ТРАНСПОРТИРОВКА ПУЧКА С НАЧАЛЬНЫМ ЭЛЛИПТИЧЕСКИМ СЕЧЕНИЕМ ПРИ СОХРАНЕНИИ ЕГО ФОРМЫ

П. И. Акимов[1], А. А. Гаврилин[1], А. П. Никитин[1], В. А. Сыровой[2], А. Б. Богословская[3]

[1]ФГУП “НПП”ТОРИЙ

[2]ФГУП “Всероссийский электротехнический институт

[3]Российский университет дружбы народов

Статья поступила в редакцию 14 октября 2015 г.

Аннотация. Обсуждается проблема транспортировки электронного пучка с эллиптическим сечением при однородном и неоднородном распределении плотности пространственного заряда. Рассчитана конфигурация канала, обеспечивающая сохранение начальной формы пучка.

Ключевые слова: электронный пучок, пространственный заряд, электронно-оптическая система.

Abstract. The problem of transport of electron beam with elliptic cross-section in the case, when the distribution of spatial charge is either homogeneous or nonhomogeneous, is discussed. The configuration of channel providing initial beam form conservation is calculated.

Keywords: electron beam, spatial charge, electron optical system.

В последнее десятилетие появляется множество работ, направленных на создание различных СВЧ-приборов (усилители, клистроны, гиротроны, преобразователи СВЧ-энергии) с ленточными пучками[1–12]. Информация об электронно-оптических системах встречается лишь в некоторых из них [4,9–12], причем, как правило, она представлена рисунками, иллюстрирующими результат использования трехмерных программ траекторного анализа. Линейная компрессия L при этом достигает очень высоких значений ($L \gtrsim 30$), что означает необходимость достоверного расчета величин порядка 1/30. С запасом на порядок программы анализа должны иметь ошибку, не превышающую десятых долей процента.

В литературе не встречаются методические исследования, гарантирующие подобную точность численных моделей, в которых вопросы адекватного описания окрестности катода (сингулярной поверхности при эмиссии в ρ- или *T*-режимах с нулевой скоростью старта электронов) и оси пучка (прямой от пересечения плоскостей симметрии).

Среди цитированных работ не существует единого мнения о том, какова должна быть конфигурация пучка на выходе из ЭОС и соответствия результатов: в [7] отмечено, что прямоугольный катод при компрессии по одной из координат обеспечил почти однородную плотность тока эмиссии *J* и сохранение прямоугольного сечения пучка; в [5] дана рекомендация по переходу к эллиптическому катоду из-за нарушения формы сечения на торцах (“dumbell distortion”, гантельная конфигурация), которое, по-видимому, сопровождается неоднородностью *J*; в [2] при изучении диокотронной неустойчивости рассматривается пучок с эллиптическим сечением; в [8] для прямоугольного катода плотность тока на периферии достигает 14 А/см^2 при средней плотности 8 А/см^2.

Некоторые постановки вызывают определенное удивление. Так, в [5] в качестве наводящих соображений используются результаты по синтезу осесимметричной пушки Пирса вместо плоской пушки с бесконечным ленточным пучком, а достоверность результатов обосновывается совпадением расчетов по двум различным программам анализа. Подобное совпадение свидетельствует только об отсутствии ошибок программирования при одной и той же или близких моделях пучка.

Авторы работы [6] игнорируют основные результаты теории формирования (угол наклона 67.5^o нулевого формирующего электрода) и незнакомы с задачами формирования эллиптических и “почти прямоугольных” пучков [13]. Вывод о предпочтении нулевого формирующего электрода в виде прямоугольного короба по сравнению с эллиптическим сечением явно противоречит известным в оптике плотных пучков фактам.

Не менее важной, чем проблема формирования потока, является задача его дальнейшей транспортировки. При этом возможны два варианта, связанные либо с технологичной формой канала (прямоугольное сечение), либо с желанием сохранить начальное эллиптическое сечение потока. В первом случае решение возможно только численными методами [14,15], во втором в их использовании нет необходимости.

Целью работы является расчет лапласовского поля вне цилиндрического электронного пучка с эллиптическим сечением и определение конфигурации канала транспортировки. При произвольном распределении плотности пространственного заряда $\rho(\lambda_0^2)$, где $\lambda_0 = \mathrm{const}$ определяет эллиптический контур, решение может быть выписано в квадратурах [16].

В случае $\rho = \rho(\lambda_0^2)$ для потенциала в пучке φ_i и лапласовского поля φ вне пучка имеем

$$\varphi_i = \frac{ab}{4}\int_0^\infty \left[\int_0^{\lambda^2(u)} \rho(t)dt\right]\frac{du}{\sqrt{(a^2+u)(b^2+u)}}, \tag{1}$$

$$\lambda^2(u) = \frac{x^2}{a^2+u} + \frac{y^2}{b^2+u}, \lambda_0 = \lambda(0).$$

$$\varphi = \frac{ab}{4}\left\{\int_0^\zeta \left[\int_0^1 \rho(t)dt\right]\frac{du}{\sqrt{(a^2+u)(b^2+u)}} + \int_\zeta^\infty \left[\int_0^{\lambda^2(u)} \rho(t)dt\right]\frac{du}{\sqrt{(a^2+u)(b^2+u)}}\right\}$$

Здесь a,b – полуоси эллипса; x,y – декартовы координаты в плоскости сечения; ξ – корень

$$\lambda^2(\zeta) = 1$$

Альтернативная форма решения для φ основана на использовании метода Римана в случае уравнений эллиптического типа [13]. Введем эллиптические координаты ξ, η с равными коэффициентами Ляме $h_1 = h_2 = h$:

$$x = \sqrt{a^2-b^2}\,\mathrm{ch}\,\xi\cos\eta\,, y = \sqrt{a^2-b^2}\,\mathrm{sh}\,\xi\sin\eta, \tag{2}$$

$$h^2(\xi,\eta) = (a^2-b^2)(\mathrm{ch}^2\xi - \cos^2\eta)$$

Решение уравнения Лапласа представим в виде:

$$\varphi = \varphi_i + S,$$

$$\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial y^2} = -\rho, \qquad \frac{\partial^2 S}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial \eta^2} = -h^2(\xi,\eta)\rho(\xi,\eta), \tag{3}$$

причем функция S удовлетворяет однородным условиям на границе пучка и выражается через двойной интеграл:

$$S = -\mathrm{Re}\int_0^v dt \int_0^{v-t} h^2(u+i\tau,t)\rho(u+i\tau,t)d\tau, \tag{4}$$

$$v = \xi - \xi_e\ , \xi_e = \frac{1}{2}\ln\frac{a+b}{a-b},$$

где $\xi = \xi_e\ , v = 0$ – уравнение границы потока.

