

## СПОСОБ ИНЖЕКЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ЦИКЛИЧЕСКИЙ УСКОРИТЕЛЬ С ЦЕНТРАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОТОКОМ

Б. В. ОКУЛОВ

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

В известных способах инжекции в циклические электронные ускорители с центральным магнитным потоком, например в бетатроны, инжекция электронов чаще всего производится из электронной пушки, электроды которой расположены непосредственно в области устойчивости или на ее границе. При высоких напряжениях инжекции и в ряде других случаев электроды пушки размещают вне области устойчивости, а для ввода электронов в последнюю применяют различные инфлекторные устройства.

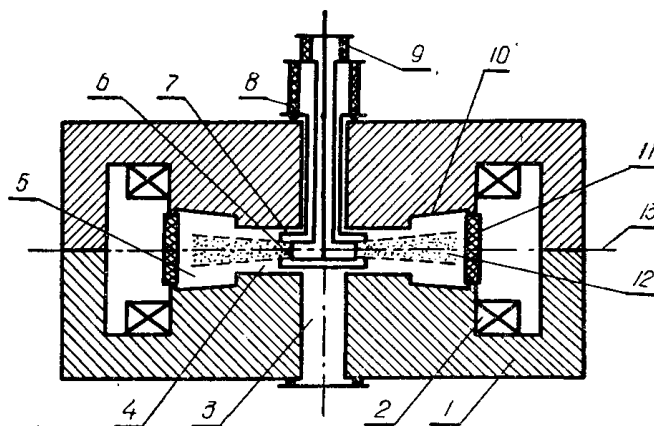


Рис. 1. Схема ускорителя: 1 — магнитопровод ускорителя; 2 — намагничивающие катушки; 3 — центральное отверстие; 4 — центральный зазор; 5 — ускоряющий зазор (межполюсное пространство); 6 — катод инжектора; 7 — анод инжектора; 8 — высоковольтный изолятор инжектора; 9 — изолятор накала катода; 10 — вакуумно-плотная поверхность полюсов; 11 — вакуумная стенка ускоряющего зазора; 12 — электронный пучок; 13 — медианная плоскость ускорителя

Инфлекторное устройство ограничивает величину тока инжекции, усложняет настройку и эксплуатацию ускорителя [1]. С целью повышения инжектируемого и ускоряемого тока и высоковольтной инжекции без инфлектора электроды инжектора предлагается разместить в центральном зазоре ускорителя (рис. 1), т. е. в области пересечения

центрального магнитного потока медианной плоскостью [2]. Инжектор электронов в этом случае целесообразно выполнить в виде цилиндрического диода, а ось симметрии инжектора совместить с осью симметрии центрального зазора и межполюсного пространства. При этом магнитное поле центрального зазора выполняет функцию инфлектора.

Как видно из рисунка, такой инжектор находится вне области устойчивости, поэтому он не имеет промашки. Захват электронов в ускорение в этом случае осуществляется при реализации во время инжекции достаточно резко выраженного нестационарного процесса, который имеет место, в частности, при превышении током инжекции определенного значения [1, 3].

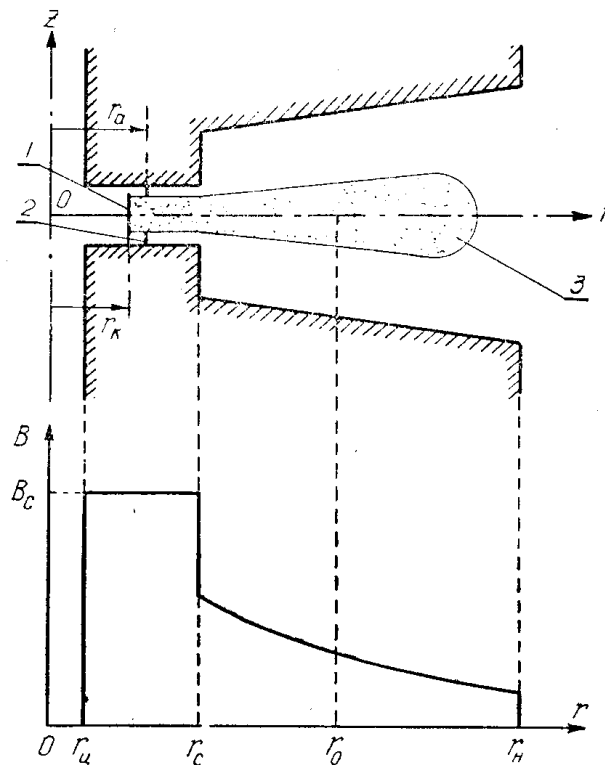


Рис. 2. Распределение индукции в медианной плоскости: 1 — катод; 2 — анод; 3 — электронный пучок

Рассмотрим условия инжекции применительно к бетатрону с железным сердечником (рис. 1).

