

# Электронные пучки высокой интенсивности в ускорительных трубках с жесткой фокусировкой

Е. А. АБРАМЯН, В. В. ВЕЧЕСЛАВОВ, В. А. ГАЙОНОВ, А. М. РЕЗАКОВ

УДК 621.384.653

Резкое увеличение интенсивности электронного пучка, получаемого при помощи ускорителя прямого действия, может быть достигнуто в трубке обычных размеров, если внутри нее установлена система сильно-фокусирующих магнитов. Приведен расчет системы формирования электронного пучка с током 50 а в шнуре диаметром не более 16 мм. Результаты расчета и схемы конструкции даны для энергии 1 Мэв, так как транспортировка пучка при дальнейшем ускорении обеспечивается аналогично. Средний градиент потенциала по трубке равен 13 кВ/см.

Для токов пучка в канале 50 а и более необходима энергия инжекции  $W_0 \geq 300$  кэв; эту энергию частицы приобретают в электронной пушке со сферическим катодом и тремя электродами Пирса. Рассмотрены два варианта фокусирующих систем: с квадрупольными и аксиально симметричными линзами, выполненными из постоянных магнитов.

Внутренний радиус каждой квадрупольной линзы  $r_L = 12,5$  мм, длина  $l_L = 26$  мм, структура — ФОДО с равными промежутками и периодом  $L_0 = 77$  мм. Распределение градиента поля  $g(s)$  на оси линзы принято колоколообразным. Используется система относительных единиц, в которой масса электрона, его заряд и скорость света равны единице. Траектория «крайнего» электрона ламинарного потока с равномерным распределением плотности тока по сечению в линейном приближении по поперечным отклонениям  $y_1$  и  $y_3$  описывается уравнениями

$$\left. \begin{aligned} & y_1'' + y_1' \frac{d}{ds} \ln \mathcal{P} + \left[ \frac{g(s)}{\sqrt{\varphi(2+\varphi)}} + \frac{1+\varphi}{2\varphi(2+\varphi)} \varphi'' \right] y_1 = \\ & = \frac{4J}{\mathcal{P}^3} \cdot \frac{1}{|y_1| + |y_3|} \cdot \frac{y_1}{|y_1|}; \\ & y_3'' + y_3' \frac{d}{ds} \ln \mathcal{P} - \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} & - \left[ \frac{g(s)}{\sqrt{\varphi(2+\varphi)}} - \frac{1+\varphi}{2\varphi(2+\varphi)} \varphi'' \right] y_3 = \\ & = \frac{4J}{\mathcal{P}^3} \cdot \frac{1}{|y_1| + |y_3|} \cdot \frac{y_3}{|y_3|}, \end{aligned} \right\}$$

где  $\mathcal{P}$ ,  $\varphi$ ,  $J$  — продольный импульс, энергия и ток пучка соответственно, выраженные в относительных единицах.

Анализ уравнений (1) позволил выбрать требуемые величины градиентов линз и численно рассчитать огibaющие пучка. Для того чтобы избежать установки между инжектором и каналом согласующей системы, градиенты первых четырех линз определялись методом поиска по минимуму поперечных размеров пучка в канале.

Во втором варианте использованы аксиально симметричные линзы, одна из которых объединена с третьим анодом инжектора. Первые линзы канала экранированы для уменьшения рассеянных полей и имеют апертуру 14 мм, апертуры остальных линз 17 мм, шаг расстановки 38,5 мм.

Уравнение движения крайней частицы в этом случае имеет вид

$$\left. \begin{aligned} & y'' + y' \frac{d}{ds} \ln \mathcal{P} + \left[ \frac{b^2(s)}{4\varphi(2+\varphi)} + \frac{1+\varphi}{2\varphi(2+\varphi)} \varphi'' \right] y = \\ & = \frac{2J}{\mathcal{P}^3} \cdot \frac{1}{|y|}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где  $b(s)$  — индукция магнитного поля на оси канала.

Описанные системы могут быть использованы в принципе как для импульсных, так и для стационарных пучков. Их достоинством является сравнительно небольшая апертура и малый пробег вторичных частиц.

(№ 217/4535. Статья поступила в Редакцию 26/IX 1967 г., аннотация — 5/V 1968 г. Полный текст 0,5 а. л., 2 рис., 7 библиографических ссылок.)

## Вторичноэлектронные характеристики ускорительных трубок с жесткой фокусировкой

В. В. ВЕЧЕСЛАВОВ, В. И. КОНОНОВ

УДК 621.384.653

Высокая электрическая прочность ускорительной трубки, по которой проходит интенсивный пучок протонов, должна обеспечиваться специальными мерами. Необходимо, в частности, чтобы фокусирующая система не только формировала основной пучок, но и эффективно удаляла из области ускорения вторичные частицы, в первую очередь вторичные электроны. Прямая связь между уменьшением длин свободного пробега вторичных частиц и повышением электрической прочности трубки (подавление «эффекта полного напряжения») установлена в работах [1, 2].

При ускорении интенсивных протонных пучков наиболее удобны магнитные или электростатические

[3] системы жесткой фокусировки. Определение вторичноэлектронных характеристик этих систем проводится на основе анализа расчетных траекторий случайных частиц. На электродах трубки или в зоне прохождения основного пучка при помощи датчиков случайных чисел имитировалось возникновение вторичных электронов с энергией, равномерно распределенной в интервале 100—900 эв, и случайным направлением вектора скорости. По этим начальным данным и уравнениям движения вычислялась траектория каждого электрона вплоть до его попадания на стенку канала или выхода из трубки. Это позволило получить распределение  $p(\lambda)$  вторичных электронов по длинам свободного пробега

и найти средний пробег по трубке  $\lambda_{\text{ср}}$ . Как правило, частицы, возникающие в зоне пучка, имеют более длинные пробеги, чем частицы, образующиеся на электродах, и вносят, по-видимому, основной вклад в рентгеновское облучение изолятора трубки и образование пробоев.

