Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 3, с. 194 – 201 © 2025 г. 10 февраля

Генерация стабильного фемтосекундного суперконтинуума в расходящемся лазерном пучке для время-разрешающей широкополосной спектроскопии лазерно-индуцированных процессов в веществе

Е. И. Мареев[+*1)], *Н. М. Ашарчук*[+], *Е. О. Епифанов*[+], *Ф. В. Потёмкин*[*]

[+] *Курчатовский Комплекс кристаллографии и фотоники, Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 119333 Москва, Россия*

[*] *Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119234 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 8 октября 2024 г.
После переработки 10 декабря 2024 г.
Принята к публикации 10 декабря 2024 г.

Для проведения время-разрешенной спектроскопии поглощения с суб-нс временным разрешением необходимы источники белого света с короткой или ультракороткой длительностью, которые возможно синхронизировать с другими лазерными системами. На основе фемтосекундного лазерного источника в ближнем ИК диапазоне был сгенерирован суперконтинуум с высокой спектральной яркостью (~ 10 пДж/нм) в спектральном диапазоне ~ 450–750 нм, высокой стабильностью, как от импульса к импульсу (порядка 2–5 %), так и на большом (несколько часов) промежутке времени. Такие характеристики суперконтинуума были достигнуты за счет работы в расходящемся пучке, что позволяет избежать множественной филаментации, а также добиться стабилизации спектра (уменьшения флуктуаций в два раза и больший диапазон стабильности по энергии), и его уширения за счет изменения динамического баланса между Керровской фокусировкой, плазменной дефокусировкой и дифракцией. Временное разрешение достигалось за счет специально разработанной системы электронной задержки на основе программируемых логических интегральных схем, что позволило добиться суб-нс временного разрешения в широком временном окне (вплоть до нескольких мс). Данная методика была успешно апробирована в экспериментах по исследованию динамики абляции кремния при наносекундном лазерном воздействии.

DOI: 10.31857/S0370274X25020045, EDN: LLDVPG

1. Введение. На текущий момент времени для того, чтобы лучше понимать фундаментальные физические и химические явления и иметь возможность разрабатывать материалы с заданными свойствами и технологии нового поколения, необходимо не только обладать информацией о физико-химических свойствах вещества в стационарных условиях [1–3], но и исследовать динамику процессов, протекающих при его структурной перестройке и внешнем воздействии [4, 5]. Одним из наиболее удобных методов для контроля и исследования сверхбыстрых процессов является время-разрешенная спектроскопия, она сочетает все достоинства стационарных методов спектроскопии с возможностью исследования динамики процессов на временных масштабах от сотен секунд до суб-фемтосекунд [6, 7]. Основная идея время-разрешенной спектроскопии заключается в том, что исследуемая система контролируется спектроскопически по мере того, как она претерпевает динамические изменения, при этом для возбуждения данной системы часто используются лазерные импульсы, что обеспечивает стробоскопический прием спектрально-разрешенного сигнала. Наиболее часто для этих целей используется эксперимент типа накачка-зондирование, в рамках данной методики силовой импульс используется для возбуждения среды, вызывая изменения в ее электронных, колебательных или структурных свойствах [8–10]. Эти изменения "считываются" зондирующим импульсом, пришедшим с заданной задержкой относительно силового импульса, для измерения отклика среды. Использование такого подхода позволяет восстановить динамику лазерно-индуцированных процессов. Зондирующий импульс может быть зарегистрирован с помощью различных методов, например, спектроскопии поглощения или Рамановской спектроскопии [11–13]. В рамках данных методов, при варьировании временной задержки между силовым и зонди-

[1)] e-mail: mareev.evgeniy@physics.msu.ru

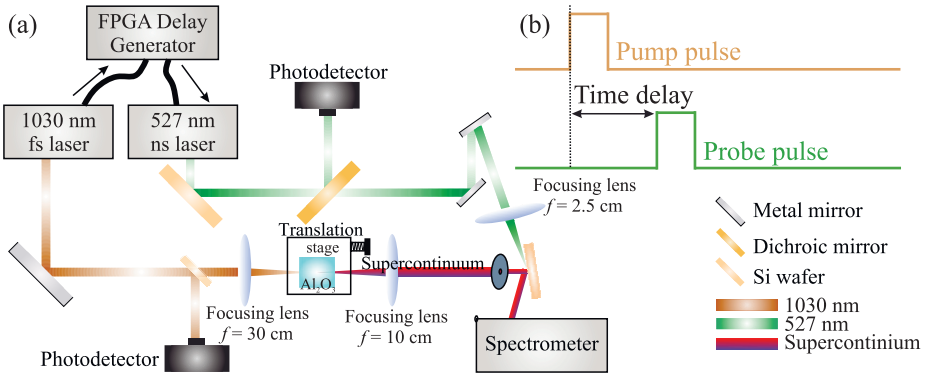

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Экспериментальная схема установки; (b) – схематичная диаграмма формирования временных задержек между силовым и пробным импульсами

рующим импульсами, измеряются различные оптические свойства, такие как поглощение, отражательная способность, интегральное пропускание материала или фотоэмиссионные спектры [5, 14, 15]. Одним из наиболее перспективных подходов в этом направлении является использование суперконтинуума – импульса со сверхширокими спектром, генерируемым фемтосекундными лазерными импульсами в нелинейных материалах [16]. Суперконтинуум может обладать высокой спектральной яркостью и стабильностью, что делает его идеальным инструментом для спектроскопических экспериментов [17, 18].

