

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ  
ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 621.3.038.61

ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ЗАРЯД ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА  
В СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

© 2025 г. Ж. Л. Мальцева<sup>a, b</sup>, С. А. Мельников<sup>c</sup>, И. Н. Мешков<sup>c, d, \*</sup>, А. С. Сергеев<sup>c</sup>, А. А. Черевко<sup>a, b</sup>

<sup>a</sup>Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск, 630090 Россия

<sup>b</sup>Новосибирский государственный университет (НГУ), Новосибирск, 630090 Россия

<sup>c</sup>Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ), Дубна, Московская обл., 141980 Россия

<sup>d</sup>Санкт-Петербургский государственный университет (СПбГУ), Санкт-Петербург, 199034 Россия

\*E-mail: meshkov@jinr.ru

Поступила в редакцию 20.06.2023 г.

После доработки 23.06.2023 г.

Принята к публикации 26.06.2023 г.

В статье представлены расчеты потенциала электрического поля интенсивного аксиально-симметричного пучка электронов с параметрами, типичными для систем электронного охлаждения в протонных (ионных) синхротронах. Рассмотрен общий случай электронов релятивистской энергии.

**Ключевые слова:** синхротрон, электронное охлаждение, измерения

**DOI:** 10.56304/S2079562924050294

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Применение в системах электронного охлаждения (СЭО) [1] интенсивных электронных пучков требуется для усиления эффекта охлаждения, что достигается повышением тока пучка. Однако, с повышением тока электрическое поле пучка (поля пространственного заряда) замедляет скорость электронов и создает неоднородное распределение плотности пучка. Соответственно, распределение потенциала пучка и скорости электронов по радиусу отличается от закона, известного для электрических проводников при постоянном токе. Все это оказывается на эффективности охлаждения и отклонении от линейного закона зависимости времени охлаждения от тока пучка, что наблюдалось еще в первых экспериментах по электронному охлаждению протонов [2].

В проекте NICA [3] три из четырех синхротропов используют электронное охлаждение для накопления и формирования ионных пучков.

При расчете силы трения как правило рассматривается цилиндрический пучок электронов с постоянными по радиусу плотностью и скоростью электронов. Учет действия поля пространственного заряда пучка приводит к зависимости этих параметров от координат электронов.

## 2. ЗАМАГНИЧЕННЫЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ПУЧОК

В системах электронного охлаждения электронный пучок, за редким исключением, форми-

руется и транспортируется в продольном (соленоидальном) магнитном поле, величина которого удовлетворяет требованию

$$\rho_L = \frac{\gamma m_e v_{e\perp}}{eB} \ll r_b. \quad (1)$$

Здесь  $\rho_L$  – ларморовский радиус электрона для компоненты его скорости  $v_e$ , ортогональной направлению магнитного поля  $B$ ;  $m_e$  и  $e$  – масса и заряд электрона;  $\gamma$  – Лоренц-фактор электрона, рассчитанный по его продольной скорости  $v_0$  на выходе источника электронов (“электронной пушки”);  $r_b$  – радиус цилиндрического электронного пучка. Такой пучок называется *замагниченным*.

Особенность замагниченного электронного пучка в СЭО состоит в том, что поперечные компоненты скорости его электронов много меньше продольных:

$$v_{e\perp} \ll v_0. \quad (2)$$

Это условие достигается формированием пучка в источнике электронов и является одним из требований к качеству электронного пучка СЭО [1].

Плотность электронного пучка  $\rho(\mathbf{r})$  и скорость его электронов  $\mathbf{v}(\mathbf{r})$  связаны с плотностью тока пучка  $\mathbf{j}(\mathbf{r})$  уравнением непрерывности

$$\operatorname{div} \mathbf{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (3)$$

и соотношением

$$j(\mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r}) v(\mathbf{r}). \quad (4)$$

Для стационарного пучка уравнение непрерывности (3) упрощается,

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0. \quad (5)$$

В системах электронного охлаждения условие (1) заведомо выполняется, так как к поперечным скоростям (температура) охлаждающего электронного пучка предъявляются гораздо более жесткие требования. Из условия (2) следует, что поперечными компонентами вектора плотности тока можно пренебречь, и уравнение (5) приводит к постоянству продольной компоненты тока:

$$\frac{\partial j_z}{\partial z} = 0, \quad j_z(r, z) = j_e = \frac{I_e}{\pi r_b^2}. \quad (6)$$

Здесь  $j_e$  — плотность тока электронного пучка, постоянная по его радиусу как на выходе из источника электронов, так и далее, при прохождении электронов через СЭО,  $I_e$  — ток электронного пучка.

