

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P9-85-941

Ю.И.Алексахин

**СИНТЕЗ ИСТОЧНИКОВ
БРИЛЛЮЭНОВСКИХ ПОТОКОВ
С КОМПЕНСИРОВАННЫМИ АБЕРРАЦИЯМИ**

Направлено в журнал "Радиотехника и
электроника"

1985

ВВЕДЕНИЕ

Для ряда важных приложений — ускорения ионов электронными кольцами ^{/1/}, управления импульсными реакторами ^{/2/}, получения многозарядных ионов ^{/3/} — требуются интенсивные электронные пучки высокого оптического качества и релятивистских энергий. Желательно иметь эффективный способ синтеза источников таких пучков, указывающий идеальную форму электродов, необходимую для формирования пучка с наперед заданными характеристиками и позволяющий исследовать основные зависимости. Последнее особенно важно для релятивистского диапазона энергий, в котором классические законы подобия ^{/4/} не работают, так что не всегда можно воспользоваться уже известными решениями.

Разработанные методы синтеза нерелятивистских пучков ^{/5,6/}, включающие анализ отклонений от параксиальности, базируются на геометризованных уравнениях потока и непосредственно неприменимы в релятивистском случае, в котором не существует ортогональной системы координат, связанной с трубками тока ^{/7/}.

Один из возможных путей решения задачи обсуждался в предыдущей работе автора ^{/8/}, в которой сформулирован негеометризованный способ описания безвихревых релятивистских потоков и на его основе развита параксиальная теория высшего порядка. Исходя из этой теории в настоящей работе предложен метод синтеза источников сплошных осесимметричных релятивистских пучков с немагнитичным катодом, включающий анализ и устранение аберраций путем подбора формы катода и являющийся развитием более простого метода расчёта на основе модифицированного уравнения огibaющей ^{/9/}.

I. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

I.1. Система координат

Одна из особенностей предлагаемого метода состоит в использовании ортогональной системы координат q_i , $i = 1, 2, 3$, не связанной, в принципе, с трубками тока, но в которой обязательно поверхность катода является одной из координатных поверхностей (выберем её в качестве поверхности $q_1 = 0$). Через q_2 обозначим поперечную координату, отсчитываемую от оси системы ($q_2 = 0$), а через q_3 — азимут, так что соответствующая функция Ламе есть радиус: $h_3 = r(q_1, q_2)$.

Функции Ламе h_i , $i = 1, 2, 3$ должны удовлетворять всего двум соотношениям ^{/8/}, вытекающим из требований евклидовости пространства и ортогональности координатной сетки:

$$(I) \frac{\partial}{\partial q_1} \left(\frac{1}{h_1} \frac{\partial h_2}{\partial q_1} \right) + \frac{\partial}{\partial q_2} \left(\frac{1}{h_2} \frac{\partial h_1}{\partial q_2} \right) = 0, \quad \left(\frac{1}{h_1} \frac{\partial h_3}{\partial q_1} \right)^2 + \left(\frac{1}{h_2} \frac{\partial h_3}{\partial q_2} \right)^2 = 1,$$

что допускает известный произвол в их выборе, в частности, позволяет потребовать выполнения на оси системы равенств $h_{10} \equiv h_1|_{q_2=0} = 1$, $\partial h_1 / \partial q_2 |_{q_2=0} = 0$.

Координатные линии $q_1 = \text{const}$ (в том числе сечение катода) на плоскости цилиндрических координат (r, z) даются уравнением

$$(2) \quad z = q_1 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n(q_1) r^{2n},$$

коэффициенты в котором, с учетом равенств $r = h_3$ и (I), нетрудно выразить через осевые значения функций Ламе и их производных:

$$(3) \quad a_n(q_1) = -\frac{1}{(2n)!} \left[\left(\frac{1}{\partial h_3} \frac{\partial}{\partial q_2} \right)^{2n-1} \frac{1}{h_1} \frac{\partial h_3}{\partial q_1} \sqrt{1 - \left(\frac{1}{h_1} \frac{\partial h_3}{\partial q_1} \right)^2} \right]_{q_2=0}.$$

Следуя парааксиальному методу, представим функции Ламе в виде рядов по степеням поперечной координаты q_2 :

$$(4) \quad h_i = \sum_{n=0}^{\infty} h_{in}(q_1) q_2^{2n}, \quad i=1,2; \quad h_3 = \sum_{n=0}^{\infty} h_{3n}(q_1) q_2^{2n+1}.$$

Равенства (I) приводят к соотношениям ^{18/}

$$(5) \quad h_{20} = h_{30} \equiv \lambda, \quad h_{11} = -\frac{1}{2} \lambda \lambda'', \quad h_{21} = 3 h_{31} + \frac{1}{2} \lambda \lambda', \dots$$

где штрихом обозначено дифференцирование по q_1 .

