

# Атомная физика

## Лекция 4

**М.Ю. Рябикин**

*канд. физ.-мат. наук, в.н.с. ИПФ РАН*

**ННГУ им. Н.И. Лобачевского, ВШОПФ**

**2025**

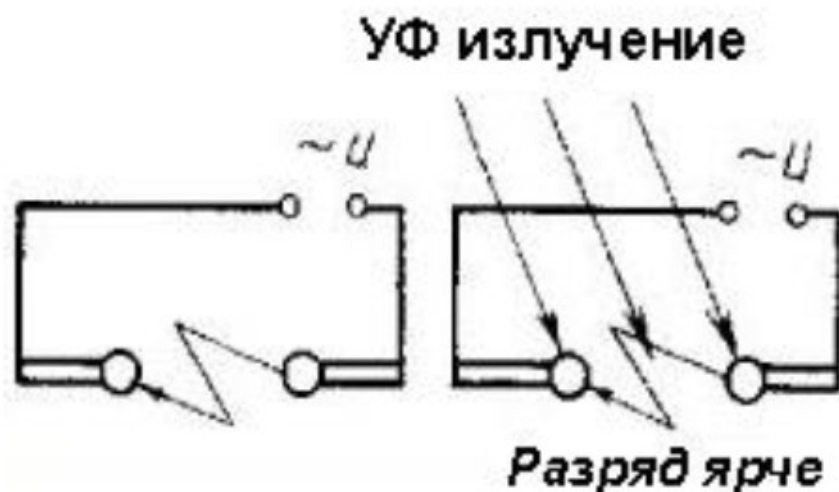
# Фотоэлектрический эффект

# Исследования воздействия света на электрические свойства вещества (19 в.)

- Фотовольтаический эффект (Эдмонд Беккерель, 1839)
- Фотопроводимость (Уиллоуби Смит, 1873)
- Фотоэлектрический эффект («фотоэффект» (Генрих Герц, 1887)
  - Исследования законов фотоэффекта (Александр Столетов, 1888-1890; Филипп Ленард, 1900-1902)
  - Открытие электрона → физическая интерпретация фототока как потока электронов, вырванных светом из вещества (Джозеф Джон Томсон, 1897)
  - Фотонная теория фотоэффекта (Альберт Эйнштейн, 1905)
  - Исследования динамики фотоэффекта (Ференц Крауз, Анн Л'Юлье и др., с 2001 г.)

## *Открытие фотоэффекта (Герц, 1887)*

Эксперименты Герца (атомный ФЭ).

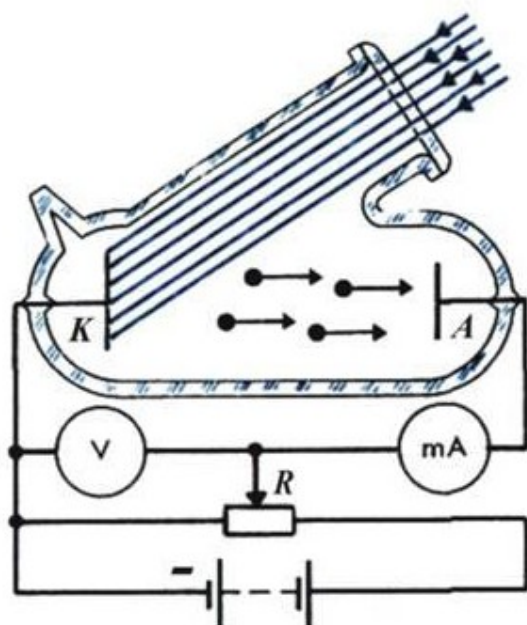


Обнаружение облегчения зажигания искры между шариками искрового разрядника при его облучении светом электрической дуги.

Исчезновение эффекта при помещении стеклянной пластинки на пути светового пучка → важная роль УФ участка спектра.

