

ИЗМЕРЕНИЕ СИЛЫ ГАПОНОВА – МИЛЛЕРА, СОЗДАВАЕМОЙ В ВАКУУМЕ ОСТРОСФОКУСИРОВАННЫМ ИНТЕНСИВНЫМ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

С. А. Асеев*, Б. Н. Миронов, В. Г. Миногин, С. В. Чекалин

Институт спектроскопии Российской академии наук
142190, Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 16 ноября 2010 г.

Продемонстрирован метод измерения силы Гапонова – Миллера (СГМ), основанный на отклонении пикосекундного фотоэлектронного пучка при облучении его остросфокусированным, интенсивным фемтосекундным лазерным излучением. Экспериментально показано, что действие этой силы, создаваемой фемтосекундными лазерными импульсами, зависит линейным образом от их интенсивности. Настоящий подход позволяет осуществлять проверку корректности измерения длительности ультракороткого электронного сгустка, основанного на использовании СГМ.

1. ВВЕДЕНИЕ

Возможность осуществления воздействия на трансляционные степени свободы заряженных частиц, в частности свободных электронов, с помощью пространственно-неоднородного электромагнитного поля была теоретически показана Гапоновым и Миллером еще в середине 50-х гг. [1]. Такой механизм приводит к выталкиванию заряженных частиц из области сильного поля. В случае использования высокоинтенсивного лазерного излучения сила Гапонова – Миллера (СГМ), или пондеромоторная (градиентная) сила [2], определяемая как пространственный градиент пондеромоторного потенциала U_p , может достигать достаточно больших значений, что потенциально является основой для эффективного управления электронными пучками в вакууме. Для иллюстрации, при интенсивности остросфокусированного лазерного излучения 10^{15} Вт/см² в центре фокального пятна диаметром 2 мкм и длине волны 0.8 мкм ($U_p \approx 60$ эВ) величина СГМ ($F^{(grad)} \approx 10^{-11}$ Н) будет приблизительно равняться силе, с которой отталкиваются два электрона, разнесенные на расстояние 5 нм.

Ультракороткое лазерное излучение открывает принципиально новые возможности управления и позволяет осуществлять силовое воздействие на рас-

пространяющиеся в вакууме электроны на фемтосекундном временном масштабе [3]. Это делает возможным как создание ультракоротких фотоэлектронных сгустков [4], так и измерение их длительности [5–7]. Определение временных характеристик импульсного электронного пучка основано на сканировании времени задержки между лазерным излучением, формирующим фотоэлектронный сгусток, и остросфокусированным лазерным пучком, изменяющим скоростное распределение фотоэлектронов в результате действия СГМ [5–8]. Такой метод по своим предельным характеристикам превосходит возможности стандартной стрик-камеры и может быть применен для фемтосекундных электронных пучков [6].

Исследования воздействия, оказываемого на свободные электроны пространственно-неоднородным электромагнитным полем, начались вскоре после появления работы Гапонова и Миллера и были посвящены, в основном, возможности создания ловушек с использованием СВЧ-техники [9]. В экспериментальном плане особое внимание уделялось изучению прохождения электронов с определенной кинетической энергией сквозь пондеромоторный потенциал, что позволяло, например, определить величину U_p [9, 10]. В работе [11] впервые продемонстрировано рассеяние фотоэлектронов на пондеромоторном потенциале, создаваемом интенсивным субнаносекундным лазерным импульсом. Для формирования импульсного фотоэлектронного пучка с кинети-

*E-mail: Aseyev@isan.troitsk.ru

ческой энергией менее 5 эВ в работе [11] использована многофотонная ионизация атомов Хе, специально напущенных в вакуумную систему. В этом эксперименте продемонстрирована остановка низкоэнергетичных фотоэлектронов оптическим пондеромоторным потенциалом, максимальное значение которого достигало 8 эВ.

Настоящая работа посвящена непосредственно измерению величины СГМ, с которой остросфокусированное фемтосекундное лазерное излучение воздействует на распространяющиеся в вакууме электроны. Развиваемый метод представляет академический интерес, а также может быть полезен для *in situ* пространственно-временной диагностики высокоинтенсивных лазерных полей. Также он может быть использован для проверки корректности измерения длительности ультракороткого электронного сгустка, основанного на его облучении лазерными импульсами высокой интенсивности. Отметим, что в работах [5, 6] подобный анализ не проводился.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Источником фотоэлектронов является фотокатод, изготовленный из острой вольфрамовой иглы радиусом 1.5 мкм. Сформированный электронный сгусток распространяется в вакууме. Под действием СГМ, создаваемой интенсивными лазерными импульсами, осуществляется изменение пространственной структуры фотоэлектронного пучка, что может быть зарегистрировано позиционно-чувствительным детектором. Для регистрации использована позиционно-чувствительная схема на основе пары микроканальных пластин с диаметром активной зоны 28 мм и люминофорного экрана. Изображение с люмино-

