

**Объединенный
институт
ядерных
исследований
Дубна**

P9-84-619

Ю.И.Алексахин

**МЕТОД СИНТЕЗА ИСТОЧНИКОВ
ПАРАКСИАЛЬНЫХ БРИЛЛЮЭНОВСКИХ ПОТОКОВ**

Направлено в журнал
"Радиотехника и электроника"

1984

ВВЕДЕНИЕ

Бриллюэновские пучки электронов, характеризующиеся нулевым фазовым объемом и минимальным радиусом в магнитном поле заданной напряженности, находят широкое применение в приборах СВЧ и ускорительной технике. Классический способ формирования таких пучков^{1/} предполагает отсутствие магнитного поля в межэлектродном пространстве и его скачкообразное нарастание в области, где радиус пучка минимален - нарастание магнитного поля на конечной длине приводит к неточному согласованию пучка и возбуждению пульсаций его огибающей. Однако стремление уменьшить длину нарастания продиктовано лишь спецификой данного способа формирования, а не более глубокими физическими соображениями. Напротив, плавно растущее /от нулевого значения на катоде/ аксиальное магнитное поле частично компенсирует дефокусирующее действие анодного отверстия, позволяет уменьшить его апертуру и, в конечном счете, повысить первеанс источника. Такой подход успешно реализован в электронных пушках ускорителей ЕТА^{2/} и АТА^{3/}, имеющих плоский катод и формирующих близкие к ламинарным пучки с током 10 кА при напряжении 2,5 МВ.

Расчет источников магнитофокусируемых релятивистских пучков производится в настоящее время методом анализа /как это было, например, в упомянутых случаях/. Желательно иметь, однако, эффективный способ синтеза, "подсказывающий" оптимальные геометрические соотношения и дающий начальное приближение для программы анализа. В настоящей работе предложен метод синтеза, применимый, при незначительных ограничениях на геометрию магнитного поля, в простейшем случае сплошного осесимметричного пучка, эмиттируемого плоским катодом.

1. ВЫВОД ОСНОВНОГО УРАВНЕНИЯ

Исходным является уравнение огибающей ламинарного релятивистского пучка в продольном магнитном поле^{4/}, которое может быть представлено в виде

$$\eta \frac{d}{dz} \left(\eta \frac{d\psi}{dz} \right) + \frac{1}{2} \gamma \frac{d^2 \gamma}{dz^2} \psi + \left(\frac{eB_z}{2mc} \right)^2 \psi - \left(\frac{eB_{z0}}{2mc} \right)^2 \frac{1}{\psi^3} = \frac{2I}{I_0 R_c^2 \eta \psi} \sqrt{1/}$$

где γ - релятивистский фактор осевой частицы, $\eta = \sqrt{\gamma^2 - 1}$ - ее нормализованный импульс, ψ - радиус пучка в единицах радиуса

катода R_c , I - ток в пучке, $I_0 = 17$ кА, $B_{z0} = B_z|_{z=0}$ - поле на катодe. В первом порядке параксиальной теории потенциал Φ внутри пучка является квадратичной функцией радиуса r :

$$\phi \equiv \frac{e}{mc^2} \Phi(r, z) = \gamma - 1 + \left(\frac{I\gamma}{I_0 R_c^2 \eta \psi^2} - \frac{1}{4} \frac{d^2 \gamma}{dz^2} \right) r^2. \quad /2/$$

В случае плоского катода, работающего в режиме ограничения тока эмиссии пространственным зарядом, на его поверхности должны выполняться условия

$$\phi(r, z)|_{z=0} = \frac{\partial \phi(r, z)}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0. \quad /3/$$

Внутренняя задача теории формирования бриллюэновского потока состоит в отыскании трех функций $\gamma(z)$, $\psi(z)$ и $B_z(z)$, удовлетворяющих одному уравнению /1/ и обеспечивающих выполнение условий /3/ на катодe и условий согласования на плато магнитного поля /на выходе источника/:

$$\left(\frac{d\gamma}{dz} \right)_f = \left(\frac{d\psi}{dz} \right)_f = 0, \quad /4/$$

$$\eta_f \psi_f^2 = \frac{I}{I_0 R_c^2} \left(\frac{2mc}{e B_{zf}} \right)^2 \left\{ 1 + \left[1 + \left(\frac{e^2 B_{z0} B_{zf}}{4 m^2 c^2} \frac{I_0}{I} R_c^2 \eta_f^2 \right)^2 \right]^{1/2} \right\},$$

где индекс f отмечает конечные значения соответствующих величин.

