

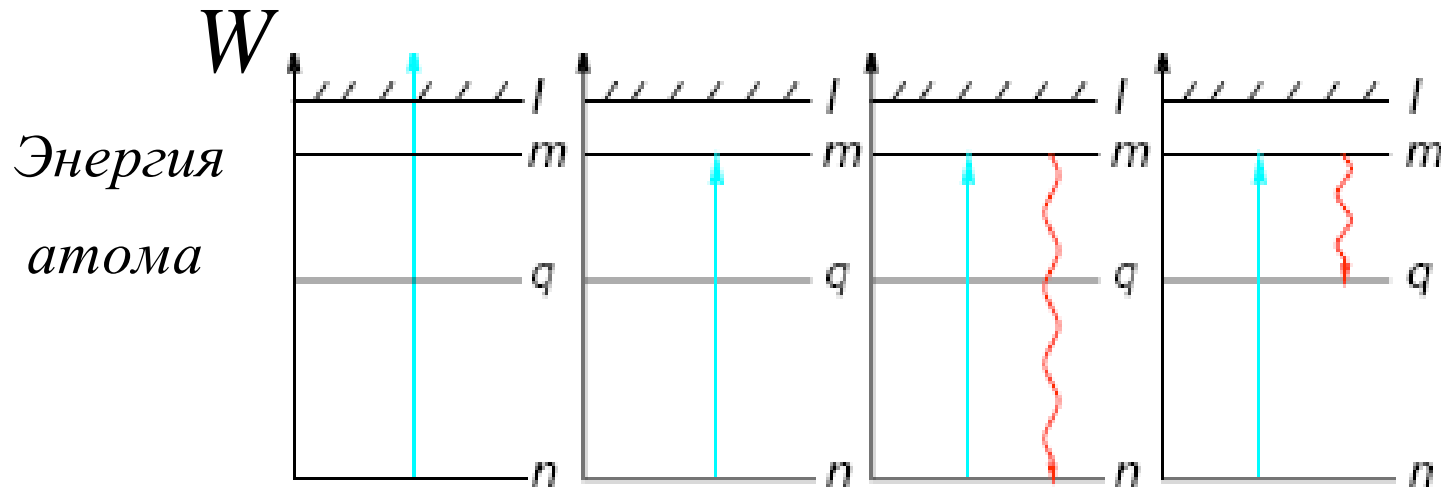
## *Лекция 5*

# ЭЛЕМЕНТЫ МНОГОФОТОННОЙ ОПТИКИ

## **Вопросы:**

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

## Схемы однофотонных процессов



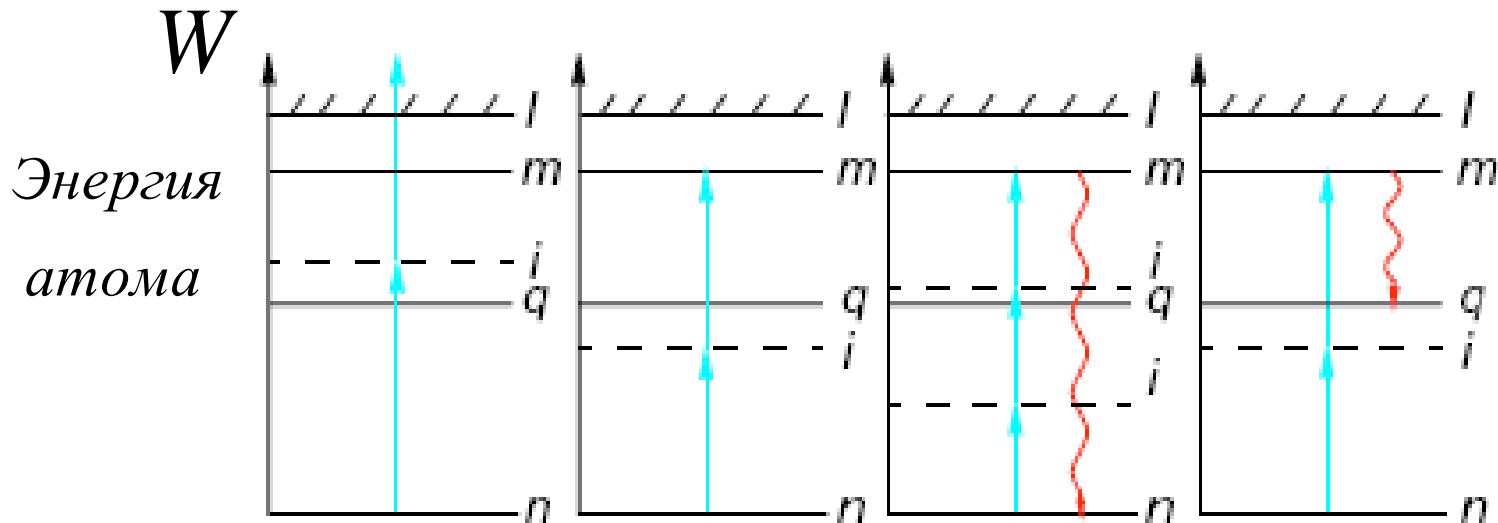
**а – фотоионизация атома; б – фотовозбуждение атома;  
в – рэлеевское рассеяние (на естественных оптических неоднородностях без изменения частоты); г – комбинационное (рамановское) рассеяние.**