В данной работе мы демонстрируем генерацию суперконтинуума с высокой спектральной яркостью (~ 10 пДж/нм) и стабильностью, что стало возможным за счет работы в расходящемся пучке. Это позволило нам добиться стабилизации спектральной яркости на уровне 2–5 % как от импульса к импульсу, так и при долговременных (несколько часов) измерениях в эксперименте. Кроме того, примененная нами электронная система формирования управляющих сигналов временных задержек, на основе программируемой логической интегральной схемы (ПЛИС) обеспечила суб-нс (250 пс) временное разрешение. Апробация нашей методики была осуществлена при исследовании динамики наносекундной абляции кремния, что продемонстрировало ее эффективность и потенциал для проведения дальнейших время-разрешенных экспериментов в различных материалах.

2. Методы и подходы. В экспериментах использовалась схема спектроскопии поглощения в геометрии регистрации отражения с временным разрешением, см. рис. 1a. Временное разрешение достигалось за счет использования двух импульсов, первый, силовой импульс накачки, возбуждал среду, второй, зондирующий импульс, пришедший с задержкой, использовался для исследования динамики среды, возбужденной силовым импульсом. В качестве силового импульса выступал лазерный импульс на длине волны 527 нм, энергией 100 мкДж и длительностью ~ 4 нс. Он фокусировался (фокусное расстояние линзы $f = 2.5$ см) на поверхность кремниевой пластины (111), чтобы достичь плотности энергии на мишени ~ 5 Дж/см^2. В качестве пробного импульса использовалось излучение суперконтинуума (ширина спектра порядка 250 нм, максимум спектральной яркости в области ~ 550 нм), генерируемого при фокусировке фемтосекундного лазерного импульса (Авеста, ТЕТА-20) на длине волны 1030 нм, энергией 370 мкДж и длительностью 200 фс в кристалл сапфира (Al_2O_3) длиной 1 см. Перед фокусировкой лазерное излучение проходило через диафрагму радиусом 1 мм, после чего фокусировалось в кристал сапфира линзой с фокусным расстоянием 30 см, радиус пятна фокусировки составлял порядка 50 мкм, а плотность энергии составляла ~ 0.25–0.5 Дж/см^2 Частота повторения лазерных импульсов составляла 20 Гц. Энергия каждого из импульсов контролировалась с помощью калиброванного фотодиода. Синхронизация импульсов осуществлялось на основе самостоятельно разработанной системой синхронизации, реализованной на ПЛИС, которая позволяла варьировать временную задержку между силовым и пробным импульсами с шагом 250 пс [19]. Небольшая нестабильность генерируемого суперконтинуума (2–5 % RMS) компенсировалась усреднением по 20 точкам. Излучение суперконтинуума коллимировалось линзой с фокусным расстоянием 10 см. После чего излучение суперконтинуума зеркалом направлялось на поверхность кремния, где совмещалось с силовым импульсом. Размер пятна фокусировки суперконтинуума на поверхности кремния примерно в 1.2 раз больше образовавшейся микро-

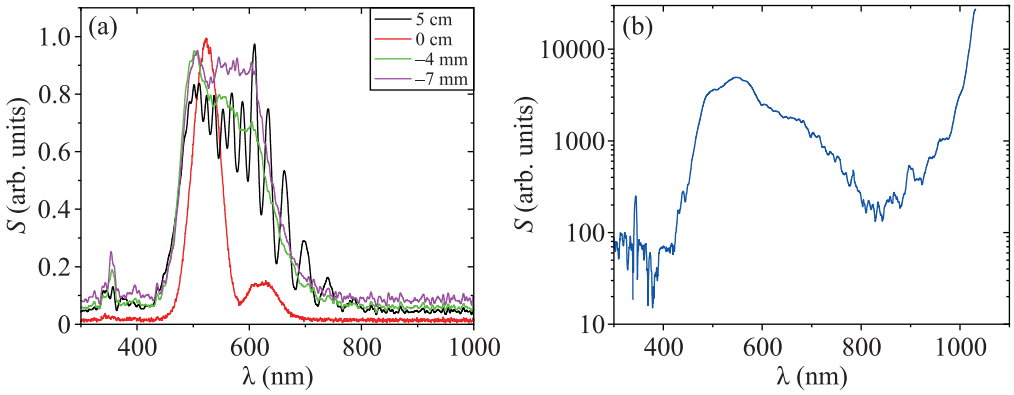

Рис. 2. (Цветной онлайн) Нормированные спектры суперконтинуума: (a) – при различных положениях кристалла сапфира относительно фокуса (отрицательные значения соответствуют фокусировке в воздух перед образцом) при энергии лазерного импульса 30 мкДж в видимом диапазоне и (b) – спектр суперконтинуума в диапазоне 350–1030 нм в логарифмической шкале. Энергия лазерного импульса 30 мкДж, положение – 3 мм

