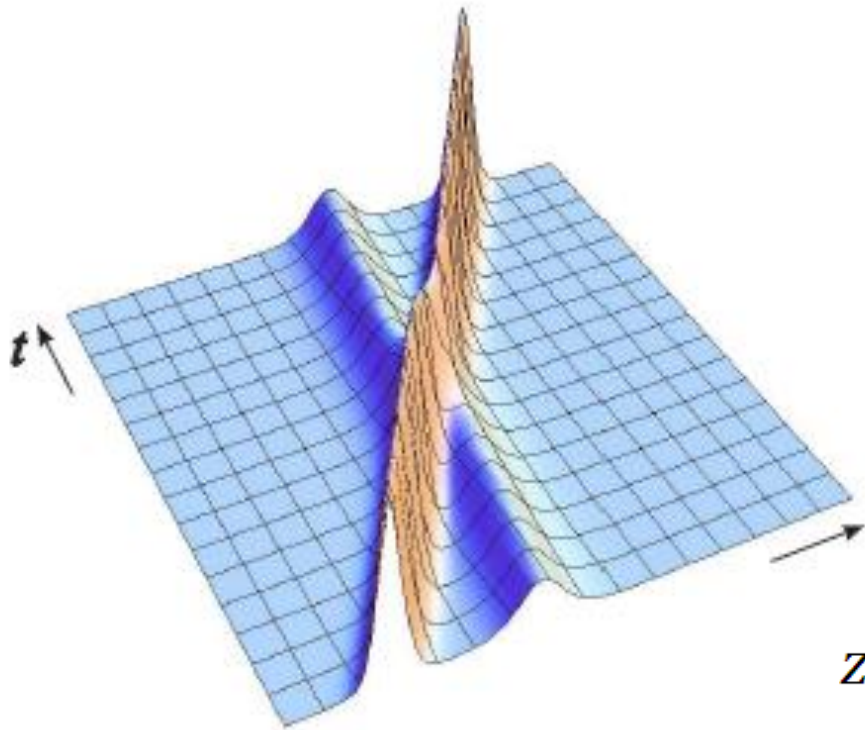
*Групповой солитон
(решение эволюц.
уравнения)*



$$\xi = \frac{z}{L_D}, \quad \tau = \frac{T}{T_0}$$

$$u(\xi, \tau) = \operatorname{sech}(\tau) \exp \left(\frac{i\xi}{2} \right)$$

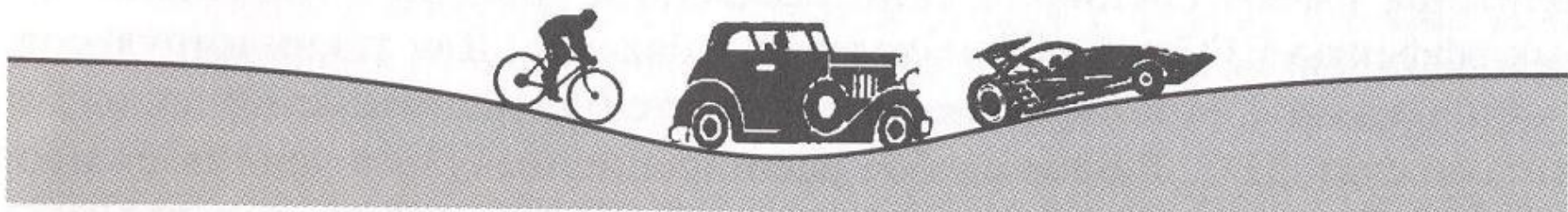
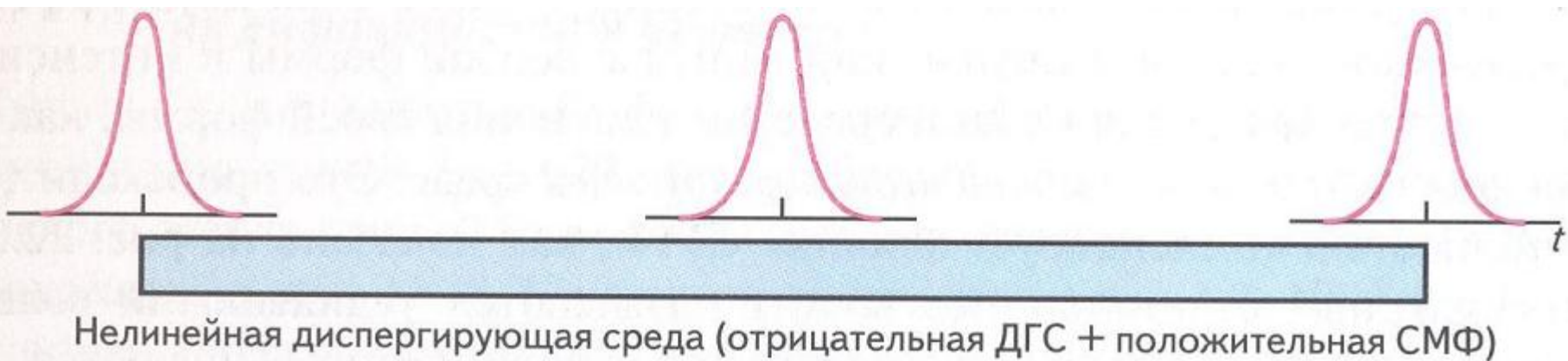
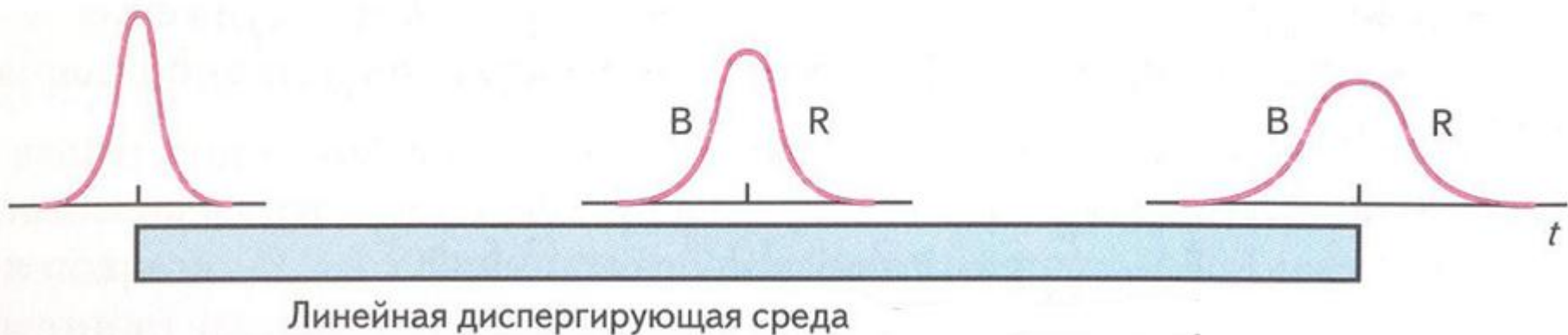
Компьютерное моделирование взаимодействия солитонов



*Сравнение форм импульсов,
описываемых гауссовой функцией
и гиперболическим секансом*

Солитонам соответствует особый профиль и уровень интенсивности, при которых эффекты дисперсии групповой скорости и нелинейности (ФСМ) строго сбалансированы.

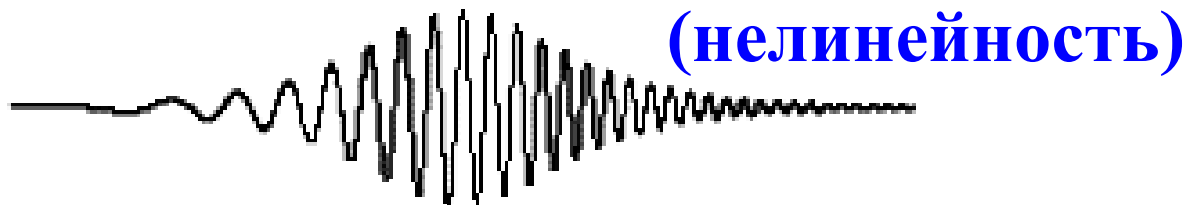
Физика образования оптических солитонов



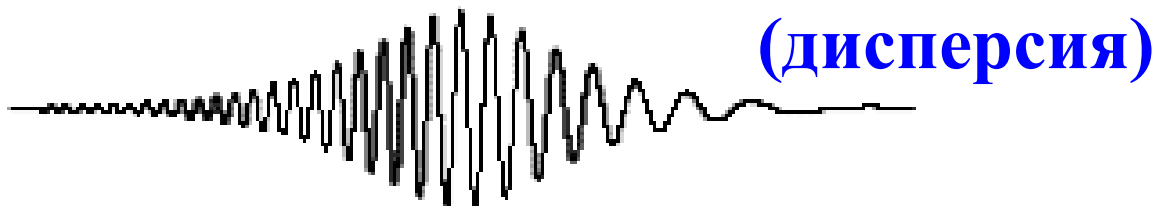
Транспортная аналогия солитона

Баланс между наведенными чирпами

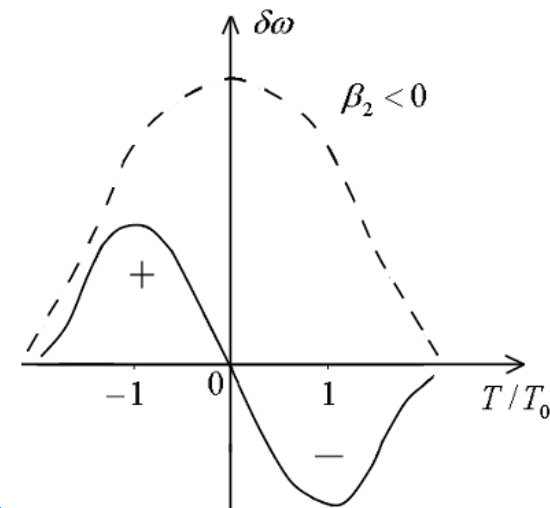
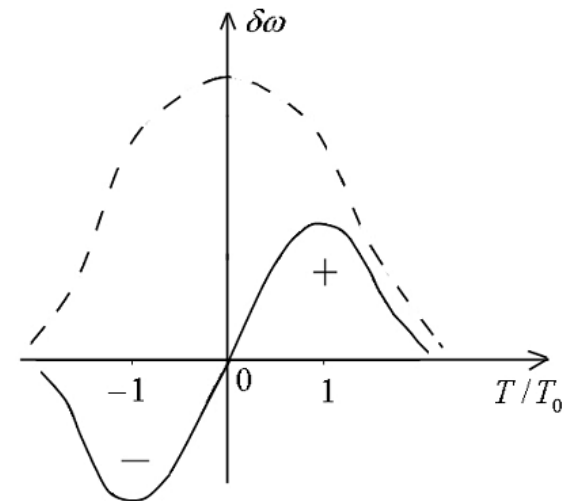
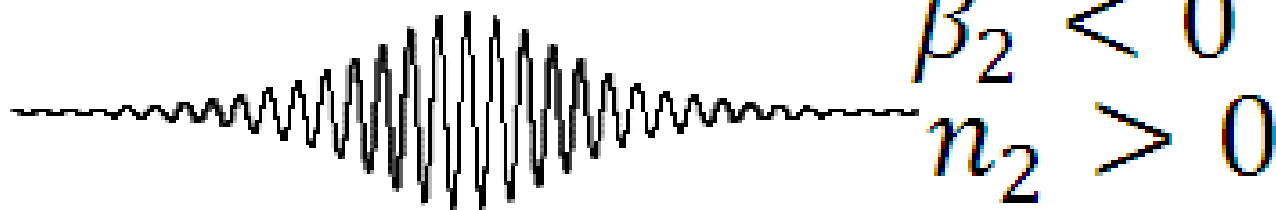
Фазовая модуляция оптического импульса в волокне



Аномальная дисперсия в нелинейном волокне

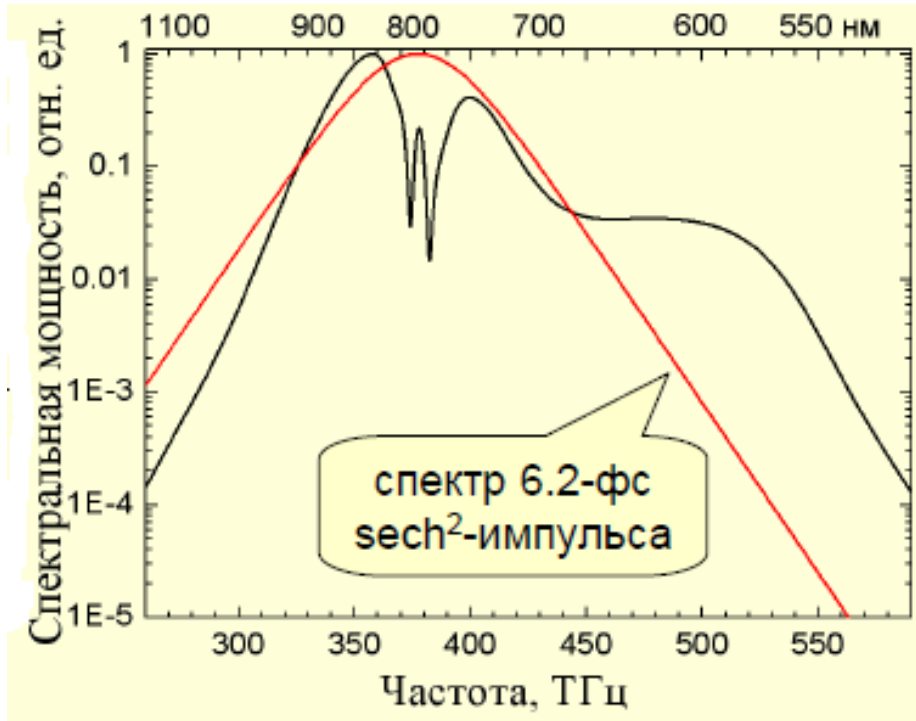


Оптический солитон



Положительный чирп, определяемый ФСМ, компенсируется наложением отрицательного чирпа за счет аном. дисперсии.

Свойства оптических солитонов



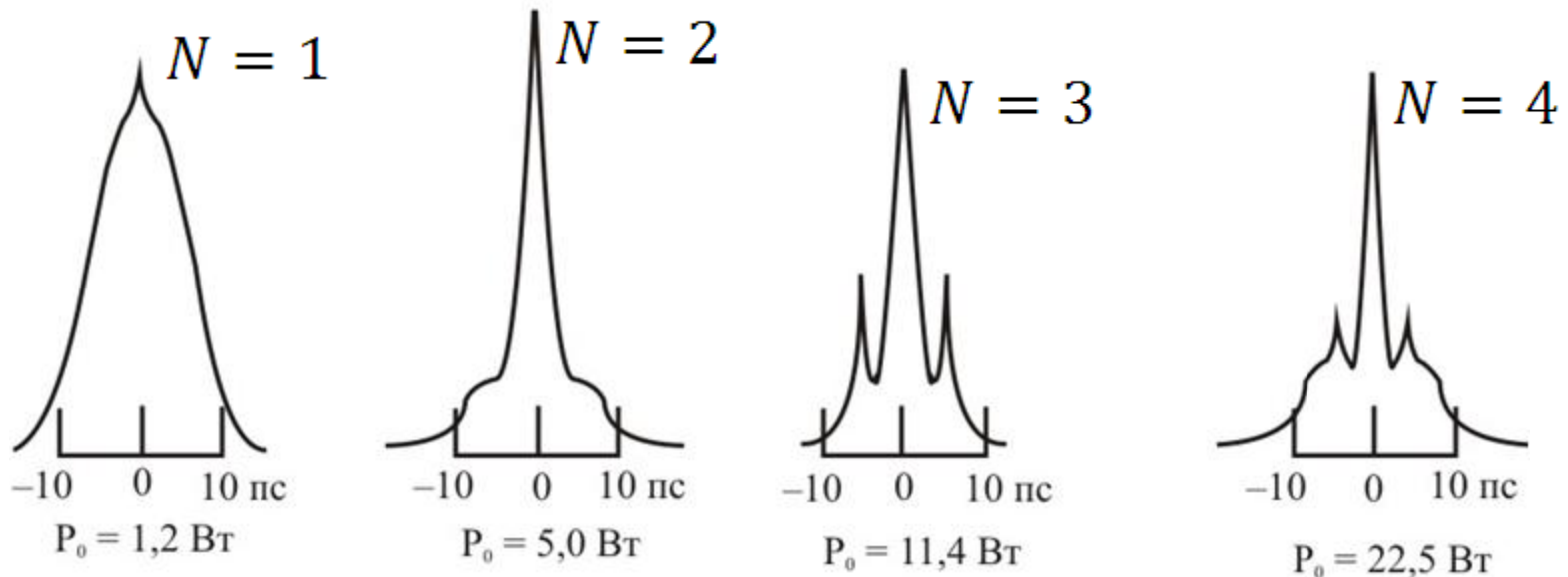
1. Оптические солитоны возбуждаются, если входной импульс имеет профиль гиперболического секанса, а вводимая в волокно мощность равна соответствующему пороговому значению.

2. В волоконных световодах оптический импульс, имеющий во времени профиль $\text{sech}(\tau)$ и требуемую пиковую мощность, будет распространяться без искажения своей формы на большие расстояния.

Оптические солитоны высших порядков

Число собственных солитонных решений A_j ($j = 1, 2, \dots, N$) эволюционного уравнения определяет порядок солитона N . Солитон 1-го порядка (*фундаментальный солитон*) формируется при выполнении условия:

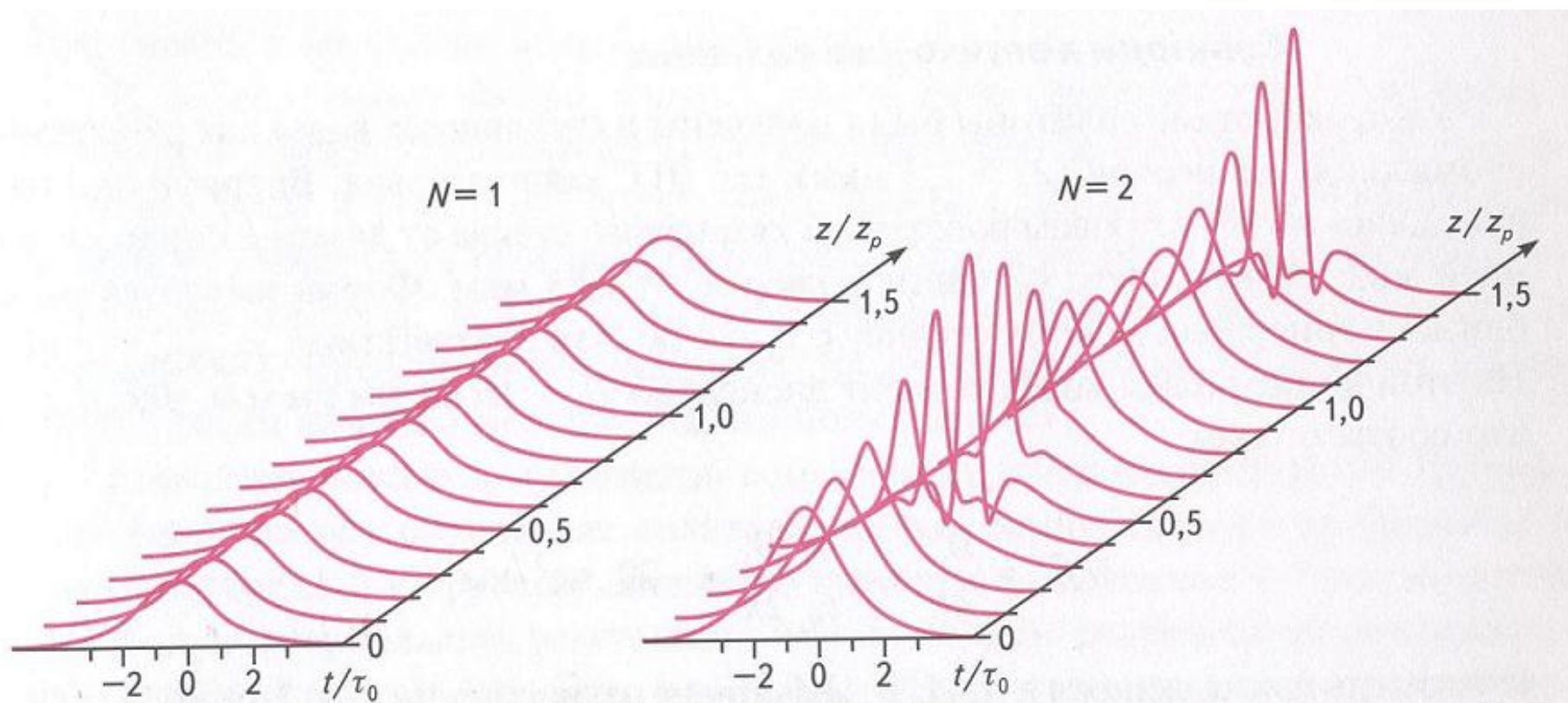
$$N = \sqrt{\frac{L_D}{L_{NL}}} = 1$$



$$P_0 = \frac{|\beta_2| N^2}{\gamma T_0^2}$$

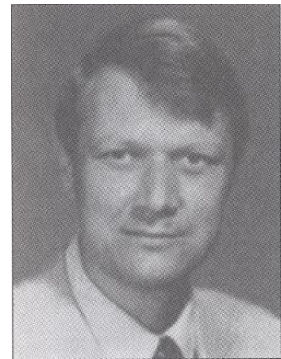
Пример. Форма солитонов 1 – 4-го порядков и пороговые мощности, требуемые для их формирования

Динамика распространения солитона высших порядков



Распространение фундаментального солитона ($N = 1$) и солитона с $N = 2$

Применение оптических солитонов в высокоскоростных ВОЛС



Линн Молленауэр
(род. в 1938 г.)

1-ое направление

Использование солитонного эффекта для улучшения работы отдельных участков ВОЛС (напр., увеличения расстояния между ретрансляторами). Пиковая мощность относительно невелика (~ 1 мВт). Дальность распространения ~ 100 км.

2-ое направление

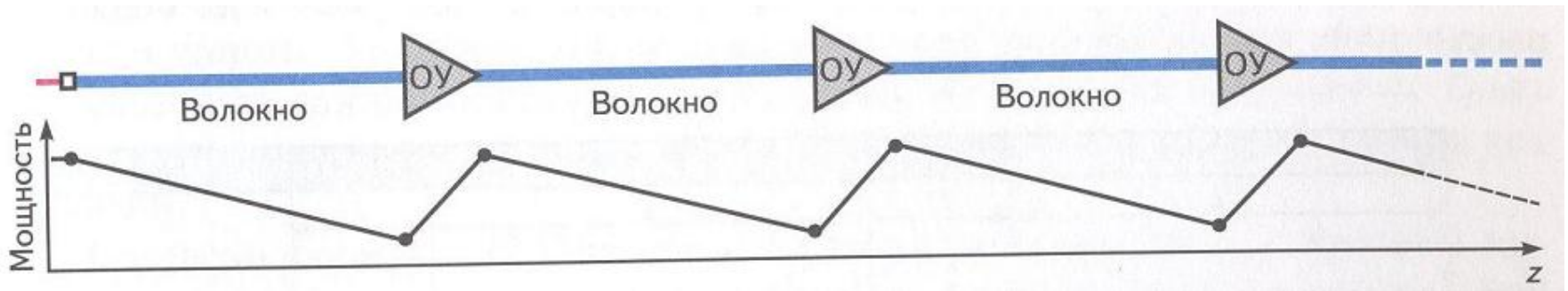
Использование солитонов для передачи информации на расстояния ~ 1000 км без применения электронных ретрансляторов. Для восстановления необходимой пиковой мощности солитонов применяется оптическое усиление.

Компенсация потерь мощности

Условие для порогового значения пиковой интенсивности солитона:

$$\frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_2 I_{\text{пор}} = -\frac{\beta_2}{\tau^2}$$

Для поддержания пиковой интенсивности в солитонной линии используется оптическое усиление, в частности, за счет применения волоконных усилителей.



Классификация волоконных усилителей

*ВУ, легированные редкоземельными элементами
(напр., EDFA)*

Наибольшее из всех ВУ усиление
Малые вносимые потери и шумы

Наибольшая из всех ВУ ширина полосы усиления
(~ 5...10 ТГц)

*ВКР-усилитель
(рамановский ВУ)
Эффект ВКР*

Полоса усиления шире, чем у EDFA,
однако, коэффициент усиления меньше
Требуется большая длина волокна

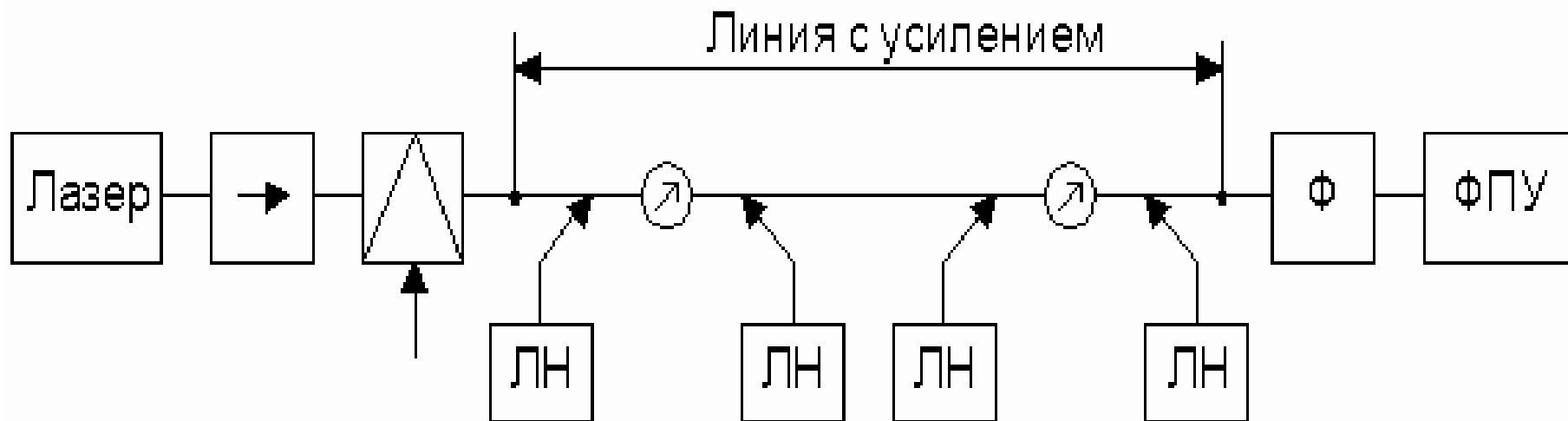
*Гибридные ВУ
(легирование + ВКР)*

Значительное увеличение числа
спектральных каналов
и сглаживание кривой усиления

*Параметрические ВУ
Эффект ЧВС*

Широкополосность (нет жесткой
привязки к длине волны)
Строгое выполнение условия фазового
синхронизма для сигнала и накачки
Высокая мощность накачки

Схема солитонной ВОЛС с ВКР-усилением



Применение периодической компенсации потерь мощности позволяет увеличить дальность передачи.

$$\lambda_{\text{ис}} \neq \lambda_{\text{накачки}}$$

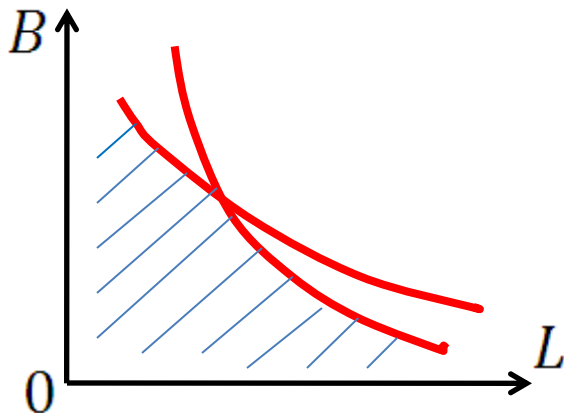
Ограничения на солитонную ВОЛС с ВКР-усилением

1. Ограничение, связанное с наличием спонтанных шумов в линии (эффект Гордона-Хауса):

$$V \cdot (N + 1)L \leq 3 \cdot 10^4 \frac{\text{Гбит} \cdot \text{км}}{c}$$

2. Ограничение, обусловленное максимально допустимым взаимодействием между солитонами:

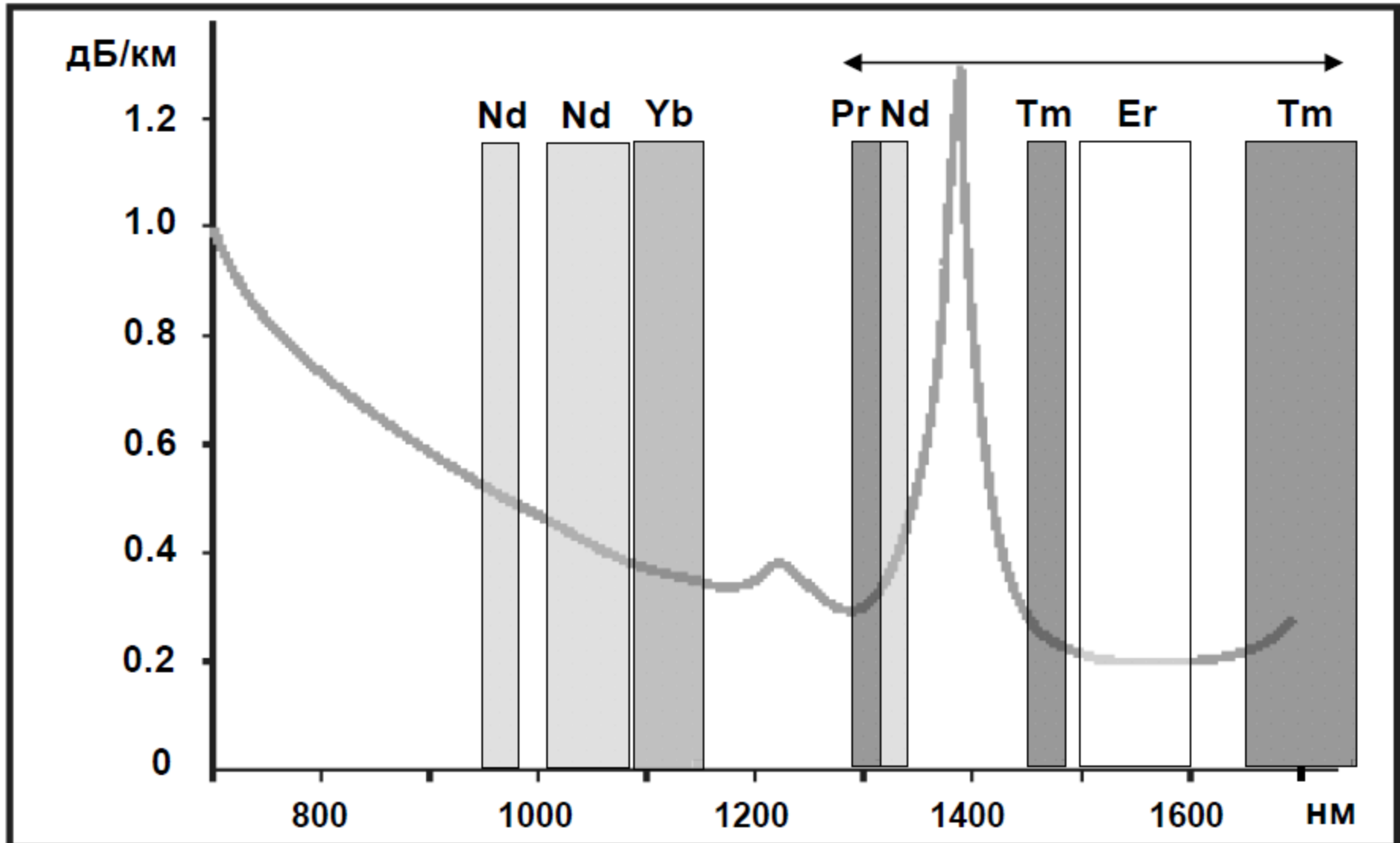
$$V^2 \cdot L \leq 10^4 \left(\frac{\text{Гбит}}{c} \right)^2 \cdot \text{км}$$



V – скорость передачи информации.

