

# Электронные и ионные пучки

УДК 537.533

## Газодинамические модели Н. Д. Наумова — альтернатива теории интенсивных электронных пучков?

В. А. Сыровой

Всероссийский электротехнический институт, Москва, Россия

*В связи с работами Н. Д. Наумова обсуждаются проблемы получения и интерпретации точных решений уравнений пучка, реализации конечного фрагмента рассчитанного течения, а также приближенные модели, использование эталонных точных решений при исследовании общетеоретических вопросов.*

PACS: 41.85.-p

### Введение

В последние годы появляются работы по оптике плотных электронных пучков, не принимающие во внимание развитие теории за предшествующий период. Часто в них не только воспроизводятся давно известные результаты, но и совершаются методические ошибки, не обнаруживаемые авторами. Поскольку новые публикации предполагают прогресс в соответствующей дисциплине, то выявление и обсуждение допущенных ошибок, иногда нетривиальных, и смысла результатов, не являющихся таковыми, представляют интерес для работающих в этой области специалистов. В цикле работ [1—6] Н. Д. Наумова предложена концепция, отличающаяся от известных подходов к описанию плотных пучков. При построении приближенных моделей она заключается "в решении уравнений газодинамики" [5] и противопоставляется одному из "методов теоретического анализа динамики пучков заряженных частиц" [5] — параксиальной теории. В работе [5] отмечено, что "с математической точки зрения задача усложняется, так как здесь приходится решать систему уравнений в частных производных". Публикации [1—6] объединены введенным автором понятием "автомодельного решения", отличным от общепринятого, и способом выделения фрагмента бесконечного потока с помощью функции Хэвисайда в выражении для плотности пространственного заряда. В настоящей статье в связи с работами Н. Д. Наумова рассматривается проблема получения и интерпретации точных решений уравнений пучка, реализации конечного фрагмента рассчитанного течения, приближенные модели и конкретное использование эталонных точных решений при исследовании общетеоретических вопросов.

В работах [7, 8] приведена оценка работ [1—4] Наумова, сводящаяся к тому, что последний не

владеет материалом уже на уровне терминологии, все приведенные в [1, 2] точные решения опубликованы в период с 1956 по 1984 г. и воспроизводятся без ссылок; приближенные модели ленточного и параксиального пучков с эллиптическим сечением и изогнутой плоской осью [3, 4] ошибочны. Вместе с тем в работах [7, 8] отмечено и положительное содержание работ [1, 2], состоящее в получении интегралов для системы обыкновенных уравнений, качественном и численном анализе нескольких решений.

В новой работе [5] Н. Д. Наумов формулирует свои возражения. Автор [1—4] утверждает\*, что в [1] "получено новое точное решение нестационарной самосогласованной задачи в виде шарообразного сгустка заряженных частиц в ловушке Пеннинга"; "физические модели работы [2] являются новыми" для "ограниченных в поперечном направлении потоков заряженных частиц"; "в [2] получены новые нестационарные решения уравнения Власова", а несостоятельность возражений [8] по поводу приближенных моделей [3, 4] доказывается при рассмотрении в качестве эталона равновесной бриллюэновской конфигурации. В работе [6] приведены возражения по поводу одной из задач (шаровой сгусток в ловушке Пеннинга), обсуждавшихся в [7].

### Точные решения

О новом точном решении уравнений пучка можно говорить, если указан ранее неизвестный функциональный вид параметров потока, сводящий исходную систему в частных производных к системе обыкновенных дифференциальных уравнений. В [7, 8] с подробными ссылками показано, что новых точных решений в [1, 2] нет.

\* При цитировании [5] номера ссылок приведены в соответствии со списком литературы данной заметки.

Выяснение физического смысла точного решения — это проблема его интерпретации (или физической модели по Н. Д. Наумову [5]). На этом пути, несомненно, возможно получение новых результатов, о чем было сказано в [7]. Заметим, что одно и то же точное решение может допускать различные интерпретации [9].