модификации. После коллимирующей линзы в оптический тракт могло быть установлено дихроичное зеркало на длину волны 1030 нм, отсекающую ИК часть суперконтинуума. Для оценки стабильности суперконтинуума энергия его видимой части измерялась с помощью кремниевого фотодетектора в течение четырех часов. Отраженный от образца спектр суперконтинуума регистрировался спектрометром Ocean Optics HR 4000. Пренебрегая пропусканием через образец, поглощение можно рассчитать как $A(\lambda) = 1 - R(\lambda)$, где $R(\lambda)$ – спектр отражения, нормированный на исходный спектр суперконтинуума. Рассчитать коэффициент поглощения α можно как $\alpha(\lambda) = -1/d \ln(A(\lambda))$, где d – размер слоя, от которого происходит отражение. Размер данного слоя определялся таким образом, чтобы коэффициент поглощения на длине волны 532 нм совпадал с табличным. Далее в экспериментах систематически варьировалась временная задержка между силовым и пробным импульсами, руководствуясь методикой, представленной на рис. 1b. В результате для каждой временной задержки регистрировался спектр отражения образца, который пересчитывался в коэффициент поглощения для каждой длины волны.

Генерация суперконтинуума происходила в процессе филаментации фемтосекундного излучения в кристалле сапфира [20–25]. Спектральный состав и спектральная яркость формируемого суперконтинуума непосредственно определяются режимом филаментации (множественная филаментация или суперфиламентация) [26, 27]. Для теоретического рассчета режима филаментации обычно требуется сложное компьютерное моделирование. Однако для оценки вкладов основных процессов, влияющих на филаментацию, можно провести упрощенные оценки, в том числе игнорируя поглощение в плазме и дисперсию, как это было предложено в [28]. Несмотря на то, что такой подход является сильно упрощенным описанием процесса филаментации, с помощью данного анализа можно определить соотношение между основными вкладами. В рамках данного подхода [28] для оценки вклада рассчитывается кривизна волнового фронта (sag), вносимого конкретным процессом. Так, дифракционный вклад s_G рассчитывается как:

$$s_G = \frac{{w_0}^2}{2{z_R}^2}(z - f), \tag{1}$$

где w_0 – диаметр перетяжки, z_R – длина Рэлея, z – координата вдоль оптической оси, f – фокусное расстояние линзы. Керровский вклад можно оценить, как:

$$s_K = \frac{2n_2 P_0 z_R}{\pi {w_0}^2}\left(\tan^{-1}\frac{z-f}{z_R} + \tan^{-1}\frac{f}{z_R}\right), \tag{2}$$

где n_2 – нелинейный показатель преломления 5×10^{-20} м^2/Вт, P_0 – мощность лазерного импульса. Плазменный вклад можно оценить как:

$$s_p = \frac{\sigma_K \rho_{nt} \tau z_R}{2\rho_c}\left(\frac{2P_0}{\pi {w_0}^2}\right)^K \frac{(2K-2)!}{(2^{K-1}(K-1)!)^2} \left(h_K\left(\frac{z-f}{z_R}\right) + h_K\left(\frac{f}{z_R}\right)\right). \tag{3}$$

В данном уравнении плотность электроннов плазмы рассчитывается как $\rho(z) = \sigma_K \rho_{nt} \tau (I_0(z))^K)$, где σ_K – это сечение многофотонной ионизации – 2×10^{-46} мкм^{12}с$^{-5}$, ρ_{nt} – плотность нейтральных частиц 2×10^{28} м$^{-3}$, τ – длительность импульса, а K –