Условие постоянства плотности тока по радиусу поддерживается высокой однородностью продольного магнитного поля, сопровождающего электронный пучок на всем протяжении участка охлаждения. Исключением являются СЭО с так называемым полым электронным пучком.

Потенциал катода электронной пушки  $\Phi_{\text{cath}}$  выбирается так, чтобы компенсировать провисание кинетической энергии электронов на оси пучка и выполнить условие достижения оптимального значения энергии электронов на оси пучка. Как известно из теории метода электронного охлаждения [1], оптимум (максимум силы трения электронов) достигается при равенстве средних скоростей электронов и ионов на оси электронного пучка:

$$v_e = v_i \equiv v. \quad (7)$$

Соответственно, оптимальные значения кинетических энергий электрона  $E_e$  и иона  $E_i$  удовлетворяют равенству

$$E_e = (\gamma - 1) m_e c^2 = \frac{m_e}{m_i} E_i. \quad (8)$$

Формула (8) верна во всем диапазоне энергии, вплоть до  $\beta = 1$ . Здесь  $c$  — скорость света,  $m_i$  — масса иона<sup>1</sup>, параметры  $\beta$  и  $\gamma$  — Лоренц-факторы обеих частиц:

$$\beta = \frac{v}{c}, \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

Начальная кинетическая энергия электронов на выходе из источника электронов определяется

<sup>1</sup> Равенство (8) справедливо так же для значений полной энергии электрона и иона, а также для значения энергии иона на нуклон. В последнем случае — масса нуклона в ядре иона.

потенциалом катода электронной пушки  $\Phi_{\text{cath}}$ , который создается источником ускоряющего напряжения. На выходе в свободное пространство на длине порядка диаметра цилиндрической вакуумной камеры электроны тормозятся полем пространственного заряда электронного пучка. Поэтому потенциал катода выбирается так, чтобы условия (7), (8) выполнялись для электронов и ионов на оси электронного пучка ( $r = 0$ ), с которой совпадает (в идеальном случае) ось ионного пучка на участке охлаждения:

$$E_e(0) = \frac{m_e}{m_i} E_i(0), \quad \Phi_{\text{cath}} = \varphi_0 + \varphi_e(0). \quad (10)$$

Здесь  $\varphi_0 = E_e(0)/e$ ,  $\varphi_e(r)$  — потенциал электронного пучка.

Потенциал электрического поля электронного пучка  $\varphi_e(r)$  описывается уравнением Пуассона

$$\Delta \varphi_e(r) = -4\pi\rho(r). \quad (11)$$

Плотность электронов  $\rho(r)$  находим из равенств (4) и (6):

$$\rho(r) = \frac{j_e}{v_e(r)} = \frac{I_e}{\pi r_b^2 \beta_e(r) c}. \quad (12)$$

Скорость  $v_e(r)$  и Лоренц-фактор электрона  $\beta_e(r) = v_e(r)/c$  зависят от координаты электрона.

Для упрощения дальнейших вычислений введем безразмерную функцию  $\varepsilon(r)$  и константу  $\varepsilon_0$ :

$$\varepsilon(r) = \frac{\varphi_e(r) - \varphi_e(0)}{\varphi_0}, \quad \varepsilon_0 = \frac{e\varphi_0}{m_e c^2}. \quad (13)$$

Подчеркнем, что значения функции  $\varepsilon(r)$  и константы  $\varepsilon_0$  положительные, а функции  $\varphi_0$ ,  $\varphi_e(r)$  и знак заряда электрона отрицательные.

Параметры  $\alpha_e(r)$  и  $\beta_e(r)$  теперь представимы в виде

$$\begin{aligned} \gamma_e(r) &= 1 + \varepsilon_0(\varepsilon(r) + 1), \\ \beta_e(r) &= \sqrt{1 - \frac{1}{(1 + \varepsilon_0(\varepsilon(r) + 1))^2}}. \end{aligned} \quad (14)$$

