

Московский физико-технический институт

(Государственный университет)

Департамент молекулярной и биологической физики

Физические методы исследования

Лекции 4, 5

**Лазерная спектроскопия.
Высокочувствительные методы
лазерной спектроскопии**

г. Долгопрудный, 26 сентября, 3 октября 2015г.

Литература

- С.И. Ткаченко, Ю.Г. Калинин, А.Ю. Куксин. Исследование вещества по его излучательно-поглощательным характеристикам. Основные положения. Учебно-методическое пособие /М.: МФТИ, 2012
- С.И. Ткаченко. Исследование вещества по его излучательно-поглощательным характеристикам. Молекулярные спектры. Учебно-методическое пособие /М.: МФТИ, 2012
- Стариковская С.М. Физические методы исследования. Семинарские занятия. 4. Методы измерения температуры. Учебно-методическое пособие /М.: МФТИ, 2006
- Максимычев А.В. Физические методы исследования. Задачи (часть 1). Погрешности эксперимента, длинные линии, измерение давления, температуры, потоков излучения и частиц. М., МФТИ, 2003
- Ельяшевич М.А. Атомная и молекулярная спектроскопия. М.: КомКнига, 2006.
- **В. Демтредер. Лазерная спектроскопия. Основные принципы и техника эксперимента. М.: Наука, 1985**
- Кизель В.А. Практическая молекулярная спектроскопия: Учеб. пособие для вузов. - М.: Издательство МФТИ. 1998. - 276
- **В.В. Лебедева. Экспериментальная оптика. М.: Изд-во МГУ, 1994**
- Сивухин Д.В. — Общий курс физики, т. 2, 4, 5.

План

- Оптическая спектроскопия. Общие вопросы. Поддиапазоны спектра. Закон Бугера-Ламберта-Бера. Источники, селекторы, детекторы излучения. Конструкции приборов, используемых в спектроскопических исследованиях.
- Ширина, форма, интенсивность спектральной линии. Электронная, колебательная, вращательная спектроскопия. Спектроскопия комбинационного рассеяния.
- Лазерная спектроскопия. Техника лазеров. Высокочувствительные методы лазерной спектроскопии. Внутррезонаторная лазерная спектроскопия. Оптоакустическая лазерная спектроскопия.
- Лазерная спектроскопия с короткими и ультракороткими импульсами. Компрессия импульса. Синхронизация мод. Спектроскопия, ограниченная Доплеровским уширением. Внутридоплеровская спектроскопия.

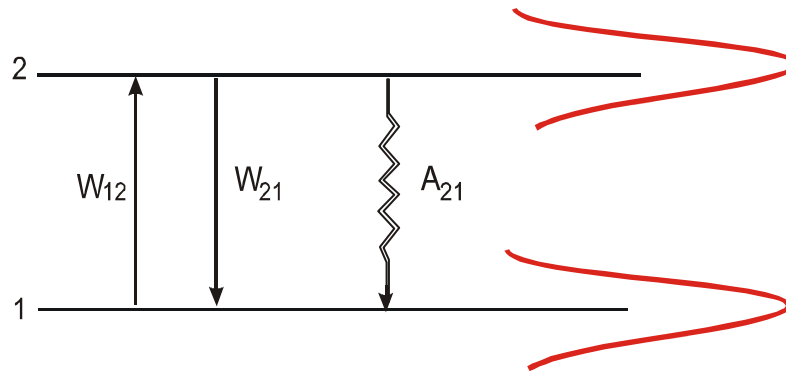
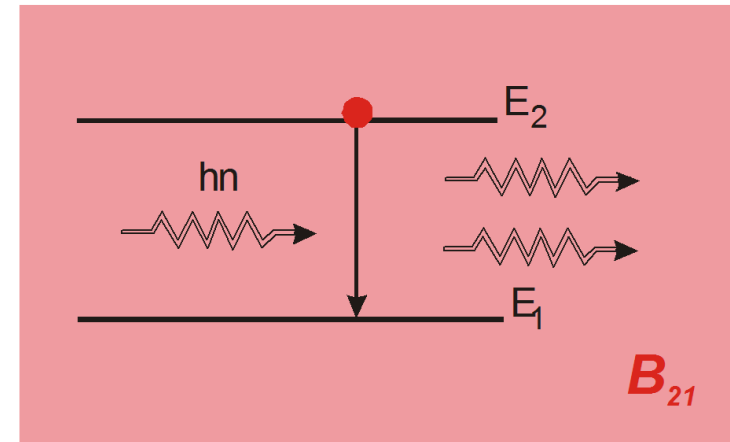
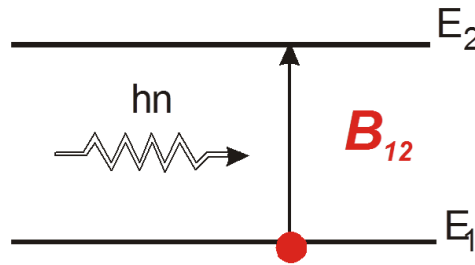
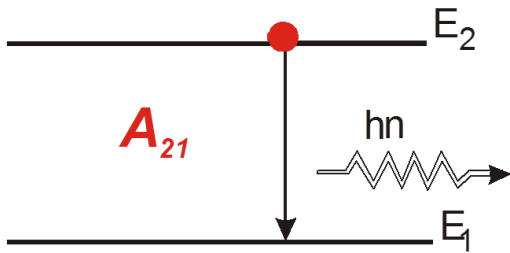
Техника лазеров

Лазерная спектроскопия

Лазер

Light
Amplification
by **S**timulated
Emission
of **R**adiation

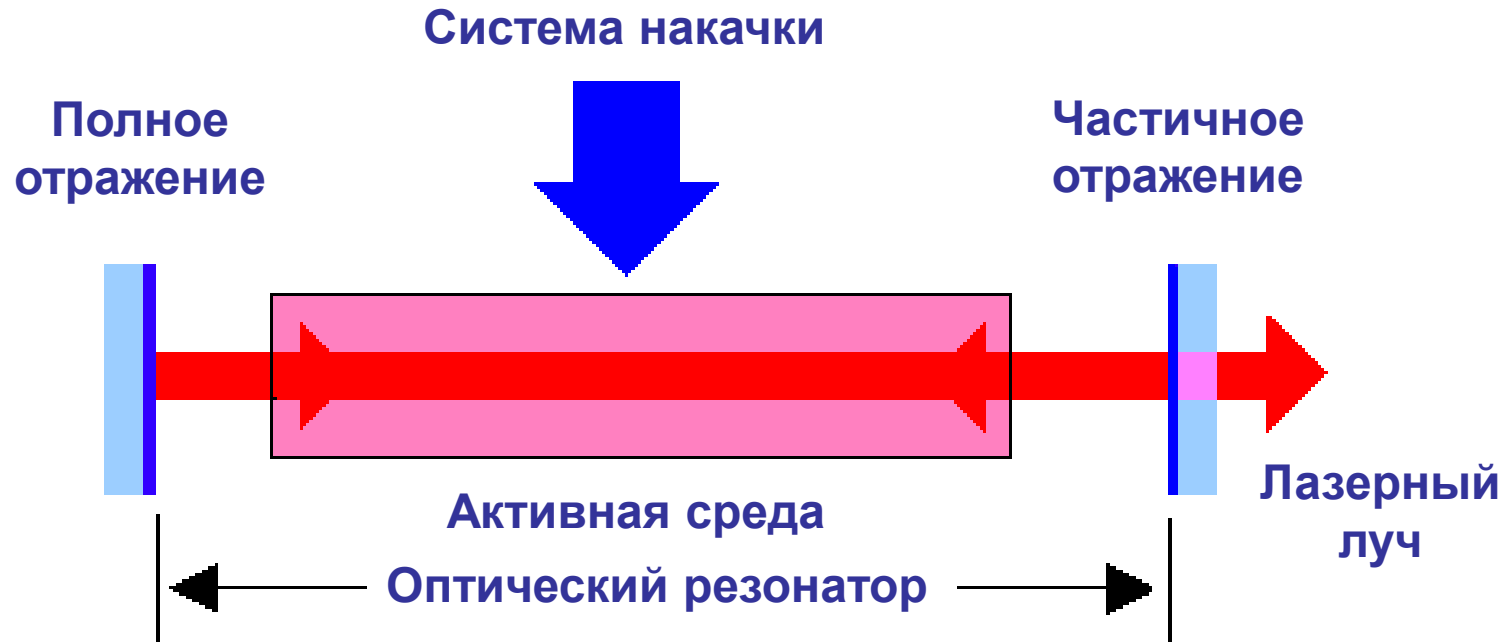
Квантовый оптический резонатор



$$\Delta\omega_2 = \Delta\omega_1 = \Delta\omega$$

$$\omega \in [\omega_{21} - \Delta\omega; \omega_{21} + \Delta\omega]$$

Лазер. Основные элементы



Активная среда

Усиливает световой поток

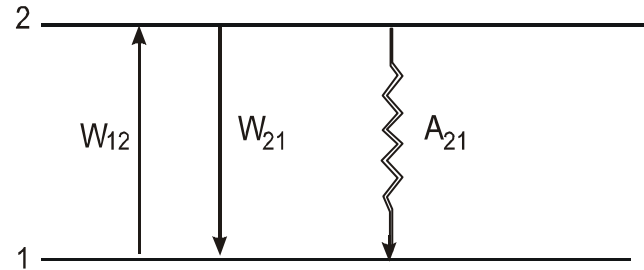
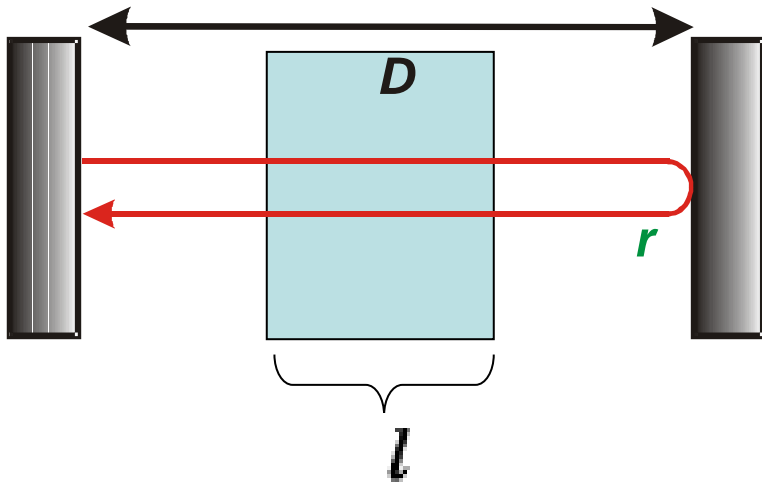
Система накачки

Селективно накачивает энергию в активную среду

Оптический резонатор

Накапливает часть индуцированного излучения
Создает положительную обратную связь

Лазер: принцип работы

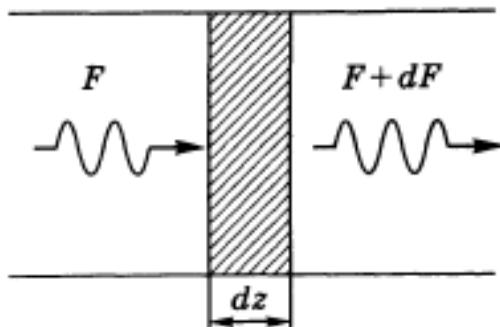


$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_a = -W_{12}N_1 \quad W_{12} = \sigma_{12}F$$

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{st} = -W_{21}N_2 \quad W_{21} = \sigma_{21}F$$

где F — плотность потока фотонов в падающей волне

$$g_2 W_{21} = g_1 W_{12} \quad \Rightarrow \quad g_2 \sigma_{21} = g_1 \sigma_{12}$$



$$g_1 = g_2 \quad \sigma_{21} = \sigma_{12} = \sigma$$

$$dF = \sigma F [N_2 - N_1] dz$$

Пороговая разность заселенностей

Энергетические коэффициенты отражения
зеркал R_1 и R_2

Внутренние потери за один обход резонатора L_i

$$F' = F \exp\{\sigma(N_2 - N_1)l\} \times (1 - L_i)R_2 \times \exp\{\sigma(N_2 - N_1)l\} \times (1 - L_i)R_1$$

$$F = F'$$



$$N_c = -[\ln R_1 R_2 + 2 \ln(1 - L_i)] / 2\sigma l$$

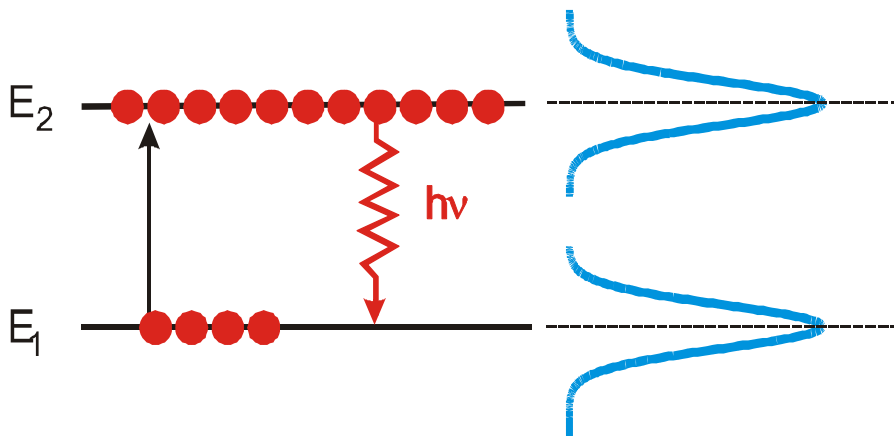
$$\gamma_1 = -\ln R_1 = -\ln(1 - T_1),$$

$$\gamma_2 = -\ln R_2 = -\ln(1 - T_2),$$

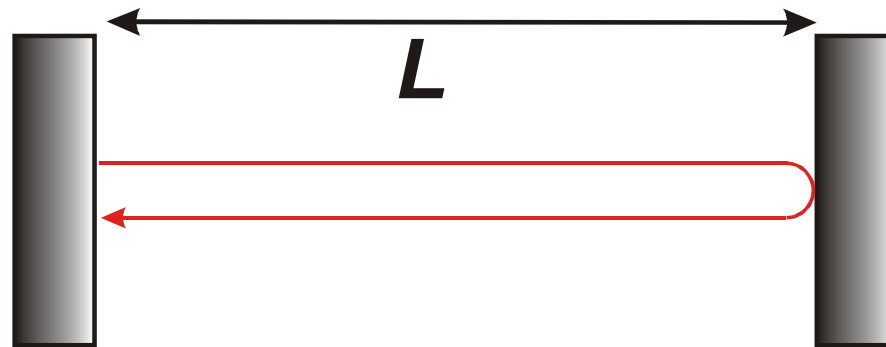
$$\gamma_i = -\ln(1 - L_i),$$

$$N_c = \gamma / \sigma l,$$

$$\gamma = [2\gamma_i + (\gamma_1 + \gamma_2)] / 2.$$



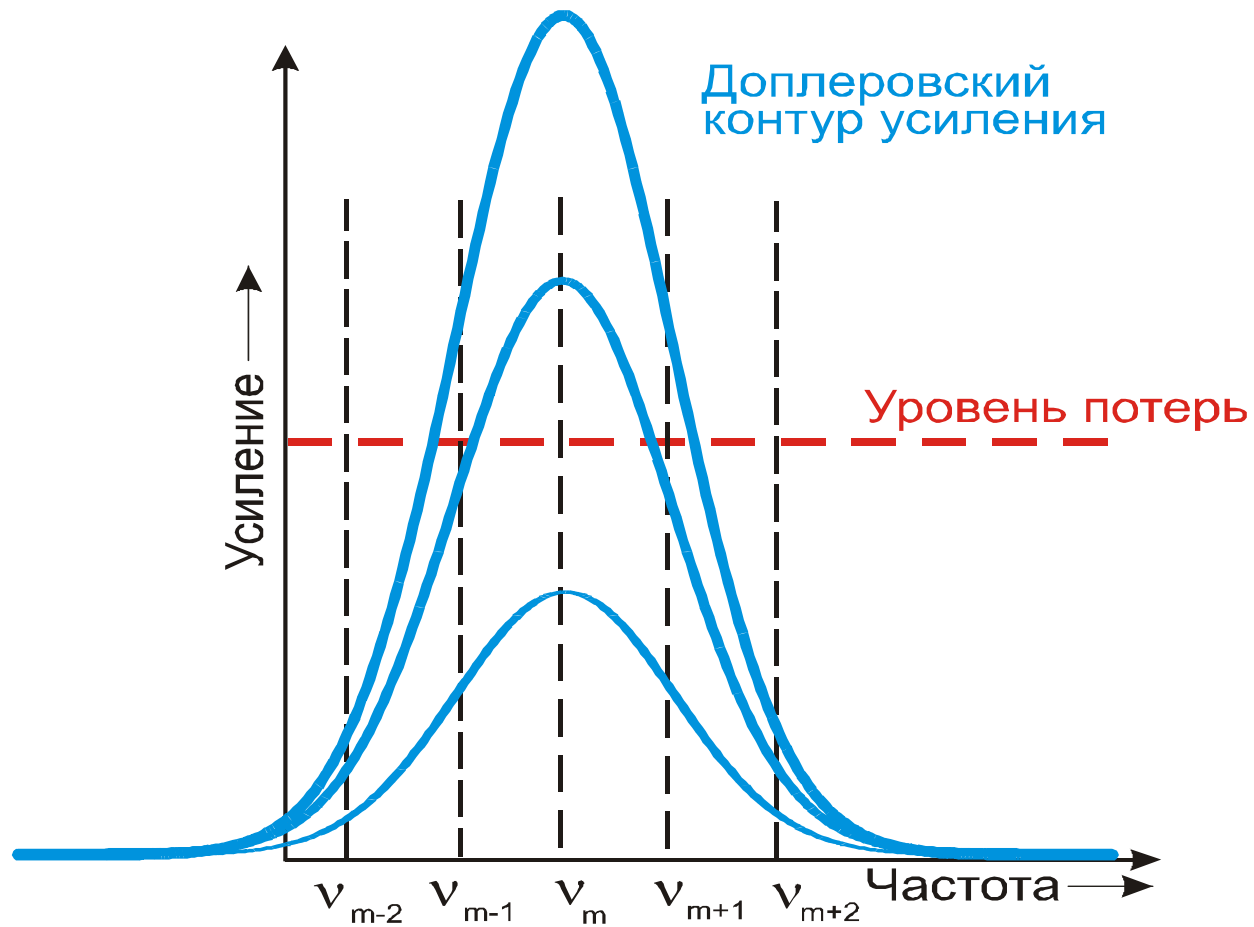
Продольные моды резонатора



$$2L = n\lambda; \quad \Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L}$$

Для $\lambda = 600$ нм и $L = 0.6$ м $\Delta\lambda = 3 \times 10^{-4}$ нм

Многомодовый режим генерации



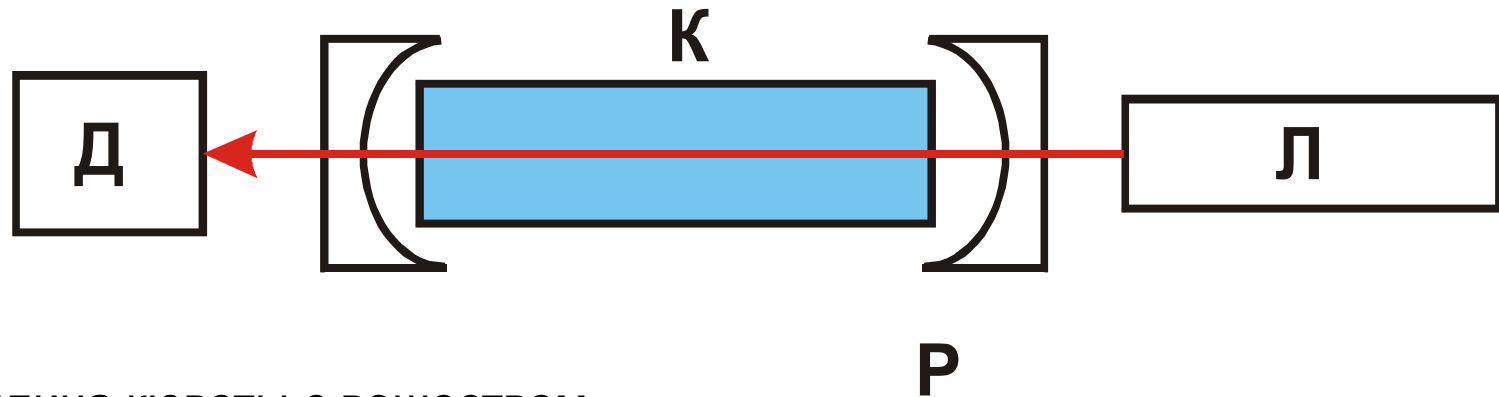
Лазер, как источник света в спектроскопии

- Большая спектральная плотность мощности
- Малая расходимость коллимированных лазерных пучков
- Малая спектральная ширина линии излучения лазеров
- Одномодовый перестраиваемый лазер – комбинация интенсивного источника света и спектрометра сверхвысокого разрешения
- Способность импульсных лазеров или лазеров с синхронизацией мод генерировать интенсивные и короткие световые импульсы – возможность исследования сверхбыстрых процессов

Диагностика плотности компонент с помощью лазерной спектроскопии

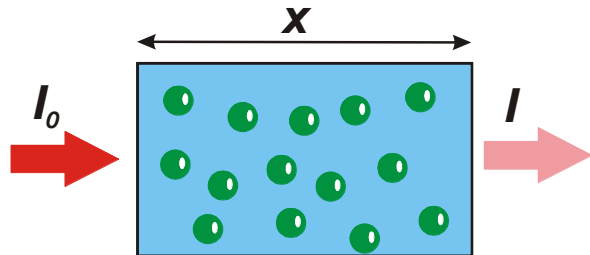
Внутрирезонаторная
лазерная спектроскопия:
Cavity Ring-Down
Spectroscopy (CRDS)

Внутрирезонаторная лазерная спектроскопия (ВРЛС)



L - длина кюветы с веществом
 $L_{рез}$ - длина резонатора
 t - время генерации

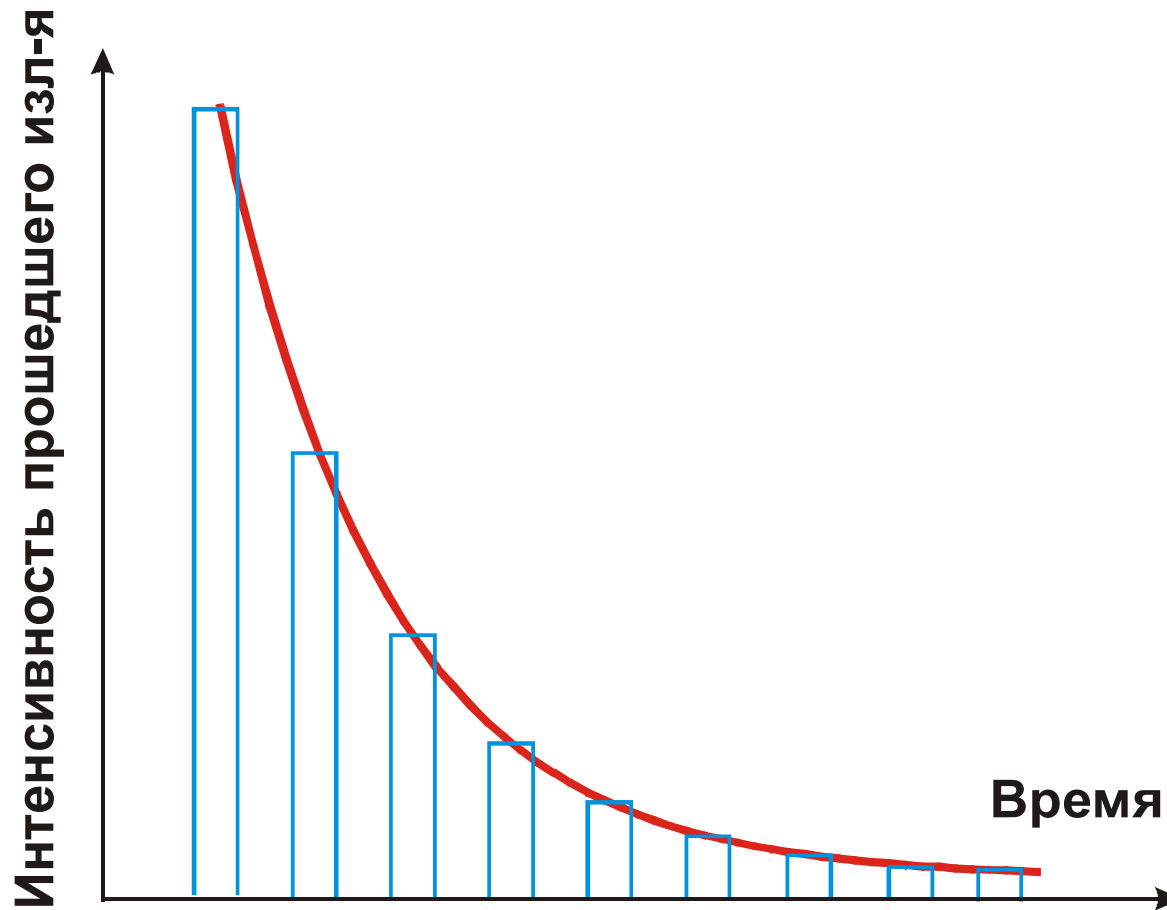
$$I = I_0 \exp(-n\sigma x) = I_0 \exp(-pkx)$$