Функции под интегралом в (4) претерпели следующие изменения:

$$\rho(\xi,\eta) = \rho(v+\xi_e,\eta) \to \rho(t+\xi_e, u+i\tau), \tag{5}$$

При полиномиальном распределении $\rho(\lambda_0)$

$$\rho = \rho_0 + \rho_1\lambda_0^2 + \ldots + \rho_n(\lambda_0^2)^n \tag{6}$$

решение удается выразить в элементарных функциях.

Для n-1-го члена полинома $\rho_{n-1}\lambda_0^{n-1}$, $\mathrm{n} = 2\nu$ или $\mathrm{n} = 2\nu + 1$ имеем

$$\widehat{\varphi}_i = \frac{\rho_{n-1}}{n}\sum_{m=0}^{\nu} C_n^m I_m x^{2(n-m)} y^{2m}\ , \tag{7}$$

$$I_m = \frac{1}{\frac{1}{2}-m}\frac{1}{b^2-a^2}\left\{-t^{n-1}[1+(b^2-a^2)t]^{\frac{1}{2}-m}\right.$$
$$\left. + 2(n-1)\frac{[1+(b^2-a^2)]^{\frac{1}{2}-m}}{(b^2-a^2)^{n-1}}\sum_{k=0}^{n-2}\frac{(-1)^k C_{n-2}^k[1+(b^2-a^2)t]^{n-k-2}}{2(n-m-k)-1}\right\}\Bigg|_{1/a^2}^{0}$$

В выражении для I_m необходимо выполнить для t подстановки верхнего и нижнего пределов интегрирования; крышка в формуле для φ_i означает, что после вычисления последнего члена с m=ν выражение должно быть дополнено симметричными членами, получающимися из уже выписанных при помощи замен $a \rightleftarrows b, x \rightleftarrows y$.

В случае $\rho = \rho_0 = \text{const}$ имеем

$$\varphi_i = \frac{1}{2}\rho_0 \frac{ab}{a+b}\left(\frac{x^2}{a} + \frac{y^2}{b}\right) = \frac{1}{2}\rho_0 ab(a-b)\left[\frac{1}{a}\operatorname{ch}^2\xi\cos^2\eta + \frac{1}{b}\operatorname{sh}^2\xi\, sin^2\,\eta\right], \quad (8)$$

$$\varphi = \varphi_i + \frac{1}{2}\rho_0 ab(\xi - \xi_e) - \frac{1}{8}\rho_0(a^2 - b^2)\{\operatorname{ch}2\xi - \operatorname{ch}2\xi_e + [1 - \operatorname{ch}2(\xi - \xi_e)]\cos 2\eta\}$$

Фрагменты решения, соответствующие коэффициенту ρ_1 в (6), определены формулами

$$\varphi_i = \frac{1}{4}\rho_1 \frac{ab}{(a^2-b^2)^2}\left\{\frac{1}{3}\left[2 + \frac{b^2 - 3a^2}{a^2}\frac{b}{a}\right]x^4 + \frac{1}{3}\left[2 + \frac{a^2 - 3b^2}{b^2}\frac{a}{b}\right]y^4 \right.$$
$$\left. + 2\frac{(a-b)^2}{ab}x^2y^2\right\}, \quad (9)$$

$$\varphi = \varphi_i - \frac{1}{8}\rho_1(a^2-b^2)^2\left\{-\frac{1}{4}\left(\alpha_1 \operatorname{sh}2\xi_e + \frac{1}{2}\alpha_2\operatorname{sh}4\xi_e\right)(\xi - \xi_e)\right.$$
$$+ \frac{1}{8}\alpha_1(\operatorname{ch}2\xi - \operatorname{ch}2\xi_e) + \frac{1}{32}(\operatorname{ch}4\xi - \operatorname{ch}4\xi_e)$$
$$+ \frac{1}{8}\alpha_1\left[1 - \operatorname{ch}2(\xi - \xi_e) + \frac{1}{2}[\operatorname{ch}4\xi - \operatorname{ch}2(\xi + \xi_e)]\right.$$
$$\left. - \frac{1}{6}[\operatorname{ch}4\xi - \operatorname{ch}2(\xi - 3\xi_e)]\right]\cos 2\eta$$
$$+ \frac{1}{32}\left[\alpha_2[1 - \operatorname{ch}4(\xi - \xi_e)] + \alpha_1[\operatorname{ch}2\xi - \operatorname{ch}2(2\xi - 3\xi_e)]\right.$$
$$\left.\left. + \frac{1}{3}\alpha_1[\operatorname{ch}2\xi - \operatorname{ch}2(2\xi - 3\xi_e)]\right]\cos 4\eta\right\};$$

$$\alpha_1 = \frac{b^2 - a^2}{a^2b^2}\,, \alpha_2 = \frac{b^2 + a^2}{a^2b^2}.$$

В случае $\rho_2 \neq 0$

$$\varphi_i = \frac{1}{6}\rho_2\frac{ab}{(a^2-b^2)^3}\left\{\frac{1}{15}\left[8 - \left[3\frac{(a^2-b^2)^2}{a^4} - 4\frac{b^2}{a^2} + 12\right]\frac{b}{a}\right]x^6\right.$$
$$- \frac{1}{15}\left[8 - \left[3\frac{(a^2-b^2)^2}{b^4} - 4\frac{a^2}{b^2} + 12\right]\frac{a}{b}\right]y^6 - \left(8 + \frac{b^3}{a^3} - 6\frac{b}{a} - 3\frac{a}{b}\right)x^4y^2$$
$$\left. + \left(8 + \frac{a^3}{b^3} - 6\frac{a}{b} - 3\frac{b}{a}\right)x^2y^4\right\}, \quad (10)$$

