

10; 12

© 1991 г.

ХРОМАТИЧЕСКАЯ АБЕРРАЦИЯ ЗОНДОФОРМИРУЮЩИХ СИСТЕМ МИКРОЗОНДОВЫХ ИОННО-ЛУЧЕВЫХ УСТАНОВОК (ИЛУ)

М. И. Виноградов

Рассмотрена хроматическая aberrация в одно- и двухлинзовых зондоформирующих системах ионно-лучевых установок. Приведены простые выражения для их оптимизации при размерах ионного зонда менее 0.2—0.3 мкм.

Введение

Микрозондовые ИЛУ с жидкометаллическими источниками ионов (ЖМИИ) получают все большее распространение в лабораторной практике и промышленности. Важными показателями качества таких ИЛУ являются диаметр зонда и плотность тока в нем, зависящие от характеристик и взаимного расположения электростатических линз и таких элементов ИЛУ, как источник ионов, обрабатываемый предмет и бланкирующее устройство. Характеристики применяемых в ИЛУ линз приводятся в ряде работ [3-8]. В то же время ионно-оптическая система (ИОС) разрабатывается заново для каждой вновь создаваемой ИЛУ в соответствии с предъявляемыми к установке требованиями.

Плотность тока в зонде заданного размера определяется хроматической и сферической aberrациями ИОС. Для типичных ИЛУ при диаметре зонда свыше 0.3—0.5 мкм обе эти aberrации вносят существенный вклад в размытие зонда. Оптимизация ИОС для этого случая рассмотрена в работах [2, 5, 9-12]. При диаметре зонда до 0.2—0.3 мкм вклад сферической aberrации мал и основную роль играет хроматическая aberrация ИОС.

Хроматическая aberrация однолинзовой ИОС

За исходное положение примем, что для электростатической линзы (рис. 1) справедливо соотношение

$$\frac{f_a}{a} + \frac{f_b}{b} = 1, \quad (1)$$

где f_a и f_b — фокусные расстояния линзы, индексы a и b здесь и в дальнейшем относятся к предметному пространству и пространству изображений соответственно.

Обозначив $f_b/f_a = \sqrt{U_b}/\sqrt{U_a} = m$, где U — потенциал пространства, запишем (1) в виде

$$\frac{1}{a} + \frac{m}{b} = \frac{1}{f_a}. \quad (2)$$

При постоянном a и изменении фокусного расстояния линзы имеем после преобразования

$$\frac{\Delta b}{b} = \frac{b}{mf_a} \frac{\Delta f_a}{f_a} - \frac{\Delta m}{m}. \quad (3)$$

Зависимость f_a от энергии ионов (в ограниченном интервале изменения U_b/U_a) можно аппроксимировать функцией

$$f_a = K \Phi_a^{c_f^*}, \quad (4)$$

где Φ_a — потенциал, соответствующий энергии ионов.

Тогда

$$\frac{\Delta f_a}{f_a} = C_f^* \frac{\Delta \Phi}{\Phi_a}, \quad (5)$$

где $\Delta \Phi$ характеризует разброс начальных энергий ионов.

Из (2) находим

$$\frac{b}{mf_a} = \frac{b}{am} + 1. \quad (6)$$

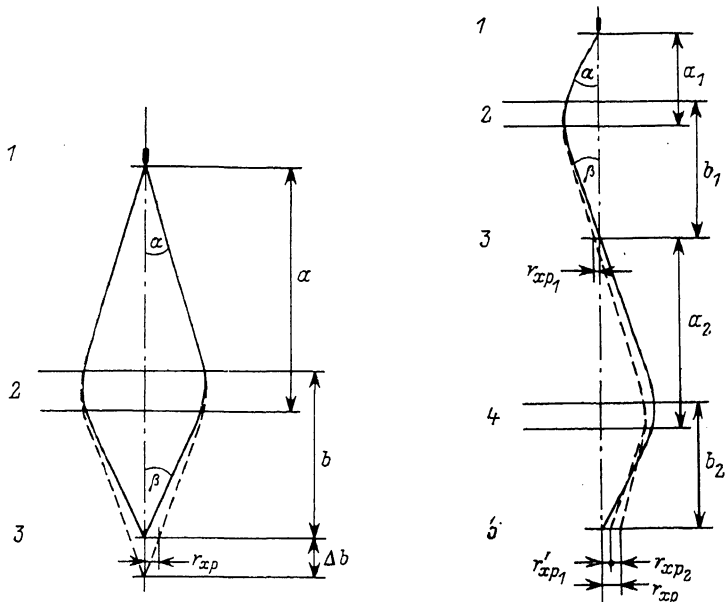


Рис. 1. Схема однолинзовой ИОС.