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

## Интенсивность света



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



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

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

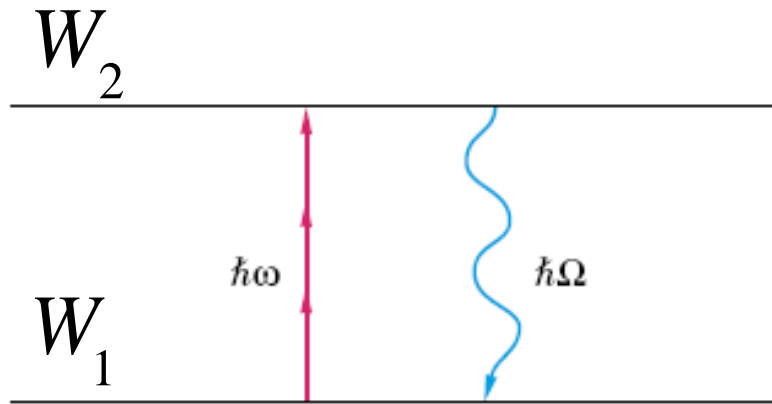
**Однофотонные процессы**

**Многофотонные процессы**

**Различия:**

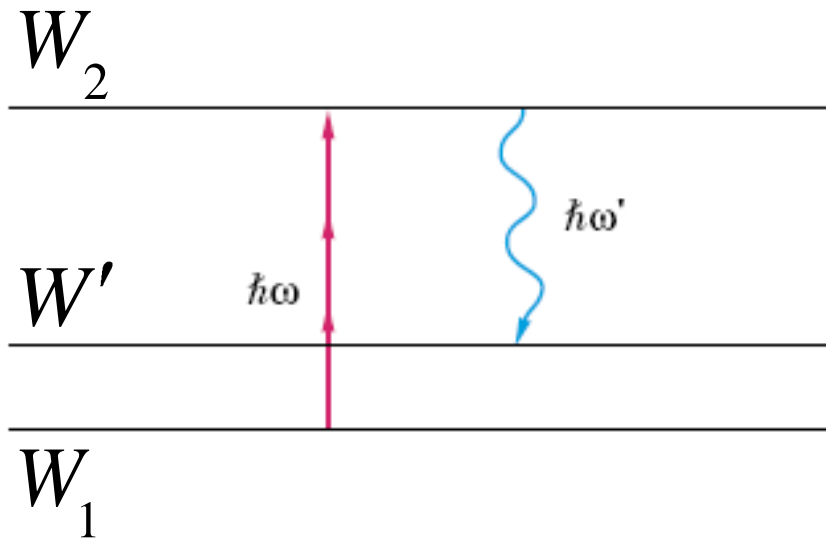
- разное число поглощаемых фотонов и разная зависимость вероятности поглощения от интенсивности излучения;
- промежуточные (виртуальные) состояния, отсутствующие в спектре атома.

**Закон сохранения энергии**  
**при многофотонных процессах**



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

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

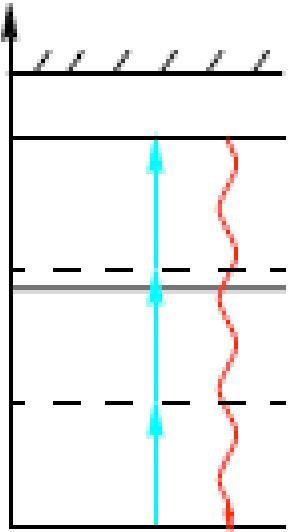


$$W_1 + K\hbar\omega \rightarrow W_2$$

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

$K$  – степень многофотонности  
(степень нелинейности) процесса.