Кроме того, введем безразмерную переменную

$$x = \frac{r}{r_b}. \quad (15)$$

Подставив это выражение и выражение (14) в (12), получим уравнение для потенциала пучка в виде

$$E \frac{d}{dx} \left( x \frac{d\epsilon(x)}{dx} \right) = \begin{cases} -\frac{4eI_e}{m_e c^3 \epsilon_0} \frac{1}{\left( 1 - \frac{1}{(1 + \epsilon_0(\epsilon(x) + 1))^2} \right)^{\frac{1}{2}}}, & 0 \leq x \leq 1 \\ 0, & x \leq \frac{r_c}{r_b} \end{cases}. \quad (16)$$

Приближенное решение уравнения (16) можно найти, разложив функцию  $1/\beta_e(x)$  (14) по малому параметру  $\epsilon(x) \ll 1$ :

$$\beta_e^{-1}(x) \approx \frac{\epsilon_0 + 1}{\sqrt{\epsilon_0}(\epsilon_0 + 2)} - \frac{\epsilon(x)}{\sqrt{\epsilon_0}(\epsilon_0 + 2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (17)$$

Тогда уравнение (16) для области  $0 \leq x \leq 1$  приводится к виду

$$\begin{aligned} \frac{d^2\epsilon(x)}{dx^2} + \frac{1}{x} \cdot \frac{d\epsilon(x)}{dx} = \\ = -C_0 ((\epsilon_0 + 1) \cdot (\epsilon_0 + 2) - \epsilon(x)), \end{aligned} \quad (18)$$

где  $C_0$  – безразмерная константа

$$C_0 = \frac{4eI_e}{m_e c^3} \frac{1}{[\epsilon_0(\epsilon_0 + 2)]^{\frac{3}{2}}}. \quad (19)$$

Вводя новую безразмерную переменную

$$\xi(x) = \sqrt{C_0} \cdot x, \quad (20)$$

приводим уравнение (16) к виду неоднородного уравнения Бесселя нулевого порядка:

$$\frac{d^2\epsilon(\xi)}{d\xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{d\epsilon(\xi)}{d\xi} - \epsilon(\xi) = -(\epsilon_0 + 1)(\epsilon_0 + 2). \quad (21)$$

Общее решение однородного уравнения (левая часть уравнения (21)) есть

$$\epsilon_h(\xi) = C_I I_0(\xi) + C_K K_0(\xi). \quad (22)$$

Здесь  $I_0(\xi)$  и  $K_0(\xi)$  – функции Бесселя нулевого порядка,  $C_I$  и  $C_K$  – константы. Так как функция  $K_0(\xi)$  при  $\xi \rightarrow 0$  стремится к отрицательной бесконечной величине, необходимо положить  $C_K = 0$ .

В качестве частного решения уравнения (21) можно выбрать константу  $C_\epsilon$ , которую определим ниже (см. (30)).

Таким образом, решение для области внутри пучка есть

$$\epsilon_{inn}(\xi) = C_I I_0(\xi) + C_\epsilon, \quad 0 \leq \xi \leq \xi_b(r_b) \equiv \sqrt{C_0}. \quad (23)$$

Решение для области вне пучка  $\sqrt{C_0} < \xi \leq \xi_c \equiv \sqrt{C_0} \frac{r_c}{r_b}$  ( $r_c$  – радиус цилиндрической вакуумной камеры) находим из уравнения Лапласа  $\Delta_x \epsilon(x) = 0$

или с помощью теоремы Гаусса, в обоих методах при граничном условии  $\epsilon(\xi_c) = 0$ :<sup>2</sup>

$$\begin{aligned} \varphi_e(r) &= \frac{2I_e}{c} \cdot \int_0^1 \frac{x \cdot dx}{\beta_e(x)} \cdot \ln\left(\frac{r_c}{r}\right), \quad r_b < r \leq r_c, \\ \epsilon_{out}(\xi) &= C_\varphi \cdot \ln\left(\frac{\xi_c}{\xi}\right), \quad C_\varphi = \frac{2eI_e}{m_e c^3 \epsilon_0} \cdot \int_0^1 \frac{x \cdot dx}{\beta_e(x)}, \quad (24) \\ 1 < x &\leq x_c, \quad x_c = \frac{r_c}{r_b}. \end{aligned}$$

Окончательно полное решение для потенциала  $\epsilon(\xi)$ , справедливое вплоть до релятивистских значений энергии электронов, есть

$$\begin{aligned} \epsilon(\xi(x)) &= \\ &= \begin{cases} C_I I_0(\xi(x)) + C_\epsilon, & 0 \leq \xi(x) \leq \xi_b(r_b) \equiv \sqrt{C_0}, \\ C_\varphi \cdot \ln\left(\frac{\xi_c}{\xi(x)}\right), & \xi_b \leq \xi(x) \leq \xi_c(r_c) \equiv \sqrt{C_0} \frac{r_c}{r_b}. \end{cases} \quad (25) \end{aligned}$$