Характерным для работы [1], продолжающих ее публикаций [2, 6] и связанных с [1, 2] приближенных моделей [3, 4], обсуждавшихся в [8], является тот факт, что намерение рассмотреть конечный в поперечном направлении пучок или сгусток, нашедшее себе отражение в использовании функции Хэвисайда, приравнивается к решению этой проблемы. Эта часть решения общей проблемы в работах Н. Д. Наумова отсутствует.

Интерпретация работ [1, 6] (шаровой сгусток в ловушке Пеннинга) известного точного решения [10] является ошибочной. Формулировка задачи, поставленной в введении, требует ее решения с учетом близости сгустка и электродов, однако к ней автор и не пытался приступить. Вместо решения краевой задачи Н. Д. Наумов предлагает рассмотреть конечный сферический фрагмент, выделенный из описываемого точным решением бесконечного потока, потенциал в котором складывается из лапласовского поля Пеннинга и поля пространственного заряда

$$\varphi = \frac{C}{6}(R^2 - 2z^2) + \frac{1}{6}\rho r^2, \quad C = \frac{1}{4}H_z^2. \quad (1)$$

Отметим, что интенсивность квадрупольной связи с  $H_z$ : комбинация полей в возможной ловушке Пеннинга не является произвольной, но диктуется точным решением.

При условии сопряжения решений, о котором было сказано выше, потенциал в лапласовской области образован следующими двумя слагаемыми:

$$\varphi_L = \frac{C}{6}(R^2 - 2z^2) - \frac{1}{3}\rho r_0^3 \left( \frac{1}{r} - \frac{3}{2} \frac{1}{r_0} \right), \quad (2)$$

$$\rho r_0^3 = \text{const},$$

где  $R, z$  — цилиндрические координаты;  
 $r$  — сферический радиус;  $r = r_0(t)$  — граница сгустка;  
 $\rho$  — плотность пространственного заряда.

При  $r \sim r_0 \sim L$  и  $r_0 \ll r \sim L$  члены, содержащие  $\rho$  в (1), (2), имеют один порядок.

Полученное решение означает, что при принудительном изменении потенциала вне сгустка по закону (2) движение частиц в нем будет описываться точным решением. На поверхностях, бывших эквипотенциалами при отсутствии сгустка, потенциал в каждой точке стал функцией времени.

Таким образом, либо есть точное решение об эволюции сферического сгустка в поле (2), но нет ловушки Пеннинга, либо есть ловушка, но нет решения задачи.

Автор работ [1, 6] пренебрегает вторым членом в формуле (2): в тексте нет слов или формул, противоречащих этому утверждению. Тем самым поле вне сгустка считается пеннинговским, а потенциал и поле на границе сгустка испытывают не имеющий физического смысла разрыв.

Методическая ошибка, совершаемая автором работ [1, 6], не зависит от того, было ли начальное распределение плотности в сгустке однородным или неоднородным.

Как и в случае эволюции неосесимметричного эллипсоидального сгустка [11], решение [1, 6] при корректировке, выражаемой формулой (2), может быть использовано в качестве эталона при математическом моделировании. Сам факт, что точное решение может описывать ограниченный сгусток, является первым примером [1] такого рода и представляет интерес.

Нестационарность и высокая степень симметрии задачи затрудняют осознание ошибочности действий автора [1, 6]. Попробуем применить используемый им алгоритм выделения конечного фрагмента точного решения на примере стационарного осесимметричного потока с гиперболоподобными траекториями  $R^2 z = \text{const}$  [9] при  $H_z \neq 0$ , распределение потенциала в котором имеет ту же структуру, что и в формуле (1)

$$\varphi = \frac{1}{2}(2z^2 - R^2) + \frac{1}{6}\rho r^2, \quad \rho = 6. \quad (3)$$

