

ЛИТЕРАТУРА

1. Лебедев А. Д. Отрыв электронной температуры в плотной аргоновой плазме.— Изв. СО АН СССР, 1966, № 10, сер. техн. наук, вып. 3.
2. Clark K. J., Incropera F. P. Thermochemical nonequilibrium in an argon constricted arc. AIAA Paper, N 71-593, 1971.
3. Дресвин С. В., Донской А. В., Гольдфарб В. М., Клубникки В. С. Физика и техника низкотемпературной плазмы. М.: Атомиздат, 1972.
4. Дресвин С. В. Двухтемпературная модель плазмы в условиях стационарного продува газа через плазмотрон.— ПМТФ, 1973, № 4.
5. Назаренко П. П., Паневин П. Г. Расчет характеристик стабилизированных дуг с учетом переноса излучения и отрыва температур.— В кн.: Моделирование и методы расчета физико-химических процессов в низкотемпературной плазме: М.: Наука, 1974.
6. Ивлигин А. И. Явления неравновесности в стабилизированных дугах.— В кн.: Материалы VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Т. 2. Алма-Ата, 1977.
7. Devoto R. S. Transport coefficients of partially ionized argon.— Phys. Fluids, 1967, vol. 10, p. 354.
8. Колесников В. Н. Дуговой разряд в инертных газах.— Труды ФИАН. Физическая оптика, 1964, т. 30, с. 66.
9. Bose T. K. Anode heat transfer for a flowing argon plasma at elevated electron temperature.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1972, vol. 15, N 10.
10. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М.: Мир, 1965.
11. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. М.: ИЛ, 1961.
12. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М.: Наука, 1971.
13. Федяевский К. К., Гиневский А. С., Колесников А. В. Расчет турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости. Л.: Судостроение, 1973.
14. Escudier M. P., Spolding D. B. A note on the turbulent uniform property hydrodynamic boundary layer on a smooth impermeable wall. ARCC Paper, N 875, 1965.
15. Bott J. F. Spectroscopic measurement of temperatures an argon plasma arc.— Phys. Fluids, 1966, vol. 9, N 8.
16. Сегерлинд Л. Дж. Применение метода конечных элементов. М.: Мир, 1979.
17. Emmons H. W. Arc measurement of high-temperature gas transport.— Phys. Fluids, 1967, vol. 10, N 6.
18. Runstadler P. W., Jr. The laminar and turbulent flow of a argon arc plasma. AIAA Paper, N 66-189, 1966.
19. Донской А. В., Клубникки В. С., Пархоменко А. С. Экспериментальное исследование электрических и тепловых характеристик стабилизированных дуг.— Инж.-физ. журнал, 1972, т. 22, № 6.
20. Асиновский Э. И., Пахомов Е. П., Ярцев П. М. Исследование характеристик ламинарного потока плазмы аргона в электрической дуге.— В кн.: Химические реакции в низкотемпературной плазме. М.: ИХХС им. А. В. Топчиева, 1977.
21. Клубникки В. С., Пархоменко А. С. Результаты исследования энергетических характеристик аргоновой дуги в секционированном плазмотроне.— В кн.: Тезисы докл. V Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Т. 1. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1972.
22. Батурин В. А. Экспериментальное определение электропроводности плазмы аргона в стабилизированной дуге.— ПМТФ, 1970, № 2.
23. Эммонс Г. В. Исследование теплообмена в плазме.— В кн.: Современные проблемы теплообмена. М.— Л.: Энергия, 1966.
24. Донской А. В., Клубникки В. С. Электроплазменные процессы и установки в машиностроении. Л.: Машиностроение, 1979.

УДК 621.384.6

РАВНОВЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. А. Малафаев, Д. Н. Новичков

(Москва)

В последнее время значительно возрос интерес к изучению равновесных состояний декомпенсированных или частично компенсированных ионами электронных пучков, удерживаемых магнитным полем. Помимо программ, инициирующих этот интерес, перечисленных в [1], можно назвать проблемы адиабатического ускорения электронных и ионных пучков [2], рекуперации их энергии и компрессии.

Одному из аспектов анализа декомпенсированных электронных пучков посвящена работа [3], где рассматривается их возможное применение к проблеме передачи электрической энергии в промышленных масштабах с помощью электронных пучков.