$$
\begin{aligned}
\varphi = \varphi_i - \frac{1}{32}\rho_2(a^2 \\
&- b^2)^3\left\{-\left[\frac{1}{8}\left(\frac{11}{2}\alpha_1^2+\alpha_2^2\right)\operatorname{sh}2\xi_e+\frac{1}{4}\alpha_1\alpha_2\operatorname{sh}4\xi_e+\frac{1}{24}\left(\frac{1}{2}\alpha_1^2+\alpha_2^2\right)\operatorname{sh}6\xi_e\right](\xi\right. \\
&- \xi_e)+\frac{1}{16}\left(\frac{11}{2}\alpha_1^2+\alpha_2^2\right)(\operatorname{ch}2\xi-\operatorname{ch}2\xi_e)+\frac{1}{16}\alpha_1\alpha_2(\operatorname{ch}4\xi-\operatorname{ch}4\xi_e) \\
&+ \frac{1}{144}\left(\frac{1}{2}\alpha_1^2+\alpha_2^2\right)(\operatorname{ch}6\xi-\operatorname{ch}6\xi_e) \\
&+ \left[\frac{1}{16}\left(\frac{11}{2}\alpha_1^2+\alpha_2^2\right)(1-\operatorname{ch}2(\xi-\xi_e))\right. \\
&- \frac{1}{16}(\alpha_1^2+\alpha_2^2)\left(\operatorname{ch}4\xi-\operatorname{ch}2(\xi+\xi_e)-\frac{1}{3}(\operatorname{ch}4\xi-\operatorname{ch}2(\xi-3\xi_e))\right) \\
&+ \left.\frac{1}{32}\alpha_1\alpha_2\left[\operatorname{ch}6\xi-\operatorname{ch}2(\xi+2\xi_e)-\frac{1}{2}(\operatorname{ch}6\xi-\operatorname{ch}2(\xi-4\xi_e))\right]\right]\cos 2\eta \\
&+ \left[\frac{1}{16}\alpha_1\alpha_2[1-\operatorname{ch}4(\xi-\xi_e)]\right. \\
&+ \frac{1}{32}\left(\frac{3}{4}\alpha_1^2+\alpha_2^2\right)\left[\operatorname{ch}2\xi-\operatorname{ch}2\xi_e+\frac{1}{3}(\operatorname{ch}2\xi-\operatorname{ch}2(\xi-3\xi_e))\right] \\
&+ \left.\frac{1}{128}\alpha_1^2\left[\operatorname{ch}6\xi-\operatorname{ch}2(2\xi+\xi_e)-\frac{1}{5}(\operatorname{ch}6\xi-\operatorname{ch}2(2\xi-5\xi_e))\right]\right]\cos 4\eta \\
&+ \left[\frac{1}{144}\left(\frac{1}{2}\alpha_1^2+\alpha_2^2\right)[1-\operatorname{ch}6(\xi-\xi_e)]\right. \\
&+ \frac{1}{192}\alpha_1^2\left[\operatorname{ch}4\xi-\operatorname{ch}2(3\xi-\xi_e)+\frac{1}{5}(\operatorname{ch}4\xi-\operatorname{ch}2(3\xi-5\xi_e))\right] \\
&+ \left.\left.\frac{1}{96}\alpha_1\alpha_2\left[\operatorname{ch}2\xi-\operatorname{ch}2(3\xi-2\xi_e)+\frac{1}{2}(\operatorname{ch}2\xi-\operatorname{ch}2(3\xi-4\xi_e))\right]\right]\cos 6\eta\right\}
\end{aligned}
$$

Из формул (8)-(10) видно, что эквипотенциали вне эллиптического пучка всегда содержат азимутальные зависимости, делающие их отличными от эллипсов того же семейства, что и контур сечения.

Исследование случая $\rho \neq \mathrm{const}$ интересно по следующим соображениям. Вариация плотности пространственного заряда в поперечном сечении является скорее правилом, чем исключением. К ней приводят особенности электронно-оптической системы (при отсутствии магнитного поля криволинейные траектории со сферического катода, необходимые для достижения компрессии, возможны только за счет градиента плотности тока эмиссии в ρ-режиме), необходимость формирования близких к кольцевым структур, поражение эмиссионного слоя в результате ионной бомбардировки при длительной эксплуатации прибора. На рис.1 представлен результат экспериментального исследования последнего эффекта (кривая 1) и близкая в качественном отношении кривая 2, описывающая полином (6) при n=2.