На рис. 1 изображены траектории  $R_e = R_0/\sqrt{z}$  и эквипотенциали  $\varphi = \text{const}$  самосогласованного поля в бесконечном потоке — эллипсы с отношением полуосей  $a/b = 2$  (сплошные линии) и эквипотенциали  $\varphi_{L_0} = \text{const}$  "холодного поля" — гиперболы с асимптотой  $R/z = \text{tg } \vartheta = \sqrt{2}$  (пунктирные линии). На рис. 2 представлен фрагмент течения, выделенный из бесконечного потока по траектории  $R_e = 1/\sqrt{z}$  и вертикали  $z = z_*$ ,  $0 \leq R \leq R_*$ , на которой реализована инжекция в соответствии с точным решением. Алгоритм [1, 6] сводится к тому, что, введя функцию Хэвисайда на границе потока, мы получим пучок, определяемый точным решением в квадрупольном внешнем электрическом поле  $\varphi_{L_0}$  и продольном магнитном поле  $H_z$ . В действительности поле вне выделенного фрагмента будет описываться не первым слагаемым в (3), а решением уравнения Лапласа, для которого существует точное выражение и которое

исключительно в целях наглядности приведем в параксиальном представлении

$$\varphi_L = \frac{1}{2}(2z^2 - R^2) + \frac{\rho}{3} R_e^2 \ln \frac{R}{R_e} + \frac{\rho}{6} R_e^2; \quad (4)$$

$$r_e^2 = R_e^2 + z^2.$$

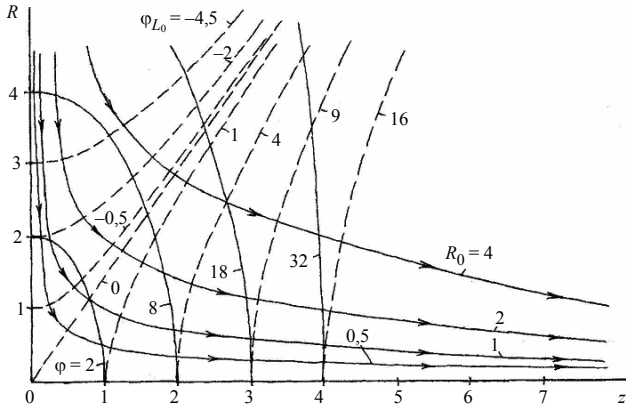


Рис. 1. Картина самосогласованного поля в бесконечном потоке заряженных частиц

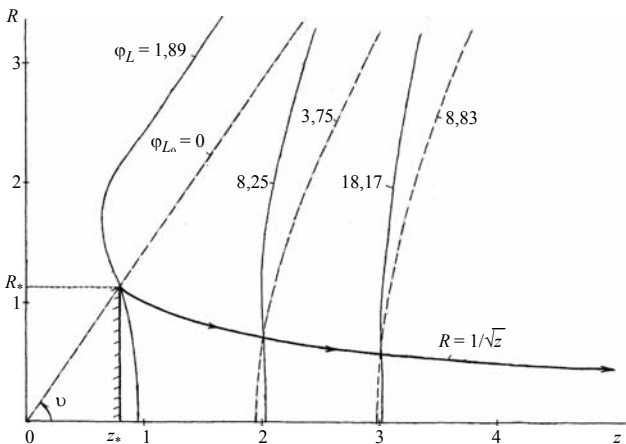


Рис. 2. Фрагмент течения заряженных частиц, выделенный из бесконечного потока

Квадрупольный лапласовский член в (4) присутствует, но поле, необходимое для реализации выделенного фрагмента, зависит от двух других слагаемых, связанных с зарядом пучка. Эквипотенциали  $\varphi_L = \text{const}$  для (4) не имеют ничего общего с гиперболами  $\varphi_{L_0} = \text{const}$ , изображенными на рис. 2. Поле  $\varphi_{L_0}$  на границе потока приводит к разрыву по потенциалу и производной.

