

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ И ОЦЕНКА ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОДОВ В ИМПУЛЬСНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ УСКОРИТЕЛЕ ПЛАЗМЫ

А. М. Рушайло

(Москва)

Приводятся некоторые результаты экспериментального измерения полного и радиационного тепловых потоков в ускоряющие электроды за время одного разряда конденсаторов на одной из моделей коаксиального ускорителя плазмы эрозионного типа. На основании экспериментальных данных о суммарном теплоотводе проводится оценка температуры на поверхности ускоряющих электродов.

Установка и методы измерений. Экспериментальная установка состояла из батареи конденсаторов ИМ5-150 емкостью 1480 мкф и медных ускоряющих электродов, схема которых показана на фиг. 1. Минимальная индуктивность установки составляла $\sim 9 \cdot 10^{-8}$ гн. Диапазон рабочих напряжений $U_0 = 2 - 5$ кВ. Плазма ускорялась в вакуумной камере при начальном давлении $0.5 \cdot 10^{-4} - 1 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.

Рабочим телом служил материал разрушения электродов (медь) и в меньшей степени — изоляторов (кварц, фторопласт).

Полная энергия плазмы измерялась калориметром, ток — поясом Роговского, напряжение на подводящих электродах — комбинированным делителем напряжения.

В связи с большими электромагнитными наводками в импульсном ускорителе невозможно использовать для измерения тепловых потоков хорошо разработанную методику пленочных датчиков. В данной работе при помощи калориметрических тепловых датчиков измерялись суммарные за время разряда тепловые потоки. Теплодатчиками служили расположенные в стенке электродов медные тела цилиндрической формы размерами до 1 см. Для тепловой и электрической изоляции использовались фторопласт, плексиглас и эпоксидная смола.

Работа теплодатчиков основана на следующем принципе. Тепловые процессы в канале ускорителя развиваются в течение времени разряда $t \sim 10^{-4}$ сек. За это время тепловая волна проникает в холодной стенке электрода или датчика на глубину $h \sim (at)^{1/2}$, где a — коэффициент температуропроводности. При $t \sim 10^{-4}$ сек для меди $h \sim 0.01$ см. К концу разряда температурное поле датчика существенно неравномерное. Полный прогрев датчика происходит за ~ 1 сек. Равномерность температурного поля и остывание датчика после полного прогрева характеризуются критерием Био ($B = \alpha l / \lambda$; α , λ , l — коэффициент теплообмена на границе, теплопроводность и характерный размер). При теплообмене с изоляторами $\alpha < 0.01\lambda$, поэтому $B < 0.01$ для $l \leq 1$, а температурное поле датчика можно считать постоянным и слабо меняющимся со временем. Зная массу, теплоемкость и площадь поверхности, воспринимающей тепловой поток, по температуре, измеренной через ~ 1 сек в любой точке датчика, можно определить суммарный тепловой поток в датчик.

Температура датчика измерялась термопарой и записывалась потенциометром ЭПП-09М.

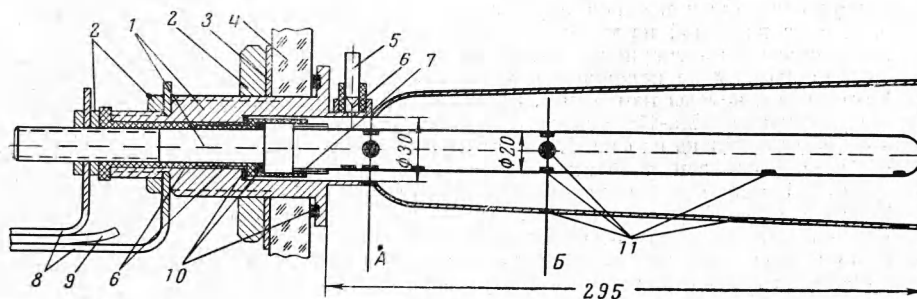
Энергия излучения определялась радиометром, основанным на том же калориметрическом принципе. В радиометре теплодатчик с зачерненной поверхностью защищался от оптического излучения плазмой кварцевым стеклом. Прозрачность кварца оставалась в экспериментах практически неизменной. Область поглощения кварца лежит ниже 2000 А.