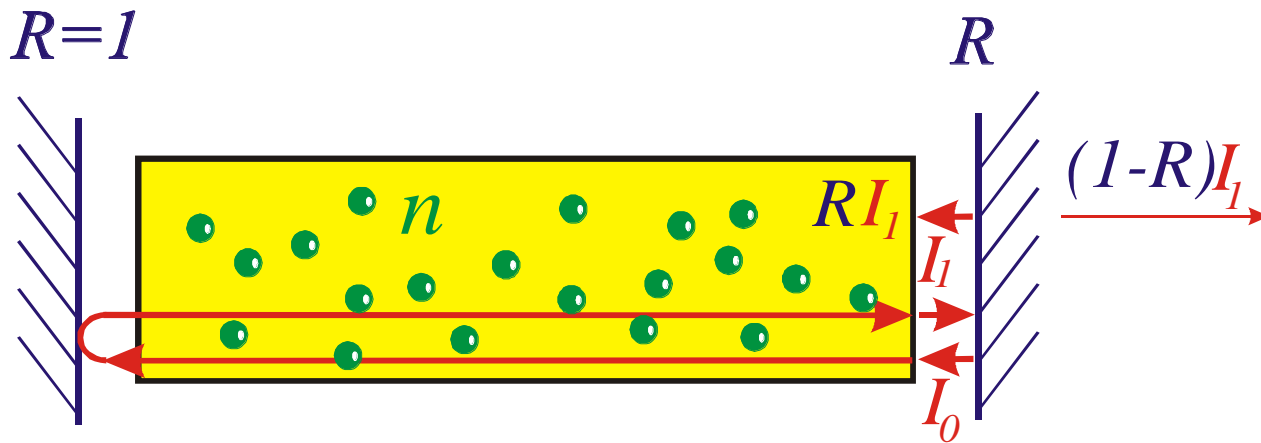
$$I = I_0 \exp(-n\sigma X);$$

$$X = ct \frac{L}{L_{рез}}$$

CRDS: формирование сигнала



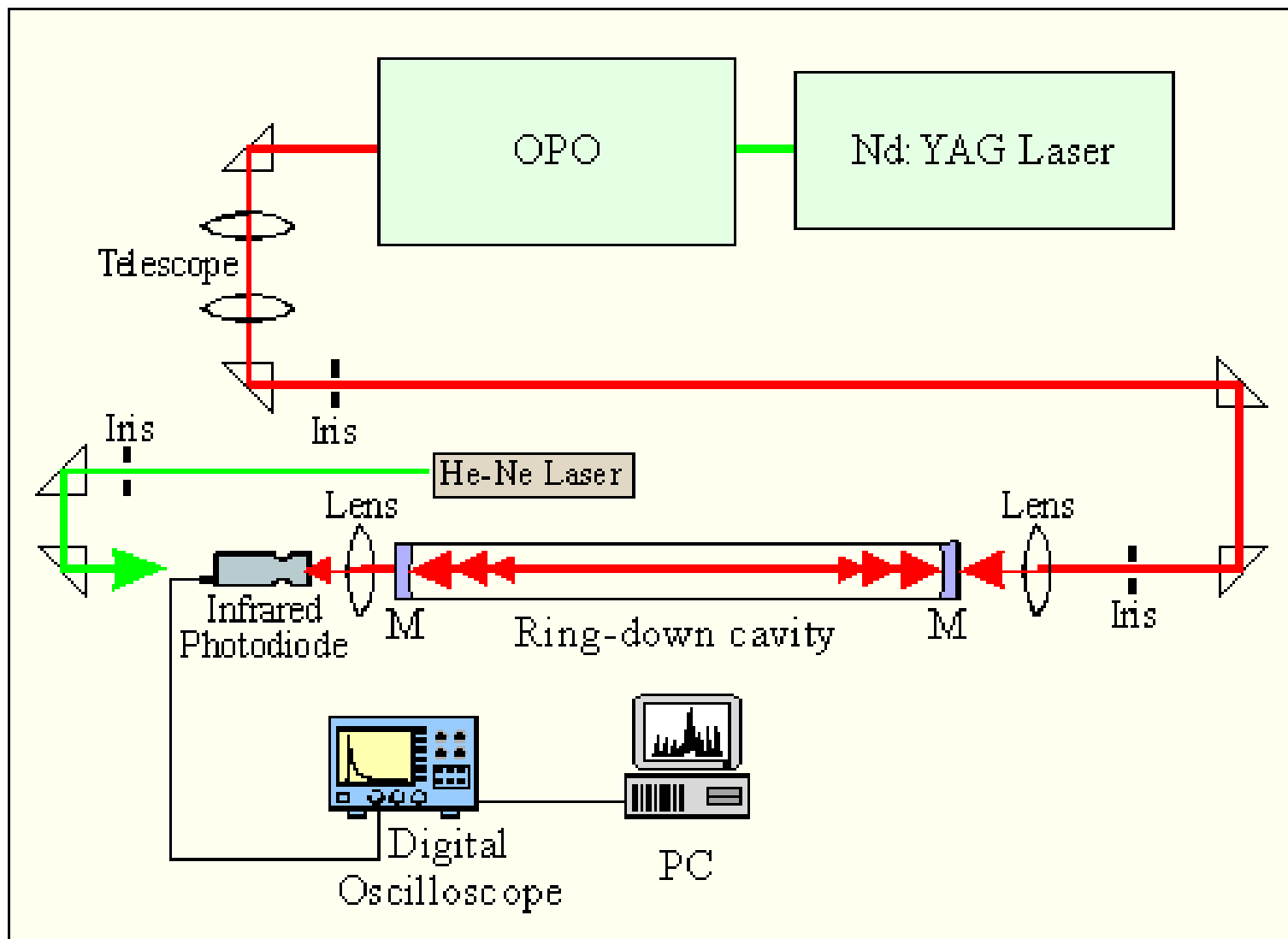
CRDS: вывод формы сигнала



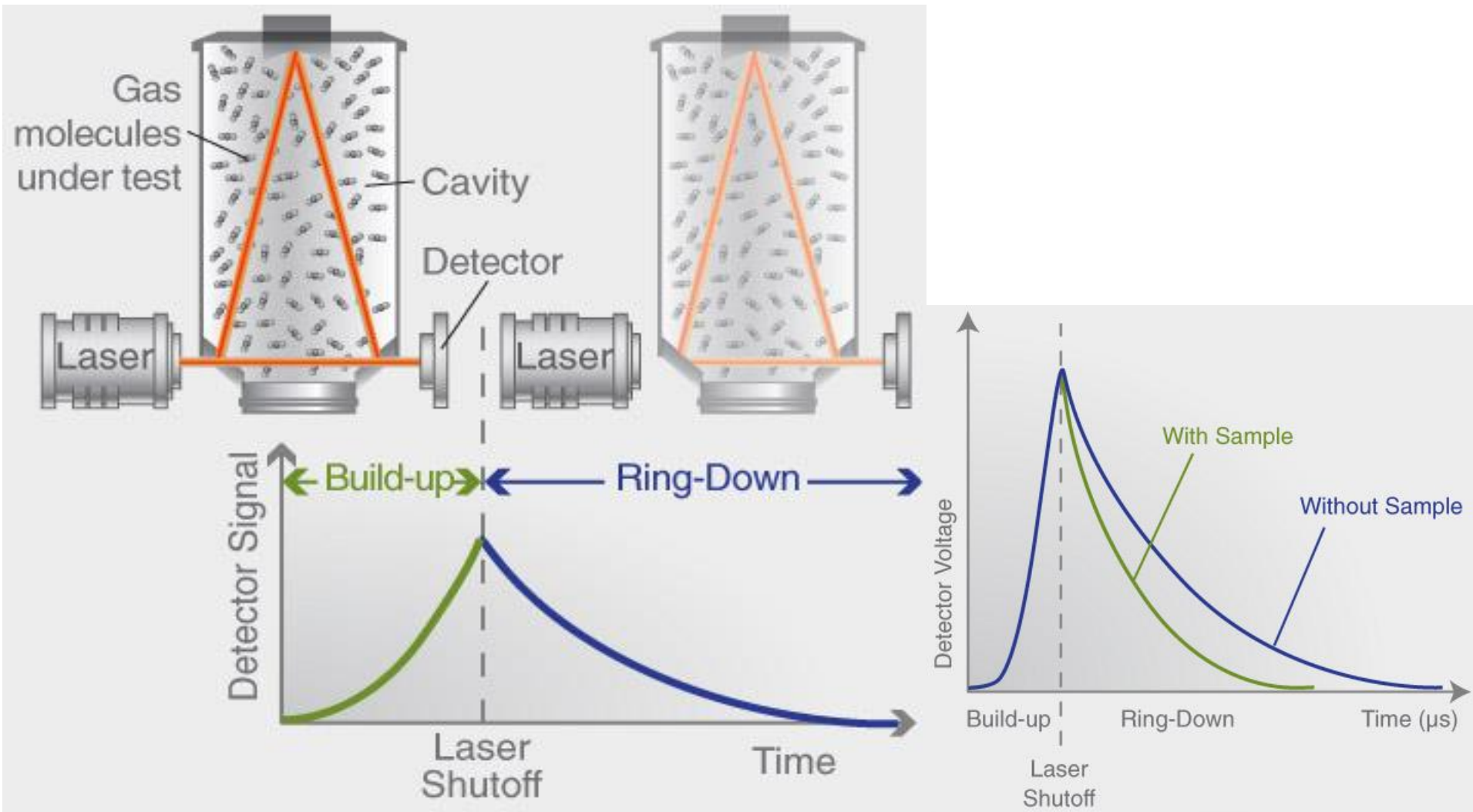
$$I = I_0 \exp\left(-\frac{c(1-R)}{2L} t - \alpha ct\right)$$

$$\alpha = n\sigma$$

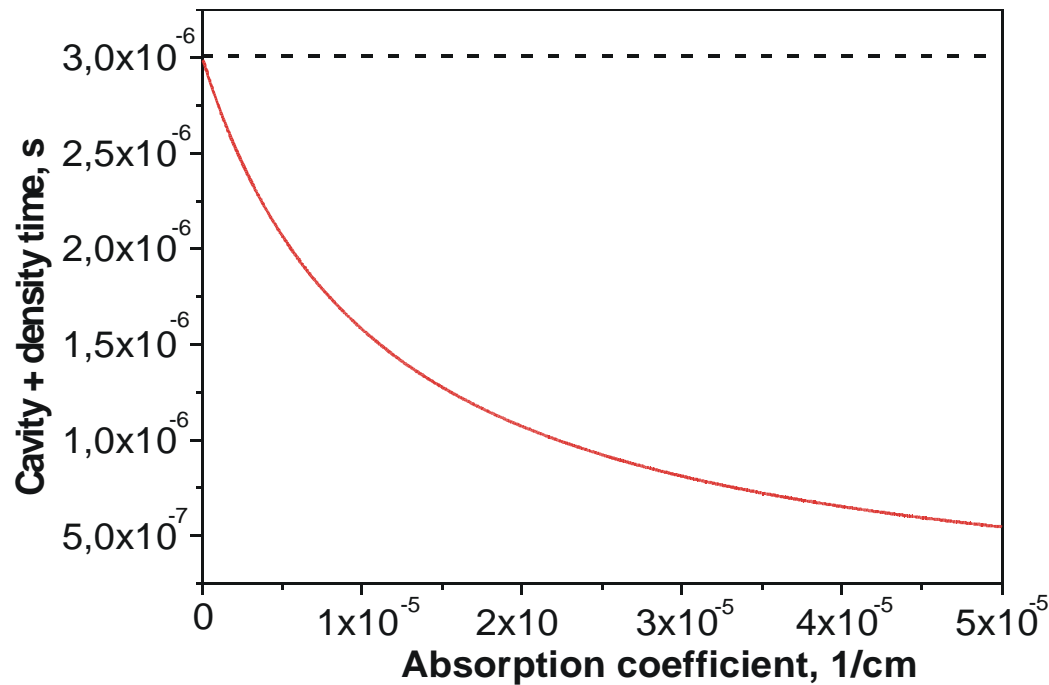
CRDS – эксперимент с внешним резонатором



CRDS – схема с тремя зеркалами



Внутрирезонаторная лазерная спектроскопия



$$R=0.999$$

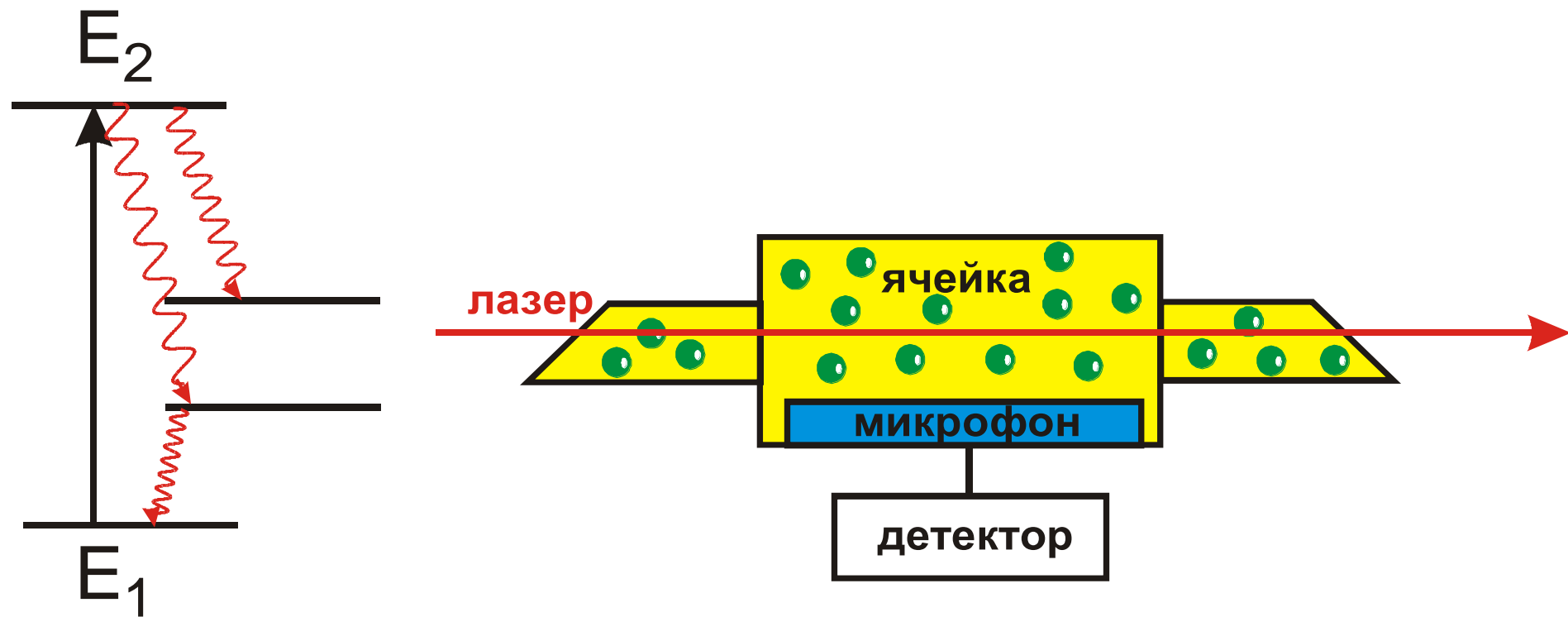
$$l=1 \text{ m}$$

$$\tau_0=3 \mu\text{s}$$

$$\alpha_{\min}=2 \times 10^{-10} \text{ cm}^{-1}$$

Оптоакустическая спектроскопия

Принцип метода оптоакустической спектроскопии



Физическая суть метода оптоакустической спектроскопии

Накачка



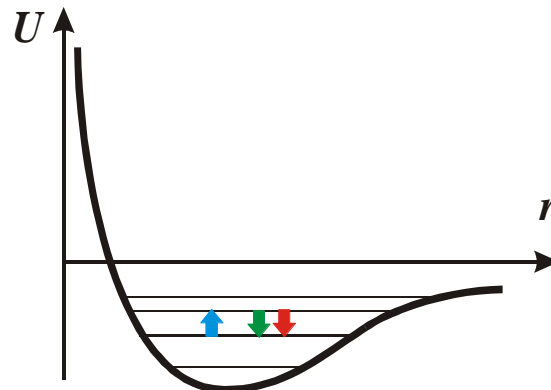
Релаксация



Регистрация



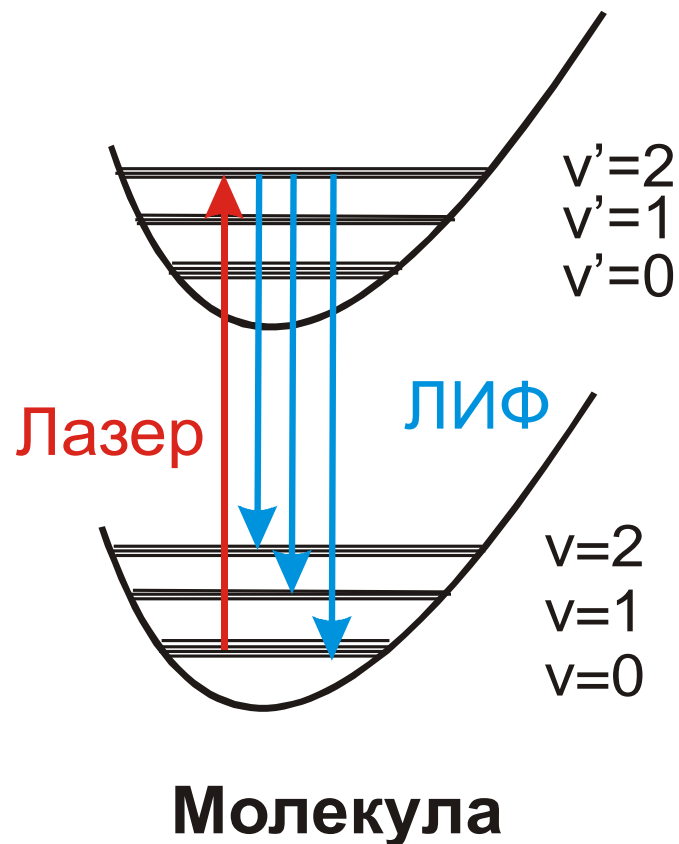
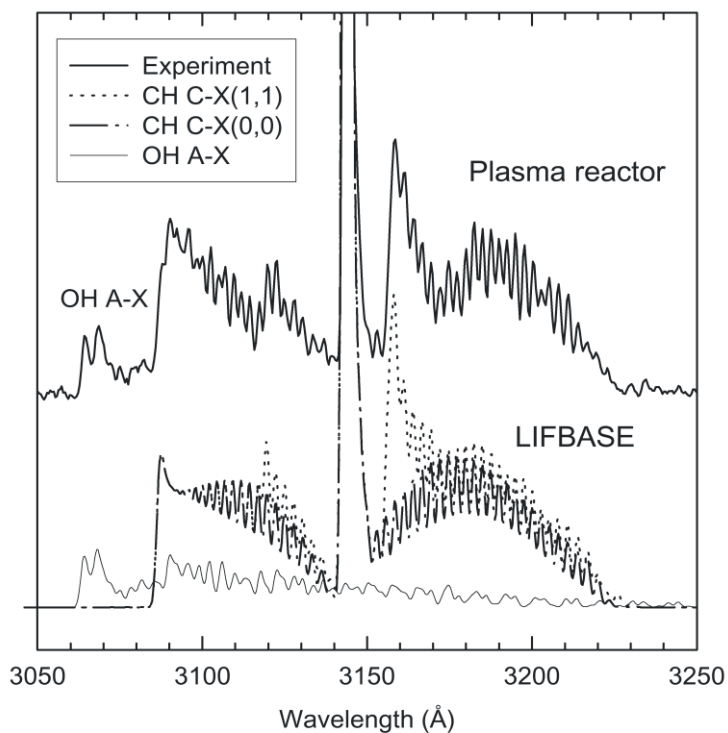
ИК - лазер



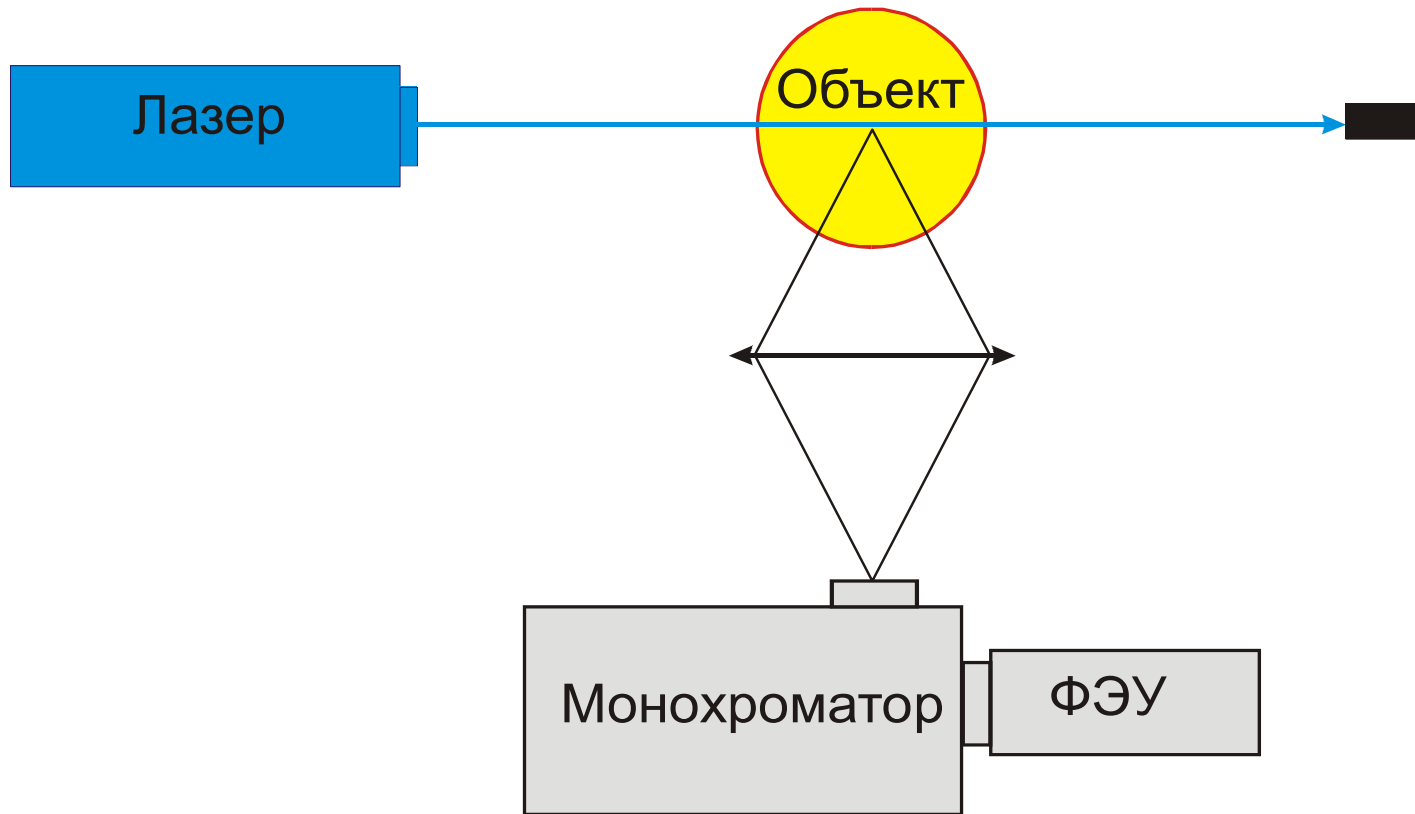
10^{-7} - 10^{-6} Top

Лазерно-индуцированная флуоресценция (ЛИФ, LIF)