Ограничиваясь парааксиальной теорией второго порядка, в рядах (4) следует удерживать по два члена; соотношения (5) уменьшают число независимых коэффициентов до двух - λ и h_{31} . Линии $q_1 = \text{const}$ в этом случае есть параболы четвертого порядка с коэффициентами

$$(6) \quad a_1 = -\frac{\lambda'}{2\lambda}, \quad a_2 = -\frac{1}{4\lambda^3} \left[\lambda \left(\frac{h_{31}'}{\lambda} \right)' + \frac{1}{4} \lambda' (\lambda')'' \right].$$

Форму катода будем задавать с помощью двух параметров - радиуса кривизны на оси R и фактора g , характеризующего отклонение поверхности катода от параболоида вращения ($g=0$) и равного единице для сферы, так что ^{*)}

$$(7) \quad a_1^{(0)} = \frac{1}{2R}, \quad a_2^{(0)} = g a_1^{(0)3}$$

При заданной форме катода функции $\lambda(q_1), h_{31}(q_1)$ должны обеспечивать выполнение равенств $a_{1,2}|_{q_1 \rightarrow 0} = a_{1,2}^{(0)}$, в остальном их выбор произволен. В частности, можно потребовать $\lambda'|_{q_1 \rightarrow 0} = h_{31}'|_{q_1 \rightarrow 0} = 0$.

Переход от криволинейной системы координат к цилиндрической в рассматриваемом приближении осуществляется по формулам:

^{*)} Верхним индексом "о" будем отмечать значения величин на катоде ($q_1=0$), а нижним - на оси системы ($q_2=0$).

$$r(q_1, q_2) \equiv h_3(q_1, q_2) = q_2 (\lambda + h_{31} q_2^2),$$

$$(8) \quad z(q_1, q_2) = q_1 + a_1 \lambda^2 q_2^2 + \lambda (\lambda^3 a_2 + 2 h_{31} a_1) q_2^4.$$

I.2. Нормализованные переменные

Основными характеристиками, используемыми для описания безвихревого потока, являются ^{18/}: безразмерный импульс $\vec{\eta} = \vec{p}/mc$ (m - масса покоя частиц, c - скорость света), релятивистский фактор массы $\gamma = \sqrt{1 + \vec{\eta}^2}$, локальное значение плазменной частоты $\omega = \sqrt{4\pi e \rho / m \gamma}$, где ρ - плотность заряда, а также функция тока

$$(9) \quad \psi(q_1, q_2) = \frac{1}{2} \int_{q_2}^{\infty} \eta_1 \omega^2 h_2 h_3 d q_2,$$

равная отнесённой к $I_0 = mc^3/e$ ($I_0 = 17$ кА для электронов) полному току через поверхность, ограниченную контуром $q_1 = \text{const}, q_2 = \text{const}$.

В качестве единицы измерения длины выберем величину

$$(10) \quad x_0 = \left(\frac{8\pi j_{z0}}{I_0} \right)^{-1/2},$$

связанную со значением плотности тока эмиссии в центре катода j_{z0} , исключая тем самым это значение из числа задаваемых параметров. Под $q_1, h_{2,3}$ будем далее подразумевать отношения соответствующих размерных величин к x_0 , причём не ограничивая общности, положим $\lambda^{(0)} = 1$.

Из требования аналитичности характеристик потока вблизи оси следует, что парааксиальное разложение поперечных компонент импульса содержит только нечётные степени q_2 : $\eta_i = \sum_n \eta_{in} q_2^{2n+1}$, $i=2,3$, а величин η_1, j, ψ, ω - только чётные: $\eta_1 = \sum_n \eta_{1n} q_2^{2n}$, $j = \sum_n j_n q_2^{2n}$, $\psi = \sum_n \psi_n q_2^{2n+2}$. Разложение ω представим в виде

$$(11) \quad \omega = \frac{1}{\sqrt{2} x_0 \theta} (1 + \tau q_2^2),$$

вводя функции $\theta(q_1), \tau(q_1)$, первая из которых пропорциональна так называемому приведенному радиусу пучка ^{19/}, а вторая характеризует отклонение от парааксиальности, то есть абберации системы.