Результаты экспериментов. Теплоотвод в наружный и внутренний электроды измерялся вдоль образующей и по окружности внутреннего электрода в сечениях A и B (фиг. 1). Рабочая поверхность и масса датчиков наружного и внутреннего электродов составляли соответственно 0.78 см², 0.53 г и 0.28 см², 1.3 г. Результаты экспериментов, проведенных при $U_0 = 3$ кВ (начальная энергия $V_0 = 6.66 \cdot 10^3$ Дж), даны в логарифмическом масштабе на фиг. 2. По экспериментальным точкам построена осредненная кривая распределения удельного теплоотвода по длине ускорителя. Уменьшение тепловых потоков по длине можно объяснить уменьшением плотности тока при расширении канала. Небольшое увеличение теплоотвода в конце ускорителя вызвано, вероятно, некоторым увеличением плотности тока, которое связано с уменьшением на конце ускорителя магнитного поля и противо-э.д.с.

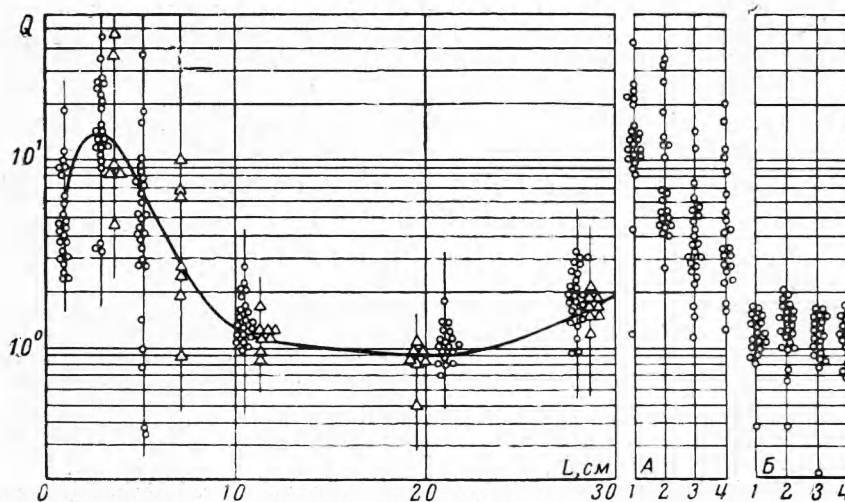
В начальном участке ускорителя наблюдается большой разброс экспериментальных точек. Этот факт, отмеченный также всеми датчиками в сечении A , свидетельствует о большой азимутальной неоднородности разряда в «горле». На небольшом удалении от «горла» (сечение B) тепловые потоки относительно выравниваются. Азимутальная неоднородность разряда вызвана, вероятно, дуговым характером протекания тока, что отмечалось в импульсных ускорителях и ранее, например в работе [1]. Дуговой разряд в ускорителе может быть одной из основных причин больших энергетических потерь.

Полный теплоотвод, равный интегралу кривой средних значений по поверхности электродов, составил 600 Дж, или 9%, начальной энергии во внутренний электрод и 1300 Дж, или 20%, — в наружный электрод, всего 29%.

Потери, определенные датчиками, хорошо согласуются с другими измерениями Энергия, подводимая к ускорителю и определенная по осциллограммам тока и напряжения, составила 85% начальной величины. К.п.д. установки или полная энергия плазмы, отнесенная к начальной энергии, по данным калориметра равнялась 48%. Отсюда следует, что в электродах теряется 37% начальной энергии.