L – расстояние между каскадами усиления.

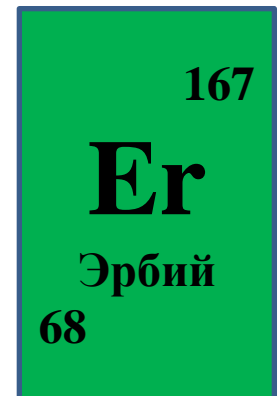
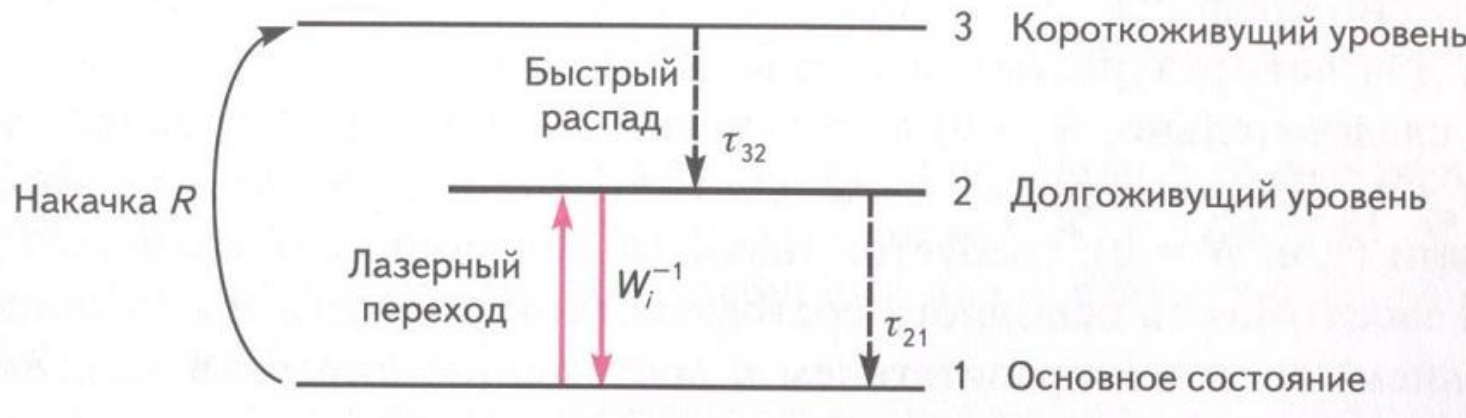
Полосы усиления редкоземельных ионов и спектр оптических потерь кварцевого волокна



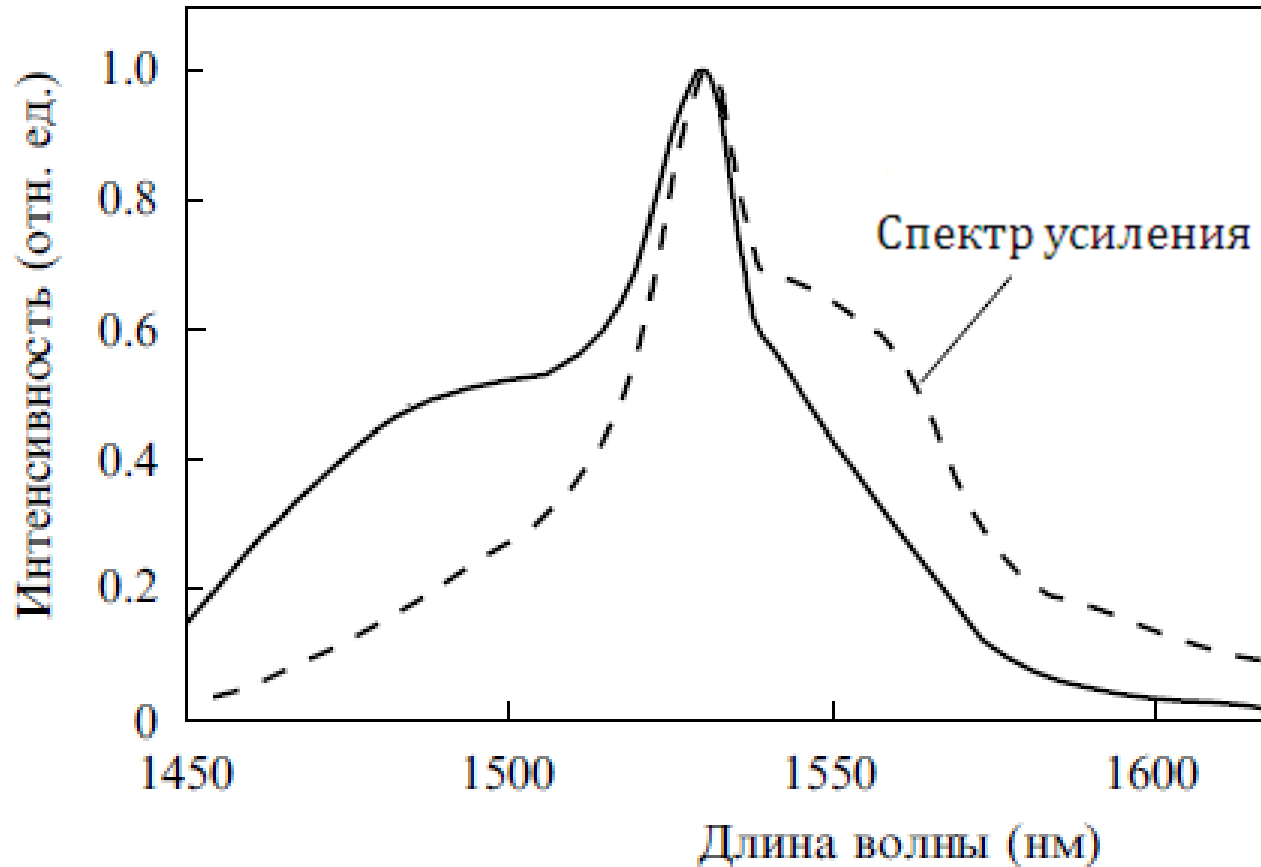
Принцип работы эрбиевого усилителя EDFA



Оптический усилитель – это лазер без обратной связи.

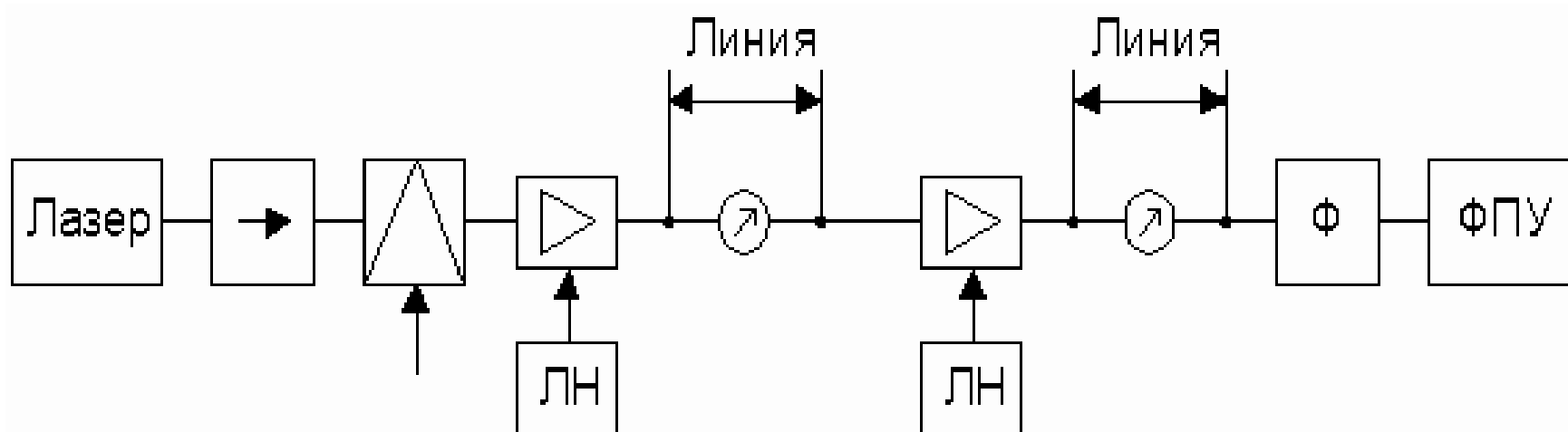


Спектр усиления EDFA



- Высокие значения коэффициента усиления для волокна, легированного *Er*, объясняются:**
- совпадением области усиления и области min потерь;
 - большим временем метастабильного состояния (~ 10 мс).

Схема солитонной ВОЛС с оптическим усилением на основе эрбия



Усиление происходит не на всей длине участка передачи, а только в усилителях (длина активного волокна до 10 м). Преимуществом является то, что применяется меньше источников накачки и с существенно меньшей мощностью.

Перспективность солитонных линий связи и их преимущество перед обычными системами оптической передачи информации определяется:

- возможностями повышения скорости передачи (переход к солитонным импульсам фемтосекундного диапазона, уменьшение солитон-солитонных взаимодействий);
- возможностями существенного увеличения длины регенерационных участков (новые технологии одновременного управления солитоном во временной и частотной областях).

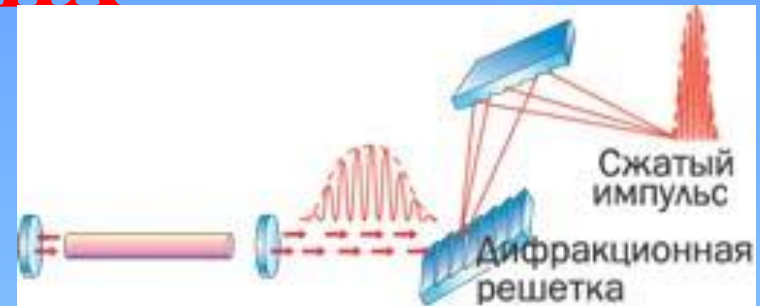
Коммерческие солитонные линии связи существуют с 1998 г.

Лекция 12

ОПТИКА СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

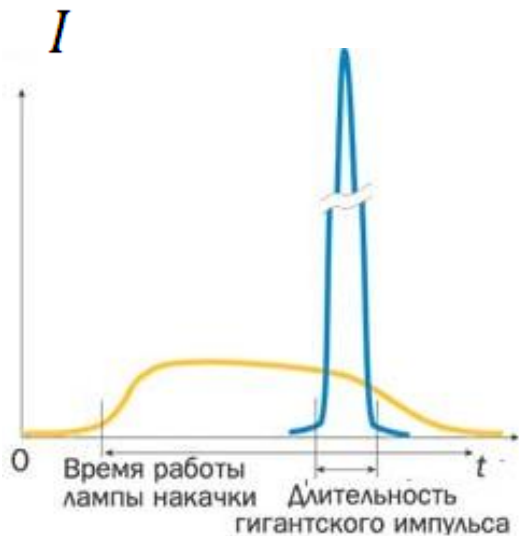
Вопросы:

1. Физика генерации коротких и сверхкоротких лазерных импульсов.
2. Методы сжатия оптических импульсов в диспергирующих средах.
3. Измерение длительности сверхкоротких импульсов.



Короткие и сверхкороткие лазерные импульсы

Короткие импульсы – импульсы наносекундного диапазона.
Сверхкороткие импульсы – импульсы длительностью менее 100 пс (пикосекундный и фемтосекундный диапазон).

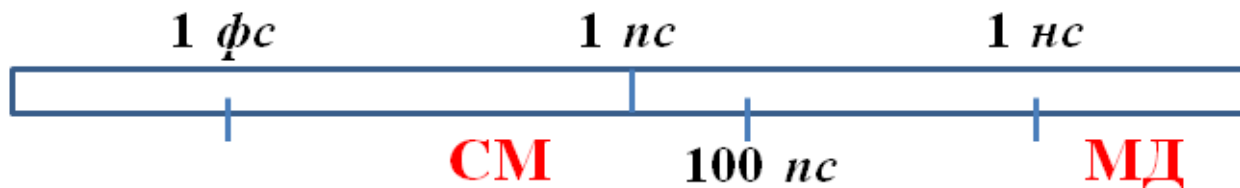


Сжимая световой импульс в сотни и тысячи раз, получают соответствующий рост его мощности (интенсивности).



Метод модуляции добротности

Метод синхронизации мод



Освоение фемтосекундного масштаба времени ($1\text{фс} = 10^{-15}\text{ с}$) означает фактически полную реализацию возможностей оптики, поскольку один период колебания – это не только минимальная длительность светового импульса, но и предельное время оптического отклика материальной среды.

Реализация предельных скоростей обработки и передачи информации

Уменьшение эффекта взаимодействия между импульсами (солитонами)

Изучение быстропротекающих процессов в атомах, молекулах и кристаллах

Получение электрических полей, превышающих внутриатомные поля

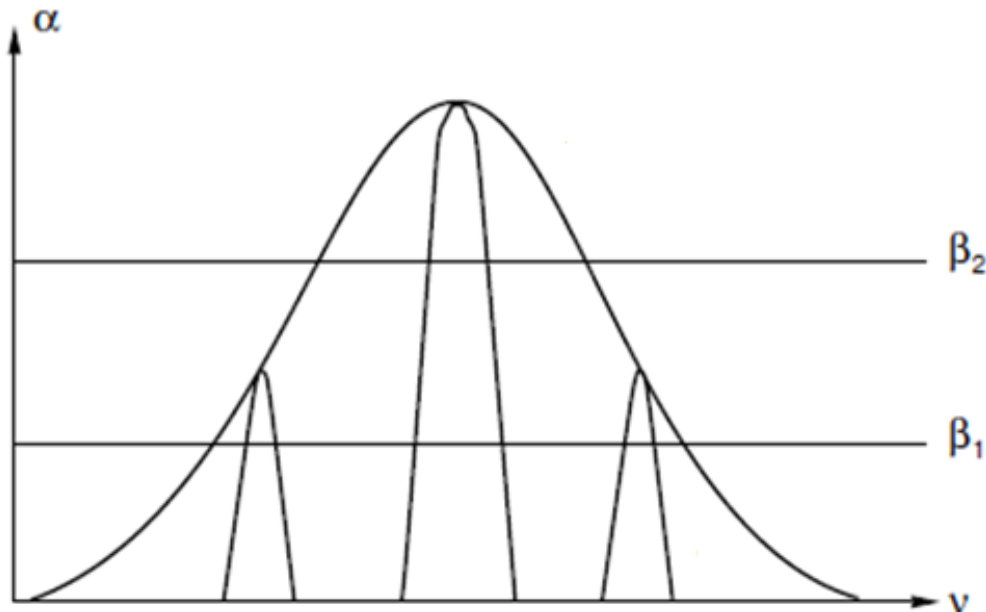
Динамика изменения минимальной достигнутой длительности лазерных импульсов



Метод модуляции добротности

Добротность колебательной системы показывает, насколько велики потери энергии в ней:

$$Q = \frac{W}{\Delta W}$$



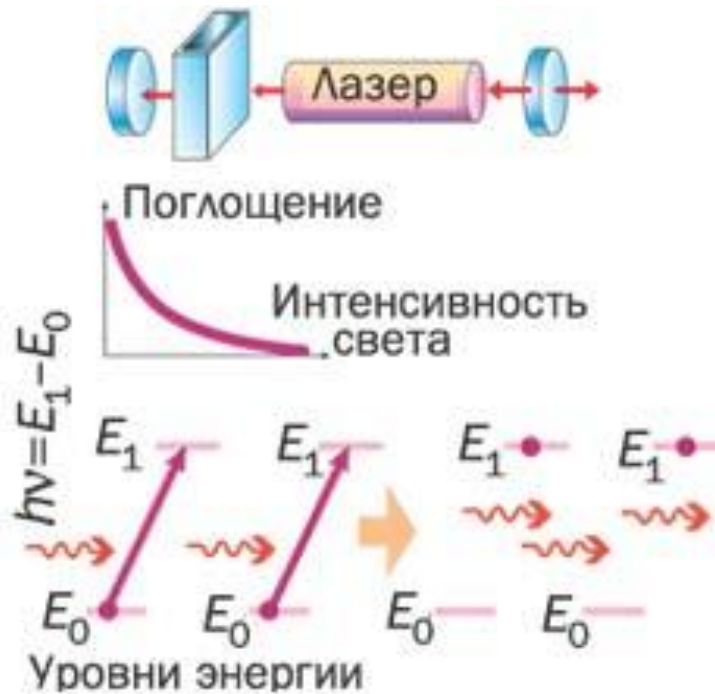
α – коэффициент усиления активной среды лазера;

ν – частота;

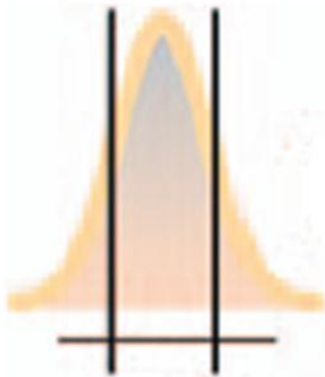
β – уровень потерь в резонаторе лазера.

Быстрое включение добротности (резкое изменение потерь в резонаторе от высоких к низким), осуществляемое одним из способов, приводит к развитию нелинейной генерации излучения в виде мощного короткого импульса (на практике $\sim 3 \dots 10$ нс).

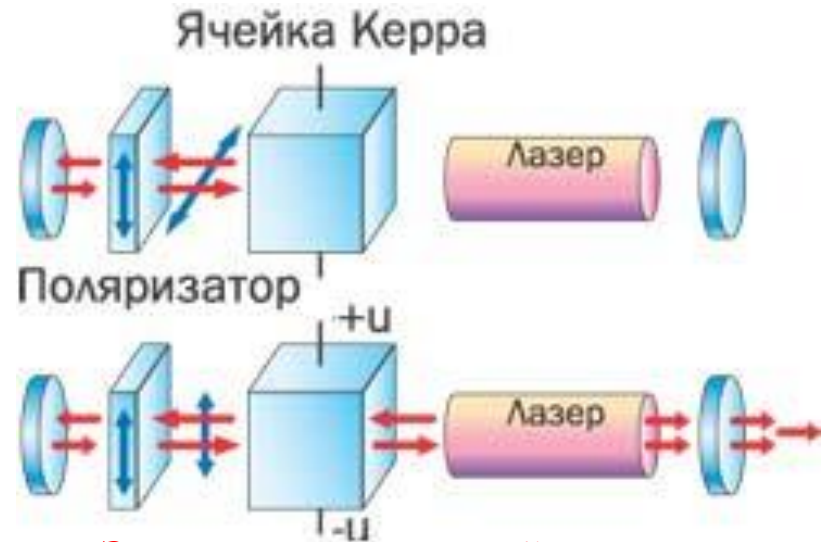
Различные способы модуляции добротности



Фототронный
(пассивный способ)

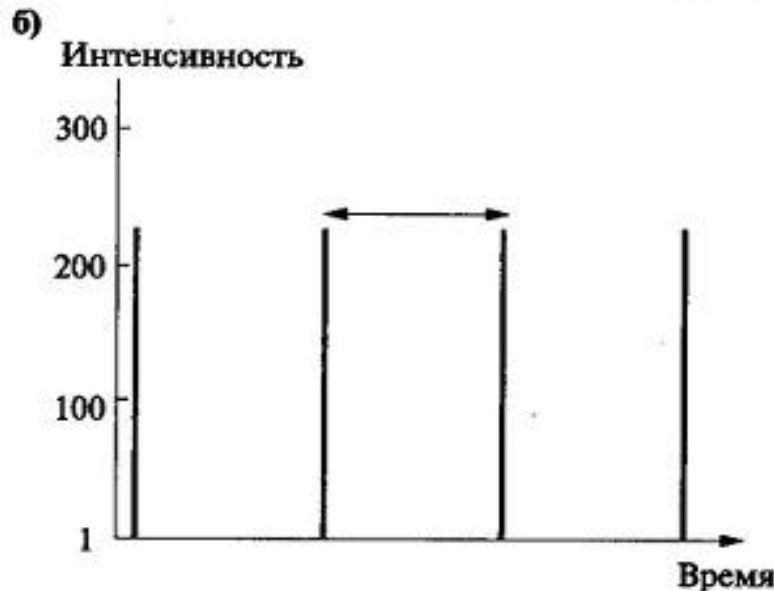
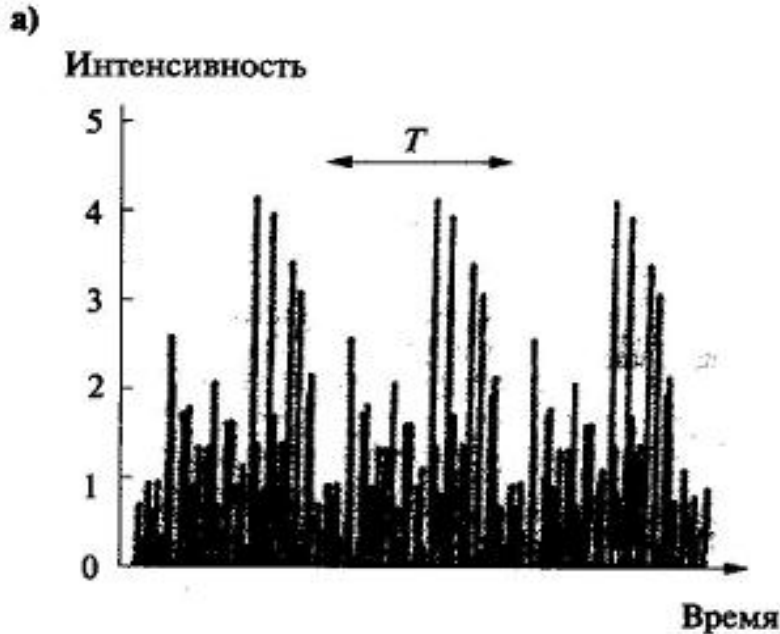


Акустооптический
(активный способ)



Электрооптический
(активный способ)

Принцип синхронизации мод

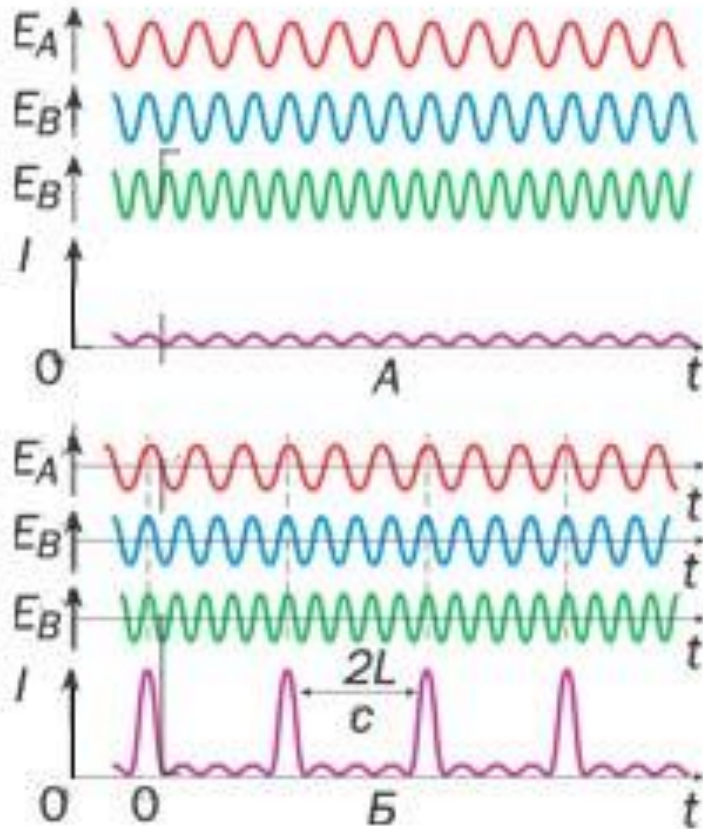


Хаотически распределенные фазы спектральных составляющих (продольных мод) необходимо синхронизировать, т.е. согласовать их определенным образом для формирования регулярной последовательности импульсов.

Современные конструкции волоконных лазеров с синхронизацией мод позволяют уверенно генерировать сверхкороткие импульсы фемтосекундного диапазона.

