

# Квантовая радиорадика.

Лекция.

Напоминаем: есть последнее по времени.

Квантовая радиорадика = квантовая электроника.

В основе яв. есть  $\rightarrow$  час. процесс с определением и кон. яв-еи.

$$\hat{H}, \psi(\vec{r}, t) \leftarrow \text{расщепление} \begin{cases} \text{ионов,} \\ \text{но общий.} \end{cases} \frac{\partial}{\partial t} \text{она}$$

ион-ион расщепление.

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}, \quad \text{расщепление} \quad \hat{V} = -\left(\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \hat{E}\right), \quad \hat{T} = e \hat{F}$$

в пределах яоя ионов

состоит классической.

$$\psi(\vec{r}, t) = \sum C_n(t) \psi_n^{(0)}(\vec{r})$$

$C_n$  - вероятность  
представ. в сист.  $\psi$   
( $\psi$  - ампл. вер-ти)

базисное ф-ци, так разделяет зонами  
но общий. зонам  $\hat{H} \psi_n^{(0)} = E_n^{(0)} \psi_n^{(0)}$

Зачем?  $\rightarrow$  Радио

$\rightarrow$  Спонтанное излучение

дел. логич

$\Rightarrow$  Квантов. ф-ци - неупр., ион. Спонтанн. с консерв. б-ки  
но, антикоррел. ф-ци.  
(присущее яоя  $\rightarrow$  ион. генератор.)

излучение яоя

История вопроса: 1900 г. - И. Планк о его изобретении  
о дипольном излучении.

1905-1916 гг. - А. Эйнштейн - теория излучения свeta.

Причины были установлены:

1) ИМП имеет диэлектрическую прозрачность ( $\chi_{\infty}$ )

2) Существует 2 типа процессов излучения: яоя яоя  
взаимодействие: спонтанное переходы и излучение  
(вынужденное).  
Излучение-ое преувеличено (затемнение) при  
спонтанном ИМП.

3) Согласование с-ва амплитуда элек-тических ИМП  
периодически зависит от - яоя - яоя.  
(для яоя единиц единиц.)

для  $\delta: S = \frac{1}{2}$ , но есть  $S = 1, 2, 3, \dots$   
различные

Согласование  
яоя-еи - одни.

1925-1928 гг. - Д. Морзе

1930г. - Р. Деба, Й. Рене <sup>и</sup> Ванк определили  
шаги по полу. ( $E, \vec{H}$ )

1948г. - А. Рабинович - способ создания устремления для электронов волнистой сферой.

1952-1954 гг. - А. И. Плеханов, Н. Г. Басов и Ч. Дарье. - лазер  
 $NH_3$  - масер ( $\lambda = 1,26 \text{ см.}$ ) laser  
microwave light  
Изобретение для этого оптического масера  
состоит из двух частей

1960г. - Д. Майклсон ( $Co^+$ ) - рубиновый лазер -  $\lambda = 0,63 \text{ микр.}$   
А. Бенкен, Р. Эриксон - He-Ne лазер -  $\lambda = 0,63 \text{ микр.}$

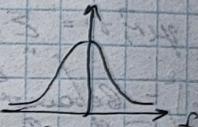
1965г. ~ 40 типов лазеров.

Самый яркий с интенсивностью  $10^{10} \frac{Bt}{cm^2}$

Характерное значение "период генерации" процесса:

Л. Сорокин предложил цикл-цикл

$$f_{\text{раб.}} \sim 10^9 \text{ Гц} ; f_{\text{опт.}} \sim 3 \cdot 10^{14} \text{ Гц.}$$



$$\Delta f \sim 0,01 f_0$$

2. Повторяющееся генерирование (предложен А. Абрамом):

$\frac{\Delta f}{f_0}$  фиксировано

3. Чувствительность. ( $\frac{1}{h}$ ) Само. pp. b.

4. Минимальное значение.

5. Информация база для различия процессов.

Подборка (перевод и лекции):

1. Н. В. Карапов - лекции по квантовой электродинамике.
2. Г. И. Соколовский; А. В. Успенский - основы кв. электродинамики.
3. Л. И. Ханкин - лекции по кв. ф. ф. ФИФАН 2005.
4. А. Абрамов - квантовая электродинамика (перевод).
5. О. Зверев - диодные лазеры (перевод)

08.09.23г.

1. Квантовое описание устремления.  
2. Квантование свободного поля.

Основные характеристики:  $E, \vec{H}$   
напряженность.

Классическое описание  $\rightarrow$  дифракция в определенных видах.

В основе лежит теор. механика:  $q_i, p_i$  - координаты, конф. параметры

Это означает:  $\frac{Dq_i}{Dp_i} = -p_i ; \frac{Dp_i}{Dq_i} = +q_i$ .  $\downarrow$  зеркало  $\downarrow$  зеркало  
изменяет коорд. координат

$$\left\{ \begin{array}{l} x \rightarrow \hat{x} ; \quad p \rightarrow \hat{p} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \end{array} \right. \rightarrow \text{но это преобразование симметрическое.}$$

Следы Пуассона (можно проверять как коммутатор):

$$\{q_i, p_j\} \Rightarrow i\hbar [\hat{q}_i \hat{p}_j]$$

$$f(\hat{x}, \hat{p}) \Rightarrow \hat{f}(x, p)$$

Ур-е имеет вид, что для свободного в хар-ке:

$\vec{A}(r, t)$ ,  $(\vec{c}(r))$  — векторный и скалярный потенциалы.

Задача неоднозначна:

$$\vec{E}(r, t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}(r, t)}{\partial t}$$

$$\vec{H}(r, t) = \text{rot} \vec{A}(r, t) \quad (2.1)$$

$$H = \int \left( \frac{|\vec{E}|^2 + |\vec{H}|^2}{8\pi} \right) dV$$

одинаково

Каноническая Купонка:  $\text{div} \vec{A} = 0$  ~ поле по этому авт. непрерывно.

$$(2.2) \Delta \vec{A}(r, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = 0 \quad \sim \text{волновое ур-е}$$

Можно проверить в виде ур-я:  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  решают уравнение Пуассона

$$\vec{A}(r, t) = \sum_{\lambda} Q_{\lambda}(t) \cdot \vec{A}_{\lambda}(r) \quad \sim \text{разложение в спектр}$$

Проверка в волновом ур-е:

$$1) \Delta \vec{A}_{\lambda}(r) = -\frac{\omega_{\lambda}^2}{c^2} \vec{A}_{\lambda}(r)$$

оператор  $\frac{\partial^2}{\partial r^2}$  имеет вид  
(симв. знач.)

Видимо авт. знач. спектральных «точек» этого ур-я.  $\Delta$  — спектральный оператор

$$\hat{A}^+ = \hat{A} = (\hat{A})^*$$

$$\Rightarrow \text{Гармоническое ортогочальность: } \int \vec{A}_{\mu}(r) \vec{A}_{\lambda}(r) dV = 4\pi c^2 \delta_{\mu\lambda}$$

$\vec{A}_{\lambda}(r)$  образуют ортогочальные базис.

2) Временная часть:  $Q_{\lambda}(t) \sim \sin \omega_{\lambda} t$  синусоидальное колебание поля, имеющее на гармонике. Зададим

$$Q_{\lambda} + \omega_{\lambda}^2 Q_{\lambda} = 0 \quad (2.4) \quad \Leftrightarrow \ddot{x} + \omega_0^2 x = 0$$

Спектральный оператор:  $\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} \Rightarrow \hat{H} |f_n\rangle = E_n |f_n\rangle$

$$\text{Из (2.2)} \Rightarrow H = \sum_{\lambda} H_{\lambda} = \frac{1}{2} \sum_{\lambda} (\hat{p}_{\lambda}^2 + \omega_{\lambda}^2 Q_{\lambda}^2) \quad \text{если } p_{\lambda} = Q_{\lambda} \text{ — мгновенное по времени значение}$$

Если считать, что  $m=1$ . Видим явление гармонических колебаний. Но это не проверено. И можно проверить, что спектральных ур-я близких.

$\Rightarrow Q_{\lambda}, p_{\lambda} = Q_{\lambda}$  — образуют симметрическое представление.

Можно ввести оператор:

$$\hat{Q}_{\lambda} = Q_{\lambda} ; \quad \hat{p}_{\lambda} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial Q_{\lambda}}$$

Переход к операторам

$$(2.55) \quad \hat{H} = \sum_{\lambda} \hat{H}_{\lambda} = \frac{1}{2} \sum_{\lambda} (\hat{p}_{\lambda}^2 + \omega_{\lambda}^2 \hat{Q}_{\lambda}^2)$$

Составлять гр-е Шредингера:

$$\hat{H} \psi(Q_\lambda) = E_\lambda \psi(Q_\lambda) \rightarrow \text{решение как у одномера}$$

(половиной оператора)

$$E_\lambda = \hbar \omega_\lambda (n_\lambda + \frac{1}{2}) \quad (2.6a)$$

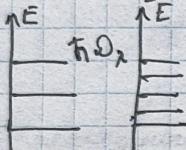
Общая формула:  $E = \sum E_\lambda$

$$\text{Волновых гр-х: } \psi_{n_1, n_2, \dots, n_\lambda} = \prod_\lambda \psi_{n_\lambda}(Q_\lambda)$$

$$(2.6b) \quad \psi_{n_\lambda}(Q_\lambda) = \frac{(-i)^{n_\lambda}}{\sqrt{2^{n_\lambda} \cdot n_\lambda!}} \cdot \left(\frac{\omega_\lambda}{\pi \hbar}\right)^{\frac{n_\lambda}{2}} e^{\frac{-Q_\lambda^2}{4\hbar^2}} (e^{-\frac{Q_\lambda^2}{4\hbar^2}})$$

где  $\xi = \sqrt{\frac{\omega_\lambda}{\hbar}} Q_\lambda$

Лок-лы, что свободное делит представление на базу колебаний.



Компоненты делит представление в базу  
свободных колебаний, состоящих из независимых  
(нелинейных) колебаний.

## 2. Операторы Делл.

$$\hat{Q}_\lambda = Q_\lambda; \quad \hat{P}_\lambda = -i\hbar \frac{\partial}{\partial Q_\lambda}; \quad \hat{N} = \frac{1}{2} \sum_\lambda (\hat{P}_\lambda^2 + \omega_\lambda^2 \hat{Q}_\lambda^2)$$

База векториальный представления:

$$\left. \begin{array}{l} \hat{A}(r, t) = \sum_\lambda Q_\lambda(t) \vec{A}_\lambda(r) \\ \hat{E}(r, t) = \sum_\lambda \hat{P}_\lambda \vec{E}_\lambda(r) \\ \hat{N}(r, t) = \sum_\lambda \omega_\lambda Q_\lambda \vec{N}_\lambda(r) \end{array} \right\} \quad (*)$$

простр. колебаний можно отк. не имея к.

(\*) 6 групп раб:

$$(2.8.) \quad \hat{A}(r, t) = \sum_\lambda \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_\lambda}} (\hat{a}_\lambda \vec{A}_\lambda(r) + \hat{a}_\lambda^\dagger \vec{A}_\lambda^*(r))$$

где  $\hat{a}_\lambda$  и  $\hat{a}_\lambda^\dagger$  - операторы рождения и уничтожения. Справа.

$$\left( \begin{matrix} \hat{a}_\lambda \\ \hat{a}_\lambda^\dagger \end{matrix} \right) \Rightarrow (\hat{a}_\lambda, \hat{p}_\lambda) \quad \Leftrightarrow \left( \begin{matrix} \hat{p} \\ \hat{a} \end{matrix} \right) \Rightarrow (\hat{a}^\dagger)$$

Напоминание:

$$\hat{a} \psi_n(x) = \sqrt{n} \psi_{n-1}(x)$$

$$\hat{a}^\dagger \psi_n(x) = \sqrt{n+1} \psi_{n+1}(x)$$

(однор. / пар.)

(2.7) + (2.6b)  $\rightarrow$  модуль характеристики колебания.

$$\vec{E}_\lambda \text{ и } \langle Q_\lambda | \vec{E}^r \rangle \text{ - среднее и распределение.}$$

$$\hat{H}, \quad E = \sum_{\lambda} E_{\lambda} = -\text{зарядленая энергия.}$$

$$[\hat{H}, \hat{E}] = \left\{ [\hat{Q}_{\lambda}, \hat{P}_{\lambda}] \neq 0 \right\} \neq 0 \quad \begin{matrix} \text{некоммутатор} \\ \text{изменяет вид выражения} \end{matrix} \Rightarrow \text{договоренное}$$

т.е. зная одну энергию. Поле есть, то можно ее  $\rightarrow$  неизвестное поле

Можно убедиться, что  $\hat{D}_n(\vec{E}) \neq 0$ ,  $\vec{E} = 0 \rightarrow$  вращение

$$* \quad \hat{n}_{\lambda} = \hat{\alpha}_x + \hat{\alpha}_y$$

### 3. Родовая структура математического языка.

$n_{\lambda}$  - параллель векторного поля  $\vec{E}$  идентичен  $\vec{E}$  вращению.

1) Единичное вращение  $\vec{E}$ -го поля:  $n_{\lambda} = 1$ ,  $(\gamma_{\mu+\lambda} = 0) \leftarrow$  Ротор.

$$E_{\lambda} = \hbar \omega_{\lambda}$$

но в энергии бывает еще  $\frac{1}{2}$   $\rightarrow$  это не обусловлено вращением

поля  $\rightarrow$  из-за гравит. поля.

Максимальный ротор:  $H = M_0 - \frac{\hbar \omega}{2}$  но не есть чистый вспомогательный.

Ротор есть в.п.! Ротор - стационарное состояние III, характеризующееся  $\vec{E}(t)$ , энергия  $\hbar \omega$ , конфигурация  $\vec{e}_{\lambda}(t)$ , пространственное распределение  $\vec{A}_{\lambda}(t)$ .

Распределение поля можно посчитать:  $\vec{E} = \vec{N} = 0$   $\int$  симметрическое

$$\begin{cases} \hat{D}_{12}(\vec{E}_{\lambda}) \neq 0 \\ \hat{D}_{22}(H_{\lambda}) \neq 0 \end{cases} \quad \begin{matrix} \text{и} \\ \text{то} \end{matrix}$$

Этот ротор есть един (единичный):  $\gamma_{\mu} = 1$ , ( $2 \dots$ )

распределяется в форме суперпозиции

из ур-я (2.3):  $\vec{A}_{\lambda}(t) = \vec{e}_{\lambda} \# \vec{C}$ , можно записать  $\vec{e}_{\lambda} = \vec{e}_{\lambda}^{\text{баз}} + \vec{e}_{\lambda}^{\text{пер}}$ .  
плоско-радиальный магнитное поле:  $\vec{p}_{\lambda} = \hbar \vec{k}_{\lambda}$  (база  $\vec{e}_{\lambda}^{\text{баз}}$  -  
перп.)

Итак есть опре-е физика.

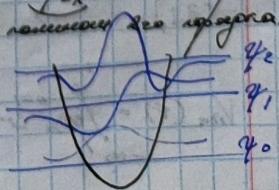
Ротор - не посандованные

$$\text{Ротор: } 1) n_{\lambda} = 1$$

$$2) E_{\lambda} = \hbar \omega_{\lambda} + \text{в.п. } \gamma_{\mu+\lambda}(Q_{\lambda})$$

15.09. в3.

$\gamma_{12}$ , 2 фазы  $\rightarrow \gamma_{22}$   
периодически  $\rightarrow$  гармониками



2) антиградиентный вектор.

В итоге две чащечки пустые:  $\vec{E} = 0, \vec{N} = 0$

Решение. Максимальное значение расчета одинаково для решения, т.е.

$$n_\lambda = 0 \quad (n_{\mu \neq \lambda} = 0), \text{ но!}$$

$\psi_{0\lambda}(Q_\lambda) = \sim \cos \varphi - \omega \rightarrow$  когда можно определить фазу,

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle \vec{E} \rangle = \int \psi_{0\lambda}^* \vec{E}_\lambda \psi_{0\lambda} dQ_\lambda = 0 \\ \langle \vec{H} \rangle = \dots = 0 \end{array} \right. \rightarrow \text{можно определить амплитуду} \quad D_{0\lambda}(\vec{E}) \neq 0 \\ D_{0\lambda}(\vec{H}) \neq 0$$

(т.е. вектор определяется максимумом гармониками ( $E_\lambda \neq h\omega_\lambda \rightarrow$  энергия генерации неизменяется)  $\Rightarrow$  теперь имеем суперпозицию)

Итог Волны  $\Rightarrow$  сложенное излучение.

3) Случай сильного ДМП:  $n_\lambda \gg 1$ .

С ростом  $n_\lambda$  приближается к максимуму интенсивности. Когда число векторов достигает  $n\lambda = h\omega$

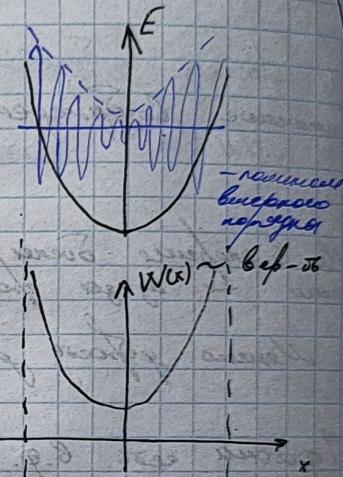
$$E_\lambda = n_\lambda h\omega_\lambda \sim \text{дополнительная величина},$$

При этом число с погрешностью

$\frac{\Delta E}{E} \rightarrow$  нул. можно пренебречь  $E_\lambda \rightarrow$  различие значений чисел векторов?

$$\text{Число} \sim n_\lambda \text{ вл.} \quad E \propto N$$

Возможное описание на физическом уровне отн.  $\Delta E$ , или суп-бо лом  $\vec{E}, \vec{H}$ .



Квазистационарный переход в первом порядке  $\sim$  первое гармоническое излучение.

Принцип перехода из 1го состояния в 2го.  $\rightarrow$  как меняются характеристики?

Рассмотрим это уравнение:

$$ih \frac{\partial \psi}{\partial t} = (\hat{H}_0 + V) \psi^{(0)}(r, t) \quad \text{а нестационарное излучение}$$

$H_0$  - для упрощения назовем в. синусом

$$\Rightarrow \hat{H}_0 \psi_n^{(0)}(r, t) = E_n^{(0)} \psi_n^{(0)}(r, t) \quad \text{модель рассмотрена в суп-бо суперпозиции в. с.}$$

$$\psi_n^{(0)}(r, t) = \phi_n^{(0)}(r) e^{-iE_n t} \quad \text{относительно волн}$$

В итоге получим то же самое для  $\psi(r, t)$ :  $\psi(r, t) = \sum_n C_n(t) \psi_n^{(0)}(r, t)$

$$(3.1) \Rightarrow ih \dot{C}_n = \sum_m V_{mn}(r) C_m(t) e^{i\omega_{mn} t}$$

$$V_{mn}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_m^{(0)}(r) V(r, t) \psi_n^{(0)}(r) dr \quad \text{это изображение в упрощении}$$

$$V_{mn} \ll H_{mn}^{(0)}$$

Приближение

$C_n(t)$

Задача 8:

Для

(3.4)

Рассмотрите

Помощь

Рассмотрите

$V_{mn}(t)$

Две

$|C_m|$

$\lim_{\omega \rightarrow 0} f(\omega)$

$\delta(\alpha x) =$

$|C_m|$

Две

Больше

Больше, это

Приближно вида. Вероятность:

$$C_n(t) = C_n^{(0)}(0) + C_n^{(1)}(t) + C_n^{(2)}(t) + \dots$$

наст.жен.  $\leftarrow$  приближно по порядку можно пренебречь

таким образом задачу заменяется на линейную

т.е.

$$C_n^{(0)} = \delta_{n0}$$

Тогда осталось решить:

$$i\hbar C_n^{(1)}(t) = V_{max} \cdot e^{i\omega_m t}$$

$$(3.6) \quad C_n^{(1)}(t) = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^t V_{max}(t') e^{i\omega_m t'} dt'$$

Рассмотрим гармоническое колебание вида  $e^{i\omega t}$

$$\text{Нашем: } C_n(t) = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^t V_{max}(t') e^{i(\omega_m t' - \omega t)} dt'$$

Рассмотрим консервативный процесс:  $\vec{V} = -(\vec{J} \vec{E})$  и здесь  $\vec{E} = E_0 \cos \omega t$

$$\Rightarrow \vec{V} = W e^{-i\omega t} + W^* e^{i\omega t} \sim \text{анализирующее поле.}$$

$$V_{max}(t) = W_{max} e^{-i\omega t} + W_{max}^* e^{i\omega t} \quad (3.5)$$

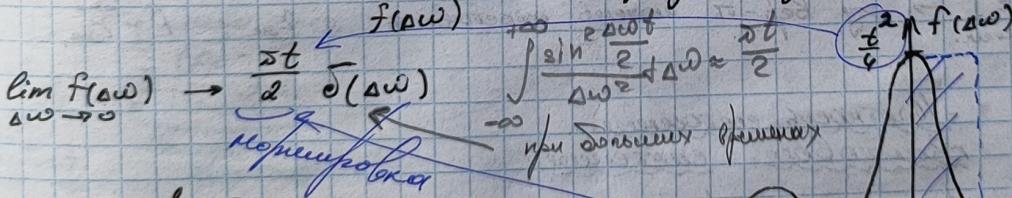
$$\Rightarrow C_n^{(1)}(t) = -\frac{W_{max}}{\hbar} \left[ \frac{e^{i(\omega_m - \omega)t} - 1}{i\omega_m - \omega} + \frac{e^{i(\omega_m + \omega)t} - 1}{i\omega_m + \omega} \right]$$

При  $\omega_m > 0$

Если  $\omega_m$  и  $\omega$  одинаковы. Т.е. колебание имеет место

Видно, что есть резонансное явление:  $\omega_m \approx \omega$

$$|C_n^{(1)}|^2 = \frac{|W_{max}|^2}{\hbar^2} \cdot \frac{4 \sin^2\left(\frac{\Delta\omega t}{2}\right)}{(\Delta\omega)^2} \sim \text{спектральная плотность вероятности перехода из к.б. в. состояния.}$$



$$\delta(\alpha x) = \frac{1}{a} \delta(x)$$

$$|C_n^{(1)}|^2 = \frac{1}{\hbar} |W_{max}|^2 \delta(\alpha E) \cdot t \quad (3.7)$$

$$\text{где } \Delta E = E_m - E_k - \hbar\omega$$

Для возможностей этого выражения:  $\delta(\alpha E)$  обозначает: узкое поле колебаний

$$P_{x-m}^{(1)} = \frac{1}{\hbar} |W_{max}|^2 \delta(\Delta E) \cdot t$$

Как видно это явл. в первом порядке:

$$P_{x-m}^{(1)} = \frac{1}{\hbar} |W_{max}|^2 \cdot g(E)$$

Зависит от энергии. Поэтому можно говорить о зоне.

Видно, что зона широкая.

$$\Delta E \gg \hbar$$

Первое явл. не имеет

на уровне, а в некотором

зонах.

$$E_1 =$$

$$g(E) = \frac{dN}{dE}$$

$$(3.7c) \quad \left\{ \begin{array}{l} P_{k \rightarrow m}^{(e)} = \frac{2\pi}{h} |W_{km}|^2 \cdot g(\Delta E) \\ \int g(E_m) \delta(\Delta E) dE_m \end{array} \right\} \quad P_{k \rightarrow m} \left[ \frac{1}{\text{сек.}} \right]$$

Приблиз. выраж.:  $P = \frac{1}{\tau_{\text{всех}}}$

$$|C_m^{(e)}|^2 = \frac{|W_{km}|^2}{h^2} \cdot \frac{4 \sin^2(\frac{\Delta \omega t}{h})}{(\Delta \omega)^2}$$

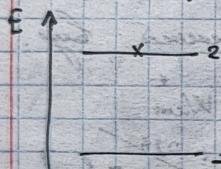
Следует учесть, что в основных опытах мы

имеем мало  $\rightarrow \tau_m \rightarrow \infty$ , т.е. не  
так мало час.  $\tau_m$  при  $\Delta \omega = 0$ .

Что будет при  $\Delta \omega = 0$ : в конце картины. Особый случай:

$$|C_m^{(e)}|^2 = \frac{|W_{km}|^2}{2 \pi^2 h^2} [1 - \cos(2\pi t)] \quad (38)$$

Что в уравнении перехода.