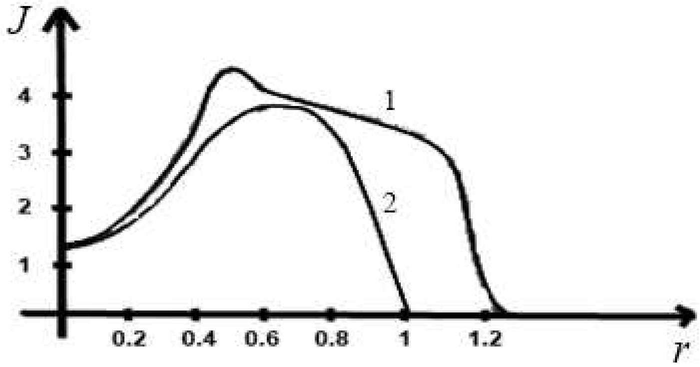


Рис.1 Изменение эмиссионной способности под действием ионной бомбардировки

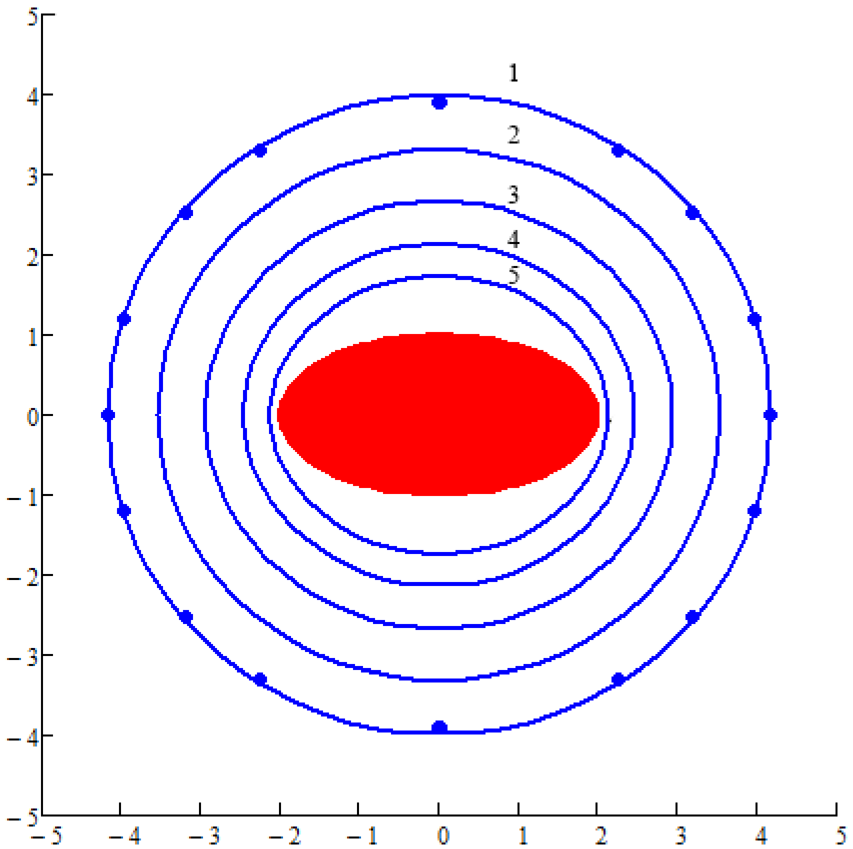
При повышении температуры катода и наработке в 1500 часов дефицит тока составил около 10%, а поврежденная часть эмиссионного слоя – около 20% поверхности катода. Неоднородный токоотбор будет транслироваться в канал транспортировки.

На рис.2 приведены результаты расчета возможной конфигурации канала в случае $\bar{\rho}_0 = 1$ при разном отношении полуосей a/b пучка (a/b =2,5,10). Эквипотенциальные кривые вне пучка в системе, связанной с его границей, не являются эллипсами, но могут быть аппроксимированы семейством эллипсов с отношением полуосей a/b , отличным от соответствующего параметра поперечного сечения электронного потока.

Эффект изменения плотности по закону

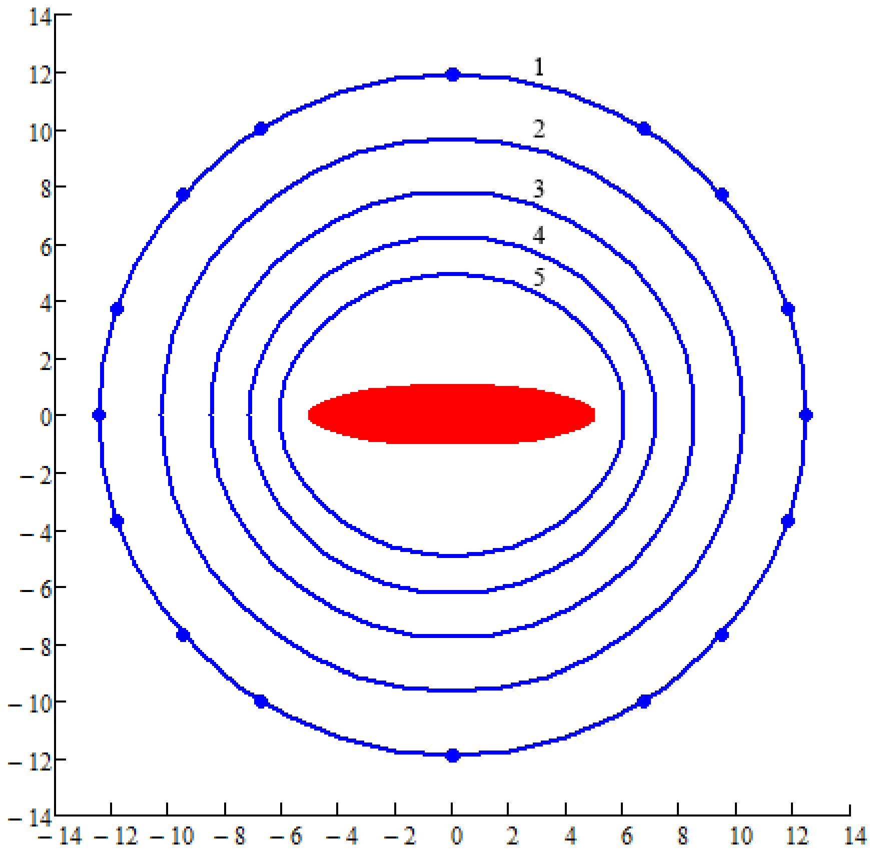
$$\rho/\rho_0 = 1 + \bar{\rho}_1\lambda_0\ ;\ \ \bar{\rho}_1 = -0.5, 1.5 \qquad (11)$$

представлен на рис.3,4.