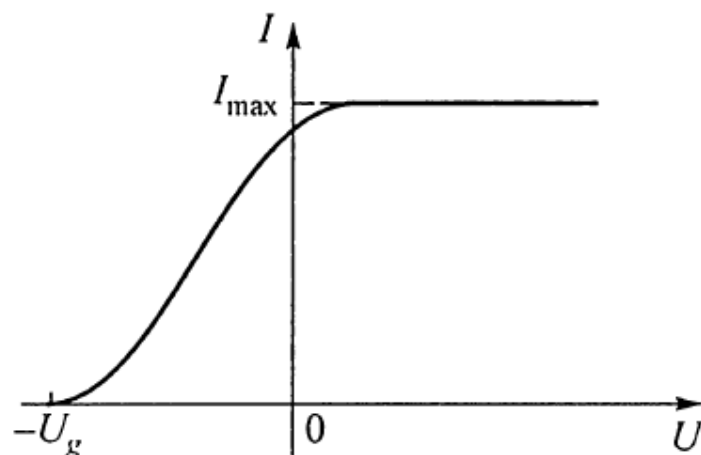
## Эксперименты Столетова (1888-1890) и Ленарда (1900) («вакуумный» ФЭ)

Схема установки для исследования вакуумного ФЭ



Вакуумированная колба с впаянными электродами – **вакуумный фотоэлемент**. Регулируемое напряжение на электродах. Облучение эмиттера УФ излучением с варьируемой интенсивностью  $L$  и частотой  $\omega$ . Испускание эмиттером электронов («**фотоэлектронов**») при УФ облучении → возникновение тока, регистрируемого микроамперметром. Снятие зависимостей  $I(U)$  (ВАХ – вольт-амперные характеристики).

Качественный вид типичной ВАХ ( $L, \omega = \text{const}$ ).



Ток только в одном направлении (испускание эмиттером).

(1)  $U > 0 \rightarrow$  притяжение фотоэлектронов к коллектору  $\rightarrow$  ток  $I$ .

Насыщение  $I$  при больших  $U$ . Объяснение: все испущенные эмиттером электроны, в том числе самые высокоэнергетичные, достигают коллектора.

(2)  $U = 0 \rightarrow I \neq 0$ . Объяснение: ток поддерживается за счет ненулевой кинетической энергии электронов при выходе из эмиттера.

(3)  $U < 0 \rightarrow I \downarrow$ . Прекращение  $I$  при определенном  $|U|$

( $U_g$  – *запирающий потенциал*). Объяснение ВАХ при  $U < 0$ .

Из эмиттера могут выходить электроны с разными энергиями. При  $U < 0$  возникает электрическое поле между эмиттером и коллектором, тормозящее электроны. Если работа поля  $-eU$  превысит начальную кинетическую энергию фотоэлектрона, то он вернется на эмиттер и не даст вклада в  $I$ . При  $U = -U_g$  работа  $eU_g$  достигает максимальной кинетической энергии электронов  $E_{\max}$ :

$$E_{\max} = eU_g \quad (3.1)$$

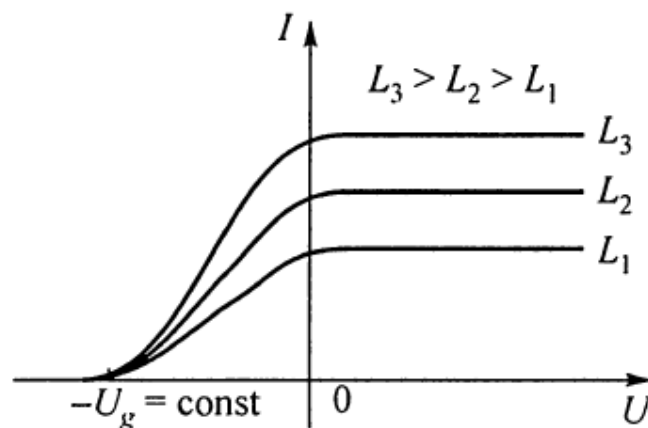
→ все электроны возвращаются на эмиттер →  $I = 0$ .

Объяснение плавного вида ВАХ при  $U < 0$ : фотоэлектроны, покинувшие эмиттер, имеют практически непрерывный спектр кинетических энергий от 0 до  $eU_g$ .

