

# Сверхбыстрое переключение оптического отклика ионизированной среды интерферирующими сверхкороткими лазерными импульсами

А. М. Желтиков

*Физический факультет, Международный лазерный центр, МГУ им. М.В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 4 июня 2009 г.

Показано, что многопучковые схемы ионизации вещества в газовой и конденсированной фазах с использованием интерферирующих сверхкоротких световых импульсов позволяют существенно повысить максимальную интенсивность светового поля и плотность свободных электронов в области фокуса лазерного излучения по сравнению с однопучковыми режимами ионизации. Такие схемы открывают новые возможности для лазерной микро- и нанообработки материалов, микро- и нанохирургии, спектрального и временного преобразования сверхкоротких световых импульсов, а также дистанционного зондирования атмосферы. Субфемтосекундные изменения локального показателя преломления материала, реализуемые в многопучковых схемах туннельной ионизации, открывают возможности высокоскоростного переключения оптических сигналов.

PACS: 42.65.Wi, 42.81.Qb

Ионизация – один из ключевых процессов взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом. Ионизационные явления в поле сверхкоротких световых импульсов характеризуется рядом важных и интересных особенностей, все шире используемых для спектрально-временного преобразования и передачи сверхкоротких лазерных импульсов и микрообработки материалов. Оптические нелинейности ионизованных газовых сред приводят к эффективному уширению спектра мощных сверхкоротких лазерных импульсов [1–3], позволяют осуществить генерацию широкополосного излучения (суперконтинуума) [4] в видимом, инфракрасном и ультрафиолетовом диапазонах, наблюдать новые режимы генерации оптических гармоник [5], а также открывают возможности временного сжатия мощных сверхкоротких импульсов до длительностей, соответствующих нескольким циклам светового поля [6, 7]. Процессы ионизации в твердом теле играют важную роль в лазерной обработке материалов [8] и могут быть использованы для создания компактных элементов для спектрально-временного преобразования сверхкоротких импульсов, включая формирование импульсов с малым числом периодов светового поля [9]. Понимание физических механизмов и основных закономерностей ионизации жидкофазных материалов необходимо для определения оптимальных режимов взаимодействия лазерного излучения с биологическими тканями, включая решение задач лазерной хирургии [10, 11].

Ионизация материала стандартным лазерным пучком сопровождается поглощением лазерного излучения вдоль всей области взаимодействия. Одновременно вследствие формирования поперечного профиля плотности свободных электронов с максимумом на оси лазерного пучка происходит дефокусировка лазерного излучения. Эти явления ограничивают эффективность взаимодействия лазерного излучения с веществом, снижают максимальную интенсивность и максимальную плотность электронов в области фокуса лазерного пучка, препятствуют эффективному локальному вложению энергии лазерного излучения в газовую, жидкофазную или твердотельную мишень, приводят к существенным ограничениям в схемах спектрально-временного преобразования мощных сверхкоротких лазерных импульсов и в технологиях лазерной обработки материалов. В частности, в режиме филаментации вызываемая генерацией свободных электронов дефокусировка светового пучка ограничивает интенсивность светового поля и плотность свободных электронов на уровне, определяемом балансом фокусировки, связанной с положительной линзой, возникающей за счет кубической нелинейно-оптической восприимчивости материала (эффекта Керра), и дефокусировки за счет отрицательной линзы, формируемой пространственным профилем свободных электронов [1, 2].

В настоящей работе будет показано, что многопучковые схемы ионизации вещества в газовой и кон-

денсированной фазе с использованием интерферирующих сверхкоротких световых импульсов позволяют существенно повысить максимальную интенсивность светового поля и плотность свободных электронов в области фокуса лазерного излучения по сравнению с однопучковыми режимами ионизации. Такие схемы открывают новые возможности для лазерной микро- и нанообработки материалов, спектрального и временного преобразования сверхкоротких световых импульсов, а также дистанционного зондирования атмосферы.

Запишем добавки к показателю преломления материала, связанные с генерацией свободных электронов и керровской нелинейностью, в виде

$$\Delta n_p(r, t) \approx \rho(r, t)/2n_0\rho_c = \omega_p^2/2n_0\omega^2, \quad (1)$$

$$\Delta n_K(r, t) = n_2 I(r, t). \quad (2)$$

Здесь  $\rho(r, t)$  – плотность свободных электронов,  $\rho_c$  – критическая электронная плотность,  $n_0$  – линейный показатель преломления материала,  $\omega$  – центральная частота лазерного импульса,  $\omega_p$  – плазменная частота,  $n_2$  – коэффициент керровской нелинейности,  $I(r, t)$  – интенсивность лазерного излучения.

