Применение лазеров

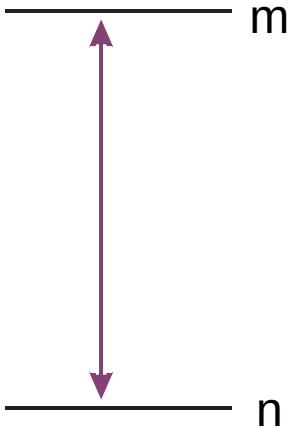
А.М. Шалагин

В.И.Тельнов
Лекции по современной экспериментальной физике
Новосибирский Государственный университет

Применение лазеров

1. Субдоплеровская нелинейная спектроскопия высокого разрешения.
2. Стандарты частоты и времени.
3. Управление движением нейтральных частиц с помощью лазерного излучения. Глубокое охлаждение.
4. Светоиндуцированный дрейф.

Покоящиеся частицы

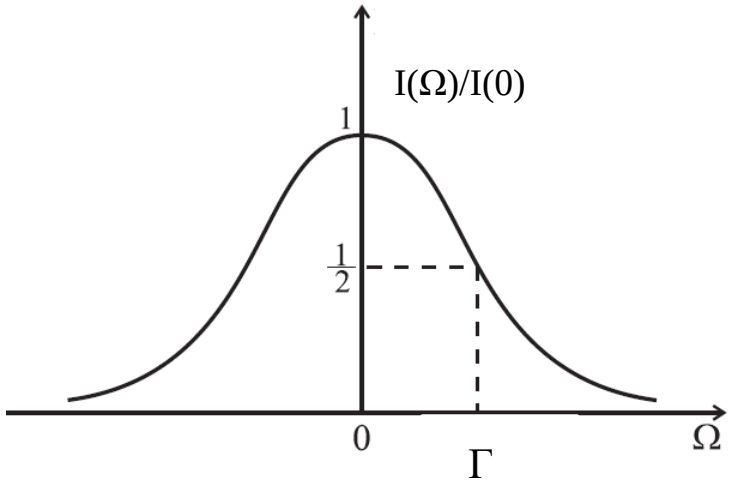


Модель квантовой системы (атома, молекулы), взаимодействующей с квазирезонансным излучением.

Если атом (молекула) покоится, то спектр поглощения излучения описывается простой формулой лоренцевского вида с полушириной, определяемой константой релаксации наведенного дипольного момента (так называемая естественная полуширина спектральной линии).

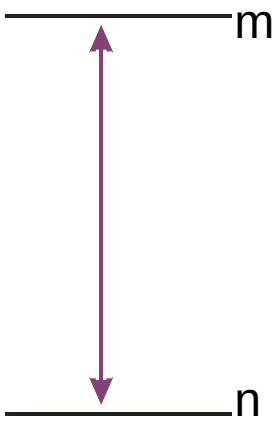
$$I(\Omega) = I(\Omega_0)\frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \Omega^2};$$

$$\Omega = \omega - \omega_{mn}.$$



Субдоплеровская нелинейная спектроскопия

Эффект Доплера: $\Omega \equiv \omega - \omega_{mn} = \vec{k}\vec{v}$ – условие резонанса

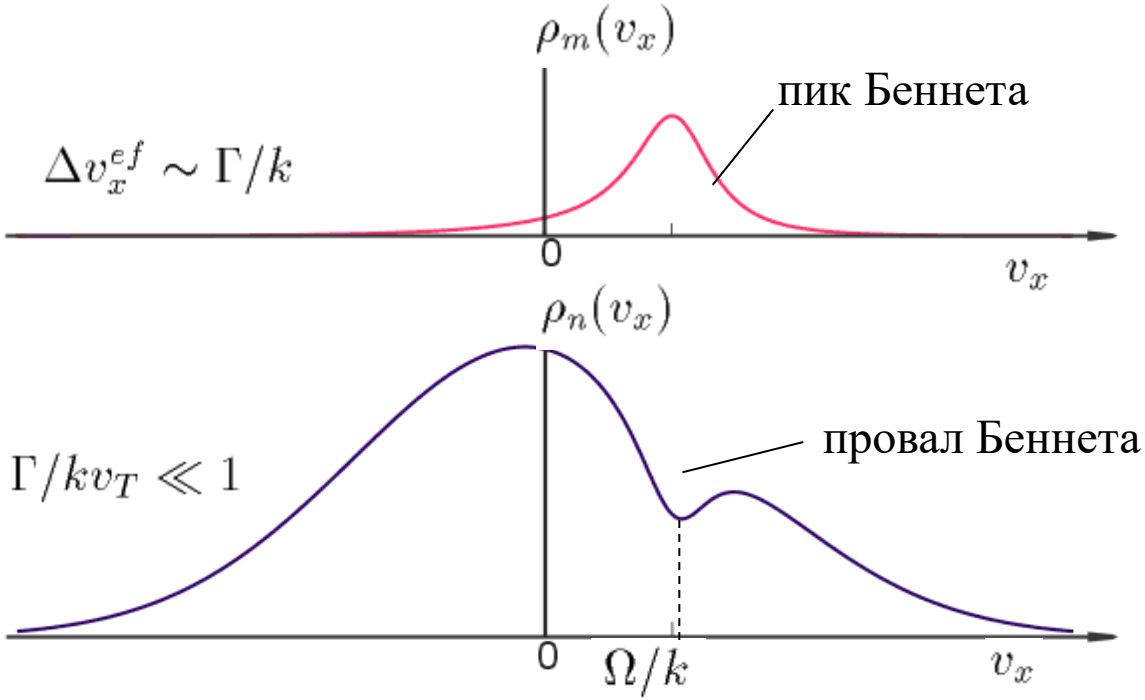


$$I(\Omega) \propto \exp\{-\frac{\Omega^2}{(kv_T)^2}\}$$

- обычная доплеровски уширенная линия (поглощения, испускания)

