

КРИТЕРИИ И ПРИНЦИПЫ ОПТИМИЗАЦИИ КОНЦЕНТРИРУЮЩИХ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

С. П. Събчевски, Г. М. Младенов

Получены формулы, отражающие зависимость конфигурации активной зоны электронного пучка от его характеристической длины. Предложено в качестве критерия (наряду с известными) при проектировании и оптимизации концентрирующих электронно-оптических систем для электронно-лучевых технологических процессов использовать характеристическую длину, при которой получается подходящая (для конкретного процесса) конфигурация активной зоны. Предложен подход к проектированию и оптимизации таких систем.

Введение

Для целого ряда физических исследований и их технического применения характерно использование электронных пучков, обладающих высокой направленностью энергетического потока. Примером в этом отношении могут служить электронно-лучевые технологии (сварка, размерная обработка, плавка и др.) [1], которые все шире внедряются в промышленность. Это стимулирует интерес многих исследователей к проблемам, связанным с формированием таких пучков. Для этой цели используют электронные пушки, в которых концентрирование пучка является основным требованием к электронно-оптической системе (ЭОС). При этом отметим, что оптика концентрирующих систем [2] отличается от оптики систем, предназначенных для создания или масштабного переноса изображений. Кроме того, геометрическая электронная оптика, а также методы компьютерного моделирования, основанные только на траекторном анализе, являются непригодными еще и потому, что не дают возможность сформулировать удобные и информативные критерии для сравнения, оценки и оптимизации пучков и формирующих систем, обеспечивающих высокую направленность потока заряженных частиц.

Аппарат фазового анализа [3-5], развитый главным образом в целях физики ускорителей, предоставляет мощные средства для описания и исследования рассматриваемых пучков. Конкретные его применения обсуждаются в [6-8]. Важность таких инвариантных величин, как приведенная электронная яркость и нормированный эмиттанс, для оценки и сравнения различных формирующих систем, а также для прогнозирования предельных технологических возможностей пучков, полученных с их помощью, отмечается в [1, 9, 10].

Существующие (в том числе ранее предложенные нами [8, 9]) критерии для оценки электронных пучков связаны с величиной их фазового объема и обусловлены значениями эмиттанса и яркости. Вопросы, связанные с формой фазового контура (диаграммы эмиттанса), затрагивались лишь с точки зрения задачи согласования эмиттанса пучка с аксептансом системы. С другой стороны, известно, что с помощью специальных электронно-оптических устройств можно изменять форму диаграммы эмиттанса. В связи с этим представляется интересным показать, каким образом изменяются важные для конкретного применения параметры пучка при преобразовании формы его фазового контура.

В данной работе предлагается подход к оптимизации концентрирующих электронно-оптических систем, формирующих пучки типа «электронный зонд». Такие пучки широко используются для электронно-лучевой сварки, термической резки и электронно-лучевой поверхностной модификации материалов. Основные цели, преследуемые при проектировании и оптимизации технологических ЭОС для этих процессов, заключаются в достижении максимальной электронной яркости и длины зоны (активной зоны), в которой плотность мощности превышает определенное критическое значение [13].

1. Зависимость длины и формы активной зоны от характеристической длины электронного пучка

Рассмотрим аксиально-симметричный электронный пучок с радиальной координатой r и продольной осью z , распространяющийся в свободном от полей дрейфовом пространстве. В соответствии с этими обозначениями электронные траектории в сечении $z = \text{const}$ могут быть представлены на фазовой плоскости $r0r'$ точками с координатами r и $r' = dr/dz$. Форма области, занимаемая этими точками, характеризует свойства пучка в целом и определяется видом функции $f(r, r')$, описывающей распределение фазовой плотности. В общем случае форма фазовых контуров, для которых $f(r, r') = m_i/m_i = \text{const}$, $i = 1, 2, \dots$, может быть иррегулярной. Поэтому удобно использовать аппроксимации, позволяющие вместо реальных распределений рассматривать соответствующие фазовые, контуры которых имеют правильную форму. Исходя из этого и следуя аргументации, приведенной в [10], примем в качестве $f(r, r')$ двумерное нормальное распределение с дисперсиями σ_r^2 и $\sigma_{r'}^2$. Данный подход позволяет при анализе эволюции фазовых контуров воспользоваться известным методом эллипсов [3].