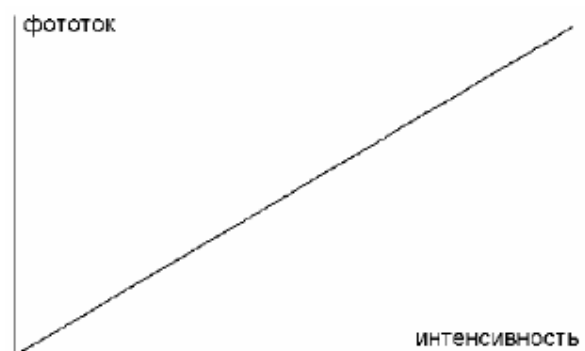


ВАХ на приведенном выше рисунке удастся полностью объяснить в рамках классической физики.

ВАХ при различных  $L$  ( $\omega = \text{const}$ ).



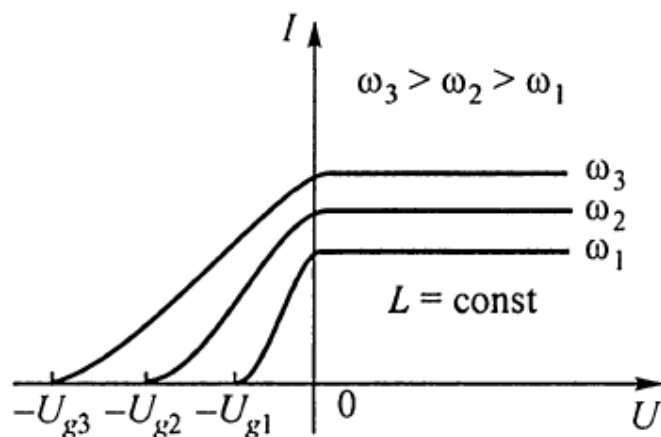
$L \uparrow \rightarrow I \uparrow$ . Зависимость  $I(L)$  – линейная:



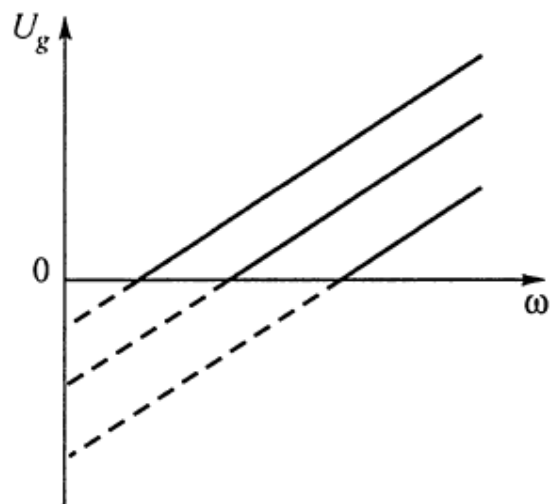
Линейно растущая зависимость  $I(L)$  – ожидаемый с точки зрения классической физики результат:  $L \uparrow \rightarrow$  энергия, поглощаемая электронами в приповерхностном слое металла  $\uparrow \rightarrow$  вероятность их вылета  $\uparrow \rightarrow$  фототок  $\uparrow$ .

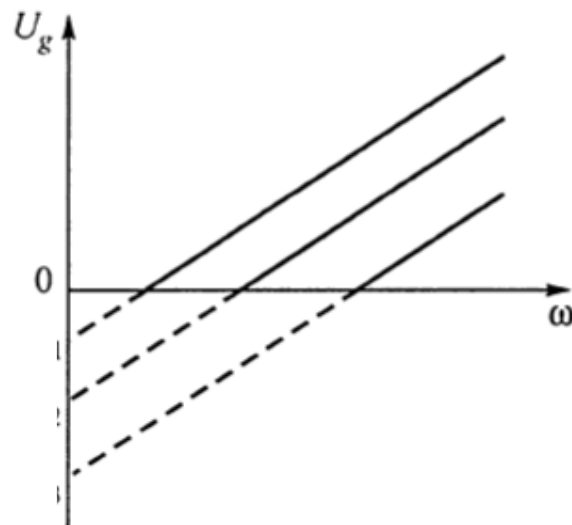
Неожиданный результат при разных  $L$  состоит в том, что  $U_g = \text{const}$  (!).