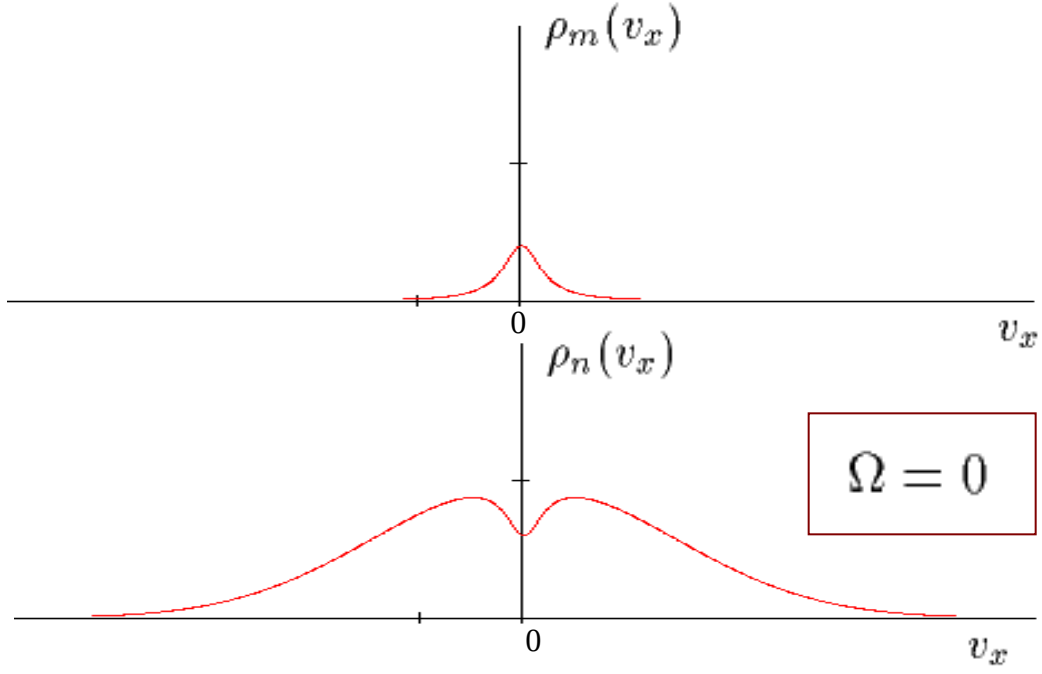
$$v_T = \sqrt{2K_Б T/M}$$

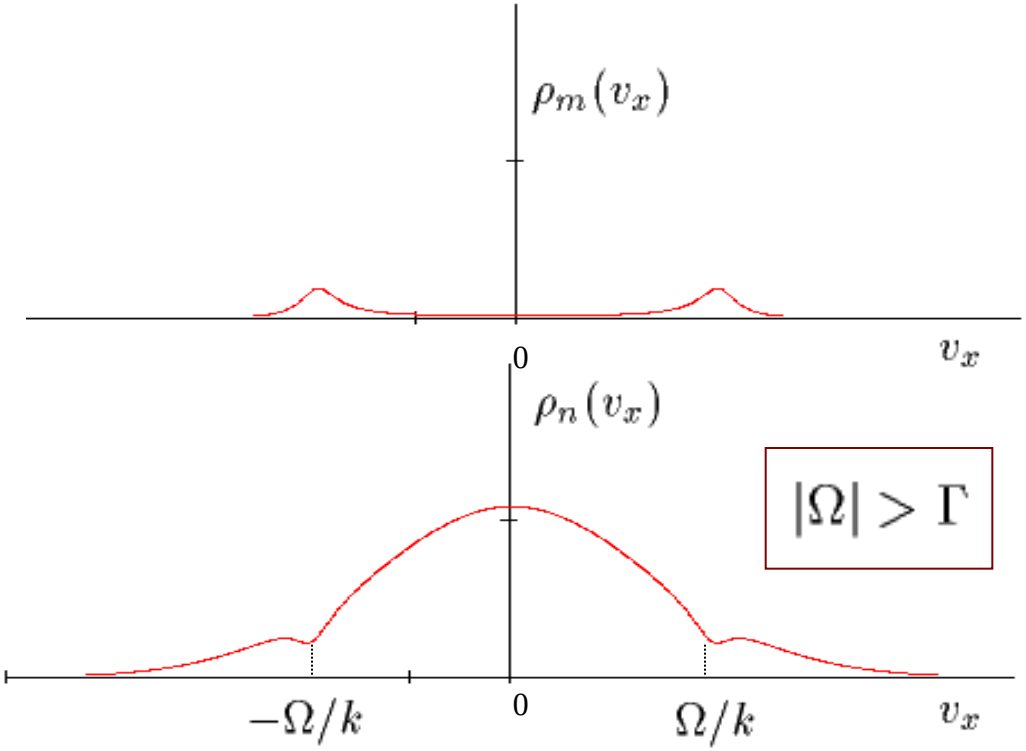
Распределение заселенностей уровней по скоростям в бегущей монохроматической волне (режим поглощения)



Распределение заселенностей по скоростям в поле стоячей монохроматической волны

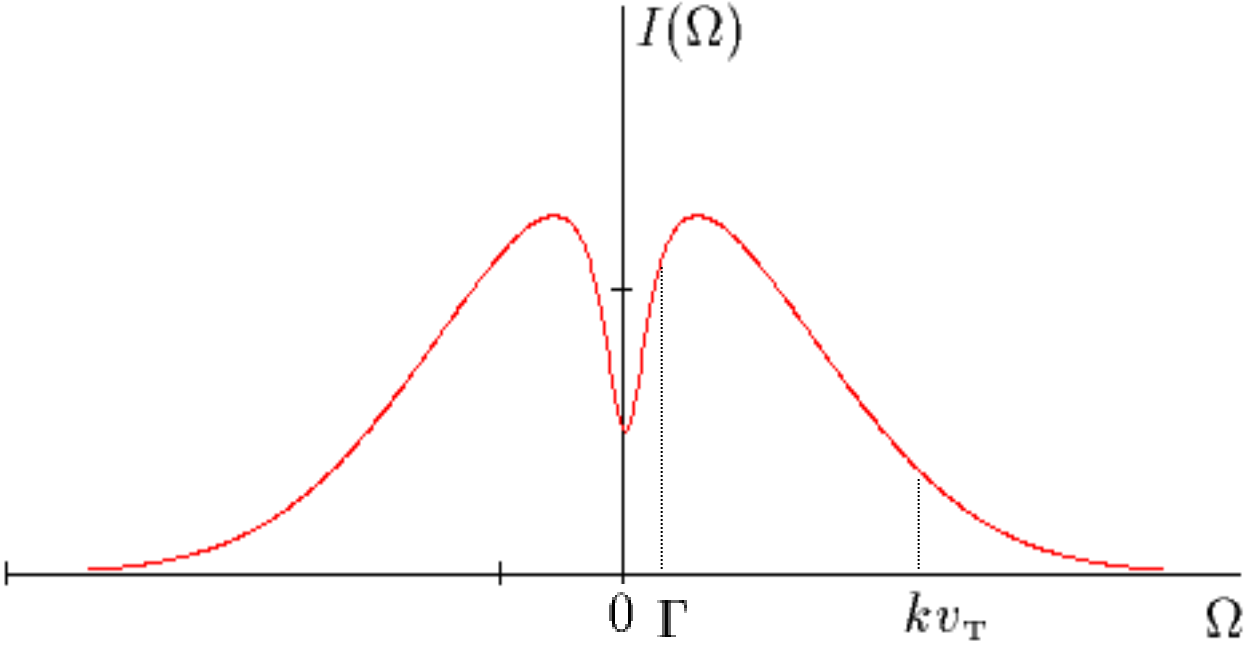
Каждая из волн (бегущих) взаимодействует со «своими» частицами независимо.





Обе волны взаимодействуют с одними и теми же частицами

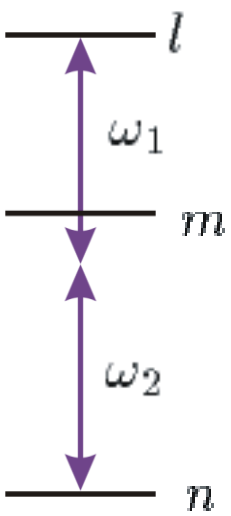
Линия поглощения стоячей волны



Доплеровский контур с провалом при $\Omega = 0$ (провал Лэмба).

Этот (простейший) нелинейный резонанс – основа спектроскопии, свободной от доплеровского уширения

Двухфотонные резонансные радиационные процессы



Двухфотонное поглощение.

