

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА ДИНАМИКУ НЕОСЕССИМЕТРИЧНЫХ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Одна из ведущих тенденций в электронолитографии и электронной микроскопии - повышение яркости источника электронов, рост плотности тока пучка и уменьшение его диаметра [1,2]. Расширяется применение пучков с прямоугольным сечением [3].

Считается, что уширение пучка, связанное с его пространственным зарядом, не оказывает сильного влияния на размеры и форму поперечного сечения низкоперевансных пучков. Среди основных причин искажения формы последних указывают сферическую и хроматическую абберацию фокусирующих линз, поперечную составляющую тепловой скорости электронов, а также эффекты, обусловленные действием отклоняющих систем [2,4].

Однако нами установлено, что пучки с первеансом менее 10^{-9} А/В^{3/2} могут иметь такие геометрические параметры, что их собственный пространственный заряд будет существенно влиять на размеры и форму поперечного сечения и другие характеристики.

Учет собственного пространственного заряда значительно усложняет методы расчета характеристик формируемых пучков, однако ряд задач поддается аналитическому решению.

Одним из параметров, определяющих интенсивность пучка, является отношение длины пучка к размеру его поперечного сечения. Чем больше это отношение, тем сильнее расширение пучка при прочих равных параметрах. Поэтому представляется необходимым определить, при какой длине пучка возникают существенные изменения его поперечного сечения, если параметры пучка на входе в пространство дрейфа заданы. Такие изменения, по-видимому, должны иметь один порядок для параксиальных пучков круглого сечения и для неосесимметричных. В связи с этим достаточно на первом этапе рассмотреть влияние собственного заряда на расширение цилиндрического электронного пучка в эквипотенциальном пространстве.

Воспользовавшись соотношениями из работы [5] и приняв, что плотность тока по сечению пучка постоянна, а начальное значение угла схождения пучка равно нулю, получим зависимость между длиной пучка и его радиусом в виде

$$Z = 0,01147 \cdot F(R) / \sqrt{P}. \quad (1)$$

Здесь Z - нормализованное продольное расстояние, $Z=z/r_0$, где z - продольная координата, r_0 - начальный радиус пучка; $F(R)$ - функция,

$$F(R) = \int_0^{\sqrt{\ln R}} e^{u^2} du,$$

где $R=r/r_0$ - нормализованный радиус пучка;

r - поперечная координата;

P - первеанс .

Используя соотношение (1) и табулированные значения $F(R)$ из работы [5], выразим зависимость Z от параметров R , P , r_0 (таблица).

В результате можно установить, при каких параметрах пучка необходимо учитывать влияние пространственного заряда. Например, увеличение радиуса на 5 % ($r/r_0 = 1,05$)

для пучка с первеансом $P = 10^{-6}/A/B^{3/2}$ происходит на длине $z/r_0 = 2,4$ тогда как для пучка с $P = 10^{-15}/A/B^{3/2}$ - на длине $z/r_0 = 76200$.

Таблица

R	F(R)	Значения Z для первеансов P, A/B ^{3/2}				
		10 ⁻¹⁵	10 ⁻¹⁰	10 ⁻⁸	10 ⁻⁷	10 ⁻⁶
1,01	0,07	25,4 10 ³	80,2	8	2,5	0,8
1,05	0,21	76,2 10 ³	240,9	24	7,6	2,4
1,1	0,32	114,6 10 ³	362,5	36	11,5	3,6
1,2	0,46	165,8 10 ³	524,2		16,6	5,2
1,5	0,73	264,8 10 ³	838,2	84	26,5	8,4
2,0	1,08	391,8 10 ³	1238,8	124	39,2	12,4
5,0	2,46	892,3 10 ³	2822,0	282	89,2	28,0

Таким образом, если пренебречь расширением в пределах $1,05r_0$, то влияние пространственного заряда можно не учитывать для интенсивного пучка, проходящего в пространстве дрейфа расстояние не более $2,4r_0$.

В то же время пучок диаметром 0,1 мм с $P = 10^{-10} A/B^{3/2}$ на длине 8,4 см расширится в 1,5 раза ($r/r_0 = 1,5$; $z/r_0 = 838$), т.е. влияние пространственного заряда учитывать необходимо. В электронолитографии используют электронные пучки диаметром 0,01 мкм и силой тока $10^{-11} A$ при ускоряющем напряжении порядка $10^4 B$ ($P \sim 10^{-17} A/B^{3/2}$). Расчеты показывают, что расширение в 1,5 раза происходит на длине порядка 25 мм. Плотность тока составляет $0,1 A/cm^2$, а известны установки и с большей плотностью, причем этот параметр непрерывно растет. Очевидно, что для таких пучков действие пространственного заряда проявляется на более короткой длине.