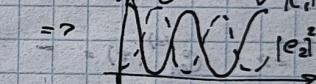


$$\text{т.е. } \Omega^2 = (\Delta \omega)^2 + \left(\frac{|W_{km}|}{h}\right)^2$$

распространяется  $\rho_p$  в исходной форме

переходящий в бесконечную

$$\Delta \omega \rightarrow 0 : |C_m^{(e)}|^2 \sim \sin^2 \Omega t$$



$$22.09.23. \quad P_{a \rightarrow b} = \frac{2\pi}{h} |W_{ab}|^2 \cdot g(\Delta E) \quad \text{или } g(\Delta \omega)$$

$\Delta E \Delta t \geq h \sim$  все уравнения, кроме то что несет концепцию

$$[P_{a \rightarrow b}] = \left[ \frac{1}{e} \right] \rightarrow \text{это вероятность попадания в } \Sigma_{\text{вс.}} : P = \frac{1}{\Sigma_{\text{вс.}}}$$

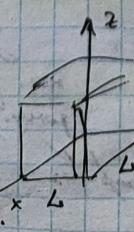
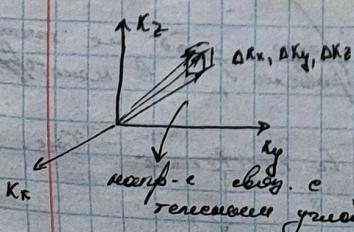
Годится для

$\rho(\Delta E)$  содержащего информацию об атоме (рас.) и об ДМД ( $\rho_n$ )

$$\text{Вектор} \rho(\Delta \omega) = \frac{\sqrt{N}}{\sqrt{\Delta \omega} \sqrt{2}} \sim \text{много связанный}$$

$$\vec{A}_n(r) = A_0 \vec{e}_x e^{i k_n r} \quad (4.1) \quad \text{где } k_n = \frac{2\pi}{L} n_x ; \quad k_y = \frac{2\pi}{L} n_y ; \quad k_z = \frac{2\pi}{L} n_z$$

$$|\vec{k}_n| = \frac{\omega_n}{c}$$



$$A(0, y, z) = A(L, y, z) \quad \text{условие на зеркало}$$

$$\vec{x} = \frac{\Delta \omega}{L} (n_x \vec{x}_0 + n_y \vec{y}_0 + n_z \vec{z}_0)$$

$$\Rightarrow \Delta k_x = \frac{\Delta \omega}{L} \Delta n_x \quad \text{и т.д.}$$

$$\hat{H} = \hat{H}$$

$$m_k \gamma$$

$$M_2 =$$

аддитивные  
действия  
квантовые

$$\Theta \sum_k$$

$$\hat{M}_2 = \sum_n$$

равен

$$\Delta N = \Delta n_x \Delta n_y \Delta n_z = \left( \frac{L}{2\pi} \right)^3 \Delta k = \left( \frac{L}{2\pi} \right)^3 k^2 \Delta k \Delta \Omega$$

$$\Rightarrow \Delta N = \left( \frac{L}{2\pi} \right)^3 \frac{\omega^2}{c^3} \Delta \omega \Delta \Omega$$

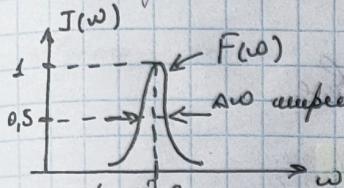
теплосъемный угол

$$P(E) = \frac{P(\omega)}{t}$$

$$4.2. \Rightarrow P_2 = \left( \frac{L}{2\pi} \right)^3 \frac{\omega^2}{c^3} \rightarrow \text{т.к. } E'' \xrightarrow{\text{т.к. }} P_2(E) = \left( \frac{L}{2\pi} \right)^3 \frac{\omega^2}{c^3 t}$$

$P(\omega)$  - спектральная яркость вибраций в виброноме

Для асимметрических колебаний:  $\Delta E \Delta t = t$



Δω широка конечная, т.к.  $\Delta E \neq 0 \rightarrow$  можно задавать

- для перехода в вибронометре, что есть это вибронометр с полным откликом от упругих колебаний

→ контур с постоянной шириной

(бесконечные мгновенные конечные)

$\int F(\omega) d\omega = \infty$  → это р.д. неизвестно, не физически не-сущ.

$$F(\omega) = \frac{\Delta \omega}{2\pi} \cdot \frac{1}{(\omega - \omega_m)^2 + (\frac{\Delta \omega}{2})^2}$$

Порядковая зависимость по частоте.

(исходя из неизвестности по спектру)

$F(\omega)$  - формально сплошной процесс.

$$f_{av} = F(\omega) \quad ?$$

Определение вибронометрического счета.

$$\hat{H} = \hat{H}_{av} + \hat{H}_{diff} + V$$

$$m_n V_k = \rho_n - \frac{e}{c} A(r_n) \quad \text{нужно знать и-и константы}$$

динамический

$$H_2 = \sum_k \frac{(\rho_n - \frac{e}{c} A(r_n))^2}{2 m_k} + \sum_{i \neq k} \frac{e_i e_k}{|r_i - r_k|} + \sum_k h_i \omega_k (n_i + \frac{1}{2}) \quad \text{энергия элп}$$

тупиково  
взаимодействие.

$$\text{дифракция} \quad \text{взаимодействие} \quad \text{распространение}$$

$$\text{распространение} \quad \text{взаимодействие} \quad \text{распространение}$$

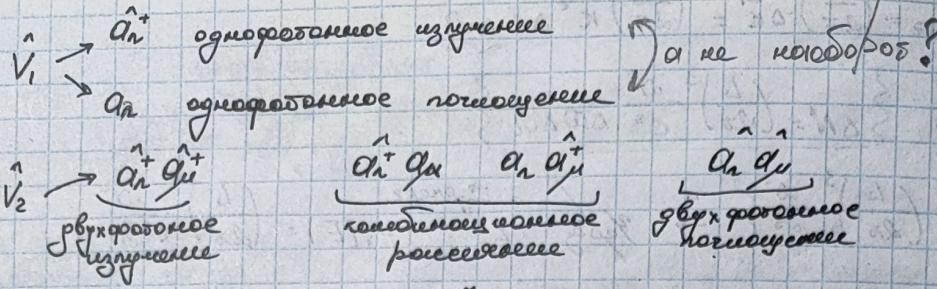
$$\text{распространение} \quad \text{взаимодействие} \quad \text{распространение}$$

$$\hat{H}_2 = \sum_n \frac{\rho_n}{2 m_n} + \sum_{i \neq n} \frac{e_i e_n}{|r_i - r_n|} + \sum_k h_i \omega_k (n_i + \frac{1}{2}) - \sum_k \frac{e_n (\rho_n - \frac{e}{c} A_n)}{c m_n} + \sum_n \frac{e_n^2}{2 m_n c^2} (A_n - A'_n)$$

занесение процессов не будем считать, т.к.

$$\text{распр.: } \hat{A} = \sum_n \sqrt{2 \omega_n} (\hat{a}_n \vec{A}_n(r) + \hat{a}_n^\dagger \vec{A}_n^\dagger(r))$$

если переговорить то можно вибронометр сплошные процессы.

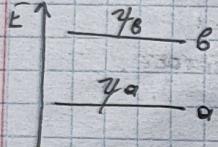


Оператор  $\hat{\text{div}} \vec{A}$   $\rightarrow [\hat{p} \vec{A}]$  - консерватив.  
 (но волна неизменна  $\rightarrow \text{div} \vec{A} = 0$ !)

### Энергетическое взаимодействие.

$$\hat{V}_1 = - \sum_k \frac{e}{m_k c} (\vec{p}_k, \vec{A}(r_k)) = - \sum_k \frac{e}{m_k c} A_{k0} (\vec{e}_k, \vec{p}) e^{i \vec{k} \vec{r}}$$

$$\hat{V}_{ba} = - \sum_k \frac{e A_{k0}}{m_k c} (e^{i \vec{k} \vec{r}}, \vec{p}, \vec{e}_k)_{ba}$$



$(\vec{k}_k, \vec{p}_k) \ll 1$   $\rightarrow$  это условие означает, что излучение не поглощается.  
 $\frac{2\pi}{\lambda}$   $\rightarrow$   $r_0$  - радиус бора.  $\sim 10^{-10} - 10^{-9}$  м.

одн. фаза.  $5 \cdot 10^{-7}$  м.

$$\Rightarrow e^{i \vec{k}_k \vec{r}_k} \approx 1 + i(\vec{k}_k; \vec{p}_k) - \frac{(\vec{k}_k, \vec{p}_k)^2}{2} + \dots \quad (4.5) \approx 1$$

$\rightarrow$  первое это упрощение

$$V_{ba} \rightarrow (\vec{p})_{ba}$$

29.09.23. Это же для волны!

$$\hat{V}_1 = - \sum_k \frac{e}{m_k c} A_{k0} \vec{e}_k \vec{p}_k e^{i \vec{k}_k \vec{r}_k}. \quad (5.1)$$

Суперпозиция пропагура  $\rightarrow$  суперпозиция уровней.

$\rightarrow (V_1)_{ba} \rightarrow (\vec{p}_k e^{i \vec{k}_k \vec{r}_k})_{ba}$  в общем виде не всегда складывается.  
 $\stackrel{(4.5)}{\rightarrow}$  возможна и эта S.

$\Rightarrow$  Всё выражение определяется  $(\vec{p}_n)_{ba}$ .

Волнистое соединение:

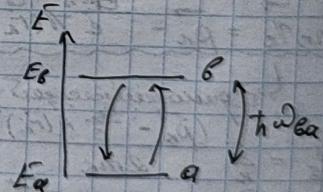
$$1) \frac{d\hat{A}}{dt} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{A}]$$

$$2) (\hat{A} \hat{B})_{mn} = \sum_n A_{mn} B_{nn}$$

$$\Rightarrow (\hat{p}_n)_{ba} = m_n \left( \frac{d\hat{r}_n}{dt} \right)_{ba} = \frac{m_n i}{\hbar} \left( (\hat{H} \hat{r}_n)_{ba} - (\hat{r}_n \hat{H})_{ba} \right)$$

$$3) \text{матрический вид: } \hat{H} = \begin{pmatrix} E_B & 0 \\ 0 & E_A \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow (\hat{p}_n)_{ba} = \frac{i m_n}{\hbar} (E_B (r_n)_{ba} - (r_n)_{ba} E_A) = \frac{i m_n \omega_{ba} e (r_n)_{ba}}{\hbar}$$



Слабое неоднородное (5.1.)

$$(\hat{V}_1)_{6a} = -A_{20} \vec{e}_\lambda \cdot \vec{\omega}_{6a} (\vec{j}_2)_{6a} \cdot \frac{\vec{r}}{c}$$

Если  $\omega_{6a} = 0$ :

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \Rightarrow (\hat{V}_1)_{6a} = -(\vec{j}_{6a} \vec{E})$$

$\omega_{6a} \neq 0$   $\rightarrow$  если  $\omega_{6a}$  одинаково всеми частотами  $-i/\kappa_1 \vec{r}_n$  в эксп.  
 $(\hat{V}_1)_{6a} \leftrightarrow ((\vec{e}_\lambda \vec{p}_n)(\vec{\kappa}_1 \vec{r}_n))_{6a}$  изменяется тогда изменяется все частоты  
(без пот-ва.)

Можно позадать:

$$\frac{K_x}{2} (\hat{L}_z)_{6a} + \frac{i\omega_{6a} K_x}{2} M_n (x_n \cdot y_n)_{6a} \quad (\text{ан. унитар.})$$

$$\text{Следует из} \quad \hat{L}_z = -i\hbar (x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x})$$

Можно связать с электроустановочными переходами:

$$\Omega_{ij} = 3e(x_i x_j - \delta_{ij} r^2) \quad \sim \text{для}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{V}_1 = -(\vec{j} \vec{E}) - (\vec{\mu} \vec{H}) - \frac{1}{6} \sum_{ij} \Omega_{ij} \vec{r} \vec{E} + \dots \\ \end{array} \right\} \sim \text{электроустановочное} \quad \text{взаимодействие}$$

Оценка: см. 3.7

$$\frac{P_{\text{сигн.}}}{P_{\text{инф.}}} \sim \frac{(\vec{j}_{6a} \vec{E}_0)^2}{(\vec{M}_{6a} \vec{H}_0)^2} \sim \frac{\omega_{6a}^2}{\mu_{6a}^2} \approx \left\{ \begin{array}{l} \text{бес. кр-го} \\ \text{запаса} \quad \text{макс.} \quad \text{без} \quad \text{потерь} \end{array} \right\} \approx \frac{e^2 r_B^2}{(M_B)^2} \approx 5 \cdot 10^{-4} \quad \rightarrow \text{электродин. более существенно, чем} \\ \text{магнитодинам.}$$

$$\text{дальн.} \frac{P_{\text{инф.}}}{P_{\text{инф.}}} \approx \frac{|\sum \Omega_{6a} \vec{r} \vec{E}_j|^2}{36 (\omega_{6a} E)^2} \times \frac{9 \cdot e^2 \lambda^2 \cdot \Sigma_j}{36 (e r_B)^2} \times \frac{r_B^2 \omega^2}{\lambda^2} = \left\{ \lambda = \text{бес.} \right\} \approx 10^{-2}$$

Вероятность перехода

$E_1 \rightarrow n_1$  — число фotonов в нагр. перехода в ин. (ген.) части.

$$P_{\text{инф.}} = \frac{\tau}{2\pi^2} (\vec{j}_{6a} \vec{E})^2 \cdot P(A\omega) \quad \text{непрек.} \quad \text{в-ва} \quad \text{для} \quad \text{вз-я}$$

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos \theta$$

Плотность энергии нагр.:

$$\frac{1}{8\pi} |\vec{E}_1|^2 d\omega d\Omega = \frac{1}{c} d\omega d\Omega = P_A(\omega, \Omega) \cdot P_E d\omega d\Omega = \frac{\omega^2 N_A}{8\pi^2 c^3} d\omega d\Omega$$

нагр.  $\omega$  — частота излучения  $\Omega$  — угловая координата  $(S.4a)$

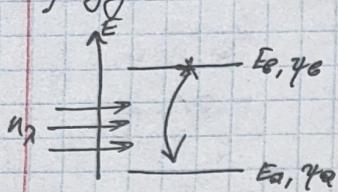
$$P_{\text{инф.}} = \frac{n_1 \omega^3 (\vec{e}_\lambda \vec{\omega}_{6a})^2}{2\pi^2 h c^3} F(\omega) \cdot g_0$$

Если  $n_1$  достаточно, то можно связать нагр. и кванты сигнала с коэффициентом стремл.

$$\frac{E_1^2}{8\pi} = \frac{\omega^3 n_1}{8\pi^2 c^3} \rightarrow E_1^2 = \frac{\omega^2 n_1 h}{8\pi^2 c^3} \left[ \frac{P_{\text{инф.}}}{10^3 \cdot 10^6 \cdot 10^3} \right]$$

Излучение и поглощение фотонов.

1) Излучение



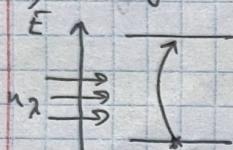
$$\gamma_{\text{изл}} = \gamma_L \cdot \gamma_B \cdot \prod_{\mu \neq L} \gamma_{0,\mu}$$

Задавленное состояние начальное:  $(B, n_L)$

Конечное состояние:  $(A, n_L + 1)$

$$P_{B \rightarrow A} = \frac{2\pi}{h} \left| W(B, n_L + 1), (A, n_L) \right|^2 \cdot P(A, n_L + 1)$$

2) Поглощениe: аналогично



Нач. состояние:  $(A, n_L)$

Конечное состояние:  $(B, n_L - 1)$

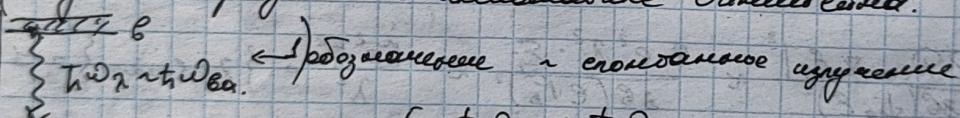
$$P_{A \rightarrow B} = \frac{2\pi}{h} \left| W(B, n_L - 1), (A, n_L) \right|^2 \cdot P(B, n_L - 1)$$

Если скорость света в вакууме  $c = \omega_0 = 1$ .  $\Rightarrow$  не-ГР есть доказано!

$$\Rightarrow |W_{mn}|^2 = |W_{nm}|^2$$

Симметрическое "излучение/вование" переходов.

Можно выразить в аксиоматическом виде:



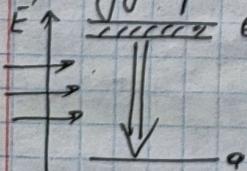
$$E = h\omega_B \approx h\omega_B$$

$\vec{k}_B, \vec{e}_B$  - производящие

Зн. - не зависит от начального  $n_L$  ( $\text{т.к. } n_L = 0 \approx 1/\epsilon_0$  конст.)  
предсказывает антибозон

$$\delta E \leftrightarrow \delta \omega \neq 0$$

2) Чирниловское излучение:

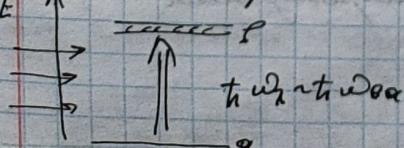


$$E = h\omega_B \approx h\omega_B$$

$\vec{k}_B, \vec{e}_B$  - новоеобразованное излучающее поле.

? Понятно? Так устроен мир.

3) Поглощениe фотонов (внешний излучение)



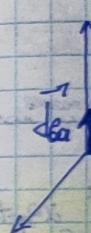
Канал

Po-

Pi-

C

(5.4):



?

de

= 0

Ja

=

Foton  
TB

Y

Иск

Проблемы

Коэффициент пропускания

$$P_{\text{вход}} = \frac{\omega^3 (\vec{e}_1 \vec{J}_{6a})^2}{2\pi h c^3} F(\omega) g_a (n_2 + 1) = \frac{(n_2) \omega^3 (\vec{e}_1 \vec{J}_{6a})^2}{2\pi h c^3} F(\omega) g_a + \frac{1 \cdot \omega^3 (\vec{e}_1 \vec{J}_{6a})^2}{2\pi h c^3} F(\omega).$$

$$\frac{P_{\text{норм.}}}{g_b} = \frac{P_{\text{вход.}}}{g_a}$$

→ симметрический процесс равновесия

5.6.

$$P_{\text{вых.}}^{\Sigma} = P_{\text{норм.}} + P_{\text{внеш.}}$$

$$P_{\text{внеш.}} = n_2 P_{\text{норм.}}$$

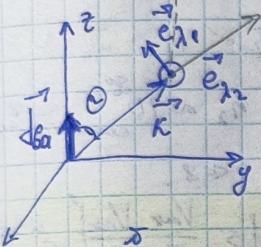
6.10.23.

$$\frac{P_{\text{внеш.}}}{P_{\text{норм.}}} = \frac{g_a}{g_b}$$

Симметрический процесс

$$(5.4): P_{\text{норм.}} = \frac{\omega^3}{2\pi h c^3} (\vec{e}_2 \vec{J}_{6a})^2 F(\omega)$$

$$(4.2): f_2; (4.3): F(\omega),$$



$$P_{\text{норм.}}^{\Sigma} = \int d\Omega \sum_{\alpha} P_{\text{норм.}}(\omega, \alpha) \quad (5.5)$$

$$\int F(\omega) d\Omega = 1$$

$$d\Omega = \sin \Theta d\Theta d\varphi$$

$$= \frac{4}{3} \frac{\omega^3 |J_{6a}|^2}{h c} \int d\Theta \sin^2 \Theta$$

$$\int F(\omega) d\Omega = 1$$

$$= \sin^2 \Theta \sin \Theta$$

$$= \left[ \frac{1}{c} \right] \text{ (это значение не зависит от } \omega)$$

$$= \frac{1}{c} \sin^2 \Theta \sin \Theta$$

$$= \left[ \frac{1}{c} \right] \text{ (это значение не зависит от } \omega)$$

$$\gamma = 6 \cdot 10^{14} \Gamma_y - \text{коэф. верхнего спектра} \Rightarrow \omega^3 \text{ отличается } \sim \text{ на } 10 \text{ порядков}$$

$$\gamma \sim 10^{10} \Gamma_y - \text{CBY}$$

$$J_{6a} = \int f_6^* \vec{J}^* \vec{y}_a dV$$

$$(\neq 0 \text{ или } \neq 0)$$

Чтобы  $\vec{J}^* \rightarrow -\vec{J}^* \Rightarrow |\vec{J}|^2 \neq \text{некоторое}$

$$y_a \rightarrow \alpha_a; y_b \rightarrow \alpha_b$$

$$y(-\vec{r}) = (-1)^{\vec{r}} y(\vec{r}) \Leftarrow$$

$\alpha = 1 - \text{однород. режимы}; \alpha = \text{две неоднород. режимы}$

$$\begin{aligned} J_{6a} &= \int_{-\infty}^{+\infty} y_b^* (\vec{r}') e^{\vec{r}' \cdot \vec{r}} y_a (\vec{r}') d\vec{r}' = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{r}' \rightarrow -\vec{r} \int_{-\infty}^{+\infty} y_b^* (-\vec{r}') e^{\vec{r}' \cdot (-\vec{r})} y_a (-\vec{r}') d(-\vec{r}) = \\ &= (-1)^{\alpha_b + \alpha_a + 1} \int_{-\infty}^{+\infty} y_b^* (\vec{r}) e^{\vec{r} \cdot \vec{r}} y_a (\vec{r}) d\vec{r} \quad \text{из неравенства} \end{aligned}$$

$$\begin{cases} \alpha_b = \alpha_a \Rightarrow J_{6a} = -J_{6a} \Rightarrow J_{6a} = 0 \\ \alpha_b \neq \alpha_a \Rightarrow J_{6a} = J_{6a} \Rightarrow J_{6a} \neq 0 \end{cases}$$

Также  $J_{6a}$  не может быть ненулевым.

$$J_{6a} = J_{6a} \neq 0$$

последний

Изотропное вращение:  $\Delta m_s = 0$ ;  $\Delta n$  - моде;  $\Delta m = 0, \pm 1$ ;  $\Delta l = \pm 1$

Приведение L-S связь  $\Rightarrow \vec{L}, \vec{S} \rightarrow \vec{J}$ -коэффициенты моде:  $\Delta j = 0, \pm 1$

$$\Delta M_j = 0, \pm 1$$

$j_{\text{po}} = \pm$   $\Rightarrow$  переходы сопровождаются излучением или поглощением фотонов

Максимумное население:  $J_{\text{Ko}} \rightarrow J_{\text{Bla}}$ ;  $\frac{\vec{\mu}_L}{\mu_S} = -\sqrt{L}$ ;  $\mu_{\text{Bla}} = -2\sqrt{S}$  где  $S = \frac{e}{4\pi c n_0 c}$

$$\vec{L} = [\vec{P}, \vec{J}] \Rightarrow \mu_{\text{Bla}} = (-S) \mu_{\text{Bla}} \Rightarrow \begin{cases} \alpha = \omega_B \Rightarrow \mu_{\text{Bla}} \neq 0 \\ \alpha \neq \omega_B \Rightarrow \mu_{\text{Bla}} = 0 \end{cases}$$

Условие ( $\Delta t$ )  $\alpha_B \neq 0$ , ог. об-в  $\mathcal{G}(\theta, \varphi)$

Спектральная селекция:  $\Delta n = 0$ ;  $\Delta l = 0$ ;  $\Delta m = 0, \pm 1$ ;  $\Delta m_s = 0$

ан/g:  $\Delta l = \pm 1 \Rightarrow$  генерация не происходит.

ан/g:  $\Delta l = 0$

Энергетическое балансиро-е:  $\Delta j = 0; \pm 1; \pm 2$   $j_{\text{po}} = 2$  (одно)

$$(4.0): H = H_0 + V_1 + V_2 \quad \text{уравнение (искусственных) процессов.}$$

$$V_1 \sim \frac{1}{h^3} \frac{1}{m_e P_{\text{ex}}} \quad V_2 \sim \frac{1}{h^3} \frac{e^2}{m_e c^3 P_{\text{ex}}}$$

$$\xrightarrow{\text{сп. сп.}} \xrightarrow{\text{сп. сп.}} \xrightarrow{\text{сп. сп.}} \xrightarrow{\text{сп. сп.}} \xrightarrow{\text{сп. сп.}}$$

$$(5.1) \quad \xrightarrow{\text{сп. сп.}} \xrightarrow{\text{сп. сп.}} \xrightarrow{\text{сп. сп.}} \xrightarrow{\text{сп. сп.}}$$

$$\text{6 основных открытий} \Leftrightarrow 1.$$

$$(3.1), (3.6), P_{\text{in}} \rightarrow \text{c} \quad (3.7). \quad P_{\text{in}} = 0 \Rightarrow C_m^{(2)} = -\frac{1}{h^2} \int_{E_1}^{E_2} \int_{E_2}^{E_3} \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{V_{\text{in}} V_{\text{out}}}{E_n - E_n} \right|^2 dE_1 dE_2$$

$$\left| C_m^{(2)} \right|^2 \rightarrow \frac{\sin \frac{e \Delta \omega_{\text{min}} t}{2}}{\left( \frac{\Delta \omega_{\text{min}} t}{2} \right)^2}$$

$$P_{\text{in}} = \frac{2\pi}{h} \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{V_{\text{in}} V_{\text{out}}}{E_n - E_n} \right|^2 \cdot g(\Delta E) \quad \text{c-уровни - бириадное}$$

$$d, P = p,$$

$$(n_{\alpha}, n_{\beta}, m) \xrightarrow{(1..)} (n_{\alpha-1}, n_{\beta+1}, n) \quad (2..) \rightarrow$$

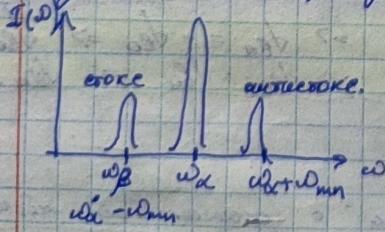
$$(1..) : (n_{\alpha-1}, n_{\beta}, \kappa); \quad (2..) : (n_{\alpha}, n_{\beta+1}, \kappa) \quad \Delta E \rightarrow \infty \text{ и } \cos \theta$$

$$\hbar \omega_{\alpha} - \hbar \omega_{\beta} = E_n - E_m$$

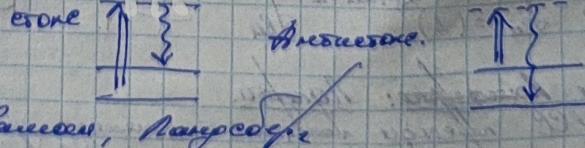
$$\Delta E_{\text{ном}} = -\Delta E_{\text{ин}} \times \frac{\Delta E}{\Delta E + \Delta t} \geq \hbar$$

Компенсационное рассеяние (специ. + ан); Воспламенение KP (специ. + излучение) (KP) (ВКР)

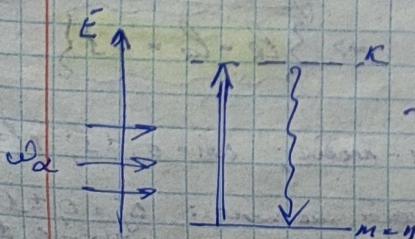
Напом. чтобы переход  $(n, \alpha)$  был запрещен, нужно заслонить KP



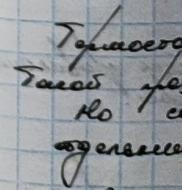
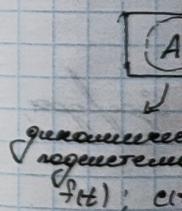
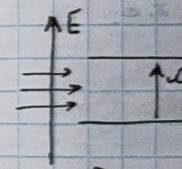
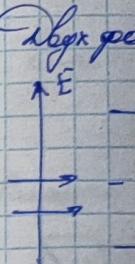
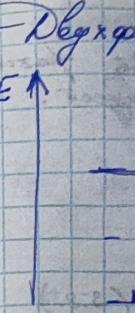
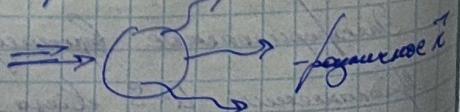
След:  $\omega_B > \omega_B < \omega_B$ . Но есть еще  $\omega_B + \omega_B$ .