ВАХ при различных  $\omega$  ( $L = \text{const}$ ).



$\omega \uparrow \rightarrow U_g \uparrow$  (!). Зависимость  $U_g(\omega)$  оказывается строго линейной при  $\forall L$ :





Наиболее удивительная особенность ФЭ – наличие «*красной границы*»:  
 $\forall$  металла (материала эмиттера) есть определенная частота излучения  $\omega_0$ ,  
 такая что при  $\omega < \omega_0$  ФЭ не наблюдается ни при каких  $L$  (нулевое  $U_g$   
 означает отсутствие ФЭ).  
 У большинства металлов красная граница лежит в УФ; в видимом – только  
 у щелочных металлов.

### *Противоречие свойств ФЭ выводам классической теории*

(1) Классическая физика: если частота столкновений электронов в металле меньше частоты внешнего поля, то электроны почти свободны (для УФ это так, т.к. частота столкновений обычно соответствует ИК); свободный электрон под действием переменного поля с амплитудой  $E_0$  совершает колебания с характерной энергией  $U_{\text{осц}} = e^2 E_0^2 / 4m\omega^2 \rightarrow$  с увеличением  $L$  ( $\sim E_0^2$ ) должны расти начальная кинетическая энергия фотоэлектронов и, следовательно,  $U_g$ .

(2) Классическая физика:  $U_{\text{осц}} = e^2 E_0^2 / 4m\omega^2 \rightarrow$  излучение с меньшей  $\omega$  более эффективно воздействует на электроны  $\rightarrow$  начальная кинетическая энергия фотоэлектронов и, следовательно,  $U_g$  должны не  $\downarrow$ , а  $\uparrow$  при  $\omega \downarrow$ .

(3) Классическая физика:  $\forall \omega$  монохроматический поток света с большой  $L$ , долго облучающий эмиттер, должен передать электронам металла значительную энергию. Этому противоречит наблюдение красной границы, выраженной в отсутствии хотя бы одного наблюдаемого фотоэлектрона при  $\omega < \omega_0$ , причем даже при весьма высоких  $L$ .

Безуспешность попыток объяснения этих свойств ФЭ в рамках классической физики.

**Фотонная теория ФЭ** (Эйнштейн, 1905).

Планк: ЭМ испускается и поглощается определенными порциями величиной

$$\varepsilon = \hbar\omega . \quad (3.2)$$

Эйнштейн, в развитие идей Планка: ЭМ поле имеет дискретную структуру.

ЭМ волна состоит из отдельных частиц – квантов, впоследствии названных **фотонами** (Гилберт Льюис, американский химик, 1926).

Фотоны могут поглощаться и излучаться веществом. 1-е приложение фотонной теории – объяснение физического механизма вакуумного ФЭ.

Теория Друде (1900): в металлах много электронов проводимости, которые могут свободно перемещаться по всему объему металлического тела → хорошая электропроводность металлов.