Влияние пространственного заряда в неосесимметричных пучках приводит не только к увеличению их сечения, но и к искажению формы последнего. Рассмотрим расширение пучка прямоугольного сечения в эквипотенциальном пространстве и определим напряженность поля пространственного заряда, создаваемую таким пучком. Будем считать, что углы ω_x, ω_y схождения пучка достаточно малы, плотность тока по сечению пучка постоянна. На элемент пучка длиной dz (рис.1) осевые силы пространственного заряда не действуют (при равномерной плотности пучка).

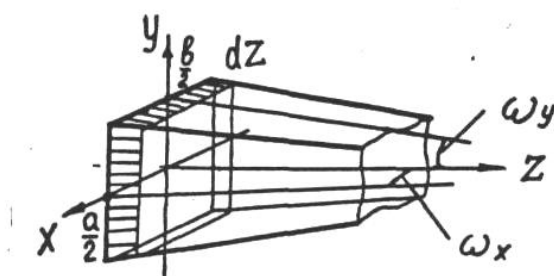


Рис. 1 К расчету напряженности поля собственного заряда пучка

В радиальном направлении действие пространственного заряда неравномерно. Составляющие напряженности поля обозначим через E_x , E_y . Используя соотношения для напряженности поля элементарного заряда [6] и проинтегрировав их по сечению пучка, получим выражения для составляющих напряженности поля на границе пучка, определяющей динамику его расширения. В случае $y = b/2$ запишем

$$E_x(x, b) = \frac{A}{2} \left[b \cdot \ln \frac{(a/2 - x)^2 + b^2}{(a/2 + x)^2 + b^2} + 2(a/2 - x) \cdot \operatorname{arctg} \frac{b}{a/2 - x} - 2(a/2 + x) \operatorname{arctg} \frac{b}{a/2 + x} \right] \quad (2)$$

$$E_y(x, b) = \frac{A}{2} \left[(x - a/2) \cdot \ln \left[1 + \left(\frac{b}{a/2 - x} \right)^2 \right] - (a/2 + x) \cdot \ln \left[1 + \left(\frac{b}{a/2 + x} \right)^2 \right] - 2b \cdot \operatorname{arctg} \frac{ab}{b^2 + x^2 - a^2/4} \right] \quad (3)$$

Выражения для значения $x = a/2$ аналогичны:

$$E_y(a, y) = \frac{A}{2} \left[a \cdot \ln \frac{(b/2 - y)^2 + a^2}{(b/2 + y)^2 + a^2} + 2(b/2 - y) \cdot \operatorname{arctg} \frac{a}{b/2 - y} - 2(b/2 + y) \operatorname{arctg} \frac{a}{b/2 + y} \right] \quad (4)$$

$$E_x(a, y) = \frac{A}{2} \left[(y - b/2) \cdot \ln \left[1 + \left(\frac{a}{b/2 - y} \right)^2 \right] - (b/2 + y) \cdot \ln \left[1 + \left(\frac{a}{b/2 + y} \right)^2 \right] - 2a \cdot \operatorname{arctg} \frac{ab}{a^2 + y^2 - b^2/4} \right] \quad (5)$$

Здесь a , b – линейные размеры поперечного сечения пучка (см. рис.1);

$$A = \frac{j(x, y)}{2\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta U_0}};$$

$j(x, y)$ – плотность тока в точке с координатами x, y ;

η – отношение заряда электрона e к его массе m ;

U_0 – ускоряющий потенциал.

Выражения (2) и (4) координатно-симметричны, т.е. переходят друг в друга при замене x на y и a на b , как и выражения (3) и (5). Этот факт характеризует изотропность пучка, связанную с равномерным распределением плотности тока. Зависимости (2) – (5), нормированные по значению напряженности поля при $x = 0$ (для (2) и (3)) и при $y = 0$ (для (4) и (5)), представлены на рис.2.

Минимальная напряженность поля пространственного заряда пучков квадратного (рис.2,а) и прямоугольного (рис.2,б,в) сечений имеет место на ребрах огибающей поверхности пучка (в углах прямоугольника), т.е. в наиболее выступающих местах, а линии максимальной напряженности расположены на гранях. Это означает, что пучок быстрее расходится по серединам граней, чем на выступающих частях.