Использование декомпенсированных пучков открывает возможности передачи электромагнитной энергии в виде потока вектора Умова — Пойнтинга, как в обычном коаксиальном кабеле. При этом определяющее место в анализе состояний занимает вопрос о соотношении кинетической и потенциальной составляющих энергии.

Предельные токи заряженных пучков, помещенных в бесконечно сильное магнитное поле, исследовались в [4—7]. Анализ состояний и некоторые выводы о преобразовании энергии из электромагнитной в кинетическую и обратно рассматривались в [6], где было показано, что декомпенсированный электронный пучок может тормозиться или ускоряться в эквипотенциальном лучепроводе при соответствующем выборе профиля пучка, задаваемого внешним магнитным полем.

В сопровождающем магнитном поле конечной величины электроны получают дополнительную степень свободы, допускающую вращение их вокруг силовых линий магнитного поля. Представляет интерес провести анализ равновесных состояний и энергетических диаграмм заряженных пучков в магнитном поле с учетом процессов преобразования электромагнитной энергии в кинетическую энергию поступательного и вращательного движений. Будем рассматривать случай, когда электронный пучок инжектируется с катода радиуса r_k и ускоряется до разности потенциалов Φ_k в магнитном поле H_k . Полная разность потенциалов между катодом и лучепроводом равна Φ_R . Затем пучок выпускается в лучепровод радиуса R с сопровождающим магнитным полем H . Анализируются равновесные состояния на больших расстояниях от места инжекции или при адиабатически медленном изменении H по длине пучка. Проблема устойчивости равновесных состояний при этом не рассматривается.

Нерелятивистский случай. Уравнение движения крайнего электрона в области дрейфа имеет вид

$$(1) \quad \ddot{r}_0 = \eta E_r + \omega^2 r_0 - \omega \omega_c r_0,$$

где r_0 — радиус пучка; E_r — радиальное электрическое поле пучка; $\eta = e/m$ — удельный заряд электрона; $\omega_c = \eta H/c$ — циклотронная частота; ω — угловая скорость, определяемая теоремой Буша

$$(2) \quad \omega = (\omega_c/2) (1 - \alpha r_k^2/r_0^2),$$

где $\alpha = H_k/H$; r_k — радиус пучка на катоде.

Из (2) следует, что при $\alpha r_k^2/r_0^2 \ll 1$ угловая скорость электронов определяется только напряженностью магнитного поля H . В этом случае уравнение (1) описывает бриллюэновский поток, в котором продольная скорость, а также плотность электронов постоянны по радиусу [8]. При $\alpha r_k^2/r_0^2 \ll 1$ энергия вращательного движения стремится к нулю. Продольная скорость в этом случае на оси несколько меньше, чем на краю, из-за провисания потенциала в пучке. Этим провисанием можно пренебречь, когда выполняется условие $2 \ln(R/r_0) \gg 1$. Выполнение хотя бы одного из неравенств $\alpha r_k^2/r_0^2 \ll 1$ или $2 \ln(R/r_0) \gg 1$ эквивалентно выполнению неравенства

$$(3) \quad r_0^2/r_k^2 \gg \alpha \ln(R^2/\alpha r_k^2).$$

Будем рассматривать пучки, для которых справедливо соотношение (3), т. е. плотность и продольную скорость электронов считать постоянными по радиусу. Этому условию удовлетворяют или достаточно тонкие пучки, или пучки, имеющие значительную энергию вращения. Используя теорему Гаусса, можно определить радиальное электрическое поле $E_r = 2I/v_z r_0$, где I — ток пучка, v_z — продольная скорость электронов. Подставляя в (1) значение радиального поля и используя (2), получим выражение для равновесного радиуса пучка, положив $\ddot{r}_0 = 0$:

$$(4) \quad x^4 - \frac{2\omega_k^2}{\omega_c^2} x^2 - \alpha^2 = 0,$$

где

$$(4') \quad x = r_0/r_k; \quad \omega_k^2 = 4I\eta/v_z r_k^2.$$

Отметим, что при вращении электронов возникает диамагнитное поле, которое влияет на энергию вращения. Критерий малости диамаг-

нетизма имеет вид

$$(5) \quad (Ie/(v_z mc^2))(1 - \alpha r_k^2/r_0^2) \ll 1.$$

В нерелятивистском случае с учетом ограничения тока пространственным зарядом условие (5) всегда выполняется.