В режиме многофотонной ионизации выполняется соотношение

$$\rho(r, t) \approx \sigma_K \rho_0 \int_{-\infty}^t [I(r, \xi)]^K d\xi \approx \sigma_K \rho_0 [I_0(r)]^K \tau_p, \quad (3)$$

где  $K$  – минимальное число фотонов поля с частотой  $\omega$ , необходимое для ионизации,  $\sigma_K$  – коэффициент многофотонной ионизации,  $\rho_0$  – плотность ионизуемых нейтральных частиц,  $I(r, t) = I_0(r)f(t)$  – интенсивность светового поля с поперечным профилем  $I_0(r)$  и временным профилем  $f(t)$ ,  $\tau_p$  – длительность светового импульса.

Воспользовавшись условием баланса керровской линзы и линзы, индуцируемой пространственным профилем свободных электронов, с учетом дифракционной расходимости пучка

$$\Delta n_K = \Delta n_p + 0.186\lambda^2/\pi n_0 a^2, \quad (4)$$

где  $\lambda$  – центральная длина волны,  $a$  – размер пучка в фокусе, получаем следующие оценки для максимальных значений интенсивности светового поля и электронной плотности в режиме многофотонной ионизации и умеренно жесткой фокусировки [2]:

$$I_{\max} \approx \left( \frac{2n_2 n_0 \rho_c}{\sigma_K \rho_0 \tau_p} \right)^{\frac{1}{K-1}}, \quad (5)$$

$$\rho_{\max} \approx \left[ \frac{(2n_2 n_0 \rho_c)^K}{\sigma_K \rho_0 \tau_p} \right]^{\frac{1}{K-1}}. \quad (6)$$

Для лазерного излучения с центральной длиной волны  $\lambda = 800$  нм имеем  $\rho_c \approx 1.7 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup>. При длительности импульса  $\tau_p = 50$  фс и характерных параметрах атмосферного воздуха,  $K = 8$ ,  $\sigma_8 \approx 3 \cdot 10^{-96}$  см<sup>16</sup>·Вт<sup>-8</sup>·с<sup>-1</sup>,  $n_2 \approx 5 \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup>·Вт<sup>-1</sup>, получаем  $I_{\max} \approx 1.7 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\rho_{\max} \approx 3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Для твердого тела с характерными параметрами плавленого кварца,  $K = 6$ ,  $\rho_0 \approx 2.1 \cdot 10^{22}$  см<sup>-3</sup>,  $\sigma_6 \approx 10^{-70}$  см<sup>12</sup>·Вт<sup>-6</sup>·с<sup>-1</sup>,  $n_0 \approx 1.5$ ,  $n_2 \approx 3 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>·Вт<sup>-1</sup>, выражения (5) и (6) дают следующие оценки при  $\tau_p = 50$  фс:  $I_{\max} \approx 2.0 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $I_{\max} \approx 3.0 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>.

В качестве количественной характеристики дефокусировки светового пучка свободными электронами воспользуемся  $B$ -интегралом [2], описывающим набег фазы светового поля, связанный с плазменной добавкой к показателю преломления,

$$B_p(z) = \left| k \int_0^z \frac{\rho(\xi)}{2n_0\rho_c} d\xi \right|, \quad (7)$$

где  $k = \omega n_0/c$ .

Характерную длину  $l_{pl}$ , на которой развивается плазменная дефокусировка [2], определим из условия  $B_p(l_{pl}) = 1$ . Оценивая интеграл в выражении (7) как  $\int_0^z \rho(\xi) d\xi \approx \bar{\rho} l_{pl}$ , где  $\bar{\rho}$  – характерная плотность электронов в рассматриваемой области, получаем

$$l_{pl} \approx \frac{1}{\pi} \frac{\rho_c}{\bar{\rho}} \lambda. \quad (8)$$

Степень влияния плазменной дефокусировки на динамику светового пучка можно характеризовать через отношение длины  $l_{pl}$  к дифракционной длине  $l_d = ka^2$ :

$$\frac{l_{pl}}{l_d} \approx \frac{1}{2\pi^2 n_0} \frac{\rho_c}{\bar{\rho}} \left( \frac{\lambda}{a} \right)^2. \quad (9)$$