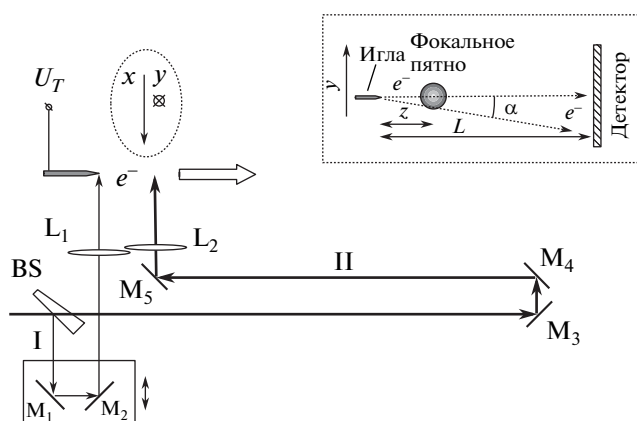


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

фора регистрируется видеокамерой (28 мм соответствуют 850 пикселям) и передается на компьютер. Расстояние от кончика иглы до детектора L составляет 100 мм. К игле подводится электрический потенциал $U_T = -10$ В. Все элементы помещены в камеру, откачиваемую турбомолекулярным насосом до вакуума на уровне 10^{-7} мм рт. ст.

В эксперименте использовано лазерное излучение с длиной волны $\lambda = 800$ нм, длительностью импульса $\tau = 40$ фс, частотой следования $f = 1$ кГц и энергией в импульсе до нескольких сотен мкДж. Излучение направлено под углом 45° на клин BS (рис. 1). Лазерный пучок I, отраженный от передней грани BS, фокусируется линзой L_1 с фокусным расстоянием 200 мм на острие металлической иглы для фотоэмиссии электронов.

Лазерный луч II, прошедший через BS, направляется в вакуумную камеру с помощью зеркал M_3 – M_5 и фокусируется линзой L_2 с фокусным расстоянием 180 мм в вакуум, на расстоянии $z = 0.5$ мм от кончика иглы. Согласно измерениям, выполненным с помощью анализатора профиля ослабленного лазерного пучка, диаметр фокального пятна на полувысоте d приблизительно равен 40 мкм. Интенсивность лазерного луча в центре фокального пятна I_{las} с помощью нейтральных фильтров изменяется в диапазоне $2 \cdot 10^{13}$ – $3 \cdot 10^{14}$ Вт/см². При этом максимальная величина I_{las} ограничивается допустимым уровнем фонового сигнала, обусловленного фотоионизацией молекул остаточного газа в вакуумной установке. При заданной интенсивности количество фоновых отсчетов определяется давлением в вакуумной камере и размерами фокального пятна.

Перекрытие импульсного фотоэлектронного пучка и интенсивного остросфокусированного фемтосекундного лазерного луча достигается изменением временной задержки τ между лазерными импульсами, вызывающими фотоэмиссию с металлической иглы, и высокоинтенсивным лазерным импульсом, создающим пондеромоторный потенциал. Для этого использована линия задержки, образованная зеркалами M_1 и M_2 на перемещаемой каретке (рис. 1). В эксперименте положение каретки изменяется с шагом 0.5 мм, соответствующим изменению временной задержки лазерного импульса около 3 пс. При каждом положении фотоэлектронный сигнал накапливается в течение 30 с, и такая процедура повторяется дважды. В первом случае лазерный луч II перекрывается, а во втором — используются оба лазерных пучка. В результате в компьютере создаются серии файлов соответственно $file_p$ и $file_{p-p}$ («ршр» и «ршр + проб»).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Фотоэлектронный сигнал, регистрируемый позиционно-чувствительным детектором, по своей форме представляет пространственно-неоднородное пятно с характерным размером пятна («диаметром») около 20 мм. Можно оценить, что поперечный размер фотоэлектронного пучка в области зондирования его высокоинтенсивным лазерным импульсом приблизительно равен 100 мкм. Отметим, что в процессе эксперимента визуальные изменения в пространственном распределении фотоэлектронов на детекторе остаются незначительными. Поэтому при определении величины отклонения фотоэлектронной плотности в результате действия СГМ целесообразно использовать фрагмент изображения (выборку), содержащий достаточно большое количество элементов изображения (пикселей). В качестве выборки взят квадрат, в котором имеется 100 × 100 пикселей. Выбор обусловлен тем, что 100 пикселей на детекторе приблизительно соответствуют величине $\alpha L \approx Ld/2z$, где α — угловой размер фокального пятна (см. вставку на рис. 1). Для определения положения центра тяжести (ЦТ) прямоугольного фрагмента фотоэлектронного изображения использована программа, которая рассчитывает средневзвешенные значения (координаты центра тяжести) согласно следующим уравнениям:

$$X = \sum x_i N_i / \sum N_i, \quad (1a)$$

$$Y = \sum y_i N_i / \sum N_i, \quad (1b)$$

где суммирование осуществляется по всей выборке (фрагменту фотоэлектронного сигнала), x_i и y_i — координаты пикселя, N_i — количество отсчетов, соответствующих этому элементу изображения. Созданные в процессе сканирования файлы $file_p$ и $file_{p-r}$ попарно обрабатываются для каждого положения каретки, после чего определяется отклонение фотоэлектронной компоненты, соответствующей заданной выборке, как

$$\Delta l = \sqrt{(X_{pp} - X_p)^2 + (Y_{pp} - Y_p)^2} \quad (2)$$

в зависимости от временной задержки $\Delta\tau$. После обработки серии файлов, подготовленной в результате перемещения каретки, для выбранной области определяется зависимость $\Delta l(\Delta\tau)$. Затем эту процедуру можно повторить для других выборок.

В результате перебора различных имеющихся вариантов (размер и форма выборки задана выше)

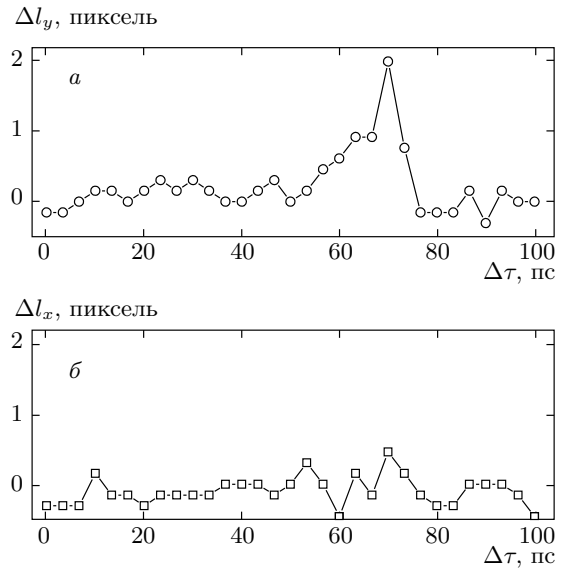


Рис. 2. Сдвиг центра тяжести фотоэлектронной плотности в направлениях оси y (а) и оси x (б) в зависимости от временной задержки, определяемой положением каретки. (Положение нулевой точки отражает начальное положение каретки.) Интенсивность в центре лазерного пятна достигает величины $I_{las} \approx 10^{14}$ Вт/см²

найдена область, для которой абсолютная величина сдвига фотоэлектронной плотности в максимуме достигает наибольшего значения, а направление сдвига совпадает с осью y (рис. 2). Последнее условие отражает тот очевидный факт, что градиент электромагнитного поля в поперечном направлении (ось y) существенно больше, чем в продольном направлении (ось x).

Зависимости величины отклонения от задержки для найденной области представлены на рис. 2. Отклонение должно достигать максимальной величины при пространственно-временном перекрытии фотоэлектронного сгустка и сфокусированного в вакуум фемтосекундного лазерного импульса. Проверим следствия этого утверждения. Прежде всего отметим, что положение максимума на временной шкале (рис. 2а) с точностью приблизительно до 20 пс совпадает со значением, рассчитанным на основе измеренных оптических путей лазерных пучков и расчете времени пролета фотоэлектронов от фотокатода до области облучения. Продолжительность фотоэмиссии электронов с поверхности металлического фотокатода и, соответственно, начальная длительность фотоэлектронного сгустка определяется длительностью самого лазерного импульса [12]. Измеренная

величина более, чем на два порядка превосходит эту величину. Перечислим основные факторы, приводящие к этому.

Во-первых, при распространении электронный пучок удлиняется во времени. Сначала ускорение фотоэлектронов в статическом электрическом поле вблизи катода вызывает полевое удлинение электронного сгустка на величину времяпролетной хроматической aberrации [7, 13]:

$$\Delta\tau_F = \frac{\sqrt{2m_e\Delta\varepsilon}}{eF}, \quad (3)$$

где m_e , e — масса и заряд электрона, $\Delta\varepsilon$ — разброс кинетической энергии испущенных фотоэлектронов, F — напряженность электрического поля вблизи иглы. При $\Delta\varepsilon \approx 0.3$ эВ [7] и $F \approx |U_T|/10r \approx 6.7 \cdot 10^5$ В/м (U_T , r — электрический потенциал и радиус металлического острия) этот вклад равен $\Delta\tau_F \approx 2.8$ пс.

Движение электронов, обладающих несколько разной кинетической энергией, сопровождается времяпролетным удлинением, равным

$$\Delta\tau_{TOF} = t_{TOF} \frac{\Delta\varepsilon}{2e|U_T|}, \quad (4)$$

где t_{TOF} — время пролета фотоэлектронов от иглы до области облучения электронного пучка интенсивным лазерным излучением. При $t_{TOF} \approx 0.27$ нс величина $\Delta\tau_{TOF} \approx 4$ пс.

Весьма важным фактором является кулоновское расталкивание электронов, что потенциально приводит к «разбуханию» фотоэлектронного сгустка. Поскольку в нашем случае регистрируется всего несколько фотоэлектронов за один лазерный импульс, им можно пренебречь.

Во-вторых, в процессе измерения различие в длинах траекторий электронов, обусловленное размером d фокального пятна лазерного импульса, приводит к временному разбросу:

$$\Delta\tau_L = d/2v_e, \quad (5)$$

где v_e — скорость движения фотоэлектронов. При $d \approx 40$ мкм величина $\Delta\tau_L \approx 10.6$ пс. Для уменьшения этой величины в эксперименте можно использовать электронные пучки с большой кинетической энергией и (или) обеспечить более острую фокусировку лазерного импульса.

Приведенные выше выражения (3)–(5) позволяют оценить измеряемую временную ширину фотоэлектронного сигнала по формуле

$$\Delta\tau_M = \sqrt{\Delta\tau_F^2 + \Delta\tau_{TOF}^2 + \Delta\tau_L^2}. \quad (6)$$

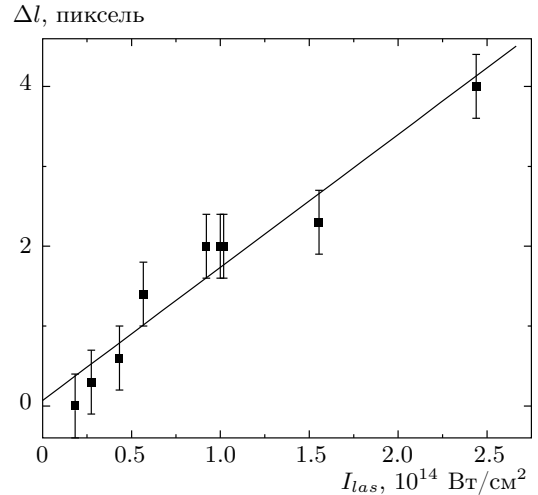


Рис. 3. Зависимость сдвига центра тяжести фотоэлектронной плотности для выборки, указанной на рис. 2, от интенсивности лазерного излучения при фиксированной задержке ($\Delta\tau \approx 70$ пс). Сплошной линией представлена линейная аппроксимация экспериментальных результатов

В результате $\Delta\tau_M \approx 11.7$ пс. На рис. 3 ширина фотоэлектронного импульса на полувысоте приблизительно равна 11 пс, что свидетельствует о хорошем согласии эксперимента с расчетом.

Для оценки величины СГМ удобно использовать следующие выражения. Под действием импульсного воздействия траектория электрона отклоняется на угол $\gamma = F\tau/m_e v_e$, где τ — длительность лазерного импульса. Это угловое отклонение приводит к смещению фотоэлектронного сигнала на позиционно-чувствительном детекторе на величину

$$\Delta l = LF\tau/m_e v_e. \quad (7)$$

При $\Delta l \approx 0.07$ мм (2 пикселя) величина $F_{exp}^{(grad)} \approx 3 \cdot 10^{-14}$ Н. Для сравнения величину СГМ рассчитаем по формуле [1, 2]

$$F^{(grad)} = -\frac{e^2\lambda^2}{8\pi^2 m_e \varepsilon_0 c^3 \nabla I_{las}(r, t)}. \quad (8)$$

Здесь ε_0 — электрическая постоянная, c — скорость света. При интенсивности $I_{las} \approx 10^{14}$ Вт/см² в центре фокального пятна радиуса 20 мкм получаем, что пондеромоторная сила может достигать величины $F_{teor}^{(grad)} \approx 5 \cdot 10^{-14}$ Н, т. е. быть близкой к измеренному значению.

На следующем этапе фиксированная временная задержка между двумя лазерными импульсами

обеспечивает максимальное отклонение фотоэлектронной плотности при облучении электронов лазерными импульсами II, энергия которых (и соответственно интенсивность) изменяется с помощью набора нейтральных фильтров. При помощи выборки, найденной на предыдущем этапе, и анализа на основе выражений (1), (2) показано, что величина сдвига Δl зависит линейным образом от интенсивности лазерного излучения (рис. 3). Пользуясь выражением (7), можно сделать вывод, что $F_{exp}^{(grad)} \sim I_{las}$. Отметим, что такая зависимость достаточно хорошо описывается формулой (8).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, примененная нами экспериментальная схема позволила измерить величину силы Гапонова–Миллера, действующей на фемтосекундном временном масштабе. В работе экспериментально продемонстрировано, что величина СГМ, создаваемая импульсным лазерным излучением, зависит линейным образом от интенсивности. В подобной геометрии применение непрерывного электронного пучка вместо пикосекундного фотоэлектронного сгустка не потребует использования техники «pump-probe», но существенно усложнит измерение импульсной СГМ. Действительно, в этом случае относительная доля провазаимодействовавших с фемтосекундным лазерным излучением электронов будет крайне мала, $f\tau \sim 10^{-10}$.

Развиваемый в настоящей работе метод может быть полезен для *in situ* пространственно-временной диагностики лазерных полей высокой интенсивности. В качестве зонда для измерения СГМ и, соответственно, определения структуры самого лазерного излучения целесообразно использовать импульсный пространственно-сжатый фотоэлектронный пучок, который можно получить, например, на выходе из диэлектрического микрокапилляра [14]. Перемещая в пространстве капилляр и, соответственно, фотоэлектронный пучок, поперечный размер которого существенно меньше диаметра фокального пятна, можно получить информацию о пространственном распределении сверхсильных лазерных полей путем измерения величины отклонения фотоэлектронной плотности на позиционно-чувствительном детекторе. Изменяя задержку между фотоэлектронным

сгустком и лазерным импульсом высокой интенсивности в рамках этого же экспериментального цикла можно осуществить также временную диагностику.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 08-02-00655-а, 10-02-00469-а, 09-02-01077-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Гапонов, М. А. Миллер, ЖЭТФ **34**, 242 (1958).
2. T. W. B. Kibble, Phys. Rev. Lett. **16**, 1054 (1966).
3. V. S. Letokhov, *Laser Control of Atoms and Molecules*, Oxford Univ. Press, Oxford (2007).
4. V. I. Balykin, M. V. Subbotin, and V. S. Letokhov, Opt. Comm. **129**, 177 (1996).
5. C. T. Hebeisen, R. Ernstorfer, M. Harb, T. Dartigalongue, R. E. Jordan, and R. J. D. Miller, Opt. Lett. **31**, 3517 (2006).
6. C. T. Hebeisen, G. Sciaini, M. Harb, R. Ernstorfer, T. Dartigalongue, S. G. Kruglik, and R. J. D. Miller, Opt. Express **16**, 3334 (2008).
7. F. Krausz and M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. **81**, 163 (2009).
8. С. А. Асеев, Б. Н. Миронов, В. Г. Миногин, С. В. Чекалин, В. С. Летохов, Письма в ЖЭТФ **90**, 15 (2009).
9. И. Р. Геккер, *Взаимодействие сильных электромагнитных полей с плазмой*, Атомиздат, Москва (1978).
10. М. В. Федоров, *Электрон в сильном световом поле*, Наука, Москва (1991).
11. P. H. Bucksbaum, M. Bashkansky, and T. J. McIlrath, Phys. Rev. Lett. **58**, 349 (1987).
12. Б. Н. Миронов, С. А. Асеев, В. Г. Миногин, С. В. Чекалин, ЖЭТФ **133**, 1155 (2008).
13. R. Srinivasan, V. A. Lobastov, Ch. Ruan, and A. H. Zewail, Helvetica Chimica Acta **86**, 1763 (2003).
14. S. A. Aseyev, B. N. Mironov, S. V. Chekalin, and V. S. Letokhov, Appl. Phys. Lett. **89**, 112513 (2006).