

## К РАСЧЕТУ ТОКОПРОХОЖДЕНИЯ ЧЕРЕЗ ИНФЛЕКТОР БЕТАТРОНА

Б. В. ОКУЛОВ

(Представлена научно-исследовательским институтом  
ядерной физики, электроники и автоматики)

При высоковольтной инжекции в бетатроны плотность тока электронов в минимальном сечении пучка в инфлекторе может достигать десятков и даже сотен ампер на квадратный сантиметр. Поэтому, рассматривая движение электронного пучка, необходимо учитывать силы собственного пространственного заряда, которые вызывают расширение пучка и могут приводить к частичной потере его на пластинах инфлектора [1, 2]. Чтобы иметь возможность при расчете высоковольтного инжекторного устройства учитывать эти потери, введем понятие коэффициента токопрохождения инфлектора. Коэффициентом токопрохождения инфлектора  $K_d$  будем называть отношение тока на выходе из инфлектора, т. е. тока инжекции  $I_i$  к току на входе в инфлектор, т. е. к току инжектора (пушки)  $I_n$  (рис. 1)

$$K_d = \frac{I_i}{I_n} \quad (1)$$

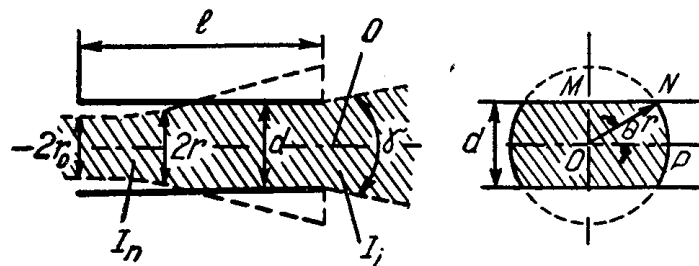


Рис. 1. Схема расширения цилиндрического электронного пучка в плоском инфлекторе:  $l$  — длина инфлектора,  $d$  — ширина инфлектора,  $O$  — оптическая ось инфлектора,  $r_0$  — начальный радиус пучка,  $r$  — текущий радиус пучка,  $I_n$  — ток пучка на входе в инфлектор,  $I_i$  — ток пучка на выходе из инфлектора,  $\gamma$  — угол расходимости пучка на выходе из инфлектора.

В принципе на вход инфлектора можно подать расходящийся, параллельный или сходящийся пучок. На выходе из инфлектора пучок должен быть параллельный ( $\gamma=0$ ), или слаборасходящийся ( $\gamma$  — мал). При заданном значении  $I_n$  коэффициент токопрохождения инфлек-

тора должен быть возможно бóльшим. Эти два требования к инжектируемому пучку при больших токах  $I$  противоречивы [3] и удовлетворить их в максимальной мере одновременно затруднительно.

Решение задачи для перечисленных выше трех случаев заняло бы слишком много места, поэтому ограничимся здесь выводом уравнения для коэффициента токопрохождения цилиндрического на входе в инфлектор пучка электронов. В этом случае на выходе из инфлектора можно получить пучок со сравнительно небольшим  $\gamma$  и приемлемым значением  $K_d$ .

Ограничим число сил, учитываемых при выводе расчетных соотношений так, чтобы расчет токопрохождения был достаточно прост. При этом, разумеется, он будет иметь приближенный (оценочный) характер.

Рассмотрим движение цилиндрического электронного пучка в плоском инфлекторе длины  $l$  и ширины  $d$ . Пусть при этом приведенное напряжение на инфлекторе  $U_{di}$ , равное мгновенному значению отношения напряжения на инфлекторе  $U_d$  к напряжению на инжекторе  $U_i$ , имеет такую величину, что ось симметрии электронного пучка (траектория «среднего» электрона пучка) совпадает с оптической осью инфлектора [1, 7].

Учтем поперечные силы собственного пространственного заряда и силы, обусловленные собственным магнитным полем пучка. Учтем также повышение потенциала пространства на оптической оси инфлектора за счет напряжения на инфлекторе. Остальными силами будем пренебрегать. Такие условия равноценны предположению, что электронный пучок движется в инфлекторе, как в эквипотенциальном пространстве. Полагаем также, как обычно принимается в электронной оптике при решении аналогичных задач [3], что электронный пучок ламинарный, параксиальный и в каждом поперечном сечении имеет постоянную плотность.