Как видно из выражения (9), мера влияния эффектов плазменной дефокусировки на пространственную динамику сверхкороткого импульса определяется отношением критической плотности электронов к характерной плотности электронов в рассматриваемой области, а также отношением диаметра пучка в фокусе к длине волны излучения. На рис.1 представлен параметр  $l_{pl}/l_d$ , рассчитанный в зависимости от фактора  $(a/\lambda)^2$  для различных значений отношения  $\rho_c/\bar{\rho}$ . Горизонтальная штриховая линия на рис.1 соответствует условию  $l_{pl}/l_d = 1$ . В области параметров,

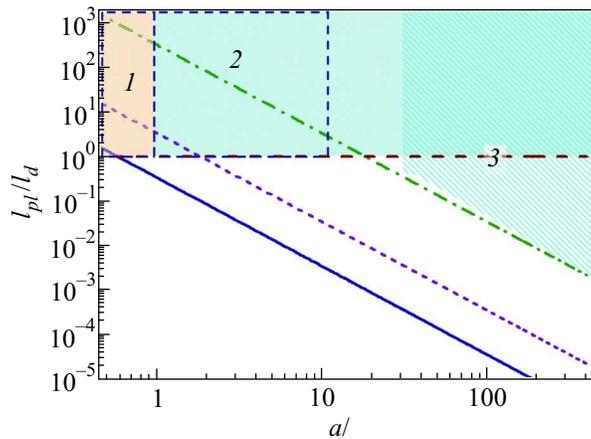


Рис.1. Отношение длины плазменной дефокусировки  $l_{pl}$  к дифракционной длине  $l_d$ , рассчитанное в зависимости от фактора  $(a/\lambda)^2$  при  $\rho_c/\bar{\rho} = 10$  (сплошная линия), 100 (пунктирная линия),  $10^4$  (штрих-пунктирная линия). Горизонтальная штриховая линия соответствует режиму  $l_{pl}/l_d = 1$ . Отмечены области, в которых в однолучковом режиме взаимодействия излучения с веществом возможна: 1 – нанообработка материалов, нанохирургия, оптическая обработка информации, 2 – микрообработка материалов, лазерная хирургия, 3 – филаментация в газовых средах

лежащей ниже этой линии, эффекты плазменной дефокусировки играют существенную роль при взаимодействии мощного сверхкороткого импульса с газовой или конденсированной средой.

Сплошной линией на рис.1 показана зависимость отношения  $l_{pl}/l_d$  от параметра  $(a/\lambda)^2$  при  $\rho_c/\bar{\rho} \approx 10$ . Такие значения фактора  $\rho_c/\bar{\rho}$  обычно достигаются в экспериментах по лазерной микро- и нанообработке прозрачных твердотельных материалов, в которых при характерных значениях  $\bar{\rho} \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$  наблюдаются необратимые изменения материала [12], а также в условиях микро- и нанохирургического воздействия фемтосекундных лазерных импульсов на биологические ткани [10, 11]. Для осуществления высокоточной лазерной обработки твердотельных материалов и локального воздействия лазерного излучения на биологические ткани влияние эффектов плазменной дефокусировки должно быть сведено к минимуму. Это требование выполняется в областях параметров 1 и 2 на рис.1. Область 1 соответствует режиму, в котором размер лазерный пучка в фокусе близок к дифракционному пределу,  $a < \lambda$ . Этот режим взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов с веществом может быть использован для нанообработки материалов, нанохирургии и оптической обработки информации. Область 2 на рис.1 (размер лазерного пучка в фокусе составляет несколько длин волн) соответствует режиму, который обычно использует-

ся для микрообработки материалов фемтосекундными лазерными импульсами и лазерной микрохирургии.

Штрих-пунктирной линией на рис.1 представлена зависимость отношения  $l_{pl}/l_d$  от параметра  $(a/\lambda)^2$  при  $\rho_c/\bar{\rho} \approx 10^4$ . Такие значения отношения  $\rho_c/\bar{\rho}$  характерны для режима филаментации мощных сверхкоротких лазерных импульсов в газовых средах. Этот режим реализуется в условиях относительно слабой фокусировки лазерного пучка ( $a, l_d \gg \lambda$ , область 3 на рис.1), позволяющей установить динамический баланс между плазменной дефокусировкой и самофокусировкой пучка за счет керровской нелинейности газа. Характерная пространственно-временная динамика сверхкороткого лазерного импульса в ионизованном газе иллюстрируется представленными на рис.2 результатами численного решения нелинейного уравнения Шредингера, описывающего эволюцию сверхкороткого светового импульса в нелинейной ионизируемой газовой среде [13, 14]. Передний фронт сверхкороткого импульса (начальная длительность импульса составляет примерно 5 фс, рис.2а) приводит к ионизации газовой среды. Формируемый при этом поперечный профиль электронной плотности соответствует отрицательной линзе, дефокусирующей задний фронт импульса. Таким образом, размер лазерного пучка в фокусе изменяется от фронта импульса к его спаду, оказываясь плохо определенным, плохо контролируемым параметром.