Безразмерную индукцию магнитного поля определим следующим образом:

$$(12) \quad b \equiv -e B_1 x_0 / mc^2 = \frac{1}{h_2 h_3} \frac{\partial}{\partial q_2} (h_3 \eta_3).$$

I.3. Уравнения потока

Непосредственно из определений j и ψ следуют соотношения для первых коэффициентов:

$$(13) \quad j_0^2 = 1 + \eta_{10}^2, \quad \psi_0 = \frac{\eta_{10} \lambda^2}{8 \theta^2}.$$

Подстановка парааксиальных разложений в уравнения безвихревого ламинарного потока ^{18/} приводит к модифицированному уравнению огибаю-

щей

$$(I4) \quad \frac{3 + \eta_{10}^2}{1 + \eta_{10}^2} \eta_{10}^2 = \frac{1}{\theta^2} - \epsilon_0^2 - 4\eta_{10}^2 \frac{\theta''}{\theta},$$

связывающему осевые значения импульса, магнитного поля и приведенный радиус пучка; к выражениям для коэффициентов высших порядков:

$$(I5) \quad \begin{aligned} \eta_1 &= \frac{1}{4} \left[\frac{\lambda^2 \eta_0'}{2\theta^2} - (\lambda^2 \eta_0')' \right], \\ \eta_2 &= \frac{1}{16} \left[\frac{\lambda^2 \eta_1'}{2\theta^2} - (\lambda^2 \eta_1')' \right] + \frac{1}{4} \eta_1 \left(\frac{3h_{21} - h_{31} - 3h_{11}}{\lambda} \right) + \\ &+ \frac{\lambda^2 \eta_0'}{16\theta^2} (\tau + h_{11}) - \frac{\lambda^2 \eta_0'}{16} \left(\frac{h_{21} + h_{31} - h_{11}}{\lambda} \right)', \\ \eta_{11} &= -\eta_{10} h_{11} + \psi_0 - 2(\theta^2 \psi_0')', \quad \frac{2\psi_1}{\psi_0} = 2\tau + \frac{h_{21} + h_{31} + \eta_{11}}{\lambda} + \frac{\eta_{11}}{\eta_{10}}, \\ \eta_{31} &= \frac{1}{8} \left[-\frac{\eta_{30} \lambda^2}{2\theta^2} - \lambda(\lambda \eta_{30})'' \right] - \frac{1}{2} \eta_{30} \left(h_{11} + \frac{h_{31} - h_{21}}{\lambda} \right) \end{aligned}$$

и к дифференциальному уравнению для аберрационной функции:

$$(I6) \quad \begin{aligned} &\frac{\eta_{10}^2 \psi_0^2}{\theta^2} \left(\frac{\theta^2}{\psi_0^2} \tau \right)' + \frac{1}{2\theta^2} \left[1 - 2\eta_{10}^2 \psi_0 \left(\frac{\theta^2 \chi}{\psi_0} \right)' \right] \tau = \\ &= \frac{1}{8} \left[\frac{\epsilon_0^2 \lambda^2}{2\theta^2} + \lambda^2 \epsilon_0^2 - \epsilon_0 (\lambda^2 \epsilon_0')' \right] - \eta_0' (\eta_1' - \eta_0' h_{11}) - \frac{2\eta_1^2}{\lambda^2} + \\ &+ \eta_{10} (\eta_{11} - \eta_{10} h_{11}) \left(2 \frac{\theta''}{\theta} - \epsilon \chi \right) - \eta_{10}^2 \epsilon (h_{11}' - \chi h_{11}) + \\ &+ \frac{3}{2} \eta_{10}' (\eta_{11}' - \eta_{10}' h_{11} - \eta_{10} h_{11} \chi) + \frac{2}{\lambda^2} (\eta_{11} + \frac{1}{4} \eta_{10} \lambda \lambda' \chi)^2 + \\ &+ \frac{2}{\lambda^2} (\eta_{11} + \frac{1}{4} \eta_{10} \lambda \lambda' \chi - \psi_0)^2, \end{aligned}$$

где обозначено $\chi = \psi_0' / \psi_0$, $\epsilon = \theta'' / \theta$.