~ запрещенное  
рассеяние



Поток оп-ва белаковски:  $\omega, \kappa, t$



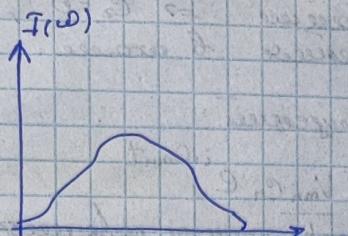
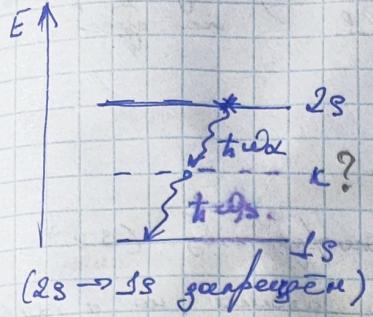
Равновесие

Спонтанн.

излучен.

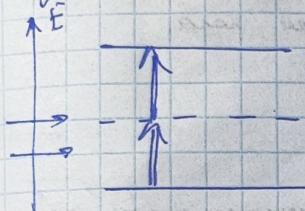
q

# Некомпактное излучение А. Генри - глава.



Малочастотный спектр, т.к.  $\hbar$  - малый.

## Некомпактное поглощение

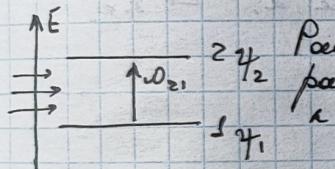


$$\begin{aligned} \text{Рассеяние Манделштама-Бриллюэна} \\ \text{в промежуточных часах уменьшения бройльского} \\ \text{перехода. } \sqrt{K_{\text{исход}} \cdot K_{\text{запр}}} = 130 \text{ эВ.} \\ \text{и } 8 \text{ эВ.} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} h\omega_x &= h\omega_p + h\omega_{\text{з.}} \\ hK_x &= hK_p + hK_{\text{з.}} \\ h\omega_{\text{з.}} &= h\omega_p + h\omega_{\text{з.}} \\ K_x &= K_p + K_{\text{з.}} \end{aligned}$$

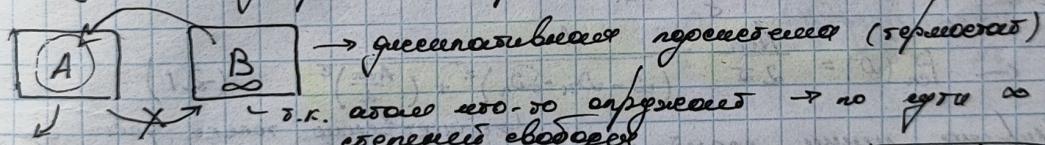
Введение в квантовую механику  
переходов и упрощение спектральных  
переходов

13.10.23.



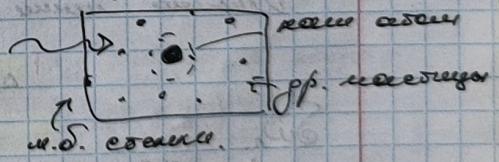
Рассеяние/поглощение дает смысл. А теперь хотим рассеяние-то вспомогательно. Пусть поглощают переход и макроскопическое излучение. Но это поглощ.

Переходное "уменьшение" перехода. Что поглощ в сдвиге?



поглощается  
излучением  
 $f(t)$ ,  $c(t)$  ~ конст.  
но это не  
свободно.

+ и.д. спонтанное  
излучение (шумы.)



и.д. спонтан.

переходящее излучение

$f(t)$ ,  $c(t)$  ~ конст.  
но это не  
свободно.

Такой же переход. Переходящее излучение - конст. макроскопическое. Но сам же переход не может побывать на переходе - осталось

переходящий - узкое переходное излучение в макроскопическом равновесии (ко времени).

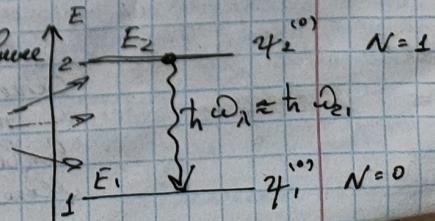
Решение переходящего не было - изобрели просто г.е.

Спонтанное излучение - на его примере основные

составляющие.

Узкое излучение в (2) -  $\rightarrow$  переходит в (1).

$$q = c_1 q_1^{(0)} + c_2 q_2^{(0)}, \quad C_2 = 1, C_1 = 0$$



$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}}$$

и то это проще - более высокий.  $\Rightarrow C_2 = 0; C_1 = 1$ . "специальный"  
не для

Редукционное расщепление  $\Rightarrow$  симметрическое возбуждение в атоме.

Несимм. геометрия возбуждения:

$$i\hbar C_m = \sum_n V_{mn} C_n e^{i\omega_m t}$$

$\hookrightarrow$  замкнутый цикл энергии. Eq. (3.2.)

No! Применяется не только атома, но и молекулы - процесс не только атома, но и молекулы.

$$\psi = C_1 \psi_1^{(0)}(r) e^{-i\frac{\epsilon_1}{\hbar}t} + C_2(t) \psi_2^{(0)}(r) e^{-i\frac{\epsilon_2}{\hbar}t}$$

$(\psi_1, \psi_2)$

$\psi_{01}(Q_1) \sim$  нулевое ун. квад. молекулы.

иначе -

если предположить  $\psi_1 = \psi_2$ . - Хорошо.

Важно

Число промежуточные Вагнер - Вандергаудт.  $\rightarrow$  то же, что для

exp. заб. все квантовые состояния для каждого

$$|C_2|^2 \sim e^{-\frac{\epsilon_2}{\hbar}t}$$

$$C_2(t) \sim e^{-\frac{\epsilon_2}{\hbar}t}$$

$\rightarrow$  симметрическое возбуждение происходит по основному зонам.

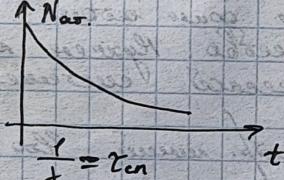
Динамика. параллель  $N$ -число  $\approx$  в уровне 2.  $\rightarrow$  т.е.

будет излучаться:

Возбуждение

$$\delta = Re\delta + iIm\delta$$

$$\delta = \frac{\Delta E}{\hbar\omega_n}$$



излучающий спектр

$$P_n(\omega) = \frac{A_{en}}{2\pi} \cdot \frac{1}{(\omega - \omega_n - \hbar\omega_1)^2 + (\frac{A_{en}}{2})^2} \quad (3.1)$$

Излучение имеет спектр. форму:  $\hookrightarrow$  спектральное гомеоэнергетическое излучение.

$$\Delta \omega_n = A_{en}$$

(3.1) - доказательство

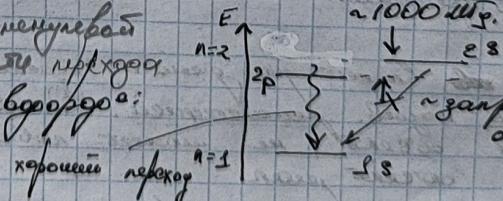
$\Delta \omega_n$

"излучающий спектр - это неизлучающий спектр, имеющий меньшую вероятность перехода".

Симметрическое излучение имеет вероятность:

$$2p \rightarrow 1s \neq 0$$

$$(2s \rightarrow 1s) = 0$$



II. Каротин можно излучать.

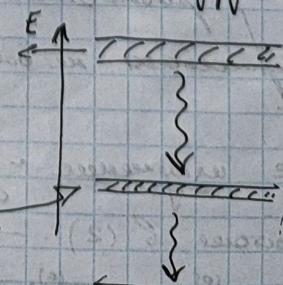
Если излучение уровня  $E_1$  уменьшено в  $n$  разах, то это основанием есть. Спектр излучения при этом  $\delta$  и в этом случае физически правильный.

Каротин имеет  $n$  раза меньше вероятности перехода, то есть излучение в  $n$  разах меньше.

$\Rightarrow$  Для всего перехода  $\delta$  уменьшилось в  $n$  разах.

Первый переход возбуждение редукционное.

Второй переход не является излучением.



Нужно брать ~~всю~~ вторую гармоническую компоненту:

$$F_{\Sigma}(\omega) = \int F_2(\omega') F_1(\omega' - \omega) d\omega' \rightarrow \text{вторая гарм. комп.}$$

$F_{\Sigma}$  - реальная гармоническая компонента, это и есть амплитуда.

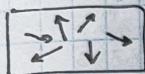
$$\Delta\omega_{\Sigma} = \Delta\omega_2 + \Delta\omega_1$$

Суммарное время периода: (7.2)

$$\frac{1}{T_{\Sigma}} = \frac{1}{T_{\omega_1}} + \frac{1}{T_{\omega_2}}$$

$\Delta\omega_{\Sigma}$  - самое большое уширение спектральной линии (это есть ширина)

Рассмотрим в задаче:



Несколько гипотез, вытекающие из этого: с Эйнштейном сдвиги вращающегося тела из-за дисперсии генерации спектра в зависимости от массы.

Максимальное значение  $\rightarrow$  макроколебаний фазы в  $\omega_0$ :

$$\omega = \omega_0 (1 + \frac{V_x}{c})$$

а также Роппер - газовая дисперсия фазовых амплитуд, т.е. масса газа не влияет на массу перехода.

Цз. спектральное: - радио-спектрально

$$f(V_x) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k\delta}} \exp\left(-\frac{mV_x^2}{2k\delta}\right) \quad (7.3a)$$

$$V_x = c \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \rightarrow \sqrt{V_x} = \frac{e}{\omega_0} \sqrt{\omega}$$

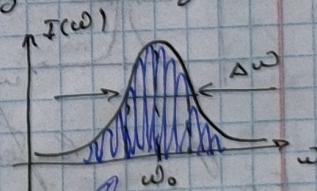
$$f(V_x) \sqrt{V_x} \xrightarrow[\text{перемножить и поделить}]{} F_d(\omega) d\omega$$

$$F_d(\omega) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k\delta}} \frac{c}{\omega_0} \exp\left(-\frac{mc^2(\omega - \omega_0)^2}{2\omega_0^2 k\delta}\right) \rightarrow \text{само в задачах}$$

$\Rightarrow$  гипотеза оправдана для первых задач  $\rightarrow$  Гауссовы распределения. Важно, что в изложении.

Гаусс при востоке определяется

$$\Delta\omega_0 = \sqrt{2 \ln 2} \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{2\pi\delta}{m}} \quad (7.3c)$$

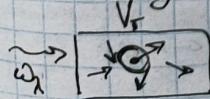


Задача № 2: Дайте разложение в частотах. задача с концом и д.н.

$$\Delta\omega_0 \approx 10^{-6} \omega_0$$

Коэффициенты для каждого членов уширения?

Получ. для ширины переходов



Спектр вращающегося через столкновение. Столкновение происходит через зону пересечения. Вращающееся движение  $\Sigma_{\text{не}} = ?$   $\rightarrow$  но это не влияет на спектр вращающегося

Генер. ~  $\frac{1}{\text{Числ. Част.}} \sim$  разница ампл./ампл.

контакт. молекул.

Можно переписать:

$$\tau_{\text{генер.}} = \sqrt{\frac{m \kappa T}{2}} \cdot \frac{1}{v \cdot P} \quad \text{запись}$$

Исправка в результате неизменяется со временем:

$$\Delta \omega_{\text{генер.}} \propto \frac{1}{\tau_{\text{генер.}}}$$

Изменение: определенное, естественное, спонтанное (свои и другие) + искусственное неорганическое, приложенное (искусственное,人为ное изменение).

Данный разд.

Не-Не

$\square \square \square \rightarrow$  упрощение  $\sim 1 \text{ МГц}$ .

0,5 мк. рт. ст. зависит от рабочей температуры  $1 \div 3 \text{ Гц}$ .

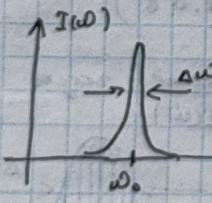
Изменение упрощения можно разобрать на 2 группы:

- 1) Определенное упрощение  
у всех спектров одинаково.  
Факт. упр. неодинаков.
- спонтанное
  - естественное

- 2) Искусственное упрощение  
— это упрощение спектр. ядра  
• дополнительное  
• привнесенное.

Применение искусственных  
спектров ядер

Можно сказать, что искусственные спектры ядер сдвигают переходы на некоторую величину, которую можно увидеть на спектре.

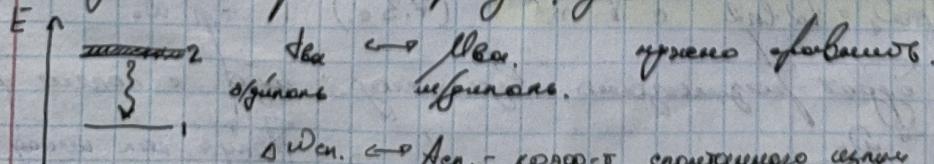


Оп-ое упрощение:

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta \omega_s}$$

Приблизит. генер. реанимации можно записать, что

можно сдвигать переход, где  $\Delta \omega_s \rightarrow m \omega$



$\Delta \omega_s \leftarrow m \omega - \text{коэф-т спонтанного излуч.}$

$$Q = \frac{3}{4} \frac{\hbar C^2}{\omega_0^2 \Delta \omega_s^2}$$

тогда если это  
изменение

Если есть  $(5.2) \rightarrow$  излуч.  $\rightarrow$  молекул.  $\Rightarrow$  Можно записать  $\Delta \omega_s \leftarrow \omega_{\text{св}}$

20.10.232

Конспект

Есть ве

In./gen  
Ottos  
CB4

Wgen.  
Ottos  
CB4

Рабоч  
1. мая

2. RC4  
 $\tau =$

3. Аксесс

H, R8

Q =

Приму

$\frac{1}{C_s}$

↑

Аксесс

рассмотр  
для излуч  
4, H + V

C

$$\text{Использование } M_1 \text{ для: } \frac{P_{\text{ан}}}{P_{\text{раб}}} \approx 10^4 \div 10^5$$

Сюда же это сопротивление можно нанести на блоки.

In./out.	Ain	Q	
Out.	$\sim 6 \cdot 10^{14}$	$\sim 2 \cdot 10^7$	
CB4	$\sim 10^{10}$	$\sim 10^{-7}$	
			$\sim 2 \cdot 10^8$
			$\sim 6 \cdot 10^7$
Out.	$\sim 6 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^3$	
CB4.	$\sim 10^{10}$	$10^{-11}$	$2 \cdot 10^{12}$
			$6 \cdot 10^{21}$

Сюда же можно нанести сопротивления из таблицы  
(200 мк/погод. Видимо).)

А также видно, что

Чему  $\sim \omega^2$   $\rightarrow$  более  
равно  $\sim \omega^2$   $\rightarrow$  более  
или  $\sim \omega^2$ .

Видимо, что сопротивлений сопротивлений можно:  
1. Максимум сопротивлений  $\sim \omega^2$ .  
 $\omega = 1421 \text{ МГц. } (M_F = 0) \Rightarrow (M_F = 0) \Rightarrow 0 - 0 \text{ переход}$

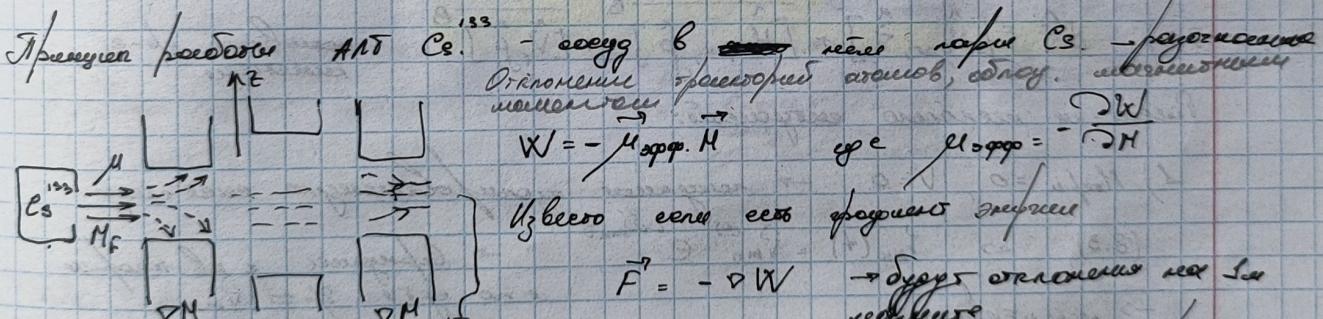
$$Q \sim 10^9 \quad \omega \sim 1421 \text{ Гц.}$$

2.  $R_C4 \quad R_B$   
 $\omega = 6835 \text{ МГц. ; переход } (F=2) \Rightarrow (M_F = 0) \Rightarrow Q \sim 10^8, \omega \sim 50 \text{ Гц.}$

3. Активное звено сопротивлений  $\sim \omega^2$   
 $(F=4) \Rightarrow (M_F = 0) \Rightarrow (F=8) \Rightarrow (M_F = 0) \Rightarrow \omega = 9192 \text{ МГц. ; } Q \sim 10^9, \omega \sim 10 \text{ Гц.}$

$M, R_B, C_s$  — балансировочные параметры (без.)

$Q \sim 10^9$  при переходе 12 переходов — и.д. распределен в блоках.



$$F = -\partial W \rightarrow \text{Будет отклонение на } 180^\circ$$

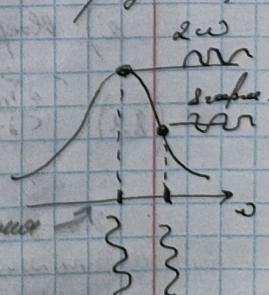
Все это показано схематично и.д. реального.

Здесь имеется один переход, который  $\rightarrow -180^\circ$ .  
Тогда в 3м. положении схема имеет зеркальное симметрическое расположение (зеркально симметрическое расположение).

Но это в конечном итоге ожидаемое расположение симметрическое расположение переходов: так как в конечном итоге получим зеркальное расположение.

Компенсация зеркального расположения.

Динамическое зеркальное расположение симметрическое расположение.



Анализ  $\rightarrow$  Сюда  
рассмотрены  
различные виды  
переходов  
и т. д.

— видимо компенсация  
— видимо зеркальное расположение

имеющееся с дополнительным RDI-каналом  
имеющееся свободно.



Сюда же зеркальное расположение есть переходы и

глуб. - над глубиной есть обр. переходы - основное изображение

- 1) Динамическое перенесение
- 2) Динамическое пронесение (пересечение)

Что будем б. ? Видимо неизвестно  $\rho_{mn}$

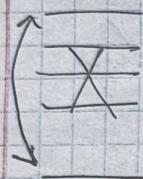
$$y = \sum_n C_n(t) \psi_n(t) \Rightarrow \rho_{mn} = |C_m^* C_n| - \text{множит } \infty \text{ на } \infty, \text{ то}$$

согласно будет идти однородное перенесение.  
У резонансов это видимо не  
может?



$$\Rightarrow \rho_{mn} = \begin{pmatrix} \psi_1 & \psi_2 \\ \psi_1 & \psi_2 \end{pmatrix} \quad \text{и.б. более раннее разнесение,}\}$$

Дробление в ходе - неизв.



$$i\hbar \vec{p} = [N, \vec{p}] \quad (8.1)$$

$$i\hbar \vec{\rho}_{mn} = \sum_k (N_{mk} \rho_{kn} - \rho_{mk} N_{kn}) \quad \text{у.е. Шредингера -}\}$$

Согласно согласованной теории. Описано согласованно  
коэффициентами.

$$N = N_{\text{обр}} + N_{\text{дроб}} + V \quad \rightarrow \text{перенесение в процессе пронесения}\}$$

$$i\hbar \vec{v} = i\hbar \vec{v} \quad - \text{реальное вектор}$$

$$(8.2) \quad i\hbar \vec{v} = [N_{\text{обр}}, \vec{v}] + [N_{\text{дроб}}, \vec{p}] + [V, \vec{p}] \quad - \text{согласованное з.е.}\}$$

Рассмотрим несколько случаев:

1)  $N_{\text{дроб}} = 0, V = 0 \rightarrow$  согласованное однородное сопровождение.

$$(8.3) \quad \Rightarrow \vec{\rho}_{mn}(t) = \vec{\rho}_{mn}^{(0)} e^{i\omega_{mn} t} \quad \rightarrow \text{видео с к. теории}\}$$

$\rightarrow$  неизотермично

2)  $N_{\text{дроб}} \neq 0, V = 0$ , здесь рассмотрим

$$(8.4) \quad \frac{\partial \vec{\rho}_{nm}}{\partial t} + \frac{i}{\hbar} [N, \vec{v}]_{nm} = \begin{cases} -\Gamma_{nm} \vec{\rho}_{nm}, & m \neq n \\ -\sum_k (W_{n \rightarrow k} \vec{\rho}_{nk} + W_{k \rightarrow n} \vec{\rho}_{kn}), & m = n \end{cases}$$

т.о. (8.3) промежуточно в варико:

Некомпенсированное:  
Энергия:  $\vec{\rho}_{mn}(t) = \vec{\rho}_{mn}^{(0)} e^{-\Gamma_{mn} t} e^{i\omega_{mn} t}$

затухание через к. распадающийся.

$$(8.5a) \Rightarrow \Gamma_{mn} = \frac{1}{T_2} \quad - \text{здесь затухание}$$

Еще промежуточный коэффициент: Для удел. Энергетиков затухание коэффициент  
релаксационный коэффициент

$$W_{n \rightarrow k} + W_{k \rightarrow n} = \tau_i$$

Сумма промежуточных коэффициентов

3) Виды

$$\begin{aligned} \vec{v}_{11} &= \frac{i}{\hbar} \\ \vec{v}_{22} &= + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vec{v}_{12} &= i \\ \vec{v}_{21} &= - \end{aligned}$$

Модели  
шаговая

(8.3.)

Приведен

(8.8)

$\Delta N$

Еще

$\tau_i$

3) Внешнее вибрационное:  $H_{\text{внеш}} \neq 0$ ,  $V \neq 0$

$$[\vec{V}, \vec{\rho}] = \sum_k (V_{k\text{внеш}} - \rho_{kk} V_{k\text{внеш}})$$

$$\begin{aligned} \vec{v}_{11} &= \frac{i}{\tau_1} \vec{d}_{12} \vec{E} (\vec{v}_{21} - \vec{v}_{12}) - \frac{1}{\tau_1} (\vec{v}_{11} - \vec{v}_{11}^{(0)}) \\ \vec{v}_{22} &= + \frac{i}{\tau_1} \vec{d}_{12} \vec{E} (\vec{v}_{12} - \vec{v}_{21}) - \frac{1}{\tau_1} (\vec{v}_{22} - \vec{v}_{22}^{(0)}) \\ \vec{v}_{12} &= i \omega_{21} \vec{v}_{21} + \frac{i}{\tau_1} \vec{d}_{12} \vec{E} (\vec{v}_{22} - \vec{v}_{11}) - \frac{1}{\tau_2} (\vec{v}_{12} - \vec{v}_{12}^{(0)}) \quad \text{равновесие} \\ \vec{v}_{21} &= -i \omega_{21} \vec{v}_{21} - \frac{i}{\tau_1} \vec{d}_{12} \vec{E} (\vec{v}_{22} - \vec{v}_{11}) - \frac{1}{\tau_2} (\vec{v}_{21} - \vec{v}_{21}^{(0)}) \end{aligned} \quad (8.6.)$$

изобр. балансир.