При указанных условиях расходимость релятивистского аксиально-симметричного электронного пучка можно рассчитать по формуле [4], которая в наших обозначениях [1] имеет вид

$$\frac{l}{r_0} = 1,021 \frac{U_3^{3/4}}{I_{\Pi}^{1/2}} \cdot \Phi(U_3) \cdot F\left(\frac{r}{r_0}\right), \quad (2)$$

где

$$\Phi(U_3) = \left(1 + \frac{U_3}{1022}\right)^{3/4}, \quad (3)$$

$$F\left(\frac{r}{r_0}\right) = 2 \int_0^{\ln(r/r_0)} e^{x^2} \cdot dx, \quad (4)$$

$r_0$  — радиус пучка на входе в инфлектор, см;

$l$  — длина инфлектора, см;

$I_{\Pi}$  — ток пучка на входе в инфлектор, а;

$U_3$  — «эффективное напряжение» пучка на оптической оси инфлектора [1, 7], кв.

Интеграл (4) табулирован в [5].

Из уравнения (2) следует

$$F\left(\frac{r}{r_0}\right) = \frac{1}{1,021} \cdot \frac{I_{\Pi}^{1/2}}{r_0} \cdot \frac{l}{U_3^{3/4} \cdot \Phi(U_3)}. \quad (5)$$

Плотность тока на входе в инфлектор

$$j_0 = \frac{I_{\text{п}}}{\pi r_0^2} \quad (6)$$

Обозначим

$$\varphi(U_3) = \frac{1}{U_3^{3/2} \cdot \Phi(U_3)}, \quad (7)$$

тогда уравнение (5) с учетом (6) и (7) запишется в виде

$$F\left(\frac{r}{r_0}\right) = 1,735 j_0^{1/2} \cdot \varphi(U_3) \cdot l \quad (8)$$

Из равенства (4) и (8) следует

$$2 \int_0^{\ln(r/r_0)^{1/2}} e^{x^2} \cdot dx = 1,735 j_0^{1/2} \cdot \varphi(U_3) \cdot l \quad (9)$$