Суть метода лазерно-индуцированной флуоресценции



Экспериментальная 1D схема метода ЛИФ



Детектирование частиц методом ЛИФ

Molecule (atom, radical)	Transition	Laser wavelength, nm	Emission wavelength, nm
NO	$A^2\Sigma^- - X^2\Pi$	226	248
OH	$A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$	281	312
NH	$A^3\Pi - X^3\Sigma^-$	336	336
CH	$B^2\Sigma^- - X^2\Pi$	387	390
CN	$B^2\Sigma - X^2\Sigma$	388	421
N_2^+	$B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$	391	428
CH	$A^2\Delta^- - X^2\Pi$	413	430

Интенсивность сигнала ЛИФ

$$I_{LIF} = Kn_1F$$

Чувствительность метода ЛИФ:

по концентрации
пространственная
временная

до 10^5 - 10^6 см⁻³

< 1 мм³

до нескольких нс

Импульсные лазеры: модуляция добротности

Модуляция добротности

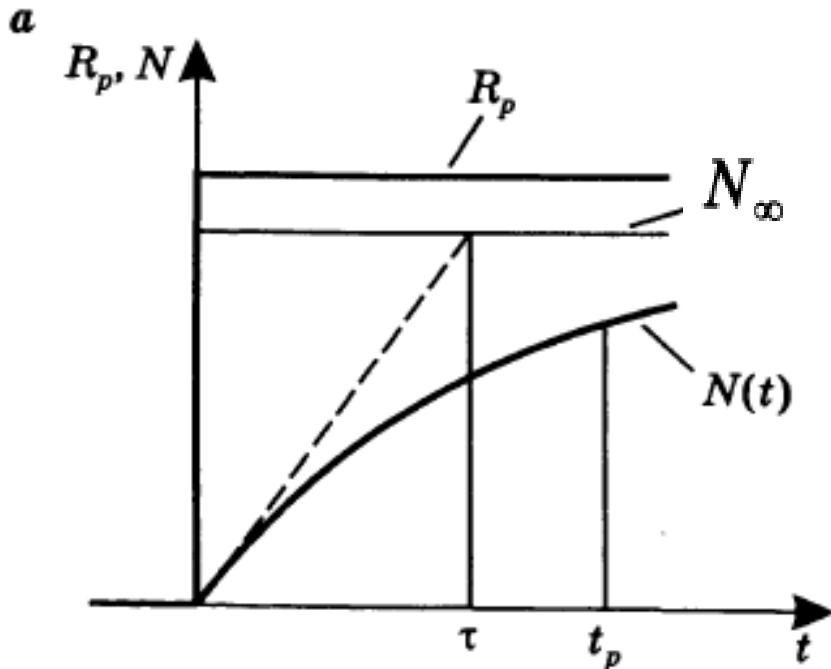
Импульсная накачка

$$R_p(t) = 0 \text{ при } t < 0$$

$$R_p(t) = R_p = \text{const при } 0 < t < t_p.$$

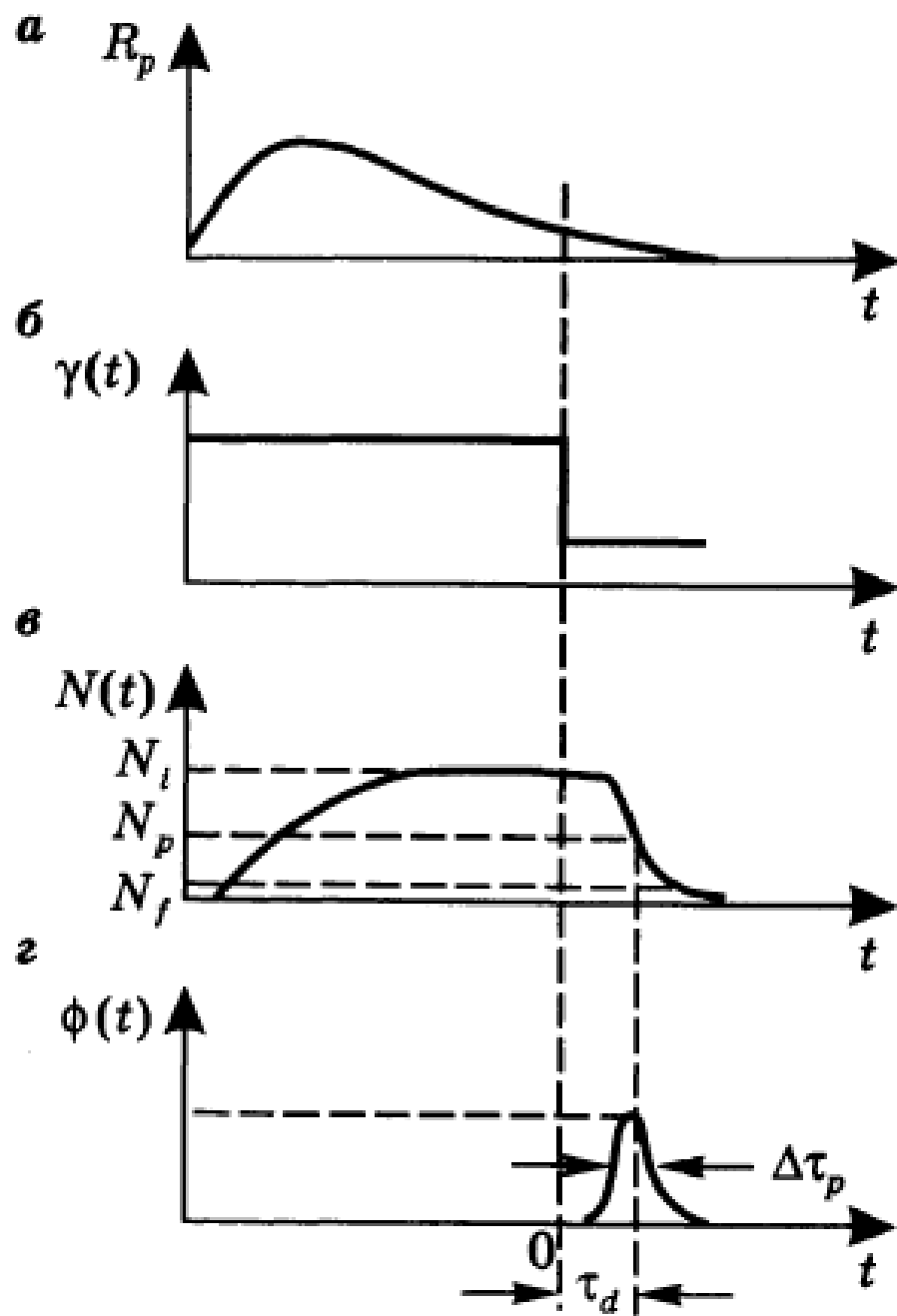
$$N(t) = N_\infty [1 - \exp(-t/\tau)] \quad N_\infty = R_p \tau$$

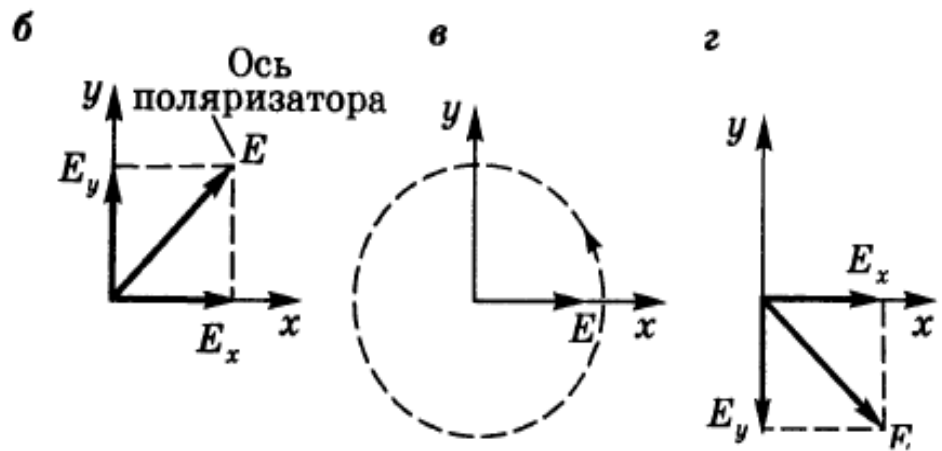
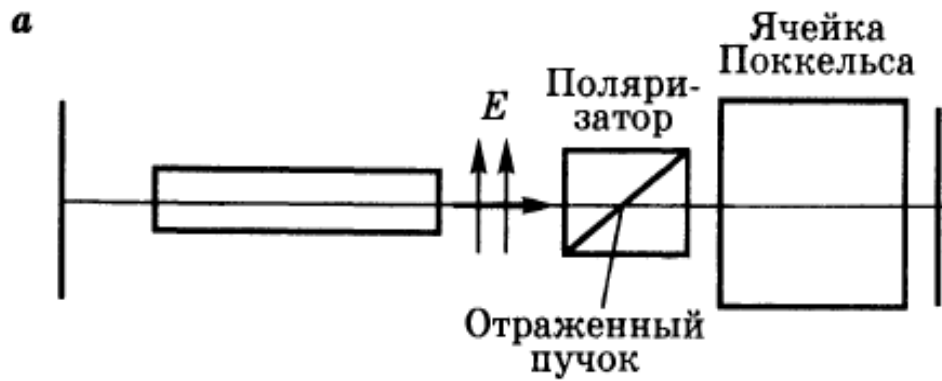
τ - время жизни «верхнего» состояния



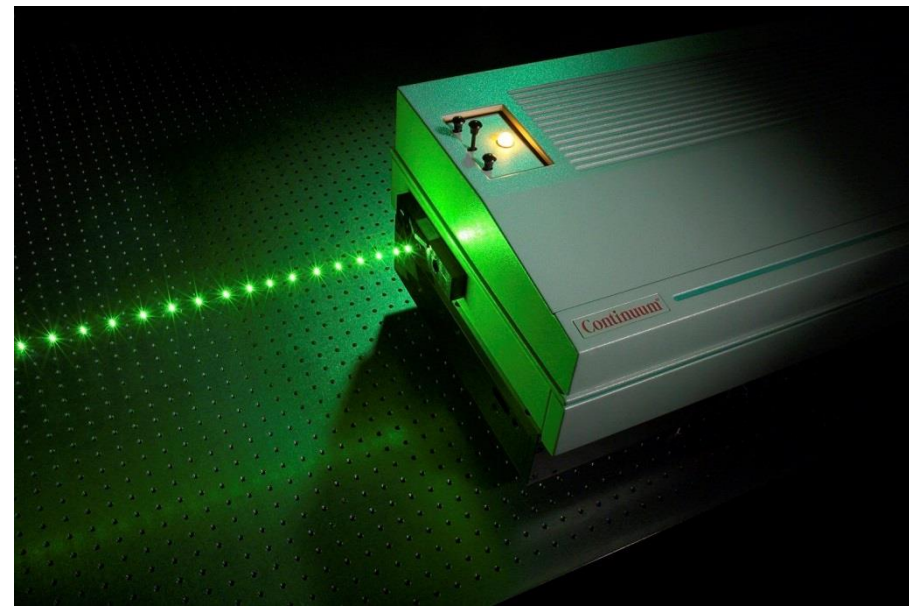
б Быстрое переключение







Электрооптические модуляторы

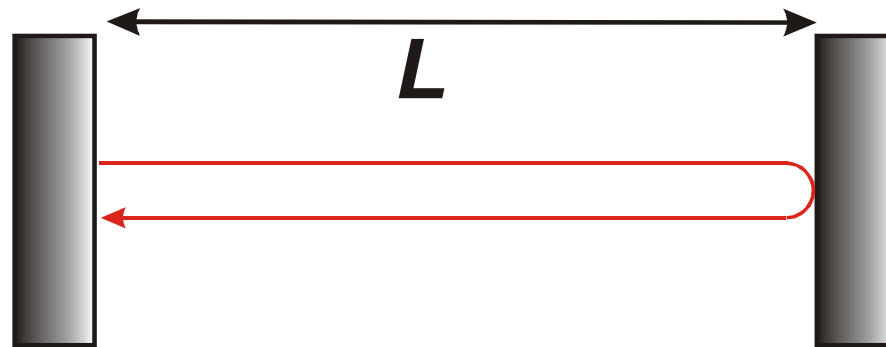


Синхронизация мод: пикосекундные импульсы

Суть метода

- – генерация **большого числа продольных мод** с определенными **фазовыми соотношениями**
- – интерференция мод
- – временная зависимость излучения в виде **последовательности мощных импульсов**

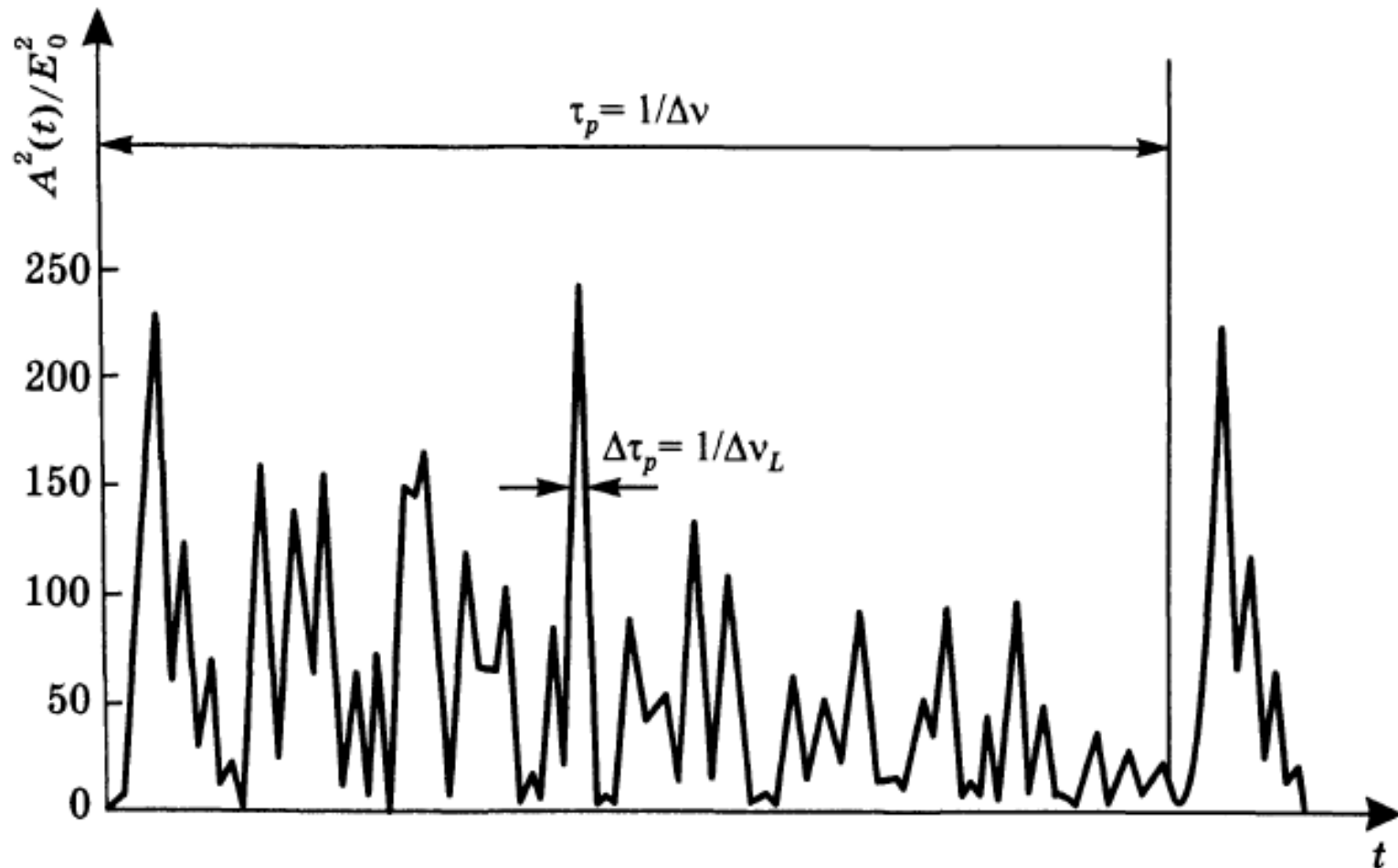
Продольные моды резонатора



$$2L = n\lambda; \quad \Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L}$$

Для $\lambda = 600$ нм и $L = 0.6$ м $\Delta\lambda = 3 \times 10^{-4}$ нм

Синхронизация мод



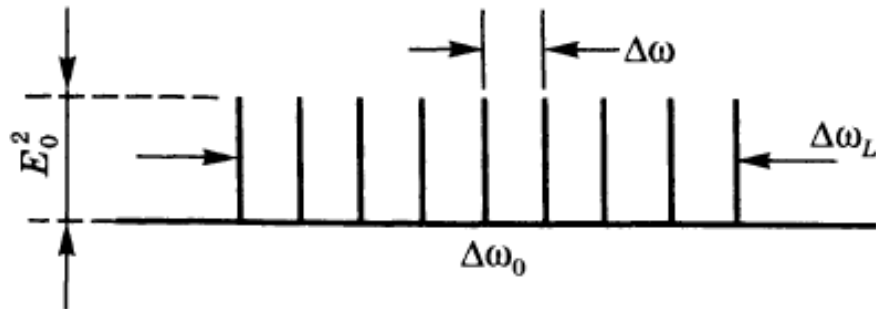
Пример зависимости квадрата амплитуды $|A(t)|^2$ полного электрического поля от времени для $N = 31$ генерирующих мод, имеющих одинаковую амплитуду E_0 и случайные фазы

Описание в пространстве частот

$2n + 1$ продольных мод с одинаковыми амплитудами E_0

$$\varphi_l - \varphi_{l-1} = \varphi$$

$$E(t) = \sum_{-n}^{+n} l E_0 \exp\{j[(\omega_0 + l\Delta\omega)t + l\varphi]\}$$



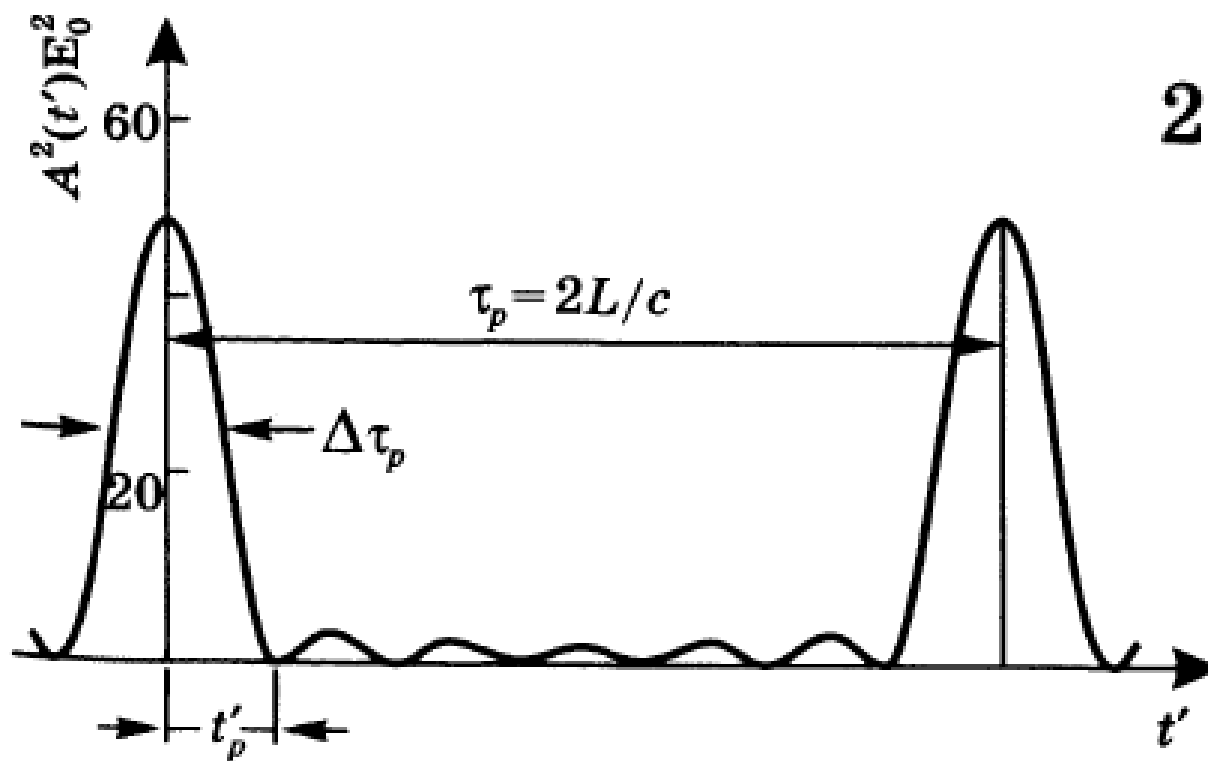
$$E(t) = A(t) \exp(j\omega_0 t),$$

$$A(t) = \sum_{-n}^{+n} l E_0 \exp[jl(\Delta\omega t + \varphi)].$$

$$\Delta\omega t' = \Delta\omega t + \varphi$$

$$A(t') = \sum_{-n}^{+n} l E_0 \exp jl(\Delta\omega t').$$

$$A(t') = E_0 \frac{\sin[(2n + 1)\Delta\omega t' / 2]}{\sin[\Delta\omega t' / 2]}$$



$$2n + 1 = 7$$

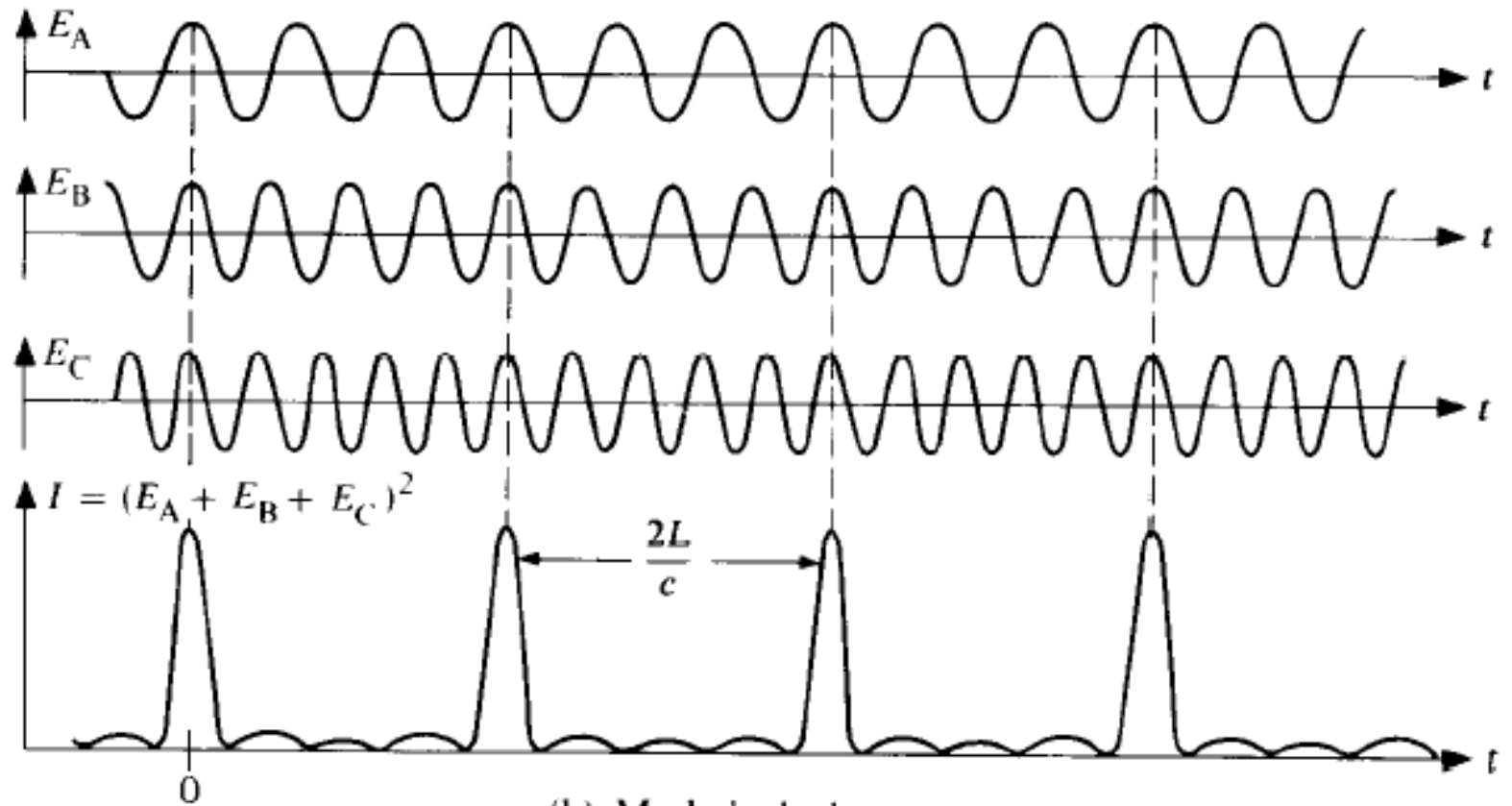
$$\tau_p = 2\pi/\Delta\omega = 1/\Delta\nu$$