В отсутствие магнитного поля обычная процедура построения решения внутренней задачи состоит в задании функции $\gamma(z)$ /или $\psi(z)$ / и отыскании с помощью /1/ $\psi(z)$ /или $\gamma(z)$ /, причем значения ψ_f и $(d\psi/dz)_f$ одновременно не конкретизируются. Попытки применить подобную процедуру для решения задачи формирования бриллюэновского потока наталкиваются на значительные трудности /6/, так как искомая функция, являясь решением дифференциального уравнения второго порядка*, должна выходить на заданное конечное значение, не испытывая осцилляций.

Очевидно, что часть этих трудностей будет преодолена, если ввести новые характеристики потока так, чтобы основное уравнение содержало вторую производную только от одной из них, а для искомой являлось дифференциальным уравнением первого порядка. Нетрудно убедиться, что таковыми являются релятивистский фактор γ и приведенный радиус /4/

$$\theta = \sqrt{\eta} \psi, \quad /5/$$

*Задание $\gamma(z)$ и $\psi(z)$ приводит, как правило, к нереализуемым профилям магнитного поля /6/.

который мы назовем производящей функцией решения внутренней задачи. Прежде чем выписать связывающее их уравнение, введем безразмерные переменные

$$\zeta = \rho_c \frac{z}{R_c}, \quad \rho = \rho_c \frac{r}{R_c}, \quad /6/$$

$$b = \frac{e B_z}{mc} \frac{R_c}{\rho_c}, \quad \rho_c = 2 \sqrt{\frac{2I}{I_0}}. \quad /6'/$$

Переходя в уравнении /1/ к этим величинам и выражая согласно /5/ радиус пучка ψ через γ и θ , получим основное уравнение теории формирования бриллюэновских потоков /4/

$$\gamma''^2 = \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^2 + 2} \left(\frac{1}{\theta^2} - b^2 + b_0^2 \frac{\eta^2}{\theta^4} - 4\eta^2 \frac{\theta''}{\theta} \right), \quad /7/$$

где штрих означает дифференцирование по ζ , $\eta^2 = \gamma^2 - 1$. Выразим также распределение потенциала /2/ через новые переменные

$$\phi(\rho, \zeta) = \gamma - 1 + \frac{\rho^2}{4} \left(\frac{\gamma}{2\theta^2} - \gamma'' \right). \quad /8/$$

Будем считать заданным магнитное поле $b(\zeta)$, причем положим $b_0 \equiv b(0) = 0$. Тогда решение внутренней задачи сводится к заданию производящей функции, принимающей на плато магнитного поля конечное значение $\theta_f = 1/b_f$ и обеспечивающей выполнение условий /3/ на катодe, и к отысканию $\gamma(\zeta)$ из уравнения /7/. Если это уравнение имеет решение /для чего его правая часть должна быть неотрицательна при всех ζ /, то требование равенства нулю производных γ' и ψ' на выходе удовлетворяется автоматически.

Легко видеть, что для частично замагниченного пучка ($b_0 \neq 0$) данный алгоритм неприменим, так как в этом случае уравнение /7/ дает при $\theta = \text{const}$ экспоненциально растущее решение.

2. ПОСТРОЕНИЕ ПРОИЗВОДЯЩЕЙ ФУНКЦИИ

Вблизи катода все характеристики потока являются аналитическими функциями агрегата /7/ $\zeta^{1/3}$. Будем искать функции γ и θ в виде разложений по степеням величины

$$v = \left(\frac{3}{2} \zeta \right)^{2/3}. \quad /9/$$

Уравнение /7/ и условия /3/ позволяют найти связь между коэффициентами разложений, первые члены которых имеют вид

$$\theta_c = \sqrt{v} \left(1 - \frac{v^2}{126} - t_3 v^3 - \dots \right), \quad \gamma = 1 + \frac{v^2}{2} \left(1 + \frac{13}{252} v^2 + \frac{16}{5} t_3 v^3 + \dots \right). \quad /10/$$

Отметим, что наличие собственного магнитного поля пучка приводит к появлению дополнительных /по сравнению с соответствующими нерелятивистскими выражениями /8/ / членов, отличных от $t_{3k} v^{3k}$ и описывающих релятивистское пинчевание пучка ($\psi = 1 - v^2/12 \dots$). При малых v квадратичный член не может быть скомпенсирован ни при каком выборе произвольных констант t_{3k} , что свидетельствует о невозможности строго прямолинейного движения в потоке, берущем начало с плоского катода /9/.