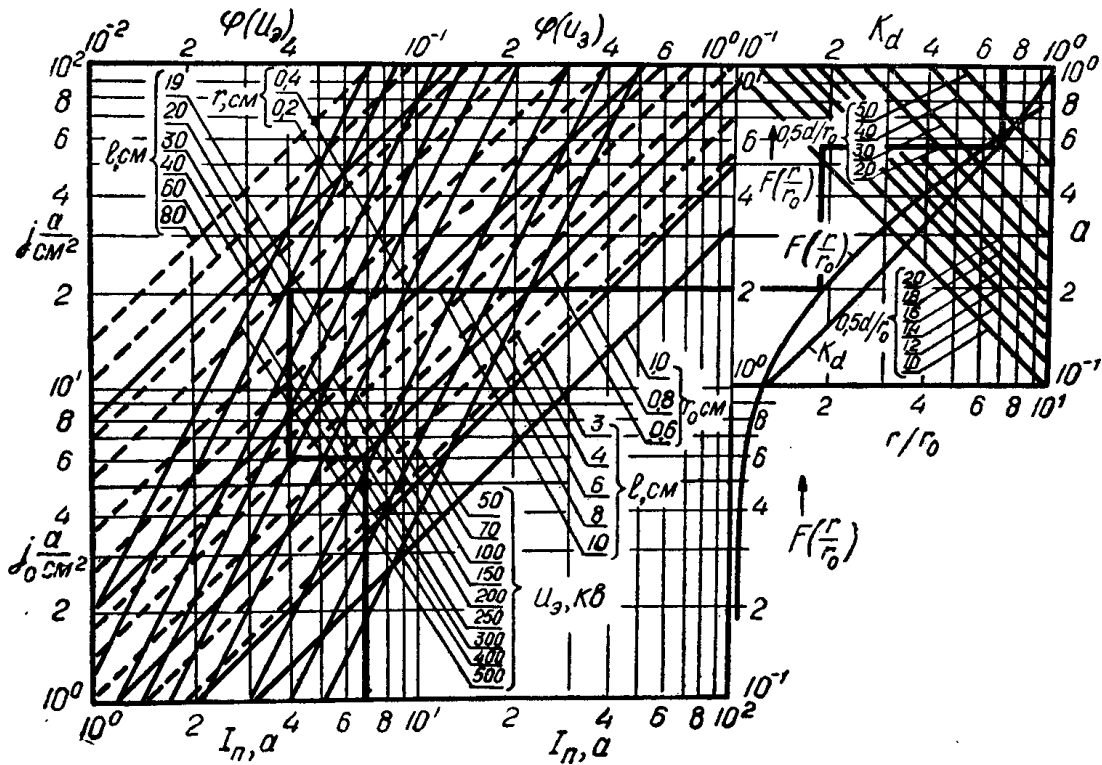


Рис. 2. Номограмма для расчета коэффициента токопрохождения инфлектора. Показан пример расчета  $K_d$  для:  $I_{\text{п}}=7\text{ а}$ ,  $r_0=0,6\text{ см}$ ,  $U_3=200\text{ кв}$ ,  $l=30\text{ см}$ ,  $d=1,44\text{ см}$ . При этом  $K_d=0,7$

Из уравнений (9) и (6) значение  $r$  определяется как функция четырех аргументов

$$r = f_1(r_0, I_{\text{п}}, U_3, l).$$

Теперь найдем зависимость  $K_d = f_2(r)$ .

Электронный пучок движется в инфлекторе без потерь до тех пор (рис. 1), пока не наступит равенство  $2r=d$ . При дальнейшем движении

часть электронов теряется на пластинах и из инфлектора выходит пучок с током  $I_i = K_d \cdot I_n$ .

Коэффициент токопрохождения инфлектора можно определить из рис. 1 как отношение площади заштрихованной части круга радиуса  $r$  к площади всего круга.

$$K_d = \frac{4}{\pi r^2} \cdot (\text{площадь сектора } PON + \text{площадь } \triangle OMN).$$

После соответствующих подстановок и преобразований, получим

$$K_d = \frac{2}{\pi} [\arcsin a + a(1-a^2)^{1/2}], \quad (10)$$

где

$$a = \frac{d}{2r}. \quad (11)$$

Из равенства (6), (9), (10) и (11) для различных начальных условий можно найти коэффициент токопрохождения инфлектора как функцию пяти аргументов

$$K_d = f_3(d, r_0, l, I_n, U_3). \quad (12)$$

Выразить  $K_d$  в явном виде через эти аргументы нет возможности. Поэтому для удобства расчетов решение равенства (12) представлено графически на рис. 2.

Условия движения электронного пучка в цилиндрическом инфлекторе и в цилиндрическом инфлекторе обратной кривизны [1, 6] при достаточно больших средних радиусах кривизны отличаются от условий движения электронного пучка в плоском инфлекторе незначительно, поэтому формулами (6), (9), (10) и (11) и рис. 2 можно пользоваться для приближенных (оценочных) расчетов величины  $K_d$  и в этих инфлекторах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Окулов. Диссертация. ТПИ, Томск, 1968.
2. В. А. Москалев, Б. В. Окулов. Высоковольтная инжекция в двухкамерный импульсный стереобетатрон на 25 Мэв. Доклад на IV конференции по электронным ускорителям 13—17 февраля 1962. г. Томск.
3. И. В. Алямовский. Электронные пучки и электронные пушки. Изд. «Советское радио», М., 1966.
4. Г. Иви. Проблемы современной физики. 6, 1956, 5—103.
5. Е. Янке, Ф. Эмде. Таблицы функций, М., 1948.
6. Б. В. Окулов. Изв. ТПИ 156, Изд. ТГУ, 1969, 139—143.
7. Б. В. Окулов. К расчету напряжения на инфлекторе бетатрона. Настоящий сборник.