Фиг. 1. Схема ускоряющих электродов: 1 — наружный и внутренний электроды; 2 — гайки; 3 — шайба; 4 — плексигласовый фланец; 5 — поджимающий электрод; 6 — фторопластовые изоляционные втулки; 7 — кварцевый изолятор; 8 — токоподводы; 9 — хлорвиниловая изоляция; 10 — вакуумная резина; 11 — тепловые датчики



Фиг. 2. Распределение удельного теплоотода Q [дж см⁻²] во внутренний (о) и наружный (Δ) электроды. Начальная энергия $V_0 = 6.66 \cdot 10^8$ дж ($U_0 = 3$ кэ)

Тепловой поток, измеренный в «горле» наружного электрода через отверстие диаметром 1 см, сравнивался с энергией излучения, измеренной в том же месте через кварцевый экран. Для каждого режима работы ($U_0 = 2 - 5$ кэ) проводилось 25 экспериментов. Средние и максимальные значения радиации и удельного теплоотода приведены на фиг. 3. Относительная среднеквадратичная ошибка в определении средних значений составляла 0.15. Сравнивая отдельно максимальные и средние значения, видим, что энергия излучения, измеренная через кварцевый экран, на два порядка меньше энергии полного теплоотода.

Величина поглощения кварцевым экраном оценивалась экспериментально. У выходного среза ускоряющих электродов на расстоянии 8 см от оси устанавливался радиометр, помещенный в специальный корпус и ориентированный на вытекающую струю. Основной поток плазмы не касался радиометра.

Из фиг. 3 видно, что суммарный (за время разряда) поток энергии, измеренный этим радиометром без экрана, в 10 раз больше потока энергии, измеренного с использованием кварцевого экрана. Причиной этой разницы может быть как поглощение чувствительный элемент радиометра небольшого количества плазмы.

В любом случае проведенный эксперимент и полученные ранее данные показывают, что поглощение не превышает 90%, а энергия излучения не превосходит 10% полного теплоотода.

Оценка температуры ускоряющих электродов. Для определения температуры ускоряющих электродов необходимо исследовать весьма трудную задачу о совместном распределении температуры в плазме и в электродах. Однако для приближенных оценок можно рассмотреть отдельно тепловую задачу в одних электродах.

Оценим температуру поверхности электродов по экспериментальным данным о полном за время одного разряда тепловом потоке на единицу поверхности, задаваясь различными законами изменения теплового потока по времени.

К концу разряда глубина проникновения тепловой волны в электрод, как отмечалось выше, намного меньше характерных поперечных размеров. Поэтому тепловую задачу для электродов можно заменить одномерной задачей нестационарной теплопередачи в полубесконечном теле.

Запишем уравнение теплопередачи в безразмерном виде (1)

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \eta^2} \quad \left(0 < \eta < \infty, 0 < \xi < \infty, \Psi = \frac{T - T_0}{\Delta T}, \eta = \frac{x}{\sqrt{at_*}}, \xi = \frac{t}{t_*}, \Delta T = \frac{Q \sqrt{a\pi}}{2\lambda \sqrt{t_*}} \right)$$

Здесь T_0, T — начальная и текущая температура, x — координата по нормали к поверхности, t — время, t_* — полупериод разряда, ΔT — некоторая характерная величина с размерностью температуры, $a = \lambda / \rho c$ — коэффициент температуропроводности, Q — полный тепловой поток за время разряда на единицу поверхности.

Начальное и граничное условия для уравнения (1) запишем в следующем виде:

$$\Psi(\eta, 0) = 0, \quad \frac{\partial \Psi(0, \xi)}{\partial \eta} = -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \varphi(\xi) \quad \left(\int_0^\infty \varphi d\xi = 1, \varphi = \frac{qt_*}{Q} \right) \quad (2)$$

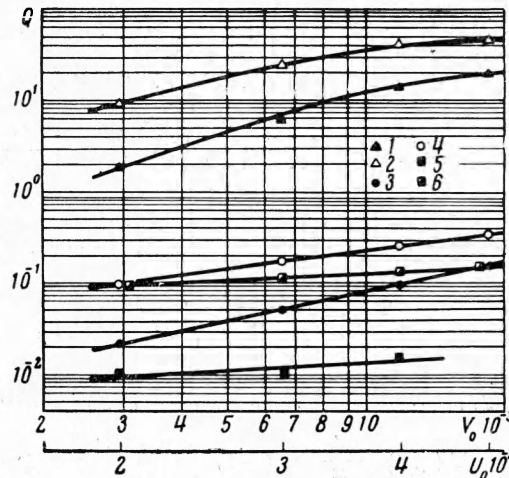
Здесь q — удельный тепловой поток на границе.