Закон сохранения потока полной энергии через сечение лучепровода при постоянной продольной скорости и плотности электронов по радиусу имеет вид

$$(6) \quad \frac{I}{2\eta} (v_z^2 + \hat{v}_0^2) + \frac{c}{4\pi} \int_0^R E_r H_\theta 2\pi r dr = I\varphi_R,$$

где H_θ — составляющая собственного магнитного поля пучка. В соответствии с (2) усредненная по сечению скорость вращения определяется как

$$(7) \quad \hat{v}_0^2 = (\omega_c^2 r_0^2/8)(1 - \alpha r_k^2/r_0^2)^2.$$

Первое слагаемое в (6) соответствует переносимой пучком кинетической энергии, второе — электромагнитной. Выполняя интегрирование (6) и преобразуя с учетом (4'), получаем

$$(8) \quad 2\eta\varphi_R - (v_z^2 + \hat{v}_0^2) = (\omega_c^2 r_k^2/4)(1 + 4 \ln R/xr_k).$$

Уравнение (8) справедливо только для непulsирующих пучков, поскольку исключена компонента v_r . Используя (4), (7) и (8), получим зависимость равновесного радиуса x от I , φ_R , R , r_k и α , которую можно представить в виде

$$(9) \quad i^2 \equiv \frac{I^2}{8\eta\varphi_R^3} = B^2 \frac{(x^4 - \alpha^2)^2}{x^4} \left[1 - B \frac{(x^2 - \alpha)^2 + (x^4 - \alpha^2) \left(1 + 4 \ln \frac{R}{xr_k}\right)}{x^2} \right],$$

где $B = \omega_c^2 r_k^2 / (16\eta\varphi_R)$.

Графическая иллюстрация уравнения (9) показана на фиг. 1 для различных значений B и для $R/r_k = 10$, $\alpha = 0$ ($B = 1,63 \cdot 10^{-2}$; $8,4 \cdot 10^{-3}$; $5 \cdot 10^{-3}$; $4,8 \cdot 10^{-3}$; $3,3 \cdot 10^{-3}$ — кривые 1—5 соответственно). Анализ уравнения (9) для $x^2 \gg \alpha$ показывает, что при $B \geq r_k^2/2R^2$, что равносильно $R\omega_c/2 \geq \sqrt{2\eta\varphi_R}$, существует два значения равновесного радиуса при заданном токе. Этому случаю соответствуют кривые 1—3 (фиг. 1).

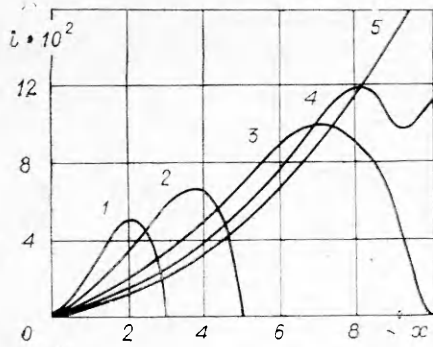
Для фиксированного B с ростом тока один из равновесных радиусов увеличивается, а другой уменьшается. При достижении максимального тока i_{\max}^B оба радиуса совпадают. В случае $B \leq (r_k^2/3R^2)e^{1/3}$ или $R\omega_c/2e^{1/3} \leq \sqrt{2\eta\varphi_R/3}$ равновесный радиус монотонно увеличивается с ростом тока пучка, чему соответствует кривая 5. Наконец, в интервале $r_k^2/2R^2 > B > (r_k^2/3R^2)e^{1/3}$ и при $i < 1/9$ имеются три значения равновесного радиуса (кривая 4).