1 — ЖМИИ, 2 — главные плоскости линзы, 3 — гауссова плоскость изображения.

Рис. 2. Схема двухлинзовой ИОС с промежуточным кроссовером.

1 — ЖМИИ, 2 — главные плоскости конденсорной линзы, 3 — плоскость промежуточного изображения источника ионов, 4 — главные плоскости объективной линзы, 5 — гауссова плоскость изображения.

Изменение энергии ионов на величину, соответствующую $\Delta \Phi$, эквивалентно приращению на ту же величину потенциалов всех электродов линзы. Отсюда

$$\frac{U_b + \Delta \Phi}{U_a + \Delta \Phi} = \frac{U_b}{U_a} - \Delta \left(\frac{U_b}{U_a} \right). \quad (7)$$

Имея в виду, что $\Phi_a = U_a$, получаем из (7)

$$\frac{\Delta \Phi}{\Phi_a} = \frac{\Delta \left(\frac{U_b}{U_a} \right)}{\frac{U_b}{U_a} - 1} = \frac{\Delta (m^2)}{m^2 - 1} \quad (8)$$

или

$$\frac{\Delta m}{m} = x \frac{\Delta \Phi}{\Phi_a}, \quad (9)$$

где

$$x = \frac{m^2 - 1}{2m^2}.$$

Подставляя выражения из (5), (6) и (9) в (3), получаем

$$\Delta b = \frac{b}{a} \left[C_f^* \left(a + \frac{b}{m} \right) - \chi a \right] \frac{\Delta \Phi}{\Phi_a}. \quad (10)$$

Радиус кружка размытия в гауссовой плоскости изображения за счет хроматической аберрации (рис. 1)

$$r_{xp} = \Delta b \cdot \beta. \quad (11)$$

Учитывая, что $\beta = (a/b)\alpha$, находим из (10) и (11)

$$r_{xp} = \left[C_f^* \left(a + \frac{b}{m} \right) - \chi a \right] \frac{\Delta \Phi}{\Phi_a} \alpha \quad (12)$$

или

$$r_{xp} = C_f^* \left(\zeta a + \frac{b}{m} \right) \frac{\Delta \Phi}{\Phi_a} \alpha, \quad (13)$$

где $\zeta = 1 - (\chi/C_f^*)$.

Сравним (12) с обычно используемым выражением

$$r_{xp} = M C_{xp} \frac{\Delta \Phi}{\Phi_a} \alpha, \quad (14)$$

где M — линейное увеличение линзы,

$$C_{xp} = C_0 + \frac{C_1}{M} + \frac{C_2}{M^2}$$

— коэффициент отверстией хроматической ошибки.

Применяя теорему Лагранжа—Гельмгольца $M(a/b)m=1$, находим из (2)

$$a = f_a \frac{M+1}{M}, \quad b = f_a (M+1)m. \quad (15)$$

Подставляя в (12), получаем после преобразований

$$r_{xp} = M f_a \left[C_f^* + (2C_f^* - \chi) \frac{1}{M} + (C_f^* - \chi) \frac{1}{M^2} \right] \frac{\Delta \Phi}{\Phi_a} \alpha. \quad (16)$$

Сравнивая (14) и (16), находим

$$C_0 = f_a C_f^*, \quad C_1 = f_a (2C_f^* - \chi), \quad C_2 = f_a (C_f^* - \chi). \quad (17)$$

Выражение $C_f^* - \chi = C_2/f_a = C_f$ представляет собой коэффициент хроматической аберрации [8]. Показано [1], что для одиночных линз $C_f < 2$ при работе линзы в режиме ускорения и $C_f > 2$ при работе в замедляющем режиме. Для одиночных линз, у которых $m = \zeta = 1$ и $\chi = 0$, выражение (12) упрощается

$$r_{xp} = C_f (a + b) \frac{\Delta \Phi}{\Phi_a} \alpha. \quad (18)$$

Коэффициент C_f^* , переходящий в C_f для одиночных линз, зависит только от формы и размеров электродов линзы, режима ее включения (ускоряющего или замедляющего) и от возбуждения, причем последняя зависимость достаточно слабая.