Условие резонанса на переходе l - n:

$$\omega_1 - \boldsymbol{k}_1\boldsymbol{v} + \omega_2 - \boldsymbol{k}_2\boldsymbol{v} = \omega_{ln}$$

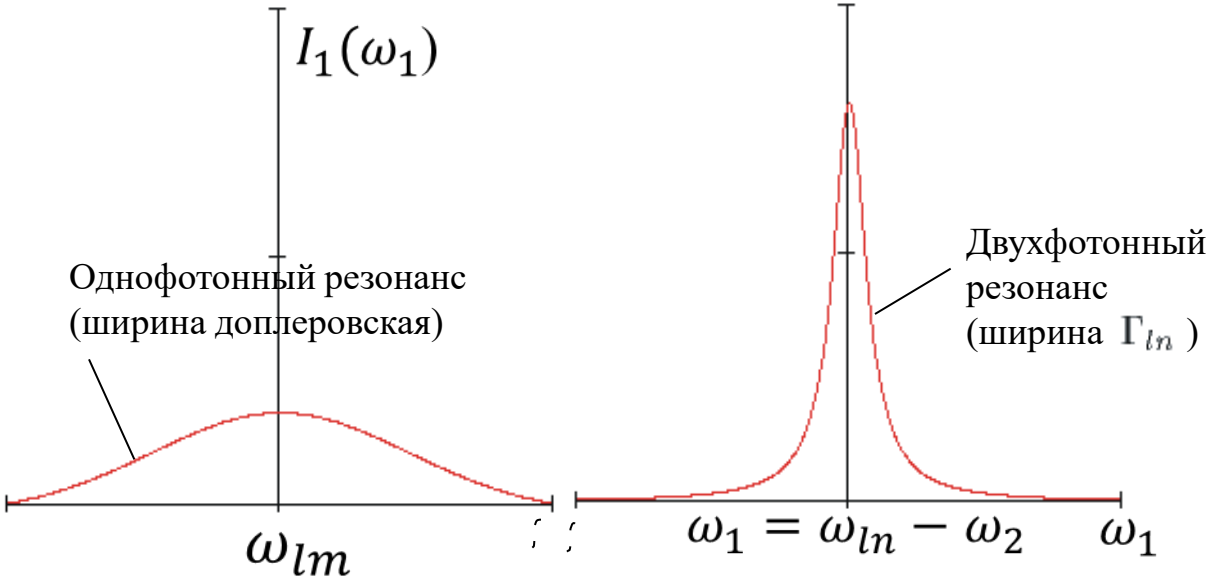
Максимальная компенсация эффекта Доплера при $\boldsymbol{k}_1 \uparrow\downarrow \boldsymbol{k}_2$

$$\omega_1 + \omega_2 - \omega_{ln} = (k_1 - k_2)\, v_x$$

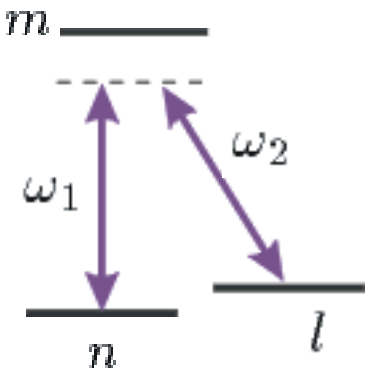
Если $|k_1 - k_2|v_T \ll \Gamma$,

то доплеровское уширение для линии двухфотонного поглощения практически отсутствует.

Контур линии поглощения для поля 1:



Вынужденное резонансное комбинационное рассеяние



Условие резонанса на переходе:

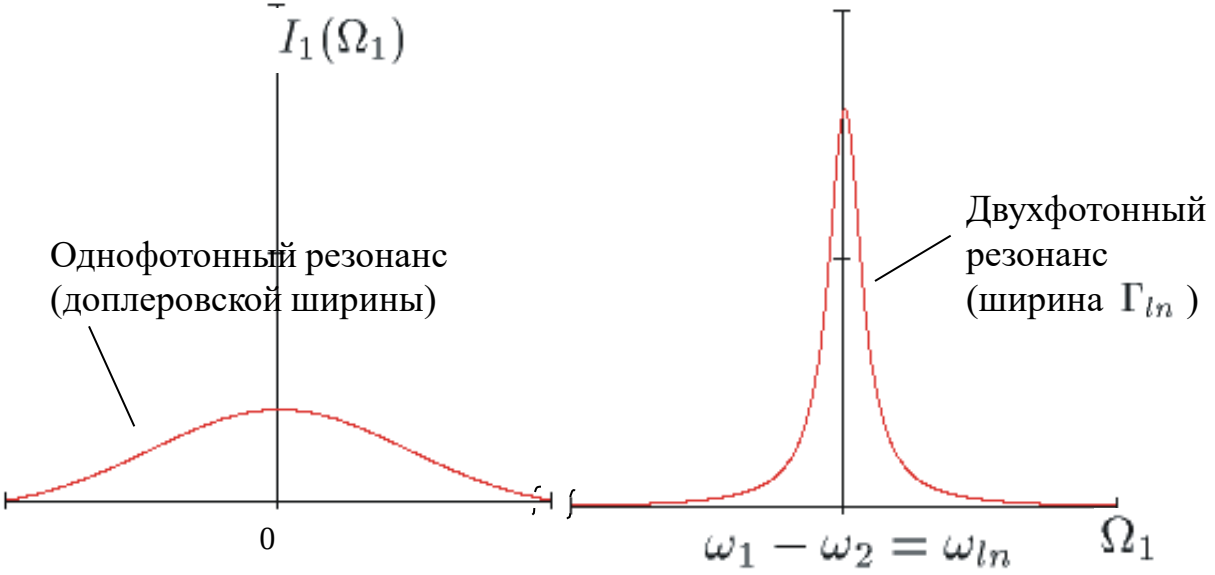
$$n-l: \qquad \omega_1 - \vec{k}_1\vec{v} - \omega_2 + \vec{k}_2\vec{v} = \omega_{ln}$$

Максимальная компенсация эффекта Доплера при $\vec{k}_1 \uparrow\uparrow \vec{k}_2$:

$$\omega_1 - \omega_2 - \omega_{ln} = (k_1 - k_2)v_x.$$

Если $|k_1 - k_2|v_T \ll \Gamma_{ln}$,
доплеровское уширение линии комбинационного рассеяния практически отсутствует.

Линии поглощения для поля 1:



Избавление от доплеровского уширения резко повысило разрешающую способность спектроскопических измерений.

$$kv_{\text{т}} \sim 10^9 \text{ Гц}$$

Для разрешенных электронных переходов

$$\Gamma_{ij} \sim 10^7 \text{ Гц}$$

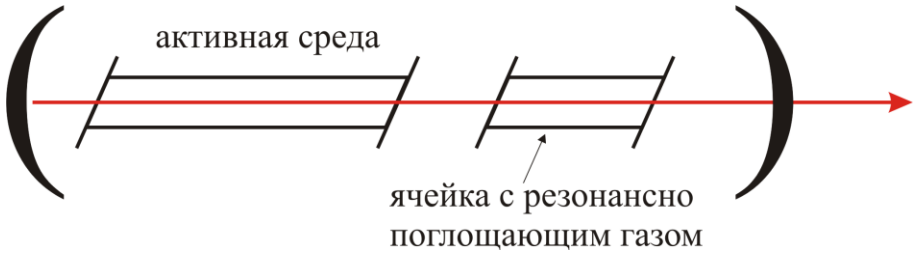
Для запрещенных и для колебательно – вращательных переходов молекул – существенно меньше.