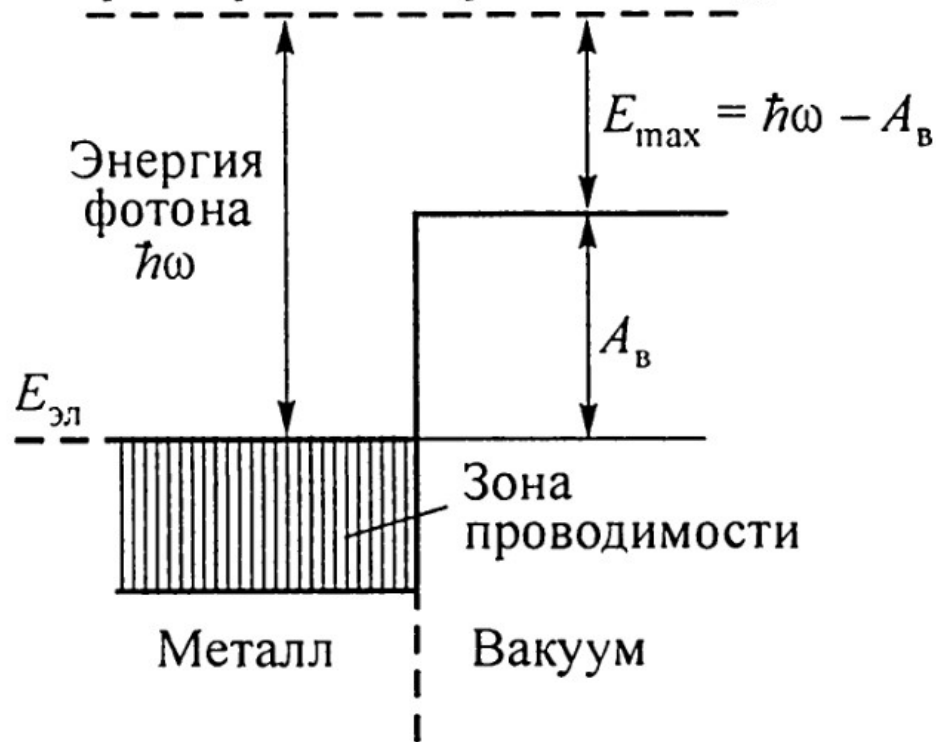
Эйнштейн: в вакуумном ФЭ фотон из падающего на эмиттер пучка света поглощается каким-либо электроном проводимости и передает ему всю свою энергию → электрон может выйти из металла вовне.

# Гипотеза Эйнштейна (1905)

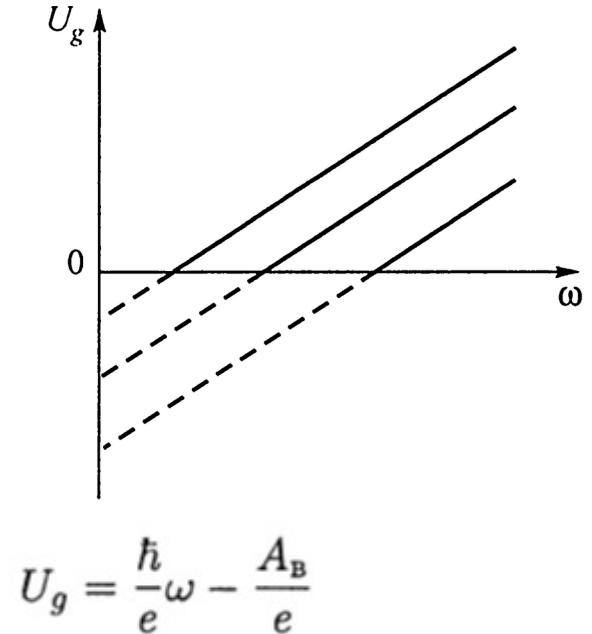
$E = \hbar\omega$  - энергия фотона

$A_{\text{в}}$  - работа выхода

Энергия фотоэлектронов в вакууме



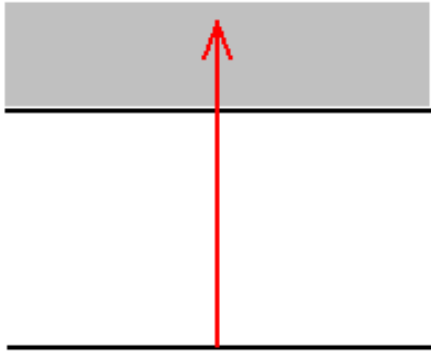
Запирающий потенциал



Угол наклона прямых определяется только мировыми постоянными; положение «красной границы» фотоэффекта определяется свойствами материала эмиттера (работой выхода) → измерения постоянной Планка (Милликен, 1916) и работы выхода для различных материалов.