В данном приближении эмиттанс, соответствующий центральной части пучка, содержащей определенную долю q полного тока I , определяется соотношением [10]

$$\varepsilon_q = c^2 \sigma_{r_0} \sigma_{r'_0}, \quad (1)$$

где $c^2 = -2 \ln(1-q)$. Здесь σ_{r_0} и $\sigma_{r'_0}$ — параметры распределения в кроссовере. Их отношение

$$\lambda = \frac{\sigma_{r_0}}{\sigma_{r'_0}} \quad (2)$$

представляет собой характеристическую длину пучка и является характеристикой формы (эксцентриситет) эллиптического фазового контура. От λ зависит также и форма огибающей электронного пучка [2].

Распределение плотности мощности $p(r, z)$ соответствует распределению плотности тока $j(r, z)$ в соответствии с определением $p(r, z) = Uj(r, z)$, где U — ускоряющая разность потенциалов, пройденная частицами пучка. При этом не учитывается разброс электронов по энергиям. В рамках используемого приближения плотность тока на расстоянии z от кроссовера (с учетом результатов, приведенных в [10]) может быть представлена в виде

$$j(r, z) = \frac{I}{\pi(\sigma_{r_0}^2 + z^2\sigma_{r'_0}^2)} \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma_{r_0}^2 + z^2\sigma_{r'_0}^2}\right). \quad (3)$$

Используя (2) и (3), получаем

$$p(r, z) = \frac{UI\lambda}{\pi\sigma_{r_0}\sigma_{r'_0}(\pi^2 + z^2)} \exp\left[-\frac{\lambda r^2}{\sigma_{r_0}\sigma_{r'_0}(\lambda^2 + z^2)}\right]. \quad (4)$$

Найденное таким образом выражение отражает зависимость распределения плотности мощности от параметров распределения σ_{r_0} и $\sigma_{r'_0}$ в кроссовере и от характеристической длины пучка λ . Так как в силу теоремы Лиувилля произведение $\sigma_{r_0}\sigma_{r'_0}$ постоянно и, согласно (1), равно эмиттансу $\varepsilon_k = \varepsilon_{0, \text{эв}}$, соответствующему 39 % полного тока пучка, удобно записать (4), используя этот инвариант (константу диаграммы эмиттанса) пучка, в виде

$$p(r, z) = \frac{UI_1}{\pi \varepsilon_k (\lambda^2 + z^2)} \exp \left[-\frac{\lambda r^2}{\varepsilon_k (\lambda^2 + z^2)} \right]. \quad (5)$$

Форма области, полученной при пересечении осесимметричной активной зоны с любой меридиальной плоскостью пучка определяется кривой, соединяющей точки, для которых $p(r, z) = p_{кр}$, где $p_{кр}$ — критическая плотность мощности. Уравнение этой кривой получим из (5), подставляя $p_{кр}$ вместо $p(r, z)$,

$$r(p = p_{кр}) = \sqrt{\frac{\varepsilon_k (\pi^2 + z^2)}{\lambda} \ln \left(\frac{a}{\lambda^2 + z^2} \right)}, \quad (6)$$

где $a = UI_1 / \pi \varepsilon_k p_{кр}$.

