

# Формирование сильного квазистатического электрического поля при облучении интенсивными лазерными импульсами мишени со сферической микрополостью

Д.А.Серебряков, И.Ю.Костюков

*Численно исследован коллапс сферической микрополости в плазменной мишени при симметричном облучении ее интенсивными лазерными импульсами. Рассмотрены конфигурации с 2, 4 и 8 лазерными импульсами. Продемонстрировано формирование квазистатического сильного электрического поля в центре полости в результате коллапса. Показано, что 8-импульсная конфигурация является наиболее оптимальной с точки зрения роста концентрации ионов в центральном сгустке и роста амплитуды электрического поля, а переход от 2-импульсной к 8-импульсной конфигурации приводит к 1.5-кратному росту амплитуды поля при сохранении суммарной энергии лазерных импульсов. Оценки показывают, что для параметров установки XCELS в 8-импульсной конфигурации можно ожидать максимальной амплитуды электрического поля  $1.61 \times 10^{14}$  В/см или 1.2% от поля Швингера.*

**Ключевые слова:** лазерные импульсы, взаимодействие лазерного излучения с веществом, сильное электрическое поле, микроструктуры.

## 1. Введение

Лазерные системы сверхвысокой пиковой мощности уровня 10 ПВт, разрабатываемые в последние годы [1–5], являются многообещающим инструментом исследования экстремальных состояний вещества. Еще большей пиковой мощности ( $\sim 100$  ПВт), как ожидается, позволит достичь запуск российской лазерной установки XCELS [6]. Несмотря на возможность достижения рекордных амплитуд лазерного поля с использованием современных установок, не прекращается поиск способов получения еще более экстремальных интенсивностей полей.

Одним из таких способов является использование суперпозиции полей, возникающей при столкновении нескольких точно сфазированных лазерных импульсов [7–9]. Это позволяет достичь значительно большей амплитуды электромагнитного поля в фокусе, чем поле одиночного лазерного импульса с энергией, равной суммарной энергии нескольких сфазированных импульсов. Однако данный механизм довольно чувствителен к небольшим смещениям импульсов, поэтому его реализация в эксперименте может быть затруднена.

Облучение интенсивными лазерными импульсами твердотельных мишеней, имеющих внутри сферические

микрополости, является новым способом создания сверхсильных электромагнитных полей, на порядки превосходящих лазерное поле по амплитуде [10–13]. Излучение высокой интенсивности ( $10^{20}$ – $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>) способно ионизовать вещество мишени, а под воздействием различных механизмов лазерного нагрева (пондеромоторного, стохастического и др.) электроны распределяются в пространстве, заполняя в том числе микрополости в мишени. Каждая микрополость таким образом приобретает нескомпенсированный отрицательный заряд, воздействующий своим притяжением на ионы на стенке. Под действием кулоновских сил со стороны электронов ионы коллапсируют к центру микрополости, что к определенному моменту приводит к формированию плотного электронного сгустка в центре. Данный сгусток, в свою очередь, выступает источником сильного радиального электрического поля. Оценки показывают, что при реалистичных параметрах задачи в центре может быть достигнуто поле с амплитудой  $\sim 10^{15}$  В/м [10], что превышает амплитуду поля лазерного импульса. Генерация сильного электрического поля представляет значительный интерес с точки зрения исследования развития квантово-электродинамических (КЭД) каскадов и генерации мощных импульсов гамма-излучения [12, 14–21]. Кроме того, сильное электрическое поле, возникающее при облучении лазерными импульсами мишеней, в дальнейшем может быть использовано для других целей, например для ускорения протонов [22–24]. Среди потенциальных преимуществ механизма лазерной имплозии стоит отметить его непрямую природу (сильное поле генерируется не непосредственно лазерными импульсами), что снижает зависимость центрального поля от свойств конкретного лазерного импульса, не требует очень тонкой настройки экспериментальной установки и потенциально повышает воспроизводимость результатов экспериментов.

**Д.А.Серебряков.** Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603022 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23

**И.Ю.Костюков.** Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603022 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: kost@ipfran.ru

В соответствии с моделью ионного коллапса [11] профиль сильного электрического поля в момент максимального сжатия задается формулой

$$E_r(r) = \frac{eN_0}{2R_0 r_{\min}} \left( \frac{r_{\min}}{r} - \frac{r_{\min}^2}{r^2} \right), \quad (1)$$

где  $N_0 = 4\pi R_0^3 n_0 / 3$  – число электронов в полости;  $R_0$  – радиус полости;  $r_{\min}$  – минимальный радиус ионного сжатия;  $n_0$  – невозмущенная концентрация электронов в плазме;  $e$  – заряд электрона. Данный профиль достигает максимума при  $r = 2r_{\min}$ :

$$E_{r\max} = \frac{eN_0}{8R_0 r_{\min}} \approx \frac{\pi e}{18} n_0^{4/3} R_0^2. \quad (2)$$

Таким образом, согласно модели максимальное значение электрического поля в центре полости пропорционально квадрату радиуса полости. Поэтому для повышения амплитуды сильного поля оптимальным является увеличение размера полости, для чего, в свою очередь, требуется увеличение размера мишени.