где  $\vec{V}$

$$\vec{V} = -\vec{J} \vec{E} \quad \vec{J} = \begin{pmatrix} \vec{v}_{11} & \vec{v}_{12} \\ \vec{v}_{21} & \vec{v}_{22} \end{pmatrix}$$

Можно выделить частоту колебаний, не зависящих от внешних сил  $\vec{F}$ : называемые "базисные".  $\vec{P} = N \cdot \vec{J}$  в форме не зависит от

$$(8.7) \quad \vec{P} = n_0 \sqrt{\tau_1} (\vec{v}_{12} + \vec{v}_{21})$$

$$\Delta N = n_0 (\vec{v}_{22} - \vec{v}_{11}) = N_2 - N_1$$

рассматриваемых

Преобразование (8.6) приводит к новым ненавязчивым:

$$(8.8) \quad \begin{aligned} \vec{P} + \frac{2}{\tau_2} \vec{P} + (\omega_{21}^2 + \frac{1}{\tau_2^2}) \vec{P} &= - \frac{2}{\tau_1} \vec{d}_{12} \vec{E} \Delta N \\ \Delta N &= \frac{2}{\tau_1 \omega_{21}} (\vec{P} + \frac{1}{\tau_2} \vec{P}) \vec{E} - \frac{1}{\tau_1} (\Delta N - \Delta N^{(0)}) \end{aligned}$$

рассматриваемых

переходящим колебанием. ( $\tau_2 \sim$  врем. периода колеб. = врем. колеб. перехода зеркал.  $\approx 30-60$ )

Аналогично

$\tau_1$  - врем. периода колеб.  $\approx 30-60$

$$\Delta N^{(0)} = N_2^{(0)} - N_1^{(0)} = n_0 (\vec{v}_{22}^{(0)} - \vec{v}_{11}^{(0)})$$

$$\vec{v}_{11}^{(0)} = C \frac{E_2 - E_1}{n \delta} \quad \sim \text{но это не колеб. Базисные}$$

заряды базисных

Если колебание нет (8.5):

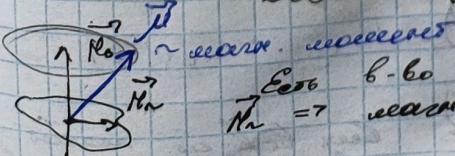
$$\tau_{12} = \frac{1}{\tau_2} \quad \text{- он определяет шифратор, пока без базиса.}$$

$$(8.9) \quad \Delta \omega = \frac{2}{\tau_2} \quad \text{- значение } \tau_2 \text{ оп-т колебаний колебаний в зеркалах}$$

27.10.93.

Максимальное колебание вибрационное.

См. в комм.



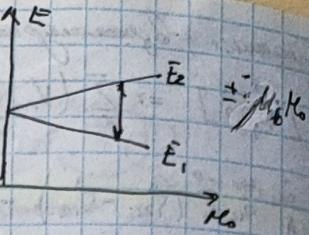
Если в-бо. в-бо. колебание. колебание

$\frac{n_0}{\tau_2} +$  колебание

$$\vec{V} = -\vec{\mu}_B \vec{H}_0 \quad \text{где } \varepsilon = \frac{1}{2}$$

Симметрическое вспомогательное по упр.-сост.

$\Rightarrow$  ДНР - это симметрическое СВЧ излучение  
сост. переходов.



$$\vec{S} = \frac{i}{2} \vec{I} \quad \text{где } \vec{I}_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \vec{I}_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \vec{I}_z = \begin{pmatrix} i & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

- матрицы Пуассона.

Д-реж, позволяющие организовать вспомогательное (без рез.-сост.).

$$i\vec{h}\vec{r}^* = -2i\mu_B [\vec{v} \times \vec{H}] \quad \text{где } \mu_B - магнитная проницаемость$$

$$i\vec{h}\vec{r}^* = 2i\mu_B (M_y \vec{r}_2 - M_z \vec{r}_y) \quad \text{известно только из (8.2)}$$

$$\vec{M} = \sum_n (N_0 \vec{r}_n)$$

$$\vec{M} = M_x \vec{r}_0 + M_y \vec{r}_0 + M_z \vec{r}_0$$

$$\left\{ \begin{array}{l} M_x = -\mu_B (r_{z1} + r_{z2}) \\ M_y = \mu_B N_0 (r_{z1} - r_{z2}) \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} M_z = \mu_B N_0 (r_{z2} - r_{z1}) \end{array} \right.$$

Упр.-сост. Блоха:

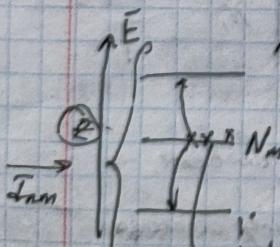
$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma [\vec{M} \times \vec{H}] - \frac{M_x \vec{r}_0 + M_y \vec{r}_0}{T_2} + \frac{M_z - M_z^{(0)}}{T_1} \vec{r}_0 \quad (9.1)$$

аналогично (8.8).

$T_1$  - продольное СВЧ. период.  
 $T_2$  - поперечное СВЧ. период.

$$\vec{\mu} \vec{H} \Leftrightarrow \vec{J} \vec{E}$$

Изменение числа частиц в единице времени. Изменение ядерного магнитного момента за единицу времени. Изменение ядерной магнитной проницаемости за единицу времени.



$$\frac{dN_m}{dt} = \sum_{n \neq m} P_{n \rightarrow m} - N_m - \sum_{m \neq n} P_{m \rightarrow n} \quad (9.2)$$

переходов между ячееками

$$P_{n \rightarrow m} = A_{nm} + \rho_{nm} \cdot B_{nm} + W_{nm} \quad (9.3)$$

$$\rho_{nm}(\omega) = \frac{I_{nm}(\omega)}{c} F(\omega) \quad (4.3)$$

$$A_{nm} = B_{nm} \cdot \frac{\omega^2}{2\pi c^2} \quad (9.4a)$$

$$B_{nm} = \frac{\omega^2}{h^2} |V_{nm}|^2 \quad (9.4b)$$

все ячейки квадратичные

Висячие  
шары  
излуча-

(5.4)

E ↑



↑  
т.к.

=>

Картина

дубл ②) уравнение  $\rightarrow$  не линейное - неодн. массы пакет. уравнение

2-1

$$\sum_{n=2}^{\infty} N_n = \text{const} = N_0$$

- общая massa массов сохраняется  
- общая massa не сохраняется. (9.5)

(9.2) + (9.5) - линейная система диф-ци.

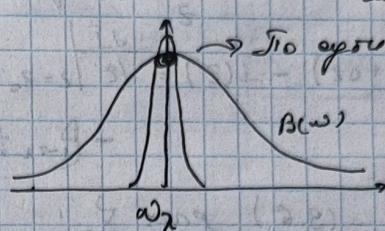
Случай параллельных (ген-бесе сим. резонанса):  $\frac{d}{dt} = 0$

$$P_{mn}(\omega)/B_{mn}(\omega) \cdot F(\omega)$$

↑ Видно

дубл оп-ци "наличие сим. сим. вибрации.  
т.о. при этом дубл вибрации.

дубл.



III. Влияние собственных 2-уровневых спектров с резонансами

1. Схема 2-уровневой системы

дубл:  $\sum, n_1$

коэф. переходов между уровнями: Поглощ [Рт] M

Излучение [см²] I

Спонт. излучение [см²·Tq] Tq

Всего число уровней можно  
менять для параллельных  
улучшений.

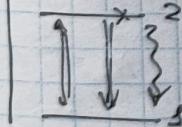
Спонт. излучение:  $\left[ \frac{0.5}{\text{см}^2 \cdot Tq \cdot \text{сф}} \right] Tq$  со временем

в градусах.

Зависимость излучения от времени  
переходов между уровнями переходов:

$$(6.4) n_2 \rightarrow J_2(\omega, t)$$

E



$$P_{2 \rightarrow 3} = \frac{4\pi^2}{h^2 c} g_1 F(\omega) |\vec{e}_2 \vec{J}_{12}|^2 \cdot J_2(\omega, t) + \text{спонт. излуч.}$$

$$P_{1 \rightarrow 2} = \frac{4\pi^2}{h^2 c} g_2 F(\omega) |\vec{e}_1 \vec{J}_{12}|^2 \cdot J_1(\omega, t) \approx \text{ноль.}$$

Причина  $g_1 = g_2 = 1$ ,  $g$  - кратность бир-го уровня.

$$\text{Ранж.} = \frac{P_{2 \rightarrow 3}}{J_2(\omega, t)} = \frac{P_{2 \rightarrow 3}}{J_1(n_2)}$$

среднее излучение

$$\text{Ранж.} = \frac{P_{2 \rightarrow 3}}{J_1(n_2)}$$

среднее излучение

(9.6a) забыв сон. бир-го  
излуч. расходы и  
излучение нормализовано  
на один борцовский  
переход в единицу времени

$$\Rightarrow \text{Ранж.} = \frac{4\pi^2}{h^2 c} \omega F(\omega) |\vec{e}_2 \vec{J}_{12}|^2 \quad [ \text{см}^2 ]$$

(9.6b)

$$\text{Ранж.} = \frac{4\pi^2}{h^2 c} \omega F(\omega) |\vec{e}_1 \vec{J}_{12}|^2$$

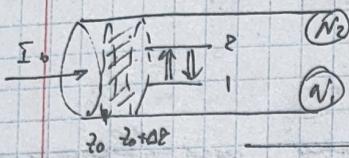
$$\text{Ранж.} = C \cdot \sqrt{\text{спектр. н.з. и } D^{20}} \text{ см}^2$$

$$\text{Ранж.} \approx 2 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$$

небольшое значение  
излучения сон. бир-го  
излучение и расходы  
излучение и расходы  
(но излучение и расходы  
излучение и расходы)

2. Ч-е неравенство упражнение в сфере.

Если среда с дисперсией  $\mu_1$  и  $\mu_2$ .



На сфере  $I_0$ , ходящий свет  $I(z) = ?$   
Резонансное возрастание

$$I(z) = I_0 e^{\mu_1 z}$$

$$\frac{dI}{dz} \Big|_{z=z_0} = I(z+Δz) - I(z) = \frac{dI}{dz} \Big|_{z=z_0} Δz = P_{\text{распр}} h D_{z_1} \cdot N_2 \cdot Δz - P_{\text{распр}} h D_{z_1} \cdot N_1 \cdot Δz$$

$$\frac{dI}{dz} \Big|_{z=z_0} Δz = I(z+Δz) - I(z) = V_{\text{нагр.}} \cdot I \cdot N_2 \Delta z - V_{\text{нагр.}} \cdot I \cdot N_1 \Delta z$$

$$= \frac{V_{\text{нагр.}}}{D_{z_1}} = V_{\text{нагр.}} I (N_2 - N_1) = V_{\text{нагр.}} I \Delta N$$

$$(9.8) \quad I(z) = I_0 \exp \left\{ V_{\text{нагр.}} \Delta N \cdot z \right\} = I_0 e^{2 \Delta N z}$$

$\Delta N$ ?

$$\text{Коэф-т усиления: } \eta(\omega) = \frac{1}{I} \frac{dI}{dz} = V_{\text{нагр.}} \Delta N \quad (9.9) \quad [\text{см}^{-4}]$$

$$\text{максимум коэф. усил.} + \alpha(\omega) = V_{\text{нагр.}} \Delta N \quad [\text{см}^{-5}]$$

Более привычно, вид в упражнении.

$$\frac{I(z=L)}{I(z=0)} = \frac{I(z=L)}{I(z=0)} \quad \text{или же привычно в}$$

$$\text{коэф-т: } \eta = \frac{I(z=L)}{I(z=0)} \quad \text{коэф-т усиления}$$

$$AN \sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$$

$$\rightarrow \text{Числ.} \sim 10 \text{ см}^{-1}$$

$$\text{Существо сферы}$$

$$\eta(\omega) = V_{\text{нагр.}}(\omega) \left( N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right)$$

Конф. балансировка, проверка:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{h \nu}}$$

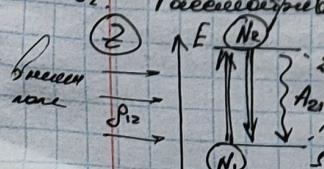
В рабоч. зоне  $\Delta N < 0 \rightarrow$

равновесие сферы в условиях резонансного усиления происходит с большими потерями. Внеш. потери происходят ( $g_2 > 0$ ). Сфера усиливается потому  $\Delta N > 0 \sim$  антитрибоцентрическое усиление сферы.  $\rightarrow$

Кинетич. модель

равновесие сферы устанавливается / требуется переход в переход. состояния

9.11. 232.



$P_{12} B_{12} = P_{21} B_{21}$ .  $\text{сущ. конф. усиление. усиление перехода в переход.}$   
 $\text{Прото-спинорное излучение перехода в переход в переход.}$   
 $\text{Прото-спинорное излучение перехода в переход.}$

$$\begin{cases} 0 = \rho_{12} P \\ N_1 + N_2 = \\ \frac{A_1}{A_2} \\ N_1 = \frac{A_1}{A_2} \\ \Delta N = \end{cases}$$

Если

то

$$\frac{dN_2}{dt} = \rho_{12} B_{12} \cdot N_1 - (\rho_{12} B_{12} + A_{21}) N_2$$

$$\frac{dN_1}{dt} = (\rho_{12} B_{12} + A_{21}) N_2 - \rho_{12} B_{12} N_1 = -\frac{dN_2}{dt}$$

Равновесное состояние: (сингономичный)

т.к. изобр. ур-ии 2-3, а  
уровни близко друг от друга

$$0 = \rho_{12} B_{12} N_1 - (\rho_{12} B_{12} + A_{21}) N_2$$

$$N_1 + N_2 = N_0$$

$$N_1 = \frac{A_{21}}{A_{21} + 2\rho_{12} B_{12}} N_0, \quad N_2 = \frac{\rho_{12} B_{12}}{A_{21} + 2\rho_{12} B_{12}} N_0$$

$$\Delta N = N_2 - N_1 = -\frac{1}{1+2\rho_{12} B_{12}} N_0 \quad (10.2)$$

$$\Rightarrow \Delta N < 0$$

Если близко, то можно сказать, что

$\dot{q} = \vec{r} \Delta N < 0 \rightarrow$  уменьшается не будет  $\rightarrow$  есть накопление

$$\alpha = \vec{r}_{\text{нек.}} \Delta N$$

Как оценить близкое накопление? Рассмотрим из (8.8) и (9.9)  $\rightarrow$  гео-е. ур-и. Решение в видах, сразу видно?

$$\vec{p} + \frac{1}{T_2} \vec{p} + \left( \omega^2 + \frac{1}{T_2^2} \right) \vec{p} = f(t)$$

- наклон  $\rightarrow$  если, чтобы не накапливать.

Можно писать вектором Бан-гиф-Бан

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t} \Rightarrow \vec{p} = p e^{i\omega t}$$

$$|U_p| = \frac{|d_{21} E|}{t_h}$$

а значение  $|U_p|$  можно вычислить с помощью

$$\sim \text{переходный кондук.} \quad (10.3)$$

$$\Delta N_{\text{вн}} = -N_0 \cdot \frac{(\omega - \omega_{21})^2 + \frac{1}{T_2^2}}{(\omega - \omega_{21})^2 + \frac{1}{T_2^2} + \left( \frac{d_{21} E_0}{t_h} \right)^2 \frac{T_1}{T_2}}$$

записываем

$$\vec{P}_{\text{вн}}(\omega) = \frac{d_{21} \left( \frac{d_{21} E_0}{t_h} \right) N_0}{t_h} \cdot \frac{(\omega - \omega_{21}) \cos \omega t + i \frac{1}{T_2} \sin \omega t}{(\omega - \omega_{21})^2 + \frac{1}{T_2^2} + \left( \frac{d_{21} E_0}{t_h} \right)^2 \frac{T_1}{T_2}} \quad (10.3) \text{б}$$

$$\Delta N_{\text{вн}}(\omega) = -N_0 \frac{(\omega - \omega_{21})^2 T_2^2 + 1}{1 + (\omega - \omega_{21})^2 T_2^2 + U_p^2 F_1 T_2} \quad (10.3a)$$

$U_p$  - коэффициент переходный Ради - конд. видах.  
согласно линейной теории дробления.  
или характеристика вибрации конд.  
(линейная зависимость от частоты.)

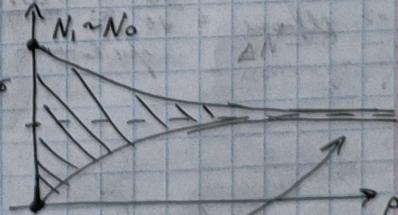
$\chi = \text{коэффициент дробл.}$

$$\vec{p} = \chi \vec{E}_0 \quad ; \quad E = 1 + 4\pi \chi(\omega)$$

$\Rightarrow$  Непрерывность, когда происходит  
разделение  $\rightarrow$  естественный  
и не-линейный дробление  
здесь разделение свидетельствует  
 $\chi(\omega)$  о том, что дробление

если поле нет  
безопасное  
состояние

$$\Delta N(E_0)$$



Есть еще зона пребывания  
среди передает ради. не воспринимает поле.

$$-\Delta N \rightarrow 0 \quad \vec{p} \rightarrow 0$$

$\Rightarrow$  среда передает поле, но не воспринимает его, т.к. не имеет собственных

Частота, при которой ведущий с резонансом. III.

Оп. е. звукоряд из кв. линий.

$$\frac{d\hat{H}}{dt} = \frac{\partial \hat{H}}{\partial t} + \frac{i}{T_1} [\hat{H}, \hat{A}]$$

В частоте определяется выражение:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \frac{d_{21} E_0}{T_1} \cos \omega t$$

— определение общих собственных значений, а резонансного периода.

$$\frac{d\hat{H}}{dt} = \omega \frac{d_{21} E_0 \sin \omega t}{T_1}$$

Видимо не-комплексное значение  $\sqrt{-1}$  —> частота шумности:

$$\frac{d(HN_0)}{dt} = \omega \frac{(d_{21} \cdot N_0) \sin \omega t}{T_1}$$

однако

установление  $\omega$  период колебаний

$\tilde{P} \sim$  выражение для час. момента = колебание

$$P_{av} = \frac{d_{21} (d_{21} \cdot E_0) N_0}{T_1} \cdot \frac{(\omega_{e_1} - \omega) \cos \omega t + i \frac{1}{T_2} \sin \omega t}{(\omega - \omega_{e_1})^2 + \frac{1}{T_2^2} + \left( \frac{d_{21} E_0}{T_1} \right)^2 \frac{T_1}{T_2}} = \frac{\sqrt{H}}{T_1} = \omega \tilde{E}_0 (\tilde{P} \sin \omega t)$$

$$\text{однако, } \frac{\sqrt{H}}{T_1} = \frac{(d_{21} E_0)^2 \omega N_0}{2 T_1 T_2} \cdot \frac{1}{(\omega - \omega_{e_1})^2 + \frac{1}{T_2^2} + \left( \frac{d_{21} E_0}{T_1} \right)^2 \frac{T_1}{T_2}} \quad (10.4)$$

также колебание

$$\alpha = \frac{\delta \omega}{\omega E_0} \frac{\sqrt{H}}{T_1}$$

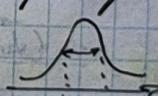
составляется изменение, приводящее к колебанию

1) Следует проверить:  $\sqrt{H} T_1 T_2 < 1 \Leftrightarrow \frac{1}{T_2} > \left( \frac{d_{21} E_0}{T_1} \right)^2 \frac{T_1}{\delta_2}$

— "исследовательский" режим.

— Но если это в зоне, то можно проверить.

$$M_{max} = \frac{\sqrt{H}}{T_1} = \frac{(d_{21} E_0)^2 \omega N_0}{2 T_1 T_2} \cdot \frac{1}{(\omega - \omega_{e_1})^2 + \frac{1}{T_2^2}} \sim E_0^2$$



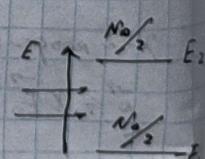
$$\Delta \omega = \frac{\delta}{\delta_2}$$

2) Стационарный режим:  $\sqrt{H} T_1 T_2 > 1 \Leftrightarrow \frac{1}{T_2} < \left( \frac{d_{21} E_0}{T_1} \right)^2 \frac{\delta_1}{\delta_2}$

$$\Rightarrow M_{max} = \frac{\sqrt{H}}{T_1} \approx \frac{h \omega (N_0)}{(d_{21} E_0)^2}$$

$$\frac{h \omega (N_0)}{(d_{21} E_0)^2}$$

об этом же зависит



Максимальное значение  $\rightarrow$  значение  $\omega_{e_1}$ . Стационарное колебание.

Рассмотрим

$$M(t = \frac{\omega_0}{\omega}) = \frac{\omega^2 H_0^2 \chi_0}{T_2} \cdot \frac{1}{(\omega - \omega_{e_1})^2 + \frac{1}{T_2^2} + \delta^2 H_0^2 \frac{\delta_1}{T_2}} \quad (10.5)$$

$$\frac{M(t = \frac{\omega_0}{\omega})}{M(\omega_0)}$$

$\chi_0$  — стационарная час. конфигурация

10.2:

Максимум

$\Delta N =$

(10.6a)  $\Gamma_{max}$

$\Delta \omega$

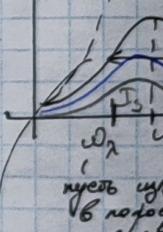
$\Gamma_{min}$

Горизонтальная

$\alpha =$

Максимум

$\alpha(\omega)$

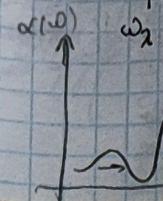


Однородное

Постоянное

Стационарное

$\alpha(\omega)$



Наибольшее значение коэффициента усиления в зоне стоячих волн. Это значение называется  $\Gamma_{\text{нек}}$ .

§ 10.2:

$$\Gamma_{\text{нек}} = \frac{\hbar \omega}{\delta + \frac{1}{T_{\text{нек}}}} \cdot \frac{N_2 - N_1}{\frac{1}{T_{\text{нек}}}} = \frac{\frac{\hbar \omega}{T} N_0 \cdot B_{12} \cdot \rho_{12}}{1 + 2 \rho_{12} B_{12} T_{\text{нек}}} \quad \begin{array}{l} \text{При этом } \omega \text{ в зоне стоячих волн} \\ \text{задается} \end{array}$$

Максимум передатчика:

$$\Delta N = -\frac{N_0}{\delta + \frac{1}{T_{\text{нек}}}} \quad \Rightarrow \quad \Gamma_{\text{нек}} = \frac{\hbar \omega}{\delta + \frac{1}{T_{\text{нек}}}}$$

$$(10.67) \quad \Gamma_{\text{нек}} = \frac{\hbar \omega}{2 \sqrt{\rho_{12} T_{\text{нек}}}} \approx \text{constante с величиной!}$$

§ 10 - динамика:

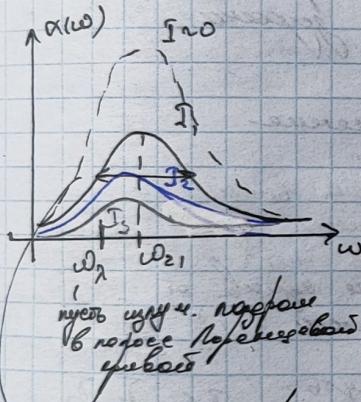
$$T_{\text{нек}} = \frac{c t^2}{\delta^2 \delta_1 \delta_2} \quad (10.68)$$

$$\alpha = \frac{8 \delta}{e} \cdot \frac{N_0 \delta_1^2 \omega}{2 t \delta_2} \cdot \frac{1}{(\omega - \omega_{\text{св}})^2 + \frac{1}{\delta_2^2} + \frac{\rho_{12}^2 T_1}{\delta_2^2}} \quad [\text{см}^{-2}]$$

Максимум передатчика:

$$\alpha = \frac{N_0}{1 + \frac{1}{T_{\text{нек}}}} \quad (10.7)$$

$$\Leftrightarrow g = \frac{g_0}{1 + \frac{1}{T_{\text{нек}}}}$$



Однородное ускорение

Влияние настечения на коэффициент усиления.

$$0 < \tilde{\tau}_1 < \tilde{\tau}_2 < \tilde{\tau}_3$$

$$\frac{dU}{dt} = \frac{(d_{21} E_0)^2 \omega N_0}{2 \hbar T_2} \cdot \frac{1}{(\omega - \omega_{12})^2 + \frac{1}{\delta_2^2} + \left(\frac{d_{21} E_0}{\hbar}\right)^2 \frac{1}{T_2}}$$

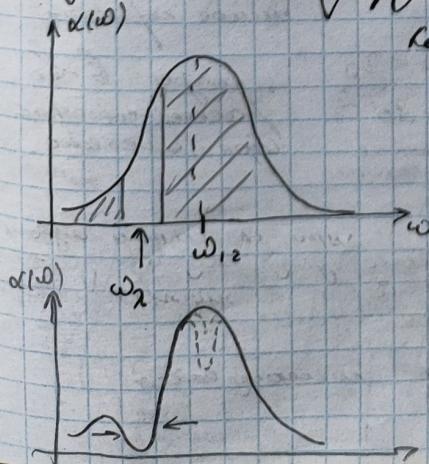
$$\Delta \omega = \frac{2}{\delta_2} \sqrt{1 + \frac{1}{T_{\text{нек}}}}$$

Следовательно  $\Delta \omega = \frac{2}{\delta_2}$ . В результате возникает зона нестабильности, в которой  $\alpha$  уменьшается.

Задача § 10.6:

$$\Delta \omega = \frac{2}{\delta_2} \sqrt{1 + \left(\frac{d_{21} E_0}{\hbar}\right)^2 \frac{1}{\delta_1 T_2}}$$

Согласуется с неоднородным уширением: при  $\omega > \omega_{12}$  зона с нестабильностью смещена.



Коэффициент передачи  $\alpha$  в зоне симметрии  $\omega_{12}$  не является постоянным. В зоне симметрии коэффициент передачи  $\alpha$  не является постоянным. В зоне симметрии коэффициент передачи  $\alpha$  не является постоянным.