$\Delta\nu$ — межмодовое расстояние.

$$\Delta\tau_p \cong 2\pi/(2n + 1)\Delta\omega = 1/\Delta\nu_L$$

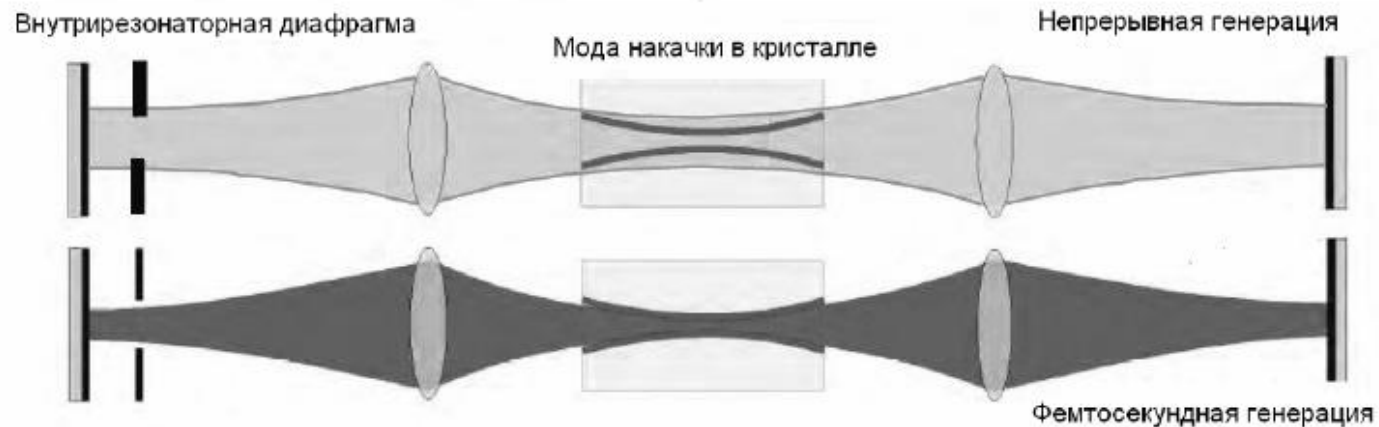
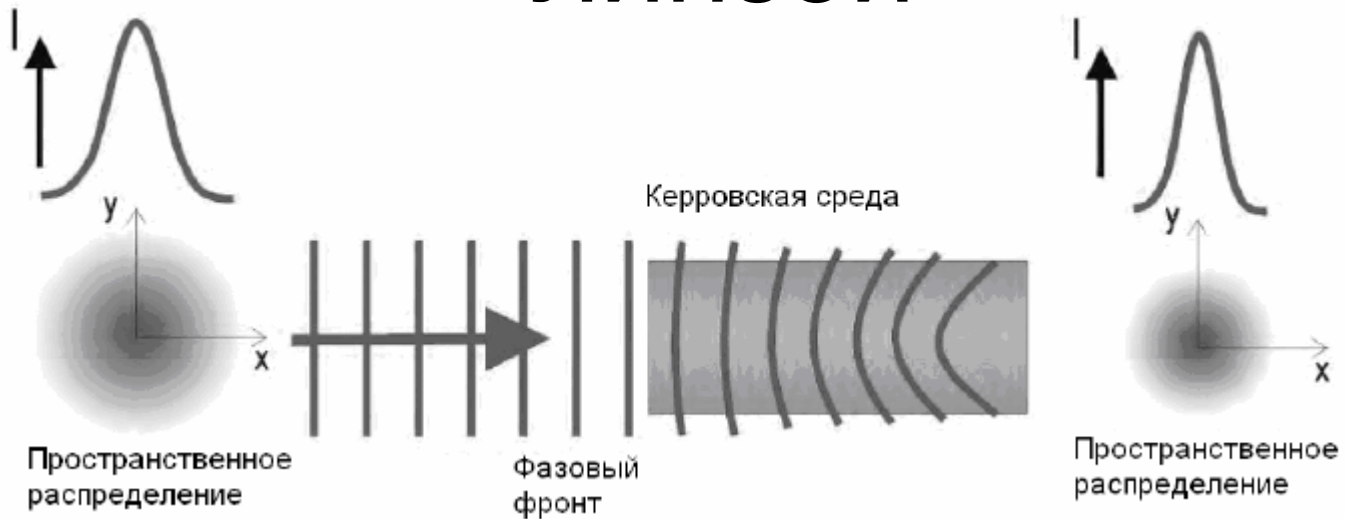
$\Delta\nu_L = (2n + 1)\Delta\omega/2\pi$ — полная ширина линии генерации

Синхронизация мод

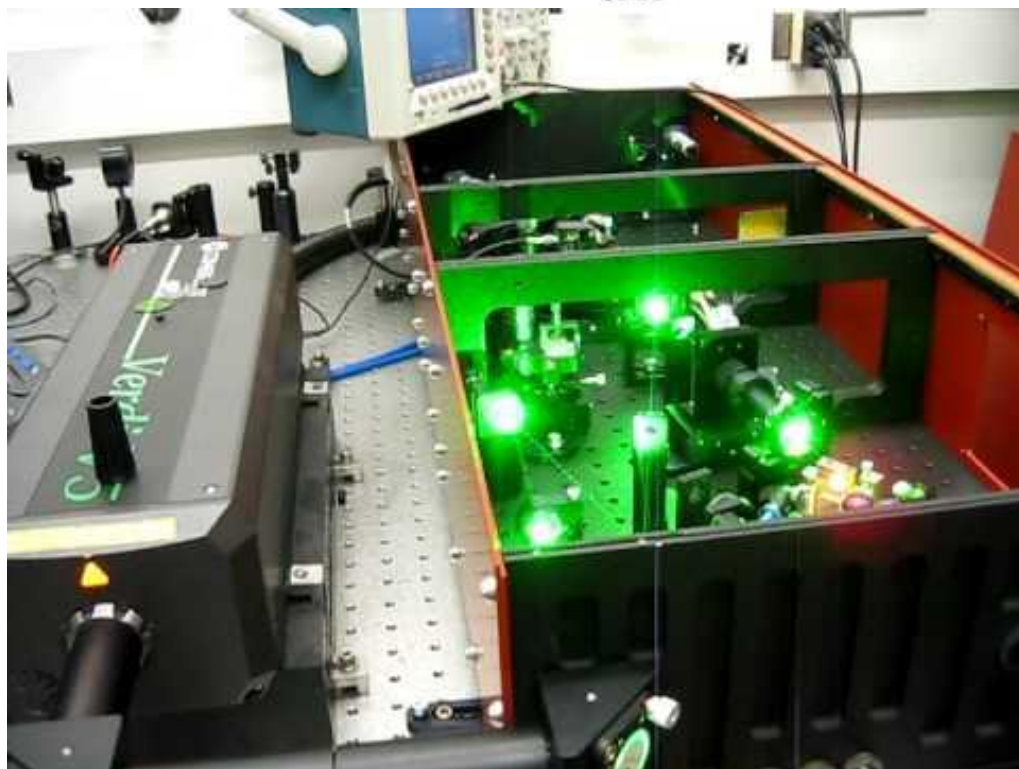
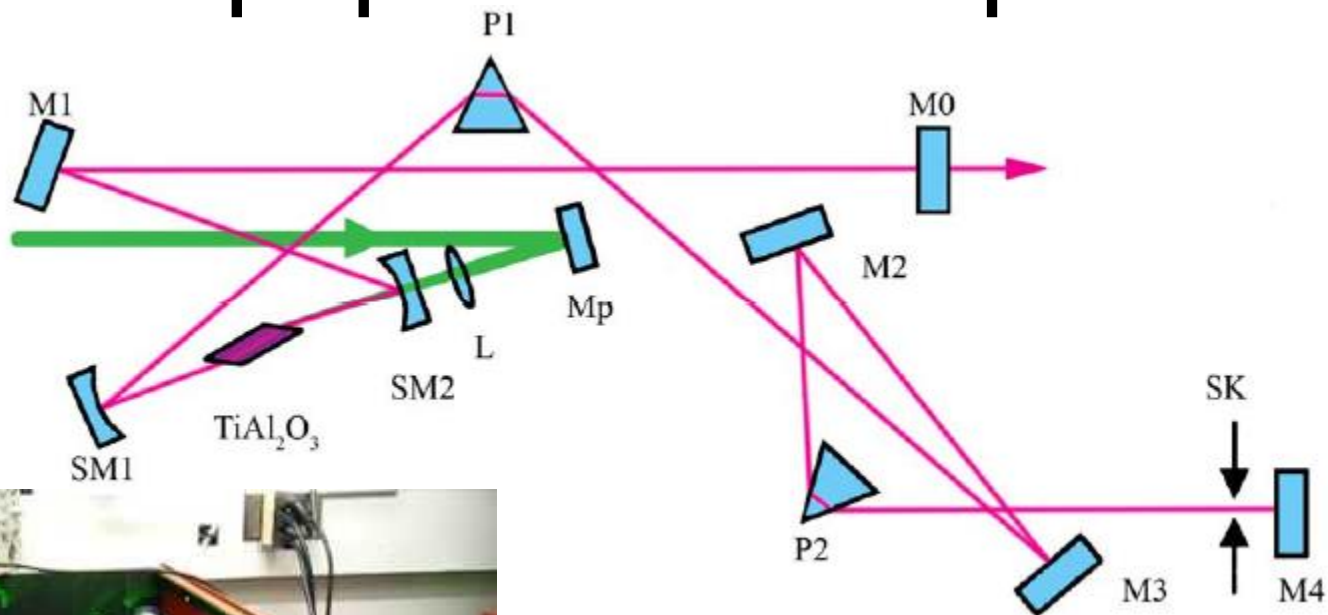


(b) Mode-locked

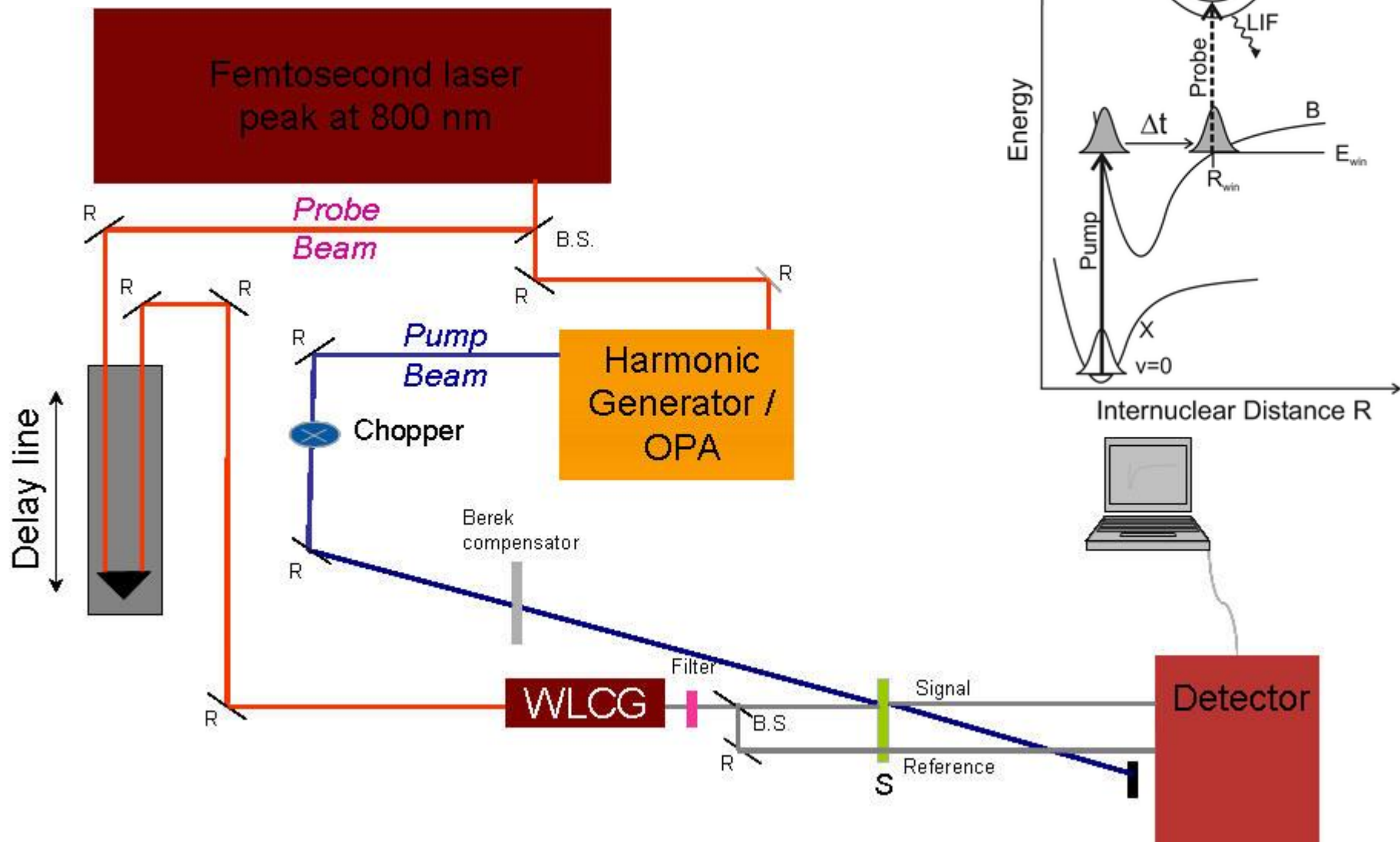
Метод синхронизации мод наведённой керровской линзой



Титан-сапфировый лазер



Абсорбционная спектроскопия возбуждённого состояния



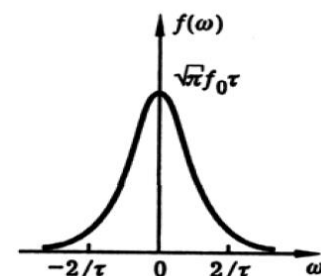
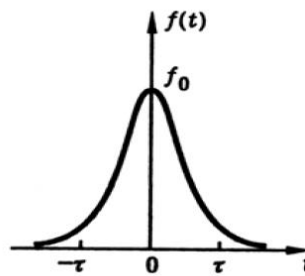
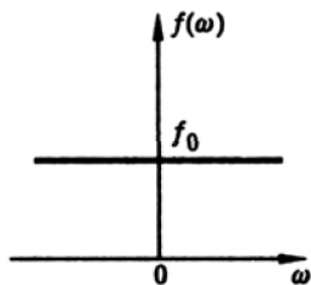
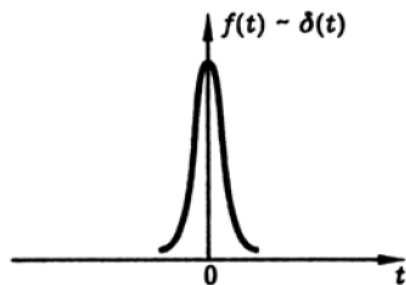
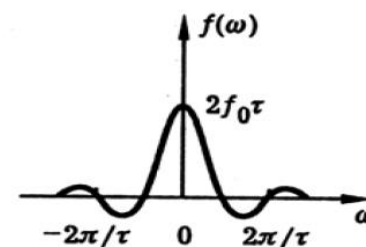
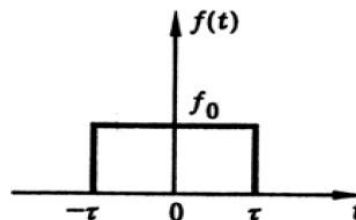
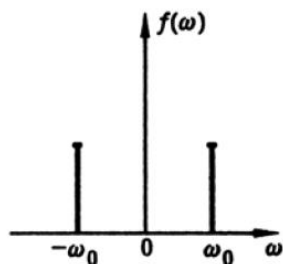
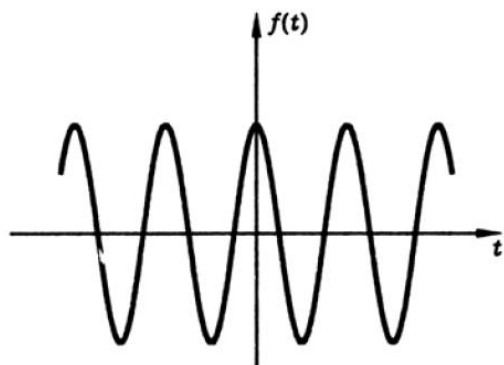
ФУРЬЕ-СПЕКТРОСКОПИЯ

Преобразование Фурье

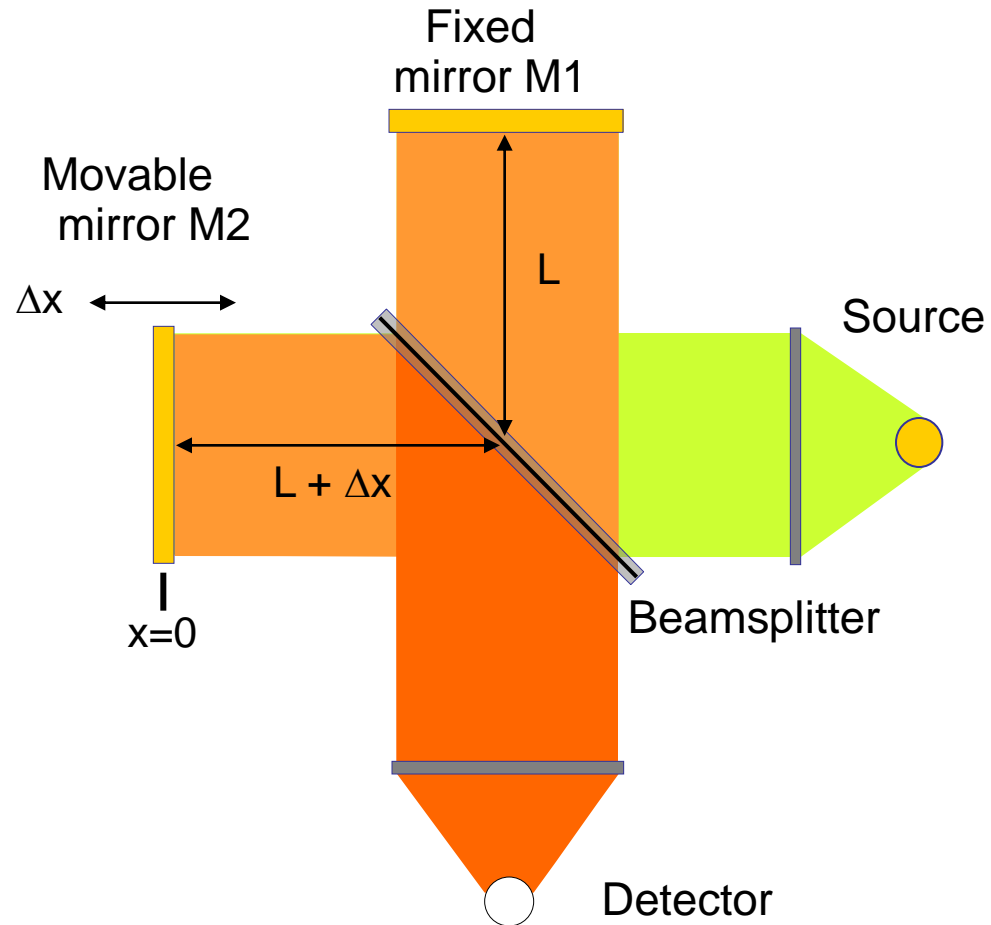
$$F(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt$$