Стало возможным:

1. Измерить сверхтонкую структуру уровней, изотопные сдвиги, лэмбовский сдвиг и др.
2. Исследовать тонкие физические эффекты: эффект отдачи, квадратичный эффект Доплера, влияние слабых внешних полей, сдвиги уровней из-за взаимодействий частиц, физические процессы при столкновениях и др.

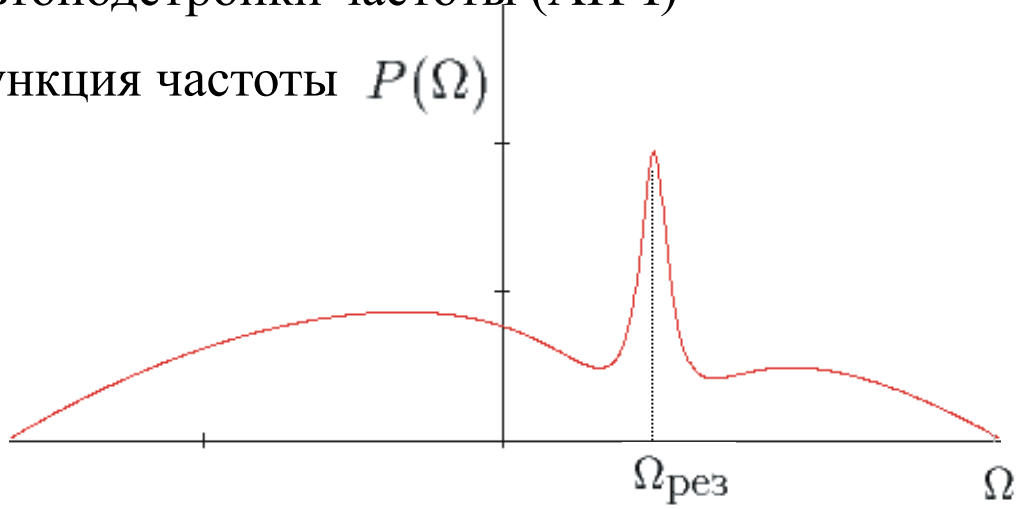
2. Стандарты частоты и времени

Лазер с нелинейной поглощающей ячейкой



Система автоподстройки частоты (АПЧ)

Мощность генерации как функция частоты $P(\Omega)$



При $\Omega = \Omega_{рез}$ - пик, свободный от доплеровского уширения.
АПЧ настраивает частоту на максимум пика.

Рекордная стабильность частоты

$$\sim 10^{-17} \div 10^{-18}$$

Нобелевская премия по физике 1981 г.

- **Н. Бломберген** и **А. Шавлов**

  – За вклад в развитие лазерной спектроскопии.

Нобелевская премия по физике 1997 г.

- S. Chu (Чу)
- C. Cohen-Tannoudji (Коэн-Таннуджи)
- W.D. Phillips (Филлипс)

«Охлаждение и пленение атомов с помощью лазерного излучения»

Нобелевская премия по физике 2001 г.

- **Э. Корнелл, В. Кеттерле и К. Виман**
  - За получение конденсата Бозе-Эйнштейна в разреженных газах щелочных атомов и за фундаментальные исследования их свойств

Нобелевская премия по физике 2005 г.

Джон Холл (США)
Теодор Хэнш (Германия)

За вклад в развитие лазерного высокоточного пектроскопирования и техники прецизионного расчета светового сдвига в оптических стандартах частоты.

Нобелевская премия по физике 2012 г.

Серж Арош (Serge Haroche) - Франция

и Дэвид Уайнлэнд (David Wineland) - США

“За новаторские экспериментальные методы, позволяющие измерять и контролировать отдельные квантовые частицы".

Нобелевская премия по физике 2018 г.

Артур Эшкин (США),
Жерар Муру (Франция),
Донна Стрикленд (Канада).

Эшкин отмечен за изобретение оптических пинцетов и применение их для изучения биологических систем.
Муру и Стрикленд получили премию за разработку метода генерирования сверхкоротких оптических импульсов чрезвычайно высокой интенсивности.

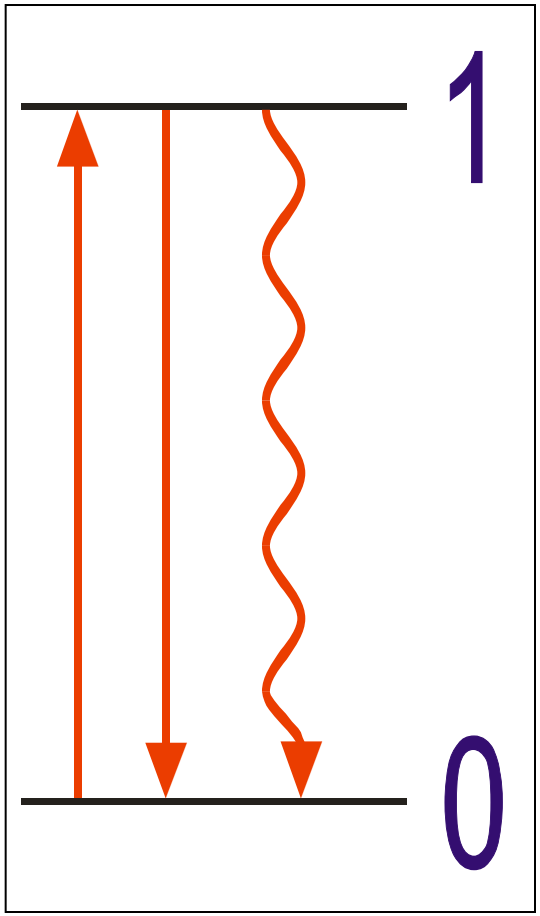
Нобелевская премия по физике 2022 г.

- **Ален Аспе (франция)**
- **Джон Клаузер (США)**
- **Антон Цайлингер (Австрия)**

В формулировке Нобелевского комитета:

«За эксперименты со спутанными фотонами, которые продемонстрировали нарушение неравенств Белла и дали начало квантовой информатике».