Тем не менее необходимо отметить, что с ростом размера мишени процесс симметричного нагрева электронов в мишени усложняется, особенно при облучении небольшим числом лазерных импульсов (например, двумя распространяющимися навстречу друг другу импульсами). При увеличении числа лазерных импульсов, симметрично облучающих мишень (например, до 8, см. рис.1), можно ожидать повышения однородности распределения электронов в микрополости. В общем случае, чем больше используется лазерных импульсов, тем большей близости к центральной симметрии можно добиться. Для симметричного облучения мишени наиболее подходят многоимпульсные установки с высокой пиковой интенсивностью отдельного импульса, к которым относится в том числе XCELS. Как показывают некоторые расчеты [25], уже относительно небольшое число (в частности, 12) сильно сфокусированных лазерных пучков позволяет получить высокую симметрию волнового фронта импульсов при аппроксимации дипольной волны. Отметим, что из-за непрямого механизма генерации поля в текущей задаче возможно, что и меньшее число лазерных импульсов

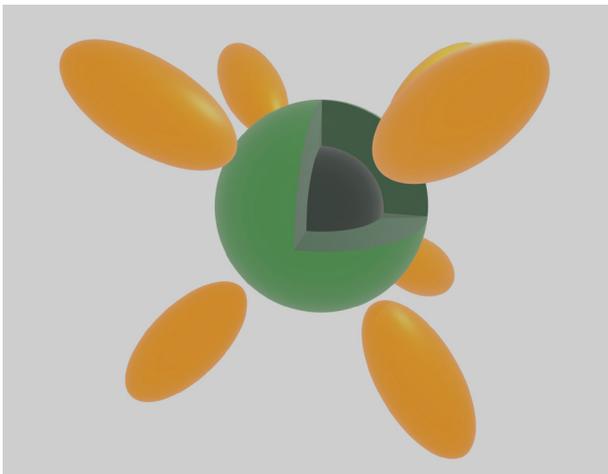


Рис. 1. Схема симметричного облучения твердотельной мишени сферической микрополостью несколькими лазерными импульсами.

приведет к эффективной генерации сильного поля в центре. Поэтому представляет определенный интерес исследовать влияние количества лазерных импульсов на процесс генерации центрального поля.

## 2. Схема эксперимента и результаты численного моделирования

В рамках настоящей работы ставились следующие задачи: 1) численно продемонстрировать возможность генерации сильного радиального электрического поля при коллапсе ионов в микрополости в условиях, близких к реализуемым в эксперименте; 2) определить влияние числа лазерных импульсов на данный процесс. Для этого была проведена серия численных моделирований с различным числом лазерных импульсов  $N_p = 2, 4$  и  $8$ , которые симметрично облучали сферическую мишень с микрополостью.

Для моделирования использовался трехмерный код QUILL [26, 27], использующий метод частиц в ячейках (particle-in-cell, PIC). Данный код позволяет моделировать квантово-электродинамические процессы, однако для целей поставленной нами задачи КЭД модуль был отключен и рассматривалась классическая динамика электронов и ионов в электромагнитных полях.

В первом моделировании в центре области размером  $5 \times 4 \times 4$  мкм располагался сферический объем плазмы диаметром 1.2 мкм, в центре которого, в свою очередь, находилась сферическая полость диаметром 0.6 мкм. Плазма имела концентрацию, равную 50 критическим концентрациям, и состояла из электронов и ионов водорода. Шаг сетки во всех численных моделированиях составил 0.01 мкм. В начальный момент времени температура плазмы была равна нулю (все частицы находились в состоянии покоя). Для разогрева плазмы и проникновения горячих электронов внутрь полости были заданы в начальный момент времени два лазерных импульса, распространяющиеся навстречу друг другу по оси  $x$ . Длина волны лазерного излучения  $\lambda = 1$  мкм. Лазерные импульсы имели безразмерную амплитуду поля  $a_0 = 6$  (плотность потока энергии  $9.9 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $a_0 = eE\lambda/(2\pi mc^2)$ , где  $m$  – масса электрона,  $c$  – скорость света), их форма была задана огибающей типа  $\cos^2$ , а ширина и длина на уровне  $1/e$  по интенсивности составляли 1.2 и 1.6 мкм соответственно. Стоит заметить, что конкретная форма лазерных импульсов для данной задачи не принципиально важна, т.к. лазерное поле практически не проникает в глубь плазмы (и, следовательно, внутрь полости), а роль лазерных импульсов заключается только в разогреве электронов в плазме и создании облака горячих электронов, которые могли бы проникнуть внутрь полости и вызвать последующий коллапс ионов к центру. Суммарная энергия лазерных импульсов в моделировании составляла 12 мДж. Эволюция пространственных распределений электронов и ионов приведена на рис.2 и 3 соответственно.