Полагаем, что медианная поверхность представляет собой плоскость, перпендикулярную оси ускорителя, и магнитная индукция в этой плоскости зависит от радиуса следующим образом (рис. 2):

$$\text{при } 0 \leq r < r_u, \quad B=0, \quad (1)$$

$$\text{при } r_u \leq r \leq r_c, \quad B=B_c, \quad (2)$$

$$\text{при } r_c < r \leq r_n, \quad B=B_0 \left( \frac{r_0}{r} \right)^n, \quad (3)$$

где

$r_u$  — радиус центрального отверстия в электромагните;

$r_c$  — радиус центрального сердечника;

$r_0$  — радиус равновесной орбиты;

$r_n$  — наружный радиус полюсных наконечников магнитопровода;  
 $n$  — показатель магнитного поля в межполюсном пространстве;  
 $B_c$  — магнитная индукция в центральном зазоре;  
 $B_0$  — магнитная индукция на равновесной орбите.

### Движение электронов в центральном зазоре. Необходимое условие инжекции

Для простоты рассмотрим движение электронов только в медианной плоскости. Так как инжектор работает при высоком напряжении, можно пренебречь тепловыми скоростями электронов при вылете из катода и положить, что начальная угловая скорость электронов равна нулю. Тогда в силу аксиальной симметрии устройства угловая скорость электрона на радиусе  $r > r_k$  при любом распределении потенциала вдоль радиуса определяется однозначно теоремой Буша [4]:

$$\dot{\theta} = \frac{\eta}{2\pi r^2} (\Phi_r - \Phi_k),$$

где

$\eta = \frac{e}{m}$  — отношение заряда электрона к массе;

$\Phi_r$  — магнитный поток в круге радиуса  $r$ ;

$\Phi_k$  — магнитный поток, пронизывающий катод.

Тангенциальная составляющая скорости электрона

$$v_\tau = r \cdot \dot{\theta} = \frac{\eta}{2\pi r} (\Phi_r - \Phi_k).$$

В соответствии с условиями (1) и (2)

$$\left. \begin{aligned} \Phi_r &= \pi B_c (r^2 - r_n^2), \\ \Phi_k &= \pi B_c (r_k^2 - r_n^2). \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Следовательно,

$$v_\tau = \frac{\eta B_c}{2r} (r^2 - r_k^2). \quad (5)$$

Введем безразмерные радиусы

$$\left. \begin{aligned} \frac{r}{r_0} &= R, \\ \frac{r_k}{r_0} &= R_k, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

и с учетом равенства

$$\eta r_0 B_0 = v_0, \quad (7)$$

где

$v_0$  — значение скорости, необходимое для движения электрона в момент инжекции по равновесной орбите, получим

$$v_r = \frac{v_0}{2} \cdot \frac{B_c}{B_0} \cdot \frac{1}{R} (R^2 - R_k^2). \quad (8)$$

Найдем отношение  $B_c/B_0$ . Запишем бетатронное условие

$$2B_0 = \bar{B}_0 = \frac{\Phi_0}{\pi r_0^2}, \quad (9)$$

где

$\bar{B}_0$  — средняя индукция магнитного поля в круге равновесной орбиты;

$\Phi_0$  — соответствующий магнитный поток.