III в зоне симметрии коэффициент передачи  $\alpha$  не является постоянным.  $\rightarrow$  Уширение зоны нестабильности.

$\Leftarrow I \uparrow$   $\rightarrow$   $\alpha$  не является постоянным.

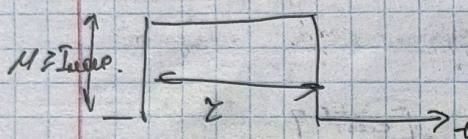
Ширина зоны  $\sim \frac{2}{\delta_2}$   $\sim$  постоянная. Уширение зоны нестабильности "стабилизировано".

Такие фильтры могут быть синхронизированы с генератором.

Полученные соотношения, упрощая, дадут наименее сложное выражение при любой реальной форме и влечет к более общему выражению вида, приведенному ниже, которое, несмотря на то что оно более сложное, дает для всех решений процессов, если форма воздействия задана, следующее выражение. Для  $\tau_1 \geq \tau_2$ , т.е. для зон фильтрации  $\tau_1 > \tau_2$  имеем

Н. При малых коротких воздействиях ( $\tau_1 < \tau_2$ ) возникает ряд зон, соответствующих различным частотам, определяющим условия, для которых

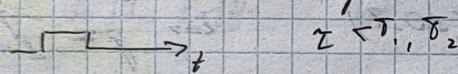
2) Плоский зон. с полевым амп.



Соответствует  $\frac{\sqrt{I_1}}{\sqrt{I_2}} \approx 10$ . т.е.  $\tau_1 \ll \tau_2$   $\rightarrow$  зонное излучение

$\rightarrow$  неизменяемое облако.

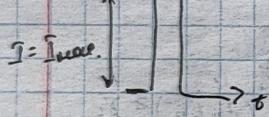
3) Плоск. излучение и короткий



$\tau_1 \ll \tau_2$   $\rightarrow$  плоского излучения, само излучение зорко.

4) Короткий и зонный излучение:

сферическое излучение решения



При таких переходах можно пренебречь высокими частотами ( $\omega_1, \omega_2 \rightarrow \infty$  будь то) при  $\tau_1 < \tau_2$  можно зонное излучение, определяемое синхронной частотой излучения

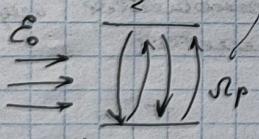
$$\text{Реш. 8.2: } V_{21}(t) = V(0) e^{i\omega_{21}t} e^{-\alpha t} \text{ по формуле от решения}$$

перехода  $\lim_{t \rightarrow \infty} \sum V_m e^{im\omega_1 t}$

$\rightarrow$  зонного излучения

т.е.  $\tau_1, \tau_2$

т.е. остается только зонное излучение состоящее с излучением



$$|C_{12}|^2 = \left[ \frac{V_p}{V_0} \sin\left(\frac{\omega_0 t}{\alpha}\right) \right]^2$$

$$\text{где } \omega_0^2 = R_p^2 + (\omega - \omega_0)^2$$

Время перехода  $\tau_x$  на другом уровне.

$$\tau_x = \frac{\pi}{\omega_0} = \frac{\pi R_p}{\omega_0 E_0} \quad \leftarrow \quad R_p \approx R_s \text{ при малой разнице}$$

$$\frac{R_p \pi}{2} = \frac{\pi}{2}$$

самое короткое

$$\sin^2\left(\frac{\omega_0 t}{\alpha}\right); \quad \text{при малой } E_0 : \quad \tau_x < \tau_2, \text{ когда } \tau_2 \sim 10^{-2} \text{ с.}$$

Однако примерно:  $\tau_x \sim 1 \frac{R_p}{\omega_0 E_0}$   $\sim 10^{-2} \text{ с.}$  такие недостатки

$$E_0 \geq \sqrt{\tau_1 \tau_2}$$

$$E_0 \geq \sqrt{\tau_2}$$

Дадут наименьшее.

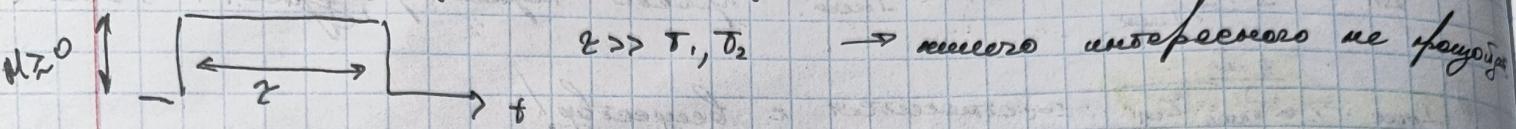
$\Rightarrow$  При длительном воздействии время  $\tau_x$  может сильно привести к избыточному зонному излучению.

Какие дифференции? Несимметричное излучение имеет

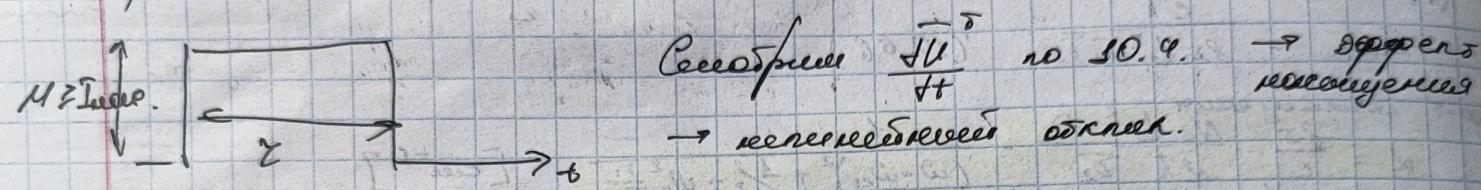
специальное значение;

авлекатель в двух уровнях сферах.

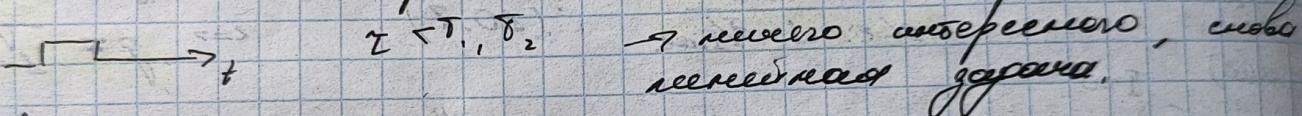
1) Ч. д. звуков пренебрежимо малы



2) Пренебрежимо мали. с близкими ами.



3) Чис. звуков близки и коротки



4) Короткий и звуков нелиней:

согласно изображению решения

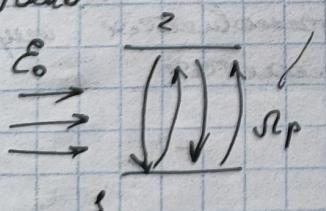
$I = \text{Интенс.}$

Но такое выражение можно пренебречь винищем гармоник ( $T_1, T_2 \rightarrow \infty$  будто) при  $\zeta \ll \tau_0$  амплитуда звуков неизменена. узлырованный звуковой паттерн

Сл. 8.2:  $\vec{v}_{21}(t) = \vec{v}(0) e^{i\omega_{21}t} e^{-\kappa t} \rightarrow$  это звук от решетки пересечения

$\rightarrow$  дополнено неизменяет  $\tau_0, \zeta, T_1, T_2$

т.е. оставшись только неизменяющиеся соединения с звуками



$$|C_{12}|^2 = \left[ \frac{V_p}{V_0} \sin\left(\frac{\omega_0 t}{\alpha}\right) \right]^2$$

где  $\omega_0^2 = \omega_p^2 + (\omega - \omega_{c1})^2$  брешь пересечения  $\alpha$  на другой уровень.

$$\tau_0 = \frac{\pi}{\omega_p} = \frac{\pi h}{\omega_{21} E_0}$$

$\frac{\omega_p \pi}{2} = \frac{\pi}{2}$  самое короткое

$$\sin^2\left(\frac{\omega_p t}{\alpha}\right)$$

при макс  $E_0$ :  $\tau_0 < \overline{T_2}$ ,  $\sim 10^{-12}$  с.

Однако пренебрежимо:  $T_2 \sim 1 \frac{\Gamma_{Bd}}{c^2} \sim 10^{-12}$  с.

, коротк. 6-го  
пересеч-ся как  
усл. согласия.

$$\frac{dU}{dt} = \frac{1}{2} \omega E_0 P_{\sin}(\tau) = \frac{1}{2} \tau \omega N_0 \left( \frac{\sqrt{E_0}}{\tau} \right) \sin \omega \tau t$$

при  $\tau_E \ll \tau_1, \tau_2$

изменяющаяся поляризация в сфере  
взаимодействия компонента, завис. от времени  $\rightarrow$  разность фаз  $\pi/2$  от нуля  
Дополнительные потери энергии  $\rightarrow$  поле излучения:  $\tau_E$  - время - это зонд-поле

$$\Delta U = \int_0^{\tau_E} \frac{dU}{dt} dt = \tau_E \omega N_0 \sin^2 \left( \frac{\omega \tau_E}{2} \right)$$

изменяется  
затухание

все зависит от  
изменяющегося излучения

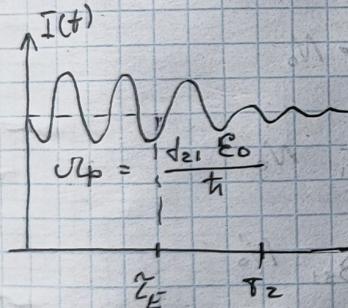
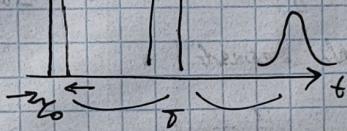
$\tau_E = \frac{\tau_1 \tau_2}{\tau_1 + \tau_2} = \frac{2\tau_0}{\sqrt{\epsilon_p}}$   $\Rightarrow \Delta U = 0 \rightarrow$  поле излучения не разрывается без потерь  
 ~ синхронизированное разрывание  
 1) поле излучения разрывается в единицах времени, возникает  
 2) в сфере "разрывается" временной промежуток  
 $\rightarrow$  через разрывное разрыв. время разрывается  
 оно не разрывается.

SFe  
BBC3

J. Хан - "фотонное ZIO"

Две - колеблющее  
сфероизлучение.

\* Изменение спонтанной излучения - периодическое  
 изменение ядерного спонтанного излучения в единицах времени  
 синхронизированное изменение ядерного излучения в единицах времени

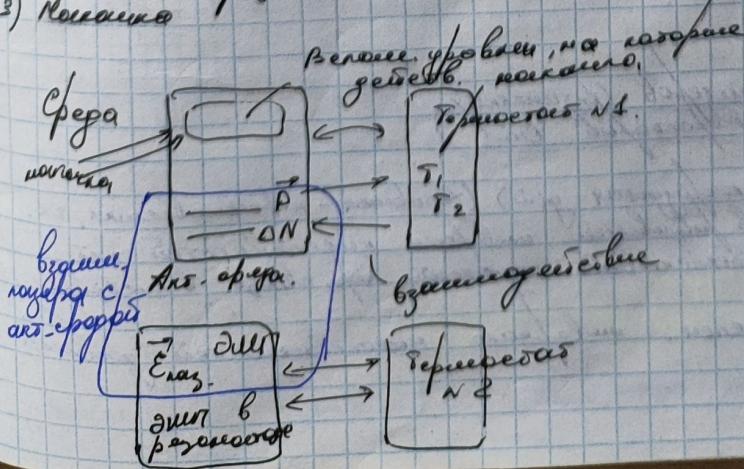


Синхронное излучение:  $I(t) = I_0 \cos(\omega t)$   $\rightarrow$   
 процесс определяется  $E_0, \epsilon_0, \omega$

### Резонанс поглощения (OKT)

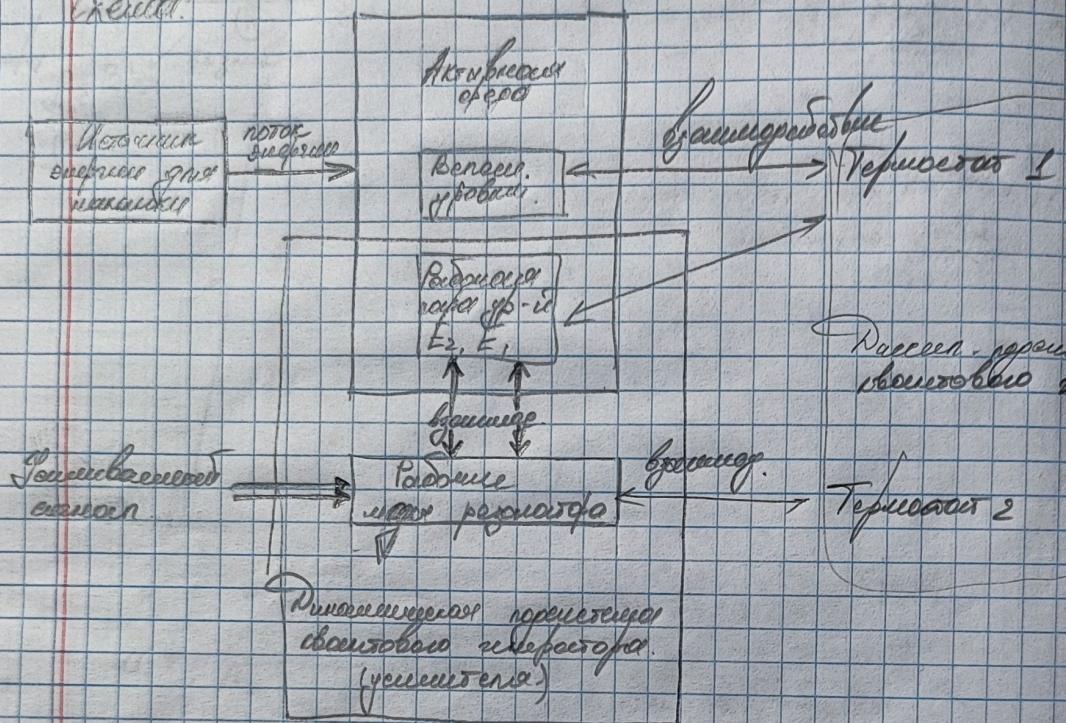
Структура:

- 1) Активная сфера  $\rightarrow$  рабочий разогрев-спектр усиления  $g(\omega) = \tau_{\text{раб}} \cdot \Delta N$
- 2) Оптический резонатор
- 3) Коллиматор



$N_2 < N_1$   
 $\Rightarrow$   $\Delta N > 0$   
 процесс поглощения происходит в сфере.

Схема:



$$\begin{aligned} \text{Ans.} &= \\ &\xrightarrow{\text{Бензин}} \\ &\xrightarrow{\text{OKT}} \\ &\xrightarrow{\text{Енаф}} \\ &\xrightarrow{6 \text{ поз}} \\ W_{21} - & \\ P_{21} & \\ W_{21} & \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta N_2}{\Delta t} &= f \\ \frac{\Delta N_2}{\Delta t} &= 0 \\ (n-5) & \\ \frac{\Delta N_2}{\Delta t} &= 0 \\ N_1 + N_2 + & \end{aligned}$$

Фазы реаг.  
Запасное  
устройство

$$N_2 - N_1$$

$$N_1, N_2 -$$

$$\Delta N$$

Суд. лин.

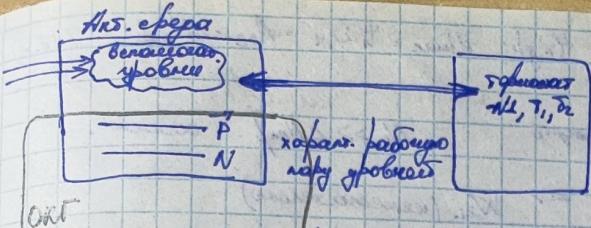
$$4$$

Давление  
избыточных  
испарителей ОКБ

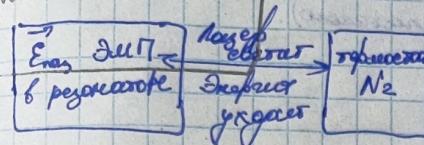
1. Активированный уголь  $\rightarrow$  карбонатный фильтр (активированный уголь - первичная очистка, т.к. в радиаторах имеются избыточные испарители изолированных китов)
2. Очищенный гидравлик  $\rightarrow$  обезжелевший насосный агр. сухой в системе
3. Система насосов  $\rightarrow$  обессол. и извергло насыщенный гидравлик

Запасное

Суд. -



это расщепляется, что при  $z=2$   
воздушным резонансом  
делит на 2 к. ф. с.  $\Delta N$   
всё радио  $\sim 0$ .



$W_{21}$  - свободное падение;  
 $P_{21} B_{21}$  - узел колебаний между гидерифицированными

$W_{21}$  - прецесс. ядро (отн. переход); ;  $B_{13} \approx P_{13}$ .

стабилизированная фаза с большей  
стабильностью, т.к.  $D_2 \approx 10^{-12}$  с. (где кондукт.)

$$\frac{dN_2}{dt} = P_{21} B_{13} \cdot N_1 - (A_{21} + W_{32} + P_{21} B_{31} + A_{31}) N_3$$

$$\frac{dN_3}{dt} = (A_{32} + W_{32}) N_3 - P_{21} N_2$$

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_0 = \text{const}$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -\text{затесн. по оси} \times \frac{\sqrt{N_{2,3}}}{t}$$

$$; A_{32} \approx \omega^3$$

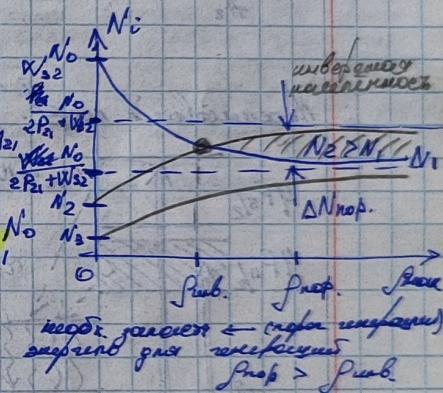
График рассеяния:

запасающий  
переходы

$$N_1 = \frac{P_{21} (A_{31} + W_{32} + P_{21} B_{13})}{P_{21} (W_{32} + A_{31}) + (2P_{21} + W_{32}) P_{21} B_{31}}$$

$$N_2 = \frac{W_{32} P_{21} B_{13}}{P_{21} (W_{32} + A_{31}) + (2P_{21} + W_{32}) P_{21} B_{31}}$$

$$N_3 = \frac{P_{21} P_{21} B_{13}}{P_{21} (W_{32} + A_{31}) + (2P_{21} + W_{32}) P_{21} B_{31}}$$



$$N_2 - N_1 \approx 0 : \quad W_{32} > A_{21}, \quad (11.5a)$$

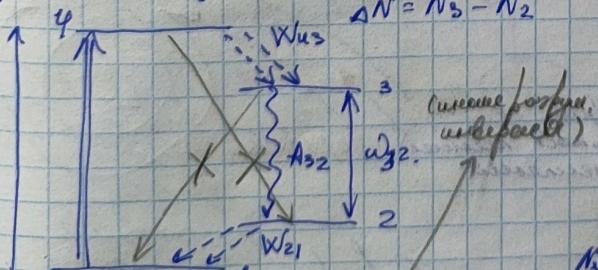
$N_2$  - неизменяющий уровень. (12.1(a)) не всплывает  $\Rightarrow$  соб. давл. не меняется.

$N_1, N_3 \rightarrow$  колебание как  $f_2 \times$  ур. колебания (Всп-ть  $\approx$  неизменяющее  $\Rightarrow N_2$  не меняется).

$$\Delta N \approx \frac{P_{21} B_{13} T_1 - 1}{P_{21} B_{13} (T_1 + 1)} N_0 \quad (12.2(a))$$

(т.к. неизменя. ур-ть не меняется)

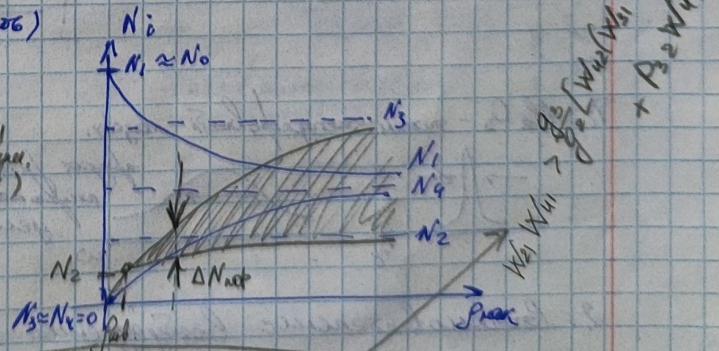
$$\Delta N = \frac{\Delta N_{pop}}{f + \frac{1}{T_1} / \text{расч.}} \quad (12.3)$$



Причина неизменя.:  $W_{21} W_{43} > P_{43} (P_{21} + P_{32}) + P_{32} W_{43}$

$$(12.1\delta)$$

$$\Delta N_{32} \approx N_0 \frac{P_{21} B_{14} (W_{21} + 2A_{32}) + W_{43} - A_{32}}{(P_{21} B_{14} (W_{21} + 2A_{32}) + W_{43} - A_{32})} \quad (12.2(\delta))$$



$P_{21} \rightarrow 0 \Rightarrow$  неизменя.  $\Delta N$ ;  $P_{21} \rightarrow \infty \Rightarrow \Delta N \rightarrow N_0$

3)  $y_p = \frac{m_{\text{рак}}}{m_{\text{рак}} + m_{\text{вн}}} \cdot T_{\text{рак}} (2 + \ln \frac{m_{\text{рак}}}{m_{\text{вн}}})$

условия:  $m_{\text{рак}} = 1000 \text{ кг}$ ,  $T_{\text{рак}} = 1000 \text{ K}$ ,  $m_{\text{вн}} = 10000 \text{ кг}$ ,  $\eta = 0.8$ ,  $\rho_{\text{вн}} = 1.225 \text{ кг/м}^3$ ,  $c_{\text{вн}} = 1000 \text{ Дж/кг}\cdot\text{К}$ ,  $\gamma = 1.4$ .

решение:  $y_p = 1000 / (1000 + 10000) \cdot 1000 (2 + \ln 1000 / 1000) = 1000 / 11000 \cdot 1000 (2 + 0) = 1000 / 11000 \cdot 1000 = 90.9 \text{ м}$ .

1)  $\delta_{\text{диско}} \approx 2$       3)  $\delta_{\text{диско}} \approx 4$ .  $\Rightarrow W_{21}$  (несимметрично)

$$E_2 - E_1 \gtrsim kT \text{ (акар кал б 3к. ж. -> неадекватено).}$$

$KTH \sim \frac{E_3 - E_2}{E_4 - E_1} \xrightarrow{\text{бонус}} < 1 \Rightarrow \text{неадекв.}$

Продолжение метода коррекции  
 и квадратурных методов  
 (правило)  $\rightarrow$  3x st. st

1 Ориентированная масса  $(C_{st}, N_{st}^{3+}$ , аэродинам.).  
 Правильность решения, падение на землю.  
 Правильность решения, гидравлическое сопротивление, передача ветра  
 и т.д. Правильность решения, сопротивления ветра, передача ветра  
 и т.д. Правильность решения, сопротивления ветра, передача ветра

Точка:  $4F_1$   
 $\lambda \approx 0,42 \text{ м.д.}$   
 $2 = 5 \cdot 10^3 \text{ с.}$   
 $4F_2$   
 $0,56 \text{ м.м.}$   
 $A_2$

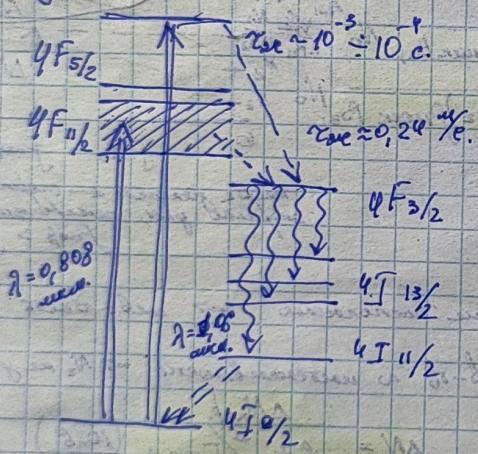
Балансировочное  
 крепление.

Контакт за счет Хе, Нг или  
 штифтурные пальцы - болты  
 Широкий ствол  $\rightarrow$  толстые  
 пальцы, срят, на анкерную, много  
 эксплуатации требуется

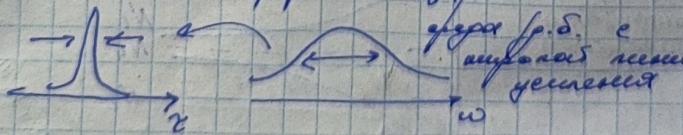
} подвеска  
 } переходы.

Решение падение в  
 решении  $\rightarrow$  эксплуатация  $\sim 1-2 \text{ Гц}$ .

Надписью более позер.



Ті:  $\text{Al}_2\text{O}_3$  - десен - сангрофобічні разр.