Далее были рассмотрены конфигурации с четырьмя и восемью лазерными импульсами, суммарная энергия которых равна энергии двух лазерных импульсов, распространяющихся навстречу друг другу. Для моделирования была выбрана кубическая расчетная область размером  $5 \times 5 \times 5$  мкм. В 4-импульсной конфигурации лазерные пучки располагались симметрично в плоскости, проходящей через центр полости (и распространялись к центру),

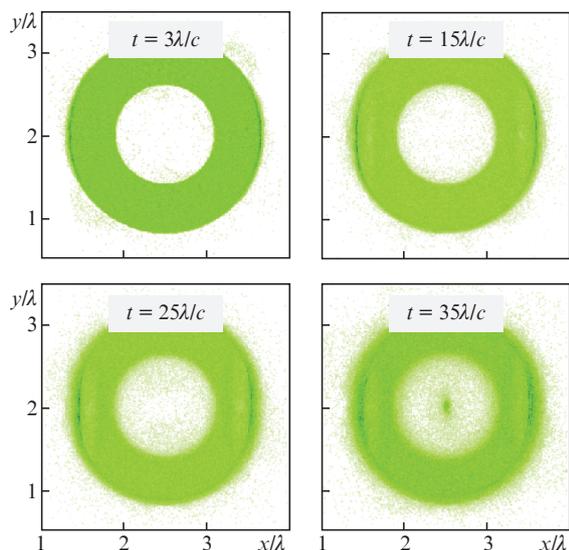


Рис.2. Распределение концентрации электронов в области моделирования в моменты времени  $t = 3\lambda/c$ ,  $15\lambda/c$ ,  $25\lambda/c$  и  $35\lambda/c$  в случае облучения мишени двумя лазерными импульсами.

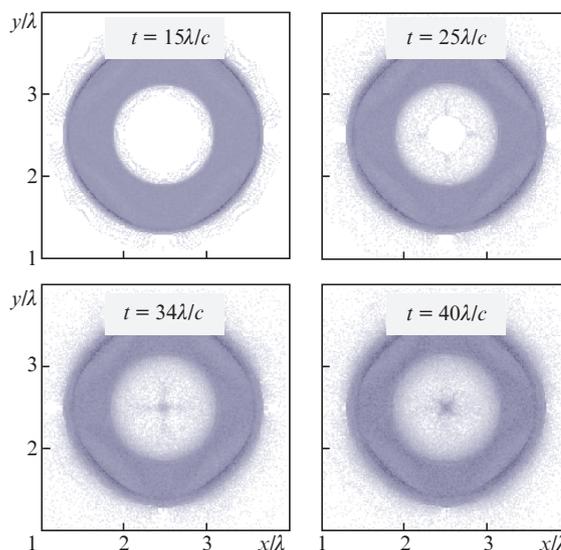


Рис.4. Процесс коллапса ионного облака при облучении мишени четырьмя лазерными импульсами.

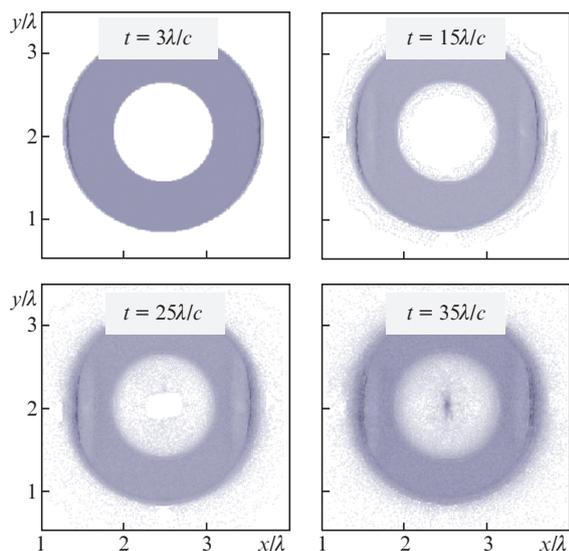


Рис.3. Распределение концентрации ионов в области моделирования в моменты времени  $t = 3\lambda/c$ ,  $15\lambda/c$ ,  $25\lambda/c$  и  $35\lambda/c$  при облучении мишени двумя лазерными импульсами.

