

Зондирование электронной динамики в веществе с аттосекундным временным разрешением

М.Ю. Рябикин

*Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова
Российской академии наук*

XXI научная школа «Нелинейные волны – 2024»

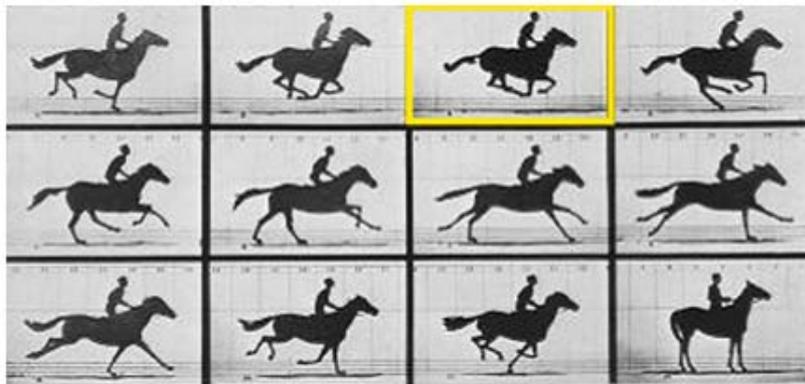
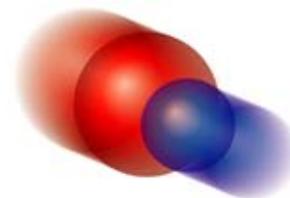
Нижний Новгород, 5-11.11.2024



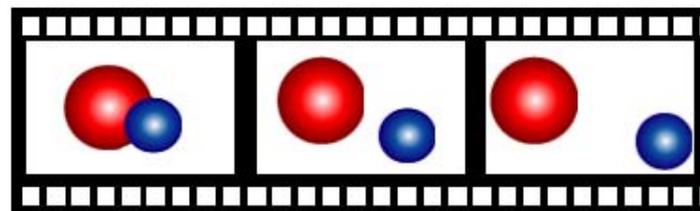
Нобелевская премия 2023 года по физике присуждена трём учёным-экспериментаторам – Пьеру Агостини (США), Ференцу Краузу (Германия) и Анне Л'Юлье (Швеция) за создание экспериментальных методов генерации аттосекундных импульсов света для исследования динамики электронов в веществе.

Одна аттосекунда равна 10^{-18} секунд.

«Мгновенные снимки» быстро движущихся объектов



$\Delta t = 0.002 \text{ c}$
(E. Muybridge, 1878)

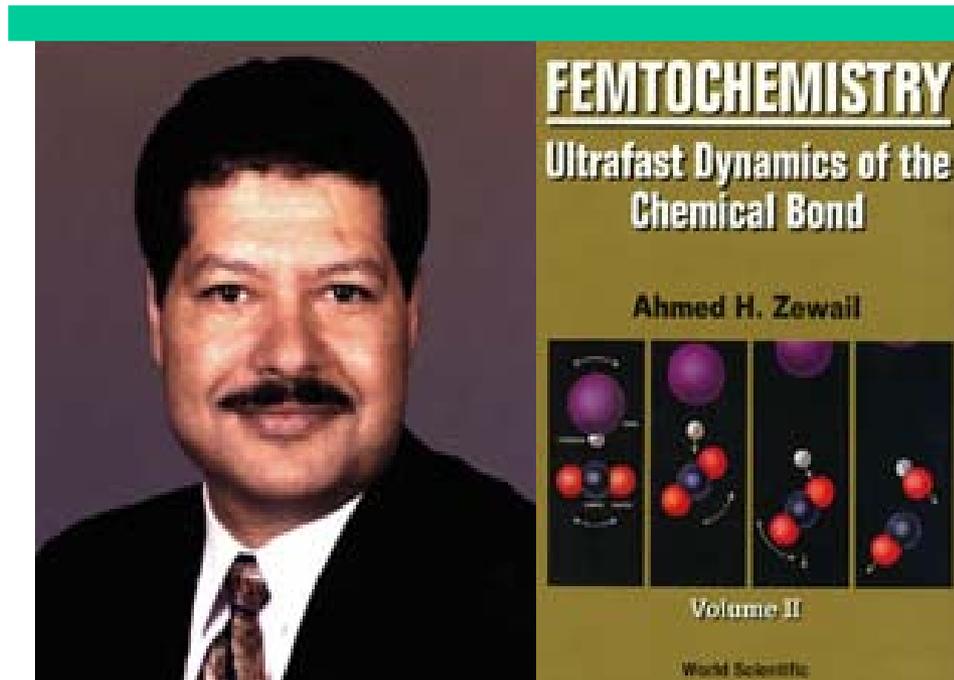


$\Delta t \sim 100 \text{ фс}$
(A. Zewail, 1980-е г.г.)

Измерения с высоким временным разрешением

1980-1990-е г.г. – исследования фемтосекундной динамики

В 1999 г. Нобелевская премия по химии была присуждена Ахмеду Зивейлу (CalTech) за спектроскопию сверхвысокого временного разрешения.



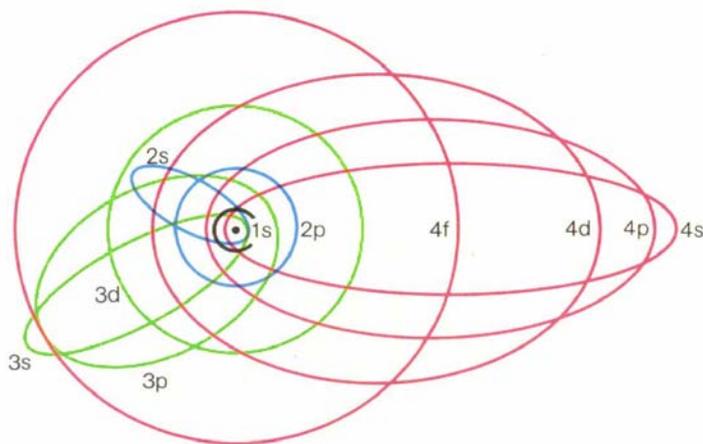
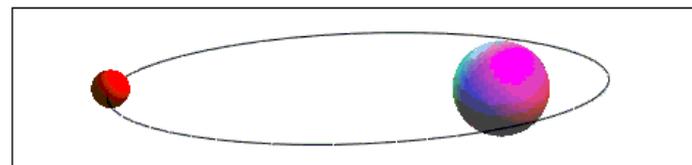
Зивейл, используя технику сверхбыстрых лазерных измерений, исследовал движение атомов в молекулах в процессе химических реакций и динамику начальных стадий фотосинтеза ($\Delta t \sim 100$ фс – 10 пс).

Аттосекундные импульсы как инструмент зондирования электронной динамики

Движение электронов в атомах

Атомная единица времени:

$$t_a = \hbar^3 / (m_e e^4) \approx 24 \text{ ас}$$



Модель атома Бора →

Период обращения электрона
вокруг протона по первой
боровской орбите (основное
состояние атома водорода)
составляет 152 аттосекунды.

Наблюдение таких движений требует измерений на временных масштабах, значительно меньших периода осцилляций ЭМ поля видимого диапазона (составляющего 1.5 – 3 фемтосекунды)

Характерные временные масштабы процессов в квантовых системах

В стационарных состояниях распределения вероятностей стационарны.

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r})\chi(t) \quad \chi(t) = A \exp\left(-i\frac{E}{\hbar}t\right)$$

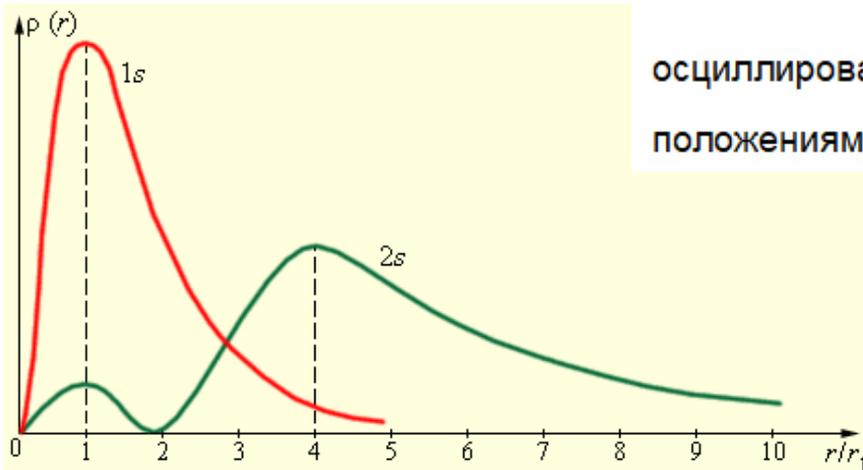
Средние значения физических наблюдаемых являются билинейными формами от волновой функции и в стационарных состояниях тоже не изменяются.

$$\bar{f} = \int \Psi^* (\hat{f} \Psi) dq$$

Когерентная суперпозиция стационарных состояний (волновой пакет)

$$\Psi = \sum_n a_n \Psi_n$$

Если создать когерентную суперпозицию состояний 1s и 2s, то результирующее распределение вероятностей $|\Psi(\mathbf{r}, t)|^2$ будет осциллировать с периодом $T_{12} = \frac{4}{3}T_1 \approx 203$ ас в области между положениями, соответствующими 1-й и 2-й боровским орбитам.



Характерные временные масштабы процессов в квантовых системах

В стационарных состояниях распределения вероятностей стационарны.

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r})\chi(t) \quad \chi(t) = A \exp\left(-i\frac{E}{\hbar}t\right)$$

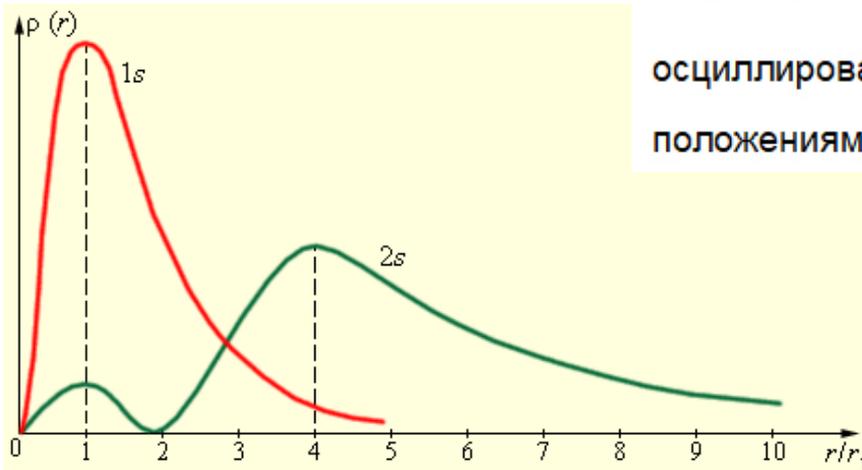
Средние значения физических наблюдаемых являются билинейными формами от волновой функции и в стационарных состояниях тоже не изменяются.

$$\bar{f} = \int \Psi^* (\hat{f} \Psi) dq$$

Когерентная суперпозиция стационарных состояний (волновой пакет)

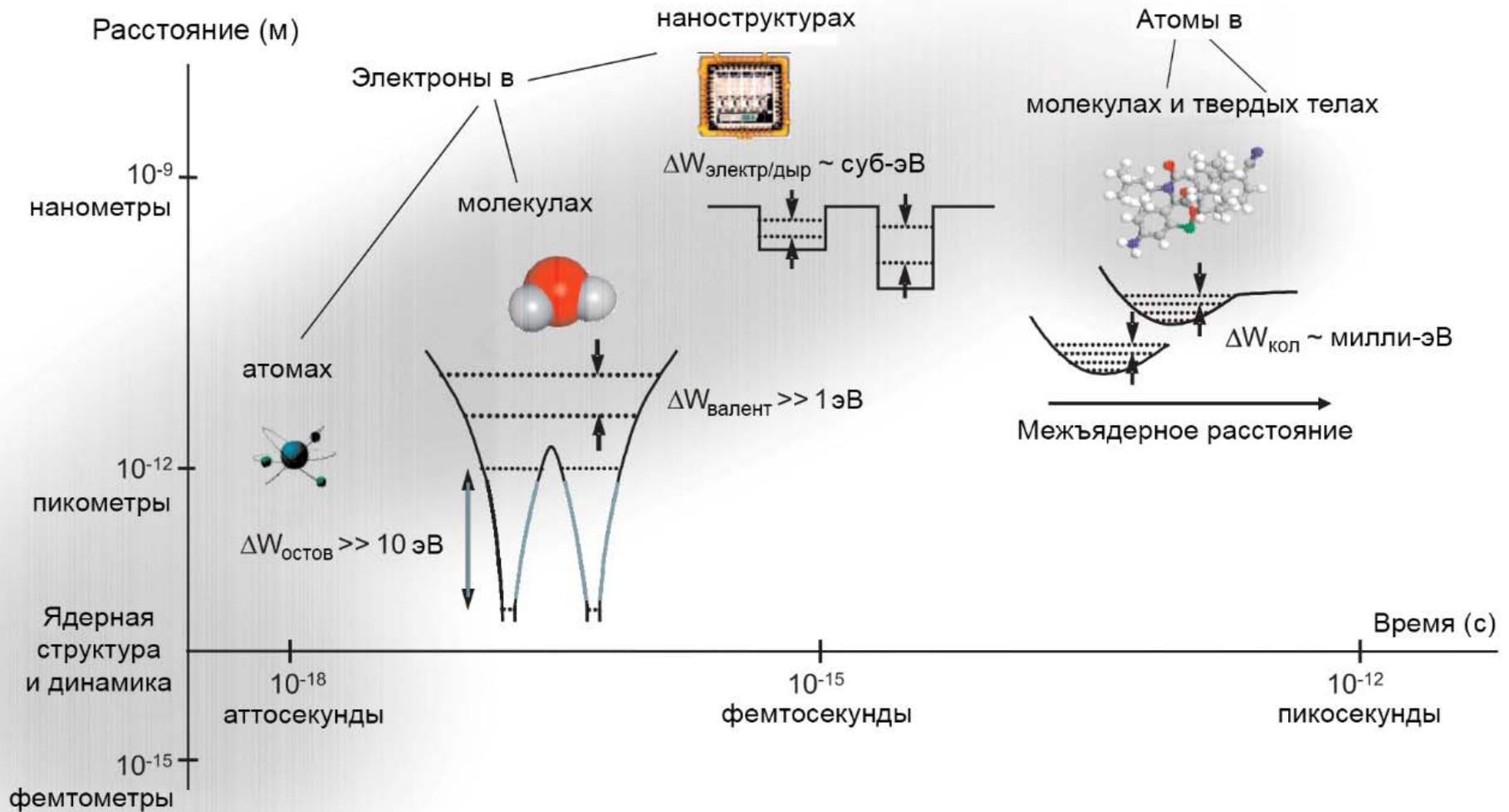
$$\Psi = \sum_n a_n \Psi_n$$

Если создать когерентную суперпозицию состояний 1s и 2s, то результирующее распределение вероятностей $|\Psi(\mathbf{r}, t)|^2$ будет осциллировать с периодом $T_{12} = \frac{4}{3}T_1 \approx 203$ ас в области между положениями, соответствующими 1-й и 2-й боровским орбитам.



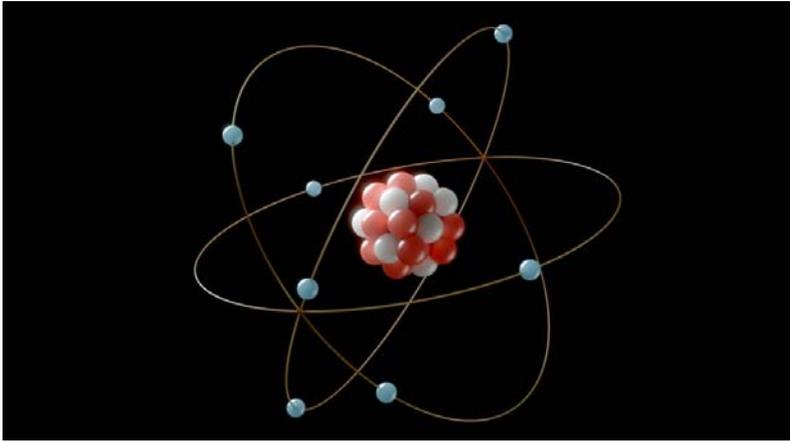
Характерные временные масштабы процессов в квантовых системах определяются энергетическими зазорами между вовлеченными в них стационарными состояниями.

Пространственные и временные масштабы процессов в микромире

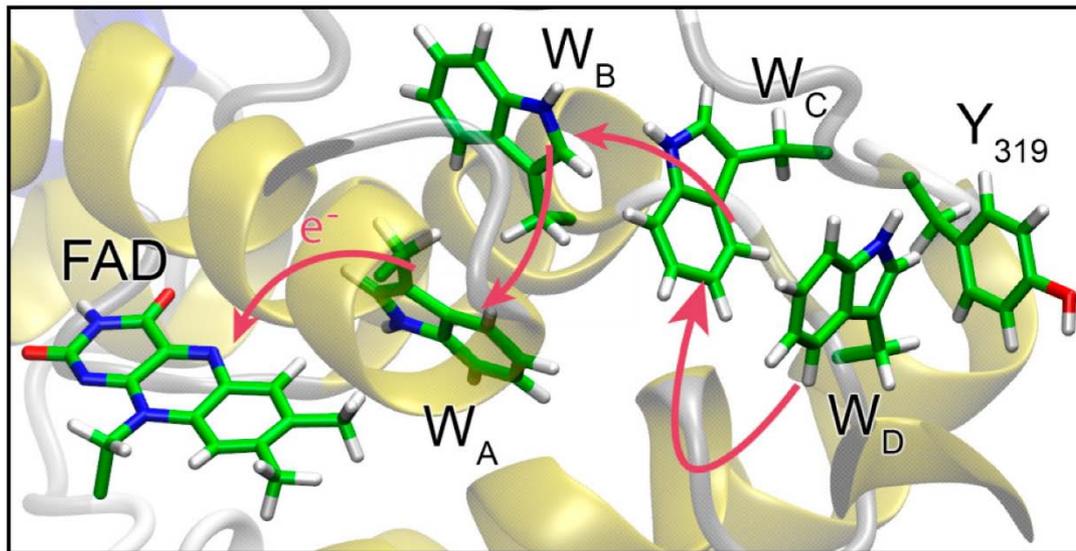




Благодаря разработкам, отмеченным Нобелевской премией 2023 г. по физике, стало принципиально возможным с использованием световых импульсов беспрецедентно короткой – аттосекундной – длительности получать серии «мгновенных снимков» электронов в процессе их движения внутри атомов, молекул или между узлами кристаллической решётки, составляя из этих снимков своеобразное «кино» о жизни электронов внутри вещества в ходе тех или иных физических или химических процессов.



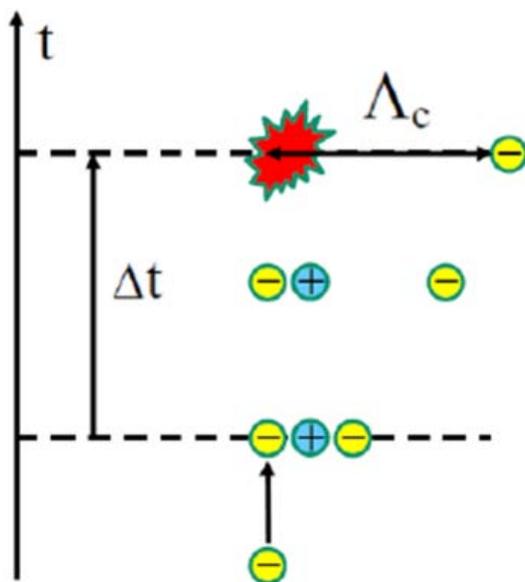
Почему же так важно уметь «наблюдать» за электронами и какую практическую пользу это может принести? Всё дело в том, что электроны – самые легкие и, следовательно, самые мобильные частицы вещества. Именно поэтому практически все процессы (например, химические реакции), возникающие при взаимодействиях атомов или молекул друг с другом или с внешними полями, начинаются с движения электронов, их переходов в другие состояния и т.д. Получая из экспериментов сведения о динамике электронов и различных возможных сценариях такой динамики, можно (в том числе и используя аттосекундные импульсы) управлять начальной стадией молекулярной реакции и, в перспективе, всей этой реакцией, направляя её по нужному руслу.