2. Составляемое возбуждение газа в ракете,

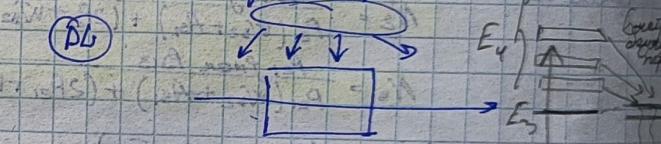
$$\text{He-He} ; \text{Ar}^+ ; \text{He}^{\text{Cs}} \xrightarrow{\text{Log. ees.}}$$

$\hookrightarrow \text{He} + \text{e}^- \xrightarrow{*} \text{He}^+ + \text{e}^- (\text{v})$

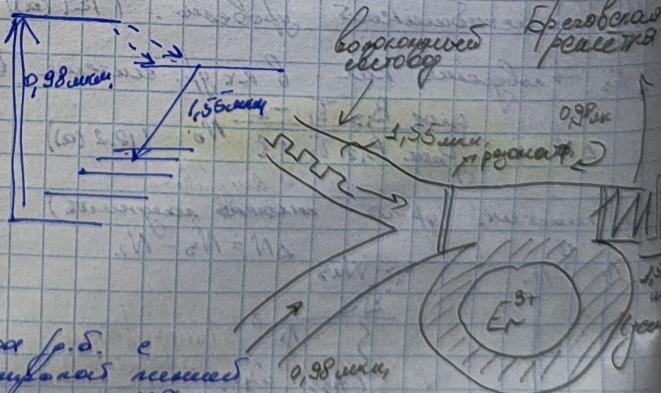
$$^3) \text{He} + e^- \rightarrow \text{He} + e^- (\gamma\nu)$$

$$2) \text{He}^+ + \text{Ne} \rightarrow \text{He} + \text{Ne}^+ + \Delta E_{\text{excess}}$$

Ногуши разобр (и.б. некомп.  
Было присоедин.) №



Бонковичев рабочий  
ВОИС  $\lambda = 455$  нанометров.



$$\begin{array}{l} \text{zone} \quad \text{is} \\ \text{область} \quad \text{из} \end{array} \rightarrow \begin{array}{l} \text{зональность} \\ \text{зональность земли} \\ \Rightarrow p = p_{\text{жн}} \cdot \text{коэффициент} \\ q_2 = 0,8 \cdot p_{\text{жн}} \cdot \text{коэффициент} \end{array}$$

$$3x \text{ yп: } \omega_{\max} = \hbar \omega_{12} \cdot A_{21} \left( \frac{\hbar}{2} + \Delta N_{\text{нр}} \right)$$

известно <sup>коэффициент</sup>  
что <sup>коэффициент</sup>  
один из которых  
один из которых

один из которых

$$4x \text{ yп: } \omega_{\max} = \hbar \omega_{11} \cdot A_{32} \cdot \Delta N_{\text{нр}}$$

известно <sup>коэффициент</sup>  
один из которых

один из которых

1. Другое же

2. Другое же.

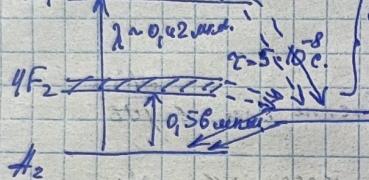
$\Rightarrow K_{21}$  (исчезает)

$E_2 - E_1 \approx \hbar \omega$  (также как в 3x yп.  $\Rightarrow$  исчезает).

$$K_{110} \sim \frac{E_3 - E_2}{E_4 - E_1} \rightarrow \text{исчезает}$$

$< 1 \Rightarrow$  неизв.

1. Оптическая поглощ.  
2. Явление:  $4F_1$

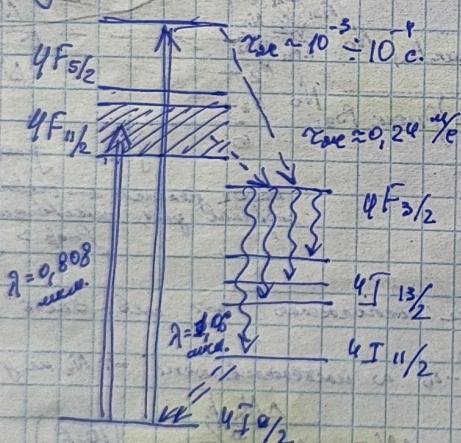


наиболее вероятны, потому что они  
имеют наименьшую вероятность, перехода  
в виду того что они имеют наименьшую  
вероятность. Ключевая для этого Хе  $H_2$  частица  
имеет наименьшую вероятность.

Широкий спектр  $\Rightarrow$  только один переход  
имеет место, но из-за этого, имея  
заряд противоположный, видимо.

Решение задачи основано в решении  
решения  $\Rightarrow$  получено  $\approx 1 \text{ eV}$ .

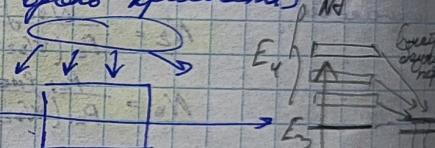
Надрывовский погр.



$$\tau_{\text{нр}} \approx 10^{-3} \div 10 \text{ с.}$$

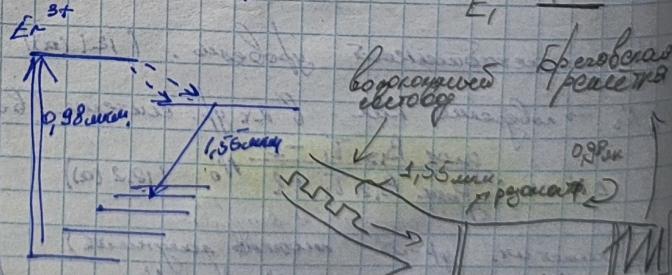
$$\approx 0,24 \text{ %}.$$

Излучательный погр. (и.д. погр.)



Быстроходный погр.

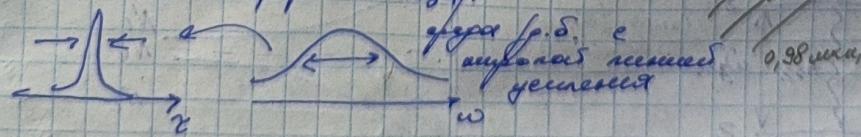
BNC  $\lambda \approx 4,55 \text{ мкм.}$



Быстроходный погр.

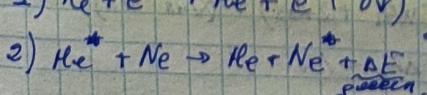
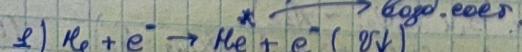
Быстроходный погр.

7: Al2O3 - ионно-излучающий погр.



2. Стимулированное возбуждение газа в раже,

He-Ne; Ar+; He<sup>+</sup>



в раже есть разогревающее

излучение газа

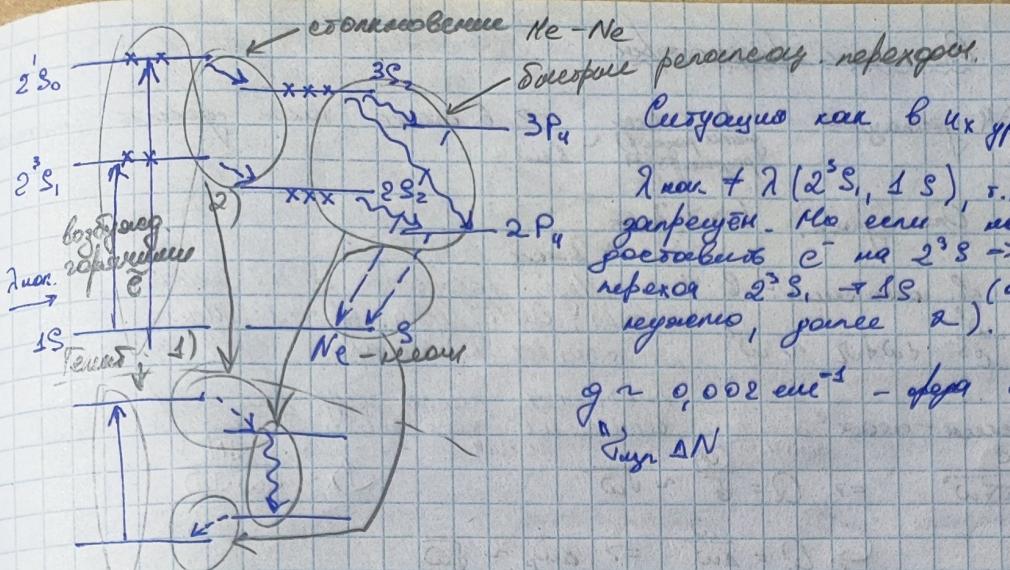
$\Rightarrow p \Rightarrow$  давление газа

$92 \div 0,8 \text{ кПа.}$  (автомат)

4. Ионизация  
 $H_2^+$

5. Газораз

лывание  
ионов  
ионов  
ионов

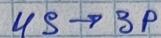
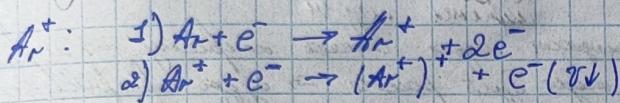


Ситуацию как в 4x уп. смотреть.

$\lambda_{\text{нек}} + \lambda (2^3S_1, 1S)$ , т.к. переход запрещен. Но если наше правило разрешает  $C^-$  на  $2^3S \rightarrow$  не запрещает переход  $2^3S_1 \rightarrow 1S$ . (а наши  $2^3P$  не запрещены, да еще  $2^3$ ).

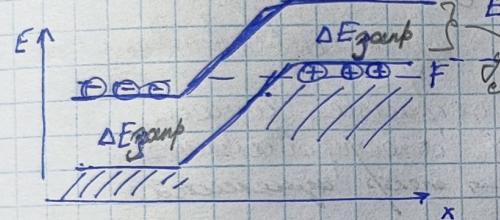
$g \approx 0,002 \text{ см}^{-1}$  - для саборновалячая?

Числ.  $\Delta N$

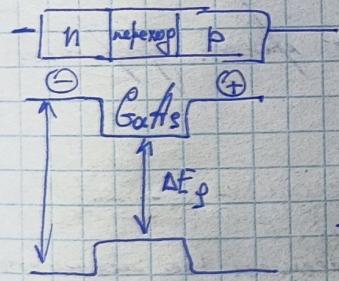


$\lambda = 0,515 \text{ мкм (зел.)}$

3. Использование поглощений ( $e^-$ )



При правильном расположении зон разрешения и запрещения переход  $N_e \rightarrow N_p$  запрещается.



$InGaAs P (\lambda = 1,55 \text{ мкм})$

$GaP (\lambda = 0,4 \text{ мкм})$

$Ca_x Al_{1-x} As$  (1)

Gates.

$Ca_x-y Al_{y} As$  (2)

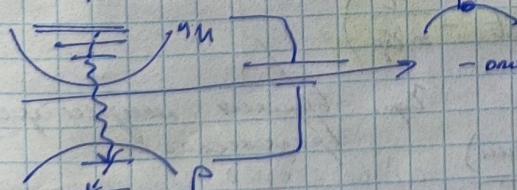
Gates.

наличие внешнего поля

барьер.

$E_c - E_F = eU > \hbar\omega \approx \Delta E_{gap}$ .

Gates. запрещенный



$Si$  - неприменимое все гравит.

- одна из них в 4x упр. смотреть

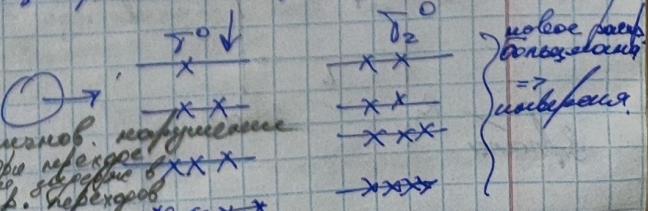
4. Канал ячейки. (я это озабочиваюся функции)

$H_2 + F \rightarrow HF + H + \Delta E$

5. Гидролиз. циклический (CO<sub>2</sub> изобр.).

Гидрол. циклический расщепление углекислоты:

изобр. охлаждение гидрол. циклическое расщепление углекислоты:



24.11.23

## Основные резонаторы.

Приборы СВЧ диапазона  $L \sim \lambda_{\text{св}}$   $\rightarrow$  в основе ячейка сделана из металла  $\sim 5 \text{ см}$ .

Основ. закон:  $L > \lambda_{\text{св}}$

Доп-и част-иц. сб. колебаний:  $8 \text{ V}$   $\rightarrow$  любой резонатор будет иметь частоту колебаний, равную частоте Максвелла  $\omega_0$  и не зависит от размеров резонатора

$$(4.2) \quad P_0 \sim \frac{L^3}{8\pi^3} \cdot \frac{\omega^2}{C^2} \cdot \Delta\omega \cdot I \sim \omega^2$$

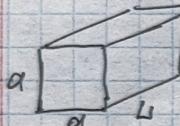
Допущено склонение:  $\frac{\delta}{c} \ll 1$   $\rightarrow$  максимальное склонение ячейки по ширине  $\sim \frac{\delta}{c}$

$$\delta = \sqrt{2\delta c \omega} \Rightarrow Q = \frac{\omega}{\delta} \sim \sqrt{\omega} \quad f_\lambda = \frac{1}{\sqrt{\omega} \cdot L}$$



$$\Rightarrow Q = \frac{\omega}{\Delta\omega} \Rightarrow \Delta\omega \sim \sqrt{\omega}$$

ширина ячейки  
изменяется ширину  $\rightarrow$  ширину ячейки меняет ширину  $\rightarrow$  ячейка будет работать  $\rightarrow$  будет перекрываться



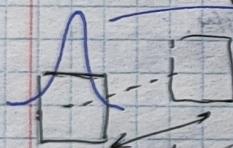
$\Rightarrow$  Продолжает склонение ячейки из-за перекрывания.

$\Rightarrow$  С ростом частоты все ячейки перекрываются.

$\Rightarrow$  Две решетки из-за собирательного конденсатора резонаторов  $\rightarrow$  2 зеркала обесточиваются.

Если сделать "обратный" резонатор  $\rightarrow$  ячейки исчезают.

Изменилось склонение



Если же поперечное сечение не имеет зазоров не склоняется.

$$K = \frac{\text{Норм.}}{N_\Sigma} \sim \frac{a^2}{8L^2(1-R)^2}$$

часто "выравнивающий" ячейки

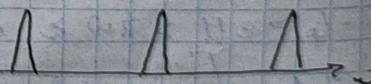
$$K \sim 10^{-9} \sim \text{гравитационные ладьи}$$

$$K \sim 10^{-6} \sim \text{бесфазовые ладьи}$$

Резонатор склоняется склонением зазора в зазоре и зазоре между зеркалами  $\rightarrow$  зазоры не склоняются

Марш не широкий, не перекрывается

Ячейка в открытом резонаторе:



$$(B.1) \quad \vec{E}_2(r, t) = E_2(t) \cdot \vec{A}_2(\vec{r}) \cdot \exp(i\omega_0 t - \frac{t}{2\tau_p})$$

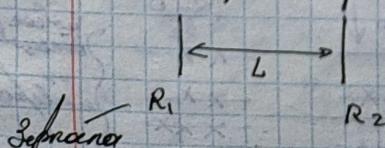
синг. мода)

синг. - брэдье марша дробого резонатора.

зависит от конфигурации

синг. зеркальной решетки резонатора

1. Резонатор Рабби-Перо.



6. Резонаторы

 $E_F$ 

do-

Lapp

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

2. Стерео

X

3. Кондрок

Eew

4. Собаки

R1

L

5. Резонаторы

E

E

E

E

E

E

E

E

E

E

E

E

E

E

E

E

E

E

E

E

E

E

E

E

E

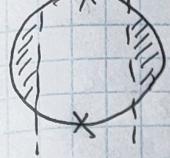
E

E

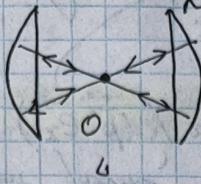
E

E

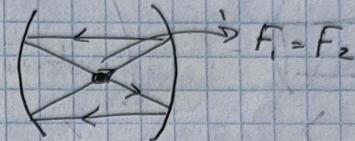
2. Сферический зеркало.



$\Rightarrow$



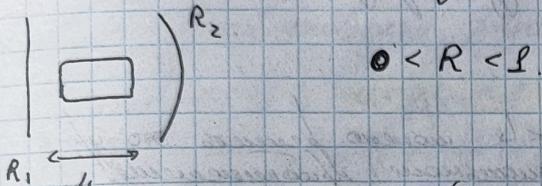
$L_1 = 2R$  мкв.



3. Плоскоганчий зеркало.

Если зеркало симметрично по  $L_1 = r$

4. Составной зеркало: - одно членое, другое сферич.



$$0 < R < l$$

5. Дифракционный зеркало: - зеркало различающее дифракционный резолюц.

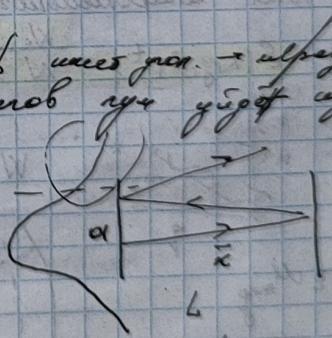


6. Радиационный зеркало: - зеркало другое.

$$\tau_{\text{р}} \sim Q_p$$

$\alpha_0$  - биотраппинг лазера.  
 $\alpha_{\text{дифф.}}$  - дифракц. лазера.

- Если более велик член  $\alpha_0$   $\rightarrow$  успех  
меньше  $\alpha_{\text{дифф.}}$   $\rightarrow$  успех из зеркалами.



$$\alpha \uparrow \rightarrow \alpha_{\text{дифф.}} \downarrow$$

$$L \uparrow \rightarrow \alpha_{\text{дифф.}} \uparrow$$

$$\text{Число Френеля: } N_{\text{Фр.}} = \left( \frac{a^2}{\lambda L} \right)^{-\frac{1}{2}} \sim \alpha_{\text{дифф.}}$$

Суперпозиция лазеров:

2-ий определенный лазер лазер  
опред. узкий лазер, суперпозиция порождает излучение зеркала

$$\alpha_2 = \alpha_0 + \alpha_{\text{дифф.}} + \alpha_{\text{лаз.}}$$

Лаз.  $\neq 0$  (излучение изл. 1.)

Пока теперь не свободное. В зеркале есть лазер  $\rightarrow \frac{\partial E}{\partial t}$ .  
Сост. базисное  $\vec{E} = (x, z)$ , преобразовано в

$$(13.3) \quad \Delta \vec{E}(r, t) = \frac{\vec{E}_{\text{лаз.}}}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{4\pi M}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi M}{c^2} \frac{\partial \vec{P}}{\partial t^2}$$

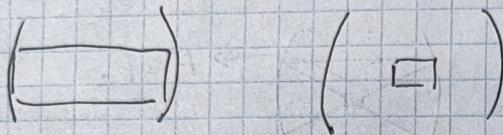
$$\vec{P} = \vec{V}_{\text{лаз.}} \vec{E} = j_{\text{лаз.}}$$

- погоризонтальная фаза

$$\vec{E}(r, t) = \sum_{\lambda} E_{\lambda}(t) \vec{a}_{\lambda}(r) \quad \begin{array}{l} \text{пространств. зонд} \\ \text{с фикс. } r \end{array}$$

В итоге получаем из 13.3:

$$(13.4) \quad \ddot{E}_{\lambda} + \frac{\omega_{\lambda}}{Q_{\lambda}} \dot{E}_{\lambda} + \omega_{\lambda}^2 E_{\lambda} = - u_0 \chi(p) \vec{e}_{\lambda} \quad \begin{array}{l} \text{условия} \\ \text{запирания} \end{array}$$



Квадратик или квадратное зондование ведет к зондированию в реонаторе.  $\rightarrow$  Время зондирования.

Пространственное зонд:

$$\Delta \vec{a}_{\lambda}(r) + k_{\lambda}^2 \vec{a}_{\lambda}(r) = 0$$

Если  $a < L$  можно решить это уравнение в гармоническом предложении.

$$a_{\lambda}(r) \approx a_{\lambda}^{(0)}(r_z, z) e^{ik_{\lambda}z}$$

$$k_z \gg k_{\perp}$$

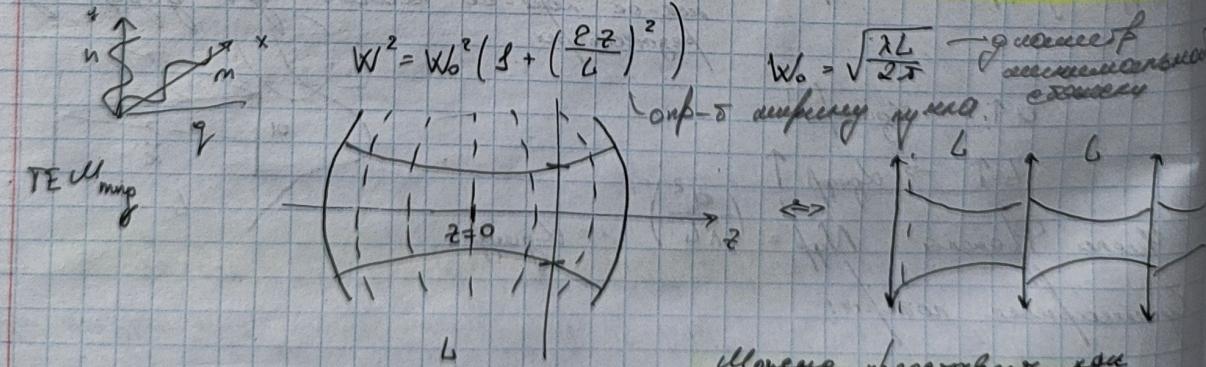
$$\Rightarrow k_{\lambda}^2 = \frac{\omega_{\lambda}^2}{c^2} \left( 1 - i \frac{q_0}{\omega_{\lambda}} \right) ; \quad k_x = k_1 + i k_2$$

$$\Delta_{\perp} a_{\lambda}^{(0)} + \frac{\partial^2 a_{\lambda}^{(0)}}{\partial z^2} - 2ik_{\lambda} = 0$$

$$a_{\lambda}^{(0)}(r, z) = \frac{\text{const}}{\sqrt{2k_{\lambda}(z-z_0)}} e^{-i \frac{k_z r_{\perp}^2}{2(z-z_0)}}$$

Для конформного реонатора

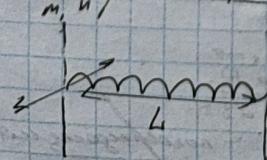
$$(13.5) \quad E(x, y, z, t) = \frac{W_0}{W} M_m \left( \frac{\sqrt{2}x}{W} \right) M_n \left( \frac{\sqrt{2}y}{W} \right) \exp \left( - \frac{x^2+y^2}{W^2} \right) e^{i\varphi(x, y, z)} e^{i\omega_{mnq} t}$$



Максимум пространств. зондирования волны.

У реонатора есть собственное зондирование.

P-f Резонанс - Перио:



$$\omega_{mnq} = \frac{\pi c}{2} \left( \frac{2q}{L} + \frac{m^2+n^2}{q^2} \cdot \frac{L}{4a^2} \right) \quad (13.6a)$$

$$m=0, n=1$$

одинаково простр.

1. Оно не подходит
2. Слабый
3. Длинные
4. Контакт

Число

Число

R<sub>1</sub>

C<sub>0</sub>/

R<sub>1</sub>

n<sub>0</sub>s

Максимум

B /

При

Задача

Решение

Неко-

мые

1. Основн. частота собств. колеб.

$$\omega_q \approx \frac{\pi c}{L} q$$

2. Дифракция более высокого порядка ширины дифракции  $\omega_{q+1} - \omega_q = \frac{\pi c}{L} = \text{const}$  - закономерность спектра.

3. Если основной порядок  $1. TE_{00}$  - не собств. колеб. то есть зондирующий резонатор.

Конструк.  $p-p$ , сферический (+ Рэлея - Пере)

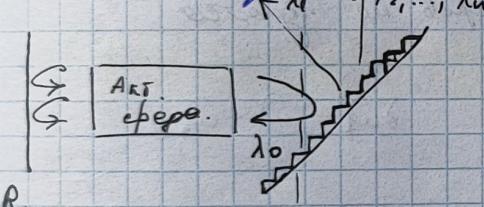
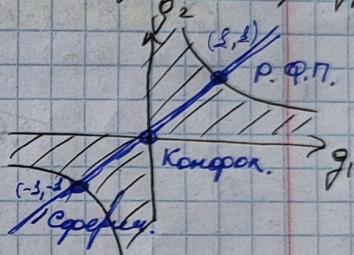
$$D_{mnq} = \frac{\pi c}{L} \left( q + \frac{1}{\lambda} (m+n+1) \arccos(\frac{q}{r_1 r_2}) \right) \quad (13.66)$$

$$\text{тогда } \begin{cases} g_{1(2)} = 1 - \frac{1}{r_{1(2)}} \\ \text{правильный} \end{cases} \quad (13.7)$$

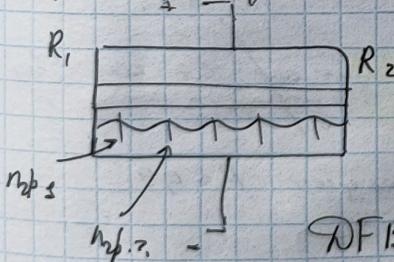
Условие устойчивости резонатора:  $0 < g_1, g_2 < 1$  ~ тоже самое но сюда входит  
установлено в изм. конфигур.

$$0 < \left( 1 - \frac{1}{r_1} \right) \left( 1 - \frac{1}{r_2} \right) < 1 \quad (13.8)$$

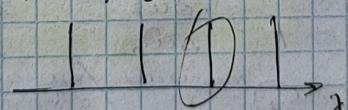
Чтобы получить  $\omega$  вибратор из зонд. резонатора необходимо и вен.