Алгоритм выделения конечной части потока по Н. Д. Наумову, примененный к одномерному решению при инъекции с плоскости с полем  $E$  на ней, приводит к утверждению, что лента, вырезанная из такого потока и помещенная в поле плоского конденсатора, сохранит прямолинейные траектории и соответствующие одномерные распределения (рис. 3, а—в). Параксиальная теория позволяет дать приближенное, но физически верное решение задачи об эволюции узкого пучка в продольном

однородном электрическом поле (см. рис. 3, з). Подстройка под внешнее поле, о которой говорилось выше, в этом случае будет описываться расширением пучка в соответствии с формулами

$$(1 + Ez)f'' + \frac{1}{2} \bar{E}f' = \frac{\bar{J}}{\sqrt{1 + \bar{E}z}}; \quad V = \varphi_0 + Ez;$$

$$\bar{E} = \frac{E}{\varphi_0}; \quad \bar{J} = \frac{J}{2(\varphi_0)^{3/2}}; \quad f = 1 + \frac{4\bar{J}}{\bar{E}^2} + \frac{2\bar{J}}{\bar{E}^2} \times$$

$$\times \sqrt{1 + \bar{E}z} [\ln(\bar{E}z) - 2]; \quad f(0) = 1; \quad f'(0) = 0,$$

где  $U$  — потенциал на оси;  
 $J$  — плотность тока.

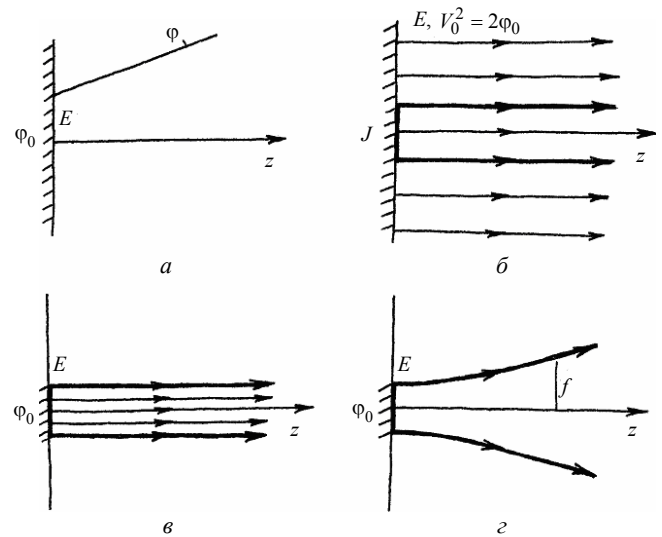


Рис. 3. Модели ленточных пучков:

а — распределение потенциала вдоль оси  $Z$ ;  
б — вырезание ленточного тока из одномерного решения;  
в — распространение ленточного тока в плоском конденсаторе по Н. Д. Наумову; з — распространение ленточного тока по параксиальной теории

При оценке результатов [2] с "ограниченными в поперечном направлении потоками" при постоянной релятивистской продольной скорости (пучок в дрейфовом пространстве) необходимо отметить, что они представляют собой задачи параксиальной теории в наиболее простом варианте: обыкновенными уравнениями описываются пучки с произвольной пространственной осью и круглым сечением при произвольном распределении плотности в начальном сечении, произвольном потенциале и компонентах внешнего магнитного поля (не только продольного) на оси. Кроме того, необходимо вспомнить сформулированное в работе [12] обобщение "гипотезы плоских сечений" на случай параксиальных релятивистских пучков, которое упоминалось и в более поздней работе [13]. Для рассмотренных в [2] течений задача о параксиальном релятивистском пучке строго эквивалентна расчету пульсаций плоского нестационарного нерелятивистского облака. Интерпретация несколь-

ких известных точных решений для нестационарного пучка, выполненная в таком ключе, но без ссылок на первоисточники и работу [12], приведена в [2]. Эти результаты в [7, 8] отнесены к положительному содержанию этой публикации.

Упомянутая теория релятивистских квазиаксиально-симметричных пучков приведена в [14—17]. О целесообразности использования уравнений Власова при описании "холодных" пучков было сказано в [8]. Если утверждение о том, что известные решения гидродинамических уравнений представляют собой "новые нестационарные решения уравнения Власова", то имеет смысл не возражать против этого.