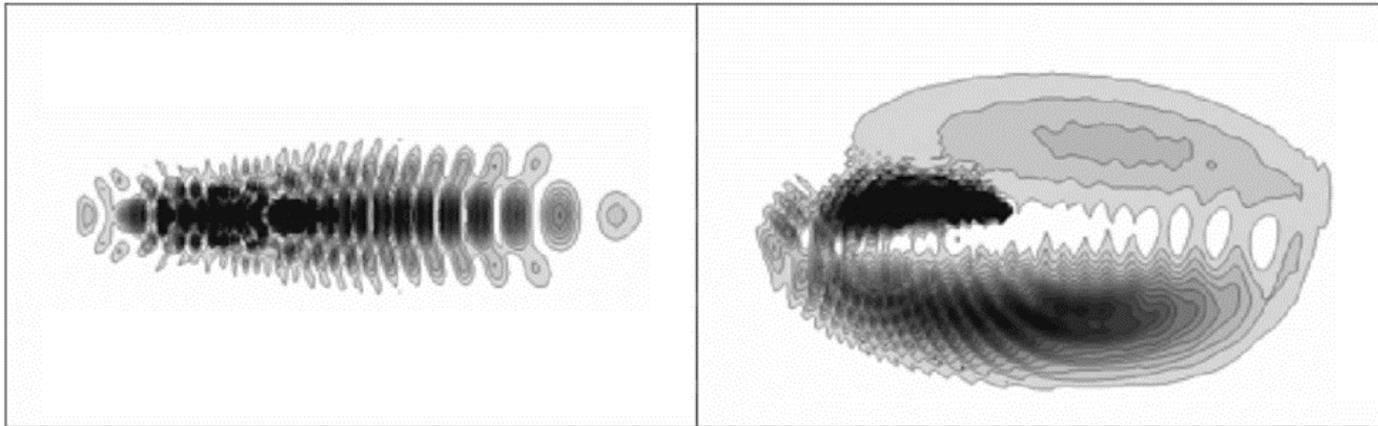


В более отдалённой перспективе ожидается развитие применений аттосекундных технологий к экспериментальным исследованиям процессов в биологических системах. В частности, можно ожидать, что использование аттосекундных импульсов позволит достичь лучшего понимания на фундаментальном электронно-атомно-молекулярном уровне механизмов возникновения и начальных этапов развития таких процессов в живых организмах, как мутагенез или онкогенез. Важность исследования электронной динамики в данном случае объясняется тем, что, по всей видимости, соответствующие изменения в биомолекулах начинаются с туннельных переходов электронов с одних атомов на другие, что приводит к разрыву одних химических связей и возникновению других. Понимание сценариев таких процессов поможет в разработке методик их профилактики и блокировки.

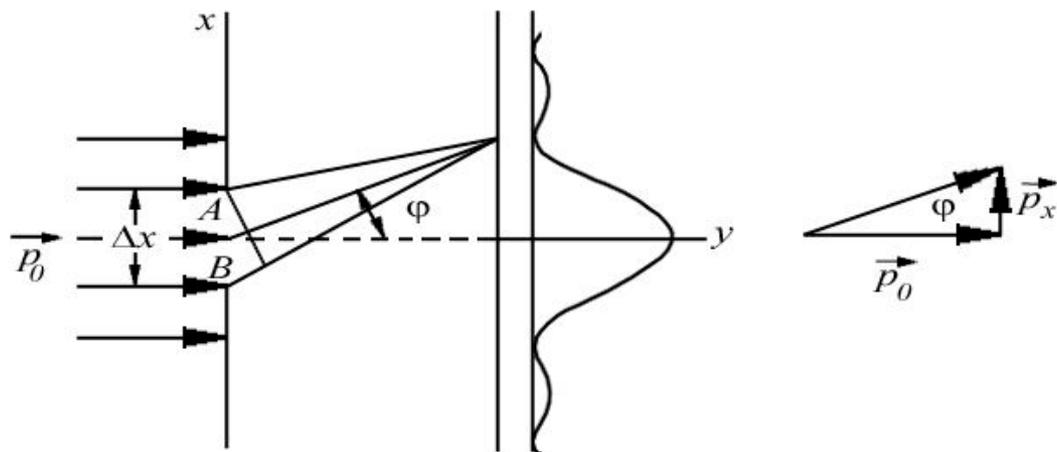
Следует понимать, что, когда говорится о мгновенных снимках электронов, вовсе не имеется в виду возможность посмотреть на них, сфотографировать и т.д.

(1) Размеры электронов ($< 10^{-17}$ см) на много порядков меньше тех, при которых они могли бы быть доступны для прямого наблюдения. Более того, возможность взаимодействия частицы с виртуальными парами «частица-античастица» приводит к минимальной погрешности, с которой может быть измерена координата частицы в её системе покоя (комptonовская длина волны частицы). Для электрона комptonовская длина волны составляет $\Lambda_C^e \approx 2,426 \cdot 10^{-12}$ м $\approx 0,02426$ Å.





(2) К электрону как типичной частице микромира неприменимы такие понятия классической физики, как траектория – экспериментальные измерения дают нам лишь возможность узнавать об изменениях вероятностных распределений координат частицы, проекций её импульса, момента количества движения и т.д.



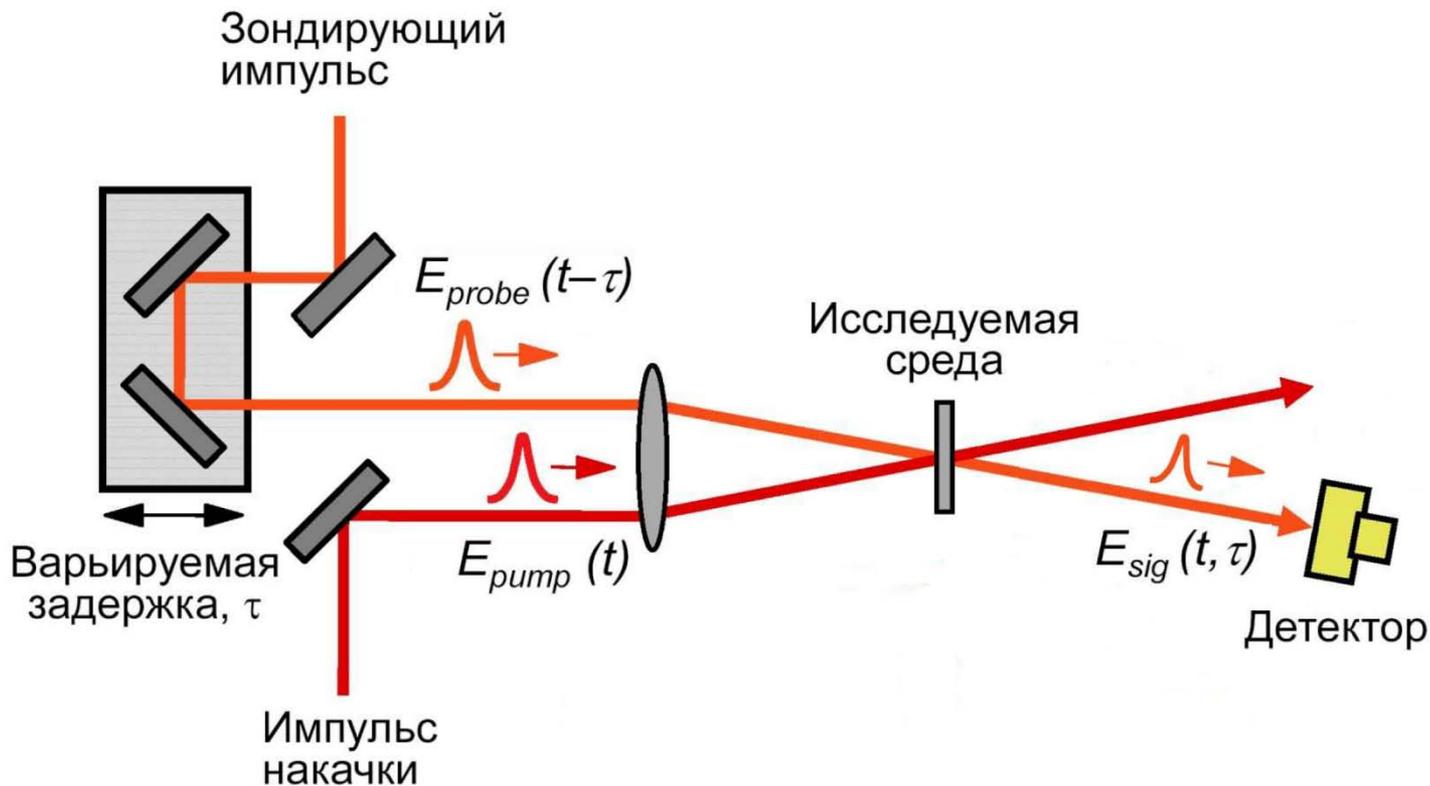
(2) К электрону как типичной частице микромира неприменимы такие понятия классической физики, как траектория – экспериментальные измерения дают нам лишь возможность узнавать об изменениях вероятностных распределений координат частицы, проекций её импульса, момента количества движения и т.д.

(3) Наконец, каждое наше измерение в той или иной мере изменяет состояние частицы (см., например, мысленные эксперименты Гейзенберга).

Всё это усложняет как сами измерения, так и процедуру интерпретации их результатов.

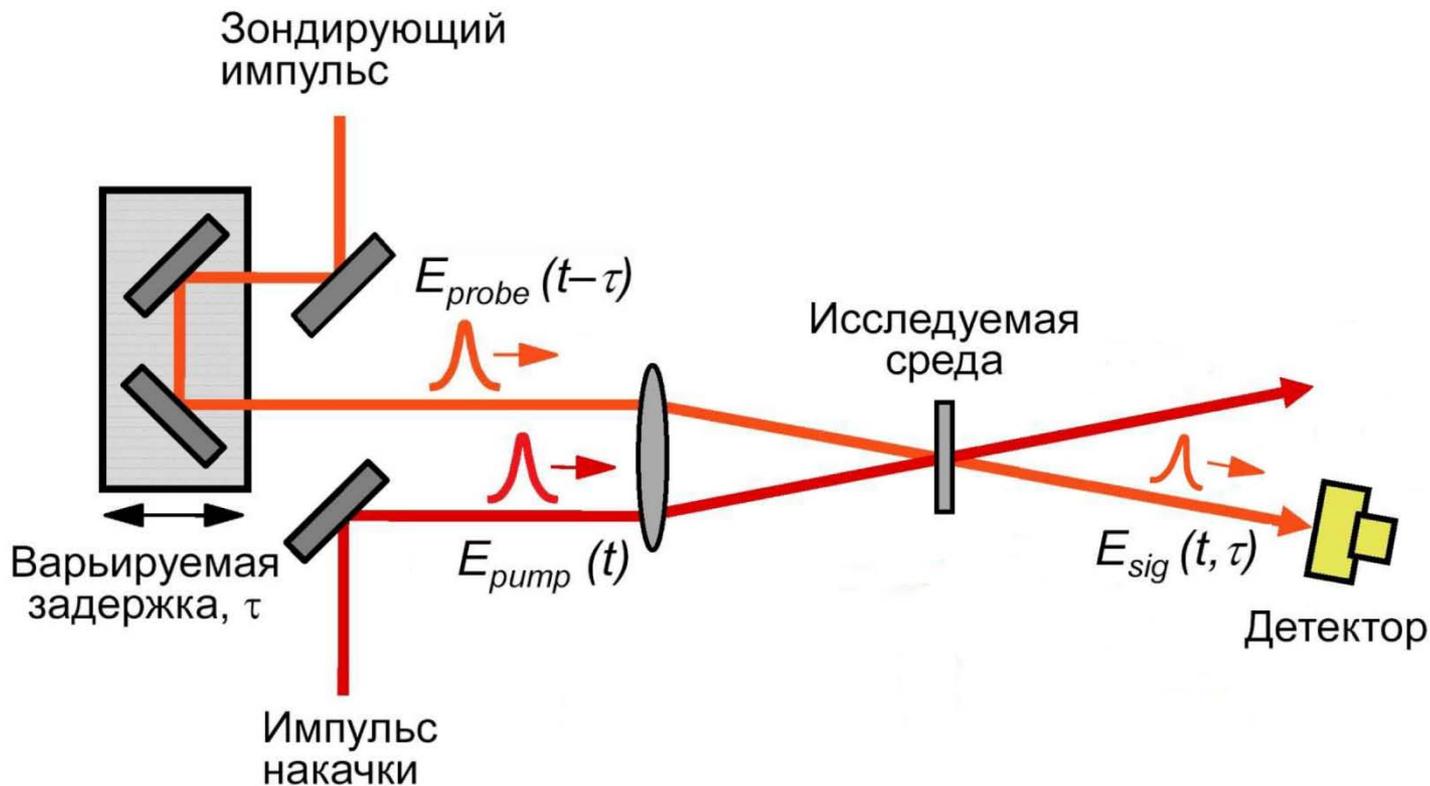
Исследование динамики быстропротекающих процессов методом накачка-зондирование (pump-probe)

Исследуемая среда возбуждается одним импульсом (**pump**) и зондируется другим (**probe**), посылаемым с регулируемой временной задержкой. Измеряются изменения характеристик зондирующего импульса, прошедшего через среду, или другие физические величины, характеризующие состояние исследуемого образца.



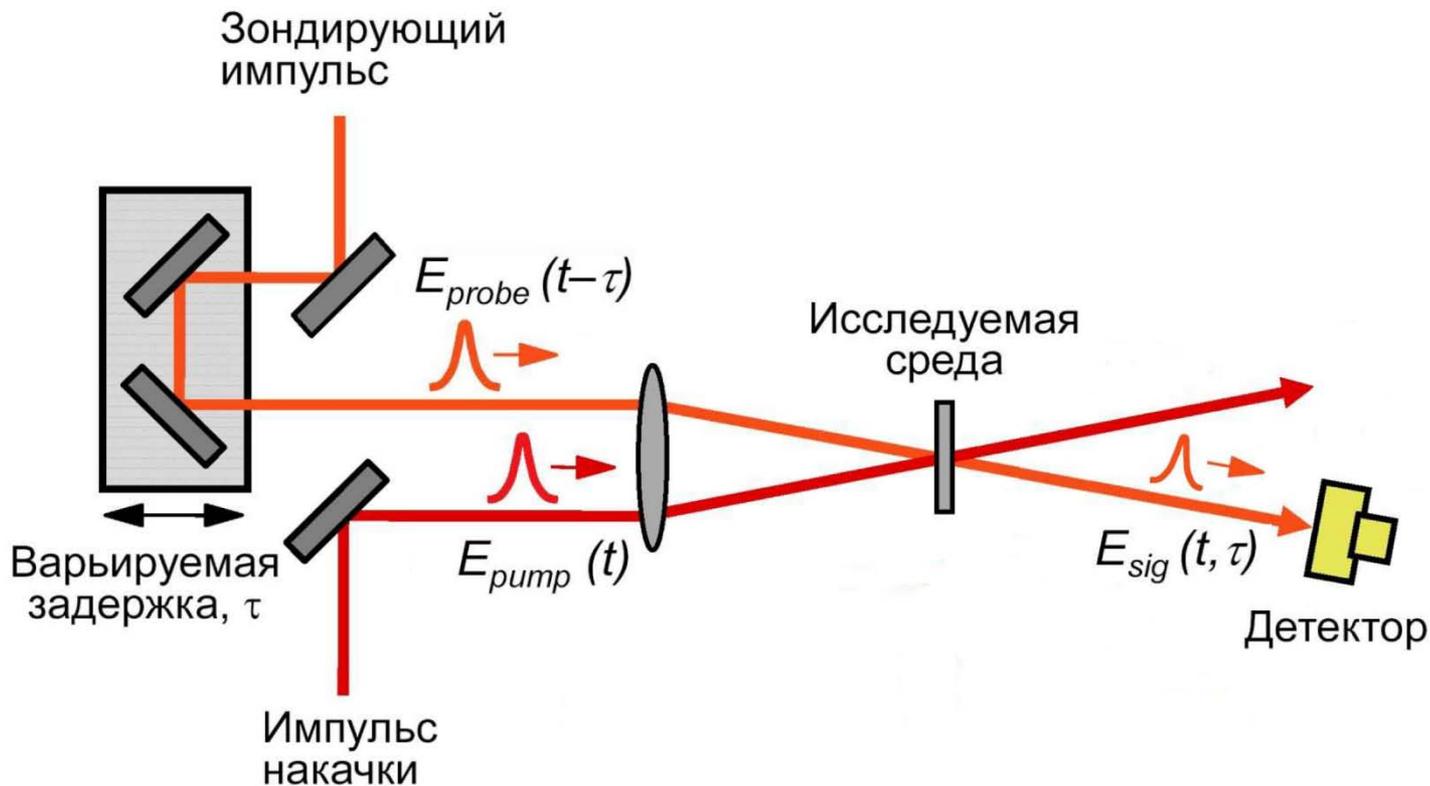
Исследование динамики быстропротекающих процессов методом накачка-зондирование (pump-probe)

Для получения временного разрешения, необходимого для исследования какого-либо процесса, длительности импульсов накачки и зондирования должны быть меньше или хотя бы сравнимы с характерным временем развития исследуемого процесса.