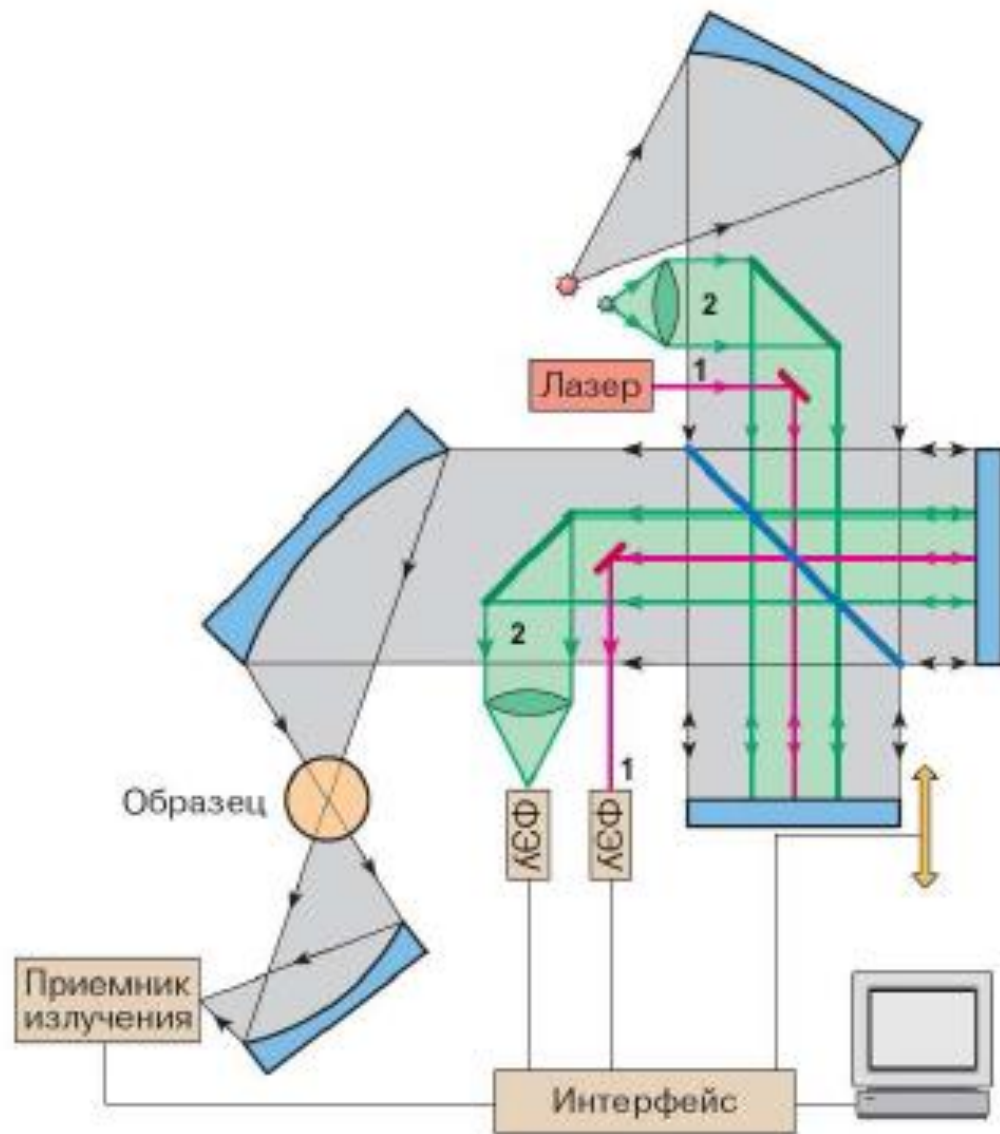
$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega) e^{i\omega t} d\omega$$

$$\Delta\omega \cdot \Delta t \sim 1$$



Michelson Interferometer



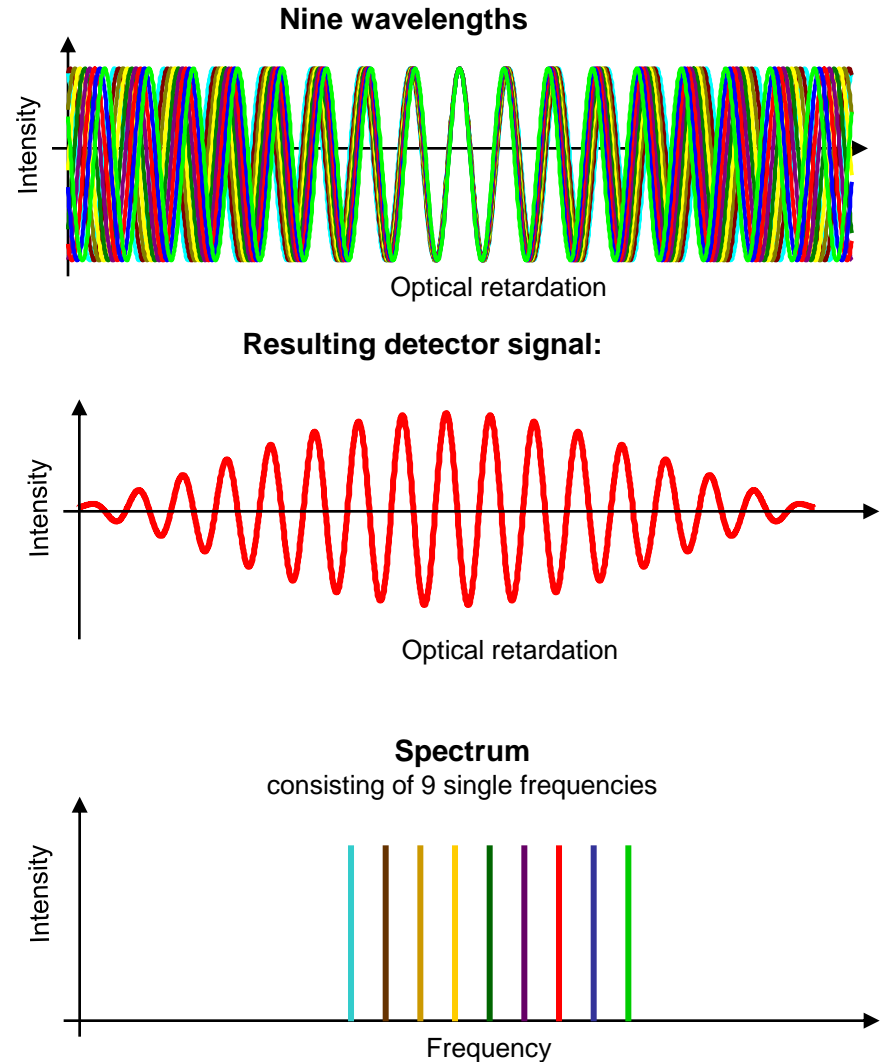


Origin of the interferogram

Since spectrometers are equipped with a polychromatic light source (i.e. many wavelengths) the interference already mentioned occurs at **each** wavelength, as shown in the upper figure on the right. The interference patterns produced by each wavelength are summed to get the resulting interferogram, as shown in the second figure.

At the zero path difference of the moving mirror ($\Delta x=0$) both paths all wavelengths have a phase difference of zero, and therefore undergo constructive interference. The intensity is therefore a maximum value. As the optical retardation increases, each wavelength undergoes constructive and destructive interference at different mirror positions.

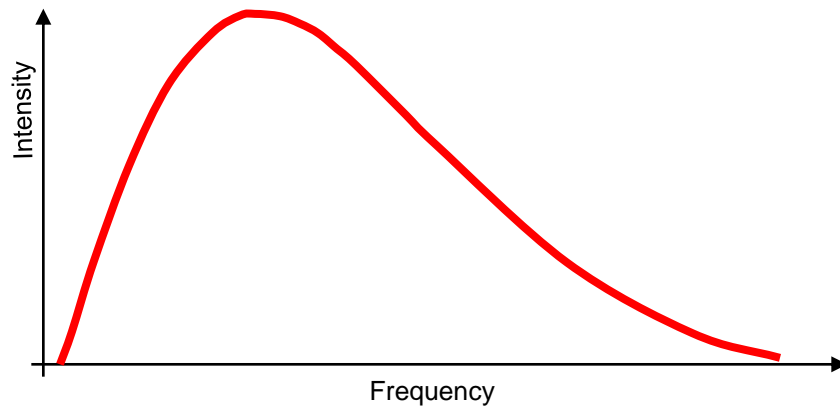
The third figure shows the intensity as a function of frequency (i.e. the spectrum), and we now have nine lines.



Origin of the interferogram

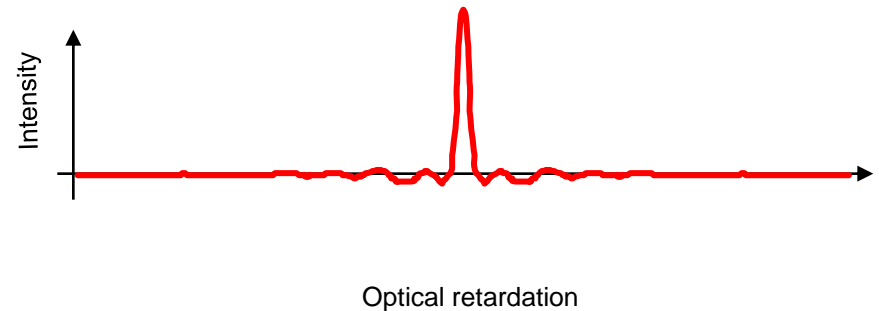
Spectrometers are equipped with a broadband light source, which yields a continuous, infinite number, of wavelengths, as shown in the figure on the left. The interferogram is the continuous sum, i.e. the integral, of all the interference patterns produced by each wavelength. This results in the intensity curve as function of the optical retardation shown in the second figure. At the zero path difference of the interferometer ($\Delta x=0$) all wavelengths undergo constructive interference and sum to a maximum signal. As the optical retardation increases different wavelengths undergo constructive and destructive interference at different points, and the intensity therefore changes with retardation. For a broadband source, however, all the interference patterns will never simultaneously be in phase except at the point of zero path difference, and the maximum signal occurs only at this point. This maximum in the signal is referred to as the “centerburst”

IR-source



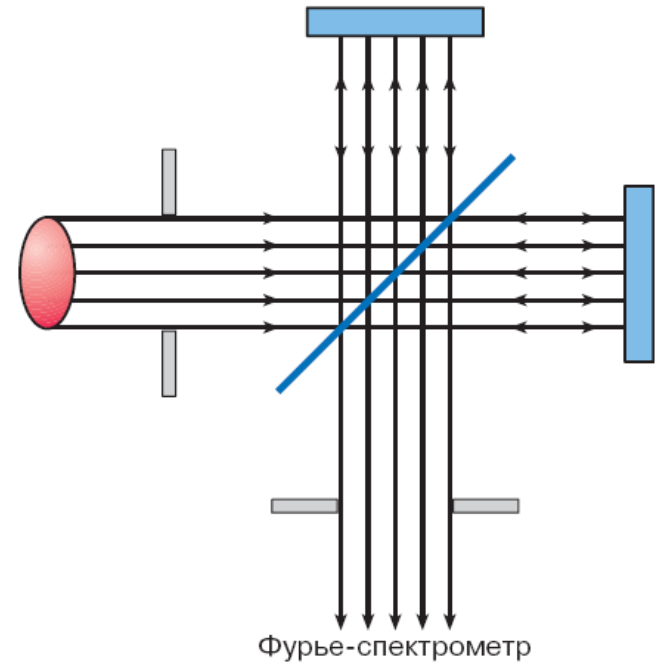
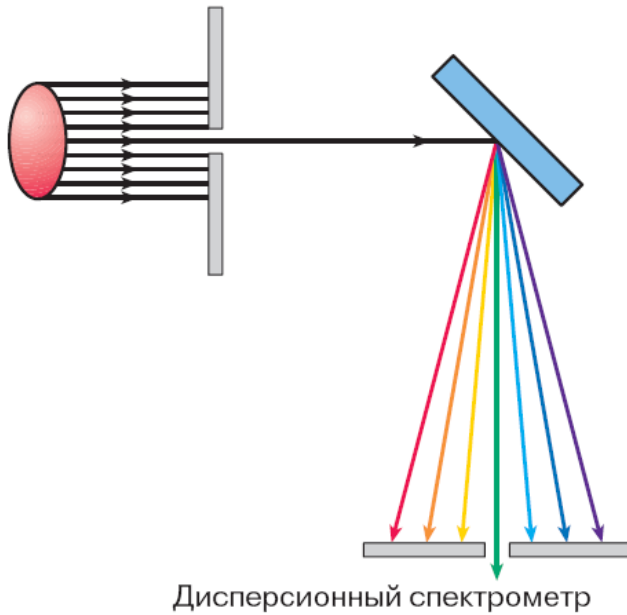
Frequency distribution of a black body source

Resulting detector signal



Resulting interferogram (detector signal after modulation by a Michelson interferometer)

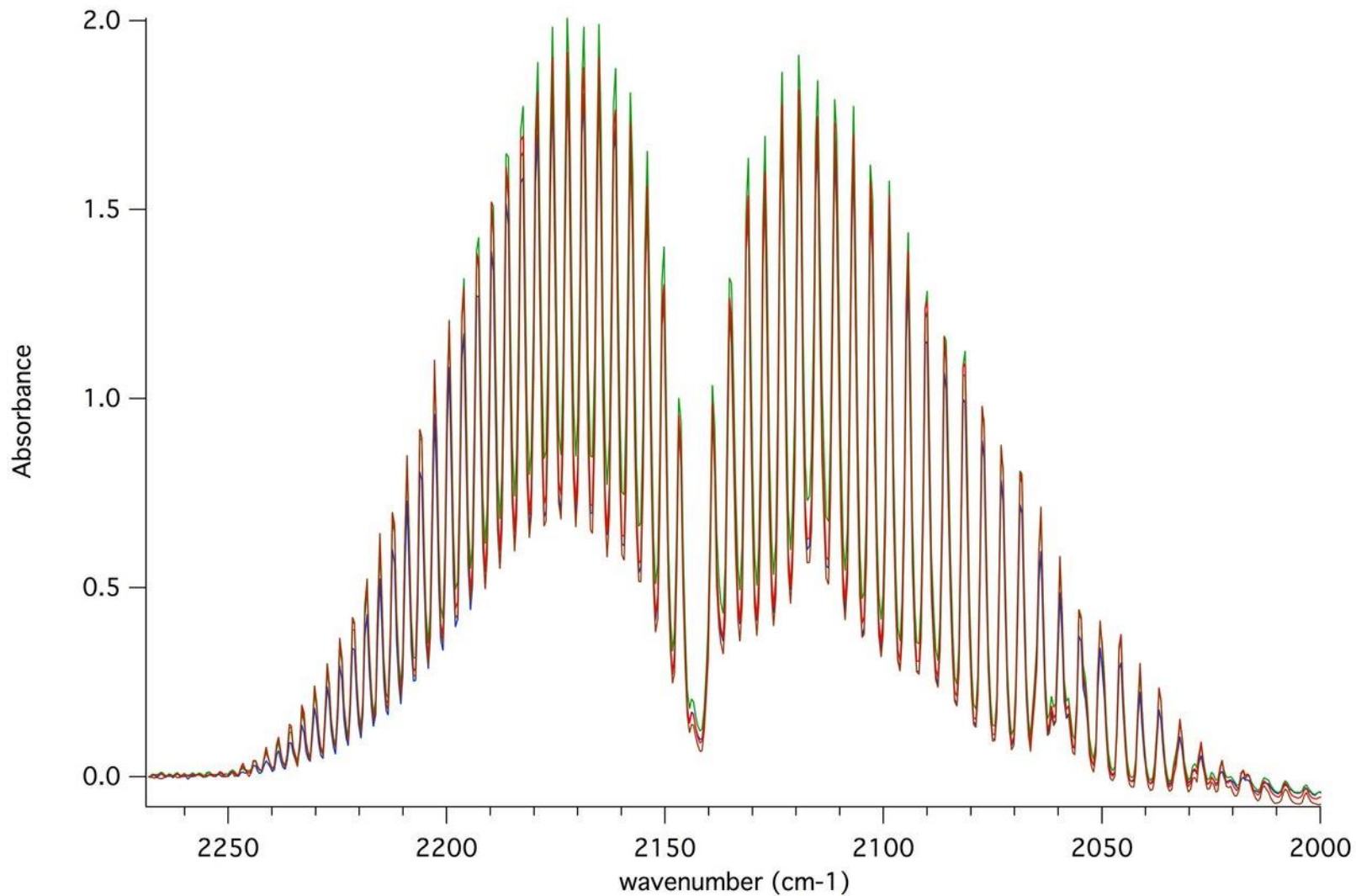
Преимущества Фурье-спектропии

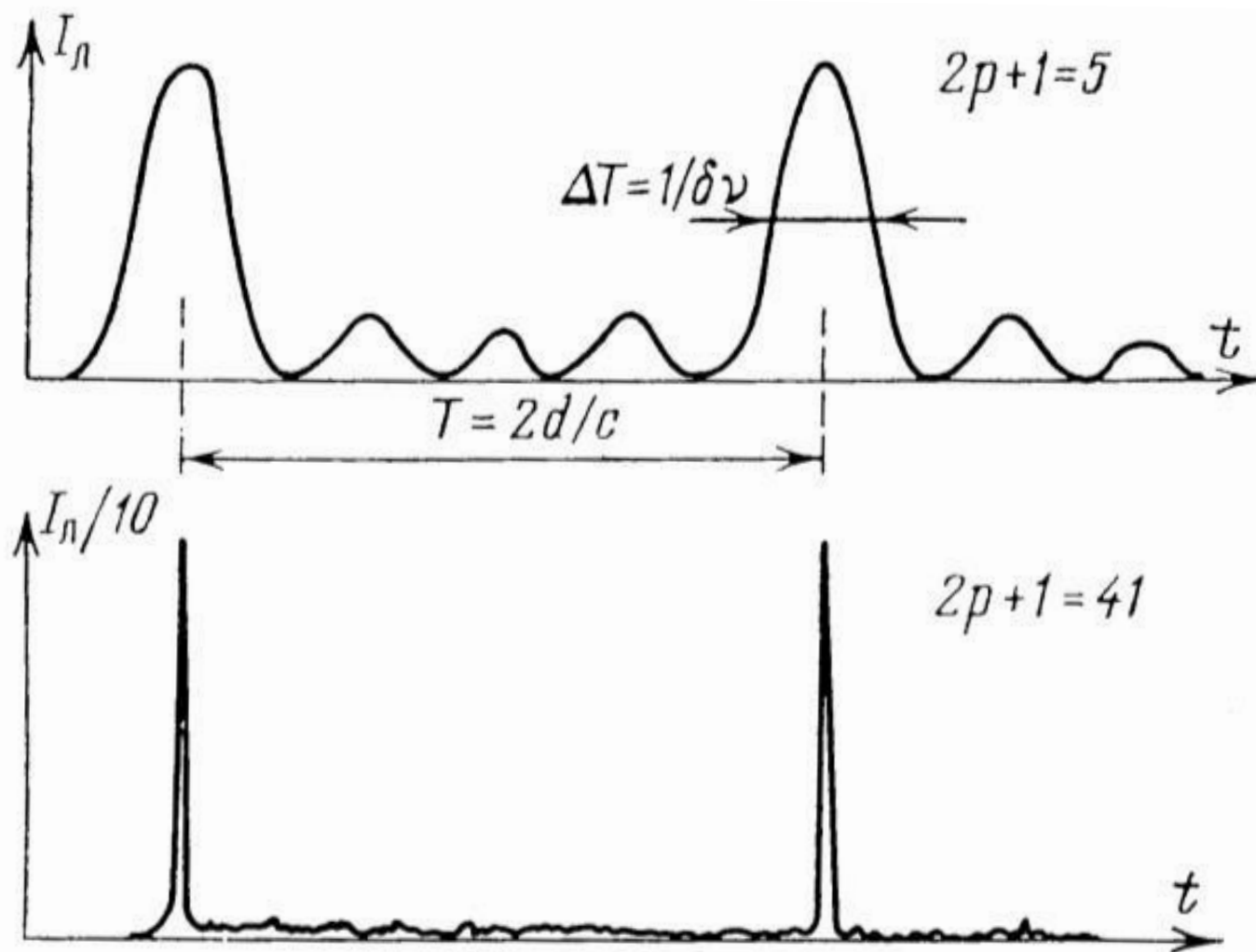


Выигрыш Жакино – чувствительность

Выигрыш Фелжетта – время регистрации

Спектр поглощения CO





$$\tau_p = \frac{2\pi}{(N+1)\Delta\omega}$$

$$T = \frac{2\pi}{\Delta\omega}$$

Применения спектроскопии с временным разрешением

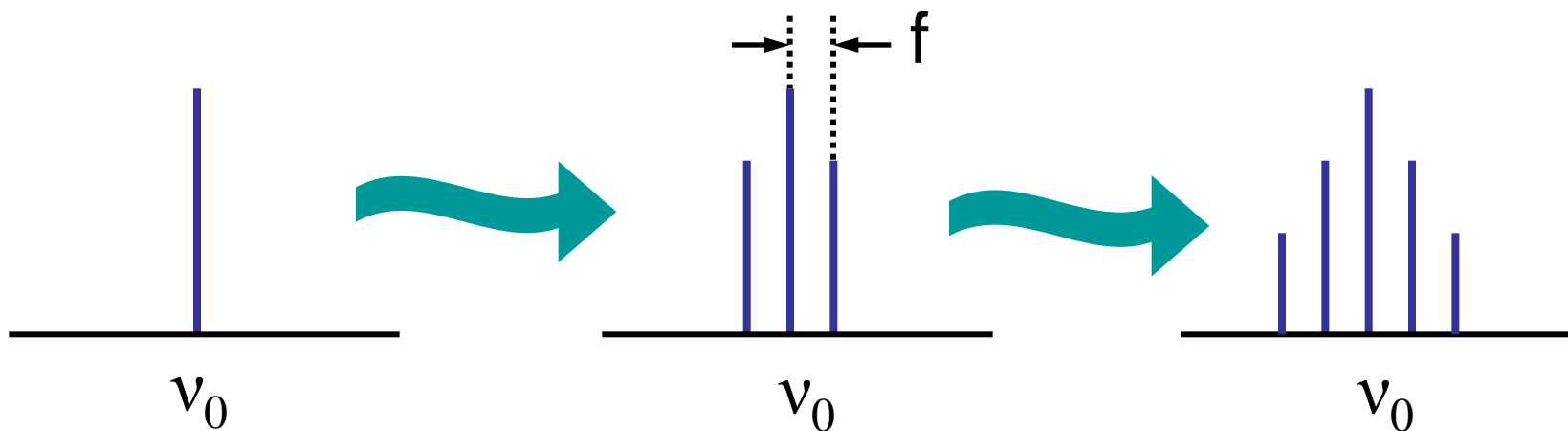
- Измерение времен жизни
- Квантовые биения
- Импульсная Фурье-спектроскопия
- Многократные когерентные взаимодействия

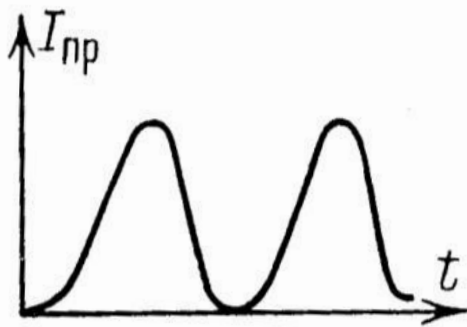
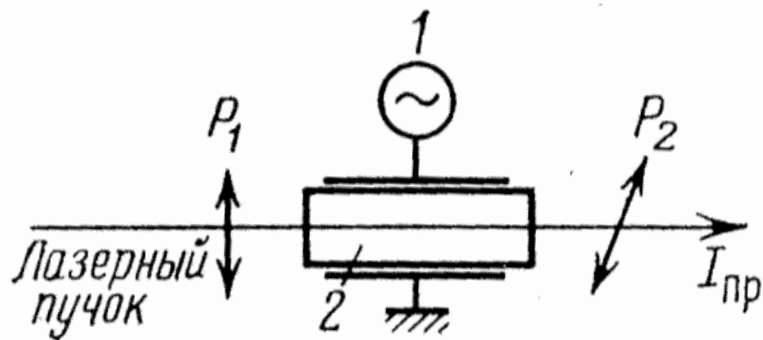
Принцип синхронизации мод

Пусть световая волна с частотой ν_0 промодулирована с частотой f .