1 фс = 10^{-15} сек

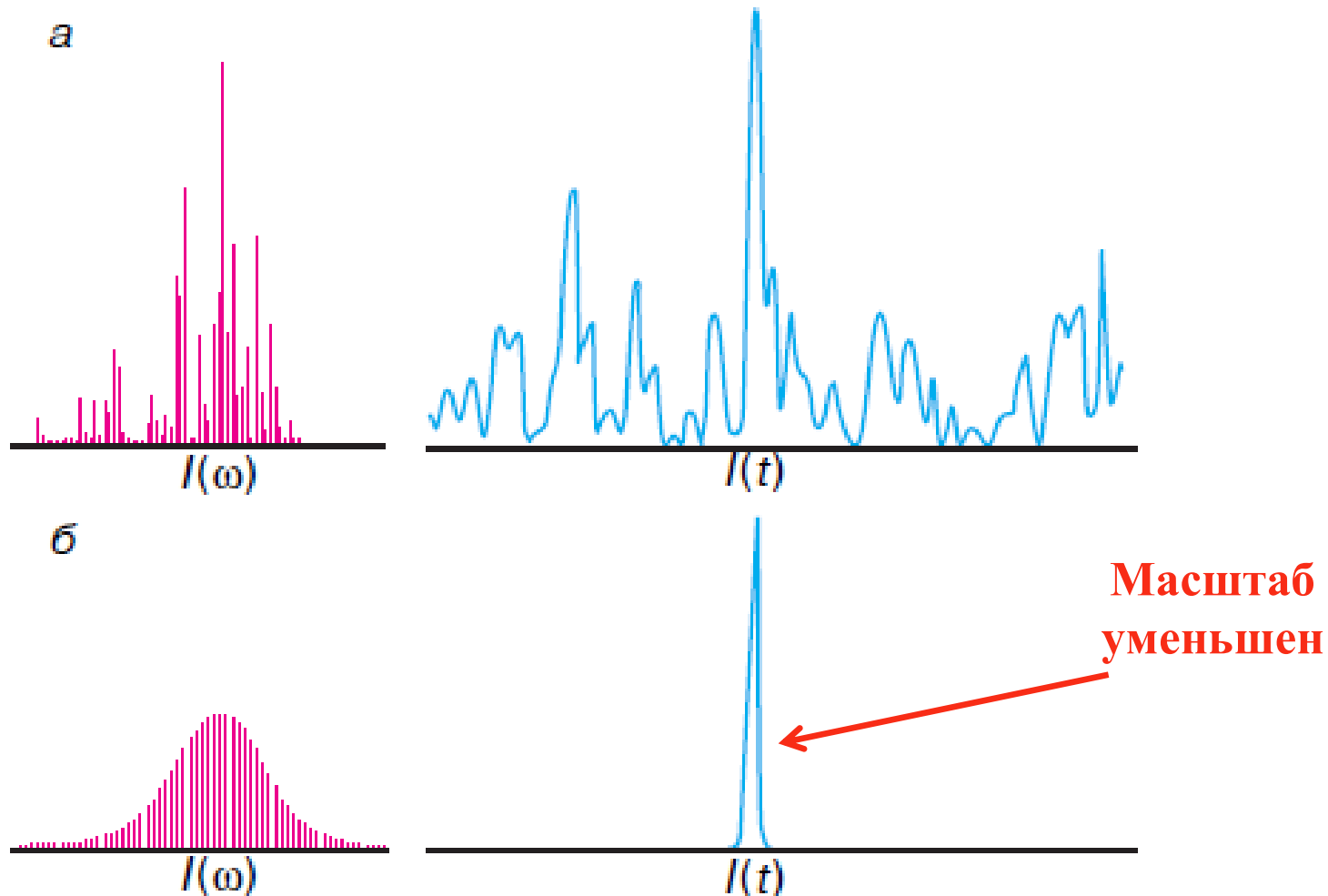
Физическая идея синхронизации мод



Пример: образование импульсов при синхронизации мод на примере сложения трех гармонических колебаний.

А – три продольные моды с частотным интервалом $c/2L$, не синхронизированы; Б – фазы всех колебаний при $t = 0$ одинаковы. В моменты совпадения фаз происходит образование мощных импульсов.

Спектр и временная развертка лазерного излучения с несинхронизированными модами и в режиме полной синхронизации мод



Элементарная теория синхронизации мод

$$E(t) = \sum_{m=1}^N A_m \cdot \cos[(\omega_0 + m \cdot \Delta\omega)t + \varphi_m]$$

– поле импульсного излучения
с несинхронизированными модами.

φ_m – фаза m -ой моды; $\Delta\omega = \frac{\pi c}{L}$ – расстояние по
частоте между
модами.

Если $\varphi_1 = \varphi_2 = \dots = \varphi_N = 0$ и

$A_1 = A_2 = \dots = A_N = E_0$, то:

$$E(t) = E_0 \cdot \sin \frac{N\Delta\omega \cdot t}{2} \cdot \operatorname{cosec} \frac{\Delta\omega \cdot t}{2} \cdot \cos \omega_0 t$$

– поле в режиме синхронизации.

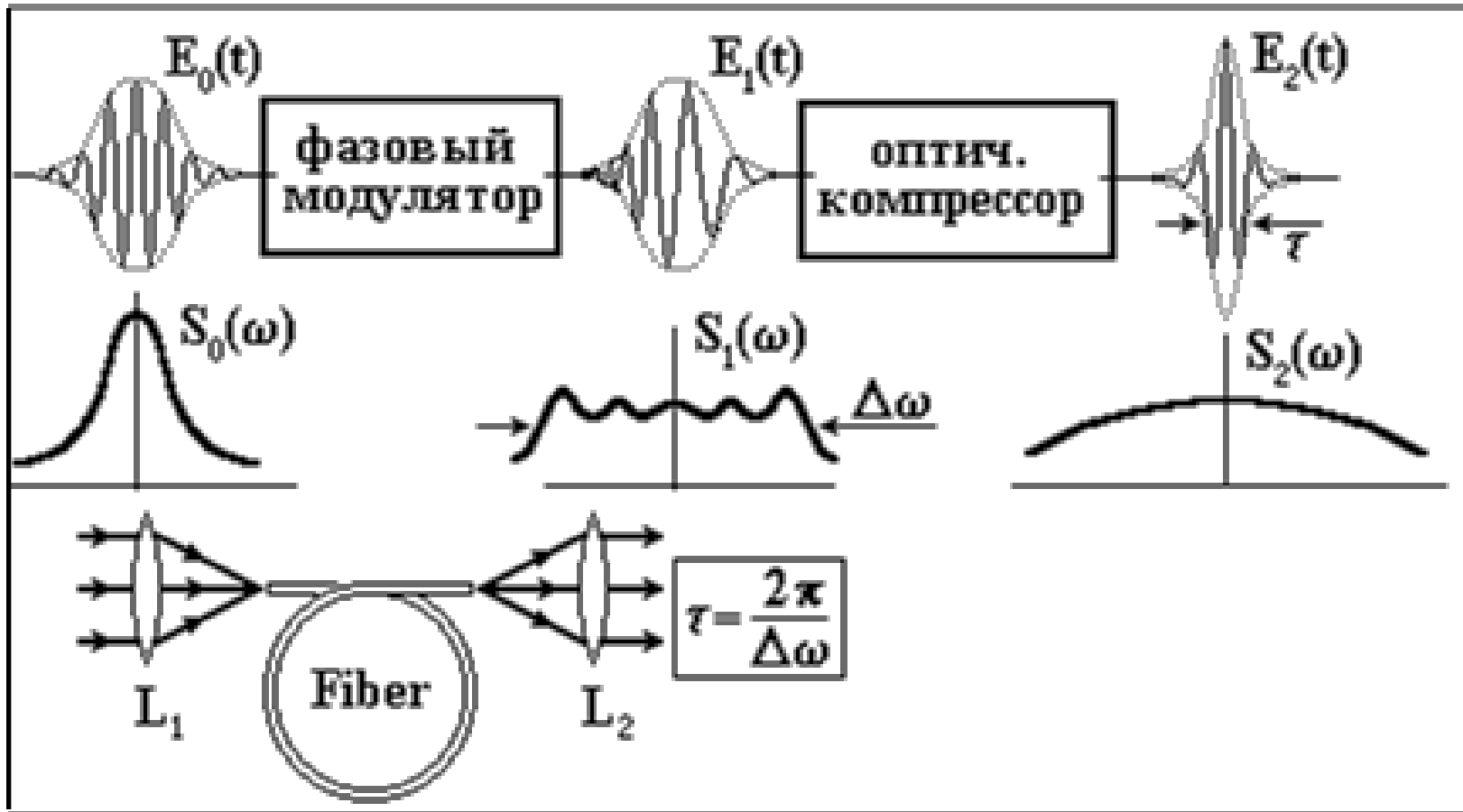
Лазер с синхронизацией продольных мод излучает периодическую последовательность импульсов длительностью

$$\tau = \frac{\Delta t}{N}, \text{ где } \Delta t = \frac{2L}{c} \text{ – интервал между соседними импульсами.}$$

Пример.

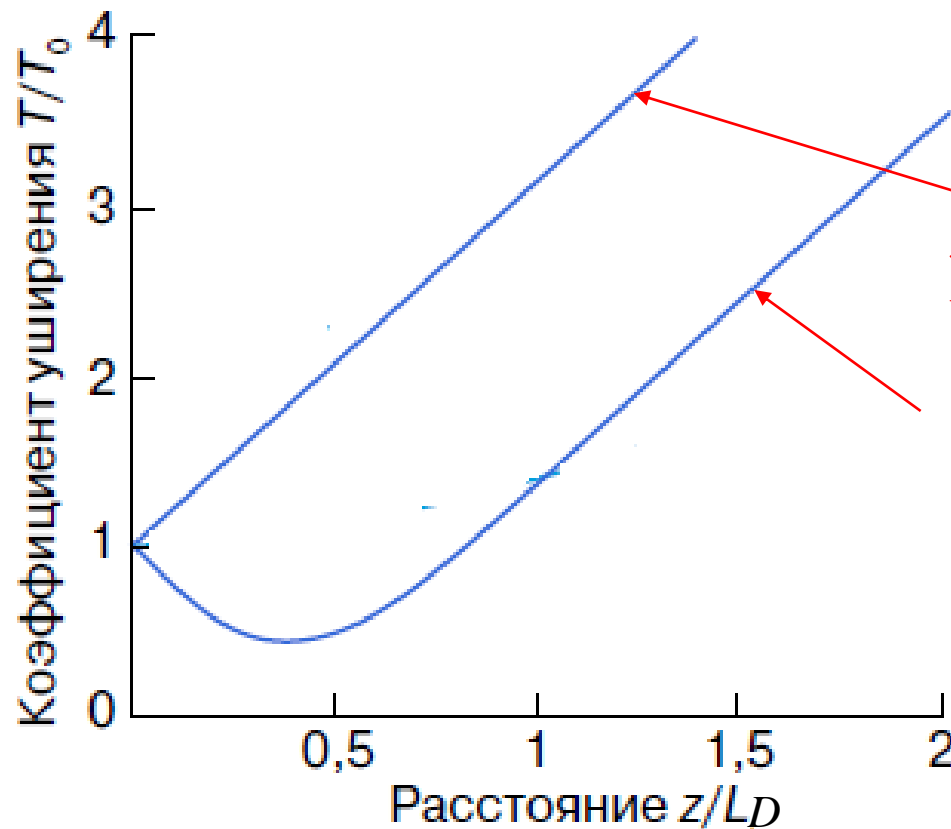
Лазер с расстоянием между зеркалами оптического резонатора $L = 1,5$ м, в котором синхронизируется $N = 100$ продольных мод. В этом случае синхронизированные оптические импульсы следуют с интервалом $\Delta t = 10$ нс, а их длительность составляет $\tau = 100$ пс.

Основная идея компрессии импульсов (принцип фазировки)



На 1-ой стадии, используя ФСМ излучения в оптоволокне, получают широкополосный сигнал, а на 2-ой – подбирают механизм задержки переднего фронта (преобразования этого сигнала в СКИ).

Длительность импульса в среде с дисперсией



Знак ДГС и знак вносимого чирпа одинаковы

Знак ДГС и знак вносимого чирпа противоположны

Для сжатия импульса необходимо сообщить ему линейную частотную модуляцию противоположн. знака по сравнению с ДГС.

Роль внесения положительного чирпа в волоконном световоде играет фазовая самомодуляция (ФСМ).

Методы сжатия оптических импульсов, основанные на нелинейных эффектах

Волоконно-решеточная компрессия

*(применяется для волокна
с нормальной дисперсией)*

$$\lambda < \lambda_D$$

Ось времени
→



Для сжатия импульса в среде с нормальной ДГС требуется наложить *отрицательный чирп* для того, чтобы замедлить длинноволновый передний фронт.

Компрессия, основанная на эффекте многосолитонного сжатия *(применяется для волокна с аномальной дисперсией)*

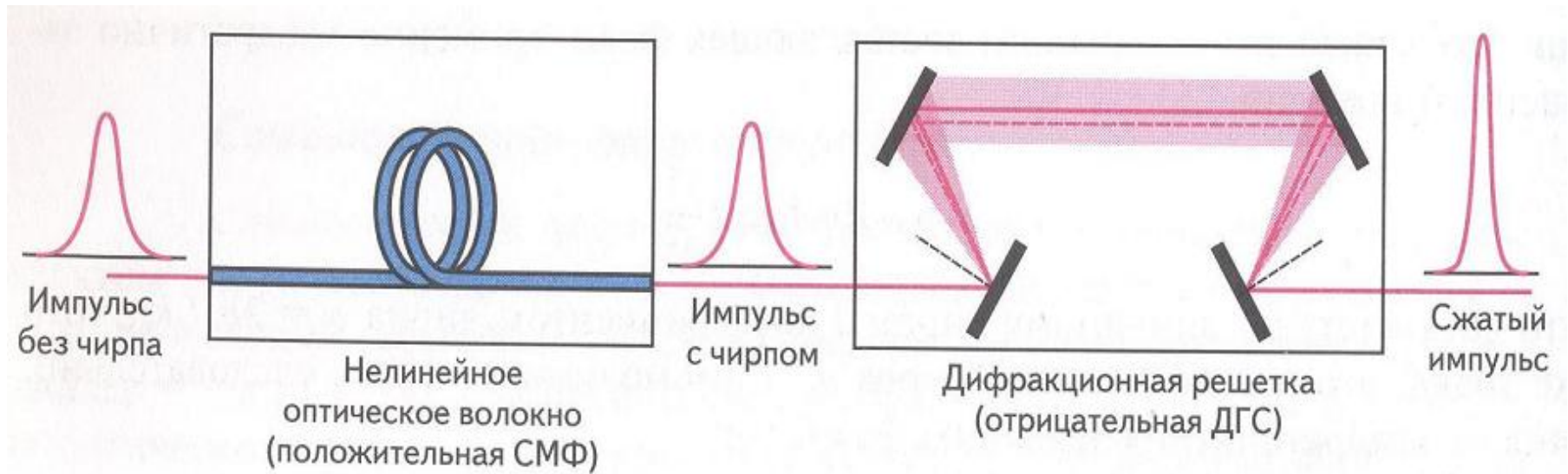
$$\lambda > \lambda_D$$

Ось времени
→



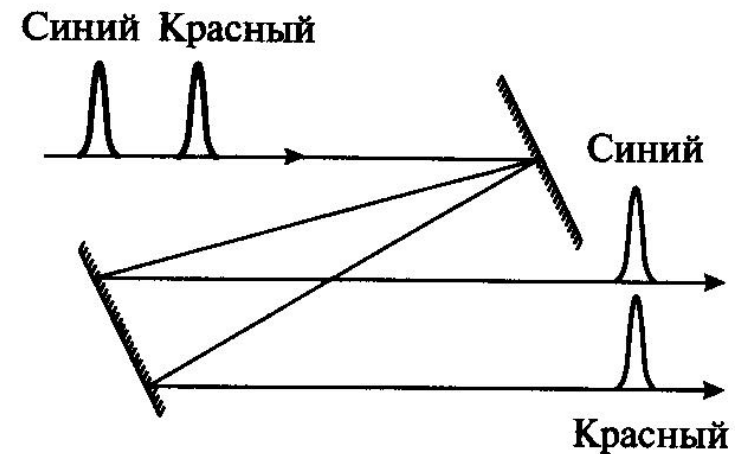
Для сжатия импульса в среде с аномальной ДГС требуется наложить *положительный чирп* для того, чтобы замедлить коротковолновый передний фронт.

Волоконно-решеточный компрессор

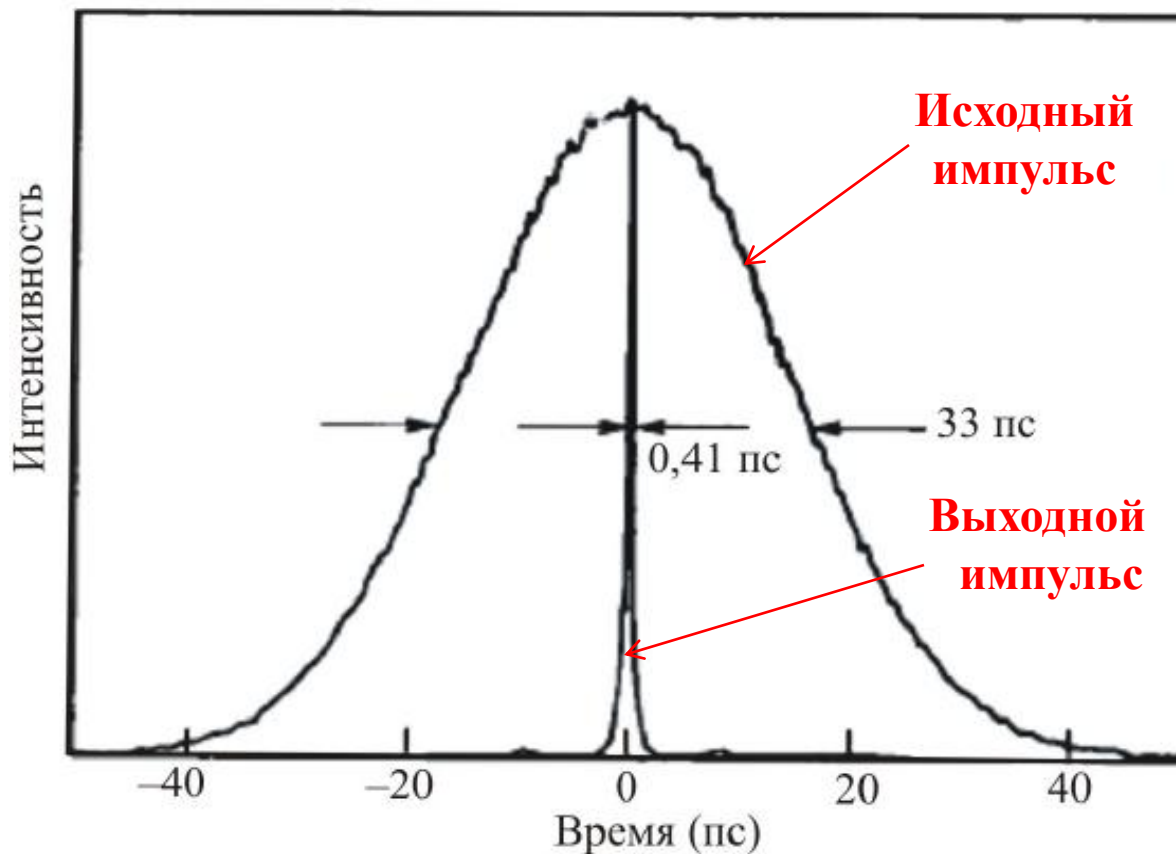


Пара дифракционных решеток действует как фильтр с отрицательным чирпом:

оптические пути коротковолновых и длинноволновых компонент оказываются различными, поэтому, проходя через такую систему задержки, передний фронт импульса приближается к заднему фронту.

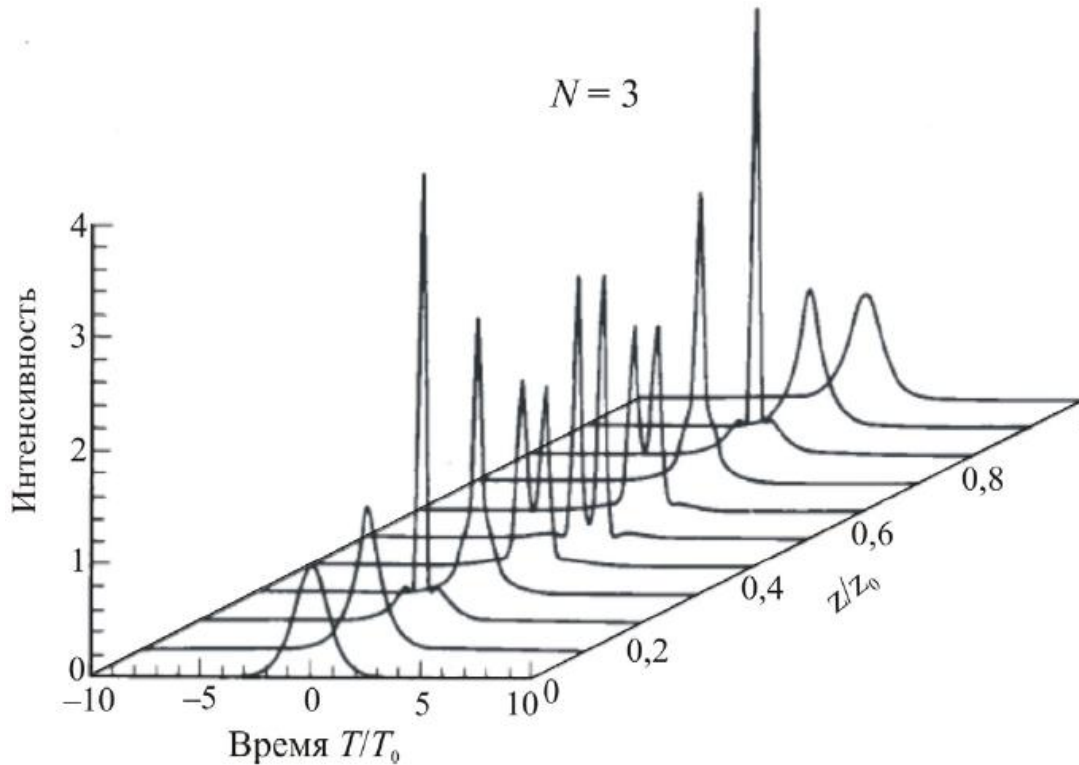


Результаты эксперимента

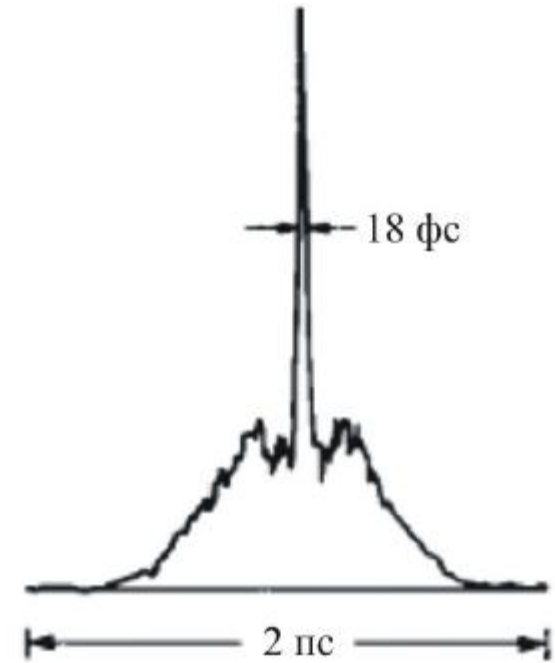


Длина волоконного световода: 105 м.
Расстояние между решетками: 7,24 м.
Достигнутый коэффициент сжатия: 80.

Многосолитонное сжатие импульсов



Динамика изменения формы солитонного импульса 3-го порядка.



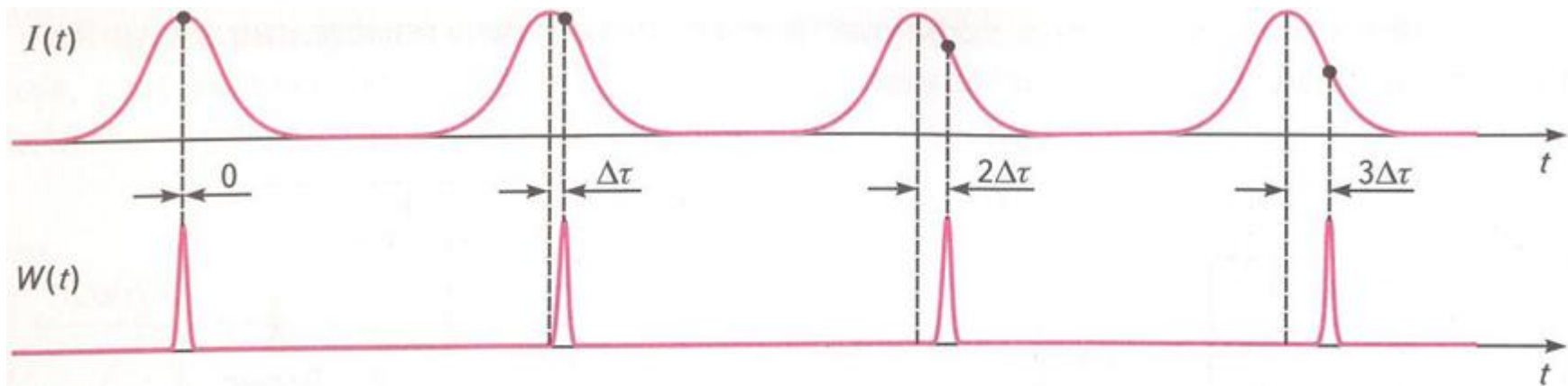
Форма выходного импульса.

$$f_c = 4,1N \quad \text{— коэффициент сжатия.}$$

$$\frac{L_{opt}}{z_0} = \frac{0,32}{N} + \frac{1,1}{N^2} \quad \text{— оптимальное отношение длины волокна к периоду солитона.}$$

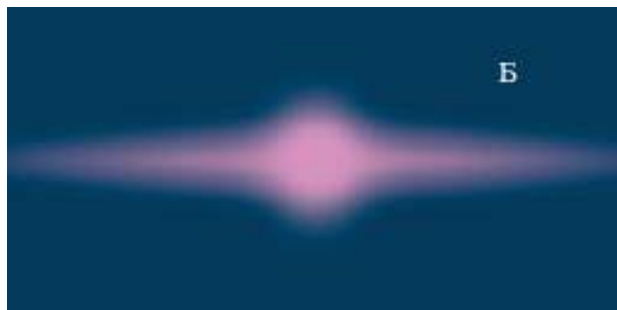
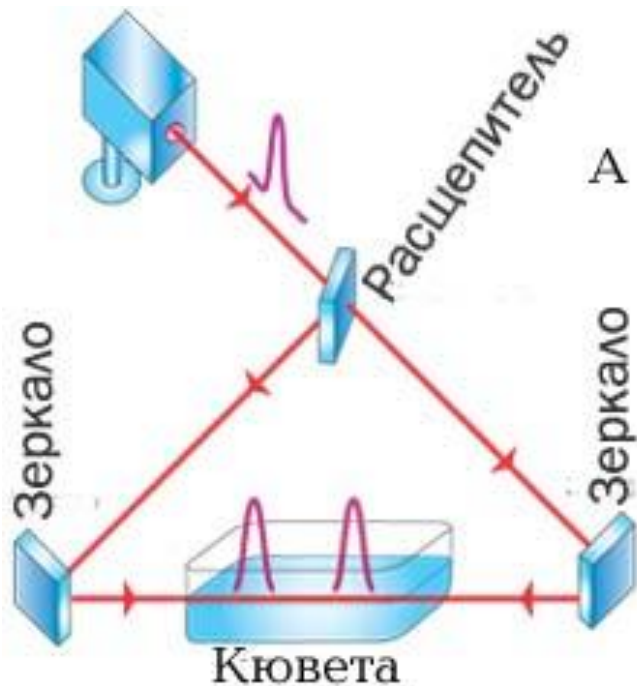
Особенности измерения длительностей с пикосекундным и фемтосекундным разрешением

1. Не пригодна техника измерения, использующая фотодетекторы и осциллографы (может использоваться только для наносекундных импульсов).
2. Используются сверхбыстрые оптические затворы (вентили), управляемые другими более короткими опорными импульсами с внесением управляемой временной задержки между ними (метод стробирования), а также методы нелинейной оптики.