Экстремальные значения токов при фиксированном B для произвольного α связаны с равновесным радиусом соотношением

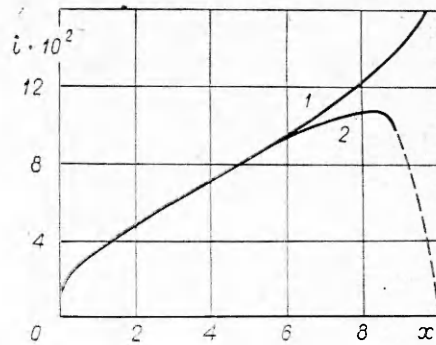
$$(10) \quad i_3^B = 2 \left(\frac{2\alpha^2}{x^4 + \alpha^2} + 4 \ln \frac{R}{xr_k} \right)^{1/2} \left[\frac{x^2 - \alpha}{(x^2 + \alpha)(x^4 + \alpha^2)} + 3 \left(1 + 4 \ln \frac{R}{xr_k} \right) \right]^{-3/2}.$$

Для $x^2 \gg \alpha$ и при $x \leq (R/r_k)e^{-1/6}$ уравнение (10) определяет значение i_{\max}^B , а при $x > (R/r_k)e^{-1/6}$ — значение i_{\min}^B . Параметр B связан с x соотношением

$$B = \frac{2x^2}{x^4 - \alpha^2} \left[\frac{(x^2 - \alpha)^3}{(x^2 - \alpha)(x^4 + \alpha^2)} + 3 \left(1 + 4 \ln \frac{R}{xr_k} \right) \right]^{-1}.$$



Ф и г. 1



Ф и г. 2

При фиксированном радиусе максимальное значение тока i_{\max}^x определяется из условия $di/dB = 0$. Это значение равно

$$i_{\max}^x = \frac{2}{3\sqrt{3}}(x^2 + \alpha) \left[(x^2 - \alpha) + (x^2 + \alpha) \left(1 + 4 \ln \frac{R}{xr_K} \right) \right]^{-1}$$

и достигается при

$$(11) \quad B = \frac{2}{3} x^2 \left[(x^2 - \alpha)^2 + (x^4 - \alpha^2) \left(1 + 4 \ln \frac{R}{xr_K} \right) \right]^{-1}.$$

Графики функций i_{\max}^x и i_0^B для $\alpha = 0$ приведены на фиг. 2 (кривые 1, 2). Наибольшее значение i_0^B достигается при $x = (R/r_K)e^{-1/6}$. При малых x обе функции практически совпадают, а при $x \geq (R/r_K)e^{-1/6}$ значительно отличаются друг от друга. Правая ветвь кривой i_0^B , представленная штриховой линией, соответствует значениям i_{\min}^B .

Перейдем к анализу энергетического состояния электронного пучка. Подставляя (11) в (7), получаем значение энергии вращения для токов, равных i_{\max}^x :

$$(12) \quad \varphi_0 = \frac{2}{3} \varphi_R (x^2 - \alpha) \left[(x^2 - \alpha) + (x^2 + \alpha) \left(1 + 4 \ln \frac{R}{xr_K} \right) \right]^{-1},$$

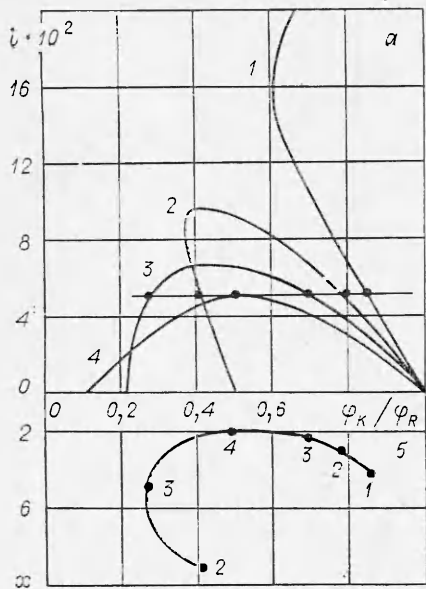
где $\varphi_0 = \hat{v}_0^2/2\eta$. В соответствии с (12) энергия вращения стремится к нулю при $x^2 \rightarrow \alpha$. Это возможно, как следует из (11), при $B \rightarrow \infty$. Максимальное значение φ_0 достигается при $x = R/r_K$. Если $R/r_K \gg \alpha$, то максимальная вращательная энергия составляет $(1/3)\varphi_R$.