В любом сечении по длине активной зоны условие $p \geq p_{кр}$ выполняется для определенной доли Q полного тока пучка. При этом Q изменяется от сечения к сечению ввиду зависимости распределения плотности тока от z в соответствии с выражением

$$Q = 1 - \frac{\lambda^2 + z^2}{a\lambda}. \quad (7)$$

При $\lambda < e^{-1}a \approx 0.37a$ положение z ($r = r_{max}$) максимального значения r_{max} радиального размера активной зоны не совпадает с плоскостью кроссовера

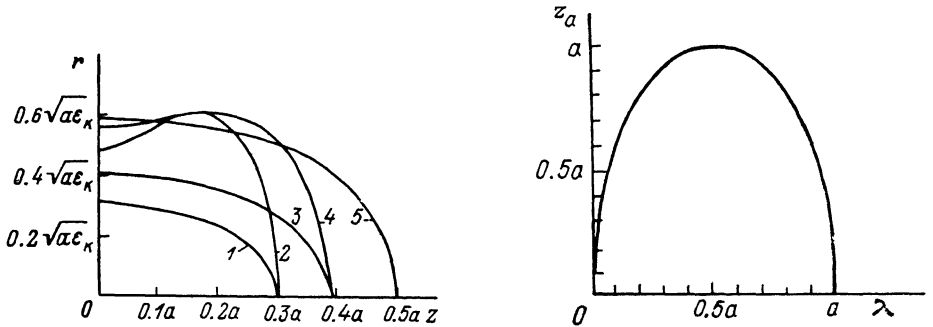


Рис. 1. Зависимость конфигурации активной зоны (представлена только часть, расположенная в первом квадрате) от характеристической длины электронного пучка λ : $0.9a$ (1), $0.1a$ (2), $0.815a$ (3), $0.185a$ (4), $0.5a$ (5).

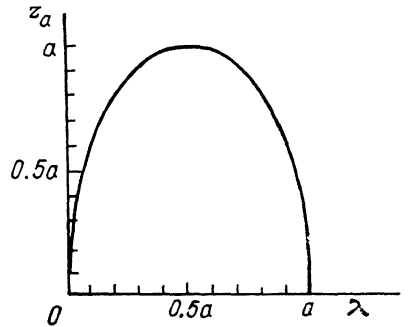


Рис. 2. Зависимость длины активной зоны от характеристической длины электронного пучка.

$z=0$. Более того, в интервале $0 < \lambda < 0.5e^{-1}a$ с увеличением λ растет расстояние z ($r = r_{max}$). Для $\lambda = 0.5e^{-1}a$ это расстояние максимально и равно z_{max} ($r = r_{max}$) $= 0.5e^{-1}a$. В интервале $0.5e^{-1}a < \lambda < e^{-1}a$ имеет место противоположная зависимость. После $\lambda > e^{-1}a$ радиальный размер активной зоны максимален в кроссовере и монотонно уменьшается с удалением от него. Зависимость формы активной зоны от характеристической длины λ представлена на рис. 1.

Из (6) следует, что длина активной зоны (с учетом ее симметрии относительно плоскости кроссовера) равна

$$z_a = 2\sqrt{a\lambda - \lambda^2}. \quad (8)$$

Анализ (8) позволяет сделать следующие выводы. Длина активной зоны зависит от полной мощности пучка, критической мощности, величины эмиттанса и характеристической длины или, другими словами, не только от величины площади, но и от формы фазового контура, ограничивающего эмиттанс. Очевидно, характеристическая длина $\lambda = 0$ может иметь место только для гомеоцентрического электронного пучка с нулевым эмиттансом. Для реальных пучков всегда $\lambda > 0$. Случай $\lambda = a$ соответствует электронному пучку, для которого условие $p = p_{кр}$ выполняется только в сечении, находящемся в плоскости кроссовера. При $\lambda > a$ нигде вдоль оси z условие $p \geq p_{кр}$ не выполняется. Для всех остальных значений характеристической длины λ в интервале $(0, a)$ длина активной зоны имеет конечную величину. При неизменном значении эмиттанса