Трудность в вычислениях возникает из-за зависимости функции  $\beta_e$  в (14) и (17) от функции  $\epsilon(\xi(x))$ . Обойти эту трудность можно, ограничившись приближенным значением функции Бесселя

$$I_o(\xi) \approx 1 + \frac{\xi^2}{4} + \frac{\xi^4}{2^6}, \quad (26)$$

удовлетворяющим уравнению (25) с точностью до третьего члена разложения:

$$C_I \cdot \frac{\xi^4}{2^6} + C_\epsilon = (\epsilon_0 + 1)(\epsilon_0 + 2). \quad (27)$$

Сшивая решения (25)–(26) и их производные на границе пучка (точка  $\xi_b = \sqrt{C_0}$ ) находим:

$$\begin{aligned} C_I \left( 1 + \frac{\xi_b^2}{4} + \frac{\xi_b^4}{2^6} \right) + C_\epsilon &= C_\varphi \ln \frac{\xi_c}{\xi_b}, \\ C_I \frac{C_0}{2} \left( 1 + \frac{C_0}{8} \right) &= -C_\varphi. \end{aligned} \quad (28)$$

<sup>2</sup> Для численных расчётов ток пучка  $I_e$  удобно вычислять в амперах и потенциалы в киловольтах, для чего использовать константы  $mc^3/e = 17033$  А и  $mc^2/e = 511.0034$  кВ. Тогда получим для искомой константы выражение  $C_\varphi = \frac{2eI_e}{m_e c^3} \cdot \frac{m_e c^2}{e \Phi_0} \cdot \frac{1}{r_b^2} \int_0^{r_b} \frac{r \cdot dr}{\beta_e(r)}$ .

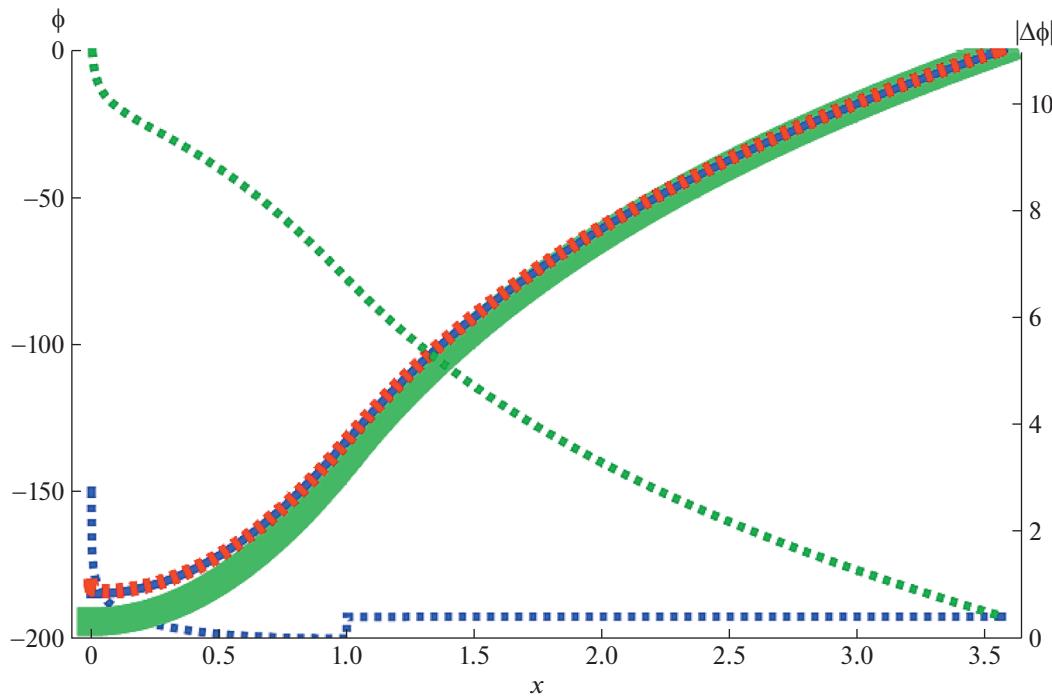


Рис. 1. Функции потенциалов и их разностей для  $E_e = 1.74$  кэВ,  $I_e = 0.15$  А.