Соотношения (2) – (5) позволяют судить о динамике расширения пучка лишь на первом участке ($r/r_0 = 1,2$), где траектория поверхностного электрона может быть аппроксимирована параболой [4]. Очевидно, что форма сечения неосесимметричного пучка искажается в ходе расширения. Выступающие ребра сглаживаются, а плоские грани становятся выпуклыми.

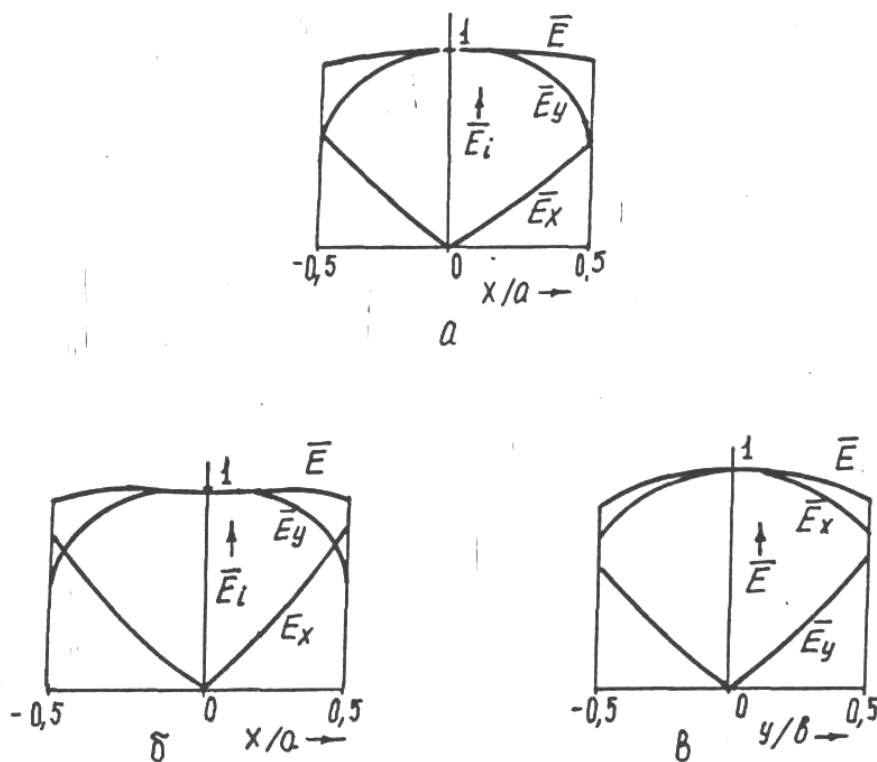


Рис. 2 Зависимости напряженности поля собственного заряда на , границе пучка от поперечной координаты

Для моделирования динамики пучка во всей области дрейфа применен дискретный метод трубок тока [6,7]. Рассмотрим параксиальный пучок, что позволяет ограничиться двумерной моделью. В расчете использовались такие параметры: размеры пучка на входе в систему - 1 x 1 мм сила тока пучка - 0,03 А , ускоряющее напряжение - 1 кВ, фокусирующий потенциал центрального электрода линзы - 250 В. Полуширина осевого распределения фокусирующего поля на уровне $0,5 E_{\text{макс}}$ равна 15 мм. Приняв во внимание соотношение (1), легко трансформировать параметры системы на основе лишь одного варианта расчета динамики пучка. На рис. 3 представлены графики изменения поперечного сечения пучка в фокусирующем поле одиночной линзы в зависимости от продольной координаты z .

По результатам расчетов происходит своего рода инверсия сечения пучка с определенным скруглением сторон, причем с увеличением интенсивности фокусировки уменьшается длина рабочего участка.

Результаты расчетов позволяют сделать следующие выводы. В современных установках электронолитографии с повышением плотности тока и яркости источников пучков влияние пространственного заряда может приводить к существенному увеличению диаметра пучка, а при интенсивной фокусировке неосесимметричных пучков (например, с квадратным сечением) - к искажению формы сечения последних. Возможна интенсивная фокусировка пучков с квадратным сечением с помощью осесимметричных линз (см.рис. 3). Данное явление может быть использовано в установках электронолитографии с высокой плотностью тока пучка и в системах периодической электростатической фокусировки неосесимметричных пучков в генераторах и усилителях СВЧ.