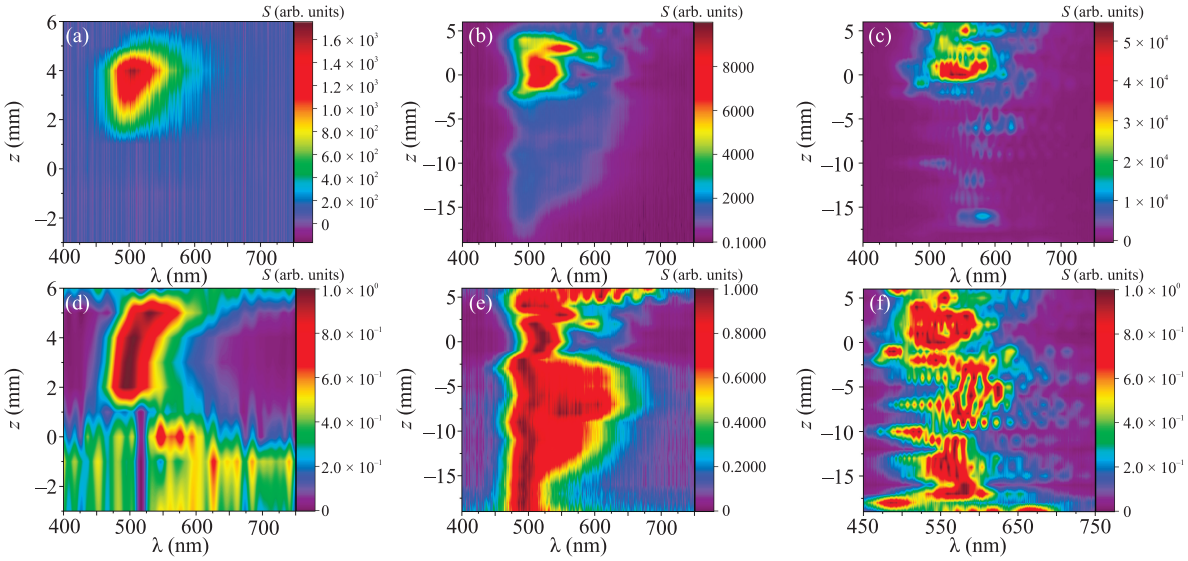

Рис. 3. (Цветной онлайн) Трехмерные тепловые карты эффективности генерации суперконтинуума. Цветом указана спектральная яркость. Графики (d)–(e) представляют собой нормированные [0-1] для каждого положения образца, графики (a)–(c) – исходные ненормированные данные. Отрицательные значения координаты z отвечают фокусировке в воздух, положительные – в объем образца, 0 – на границу. Энергия лазерного импульса составляла 20 мкДж (a), (d), 30 мкДж (b), (e) и 40 мкДж (c), (f)

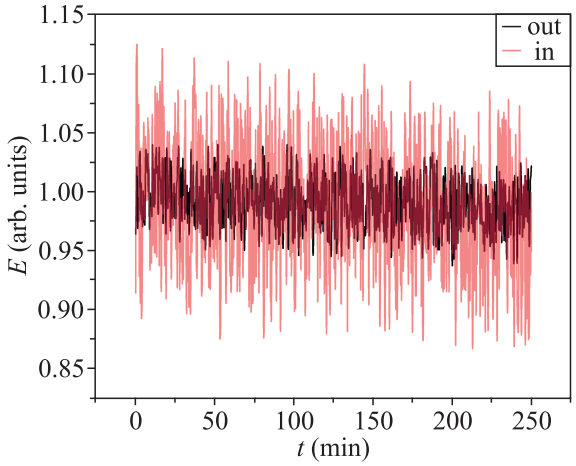

Рис. 4. (Цветной онлайн) Динамика изменения энергии суперконтинуума в видимом диапазоне длин волн (400–800 нм). Случай, когда фокусировка осуществляется в объем образца, обозначен как in, случай, когда фокусировка осуществляется перед образцом, – out

показатель многофотонной ионизации, а $h_K(x) = \tan^{-1} x + \sum_{n=1}^{K} \frac{(2^n n!)^2}{(2n)!} \frac{x}{2n(1+x^2)n}$. Соотношения между вкладами, описываемыми уравнениями (1)–(3), определяют режим филаментации и показывают, какой из процессов будет доминирующим.

3. Результаты и обсуждения. Для оптимизации процесса генерации суперконтинуума в видимом диапазоне длин волн фемтосекундные лазерные импульсы плавно фокусировались в кристалл сапфира, размещенный на линейном трансляторе. При используемых энергиях в кристалле стартует процесс фемтосекундной филаментации, что сопровождается генерацией конической эмиссии и суперконтинуума. Кроме уширения спектра в окрестности центральной длины волны (1030 нм) в спектре наблюдалось формирование отдельного "крыла" 430–750 нм в видимом диапазоне длин волн [16, 29–31], см. рис. 2b. Причем, как уже было показано нами ранее [32], фокусировка излучения перед кристаллом может повысить эффективность генерации суперконтинуума, за счет изменения динамического баланса между конкурирующими линейными и нелинейными вкладами в процессе филаментации. В дополнение к варьированию положения кристалла сапфира мы также изменяли энергию лазерного импульса. В первую очередь мы оптимизировали стабильность генерации суперконтинуума, во вторую – ширину спектра, а в третью – его спектральную яркость.