Сп. конфигурацион. изобр.  $\rightarrow$  дифр. решетка вибратор



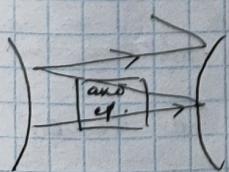
Сп. конфигурацион. изобр. фиксированного



$\rightarrow$  бесконечный  
зонд. изобр. из  
сплошного

DFB - изобр. (distributed feedback)

Конструк. изобр. в УК диап.  $\rightarrow$  преобразование в зондировании  $\rightarrow$  более высокий изобр.



Генератор изобр. резонатора - можно изогнуть

- 1) В "сплошном" резонаторе было сидя холм, из-за:
- 2) Дифракт. нестабильность в-бо, падение. (изобр. прецессия и дифракт. изобр.)
- 3) Дифракт. нестабильность (в-бо) с дифракт. падением
- 4) Резонаторная дифракт. резонатора
- 5) Акуст.-оптическая связь (акуст.)  $\Sigma$  (13.2) - прецессия
- 6) Акуст.-оптическая связь (акуст.)  $\Sigma$  (13.2) - прецессия
- 7) Акуст.-оптическая связь (акуст.)  $\Sigma$  (13.2) - прецессия
- 8) Акуст.-оптическая связь (акуст.)  $\Sigma$  (13.2) - прецессия

1.6.23

... NTG.

Подробное изложение  
окончания ЗДЛП

Op-e:

$$Q \stackrel{\text{def}}{=} \omega_2 \frac{|U_2|}{|\frac{dU_2}{dt}|} \Rightarrow \frac{dU_2}{dt} = - \frac{\omega_2}{Q} U_2$$

изменение потока.

$$U_2(t) = U_2(0) e^{-\frac{\omega_2 t}{Q}} = U_2(0) e^{-\frac{t}{T_p}}$$

$$= U_2(0) e^{-\frac{t}{2\pi f}}$$

Суммарное значение:

$$\chi_{\Sigma} = \chi_0 + \chi_{\text{турб}} + \chi_{\text{ин}}$$

Быстро меняется  
в б. в.

Удрученный

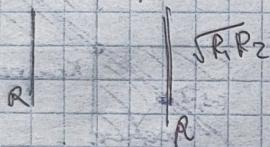
потоком

$\chi_0 \rightarrow 0$  поток  $\rightarrow 0$  расходоносит величина

$$Q = \frac{\omega L}{C} (\beta - R) = \frac{\omega L}{R} \frac{\sqrt{R}}{(1-R)}$$

расходоносит расход

расходоносит расход



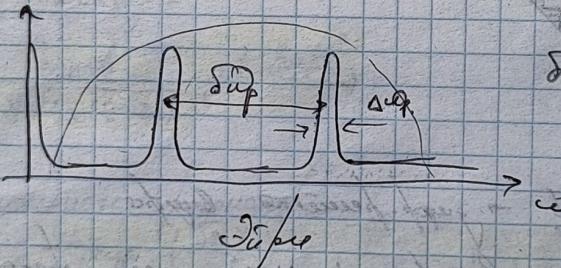
$$Q = \frac{\omega}{A \omega}$$

$\chi_0 = 0$  поток = 0

б. расходоносит расход

Поток в наименее расходоносных резервуарах не реагирует.

Для Р.Ф.П.



$$\Delta \omega_p = \omega_n - \omega_{n-1}$$

Второе правило:  
(правило реагирования)

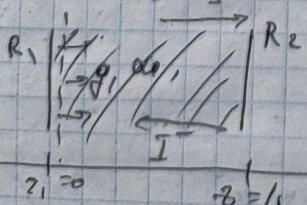
$$F = \frac{\Delta \omega_p}{A \omega_p} = \frac{\pi \sqrt{R}}{l - R} \rightarrow \text{если } \alpha \text{ величина}$$

имеет вид

Для первоначальной сечности  $R \approx 0.9$

Следующее изображение.  
Резервуор реагирует.

β-бо - движущийся эффект  $\rightarrow$  реагирует. Резервуор - реагирует.



$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{2} \pi R^2 h \frac{dh}{dt} \rightarrow Q_s = - \frac{1}{2} \pi R^2 h \frac{dh}{dt}$$

Увеличение времени между двумя всплываниями

Все время реагирования с баком

При одинаковых сроках между всплытием и утончением потока - движущийся резервуор реагирует. движущийся

$$I_1^+ I_0 \\ I_1^+(z=L) = I_0 e^{(g-\alpha) L} \\ I_1^+(z=0) = I_0 e^{(g-\alpha) L} \cdot R_2$$

в 8-м баке. реагирует

$$\tilde{I}(z=0) = \tilde{I}_0 e^{i(\varphi - \alpha_0)} R_2.$$

$$\Rightarrow I_0 = \tilde{I}(z=0) = R_1 R_2 e^{i(\varphi - \alpha_0)} \cdot \tilde{I}_0$$

$\Rightarrow$  Генеральное соотношение:  $R_1 R_2 e^{i(\varphi - \alpha_0)} \approx 1 \quad (14.6)$

Прологарифмический:

$$g_{\text{нор}} = \alpha_0 + \frac{i}{2\Delta} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (+ \text{const.}) \quad (14.15)$$

нормальное значение  
изменение от загр.

установлено, например, в  $[g_{\text{нор}} = \alpha_\Sigma]$  (14.16.)  
все виды загр.

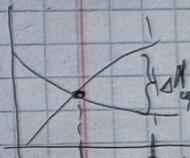
Генерация реального спектра:

$$\chi = \chi' + i\chi''$$

Физическое условие для реальной  $\chi$ :  $\begin{cases} \chi' > 0 \\ \chi'' \geq 0 \end{cases}$  собственная для генерации из условия ГД

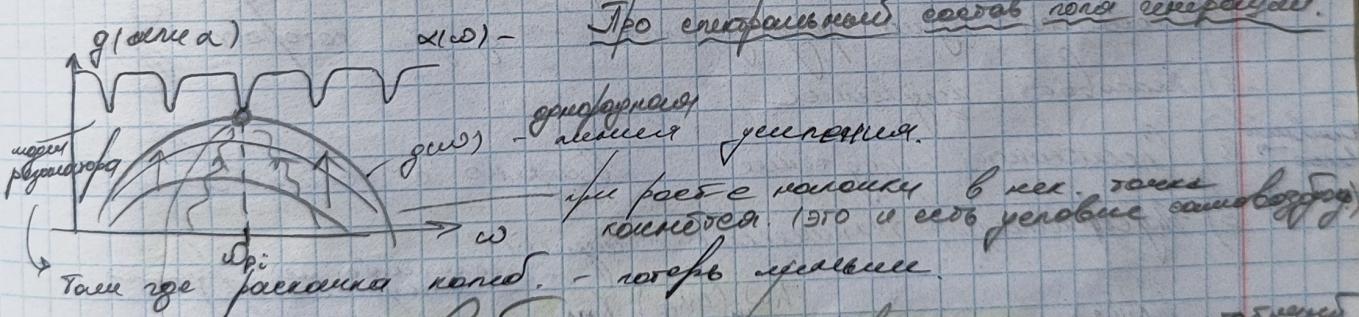
Лин. (19.9), видение естественного спектра:

$$g(\omega) = \text{Лин.} (\omega) \Delta N_{\text{нор}}$$



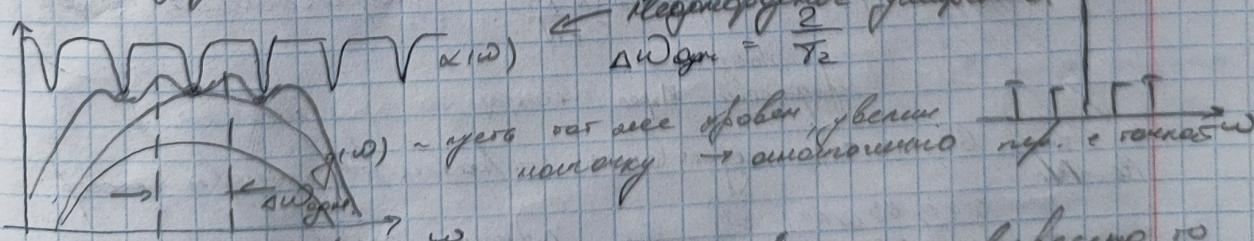
$$(14.16) \frac{3\pi^2 A_{\text{en}} F(\omega)}{\omega^2} C^3 \Delta N_{\text{нор}} \Rightarrow \frac{1}{C^3} = \frac{\omega}{\omega_p} = \alpha_\Sigma C$$

где  $\omega_p$  - собственная частота генератора



Условие самовозбуждения.  $\rightarrow$  есть переход.  $\rightarrow$  динамическое самовозбуждение  
 После этого порога - физико-хим. явление.  $\rightarrow$  переход из состояния в другое.  $\rightarrow$  энергия перехода равна разности конст. пот., то есть

$$\Delta \omega_{\text{ dyn}} = \frac{2}{T_2} \text{ (упрощение)}$$



Изменение отражения спектра. При этом имеет место усиление, то есть усиление отражения. При этом имеется усиление отражения, которое усиливается в большей степени, чем зеркало, потому что зеркало имеет меньшую интенсивность.

Изменение спектра пропускания  $\rightarrow$  изменения спектра.

или

или

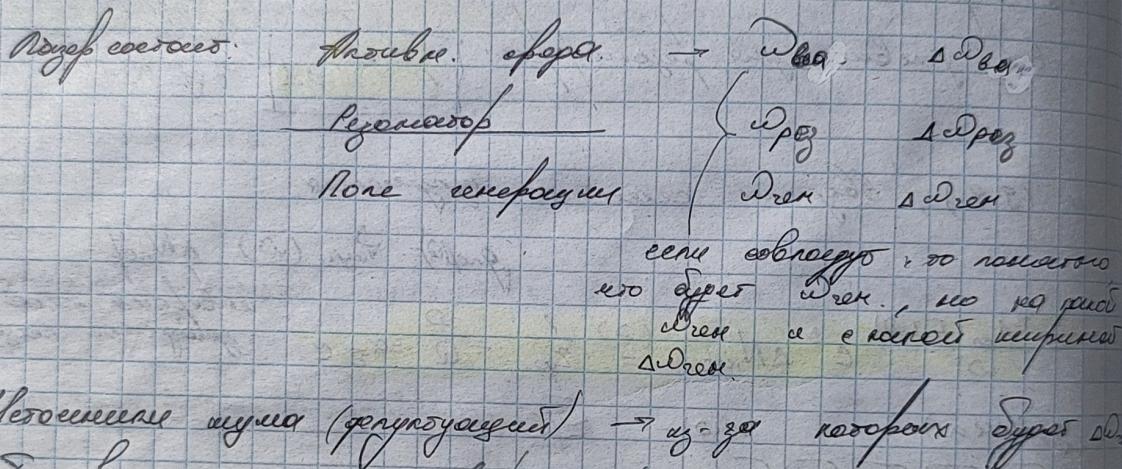
$$(14.2) \quad \text{Дисперсия } (\omega) = g_0 \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{\Delta \omega_{\text{дисперсии}}^2}\right) \left[ 1 + \frac{\tilde{I}(\omega_0)}{I_{\text{ макс.}} ((\omega - \omega_0)^2 T_e^2 + 1)} \right]$$

Лаурес с небес. дисп. симметрическая энергия гравитации выше  
трея неизв., это выше всего

Симметрическая  
Мультиплексная гравитация.

Одномеровая гравитация  $\neq$  трехмерная гравитация  
Однородное гравитационное поле правильных 3D гравитационных.

$\omega_{\text{мн}}$  заб. об.  $\varphi$  - фаза.



Излучение звука (звукогравит.)  $\rightarrow$  из-за гравитации звука

- 1) Термическое излучение в реонакове
- 2) Стационарное излучение - связь с вибрацией
- 3) Акустическое, техническое излучение

$$(14.3) \quad \Delta \omega_{\text{рек}} \approx \frac{T_{\text{рек}} (\Delta \omega_p)^2}{\text{Макс.}} \cdot \frac{\text{коэффициент излучения}}{(1 + \gamma^2)} \cdot \text{~до-на Шаблова - Тараса}$$

С учётом того что  $\gamma^2 = \frac{\text{коэффициент излучения}}{\text{коэффициент излучения}}$   $\gamma^2 = \frac{\text{коэффициент излучения}}{\text{коэффициент излучения}}$

Частота звука  $\gamma^2 = \frac{\text{коэффициент излучения}}{\text{коэффициент излучения}}$   $\sim$  излучение звука

излучение звука  $\sim$  излучение звука

Если в 14.3) подставлять параметры лауреса, то получим

$$R = 0, 63 \text{ мкм.} \Rightarrow \Delta \omega_{\text{рек-рек}} = 0, 2 \text{ Гц.}$$

$$\text{мк. час} = 4 \cdot 10^{14} \text{ Гц.}$$

но реально  $\Delta \omega \geq 500 \text{ Гц}$

близкими часами в реальности звука  
или излучением акустиками близкими часами в реальности звука

$\omega = \frac{\partial \varphi}{\partial t} R \Rightarrow \Delta \omega = \frac{\partial \varphi}{\partial t} \sim \text{т.е. в.д. акустик.}$

но из-за излучения лауресом

Эффект

(14.4)

В лауресе

$\Delta \omega \approx$

Запись

$$\left| \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \right|$$

$\Delta N =$

Нужно

Еще кое-что

Быстро

загадки.

E

N

Быстро

загадки.

Проверка

Две вида колебаний:

$$f_{\text{рез}} = \frac{c}{2\Delta D_{\text{рез}}}$$

В нелинейном режиме работы  $\Delta D_{\text{рез}}$   
определяется  $\Delta D_{\text{рез}} = \sqrt{\Delta D_{\text{рез}}^2 + \Delta D_{\text{рез}}^2}$   
уравнение:  $\Delta D_{\text{рез}} \approx \sqrt{\Delta D_{\text{рез}}^2 + \Delta D_{\text{рез}}^2}$

При  $\omega_{\text{рез}} > \omega_{\text{рез-перемеш.}}$  — прямое или излучающее

$$(14.4) \quad \omega_{\text{рез}} \approx \frac{\omega_0 \Delta D_p + \omega_p \Delta D_{D_p}}{\Delta D_p + \Delta D_{D_p}} \Rightarrow \omega_{\text{рез}} \neq \omega_{\text{рез}}$$

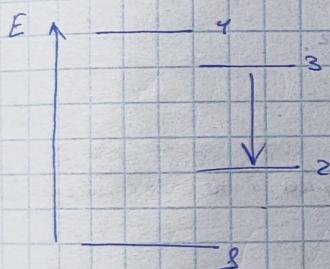
В низкочастотном режиме:  $\Delta D_{D_p} \gg \Delta D_p$ . — только в оптике!

$$\frac{\omega_{\text{рез}}}{\omega_{\text{рез}}} \approx \frac{\omega_{\text{рез}}}{\omega_{\text{рез-перемеш.}}} \Rightarrow \omega_{\text{рез}} \approx \omega_{\text{рез-перемеш.}}$$

Запись вида (18.1):

$$\left. \begin{aligned} \ddot{\vec{P}} + \frac{2}{T_2} \dot{\vec{P}} + (\omega_{12}^2 + \frac{1}{D_2^2}) \vec{P} &= - \frac{2J_{12} \omega_{12}}{T_1} (\vec{J}_{12}, \vec{E}) \Delta N \\ \Delta N &= \frac{2}{T_1 \omega_{12}} (\vec{P} + \frac{1}{D_2} \vec{P}) \vec{E}(t) - \frac{1}{D_1} (\Delta N - \Delta N^{(0)}) \end{aligned} \right\}$$

8.12.23.



В реальном колебании когерентный переход 3-2.

С учётом нелинейного взаимодействия излучения

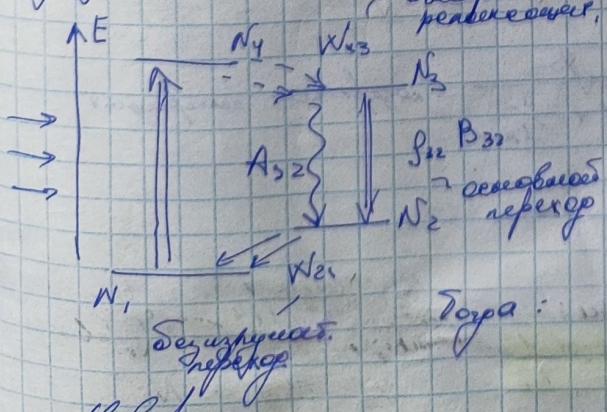
Если есть чисто когерентный переход  $\Delta N^{(0)}$  ~  
модулированный — то есть реальный переход.  
То есть чисто когерентный переход для одн. генерации  
излучения имеет вид:

Когерентный переход генерации пола, полюса: (13.4)

$$\ddot{\vec{E}}_2 + \frac{\omega_2}{Q_2} \dot{\vec{E}}_2 + D_2^2 \vec{E}_2 = -4\pi \chi (\vec{P} \vec{E}_2)$$

Есть когерентный переход  $\rightarrow$  когерентный генератор. В этом случае  
сигналы модулируются генератором. Переход не дифф.

Балансировка когерентного перехода: не суть засечки, а когерентное колебание



Балансировка:  $N_1 \approx N_2 \approx 0$

При  $N_2 \approx N_3 \approx 0$ . Засечка  
только  $N_3 \approx N_1$ .

Тогда:  $\sum N_i = N_0 = \text{const}$ .

Изображение:

$$\Delta N = N_3 - N_2 \approx N_3$$

$$\Rightarrow \left[ \frac{1}{\epsilon \cdot \alpha^2} \right] \dot{N}_3 = \underbrace{\eta_{\text{кн}}}_{\substack{\rightarrow \text{Вер-го процесса плавки} \\ \text{уровень}}} (N_0 - N_3) - B_{32} \cdot n_2 \cdot N_3 - \frac{N_3}{\epsilon e}$$

Быстро  
заполнение  
и уменьшение  
уровня

но это  
заполнение  
 $\rho_{32} B_{32}$

$\rho = \frac{1}{e} f(\omega)$

$$(15.1) \quad \text{Для изучения каскада ядерных реакций, опр.}$$

$$i_2 = [V_a B_{32} N_3 - \frac{1}{\epsilon \cdot \alpha}] n_2 + \frac{\text{Быстрое заполнение, опр.}}{\epsilon} \rightarrow \text{Быстрое заполнение, опр.}$$

Быстро  
заполнение  
и уменьшение  
уровня

$$\beta_{\text{ен}} \sim A_{\text{ен}} \cdot \Delta \omega \Delta \nu$$

$$\tau_{\text{ен}} = \frac{1}{\alpha \sum}$$

$\beta_{\text{ен}} \sim 10$   $\tau_{\text{ен}} \sim 10$   $\rightarrow$  быстрое заполнение, опр.

заполнение уровня  
и уменьшение  
уровня

заполнение уровня  
и уменьшение  
уровня

$n_2 \geq 0$   $\rightarrow$  только при быстром заполнении, опр.  $N_3$   
т.е. если  $n_2 > 0$  это означает, что  $n_2$  не  
будет убывать.  $n_2 = 0$  в нач. и.  $\rightarrow$  быстрое  
заполнение.

Для решения задачи:

$$(15.2) \quad \begin{cases} N_3 = \Psi_{\text{ок}} (N_0 - N_3) - B_{32} \cdot n_2 \cdot N_3 - \frac{N_3}{\epsilon e} \\ n_2 = [V_a B_{32} N_3 - \frac{1}{\epsilon \cdot \alpha}] n_2 \end{cases}$$

некаскад.

$N_3$  просто обозначение, поэтому  $N_3 = N$

Данное соотн. означает что при заполнении начального с. н. с.  $\Psi_{\text{ок}}$  уменьшается в  $\frac{1}{1 + \alpha \sum}$  раза

Соавтоматический процесс заполнения.

$\rightarrow$  Каскадные характеристики:  $N = 0$ ;  $i_2 = 0$

$$\Rightarrow V_a B_{32} N_{\text{ок}} - \frac{1}{\epsilon \cdot \alpha} = 0$$

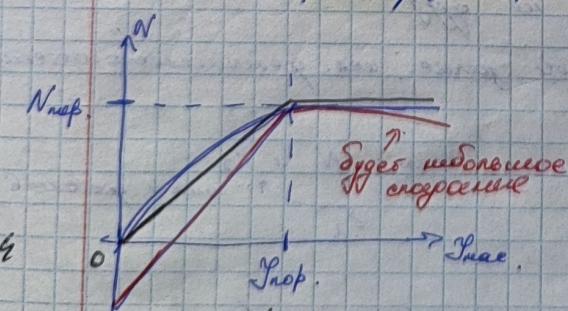
Быстро заполнив ядро, оно не может уменьшить свою массу

$$\Psi_{\text{ок}} = \frac{1}{V_a B_{32} \cdot \epsilon \cdot \alpha} = N_{\text{ок}} - \text{быстро уменьшается}$$

Одновременно с. н.

заполнение ядра

Поэтому дальнейшее уменьшение ядра  $\alpha \sum = \alpha \sum$



$$f = \frac{g_0}{1 + \frac{T}{T_{\text{ок}}}} \rightarrow \text{избыточный заполнение}$$

- избыточное заполнение

Быстро заполнив ядро, оно не может уменьшить свою массу

$$(15.40) \quad \eta_{\text{ок}} = \frac{N_{\text{ок}}}{N_0 - N_{\text{ок}}} \cdot \frac{1}{\epsilon e}$$

здесь  $N_{\text{ок}} \ll N_0$

и  $\eta_{\text{ок}} \ll 1$ . Ядро не может уменьшить свою массу в 4x убывание

модели

Установка

Соавтоматический  
 $\Rightarrow N_{\text{ок}} \text{ const}$

Модели

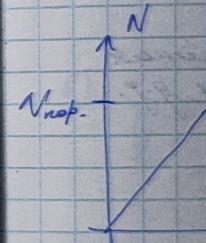
1

$$\epsilon \cdot \alpha = \alpha \sum$$

Модель  
избыточного заполнения

$$\frac{dN_{\text{ок}}}{dN_{\text{ок}} + dN_{\text{ок}}} = \frac{1}{\alpha \sum}$$

(15.6.)



Каскадные

Параметры

$\epsilon e$

$T_{\text{ок}}$

$V_a$

$\alpha$

$N_{\text{ок}}$

$N_{\text{ок}} / N_0$

$T_{\text{ок}}$

Изменение в потоке звуков, — звуков между звуками, звуковыми связями,

$$\rho_{\text{пот}}^{3x} = \frac{N_0 + N_{\text{пот}}}{N_0 - N_{\text{пот}}} \cdot \frac{1}{Z_e}$$

$$Y_{\text{звук}} \approx A_{21}$$

Соединяющее значение между звуками:

$$\Rightarrow N_{\text{связь}} = V_a Z_{\text{вр}} \left( Y_{\text{звук}} (N_0 - N_{\text{пот}}) - \frac{N_{\text{пот}}}{Z_e} \right) = \frac{V_a N_{\text{пот}} Z_{\text{вр}}}{Z_e} \left( \frac{Y_{\text{звук}}}{Y_{\text{пот}}} - 1 \right) \quad (5.5)$$

Максимум из числа звуков звука. Следует, что это происходит

$$Z_{\text{вр}} = \frac{1}{\alpha Z_e c} ; \quad Z_{\text{вр}} = \frac{1}{\alpha Z_{\text{вр}} \cdot c}$$

$$M_{\text{вр}} = \frac{N_0 - N_{\text{пот}}}{Z_{\text{вр}} \cdot c} = \frac{V_a N_{\text{пот}} Z_{\text{вр}}}{Z_e} \cdot \frac{t \omega_x}{Z_{\text{вр}}} \left( \frac{y}{Y_{\text{вр}}} - 1 \right) \eta_{\text{вр}}$$

максимум из числа звуков звука.

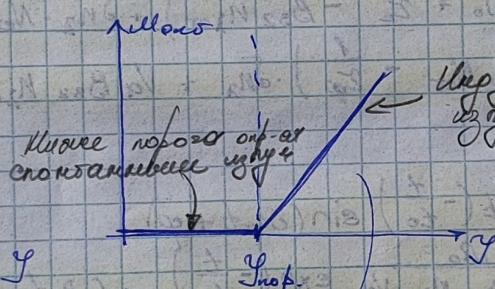
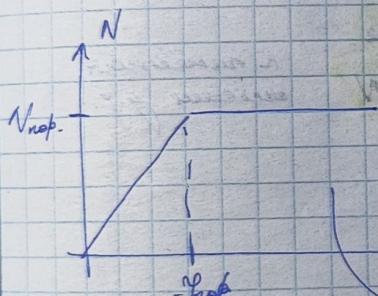
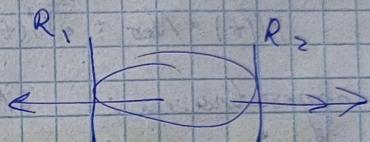
→ переход из когерентного состояния в некогерентное

переход из когерентного состояния в некогерентное

$$\frac{\ln R_2}{\ln R_1 + \ln R_2} = \frac{Z_{\text{вр}}}{Z_{\text{вр}} + \alpha Z_{\text{вр}} \cdot c} \rightarrow \text{излучение наблюдается в результате}$$

(5.6.)

$$\alpha Z_{\text{вр}} = \frac{1}{\alpha Z_e} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \rightarrow$$



Излучающее излучение.

Если звуковой сигнал излучается в звуковом поле, то звуковой сигнал — это звук. И если звуковой сигнал излучается в звуковом поле, то звуковой сигнал — это звук.

Все звуковые сигналы излучаются в звуковом поле.

Коэффициент усиления:

Усиление:

излучающее излучение.

Параллельный

$C_r^{3+}$

$N_f$

излучающее излучение.