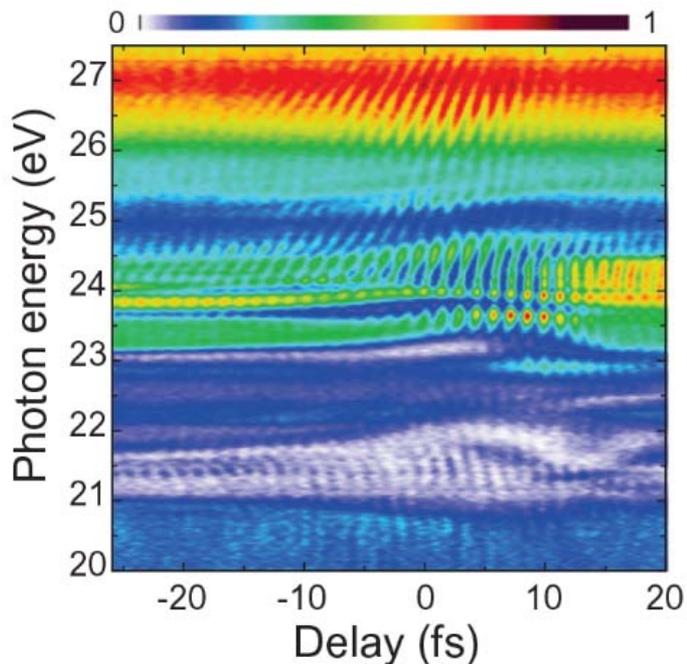


Исследование динамики быстропротекающих процессов методом накачка-зондирование (pump-probe)

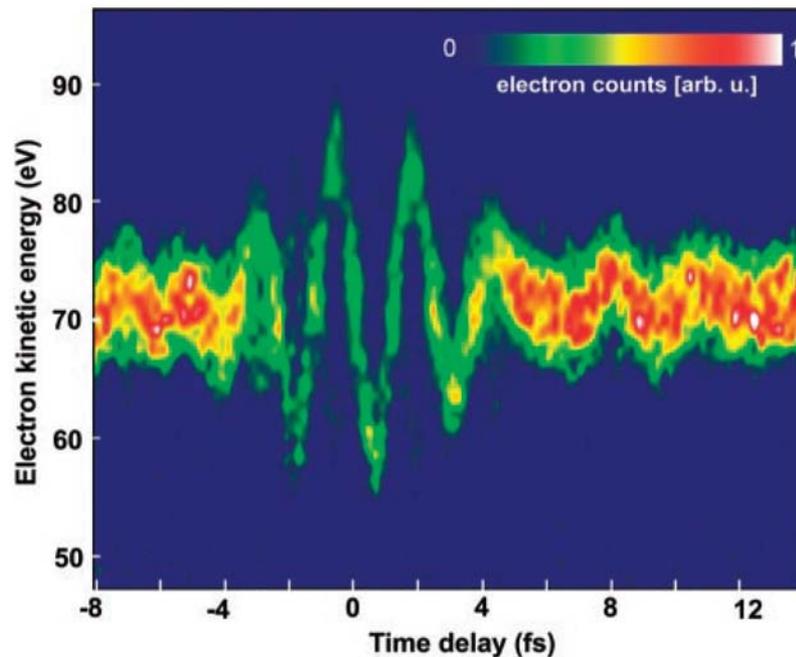
В методе накачка-зондирование измерения проводятся в режиме одного «выстрела» (single-shot режим). После каждого такого выстрела исследуемая система возвращается в исходное состояние, после чего проводится следующее измерение (опять «с нуля»). Это выдвигает очень высокие требования к воспроизводимости состояния среды и стабильности всех параметров используемых импульсов. Необходимо также с очень высокой точностью контролировать величину задержек.



ВУФ спектрограмма

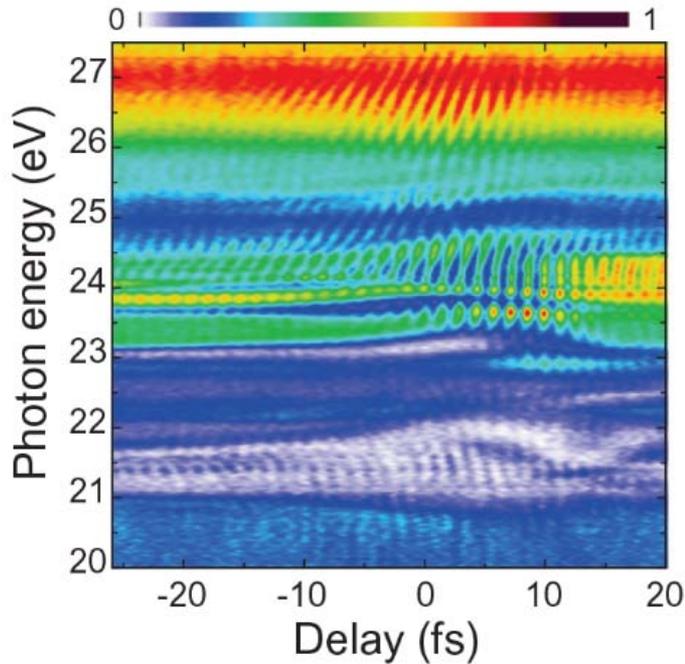


Электронная спектрограмма

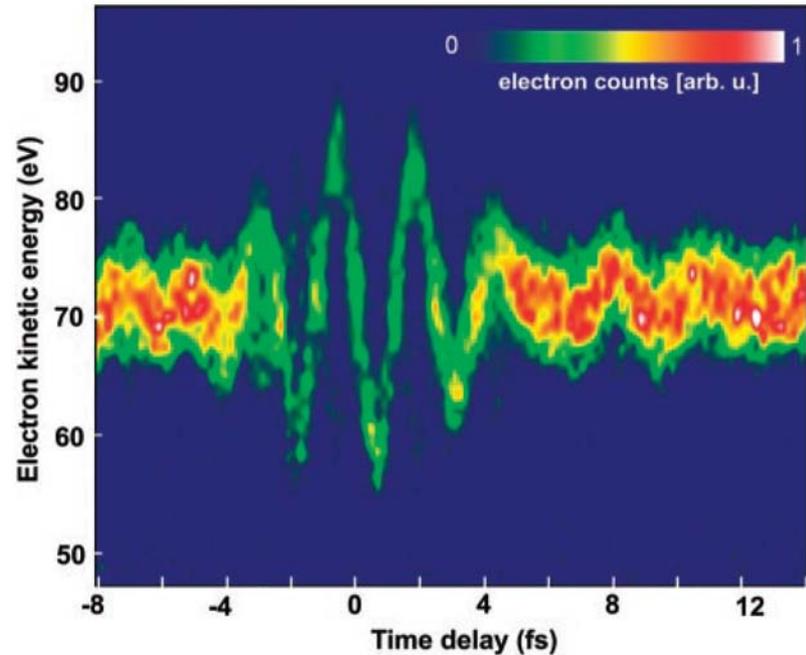


В аттосекундной pump-probe спектроскопии информация о состоянии электронов в момент зондирования извлекается косвенным образом, путем анализа энергетических и/или угловых распределений частиц (фотонов, электронов, ионов и т.д.), возникающих при воздействии зондирующих импульсов на исследуемое вещество. Развитие аттосекундной физики неразрывно связано с важнейшей задачей разработки методов решения таких обратных задач, позволяющих связать экспериментально наблюдаемые макроскопические величины с величинами, характеризующими состояние исследуемых объектов на микроуровне.

ВУФ спектрограмма



Электронная спектрограмма

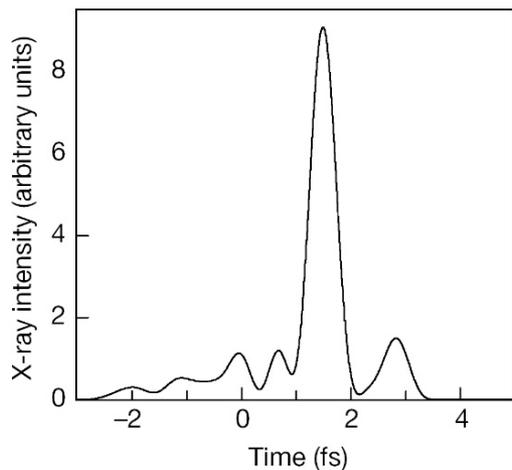


Для осуществления pump-probe измерений в атомной и молекулярной физике не требуется использования сверхбыстрых приёмников (это и невозможно ввиду отсутствия детекторов фотонов или электронов с атто- и даже фемтосекундными временами срабатывания). Высокое временное разрешение обеспечивается использованием атто- и/или фемтосекундных импульсов накачки и зондирования.

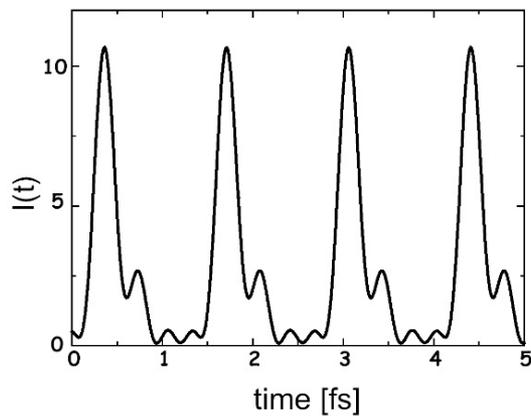
Аттосекундные импульсы как стробоскопические источники света



Аттосекундные импульсы как стробоскопические источники света

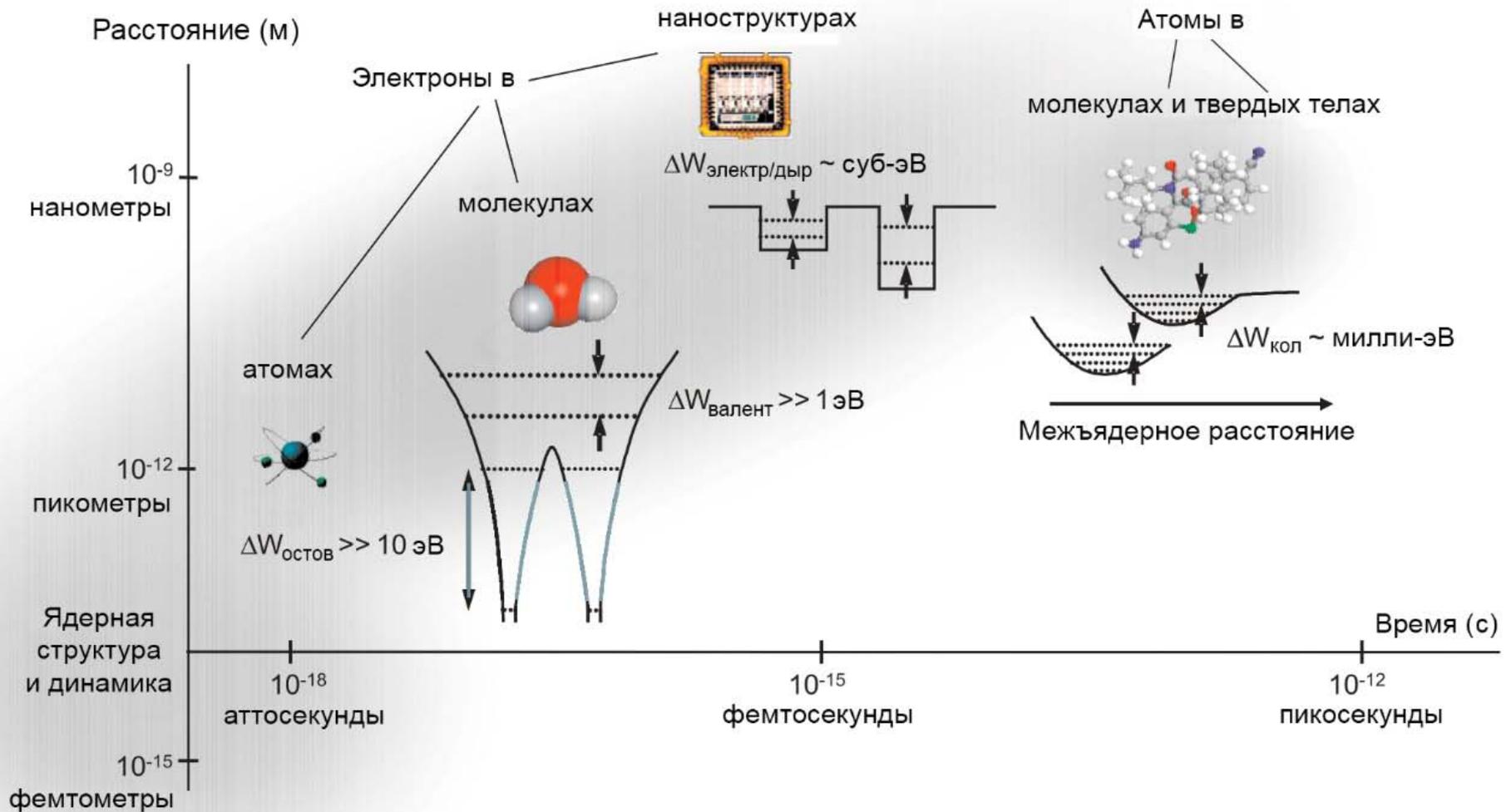


**Одиночный аттосекундный импульс
~ фотовспышка**



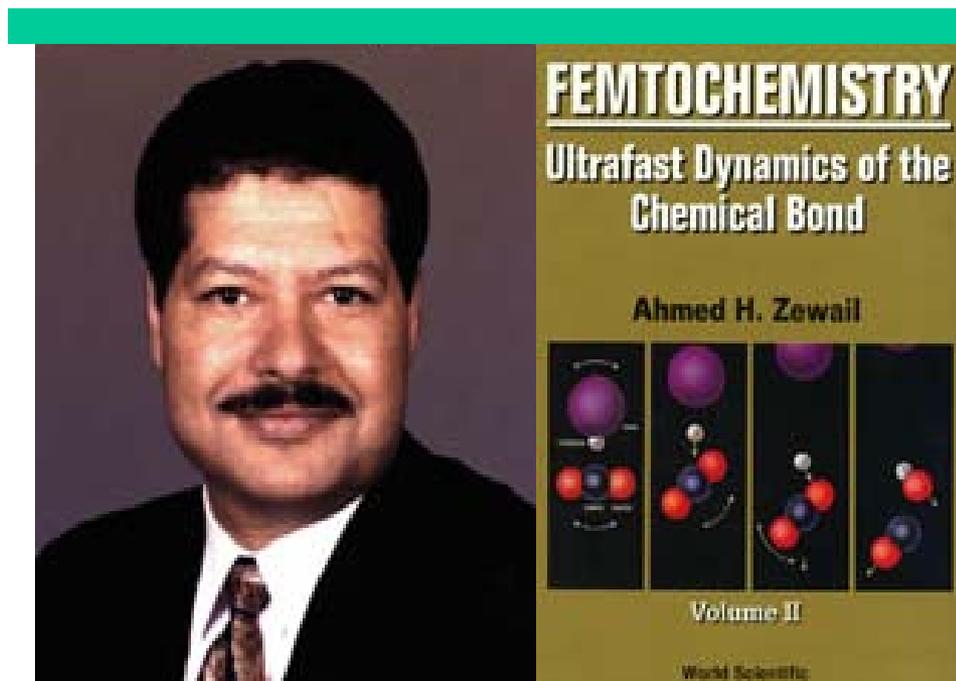
**Цуг аттосекундных импульсов
~ строб-лампа**

Пространственные и временные масштабы процессов в микромире



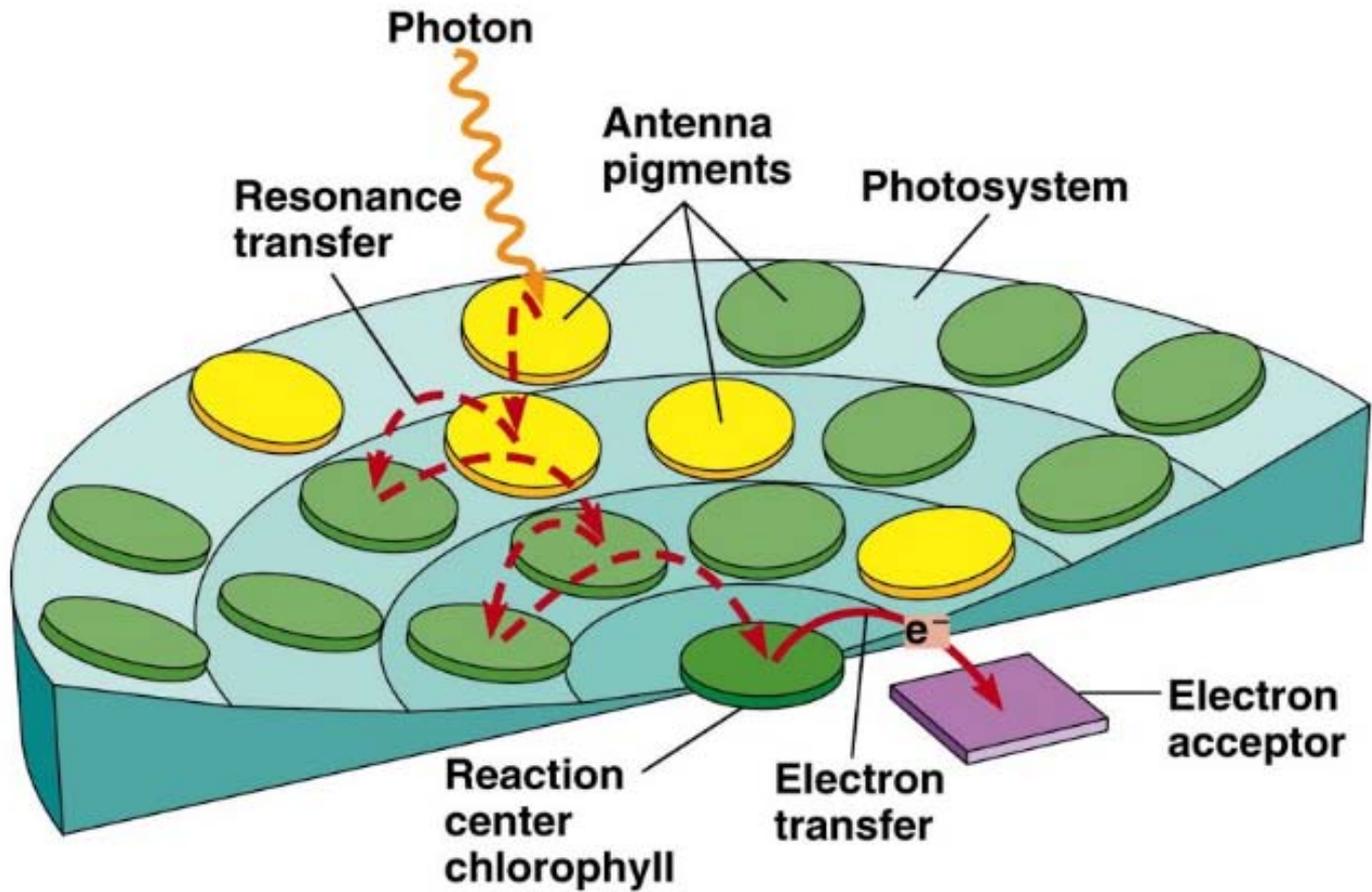
Электронная динамика за пределами аттосекундного диапазона

Динамика начальных стадий фотосинтеза



Зивейл, используя технику сверхбыстрых лазерных измерений, исследовал движение атомов в молекулах в процессе химических реакций и динамику начальных стадий фотосинтеза ($\Delta t \sim 100$ фс – 10 пс).