С уменьшением λ уменьшается сечение пучка и увеличивается максимальная плотность мощности в кроссовере. Одновременно с этим растет скорость, с которой увеличивается сечение пучка при удалении от кроссовера. Первая тенденция способствует увеличению, а вторая — уменьшению длины активной зоны. Наоборот, при увеличении характеристической длины растет площадь сечения пучка в кроссовере (уменьшается плотность мощности), но уменьшается скорость нарастания сечения пучка. Наличие этих противоположных тенденций в зависимости $z = f(\lambda)$ объясняет существование экстремума (рис. 2). При этом легко можно показать, что при

$$\lambda = \lambda_{\text{opt}} = 0.5a = \frac{UI}{2\pi\varepsilon_k P_{\text{кр}}} \quad (9)$$

длина активной зоны максимальна и равна

$$z_{a, \text{max}} = \frac{UI}{\pi\varepsilon_k P_{\text{кр}}}. \quad (10)$$

Учитывая возможность изменять характеристическую длину пучка λ при помощи электронно-оптических устройств, отметим важное практическое значение полученных зависимостей.

2. Подход к оптимизации концентрирующих электронно-оптических систем

Технологические ЭОС, создающие электронные пучки с высокой направленностью, как правило, состоят из электростатической части и транспортирующей системы. Разница между ними связана с характером эволюции фазового объема пучка. В электростатической части пушки, где, собственно, осуществляются ускорение электронов и формирование пучка, изменяется как величина, так и форма фазового объема. Во второй части используются магнитные линзы, системы отклонения и сканирования, стигматоры и др., с помощью которых обеспечиваются необходимые преобразования и транспортировка пучка до места его технологического воздействия. При этом в первом приближении величина фазового объема остается постоянной, а изменяется лишь его конфигурация. Это позволяет при оптимизации ЭОС использовать принцип декомпозиции, предусматривающий разбиение процесса на два этапа: оптимизации электростатической части и оптимизации системы, предназначенной обеспечить необходимое преобразование фазового объема и транспортировку пучка.

Основной целью процесса оптимизации на первом этапе должно быть нахождение таких конфигураций и взаимных расположений электродов с определенными потенциалами, при которых получаются электронные пучки с максимальной направленностью. Для оценки текущего варианта в качестве критериев удобно использовать нормированный эмиттанс и приведенную электронную яркость, рассчитанных на основе фазового анализа пучка [9, 10]. При этом должен быть удовлетворен еще ряд специфических требований, вытекающих из конкретного применения. Так, например, при оптимизации электронной пушки для сварки необходимо обеспечить эффективное управление током пучка за счет изменения потенциала управляющего электрода (модулятора) в заранее заданном интервале.

Структура, т. е. состав и взаимосвязь между отдельными элементами транспортирующей системы технологических ЭОС, обычно известна из опыта и определяется конкретным применением. Например, концентрирующие системы для размерной обработки и сварки состоят из одной или нескольких фокусирующих магнитных линз, системы отклонения электронного пучка, системы юстировки и т. д. Каждое из этих электронно-оптических устройств характеризуется определенными параметрами. Примером этого могут быть оптическая сила магнитной линзы, расстояния, характеризующие ее положения относительно остальных устройств, и др. В ходе проектирования и оптимизации требуется найти весь набор подобных параметров, однозначно определяющих всю систему, т. е. осуществить параметрический синтез транспортирующей системы. Эти параметры должны быть такими, какие могут обеспечить на выходе из системы

пучок с подходящей для конкретного технологического процесса активной зоны. С точки зрения матричного формализма [11, 12] процесс синтеза заключается в определении элементов матрицы преобразования M

$$\begin{pmatrix} r_f \\ r'_f \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} r_i \\ r'_i \end{pmatrix}, \quad (11)$$