Затем, используя уравнение (27), находим значение константы  $C_I$ :

$$C_I = -\frac{(\varepsilon_0 + 1) \cdot (\varepsilon_0 + 2)}{\frac{C_0}{2} \cdot \left(1 + \frac{C_0}{8}\right) \cdot \ln \frac{\xi_c}{\xi_b} + \left(1 + \frac{C_0}{4}\right)}. \quad (29)$$

Теперь константа  $C_\phi$  определена в уравнении (28), а константа  $C_\varepsilon$  в уравнении (27), где, пренебрегая в нем первым слагаемым, получаем

$$C_\varepsilon \approx (\varepsilon_0 + 1)(\varepsilon_0 + 2). \quad (30)$$

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Для демонстрации эффекта пространственно-заряда здесь представлены результаты расчетов распределения потенциала аксиально-симметричного электронного пучка  $\varepsilon(x)$  по радиусу цилин-

дрического пучка в системах электронного охлаждения. Расчеты проведены для четырех конкретных примеров СЭО синхротронов с электронным охлаждением проекта NICA: Бустер (нерелятивистская энергия электронов СЭО, рис. 1, 2) и Коллайдер (релятивистская энергия, рис. 3, 4) [3].

Расчеты проведены двумя методами:

- численным решением уравнения (16) с помощью программы Mathematica (функция  $\varepsilon_m(x)$  ниже);
- приближенное решение (функция  $\varepsilon(x)$  (25) с константами (28)–(30)).

Для сравнения представлен также пример электронного пучка с однородным распределением плотности (функция  $\varepsilon_h(x)$ ) [4]:

$$\varepsilon_h(\xi(x)) = C_h \begin{cases} 1 + 2 \ln \frac{\xi_c}{\xi_b} - x^2, & 0 \leq \xi(x) \leq \xi_b(r_b) \equiv \sqrt{C_0}, \\ 2 \cdot \ln \frac{\xi_c}{\xi(x)}, & \xi_b \leq \xi(x) \leq \xi_c(r_c) \equiv \sqrt{C_0} \frac{r_c}{r_b}, \end{cases} \quad (32)$$

$$C_h = \frac{eI_e}{mc^3} \cdot \frac{\varepsilon_0 + 1}{\varepsilon^2 \sqrt{\varepsilon_0 + 2}}.$$

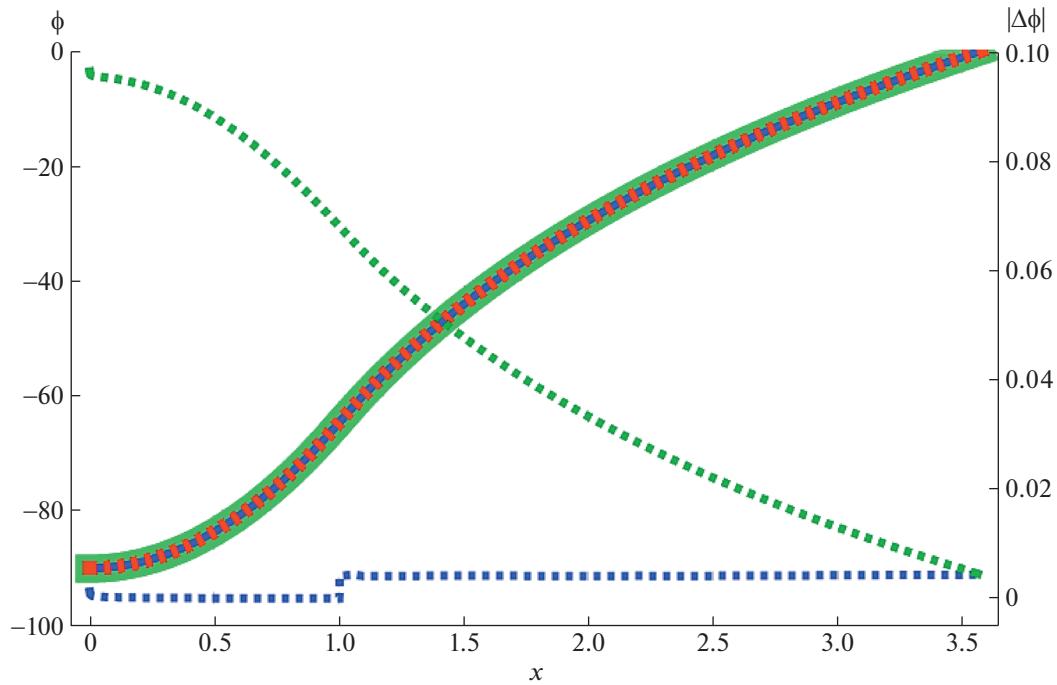


Рис. 2. Функции потенциалов и их разностей для  $E_e = 35.4$  кэВ,  $I_e = 0.3$  А.