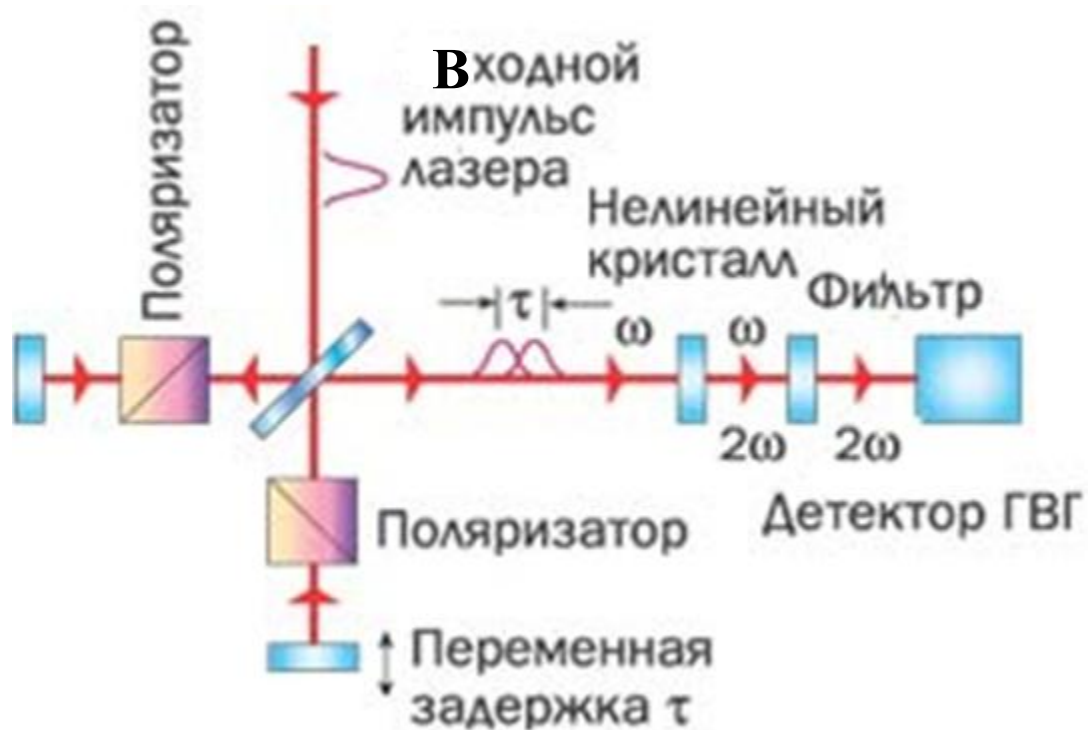
Измерение профиля импульса путем стробирования отдельных импульсов периодического цуга с временными задержками $\tau = m\Delta\tau$, $m = 0, 1, 2, \dots$

Измерение длительности импульса методом двухфотонной люминесценции



Лазерный импульс расщепляется пополам, и два вторичных импульса встречаются в кювете с люминесцирующей жидкостью (А). Подбирается такой краситель, чтобы молекулы возбуждались двумя квантами света. В кювете наблюдаются светящиеся треки, возникающие при сложении импульсов (Б). Исследование распределения яркости люминесценции вдоль трека позволяет определить длительность светового импульса.

Измерение длительности импульса методом генерации второй гармоники



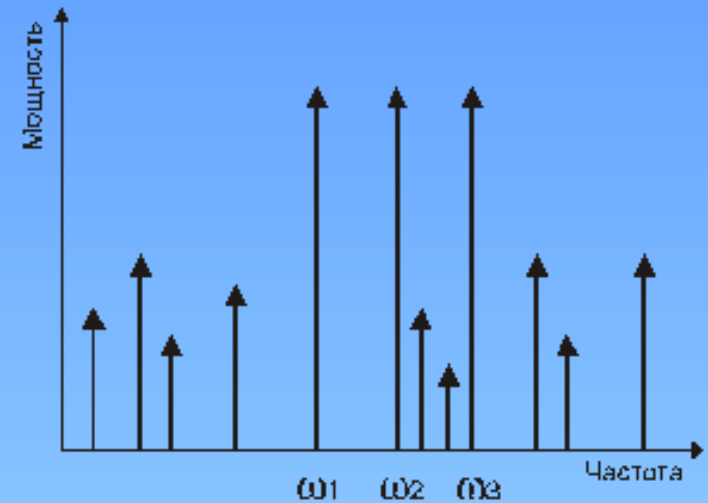
Лазерный импульс расщепляется на два импульса, которые поступают в интерферометр, где приобретают взаимно перпендикулярную поляризацию. Складываясь в нелинейном кристалле, они вызывают генерацию ВГ. Длительность импульса измеряют, определяя зависимость энергии ВГ от величины задержки одного импульса относительно другого.

Лекция 13

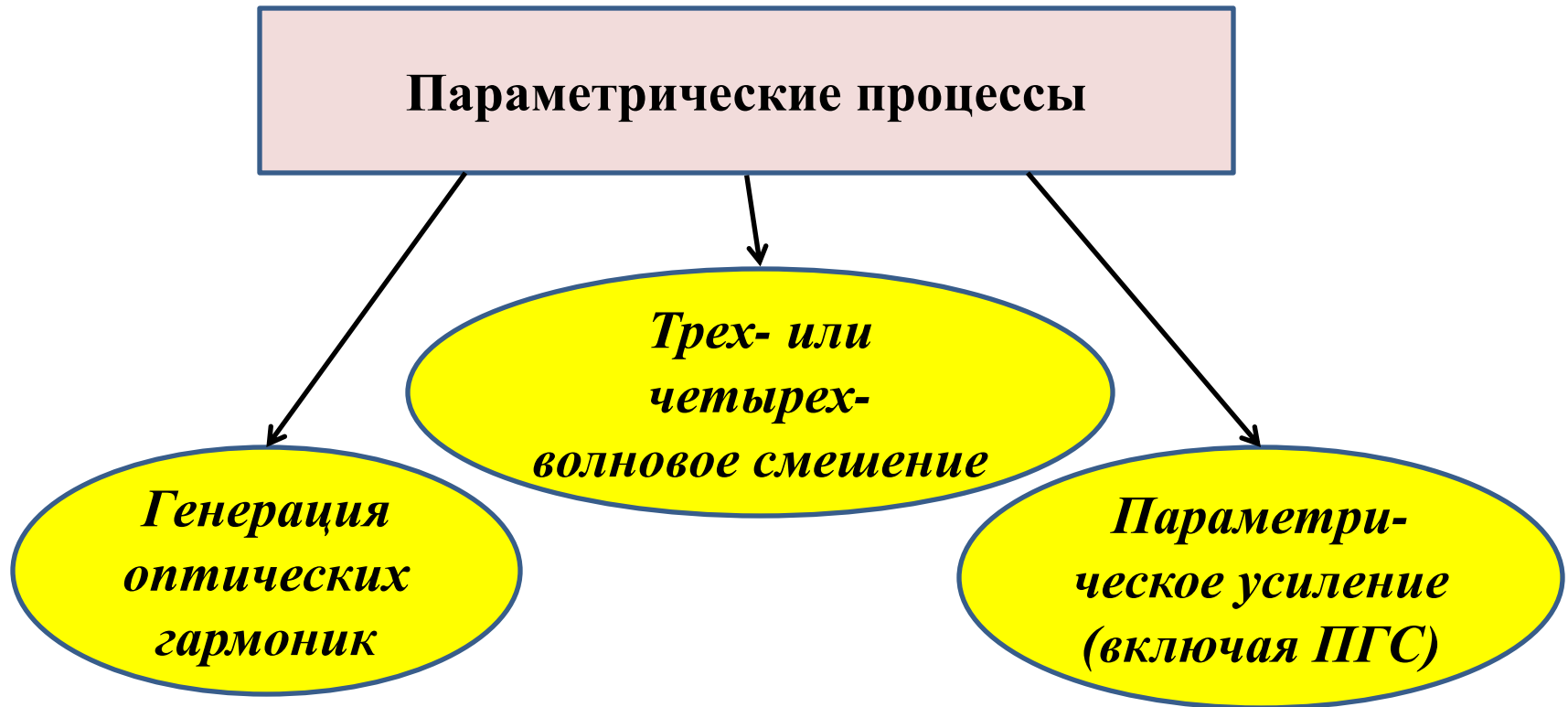
ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ВОЛОКОННОЙ ОПТИКЕ

Вопросы:

1. Характеристика параметрических процессов. Четырехволновое смешение.
2. Параметрическое усиление и его применение.

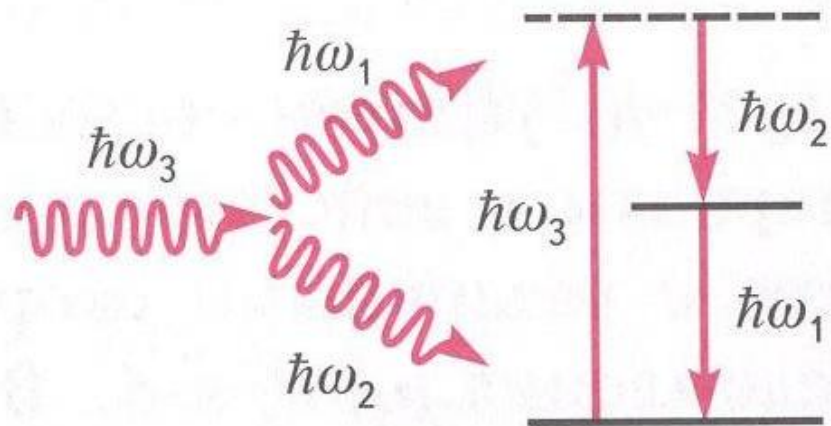


Параметрическими называются светоиндуцированные процессы изменения параметров оптической среды, например, показателя преломления, обусловленные взаимодействием нескольких световых волн через нелинейный отклик электронов внешних оболочек в электромагнитном поле.



Классификация параметрических процессов

Сравнение параметрического и непараметрического процессов в квадратично-нелинейной среде



Генерация на разностной частоте
(является параметрическим процессом)



Лазерная генерация
(не является
параметрическим процессом)

Параметрический процесс (в отличие от непараметрического) включает обмен энергией только между взаимодействующими волнами, но не со средой и протекает только при выполнении условия фазового синхронизма.

Порядок параметрических процессов

Возможны параметрические процессы различных порядков, причем порядок процесса совпадает с порядком нелинейной восприимчивости, ответственной за него.

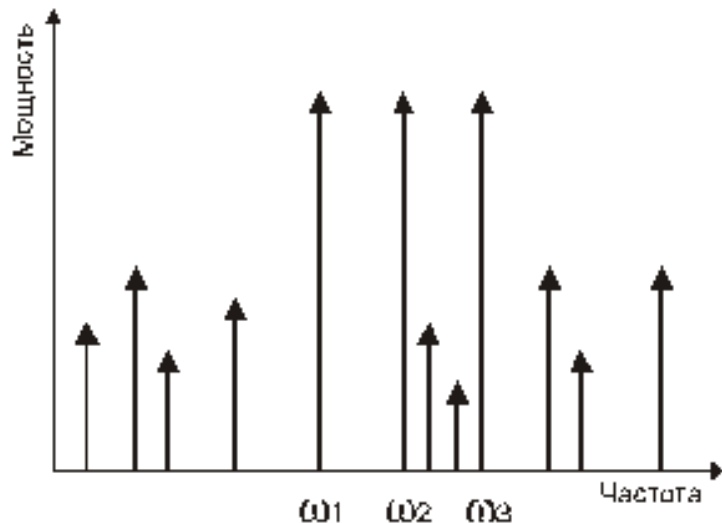
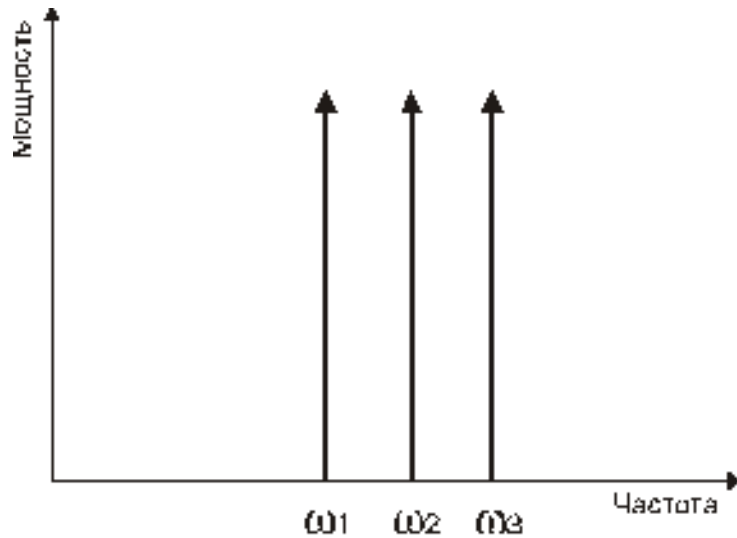
$$P_i^{\text{куб}} = \varepsilon_0 \cdot \sum_{k=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{m=1}^3 \chi_{ikjm}^{(3)} E_k E_j E_m$$

– кубичная поляризованность.

$\chi_{ikjm}^{(3)}$ – кубичная восприимчивость (является тензором четвертого ранга).

Параметрический процесс в среде, где наименьший порядок ненулевой нелинейной восприимчивости равен трем, предполагает взаимодействие четырех оптических волн.

Физический механизм четырёхволнового смешения



Мощная волна накачки с частотой ω_2 и сигнальная (стоксова) волна с частотой ω_1 генерируют симметрично расположенную боковую полосу с частотой ω_3 (антискосова, или холостая волна).

Нелинейность волокна приводит к взаимодействию трех мод с частотами ω_1 , ω_2 и ω_3 и появлению новой четвертой волны (ложного сигнала) на частоте, являющейся комбинацией трех других частот.

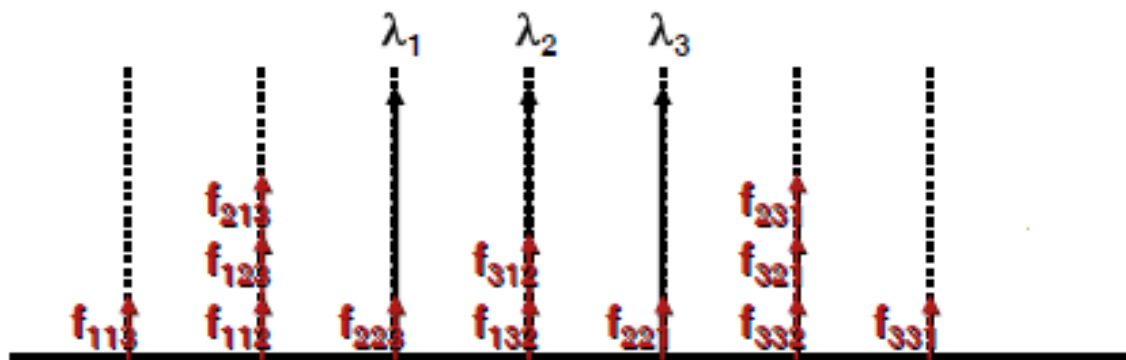
Экспериментальные результаты



Показаны наблюдавшиеся спектры холостой волны, полученные при изменении сигнальной длины волны. Пять различных пиков соответствуют различным комбинациям мод световода, для которых выполняется условие фазового синхронизма.

За счет четырехволнового смешения (FWM) в оптоволоконной линии могут возникать нежелательные ложные сигналы в спектральной полосе передачи информации.

- FWM – это главный источник **пересечений** и **потерь** в системах WDM; **взаимное влияние** нескольких каналов друг на друга создает **новые посторонние сигналы**; в худшем случае равного расстояния между каналами большинство новых частот накладываются на существующие и вызывают интерференцию; в лучшем случае наблюдается лишь уменьшение мощности WDM каналов



Оценка числа ложных сигналов

Если N – число каналов передачи информации, то число ложных сигналов, которые могут попасть в рабочие полосы пропускания каналов, определяется величиной:

$$N_{\text{лс}} = \frac{N^2 (N - 1)}{2}$$

N	$N_{\text{лс}}$
4	24
16	1920

Помехи такого типа могут стать катастрофическими для приемного устройства на конце линии, поэтому FWM является одним из самых нежелательных нелинейных оптических эффектов в ВОЛС.

Свойства четырехволнового смешения

Влияние четырехволнового смешения усиливается при:

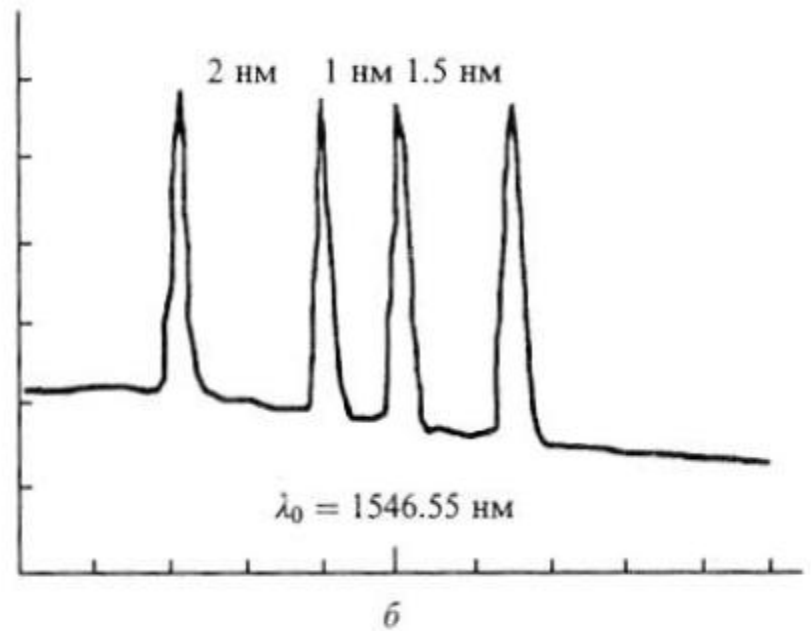
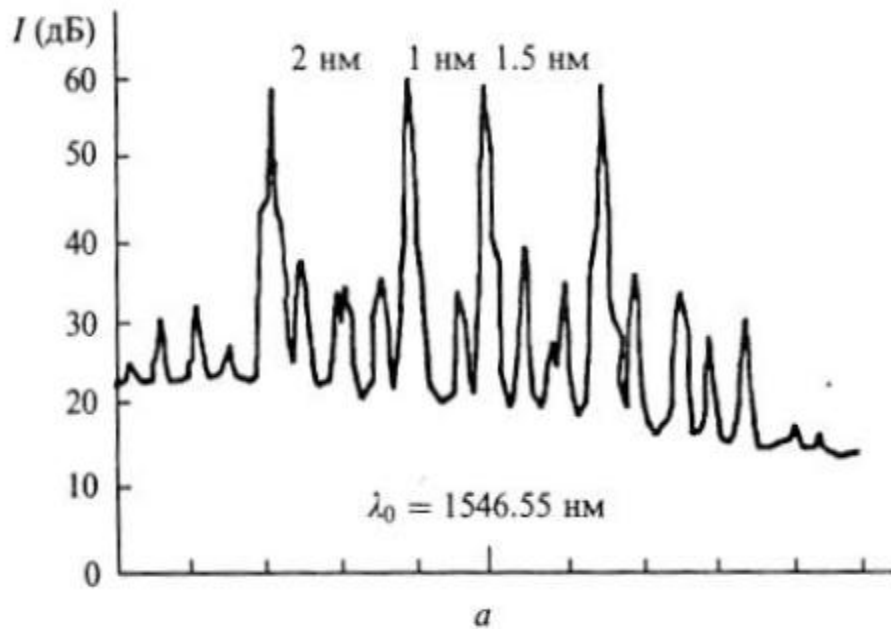
- увеличении числа каналов передачи информации;
- уменьшении частотного интервала между каналами;
- увеличении мощности каналов.

Влияние четырехволнового смешения уменьшается при:

- увеличении эффективной площади волокна;
- увеличении абсолютного значения хроматической дисперсии волокна.

Увеличение скорости передачи информации в канале незначительно влияет на эффективность четырехволнового смешения.

Влияние дисперсии волокна на четырехволновое смешение



Спектр интенсивности излучения на выходе световода

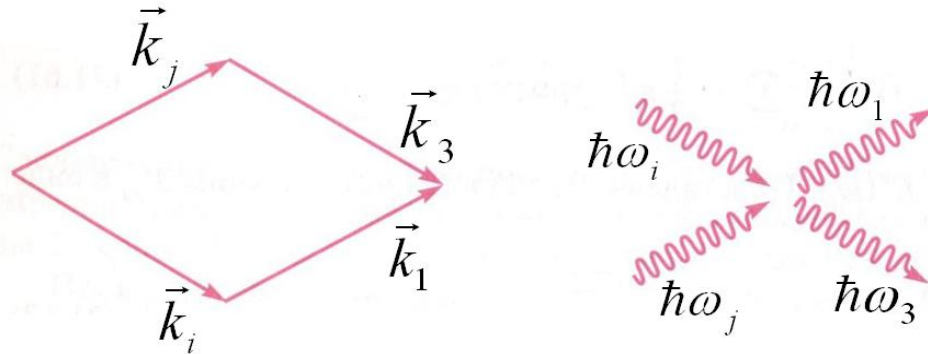
а) $D = 0$; б) $D = 2,5$ пс/(нм·км)

Квантовомеханическая трактовка четырёхволнового смешения

В терминах квантовой механики четырёхволновое смешение описывается как уничтожение фотонов одних частот и рождение фотонов других частот, при этом выполняются законы сохранения энергии и импульса:

$$\hbar\omega_i + \hbar\omega_j = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_3$$

$$\vec{k}_i + \vec{k}_j = \vec{k}_1 + \vec{k}_3$$



Процесс, при котором $\omega_i = \omega_j = \omega_2$, называется *частично вырожденным четырёхволновым смешением*.

Параметрическое усиление как частный случай частично вырожденного четырехволнового смешения

Если в оптическое волокно вместе с волной накачки (частота ω_2) вводится слабый сигнал частоты ω_1 (сигнальная волна), то он усиливается, при этом генерируется новая волна частоты ω_3 (холостая волна) – имеет место *параметрическое усиление*.



Параметрическое усиление эффективно происходит только в том случае, когда выполнено условие волнового (фазового) синхронизма.

Пример параметрического усиления в кубично-нелинейной среде



Внешне процесс выглядит как трехволновое смешение.

$$\omega_2 = \omega_1 + \omega_3 \quad \text{– условие согласования частот (закон сохранения энергии).}$$

Математическая модель параметрического усиления

$$I(L) = I_0 \cdot \left[1 + \left(1 + \frac{\sigma^2}{4g^2} \right) \cdot sh^2(gL) \right]$$

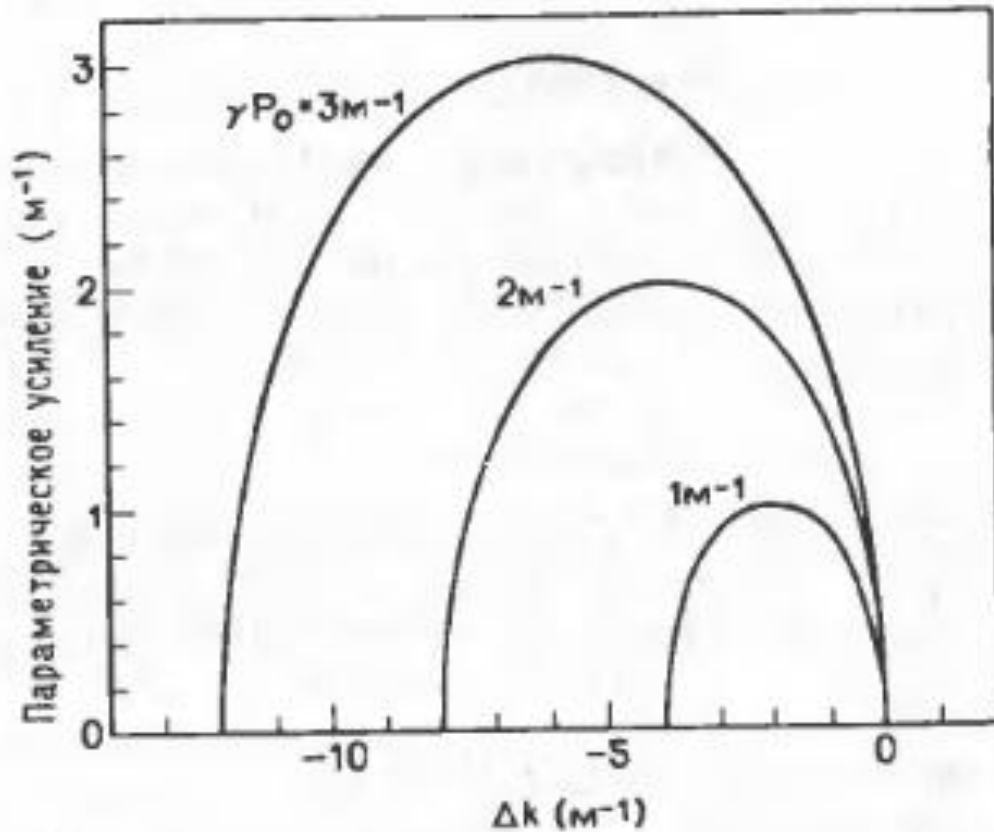
– уравнение усиления сигнальной волны на выходе.

$$\sigma = \Delta k + 2\gamma P_{\text{нак}} \quad \text{– суммарная волновая расстройка.}$$

$$g = \sqrt{(\gamma P_{\text{нак}})^2 - \left(\frac{\sigma}{2}\right)^2} \quad \text{– параметрическое усиление.}$$

$$sh(z) = \frac{1}{2} \cdot (e^z - e^{-z}) \quad \text{– гиперболический синус.}$$

Зависимость параметрического усиления от расстройки волновых векторов и мощности накачки



$$g = g_{max} = \gamma P_{нак}$$

при

$$\sigma = 0 \text{ (или } \Delta k = -2\gamma P_{нак}\text{)}$$

Область, в которой существует усиление:

$$-4\gamma P_{нак} < \Delta k < 0.$$

Коэффициент усиления за один проход по волокну

$$G = \frac{I(L) - I_0}{I_0} = \left(1 + \frac{\sigma^2}{4g^2} \right) \cdot sh^2(gL)$$