Из соотношения (5) следует возможность нахождения C_f^* из расчетной или экспериментальной зависимости f_a от U_b/U_a (а для одиночных линз от U_1/U_a , где U_1 — потенциал среднего электрода).

Подставляя в (5)

$$\Delta f_a = \frac{df_a}{d\left(\frac{U_b}{U_a}\right)} \Delta \left(\frac{U_b}{U_a}\right)$$

и $(\Delta\Phi)/\Phi_a$ из (8), находим

$$C_f^* = \frac{1}{f_a} \left(\frac{U_b}{U_a} - 1 \right) \frac{df_a}{d \left(\frac{U_b}{U_a} \right)}. \quad (19)$$

Во все соотношения в дальнейшем входит потенциал пространства изображения $\Phi = \Phi_a (U_b/U_a)$, поэтому C_f^* заменяется на $C = C_f^* (U_b/U_a)$ для иммерсионной линзы. Для одиночной линзы $C = C_f^*$.

Таким образом, размер кружка размытия, обусловленного хроматической aberrацией однолинзовой ИОС, возрастает с увеличением общей длины ИОС от источника ионов до плоскости изображения. Для повышения плотности ионного тока эту длину следует по возможности уменьшать, однако при этом возникают трудности с размещением дефлекторов, стигматоров и других необходимых элементов ИОС. Кроме того, в однолинзовой ИОС отсутствует промежуточный кроссовер, требующийся для работы эффективного бланкирующего устройства и масс-сепаратора. По этим причинам во многих случаях целесообразно применение двухлинзовых ИОС, где имеется возможность разместить все необходимые элементы в пространстве между линзами.

Хроматическая aberrация двухлинзовой ИОС с промежуточным кроссовером

Рассмотрим ИОС, включающую иммерсионную конденсорную и одиночную объективную линзы (рис. 2). Из (13) радиус кружка размытия в гауссовой плоскости промежуточного изображения вследствие хроматической aberrации первой линзы равен

$$r_{xp1} = C_1 \left(\zeta a_1 + \frac{b_1}{m} \right) \frac{\Delta\Phi}{\Phi} \alpha, \quad (20)$$

индексы 1 и 2 относятся здесь и в дальнейшем к первой и второй линзам соответственно.

Хроматическая aberrация ИОС складывается из двух частей: aberrации первой линзы, перенесенной на плоскость изображения с учетом увеличения второй линзы,

$$r'_{xp1} = r_{xp1} \frac{b_2}{a_2} = C_1 \left(\zeta a_1 + \frac{b_1}{m} \right) \frac{b_2}{a_2} \frac{\Delta\Phi}{\Phi} \alpha \quad (21)$$

и хроматической aberrации второй линзы (с учетом $\beta = (a_1/b_1) \alpha$)

$$r_{xp2} = C_2 (a_2 + b_2) \frac{a_1}{b_1} \frac{\Delta\Phi}{\Phi} \alpha. \quad (22)$$

Полный радиус кружка размытия за счет хроматической aberrации в гауссовой плоскости изображения ИОС

$$r_{xp} = \left[C_1 \left(\zeta a_1 + \frac{b_1}{m} \right) \frac{b_2}{a_2} + C_2 (a_2 + b_2) \frac{a_1}{b_1} \right] \frac{\Delta\Phi}{\Phi} \alpha. \quad (23)$$

При заданных a_1 и b_2 минимальная величина r_{xp} соответствует определенному соотношению b_1 и a_2 и может быть найдена из (23) путем варьирования этих параметров, ограниченных, например, выбранной характерной длиной $L = b_1 + a_2$.

Если эта длина достаточно велика для выполнения условий $\zeta a_1 \ll b_1/m$ и $b_2 \ll a_2$, то выражение (23) переходит в следующее:

$$r_{xp} = \left[C_1 \frac{b_1 b_2}{m a_1} + C_2 \frac{a_1 a_2}{b_1} \right] \frac{\Delta\Phi}{\Phi} \alpha \quad (24)$$

или

$$r_{xp} = \left[C_1 a_1 M + C_2 \frac{b_2}{m} \frac{1}{M} \right] \frac{\Delta\Phi}{\Phi} \alpha, \quad (25)$$

где $M = (b_1 b_2)/a_1 a_2 m$ — линейное увеличение ИОС.