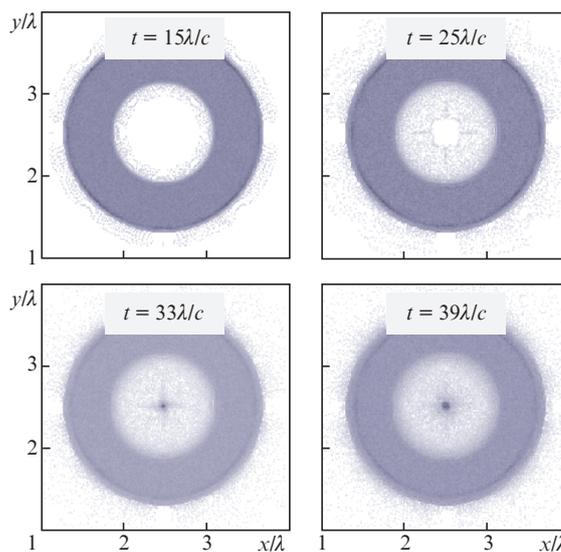


Рис.5. Процесс коллапса ионного облака при облучении мишени восемью лазерными импульсами.

а безразмерная амплитуда электрического поля  $a_0$  каждого из импульсов была равна 4.24 (что в  $\sqrt{2}$  раз меньше, чем в случае двух импульсов, так что полная лазерная энергия в обоих случаях одинакова). Процесс коллапса ионов для четырех импульсов продемонстрирован на рис.4.

В третьей конфигурации восемь лазерных импульсов распространялись из вершин условного куба, охватывающего расчетную область (см. рис.1). В каждом из импульсов амплитуда поля  $a_0 = 3$ , что также соответствует критерию одинаковой суммарной лазерной энергии во всех моделированиях. Поскольку данная геометрия имеет симметрию более высокого порядка, чем предыдущие, то и нагрев электронов вместе со следующим за ним коллапсом ионов оказывается более симметричным. На рис.5 показан процесс коллапса ионов для данной конфигурации.

### 3. Анализ результатов моделирования

Анализируя распределения на рис.2 – 5, можно выделить несколько основных этапов, которые наблюдаются во всех проведенных моделированиях, но для примера далее более подробно рассмотрим моделирование с двумя лазерными импульсами. На первом этапе (рис.2,  $t = 3\lambda/c$ ) импульсы воздействуют на плазму и разогревают электроны вблизи поверхности. Эти электроны формируют облако над поверхностью, но часть из них проникает в глубь мишени и оказывается внутри полости. На втором этапе (рис.2,  $t = 15\lambda/c$  и  $25\lambda/c$ ) активная фаза взаимодействия лазерного импульса с мишенью прекращается, но к этому моменту электронам уже передана значительная доля энергии лазерного импульса. В результате этого продолжается разлет электронов вокруг плазмы и заполнение ими центральной полости. На распределении концентрации ионов при  $t = 15\lambda/c$  (рис.3) видно, что внутренний слой ионов начинает коллапсировать к центру под

действием электрического поля, действующего со стороны горячих электронов в полости. При  $t = 25\lambda/c$  самые «внутренние» ионы практически достигают центра, а при  $t = 35\lambda/c$  можно наблюдать формирование ионного сгустка с концентрацией, сравнимой или большей, чем концентрация ионов в изначальной плазме. Часть электронов также притягиваются к ионному сгустку, что видно на рис.2.

В случае четырех и восьми лазерных импульсов (рис.4, 5) процесс коллапса происходит аналогично, но наблюдается большая изотропия переднего фронта коллапсирующих ионов (для двух импульсов он имеет форму, близкую к овалу). Это должно приводить к тому, что ионы достигают центра более синхронно (особенно для восьми лазерных импульсов). Более детально сравнить коллапс ионов можно на рис.6, где приведены распределения ионной концентрации по оси  $x$  в разные моменты времени во всех трех численных экспериментах. Наибольшая концентрация ионов наблюдается, как и ожидалось, в случае восьми лазерных импульсов – приблизительно в три раза выше невозмущенной. Несколько нетривиальным является тот факт, что при использовании четырех лазерных импульсов максимальная концентрация ионов в сгустке меньше, чем для двух импульсов, однако это различие относительно невелико.