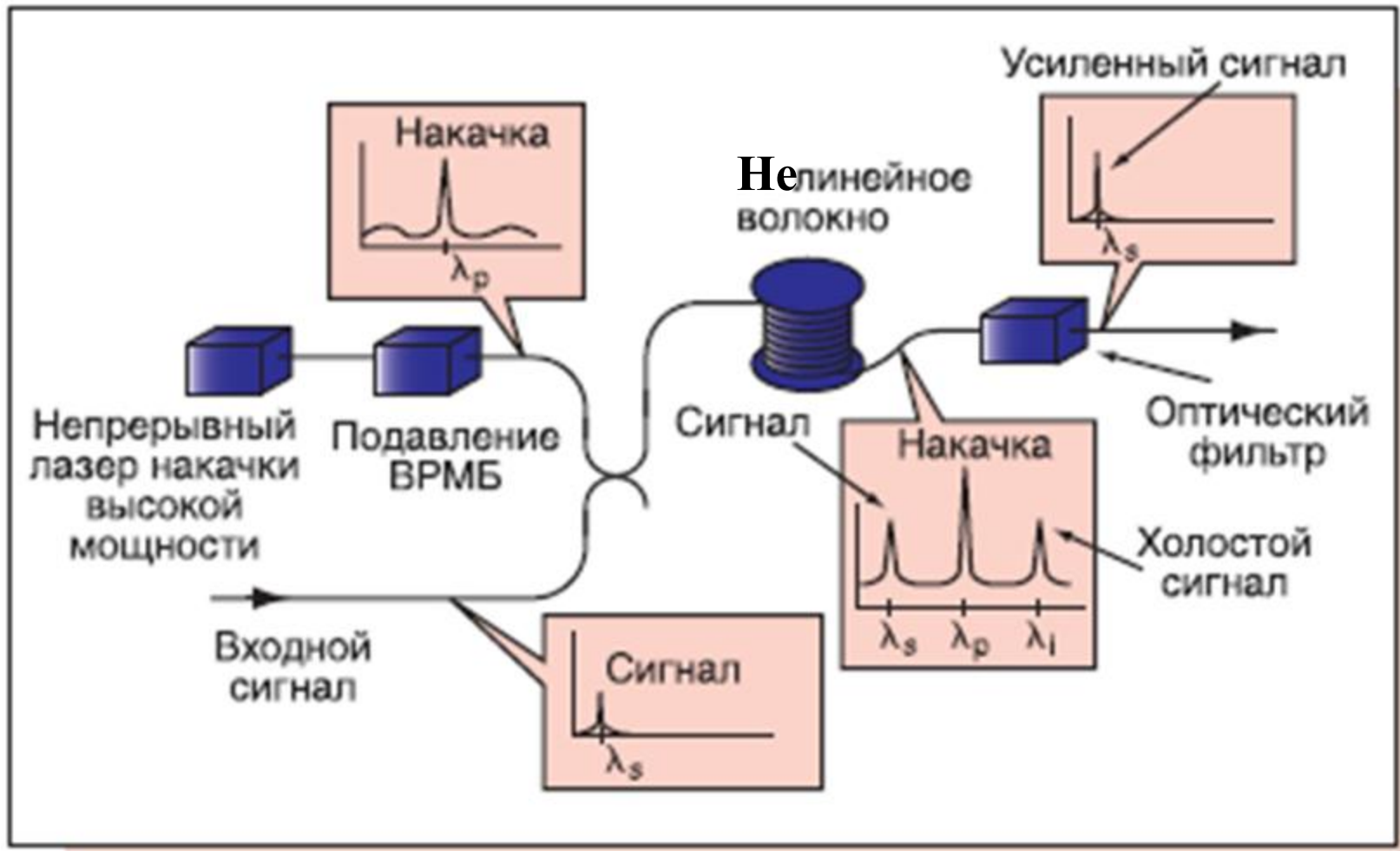
Если точно выполняется условие волнового (фазового) синхронизма:

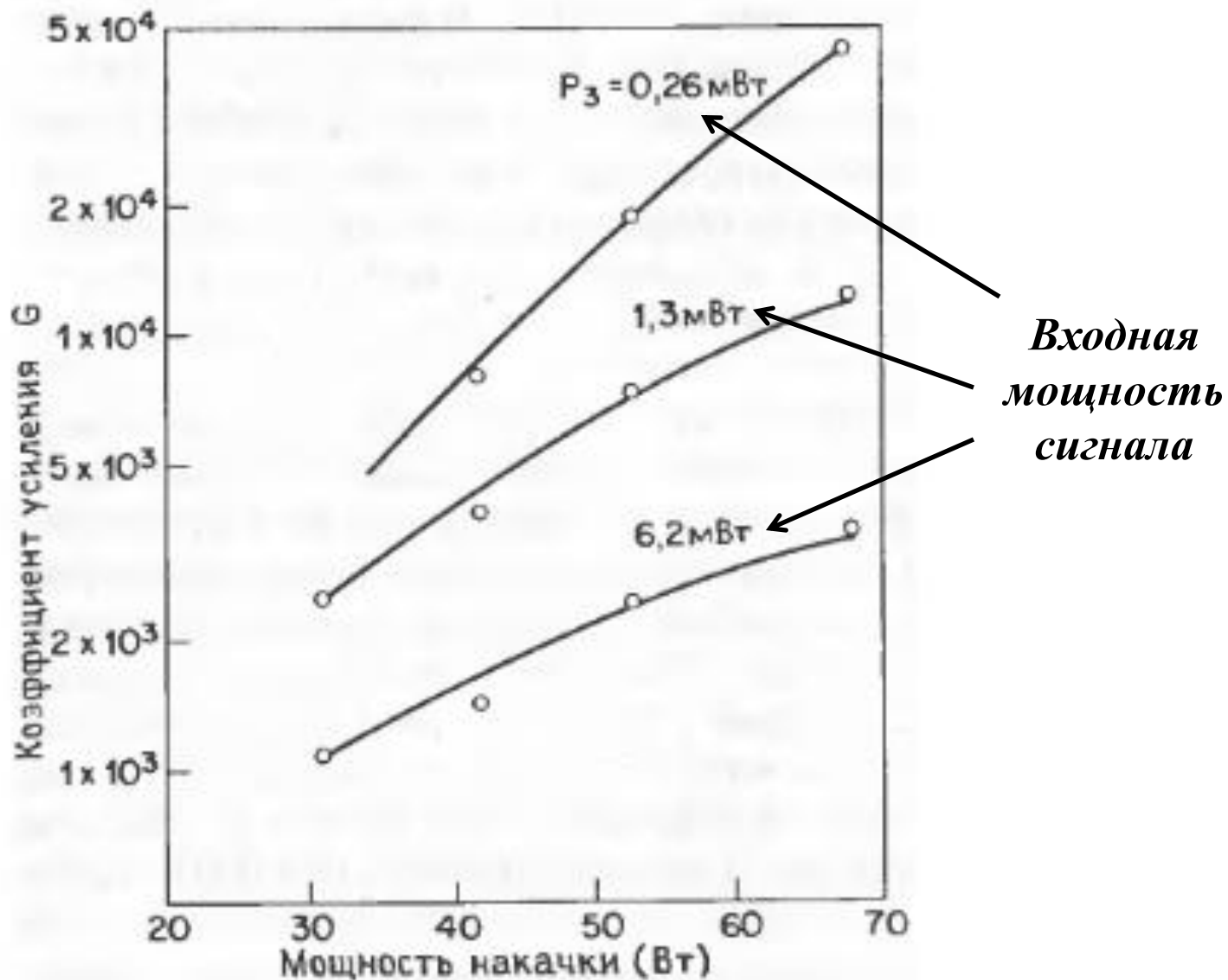
$$\sigma = 0$$

и длина волокна является большой: $gL \gg 1$,
то коэффициент усиления преобразуется к более простому виду:

$$G = \frac{1}{4} \exp(2\gamma P_{\text{нак}} L)$$

Схема волоконно-оптического параметрического усилителя





**Коэффициент усиления параметрического усилителя
в зависимости от мощности накачки**

Ширина полосы параметрического усиления

$$\Delta\Omega = \frac{1}{|\beta_2|\Omega_s} \cdot \sqrt{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 + (\gamma P_{\text{нак}})^2}$$

Ω_s – разность частот накачки и сигнала, соответствующая точному фазовому синхронизму ($\sigma = 0$).

Оценка ширины полосы усиления дает значения $\sim 10\dots 100$ ГГц, что находится в промежутке между аналогичными величинами ВКР-усилителей (~ 5 ТГц) и ВРМБ-усилителей (~ 100 МГц).

Применение параметрических усилителей



Используются для обеспечения необходимой длины регенерационных участков ВОЛС, а также в системах с технологией уплотнения по длинам волн (WDM).

Сигнал на входе в волокно

Сигнал на выходе



Особенности параметрического усилителя:

- требуется соблюдение условия фазового синхронизма для сигналов WDM и накачки, что требует сглаживания дисперсии;
- требуется точный контроль параметров волны накачки и уширения ее спектра, уменьшающих параметрическое усиление;
- требуется большая мощность накачки.

Эффективность ВКР- и параметрического усилителей

Волокно	SMF	DSF	DCF	HNLF	ASMF
Затухание, дБ/км	0.2	0.2	0.45	0.7	80-240
Эффективная площадь сечения, S_{eff} , мкм ²	85	50	19	12	3
Коэффициент рамановского усиления, g_R/S_{eff} , Вт ⁻¹ ·км ⁻¹	0.35	0.6	3	7	28
Нелинейный коэффициент на 1550 нм, γ , Вт ⁻¹ ·км ⁻¹	1.8	2.7	5	15	50
Эффективность рамановского усилителя, дБ·Вт ⁻¹ ·км ⁻¹	3	5	26	61	244
Эффективность параметрического усилителя, дБ·Вт ⁻¹ ·км ⁻¹	16	23	44	131	435

SMF – Standard Single Mode Fiber (стандартное одномодовое волокно);

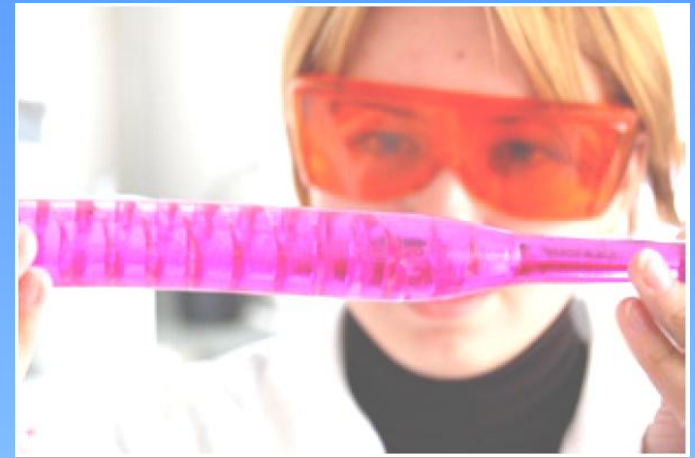
DSF – Dispersion Shifted Fiber (волокно со смещенной дисперсией);

DCF – Dispersion Compensated Fiber (волокно с компенсацией дисперсии);

HNLF – Highly Nonlinear Fiber (высоконелинейное волокно);

ASMF – Air-Silica Microstructured Fiber (дырчатое кварцевое микроструктурированное волокно).

Лекция 14
**ПЕРСПЕКТИВЫ
НЕЛИНЕЙНОЙ
ВОЛОКОННОЙ ОПТИКИ**



Вопросы:

- 1. Основные области применения и научно-технические проблемы нелинейной волоконной оптики.**
- 2. Развитие волоконно-оптической связи. Технология WDM. Генерация суперконтинуума.**
- 3. Фотонно-кристаллические волоконные световоды.**

Области применения нелинейных волоконных световодов

Волоконно-оптическая связь

Использование нелинейных взаимодействий оптических сигналов и механизмов распространения света для создания широкополосных линий связи повышенной информационной емкости и скорости передачи

Волоконные лазеры

Применение легированных нелинейных волокон и новой элементной базы для создания волоконных лазеров с расширенной областью генерации и оптимальными параметрами выходного излучения

Волоконные сенсорные системы

Использование различных механизмов оптической нелинейности для создания волоконных датчиков повышенной точности и инфраструктуры контроля за состоянием объектов

Важнейшие научно-технические проблемы нелинейной волоконной оптики

1. Совершенствование высокоскоростных и высокочастотных волоконно-оптических систем связи и передачи информации.

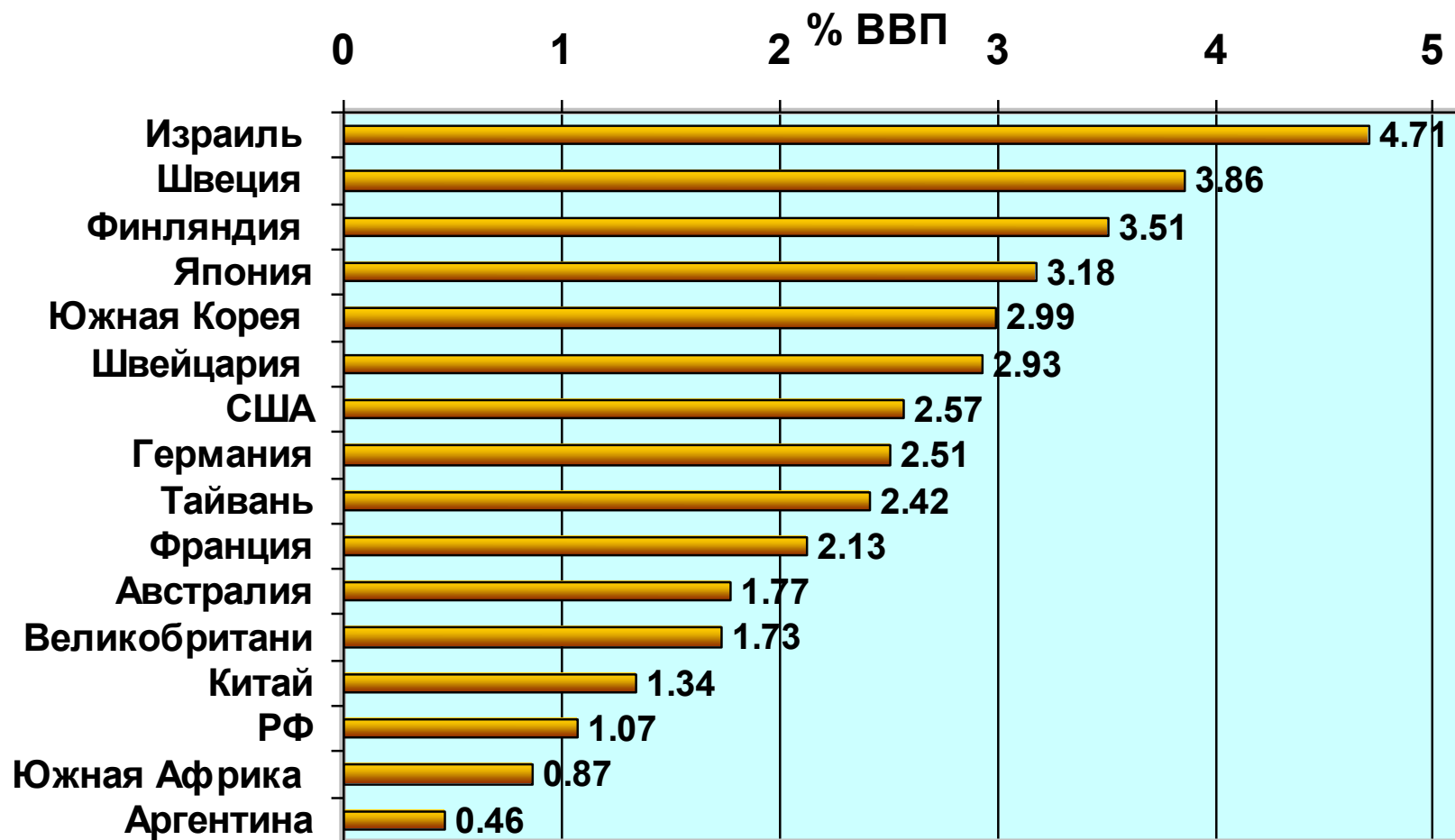
2. Создание в РФ промышленного производства специальных волоконных световодов и эффективных источников излучения – лазерных диодов.

3. Решение проблемы широкополосного оптического усиления для волоконных световодов с низкими потерями и высокой пропускной способностью.

4. Совершенствование конструкции волоконных световодов и механизмов передачи света в них с целью уменьшения ограничений на мощность излучения, вводимого в световод.

5. Уменьшение энергопотребления для волоконно-оптических систем и снижение их стоимости.

Затраты разных стран на исследования и разработки в области волоконной оптики

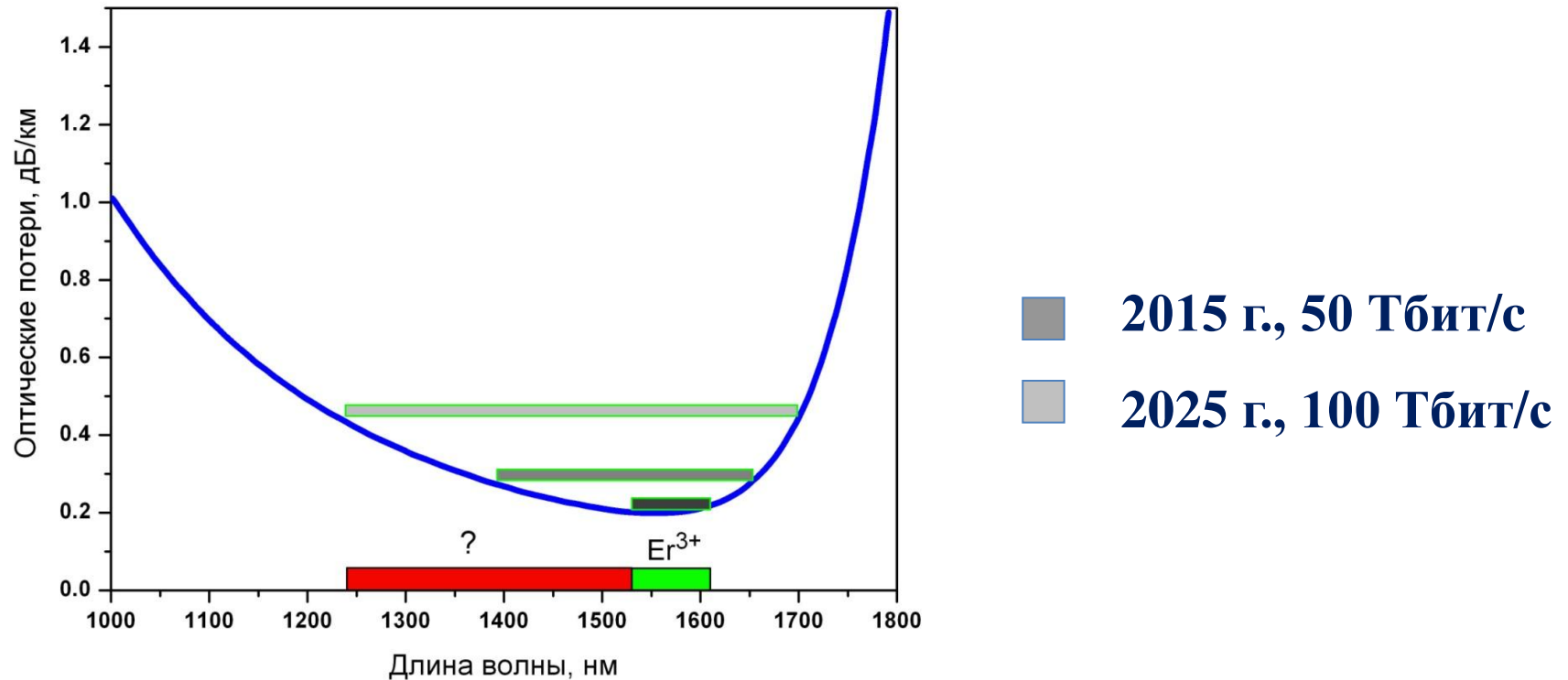


Состояние дел в мире в области волоконно-оптической связи

- **Скорость передачи информации (по одному волоконному световоду):**
 - коммерческие системы 1-2 Тбит/с;
 - экспериментальные системы до 70 Тбит/с.
- **Волоконный световод приходит в каждый дом, обеспечивая населению широкополосный доступ (10Гбит/с) к Интернету.**

В 2015 г. примерно 5 миллиардов людей постоянно связаны через телекоммуникационные сети.
- **Земной шар (океаны и континенты) покрыт сетью волоконных световодов с общей длиной 1000 млн. км. 2015 г. – эта цифра удвоилась.**

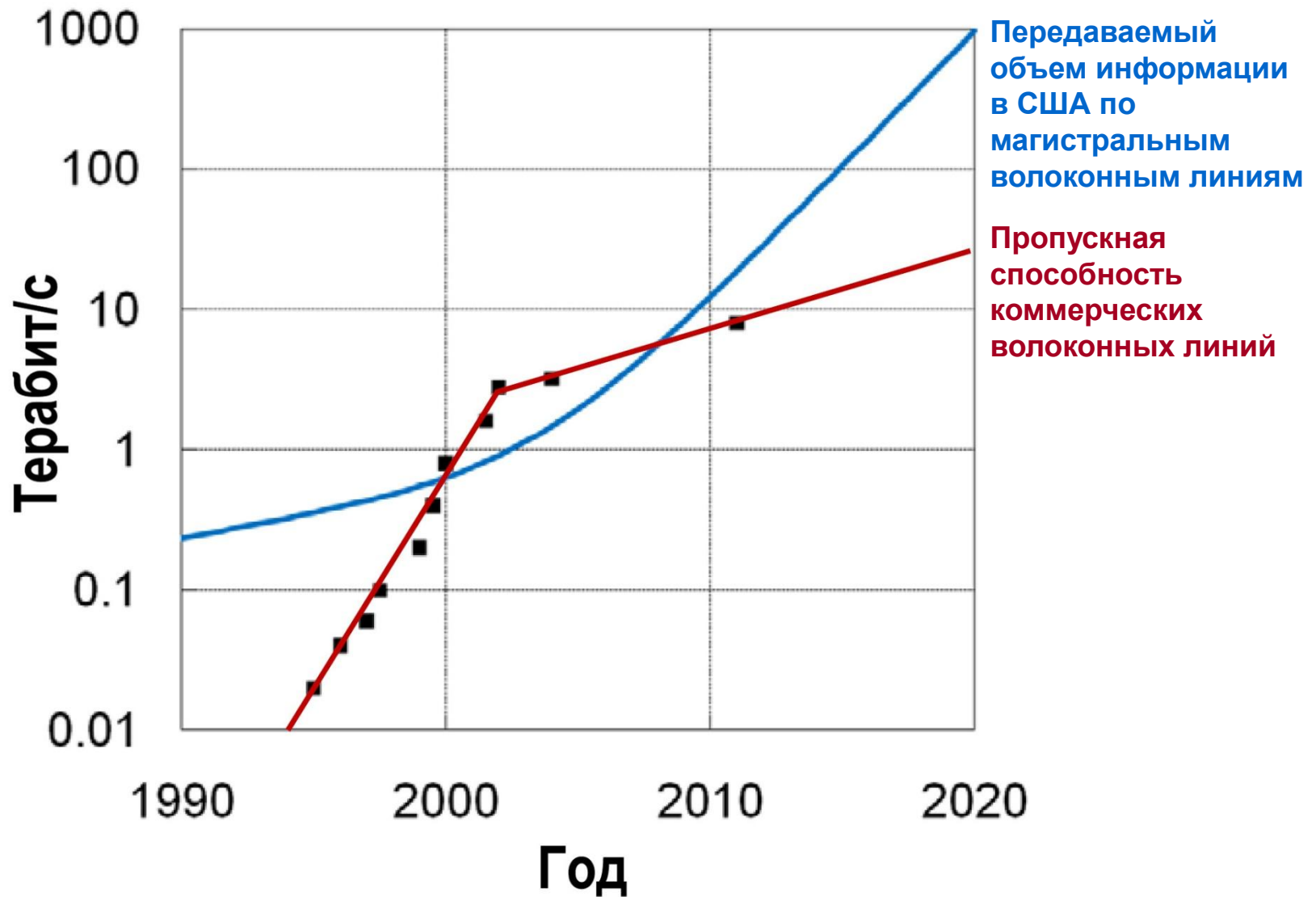
Прогноз развития волоконно-оптической связи до 2025 г.



Необходимы:

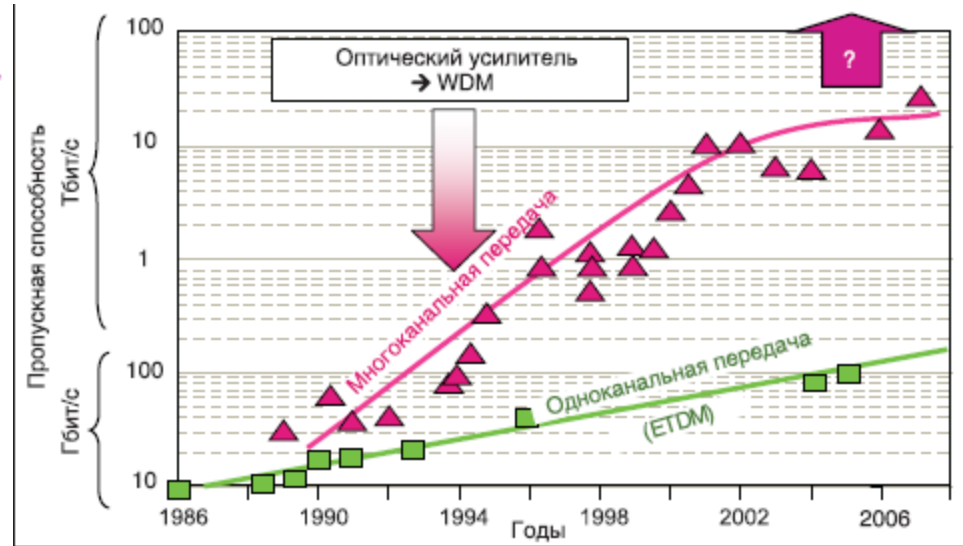
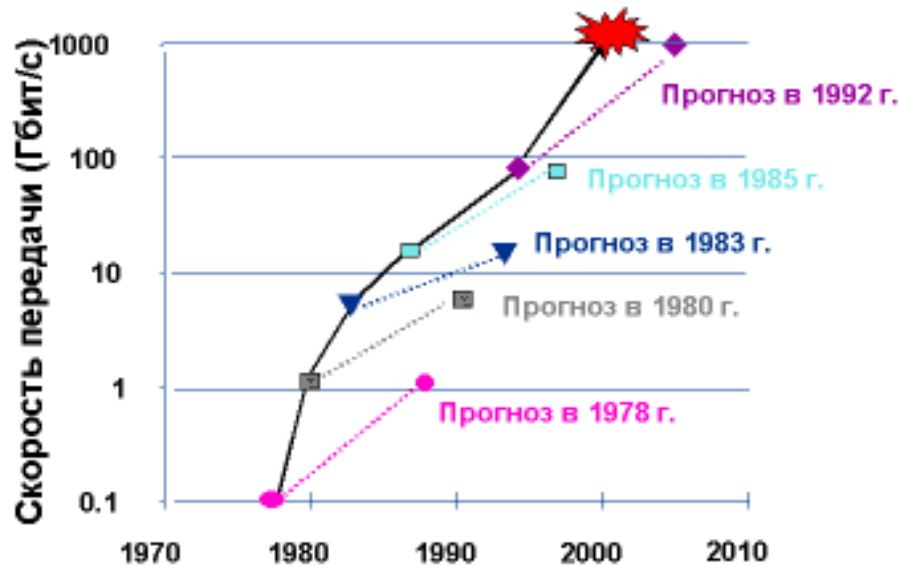
- волоконные лазеры и усилители для спектральной области 1300-1500 нм;
- волоконные световоды с низкой нелинейностью, большим диаметром сердцевины, полые.

Фактор эффективности



Несмотря на непрерывный рост трафика ВОЛС, наблюдается снижение пропускной способности из-за недозагрузки каналов (возможности ВОЛС опережают потребности клиентов).

Рост скорости передачи информации В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЯХ



Потребности в совершенствовании ВОЛС определяются, прежде всего, постоянно растущими требованиями на скорость передачи информации.

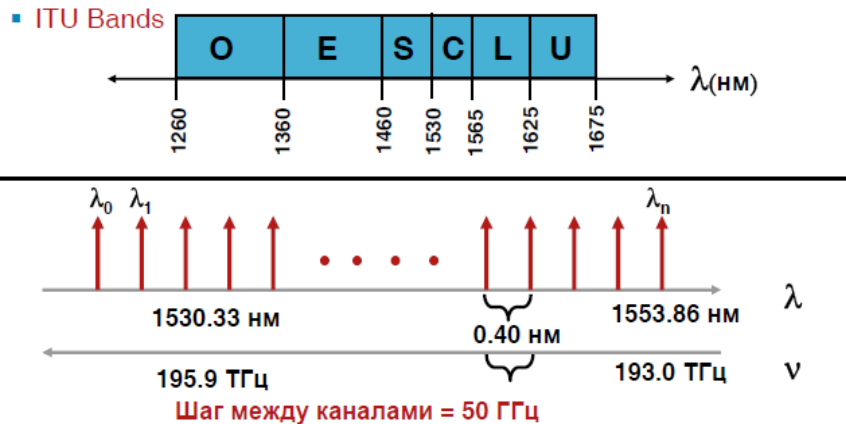
$$V(\text{бит/с}) = N \cdot b(\text{бит/с}),$$

где N — число спектральных каналов, вводимых в один световод,
 b — скорость передачи информации в одном канале.

Анализ возможности увеличения N

Увеличение числа каналов в одном световоде

**Расширение
спектральной области
передачи информации**



Необходимость разработки эффективных волоконных лазеров и широкополосных волоконных усилителей.