Покажем, что многие из перечисленных выше проблем, вызываемых дефокусировкой лазерного излучения в задачах взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов с веществом, могут быть решены за счет использования многопучковых схем ионизации вещества с использованием интерферирующих световых полей. Пусть имеется  $M$  неколлинеарных когерентных световых пучков одинаковой интенсивности  $I_0$ , формирующих устойчивую интерференционную картину в области пересечения. Интенсивность светового поля в пучностях такой интерференционной картины составляет  $M^2 I_0$ . Предполагаем, что во временном представлении каждый из пучков представляет собой сверхкороткий импульс, так что процессы переноса тепла не оказывают существенного влияния на режим взаимодействия излучения с веществом.

Для расчета плотности электронов  $\rho$ , создаваемой в среде под действием светового поля, воспользуемся уравнением [1, 2, 12]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = W + \frac{\sigma}{U_{\text{eff}}} \rho I - \frac{\rho}{\tau_r}, \quad (10)$$

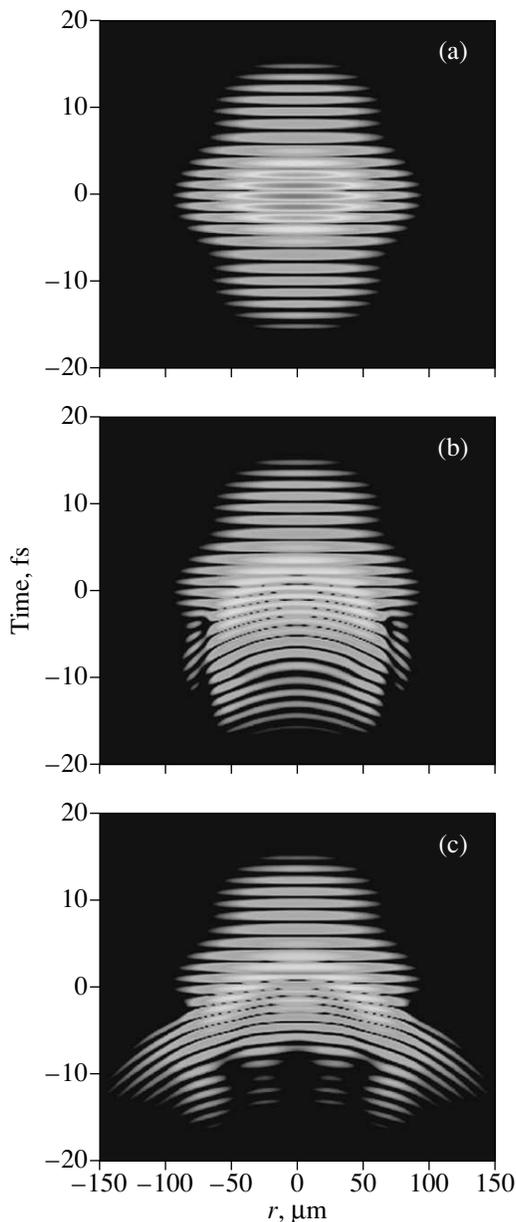


Рис.2. Пространственно-временная структура сверхкороткого светового импульса в ионизируемой газовой среде (неон при давлении 20 бар): (а) на расстоянии 1.5 мм до фокуса, (б) в фокусе, (с) на расстоянии 1.5 мм за фокусом. Максимальная интенсивность светового поля  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>

где слагаемое  $W$  учитывает вклад фотоионизации,  $\sigma$  – сечение обратного тормозного поглощения,  $U_{\text{eff}}$  – эффективный потенциал ионизации (ширина запрещенной зоны для диэлектрика) с учетом полевых поправок,  $\tau_r$  – характерное время распада плазмы свободных электронов за счет процессов рекомбинации в газовой фазе или время захвата электронов дефектами решетки в твердом теле.