Итак, вблизи катода производящая функция должна иметь вид /10/. За анодом энергия электронов быстро достигает конечного значения и ее производная y' обращается в ноль. Соответственно производящая функция должна удовлетворять в этой области уравнению

$$4\eta_f^2 \bar{\theta}_a'' + b^2(\zeta) \bar{\theta}_a - \frac{1}{\bar{\theta}_a} = 0 \quad /11/$$

совместно с условиями $\bar{\theta}_a |_{\zeta \rightarrow \infty} = \theta_f = 1/b_f$, $\bar{\theta}_a' |_{\zeta \rightarrow \infty} = 0$, обеспечивающими согласование пучка на выходе из источника. Однако при $\theta = \bar{\theta}_a$ решение $y = y_f$ не является единственным решением уравнения /7/. Исключая магнитное поле из /7/ и /11/, получим уравнение

$$y'^2 = 4 \frac{y^2 - 1}{y^2 + 2} (y_f^2 - y^2) \frac{\bar{\theta}_a''}{\bar{\theta}_a}, \quad /12/$$

имеющее семейство интегральных кривых, для которых прямая $y(\zeta) = y_f$ является огибающей. Типичный ход интегральных кривых в случае $\bar{\theta}_a'' > 0$ показан на рис.1а. Особый характер интегральной линии $y = y_f$ приводит к тому, что выход из нее решений уравнения /12/ сопровождается скачком y'' и, согласно /8/, потенциала в отстоящих от оси точках.

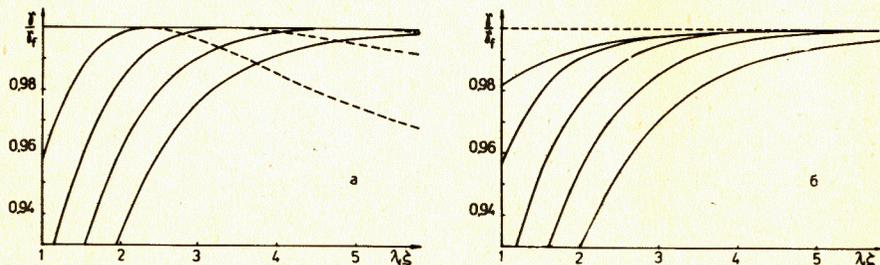


Рис.1. Интегральные кривые уравнения /7/ для магнитного поля вида /13/.

В случае, когда напряженность магнитного поля приближается к конечному значению снизу, например, по закону

$$b(\zeta) |_{\zeta \rightarrow \infty} = b_f \cdot (1 - \kappa e^{-\lambda_1 \zeta}), \quad /13/$$

плавность выхода энергии на конечное значение можно обеспечить, полагая

$$\theta_a = \bar{\theta}_a \cdot (1 + \epsilon e^{-\lambda_2 \zeta}), \quad /14/$$

$\epsilon \ll 1$, $\lambda_1 < \lambda_2 \leq 2\lambda_1$. Соответствующие интегральные кривые показаны на рис.1б. В случае же спадающего магнитного поля найти простой способ сглаживания не удастся. Поэтому наложим еще одно ограничение на геометрию магнитного поля - требование его монотонного роста*, исключающее, в частности, возможность использования магнитных линз в области формирования пучка.