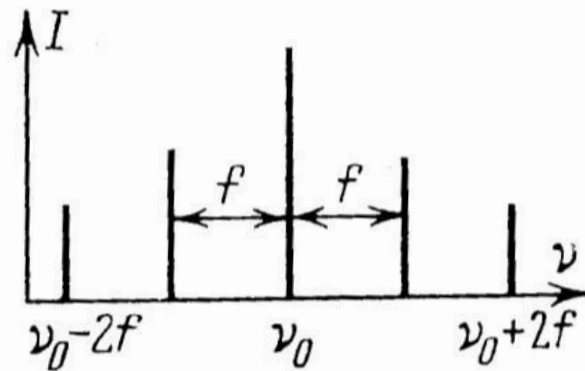
В Фурье-спектре такой модулированной волны помимо частоты ν_0 возникнут частоты $\nu_0 \pm f$.

$$f = \Delta\nu = c/2L$$





Интенсивность
прошедшего излучения

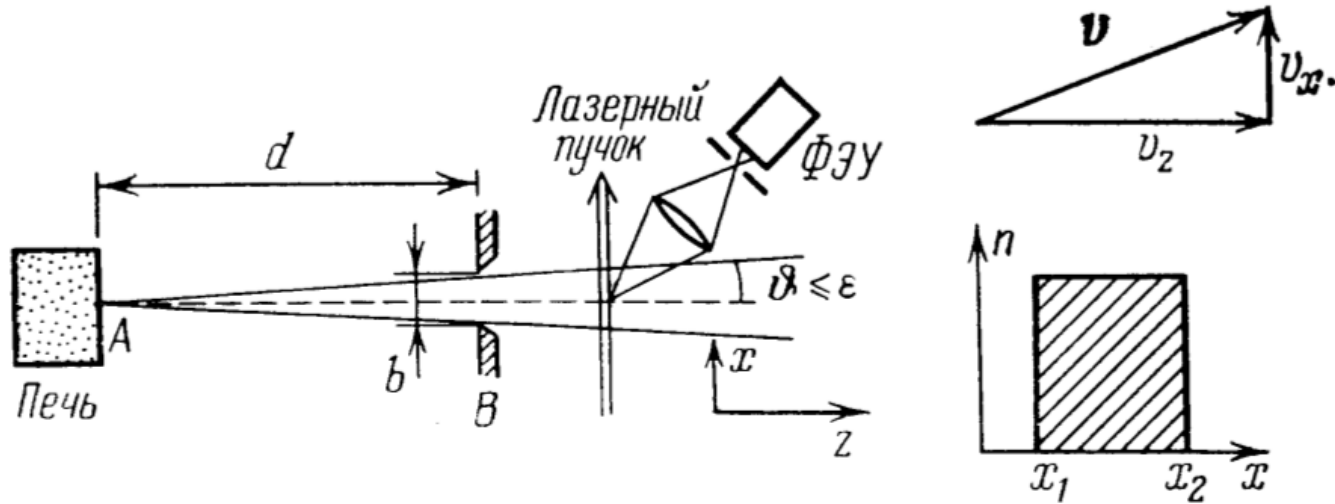


Спектр частот
прошедшего излучения

Внутридоплеровская лазерная спектроскопия высокого разрешения

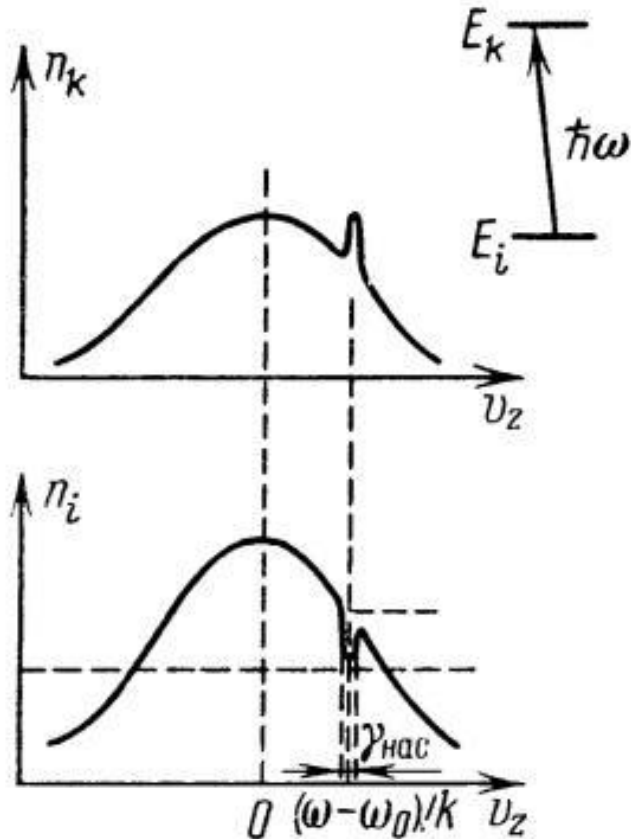
- Спектроскопия в коллимированных молекулярных пучках
- Спектроскопия насыщения
- Поляризационная спектроскопия
- Многофотонная спектроскопия

Спектроскопия в коллимированных молекулярных пучках



$$\delta\omega_D^* = \delta\omega_D \sin \varepsilon$$

Спектроскопия насыщения



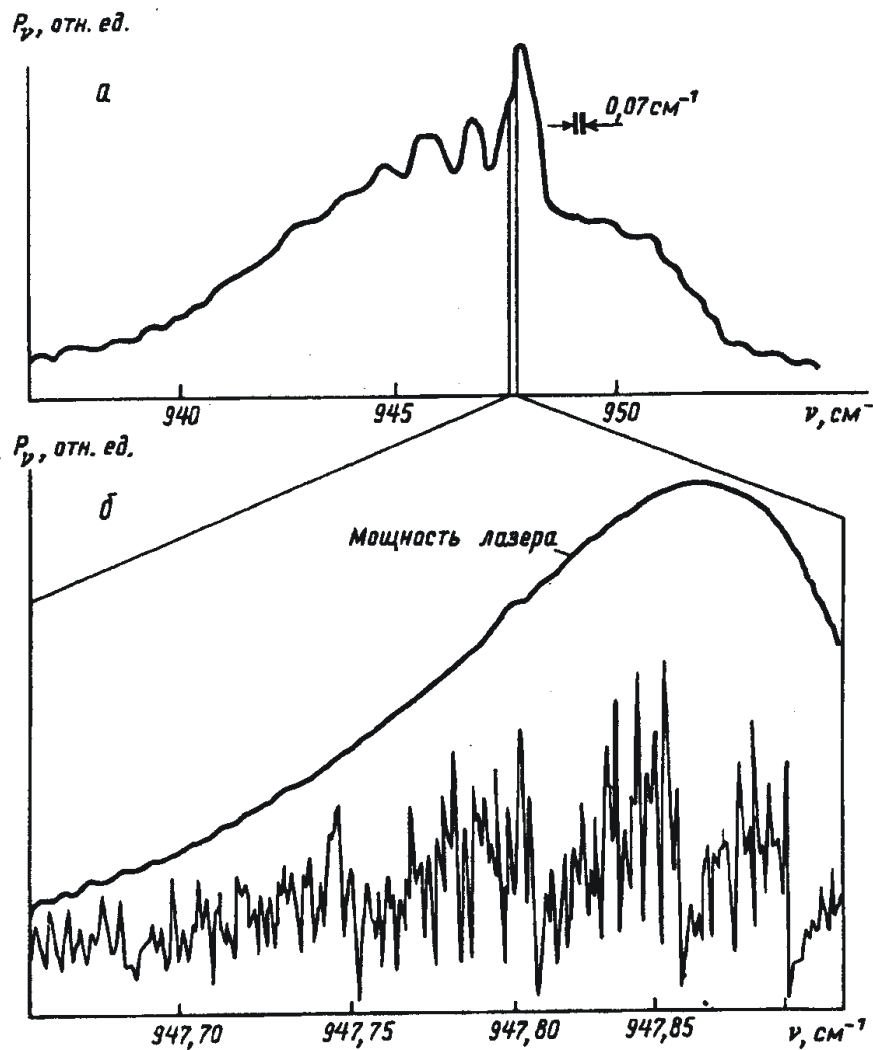
$$v_z \pm dv_z = \frac{1}{k} (\omega_0 - \omega \pm \delta\omega)$$

$$E_k - E_i = \hbar\omega_0$$

$$\alpha(\omega) = \Delta n \sigma_{ik} (\omega_0 - \omega - kv_z)$$

Провал Беннета

Абсорбционная лазерная спектроскопия



Синхронизация мод: пикосекундные импульсы

Advantages of FTIR spectroscopy

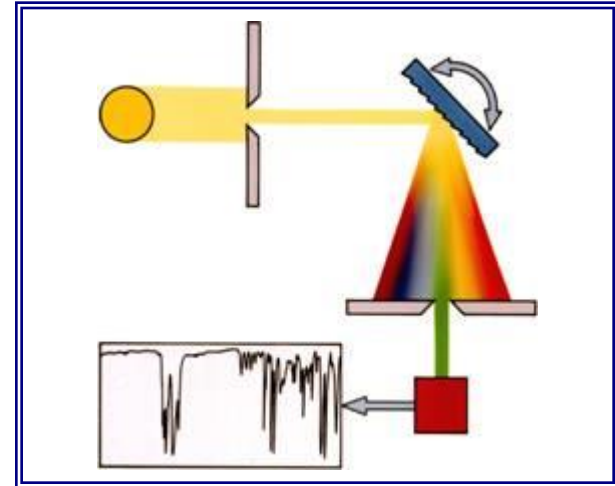
1) The sampling interval of the interferogram, δx , is the distance between zero-crossings of the HeNe laser interferogram, and is therefore precisely determined by the laser wavelength. Since the point spacing in the resulting spectrum, $\delta \tilde{\nu}$, is inversely proportional to δx , FT-IR spectrometers have an intrinsically highly precise wavenumber scale (typically a few hundredths of a wavenumber). This advantage of FT spectrometers is known as **CONNES' advantage**.

2) The **JAQUINOT advantage** arises from the fact that the circular apertures used in FTIR spectrometers has a larger area than the slits used in grating spectrometers, thus enabling higher throughput of radiation.

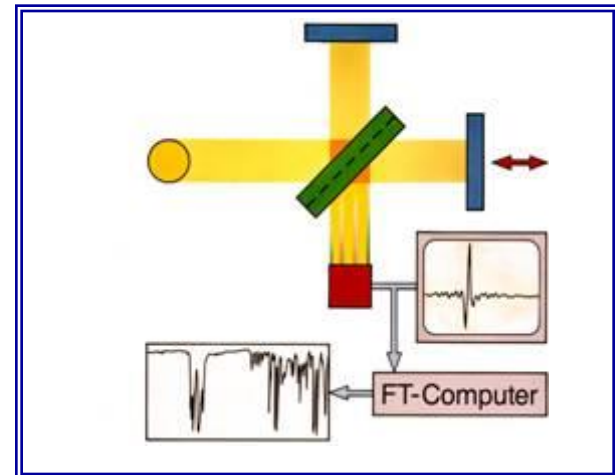
3) In grating spectrometers the spectrum $S(\nu)$ is measured directly by recording the intensity at successive, narrow, wavelength ranges. In FT-IR spectrometers all wavelengths from the IR source impinge simultaneously on the detector. This leads to the multiplex, or **FELLGETT'S, advantage**.

The combination of the Jaquinot and Fellgett advantages means that the signal-to-noise ratio of an FT spectrometer can be more than 10 times that of a dispersive spectrometer.

IR spectrometer principle



Dispersive IR spectrometer

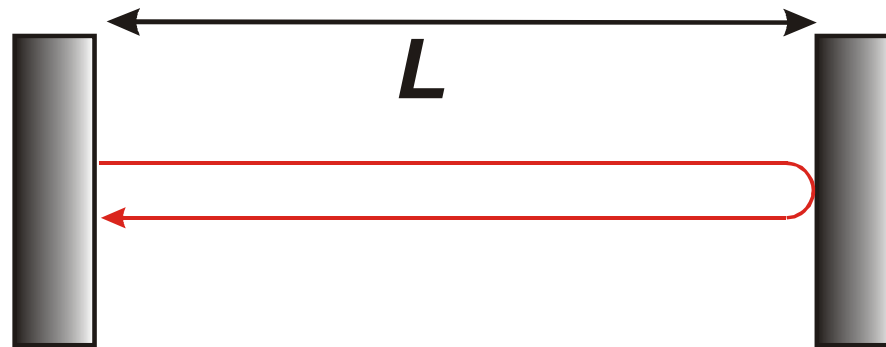


FT-IR spectrometer

Суть метода

- – генерация **большого числа продольных мод** с определенными **фазовыми соотношениями**
- – интерференция мод
- – биения
- – временная зависимость излучения в виде **последовательности мощных импульсов**

Продольные моды резонатора



$$2L = n\lambda; \quad \Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L}$$

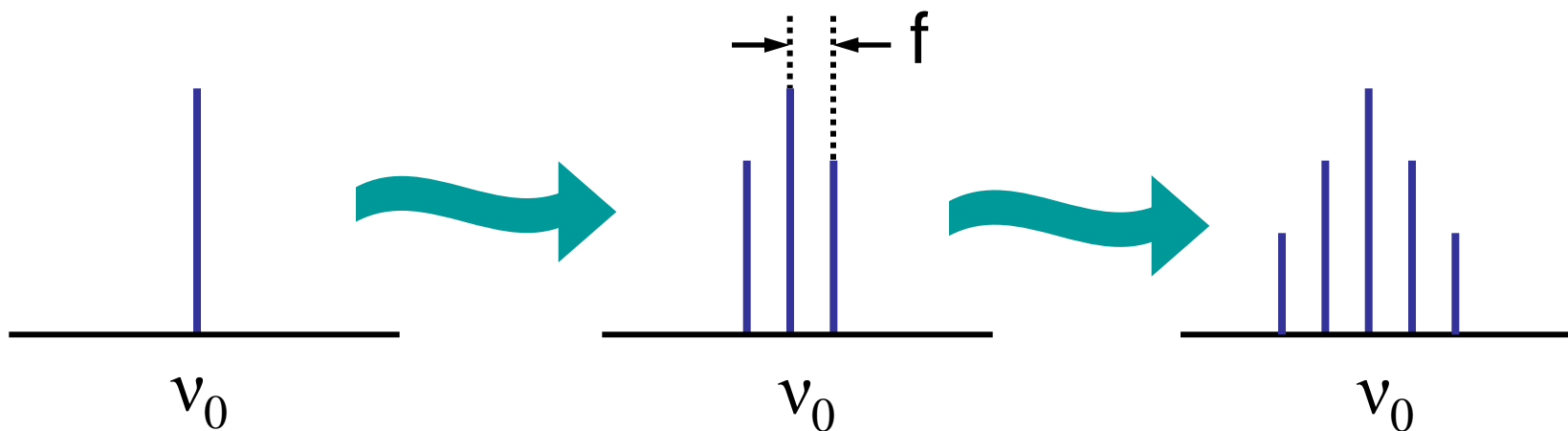
Для $\lambda = 600$ нм и $L = 0.6$ м $\Delta\lambda = 3 \times 10^{-4}$ нм

Принцип синхронизации мод

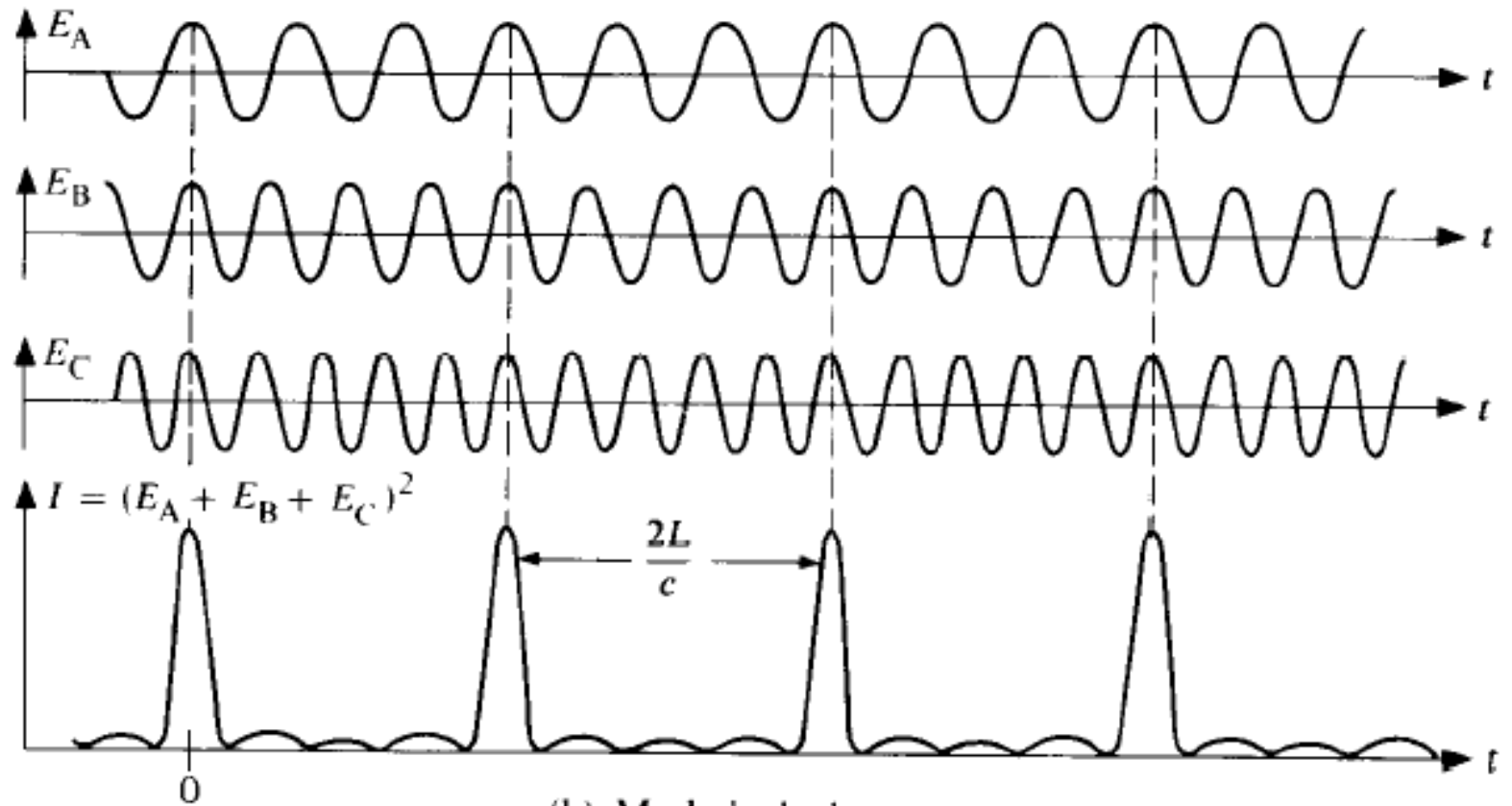
Пусть световая волна с частотой ν_0 промодулирована с частотой f .

В Фурье-спектре такой модулированной волны помимо частоты ν_0 возникнут частоты $\nu_0 \pm f$.

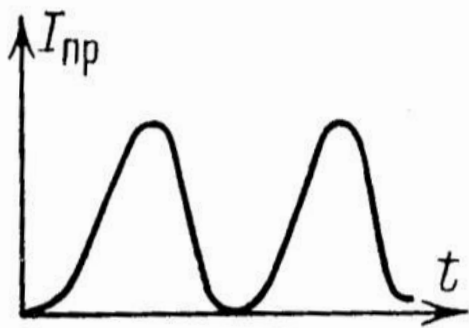
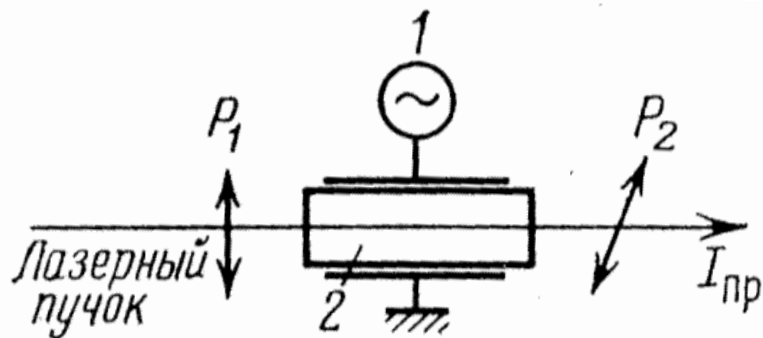
$$f = \Delta\nu = c/2L$$



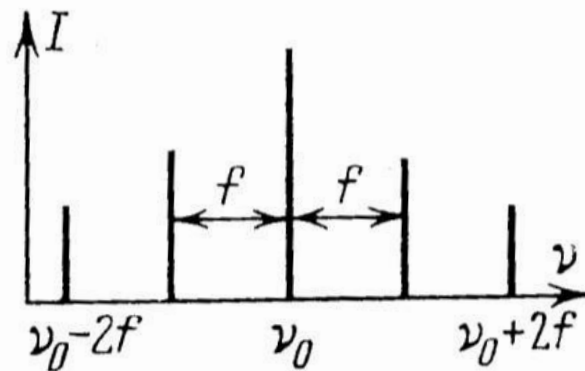
Синхронизация мод



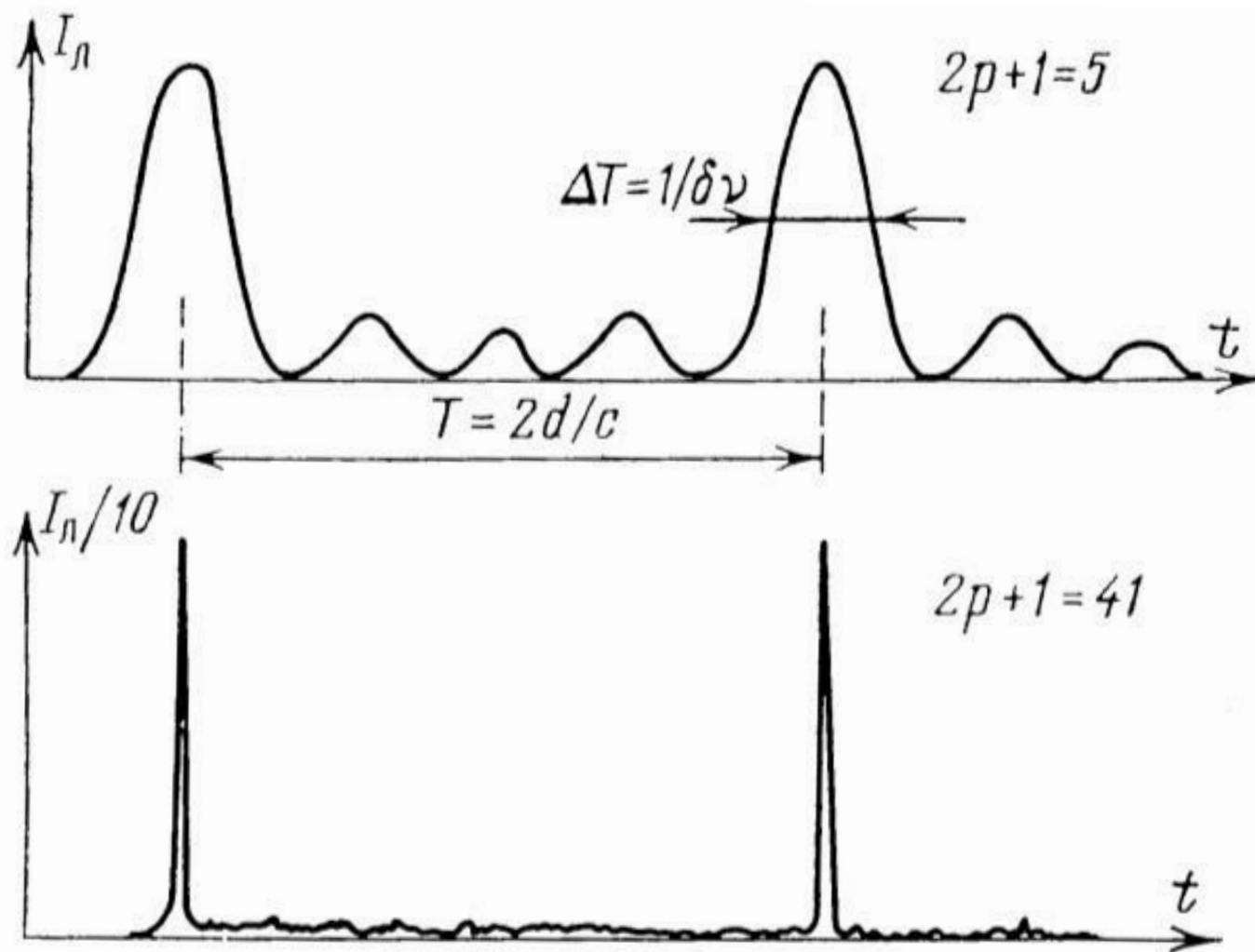
(b) Mode-locked



Интенсивность
прошедшего
излучения



Спектр частот
прошедшего
излучения



$$\tau_p = \frac{2\pi}{(N+1)\Delta\omega}$$

$$T = \frac{2\pi}{\Delta\omega}$$

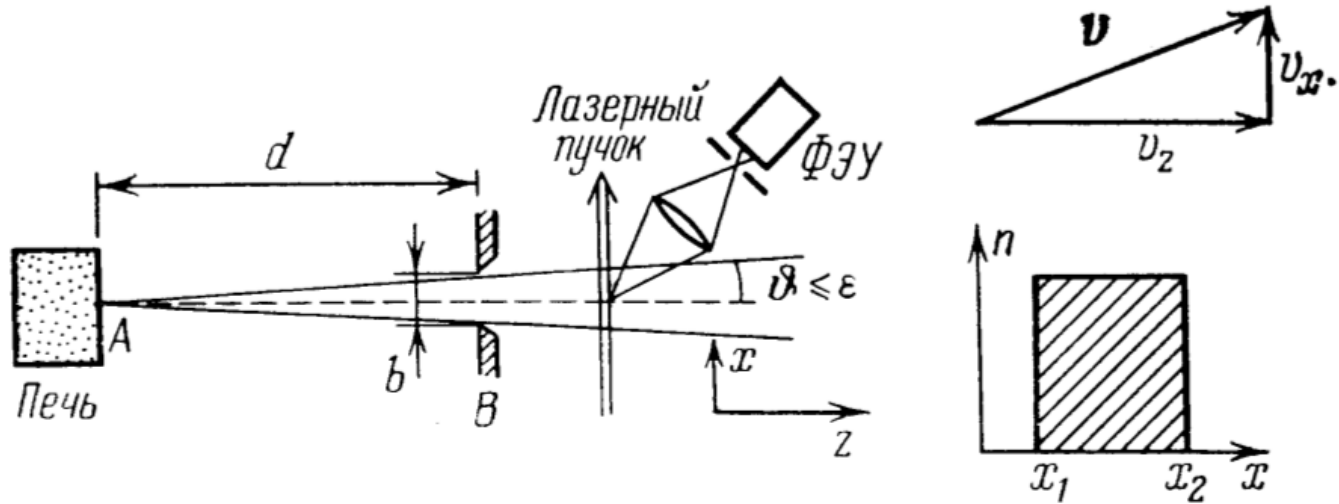
Применения спектроскопии с временным разрешением