Обозначим

$$K_1 = \frac{C_1 b_1}{m}, \quad K_2 = C_2 a_1 \quad (26)$$

и перепишем (24) в следующем виде:

$$r_{\text{xp}} = \left[K_1 \frac{b_1}{a_2} + K_2 \frac{a_2}{b_1} \right] \frac{\Delta\Phi}{\Phi} \alpha. \quad (27)$$

Дифференцируя (27), находим оптимальные значения b_1 и a_2

$$a_{2 \text{ опт}} = \frac{L}{K_2 - K_1} (\sqrt{K_1 K_2} - K_1); \quad b_{1 \text{ опт}} = \frac{L}{K_2 - K_1} (K_2 - \sqrt{K_1 K_2}). \quad (28)$$

Подставляя полученные значения $a_{2 \text{ опт}}$ и $b_{1 \text{ опт}}$ в (27), находим минимальную величину r_{xp}^* для рассматриваемого случая

$$r_{\text{xp. мин}}^* = 2\sqrt{K_1 K_2} \frac{\Delta\Phi}{\Phi} \alpha = 2\sqrt{\frac{C_1 C_2 a_1 b_2}{m}} \frac{\Delta\Phi}{\Phi} \alpha. \quad (29)$$

При этом L делится положением кроссовера в отношении

$$\frac{b_{1 \text{ опт}}}{a_{2 \text{ опт}}} = \sqrt{\frac{K_2}{K_1}} = \sqrt{\frac{C_2 m a_1}{C_1 b_2}}. \quad (30)$$

Оптимальное увеличение ИОС в этом случае

$$M_{\text{ опт}} = \frac{b_{1 \text{ опт}} b_2}{a_1 m a_{2 \text{ опт}}} = \sqrt{\frac{C_2 b_2}{C_1 m a_1}}. \quad (31)$$

Оценим приближенно влияние длины ИОС на r_{xp} . Обозначив в (23)

$$\zeta a_1 + \frac{b_{1 \text{ опт}}}{m} = n_1 \frac{b_{1 \text{ опт}}}{m}$$

и $a_{2 \text{ опт}} + b_2 = n_2 a_{2 \text{ опт}}$ и полагая $n_1 \cong n_2 = n$ (что равносильно предположению $M = \zeta$), получаем

$$n = 1 + \frac{sm a_1 + b_2}{L}. \quad (32)$$

Тогда минимальная величина r_{xp} для ИОС конечной длины

$$r_{\text{xp. мин}} \cong r_{\text{xp. мин}}^* \cdot n. \quad (33)$$

Подставляя в (33) значения $r_{\text{xp. мин}}^*$ и n из (29) и (32), получаем приближенное выражение для минимального значения r_{xp} в ИОС ограниченной длины

$$r_{\text{xp. мин}} \cong 2\sqrt{\frac{C_1 C_2 a_1 b_2}{m}} \left(1 + \frac{sm a_1 + b_2}{L} \right) \frac{\Delta\Phi}{\Phi} \alpha. \quad (34)$$

Сравнив (34) и (13), можно видеть, что при несильно различающихся значениях ζa_1 и b_2/m хроматическая аберрация двухлинзовой ИОС с промежуточным кроссовером сопоставима с таковой для эквивалентной однолинзовой ИОС, у которой $C_f^* \cong n \sqrt{C_1 C_2}$, $\zeta a = a_1$ и $b = b_2$.

Ток зонда и плотность тока

Ток зонда

$$I = G_\alpha \cdot \pi a^2, \quad (35)$$

где G_α — угловая интенсивность эмиссии ЖМИИ в направлении оси ИОС.

Плотность тока зонда

$$J = \frac{I}{\pi r^2}, \quad (36)$$

где r — радиус зонда в наименьшем сечении, который записывается обычно следующим образом:

$$r = \left[(r_n M)^2 + \left(\frac{1}{2} r_{xp} \right)^2 + \left(\frac{1}{4} r_{сф} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (37)$$

где r_n — виртуальный радиус источника ионов; r_{xp} и $r_{сф}$ — радиусы кружков размытия в гауссовой плоскости изображения, вызванного хроматической и сферической абберациями соответственно.