Как видно из рис. 2a и 3 при максимальной из используемых энергии (рис. 3c, f) спектр суперконтинуума имеет ярко выраженную модуляцию, которую не удается скомпенсировать варьированием положения кристалла, что вызвано переходом в режим множественной филаментации, который характеризуется стохастическим распределением филаментов. Наоборот, при наименьшей из используемых энергий (рис. 3a, d) генерация суперконтинуума происхо-

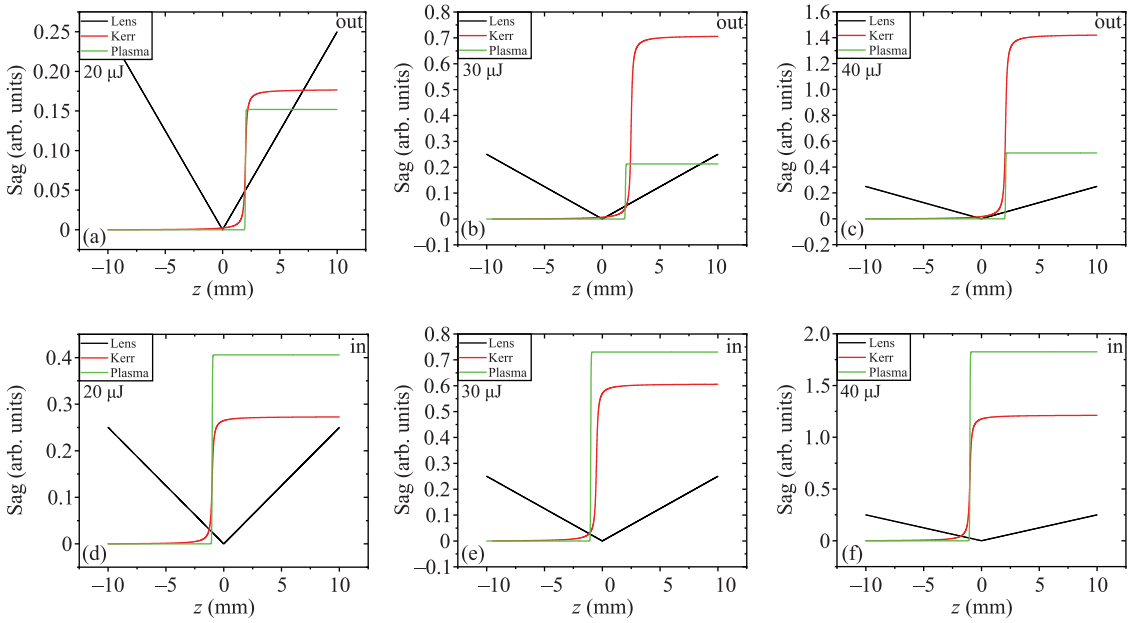

Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость кривизны волнового фронта (Sag) от координаты. Нулевая координата соответствует точке фокусировки. Энергия лазерного импульса указана на рисунке. Случай, когда фокусировка осуществляется в объем образца, обозначен как in, случай, когда фокусировка осуществляется перед образцом, – out

дит только при фокусировке лазерного импульса в объем образца, однако ширина спектра (475–600 нм) в оптимальном режиме невелика, а стабильность от импульса к импульсу составляет 5–7 %, см. рис. 4. В данном случае энергии лазерного излучения недостаточно, чтобы эффективно запустить процесс уширения спектра в видимом диапазоне длин волн.

Наиболее эффективно суперконтинуум генерируется при энергиях ~ 30 мкДж. В этом случае наблюдалась максимальная ширина спектра (430–750 нм по уровню $1/e^2$) с наилучшей стабильностью: флуктуации составляли 2–3 % от импульса к импульсу, см. рис. 4 и 2a. Причем данная стабильность сохраняется на временном масштабе в несколько часов. При фокусировке лазерного импульса в объем образца также наблюдается множественная филаментация, характеризуемая модуляцией спектра суперконтинуума, см. рис. 3. При этом данная модуляция носит квази-стохастический характер и может серьезно отличаться от импульса к импульсу. При фокусировке на границу раздела воздух–сапфир наблюдается наименее широкий спектр суперконтинуума, который, однако, обладает высокой стабильностью 3–4 % от импульса к импульсу, а также имеет два ярко выраженных пика ~ 530 и 625 нм. Также в спектрах регистрировалась третья гармоника (343 нм), генерируемая при распространении лазерного излучения в кристалле, в отличие от третьей гармоники обособленная вторая гармоника в спектрах не наблюдалась. С точки зрения как ширины, так и стабильности видимой части спектра суперконтинуума наиболее предпочтительным является режим, когда лазерное излучение фокусируется перед кристаллом сапфира, т.е. работа ведется в режиме расходящегося волнового фронта. Ширина спектра в этом случае примерно в 2.5 раза выше, чем при фокусировке излучения в образец, также лучше стабильность (выше в ~ 2 раза), см. рис. 4 и больше диапазон стабильности по энергиям лазерного импульса 22–37 мкДж против 17–23 мкДж. Также в таком режиме менее вероятно повреждение кристалла, в котором происходит генерация суперконтинуума, так, например, на рис. 4 виден нисходящий тренд в эффективности генерации суперконтинуума, что может свидетельствовать о небольшой деградации среды; в случае работы в расходящемся волном фронте такого эффекта не наблюдается.