Важной характеристикой состояния электронного пучка является соотношение между кинетической и потенциальной энергиями пучка. Из (3), (8) можно получить соотношение

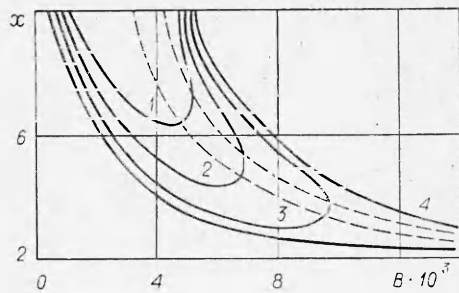
$$(13) \quad \frac{\varphi_K}{\varphi_R} = 1 - \left[B \frac{(x^4 - \alpha^2)}{x^2} \right] \left(1 + 4 \ln \frac{R}{xr_K} \right),$$

где $\varphi_K = (\hat{v}_z^2 + \hat{v}_0^2)/2\eta$, которое определяет долю кинетической энергии от полной в зависимости от равновесного радиуса пучка. Интересно отметить, что в режимах типа 1—3 (см. фиг. 1), где возможны два значения равновесного радиуса, большему из них соответствует меньшая кинетическая энергия, что следует из (13).

Диаграммы состояний, связывающие ток пучка с φ_K/φ_R , могут быть получены из (9), (13) исключением x . В общем виде аналитическое решение этих уравнений получить невозможно. На фиг. 3, а представлено графическое решение этих уравнений для различных B ($B = 3,3 \cdot 10^{-3}$; $5 \cdot 10^{-3}$; $8,4 \cdot 10^{-3}$; $1,63 \cdot 10^{-2}$ — кривые 1—4 соответственно). Следует отметить, что каждому значению тока вдоль кривой соответствует определенное значение равновесного радиуса, которое меняется от точки к точке в соответствии с (9). При этом соотношение φ_K/φ_R для одного и того же B



Ф и г. 3



Ф и г. 4

определяется геометрией системы, т. е. соотношением r_0/r_K и R/r_K . Например, для пучка электронов с током $i = 0,044$, распространяющегося вдоль медленно изменяющегося магнитного поля, происходит изменение его равновесного радиуса при соответствующем изменении кинетической энергии. В зависимости от выбора начальных условий может происходить увеличение кинетической энергии пучка, сопровождающееся уменьшением равновесного радиуса (левая верхняя ветвь кривой фиг. 3, б, $B = 5 \cdot 10^{-3}; 8,4 \cdot 10^{-3}; 1,64 \cdot 10^{-2}; 8,4 \cdot 10^{-3}; 5 \cdot 10^{-3}; 3,3 \cdot 10^{-3}$ — точки 2, 3, 4, 3, 2, 1), либо увеличение кинетической энергии с соответствующим увеличением радиуса пучка (правая ветвь). При этом, поскольку кинетическая энергия продольного движения $\varphi_{\parallel} = v_z^2/2\eta$ определяется как

$$\frac{\varphi_{\parallel}}{\varphi_R} = 1 - \left[\frac{4B(x^4 - \alpha^2)}{x^2} \right] \ln \left(\frac{R}{xr_K} \right) - 2B(x^2 - \alpha),$$

в левой верхней ветви увеличение кинетической энергии связано с ростом продольной скорости электронов, а в правой — с ростом энергии вращения. Левая нижняя ветвь кривой показывает, что рост кинетической энергии сопровождается увеличением радиуса и существенным уменьшением продольной скорости электронов.

Форму пучка в адиабатически медленно изменяющемся магнитном поле ($\dot{\omega}_c \ll \omega_c^2$) можно получить из (9), решая его относительно x . На фиг. 4 приведена зависимость x от B при различных i и для $\alpha = 0$ ($i = 10^{-1}; 8 \cdot 10^{-2}; 6 \cdot 10^{-2}; 4 \cdot 10^{-2}$ — кривые 1—4 соответственно). Значение dx/dB для $\alpha = 0$ определяется в виде

$$\frac{dx}{dB} = \frac{x}{2B} \left[1 - 3Bx^2 \left(2 \ln \frac{R}{xr_K} + 1 \right) \right] \left[1 - 2Bx^2 \left(3 \ln \frac{R}{xr_K} + 1 \right) \right]^{-1}.$$

