

О некоторых ограничениях на временное разрешение в изображающей субпикосекундной фотоэлектронике

М.Я.Щелев, С.В.Андреев, Д.Е.Гринфельд, В.П.Дегтярева, И.А.Копаев, М.А.Монастырский

На основе численного моделирования исследован ряд эффектов, препятствующих достижению временного разрешения лучше 100 фс в электронно-оптических преобразователях и фотоэлектронных пушках. Особое внимание уделено расплыванию электронных пучков в результате кулоновского взаимодействия. Обсуждены возможные пути преодоления рассмотренных ограничений.

Ключевые слова: субпикосекундная фотоэлектроника, временное разрешение, кулоновское взаимодействие.

1. Введение

На рубеже 1980-х гг. и позднее, одновременно с активным освоением электронно-оптических преобразователей (ЭОП) с пикосекундным временным разрешением, появилось значительное число работ, посвященных физическим ограничениям, затрудняющим улучшение временного разрешения до значений, меньших 1 пс. Отдельное место среди них занимают работы, связанные с анализом эффектов пространственного заряда в ЭОП со статической фокусировкой. Можно выделить работы [1–9], в которых, наряду с конструкциями новых, иногда весьма продвинутых ЭОП, предлагаются различные приближенные аналитические модели или осуществляется прямое численное моделирование вклада кулоновского взаимодействия в пространственно-временное разрешение и динамический диапазон ЭОП. Следует отметить, что область применимости приближенных аналитических моделей для решения рассматриваемой проблемы крайне ограничена, тем более что зачастую предлагаемые модели (например, закон Чайлда–Ленгмюра для плотных стационарных пучков) оказываются совершенно неадекватными весьма сложной динамической структуре рассматриваемой задачи.

Пришедшее на смену аналитическим моделям численное моделирование представляет собой более мощный и универсальный инструмент. В связи с этим важно отметить существенную особенность рассматриваемой задачи, а именно то обстоятельство, что кулоновское взаимодействие в пикосекундном электронном пучке, как правило, на 5–6 порядков меньше внешних электрических сил, обеспечивающих ускорение и фокусировку пучка. Это делает весьма проблематичным «лобовое» применение многих развитых пакетов программ (см., напр., [10–13]), ориентированных на решения общих многочастичных задач

М.Я.Щелев, С.В.Андреев, В.П.Дегтярева, И.А.Копаев, М.А.Монастырский. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: m.schelev@ran.gpi.ru
D.E.Grinfeld. ThermoFisher Scientific (Bremen) GmbH, Germany, 28199 Bremen, Hanna-Kunath-Str., 11; e-mail: dmitry.grinfeld@thermofisher.com

Поступила в редакцию 29 января 2015 г., после доработки – 6 февраля 2015 г.

кулоновской динамики. В этом случае вычислительный «шум», связанный с численным расчетом внешних полей в системах со сложной геометрией электродов и прямым численным интегрированием уравнений движения заряженных частиц, способен полностью «микшировать» тонкие эффекты пространственного заряда. Для выделения с необходимой точностью соответствующих «малых слагаемых» в уравнениях движения, необходимо применение теории возмущений и разработка на этой основе специализированного программного обеспечения.

В настоящей статье этот вопрос является основной темой для обсуждения, наряду с обсуждением иных ограничений, возникающих при продвижении временного разрешения ЭОП в область 100 фс и менее.

2. Создание специализированного математического обеспечения для решения задач кулоновской динамики на основе теории возмущений

Как показано в монографии [14], расчет траекторий заряженных частиц в присутствии пространственного заряда, рассматриваемого как возмущение, можно эффективно реализовать на основе декомпозиции основного уравнения Лоренца

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \frac{e}{m} \left(-\nabla \Phi + \frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \mathbf{B} \right) - \frac{e}{m} \nabla \Phi_C \quad (1)$$

на два взаимосвязанных уравнения, одно из которых содержит только внешние электрические и магнитные поля Φ , \mathbf{B} , а правая часть другого (уравнения дрейфа в пространстве начальных условий) определяется только кулоновским взаимодействием $\nabla \Phi_C$ между заряженными частицами. Здесь e и m – заряд и масса электрона.

Кулоновский потенциал Φ_C удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\Delta \Phi_C = 4\pi\rho \quad (2)$$

с соответствующими краевыми условиями на полезающих электродах, а плотность заряженных частиц ρ определяется их координатами в данный момент времени.

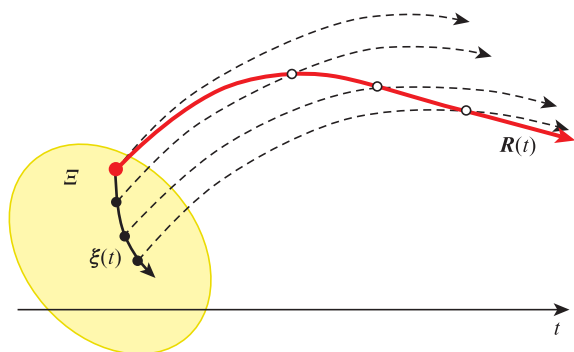


Рис.1. Схема расчета траекторий заряженных частиц с учетом кулоновского взаимодействия, рассматриваемого как возмущение. Пунктирами показаны невозмущенные абберационные траектории пучка, рассчитываемые без учета пространственного заряда; $\xi(t)$ – решение уравнения (3) в пространстве начальных условий, а $R(t)$ – истинная траектория, рассчитанная с учетом кулоновского взаимодействия.