Соотношения (I2 - I6) дают полное описание потока в рассматриваемом втором порядке параксиальной теории.

2. АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ ВНУТРЕННЕЙ ЗАДАЧИ

Поскольку три функции первого порядка - η_{10} , ϵ_0 и θ связаны единственным уравнением (I4), две из них (назовём их управляющими функциями задачи) должны быть заданы. В этом качестве удобно выбрать магнитное поле и приведенный радиус и рассматривать (I4) как уравнение для импульса [8,9]. Тогда, при условии, что при $q_1 \rightarrow \infty$ асимптотические значения функций $\epsilon_0(q_1)$, $\theta(q_1)$ связаны соотношением $\theta_f = 1/\epsilon_f$, решение уравнения (I4), если оно существует, стремится к своему конечному значению без осцилляций.

Вид управляющих функций не вполне произволен. На выходе из ис-

точника характеристики пучка должны удовлетворять поставленным требованиям, а вблизи катода - обеспечивать выполнение условий эмиссии.

2.1. Прикатодное разложение

В качестве условий на катоде рассмотрим режим ограничения тока эмиссии пространственным зарядом, при котором $\eta^{(10)} = 0$ ($\eta^{(10)} = 1$), $\eta^{(10)'} = 0$. Совместно с требованием конечности ψ эти условия приводят к равенству $\psi^{(10)'} = 0$, означающему отсутствие тангенциальной составляющей плотности тока на катоде [8].

Данная совокупность условий позволяет установить функциональный вид характеристик потока вблизи катода [8]; причём соответствующие асимптотические выражения можно использовать, чтобы начать численное интегрирование уравнений (I4), (I6), отступив от особенности при $q_1 = 0$.

Известно [11], что характеристики потока являются аналитическими функциями агрегата

$$(I7) \quad u = \left(\frac{3}{2} \psi_1 \right)^{1/3}$$

Будем искать функции $\eta_{10}(q_1)$, $\theta(q_1)$ в виде рядов

$$(I8) \quad \eta_{10} = \sum_{n=0}^{\infty} e_n u^{n+2}, \quad \theta = \sum_{n=0}^{\infty} t_n u^{n+1},$$

учитывая сразу же требования $\eta_0^{(10)} = 1$, $\eta_0^{(10)'} = 0$.

Подстановка разложений (I8) в уравнение (I4) и приравнивание членов с одинаковыми степенями u даёт по одной связи для каждой пары коэффициентов e_n, t_n . Из условий $\eta_k^{(10)} = \eta_k^{(10)'} = 0$ следует вторая связь для коэффициентов с $6k-4 \leq n < 6k$ *. Для $n=6k-6, 6k-5$ получаемые таким образом пары уравнений линейно-зависимы. Второе независимое соотношение для $n=6k-5$ следует из требования $\psi_k^{(10)'} = 0$, в то время как коэффициенты t_{6k} , $k=1, 2, \dots$ ничем не регламентированы.

Не выписывая соответствующих алгебраических систем, приведём окончательный результат:

$$e_0 = t_0 = 1, \quad e_1 = e_2 = e_5 = t_1 = t_2 = t_5 = 0,$$

$$e_3 = \frac{32}{45} a_1^{(10)}, \quad t_3 = -\frac{44}{45} a_1^{(10)}, \quad e_4 = \frac{19}{126}, \quad t_4 = -\frac{1}{126},$$

$$e_6 = -\frac{8}{5} t_6 + \frac{4292}{10125} a_1^{(10)2}, \quad e_7 = \frac{4336}{14175} a_1^{(10)}, \quad t_7 = \frac{22}{1575} a_1^{(10)},$$

* Поскольку в выражение для η_k входит коэффициент разложения плазменной частоты ϵ_{k-1} , в рассматриваемом порядке теории могут быть определены коэффициенты с $n < 12$.

$$e_8 = -\frac{19}{34650} b_0^{(iv)2} + \frac{454}{99225} t_8 = -\frac{257}{34650} b_0^{(iv)2} - \frac{559}{132300},$$

$$(19) \quad e_9 = -\frac{8312}{2475} a_1^{(v)} t_6 - \frac{4736}{13365} a_2^{(v)} + \frac{8101744}{15035625} a_1^{(v)3},$$

$$t_9 = \frac{392}{495} a_1^{(v)} t_6 + \frac{1856}{13365} a_2^{(v)} - \frac{286904}{3007125} a_1^{(v)3}, \dots$$