Все три функции, как и в расчетах выше, безразмерные.

Параметры электронных пучков выбраны на примере охлаждения ионов ксенона  $^{128}\text{Xe}^{28+}$ , ко-

торые используются в экспериментах на комплексе NICA, и приведены в табл. 1. Там же представлены основные результаты расчетов для всех четырех вариантов.

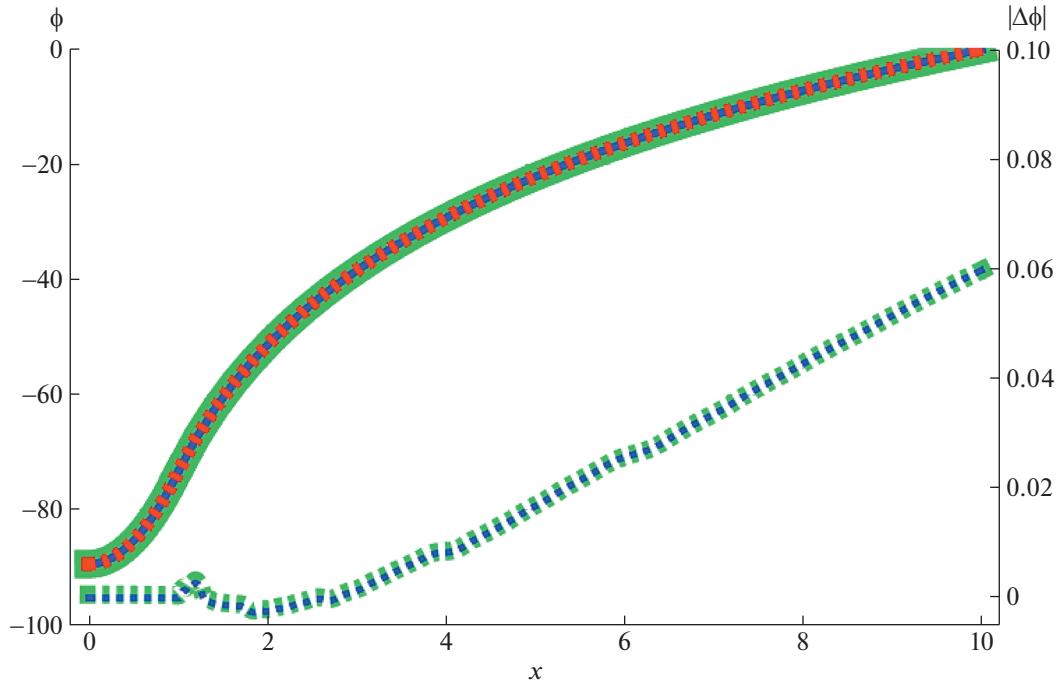
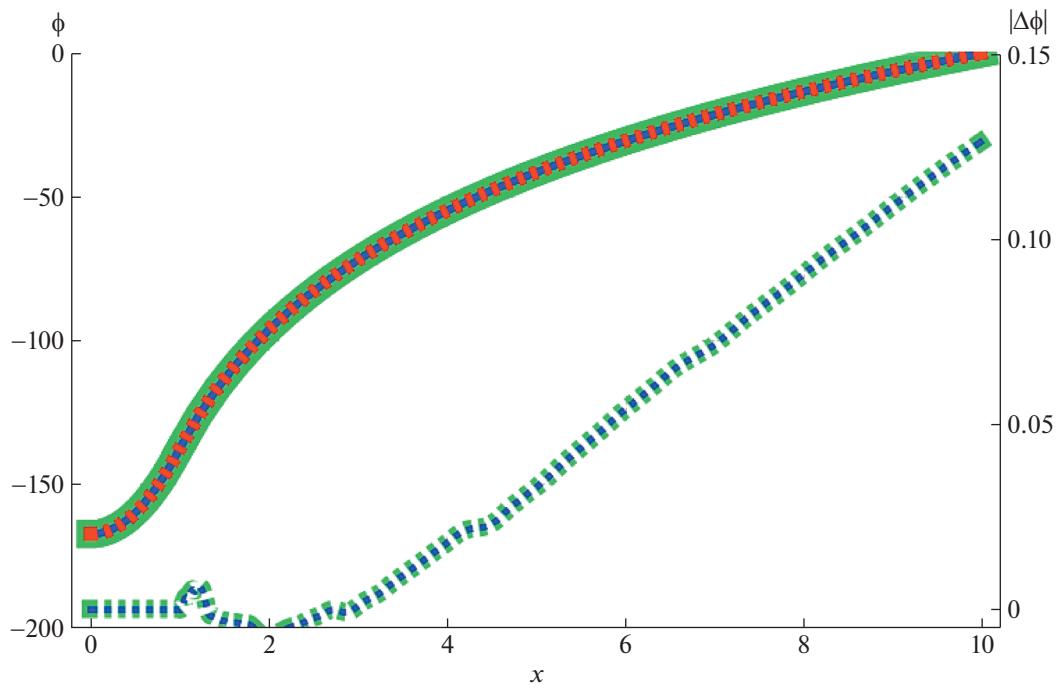


