

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Т. А. САНИНА, А. А. САНИН и А. М. ТИТОВ

О ТЕПЛОМ РЕЖИМЕ АНОДА МОЩНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ТРУБОК

(Представлено академиком Д. В. Скобелецким 17 VII 1951)

Введение. В последнее время большую актуальность приобрели мощные рентгеновские импульсные трубки, работающие с экспозицией 10^{-6} — 10^{-7} сек.

За столь короткие промежутки времени в таких трубках протекают токи порядка 100—1000 а, в связи с чем важной становится проблема теплового режима анода. Особенно остро встает этот вопрос при конструировании трубок с малым фокусом, так как при столь коротких экспозициях обычные методы охлаждения анода не достигают цели.

Задаче о тепловом балансе анода для стационарного случая посвящено много работ, из которых следует особо отметить работу В. Ракова и А. Близнюка ⁽¹⁾. Аналогичная задача для нестационарного режима решена Г. А. Гринбергом и его сотрудниками ⁽²⁾ и относится к случаю импульсов достаточно большой продолжительности (1 сек.).

Многие зарубежные исследователи ^(3, 4) механически перенесли расчеты, справедливые в стационарном режиме, на случай микросекундных импульсов, хотя экспериментально установленные величины допустимых нагрузок, по заявлению этих же авторов, оказывались во много раз больше расчетных максимальных значений.

Основное возражение против такого рассмотрения теплового баланса анода для очень малых времен (10^{-6} сек.), с нашей точки зрения, заключается в неправильном представлении, указанных авторов о сущности физического процесса нагревания анода.

Эти исследователи полагают, что источники тепла отсутствуют и нагревание происходит за счет внешнего теплового потока, поступающего через поверхность анода, а также что последняя имеет максимальную температуру.

Такая постановка задачи приводит к неправильному выражению для распределения температуры по сечению анода. В действительности передача энергии электронным пучком происходит не на поверхности анода, а в определенном слое, который для больших энергий имеет значительную толщину, и за время экспозиции (разряда) температура поверхности оказывается ниже максимальной.

Прекрасным подтверждением последнего факта является работа Лангэ ⁽⁵⁾, наблюдавшего внутреннее испарение металла под действием мощного электронного импульса.

Постановка задачи и ее решение. Кривые абсорбции монохроматического пучка электронов в веществе дают возможность считать, что электрон теряет свою энергию не сразу, а постепенно, причем эти потери особенно велики в конце „пробега“ электрона. С возрастанием энергии электрона длина его пробега в данном веществе увеличивается.

Таким образом, величина потери энергии электронным пучком имеет максимум на некотором расстоянии от поверхности анода, которое определяется величиной пробега электрона.

В течение времени 10^{-6} сек. имеется, следовательно, температурное поле с положительными источниками тепла. Дифференциальное уравнение теплопроводности, как известно, в этом случае для одной координаты имеет вид:

$$\frac{\partial t(x, \tau)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t(x, \tau)}{\partial x^2} + \frac{1}{c\rho} w(x, \tau),$$

где $t(x, \tau)$ — температура; x — расстояние в направлении, перпендикулярном поверхности; отсчитываемое от последней; τ — время; $w(x, \tau)$ — производительность источников (количество тепла, выделяющееся в единицу времени в единице объема в данной точке в момент τ); $a = \lambda / c\rho$; c — теплоемкость вольфрама; ρ — его плотность.

Одним из авторов данной статьи показано экспериментально, что энергию, выделяющуюся в трубке, можно считать с достаточной степенью точности постоянной за время импульса, а также что основная потеря энергии обусловлена быстрыми электронами (⁶). Это дает возможность в первом приближении считать пробег электронов x_0 постоянным, а также аппроксимировать производительность источников зависимостью

$$w(x) = C_0 e^{kx},$$

где C_0 и k — коэффициенты, зависящие от материала анода и ускоряющего напряжения, приложенного к трубке.

Возможная неточность описания функции $w(x)$, как нетрудно видеть, не отразится на принципиальной стороне расчета.

Так как источники описываются кусочно-непрерывной функцией и при $x > x_0$ $w(x) = 0$, то следует рассматривать две области изменения x : 1) $0 \leq x < x_0$ и 2) $x_0 \leq x < \infty$.

Соответствующие начальные и граничные условия:

$$t(x, 0) = 0;$$

на поверхности анода

$$\frac{\partial t(0, \tau)}{\partial x} = 0;$$

на границе $x = x_0$

$$\begin{aligned} t_1(x_0, \tau) &= t_2(x_0, \tau), \\ \frac{\partial t_1(x_0, \tau)}{\partial x} &= \frac{\partial t_2(x_0, \tau)}{\partial x}; \end{aligned}$$

и в бесконечности

$$t_2(\infty, \tau) = 0.$$

Уравнение решается операторным методом с помощью преобразования Лапласа.

Опуская выкладки, запишем интересующие нас окончательные выражения для очень коротких промежутков времени (10^{-6} сек.).

Для температуры на поверхности анода имеем:

$$t^*_{\tau \rightarrow 0}(0, \tau) = \frac{C_0}{c\rho} \tau \left(1 + \frac{2k\sqrt{a\tau}}{\sqrt{\pi}} \right);$$

в точке $x = x_0$

$$t(x_0, \tau) = \frac{C_0 e^{kx_0}}{2c\rho} \tau \left(1 - \frac{2k\sqrt{a\tau}}{\sqrt{\pi}} \right).$$

Анализ полученных выражений показывает, что температура на поверхности со временем растет несколько быстрее, чем по линейному закону. В точке $x = x_0$ температура сначала возрастает, затем с некоторого момента начинает уменьшаться.

Однако для напряжений порядка нескольких сот киловольт (300—500 кв) температура начинает падать через промежутки времени, значительно превосходящие продолжительность разряда. Таким образом, с течением времени слой максимальной температуры перемещается к поверхности и для стационарного режима или импульсов достаточно большой продолжительности совпадает с поверхностью.

Задавшись некоторой предельной температурой поверхности, с помощью этих формул можно вычислить допустимую микросекундную нагрузку единицы поверхности анода

$$w_{\max} = \int_0^{x_0} C_0 e^{kx} dx.$$

Численная оценка показывает, что для не очень высоких напряжений (50—100 кв) допустимые нагрузки получаются того же порядка, что и по формулам стационарного режима. Для более высоких напряжений (500 кв) предельная нагрузка, однако, оказывается значительно (на порядок) больше.

В противоположность этим старым формулам, согласно которым допустимая нагрузка не зависит от напряжения, мы приходим к очень важному выводу об увеличении предельной нагрузки с ростом напряжения.

Таким образом, наиболее благоприятным для мощных импульсных трубок следует считать режим высоких напряжений и коротких экспозиций.

Этот вывод получил экспериментальное подтверждение в работе (6).

Поступило
10 VII 1951

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ В. Раков и А. Близнюк, ЖТФ, 10, 11 (1940). ² Г. А. Гринберг, Н. Н. Лебедев, Э. Д. Пергаменцева, И. П. Скальская и Я. С. Уфлянд, ЖТФ, 20, в. 12, 1452 (1950). ³ M. Steenbeck, Mitt. a. d. Siemens Werke, 17, 363 (1938). ⁴ C. M. Slack, E. R. Thilo and C. T. Zavales, Steel, 3 (1945). ⁵ F. Lange u. A. Brasch, Strahlentherapie, 51, 119 (1934). ⁶ Т. А. Титова, Диссертация, 1950.