Упомянутое выше уравнение дрейфа имеет вид

$$\frac{d\xi(t)}{dt} = \left\| \frac{\partial(r, \dot{r})}{\partial(\xi_1 \dots \xi_6)} \right\|^{-1} (t, \xi) \begin{bmatrix} 0 \\ -(elm)\nabla\Phi_C \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где $\xi \in \Xi$ – вектор начальных параметров для соответствующих «невозмущенных» абберационных траекторий, рассчитываемых без учета кулоновского взаимодействия. Общее возмущенное решение строится в виде нелинейной суперпозиции

$$r(t, \xi_0) = r_{\text{aber}}(t, \xi(t, \xi_0)), \quad (4)$$

соответствующей обобщенному методу варьирования начальных условий в аналитической механике [15] (рис.1). Таким образом, рассматриваемый подход позволяет активно применять прецизионные методы теории аббераций к расчету траекторий заряженных частиц с учетом кулоновского взаимодействия.

Одним из важнейших аспектов рассматриваемой процедуры является расчет кулоновского поля движущихся заряженных частиц на каждом шаге интегрирования уравнений движения. Для этого применяется модифицированный алгоритм Барнса–Хата [16], заимствованный из небесной механики и адаптированный нами к задачам оптики заряженных частиц.

Алгоритм Барнса–Хата состоит в древовидной группировке заряженных частиц и в рамках применяемой нами модификации имеет вычислительную сложность $O(N \lg N)$, в отличие от вычислительной сложности $O(N^2)$, характерной для прямого расчета кулоновских сумм, описывающих парное взаимодействие (N – число взаимодействующих электронов). Геометрическая интерпретация схемы алгоритма приведена на рис.2.

Существенным элементом решения задач кулоновской динамики в оптике заряженных частиц является расчет поля «зеркального изображения», индуцируемого заряженным пучком на близлежащих электродах. Такое поле может приводить к весьма значительным искажениям траекторий частиц в задачах корпускулярной оптики (например, в процессе эмиссии электронов с поверхности фотокатода ЭОП или при прохождении электронного пучка вблизи поверхности отклоняющих пластин системы ли-

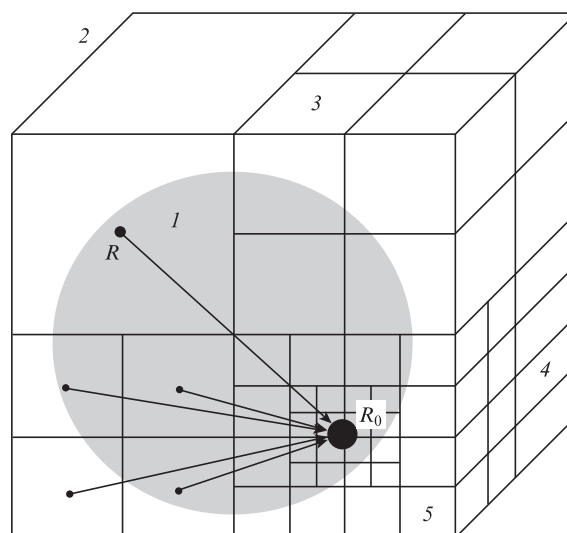


Рис.2. Геометрическая интерпретация алгоритмической схемы модифицированного метода Барнса–Хата: 1 – облако заряженных частиц; 2 – куб минимального размера, содержащий облако; 3–5 – ячейки различных ветвей «дерева» частиц, генерируемых алгоритмом.

нейной развертки). Сходные проблемы возникают также в задачах масс-спектрометрии плотных ионных пучков [17].

Нами разработан и программно реализован в виде отдельного модуля в пакете MASIM [18] алгоритм, позволяющий в процессе движения пучка заряженных частиц адаптивно рассчитывать поле «зеркального изображения» в зависимости от его близости к определенным электродам корпускулярно-оптической системы.

Разработанные алгоритмы и соответствующее программное обеспечение прошли тщательное тестирование на специально разработанной совокупности модельных задач, обладающих строгими аналитическими или квазианалитическими решениями. В силу ограниченности объема настоящей статьи результаты тестовых экспериментов будут представлены в отдельной работе.

3. Кулоновское расплывание электронных пучков в субпикосекундных ЭОП и фотоэлектронных пушках

Как уже отмечалось во Введении, пространственный заряд пучка представляет собой один из главных факторов, ограничивающих временное разрешение ЭОП. В этом разделе мы остановимся на анализе некоторых результатов компьютерного моделирования (полученных с помощью упомянутого выше программного обеспечения) кулоновского расплывания электронных пучков в субпикосекундных ЭОП и фотоэлектронных пушках.