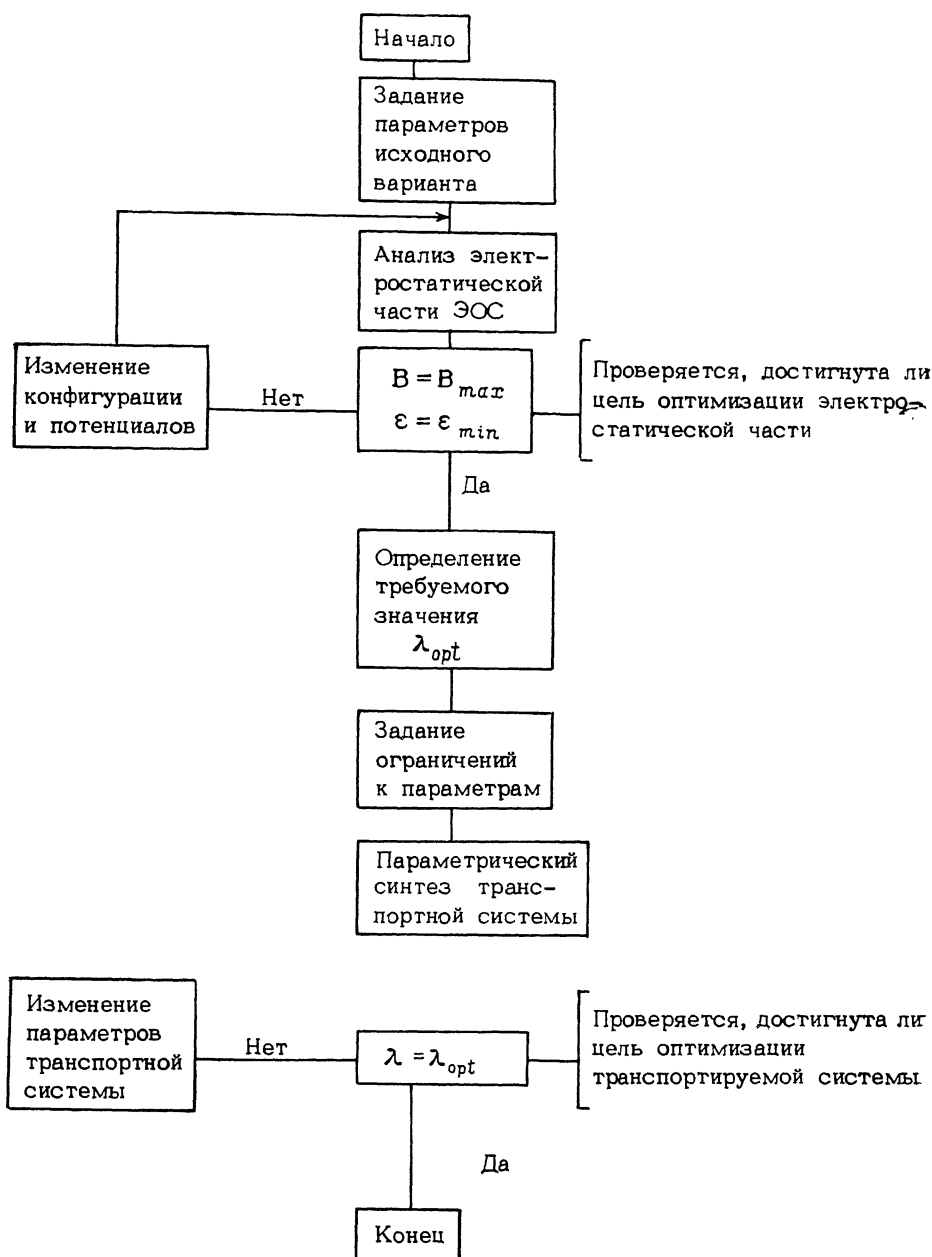


Рис. 3. Алгоритм оптимизации концентрирующих электронно-оптических систем.

где индексы i и f относятся ко входу и выходу системы транспортировки пучка. Здесь

$$M = M_N \dots M_{k+1} M_k \dots M_2 M_1, \quad (12)$$

где M_k ($k=1, 2, \dots, N$) — матрица преобразования k -того элемента.