- Измерение времен жизни
- Квантовые биения
- Импульсная Фурье-спектроскопия
- Многократные когерентные взаимодействия

Внутридоплеровская лазерная спектроскопия высокого разрешения

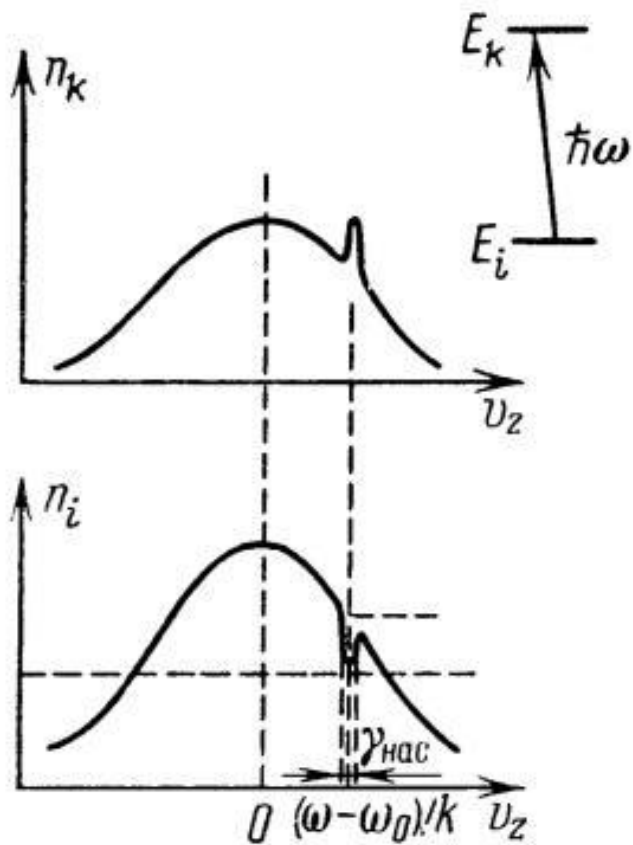
- Спектроскопия в коллимированных молекулярных пучках
- Спектроскопия насыщения
- Поляризационная спектроскопия
- Многофотонная спектроскопия

Спектроскопия в коллимированных молекулярных пучках



$$\delta\omega_D^* = \delta\omega_D \sin \varepsilon$$

Спектроскопия насыщения



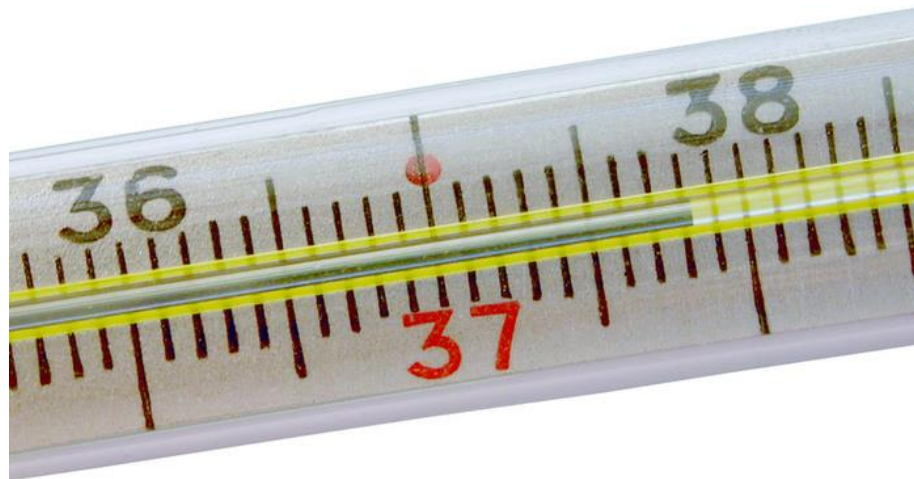
$$v_z \pm dv_z = \frac{1}{k} (\omega_0 - \omega \pm \delta\omega)$$

$$E_k - E_i = \hbar\omega_0$$

$$\alpha(\omega) = \Delta n \sigma_{ik} (\omega_0 - \omega - kv_z)$$

Провал Беннета

Измерение температуры



Температура

Определение

$$T = \left(\frac{\partial E}{\partial S} \right)_v \quad S = k \ln \Gamma$$

$$n_i = n_0 \exp\left(-\frac{\Delta E_i}{kT}\right); \quad T = \frac{\Delta E}{k \ln\left(\frac{n_0}{n_i}\right)}$$

$$f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right)$$

$$\overline{v^2} = \int v^2 f(v) dv = \frac{3kT}{m} \quad \overline{E} = \frac{3}{2} kT$$

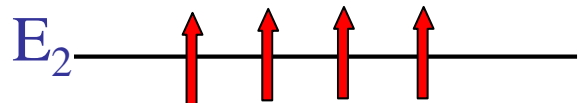
Диапазон

$$0.01 - 10^5 \text{ K}$$

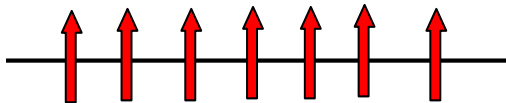
Макроскопическая
Равновесная
Распределение

Температура

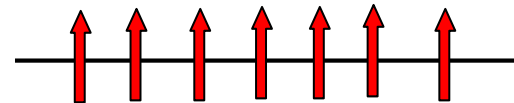
Возможные значения:



$T > 0$



$T = \infty$



$T < 0$

Измерение температуры

Контактные бесконтактные методы

Нет эталонов!

Термометрия

Первичные термометры:

1) Газовый

$$PV = RT$$

Диапазон T Погрешность ΔT

2 -- 600 K ~ 0.002 K

2) Акустический
(интерферометр)

$$v_s = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}}$$

$> \sim 0.01$ K

3) Шумовой

$$u_N^2 = 4kTR\Delta f$$

$\delta \sim 0.1\%$

4) Магнитный
(парамагнетик)

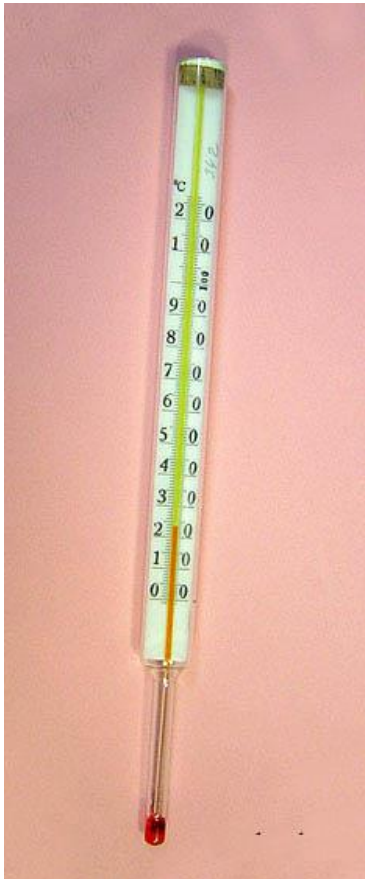
$$\chi = \frac{C}{T}$$

10(-6) -- 10 K

Контактные измерения

Практическое использование – вторичные термометры

1) Жидкостный



$$V_l = V_0(1 + \beta\Delta T)$$
$$\beta = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \sim 2 \cdot 10^{-4} \frac{1}{K}$$

диапазон

70- 2300 К

δ

~ 0.001 К

2) Дилатомический

диапазон

$$L = L_0(1 + \alpha T)$$

$$\alpha = \frac{1}{L} \left(\frac{\partial L}{\partial T} \right)_P \sim 10^{-5} - 10^{-6} K^{-1}$$

250 – 1200 К

3) Биметаллический

Контактные измерения- сопротивление

δ

2) Термометр сопротивления

Металл (Pt, Rh+Fe, Pt+Co.....)

0.01 - 0.001 К

$$R = R_0 (1 + \alpha \Delta T)$$
$$\alpha_T = \frac{1}{R} \left(\frac{\partial R}{\partial T} \right) \approx \frac{1}{273} = \frac{0.4\%}{K}$$

диапазон

10-700 К

Полупроводник

$$\rho = \rho_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right)$$
$$\alpha_T = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right) = -\frac{\Delta E}{RT^2} \sim \frac{10\%}{K}$$

Контактные измерения: ЭДС

Зеебек, 1821 (Cu/Bi)

3) Термопара

$$U = \alpha(T_1 - T_2)$$

$$\alpha = 5 - 86 \frac{\mu\text{KB}}{\text{K}} (\text{Pd} / \text{Ag})$$

диапазон

1--2800 К

δ

1--0.01 К

$$\Delta V = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_1}$$

α

Контактная Разность Потенциалов

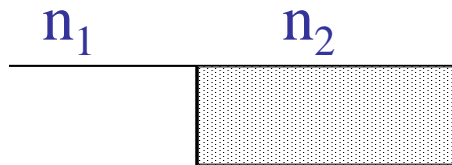
объемная составляющая термо-ЭДС

КРП

$$De \frac{dn}{dx} = \sigma E = e \mu n \frac{dV}{dx}$$

$$\frac{D}{\mu} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} = \frac{dV}{dx}$$

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}$$



$$\Delta V_1 = \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} + \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{e}$$

$$\Delta V_{12} = \frac{k\Delta T_{12}}{e} \ln \frac{n_2}{n_1}$$

Контактные измерения: термопара

$$n = n(T)$$

Объемная составляющая термо-ЭДС

$$n = N \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right)$$

$$\frac{dn}{dx} = \frac{dn}{dT} \cdot \frac{dT}{dx}; \quad \frac{dn}{dx} = n \frac{\Delta E}{kT^2} \cdot \frac{dT}{dx}$$

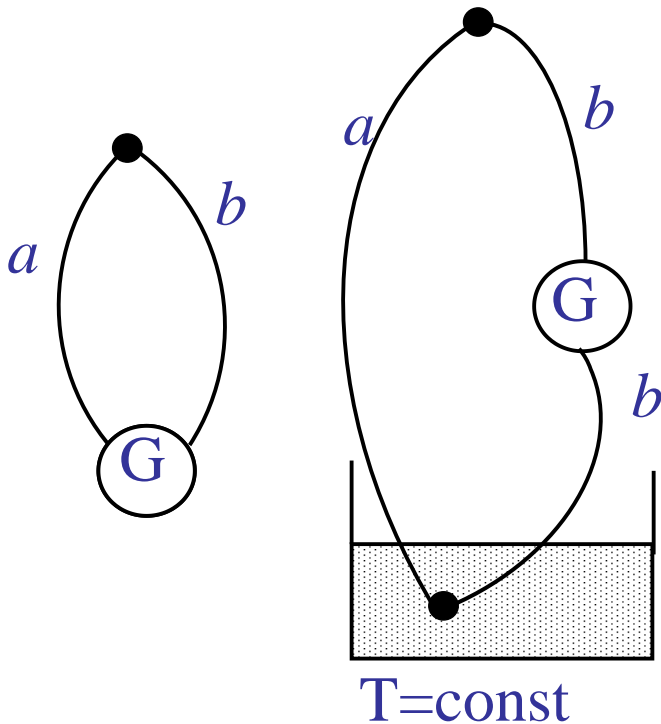
$$De \frac{dn}{dx} = \sigma E = e \mu n \frac{dV}{dx}$$

$$\frac{dV}{dx} = \frac{\Delta E}{eT} \cdot \frac{dT}{dx}$$

$$\Delta V = \frac{\Delta E}{e} \ln \frac{T_2}{T_1}$$



$$\Delta V \sim \frac{\Delta E}{e} \cdot \frac{\Delta T}{T}$$



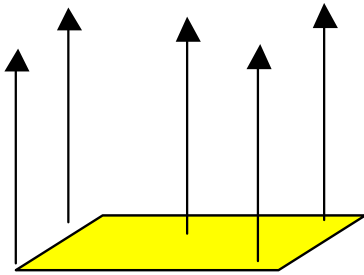
Pt/ Pt + Rh
90%+10%

$T \div 1900\text{K}$

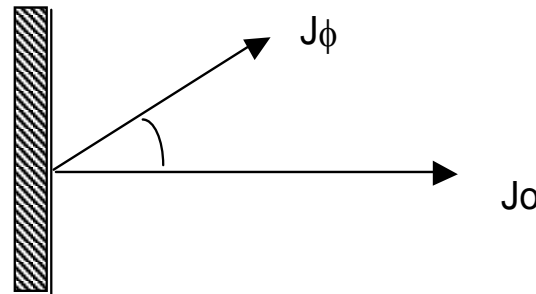
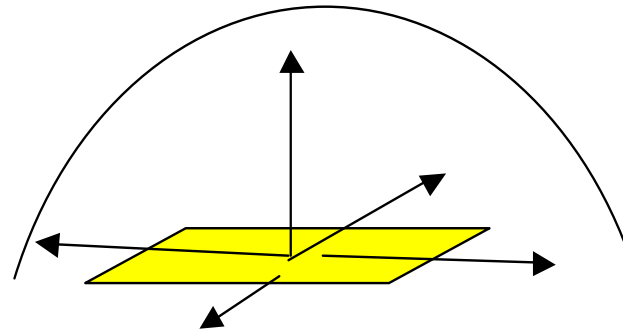
Бесконтактное измерение: излучение

Характеристики излучения

Энергетическая яркость B



Энергетическая светимость R



$$J_{\phi} = J_0 \cdot \cos \phi$$

$$R = \pi B$$

Излучение: АЧТ равновесие

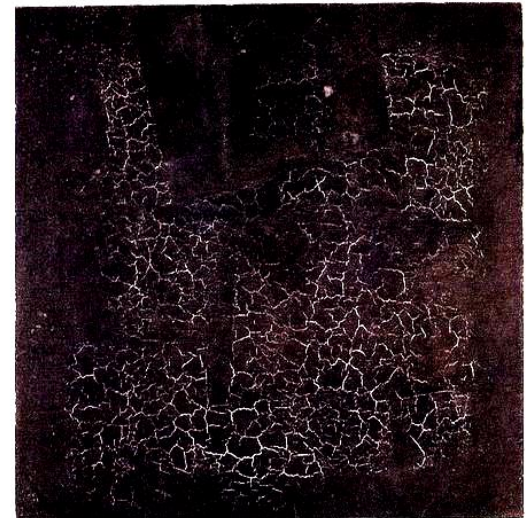
Абсолютно Черное Тело

Поглощательная способность

$$a_{\lambda} = \frac{dE_{\lambda}^{погл}}{dE_{\lambda}^{над}}; \quad a_{\lambda} = 1 \quad \forall \lambda \stackrel{def}{\Rightarrow} АЧТ$$

Закон Кирхгофа

$$\frac{r_{\lambda}}{a_{\lambda}} = r_{\lambda}(АЧТ)$$



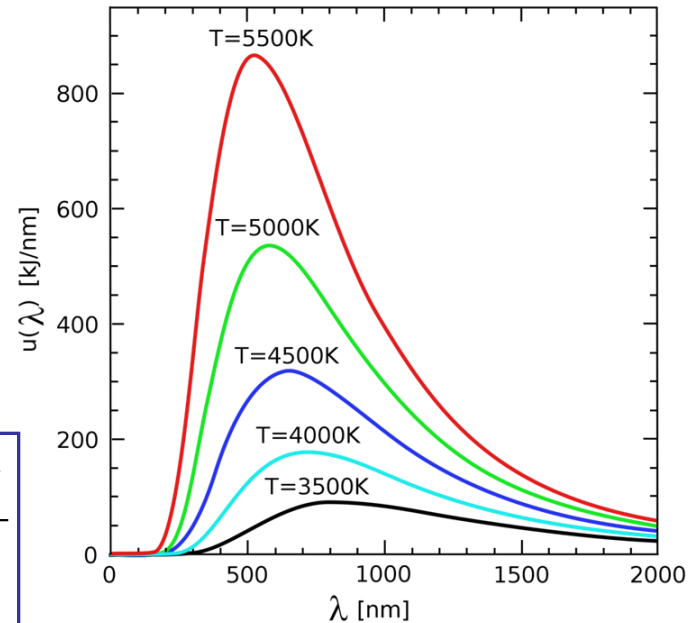
Излучение АЧТ: закон Планка

Закон излучения Планка

$$u_{\lambda} = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad u_{\nu} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

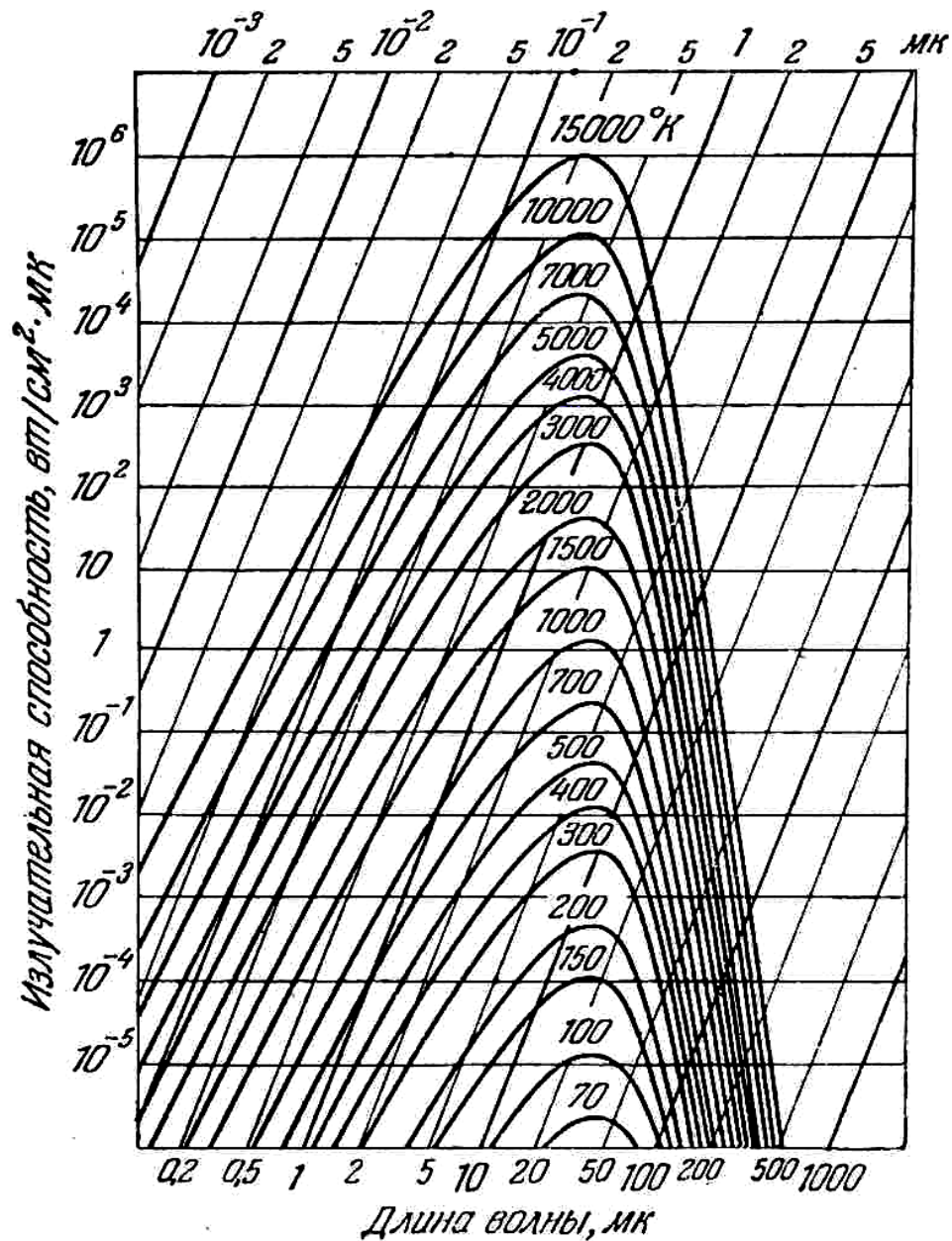
$$r_{\lambda, \nu} = \frac{c u_{\lambda, \nu}}{4}$$

$$\frac{hc}{\lambda kT} \gg 1 \rightarrow r_{\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} \quad C_1 = 3,4 \cdot 10^{-16} \frac{\text{Дж} \cdot \text{м}^2}{\text{сек}} \\ C_2 = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{град}$$



Закон Планка:

$$u_{\lambda} = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}$$



Спектр излучения абсолютно черного тела для различных температур.