Двухкратное улучшение свойств суперконтинуума можно объяснить с помощью упрощенного анализа, предложенного в [28] и кратко изложенного в разделе “Методы и подходы”. С его помощью можно сравнить вклады основных процессов, определяющих режим распространения фемтосекундного лазерного излучения в среде. В режиме расходящегося волного фронта изменяется динамический баланс между процессами Керровской самофокусировки, плазменной дефокусировки и дифракции, как это представлено на рис. 5. Когда излучение фоку-

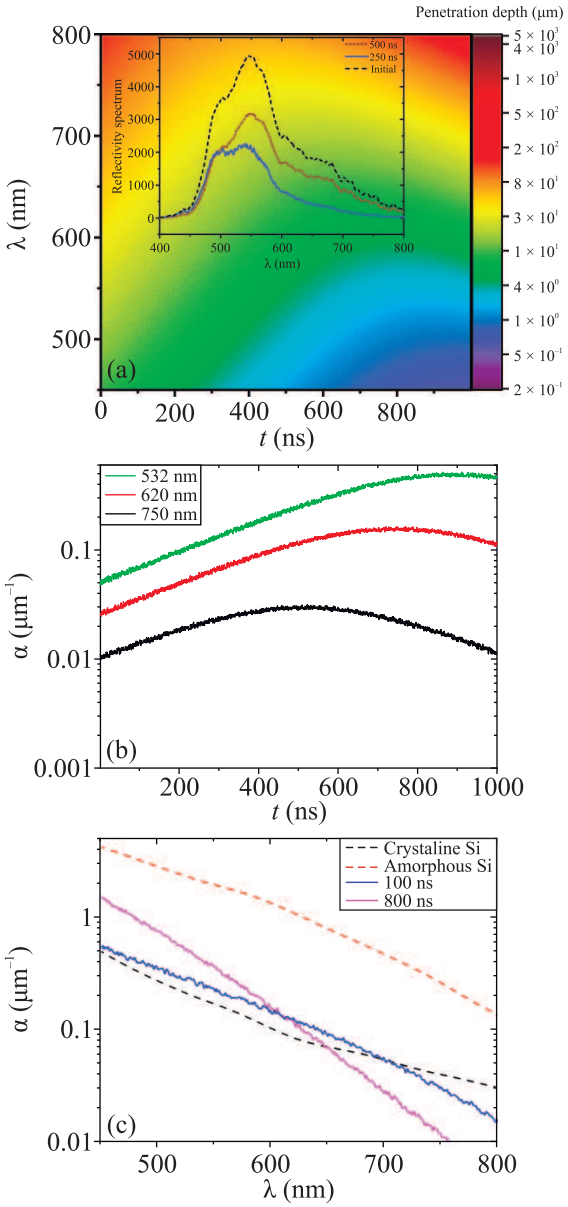

Рис. 6. (Цветной онлайн) (a) – Динамика изменения зависимостей коэффициента поглощения (показан цветом) от длины волны и задержки между силовым и пробным импульсами и (b) – динамика изменения коэффициента поглощения на длинах волн 532, 620 и 800 нм. (c) – Спектры поглощения кристаллического и аморфного кварца (пунктирные линии), а также спектры поглощения образца кремния, подвергшегося лазерному воздействию при временных задержках 100 и 800 нс (сплошные линии). На вставках показаны спектры отраженного от поверхности кремния суперконтинуума при временных задержках между силовым и пробным импульсами 100 и 500 нс

сируется в объем кристалла, Керровская самофокусировка и дифракцая приводят к уменьшению размера лазерного пучка, а плазменная дефокусировка, наоборот, к его увеличению. Когда же фокусировка осуществляется перед кристаллом, дифракция начинает уширять лазерный пучок, т.е. реализуется случай, при котором Керровская фокусировка с одной стороны уравновешивается дифракцией и плазменной дефокусировкой с другой [32]. Также в этом режиме интенсивность лазерного импульса на границе среды меньше; при фокусировке в объем кристалла, эффективно стартует лавинная ионизация и формируется плазма с высокой концентрацией электронов, которая, в свою очередь, дефокусирует лазерное излучение [32]. При использовании расходящегося пучка генерируется менее концентрированная плазма (плазменный вклад меньше), в результате Керровский вклад уравновешивается плазменным и дифракционным (см. рис. 5b), такой режим получается более стабильным, чем режим, когда плазменный вклад уравновешивается Керровским и дифракционный (см. рис. 5e).