Рассматривались три типа фокусирующих систем: с магнитными и электростатическими квадрупольными линзами, а также с аксиально симметричными магнитными линзами. В условиях, когда эти три канала эквивалентны по фокусировке основного пучка, их вторичноэлектронные характеристики оказываются существенно различными. Наименьшие значения  $\lambda_{\text{ср}}$  и, следовательно, более высокую электрическую прочность трубки обеспечивают магнитные квадрупольные линзы.

Качественный анализ позволил найти условия, при которых пробеги основной массы вторичных электронов меньше длины  $L_0$  периода ФОДО структуры квадрупольного канала: для магнитных квадрупольных

$\lambda \ll L_0$ , если  $\text{ch} \frac{1}{2} \left( \frac{G_m^2 L_0^3}{E_0} \cdot \frac{e}{m} \right)^{1/4} \gg 1$ ; для электростатических квадрупольных  $\lambda \ll L_0$ , если  $\text{ch} \frac{1}{2} \left( \frac{G_E L_0}{E_0} \right)^{1/2} \gg 1$ .

## Расчет естественной циркуляции в контуре водо-водяного реактора

В. М. СЕЛИВАНОВ, А. А. ГОРЕВ, В. Ф. КЛИМОВА, И. И. ЗДВИЖКОВ

УДК 621.039.534.2

Уровень мощности реактора, снимаемой за счет естественной циркуляции однофазного теплоносителя, определяется в первую очередь относительным расположением активной зоны и парогенератора, а также сопротивлением контура. В тех системах, где высота контура циркуляции невелика, а высота активной зоны и парогенератора сравнимы с ней или равны, естественная циркуляция в контуре в значительной мере зависит от распределения температуры в нем. Задача гидравлического и теплового расчетов контура для аппарата известной геометрии сводится при этом к решению системы дифференциальных уравнений сохранения энергии и количества движения. Решение этой задачи требует известных затрат времени.

Вместе с тем известно, что в том случае, когда источники нагрева и охлаждения размещены по высоте контура, естественная циркуляция однофазного теплоносителя в нем достаточно хорошо описывается на основании представления о линейном распределении температуры теплоносителя на участках с теплообменом.

В настоящей статье путем сравнения приближенного решения с использованием линейной модели и точного решения уравнений сохранения энергии и количества движения определяется граница возможного применения линейной аппроксимации. Делается также попытка учесть нелинейность распределения температуры по высоте парогенератора при использовании линейной модели. Учет этой нелинейности проводится в геометрическом параметре контура  $\psi$ , который в линейном приближении численно равен расстоянию по высоте между геометрическими центрами активной зоны и парогенератора. При учете нелинейности  $\psi$  определяется следующим образом:

$$\psi = H_K - \frac{H_{\text{а.з.}}}{2} - z_{\text{ср}}$$

Здесь  $G_m$  — градиент поля магнитной линзы, тл/м;  $G_E$  — градиент поля электростатической линзы, в/м<sup>2</sup>;  $E_0$  — средняя напряженность ускоряющего поля, в/м;  $L_0$  — период ФОДО структуры канала, м.

Как и в ранних конструкциях трубок с аксиально симметричными электростатическими линзами, увеличение апертуры канала повышает  $\lambda_{\text{ср}}$  и снижает электрическую прочность.

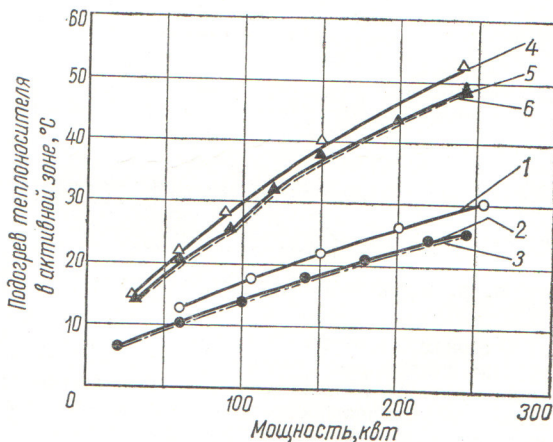
(№ 218/4677. Статья поступила в Редакцию 9/1 1968 г., аннотация — 5/V 1968 г. Полный текст 0,6 а. л., 3 рис., 8 библиографических ссылок.)

### ЛИТЕРАТУРА

1. R. Van de Graaf et al. Nature, 195, 1293 (1962).
2. L. Purser et al. Rev. Scient. Instrum., 36, 453 (1965).
3. Е. А. Абрамян, В. В. Вечеславов. «Атомная энергия», 22, 400 (1967).

где  $H_K$  — высота контура циркуляции;  $H_{\text{а.з.}}$  — высота активной зоны;

$$z_{\text{ср}} = H_{\text{ПГ}} \left[ \frac{G_{\text{ср}}}{kF} - \frac{\exp\left(-\frac{kF}{G_{\text{ср}}}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{kF}{G_{\text{ср}}}\right)} \right]$$



Сравнение результатов расчета по приближенным формулам с экспериментом.

Компоновка, при которой парогенератор расположен на уровне нижней кромки активной зоны: 1 — линейная аппроксимация, 2 — откорректированная модель, 3 — эксперимент; компоновка, при которой парогенератор приподнят над активной зоной: 4 — линейная аппроксимация, 5 — откорректированная модель, 6 — эксперимент.