Список литературы: 1.Киреев В. Технологии и оборудование для производства интегральных микросхем. Состояние и основные тенденции развития// Электроника: Наука, Технология, Бизнес. – 2004. - №7. – С. 72-77. 2.Озур Г.Е., Попов С.А., Федущак В.Ф. Формирование узконаправленных низкоэнергетических высокоинтенсивных электронных пучков// ЖТФ. – 2008. – Т.78. – Вып.7. – С.103-110. 3.Васичев Б. Н. Конструктивные особенности комплекса оборудования для прецизионной электронной микролитографии // Прикладная физика. – 2000. - № 2. - С. 26-46. 4.Попов В.К., Ячменев С.И. Расчет и проектирование устройств электронной и ионной литографии. М., 1985. 128 с. 5.Алямовский И.В. Электронные пучки и электронике пушки. М., 1966. 456 с. 6.Кириштейн П.Г., Кайно К.С., Уотерс В.Д. Формирование электронных пучков. М., 1970. 680 с. 7.Рошаль А.С. Моделирование заряженных пучков. М., 1979. 224 с.

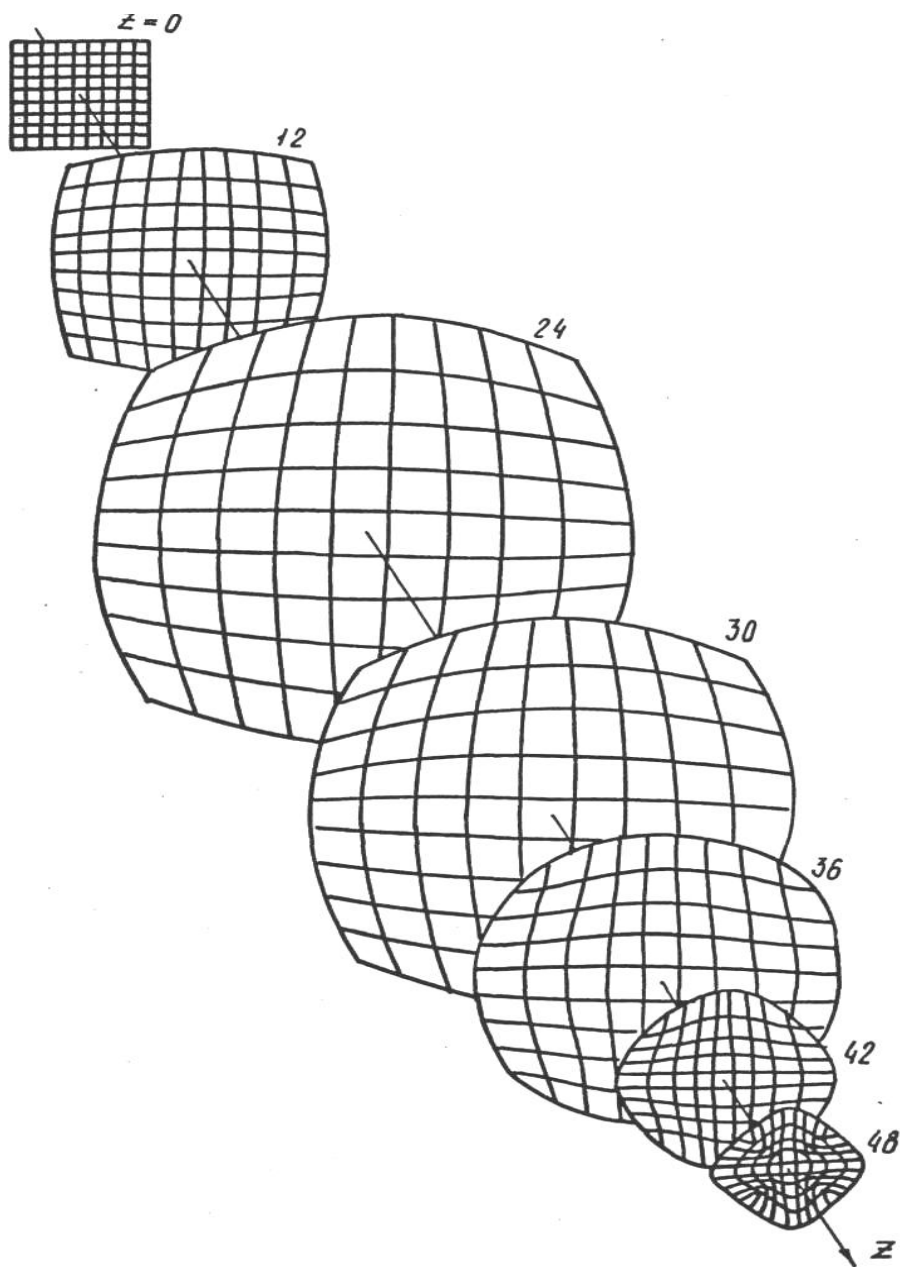


Рис. 3 Динамика неосесимметричного пучка в поле одиночной линзы