Основным результатом проведенных моделирований является формирование сильного электрического поля в центре с амплитудой, сравнимой с амплитудой лазерного поля. Распределения компонент электрического поля  $E_x$  и  $E_y$  в плоскости  $xu$  в момент максимального сжатия для 8-импульсной конфигурации показаны на рис.7. Амплитуда лазерного поля приведена в единицах  $a_0$ .

На рис.8 на примере компоненты поля  $E_x$  можно проследить процесс формирования сильного электрического поля в моделировании в случае восьми лазерных импульсов. Поле начинает формироваться в момент времени  $t \approx 31\lambda/c$ , что соответствует моменту образования пика концентрации ионов (см. рис.6,в). Видно, что при рассмотренных параметрах задачи поле является относительно короткоживущим (характерное время его жизни – 8 периодов лазерного поля) и при этом квазистатическим, что может оказаться очень важным для различных приложений, включая генерацию гамма-излучения и исследование КЭД процессов [12, 28, 29]. Максимальная амплитуда поля составляет  $a_0 = 2.17$ , что сравнимо с начальной амплитудой лазерного поля каждого из восьми импульсов ( $a_0 = 3$ ), а достигается максимум в момент

времени  $t = 35\lambda/c$ . Эта амплитуда значительно больше, чем в моделировании с двумя импульсами, где аналогичная максимальная амплитуда составляет  $a_0 = 1.43$ .

Зависимости максимального значения электрического поля в центральной области от времени можно видеть на рис.9, где приведены зависимости компоненты  $E_x$  (для

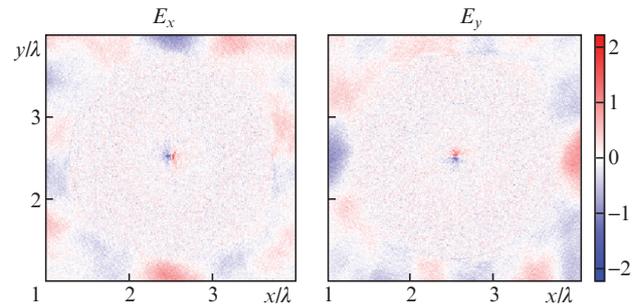


Рис.7. Распределения компонент электрического поля  $E_x$  и  $E_y$  (в единицах  $a_0$ ) в плоскости  $xu$  в момент максимального сжатия ( $t = 35\lambda/c$ ) при моделировании с восемью лазерными импульсами.

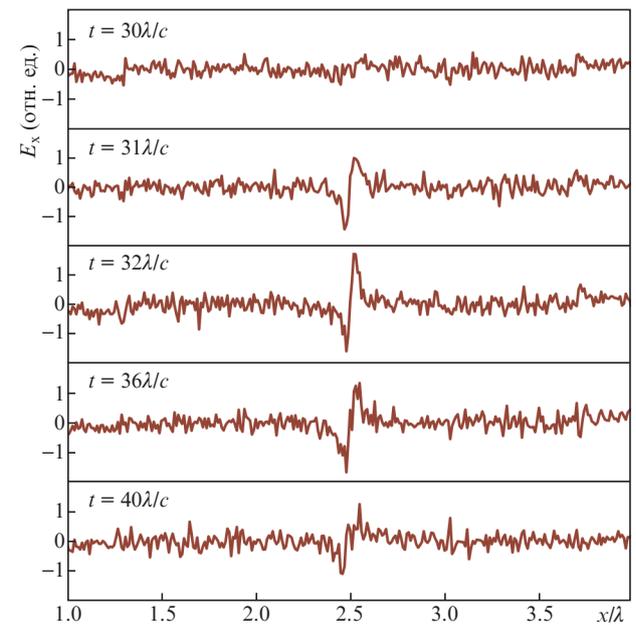


Рис.8. Распределение компоненты электрического поля  $E_x$  по оси  $x$  в разные моменты времени при моделировании с восемью лазерными импульсами.