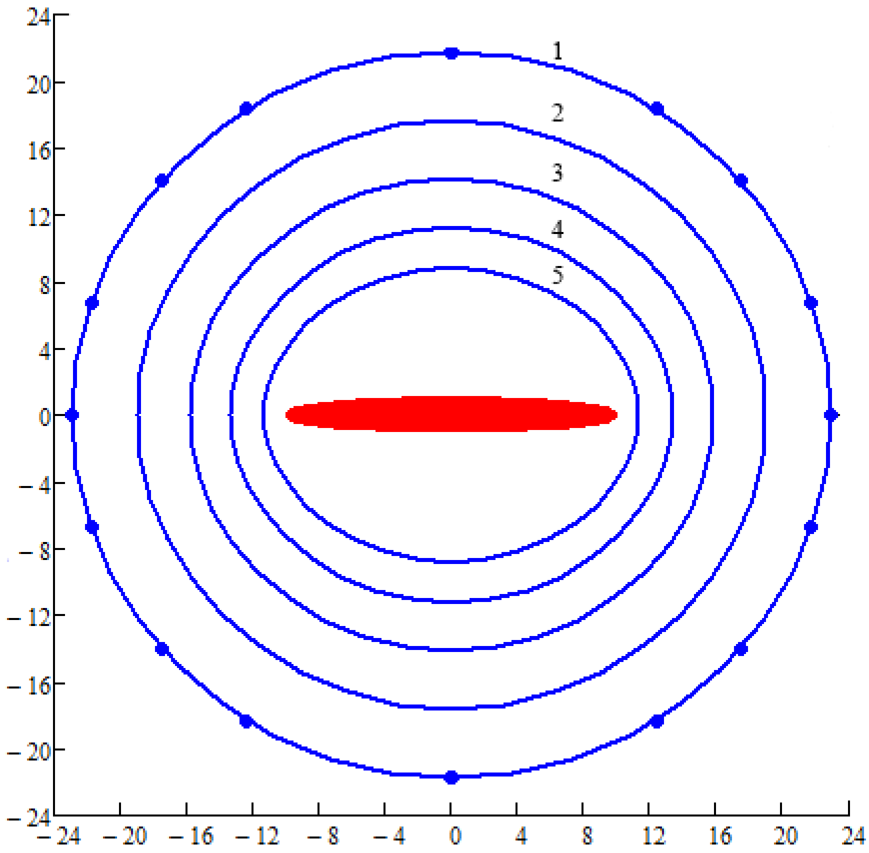
1
2
3
4
5
5
4
3
2
1
0
− 1
− 2
− 3
− 4
− 5
− 5
− 4
− 3
− 2
− 1
0
1
2
3
4
5

а)



1
2
3
4
5
14
12
10
8
6
4
2
0
− 2
− 4
− 6
− 8
− 10
− 12
− 14
− 14
− 12
− 10
− 8
− 6
− 4
− 2
0
2
4
6
8
10
12
14

б)



в)

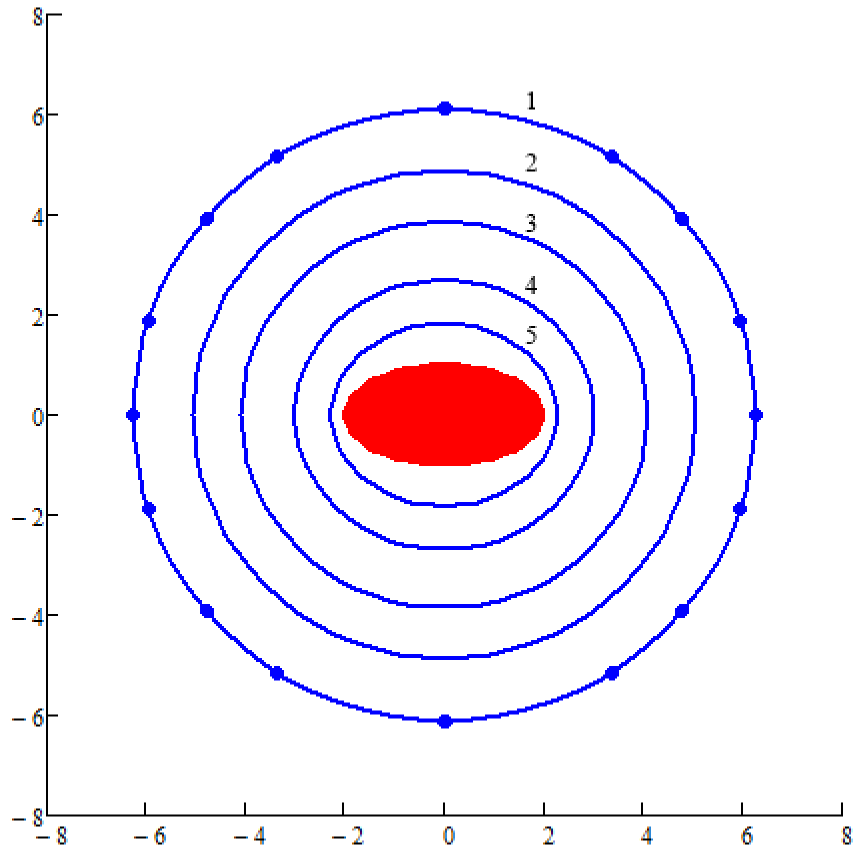
Рис.2 Эквипотенциальные поверхности $\varphi = \mathrm{const}$ при $\rho_0 = 1$:

а) a/b=2, 1 – $\varphi = 1.5$, 2 – $\varphi = 1.8$, 3 – $\varphi = 2.25$, 4 – $\varphi = 2.65$, 5 – $\varphi = 3$.

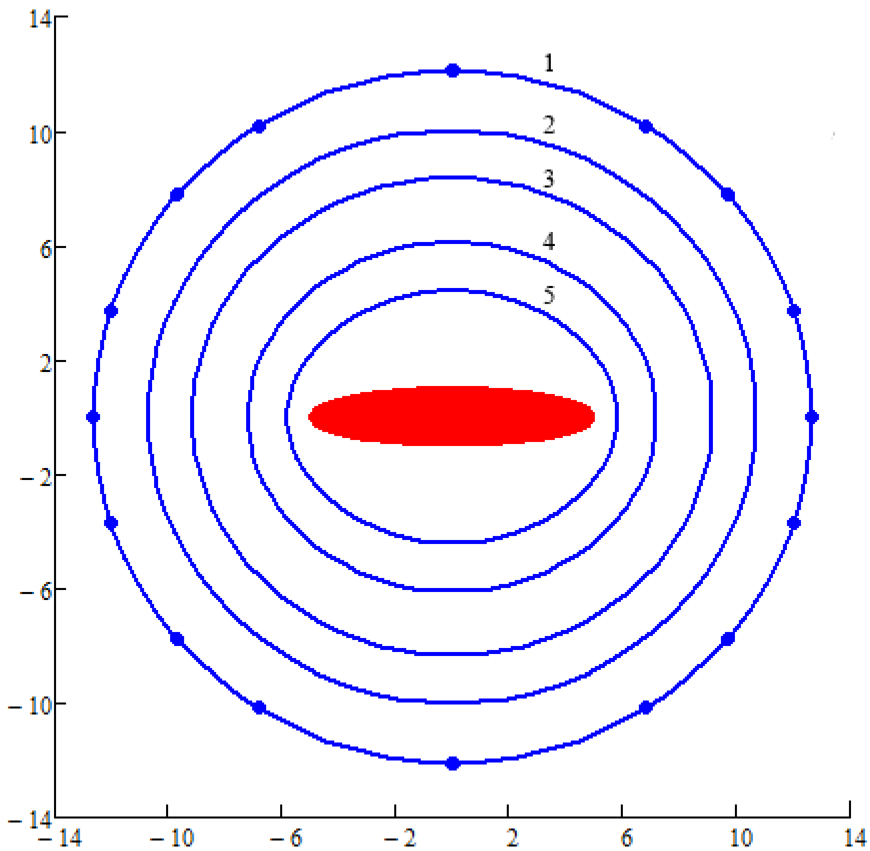
б) a/b=5, 1 – $\varphi = 5.5$, 2 – $\varphi = 6.5$, 3 – $\varphi = 7.5$, 4 – $\varphi = 8.5$, 5 – $\varphi = 9.5$.