## Физика многофотонных переходов

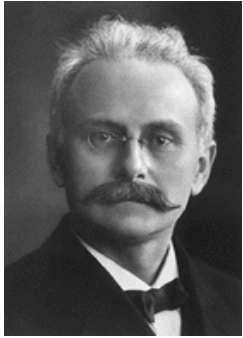


**Многофотонный переход существенно отличается от процессов каскадного (ступенчатого) возбуждения атома, когда поглощение каждого последующего фотона переводит атом из одного стационарного связанного состояния в другое.**

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

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

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



**Йоханнес Штарк  
(1874 – 1957)**

## Эффект Штарка

**Эффект Штарка – сдвиг атомных уровней (изменение энергии связанных электронных состояний) под действием электрической составляющей светового поля.**

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

$$\Delta W_m \sim \chi^{(1)} A^2 + \chi^{(3)} A^4 + \dots$$

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

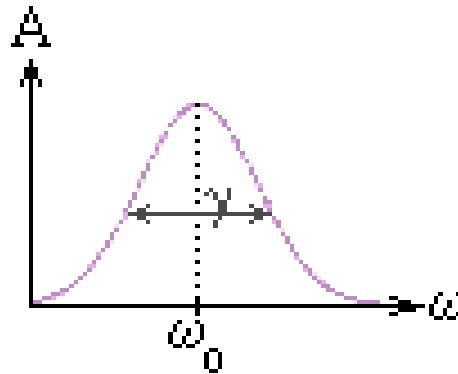
**Из-за сдвига атомных уровней энергия виртуального состояния может совпасть с энергией разрешенного состояния. Вероятность такого явления тем выше, чем больше интенсивность светового поля.**

# Соотношение неопределенностей Гейзенберга для энергии и времени



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

**Вернер Гейзенберг  
(1901 – 1976)**



$\gamma$  – естественная  
ширина уровня.

$$\delta W \approx \gamma$$

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

$$\delta t \geq \frac{\hbar}{|\hbar\omega - \Delta W_{mn}|}$$



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

$$\delta W \sim \hbar \omega \sim 1 \text{ эВ}$$

**Время жизни в виртуальном состоянии:**

$$\delta t \sim \frac{\hbar}{\delta W} \sim 10^{-16} \text{ с}$$

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

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

## Вероятность многофотонных процессов

Допущения:

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

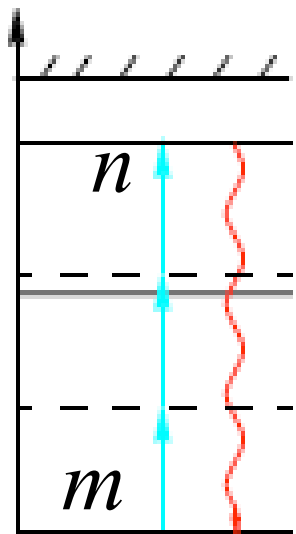
$w^{(1)} = \sigma^{(1)}(\omega)I$  – вероятность однофотонного процесса.

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

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

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

## Эффективное сечение многофотонного процесса



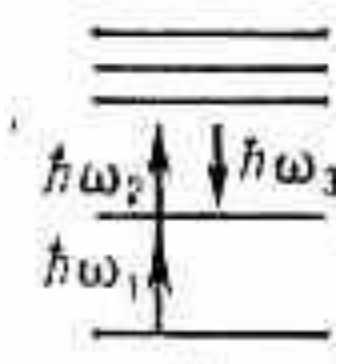
$$\sigma^{(K)} = 2\pi\rho_n \left| \hat{V}_{mn}^{(K)} \right|^2$$

$\rho_n$  – плотность конечных состояний.

$\hat{V}_{mn}^{(K)}$  – матричный элемент  $K$ -фотонного перехода  $m \rightarrow n$ .