Перенос энергии электронного возбуждения на начальном этапе фотосинтеза



Электронная динамика за пределами аттосекундного диапазона

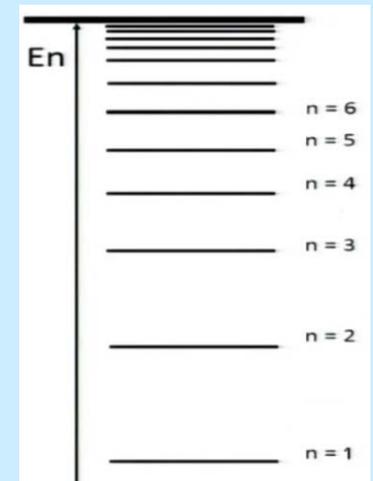
Водородоподобные системы

Период обращения электрона по боровской орбите: зависимость от номера орбиты и заряда ядра

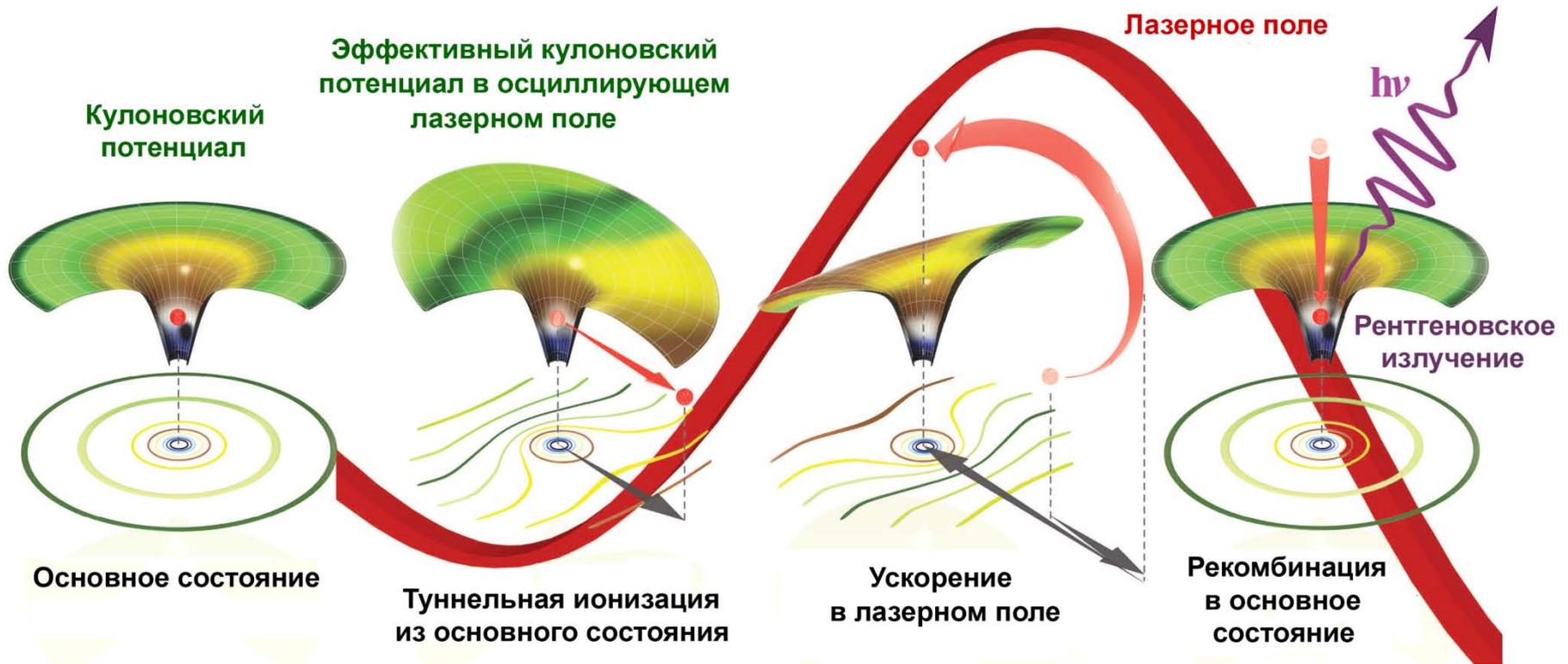
$$T_n = \frac{2\pi r_n}{v_n} = \frac{2\pi \hbar^2 n^2}{Zme^2} \cdot \frac{\hbar n}{Ze^2} = \frac{2\pi}{m} \cdot \left(\frac{1}{Ze^2}\right)^2 \cdot (\hbar n)^3$$

(а) $Z=1$, $n=10$ (ридберговское состояние) $\rightarrow T_n \approx 152$ фемтосекунды

(б) $Z=92$ (уран), $n=1$ (основное состояние) $\rightarrow T_n \approx 18$ зептосекунд



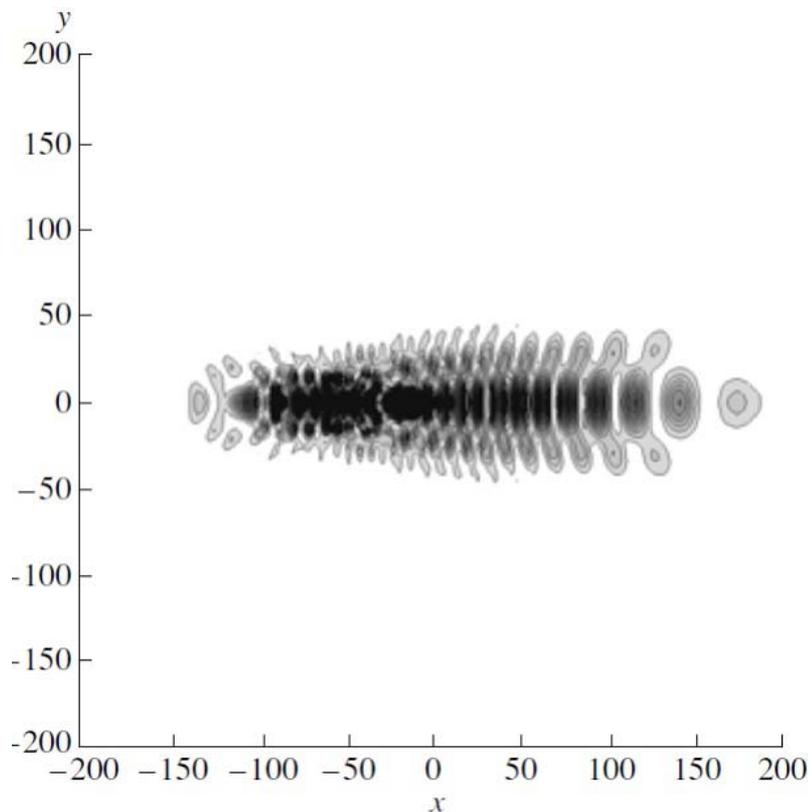
Полуклассическая трехступенчатая модель генерации высоких гармоник в газах



P.B. Corkum "Plasma perspective on strong-field multiphoton ionization",
Phys. Rev. Lett. 71, 1994 (1993)

Синхронизация некоторого набора генерируемых высоких гармоник позволяет получать аттосекундные импульсы (см., например, обзор [М.Ю. Рябикин, М.Ю. Емелин, В.В. Стрелков, УФН 193, 382 (2023)] и лекцию В.В. Стрелкова).

Электронный волновой пакет при ионизации в интенсивном низкочастотном лазерном поле

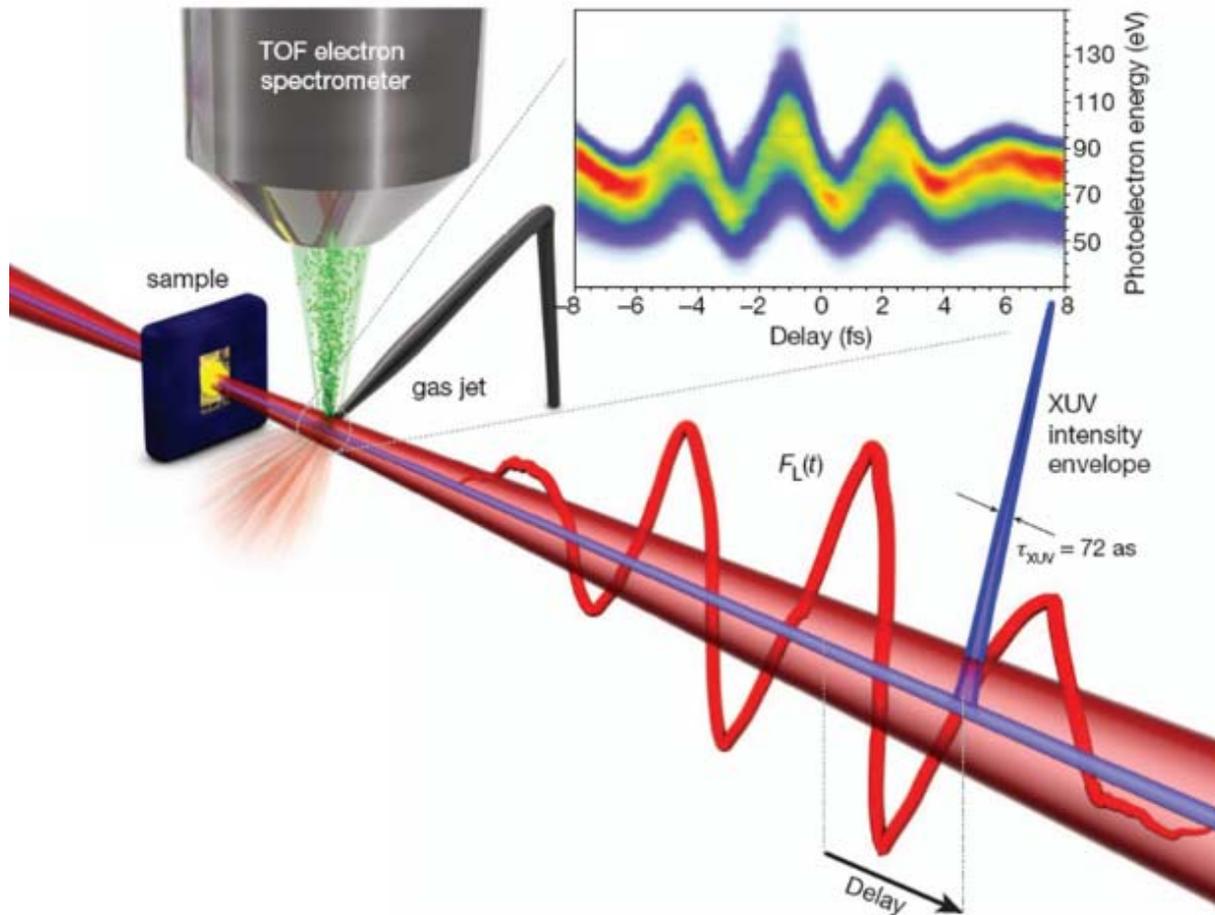


Процесс генерации высоких гармоник в газах обладает весьма низкой эффективностью – в лучшем случае при использовании фокусирующей рентгеновской оптики она может достигать 10^{-4} . В основном это связано с быстрым расплыванием волнового пакета свободных электронов – за половину периода титан-сапфирового лазера он расплывается на десятки боровских радиусов.

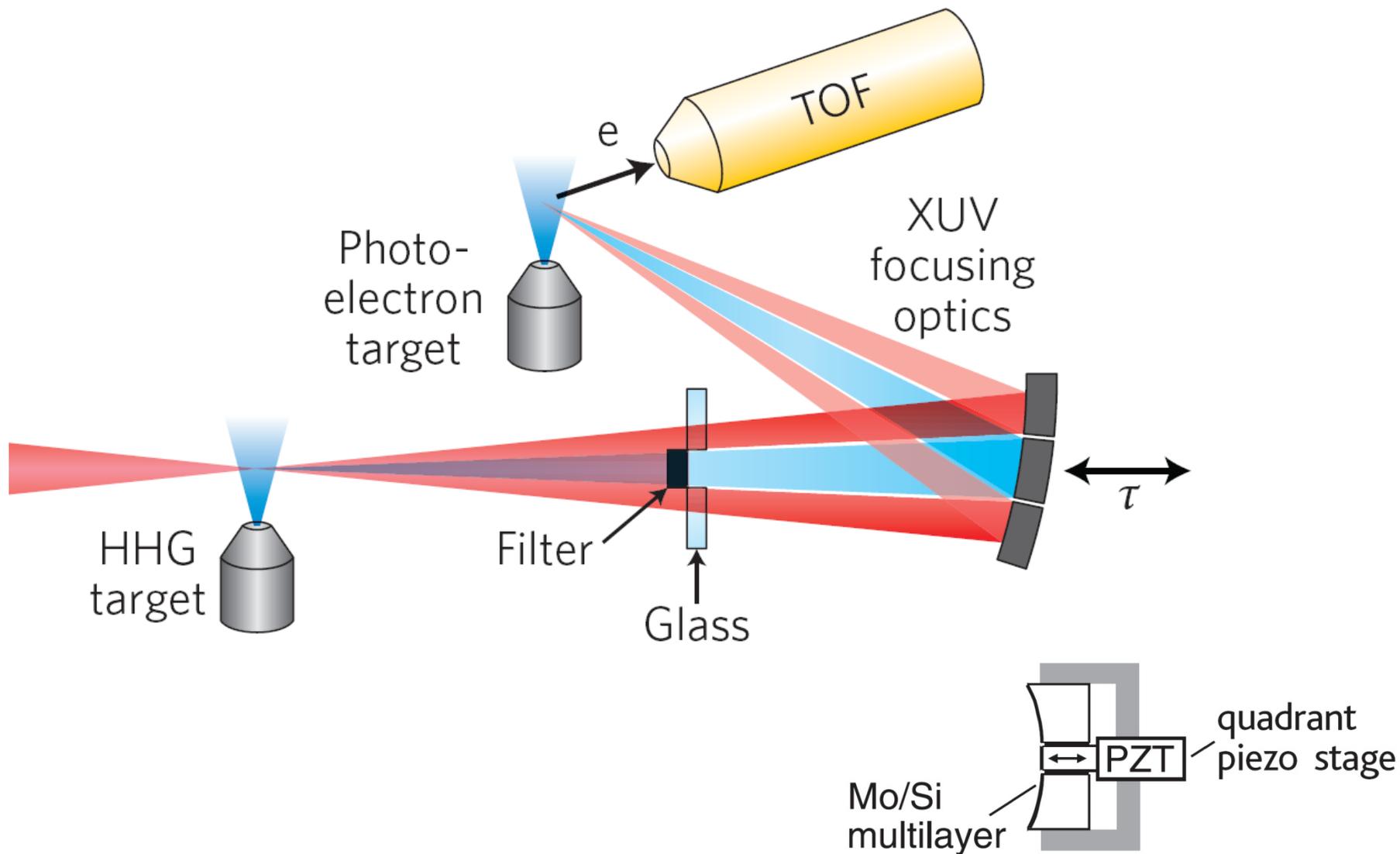
Кросс-корреляционные измерения как основной подход в аттосекундной спектроскопии

Из-за недостаточно высокой интенсивности аттосекундных импульсов, получаемых в настоящее время, подход, подразумевающий реализацию принципа «аттосекундная накачка – аттосекундное зондирование», пока не получил значительного развития. Основным используемым в аттосекундной спектроскопии подход, реализованный, в частности, в таких методах аттосекундной метрологии, как аттосекундная стрик-камера [Kienberger, 2004; Itatani, 2002] и RABBIT [Paul, 2001; Muller, 2002], а также в аттосекундной абсорбционной спектроскопии [Goulielmakis, 2010; Holler, 2011], является подходом смешанного типа: в качестве одного из импульсов (накачки или зондирования) служит аттосекундный импульс (или цуг импульсов) излучения ВУФ или рентгеновского диапазона, а в качестве другого – синхронизованный с ним интенсивный фемтосекундный лазерный импульс оптического диапазона от того же источника, который использовался для получения аттосекундных импульсов.

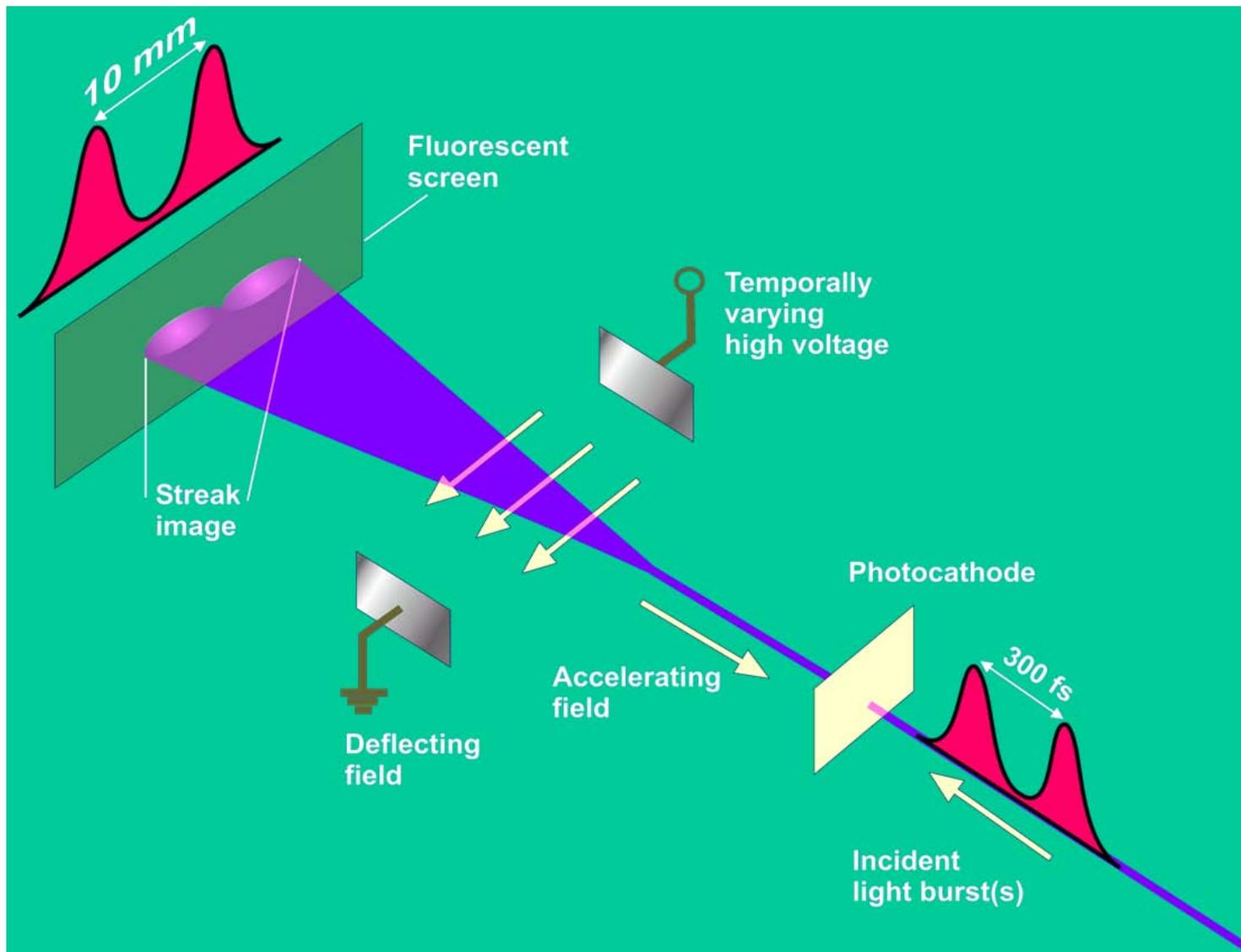
Кросс-корреляционные измерения как основной подход в аттосекундной спектроскопии



Аттосекундная стрик-камера

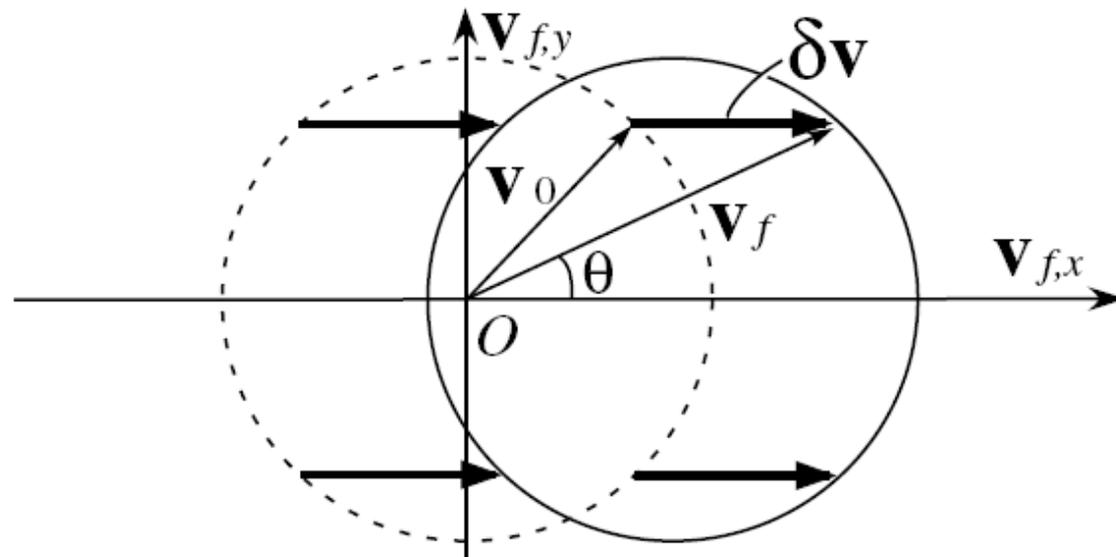


Электронная стрик-камера



Аттосекундная стрик-камера

J. Itatani, F. Quéré, G. L. Yudin, M.Yu. Ivanov, F. Krausz, and P. B. Corkum,
Phys. Rev. Lett. 88, 173903 (2002)



Начальная кинетическая энергия фотоэлектрона:

$$W_0 = \hbar\omega_{XUV} - W_{\text{bind}}$$

Начальный импульс фотоэлектрона – сфера радиуса $\sqrt{2m_e W_0}$

Дополнительный импульс:

$$\dot{p} = -eE_L(t) \cos \omega_L t$$

$$p_L(t_d) = \left[\frac{eA_L(t)}{\omega_L} \right] \sin \omega_L t_d = 2\sqrt{m_e U_{\text{pond}}} \sin \omega_L t_d$$