в) a/b=10, 1 – $\varphi = 11$, 2 – $\varphi = 13$, 3 – $\varphi = 15$, 4 – $\varphi = 17$, 5 – $\varphi = 19$.

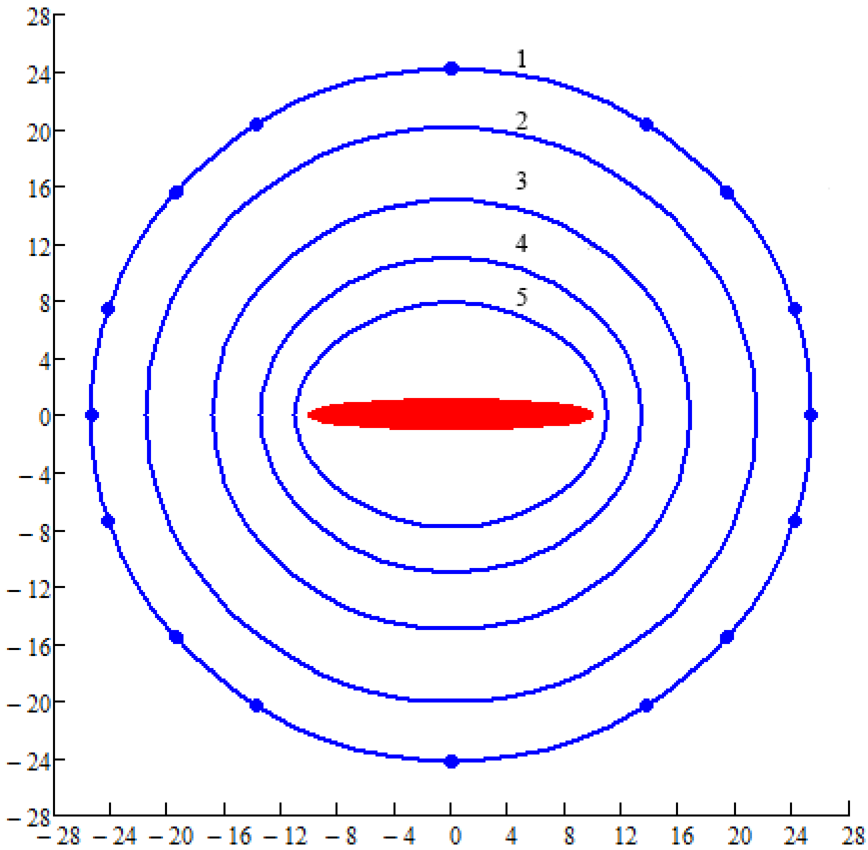
Во всех случаях эквипотенциали вне пучка могут быть аппроксимированы эллипсоидальными овалами с небольшим отношением полуосей, указанным на рисунках для ближайшей к пучку и периферической кривых. Последние весьма близки к окружностям, а точками на них отмечены координаты эллипса с теми же полуосями. При качественном подобии кривых φ=const при разных значениях ρ_1 распределение потенциала для этих случаев существенно различается.


1
2
3
4
5
8
6
4
2
0
– 2
– 4
– 6
– 8
– 8
– 6
– 4
– 2
0
2
4
6
8

а)


1
2
3
4
5
14
10
6
2
– 2
– 6
– 10
– 14
– 14
– 10
– 6
– 2
2
6
10
14

б)



в)

Рис.3 Эквипотенциальные поверхности $\varphi = \mathrm{const}$ при $\rho_0 = 2.5$:

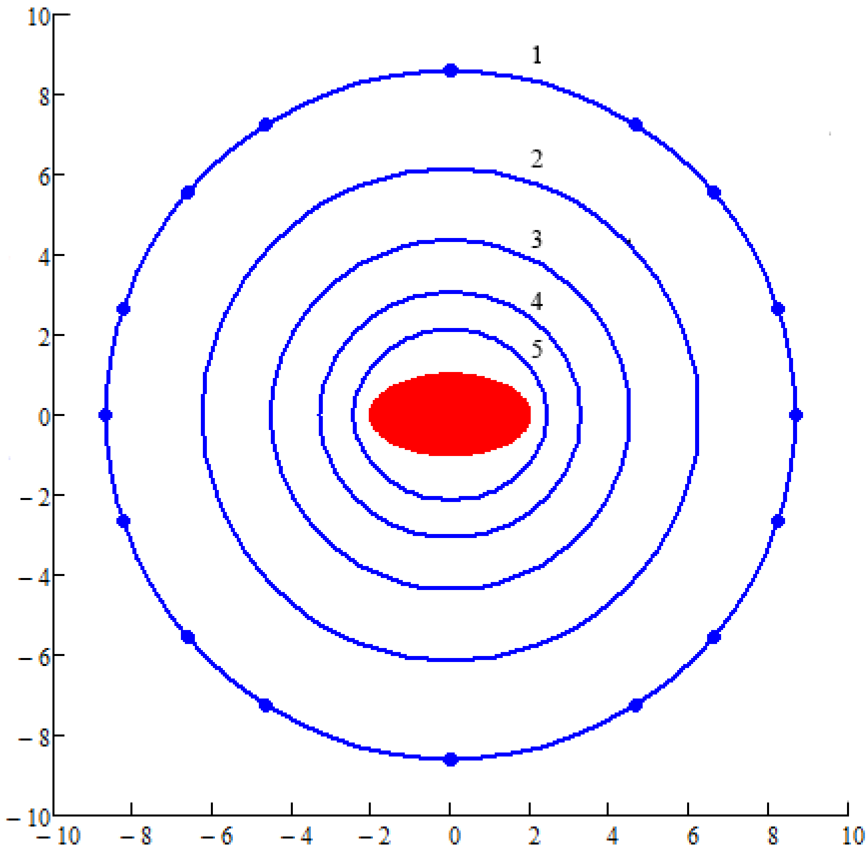
а) a/b=2, $1 - \varphi = 3$, $2 - \varphi = 4.5$, $3 - \varphi = 6$, $4 - \varphi = 7$, $5 - \varphi = 8$.