Функции $B = \left[3x^2 \left(2 \ln \frac{R}{xr_K} + 1 \right) \right]^{-1}$ и $B = \left[2x^2 \left(3 \ln \frac{R}{xr_K} + 1 \right) \right]^{-1}$ показаны на фиг. 4 штриховыми линиями. Если пучок, ток которого $i < 1/9$, вводится в лучепровод с $B < (r_K^2/3R^2)e^{1/3}$, то при медленном увеличении магнитного поля по длине пучок неизбежно попадает в состояние с меньшим радиусом. При определенном поле достигается минимальное значение радиуса, которое определяется из условия $dx/dB = 0$. Затем радиус несколько увеличивается. Максимальное значение B , при котором еще существует равновесное состояние пучка, определяется из условия $dx/dB = \infty$. В этой точке оба равновесных радиуса совпадают. При уменьшении поля возможен переход в состояние с большим или возвращение в состояние с меньшим радиусом. Если $i \geq 1/9$, то при увеличении магнитного поля радиус пучка сначала уменьшается, а затем увеличивается. Минимальное

значение радиуса определяется из условия $dx/dB = 0$. Поведение пучка при конечных α качественно не отличается от поведения при $\alpha = 0$. В этом случае все кривые окажутся как бы сдвинутыми по оси x на $\sqrt{\alpha}$.

Релятивистский случай. По аналогии с рассмотренным случаем условие равновесия с учетом релятивизма записывается в виде

$$(14) \quad 1 + B_c \frac{(x^2 - \alpha)^2}{x^2} = \frac{B_c (x^4 - \alpha^2)}{2i_A x^2} \left[\gamma^2 - 1 + B_c \frac{(x^2 - \alpha)^2}{x^2} \right]^{1/2},$$

где $B_c = \omega_c^2 r_K^2 / 4c^2$; $i_A = Ie/mc^3$; $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$; $\beta^2 = \beta_z^2 + \beta_\theta^2$.

Используя те же предположения, что и в нерелятивистском случае, получаем для закона сохранения потока полной энергии выражение

$$(15) \quad \gamma_R - \frac{2}{3} \frac{1}{(1 - \beta_z^2)^{1/2}} \frac{x^2}{B_c (x^2 - \alpha)^2} \left[\left(1 + B_c \frac{x^2 - \alpha}{x^2} \right)^{3/2} - 1 \right] = \\ = \frac{i_A}{2\beta_z} \left(1 + 4 \ln \frac{R}{xr_K} \right),$$

где $\gamma_R = 1 + e\varphi_R/mc^2$; $e\varphi_R$ — полная энергия электронов. Исключая из (14), (15) β_z , получаем

$$i_A = \frac{B_c (x^2 - \alpha)^2}{2x^2 \left[1 + B_c \frac{(x^2 - \alpha)^2}{x^2} \right]^{1/2}} [\gamma^2 - 1]^{1/2},$$

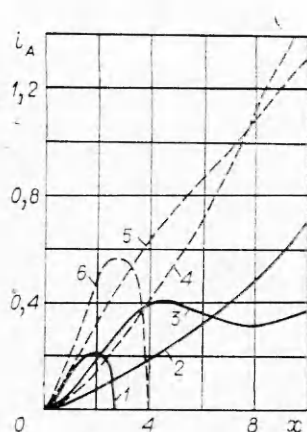
где

$$\gamma = \gamma_R \left\{ \frac{2}{3} \frac{\left[1 + B_c \frac{(x^2 - \alpha)^2}{x^2} \right]^{3/2} - 1}{B_c \frac{(x^2 - \alpha)^2}{x^2}} + \frac{B_c (x^4 - \alpha^2)}{4x^2 \left[1 + B_c \frac{(x^2 - \alpha)^2}{x^2} \right]^{1/2}} \left(1 + 4 \ln \frac{R}{xr_K} \right) \right\}^{-1}.$$