# Атомный фотоэффект

## Гипотеза Эйнштейна (1905)



$E = \hbar\omega$  - энергия фотона

$\hbar\omega > I_p$        $I_p$  - потенциал ионизации

$E_k = \hbar\omega - I_p$  - кинетическая энергия  
электрона

**Нобелевская премия** по физике 1921 г. «за заслуги перед теоретической физикой, и особенно за открытие закона фотоэлектрического эффекта»

## "Золотое правило" Ферми

$$N = N_0 \exp(-\Gamma t) \qquad \Gamma = 2\pi\rho(E_f) \left| x_{if} \right|^2 \left( \frac{F}{2} \right)^2 \delta(E_f - E_i - \omega)$$

$F(t) = e_x F \sin \omega t$  - электрическое поле

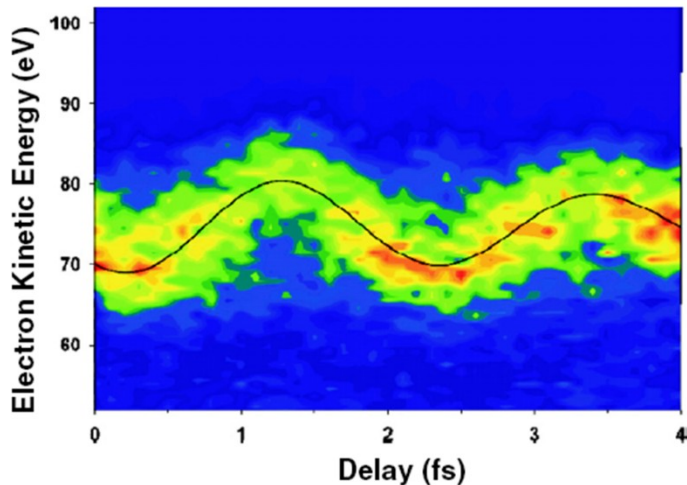
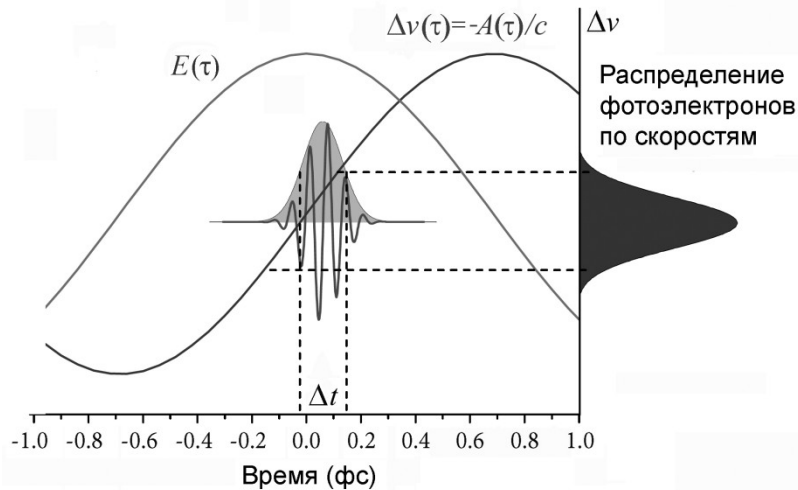


Нобелевская премия 2023 года по физике присуждена трём учёным-экспериментаторам – Пьеру Агостини (США), Ференцу Краузу (Германия) и Анн Л'Юлье (Швеция) за создание экспериментальных методов генерации аттосекундных импульсов света для исследования динамики электронов в веществе. Один из важных аспектов такой динамики – время фотоионизации.

Одна аттосекунда равна  $10^{-18}$  секунд.

# Аттосекундная стрик-камера

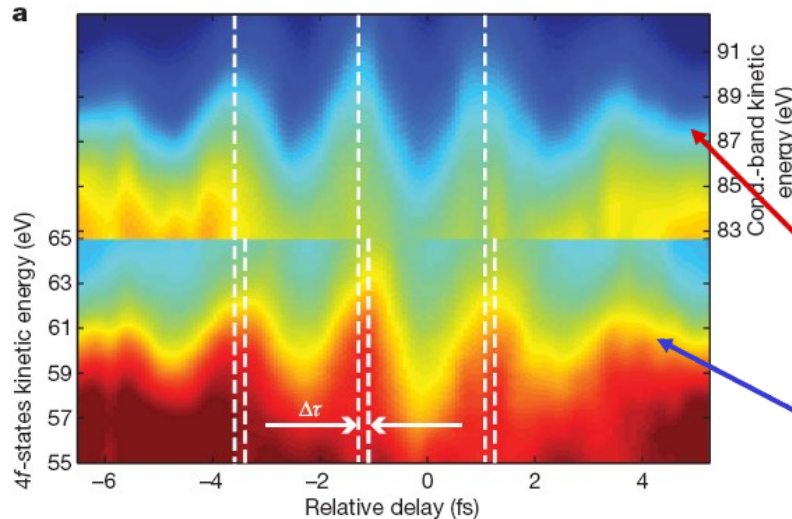
## Измерение распределений фотоэлектронов по скоростям