На рис.3 схематично представлена типичная конструкция времяанализирующего ЭОП с электростатической фокусировкой и линейной разверткой изображения. Возбужденный лазерным импульсом фотоэлектронный пучок эмитируется фотокатодом 1, ускоряется в промежутке между фотокатодом и мелкоструктурной сеткой 2, попадает в область фокусирующего поля, управляемого электродом 3, проходит в апертуру ускоряющего анодного цилиндра 4 и подвергается линейной развертке в динамической отклоняющей системе 5, управляемой генератором импульсов развертки 6. На приемнике изображе-

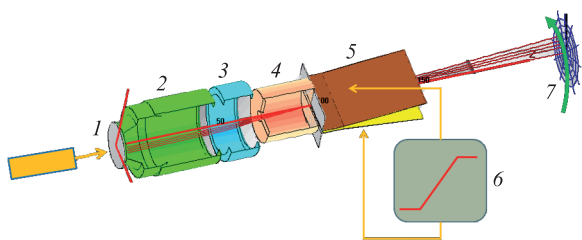


Рис.3. Структура электродов времяанализирующего ЭОП с линейной разверткой:
 1 – фотокатод; 2 – мелкоструктурная ускоряющая сетка; 3 – фокусирующий электрод; 4 – анод; 5 – динамическая отклоняющая система; 6 – генератор импульсов развертки; 7 – приемник изображения (люминесцентный экран или ПЗС-камера).

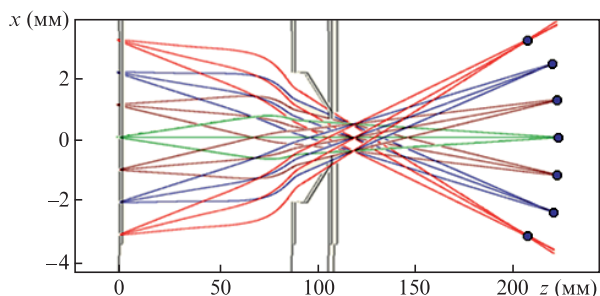


Рис.4. Фокусировка электронных пучков в статическом режиме. Цветное изображение помещено на сайте нашего журнала www.quantum-electron.ru.

ния 7 регистрируется развернутое во времени пространственное изображение электронного пучка.

На рис.4 показана типичная картина фокусировки электронных пучков в ЭОП со статической фокусировкой. Хорошо видна кривизна изображения, обусловленная различием условий фокусировки приосевых и внеосевых пучков. Рис.5 демонстрирует поведение электронных пучков в режиме линейной развертки с помощью динамической отклоняющей системы.

Таким образом, времяанализирующий ЭОП, осуществляя двойное преобразование лазерный импульс → электронный пучок → электронное изображение, позволяет исследовать пространственно-временную структуру входного оптического изображения. Следует особо отметить, что ни один из ныне существующих аналогов ЭОП, основанных на иных физических принципах, не способен выполнить подобный анализ с таким же качеством, изяществом и простотой. Подробно ознакомиться с историей создания ЭОП, выполненными с помощью ЭОП уникаль-

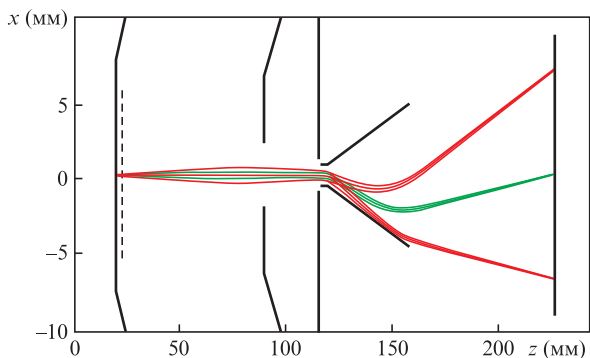


Рис.5. Электронные пучки в режиме линейной развертки. Цветное изображение помещено на сайте нашего журнала www.quantum-electron.ru.

ными физическими экспериментами в области лазерной физики и ее приложений, а также состоянием исследований в этой области и имеющимися перспективами можно по монографии [19] и цитируемым в ней работам.

На рис.6 представлена зависимость предельного (без учета динамических aberrаций, вносимых системой развертки) временного разрешения ΔT от числа N взаимодействующих электронов в пучке в ЭОП со статической фокусировкой. Расчеты проводились при напряженности электрического поля на фотокатоде $E_0 = 3$ кВ/мм, потенциале анода $U_a = 12$ кВ и ширине на полувысоте начального энергетического распределения фотоэлектронов $\Delta \epsilon = 0.25$ эВ.

Из рис.6 следует, что наличие в электронном пучке всего лишь 300 взаимодействующих электронов привело в условиях численного эксперимента к более чем двукратному ухудшению предельного временного разрешения (от ~ 400 фс до 1 пс).

Численные эксперименты показывают, что ЭОП с осевой симметрией наименее предпочтительны с точки зрения вклада кулоновского расплывания во временное и пространственное разрешения. В этом случае, помимо кулоновского расплывания, которое испытывает электронный пучок вблизи фотокатода, происходит дополнительное расплывание из-за наличия точки кроссовера, где сечение пучка минимально [20].

Немаловажным фактором является величина разброса фотоэлектронов по начальным энергиям. С одной стороны, в соответствии с хорошо известной формулой Завойского–Фанченко [21], физическое временное разрешение в ЭОП может быть в первом приближении оценено сверху как

$$\Delta T \approx \frac{\sqrt{2m}}{eE} \sqrt{\Delta \epsilon_{\max}}, \tag{5}$$

где E – напряженность электрического поля вблизи фотокатода, а $\Delta \epsilon_{\max}$ – максимальная ширина энергетического распределения фотоэлектронов. Из формулы (5) и более детального анализа, учитывающего хроматические aberrации высших порядков [14], следует, что чем меньше энергетический разброс фотоэлектронов, тем выше временное разрешение, обусловленное хроматическими aberrациями. Однако с влиянием величины $\Delta \epsilon_{\max}$ на вклад кулоновского взаимодействия во временное разрешение дело обстоит несколько сложнее. На рис.7 представлена зависимость длительности электронного импульса на приемнике изображения от максимального разброса начальных энергий фотоэлектронов $\Delta \epsilon_{\max}$ при варьированном числе взаимодействующих электронов в пучке. Нетрудно ви-

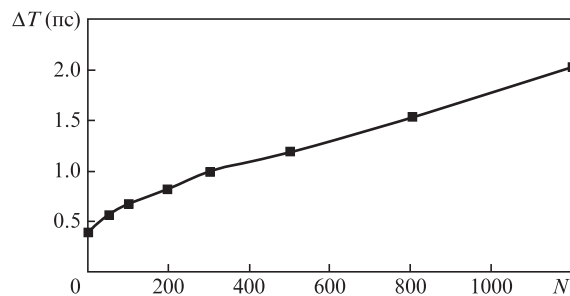


Рис.6. Зависимость предельного временного разрешения от числа взаимодействующих электронов в пучке в ЭОП со статической фокусировкой.

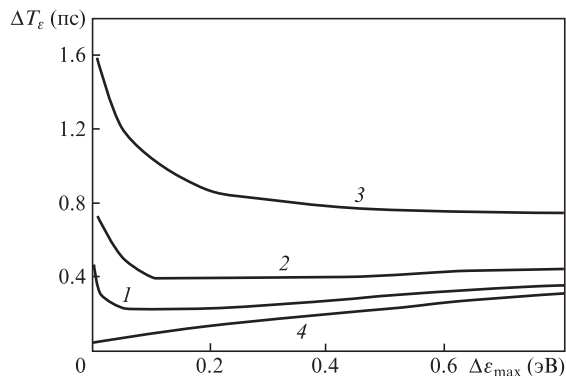


Рис.7. Зависимость длительности электронного импульса на приемнике изображения от максимального разброса начальных энергий фотоэлектронов при $N = 74$ (1), 220 (2) и 730 (3) (4 – кулоновское взаимодействие не учитывается). Область эмиссии на фотокатоде представляет собой кружок диаметром 0.5 мм, начальная длительность лазерного импульса составляет 60 фс [20].

деть, что при достаточно большом разбросе начальных энергий фотоэлектронов кулоновское взаимодействие в пучке сравнительно мало, и временное уширение пучка определяется в основном хроматическими aberrациями.

Напротив, при малом энергетическом разбросе фотоэлектронов хроматические aberrации малы, однако электронный пучок, будучи достаточно плотным, подвергается сильному воздействию кулоновских сил, которые и являются причиной его временного расплывания в этом случае. Чем больше пространственный заряд пучка, тем более выраженным является такой эффект. На кривой 4 он отсутствует, так как кулоновское взаимодействие в пучке не учитывается, и временное расплывание определяется исключительно хроматическими aberrациями. Полученные результаты показывают, что стремление некоторых авторов уменьшить энергетический разброс фотоэлектронов с целью добиться максимального временного разрешения может при определенных условиях привести к обратному эффекту.

Динамика кулоновского взаимодействия электронов в зависящих от времени электрических полях и, следовательно, механизм формирования вклада пространственного заряда во временное уширение пучка несколько отличаются от таковых в рассмотренном нами случае стационарных фокусирующих полей, что открывает определенные возможности для частичной компенсации кулоновского уширения в нестационарном случае. На рис.8 показана структура электродов фотоэлектронной пушки, предназначенной для временной компрессии фотоэлектронных пучков в нестационарных полях в приложении к методу TRED (Time-Resolved Electron Diffraction) [22], а рис.9 иллюстрирует ее принцип действия (см. также [14, 23]).

Принцип действия рассматриваемой фотоэлектронной пушки заключается в следующем. Фемтосекундный лазерный импульс разделяется на два: один из них возбуждает фотокатод 2 и инициирует фотоэлектронный пучок, а другой, пройдя через управляемую линию задержки 3, воздействует на образец 4 и возбуждает в нем быстропротекающие физические процессы, подлежащие исследованию методом TRED. Эмитированный электронный пучок ускоряется в сильном электрическом поле, сосредоточенном между фотокатодом и мелкоструктурной сеткой. Пройдя сквозь сетку, электроны попадают в область зависящего от времени электрического поля, создаваемого

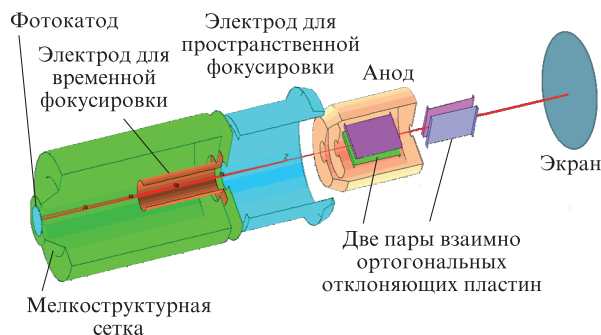


Рис.8. Структура электродов гибридной фотоэлектронной пушки, предназначенной для временной компрессии фотоэлектронных пучков [14].

го электродом 5, на который генератором электрических импульсов 8 подается потенциал, линейно изменяющийся во времени. Скорость изменения потенциала определяет степень временного сжатия электронного пучка (в наших экспериментах она составляла несколько киловольт за наносекунду). Зависящий от времени потенциал синхронизирован с инициирующим лазерным импульсом, что позволяет реализовать управляемую задержку между моментом эмиссии электронного пучка с фотокатода и воздействием на него нестационарного электрического поля, ответственного за временную фокусировку. При прохождении области нестационарного электрического поля разность энергий электронов, находящихся на переднем и заднем фронтах пучка, изменяется, и пучок приобретает импульс продольного сжатия вдоль главной оптической оси.

Электрические и электродинамические параметры пушки оптимизируются таким образом, чтобы обеспечить максимальное продольное сжатие электронного пучка (положение временного фокуса) на поверхности образца, помещаемого вблизи центра динамического отклонения для обеспечения возможности прямого измерения длительности пучка во временном фокусе в режиме линейной развертки. В режиме TRED на приемнике изображения формируется дифракционная картина, получаемая в результате взаимодействия сжатого во времени электронного

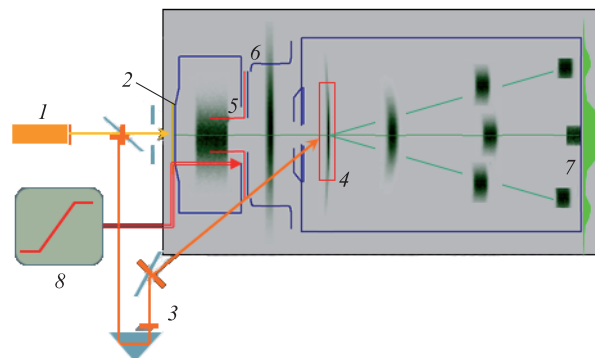


Рис.9. Принцип действия фотоэлектронной пушки с зависящими от времени электрическими полями, предназначенной для временного сжатия электронных пучков:

1 – лазер; 2 – фотокатод; 3 – оптическая линия задержки; 4 – образец; 5 – электрод, ответственный за временную фокусировку; 6 – электрод, ответственный за пространственную фокусировку; 7 – приемник изображения; 8 – генератор электрических импульсов. Система линейной развертки не показана, размеры пучка намеренно утрированы.

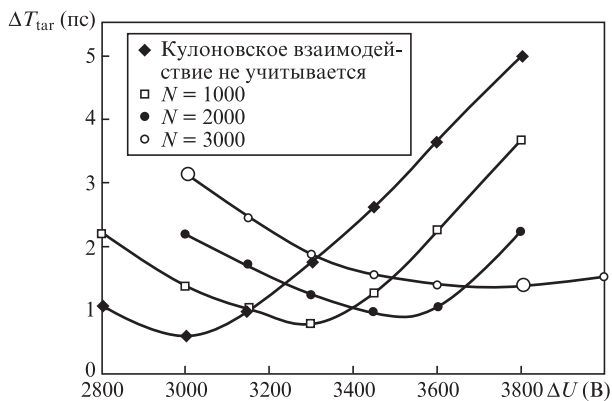


Рис.10. Зависимость длительности электронного импульса на образце в фотоэлектронной пушке от амплитуды ΔU электрического импульса, обеспечивающего временную фокусировку, при различных N (см. также [14]).

пучка с атомно-молекулярной структурой образца, возбужденной (с регулируемой задержкой) лазерным импульсом. В тестовом режиме образец убирается, и пучок развертывается динамической отклоняющей системой по поверхности приемника изображения, что позволяет в стандартном режиме ЭОП с линейной разверткой определить его длительность во временном фокусе.

На рис. 10 приведена зависимость длительности электронного импульса на образце в фотоэлектронной пушке от амплитуды ΔU электрического импульса, обеспечивающего временную фокусировку, при различных N . Начальная длительность электронного импульса $\Delta T_0 = 10$ пс, скорость изменения потенциала фокусирующего во времени электрического импульса $dU/dt = 2$ кВ/нс, $E_0 = 3$ кВ/мм, $U_a = 13$ кВ, $\Delta \varepsilon = 0.25$ эВ.

Хорошо видно, что управление амплитудой ΔU нестационарного поля позволяет в значительной мере компенсировать кулоновское распыление электронного пучка во временном фокусе. В частности, при наличии 3000 электронов в пучке, изменение ΔU от 3000 до 3800 В позволяет более чем в два раза уменьшить длительность сжатого электронного импульса. Теория и численные эксперименты показывают, что при больших значениях скорости изменения dU/dt фокусирующего во времени потенциала, этот эффект выражен резко.

4. Численное исследование возможности замены прикатодной мелкоструктурной сетки на узкую щель в ЭОП типа ПИФ-01

Цель изложенных ниже численных экспериментов состояла в исследовании возможности замены в приборе ПИФ-01 мелкоструктурной сетки, обеспечивающей высокую напряженность поля вблизи фотокаатода, на электрод с узкой прямоугольной щелью (нами рассмотрена щель размером 1×6 мм) применительно к разрабатываемому в рамках проекта РНФ прибору «пикосекундный диссектор». Технологические преимущества использования щелевого ускоряющего электрода вместо осесимметричной мелкоструктурной сетки во времяанализирующих ЭОП хорошо известны и подтверждены недавними разработками компаний Photek и Photonis. В этом отношении определенный интерес представляет также патент [24].

Тем не менее, оставался открытым важный для практики вопрос: возможно ли использование щелевого элект-

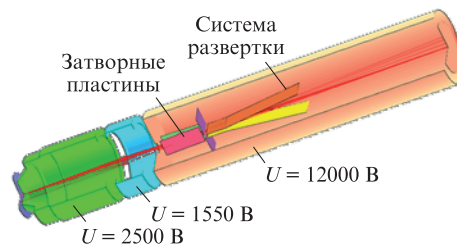


Рис.11. Схема электродов ЭОП типа ПИФ-01 со щелью вблизи фотокаатода.

рода вместо мелкоструктурной сетки с сохранением временного разрешения и приемлемого пространственного разрешения в двух взаимно перпендикулярных направлениях одновременно?

Для компьютерного моделирования в стандартной геометрии прибора ПИФ-01 (рис.11) мелкоструктурная сетка была заменена на щелевой электрод размером 1×6 мм (рис.12). Варьировались также радиус кривизны фотокаатода и потенциалы электродов.

Замена мелкоструктурной сетки на щелевой электрод нарушает осевую симметрию, при этом рассеивающее действие щели во временной плоскости xz (рис.13,а) приводит к заметному приосевому астигматизму. Поскольку плоскость приемника изображения обычно устанавливается таким образом, чтобы обеспечить наилучшее пространственное разрешение вдоль временной оси, наличие приосевого астигматизма, вообще говоря, приводит к определенному падению пространственного разрешения вдоль пространственного направления (в плоскости yz). Тем не менее, как показали расчеты, оптимальный выбор кривизны фотокаатода, а именно ее уменьшение от 143 мм в базовой конструкции ЭОП с мелкоструктурной сеткой до 80 мм в ЭОП со щелью, при соответствующем изменении потенциалов фокусирующих электродов, позволяет в существенной мере скомпенсировать падение разрешения вдоль пространственного направления. При электронно-оптическом увеличении во временном направлении («поперек щели») $M_{xz} = 0.75$ и электронно-оптическом увеличении в пространственном направлении («вдоль щели») $M_{yz} = 1.72$ нам удалось сохранить временное разрешение ~ 1 пс, обеспечив при этом практически идеальную пространственную фокусировку по временной оси и пространственное разрешение не хуже 30 пар линий на миллиметр по пространственной оси (рис. 14). Рабочее поле фотокаатода во временном направлении, являющееся наиболее критичным в рассматриваемой проблеме, состави-

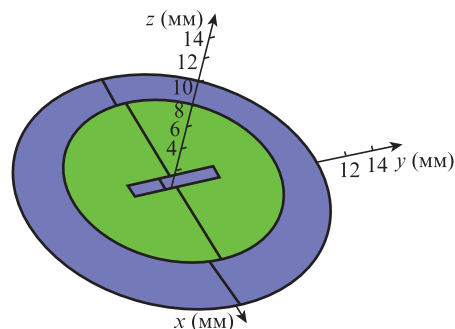


Рис.12. Геометрия щели размером 1×6 мм, заменяющей мелкоструктурную сетку вблизи фотокаатода.

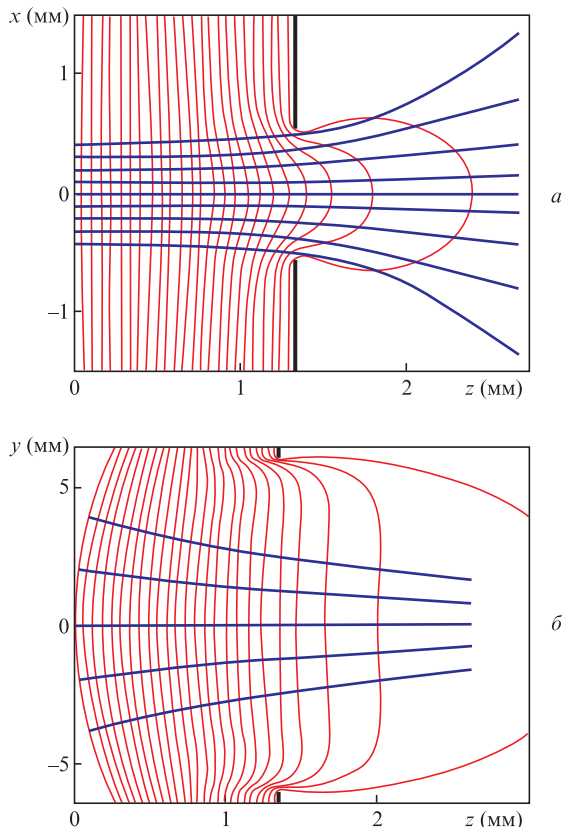


Рис.13. Экипотенциали электрического поля и электронные траектории во взаимно перпендикулярных плоскостях xz (а) и yz (б) вблизи фотокатода в ЭОП со щелью, заменяющей мелкоструктурную сетку. Хорошо видно рассеивающее действие щели в плоскости xz .

ло ~ 70 мкм при пропускании $\sim 80\%$. Заметим, что полученные нами результаты свидетельствуют об излишней категоричности утверждения цитированного выше патента [24] о «крайне низком пространственном разрешении по пространственной оси» в системах со щелевым электродом, расположенным вблизи фотокатода.

Численные оценки показывают также, что присутствие протяженной щели позволяет в 3–4 раза уменьшить кулоновские эффекты вблизи фотокатода и тем самым расширить динамический диапазон прибора.

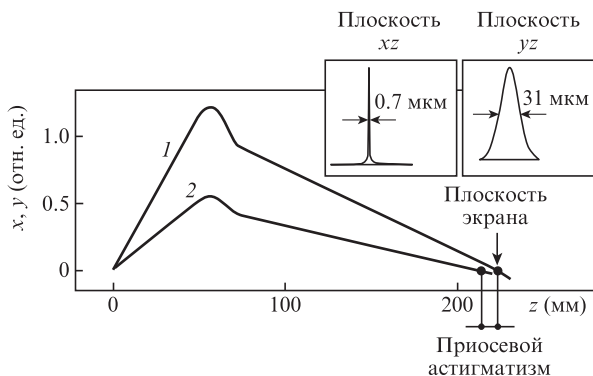


Рис.14. Фокусировка электронных траекторий, формирующих плоскость Гаусса в двух взаимно перпендикулярных плоскостях xz (1 – временное направление) и yz (2 – пространственное направление) в ЭОП типа ПИФ-01 со щелью вблизи фотокатода.

5. Заключение

Последнее десятилетие показало, что преодоление барьера в 100 фс для временного разрешения ЭОП и для фотоэлектронных пушек является более сложной проблемой, чем это представлялось ранее. Стало окончательно ясно, что на этом пути необходимо решить целый ряд чрезвычайно сложных физических и инженерных задач. Детальному анализу проблемы в целом посвящены обзорные статьи [25–27], здесь же мы упомянем лишь несколько ключевых факторов. Один из них – это необходимость повышения напряженности электрического поля вблизи фотокатода ЭОП до $\sim 25–30$ кВ/мм. Как показано в [28], при достаточно больших напряженностях прикатодного поля $E \geq 8$ кВ/мм формула Завойского–Фанченко (5) недостаточно точно описывает длительность электронного импульса на приемнике изображения, поэтому необходим учет хроматических aberrаций высших порядков. Разумеется, из-за опасности электрического пробоя необходимую величину напряженности поля невозможно создать в статическом режиме и требуется разработка специальных схем импульсного питания прикатодного промежутка. Положительную роль здесь могла бы сыграть замена мелкоструктурной сетки на рассмотренную выше щелевую диафрагму. Известно, что при соответствующей технологической обработке электродов, образующих щелевую диафрагму, промежутков фотокатод–щелевая диафрагма может обладать значительно большей электрической прочностью, чем промежуток фотокатод–мелкоструктурная сетка. Весьма эффективным представляется также применение магнитной фокусировки одновременно с электростатическим ускорением пучка, как это было предложено в работах [4, 8].

Наилучший результат, достигнутый нами экспериментально при временной фокусировке электронных пучков в нестационарных электрических полях с применением разработанной в Отделе фотоэлектроники ИОФ РАН фотоэлектронной пушки (рис.8, 9), состоял в сжатии фотоэлектронного импульса длительностью 7 пс до 280 фс при скорости изменения фокусирующего во времени потенциала $dU/dt \approx 2$ кВ/нс [23]. Численные эксперименты показывают, что существенно продвинуться дальше возможно лишь за счет увеличения dU/dt по крайней мере на порядок. Разумеется, при длительностях электронного импульса на образце в десятки фемтосекунд значительно возрастают кулоновские ограничения, связанные с допустимым количеством электронов в пучке, поэтому выполнение TRED-экспериментов в этом случае, по-видимому, возможно только в режиме накопления повторяющихся процессов [29–31].

Наконец, кратко коснемся проблемы измерения длительности фемтосекундного электронного импульса. Эксперименты и численное моделирование показывают, что применимость стандартного метода линейной развертки на сегодняшний день ограничена длительностью порядка 100 фс. Это ограничение связано в основном с рассеивающим действием краевых полей в системе динамического отклонения, которые существенно искажают профиль развернутого во времени изображения при требуемых фазовых скоростях развертки, превышающих в 3–5 раз скорость света. В некоторых случаях устранить динамическую дефокусировку развернутых изображений можно соответствующим изменением потенциалов фокусирующей

щих электродов, однако при этом, как правило, все равно происходит потеря временного разрешения.

Здесь возможны два подхода. Один из них состоит в распространении традиционного метода линейной развертки на электронные импульсы длительностью менее 100 фс и требует совершенствования системы динамического отклонения (в частности, применения динамических отклоняющих систем типа «бегущей волны» [32]). Другие, активно развивающиеся в настоящее время подходы к измерению длительности электронных импульсов основаны на косвенных физических методах, например на методе измерения спектра оже-электронов, возникающих при взаимодействии электронного пучка с образцом [33].

Авторы выражают глубокую благодарность всем сотрудникам Отдела фотоэлектроники ИОФ РАН, до сегодняшнего дня обеспечивающим бесперебойное проведение работ в области изображающей субпикосекундной фотоэлектроники. Работа выполнена в рамках программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения» и при финансовой поддержке РНФ (проект № 14-29-00295).

- Kalibjian R. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **0189**, 452 (1979).
- Wiedwald J.D., Lerche R.A. *SPIE Annu. Int. Tech. Symp. Opt. Optoelectron. Appl. Sci. Eng.* (San Diego, CA, USA, 1987).
- Takiguchi Y., Kinoshita K., Suyama M., Inagaki Y., Tsuchiya Y. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **0693**, 105 (1986).
- Kinoshita K., Ito M., Suyama M. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **0981**, 62 (1988).
- Dooley P., Little V.I., Sim S., Majumdar S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **0097**, 80 (1977).
- Suyama M., Kinoshita K. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1032**, 437 (1988).
- Niu H., Zhang H., Yang Q.L., Liu Y.P., Wang Y.C., Reng Y.A., Zhou J.L. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1032**, 472 (1989).
- Kinoshita K., Ito M., Suyama M. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1032**, 441 (1988).
- Li Ji., Niu H. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2869**, 102 (1997).
- Blackston D., Demmel J., Neureuther A., Wu B. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3777**, 228 (1999).
- Stickel W. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2522**, 340 (1995).
- Mkrtychyan M., Berger S., Liddle J., Harriott L. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2522**, 351 (1995).
- Read F.H., Chalupka A., Bowring N.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3777**, 184 (1999).
- Greenfield D., Monastyrskiy M. *Selected Problems of Computational Charged Particle Optics* (Amsterdam: Elsevier Publishers, 2009, AIEP, Vol. 155).
- Вильке В.Г. *Теоретическая механика* (М.: Изд-во МГУ, 1998).
- Barnes J., Hut P. *Nature*, **324** (4), 446 (1986).
- Grinfeld D.E., Kopaev I.A., Makarov A.A., Monastyrskiy M.A. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **645** (1), 141 (2011).
- Greenfield D.E., Monastyrskiy M.A., Tarasov V.A. *Software Demonstrations Abstract Book, 'CPO-7' Int. Conf.* (Cambridge, UK, 2006, p. 23).
- Schelev M.Ya., Monastyrskiy M.A., Vorobiev N.S., Garnov S.V., Greenfield D.E. *Aspects of Streak Image Tube Photography* (Amsterdam: Elsevier Publishers, 2013, AIEP, Vol. 180).
- Degtyareva V.P., Monastyrskiy M.A., Tarasov V.A., Schelev M.Ya. *Opt. Eng.*, **37** (8), 2227 (1998).
- Завойский Е.К., Фанченко С.Д. *ДАН СССР*, **108** (2), 218 (1956).
- Ищенко А.А., Гиричев Г.В., Тарасов Ю.И. *Дифракция электронов: структура и динамика свободных молекул и конденсированного состояния вещества* (М.: Физматлит, 2013).
- Monastyrskiy M.A., Greenfield D.E., Lozovoi V.I., Schelev M.Ya., Serdyuchenko Yu.N. *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics)*, **16** (4), 248 (2007).
- Бадьин Л.В., Зюзин Л.Н., Прянишников И.Г., Сафронов С.И., Славнов Ю.К., Тарасов Р.П. Патент РФ 2008135532/28 от 01.09.2008. *Бюл. № 1* (2010).
- Щелев М.Я. *УФН*, **170**, 1002 (2000).
- Щелев М.Я. *Квантовая электроника*, **31** (6), 477 (2001).
- Щелев М.Я. *Квантовая электроника*, **33** (7), 609 (2003).
- Ageeva N.V., Andreev S.V., Degtyareva V.P., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7126**, 7126 1B, (2008).
- Fill E., Veisz L., Apolonski A., Krausz F. *New. J. Phys.*, **8**, 272 (2006).
- Baum P., Zewail A.H. *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **103**, 16105 (2006).
- Wytrykus D., Centurion M., Reckenthaler P., Krausz F., Apolonski A., Fill F. *Appl. Phys. B*, **96** (2-3), 309 (2009).
- Monastyrskiy M.A., Drobot V.G., Schelev M.Ya. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **427**, 219 (1999).
- Reckenthaler P., Centurion M., Yakovlev V.S., Lezius M., Krausz F., Fill E.E. *Phys. Rev. A*, **77** (4), 042902 (2008).