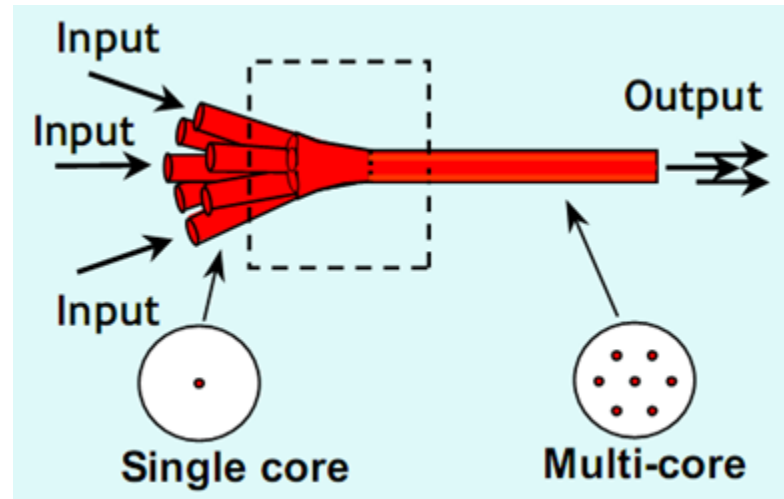
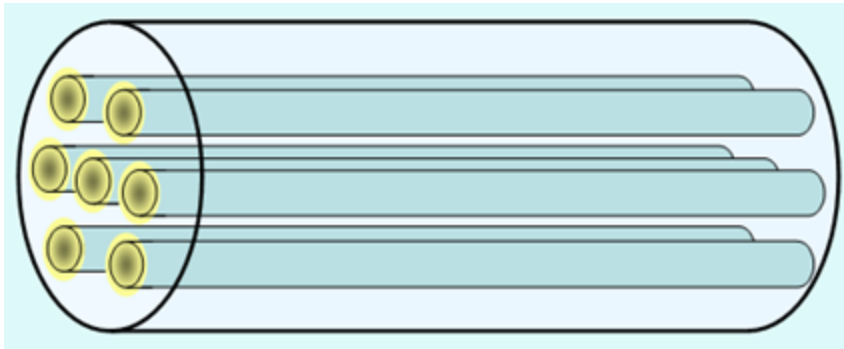
**Рост мощности
сигналов в сердцевине
световода**



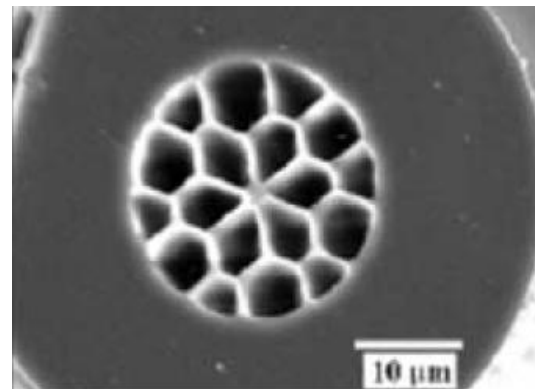
Необходимость исключения перекрестных помех из-за нелинейного взаимодействия оптических сигналов, что создает ограничения в возможности мультиплексирования каналов.

Анализ возможности увеличения b

Применение многосердцевинных волоконных световодов (*MCF – Multi-core fiber*)

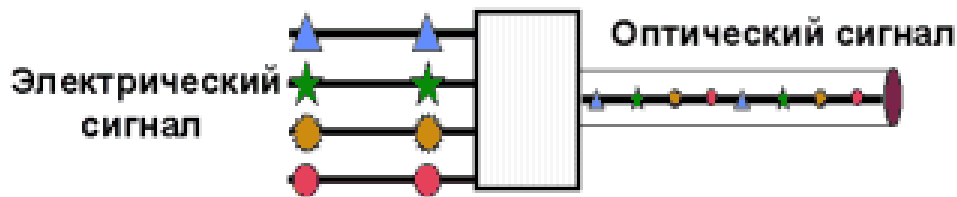


Применение фотонно-кристаллических (микроструктурированных) волоконных световодов



Технологии уплотнения сигнала В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЯХ СВЯЗИ

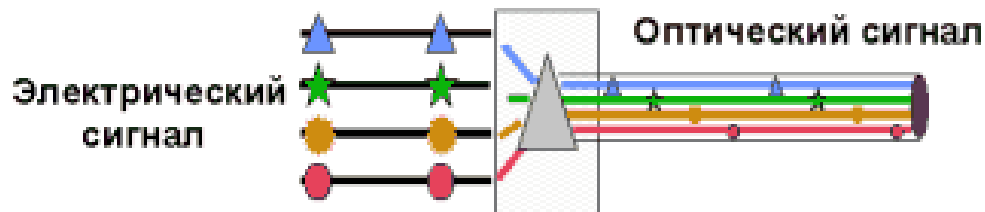
Временное уплотнение (TDM)



Несколько электрических сигналов передаются в волокно последовательно, один за другим из каждого канала.

Недостаток: скорость передачи информации принципиально ограничена величиной 40 Гбит/с.

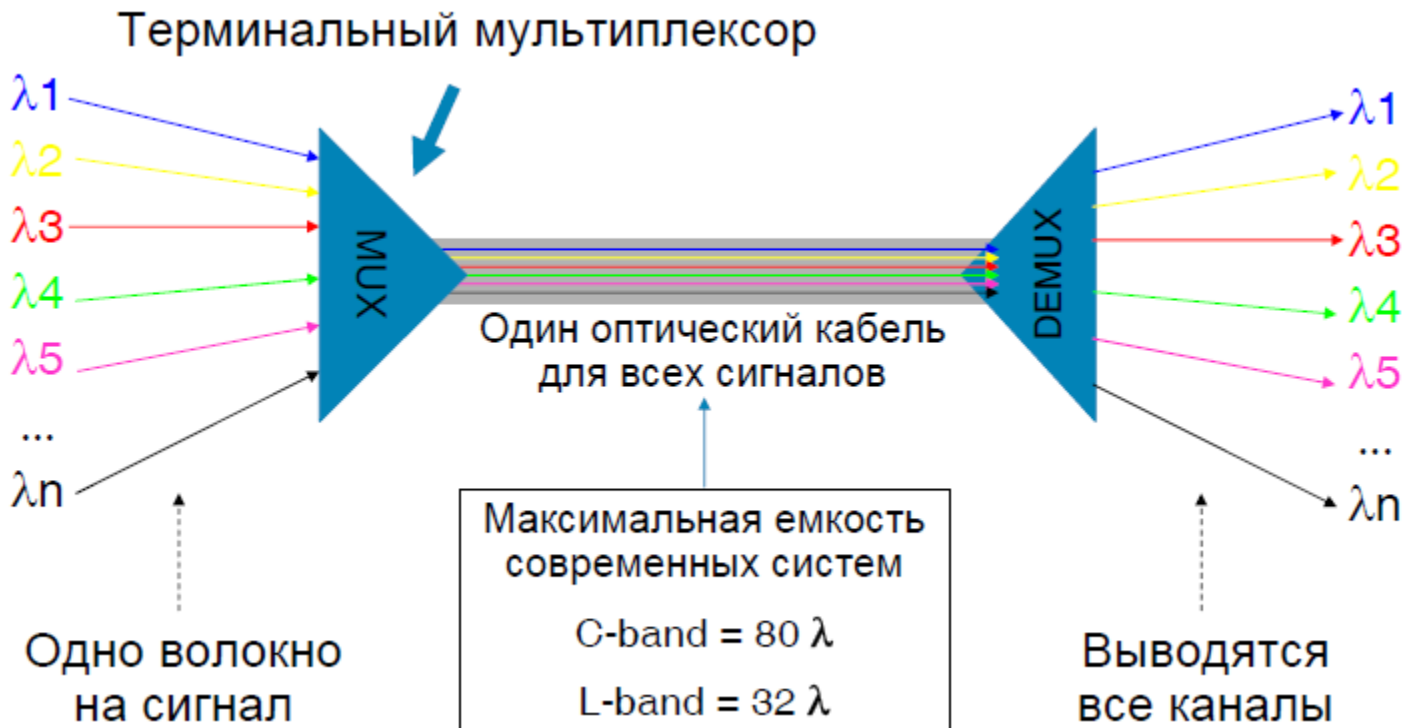
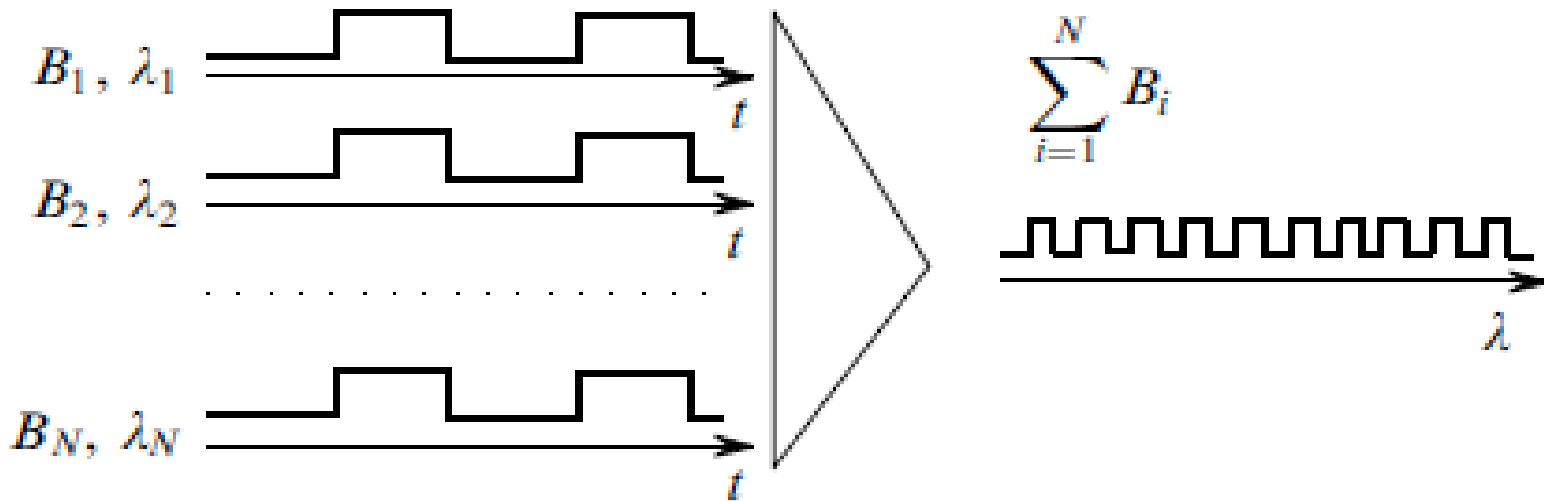
Спектральное уплотнение (WDM – Wave Division Multiplexing)



В волокно вводятся несколько сигналов разной несущей длины волны (частоты).

Для реализации этой технологии *необходимо*, чтобы передаваемые сигналы не искажались и чтобы сигналы с разными частотами (длинами волн) не взаимодействовали между собой.

Физический механизм WDM-технологии



История создания и виды WDM-связи

1995 г. – начало практического использования ВОЛС со спектральным уплотнением;

1998-2000 г.г. – создание систем плотного (DWDM) и сверхплотного (HDWDM) мультиплексирования;

1999-2000 г.г. – создание оптических (неэлектронных) переключателей спектральных каналов;

2000 г. – первое использование систем «грубого» спектрального уплотнения (CWDM);

2000-2002 г.г. – разработаны DWDM-системы с пропускной способностью до 1,6 Тбит/с.

Для диапазона C-band

CWDM: $\Delta\lambda = 8 \text{ нм}$

DWDM: $\Delta\lambda = 0,4 \text{ нм}$

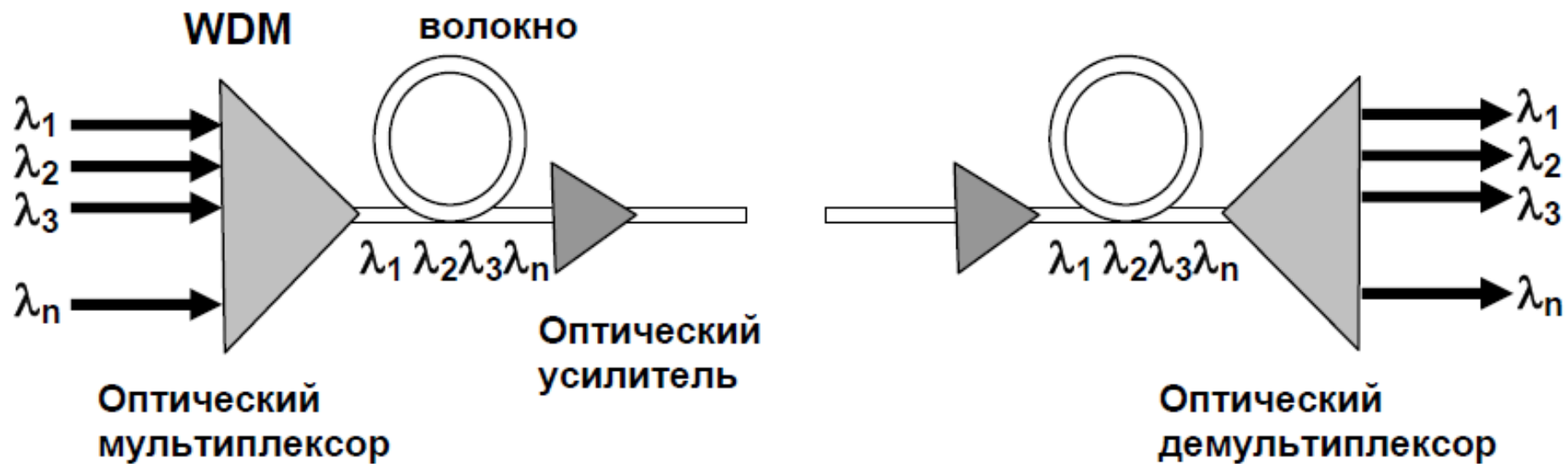
HDWDM: $\Delta\lambda < 0,4 \text{ нм}$ ²⁸³

Диапазоны передачи данных

- Оптическая передача данных осуществляется в областях длин волн, называемых “диапазонами”.
- Коммерческие DWDM системы обычно передают в C-диапазоне
Главным образом из-за оптоволоконных усилителей с присадкой эрбия (EDFA).
- Коммерческие CWDM системы обычно работают в диапазонах S, C и L.

<i>Диапазон (Band)</i>	<i>Длина волны (нм)</i>
<i>O</i>	1260 – 1360
<i>E</i>	1360 – 1460
<i>S</i>	1460 – 1530
<i>C</i>	1530 – 1565
<i>L</i>	1565 – 1625
<i>U</i>	1625 – 1675

Общая архитектура WDM-системы



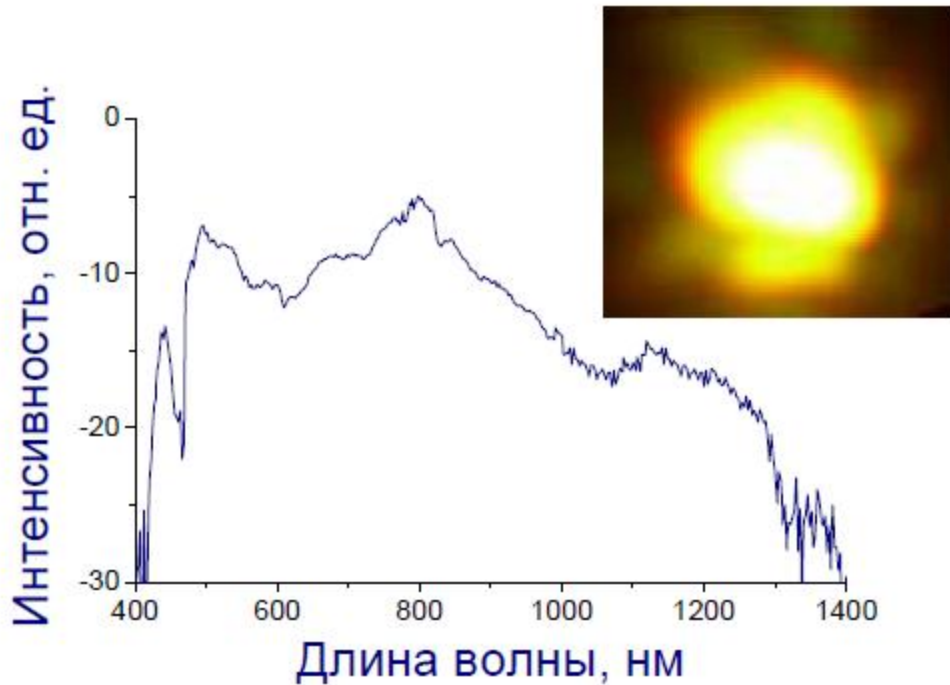
В одном волокне – 80...320
потоков информации
на разных длинах волн

Достоинства и недостатки WDM-технологии

- 1. Позволяет существенно увеличить скорость передачи информации по волоконно-оптической линии без прокладки дополнительных волоконно-оптических кабелей.**
- 2. Позволяет организовать двустороннюю многоканальную передачу трафика по одному волокну.**
- 3. Реализует возможность выбирать для отдельного канала значение скорости (уровень иерархии), не зависящее от скорости других каналов.**

- 1. Высокая стоимость аппаратуры (мультиплексоры, узкополосные полупроводниковые лазеры с высокой стабильностью длины волны, широкополосные оптические усилители, фильтры и т.д.).**
- 2. Значительные потери мощности сигналов в мультиплексорах / демультиплексорах.**
- 3. Несовпадение, во многих случаях, рабочих длин волн WDM-оборудования.**

Излучение суперконтинуума

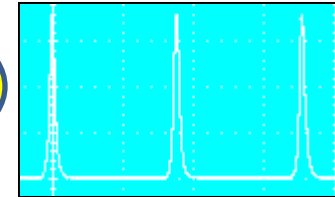


Суперконтинуум (искусственный белый свет) – это искусственно генерируемое широкополосное излучение с регулируемы-ми спектральными, временными и фазовыми характеристиками.

По своей спектрально-угловой яркости и интенсивности генерируемый лазерами суперконтинуум ~ в миллионы раз превышает естественный белый свет.

Физический принцип генерации суперконтинуума

**Фемтосекундный
волоконный лазер**

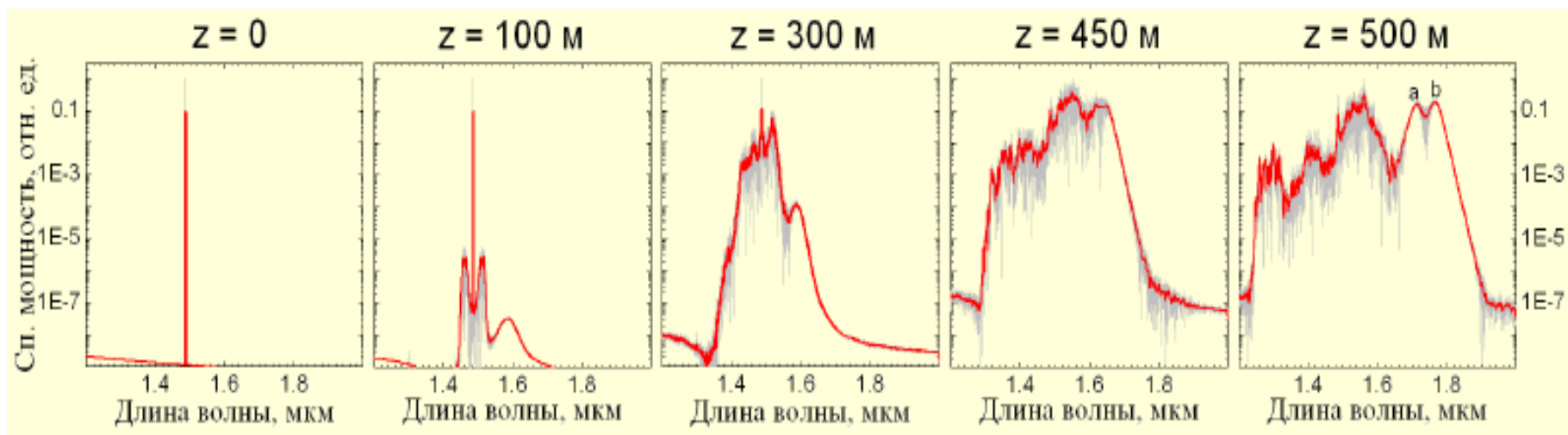


**Система с высокой нелинейностью, осуществляющая
нелинейно-оптическое преобразование (например, фотонно-
кристаллический волоконный световод)**

**Появление за счет ВКР, ЧВС новых спектральных
компонент лазерного импульса, которые затем
уширяются за счет ФСМ и ФКМ
и сливаются друг с другом**

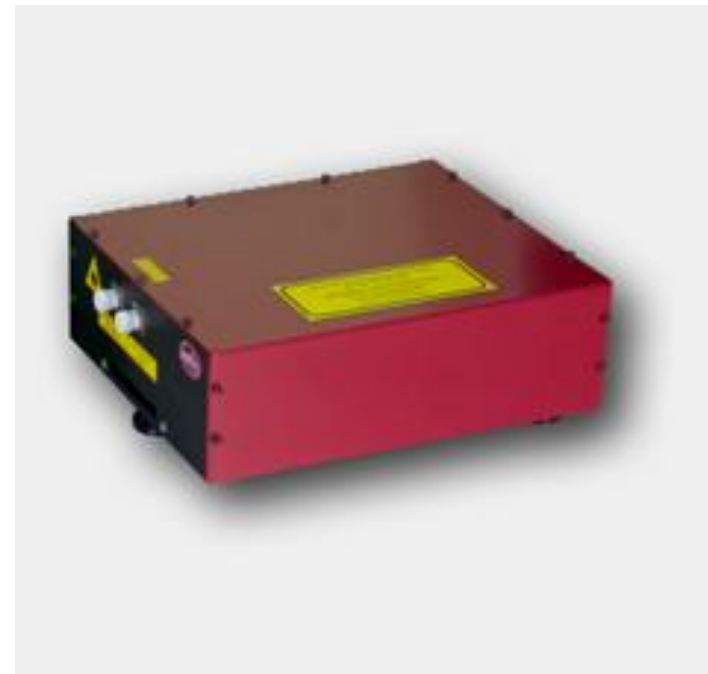
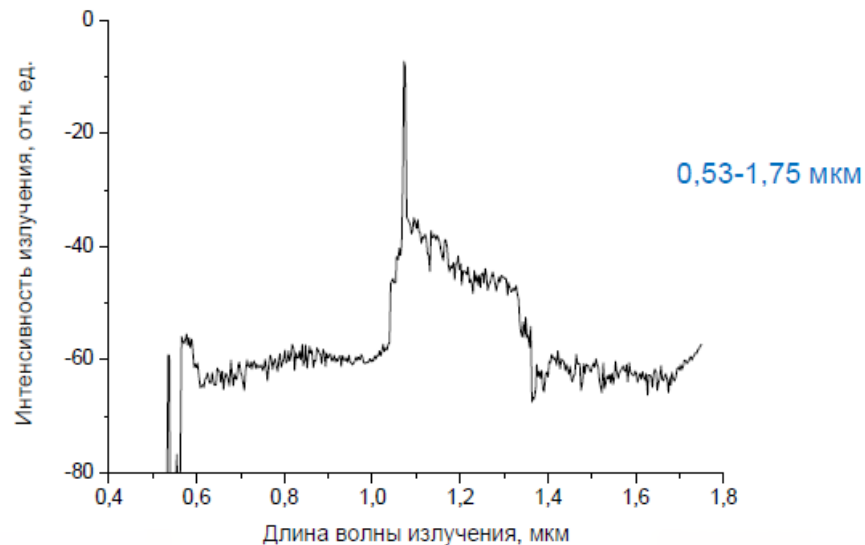
**Генерация излучения с широким
непрерывным спектром на выходе волокна**

Непрерывное возбуждение в области аномальной дисперсии волокна (эксперимент)



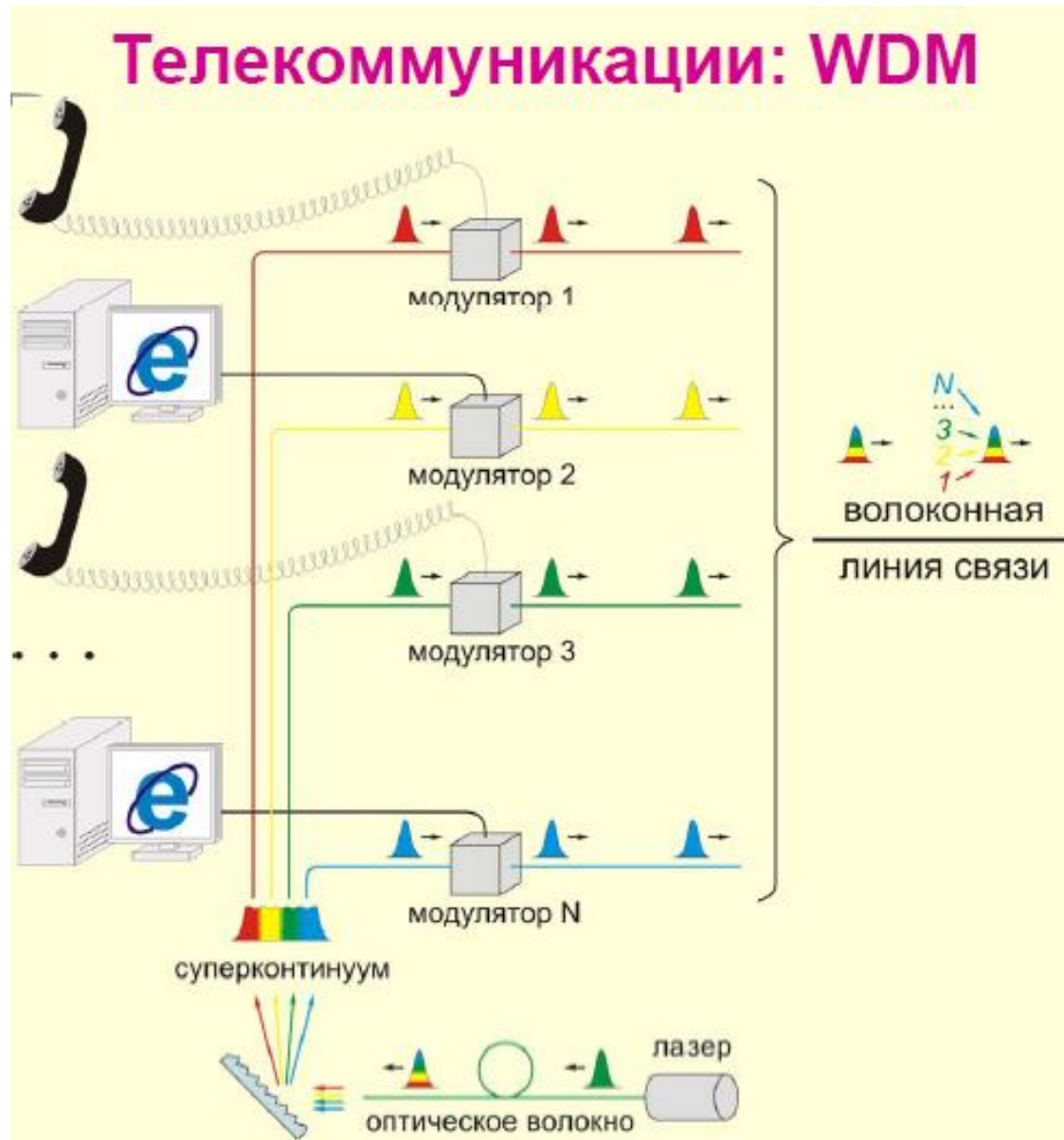
z — длина нелинейного волокна.