Для импульсов достаточно короткой длительности наиболее важную роль в процессе генерации свободных электронов играет фотоионизация. В случае газовых сред такой режим ионизации реализуется для световых импульсов короче 100 фс. В твердом теле с характерными параметрами плавленого кварца время захвата электронов дефектами решетки оценивается как  $\tau_r \approx 150$  фс. Как следует из уравнения (10), эффективное время лавинной ионизации может быть определено как  $\tau_a = U_{\text{eff}}/\sigma I$ . Таким образом, определенный временной параметр  $\tau_a$  зависит от интенсивности светового поля, эффективной ширины запрещенной зоны и сечения обратного тормозного поглощения. При типичном для плавленого кварца значении  $\sigma \approx 1.32 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup> (при  $\lambda = 800$  нм) увеличение интенсивности светового поля от  $10^{12}$  до  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> приводит с учетом изменения  $U_{\text{eff}}$  к уменьшению времени  $\tau_a$  от 1 пс до примерно 0.4 фс. При характерной интенсивности светового поля  $I \approx 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> имеем  $\tau_a \approx 10$  фс. При таких интенсивностях генерация свободных электронов в плавленом кварце в основном определяется процессом фотоионизации для длительностей импульсов короче 10 фс. Этот вывод согласуется с результатами выполненных ранее экспериментальных исследований [15].

Скорость процесса фотоионизации может быть вычислена в рамках моделей фотоионизации газовой фазы и прозрачного диэлектрика, развитых в работах Келдыша [16, 17]. Сплошной линией на рис.3 показана зависимость скорости фотоионизации от интенсивности светового поля, рассчитанная с использованием модели Келдыша для прозрачного диэлектрика с шириной запрещенной зоны  $U_0 = 9$  эВ (характерное значение запрещенной зоны плавленого кварца). При умеренных интенсивностях светового поля, соответствующих большим значениям параметра Келдыша (режим многофотонной ионизации),  $\gamma = \omega(m_e U_0)^{1/2}(eE)^{1/2} > 1$ , где  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона,  $E$  – амплитуда поля, формулы Келдыша для скорости фотоионизации приводят к выражению вида

$$W_{MPI} \approx \sigma_K \rho_0 I^K. \quad (11)$$

Динамика увеличения плотности фотоэлектронов при этом может быть вычислена по формуле (3). Зависимость скорости фотоионизации от интенсивности светового поля, рассчитанная с помощью выражения (11) для  $K = 6$ ,  $\rho_0 \approx 2.1 \cdot 10^{22}$  см<sup>-3</sup>,  $\sigma_6 \approx 5 \cdot 10^{-69}$  см<sup>12</sup>·Вт<sup>-6</sup>·с<sup>-1</sup> (характерные параметры многофотонной ионизации кварца в поле излучения с длиной волны 800 нм), представлена штриховой линией

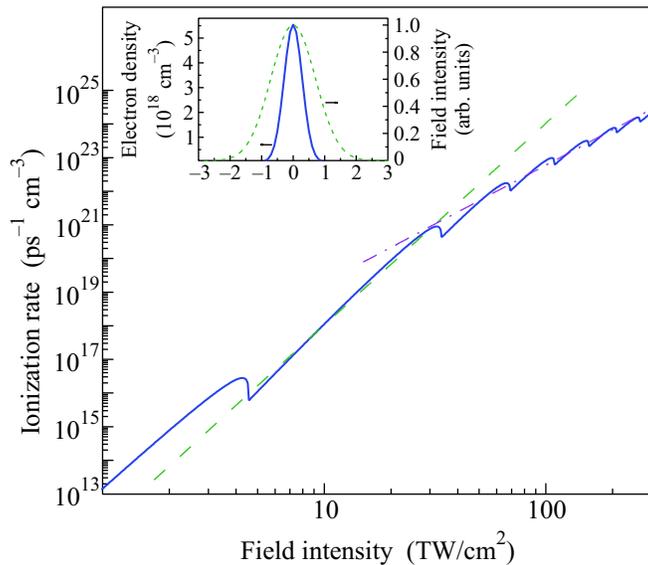


Рис.3. Зависимость скорости фотоионизации от интенсивности светового поля, рассчитанная с использованием модели Келдыша для плавленого кварца (сплошная линия) и формулы (11), описывающей режим многофотонной ионизации, при  $K = 6$ ,  $\rho_0 \approx 2.1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ,  $\sigma_6 \approx 5 \cdot 10^{-69} \text{ см}^{12} \cdot \text{Вт}^{-6} \cdot \text{с}^{-1}$  (штриховая линия). Штрихпунктирной линией показана степенная аппроксимация зависимости скорости ионизации плавленого кварца от интенсивности светового поля по формуле  $W \propto I^{3.5}$ . На вставке показаны пространственные профили светового пучка (штриховая линия) и электронной плотности в режиме шестифотонной ионизации (сплошная линия)