В отличие от выражений (19), коэффициенты разложения абберационной функции $\tau = \sum_n \tau_n u^n$ явно зависят от способа построения координатной сетки:

$$(20) \quad \tau_0 = \frac{27}{4} t_6 + \frac{61}{50} a_1^{(iv)2} + \frac{1}{6} \lambda^{(iv)}, \quad \tau_2 = \frac{1}{160} (4b_0^{(iv)2} - 11),$$

$$\tau_1 = 0, \quad \tau_3 = \frac{176}{45} (a_2^{(v)} - a_1^{(v)3}) - \frac{3}{5} a_1^{(v)} \lambda^{(iv)} + \frac{1}{18} \lambda^{(iv)3}, \dots$$

Вид магнитного поля вблизи катода нетрудно установить из условий $\eta_{30}^{(v)} = \eta_{31}^{(v)} = 0$, равенства (12) и последнего из соотношений (15):

$$(21) \quad b_0 = \frac{2}{3} b_0^{(v)} u^3 \left(1 + \frac{8}{5} a_1^{(v)} u^3 + \frac{2}{14} u^4 + \dots\right)$$

2.2. Заанодная асимптотика

Поведение управляющих функций при больших q_1 определяется исходя из конкретно поставленной задачи. Ограничимся важным для практики случаем формирования бриллюэновского потока в продольном магнитном поле, монотонно стремящемся при $q_1 \rightarrow \infty$ к конечному значению b_f .

Считая импульс осевого электрона заданной постоянной величиной и магнитное поле известным, приведенный радиус в заанодной области $\theta = \theta_a(q_1)$ можно найти путем обратной прогонки из уравнения (14) с равной нулю левой частью при согласованных начальных условиях $\theta_a|_{q_1 \rightarrow \infty} = 1/b_f$, $\theta_a'|_{q_1 \rightarrow \infty} = 0$. Полученную функцию $\theta_a(q_1)$ следует затем несколько модифицировать способом, указанным в [9].

2.3. Сшивание асимптотик

Пользуясь свободой в выборе коэффициентов t_{ck} , можно добиться плавного сопряжения функций θ_c и θ_a . Минимизация высших производных результирующей функции θ необходима, поскольку ими определяются как абберации системы, так и поперечное провисание потенциала, то есть в конечном счёте допустимые значения тока пучка.

Наиболее простой способ, вовлекающий два свободных коэффициента (t_6, t_{12}), состоит в прямой "стыковке" функций θ_c , θ_a и их первой и второй производных:

$$(22) \quad \mathcal{V}(q_*) = \mathcal{V}'(q_*) = \mathcal{V}''(q_*) = 0,$$

где $\mathcal{V}(q_1) = \theta_c(q_1) - \theta_a(q_1)$. Условие (22) даёт три уравнения для определения трёх величин: t_6, t_{12}, q_* .

Результирующая функция

$$(23) \quad \theta(q_1) = \begin{cases} \theta_c(q_1), & q_1 \leq q_*, \\ \theta_a(q_1), & q_1 > q_* \end{cases}$$

принадлежит классу C_2 , и её третья производная, вообще говоря, претерпевает разрыв в точке сопряжения $q_1 = q_*$, что влечёт за собой скачок $f_1'(q_1)$ и особенность у функции $f_2'(q_1)$.

К достаточно гладкой функции θ приводит сшивание по формулам

$$(24) \quad \theta'' = -\frac{1}{\alpha} \ln(e^{-\alpha \theta_c''} + e^{-\alpha \theta_a''}),$$

$$\theta' = \theta_c' - \frac{1}{\alpha} \int_0^{q_1} \ln(1 + e^{\alpha \mathcal{V}''}) dq_1, \quad \theta = \int_0^{q_1} \theta' dq_1,$$

переходящее при $\alpha \rightarrow \infty$ в прямую стыковку. При данном значении параметра сглаживания α коэффициенты t_6, t_{12} определяются из требований $(\theta - \theta_a)_{q_1 \rightarrow \infty} = (\theta' - \theta_a')_{q_1 \rightarrow \infty} = 0$, приводящих к уравнениям

$$(25) \quad \frac{1}{\alpha} \int_0^{\infty} \ln(1 + e^{-\alpha \mathcal{V}''}) dq_1 = \mathcal{V}'(q_*),$$

$$\frac{1}{\alpha} \int_0^{\infty} (q_* - q_1) \ln(1 + e^{-\alpha \mathcal{V}''}) dq_1 = \mathcal{V}(q_*)$$

где q_* — корень уравнения $\mathcal{V}''(q_*) = 0$.