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

Более общее выражение  
для вероятности многофотонных процессов



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

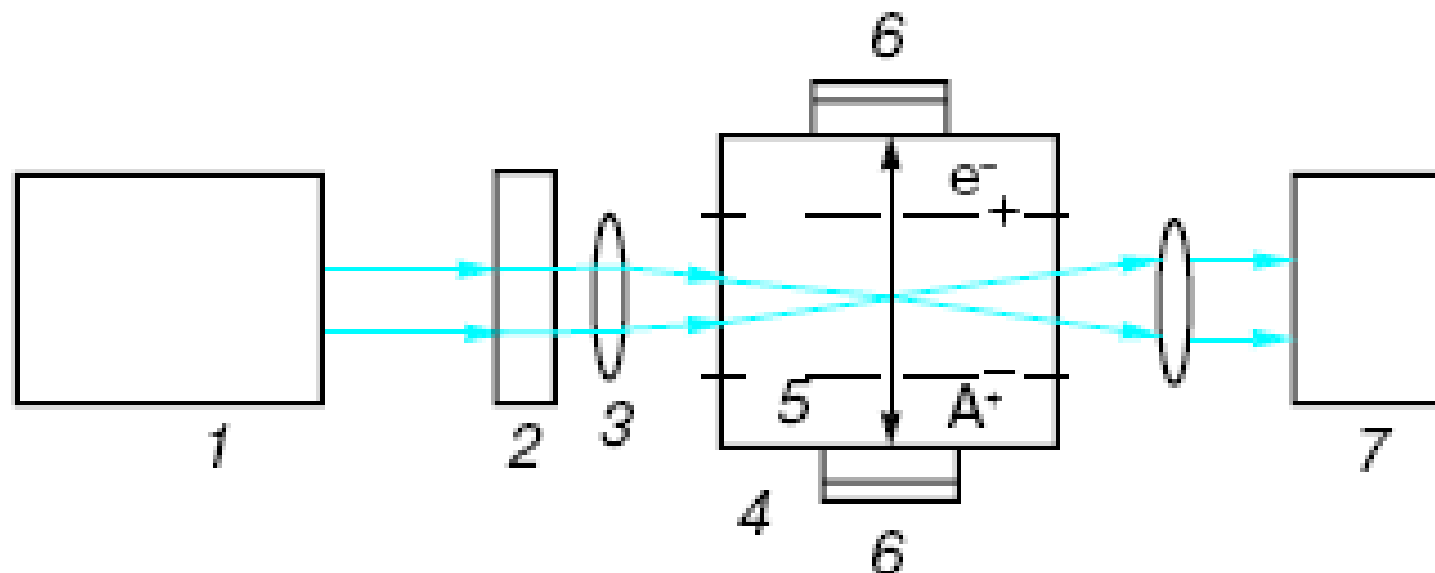
$I(\omega_i)$  – интенсивности спектральных компонент на частотах  $\omega_i$ .

Пороговое значение интенсивности светового поля для экспериментального наблюдения многофотонных процессов лежит в диапазоне

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

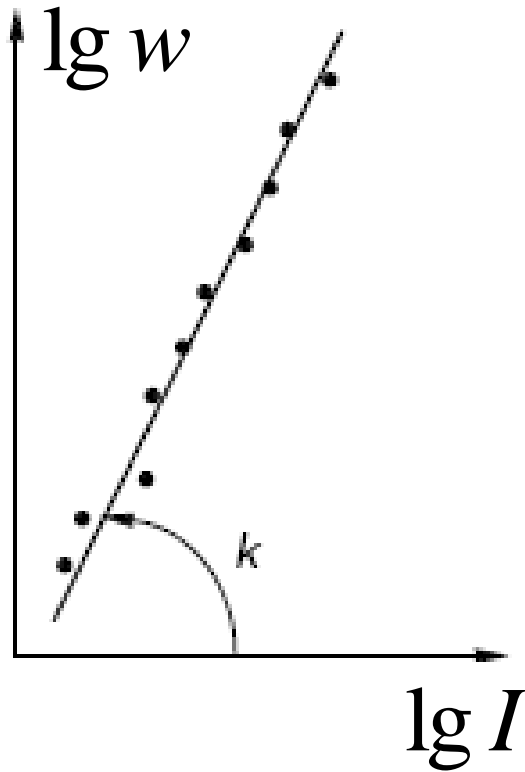
**Ни для каких тепловых (долазерных) источников света многофотонные процессы ненаблюдаемы.**

## Схема постановки эксперимента по наблюдению и исследованию многофотонной ионизации



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

## Результаты эксперимента



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

$$K = \frac{d(\lg w)}{d(\lg I)}$$

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

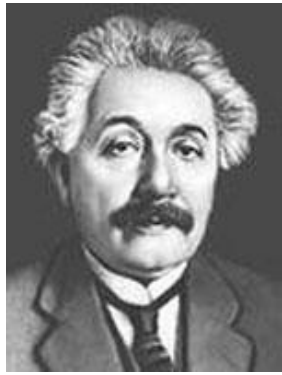
## Нелинейный фотоэффект

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

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

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

$$\varepsilon_{\text{св}} = \left\{ \begin{array}{l} \text{либо потенциал ионизации атома или молекулы;} \\ \text{либо ширину запрещенной зоны в полупроводнике,} \\ \text{либо работу выхода электронов из металла.} \end{array} \right.$$