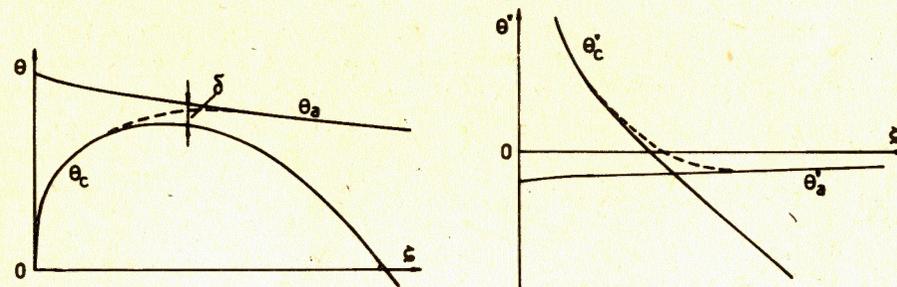


Рис.2. Характерный вид производящей функции.

Способ сшивания функций θ_c и θ_a должен обеспечивать не только аналитичность результирующей функции, но и малость ее третьей производной, сказывающейся на величине провисания потенциала по сечению пучка. Этим требованиям удовлетворяет простой алгоритм, поясняемый рис.2. Коэффициент t_3 в выражении /10/ подбирается так, чтобы минимальное значение разности $\theta_a - \theta_c$ равнялось наперед заданной величине δ . Сшивание производится по формулам

$$\theta' = \frac{1}{a} \ln(e^{a\theta_c'} + e^{a\theta_a'}), \quad \theta = \int_0^{\zeta} \theta' d\zeta, \quad /15/$$

коэффициент a находится из условия $\theta |_{\zeta \rightarrow \infty} = \theta_f$. Очевидно, что результирующая функция оказывается более гладкой при больших значениях δ /и, соответственно, t_3 /, приводящих, согласно /10/, к более быстрому набору энергии пучком. Максимальное значение δ определяется из требования выхода энергии на заданное конеч-

* Физически это ограничение связано с ростом возмущений характеристик пучка при его движении в спадающем поле.

ное значение, то есть из условия неотрицательности правой части уравнения /7/.

Этим заканчивается построение производящей функции и соответствующего ей решения внутренней задачи.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКА

При использовании безразмерных переменных /6/ для решения внутренней задачи требуется задать конечную энергию γ_f , безразмерную напряженность магнитного поля b_f и его геометрию, определяемую характерной длиной нарастания ζ_B . Для решения внешней задачи необходимо также знание радиуса катода, связанного соотношением /6'/ с током пучка. Таким образом, набор величин γ_f , I , b_f , ζ_B достаточен для решения задачи синтеза и определяет семейство геометрически подобных источников.

Анализ характеристик источников бриллиантовых потоков проводился для упрощенной геометрии магнитного поля:

$$b(\zeta) = b_f \operatorname{th} \zeta / \zeta_B. \quad /16/$$

На рис.3 показана форма огибающей пучка и электродов, полученная при $\gamma_f = 2$, $I = 350$ А, $\zeta_B = 1,5$ и трех значениях напряженности магнитного поля. Расчет потенциала вне пучка осуществлялся по приближенным формулам, приведенным в Приложении. Форма электродов, в целом, типична для высокоперевансных источников /10/.

Как видно из рис.3, при данной величине тока пучка существует интервал допустимых значений напряженности магнитного поля, нижняя граница которого определяется касанием анодом огибающей пучка, верхняя - фокусирующим электродом. При некотором максимальном значении тока I_{\max} граничные значения напряженности совпадают. Данные расчетов для значений параметров в интервалах $\gamma_f = 2 \div 6$, $\rho_c / \zeta_B = 0,1 \div 0,5$ с погрешностью в пределах $\pm 5\%$ аппроксимируются полуэмпирической формулой

$$I_{\max} = \frac{\gamma_f^3}{18} \exp\left(-\frac{6\rho_c}{5\zeta_B}\right) \text{ (кА)}. \quad /17/$$

Следующая из /17/ зависимость тока от напряжения $U = mc^2(\gamma_f - 1)$ в диапазоне $U = 0,3 \div 0,7$ МВ мало отличается от закона Чайлда-Ленгмюра и соответствует перввансу $\approx 2 \text{ мкА/В}^{3/2}$. При больших напряжениях предельный ток пропорционален кубу напряжения.