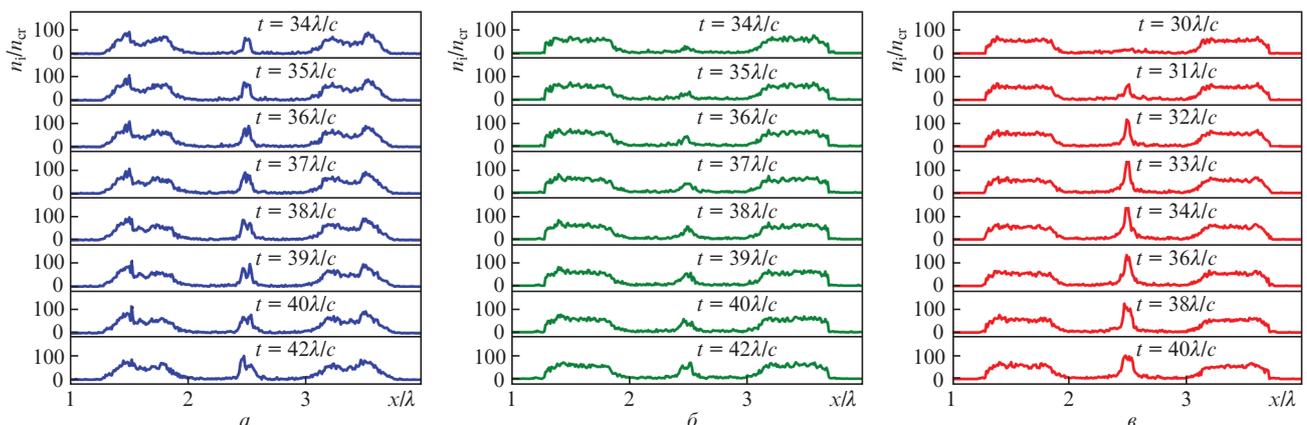


Рис.6. Профили концентрации ионов по оси  $x$  в различные моменты времени в случае двух (а), четырех (б) и восьми (в) лазерных импульсов.

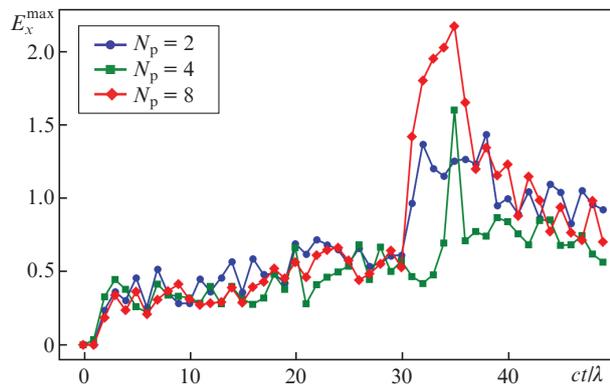


Рис.9. Максимальные значения компоненты электрического поля  $E_x$  по оси  $x$  (в единицах релятивистской амплитуды поля  $a_0 = eE/(mc\omega)$ ) в центральной области (при  $2.2 \leq x/\lambda \leq 2.8$ ) в зависимости от времени по результатам моделирования с различным числом лазерных импульсов.

других компонент поля картина аналогична вследствие изотропии поля в центре). Согласно результатам моделирования наилучшая конфигурация с точки зрения генерации сильного электрического поля в центре – 8-импульсная. Для 2- и 4-импульсной конфигураций электрическое поле оказывается менее интенсивным, причем в случае четырех импульсов оно оказывается даже слабее, чем для двух импульсов (за исключением выброса при  $t = 35\lambda/c$ , который локализован в пространстве на масштабе одной численной ячейки и, по всей видимости, является псевдослучайным шумом PIC-моделирования, связанным с недостаточным точным разрешением в центральной области). Уменьшение максимальной амплитуды сгенерированного поля при переходе от 2-импульсной к 4-импульсной конфигурации полностью соответствует падению эффективности генерации центрального сгустка, что наблюдалось на рис.3, 4 и 7.

#### 4. Требования к эксперименту

Предложенная конфигурация с несколькими лазерными импульсами, симметрично облучающими мишень, хорошо подходит для многоимпульсных установок, в частности для XCELS [6]. При этом превышение амплитудой лазерного поля величины  $a_0 \sim 10$ , как показывают проведенные тестовые расчеты, приводит к разрушению мишени и негативно сказывается на реализации механизма коллапса ионов, поскольку ионы начинают заметно смещаться под действием лазерного поля. Поэтому для повышения эффективности генерации электрического поля представляется оптимальным увеличивать размеры полости, мишени и лазерных импульсов, сохраняя постоянной интенсивность лазерного поля.