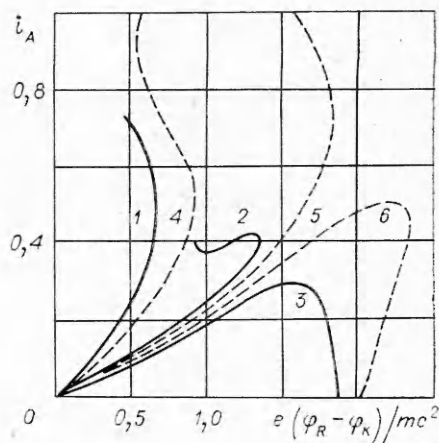
Зависимость i_A от x показана на фиг. 5 для $\gamma_R = 3,1$ и $4,1$ (сплошная и штриховая линии соответственно). Качественно картина осталась прежней — при достаточно больших магнитных полях (больших B_c) существуют два равновесных радиуса пучка. При уменьшении B_c оба радиуса увеличиваются, а в некотором интервале B_c появляются три значения равновесных радиусов ($B_c = 0,27; 0,01; 0,09; 0,03; 0,09; 0,27$ — кривые 1—6 соответственно). Если B_c достаточно мало, то с увеличением тока радиус пучка монотонно увеличивается. Максимальное значение тока при этом достигается, когда пучок полностью заполняет лучепровод. На фиг. 6 представлены кривые тока в зависимости от переносимой пучком электромагнитной энергии ($B_c = 0,01; 0,09; 0,27; 0,01; 0,09; 0,27$ — кривые 1—6 соответственно) для тех же γ_R . Как видно из фиг. 6, каждому радиусу соответствует определенная электромагнитная энергия, величина которой довольно сильно зависит от приложенного магнитного поля. Следует отметить, что в релятивистском случае условие малости диамагнетизма выполняется не всегда, а лишь при токах $i_A \ll \beta\gamma$ или для достаточно тонких пучков — $2 \ln(R/xr_K) \gg 1$. Поэтому количественные результаты в релятивистском случае являются приближительными.

В заключение отметим следующее.

1. Из приведенного анализа уравнений движения и закона сохранения потока полной энергии пучка, помещенного в продольное магнитное поле, следует, что существуют максимальные токи для фиксированного магнитного поля, величина которых возрастает при уменьшении поля. Это связано с увеличением радиуса пучка и переходом части потенциальной энергии электронов в кинетическую, что снижает плотность пространственного заряда. Помимо этого, существуют максимальные токи для фиксированного радиуса пучка, которые при малых значениях радиуса совпадают с максимальными токами для фиксированного магнитного



Ф и г. 5



Ф и г. 6

поля, а при больших — могут существенно превышать их (см. фиг. 2).

2. Вращательная энергия электронов пучка возрастает с увеличением тока и может достигать значительной доли полной энергии. С ростом магнитного поля энергия вращения снижается и в пределе бесконечно большого поля стремится к нулю.

3. Диаграммы состояний, связывающие энергетические характеристики пучка, ток и геометрические параметры, позволяют выделить три области, отличающиеся начальным состоянием. Переход из одной области в другую при адиабатически медленном изменении магнитного поля позволяет создавать различные трансформации энергии системы, обеспечивающие адиабатическое ускорение и торможение, а также значительные компрессии пучка в рамках рассмотренной модели.

Авторы выражают глубокую благодарность А. В. Жаринову за постановку работы и ее обсуждение.

Поступила 22 VII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Девидсон Р. Теория заряженной плазмы. М.: Мир, 1978.
2. Spangle P., Drobot A. T., Manheimer W. M. Collective ion acceleration in converging guide.— Phys. Rev. Lett., 1976, vol. 36, N 20.
3. Fotin V. P., Glebov V. V., Malafaev V. A., Novichkov D. N., Perevodchikov V. I., Zharinov A. V. Simulation of phenomena associated with transport of decompensation and quasi-neutral electron beams for industrial scale transmission of electric power.— In: 4th Intern. Topical Conf. of High-Power Electron and Ion Beam. Palaiseau, 1981.
4. Smith L. P., Hartman P. L. The formation and maintenance of electron and ion beams.— J. Appl. Phys., 1940, vol. 11, N 3.
5. Бахрах Л. Э. Предельный ток электронного пучка в предположении постоянства плотности пространственного заряда.— Радиотехника и электроника, 1965, т. 10, № 6.
6. Жаринов А. В., Новичков Д. Н., Чихачев А. С. Уравнения состояния электронного пучка.— Радиотехника и электроника, 1978, т. 23, № 8.
7. Breizman V. N., Ryutov D. D. Powerful relativistic electron beams in plasma and in a vacuum: theory.— Nucl. Fusion, 1974, vol. 14, p. 873.
8. Brillouin L. A theorem of Larmor and its importance for electron in magnetic fields.— Phys. Rev., 1945, vol. 67, p. 260.