Закон Планка: следствия

$$u_\lambda = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad u_\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

Закон Планка

Закон Вина

$$h\nu \gg kT$$
$$u_\nu = \frac{8\pi \nu^3}{c^3} e^{-h\nu/kT}$$

Закон смещения Вина

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}; \quad b = 2,8978 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$$

$$h\nu \ll kT$$
$$u_\nu = \frac{8\pi \nu^2}{c^3} kT$$

Закон Рэлея-Джинса

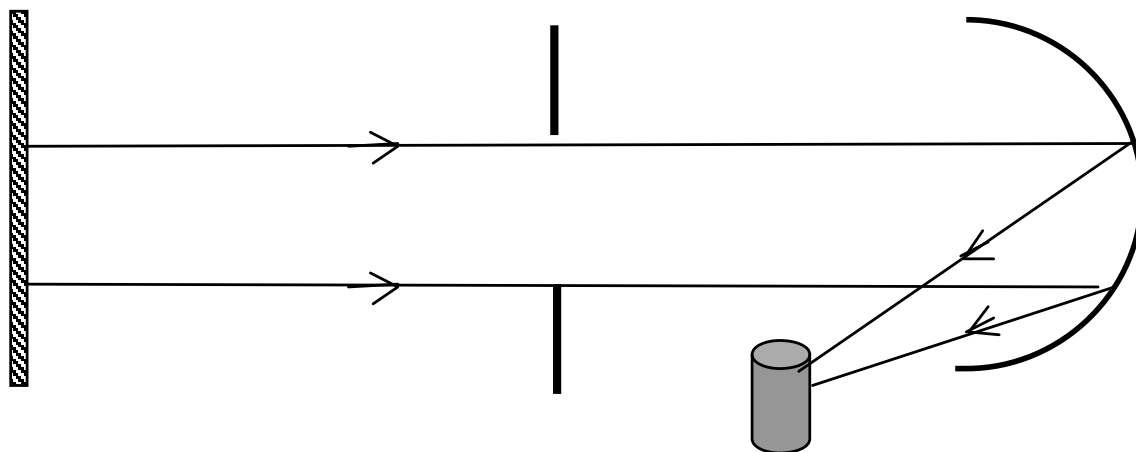
$$r_{\nu,\lambda} = \frac{u_{\nu,\lambda} c}{4}$$
$$R = \int_0^\infty r_\lambda d\lambda = \int_0^\infty r_\nu d\nu = \sigma T^4$$
$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} = 5,6697 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}$$

Закон Стефана-Больцмана

Пирометрия

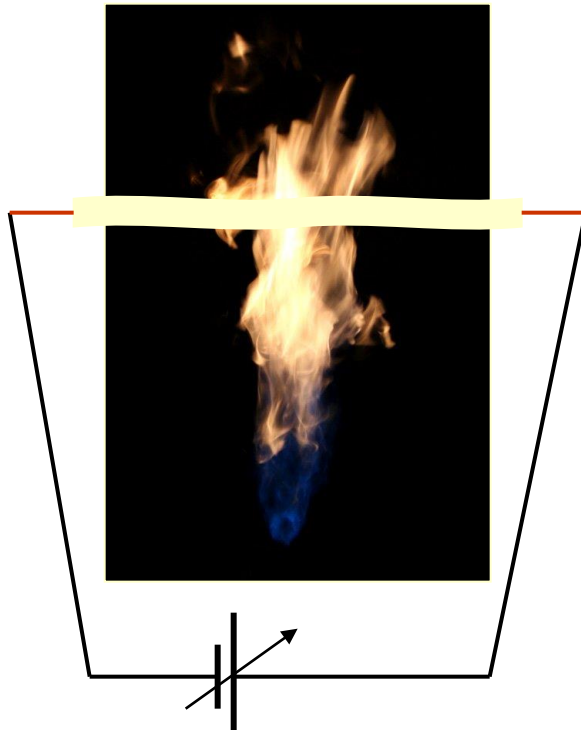
Радиационный пирометр

$T \geq 400\text{K}$



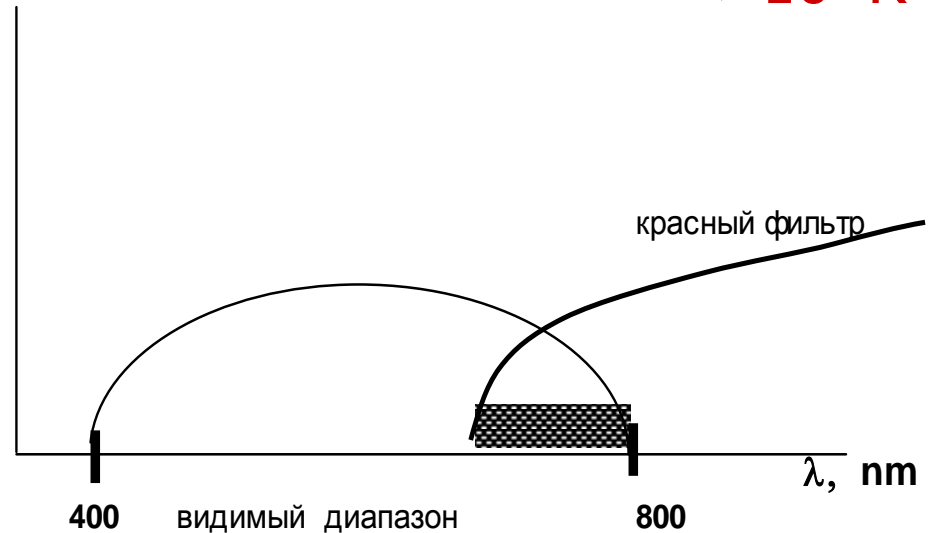
$$B = \frac{a\sigma T^4}{\pi}; \quad a\sigma T_{\text{уст}}^4 = \sigma T_{\text{рад}}^4; \quad T_{\text{уст}} = \frac{T_{\text{рад}}}{\sqrt[4]{a}}$$

Температура: пирометрия



Яркостный пирометр

> 10³ К



Яркостной температурой называется условная температура нечерного тела, численно равная такой температуре черного тела, при которой их яркости в данном спектральном диапазоне равны. Величину $\varepsilon(T, \lambda)$ при этом называют спектральным коэффициентом теплового излучения тела.

$$u_{\lambda} = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} e^{-hc/kT_{meas}\lambda}$$

$$u_{\lambda} = \varepsilon \frac{8\pi hc}{\lambda^5} e^{-hc/kT_{real}\lambda}$$

$$e^{-hc/kT_{meas}\lambda} = \varepsilon(T, \lambda) e^{-hc/kT_{real}\lambda}$$

$$\frac{1}{T_{meas}} = \frac{1}{T_{real}} + \frac{\lambda}{A} \cdot \ln \varepsilon(T, \lambda)$$

Температура: пирометрия

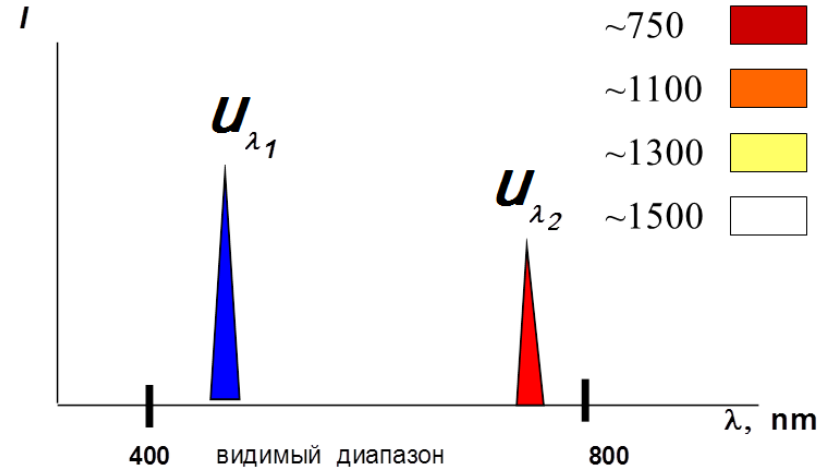


Цветовой пирометр

$$\frac{u_{\lambda_1}}{u_{\lambda_2}} = \frac{\frac{8\pi hc}{(\lambda_1)^5} e^{-hc/kT_{meas}\lambda_1}}{\frac{8\pi hc}{(\lambda_2)^5} e^{-hc/kT_{meas}\lambda_2}}$$

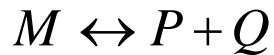
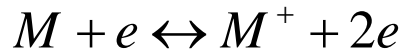
$$\frac{u_{\lambda_1}}{u_{\lambda_2}} = \frac{\varepsilon(\lambda_1, T) \frac{8\pi hc}{(\lambda_1)^5} e^{-hc/kT_{real}\lambda_1}}{\frac{\varepsilon(\lambda_2, T) 8\pi hc}{(\lambda_2)^5} e^{-hc/kT_{real}\lambda_2}}$$

$$\frac{1}{T_{meas}} = \frac{1}{T_{real}} + \frac{1}{A} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)^{-1} \ln \frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)}$$

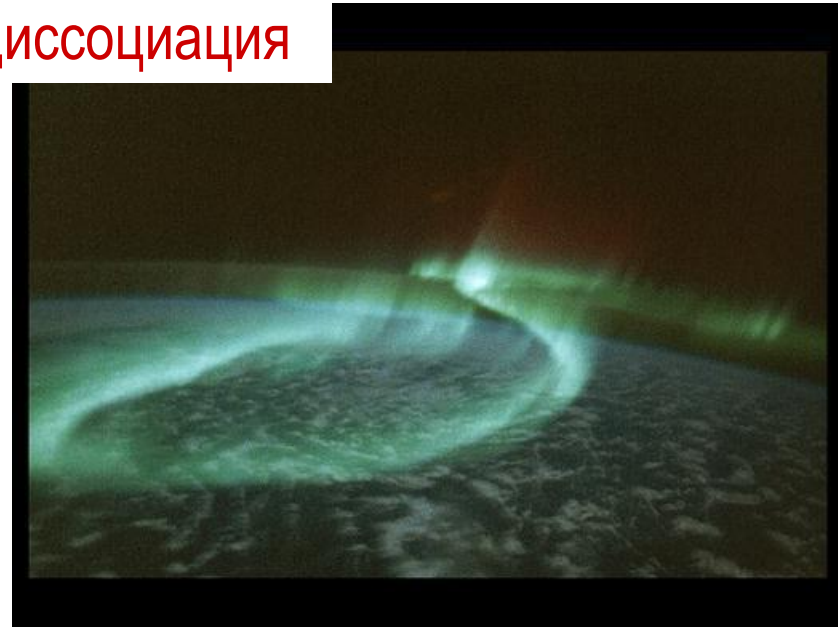


Высокие температуры: >4000 К

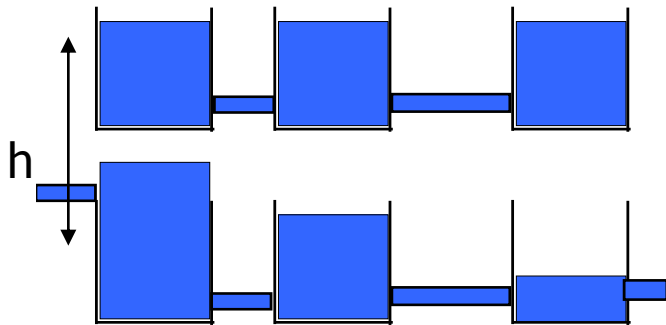
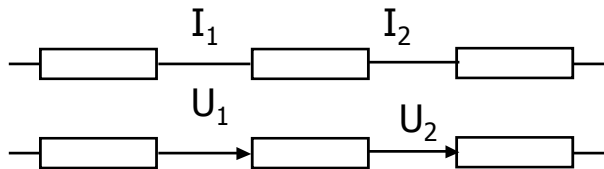
Новые степени свободы: ионизация, диссоциация



$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha^2} = 2 \frac{g_i}{g_0} \left(\frac{2\pi m}{h}\right)^3 \left(\frac{kT}{P}\right)^{5/2} \exp\left(-\frac{W_i}{kT}\right)$$



Отсутствие равновесия ($T_1 \neq T_2$)



Равновесие

$$U_1 = U_2$$

$$\rho g \Delta h = 0$$

Стационар

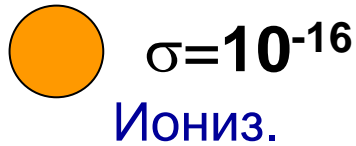
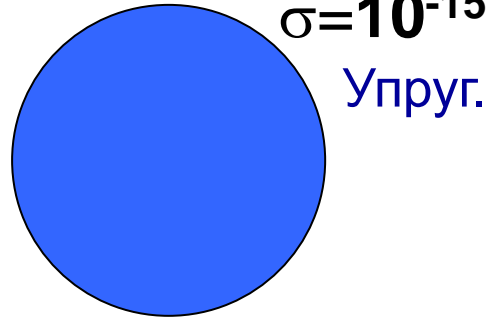
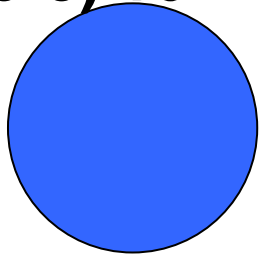
$$I_1 = I_2$$

$$\rho \frac{dV_1}{dt} = \rho \frac{dV_2}{dt}$$

Неравновесная плазма: $T_1 \neq T_2$

$\sigma, \text{ см}^2$

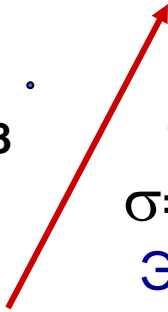
Колеб.
 $\sigma = (3-8) \cdot 10^{-16}$



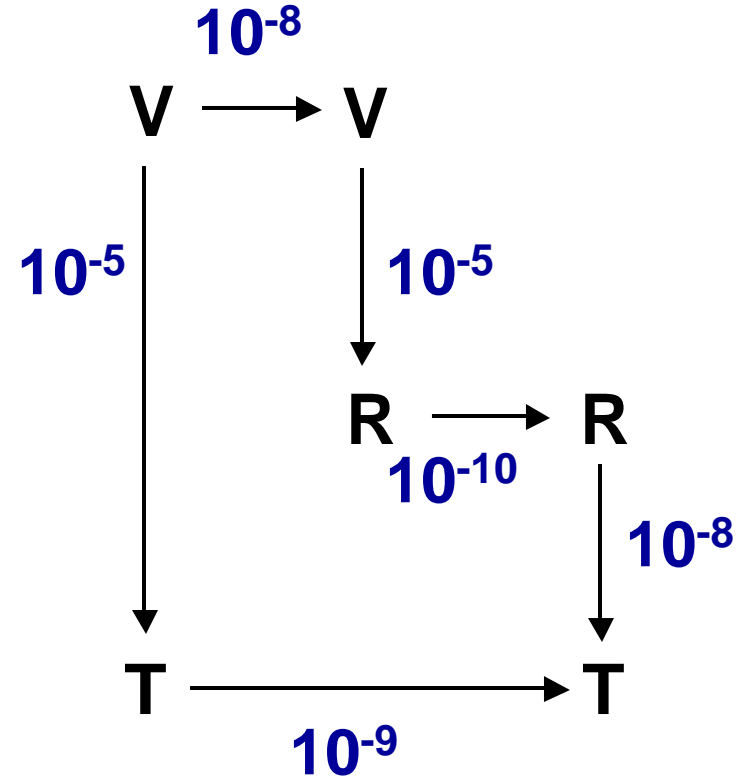
$\sigma = 10^{-18}$
Вращ.

$\sigma = 10^{-17}$
Электр.

e



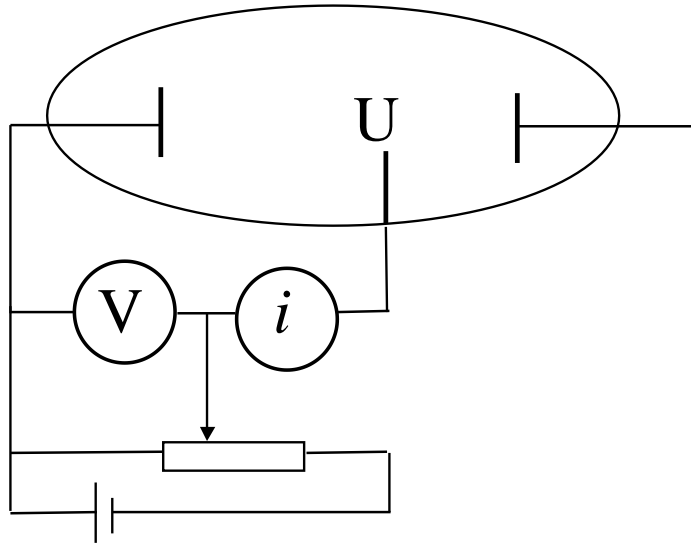
$\tau, \text{ сек}$



$$T_e > T_{\text{vib}} > T_{\text{rot}} > \sim T_{\text{trans}}$$

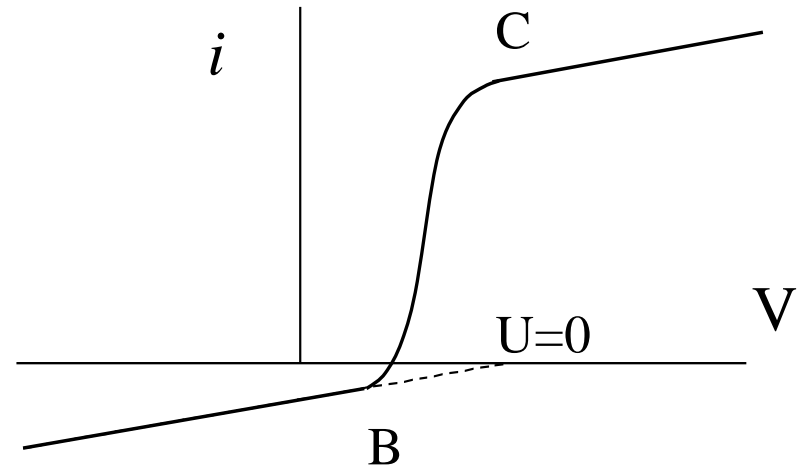
Плазма: электронная температура

Зонд Ленгмюра (1928)



$$i = f(V)$$

$$V = U + const$$



$$\frac{dn}{dE} = A e^{-\frac{E}{kT_e}}$$

$$i = i_0 \exp\left(-\frac{Ue}{kT_e}\right) + i_+$$

$$i_0 = \frac{n_e v_e \cdot e \cdot S}{4}$$

$$\ln(i - i_+) = f(U)$$

$$\lambda \gg h$$

$$\varphi = Ue^{-\frac{x}{h}}$$

$$h = \sqrt{\frac{kT_e T_i}{4\pi n e^2 (T_e + T_i)}}$$

Плазма: электронная температура

Электропроводность

$$j = n_e e u = n_e e \mu E \equiv \gamma E$$

$$\gamma = n_e \mu_e e$$

$$u = a \tau = \frac{E e \tau}{m} \Rightarrow \mu = \frac{e \tau}{m} = \frac{e}{m} \cdot \frac{\lambda}{v}$$

$$\lambda \sim \frac{1}{n_e \sigma_+}; \quad v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

$$\frac{e^2}{r} \sim kT$$

$$\sigma_+ \sim r^2 \sim \frac{e^4}{(kT)^2}$$

$$\gamma \sim CT^{3/2}$$

Температура тяжелых частиц

Скорость звука

$$v_s = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}} \quad \left(\gamma = \frac{c_P}{c_V}\right)$$

Эффект Доплера

$$v - v_0 = v_0 \frac{v}{c}$$

$$f(v)dv = \frac{1}{v_0 \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{v^2}{v_0^2}\right) dv$$

$$v_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

$$v = \frac{\Delta v}{v_0} c \quad v_0 = \frac{\Delta v_0}{v_0} c$$

$$J(v) \sim f(v) = \frac{1}{\Delta v_0 \sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{(\Delta v)^2}{(\Delta v_0)^2}\right]$$

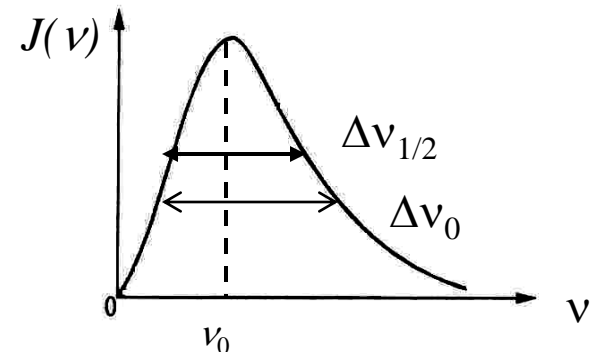
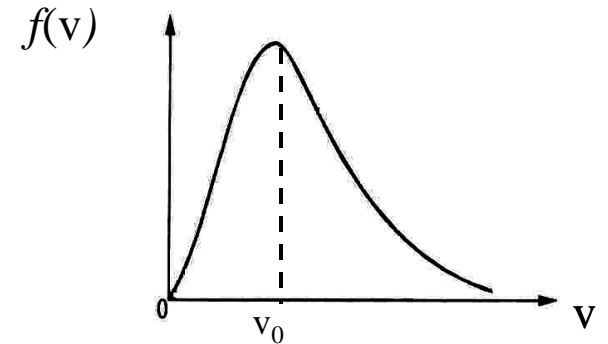
$\Delta v_{1/2}$:

$$\exp\left[-\frac{(\Delta v)^2}{(\Delta v_0)^2}\right] = \frac{1}{2}$$

$$\Delta v = \sqrt{\ln 2} \cdot \Delta v_0$$

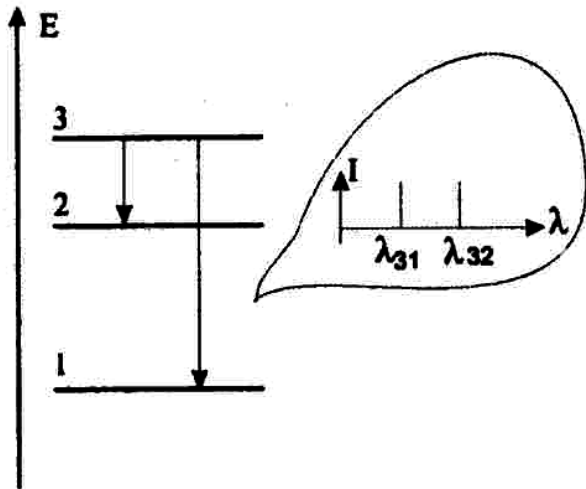
$$\Delta v = \sqrt{\ln 2} \cdot \frac{v_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

$$\Delta v_{1/2} = 7.16 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{M}} \cdot v_0$$

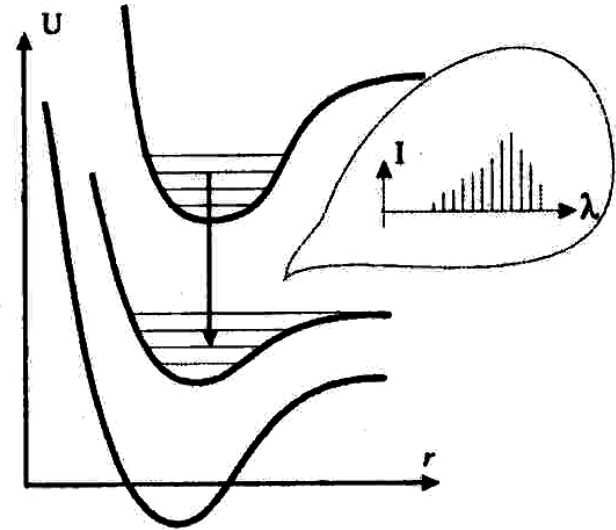


Тяжелые частицы: спектральные методы

Атомарные спектры



Молекулярные спектры



Уширения спектральных линий:

- радиационное
- ударное
- доплеровское

Неразрешенная структура спектров:

- анализ огибающей

Литература

- Старииковская С.М.* Физические методы исследования. Семинарские занятия. 4. Методы измерения температуры. М: МФТИ, **2006**
- Сосновский А.Г., Столярова Н.И.* Измерение температур. М., **1970**
- Гордов А.Н., Жагулло О.М., Иванова А.Г.* Основы температурных измерений. М. Энергоатомиздат. **1992**
- Франкевич Е.Л.* Физические методы исследования. М. МФТИ. **1986**
- Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М., Наука **1987.**
- Смирнов Б.М.* Введение в физику плазмы. М. Наука **1982.**
- Кизель В.А.* Практическая молекулярная спектроскопия, М. МФТИ **1998.**
- Максимычев А.В.* Физические методы исследования. Задачи (часть 1). Погрешности эксперимента, длинные линии, измерение давления, температуры, потоков излучения и частиц. М., МФТИ , **2003**

Высокие температуры: $T_1 \neq T_2$

Равновесие $T_1 = T_2$
Стационар $I_{S1} = I_{S2}$

$$T_e > T_{\text{vib}} > T_{\text{rot}} > \sim T_{\text{trans}}$$

$(T_e - T_0)$:

$$\frac{3}{2} k(T_e - T_0) \frac{m}{M} = F\lambda =$$

$$= Ee \cdot \lambda = Ee \cdot v_e \tau = Ee \cdot \frac{Ee\tau}{2m} \tau =$$

$$= \frac{(Ee)^2}{2m} \cdot \tau^2 = \frac{(Ee)^2}{2m} \cdot \frac{\lambda^2 m}{3kT_e} = \frac{(Ee\lambda)^2}{6kT_e} \longrightarrow \frac{T_e - T_0}{T_e} = \left(\frac{Ee\lambda}{3kT_e} \right)^2$$