Необходимо отметить, что согласно модели ионного коллапса (1) амплитуда электрического поля в центре пропорциональна квадрату размера полости. Базовые оценки показывают, что при увеличении всех масштабов в 50 раз (при этом диаметр полости увеличится до 60 мкм, характерная длина лазерного импульса – также до 60 мкм, а ширина – до 100 мкм) необходимая энергия лазерного импульса в 8-импульсной конфигурации вырастет с 1.5 мДж до 188 Дж, что соответствует ожидаемым параметрам установки XCELS [6]. В таком случае согласно модели можно ожидать увеличения амплитуды электрического поля в центре с  $a_0 \sim 2$  до  $a_0 \approx 5000$ . Для рассма-

триваемой длины волны 1 мкм это соответствует  $E_{\max} = 1.61 \times 10^{14}$  В/см или 1.2% от поля Швингера – характерного критического поля для нелинейных КЭД эффектов [30]. Достижение полей подобной интенсивности позволило бы, в частности, исследовать эффекты поляризации вакуума в лаборатории [31, 32]; того же порядка оценки на величину поля были получены в работе [28] для меньшей полости диаметром 4 мкм, но исключительно на основе одномерной модели и без использования трехмерного численного моделирования.

Проведенные нами оценки являются очень грубыми и не учитывают многие эффекты, возникающие при увеличении масштабов задачи. Поэтому для вычисления реалистичного значения поля в центре необходимо полномасштабное численное моделирование. Однако самосогласованное описание полномасштабной задачи довольно затруднительно с вычислительной точки зрения. Моделирование такой задачи предъявляет достаточно жесткие требования к вычислительным ресурсам, т.к. требуется брать достаточно малый пространственный шаг, чтобы разрешать характерный масштаб профиля сколлапсировавших ионов в центральной области (0.01–0.03 мкм). При увеличении линейных размеров расчетной области требуемая память растет пропорционально кубу размеров, что накладывает ограничения на ресурсы вычислительного кластера. Поэтому проведенные численные эксперименты можно рассматривать как первый этап исследований, а в дальнейшем следует провести полномасштабное моделирование с использованием большого числа вычислительных узлов.

В настоящей работе численное моделирование для простоты проведено для ионов водорода, однако в реальном эксперименте более целесообразным может быть применение других материалов мишени. Стоит также отметить, что зарядо-массовые соотношения ионов для различных полностью ионизованных атомов отличаются не более чем в 2–2.5 раза. Поэтому можно ожидать, что для других атомов максимальные значения поля по порядку величины будут совпадать с полученными для полностью ионизованного водорода. Для более детального прояснения влияния массы ионов требуется проведение дальнейших исследований, включающих в себя дополнительные численные эксперименты.

#### 5. Заключение

Полученные результаты можно рассматривать как первый шаг в исследовании лазерной импlosion для получения сверхсильных электромагнитных полей. Из проведенной серии численных экспериментов можно сделать вывод о том, что в процессе коллапса ионов, происходящем при симметричном облучении лазерными импульсами мишени с микрополостью, в центре полости возникает квазистатическое электрическое поле с амплитудой, сравнимой с амплитудой лазерного поля. Наиболее оптимальной с точки зрения повышения амплитуды лазерного поля является 8-импульсная конфигурация. При переходе от 2-импульсной конфигурации к 8-импульсной путем деления каждого из импульсов на 4 части (т.е. при сохранении их полной энергии) максимальная амплитуда поля в центре повышается в 1.51 раза, с  $a_0 = 1.43$  до  $a_0 = 2.17$ .

Следует отметить, что для развития КЭД процессов требуются большие амплитуды центрального электриче-

ского поля, чем получены в проведенном PIC-моделировании. Согласно предварительным оценкам амплитуда генерируемого электрического поля в центре пропорциональна радиусу центра полости, и в этом случае при увеличении размера полости до 60 мкм амплитуда поля составит  $1.61 \times 10^{14}$  В/см. Данные оценки являются грубыми и требуют дальнейших уточнений в полномасштабном численном моделировании конфигурации с полостью большого размера. Однако проведенное исследование показывает возможность формирования сильного электрического поля в центре сферической полости в самосогласованном режиме, что является важным результатом для проведения дальнейших экспериментов.

Работа профинансирована Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект № 0030-2021-0012) и НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2022-316).