Скейлинг $I \propto \eta^3$ следует уже из уравнения огибающей /1/, причем как для нерелятивистских энергий /при которых $\gamma \approx 1 + \eta^2/2$, $\gamma'' = \eta\eta'' + \eta'^2/2$ /, так и для ультрарелятивистских, когда $\gamma \approx \eta \gg 1$. Однако, помимо некоторого различия в структуре урав-

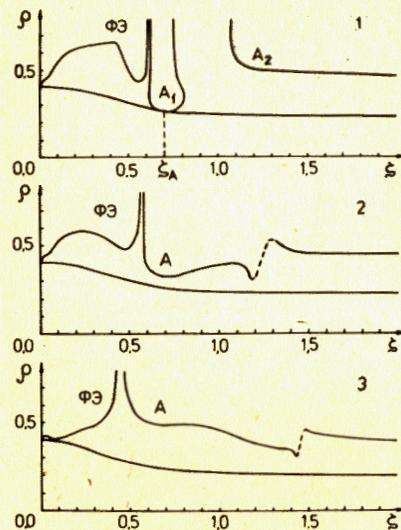


Рис.3. Форма огибающей пучка и электродов при $\gamma_f = 2$, $I = 350$ А, $\zeta_B = 1,5$ и значениях напряженности магнитного поля $B_{zf} R_c / \Gamma c \cdot m$: 1 - 9,5; 2 - 9,8; 3 - 10,9.

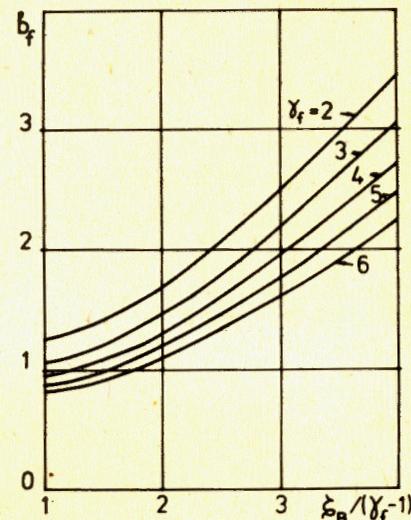


Рис.4. Зависимость безразмерной напряженности магнитного поля b_f от характерной длины нарастания ζ_B и конечной энергии электронов.

нения /1/ в этих двух случаях, имеется существенное отличие в поведении потенциала /2/ при преобразовании подобия $I \propto \eta^3$. Если в первом случае это преобразование оставляет форму эквипотенциалей неизменной /меняя только соответствующие значения потенциала как $\phi \propto \eta^2$ /, что проявляется в полном геометрическом подобии источников с одинаковым перввансом, то во втором потенциал неинвариантен относительно данного преобразования. Однако в областях, где $|\gamma''| \gg \gamma/2\theta^2$, а это условие как раз выполняется в районе фокусирующего электрода и входа в анод, приближенное подобие существует, что и отражает соотношение /17/. Разумеется, этот результат, как и само параксиальное приближение, остается верным только для токов, малых по сравнению с предельным бриллиантовым током /в ультрарелятивизме приблизительно равным /11/ $I_{\lim} \approx I_0(\gamma_R^2 - 2)/4$, где γ_R - релятивистский фактор граничного электрона/.

Значения напряженности магнитного поля, при которых достигается максимальный ток /17/, показаны на рис.4. Расстояние между катодом и ближайшей к пучку точкой анода в указанном интервале энергий интерполируется формулой

$$\zeta_A = 0,4 \eta_f. \quad /18/$$

и оно существенно меньше расстояния, предсказываемого формулой для нерелятивистского пучка постоянного радиуса $\zeta_A = 2/3 \eta_f^{3/2}$, что является следствием как релятивистских эффектов, так и компрессии пучка внешним магнитным полем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе на основе уравнения огибающей пучка в приведенных переменных развит метод синтеза источников релятивистских бриллюэновских потоков, эмиттируемых плоским катодом в режиме полного пространственного заряда и фокусируемых продольным магнитным полем, монотонно растущим от нулевого значения на катоде до некоторого конечного значения на выходе источника. Этот метод непосредственно применим также для расчета электростатических систем с одновременно заданными минимальным радиусом пучка и расстоянием, на котором он достигается.

Возможно обобщение метода на случай катода с ненулевой кривизной - оно заключается, в основном, в надлежащем изменении вида производящей функции /10/ в прикатодной области.