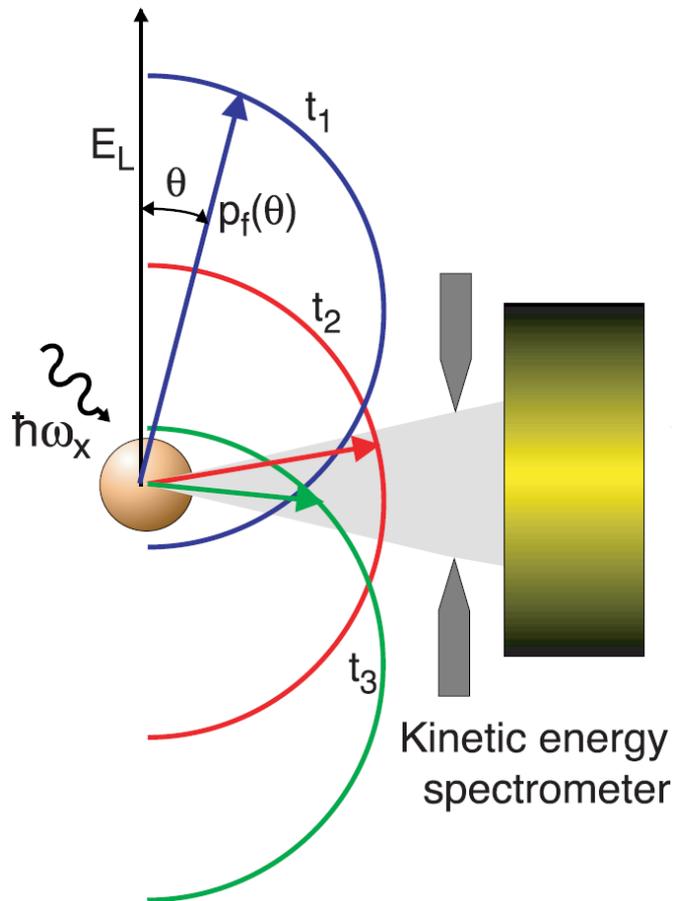
$$U_{\text{pond}} / W_0 \ll 1$$

Полная кинетическая энергия:

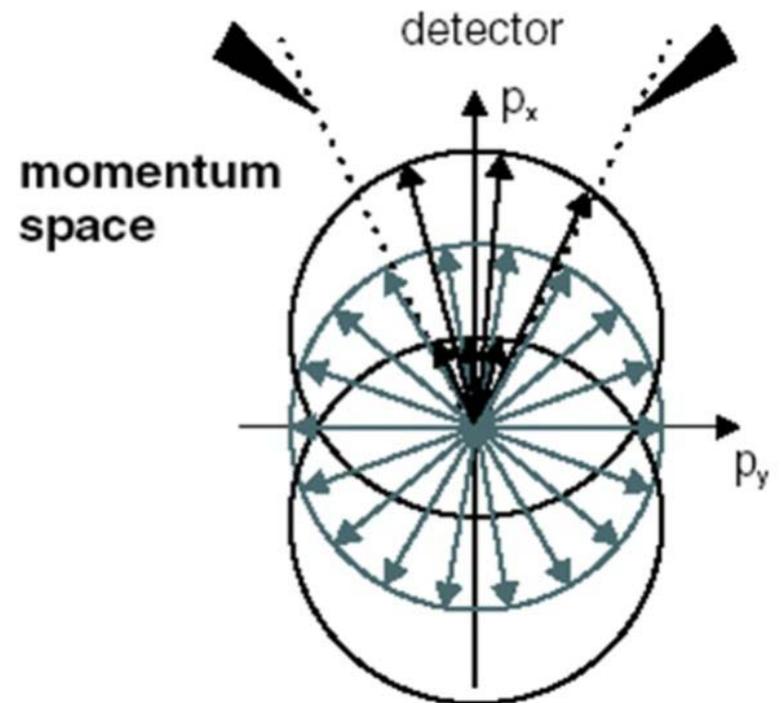
$$W(t_d) \approx W_0 + 2U_{\text{pond}} \cos 2\theta \sin^2 \omega_L t_d + 2\sqrt{2W_0 U_{\text{pond}}} \cos \theta \sin \omega_L t_d.$$

Геометрии наблюдения

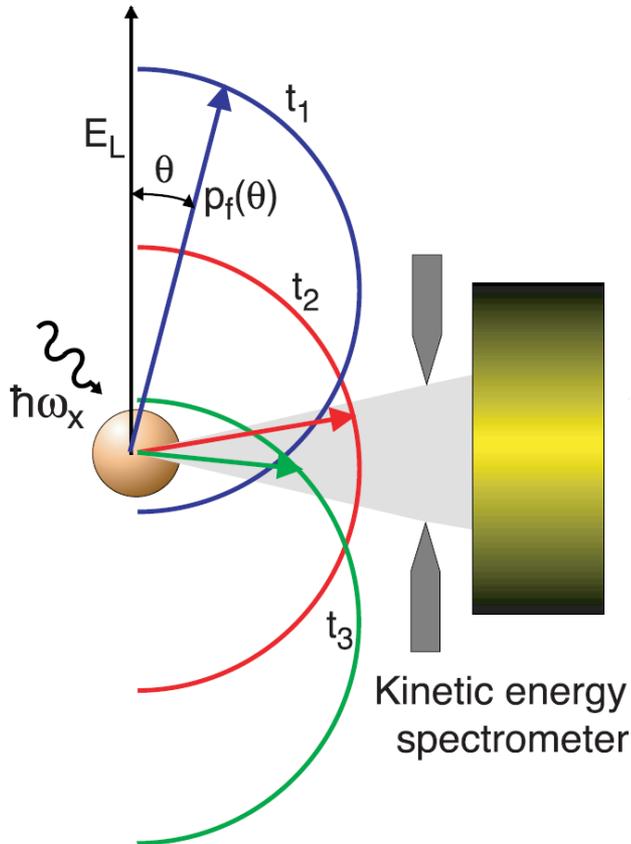
Регистрация в поперечном направлении ($\theta=90^\circ$)



Регистрация в продольном направлении ($\theta=0^\circ$)



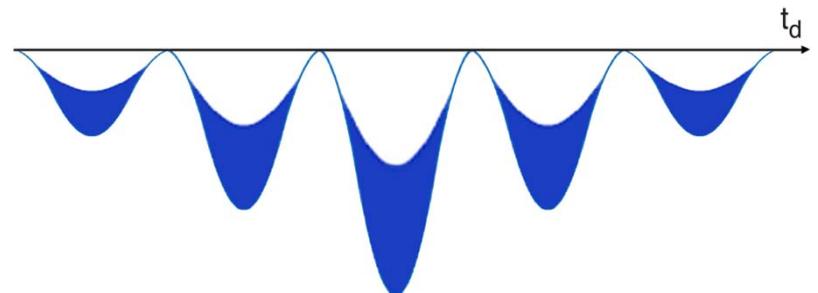
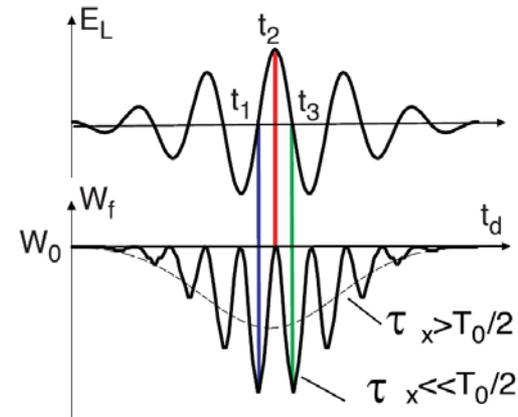
Регистрация в поперечном направлении ($\theta=90^\circ$)



Сдвиг $\sim I$
Уширение $\sim E$

$$W(t_d) = W_0 - 2U_{\text{pond}} \sin^2 \omega_L t_d$$

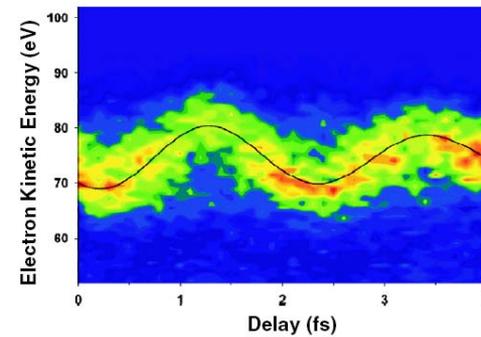
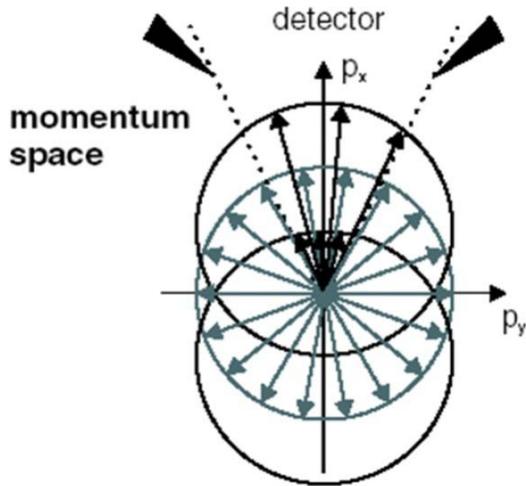
$$\Delta W(t_d) \approx 4\sqrt{2W_0 U_{\text{pond}}} |\sin \omega_L t_d| \Delta\theta$$



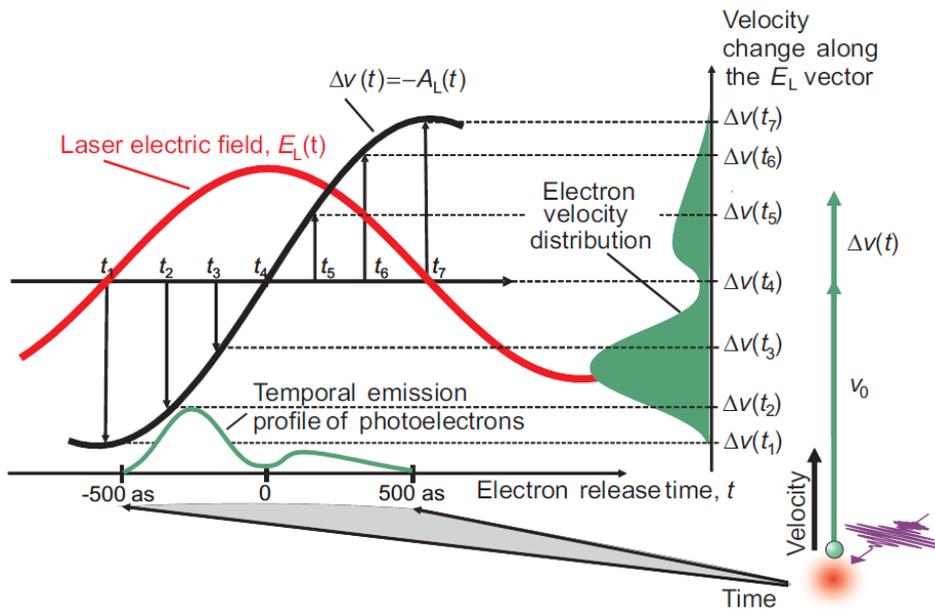
Регистрация в продольном направлении ($\theta=0^\circ$)

Сдвиг $\sim E$

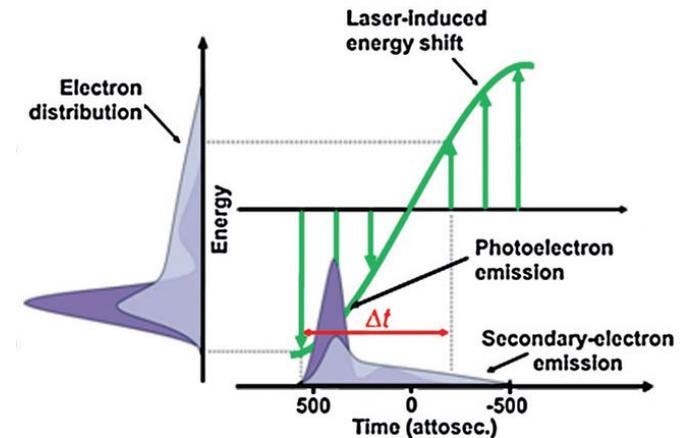
$$W(t_d) \approx W_0 + 2\sqrt{2W_0U_{\text{pond}}} \sin \omega_L t_d$$



Регистрация фотоэлектронов

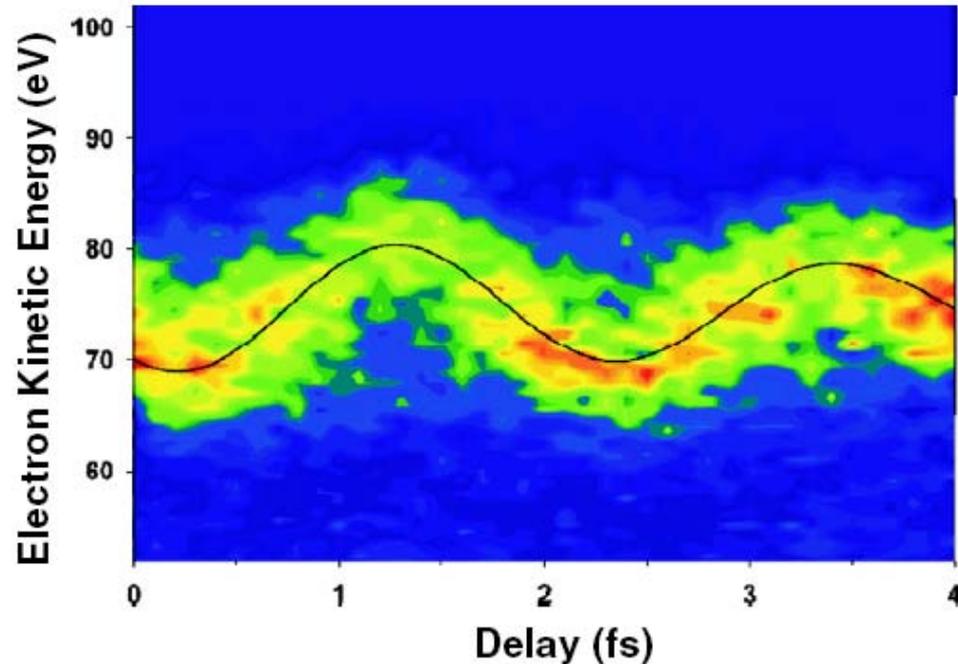


Регистрация вторичных электронов



Типичная стрик-спектрограмма при продольной геометрии наблюдения

R. Kienberger, E. Goulielmakis, M. Uiberacker, A. Baltuška, V. Yakovlev, F. Bammer, A. Scrinzi, Th. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann, M. Drescher, and F. Krausz, *Nature* **427**, 817 (2004)

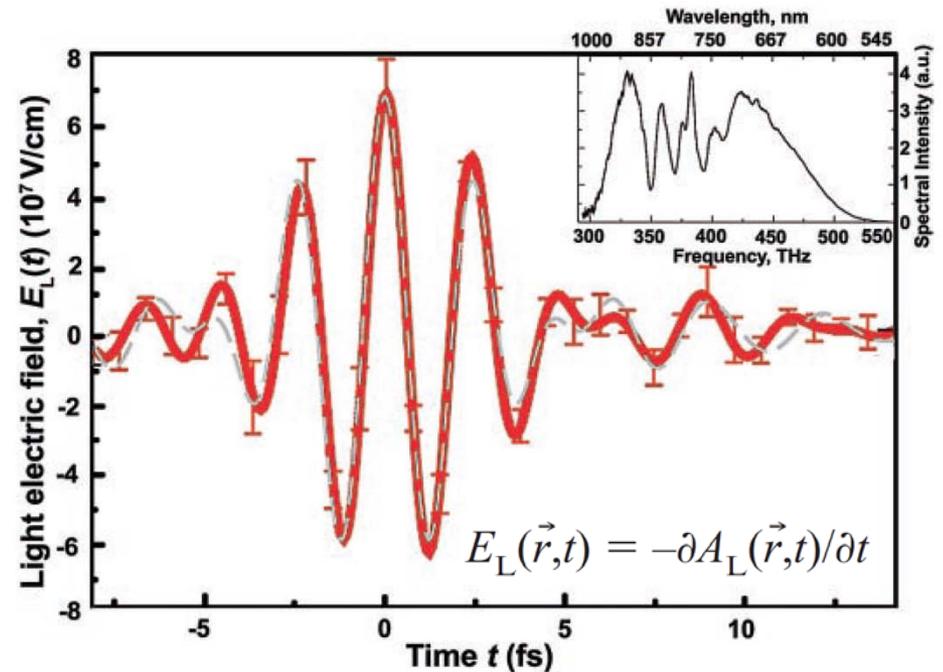
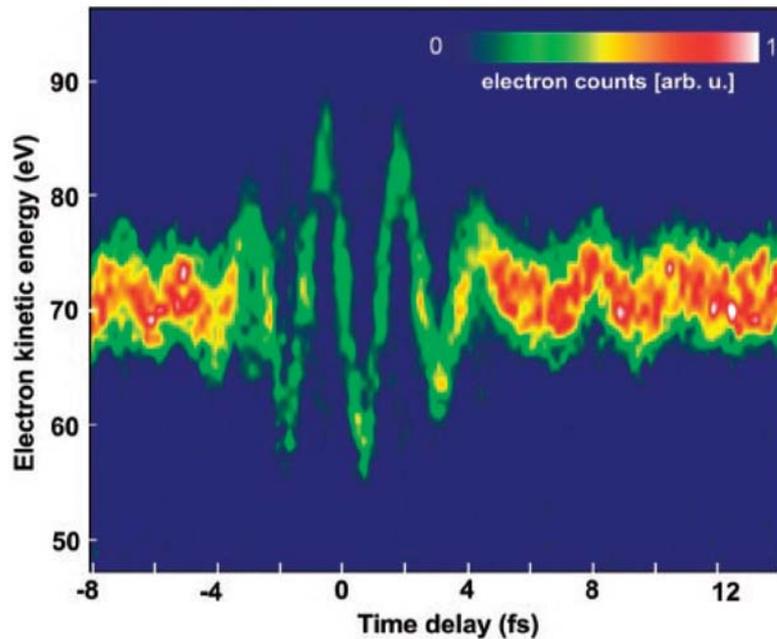


Скелет стрик-спектрограммы (кривая, соединяющая «центры масс» энергетических распределений при различных временах задержки) повторяет временной профиль векторного потенциала лазерного импульса «развёртки». В данном примере электрическое поле меняется по косинусу → векторный потенциал меняется по синусу.