В методе аттосекундной стрик-камеры вещество облучается комбинацией линейно поляризованных аттосекундных импульсов УФ излучения и породившего их лазерного импульса ИК диапазона с варьируемой задержкой  $\tau$  между УФ и ИК импульсами. Импульсы УФ излучения с длительностью  $\Delta t$ , значительно меньшей периода ИК поля, вызывают ионизацию среды за счёт фотоэффекта, а воздействие ИК излучения, в зависимости от задержки  $\tau$ , увеличивает или уменьшает скорости (и, следовательно, кинетические энергии) фотоэлектронов (рисунок сверху). Измерения спектров фотоэлектронов как функции от задержки  $\tau$ , дают картинку, называемую стрик-спектрограммой (рисунок снизу). Теория показывает, что у электронов, вылетающих параллельно поляризации воздействующих полей, «скелет» спектрограммы (сплошная кривая на нижнем рисунке) образует кривую, повторяющую временную зависимость  $A(t)$  векторного потенциала ИК поля. Если бы фотоионизация происходила мгновенно, осцилляции стрик-спектрограммы и  $A(t)$  были бы строго сфазированы. Конечное время фотоэффекта приводит к сдвигу между этими двумя кривыми, что позволяет экспериментально измерять задержку эмиссии электронов.

# Аттосекундная стрик-камера

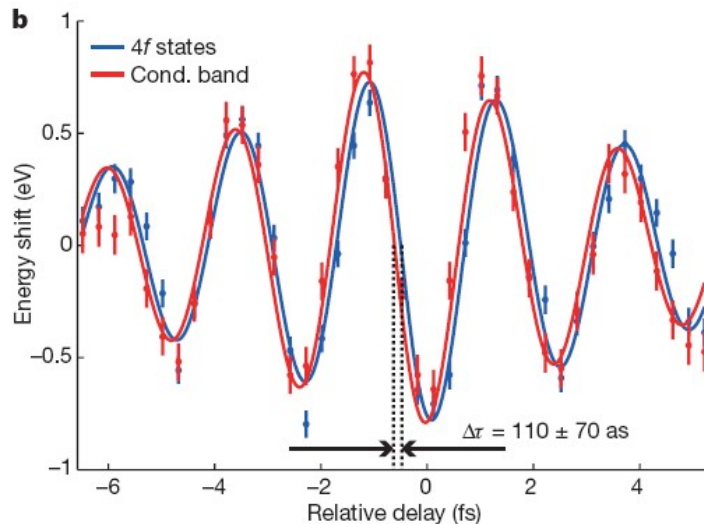
## Задержка фотоэмиссии



**Вольфрам**

**- Электроны из зоны проводимости**

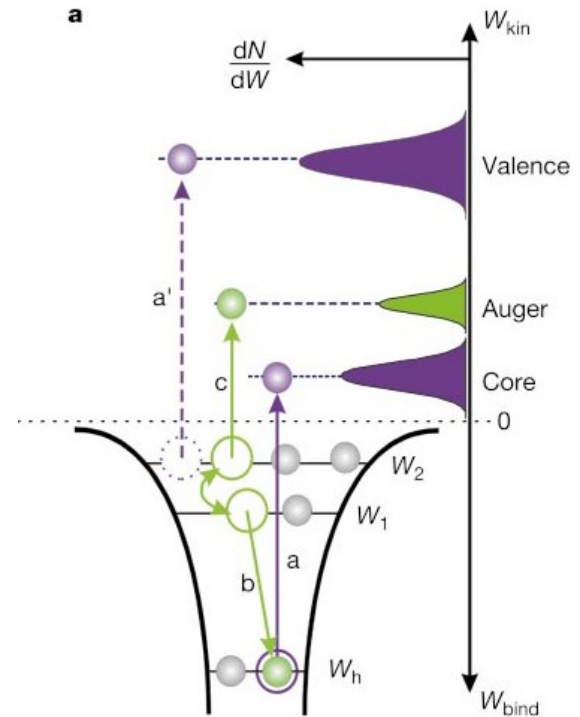
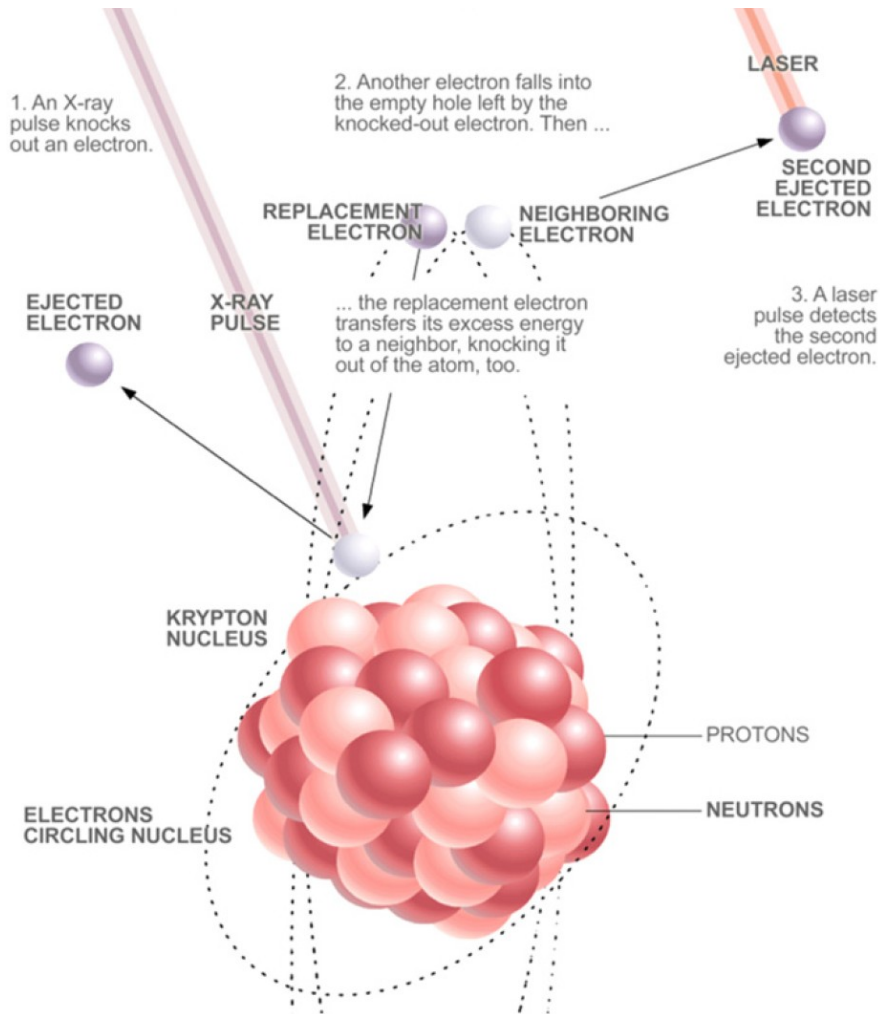
**- Электроны из сильно СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ**



В первом демонстрационном эксперименте [Cavalieri, 2007] были проведены сравнительные исследования фотоэмиссии различных групп электронов в кристалле вольфрама. Сравнение спектрограмм электронов, удалённых аттосекундным импульсом с глубоких уровней и из области вблизи поверхности Ферми, позволило для времени задержки между эмиссией электронов, локализованных вблизи ядер, и делокализованных электронов вблизи границы зоны проводимости получить значение  $\sim 110$  ас.

# Аттосекундная стрик-камера

## Регистрация вторичных электронов (Оже-эффект)



Аттосекундная стрик-камера, а также и другие методы аттосекундной спектроскопии, позволяют исследовать и динамику более сложных ионизационных процессов, например, Оже-эффекта.