Рис. 3. Функции потенциалов и их разностей  $E_e = 1$  МэВ,  $I_e = 1$  А.

Рис. 4. Функции потенциалов и их разностей для  $E_e = 2.5$  МэВ,  $I_e = 1$  А.

Графики функций потенциала и их разностей изображены на рис. 1–4 линиями различных цвета, толщины и структуры:

- численное решение  $\varepsilon_m(x)$  — — —

- приближенное решение  $\varepsilon(x)$  —
- пучок однородной плотности  $\varepsilon(x)$  —
- разность приближенного решения и численного решения  $\Delta\varepsilon(x) = \varepsilon(x) - \varepsilon_m(x)$  — — —

Таблица 1. Параметры СЭО синхротронов NICA

Синхротрон	Бустер		Коллайдер	
Вариант	1	2	3	4
Энергия ионов, МэВ/нуклон	3.172	64.53	1822.88	4557.21
Оптимальное значение кинетической энергии электронов на оси пучка $e\phi_0$ , кэВ	1.74	35.4	1000	2500
Ток электронного пучка, А	0.15	0.3	1.0	1.0
Радиус электронного пучка, см	1.4		0.5	
Радиус вакуумной камеры, см	5.0		5.0	
1. Значение потенциала электронного пучка (вольт) на его оси для трех видов решений				
Точное численное решение	183.56	89.99	89.345	170.63
Приближенное решение (24)	182.39	89.99	69.345	170.63
Пучок однородной плотности	191.67	90.08	89.346	170.63
2. Разность значений потенциала (вольт) на оси пучка для приближенных и точного решений				
	-1.17	0.003	$4.5 \cdot 10^{-7}$	$7.5 \cdot 10^{-7}$
	8.11	0.09	$6.4 \cdot 10^{-4}$	$2.7 \cdot 10^{-4}$
3. Разность значений потенциала (вольт) на оси и границе пучка				
Приближенное решение	86.70	42.47	7.97	7.61
Пучок однородной плотности	91.46	42.52	7.97	7.61

**Таблица 2.** Сравнение расчетных и экспериментальных значений энергии электронов

Энергия ионов, МэВ/нуклон	3.2	64.530
Оптимальное значение кинетической энергии электронов на оси пучка $e\cdot\phi_0$ , кэВ	1.743	35.400
Ток электронного пучка, мА	50	100
Значение энергии электронов на выходе электронной пушки (кэВ)		
Приближенное решение (24) $e\cdot(\phi_0 + \phi_e(0))$	1.803	1.865
Пучок однородной плотности $e\cdot(\phi_0 + \phi_h(0))$	1.805	1.869
Эксперимент	1.830	1.883
		35.460
		35.460
		35.450

- разность решения для пучка постоянной плотности и численного решения  $\Delta\epsilon(x) = \epsilon_h(x) - \epsilon_m(x)$

Численное решение точного уравнения (16) в малой окрестности оси пучка имеет особенность. Функция, представляющая результат этого решения, убывает при приближении к оси в области, размер которой довольно мал. Для варианта № 1 радиус зоны убывания составляет 5% от радиуса пучка, для варианта № 2 он меньше 0.5%, а для вариантов № 3 и № 4 зона убывания еще меньше. Зона такого малого радиуса не имеет практического значения. В таблице 1 данные для варианта № 1 в разделе 1 (помечены звездочками) приведены для горизонтальной координаты  $x = 0.05$ , а кривые на рис. 1 начинаются от этой же координаты  $x = 0.05$ .