Автор признателен за полезные обсуждения П.В.Невскому, В.А.Сыровому и Э.А.Перельштейну, чья дружеская поддержка во многом способствовала выполнению этой работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Внешняя задача синтеза состоит в отыскании распределения потенциала электрического поля вне пучка и сводится к решению уравнения Лапласа

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \phi}{\partial \rho} \right) + \frac{\partial^2 \phi}{\partial \zeta^2} = 0 \quad /П.1/$$

при условиях на границе пучка $(\rho = \rho_0(\zeta) \equiv \rho_c \psi)$

$$\phi|_{\rho=\rho_0} = u_0(\zeta), \quad \rho \frac{\partial \phi}{\partial \rho} \Big|_{\rho=\rho_0} = u_1(\zeta), \quad /П.2/$$

известных из решения внутренней задачи. Разработаны достаточно эффективные численные /10/ и приближенные аналитические /12,13/ способы решения внешней задачи. При построении системы электродов на рис.3 использован метод, близкий к приведенному в работе /13/. Суть его заключается в переходе от /П.1/ к эквивалентному интегро-дифференциальному уравнению

$$\phi = u_0 + u_1 \ln \frac{\rho}{\rho_0} - \int \frac{\rho}{\rho_0} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \zeta^2} \ln \frac{\rho}{\tilde{\rho}} \tilde{\rho} d\tilde{\rho}, \quad /П.3/$$

решение которого ищется в виде ряда $\phi = \phi^{(0)} + \phi^{(1)} + \dots$, где

$$\phi^{(0)} = u_0 + u_1 \ln \frac{\rho}{\rho_0}, \quad \phi^{(n+1)} = - \int \frac{\rho}{\rho_0} \frac{\partial^2 \phi^{(n)}}{\partial \zeta^2} \ln \frac{\rho}{\tilde{\rho}} \tilde{\rho} d\tilde{\rho}. \quad /П.4/$$

Первая итерация дает

$$\phi = \phi^{(0)} - \frac{w}{4} (\rho^2 - \rho_0^2 - 2\rho_0^2 \ln \frac{\rho}{\rho_0}) - \frac{u_1''}{4} [(\rho^2 + \rho_0^2) \ln \frac{\rho}{\rho_0} - \rho^2 + \rho_0^2], /П.5/$$

где

$$w(\zeta) = u_0'' - 2u_1' \rho_0' | \rho_0 - u_1 (\rho_0 \rho_0'' - \rho_0'^2) | \rho_0^2, \quad /П.6/$$

штрих означает дифференцирование по ζ .

При $\rho \rightarrow \rho_0$ второе слагаемое в правой части /П.5/ пропорционально $(\rho - \rho_0)^2$, а третье - $(\rho - \rho_0)^3$. Если $\rho_0' \neq 0$, то слагаемые тех же порядков присутствуют и в последующих членах разложения потенциала. Их суммирование приводит к формуле, получающейся из /П.5/ заменой

$$w \rightarrow \frac{w}{1 + \rho_0'^2}, \quad u_1'' \rightarrow \frac{u_1''}{1 + \rho_0'^2} + w \frac{\rho_0 \rho_0'' + \rho_0'^2}{(1 + \rho_0'^2)^2} + \frac{2\rho_0 \rho_0'}{1 + \rho_0'^2} \left(\frac{w}{1 + \rho_0'^2} \right)'. \quad /П.7/$$

Поскольку отброшенные члены пропорциональны высшим производным функций u_0 , u_1 , ρ_0 , максимальной ошибки следует ожидать при малых ζ , где эти производные обращаются с бесконечность.

Для оценки точности метода рассмотрим внешнюю задачу для нерелятивистского пучка постоянного радиуса, строгое аналитическое решение которой известно /10/. Для такого пучка $v^2 \ll 1$, $t_3 = 0$, так что из формул /8-10/ следует $u_0 = v^2/2$, $u_1 = 0$. Геометрия фокусирующего электрода, находящегося под потенциалом катода, определяется, согласно /П.5/, уравнением

$$\phi = \frac{v^2}{2} - \frac{1}{8v} (\rho^2 - \rho_0^2 - 2\rho_0^2 \ln \frac{\rho}{\rho_0}) = 0. \quad /П.8/$$

В предельных случаях $\rho - \rho_0 \ll \rho_0$ и $\rho \gg \rho_0$ угол наклона электрода к оси системы равен соответственно $64,76^\circ$ и $71,57^\circ$, что мало отличается от точных значений $67,5^\circ$ и $74,16^\circ$. Таким образом, рассмотренный метод дает осмысленные результаты и в тех областях, где он, строго говоря, неприменим ($\zeta \rightarrow 0, \rho \rightarrow \infty$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Пирс Дж.Р. Теория и расчет электронных пучков. "Сов.радио", М., 1956.
2. Paul A.G. et al. Particle Accelerators, 1981, 11, p.239.