Возможные значения параметра α , а стало быть, и высших производных функции θ , ограничены снизу требованием неотрицательности правой части уравнения (14).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ

Характеристики источника исследовались для магнитного поля на оси вида

$$(26) \quad b_0(z) = b_f \operatorname{th} \left[\frac{z}{z_B} \left(1 - \frac{z}{z_B + R} e^{-2z/z_B}\right) \right]$$

в зависимости от длины нарастания z_B без учета диамагнетизма пучка. Для каждой пары чисел b_f, z_B из некоторой (весьма широкой) области допустимых значений существует единственная форма катода (то есть пара чисел R, g), обеспечивающая выход абберационной функции τ при $q_1 \rightarrow \infty$ на согласованное бриллюэновское значение $\tau_f = (1.3 b_f / 4)^2$. Как и для источников с плоским катодом [9], при данной длине z_B существует оптимальное значение индукции b_f , при котором фокусирующий электрод и анод максимально удалены друг от

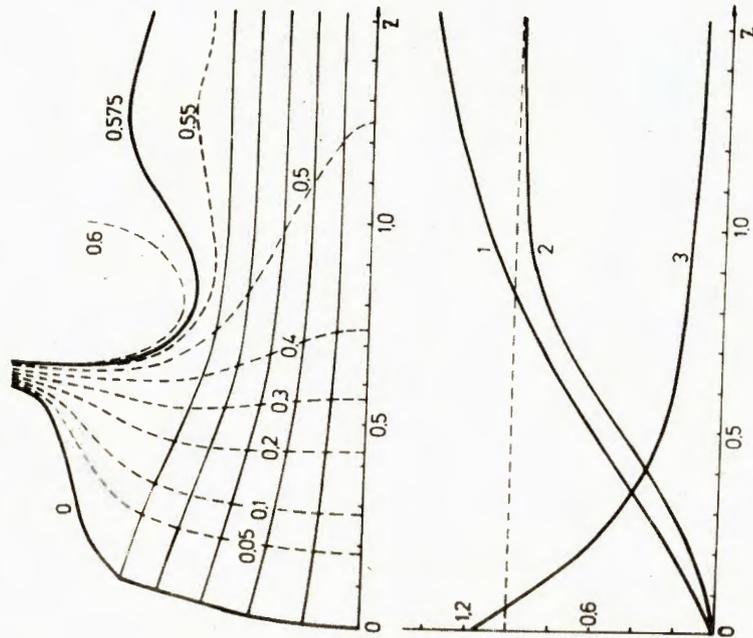


Рис.2.

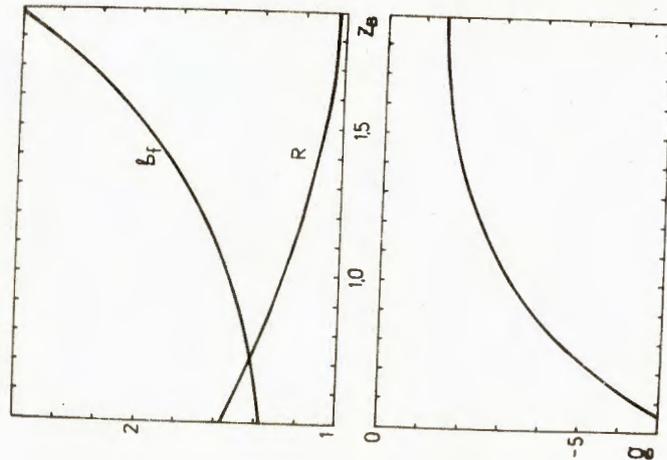


Рис.1.

друга и от границы пучка. Зависимость от длины нарастания z_B оптимальной индукции B_z и соответствующих параметров формы катода, найденная для источников на конечную энергию $\gamma_{\text{эф}} = 2$, представлена на рис.1.