Так как генерируемый суперконтинуум обладает высокой спектральной яркостью в видимом диапазоне длин волн, он отлично подходит для того, чтобы оптическими методами исследовать динамику нестационарных лазерно-индуцированных процессов в веществе. Для апробации предлагаемого подхода нами был выбран процесс абляции кремния, что мотивировалось следующем. С одной стороны, динамика данного процесса неплохо охарактеризована, с другой – ранее, исходя из проведенного анализа литературы, времяразрешающая спектроскопия поглощения для исследования данного процесса еще не проводилась. В экспериментах мы выбрали относительно мягкий режим фокусировки, чтобы избежать образования глубоких кратеров, что могло бы значительно повлиять на эффективность поглощения из-за высокого рассеяния и поглощения света в кратерах. Зарегистрированные спектрохронограммы эволюции коэффицента поглощения в видимом диапазоне длин волн (400–800 нм) представлены на рис. 6a. На данном рисунке отчетливо выделяется сдвиг края полосы поглощения до значений ~ 700 нм за ~ 400 нс после лазерного воздействия. На больших временных масштабах (~ 400 нс) край полосы поглощения начинает смещаться в сторону больших длин волн. Данный процесс может свидетельствовать о плавлении и последующей рекристаллизации решетки кремния. Так, для аморфного кремния красная граница фотоэффекта ~ 750 нм, в то время как для кристаллического она равняется ~ 1100 нм [33]. Таким образом, после лазерного воздействия решетка разрушается и образуется слой аморфоного кремния, после этого, за

счет уменьшения температуры в области лазерного воздействия, начинается процесс рекристаллизации, что приводит к возвращению спектра поглощения к своим исходным значениям, в момент рекристаллизации спектр поглощения представляет собой промежуточное значение между спектрами, характерными для аморфного и кристаллического кремния (см. рис. 6c). По сравнению с изменением коэффициента отражения на фиксированной длине волны [19, 34, 35] предлагаемый подход может быть гораздо более информативен, так как одновременно предоставляет информацию о широком диапазоне частот, при этом по-прежнему можно наблюдать динамику изменения поглощения на заданной длине волны, как это представлено на рис. 6b.

Кроме того, при использовании электронной задержки можно получать информацию о динамике процессов на относительно длинном временном промежутке (от мкс до мс) с шагом, кратным 250 пс, а при необходимости изменить задержки на оптические. В этом случае временное разрешение составит порядка длительности лазерного импульса, а максимальная задержка будет находиться на уровне нескольких десятков наносекунд, что даст потенциальную гибкость в исследовании лазерно-индуцированных процессов: относительно медленные процессы (>10 нс) целесообразно исследовать в схемах с электронной задержкой, а быстрые – с оптической. Так как длительность суперконтинуума сопоставима с длительностью лазерного импульса, то он является универсальным инструментом для проведения спектроскопических исследований с временным разрешением, а наличие широкого спектра, в том числе с ярким крылом в видимом диапазоне длин волн, позволяет использовать его для широкого спектра задач.

Заключение. В заключение, мы продемонстрировали, что с использованием источников фемтосекундных лазерных импульсов в ближнем ИК диапазоне и кристалла сапфира возможно добиться генерации стабильного и яркого суперконтинуума в видимом диапазоне длин волн, применимым для время-разрешенной спектроскопии поглощения с суб-нс временным разрешением. Сгенерированный суперконтинуум, полученный в результате данной методики, обладает высокой спектральной яркостью (~ 10 пДж/нм) в диапазоне ~ 450–750 нм и демонстрирует стабильность как от импульса к импульсу (2–5 %), так и при долговременных (несколько часов) экспериментах. Эти характеристики были достигнуты благодаря работе в расходящемся пучке, что позволило избежать множественной филаментации и обеспечить стабилизацию спектра за счет гибкого управления величиной линейных и нелинейных вкладов. Используемая нами методика была успешно апробирована в исследованиях динамики наносекундной абляции кремния, что подчеркивает ее потенциал для дальнейших исследований в области материаловедения и фотоники.

Финансирование работы. Работа в части проведения время-разрешенных исследований лазерно-индуцированных процессов поддержана грантом Российского научного фонда 23-73-00039, а также в рамках государственного задания национального исследовательского центра “Курчатовский институт” в части создание установки для время-разрешенной спектроскопии с использованием оборудования центра коллективного пользования “Структурная диагностика материалов” Курчатовского комплекса кристаллографии и фотоники национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”. Работа выполнена частично с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития Московского университета и Национального проекта “Наука и университеты”.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. A. Owyoung and E.D. Jones, Opt. Lett. **1**, 152 (1977).
2. S. Wartewig, *IR and Raman Spectroscopy*, Wiley-VCH, Weinheim (2003).
3. M. Muller and A. Zumbusch, ChemPhysChem. **8**, 2157 (2007).
4. D. D. Dlott, Annu. Rev. Phys. Chem. **50**, 251 (1999).
5. H. Arnolds and M. Bonn, Surf. Sci. Rep. **65**, 45 (2010).
6. D. R. Dietze and R. A. Mathies, ChemPhysChem. **17**, 1224 (2016).
7. S. Roy, J. R. Gord, and A. K. Patnaik, Prog. Energy Combust. Sci. **36**, 280 (2010).
8. L. Lounis, Y. Zheng, C. Spezzani, E. Ferrari, M. Edrrief, A. Ciavardini, H. Popescu, E. Allaria, C. Laulhe, F. Vidal, and M. Sacchi, IEEE Trans. Magn. **53**, 18 (2017).
9. P. Babilotte, P. Ruello, D. Mounier, T. Pezeril, G. Vaudel, M. Edely, J. M. Breteau, V. Gusev, and K. Blary, Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys. **81**, 1 (2010).
10. F. Reiter, U. Graf, E. E. Serebryannikov, W. Schweinberger, M. Fiess, M. Schultze, A. M. Azzeer, R. Kienberger, F. Krausz, A. M. Zheltikov, and E. Goulielmakis, Phys. Rev. Lett. **105**, 1 (2010).
11. J. Bonse, G. Bachelier, J. Siegel, and J. Solis, Phys. Rev. B – Condens. Matter Mater. Phys. **74**, 1 (2006).