на рис.3. Сравнение с результатами расчетов, выполненных с использованием модели Келдыша (сплошная линия на рис.3), показывает, что аппроксимация вида (11) с правильно выбранными параметрами обеспечивает высокую точность расчета вероятности фотоионизации в ограниченном диапазоне интенсивностей светового поля.

Применяя формулы (3) и (11) к описанию процесса фотоионизации в пучностях интерференционной картины в многопучковом режиме, получаем следующее выражение для фактора, характеризующего увеличение плотности фотоэлектронов в режиме многопучкового взаимодействия по сравнению со схемой ионизации одиночным световым пучком:  $\eta_M = \rho_M / \rho_s \approx M^{2K}$ , где  $\rho_M$  – плотность электронов в пучности интерференционного поля, формируемого  $M$  световыми пучками,  $\rho_s$  – плотность электронов, генерируемых одиночным световым пучком. В случае двухпучковой многофотонной ионизации атмосферы излучением с той же центральной длиной волны ( $K = 8$ ) имеем  $\eta_2 \approx 6.6 \cdot 10^4$ . На рис.4а представлены временные зависимости плот-

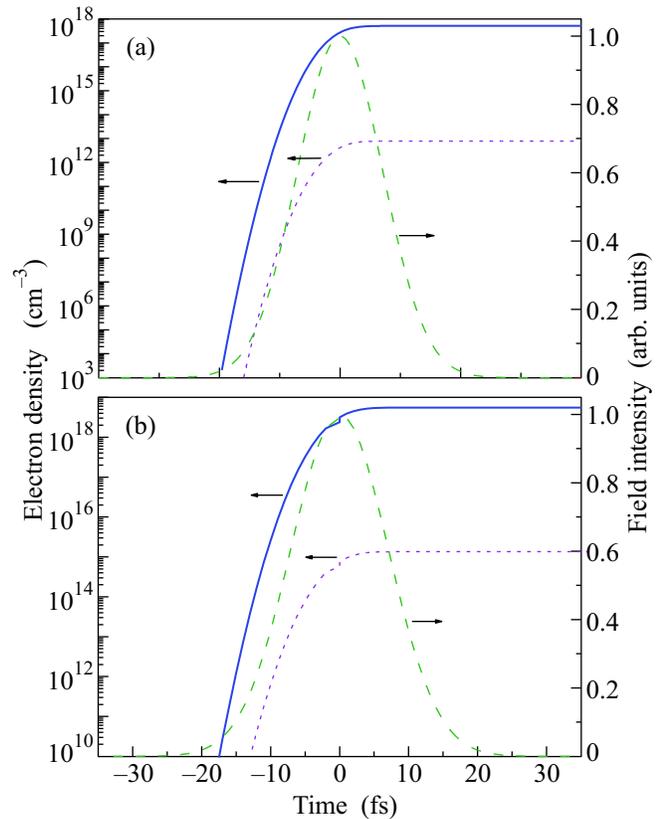


Рис.4. Временная зависимость плотности электронов, генерируемых одиночным световым импульсом (пунктирные линии) и парой световых импульсов одинаковой длительности и интенсивности (сплошные линии) в атмосферном воздухе (а) и плавленом кварце (б). Длительность импульса 50 фс (а) и 10 фс (б). Максимальная интенсивность одиночного светового импульса  $10^{13} \text{ Вт/см}^2$  (а) и  $7.5 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2$  (б). Штриховыми линиями показаны временные огибающие световых импульсов

ности электронов, генерируемых одиночным световым импульсом (пунктирные линии) и парой световых импульсов одинаковой длительности и интенсивности (сплошные линии) в атмосферном воздухе. Как следует из приведенных оценок и результатов расчетов, представленных на рис. 4а, использование двухпучковой схемы ионизации позволяет почти на пять порядков увеличить плотность свободных электронов в области взаимодействия сверхкороткого лазерного импульса с газовой средой. Это обстоятельство открывает широкие возможности для генерации отраженных оптических сигналов при дистанционном зондировании атмосферы.