Уравнение (8) в работе [6], к решению которого "сводится расчет пульсаций однородного сгустка", свойством инвариантности при изменении масштаба времени не обладает, т. е. имеем

$$3\ddot{R} + 2\Omega^2 R - \frac{\omega^2}{R^2} = 0. \quad (6)$$

В силу сказанного отсутствуют причины для отнесения решения (6) к автомодельным только на основании присутствия линейной зависимости от  $r$  у компонент скорости.

Заметим, что понятие автомодельности не распространяется на асимптотическую теорию плотных пучков, для которой существуют алгоритмы построения высших приближений и к которой могли бы иметь отношение работы [3, 4]: только для первого приближения теории известны решения с подобными траекториями или трубками тока благодаря тому, что параксиальное уравнение допускает соответствующую группу растяжений при отсутствии автомодельности у прочих параметров пучка.

В работе [8] подчеркивалось, что течение, описываемое первыми членами тэйлоровского разложения вблизи искривленной оси в системе  $l, s$  (длина дуги, расстояние по нормали) не может быть объявлено автомодельным не только в принятом значении этого термина, но и в смысле "автомодельности" по Н. Д. Наумову: формулы для компонент скорости (8) из [3], (15) из [5]

$$v_l = U(l)[1 + U_1(l)s]; \quad v_s = V_1(l)s,$$

не относятся "к классу движений газа заряженных частиц, для которых скорости пропорциональны расстоянию до центра симметрии" [4]. Для  $v_l$  пропорциональность координате  $s$  не имеет места; "центра симметрии" в случае переменной кривизны оси не существует.

Таким образом, приведенные в работах [1, 2, 6] результаты связаны не с построением новых, а с физической интерпретацией (нуждающейся в кор-

ректировке в случае задачи о сферическом сгустке) известных в литературе точных решений, причем общий смысл подобной интерпретации применительно к [2] указан в [12].

### Приближенные модели

В работе [5] утверждается, что "газодинамические модели [3, 4] отвергаются лишь на том основании, что они не согласуются с представлениями критика о структуре параксиальных пучков заряженных частиц".

Отметим, что "представления критика" находятся в соответствии с существующей теорией параксиальных и приповерхностных пучков, основы которой заложены более 35 лет назад [8], а недостаточность основания надо было бы доказать, доказав несостоятельность упомянутых моделей или сформулировав аппарат, позволяющий выйти за пределы их возможностей. Однако в действительности все намного проще: в [8] указано, что предельный переход в уравнениях [3], соответствующий "холодным" пучкам, приводит к абсурду. Этого достаточно, чтобы говорить об ошибочности построения, и приведенный в [5] пример о кольцевом бриллюэновском потоке можно было бы не обсуждать, если бы он не обнаруживал недостаток понимания у автора [3, 4] на уровне постановки задачи.

Прежде чем перейти к рассмотрению этого вопроса, сформулируем, как должны были бы выглядеть конструктивные возражения на высказанные в [8] замечания.

Уравнения нерелятивистского ленточного пучка в системе  $l, s$ :

$$\frac{v_l}{h_1} \frac{\partial v_l}{\partial l} + v_s \frac{\partial v_l}{\partial s} - kv_l v_s = \frac{1}{h_1} \frac{\partial \varphi}{\partial l} + v_s H_z;$$

$$\frac{v_l}{h_1} \frac{\partial v_s}{\partial l} + v_s \frac{\partial v_s}{\partial s} + kv_l^2 = \frac{\partial \varphi}{\partial s} - v_l H_z;$$

$$\frac{\partial}{\partial l} \left( \frac{1}{h_1} \frac{\partial \varphi}{\partial l} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left( h_1 \frac{\partial \varphi}{\partial s} \right) = h_1 \rho;$$

$$\frac{\partial}{\partial l} (\rho v_l) + \frac{\partial}{\partial s} (h_1 \rho v_s) = 0$$