**Альберт Эйнштейн**  
**(1879 – 1955)**

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

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

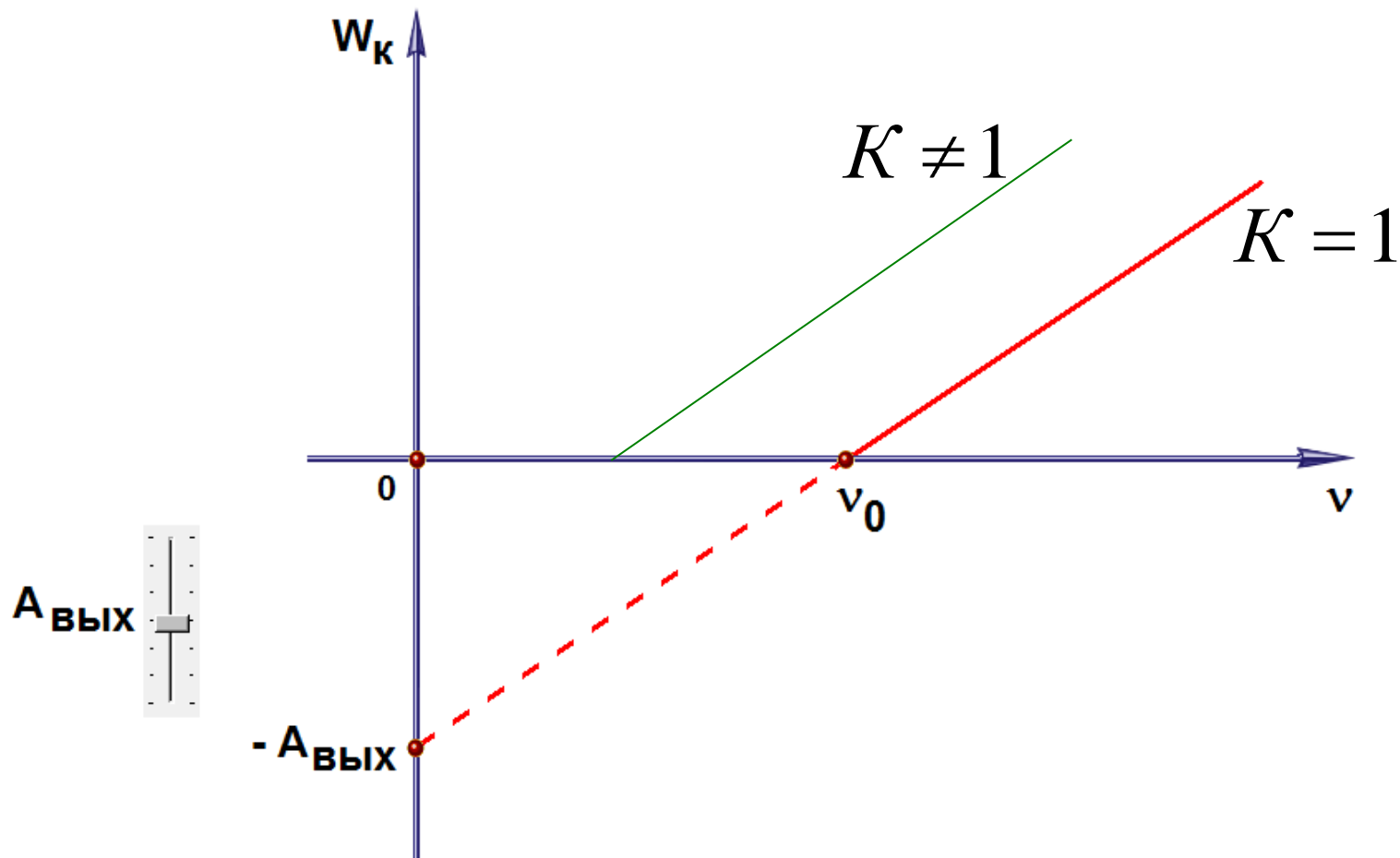
Если при  $K = 1$  фотоэффект возможен только при условии:

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

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

**При нелинейном фотоэффекте исчезает «красная граница» при взаимодействии света с веществом.**





Поскольку вероятность многофотонного процесса

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

то первый закон фотоэффекта формулируется следующим образом:

**количество фотоэлектронов, выбиваемых из катода при нелинейном фотоэффекте за единицу времени, зависит от интенсивности света по степенному закону.**

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