Найдем значения J и I для двух частных случаев. Обычно существует область, где $r_n \ll r_{xp} \gg r_{сф}$, т. е. размер зонда определяется почти исключительно хроматической абберацией. В этой области M близко к 1, плотность тока зонда максимальна и приближенно может быть оценена с учетом (34) и (37) как

$$J \cong \frac{G_\alpha m}{C_1 C_2 a_1 b_2 n^2 \left(\frac{\Delta \Phi}{\Phi} \right)^2}, \quad (38)$$

т. е. плотность тока в первом приближении не зависит от диаметра зонда и апертурного угла.

Другой частный случай относится к области очень малых размеров зонда, когда $r \ll r_n$. При этом увеличение ИОС сильно отличается от 1, т. е. условия для достижения малой величины хроматической абберации далеки от оптимальных. При $M \ll 1$ выражение (25) переходит в следующее:

$$r_{xp} \cong C_2 \frac{b_2}{m} \frac{1}{M} n^* \frac{\Delta \Phi}{\Phi} \alpha, \quad (39)$$

где $n^* = 1 + (b_2/a_2)$ — поправка на конечную длину ИОС.

Подставляя (39) в (37), полагая при этом $r_{сф} = 0$ и дифференцируя, получаем оптимальные соотношения между r , r_n и соответствующим апертурным углом α

$$r = \sqrt{2} r_n M, \quad (40)$$

$$\alpha_{\text{опт}} \cong \frac{2 r_n M^2 m}{C_2 b_2 n^* \frac{\Delta \Phi}{\Phi}}. \quad (41)$$

Используя выражения (35), (36), (40) и (41), находим оптимальные значения $J_{\text{опт}}$ и $I_{\text{опт}}$ при $M \ll 1$

$$J_{\text{опт}} \cong \frac{2 G_\alpha m^2}{\left(C_2 b_2 n^* \frac{\Delta \Phi}{\Phi} \right)^2} M^2, \quad (42)$$

$$I_{\text{опт}} \cong \frac{4 \pi G_\alpha r_n^2 m^2}{\left(C_2 b_2 n^* \frac{\Delta \Phi}{\Phi} \right)^2} M^4. \quad (43)$$

Таким образом, уменьшение радиуса зонда до величины, много меньшей r_n , приводит к существенному падению плотности тока, что наряду с уменьшением сечения зонда влечет за собой резкое снижение тока.

Заключение

Полученные простые соотношения позволяют достаточно быстро рассчитать с приемлемой для технических применений точностью зондоформирующую систему ИЛУ, оптимизированную для получения ионного зонда диаметром менее 0.2—0.3 мкм.

Список литературы

- [1] Кельман В. М., Явор С. Я. Электронная оптика. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1959. 370 с.
- [2] Бродай И., Мерей Дж. Физические основы микротехнологии. М.: Мир, 1985. 492 с.
- [3] Баранова Л. А., Явор С. Я. Электростатические электронные линзы. М.: Наука, 1986. 190 с.

- Orloff J., Swanson L. W.* // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50. N 4. P. 2494—2501.
Shimizu K. // Jap. J. Appl. Phys. 1983. Vol. 22. N 10. P. 1623—1626.
Kurihara K. // Jap. J. Appl. Phys. 1985. Vol. 24. N 2. P. 225—230.
Kurihara K. // J. Vac. Sci. Technol. 1985. B. 3 (1). N 1. P. 41—44.
Баранова Л. А., Ульянова Н. С., Явор С. Я. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 12. С. 68—72.
Tsumagari T., Ohiwa H., Tamotsu N. // J. Vac. Sci. Technol. 1988. B 6 (3). N 3. P. 949—952.
Orloff J. // SPIE. 1988. Vol. 923. P. 121—129.
Shao Z., Wang Y. L. // J. Vac. Sci. Technol. 1990. B. 8 (1). N 1. P. 95—99.
Paik H., Lewis G. N., Kirkland E. J., Siegel B. M. // J. Vac. Sci. Technol. 1985. B. 3 (1). N 1. P. 75—81.

Поступило в Редакцию
21 ноября 1990 г.