после введения малого параметра  $\varepsilon$  принимают вид:

$$\bar{l} = \frac{l}{L}, \quad \bar{s} = \frac{s}{a}, \quad \varepsilon = \frac{a}{L} \ll 1, \quad \bar{v} = \frac{\bar{v}}{V}, \quad \bar{\varphi} = \frac{\varphi}{V^2};$$

$$\bar{H}_z = \frac{H_z}{(V/L)}, \quad \bar{\rho} = \frac{\rho}{(V^2/a^2)}, \quad \bar{k} = \frac{k}{(1/L)}, \quad h_1 = 1 - \varepsilon \bar{k} \bar{s};$$

$$\frac{\bar{v}_l}{h_1} \frac{\partial \bar{v}_l}{\partial \bar{l}} + \frac{1}{\varepsilon} \bar{v}_s \frac{\partial \bar{v}_l}{\partial \bar{s}} - \bar{k} \bar{v}_l \bar{v}_s = \frac{1}{h_1} \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \bar{l}} + \bar{v}_s \bar{H}_z;$$

$$\begin{aligned} \bar{v}_l \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial l} + \frac{1}{\varepsilon} \bar{v}_s \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial s} + k \bar{v}_l^2 &= \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial s} - \bar{v}_l \bar{H}_z; \\ \frac{\partial}{\partial l} \left( \frac{1}{h_1} \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial l} \right) + \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\partial}{\partial s} \left( h_1 \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial s} \right) &= \frac{1}{\varepsilon^2} h_1 \bar{\rho}; \\ \frac{\partial}{\partial l} (\bar{\rho} \bar{v}_l) + \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial s} (h_1 \bar{\rho} \bar{v}_s) &= 0. \end{aligned}$$

Чтобы доказать, что в случае "холодных пучков" Н. Д. Наумов имеет дело с новым физическим объектом, не рассматривавшимся ранее, необходимо было бы указать отличную от (17) форму решения системы (16), сформулированную в [3] на том же языке.

Вместо этого Н. Д. Наумов выдвигает косвенные возражения на примере известного точного решения — равновесной бриллиэновской конфигурации, которая представляет собой пример вырожденного решения, в удобных нормировках описываемого недоопределенной системой уравнений

$$v_\psi^2 + H_z R v_\psi + R \varphi' = 0; \quad (R \varphi')' = R \rho, \quad (7)$$

здесь и ниже  $z$ ,  $R$ ,  $\psi$  — цилиндрические координаты.

Хотя тестирование модели, предназначенной для изучения двумерных невырожденных потоков на вырожденном одномерном решении — не самый лучший вариант, покажем однако, что и он не работает в пользу автора.

Задача о тонком слое, вырезанном из систем (7) с введением малого геометрического параметра  $\varepsilon$ , не отличается от построения тэйлоровского разложения при  $R = R_0 + x$ ,  $x/R_0 = \bar{x} \ll 1$ , так как  $\bar{x}^k \sim \varepsilon^k$ .

Приближенное решение системы (7) определено выражениями:

$$\begin{aligned} v_\psi &= V_0 + V_1 \bar{x} + V_2 \bar{x}^2 + \dots, \quad \rho = \rho_0 + \rho_1 \bar{x} + \dots; \\ \varphi &= \varphi_0 + \varphi_1 \bar{x} + \varphi_2 \bar{x}^2 + \varphi_3 \bar{x}^3 + \dots; \\ \varphi_1 &= -V_0 (V_0 + H_z R_0), \quad \varphi_2 = \frac{1}{2} [V_0^2 - (2V_0 + H_z R_0) V_1]; \\ \varphi_3 &= \frac{1}{3} [-V_0^2 + (2V_0 - V_1) V_1 - (2V_0 + H_z R_0) V_2]; \quad (8) \\ \rho_0 &= \frac{1}{R_0^2} (2\varphi_2 + \varphi_1), \quad \rho_1 = \frac{1}{R_0^3} (6\varphi_3 + 2\varphi_2 - \varphi_1). \end{aligned}$$

Из (8) видно, что коэффициент  $\rho_1$  связан с внешним электрическим полем, а не с продольным полем пучка (последнее в решении уравнений (7) вообще отсутствует), что соответствует предположениям [3, 4] о характере поля  $\vec{E}$ .