Для многофотонной ионизации плавленого кварца парой световых полей ( $M = 2$ ) с центральной длиной волны 800 нм ( $K = 6$ ) получаем  $\eta_2 \approx 4.1 \cdot 10^3$ . На рис.4б представлены временные зависимости плот-

ности электронов в однопучковом (пунктирные линии) и двухпучковом (сплошные линии) режимах ионизации плавленного кварца. Длительность импульса предполагалась равной 10 фс. При этом влиянием лавинной ионизации, как показано выше, можно пренебречь, и генерация свободных электронов происходит в основном за счет процесса фотоионизации. Как следует из приведенных выше оценок и результатов расчетов, представленных на рис.4b, использование двухпучковой схемы ионизации позволяет более чем на три порядка увеличить плотность свободных электронов в области взаимодействия сверхкороткого лазерного импульса с прозрачным диэлектриком. Ввиду высокой кратности процесса ионизации, высокая эффективность генерации свободных электронов достигается лишь в малой области вблизи оси пучка. Пространственный профиль плотности электронов, генерируемых в прозрачном диэлектрике в режиме шестифотонной ионизации, представлен на вставке к рис. 3а. Ширина профиля электронной плотности значительно меньше поперечного размера лазерного пучка (показана штриховой линией на вставке к рис.3), что открывает возможность использования явления ионизации прозрачных диэлектриков для высокоточной обработки материалов и оптической обработки информации.

При увеличении интенсивности светового поля до значений, при которых параметр Келдыша  $\gamma$  становится сравним с единицей, происходит переход от многофотонного к туннельному режиму ионизации. При этом, строго говоря, простой степенной закон вида (11) с показателем степени  $K$ , определяемым как кратность процесса фотоионизации, перестает удовлетворительно описывать скорость фотоионизации. При удачном подборе эффективного, не имеющего физического смысла показателя степени  $K_{\text{eff}} < K$ , степенная аппроксимация все же может быть использована в ограниченном диапазоне интенсивностей (штрих-пунктирная линия на рис.3 представляет степенную аппроксимацию зависимости скорости ионизации плавленного кварца от интенсивности светового поля по формуле  $W \propto I^{K_{\text{eff}}}$  с  $K_{\text{eff}} = 3.5$ ). Фактор увеличения эффективности генерации свободных электронов за счет использования многопучкового режима взаимодействия, а также степень локализации процесса генерации свободных электронов при этом уменьшаются. Скорость “включения” плазменного отклика материала в режиме туннельной ионизации, напротив, повышается. С физической точки зрения, это связано с тем, что процесс туннелирования электрона происходит существенно быстрее, чем процесс многофотонной ионизации. Для

описания сверхбыстрых процессов электронного туннелирования необходимо пользоваться обобщенными моделями Келдыша, оперирующими мгновенными, а не усредненными по периоду поля интенсивностями. На рис.5 представлены результаты расчетов, выпол-

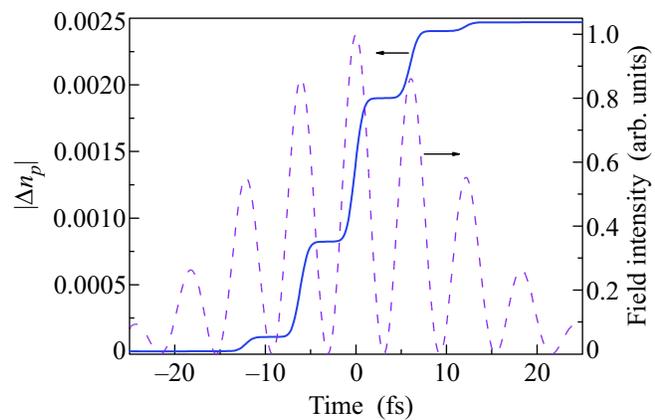


Рис.5. Динамика ионизации неона сверхкоротким импульсом лазерного излучения: временные профили модуля добавки к показателю преломления газа, обусловленной генерацией свободных электронов (сплошная линия) и интенсивности светового поля (штриховая линия). Максимальная интенсивность светового поля  $8.5 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, давление неона 1 атм