1. <http://www.eli-beams.eu/en/facility/lasers/>.
2. Le Garrec B., Sebban S., Margarone D., Precek M., Weber S., Klimo O., Korn G., Rus B. *High Energy/Average Power Lasers and Intense Beam Applications VII*, **8962**, 89 (2014).
3. Gales S., Tanaka K., Balabanski D., Negoita F., Stutman D., Tesileanu O., Ursescu C.D., Andrei I., Ataman S., et al. *Rep. Prog. Phys.*, **81** (9), 094301 (2018).
4. <http://www.clf.stfc.ac.uk/Pages/The-Vulcan-10-Petawatt-Project.aspx>.
5. [https://www.ibs.re.kr/eng/sub02\\_03\\_05.do](https://www.ibs.re.kr/eng/sub02_03_05.do).
6. Shaykin A., Kostyukov I., Sergeev A., Khazanov E. *Rev. Laser Eng.*, **42** (2), 141 (2014).
7. Bulanov S., Mur V., Narozhny N., Nees J., Popov V. *Phys. Rev. Lett.*, **104** (22), 220404 (2010).
8. Gelfer E., Mironov A., Fedotov A., Bashmakov V., Nerush E., Kostyukov I.Y., Narozhny N. *Phys. Rev. A*, **92** (2), 022113 (2015).
9. Gonoskov A., Gonoskov I., Harvey C., Ilderton A., Kim A., Marklund M., Mourou G., Sergeev A. *Phys. Rev. Lett.*, **111** (6), 060404 (2013).
10. Murakami M., Arefiev A., Zosa M. *Sci. Rep.*, **8** (1), 1 (2018).
11. Murakami M., Arefiev A., Zosa M., Koga J., Nakamiya Y. *Phys. Plasmas*, **26** (4), 043112 (2019).
12. Серебряков Д.А., Костюков И.Ю., Мураками М. *Квантовая электроника*, **51** (9), 795 (2021) [*Quantum Electron.*, **51** (9), 795 (2021)].
13. Zosa M., Murakami M. *Phys. Plasmas*, **29** (1), 013105 (2022).
14. Bell A., Kirk J.G. *Phys. Rev. Lett.*, **101** (20), 200403 (2008).
15. Nerush E., Kostyukov I.Y., Fedotov A., Narozhny N., Elkina N., Ruhl H. *Phys. Rev. Lett.*, **106** (3), 035001 (2011).
16. Ridgers C., Brady C.S., Ducloux R., Kirk J., Bennett K., Arber T., Robinson A., Bell A. *Phys. Rev. Lett.*, **108** (16), 165006 (2012).
17. Serebryakov D., Nerush E., Kostyukov I.Y. *Phys. Plasmas*, **22** (12), 123119 (2015).
18. Wang W., Sheng Z., Gibbon P., Chen L., Li Y., Zhang J. *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **115** (40), 9911 (2018).
19. Samsonov A., Nerush E., Kostyukov I.Y. *Sci. Rep.*, **9** (1), 1 (2019).
20. Efimenko E., Bashinov A., Gonoskov A., Bastrakov S., Muraviev A., Meyerov I., Kim A., Sergeev A. *Phys. Rev. E*, **99** (3), 031201 (2019).
21. Serebryakov D., Volkova T., Nerush E., Kostyukov I.Y. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **61** (7), 074007 (2019).
22. Snively R., Key M., Hatchett S., Cowan T., Roth M., Phillips T., Stoyer M., Henry E., Sangster T., Singh M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **85** (14), 2945 (2000).
23. Maksimchuk A., Gu S., Flippo K., Umstadter D., Bychenkov V.Y. *Phys. Rev. Lett.*, **84** (18), 4108 (2000).
24. Ter-Avetisyan S., Ramakrishna B., Prasad R., Borghesi M., Nickles P., Steinke S., Schnürer M., Popov K., Ramunno L., Zmitrenko N., et al. *Phys. Plasmas*, **19** (7), 073112 (2012).
25. Gonoskov A., Bashinov A., Gonoskov I., Harvey C., Ilderton A., Kim A., Marklund M., Mourou G., Sergeev A. *Phys. Rev. Lett.*, **113** (1), 014801 (2014).
26. [http://iapras.ru/english/structure/dep\\_330/quill.html](http://iapras.ru/english/structure/dep_330/quill.html).
27. Nerush E., Kostyukov I.Y. *Probl. Atom. Sci. Tech.*, **68**, 3 (2010).
28. Koga J.K., Murakami M., Arefiev A.V., Nakamiya Y. *Matter Radiat. at Extremes*, **4** (3), 034401 (2019).
29. Koga J.K., Murakami M., Arefiev A.V., Nakamiya Y., Bulanov S.S., Bulanov S.V. *Phys. Lett. A*, **384** (34), 126854 (2020).
30. Schwinger J. *Phys. Rev.*, **82** (5), 664 (1951).
31. Di Piazza A., Müller C., Hatsagortsyan K., Keitel C.H. *Rev. Mod. Phys.*, **84** (3), 1177 (2012).
32. Shen B., Bu Z., Xu J., Xu T., Ji L., Li R., Xu Z. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **60** (4), 044002 (2018).