С учетом условий (1), (2) и (3) имеем

$$\Phi_0 = \Phi_c + \frac{2\pi}{2-n} \cdot r_0^n B_0 (r_0^{2-n} - r_c^{2-n}), \quad (10)$$

$$\Phi_c = \pi B_c (r_c^2 - r_u^2). \quad (11)$$

Введем безразмерные радиусы

$$\left. \begin{aligned} \frac{r_c}{r_0} &= R_c, \\ \frac{r_u}{r_0} &= R_u, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

и с учетом равенств (9—12), получим

$$\frac{B_c}{B_0} = \frac{2}{2-n} \cdot \frac{(1-n + R_c^{2-n})}{(R_c^2 - R_u^2)}. \quad (13)$$

Подставим значение отношения  $B_c/B_0$  в уравнение (8) и поделим обе части полученного равенства на скорость электронов  $v_i$ , вылетающих из инжектора. Получим безразмерное выражение для тангенциальной скорости электрона в центральном зазоре

$$\frac{v_r}{v_i} = \frac{v_0}{(2-n)v_i R} (1-n + R_c^{2-n}) \frac{(R^2 - R_k^2)}{(R_c^2 - R_u^2)}. \quad (14)$$

Очевидно, что при  $v_r = v_i$  электрон находится в точке поворота траектории. Если точка поворота лежит на радиусе, меньшем  $R_c$ , то электрон не выйдет из центрального зазора и возвратится на катод (рис. 3, траектория 5). Если же  $v_r = v_i$  при  $R = R_c$ , то уравнение (14) примет вид

$$1 = \frac{v_0}{v_i} \cdot \frac{(R_c^2 - R_k^2)}{R_c^2 \cdot C_1}, \quad (15)$$

где

$$C_1 = \frac{(2-n)}{R_c} \cdot \frac{(R_c^2 - R_u^2)}{(1-n + R_c^{2-n})}. \quad (16)$$

В этом случае электрон выйдет на окружность радиуса  $R_c$  с нулевой радиальной скоростью и вследствие флуктуации какой-нибудь вели-

чины либо возвратится на катод (траектория 6), либо выйдет в межполюсное пространство (траектория 7).

С учетом равенств

$$\begin{aligned} v_i &= \sqrt{2 \eta U_i}, \\ v_0 &= \sqrt{2 \eta U_0}, \end{aligned}$$

где  $U_i$  — напряжение на инжекторе,  $U_0$  — «необходимое» напряжение, уравнение (15) примет вид

$$1 = \sqrt{\frac{U_i}{U_0} \cdot \frac{(R_c^2 - R_k^2)}{R_c^2 \cdot C_1}}. \quad (17)$$

Из уравнения (17) найдем формулу для определения величины радиуса катода, при котором точка поворота траектории электрона лежит на радиусе  $R_c$ .

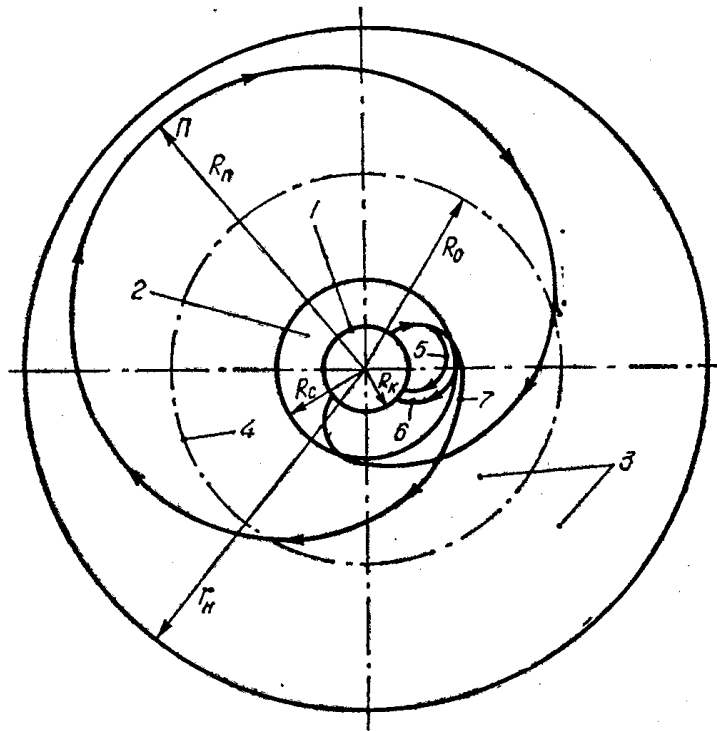


Рис. 3. Схема движения электронов в медианной плоскости бетатрона: 1 — катод; 2 — центральный зазор; 3 — межполюсное пространство; 4 — равновесная орбита; 5, 6 и 7 — траектории электронов; П — точка поворота траектории электрона в межполюсном пространстве

$$R_k = R_c \sqrt{1 - C_1 \sqrt{\frac{U_i}{U_0}}}. \quad (18)$$

В частном случае, при  $U_i = U_0$

$$R_k = R_c \sqrt{1 - C_1}. \quad (19)$$

Напряжение на инжекторе, соответствующее равенству (17), назовем критическим и обозначим  $U_{икр}$ .  
Из равенства (17)

$$U_{\text{икр}} = \frac{U_0}{C_1^2} \left[ 1 - \left( \frac{R_k}{R_c} \right)^2 \right]^2 \quad (20)$$