которых значительно больше оптимальной энергии на оси пучка, что необходимо учитывать в расчетах времени охлаждения ионов. Этот эффект так же значителен при охлаждении ионов низкой энергии.

4. Первые эксперименты по электронному охлаждению ионов ксенона  $^{124}\text{Xe}^{28+}$  в синхротропе Бустер NICA (табл. 2) показали, что расчетные и экспериментальные значения энергии электронов на выходе из электронной пушки совпадают с точностью лучше  $1.5 \cdot 10^{-2}$  на энергии инжекции ионов (первый и второй столбцы таблицы) и  $3 \cdot 10^{-3}$  на так называемом “втором плато” магнитного поля Бустера при ускорении ионов (третий столбец). Более значительное расхождение при токе 50 мА объясняется трудностями точной настройки энергии при малом токе электронов.

#### 4. АНАЛИЗ

Из приведенных выше результатов расчетов (рис. 1 и табл. 1) можно сделать несколько выводов:

1. Сравнение значений точного численного  $\phi_m(x)$  и приближенного  $\phi_e(x)$  решений на оси пучка (табл. 1, разд. 1) показывает, что их разность не превышает 1.18 В при минимальной энергии электронов и уменьшается с ростом энергии электронов.

2. Тот же анализ показывает, что значение функции  $\phi_h(x)$  для пучка однородной плотности существенно превышает значения обеих функций  $\phi_m(x)$  и  $\phi_e(x)$  при низкой энергии, где влияние пространственного заряда велико. Это влияние быстро исчезает с ростом энергии электронов (табл. 1, разд. 1). Поэтому для вычисления потенциала электронного пучка можно при энергии электронов выше нескольких десятков кэВ пользоваться упрощенной моделью электронного пучка с постоянной по сечению плотностью.

3. Существенное влияние на скорость охлаждения (время охлаждения) оказывает изменение энергии электронов с радиусом (рис. 1, табл. 1, разд. 3): по мере удаления от оси пучка ионы сталкиваются с электронами, кинетическая энергия

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная публикация имеет целью сделать очередной шаг в развитии теории электронного охлаждения – оценить влияние пространственного заряда электронов на распределение их энергии по объему электронного пучка. Полученные результаты указывают на необходимость строгого учета этого влияния на силу трения электронного пучка и, соответственно, время охлаждения ионов. Это предполагается сделать в следующей публикации.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

- Мешков И.Н. / Физ. элемент. частиц и ядра. 1994. Т. 25 (6). С. 1487.
- Будкер Г.И., Дербенев Я.С., Диканский Н.С., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Скринский А.Н., Сухина Б.Н. // Ат. энергия. 1975. Т. 40 (1). С. 49.
- Kekelidze V.D., Matveev V.A., Meshkov I.N., Sorin A.S., Trubnikov G.V. // Phys. Part. Nucl. 2017. V. 48 (5). P. 727–741.
- Мешков И.Н., Чириков Б.В. Электромагнитное поле. Часть 1. Электричество и магнетизм. Изд. 2-е. 2013. Москва: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”.

## Space Charge of an Electron Beam in an Electron Cooling System

J. L. Maltseva<sup>1, 2</sup>, S. A. Melnikov<sup>3</sup>, I. N. Meshkov<sup>3, 4, \*</sup>, A. S. Sergeev<sup>3</sup>, and A. A. Cherevko<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup>*Lavrentyev Institute of Hydrodynamics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090 Russia*

<sup>2</sup>*Novosibirsk State University (NSU), Novosibirsk, 630090 Russia*

<sup>3</sup>*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow oblast, 141980 Russia*

<sup>4</sup>*Saint Petersburg State University (SPbSU), St. Petersburg, 199034 Russia*

\*e-mail: meshkov@jinr.ru

Received June 20, 2023; revised June 23, 2023; accepted June 26, 2023

**Abstract**—The electric field potential of an intense axially symmetric electron beam with parameters typical of electron cooling systems in proton (ion) synchrotrons is calculated. A general case of electrons of relativistic energy is considered.

**Keywords:** synchrotron, electron cooling, measurements