Большие отрицательные значения фактора g показывают, что для компенсации aberrаций кривизна катода по мере удаления от оси должна быстро падать. Этот факт, установленный ранее методом анализа /10/, можно объяснить следующим образом. Известно /11/, что граничные электроны в пушках Пирса с полным анодом получают избыточный импульс внутрь, образуя "трансламинарный" поток, пересекающий траектории приосевых частиц. Для компенсации этого эффекта граничные электроны должны иметь меньший начальный угол сходимости, что достигается раскрытием поверхности катода, и стартовать с меньших радиусов, чем в случае параксиального пучка (в результате чего плотность тока эмиссии растёт к краю катода).

Линии тока $\psi(\varphi_1, \varphi_2) = \text{const}$ и форма электродов, синтезированных для пучка с полным током 1 кА при $z_B = 1$, показаны на рис.2. Эквипотенциалы вне пучка, напряжение на которых указано цифрами в мегавольтах, построены по приближённым формулам работы /9/. На нижнем графике представлены: 1 - магнитная индукция $B_z(z)$; 2 - потенциал на оси, отнесенный к 511 кВ; 3 - удвоенная aberrационная функция (2τ).

Источники, соответствующие приведенной на рис.1 зависимости $B_z(z_B)$, характеризуются умеренными (1.5 + 2.5) значениями коэффициента компрессии пучка по радиусу. Более высокой компрессии при сохранении согласованности пучка (отсутствии осцилляций плотности при $z \rightarrow \infty$) можно достичь только ценой значительного сближения электродов. Однако, если заданные свойства пучка должны быть обеспечены на ограниченной длине, большая компрессия может быть получена за счёт усиления aberrаций.

Отметим в заключение, что изложенный метод может быть модифицирован для синтеза частично замагниченных пучков. Аппарат, необходимый для описания ламинарных потоков с ненулевой циркуляцией обобщенного импульса, развит в работе /12/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. М.,: Атомиздат, 1979.
2. Анацкий А.Н., Алексеев Р.А., Ананьев В.Д. и др. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1971, NS-18, №3, p.625.
3. Донец Е.Д., ЭЧАЯ, 1982, т.13, в.5, с.941.

4. Кириштейн П.Т., Кайно Г.С., Уотерс У.Е. Формирование электронных пучков. М.: Мир, 1970.
5. Barker K.J. Intern. Journ. Electronics, 1965, v.18, N1, p.43.
6. Овчаров В.Т., Пензяков В.В. РЭ, 1970, т.15, №8, с.1651.
7. Сыровой В.А. РЭ, 1985, т.30, №4, с.793.
8. Алексахин Ю.И. ОИЯИ Р9-85-271, Дубна, 1985.
9. Алексахин Ю.И. ОИЯИ Р9-84-619, Дубна, 1984.
10. Матора И.М., Меркулов Л.А. РЭ, 1977, т.22, №6, с.1246; ОИЯИ Р9-10795, Дубна, 1977.
11. Brewer G.R., in: Focusing of Charged Particles, N.Y. -L.: Academic Press, 1967, v.2, p.23.
12. Алексахин Ю.И. Краткие сообщения ОИЯИ, 1985, №10-85, с.53.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 декабря 1985 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программирования и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

Алексахин Ю.И.

P9-85-941

Синтез источников бриллюэновских потоков с компенсированными абберациями

Развит метод синтеза источников релятивистских ламинарных пучков заряженных частиц, основанный на параксиальном разложении уравнений самосогласованной электродинамики безвихревых потоков. Метод включает анализ и устранение аббераций путем подбора формы эмиттирующей поверхности. Исследованы характеристики источников бриллюэновских пучков электронов с энергией 0,5 МэВ для специальной геометрии фокусирующего магнитного поля. Показано, что для компенсации аббераций кривизна эмиттера должна быстро падать при удалении от оси системы.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Alexahin Yu. I.

P9-85-941

Synthesis of Brillouin Flow Sources with Cancelled Aberrations

A synthesis method for designing sources of relativistic laminar beams of charged particles is developed, based on the paraxial expansion of equations of the non-vortical flow self-consistent electrodynamics. The method includes analysis and elimination of aberrations by option of the shape of emitting surface. The characteristics of the 0.5 MV electron Brillouin beam source are investigated in a special case of the focusing magnetic field geometry. The aberrations are shown to be compensated for by the decrease in the emitter curvature with the distance from axis increasing.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985