Основные этапы предлагаемого алгоритма оптимизации центрирующихся ЭОС основаны на принципах декомпозиции и параметрического синтеза (рис. 3). После нахождения оптимальной (с точки зрения минимального эмиттанса и максимальной яркости, а также с точки зрения специфических требований) электростатической части ЭОС необходимо перейти к выяснению требований к форме и размерам активной зоны пучка. Исходя из конкретного применения определяется λ_{opt} . Далее следует задать все ограничения к параметрам электронно-оптических устройств, входящих в состав транспортирующей системы. В простейшем, но важном для практики случае, когда вся транспортирующая система состоит только из одной линзы и двух прилегающих с обеих сторон дрейфовых промежутков длиной L_1 и L_2 , матрица M имеет следующий вид:

$$M = \begin{pmatrix} 1 - L_2/F & L_1 + L_2 - L_1 L_2/F \\ -1/F & 1 - L_1/F \end{pmatrix}, \quad (13)$$

где F — фокусное расстояние линзы. Чтобы обеспечить преобразование пучка с характеристической длиной λ_i к пучку с характеристической длиной $\lambda_f = \lambda_{\text{opt}}$, в данном случае необходимо наряду с ограничениями к величинам L_1 , L_2 и F удовлетворить еще систему

$$\lambda_f = \mu^2 \lambda_i, \quad \mu^2 = (L_2 - F)/(L_1 - F), \quad F^2 = \mu^2 [(L_1 - F)^2 + \lambda_i^2]. \quad (14)$$

Для этого удобно использовать соответствующие протабулированные зависимости [13]. Изложенный подход к проектированию и оптимизации центрирующих технологических ЭОС применим к широкому классу узких гауссовских пучков, в которых отсутствует заметное влияние пространственного заряда (перванс меньше $10^{-8} A/B^{3/2}$) или он скомпенсирован, как это имеет место в рассматриваемых технологических пучках [14].

Заключение

Очевидно, сильная зависимость конфигурации активной зоны пучка от его характеристической длины может оказаться весьма существенной для целого ряда областей, в которых пространственное и угловое распределения электронов сильно связаны с характером и качеством электронно-лучевых процессов. В частности, учитывая эту зависимость, можно объяснить некоторые известные из практики электронно-лучевой сварки закономерности, связанные с изменением качества шва и глубины проплавления при управлении током магнитной линзы. В отличие от известных способов проектирования и оптимизации ЭОС предложенный подход в максимальной степени может быть связан с конкретными требованиями к пучку, вытекающими из его применения.

Литература

- [1] Орлинов В. И., Младенов Г. М. Электронии и йоннии методи и устройства за обработка и анализ на веществото. София: Техника, 1982.
- [2] Баранова Л. А., Явор С. Я. Электростатические электронные линзы. М.: Наука, 1986.
- [3] Лихтенберг А. Динамика частиц в фазовом пространстве. М.: Атомиздат, 1972.
- [4] Лоусон Дж. Физика пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1980.
- [5] Lejeune C., Aubert J. In: Advances in Electronics and Electron Physics, 1980, Suppl. 13A, p. 356.
- [6] Шпак Е. В., Явор С. Я. ЖТФ, 1984, т. 54, № 10, с. 1992—1993.
- [7] Карташев В. П., Котов В. И. Основы магнитной оптики пучков заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1984.
- [8] Младенов Г. М., Събчевски С. П., Попова Г. С. ЖТФ, 1986, т. 56, № 4, с. 652—659.
- [9] Младенов Г. М., Събчевски С. П., Попова Г. С. В кн.: Международная конференция по электронно-лучевым технологиям ЭЛТ (Варна-85). София, 1985, с. 73—84.
- [10] Младенов Г. М., Събчевски С. П., Вутова К. Ж. Болг. физ. журн., 1987, т. 14, № 1, с. 97—102.
- [11] Larson J. D. Nucl. Instrum. Meth., 1981, v. 198, p. 71—91.
- [12] Luccio A. U. Nucl. Instrum. Meth., 1970, v. 80, p. 197—204.
- [13] Arata Y., Ishimura T., Miyamoto I. Trans. of JWRI, 1973, v. 2, N 1, p. 7—15.
- [14] Ледовской В. П., Младенов Г. М. ЖТФ, 1970, т. 40, № 10.