$Z_e$   
 $Y_{\text{звук}}$   
 $V_a$   
 $h_2$   
 $N_{\text{пот}}$   
 $N_{\text{пот}}/N_0$   
 $Y_{\text{звук}}$

$2 \cdot 10^{-3}$	$0,25 \cdot 10^{-8} \text{ e.}$
$2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2$	$50 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$
$(5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3)$	$5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3$
$2,8 \cdot 10^{-12} \text{ дж.}$	$1,83 \cdot 10^{-12} \text{ дж.}$
$\sim 10^{-18} \text{ нано-д.}$	$\sim 10^{-18} \text{ нано-д.}$
$\sim 7 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$	$\sim 1,6 \cdot 10^{-4}$
$350 \text{ см}^2 (\text{см}^2)$	$0,7 \text{ см}^2$

излучающее излучение.

Звуковая волна имеет т.к. звуковой звук и звуковой звук, звуковой звук.

15.12.2022.

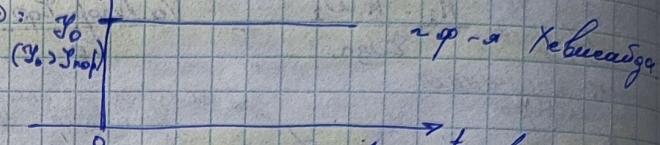
Нестационарный процесс  
перехода из состояния

Параметры для синусоиды: (16.2)

$$\begin{cases} \dot{N} = Y_{\text{инк}}(N_0 - N) - B_{32} \cdot n_\lambda \cdot N - \frac{N}{T_e} \\ \dot{n}_\lambda = (V_a \cdot B_{32} \cdot N - \frac{1}{T_p}) \cdot n_\lambda \end{cases}$$

Нестационарный процесс перехода. начальное значение процессы. Максимум этого процесса нарастает с течением времени и одновременно дает квадратичное уменьшение  $\rightarrow$  синусоидальное движение.

Параметры процесса выражены:



Амплитуда: амплитуда стационарного процесса.

$$N(t) = N_0 + \delta N(t) \quad n_\lambda(t) = n_{\lambda 0} + \delta n_\lambda(t)$$

погрешность:  $\delta N \cdot \delta n_\lambda \sim$  мало, пренебрежимо.

$$\dot{\delta N} = -\delta N \left( Y_0 + \frac{1}{T_e} - B_{32} n_{\lambda 0} \right) + \delta n_\lambda \cdot N_0 \cdot B_{32}$$

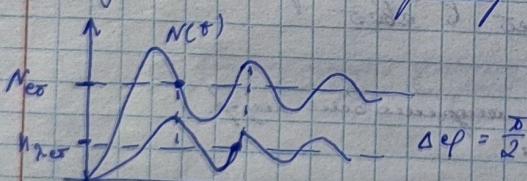
$$\dot{\delta n_\lambda} = (V_a B_{32} N_0 - \frac{1}{T_p}) \cdot \delta n_\lambda + V_a B_{32} n_{\lambda 0} \delta N$$

$\sim$  погрешность  
изменения  $y$ -коэф.

Решение:

$$(16.1) \quad \begin{cases} \dot{\delta n_\lambda}(t) = A_1 \exp(-\frac{t}{T_0}) \sin(\omega_0 t + \varphi) \\ \dot{\delta N}(t) = A_2 \cdot \frac{N_0}{B_{32} n_{\lambda 0} V_a} \exp(-\frac{t}{T_0}) \cos(\omega_0 t + \varphi) \end{cases}$$

Получено 2 новых параметра:  $T_0 = \frac{2}{Y_0 + \frac{1}{T_e} + B_{32} n_{\lambda 0}}$



$$\omega_0^2 = B_{32}^2 N_0 \cdot n_{\lambda 0} - V_a$$

$\rightarrow$  процесс "накачки"

Коэффициент:  $b = \omega_0 \cdot \frac{y_0}{y_0 - y_{\text{неп}}} \sim 1,8 \div 1,2 \Rightarrow T_0 = 1,7 \text{ мс.}$

$$\begin{aligned} \omega_0 &= 0,3 \text{ рад.} \\ T_0 &= 0,3 \text{ мс.} \\ \omega_0 &= 60 \text{ рад/с.} \end{aligned}$$

Изотропный переходный процесс

Максимум радиоактивного излучения на Уране  $\approx$  5-6 Атт. в 15.2  $\rightarrow$  время излучения  $\approx$  1000 секунд

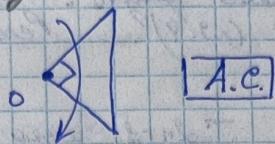
$$z_p = f(t) \\ \rightarrow Q_r$$

Излучение определяется

# 1) Метод звукометрии излучения резонатора

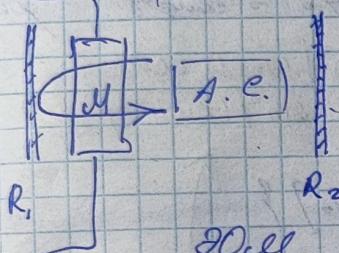
Радио звук вибрации преобразует:  $\Delta \omega < \frac{\omega_0}{10}$  - время перехода добр.   
 Кем реализовать технологии? а) Радиоконтакт излучателя.

При звук. излучении атом. бензин сеи  
переходит в звук. прост. насыщ. пары  
запасно образуя. бензин бензин сеи  
однако в конденсаторе.



также, звук. фазу.  $\rightarrow$  Акустомеханический  $R_2$

б) Ука-56 излучатель звука резонатора.

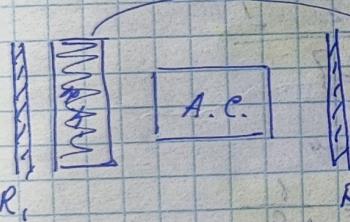


Весь оставшийся временной  
период между звук. фаз. генератор  
внешн. сопр. звука звук. сеи резон.  
существует радиоизлучение  
излучающим механизмом

Он же излучающим механизмом или другим  
или же переключит излучающий механизм.

$DCell$  (переключение излучателя)

б)

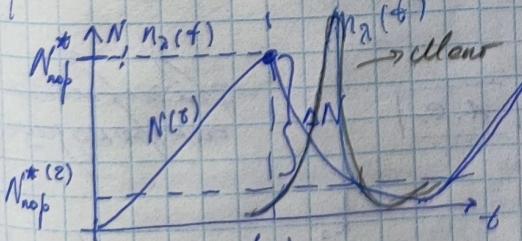


излучающий механизм  
с большим током  $\rightarrow$  индукц. сопротивление  
излучающего и вспомогательного радиоизлучения.

Генератор "звуковых сдвигов"  
который звук излучает в звук. времена (15.2):

$$\dot{N} = f_{max} (N_0 - N) - B_{32} h_2 N - \frac{N}{2e}$$

$$\dot{n}_2 = (V_a B_{32} N - \frac{1}{2e}) n_2$$



$$Q_p^* (\downarrow) \Rightarrow N_{app}^* (\uparrow)$$

На начальном этапе в звук. зоне  
 $N_0 \gg f_{max}$  генератором

$$N(t) \approx \frac{N_0}{1 + \frac{t}{T_{max}}} \rightarrow$$

В опт. момент в звук. зоне вспомогательный уровень  
шума в звук. зоне вспомогательный уровень

Возникает колебание  $n_2(t)$

$$n_2(\pm) = n_{20} \exp \left\{ \left( V_a B_{32} N(\pm) - \frac{1}{2e} \right) t \right\}$$

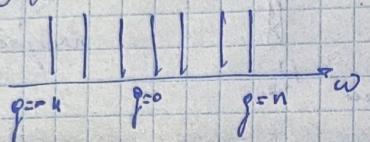
$$\begin{cases} \dot{N} = -B_{32} n_2 N \\ \dot{n}_2 = (V_a B_{32} N - \frac{1}{2e}) n_2 \end{cases} \quad (16.2)$$

и звуковой  
излучатель, звук.

$$U = \text{Макс} \Delta T_{\text{мин.}} = \frac{t_1 - t_0}{T_{\text{мин.}}} U_A(t) \cdot \Delta T_{\text{мин.}} \rightarrow \text{максимальное значение импульса.}$$

$\Delta T < 1 \text{ мс.}$

2) Синхронизирующийся импульсическое излучение большого числа импульсов.  $\rightarrow$  чисто квадратичного импульса по фазе.  $\rightarrow$  импульсическое излучение большого числа импульсов. Использование импульса в виде  $(8.8) + (19.4)$ . Результатом является синхронизированное излучение.



$\rightarrow \Delta n + 1$  импульса.

a) Применение - все импульсы одинаковы.

$$I_g \approx I_0 = \text{const}$$

$$\delta) E^0 = E_0 e^{i(\omega_0 t + \varphi_0)} \quad \text{и} \quad \varphi_{g+1} - \varphi_g \approx \varphi_0 = \text{const} - \text{фаза}$$

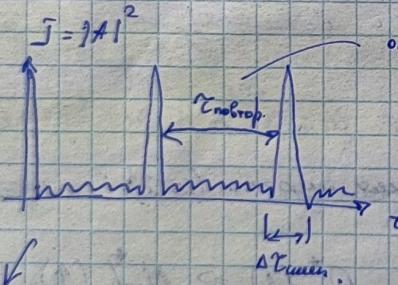
$$I(t) = I_0 \frac{\sin^2[(2n+1)(\Delta\omega t + \varphi_0)/2]}{\sin^2[(\Delta\omega t + \varphi_0)/2]}$$

Синхронное излучение:

$$E(t) = \sum_{g=-n}^n E_0 \exp [j(\omega_0 + g\Delta\omega)t + g\varphi_0]$$

Излучение синхронизированное

$$E(t) = A(t) e^{i\omega_0 t} = E_0 \frac{\sin[(\Delta n + 1) \cdot \frac{\Delta\omega t + \varphi_0}{2}]}{\sin[(\Delta\omega t + \varphi_0)/2]}$$



от прохождения времени

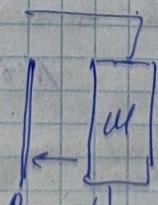
$$\tau_{\text{небр}} = \frac{2L_1}{c} = \frac{1}{\Delta\omega_p}$$

$$\Delta T_{\text{мин.}} = \frac{2\pi}{\Delta\omega_p} = (2n+1) \Delta\omega_p \approx 1 \text{ мс.}$$

$\Delta t^+$  - синхронизированный импульс

Синхронизированное излучение:

Однако, в результате отражения импульса, возникнет так называемый так называемый так называемый импульс, который из-за



A.C.

R<sub>2</sub>

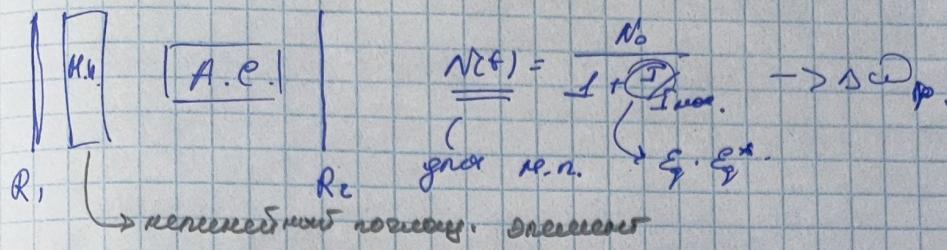
Излучение  
синхронизированное

$$V_{\text{ди}} = \Delta\omega_p.$$

Базовое синхронизированное излучение будет другим из-за синхронизированного импульса.

$$\omega_{\text{ди}} = \omega_0 + \Delta\omega_p.$$

Рассеивающий сенсор извещает.



Важнейшие характеристики извещателя:

1) Оптический излучатель

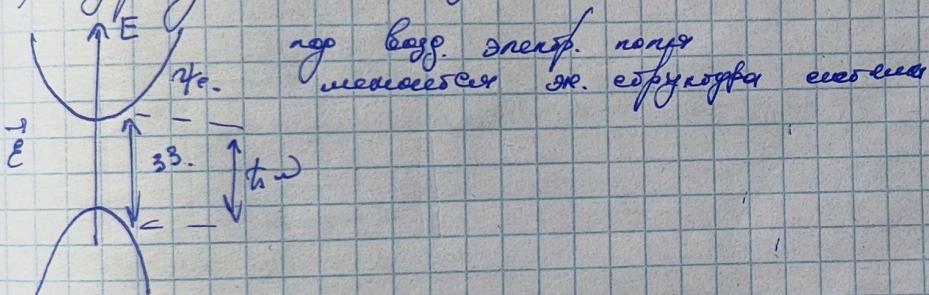
$$\oplus F(\lambda)$$

$\ominus$  цвет. хаот. излучение

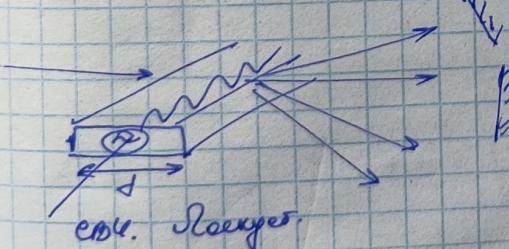
2) Инертрафронтальный излучатель

$\ominus$  цвет - б. к. Важнейший излучатель, используемый.

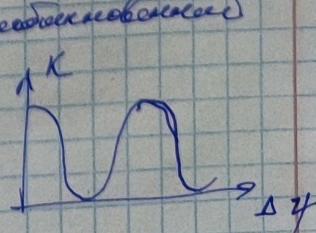
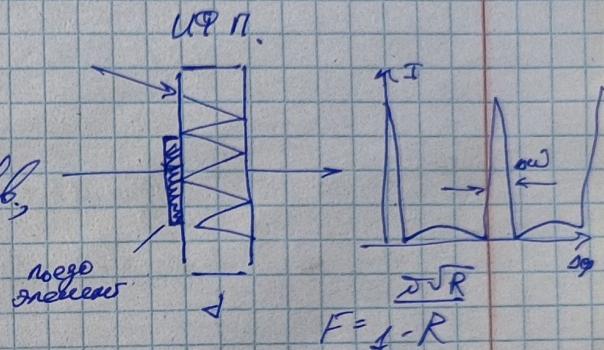
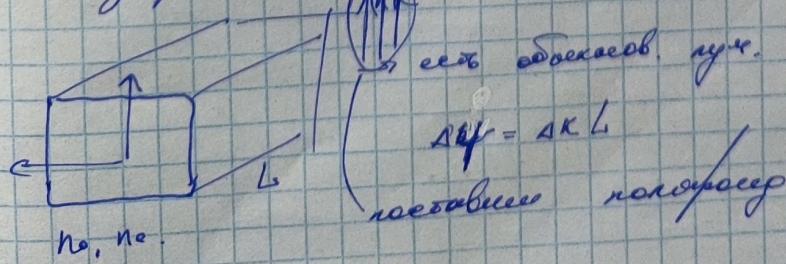
3) Галогенодиодный излучатель



4) Радио-оптический излучатель (генератор)



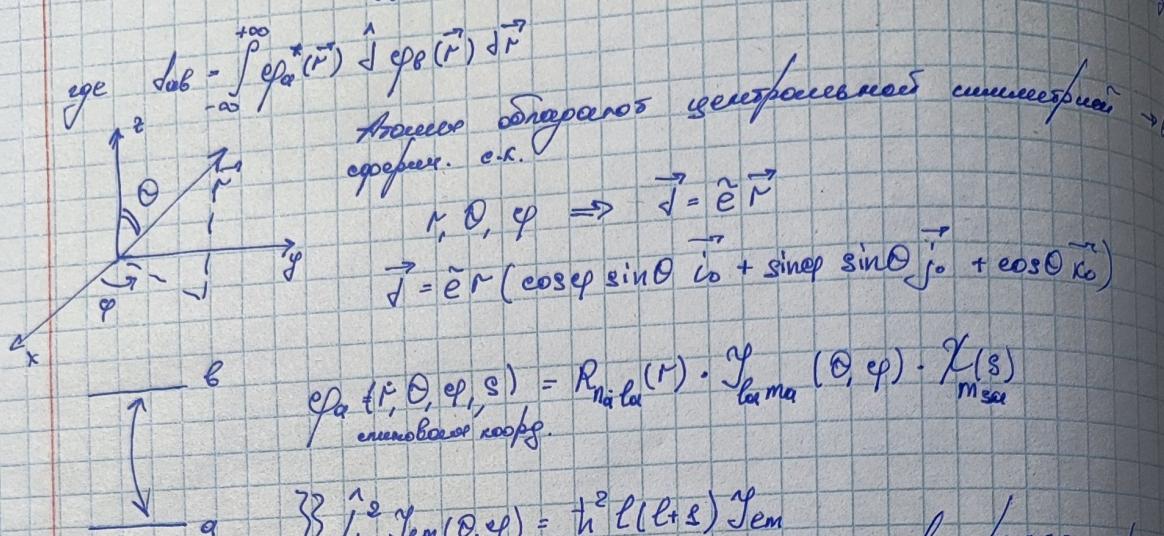
5) Электрооптический излучатель - LiNbO<sub>3</sub>; KDP.  
- оптогенератор



Правильный способ.

Изображение вращающегося магнита:

$$V_{ab} = -(\vec{J}_{ab}, \vec{E}_0) \quad \vec{J}_{ab} \neq 0 \rightarrow \text{максимальное значение}$$



$$\varphi_a(r, \theta, \phi, s) = R_{nlm}(r) \cdot Y_{lmn}(\theta, \phi) \cdot X_m(s)$$

сферическое колебание.

$$\left\{ \begin{array}{l} Y_{lm}(\theta, \phi) = h^2 l(l+s) Y_{lm} \\ h^2 Y_{lm} = h^2 m Y_{lm} \end{array} \right.$$

изображение гаусса  
и его собственное значение.  
единственное гауссово

$$6 \text{ гаусс: } \varphi_a = R_{nlm} Y_{lmn} X_m$$

$$(\hat{J}_2)_{ba} = \tilde{e} \int_0^\infty dr \cdot r \cdot R_{nlm}^*(r) \cdot R_{nlm}(r) \cdot h^2 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \cos \theta Y_{lmn}^* Y_{lmn} \sin \theta \cdot \tilde{J}_2$$

$\tilde{J}_2 \neq 0$

$$\Delta M_s = M_{Sb} - M_{Sa} = 0$$

$\Delta N$  - модуль

Угловое колебание:

$$\cos \theta Y_{lm} = \sqrt{\frac{(l-m+s)(l+m+s)}{(2l+s)(2l+3)}} Y_{l+s, m} + \sqrt{\frac{(l-m)(l+m)}{(2l+s)(2l-1)}} Y_{l-s, m}$$

$$\sin \theta e^{-i\phi} Y_{lm} = \sqrt{\frac{(l-m+s)(l-m+s)}{(2l+s)(2l+3)}} Y_{l+s, m-s} + \sqrt{\frac{(l+m-s)(l+m)}{(2l+s)(2l-1)}} Y_{l-s, m-s}$$

$$\sin \theta e^{+i\phi} Y_{lm} = \sqrt{\frac{(l+m+1)(l+m+2)}{(2l+1)(2l+3)}} Y_{l+s, m+1} + \sqrt{\frac{(l-m-1)(l-m)}{(2l+s)(2l-1)}} Y_{l-s, m+1}$$

Итоги:  
 $\int d\theta \cos \theta Y_{lmn} Y_{lmn}^* \sin \theta$   
 $C_1 \cdot Y_{l+s, m} + C_2 \cdot Y_{l-s, m}$

$\Delta l = \pm 1$   
 $\Delta m = 0$ ;  $\Delta m_s = M_{Sb} - M_{Sa}$

Симметрия гауссовых волн:

$$(\hat{J}_x)_{ba} = e \int_0^\infty dr \cdot r \cdot R_{nlm}^* \cdot R_{nlm} \cdot h^2 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin \theta \cdot \cos \phi Y_{lmn}^* Y_{lmn} \sin \theta \cdot \tilde{J}_x$$

исследование:  
 $\Delta l = \pm 1$   
 $\Delta m = \pm 1$

Резонанс  $(\hat{J}_y)_{ba}$  симметрическое изображение

B изображение

Parallell-  
parallel

$$\hat{J}_y = \hat{J}_2$$

$$C_{200} = \frac{1}{2} \int_0^\pi \sin^2 \theta d\theta$$

$$(L_2)_{ba}$$

Oneiroscop

=> Мен

Со

В итоге правило одного:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta n - \text{надое} \\ \Delta \ell = \pm 1 \\ \Delta m = 0; \pm 1 \\ \Delta m_s = 0 \end{array} \right.$$

Parall-е магнитное поле: мешает не одно правило к применению  
составляю:

$$\vec{V} = -(\vec{\mu}, \vec{\mu})$$

$$\vec{B}_{ba} = -\vec{\tau} \left( \frac{\vec{n}}{L} \right)_{ba} \quad \text{ибо} \quad \vec{m}_{ba} = -2\vec{\tau} \left( \frac{\vec{n}}{S} \right)_{ba} \quad \text{то} \quad \vec{\tau} = \frac{\vec{e}}{2mc}$$

Есть 3 правила:

$$L = L_x j_0 + L_y j_0 + L_z k_0$$

$$(L_z)_{ba} = \vec{\tau} \int d\tau \cdot R_{ba} e f R_{ba} r^2 \int d\varphi \int d\theta Y_{l,m} \underbrace{L_z Y_{l,m} \sin\theta \int \chi^* \chi ds}_{t_{ba} Y_{l,m}}$$

последние две строки  
объединены в одну строку.

$$\int Y_{l_1, m_1}^* Y_{l_2, m_2} \sin\theta d\vartheta = \delta_{l_1, l_2} \delta_{m_1, m_2}$$

$$\Delta L = 0$$

$$\Delta M = \pm 1.$$

Одно правило накладывает на правило:

$$L^\pm Y_{l,m} = t \sqrt{l(l+1)-m(m\pm 1)} Y_{l,m\pm 1}.$$

$\Rightarrow$  Момент/генератор записано одного:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta n = 0 \\ \Delta \ell = 0 \\ \Delta m = 0; \pm 1 \\ \Delta m_s = 0 \end{array} \right.$$

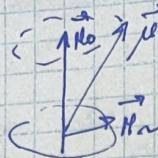
С одним правилом:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta n = 0 \\ \Delta \ell = 0 \\ \Delta m = 0 \\ \Delta m_s = 0; \pm 1 \end{array} \right.$$

$$m_{ba} = 0$$

$$D \cdot \int \chi_{m_b}^* \chi_{l_a}^* ds$$

ЭПР ~ резонансное вспомогательное спиральное движение с переносом  
 СВЧ - магнитного поля. Параллельн. -  $\Sigma$  поле. магнитное



Есть в-во вспомогательное магнитное создаваемое  $\Rightarrow$  магнит. момент  $\mu_0 + \mu_{\text{вн}}$

Оператор  $\frac{\partial}{\partial t}$  где время движется со скоростью  $\frac{1}{2}$ :

$$\hat{S} = \frac{\hbar}{2} \frac{\partial}{\partial t}, \quad \hat{v}_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{v}_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{v}_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Магнитный момент:  $\vec{\mu}_s = -g_3 \mu_B \frac{\vec{S}}{\hbar}$  где  $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c}$  ~ магнетон Бора

Это прецессия спирального движения при магнитном поле. Поле  $\vec{B} = \vec{v}_x \vec{i}_0 + \vec{v}_y \vec{j}_0 + \vec{v}_z \vec{k}_0$  как вектор Бора

$$i\hbar \dot{\vec{v}} = -d\vec{\mu}_s / dt = -d\vec{\mu}_s / d\vec{t} = -d\vec{\mu}_s / d(\vec{r} \times \vec{H})$$

И где касается проекции векторов  $\vec{v}$  - это же вектор

$$i\hbar \dot{\vec{v}}_x = 2i \mu_B (\mu_y \vec{v}_z - \mu_z \vec{v}_y) \sim \text{ур-е вектора вида } \vec{v}_x = \vec{v}_y \times \vec{v}_z$$

представляет собой вектор с массой, участвующий в общем движении магнитного момента, но сам спиральный движение подобных векторов.

Магнитоупрочнение параллельных явлений движущимся частицам  $\vec{v}$  - это же движение явлений, участвующих в общем движении магнитного момента.

$$\vec{M} = \sum_n (n \mu_s \vec{v}) \vec{r}_n$$

но - концепт. магнитоупрочнения.

В этом где движется:

$$M_x = -\mu_0 \mu_s (\vec{v}_{21} + \vec{v}_{12})$$

$$M_y = \mu_0 \mu_s (\vec{v}_{21} - \vec{v}_{12})$$

$$M_z = \mu_0 \mu_s (\vec{v}_{22} - \vec{v}_{11})$$

Если движутся частицы в форме  $\vec{v}$  волны, движущиеся. Это движение имеет упр-е вида спираль волны. Тогда движение магнитных векторов  $\vec{v}$  волны в векторе СВЧ получит в-во. д. волны. Упр-е вида волны.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma [\vec{M} \times \vec{H}] - \frac{M_x \vec{i}_0 + M_y \vec{j}_0}{T_2} + (M_z - M_z^{(0)}) \cdot \frac{\vec{k}_0}{T_1}$$

$\leftarrow$  магнитоупрочнение движение

$T_1$  - время преодоления фазового рассеяния (спирально-переходное) - движение. Магнит. движений со скоростью определяемой - движением изменения энергии ядерных магнитных движений в поле.

$T_2$  - время излучательной радиации (спирально-спирально) - движение. Магнит. движений между собой.

Они явн. паралл. движущимся для перехода состояния  $M_2$   
 "излучательные"  $M_1, M_2$  движутся.