Конструктивное исполнение генератора суперконтинуума EFOA-UB



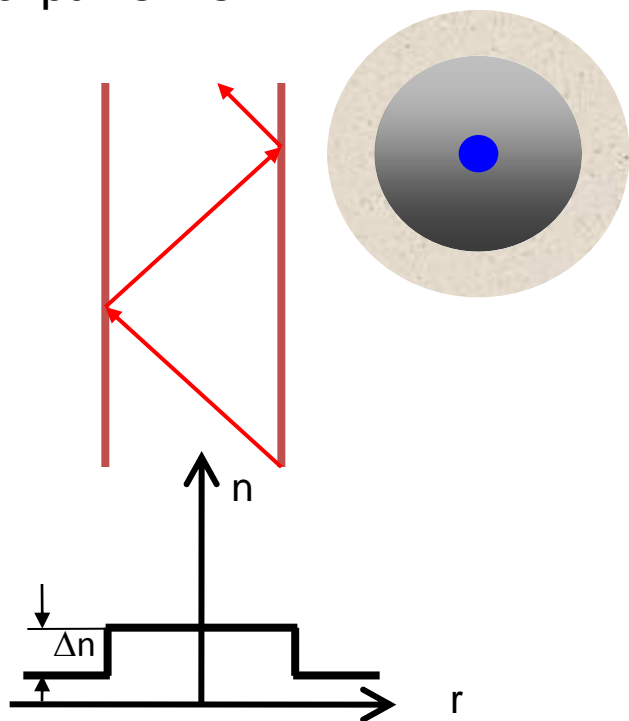
Ср. выходная мощность, мВт	>150
Частота повторения, МГц	50-70

Пример использования излучения суперконтинуума

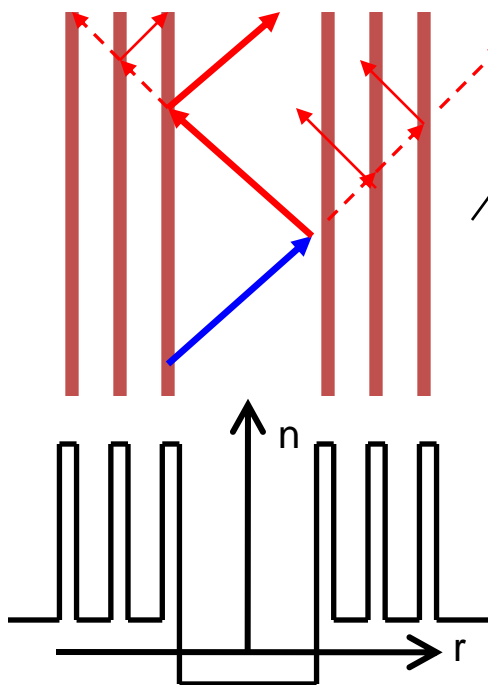


Механизмы распространения света

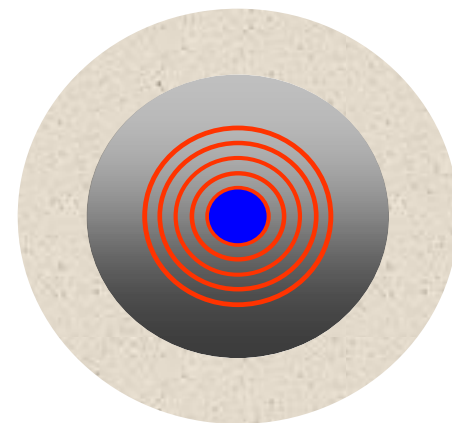
Стандартные световоды:
Полное внутреннее отражение



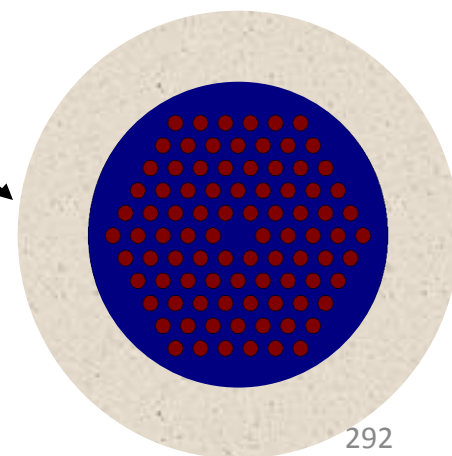
Световоды на основе запрещенной зоны:



1D-структура
(Брэгговские световоды)



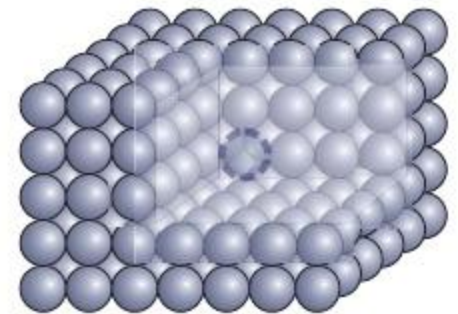
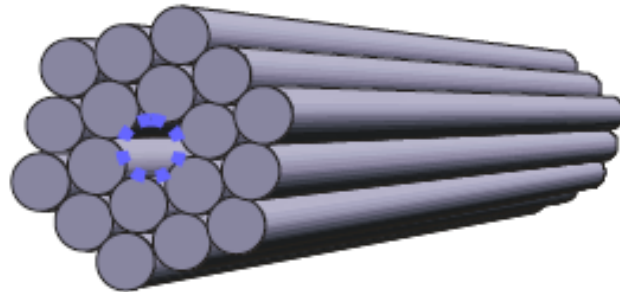
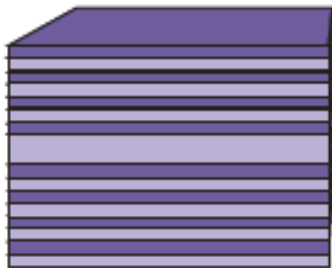
2D-структура



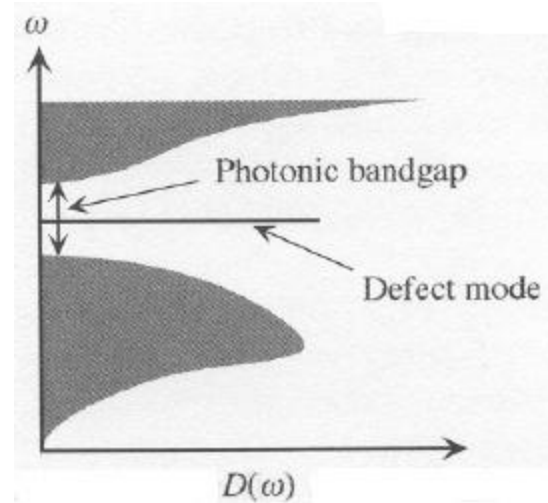
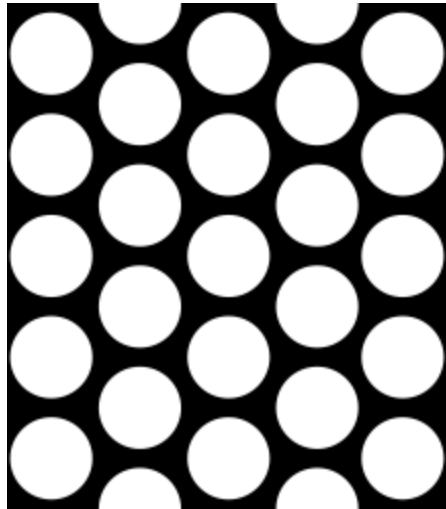
Понятие о фотонных кристаллах

Идея создания фотонных кристаллов была высказана в 1986 г. американским ученым Э. Яблоновичем, который в 1991 г. впервые изготовил опытный образец.

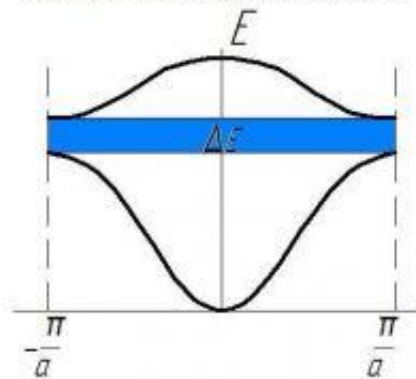
Фотонный кристалл – это высокосимметричная диэлектрическая структура с периодической модуляцией показателя преломления, в которой световые волны не могут распространяться в некоторой полосе частот в одном, двух или трех пространственных измерениях.



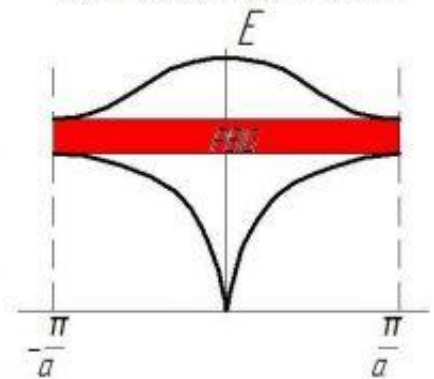
Формирование запрещенных фотонных зон



Электронная запрещенная зона

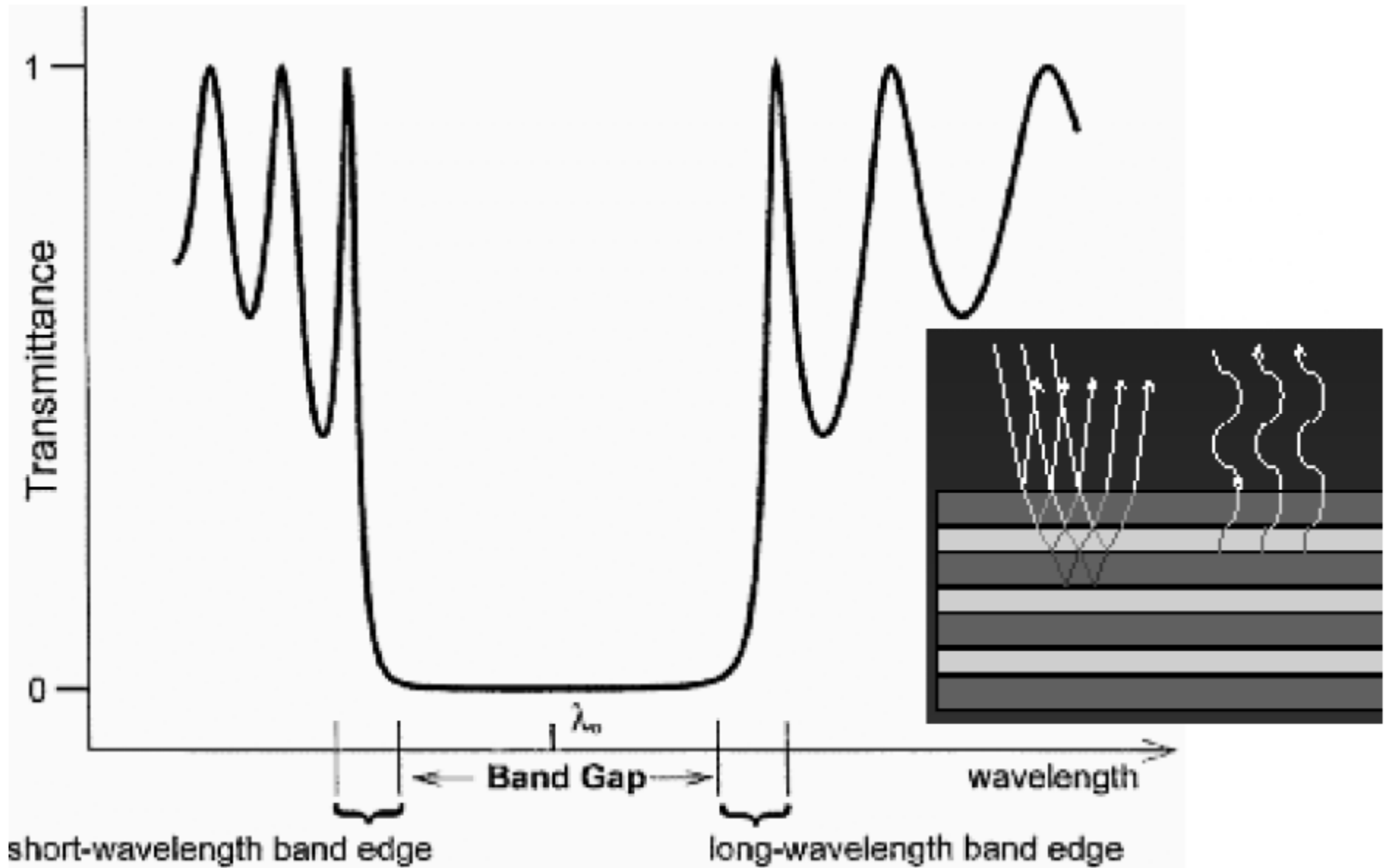


Фотонная запрещенная зона



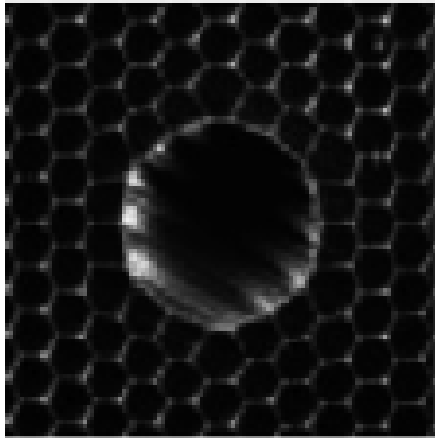
Периодическое изменение показателя преломления создает дополнительное поле в кристалле, приводящее к образованию запрещенных фотонных зон (аналогично спектру электронов в реальном кристалле).

Одномерная фотонная структура и зависимость ее пропускания от длины волны

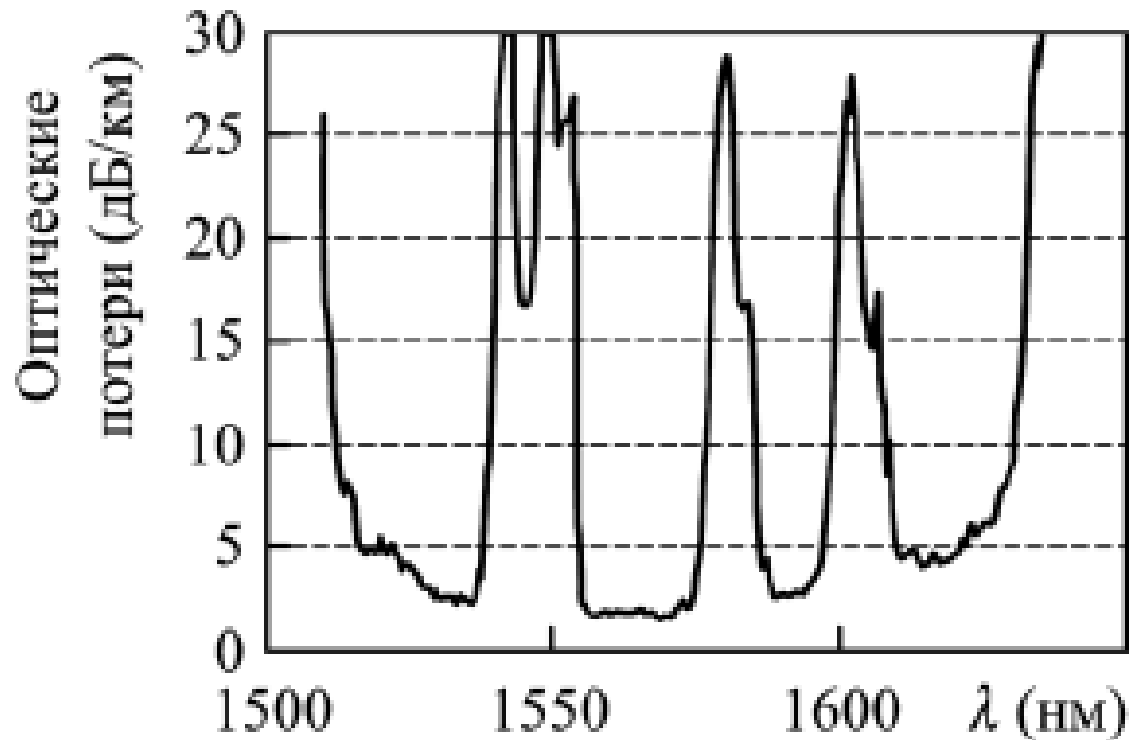


Структура полого волоконного световода и его спектр оптических потерь

$$(\alpha_{\text{дБ}})_{\text{min}} = 1,7 \text{ дБ/км}$$

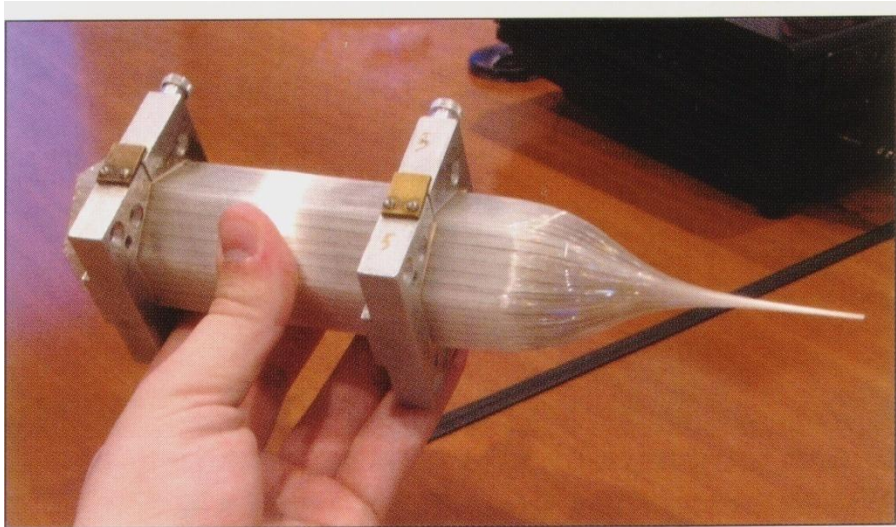
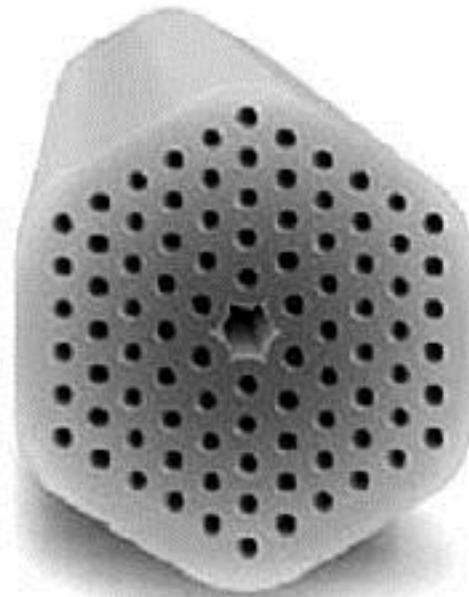
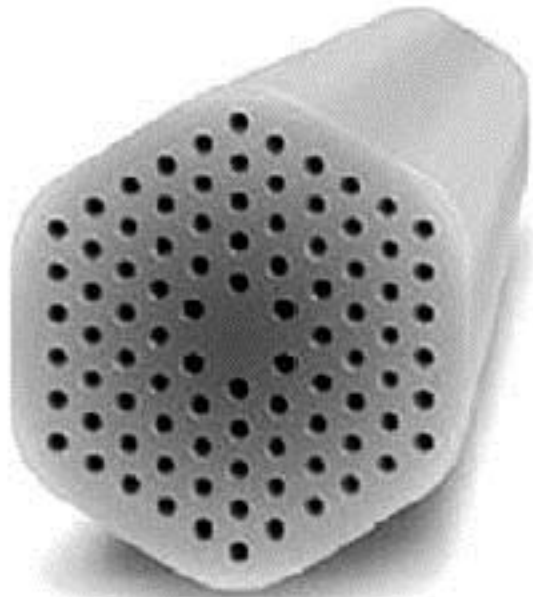


a



b

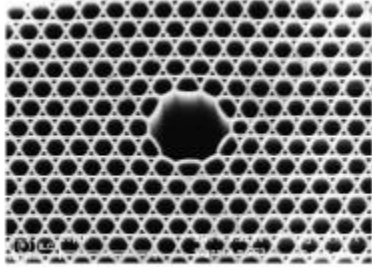
Характеристики фотонно-кристаллических волокон



Потери:
0,001...0,0001 дБ/км

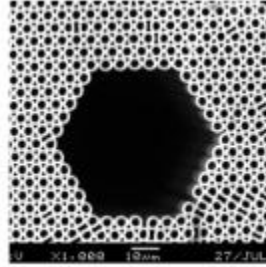
Поперечный размер:
50...100 мкм

Виды фотонно-кристаллических волокон

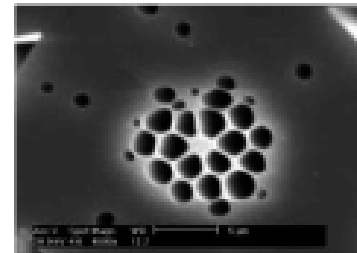


(a)

Полое волокно с ФК оболочкой

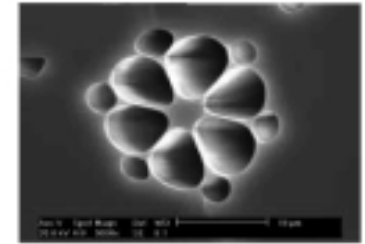


(b)

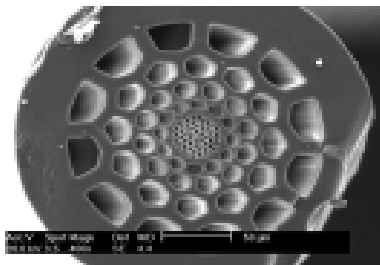


(a)

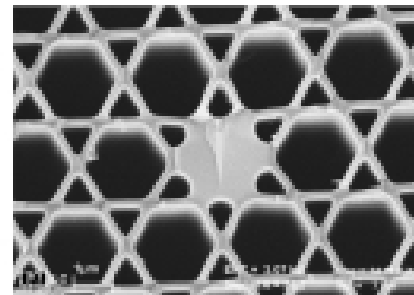
Волокно с высокой оптической нелинейностью



(b)

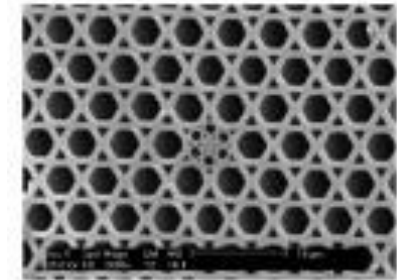


Волокно с двойной МС оболочкой

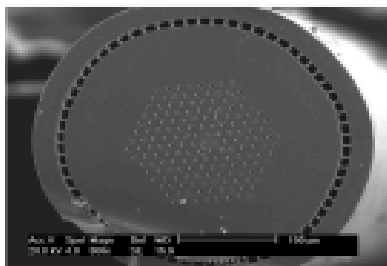


(a)

Волокно из многокомпонентного стекла

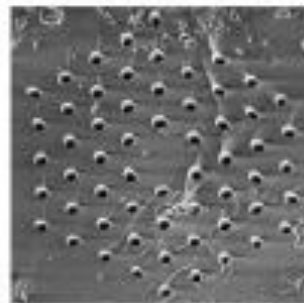


(b)



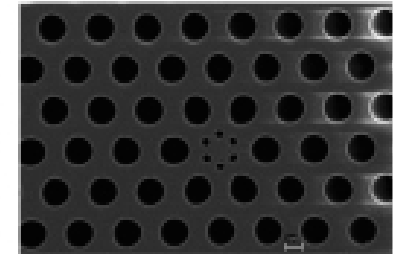
(a)

Волокно с двойной оболочкой и легированной сердцевиной



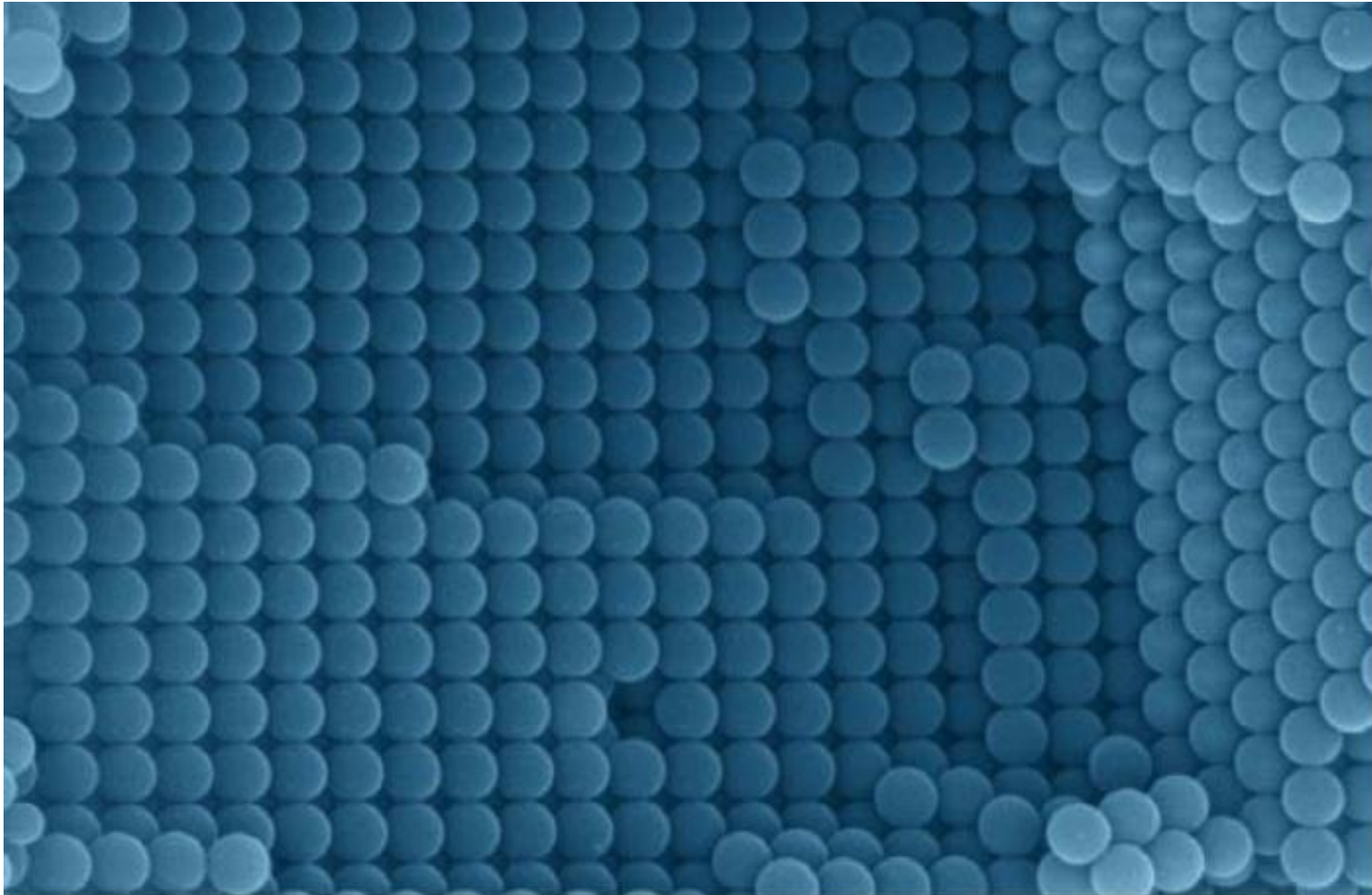
(a)