Очевидно, что если напряжение на инжекторе превысит критическое значение, то все электроны выйдут в межполюсное пространство и образуют ток инжекции.

Таким образом, необходимое условие инжекции электронов в межполюсное пространство имеет вид

$$U_i > U_{\text{икр}}$$

### Движение электрона в межполюсном пространстве

Согласно теореме Буша, тангенциальную составляющую скорости электрона в межполюсном пространстве можно записать в виде

$$v_\tau = r \cdot \dot{\theta} = \frac{\eta}{2\pi r} (\Phi_r - \Phi_k), \quad (21)$$

где

$$\Phi_r = \Phi_c + \frac{2\pi}{2-n} \cdot r_0^n B_0 (r^{2-n} - r_c^{2-n}). \quad (22)$$

Подставляя в равенства (21) и (22) значения соответствующих величин из равенств (4), (6), (7) и (9—13), после преобразований получим

$$v_\tau = \frac{v_0}{(2-n)R} \cdot (R^{2-n} + C_2), \quad (23)$$

где

$$C_2 = (1-n + R_c^{2-n}) \frac{(R_c^2 - R_k^2)}{(R_c^2 - R_n^2)} - R_c^{2-n}. \quad (24)$$

Если пренебречь пространственным зарядом электронов в межполюсном пространстве, то в любой момент времени справедливо равенство

$$v_i^2 = v_r^2 + v_\tau^2.$$

Откуда, принимая во внимание условие (6), имеем

$$v_r = r_0 \frac{dR}{dt} = \sqrt{v_i^2 - v_\tau^2},$$

и с учетом уравнения (23) получим

$$\frac{dR}{dt} = \frac{1}{r_0} \sqrt{v_i^2 - \left[ \frac{v_0}{(2-n)R} (R^{2-n} + C_2) \right]^2}. \quad (25)$$

Из уравнений (21) и (23) следует

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{v_0}{(2-n)rR} (R^{2-n} + C_2). \quad (26)$$

Исключая  $dt$  из уравнений (25) и (26), найдем уравнение траектории электрона в межполюсном пространстве

$$\theta = \int \frac{(R^{2-n} + C_2) dR}{R \sqrt{(2-n)^2 \left(\frac{v_i}{v_0}\right)^2 R^2 - (R^{2-n} + C_2)^2}} + C_3. \quad (27)$$

Принимая во внимание полную аксиальную симметрию устройства, можно получить полезную информацию о движении электрона, не беря интеграла (27). В частности, можно найти точку поворота траектории. Полагаем для простоты  $n = \text{const}$ , тогда  $C_2 = \text{const}$  и из уравнения (23) имеем

$$R^{2-n} - (2-n) \frac{v_z}{v_0} R + C_2 = 0.$$

Очевидно, что при  $v_z = v_i$  траектория электрона имеет точку поворота, безразмерный радиус которой  $R_{\pi}$  определяется уравнением

$$R_{\pi}^{2-n} - (2-n) \frac{v_i}{v_0} R_{\pi} + C_2 = 0.$$

В частном случае, при  $n = 0,5$ , уравнение преобразуется в кубическое

$$x^3 - 1,5 \frac{v_i}{v_0} x^2 + C_2 = 0,$$

где  $x = \sqrt{R_{\pi}}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Окулов. Диссертация. Томск, ТПИ, 1968.
2. Б. В. Окулов. Авторское свидетельство № 215355 от 30 января 1967, БИ, № 13, стр. 51.
3. Б. В. Окулов. Способ инжекции электронов в циклические ускорители. Части I и II. Отчет НИИЯФ ЭА, 1967.
4. Дж. Р. Пирс. Теория и расчет электронных пучков. М., «Советское радио», 1956.