$$W(t_d) \approx W_0 + 2\sqrt{2W_0U_{\text{pond}}} \sin \omega_L t_d$$

Измерение профиля электрического поля лазерного импульса

E. Goulielmakis, M. Uiberacker, R. Kienberger, A. Baltuška, V. Yakovlev, A. Scrinzi, Th. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann, M. Drescher, and F. Krausz, *Science* **305**, 1267 (2004)

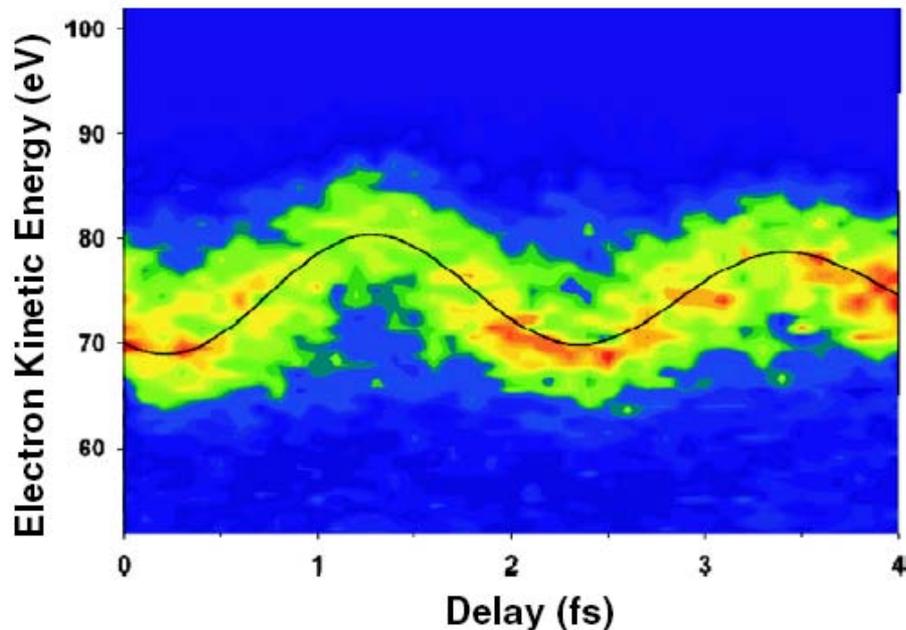


$$\tau_{\text{probe}} \ll T_0 = (2\pi) / \omega_L$$

$$\Delta p(\vec{r}, t) = e \int_t^\infty E_L(\vec{r}, t') dt' = e A_L(\vec{r}, t)$$

$$|p_i| > |\Delta p_{\text{max}}|$$

Измерение длительности аттосекундного импульса

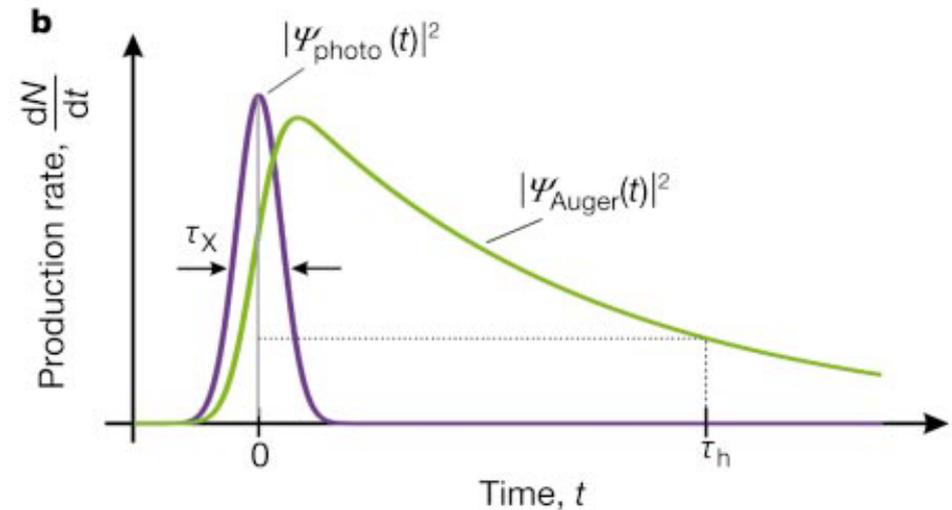
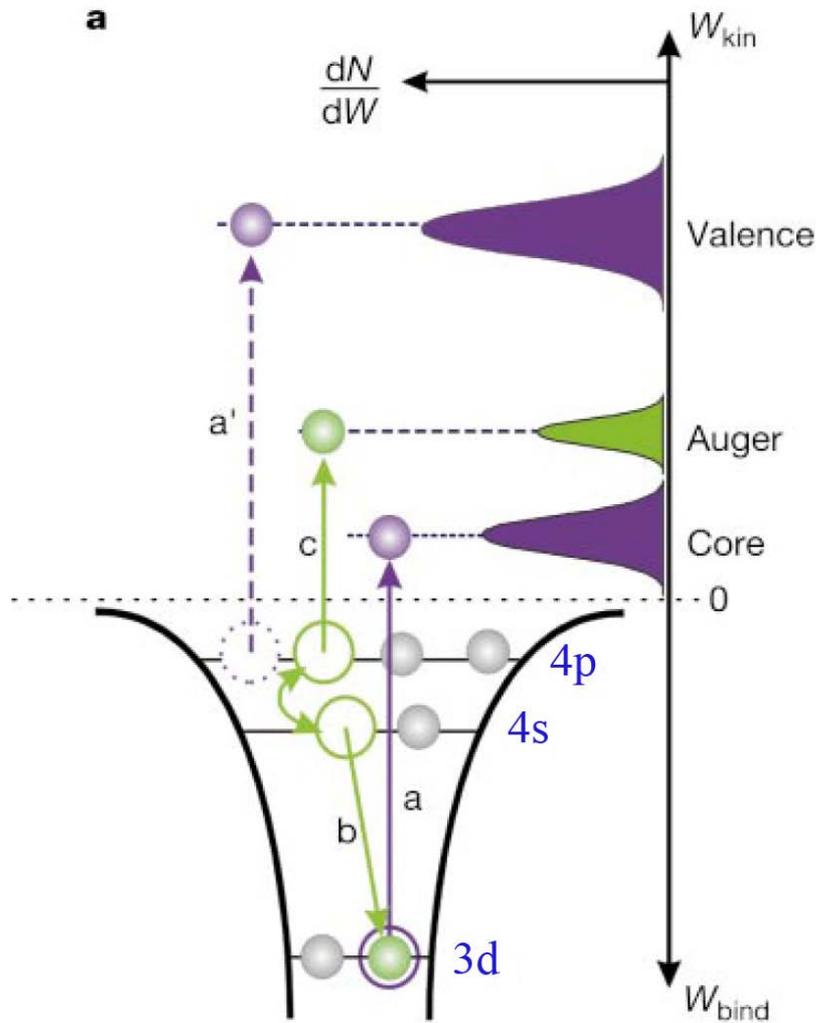


Энергетический спектр фотоэлектронов уширен по двум причинам: во-первых, конечная спектральная ширина аттосекундного импульса приводит к конечной ширине начального распределения электронов по энергиям; во-вторых, конечная длительность аттосекундного импульса соответствует разбросу значений времени задержки фотоионизации относительно лазерного импульса, приводящему к соответствующему уширению конечного энергетического распределения. Таким образом, сигнал, регистрируемый аттосекундной стрик-камерой, содержит в себе информацию о величине длительности аттосекундного импульса, восстановить которую можно при соответствующей обработке этого сигнала. К настоящему времени разработан ряд надежных алгоритмов для восстановления характеристик аттосекундных импульсов из измерений методом аттосекундной стрик-камеры.

**Измерения сверхбыстрых процессов
в веществе с использованием
аттосекундных импульсов -
примеры**

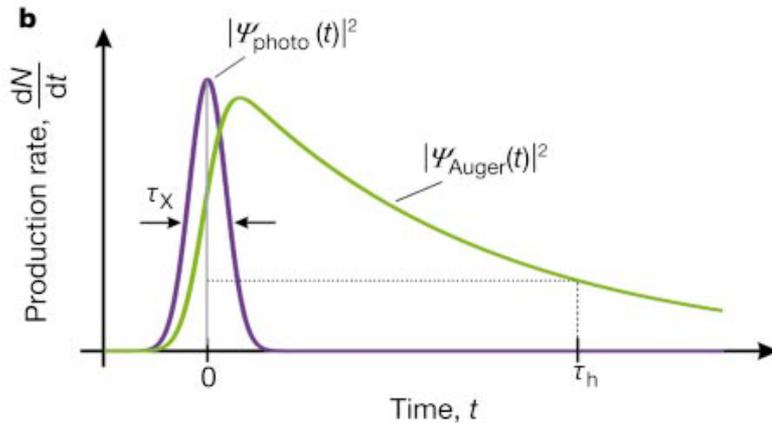
Аттосекундная стрик-камера

Регистрация вторичных электронов (Оже-эффект)



M. Drescher, M. Hentschel, R. Kienberger, M. Uiberacker, V. Yakovlev, A. Scrinzi, Th. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann, and F. Krausz, *Nature* **419**, 803 (2002)

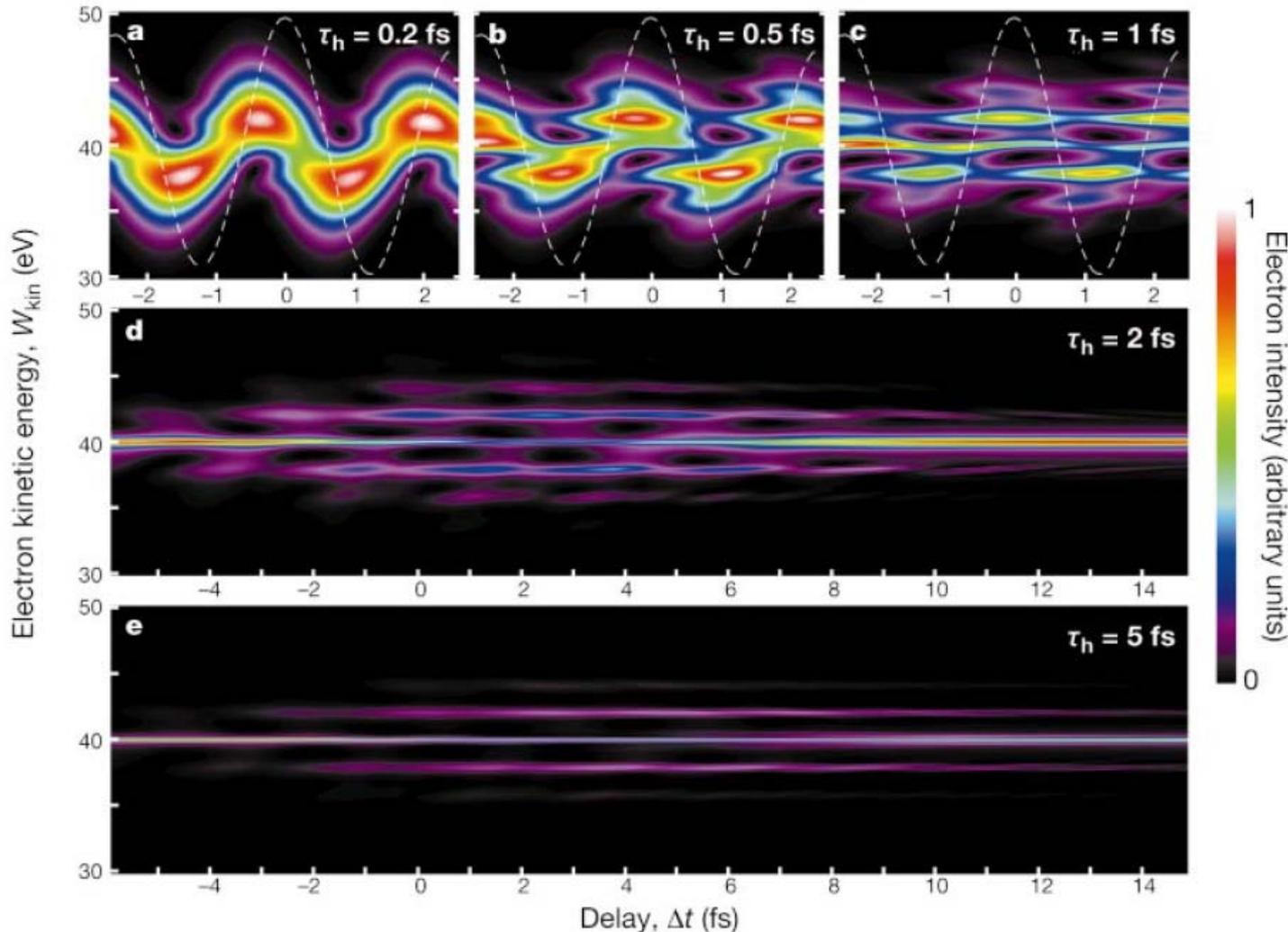
Вторичные электроны (Оже эффект)



Испускание вторичных электронов (возникающих, например, вследствие оже-процесса) может обладать характерной длительностью, сравнимой с периодом лазерного поля или даже превышающей её. В этом случае в получаемой стрик-спектрограмме возникают интерференционные модуляции расшифровка которых (например, посредством сравнения с результатами теоретического моделирования) позволяет извлекать информацию о динамике соответствующего вторичного процесса.

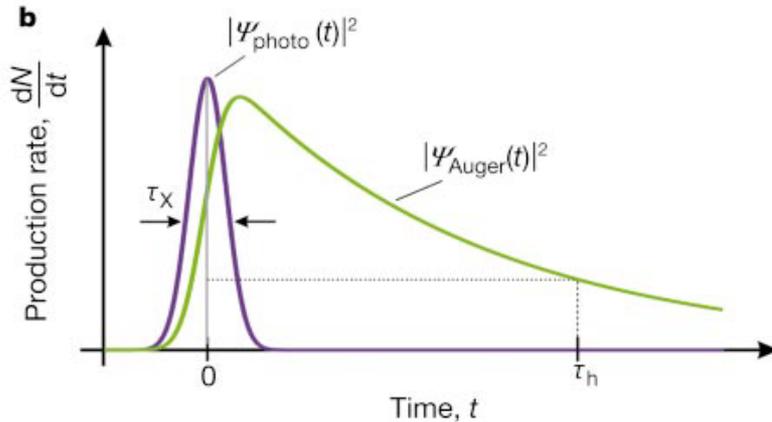
Вторичные электроны (Оже эффект)

Стрик-спектрограммы для модельных систем с различным временем Оже-процесса



$$\begin{aligned}\tau_X &= 0.5 \text{ fs} \\ \hbar\omega_X &= 100 \text{ eV} \\ \tau_L &= 5 \text{ fs} \\ \hbar\omega_L &\approx 1.6 \text{ eV}\end{aligned}$$

Вторичные электроны (Оже эффект)

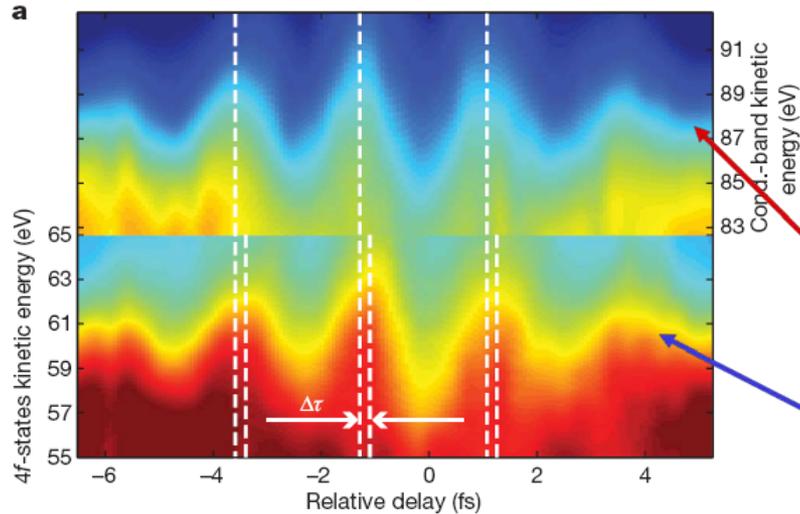


Первым примером наблюдений такого типа стало использование аттосекундной стрик-камеры для измерения времени оже-процесса в атомах криптона [Drescher, 2002]. Измеренное время жизни вакансии на M-оболочке атома Kr составило около 7,9 фс с погрешностью, не превышающей одной фемтосекунды. Соответствующая ширина оже-линии составляет 84 ± 0.4 мэВ, что согласуется с результатами прямых измерений с помощью обычной фотоэлектронной спектроскопии с использованием синхротронного источника.

.

Аттосекундная стрик-камера

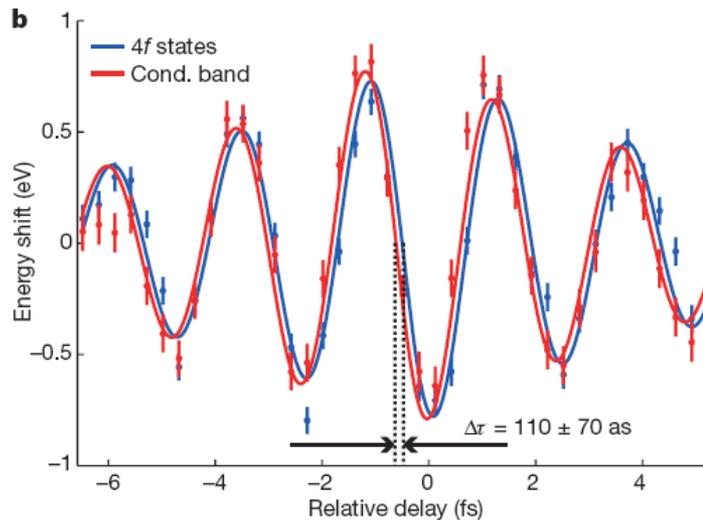
Задержка фотоэмиссии



Вольфрам

- Электроны из зоны проводимости

- Электроны из сильно связанных состояний

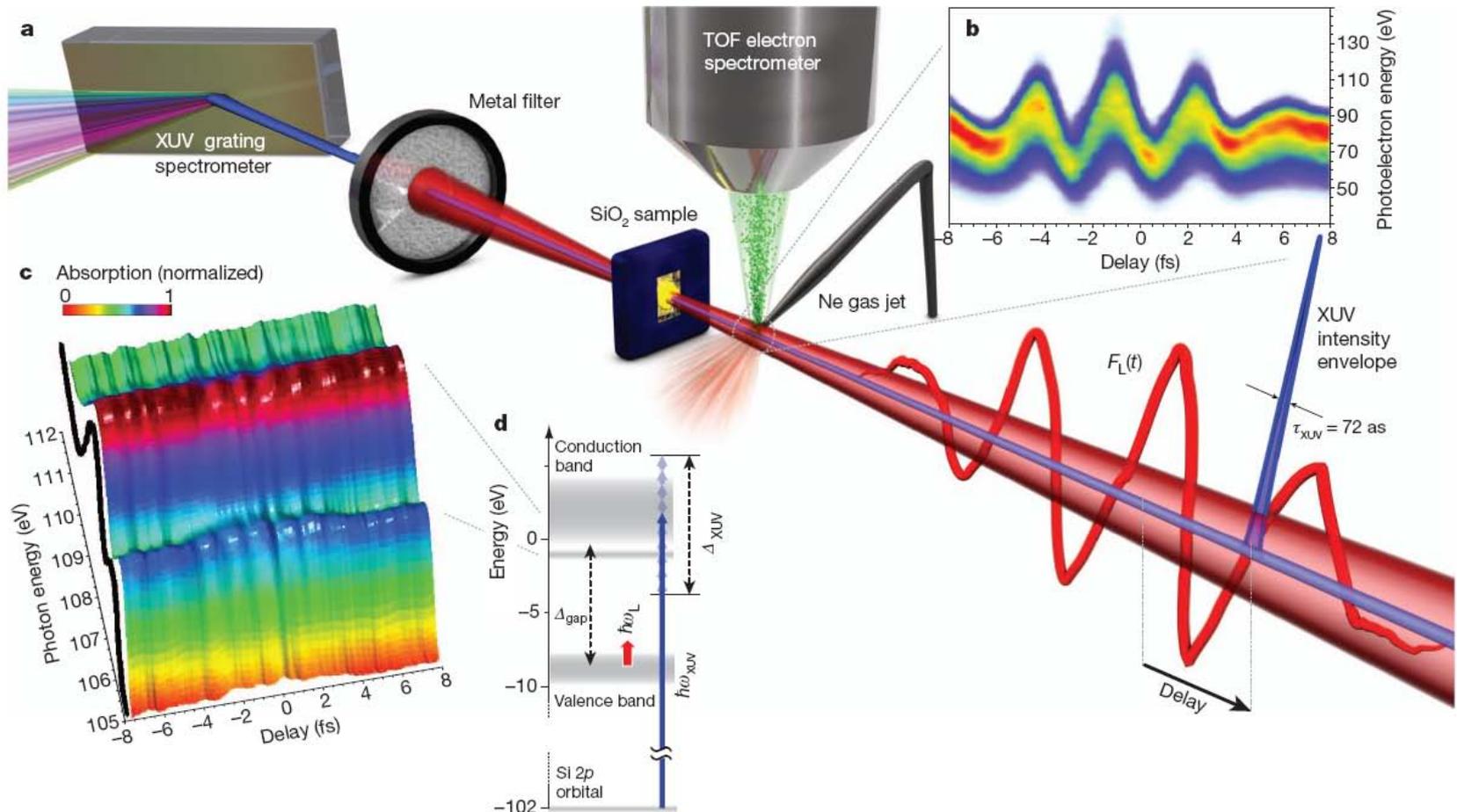


A.L. Cavalieri et al.,
Nature 449, 1029 (2007)