б) a/b=5, $1 - \varphi = 10$, $2 - \varphi = 13$, $3 - \varphi = 15$, $4 - \varphi = 18$, $5 - \varphi = 20$.

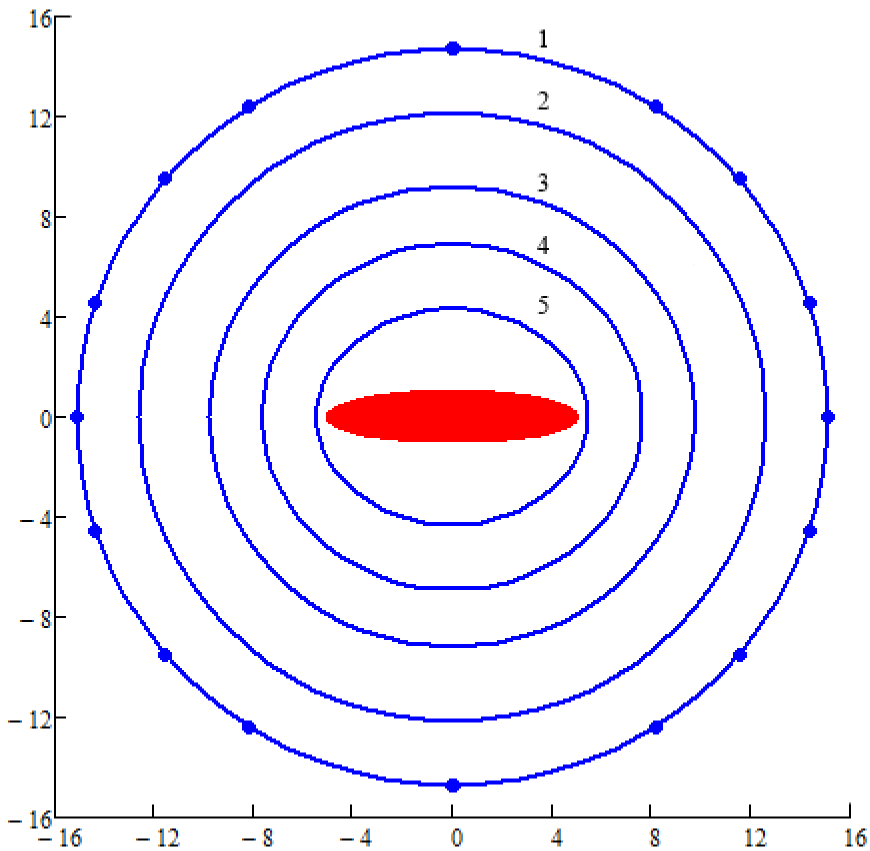
в) a/b=10, $1 - \varphi = 20$, $2 - \varphi = 26$, $3 - \varphi = 32$, $4 - \varphi = 38$, $5 - \varphi = 42$.

Отметим, что выполненные в [14] расчеты с использованием пакета OPERA 3D в относительно простой с вычислительной точки зрения задаче без сингулярной эмитирующей поверхности не обнаруживают высокой точности: в симметричной по квадрантам проблеме получено несимметричное распределение параметров пучка.

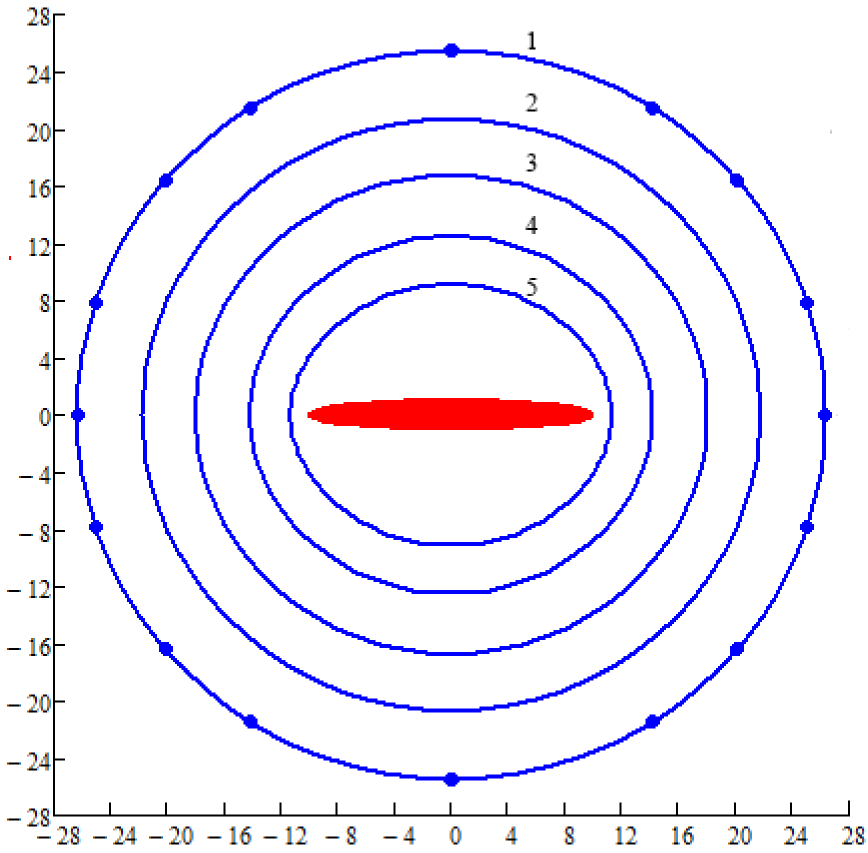
В качестве меры по борьбе с искажением формы сечения авторы работы [14] предлагают либо усилить магнитное поле, либо увеличить коэффициент заполнения. Второе предложение не решает проблемы: приближение эллиптической эквипотенциали к неэквипотенциальной поверхности пучка приведет еще к большей деформации последней и высаживанию на стенки канала.