Пользуясь недоопределенностью системы (7), в соответствии с [5] потребуем также, чтобы  $\rho \sim 1/R$ :

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{n_0 R_0}{R}, \quad E_R = n_0 R_0 \left( 1 - \frac{R_c}{R} \right), \\ \varphi &= n_0 R_0 \left( R - R_c - R_c \ln \frac{R}{R_c} \right); \\ E_R &\approx n_0 R_0 \left[ (1 - \bar{R}_c) - \bar{R}_c \bar{x} \right], \\ \varphi &\approx n_0 R_0^2 \left[ (1 - \bar{R}_c + \bar{R}_c \ln \bar{R}_c) + (1 - \bar{R}_c) \bar{x} \right]; \quad (9) \\ \varphi_1 &= n_0 R_0^2 (1 - \bar{R}_c), \quad \bar{R}_c = \frac{R_c}{R_0}, \quad R = R_0 (1 + \bar{x}); \\ V_0^2 + H_z R_0 V_0 + \varphi_1 &= 0, \\ V_0 &= -\frac{1}{2} H_z R_0 \left[ 1 + \sqrt{1 - \frac{4\varphi_1}{H_z^2 R_0^2}} \right] \sim 1; \\ \frac{E_R}{\varphi} &\sim \frac{n_0 R_0 (1 - \bar{R}_c)}{n_0 R_0^2 (1 - \bar{R}_c + \bar{R}_c \ln \bar{R}_c)} \sim \frac{1}{R_0} \sim \varepsilon. \end{aligned}$$

Таким образом, отношение поля к потенциалу в силу предположения о малой кривизне оси полностью укладывается в рамки известной параксиальной теории.

Из (9) следует, что коэффициент  $\varphi_3$  в (8) для примера Н. Д. Наумова получается при разложении лапласовского фрагмента (внешнее поле), пропорционального  $\ln(R/R_c)$  в выражении для  $\varphi$ . При работе с точным решением автор [5], по видимому, совершает ту же ошибку, что и при общем подходе.

Суммируем результаты рассмотрения "газодинамических моделей" Н. Д. Наумова [3, 4]. Если откинуть неверное уравнение для возмущения плотности, описание которого выходит за рамки первого параксиального приближения, то мы должны были бы получить теорию ленточного или эллиптического пучка с учетом тепловых скоростей ("немоноэнергетический пучок" следовало бы вынести в название). За вычетом тепловых эффектов уравнения допускают переход к несколько менее общей за счет принятых в работах [3, 4] дополнительных ограничений хорошо известной параксиальной теории\*. Для этого в выражении для  $\lambda$ , определяющем приращение продольной скорости порядка  $\varepsilon$ , надо обратить в ноль произвольную постоянную интегрирования  $C$ . Ее физический смысл в [4] не определен, формула  $C = u_0^2 (\lambda_0 - \kappa_0 a_0) \gamma_0$  ни о чем не говорит, даже ес-

\* В работе [12] отмечено, что случай немоноэнергетических потоков приводится к сформулированным там уравнениям.

ли принять во внимание, что здесь в отличие от формул (5) индекс "ноль" означает не принадлежность к оси, а маркирует начальное сечение  $l = 0$ . Задача не доведена до конца: после определения величины  $\lambda$  константу  $C$  можно связать с изменением полной энергии в начальном сечении; последняя в рамках параксиального приближения линейно зависит от поперечной координаты. В действительности, однако, не удастся ограничиться сформулированными выше легкими коррективами. В параксиальной теории пучков с произвольным (в том числе эллиптическим) сечением [12, 13, 18] при переходе к квазиаксиально-симметричным потокам (искривленная пространственная ось, круглое сечение) первое параксиальное уравнение определяет радиус такого пучка, а второе превращается в соотношение, выражающее сохранение магнитного потока.