3. Jackson C.H. et al. IEEE Trans., 1983, NS-30, p.2725.
4. Лоусон Дж. Физика пучков заряженных частиц. "Мир", М., 1980.
5. Невский П.В., Овчаров В.Т. Электронная техника, серия 1, Электроника СВЧ, 1969, вып.7, с.62.
6. Овчаров В.Т. Радиотехника и электроника, 1962, 7, с.1367.
7. Сыровой В.А. ЖТФ, 1982, 52, с.625.
8. Кузнецов В.С. Радиотехника и электроника, 1962, 7, с.1379.
9. Vipeman O. J.Electron. and Control, 1958, 5, p.562.
10. Кирштейн П.Т., Кайно Г.С., Уотерс У.Е. Формирование электронных пучков. "Мир", М., 1970.
11. De Packh D.C., Ulrich P.V. J.Electron. and Control, 1961, 10, p.139.
12. Овчаров В.Т. Радиотехника и электроника, 1967, 12, с.2156.
13. Гинзбург В.Е. В сб.: Методы расчета электронно-оптических систем. "Наука", М., 1977, с.12.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 сентября 1984 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
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.

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

В Объединенном институте ядерных исследований начал выходить сборник "Краткие сообщения ОИЯИ". В нем будут помещаться статьи, содержащие оригинальные научные, научно-технические, методические и прикладные результаты, требующие срочной публикации. Будучи частью "Сообщений ОИЯИ", статьи, вошедшие в сборник, имеют, как и другие издания ОИЯИ, статус официальных публикаций.

Сборник "Краткие сообщения ОИЯИ" будет выходить регулярно.

The Joint Institute for Nuclear Research begins publishing a collection of papers entitled *JINR Rapid Communications* which is a section of the JINR Communications and is intended for the accelerated publication of important results on the following subjects:

Physics of elementary particles and atomic nuclei.
Theoretical physics.
Experimental techniques and methods.
Accelerators.
Cryogenics.
Computing mathematics and methods.
Solid state physics. Liquids.
Theory of condensed matter.
Applied researches.

Being a part of the JINR Communications, the articles of new collection like all other publications of the Joint Institute for Nuclear Research have the status of official publications.

JINR Rapid Communications will be issued regularly.



Алексахин Ю.И.

P9-84-619

Метод синтеза источников параксиальных бриллюэновских потоков

Предложен метод синтеза источников параксиальных ламинарных пучков заряженных частиц, использующий известное уравнение для огибающей пучка в приведенных переменных. Метод автоматически обеспечивает получение заданных характеристик пучка на выходе источника. Рассчитаны предельные параметры источников непультсирующих бриллюэновских потоков с плоским эмиттером. При нерелятивистских энергиях частиц максимальный первеанс источника не превосходит $2 \text{ мкА/В}^{3/2}$. Найдено, что обычная зависимость тока пучка от приложенного напряжения $I \propto U^{3/2}$ для ультрарелятивистских параксиальных пучков переходит в зависимость $I \propto U^3$.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Alexahin Yu.I.

P9-84-619

A Synthesis Method for Design of Paraxial Brillouin Flow Sources

A synthesis method for design of sources of paraxial laminar beams of charged particles is proposed, based on the well-known beam envelope equation in adduced variables. The method automatically yields the preset beam characteristics at the source output. The extreme parameters of non-scalloping Brillouin flow source with a planar emitter are calculated. At non-relativistic particle energies the source maximal perveance does not exceed $2 \text{ }\mu\text{A/V}^{3/2}$. The beam current dependence on the applied voltage $I \propto U^{3/2}$ is found to be replaced by $I \propto U^3$ scaling for ultrarelativistic paraxial beam.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984