1
2
3
4
5
10
8
6
4
2
0
− 2
− 4
− 6
− 8
− 10
− 10
− 8
− 6
− 4
− 2
0
2
4
6
8
10

а)


1
2
3
4
5
16
12
8
4
0
− 4
− 8
− 12
− 16
− 16
− 12
− 8
− 4
0
4
8
12
16

б)



в)

Рис.4 Эквипотенциальные поверхности $\varphi = \text{const}$ при $\rho_0 = -0.5$:
а)– a/b=2, 1 – $\varphi = 1.5$, 2 – $\varphi = 2$, 3 – $\varphi = 2.5$, 4 – $\varphi = 3$, 5 – $\varphi = 3.5$.
б)– a/b=5, 1 – $\varphi = 4$, 2 – $\varphi = 5.5$, 3 – $\varphi = 6.5$, 4 – $\varphi = 7.5$, 5 – $\varphi = 8.2$.
в) a/b=10, 1 – $\varphi = 9$, 2 – $\varphi = 11$, 3 – $\varphi = 13$, 4 – $\varphi = 14.5$, 5 – $\varphi = 16$.

Возмущение эллиптического сечения может быть не только уменьшено, но и устранено в результате перехода к определяемому приведенными выше формулами сечению канала, который с точки зрения технологии не сложнее эллиптического. Магнитное поле, играющее роль стабилизирующего фактора, напротив, может быть ослаблено.

При нормировке потенциала на потенциал анода φ_a решение уравнения Лапласа на выходе из электронно-оптической системы можно представить в виде

$$\varphi = 1 + \frac{1}{2}\rho_0 b^2 [F_1(\xi, \eta; \beta) + \bar{\rho}_1 F_2(\xi, \eta; \beta)], \quad (12)$$

$$\beta = a/b$$

где β- отношение полуосей; на рисунках значение потенциала определялось выражением в квадратных скобках, зависящим только от β.

Параметр ρ_0 в (12) можно выразить через ток пучка I или среднюю плотность тока $\bar{J} = I/\pi ab$:

$$I = 4\int_0^{\xi_e} V_a d\xi \int_0^{\frac{\pi}{2}} h^2(\xi,\eta)\rho(\xi,\eta)d\eta =$$

$$= \pi ab\sqrt{2}\rho_0 \left[1 + \frac{\bar{\rho}_1}{16}\left(\frac{\beta^4 + 4\beta^2 + 3}{8\beta^2} - \frac{\beta^4 - 2\beta^2 + 1}{2\beta^2}\frac{\beta^2 - 1}{\beta}\ln\frac{\beta + 1}{\beta - 1}\right)\right],$$

$$\bar{J} = \frac{J}{J_*}\,, \qquad J_* = \frac{V^3\varepsilon_0}{(e/m)L^2}\,, \tag{13}$$

где ε_0- диэлектрическая постоянная вакуума, e/m – удельный заряд электрона, L – характерный масштаб длины (расстояние катод-анод), V – характерная скорость $V^2 = \varphi_a$.

Пересчет маркировки эквипотенциалей на рисунках при нормировке на анодный потенциал производится по формулам (12),(13) при задании размерных значений физических параметров системы.

Заключение

В случае, если приоритетной задачей является сохранение начальной эллиптической формы пучка, конфигурация канала определяется приведенными выше выражениями. Форма сечения тракта транспортировки, близкого к поверхности пучка, хорошо аппроксимируется эллипсом с отношением полуосей, малым по сравнению с этим параметром для электронного потока и коэффициентом заполнения, меньшим 0.5, особенно для сильно вытянутого контура пучка. Вне зависимости от характера распределения плотности в потоке всегда можно указать удаленную эквипотенциаль, с высокой точностью совпадающую с окружностью. Для пучка с $a = 10,\ b = 1$ такая эквипотенциаль имеет радиус порядка 20. Сопровождающее магнитное поле при использовании рассчитанной формы тракта является стабилизирующим фактором и не тратится на сохранение формы сечения.

Литература

1. Pasaour J., Nguen K., Antonsen T. et al. // IVEC-2009. P.300.
2. Ruan C., Wang S., Han Y. et al. // IEEE Trans. on Electron Dev.2014. V.61 N6 P.1643.
3. Pershing D., Nguen K., Abe D.K. et al. // IVEC-2014. P.121.
4. Cusick M., Atkinson J., Balkcum A. et al.// IVEC-2009. P.296.
5. Jangid S.K., Bandyopadhyay A.K., Joshi L.M. et al. // IVEC-2013. Poster Session III.
6. Tang X., Duan Z., Guo X. et al. // IVEC-2012. P.385.
7. Nguen K.T., Pasaour J., Wright E.L. et al. // IVEC-2008. P.179.
8. Pasaour J., Wright E., Nguen K. et al. // IVEC-2010. P.43.
9. Pasaour J., Nguen K., Wright E. et al. // IEEE Trans. Electron Dev.2011. V.58. NG. P.1792.
10. Levush B., Abe D., Pasaour J. et al. // IRMMW-THz 2014.
11. Pasaour J., Abe D., Nguen K. et al. // IVEC-2014. P.19.
12. Мануилов В.Н., Заславский В.Ю. Глявин М.Ю. и др. // Труды XI Всероссийского семинара “Проблемы теоретической и прикладной электронной и ионной оптики.” 2013.М. : ГНЦ “НПО ОРИОН”. С.55.
13. Syrovoy V.A. Theory of intense beams of charged particles. New York: ELSEVIER, 2011.
14. Panda P.C., Srivastava V., Vohra A. // IVEC-2011. P.299.
15. Tang X., Sha G., Duan Z. et al. // IVEC-2013. Poster Session I.
16. Муратов М.З. Потенциалы эллипсоида. М. Атомиздат,1976.