использованием модели туннельной ионизацией, обоснованной в работе Юдина и Иванова [18]. Сплошной линией на рисунке показана временная зависимость модуля добавки к показателю преломления газа  $|\Delta n_p|$ , обусловленной генерацией свободных электронов в газовой среде под действием сверхкороткого светового импульса с интенсивностью  $8.5 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, обеспечивающей режим туннельной ионизации. Важно отметить, что достижение таких уровней интенсивности при взаимодействии одиночного пучка с веществом, как правило, затруднительно из-за обсуждавшихся выше явлений дефокусировки и плазменного поглощения лазерного излучения. Так как скорость туннельной ионизации достигает максимальных значений вблизи максимумов интенсивности светового поля (мгновенная интенсивность в сверхкоротком импульсе показана штриховой линией на рис.5), на временной зависимости плотности свободных электронов и связанной с ней плазменной добавки к показателю преломления  $\Delta n_p$  наблюдаются ярко выраженные ступеньки (сплошная линия на рис.5). Подобные сверхбыстрые изменения электронной плотности газа, ионизируемого сверхкоротким световым импульсом, зарегистрированы экспериментально методами масс-спектрометрии [19] и генерации оптических гармоник [5, 20]. Каждая из ступе-

нек на временной зависимости  $\Delta n_p$  синхронизована по времени с соответствующим полуциклом светового поля (рис.5). Характерное время нарастания электронной плотности в пределах наиболее интенсивного полуцикла поля на рис.5 составляет примерно 0.5 фс. Реализуемые при таких условиях сверхбыстрые изменения локального показателя преломления материала могут быть использованы для высокоскоростного управления оптическими сигналами в системах оптической обработки информации.

Таким образом, в настоящей работе показано, что многопучковые схемы ионизации вещества в газовой и конденсированной фазах с использованием интерферирующих световых полей позволяют существенно ослабить ограничения на эффективность взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов с веществом, связанные с дефокусировкой и поглощением лазерного излучения. Показана возможность использования таких схем для значительного увеличения максимальной интенсивности светового поля и максимальной плотности свободных электронов в области фокуса лазерного излучения. Решение этих задач открывает новые возможности в области лазерной микро- и нанообработки материалов, спектрального и временного преобразования сверхкоротких световых импульсов, оптической обработки информации, лазерной хирургии, а также дистанционного зондирования атмосферы.

Автор искренне признателен А. Балтушке, Е.Е. Серебрянникову, А.А. Воронину, Ю.М. Михайловой, М.Н. Шнейдеру, П.А. Жохову за помощь и многочисленные полезные обсуждения.

---

1. L.Bergé, S.Skupin, R.Nuter et al., Rep. Prog. Phys. **70**, 1633 (2007).

2. A.Couairon and A.Mysyrowicz, Phys. Reports **441**, 47 (2007).

3. А. М. Желтиков, *Сверхкороткие импульсы и методы нелинейной оптики*, М.: Наука, 2006.

4. А. М. Желтиков, УФН **176**, 623 (2006).

5. A. J. Verhoef, A. Mitrofanov, E. E. Serebryannikov et al., in *Ultrafast Phenomena*, Springer, Heidelberg, 2009.

6. C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing et al., Appl. Phys. B **79**, 673 (2004).

7. E. Goulielmakis, S. Koehler, B. Reiter et al., Opt. Lett. **33**, 1407 (2008).

8. R. R. Gattass and E. Mazur, Nature Photonics **2**, 219 (2008).

9. Ц. Чжэн, Ю. М. Михайлова, В. Т. Платоненко, Письма в ЖЭТФ **85**, 452 (2007).

10. U. K. Tirlapur and K. König, Nature **418**, 290 (2002).

11. A. Vogel, J. Noack, G. Huttman, and G. Paltauf, Appl. Phys. B **81**, 1015 (2005).

12. A. Couairon, L. Sudrie, M. Franco et al., Phys. Rev. B **71**, 125435 (2005).

13. E. E. Serebryannikov, E. Goulielmakis, and A. M. Zheltikov, New J. of Phys. **10**, 093001 (2008).

14. U. Graf, E. E. Serebryannikov, M. Fieß et al., CLEO-Europe Technical Digest, Munich, 2009, EF2.2.

15. M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 4076 (1998).

16. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **33**, 994 (1957).

17. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1945 (1964).

18. G. L. Yudin and M. Yu. Ivanov, Phys. Rev. A **64**, 013409 (2001).

19. M. Uiberacker, Th. Uphues, M. Schultze et al., Nature **446**, 627 (2007).

20. A. J. Verhoef, A. Mitrofanov, E. E. Serebryannikov et al., CLEO-Europe Technical Digest, Munich, 2009, EG4.2.