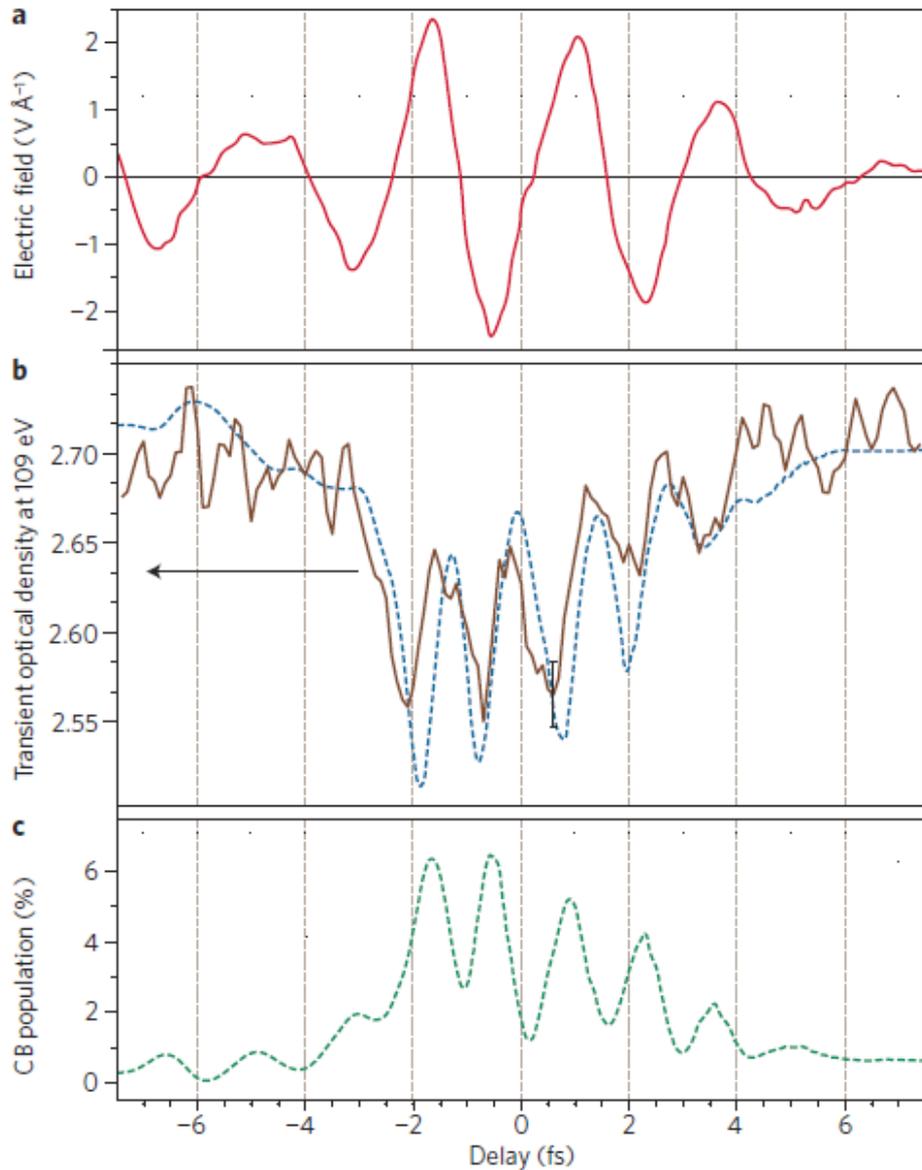
Аттосекундная абсорбционная спектроскопия

Аттосекундная абсорбционная спектроскопия

Исследование сверхбыстрых обратимых лазерно-индуцированных превращений «изолятор-проводник» в диэлектрике



Аттосекундная абсорбционная спектроскопия



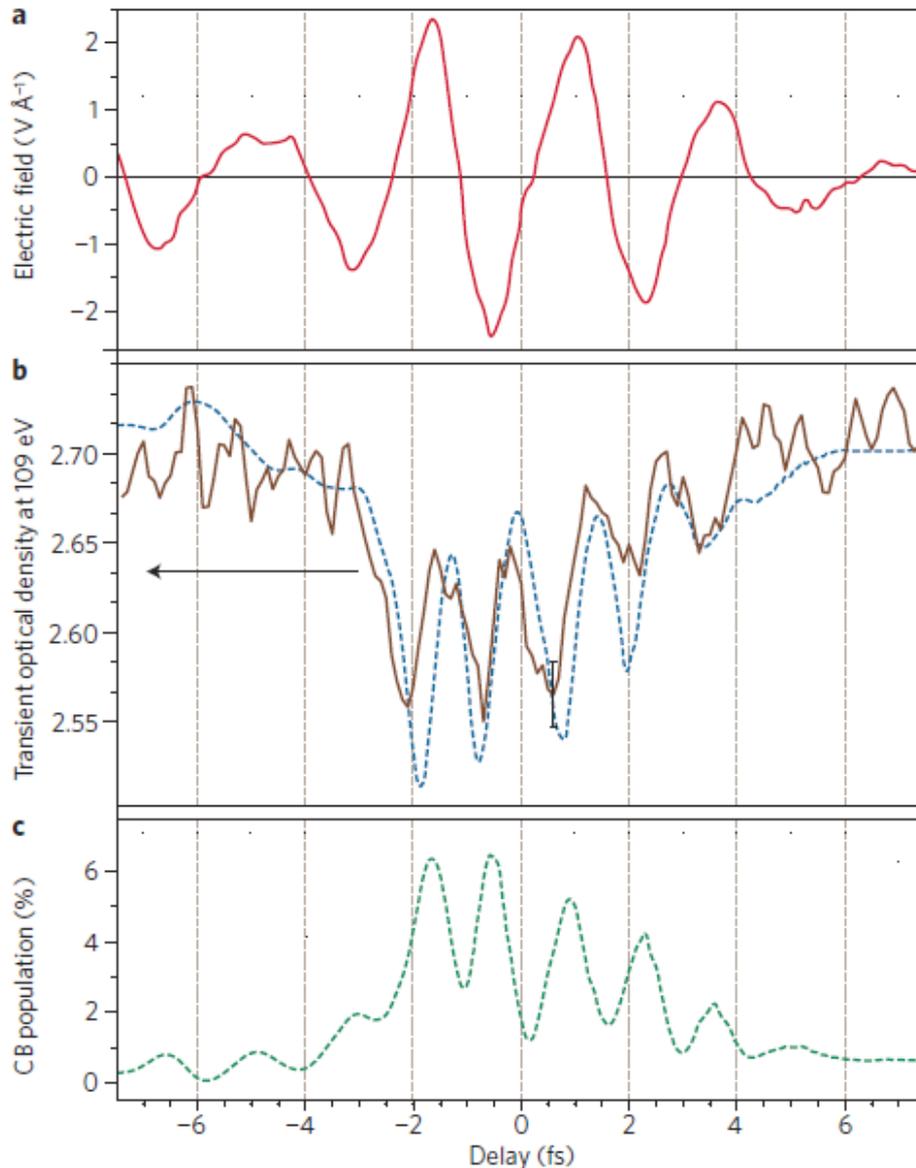
Исследование сверхбыстрых обратимых лазерно-индуцированных превращений «изолятор-проводник» в диэлектрике

Поглощение аттосекундного импульса в двуокиси кремния

Населенность зоны проводимости

M. Schultze, E.M. Bothschafter, A. Sommer et al., Nature 493, 75 (2013)

Аттосекундная абсорбционная спектроскопия



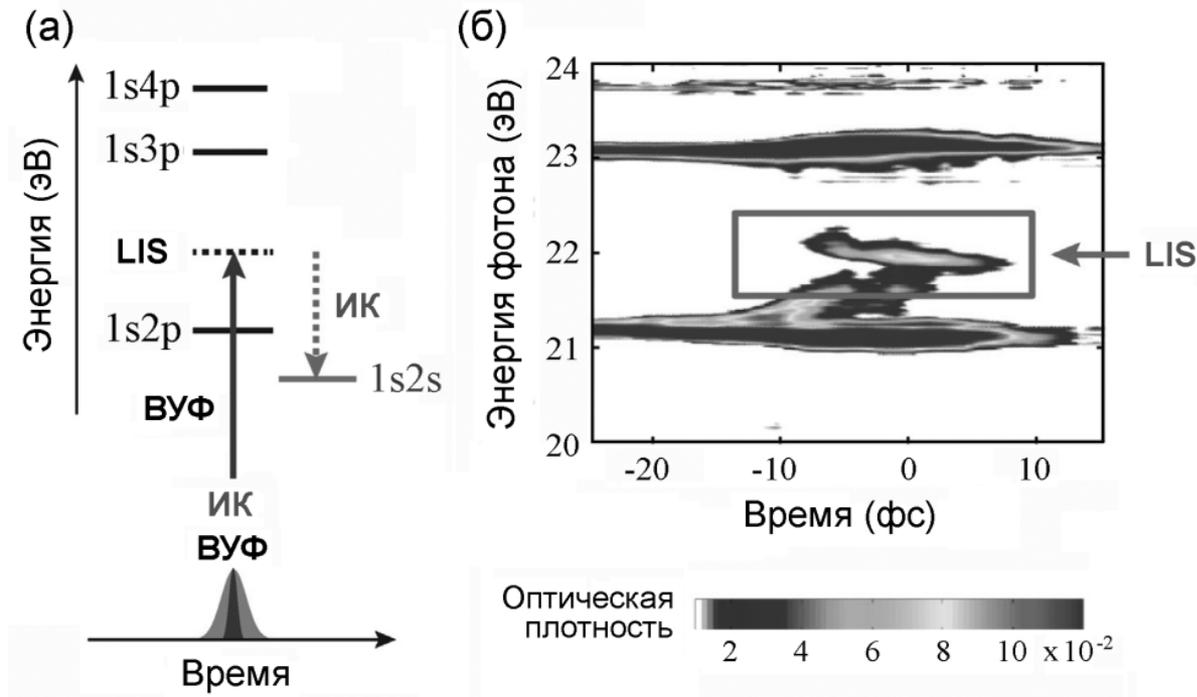
В экстремумах электрического поля ИК лазерного импульса (а) наблюдается уменьшение поглощения ИК излучения (b). Оно обусловлено увеличением заселенности состояний в зоне проводимости (с), уменьшающим, вследствие принципа запрета Паули, число возможных переходов в эту зону.

Результаты на рисунке (с) свидетельствуют о сверхбыстрых обратимых переходах изолятор-проводник в процессе воздействия малоцикловых лазерных импульсов на диэлектрик (двуокись кремния). Продемонстрированное управление проводимостью твердотельных сред на масштабе одного периода лазерного поля (менее 3 фс) указывает на перспективы продвижения скорости оптоэлектронных устройств в петагерцевый режим, что на несколько порядков выше быстродействия современной полупроводниковой электроники.

**M. Schultze, E.M. Bothschafter,
A. Sommer et al., Nature 493, 75
(2013)**

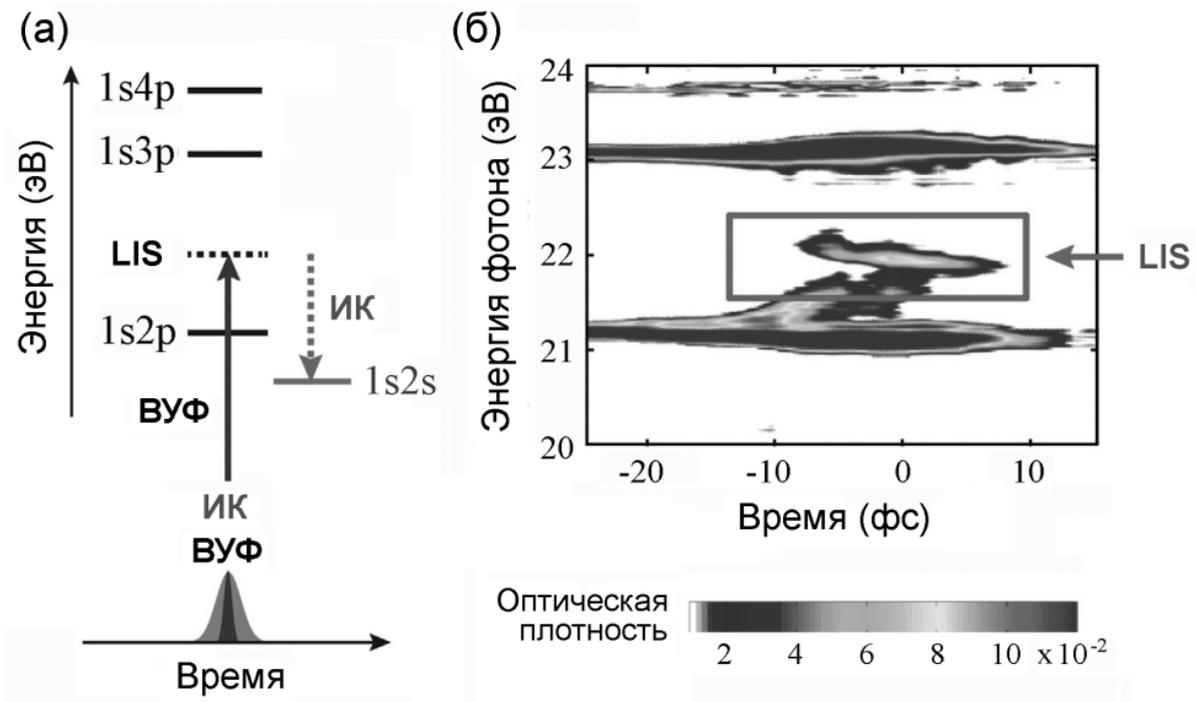
Аттосекундная абсорбционная спектроскопия

Наблюдение короткоживущих состояний



S. Chen et al.,
Phys. Rev. A **86**,
063408 (2012)

Продемонстрировано зондирование переходной динамики поглощения ВУФ излучения (в виде одиночного аттосекундного импульса) в атомах гелия в присутствии ультракороткого ИК лазерного импульса. В измерениях наблюдались нестационарные структуры в поглощении, представляющие собой проявления лазерно-индуцированных виртуальных промежуточных состояний (Light-Induced States, LIS), возникающих в процессах поглощения двухчастотного (ВУФ+ИК) поля.



Наблюдение светоиндуцированных состояний методом аттосекундной абсорбционной спектроскопии. (а) Диаграмма уровней энергии, показывающая LIS в гелии. Уровни, на которые разрешены однофотонные переходы из основного состояния, показаны черными горизонтальными линиями, «темные» состояния – серой линией, LIS – пунктирной линией. (б) Спектрограмма АТАС. При отрицательных временных задержках ВУФ импульс предшествует ИК импульсу. При больших отрицательных и положительных временных задержках наблюдаются только пики поглощения, соответствующие разрешенным однофотонным переходам. В области перекрытия ВУФ и ИК импульсов (вблизи нулевой задержки), выделенной прямоугольником, наблюдаются структуры, обусловленные LIS.

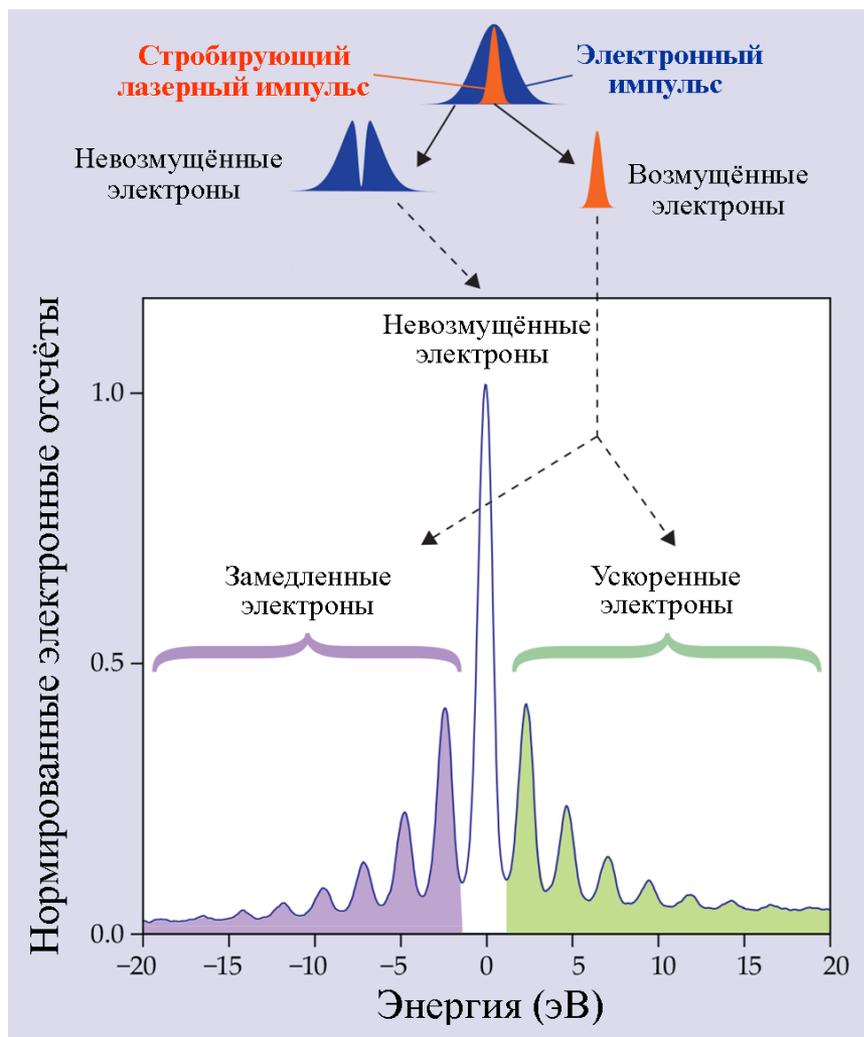
Аттосекундная электронная микроскопия

Department of Physics, University of Arizona, Tucson, AZ 85721, USA, 2024

В последнее время достигнут решающий прогресс в создании нового инструмента аттосекундной спектроскопии – аттосекундных электронных импульсов. Главная трудность, которую удалось преодолеть – это расплывание электронного пучка (за время движения от фотокатода до исследуемой мишени электронный пучок расплывается до размеров в сотни-тысячи ангстрем; соответствующая длительность импульса составляет сотни фемтосекунд). Предложенная и реализованная на практике идея – с использованием стробирующего ультракороткого лазерного импульса промодулировать электронный пучок перед его попаданием на мишень с масштабом модуляции, как минимум на порядок меньше размеров пучка. Спектр электронов в промодулированной части пучка обогащается новыми компонентами, что «чувствуется» мишенью. Варьирование задержки промодулированной части электронного пучка относительно импульса накачки позволяет осуществлять зондирование мишени с высоким временным разрешением.