12. S. Link, C. Burda, B. Nikoobakht, and M. A. El-Sayed, J. Phys. Chem. B **104**, 6152 (2000).
13. M. J. Smith, M. J. Sher, B. Franta, Y. T. Lin, E. Mazur, and S. Gradečak, J. Appl. Phys. **112**, 083518 (2012).
14. A. L. Cavalieri, N. Müller, T. Uphues et al. (Collaboration), Nature **449**, 1029 (2007).
15. J. Kasparian, M. Rodriguez, G. Méjean, J. Yu, E. Salmon, H. Wille, R. Bourayou, S. Frey, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, and L. Wöste, Science **301**, 61 (2003).
16. A. Dubietis, G. Tamošauskas, R. Šuminas, V. Jukna, and A. Couairon, Lith. J. Phys. **57**(3), 113 (2017).
17. D. Kartashov, S. Ališauskas, A. Pugžlys, A. Voronin, A. Zheltikov, M. Petrarca, P. Béjot, J. Kasparian, J.-P. Wolf, and A. Baltuška, Opt. Lett. **37**, 3456 (2012).
18. C. F. Kaminski, R. S. Watt, A. D. Elder, J. H. Frank, and J. Hult, Appl. Phys. B Lasers Opt. **92**, 367 (2008).
19. N. Marchenkov, E. Mareev, F. Potemkin, A. Kulikov, F. Pilyak, E. Ibragimov, and G. Scholar, Optics **5**, 1 (2023).
20. A. Couairon and A. Mysyrowicz, Phys. Rep. **441**, 47 (2007).
21. A. Brodeur, Q. City, O. G. Kosareva, and V. P. Kandidov, J. Nonlinear Opt. Phys. Mater. **8**, 121 (1999).
22. E. Mareev, V. Bagratashvili, N. Minaev, F. Potemkin, and V. Gordienko, Opt. Lett. **41**, 5760 (2016).
23. S. V. Chekalin, A. E. Dokukina, A. E. Dormidonov, V. O. Kompanets, E. O. Smetanina, and V. P. Kandidov, J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys. **48**, 094008 (2015).
24. A. V. Tausenev, P. G. Kryukov, M. M. Bubnov, M. E. Likhachev, M. V. Yashkov, and V. F. Khopin, Quantum Electron. **35**, 581 (2005).
25. S. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. S. J. Russell, J. Opt. Soc. Am. B **19**, 753 (2002).
26. A. A. Ionin, S. I. Kudryashov, S. V. Makarov, L. V. Seleznev, and D. V. Sinitsyn, JETP Lett. **90**, 423 (2009).
27. F. V. Potemkin, E. I. Mareev, A. A. Podshivalov, and V. M. Gordienko, New J. Phys. **17**, 053010 (2015).
28. K. Lim, M. Durand, M. Baudelet, and M. Richardson, Sci. Rep. **4**, 7217 (2014).
29. V. N. Bagratashvili, V. M. Gordienko, E. I. Mareev, and N. V. Minaev, Russ. J. Phys. Chem. B **10**, 1 (2016).
30. K. V. Lvov, Y. S. Stremoukhov, F. V. Potemkin, and E. A. Migal, Laser Phys. Lett. **15**, 085402 (2018).
31. I. Grazuleviciute, M. Skeivyte, E. Keblyte, J. Galinis, G. Tamosauskas, and A. Dubietis, Lith. J. Phys. **55**, 110 (2015).
32. F. V. Potemkin, E. I. Mareev, and E. O. Smetanina, Phys. Rev. A **97**, 033801 (2018).
33. A. Feltrin, R. Bartlome, C. Battaglia et al. (Collaboration), Informacije Midem-Journal of Microelectronics Electronic Components and Materials **39**, 231 (2009).
34. D. Puerto, J. Solis, and J. Siegel, Applied Surface Science **666**, 160372 (2024).
35. T. Feng, G. Chen, H. Han, and J. Qiao, Micromachines **13**, 1 (2021).