Волокно с большой площадью моды

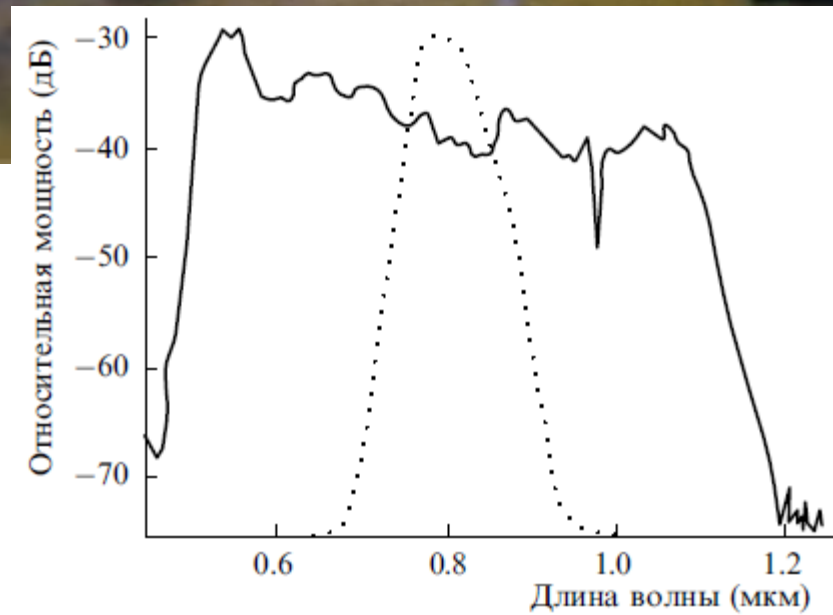
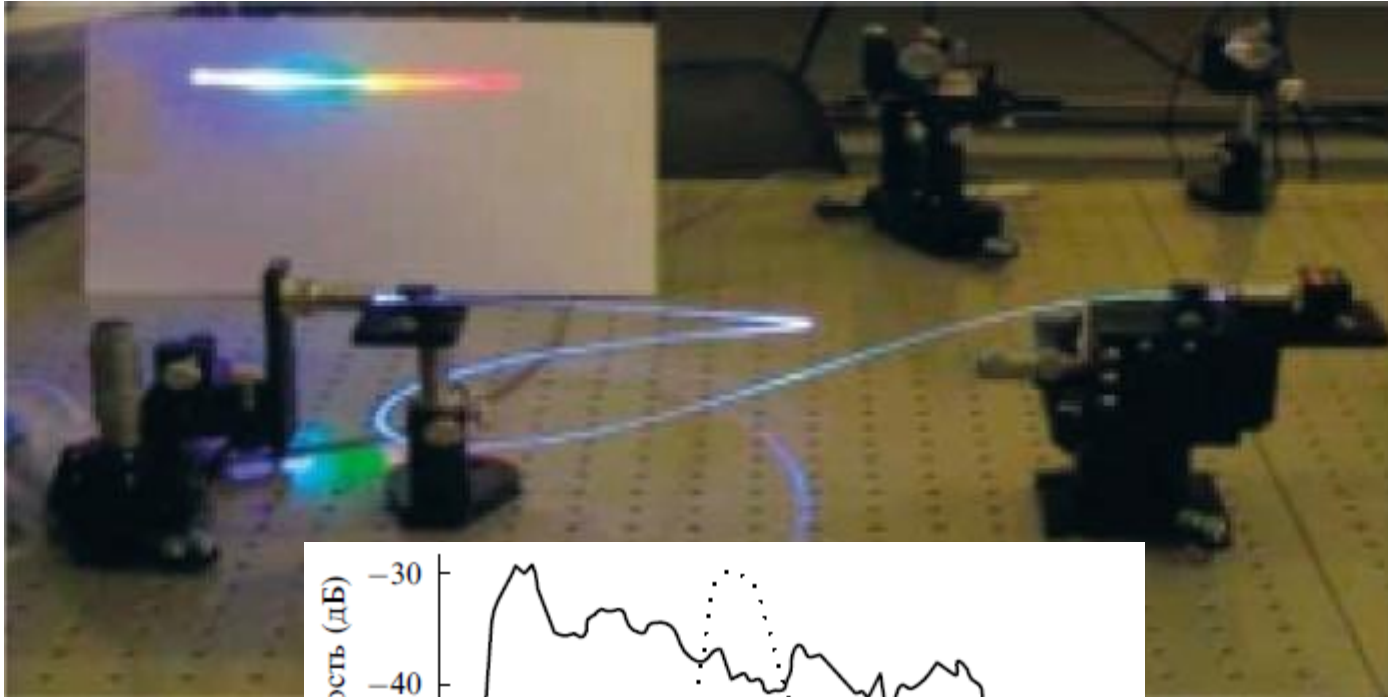


Волокно, модифицированное наноразмерными отверстиями

Микрофотография фотонного кристалла на основе сферических микрочастиц полистирола



Генерация суперконтинуума с помощью фотонно-кристаллического волокна



Применение фотонно-кристаллических волокон

- 1. Новые оптические технологии в оптоинформатике и вычислительной технике на основе *фотонных интегральных схем* – альтернативы электронным БИС.**
- 2. Новый класс дисплеев, в которых манипуляция цветом пикселей осуществляется при помощи фотонных кристаллов.**
- 3. Лазеры на фотонных кристаллах (низкопороговые и беспороговые лазеры).**
- 4. Создание «суперлинз», позволяющих фокусировать свет в точку размерами меньше длины волны.**
- 5. Фотонные сверхпроводники.**

Задачи по нелинейной оптике



1. Зависимость показателя преломления необыкновенной волны n_e от угла θ между направлением волнового вектора и оптической осью отрицательного двулучепреломляющего кристалла имеет следующий вид:

$$n_e(\theta) = n_o n_e / \sqrt{n_o^2 - (n_o^2 - n_e^2) \cos^2 \theta} = n_o n_e / \sqrt{n_o^2 \sin^2 \theta + n_e^2 \cos^2 \theta} .$$

Построить в электронном виде график зависимости безразмерной скорости $v_e(\theta)/c$ волны второй гармоники (c – скорость света в вакууме), являющейся необыкновенной волной, в диапазоне $\theta = 0 \dots 90^\circ$ в отрицательном нелинейном кристалле титаната бария, дисперсионные формулы для которого имеют следующий вид:

Титанат бария. Отрицательный кристалл	$n_o^2 - 1 = \frac{4,239\lambda^2}{\lambda^2 - 0,2229^2},$ длина волны в микрометрах	$n_e^2 - 1 = \frac{4,0854\lambda^2}{\lambda^2 - 0,2087^2},$ длина волны в микрометрах
--	--	---

Длина волны основного излучения, падающего на нелинейный кристалл, равна $\lambda = 1,06$ мкм. Дать физическое объяснение графику.

2. При многофотонном фотоэффекте интенсивное лазерное излучение направляется на поверхность металла, при этом энергия падающих фотонов равна 1,5 эВ, а максимальная кинетическая энергия выбиваемых фотоэлектронов составляет 2 эВ. Известно, что для данного металла длина волны, соответствующая красной границе однофотонного фотоэффекта, равна 310 нм.

Определить:

- число фотонов, поглощаемых в каждом акте (степень нелинейности) данного процесса;
- работу выхода электронов для данного металла (в Дж).

Объяснить, почему при многофотонном фотоэффекте отсутствует понятие «красной границы».

3. Построить в электронном виде график зависимости частотного сдвига $\Delta\omega(T/\tau)$, вызванного фазовой самомодуляцией, для оптического импульса гауссовой формы:

$$I(T) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{T^2}{\tau^2}\right),$$

распространяющегося по волоконному световоду. График построить для интервала значений: $0 \leq \frac{T}{\tau} \leq 4$.

Величину $\Delta\omega$ выражать в относительных единицах, приняв $\Delta\omega(0) = 1$.

Здесь I – оптическая интенсивность, I_0 – пиковая интенсивность в импульсе, T – время в системе отсчета, движущейся вместе с импульсом, τ – начальная полуширина импульса.

Дать физическое объяснение графику.

4. В опыте по изучению влияния волновой расстройки Δk на эффективность генерации η второй гармоники в отрицательном нелинейном кристалле титаната бария:

$$\eta = \frac{I_{2\omega}(L)}{I_{\omega}(0)} = C \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2} L \cdot \Delta k\right)}{\left(\frac{1}{2} \Delta k\right)^2} \quad (1)$$

первоначальное значение $\Delta k_1 = 4\pi \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ удалось уменьшить на 20 % до величины Δk_2 . При этом остальные параметры эксперимента не изменились. Здесь I – интенсивность света, ω – частота исходной световой волны, 2ω – частота волны второй гармоники, L – длина нелинейного кристалла, C – известная константа (является размерной величиной).

Рассчитать, как изменилась эффективность генерации η в результате уменьшения волновой расстройки. Для расчета принять $L = 1$ см. Считать, что волны: исходная и второй гармоники являются коллинеарными.

Чему в соответствии с (1) будет равна эффективность генерации η при точном выполнении условия фазового синхронизма?

5. Построить в электронном виде график зависимости безразмерной интенсивности \bar{I}_2 волны второй гармоники от безразмерной величины $L\Delta k$, где L – длина нелинейного взаимодействия, Δk – волновая расстройка между основной волной и волной второй гармоники. Значения $L\Delta k$ по оси абсцисс изменяются в пределах $0 \leq L\Delta k \leq 4\pi$.

Аналитическая зависимость $\bar{I}_2 = f(L\Delta k)$ выражается формулой:

$$\bar{I}_2 = \text{sin c}^2\left(\frac{L\Delta k}{2\pi}\right),$$

где функция $\text{sin c}(x) = \frac{\text{sin}(\pi x)}{\pi x}$. Дать физическое объяснение графику.

Указать на графике:

- точку, в которой $L = L_k$, где L_k – длина когерентности;
- максимальное значение \bar{I}_2 на интервале $2\pi \leq L\Delta k \leq 4\pi$ и определить это значение.

6. Два лазерных луча высокой интенсивности (длины волн в вакууме соответственно λ_1 и λ_2) попадают: первый – из воздуха, а второй – из стекла в нелинейный кристалл KDP (показатель преломления $n_{\text{KDP}} = 1,49$), где имеет место нелинейный процесс генерации на суммарной частоте при точном выполнении условия фазового синхронизма. В результате возникает новая оптическая компонента с длиной волны в вакууме $\lambda_3 = 231$ нм.

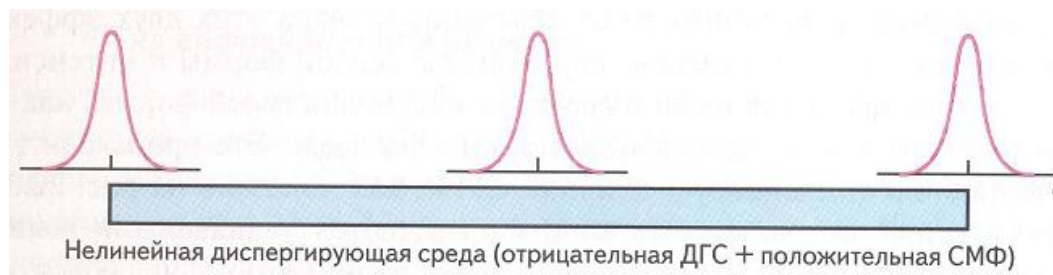
Дисперсионная зависимость показателя преломления $n(\lambda)$ для стекла задана формулой (λ – длина волны света в вакууме):

$$n(\lambda) = 5,085 \cdot \lambda^2 \text{ (длина волны в микрометрах).}$$

В предположении коллинеарности трех взаимодействующих световых волн определить длины волн исходных лазерных лучей λ_1 и λ_2 .

7. Известно, что многофотонная ионизация для некоторого вещества сердцевины волоконного световода начинает наблюдаться при энергии поглощаемых фотонов $4 \cdot 10^{-19}$ Дж, а вероятность этого процесса зависит от интенсивности света I по закону $w(I) \sim I^3$. Определить потенциал ионизации вещества (в Вольтах) для данного процесса.

8. На рисунке показана физическая схема формирования оптических солитонов в волоконном световоде.



Фундаментальный солитон (солитон первого порядка) образуется, если его пиковая интенсивность I определяется соотношением:

$$kn_2 I \tau^2 = -\beta_2,$$

где k – волновое число для вакуума, n_2 – рефракционный индекс, τ – полуширина солитона, β_2 – дисперсионный коэффициент.

Определить минимальное значение пиковой мощности солитонов P_{\min} в Вт для волоконного световода с эффективной площадью сердцевины $S = 50 \text{ мкм}^2$, рефракционным индексом $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$ и дисперсионным коэффициентом $\beta_2 = -20 \text{ пс}^2/\text{км}$ на длине волны в вакууме $\lambda = 1,55 \text{ мкм}$. Для расчетов принять $\tau = 2 \text{ пс}$. Расчеты выполнить в системе СИ.

9. Построить в электронном виде в одной системе координат графики зависимости относительной волновой расстройки

$$\Delta \bar{k} = \frac{n_o(2\omega) - n_o(\omega)}{n_e(2\omega) - n_e(\omega)}$$

от длины волны падающего излучения λ (в мкм) в ближнем инфракрасном диапазоне $\lambda = 0,8 \text{ мкм} \dots 1,5 \text{ мкм}$ для генерации второй гармоники в отрицательных нелинейных кристаллах 1) йодата лития и 2) титаната бария, дисперсионные формулы для которых имеют следующий вид:

Йодат лития (LiIO ₃). Отрицатель- ный кристалл	$n_o^2 - 1 = \frac{2,40109\lambda^2}{\lambda^2 - 0,021865},$ длина волны в микрометрах	$n_e^2 - 1 = \frac{1,91359\lambda^2}{\lambda^2 - 0,01940},$ длина волны в микрометрах
Титанат бария. Отрицатель- ный кристалл	$n_o^2 - 1 = \frac{4,239\lambda^2}{\lambda^2 - 0,2229^2},$ длина волны в микрометрах	$n_e^2 - 1 = \frac{4,0854\lambda^2}{\lambda^2 - 0,2087^2},$ длина волны в микрометрах

Сделать вывод о предпочтительности использования одного из данных кристаллов в опыте по генерации второй гармоники.

Связь между длиной волны λ в вакууме и циклической частотой ω : $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$,
где c – скорость света в вакууме.

10. Уравнение огибающей по времени оптического импульса $A(t)$ в области $-\tau \leq t \leq \tau$ имеет следующий вид:

$$\frac{d^2 A}{dt^2} = -const. < 0 \quad (2)$$

Граничные условия выражаются следующими формулами: $A(0) = A_0$; $A(-\tau) = A(\tau) = 0$, где константы A_0 и τ положительны и считаются известными.

Проинтегрировать уравнение (2) с учетом граничных условий и построить электронный график решения.

11. Явление самофокусировки при распространении лазерного излучения в сердцевине волоконного световода имеет место при выполнении условия:

$$\theta_0 > \theta_{difr},$$

где θ_0 – угол нелинейной рефракции, θ_{difr} – дифракционная угловая расходимость.

Определить минимальную интенсивность I_{min} излучения, при которой будет наблюдаться самофокусировка. Для расчетов принять: линейный показатель преломления сердцевины $n_0 = 1,47$, рефракционный индекс $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$, длина волны излучения $\lambda_0 = 1550 \text{ нм}$, радиус сердцевины $a = 5 \text{ мкм}$.

12. Построить в электронном виде график зависимости максимальной скорости $v_{max} = v_{max}(k)$ выбиваемых с поверхности металла фотоэлектронов от числа фотонов k , поглощаемых в каждом акте (степень нелинейности) процесса фотоэффекта. Известно, что для данного металла длина волны, соответствующая красной границе однофотонного фотоэффекта, равна 310 нм, а энергия падающих фотонов равна 1,5 эВ. По определению k – это целое число. При построении графика ограничиться значениями степени нелинейности k от 1 до 5.

Дать физическое объяснение графику.

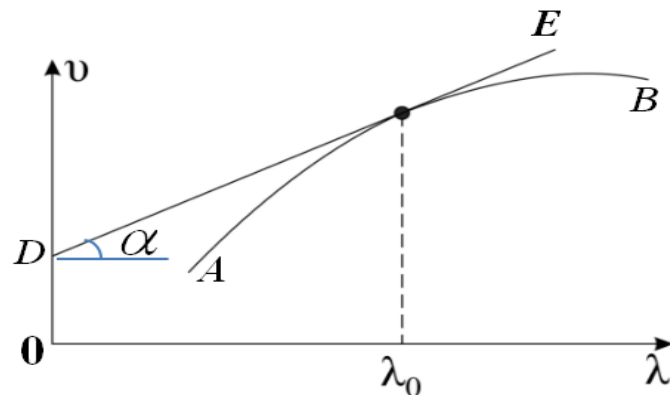
Являются ли выбиваемые фотоэлектроны релятивистскими или нерелятивистскими?

13. На рисунке ниже показана дисперсионная кривая $v = v(\lambda)$ для интенсивной световой волны, распространяющейся в волоконном световоде (кривая AB), где v – фазовая скорость световой волны, λ – длина волны светового излучения.

DE – касательная к дисперсионной кривой, проведенная в точке $\lambda = \lambda_0$.

Известно, что $v(\lambda_0) = 2,15 \cdot 10^8$ м/с, $\alpha = 30^\circ$. Вычислить групповую скорость световой волны $v_{\text{гр}}(\lambda_0)$. Указать отрезок на рисунке, соответствующий этому значению групповой скорости.

Использовать для решения связь между фазовой и групповой скоростями.



14. Используя данные нижеприведенной таблицы о характеристиках нелинейных кристаллов и пренебрегая двулучепреломляющими свойствами этих материалов, рассчитать волновую расстройку Δk между основной волной и волной второй гармоники и длину когерентности L_k (результаты расчетов представить в виде таблицы). Сделать вывод о предпочтительности использования представленных кристаллов в опыте по генерации второй гармоники. Длина волны основного излучения, падающего на нелинейный кристалл, равна $\lambda = 1,06$ мкм.

№ п/п	Материал, хим. формула	Показатель преломления (для длины волны λ)	Показатель преломления (для длины волны λ)
1	Дигидрофосфат калия KN_2PO_4	1,49 ($\lambda = 1,06$ мкм)	1,52 ($\lambda = 0,53$ мкм)

2	Йодат лития LiIO_3	1,86 ($\lambda = 1,06$ мкм)	1,90 ($\lambda = 0,53$ мкм)
3	Селенид кадмия CdSe	2,52 ($\lambda = 1,06$ мкм)	2,58 ($\lambda = 0,53$ мкм)
4	Ниобат лития LiNbO_3	2,23 ($\lambda = 1,06$ мкм)	2,24 ($\lambda = 0,53$ мкм)
5	Селенид галлия GaSe	2,90 ($\lambda = 1,06$ мкм)	3,01 ($\lambda = 0,53$ мкм)

Объяснить, что характеризует длина когерентности применительно к процессу генерации второй гармоники.

15. Пользуясь моделью строгой сферической симметрии плазменного факела (т.е. образования и разлета плазмы при взаимодействии излучения сверхвысокой интенсивности с твердым телом), построить в электронном виде график зависимости радиуса $r_0 = r_0(T)$ поверхности нулевого потенциала от температуры плазмы T .

Потенциал плазмы $\varphi(r)$ с учетом экранирования определяется по формуле Дебая:

$$\varphi(r) = \varphi_n \cdot \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right),$$

где φ_n – потенциал плазмы на поверхности облучаемого тела, r_D – так называемый радиус Дебая (радиус экранирования), определяемый из соотношения:

$$r_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T}{e^2 n_e}}.$$

Здесь ε_0 – электрическая постоянная, k_B – постоянная Больцмана, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, n_e – средняя концентрация электронов в плазме.

В качестве радиуса r_0 принимается величина r , при которой $\varphi(r)$ составляет 1 % от величины φ_n . При расчетах принять $n_e = 10^{15}$ м⁻³.

При построении графика:

- ограничиться значениями T от 1000 К до 5000 К;
- масштаб по оси r выбирать с учетом того, что величины r_0 и r_D являются очень малыми.

Дать физическое объяснение графику.

16. По известным величинам:

- расстоянию между зеркалами оптического резонатора лазера $L = 1,2$ м;
- показателю преломления активной среды $n = 1,8$;
- заданному числу синхронизируемых мод $N = 50$,

рассчитать временной Δt и частотный $\Delta \omega$ интервалы следования генерируемых когерентных оптических импульсов, а также их длительность τ .

Здесь ω – циклическая частота.

Являются ли сформировавшиеся импульсы сверхкороткими и почему? Какова качественная зависимость длительности генерируемых импульсов от числа синхронизируемых мод?

17. Нелинейный эффект просветления поглощающей среды заключается в ослаблении поглощения при увеличении интенсивности внешнего светового поля и описывается формулой:

$$\alpha = \alpha_0 \cdot \left(1 + \frac{I}{I_S}\right)^{-1}.$$

Здесь α_0 и α – соответственно линейный и нелинейный коэффициенты поглощения, I – интенсивность, I_S – интенсивность, при которой наступает насыщение.

Известно, что для некоторой нелинейной среды при $I = 10^{16}$ Вт/м² коэффициент поглощения $\alpha = 0,05$ см⁻¹, а при увеличении интенсивности в 100 раз он уменьшается на 20 %.

Определить величину I_S для данной среды.

Как объясняется эффект просветления с квантовой точки зрения?

18. Процесс образования и развития новой спектральной компоненты $A(z)$ при четырехволновом смешении (ЧВС) вдоль оси Oz в волоконном световоде с учетом оптических потерь описывается приближенным дифференциальным уравнением:

$$\frac{dA}{dz} = -\frac{\alpha}{2} A^3 + 2\gamma C_0 \exp(-i\Delta k \cdot z), \quad (3)$$

где α – оптические потери в волокне, γ – коэффициент нелинейности, Δk – волновая расстройка, i – мнимая единица.

Проинтегрировать уравнение (3) с граничным условием $A(0) = A_0$ при точном выполнении условия фазового синхронизма, считая константы α , γ , C_0 известными.

19. Одним из условий солитонного режима распространения оптических импульсов по волоконному световоду является распределение интенсивности по времени в пределах импульса по закону:

$$I_1(T) = I_0 \cdot \operatorname{sech}^2\left(\frac{T}{T_0}\right).$$

Здесь I_0 – пиковая интенсивность в импульсе, T – время в системе отсчета, движущейся вместе с импульсом, $T = 0$ – центр импульса, T_0 – начальная полуширина импульса, $\operatorname{sech}(x)$ – гиперболический секанс:

$$\operatorname{sech}(x) = 2/[\exp(x) + \exp(-x)].$$

Построить в электронном виде график зависимости:

$\delta = \frac{I_1 - I_2}{I_0} = f(T/T_0)$, где $I_2(T) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right)$ – функция Гаусса. Величина δ характеризует степень несбалансированности эффектов дисперсии и нелинейности. При построении графика по оси абсцисс ограничиться диапазоном $0 < T/T_0 < 4$.

Чему равно отношение T/T_0 , при котором:

- $\delta = 10\%$;
- $\delta = 20\%$?

20. Построить в электронном виде график зависимости коэффициента анизотропии

$$\sigma(\lambda) = \frac{n_o(\lambda)}{n_e(\lambda)}$$

от длины волны излучения λ в ближнем инфракрасном диапазоне $\lambda = 0,8$ мкм... 1,5 мкм для нелинейного анизотропного отрицательного кристалла, используемого в процессе генерации второй гармоники при точном выполнении условия фазового синхронизма.

Дисперсионная зависимость показателя преломления для необыкновенной волны задана формулой:

$$n_e^2 - 1 = \frac{4,0854\lambda^2}{\lambda^2 - 0,2087^2},$$

длина волны в микрометрах

Условие фазового синхронизма для данного кристалла имеет вид:

$$2n_e(2\omega) - n_e(\omega) = n_o(\omega),$$

где ω – циклическая частота падающей волны, 2ω – циклическая частота волны второй гармоники.

Дать физическое объяснение графику.

21. Оптическая длина пути плоской интенсивной световой волны, распространяющейся в волоконном световоде длиной L :

$$L_{opt} = \int_0^L n[I(x)] dx, \quad (4)$$

определяется с помощью нелинейной модели показателя преломления:

$$n(I) = n_0 + n_2 I + n_4 I^2.$$

Выполнив интегрирование, рассчитать в процентах (указать по две значащих цифры) долю линейной n_0 и нелинейных $n_2 I$, $n_4 I^2$ составляющих в общей величине оптической длины пути (4).

Зависимость $I(x)$ определять в первом приближении по закону Бугера:

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x).$$

Для расчетов принять: длина световода $L = 1$ м, начальная интенсивность $I_0 = 10^{15}$ Вт/см², линейный показатель преломления $n_0 = 1,45$, рефракционные индексы $n_2 = 3,5 \cdot 10^{-16}$ см²/Вт и $n_4 = 10^{-33}$ см⁴/Вт², коэффициент поглощения для данной длины волны $\mu = 0,005$ см⁻¹.

22. Среднее время жизни для возбужденных состояний атома считать одинаковым и составляющим $\tau = 10$ нс. Вычислить минимальную неопределенность длины волны излучения (естественную ширину спектральной линии) $\Delta\lambda_{\min}$, соответствующую трехфотонному переходу между возбужденными уровнями атома. Длина волны излучаемых фотонов равна $\lambda = 0,7$ мкм.

23. Построить в электронном виде график зависимости модуля нелинейного набега фазы $|\Delta\Phi_{NL}(T/\tau)|$ (представить расчетные формулы), вызванного фазовой самомодуляцией, для супергауссовского оптического импульса:

$$I(T) = I_0 \cdot \exp\left[-\left(\frac{T}{\tau}\right)^{2m}\right],$$

распространяющегося по волоконному световоду. График построить для интервала значений: $0 \leq \frac{T}{\tau} \leq 4$.

Величину $|\Delta\Phi_{\text{NL}}(T/\tau)|$ выражать в относительных единицах, приняв $|\Delta\Phi_{\text{NL}}(0)| = 1$.

Здесь I – оптическая интенсивность, I_0 – пиковая интенсивность в импульсе, T – время в системе отсчета, движущейся вместе с импульсом, τ – начальная полуширина импульса, $m = 3$ – безразмерный параметр.

Дать физическое объяснение графику.

24. Параметрический генератор света, работающий по двухрезонаторной схеме на основе некоторого нелинейного кристалла, предназначен для формирования сигнальной компоненты (длина волны λ_1) и холостой компоненты (λ_2). Длина волны накачки составляет $\lambda_3 = 300$ нм. Все длины волн в задаче указаны для вакуума.

Дисперсионная зависимость показателя преломления $n(\lambda)$ для данного кристалла задана эмпирической формулой (λ , мкм):

$$n^2 - 1 = 4,085\lambda^2.$$

В предположении коллинеарности световых волн (накачки, сигнальной и холостой) вычислить длины волн в вакууме для сигнальной и холостой компонент.

Объяснить, чем двухрезонаторная схема параметрического генератора света отличается от однорезонаторной.

Список литературы



СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Н. Бломберген. Нелинейная оптика. – М.: Мир, 1966. – 424 с.
2. И. Шен. Принципы нелинейной оптики. – М.: Мир, 1989. – 560 с.
3. М. Шуберт, Б. Вильгельми. Введение в нелинейную оптику. Ч. 1. – М.: Мир, 1973. – 245 с.; Ч. 2. – М.: Мир, 1979. – 512 с.
4. Ф. Цернике, Д. Мидвинтер. Прикладная нелинейная оптика. – М.: Мир, 1976. – 262 с.
5. Клышко Д.Н. Фотоны и нелинейная оптика. – М.: Наука, 1980. – 265 с.
6. Г. Агравал. Нелинейная волоконная оптика. – М.: Мир, 1996. – 323 с.
7. Г. Агравал. Применение нелинейной волоконной оптики. Учебное пособие. – СПб.: Лань, 2011. – 592 с.
8. Б. Салех, М. Тейх. Оптика и фотоника: принципы и применения. Учебное пособие в 2-х т. Т. 2. – Долгопрудный: Изд. дом «Интеллект», 2012. – 784 с.
9. Беспрозванных В.Г., Первадчук В.П. Нелинейная оптика. Учебное пособие. – Пермь: Изд-во ПГТУ, 2011. – 200 с.
10. Беспрозванных В.Г., Первадчук В.П. Нелинейные эффекты в волоконной оптике. Учебное пособие. – Пермь: Изд-во ПНИПУ, 2011. – 228 с.
11. Булгакова С.А., Дмитриев А.Л. Нелинейно-оптические устройства обработки информации. Учебное пособие. – СПб: Изд-во СПбГУИТМО, 2009. – 56 с.
12. Ключев В.Г. Нелинейные явления в оптоволоконных системах. Учебное пособие. – Воронеж: Изд-во ВГУ, 2008. – 59 с.
13. Воронин В.Г., Наний О.Е. Основы нелинейной волоконной оптики. Учебное пособие. – М.: Университетская книга, 2011. – 128 с.

14. Лебедев В.К., Малышев В.А., Червяков Г.Г. Нелинейные процессы в электронике и оптике. Учебное пособие. – Таганрог: Изд-во ТТИ ЮФО, 2010. – 170 с.
15. Мелких А.В., Повзнер А.А. Физика нелинейных явлений. Учебное пособие. – Екатеринбург: Изд-во УГТУ-УПИ, 2009. – 144 с.
16. Рыскин Н.М., Трубецков Д.И. Нелинейные волны. – М.: Наука, 2010. – 296 с.
17. Кившарь Ю.С., Г. Агравал. Оптические солитоны. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 648 с.