При нулевом эмиттансе и  $C = 0$  уравнение (19) из [4] приводит к тому же, что и в [12, 13, 18], уравнению для пучка с круглым сечением

$$a'' + \frac{u'}{u} a' - \frac{h}{2a} = - \left( k^2 + \frac{\kappa^2}{\gamma^2} + \frac{u''}{u} + \frac{u'^2}{\gamma^2 u^2} \right) a,$$

в то время как уравнение (20) из работы [4] при  $a = b$  принимает вид

$$a'' + \frac{u'}{u} a' - \frac{h}{2a} = 0.$$

Сопоставление этих результатов свидетельствует об ошибочности построений [4]: между  $u$ ,  $\kappa$ ,  $\Omega$ , т. е. скоростью, магнитным полем на оси и ее кривизной, возникает связь, а радиус пучка  $a$  не зависит ни от чего, кроме скорости. В модели [12, 13, 18] функции  $u$ ,  $\kappa$ ,  $\Omega$  можно задать независимо и вычислить радиус пучка.

### Заключение

Введение функции Хэвисайда в формулы решения конечного в поперечном направлении пучка или сгустка не обеспечивает физической реализации конечного фрагмента потока и не может заменить создания необходимых внешних полей, которые также следует рассчитать. Эта часть общей проблемы в работах [1—6] Н. Д. Наумова отсутствует, что в случае со сферическим сгустком является источником неверной физической интерпретации результатов.

Приближенные модели ленточного и эллиптического пучков являются ошибочными, так как включают неверное уравнение для возмущения плотности и не выдерживают предельных переходов к известной параксиальной теории, частью которой они могли бы стать за счет учета тепловых скоростей и немоноэнергетичности потока.

### Литература

1. Наумов Н. Д. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 11. С. 1406.
2. Наумов Н. Д. // РЭ. 1994. Т. 39. № 7. С. 1179.
3. Наумов Н. Д. // Там же. 2000. Т. 45. № 11. С. 1384.
4. Наумов Н. Д. // Там же. 2001. Т. 46. № 9. С. 1134.
5. Наумов Н. Д. // Там же. 2005. Т. 50. № 3. С. 383.
6. Наумов Н. Д. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 3. С. 298.
7. Сыровой В. А. // Там же. 2003. Т. 29. № 1. С. 101.
8. Сыровой В. А. // РЭ. 2004. Т. 49. № 4. С. 505.
9. Сыровой В. А. Введение в теорию интенсивных пучков заряженных частиц. — М.: Энергоатомиздат, 2004.
10. Сыровой В. А. // РЭ. 1984. Т. 29. № 12. С. 2430.
11. Сыровой В. А. // Там же. 2004. Т. 49. № 2. С. 241.
12. Данилов В. Н. // Журн. прикл. механики и техн. физики. 1968. № 5. С. 3.
13. Сыровой В. А. // РЭ. 1988. Т. 33. № 7. С. 1492.
14. Данилов В. Н. // Некорректные задачи. Ч. 2. — М.: Наука, 1974. С. 67.
15. Сыровой В. А. // РЭ. 1989. Т. 34. № 12. С. 2586.
16. Неганова Л. А., Сыровой В. А. // Там же. 1992. Т. 37. № 12. С. 2275.
17. Сыровой В. А. // Журн. прикл. механики и техн. физики. 1964. № 1. С. 3.
18. Сыровой В. А. Теория интенсивных пучков заряженных частиц. — М.: Энергоатомиздат, 2004.

Статья поступила в редакцию 20 июня 2008 г.

## Naumov's "Gasdynamical models" — an alternative of intense electron beam theory?

V. A. Syrovoy

All-Russian Electrotechnical Institute, Moscow, Russia

*In this review some problems are discussed in connection to the N. D. Naumov's publications. There are the problem of exact solutions obtaining and interpretation, finite flow fragment realization, asymptotic theory and concrete using of exact solutions for investigation of general theoretical ideas.*