Аттосекундная электронная микроскопия

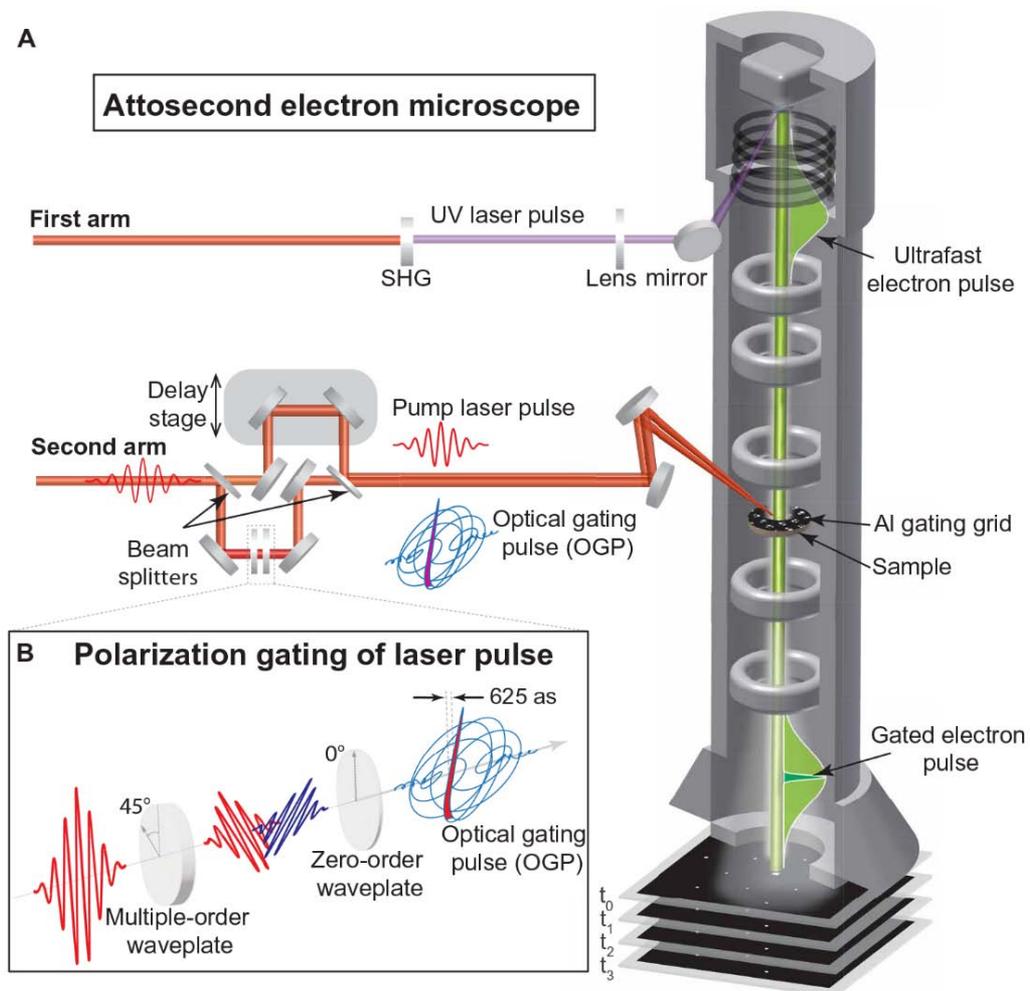
Модуляция электронного импульса



Для реализации данной идеи необходимо было решить проблему осуществления взаимодействия электронов с модулирующим электромагнитным излучением. В обычных условиях свободные электроны не могут поглощать или переизлучать воздействующие на них фотоны, так как скорости электронов обычно намного меньше скорости света. Для решения этой проблемы было предложено использовать вспомогательную «маску» (в данном случае – алюминиевую сетку), помещаемую в непосредственной близости к мишени. Строблирующее лазерное излучение создаёт в маске ближнее поле, которое способствует обмену энергией между фотонами и электронами.

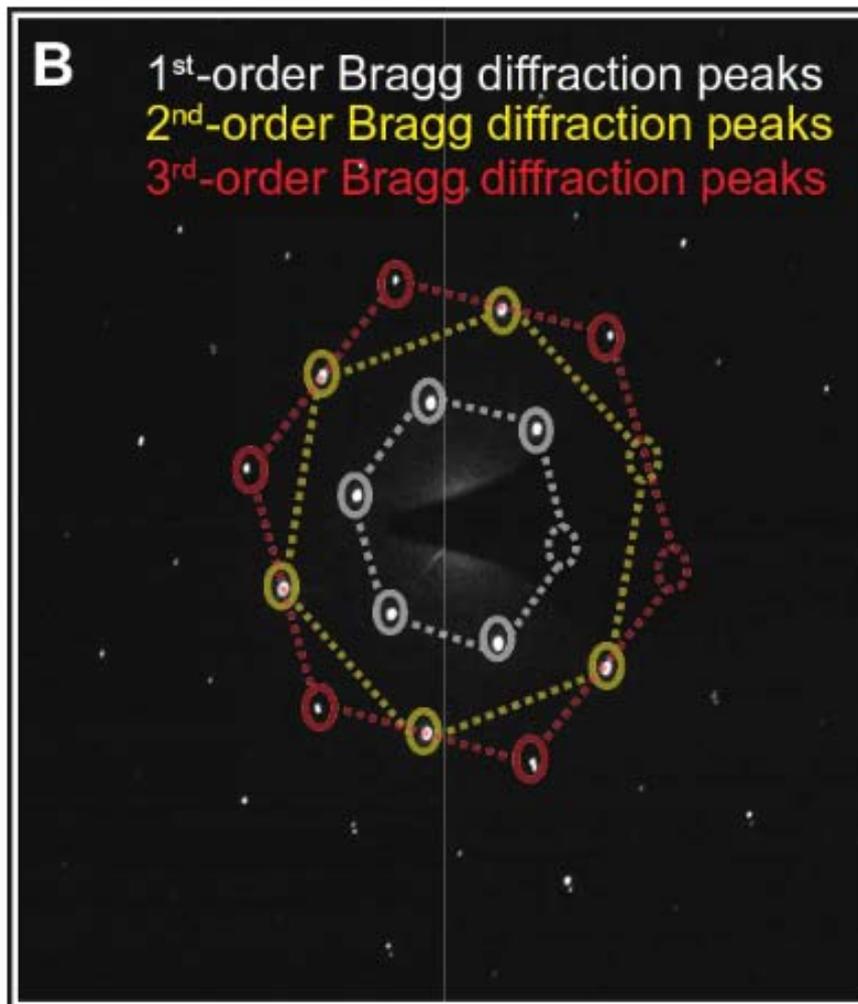
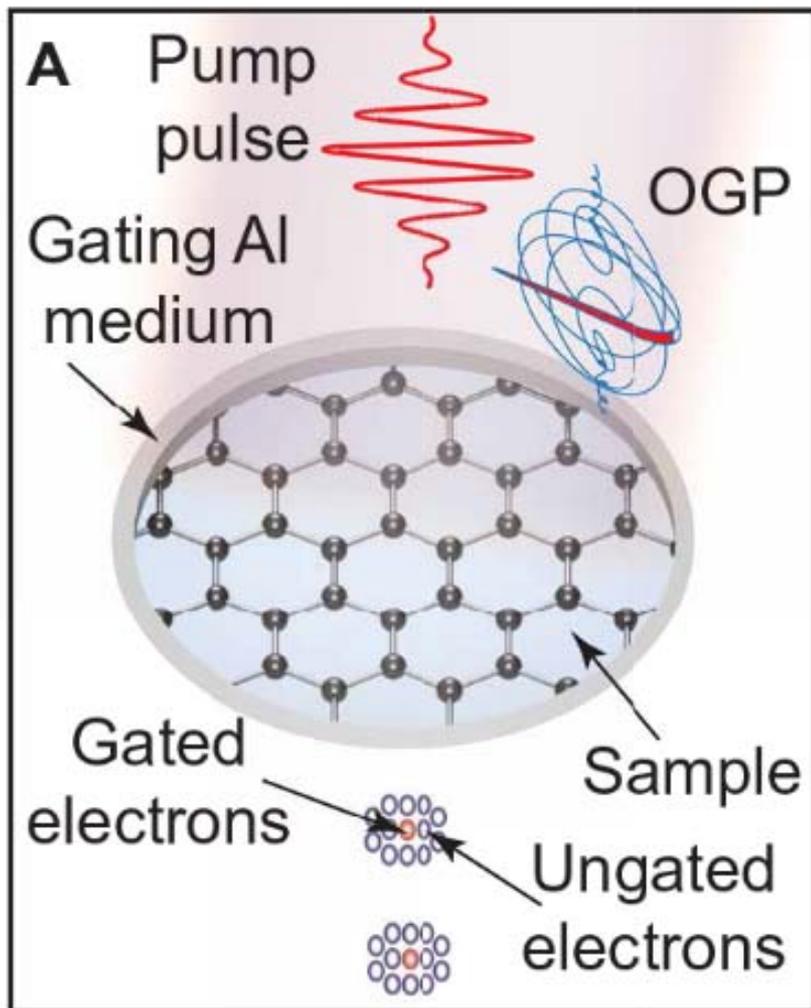
Аттосекундная электронная микроскопия

Аттосекундный электронный микроскоп



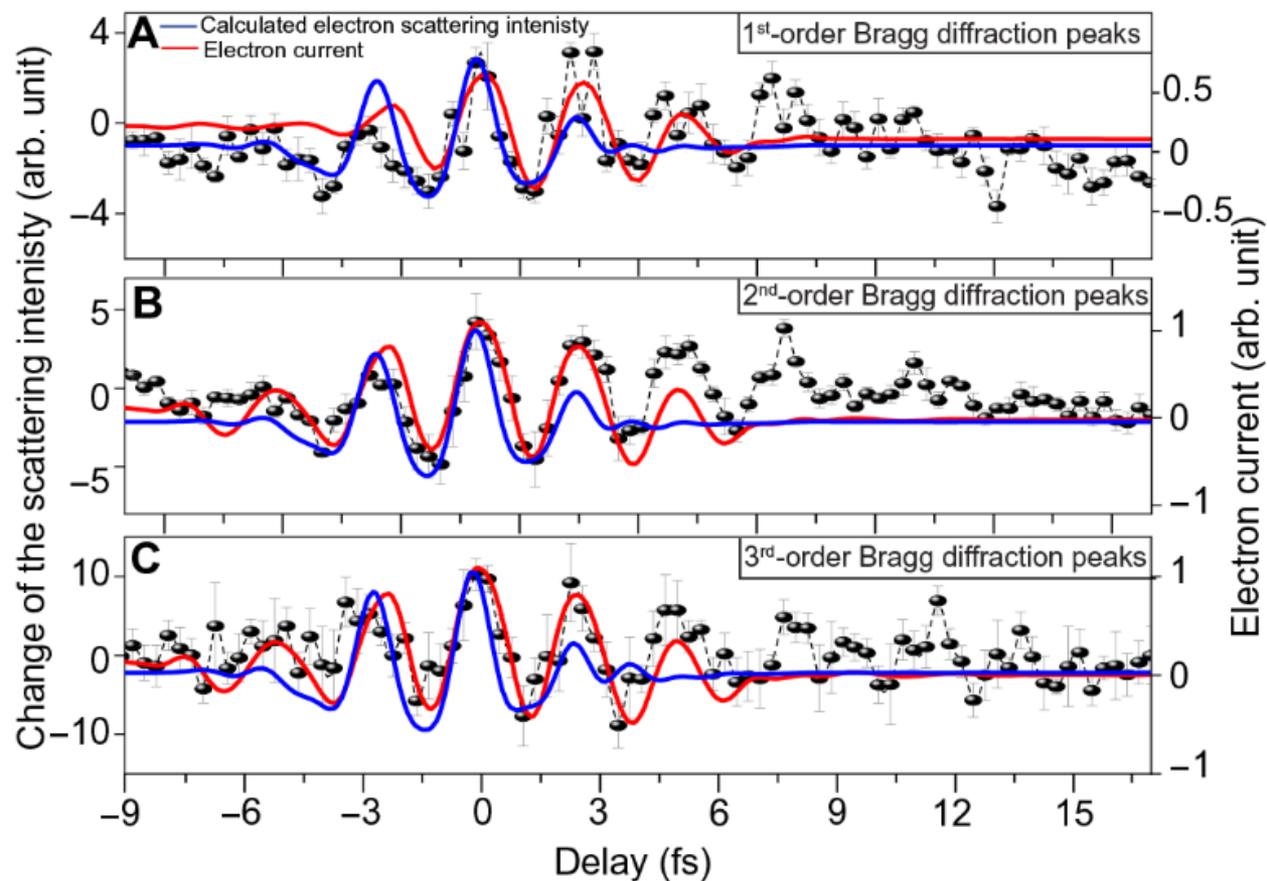
В общем случае, поскольку даже в случае малоцикловых лазерных импульсов оптического диапазона их длительность составляет не менее нескольких фемтосекунд, их прямое использование не позволяет достичь аттосекундного разрешения в рамках предложенного подхода. Найденный выход состоял в использовании техники, близкой к технике «поляризационного затвора», применяемой для получения одиночных аттосекундных световых импульсов [V.T. Platonenko and V.V. Strelkov, JOSA B 16, 435 (1999)] (см. лекцию В.В. Стрелкова). Поляризационное стробирование электронного импульса с использованием вспомогательной маски реализуется благодаря сильной анизотропии ближних полей, индуцируемых в этой маске лазерным импульсом. Благодаря последнему обстоятельству эффективная передача энергии фотонов электронам происходит в окрестности всего лишь одной полуосцилляции лазерного поля, где это поле имеет линейную поляризацию. Этим обеспечивается субфемтосекундное временное разрешение предложенного метода.

Аттосекундная электронная микроскопия



Использование созданного инструментария позволяет зондировать электронную динамику в мишени, возбуждаемой лазерным импульсом накачки, на основе наблюдения дифракции зондирующего электронного пучка. Электроны дифрагируют не только на ионах внутри мишени (в демонстрационных экспериментах использовались мишени, представляющие собой несколько слоёв графена), но и на электронной подсистеме мишени. Изменения распределения электронов в мишени приводят к изменениям интенсивностей регистрируемых дифракционных максимумов.

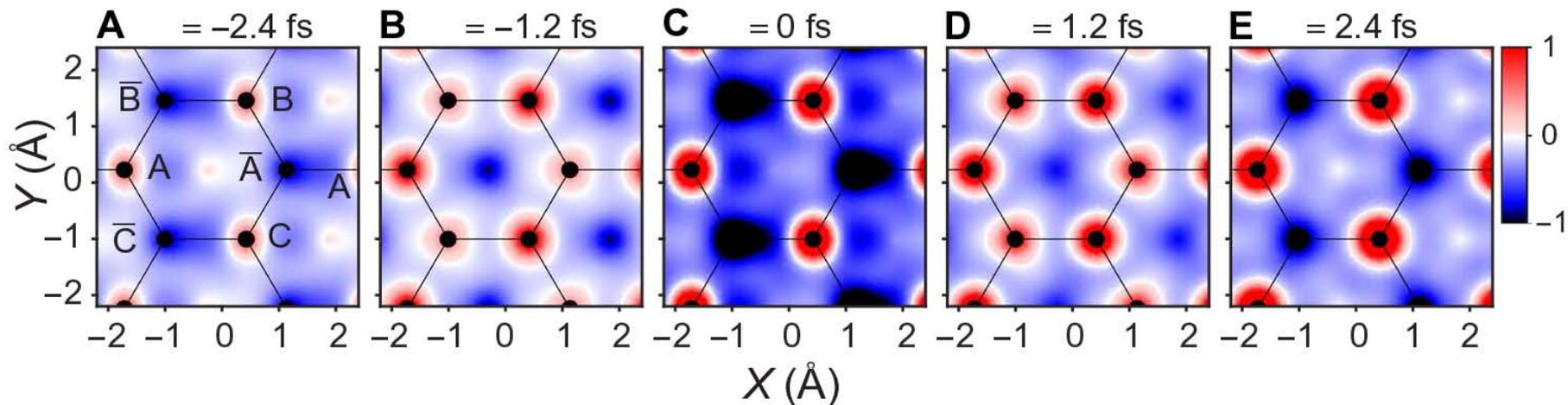
Аттосекундная электронная микроскопия



Изменения интенсивностей дифракционных максимумов (А, В и С) при варьировании задержки зондирующего электронного импульса относительно лазерного импульса накачки.

Решение обратной задачи теоретическими методами позволяет на основе анализа измеряемого pump-probe сигнала восстанавливать динамику распределения электронов внутри мишени, возбуждаемой лазерным импульсом накачки. На следующем слайде приведены полученные таким образом «мгновенные снимки» электронной подсистемы при нескольких значениях задержки зондирующих импульсов.

Аттосекундная электронная микроскопия



D. Hui, H. Alqattan, M. Sennary, N.V. Golubev, and M.Th. Hassan, *Sci. Adv.* **10**, eadp5805 (2024) (21 August 2024)

В заключение необходимо отметить, что в последние годы наряду с источниками на основе генерации высоких гармоник (ГГВП) бурными темпами развиваются такие источники, как лазеры на свободных электронах (ЛСЭ). Каждый из этих двух типов рентгеновских источников обладает своими преимуществами. Яркость, достигаемая ЛСЭ в рентгеновском диапазоне, на много порядков величины превышает яркость источников на основе ГГВП, а достижимые энергии фотонов могут быть значительно выше, чем при ГГВП; в то же время последние обеспечивают беспрецедентно высокое временное разрешение (порядка 50 ас) и возможность высокоточной синхронизации с внешними источниками оптического диапазона, что легло в основу многих аттосекундных технологий.

Следует, однако, отметить, что в последние годы достигнут значительный прогресс в улучшении временных характеристик излучения ЛСЭ. Среди различных подходов к повышению когерентности излучения ЛСЭ наиболее значительное место занимает использование когерентного излучения, обеспечиваемого ГГВП, в качестве затравки для дальнейшего усиления в ЛСЭ, что создаёт предпосылки для создания комплексных экспериментальных станций, использующих излучение всех этих источников. Такие станции могут сочетать в себе использование узкополосных высокоинтенсивных импульсов ЛСЭ, осуществляющих фотоионизацию частиц мишени из определённых внутренних оболочек, со сверхширокополосным аттосекундным суперконтинуумом, охватывающим спектральный диапазон от УФ области до водяного окна и обеспечивающим реализацию многоканальной аттосекундной абсорбционной спектроскопии для зондирования электронной и структурной динамики мишени вблизи краёв различных полос поглощения одновременно.

Автор благодарит за поддержку Российский научный фонд
(грант № 24-12-00461).

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ !