

УДК 535.23:621.385.632

## Сеточный фотокатод, свободный от временной хроматической aberrации первого порядка

Д. Э. Гринфельд

ФГУП «НПО «Орион»», Москва, Россия

М. А. Монастырский, В. А. Тарасов

Институт общей физики, Москва, Россия

*Работа посвящена проблеме временного разрешения времяанализирующих электронно-оптических преобразователей, предназначенных для исследования быстропротекающих процессов. Порог временного разрешения 150–200 фс вряд ли может быть преодолен без принципиально нового подхода к конструированию электронно-оптических схем таких преобразователей. На основе трехмерного численного моделирования рассмотрен один из путей повышения разрешения — применение фотокатодов, имеющих структуру мелкой сетки.*

Электронно-оптические методы, основанные на возможности быстрой развертки электронного пучка по экрану изменяющимся отклоняющим электрическим полем, оказались наиболее эффективными в области регистрации быстропротекающих процессов. Времяразрешающая электронная трубка состоит из фотокатода, фокусирующей системы, отклоняющей системы и приемника фотоэлектронов, которым может служить люминесцентный экран или матрица ПЗС. Оптическое излучение, например лазерный импульс, несущее информацию об исследуемом сверхбыстром процессе, возбуждает эмиссию с фотокатода, порождая аналогично модулированный во времени электронный пучок. На пути от фотокатода до приемника пучок сначала ускоряется и фокусируется специальной электронно-оптической системой, а затем развертывается динамической отклоняющей системой по поверхности приемника. При этом фазовая скорость отклонения составляет около скорости света и более. Таким образом, временная модуляция оптического излучения преобразуется в пространственную модуляцию развертываемого по экрану электронного изображения.

В середине 60-х годов XX века Е. К. Завойский и С. Д. Фанченко показали, что одним из основных факторов, определяющих временное разрешение электронных трубок, является так называемая временная хроматическая aberrация первого порядка [1]. Разброс  $\delta v_0$  фотоэлектронов по начальным скоростям, соответствующий энергетическому разбросу  $\delta \varepsilon = m(\delta v_0^2)/2$ , приводит к ограничению временного разрешения величиной

$$\delta T = \frac{m}{eE_0} \delta v_0 = \sqrt{\frac{2m}{e}} \frac{1}{E_0} \sqrt{\delta \varepsilon}, \quad (1)$$

где  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона;

$E_0$  — напряженность электрического поля на эмитирующей поверхности фотокатода.

Если энергетический разброс составляет около 0,25 эВ, что соответствует большинству известных фотокатодов, а электрическое поле  $E_0 = 10^4$  В/мм (более высокие напряженности вряд ли достижимы из-за опасности электрического пробоя), мы получаем из (1) значение временного разрешения 150 фс. Разрешение, близкое к этой оценке, было достигнуто в наиболее сложных электронных трубках, разработанных, например, Hamamatsu Co, около десяти лет назад. Следует заметить, что в течение последнего десятилетия на пути увеличения временного разрешения не было никакого существенного прогресса. Это ясно означает, что для преодоления стафемтосекундного барьера требуется принципиально новый подход.

### Временная хроматическая aberrация первого порядка

Чтобы прояснить происхождение временной хроматической aberrации первого порядка, рассмотрим движение фотоэлектронов в однородном электрическом поле с напряженностью  $E_0$ . Вообще говоря, однородность поля — не лучшее приближение для трубки в целом, поскольку только неоднородные поля могут обеспечить пространственную фокусировку пучка. Тем не менее, в окрестности катода на расстоянии  $\Delta z \approx \delta \varepsilon / eE_0$ , которое составляет лишь доли микрона, модель однородного поля работает в большинстве случаев. Поместим воображаемую поверхность на расстоянии  $z = L$  от фотокатода (рис. 1). Расстояние  $L$  будем предполагать в несколько раз большим, чем  $\delta \varepsilon / eE_0$ , при этом, однако, предположение об однородности поля между катодом и поверхностью все еще должно выполняться. Время прихода частицы на поверхность  $z = L$  дается простым выражением:

$$T(L) = \frac{\sqrt{2meE_0L + m^2v_0^2} - mv_0}{eE_0} + \tau = \quad (2)$$

$$= \frac{\sqrt{2mL}}{eE_0} - \frac{m}{eE_0}v_0 + \tau + O(v_0^2),$$

в котором  $v_0$  —  $z$ -компонента начальной скорости частицы;  $\tau$  — момент ее эмиссии с фотокатода.

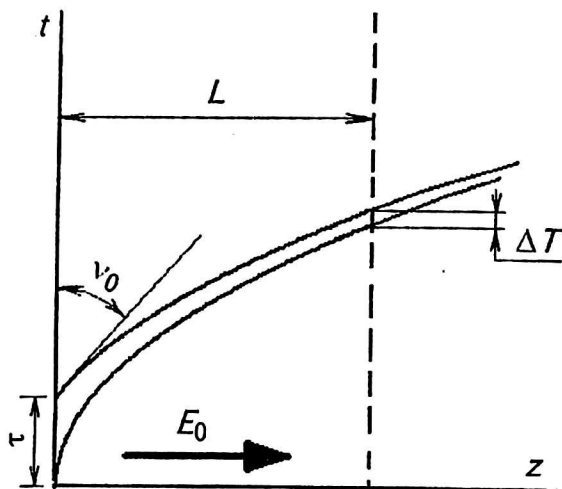


Рис. 1. Модель однородного поля

Рассмотрим два электрона, покидающие фотокатод с разными начальными условиями. Пусть первый электрон эмитируется в момент  $t = 0$  с нулевой начальной скоростью, а второй — в момент  $t = \tau > 0$ , но со скоростью  $v_0 = (eE_0/m)\tau$ , равной скорости первого электрона в момент  $t = \tau$ . Выражение (2) показывает, что для второго электрона члены первого порядка в точности компенсируют друг друга, и времена прихода обеих частиц на поверхность  $z = L$  различаются лишь во втором порядке малости по параметрам  $\{v_0, \tau\}$ . Такой же вывод можно сделать и относительно разности скоростей, с которыми частицы пересекают поверхность:

$$\Delta v(L) = \sqrt{2eE_0L / m + v_0^2} - \sqrt{2eE_0L / m} = O(v_0^2).$$

Чтобы определить дальнейшее движение частиц, мы можем проинтегрировать уравнения Лоренца с начальными условиями, взятыми на поверхности  $z = L$ . В том случае, если электрическое поле достаточно гладко, мы можем утверждать по теореме о гладкой зависимости решения обыкновенного дифференциального уравнения от начальных условий, что разность времен прихода обеих частиц всегда будет оставаться величиной второго порядка малости по отношению к малым параметрам  $\{v_0, \tau\}$ . Это означает, что рассматриваемые частицы принципиально не могут быть разделены в приближении первого порядка, что в свою очередь приводит к потере информации о первоначальной

временной структуре пучка, вызванной разбросом фотоэлектронов по скоростям. Эта абберация является неустранимой, если только не имеет место определенный разрыв напряженности электрического поля, такой, чтобы не выполнялись условия упомянутой теоремы.

### Устранение временной хроматической абберации в разрывных электрических полях

В терминах разложения времени прихода (2), приведенные в предыдущем разделе рассуждения приводят к такому выводу, что на любой пересекаемой пучком поверхности, включая поверхность детектора, это разложение содержит члены первого порядка по  $\tau$  и  $v_0$  в виде линейной комбинации, заключенной в квадратные скобки:

$$T(\tau, v_0) = T_0 + M_T[\tau - (m / eE_0)v_0] + \dots, \quad (3)$$

где коэффициент  $M_T$  представляет собой “временное увеличение”, которое (в общем случае зависящее от времени полей) может быть отлично от единицы. Исключением являются лишь области, где скорость пучка меньше или сравнима с начальным разбросом скоростей. Например, непосредственно на катоде  $T = \tau$ , а зависимость от начальной скорости не имеет места. Ниже показано, как можно использовать этот факт для “разделения” электронов по времени эмиссии независимо от их начальных скоростей.

Попытаемся найти класс разрывов напряженности электрического поля, в присутствии которых разложение (3) не имеет места. Рассмотрим систему, изображенную на рис. 2 и состоящую из фотокатода, сетки, играющей роль электронного зеркала, и экрана. Важной особенностью этой системы является то, что потенциал сетки равен потенциалу катода, и энергия электронов в плоскости сетки в точности равна их начальной энергии. Обозначим напряженность электрического поля слева и справа от сетки, соответственно, как  $E_1$  и  $E_2$ . Можно ли найти такие значения этих величин, при которых время пролета от катода до экрана для всех составляющих пучок частиц будет одинаковым, по крайней мере, в приближении первого порядка по начальной скорости  $v_0$ ?

Сразу же после того как пучок покидает фотокатод, частица с начальной скоростью  $v_0 > 0$  опережает самую медленную частицу на время  $mv_0/eE_0$ . Вблизи сетки поведение траекторий аналогично тому, что имеет место вблизи катода, и на самой плоскости сетки это опережение возрастает еще на величину  $mv_0/eE_1$ . Однако частицы с ненулевой начальной скоростью проходят сквозь ячейки сетки (по крайней мере некоторые из них) и тратят дополнительное время

$2mv_0/eE_2$ , пропорциональное начальной скорости, на движение за сеткой. Таким образом, полное время пролета частицы от катода до экрана дается формулой:

$$T = T_0 + \tau + \left[ \frac{1}{E_0} + \frac{2}{E_1} - \frac{2}{E_2} \right] \frac{m}{e} v_0 + O(v_0^2), \quad (4)$$

в котором учтено, что на пути от сетки до экрана частицы еще раз ускоряются в поле  $E_1$ . Введя усредненное электрическое поле на сетке по формуле  $E_g = \sqrt{E_1 E_2}$ , положим величину разрыва поля равной

$$\Delta E = E_2 - E_1 = \frac{E_g^2}{2E_0}. \quad (5)$$

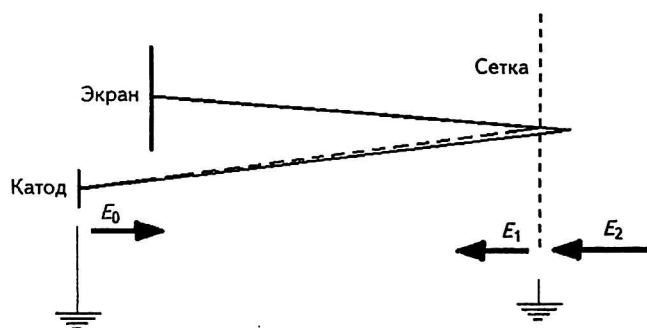


Рис. 2. Электронное зеркало с разрывным полем в точке поворота

При выполнении этого условия три члена в квадратных скобках в формуле (4) сокращаются, что соответствует полной компенсации временной хроматической aberrации первого порядка. Важно отметить, что этого эффекта нельзя достичь с помощью электронного зеркала с каким-либо гладким распределением поля, в точке поворота электронного пучка обязательно должен присутствовать определенный разрыв напряженности поля.

Нужное разрывное поле теоретически можно получить с помощью бесконечно мелкой сетки, однако в действительности мелкоструктурное электрическое поле ячеек конечной величины приводит к нежелательному рассеянию электронов, что препятствует полному устранению хроматической aberrации первого порядка. В связи с этим мы сконцентрируем внимание именно на ограничениях, налагаемых эффектом рассеяния.

Для проведения предварительных оценок мы можем рассматривать ячейку сетки размером  $d$  как тонкую круглую диафрагму, фокусное расстояние которой дается известной формулой [2]

$$f = \frac{4\varepsilon}{e\Delta E},$$

где  $\varepsilon$  — энергия пролетающей сквозь сетку частицы, которая по порядку величины равна на-

чальному энергетическому разбросу  $\delta\varepsilon$ . Величину угла рассеяния можно оценить как  $\delta\omega = d/2f = = e\Delta E d / 8\delta\varepsilon$ . Принимая во внимание, что сетка расположена в точке поворота пучка и, как следствие, большинство электронов проходят сквозь нее под большими углами к нормали, средний разброс нормальной компоненты скорости из-за эффекта рассеяния можно оценить как

$\delta v_{scatt} \sim \sqrt{2e\delta\varepsilon / m} \delta\omega$ . Подставив эту величину вместе со значением усредненного поля (5) в формулу Завойского-Фанченко (1), мы получаем соответствующий разброс времени пролета:

$$\delta T_{scatt} \approx \frac{m\delta v_{scatt}}{eE_g} \approx \frac{1}{8} \sqrt{\frac{m}{2\delta\varepsilon}} \frac{E_g}{E_0} d. \quad (6)$$

Необходимо отметить, что обусловленный эффектом рассеяния разброс времени пролета (6) не может быть устранен, поскольку рассеяние частиц на сетке носит случайный характер, и угол отклонения траектории не определяется ни начальной скоростью частицы, ни временем ее старта. Тем не менее, использование сеток заменяет проблему увеличения прикатодной напряженности поля проблемой создания мелкоструктурных сеток. Как будет показано ниже, использование достаточно мелких сеток при правильном выборе величины разрыва поля на них позволяет добиться существенного улучшения временного разрешения электронных трубок.

### Сеточный фотокатод

Отметим, что описанная выше система с сеткой никогда не будет работать на практике. Малейший перекосяк сетки делает нормальную к ее поверхности компоненту скорости электронов недостаточной для того, чтобы пучок мог проникнуть в область разрывного поля. Поэтому неточность сборки, составляющая доли микрона, полностью подавит эффект компенсации временной хроматической aberrации первого порядка. Другой сложностью является то, что тонкая сетка имеет весьма ограниченную электрическую проводимость, а потому заряд электронного пучка вызовет значительное рассогласование потенциала сетки с потенциалом катода, что также недопустимо. Замечательный выход был предложен в работе [3] — авторы этого изобретения объединили сетку и фотокатод в одно целое. Предложенная идея состоит в нанесении фоточувствительного слоя на поверхность мелкоструктурной сетки со стороны, противоположной экрану, как показано на рис. 3, б. Электрическое поле  $E_1$  возвращает эмитированные электроны назад на сеточный фотокатод, и, по крайней мере, часть из них проходит через ячейки сетки. Эти электроны ускоряются в сторону экрана электрическим полем с прикатодной напряженностью  $E_0$ .

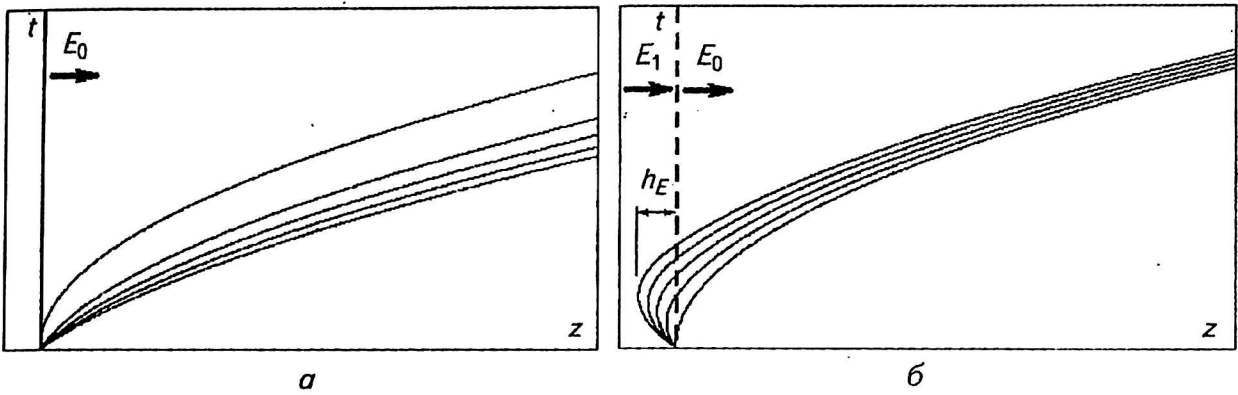


Рис. 3. Электронные траектории, стартующие с обычного (а) и сеточного (б) фотокатодов. Начальные энергии для показанных траекторий составляют арифметическую прогрессию

В случае идеальной бесконечно мелкой сетки движение электронов по левую сторону от нее может рассматриваться как происходящее в однородном электрическом поле. Частица с нормальной компонентой начальной скорости  $v_0$  проводит слева от сеточного катода дополнительное время, равное  $\Delta T = 2mv_0/eE_1$ . Легко можно показать, что в этом случае отношение напряженностей поля по обе стороны катода

$$E_1/E_0 = 2 \quad (7)$$

является условием исчезновения временной хроматической aberrации первого порядка.

Преимущество сеточного фотокатода перед обычным иллюстрирует рис. 3. Временной разброс электронов, эмитированных обычным фотокатодом (см. рис. 3, а), имеет асимптотику  $\delta T \approx \sqrt{\delta\epsilon}$ , в то время как сеточный фотокатод дает пропорциональность  $\delta T \sim \delta\epsilon$ . Более того, коэффициент пропорциональности во втором случае положителен; другими словами, электрон, эмитированный с самой большой энергией, несколько отстает от остальных электронов в пучке и впоследствии может догнать их. Как показано в работе [2], это обстоятельство позволяет при определенных условиях избавиться также и от временной хроматической aberrации второго порядка.

Однако здесь мы ограничимся лишь рассмотрением aberrации первого порядка и сфокусируем внимание на эффекте рассеяния как на главном факторе, ограничивающем временное разрешение электронных трубок. Для оценки мелкости сеточного фотокатода, необходимой для достижения разрешения самых современных трубок с обычными фотокатодами, воспользуемся выражением (6). Оценивая усредненное поле на катоде по формуле (7) как  $E_g = \sqrt{2E_0}$  и подставляя типичное значение энергетического разброса  $\delta\epsilon \approx 0,5$  эВ, мы приходим к выводу, что для достижения временного разрешения  $\delta T \approx 150$  фс необходимо использовать сетку с периодом  $d \approx 0,35$  мкм. Хотя самые мелкие сетки, применяющиеся в

электронной оптике в наши дни, имеют размер ячейки несколько микрон, современные достижения микролитграфии и микромеханики позволяют надеяться, что субмикронные сетки, специально ориентированные на проведение измерений с высоким временным разрешением, могут быть созданы в самом ближайшем будущем.

### Численный расчет сеточного фотокатода

Выражение (6) пригодно только для весьма грубых оценок. Чтобы убедиться в том, что идея сеточного фотокатода действительно плодотворна, необходимо провести аккуратное математическое моделирование рассеяния электронов. Первый шаг состоит в вычислении потенциала "микроскопического" поля в непосредственной близости ячеек сетки, для чего требуется решить трехмерную электростатическую задачу. Для этого мы использовали пакет для трехмерных электростатических расчетов [4], реализующий метод поверхностного заряда. Центральная идея метода состоит в нахождении такого распределения плотности электрического заряда  $\sigma$  на поверхности электродов  $\Gamma$ , которое удовлетворяло бы интегральному уравнению

$$\iint_{\Gamma} G_{PQ} \sigma(Q) dQ = \Phi(P), \quad G_{PQ} = \frac{1}{|P-Q|}, \quad (8)$$

где точки  $P$  и  $Q$  лежат на поверхности  $\Gamma$ , а кулоновская функция Грина  $G_{PQ}$  представляет собой просто величину, обратно пропорциональную расстоянию между этими точками.

Правой частью интегрального уравнения (8) является известное распределение потенциала на электродах. Как только плотность заряда найдена, электрический потенциал любой точки трехмерного пространства может быть легко вычислен с помощью кулоновского интеграла, аналогичного левой части уравнения. Полученное таким образом решение задачи электростатики автоматически удовлетворяет условию убывания потенциала на бесконечности

$$\Phi(\mathbf{P}) = O\left(\frac{1}{|\mathbf{P}|}\right), \quad \text{когда } |\mathbf{P}| \rightarrow \infty, \quad (9)$$

поэтому уравнение (8) имеет смысл только для электростатической системы конечного размера. Хотя математическая модель, пригодная для описания сеток, содержит бесконечный набор периодически повторяющихся ячеек, это уравнение все же может быть непосредственно использовано для расчета поля сетки, если выделить ее участок, содержащий лишь несколько соседних ячеек [2]. Другой, более последовательный подход к расчету микроскопического поля сетки состоит в явном наложении условия периодичности на функцию Грина. Это существенно ускоряет вычисления благодаря уменьшению рассматриваемой области до размеров лишь одной ячейки, а также позволяет избавиться от искусственного параметра, такого как число соседних ячеек, участвующих в трехмерном расчете.

Рассмотрим периодическую функцию Грина, построенную суммированием кулоновских вкладов от бесконечного двумерного массива точек, принадлежащих разным ячейкам:

$$G_{PQ}^{(periodic)} = \sum_{i,j=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{|\mathbf{P} - (\mathbf{Q} + i\mathbf{A} + j\mathbf{B})|},$$

где векторы  $\mathbf{A}$  и  $\mathbf{B}$  составляют элементарную ячейку сетки, как показано на рис. 4. Далее мы будем рассматривать случай прямоугольной ячейки, для которой эти векторы ортогональны и имеют длины  $|\mathbf{A}| = a$  и  $|\mathbf{B}| = b$ . Вводя прямоугольную систему координат, ось  $z$  которой ортогональна плоскости сетки, мы можем написать

$$G^{(periodic)}(x, y, z) = \sum_{i,j=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{(x - ia)^2 + (y - jb)^2 + z^2}}. \quad (10)$$

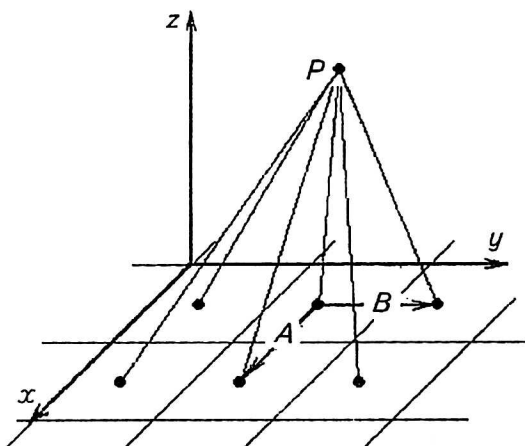


Рис. 4. К расчету периодической функции Грина путем кулоновских суммирований вкладов двумерного массива источников поля

Все слагаемые ряда (10) удовлетворяют уравнению Лапласа всюду, кроме точек с координатами

вида  $x = ia$ ,  $y = jb$ ,  $z = 0$ , в окрестности которых они имеют асимптотику потенциала точечного заряда. Тем не менее, ряд (10) расходится. С физической точки зрения его расходимость связана с невозможностью наложения условия (9) на бесконечности — правильное условие должно быть похожим на асимптотику электрического поля равномерно заряженной бесконечной пластины:

$$G_{PQ}^{(periodic)} \approx \begin{cases} -E_1 z, & z \ll -d \\ -E_2 z, & z \ll +d \end{cases}, \quad (11)$$

где  $E_1$  и  $E_2$  — асимптотические напряженности по обе стороны от сетки.

Можно легко проверить, что “перенормированная” функция Грина вида

$$G^{(grid)}(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} + \lim_{M \rightarrow \infty} \times \sum_{0 < i^2 + j^2 < M^2} \left( \frac{1}{\sqrt{(x - ia)^2 + (y - jb)^2 + z^2}} - \frac{1}{\sqrt{i^2 a^2 + j^2 b^2}} \right) \quad (12)$$

удовлетворяет всем необходимым условиям: эта функция является периодической; она удовлетворяет уравнению Лапласа во всех регулярных точках; имеет правильный вид сингулярности в нуле; удовлетворяет условию (11) на бесконечности со значениями констант  $E_1 = 2\pi/ab$  и  $E_2 = -2\pi/ab$ .

Ряд (12) отличается от ряда (10) на константу, хотя и бесконечную, но не зависящую от координат. Для вычисления функции Грина на компьютере удобно просуммировать обрезанный ряд, скажем при  $M = 100$ , а затем прибавить остаток, вычисленный с помощью интеграла. Такой подход дает точность не ниже  $10^{-5}$ . Для ускорения вычислений мы заранее рассчитывали функцию в узлах достаточно мелкой сетки, после чего применяли интерполяцию.

Теперь становится возможным сконструировать как симметричное, так и антисимметричное решения уравнения Лапласа, соответствующие нулевому потенциалу сетки. Сначала мы решаем интегральное уравнение

$$\iint_{\Gamma} G^{(grid)}(\mathbf{P} - \mathbf{Q}) \sigma_1(\mathbf{Q}) d\mathbf{Q} = 1, \quad (13)$$

которое должно удовлетворяться для всех точек  $\mathbf{P}$  на поверхности сетки в пределах одной ячейки, ограниченной неравенствами  $-a/2 < P_x < a/2$  и  $-b/2 < P_y < b/2$ . Интегрирование проводится по той же части поверхности. Пусть решением (13) является распределение потенциала  $\tilde{\Phi}_1$ . Определим симметричное решение как функцию

$$\Phi_s(\mathbf{P}) = \frac{ab}{2\pi q_1} [\tilde{\Phi}_1(\mathbf{P}) - 1],$$

где  $q_1 = \iint_{\Gamma} \sigma_1(\mathbf{Q}) d\mathbf{Q}$ .

Эта функция обращается в нуль на поверхности ячеек сетки и имеет асимптотическое поведение  $\Phi_s \sim -|z| + \Phi_{s0} + \dots$ . Константа  $\Phi_{s0}$ , будучи умноженной на разность напряженности поля по обе стороны сетки, определяет так называемый сдвиг эффективного потенциала.

Антисимметричное решение может быть получено из интегрального уравнения

$$\iint_{\Gamma} G^{(grid)}(\mathbf{P} - \mathbf{Q}) \sigma_2(\mathbf{Q}) d\mathbf{Q} = P_z,$$

где в правой части стоит  $z$ -координата точки с последующим преобразованием его решения  $\tilde{\Phi}_2$  по формуле

$$\Phi_a(\mathbf{P}) = [\tilde{\Phi}_2(\mathbf{P}) - P_z] - \frac{q_2}{q_1} [\tilde{\Phi}_1(\mathbf{P}) - 1]$$

где  $q_2 = \iint_{\Gamma} \sigma_1(\mathbf{Q}) d\mathbf{Q}$ .

Антисимметричное решение имеет асимптотику  $\Phi_a \sim -z + \Phi_{a0} + \dots$ . Распределение потенциала для любых произвольных асимптотических напряженностей поля можно представить в виде линейной суперпозиции этих двух решений:

$$\Phi = \frac{E_2 - E_1}{2} \Phi_s + \frac{E_1 + E_2}{2} \Phi_a.$$

### Результаты численного моделирования

Мы провели численное исследование двух типов сеточных фотокатодов (рис. 5). Сетка первого типа (А) состоит из пересекающихся прутьев круглого сечения. Второй вариант (Б) представляет собой массив отверстий, протравленных в тонкой пленке из проводящего материала.

Был просчитан набор траекторий электронов, стартующих с одной из сторон сетки. Некоторые из них представлены на рис. 5. В случае (А) плотность эмитируемых частиц была взята пропорциональной  $\cos \vartheta$ , где  $\vartheta$  — угол между нормалью к поверхности и осью  $Z$ , что соответствует реальной ситуации, когда фотоэмиссия вызывается падающим нормально на поверхность сетки оптическим излучением. Энергетическое и угловое распределения фотоэлектронов было взято в форме

$$f(\varepsilon, \theta) \sim \varepsilon(\varepsilon - \varepsilon_m) \cos^3 \theta d\Omega,$$

где  $0 < \varepsilon < \varepsilon_m$  — начальная энергия фотоэлектрона;  $\theta$  — угол между нормалью к поверхности и вектором начальной скорости;

$d\Omega$  — элемент телесного угла. Максимальная начальная энергия  $\varepsilon_m$  была взята равной 0,5 эВ.

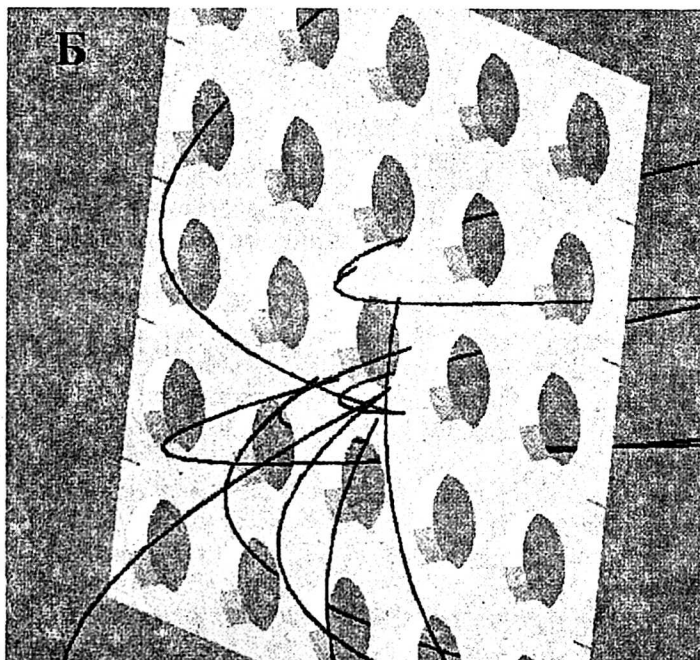
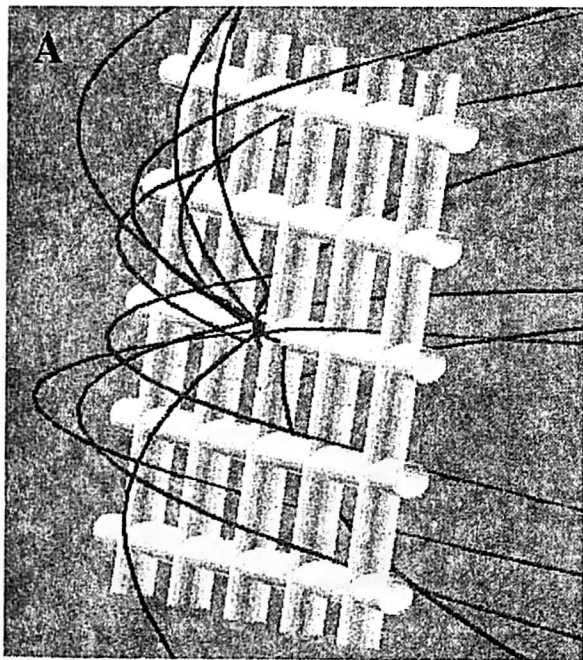


Рис. 5. Два типа сеточных фотокатодов: пересекающиеся прутья (А) и тонкая пленка с отверстиями (Б). Показаны некоторые траектории электронов

Для двух рассматриваемых случаев размер ячейки был взят  $a = b = 100$  нм. На рис. 6 представлены гистограммы времени прихода (в первом порядке) частиц с одним и тем же временем старта с поверхности сеточного фотокатода. Ноль горизонтальной оси соответствует времени прихода воображаемой частицы, движущейся в однородном поле  $E_0$  с нулевой начальной энергией.

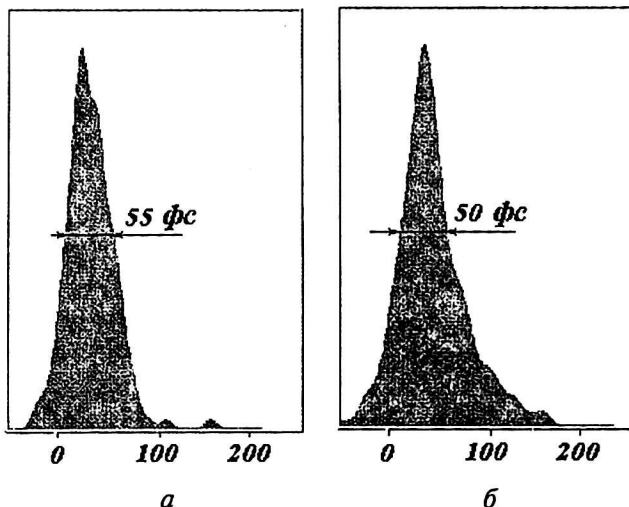


Рис. 6. Распределение частиц по времени пролета для сеточных фотокатодов с учетом рассеяния.

По горизонтальной оси — относительное время прихода в фемтосекундах, по вертикальной оси — число частиц с учетом модельного распределения по начальным условиям

Ширина на уровне 50 % для обеих сеток оказалась сравнимой по величине и практически независимой от напряженности поля  $E_0$  в широком диапазоне от 300 до 3000 В/мм при условии, что в соответствии с (7) поле на обратной стороне  $E_1$  было ровно в два раза сильнее, чем  $E_0$ . Используя оценку (6) и наши численные результаты, мы теперь можем записать более точное и лучше обоснованное выражение для ширины распределения времени пролета на уровне 50 %:

$$\delta T_{50\%} \approx 1,7 \cdot \frac{d}{8\sqrt{2\varepsilon_0 / m}}$$

Для сеточных катодов с размером ячейки  $d = 100$  нм мы получили величину временного разброса около 50 фс. Стоит сравнить эту величину с соответствующей шириной на уровне 50 % для обычного фотокатода, которая при напряженности поля  $E_0 = 3000$  В/мм превышает 400 фс.

### Выводы

1. Временная хроматическая aberrация первого порядка может быть устранена в квазиразрывном электрическом поле, создаваемом сеткой, потенциал которой равен потенциалу катода, в частности, когда сам катод выполнен в виде мелкоструктурной сетки.

2. Временное разрешение электронной трубки в этом случае определяется прежде всего рассеянием электронов на самой сетке и тем выше, чем мельче сетка. Применение сеточного катода с размером ячейки около 100 нм может обеспечить временное разрешение до 50 фс, что значительно превышает разрешение современных трубок.

3. Описан алгоритм расчета электрического поля трехмерных периодических структур. Этот подход оказался весьма эффективным для компьютерного моделирования “микроскопического” поля мелкоструктурных сеток.

### Литература

1. Завойский Е. К., Фанченко С. Д. // Доклады Академии наук СССР. 1956. № 108(2). С. 218—221.
2. Брюхневич Г. И., Миллер В. А., Смолкин Б. Д., Степанов Б. М.: А. с. 791100 СССР, 1979.
3. Гринфельд Д. Э., Монастырский М. А. // Прикладная физика, 2002. № 3. С. 43—54.
4. Read F. H., Bowring N. J., Bullivant P. D., Ward R. R. A. // Nuclear Instr. and Meth. in Physics Research, Sec. A, 1999. № 427. P. 363—367.

## A grid photocathode free of the first-order temporal chromatic aberration

D. E. Greenfield

Research and Production Center “Orion”, Moscow, Russia

M. A. Monastyrsky, V. A. Tarasov

General Physics Institute, Russian Academy of Science, Moscow, Russia

*The paper is devoted to the problem of temporal resolution in electron-optical streak tubes intended for ultrafast processes investigation. The temporal resolution threshold of about 150—200 femtoseconds can be hardly overcome without a principally new approach to the design of electron-optical scheme of such tubes. One of the possibilities, namely the use of a photocathode having rather fine grid structure, is numerically analyzed on the basis of 3D field calculations.*