Модель внутренней структуры атома

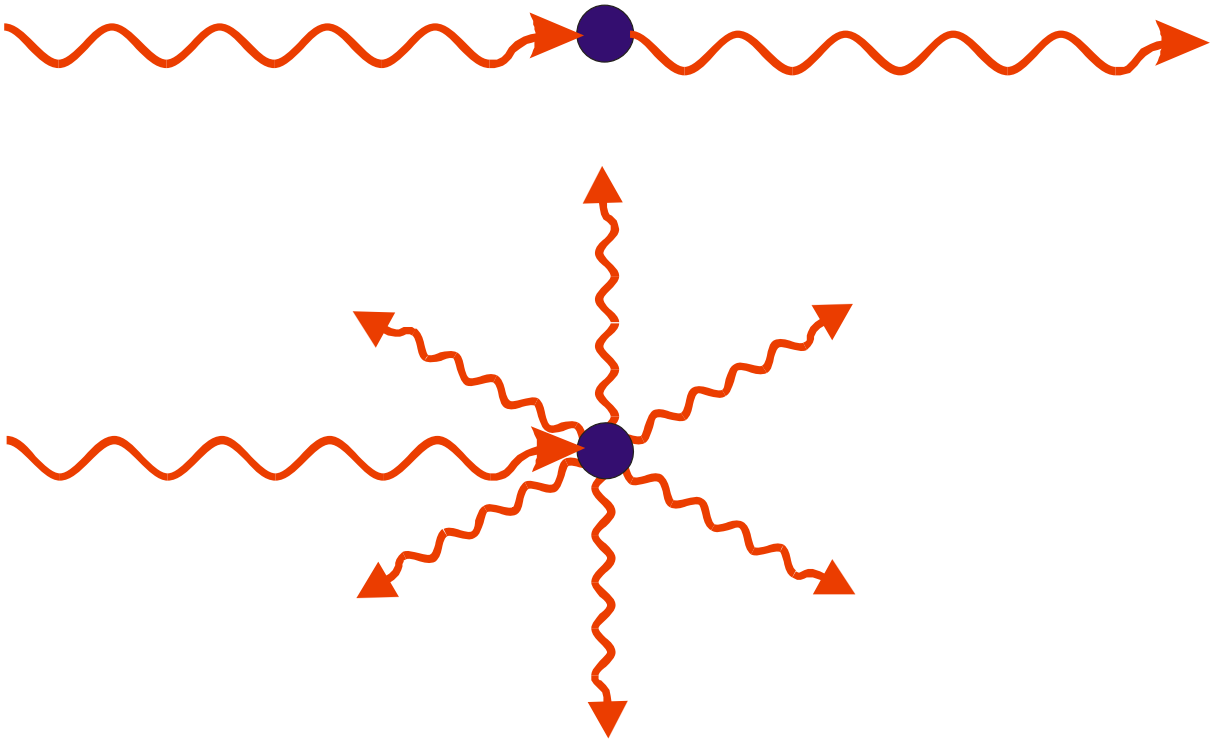


0 – основное состояние

1 – первое возбужденное состояние

– «вынужденные переходы»

– спонтанный переход



$\hbar\vec{k}$ – импульс фотона

$$\hbar k / M v_{\mathrm{T}} \lesssim 3 \cdot 10^{-4}$$

($\lambda = 0,5$ мкм)

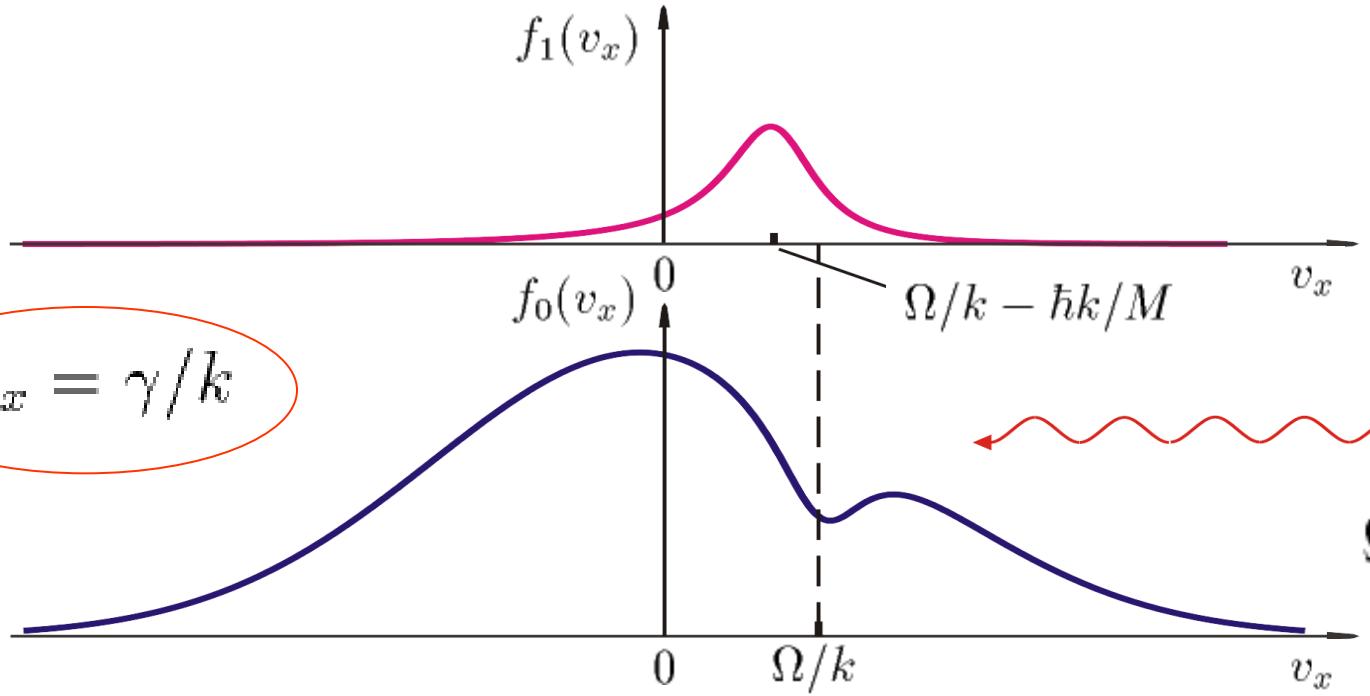
$$\vec{F} = d\vec{p}/dt = \hbar\vec{k}\omega\gamma$$

ω – доля возбужденных частиц

$$a_{\max} = \hbar k\gamma/2M$$

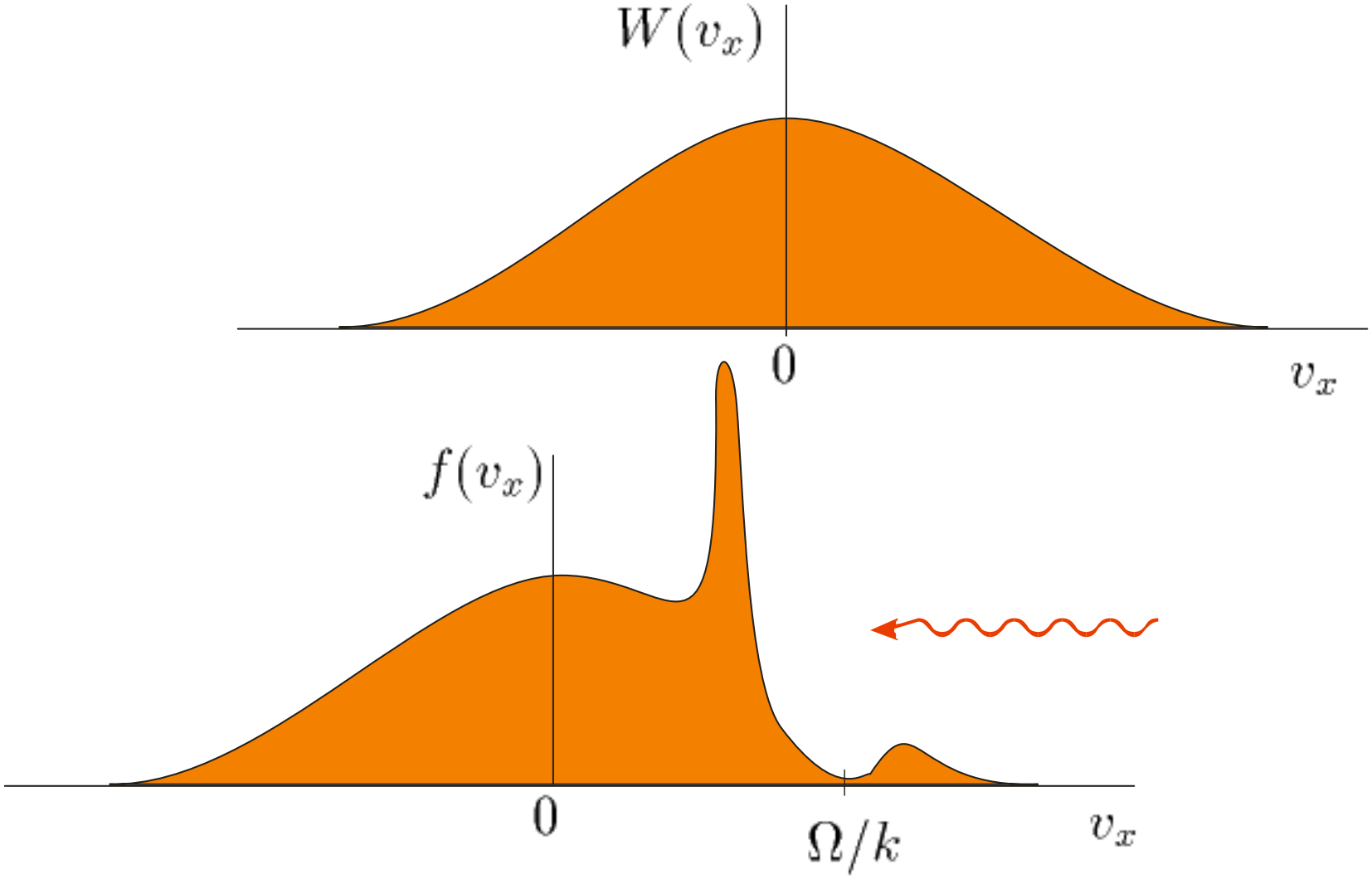
$$\Delta t \sim v_{\text{т}}/a_{\max} \sim 3\cdot 10^4\,\text{с}$$

$$\Delta x \sim v_{\text{т}}\Delta t \sim 6\,\text{см}$$

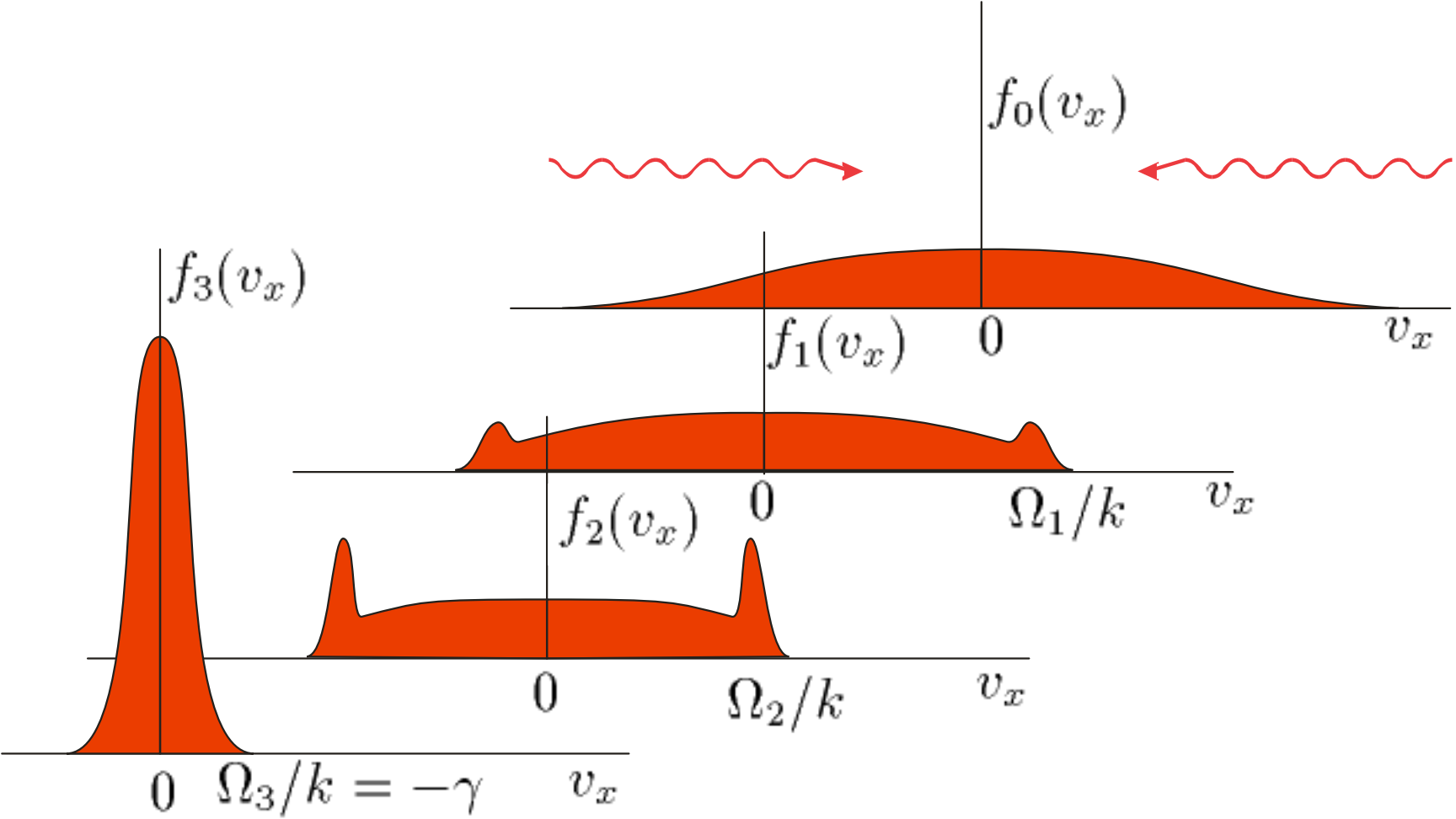


$\Delta v_x = \gamma/k$

$\Omega = \omega - \omega_{10}$



$$\Omega = \omega - \omega_{10}$$



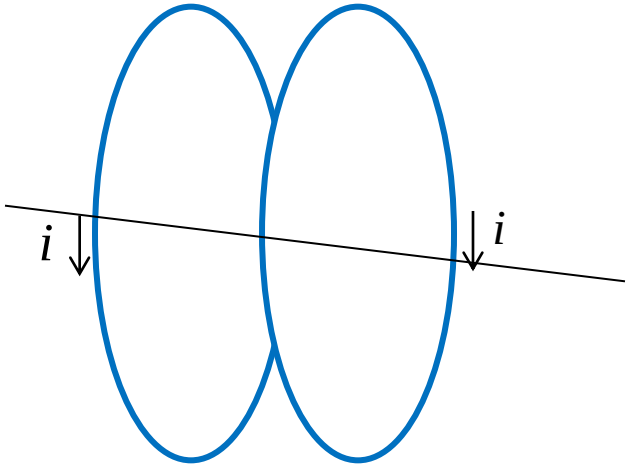
$$\Delta v_x k \sim \gamma \quad \longmapsto \quad T_{эф}/T \sim (\gamma/kv_T)^2$$

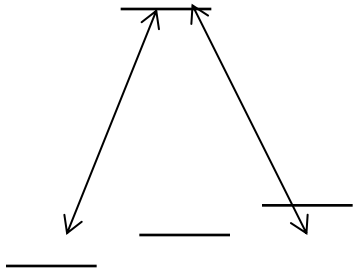
$$T_{эф}/T \sim 10^{-4}$$

$$E_k \sim \hbar\gamma \quad \longmapsto \quad T_{эф}/T \sim \left(\frac{\hbar\omega}{k_Б T}\right)\left(\frac{\gamma}{kv_T}\right)\left(\frac{v_T}{c}\right)$$

$$T_{эф}/T \sim 10^{-6}$$

Магнито-оптическая ловушка





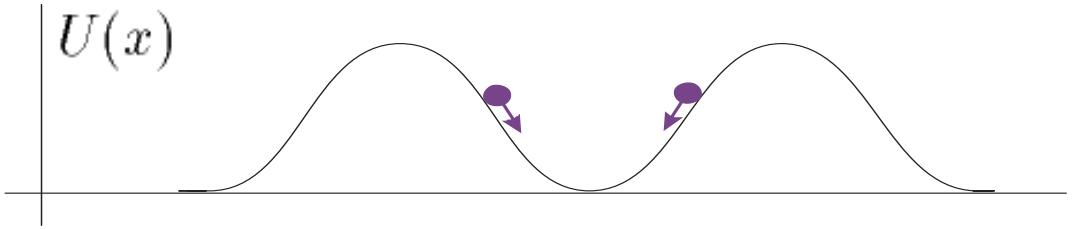
Эффект Зеемана создает эффективную отстройку частоты

Стрикционные (дипольные) силы

$$\boldsymbol{U} = \boldsymbol{E}\boldsymbol{d} \propto d_{mn}|E|^2;$$

$$\boldsymbol{F} = \boldsymbol{\nabla U} \propto |E|^2.$$

Медленный атом может захватиться в потенциальные ямы в стоячей волне



Спонтанное испускание способствует локализации атома на дне ямы.
При этом пределом охлаждения может оказаться величина

$$\Delta v_x \sim \hbar k/M$$

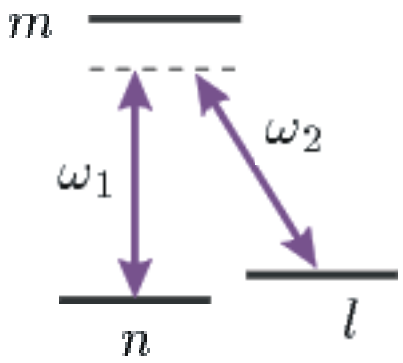
Степень охлаждения

$$\frac{M(\Delta v_x)^2}{2K_{\text{Б}}T} \sim (\frac{\hbar\omega}{k_{\text{Б}}T})^2(\frac{v_{\text{Т}}}{c})^2 \sim 10^{-7}$$

В трехмерной стоячей волне – полная пространственная локализация.

Спектроскопия захваченных атомов.
Создание стандартов частоты нового поколения.
Столкновения супермедленных атомов.
Бозе – конденсация.

Когерентное пленение населенностей (КПН)

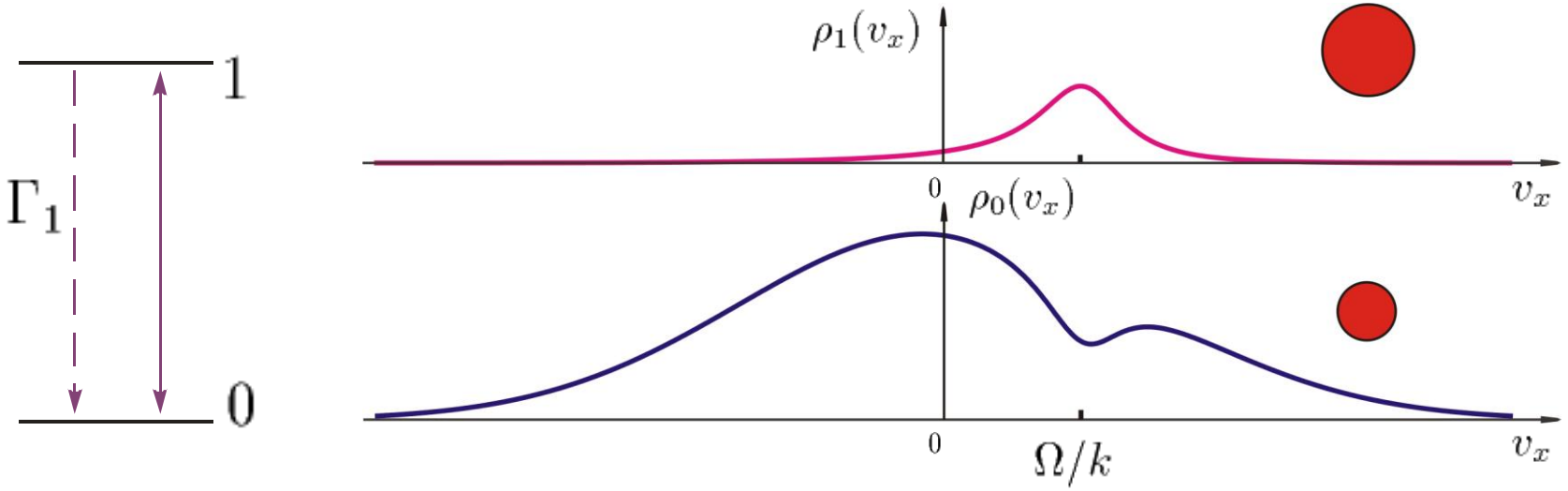


Уровни n и l не релаксируют (принадлежат основному состоянию).
Если при этом $\omega_1 - \omega_{mn} = \omega_2 - \omega_{ml}$, то каждое из двух излучений прекращает взаимодействие со средой.
Уровни же n и l в данной ситуации находятся в максимальной когерентной суперпозиции.

В центре магнитооптической ловушки из-за КПН отсутствует взаимодействие с излучением и нет спонтанного излучения, передающего импульс атому.

- Благодаря эффекту КПН атомы с почти нулевыми скоростями прекращают взаимодействовать с излучением, чем преодолевается ограничение, обусловленное импульсом фотона и возможно дальнейшее охлаждение.
- На заключительном этапе охлаждения осуществляют так называемой «испарение» – уменьшение глубины потенциальной ямы, в которой скапливаются охлажденные атомы. При этом «горячие» атомы разлетаются, а в яме остаются только наиболее «холодные». При этом их поступательное движение становится квантованным (колебательные состояния в потенциальной яме).
- Ярким следствием процесса охлаждения является создание бозе-эйнштейновского конденсата: сосредоточение большинства атомов в нижнем колебательном состоянии.

4. Светоиндуцированный дрейф



При возбуждении увеличивается «размер» атома $\Rightarrow$ уменьшается длина свободного пробега в буферном газе.

Селективность возбуждения по скоростям + изменение «размера» $\Rightarrow$ анизотропия длины свободного пробега $\Rightarrow$ дрейф частицы в буферном газе.

Потоки и силы трения

$\vec{j}_0, \vec{j}_1, \quad \vec{j} = \vec{j}_0 + \vec{j}_1; \qquad \vec{F}_0, \vec{F}_1, \quad \vec{F} = \vec{F}_0 + \vec{F}_1.$

$$+\begin{array}{l} \vec{F}_1 = -M\nu_1\vec{j}_1 \\ \vec{F}_0 = -M\nu_0\vec{j}_0 \end{array}$$

$$\vec{F} = M[(\nu_0 - \nu_1)\vec{j}_1 - \nu_0\vec{j}]$$

$$\vec{j} = 0: \quad \vec{F} = M(\nu_0 - \nu_1)\vec{j}_1 \neq 0$$

$$\vec{F} = 0: \quad \vec{j} = \frac{\nu_0 - \nu_1}{\nu_0}\vec{j}_1 \neq 0$$

Скорость дрейфа

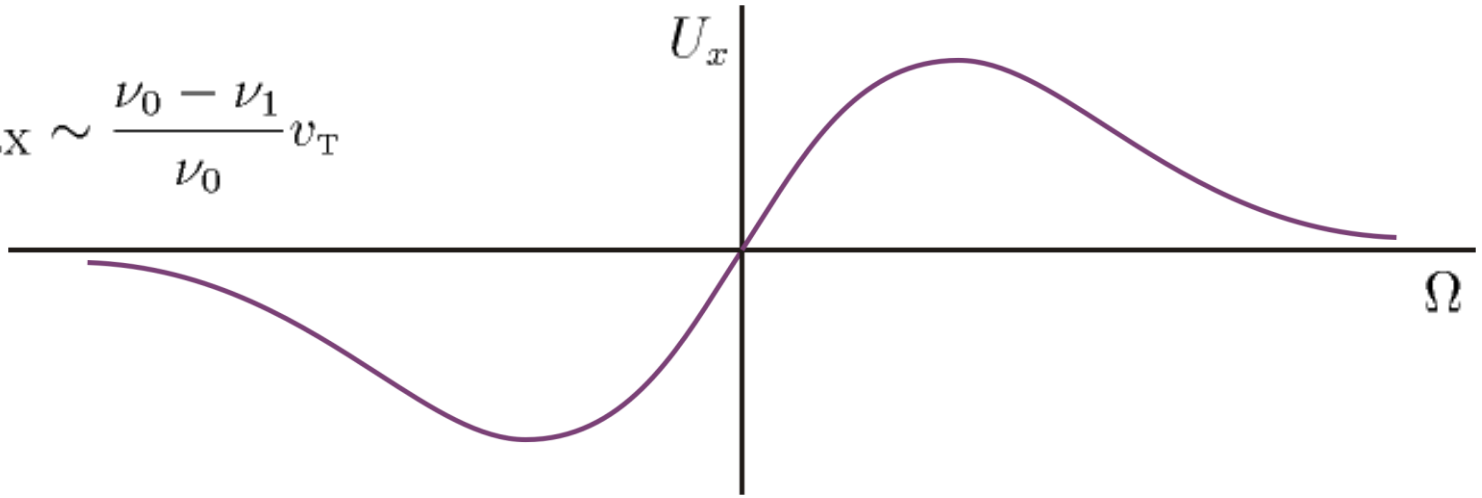
$$\vec{j}_1 = \vec{U}_1 N_1 = \vec{U}_1 \omega_1 N. \qquad \vec{U}_1 \approx \frac{\Omega}{k}\frac{\vec{k}}{k}$$

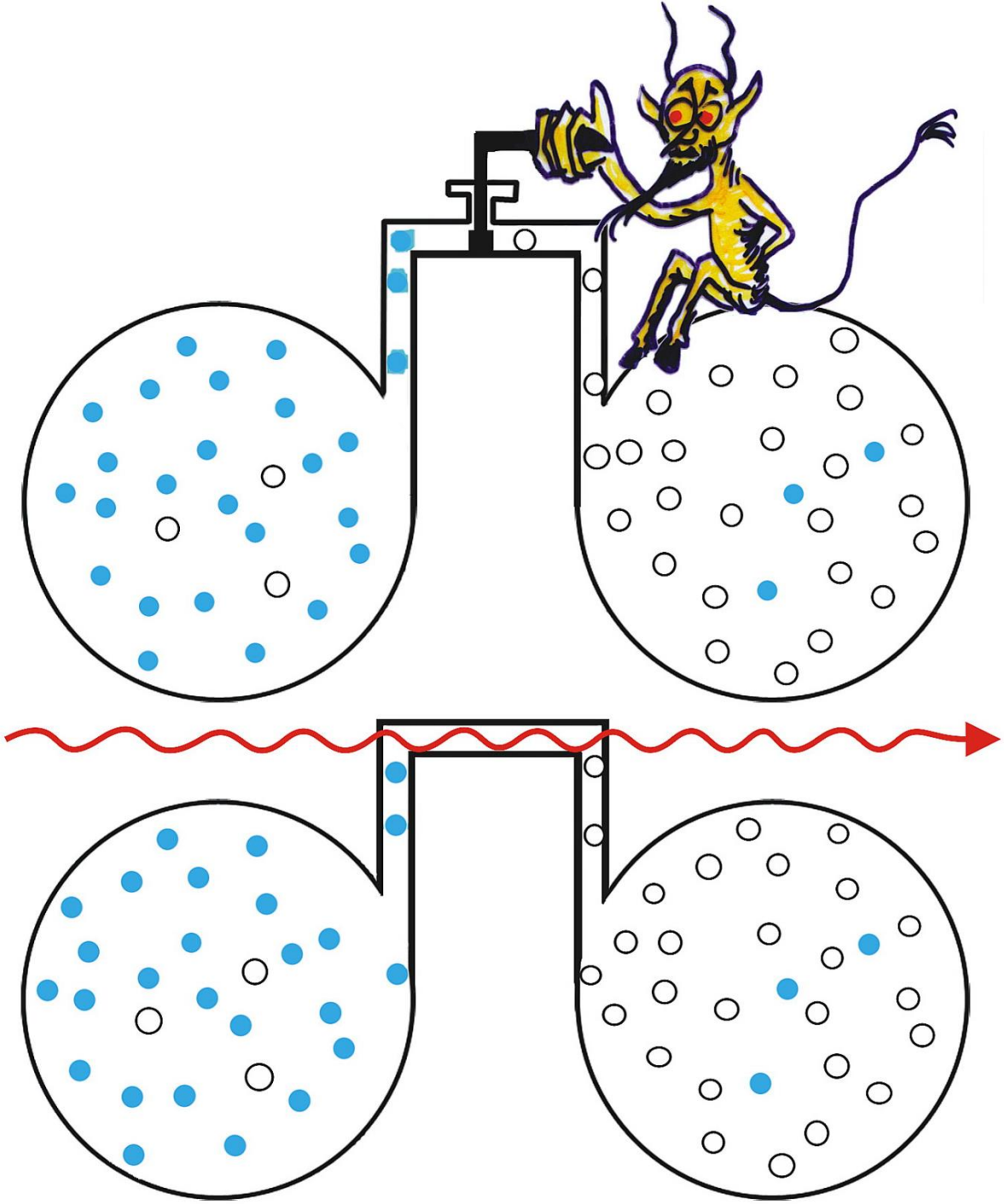
$$\vec{j}_1 \approx \frac{\Omega}{k}\omega_1 N \frac{\vec{k}}{k}$$

$$\vec{j} = \vec{U} N$$

$$\vec{U} \approx \frac{\nu_0 - \nu_1}{\nu_0}\omega_1 \frac{\Omega}{k}\frac{\vec{k}}{k}$$

$$U_{\max} \sim \frac{\nu_0 - \nu_1}{\nu_0} v_T$$



Излучение не передает среде ни импульса, ни энергии – демон Максвелла

СИД
как
Демон
Максвелла