Для выяснения физического смысла величины ΔT рассмотрим уравнение (1) при начальном условии (2), граничном условии $\Psi(0, \xi) = \delta = \text{const}$ ($0 < \xi \leq 1$) и $\varphi(\xi) = 0$ ($\xi > 1$). В этом случае, в диапазоне $0 < \xi \leq 1$ получим известное автомодельное решение [2]

$$\Psi(\eta, \xi) = \delta [1 - \Phi(m)] \quad \left(m = \frac{\eta}{\sqrt{2\xi}}, \Phi(m) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^m \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz \right) \quad (3)$$

Из решения (3), второго и третьего соотношений (2) и условия $\varphi = 0$ при $\xi > 1$ следует, что $\delta = 1$ и $\varphi = \frac{1}{2} \sqrt{\xi}$ при $0 < \xi \leq 1$.

Таким образом, характерная величина ΔT есть разность между максимальной температурой поверхности и начальной температурой тела для задачи с автомодельным условием $\Psi(0, \xi) = \text{const}$ при $0 < \xi \leq 1$ и условием $\varphi(\xi) = 0$ при $\xi > 1$.



Фиг. 3. Полный и радиационный теплоотвод Q (дж см^{-2}) в зависимости от начального напряжения U_0 в (или начальной энергии V_0 дж); точки: 1, 2 — средний и максимальный теплоотвод в «горле»; 3, 4 — средняя и максимальная энергия излучения, измеренная в «горле» через кварцевый экран; 5 — энергия излучения на выходе, измеренная с экраном; 6 — измеренная без экрана

В первом приближении из осциллограмм тока и напряжения следует, что все тепловые процессы в канале происходят в течение первого полупериода тока $t_* = 4 \cdot 10^{-5}$ сек. Для меди $\lambda = 3.94$ дж / см град сек, а $a = 1.13$ см² / сек, следовательно, $\Delta T = 38.3Q$. Характерный нагрев поверхности может оказаться больше температуры плавления меди (1083° С), если $Q > 30$ дж / см². Действительно, в экспериментах при этих условиях (см. фиг. 3) на поверхности датчиков и электродов были обнаружены следы оплавления.

Решение уравнения (1) при условии (2) в общем виде есть [2]

$$\Psi(\eta, \xi) = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \int_m^{\infty} \Phi\left(\xi - \frac{\eta^2}{2z^2}\right) \frac{\exp(-1/2z^2)}{z^2} dz \quad \begin{matrix} 0 < \eta < \infty, \\ 0 < \xi < \infty, \end{matrix} \quad m = \frac{\eta}{\sqrt{2\xi}} \quad (4)$$

Предположим, что функция Φ допускает разложение в ряд Тейлора в малой окрестности точки ξ , взятой из некоторого интервала значений. В этом интервале

$$\Psi(\eta, \xi) = \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{1}{n!} \left(\frac{\eta}{\sqrt{2}}\right)^{2n+1} \Phi^{(n)}(\xi) \int_m^{\infty} \frac{\exp(-1/2z^2)}{z^{2(n+1)}} dz \quad (5)$$

Чтобы раскрыть неопределенность при $\eta = 0$, заменим интеграл в выражении (5) рекуррентным выражением по формуле (3.461) из работы [3]

$$\begin{aligned} \Psi(\eta, \xi) = & \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \left(\frac{\eta}{\sqrt{2}}\right)^{2n+1} \Phi^{(n)}(\xi) \left\{ \frac{(-1)^{n+1} \sqrt{\pi}}{\sqrt{2}(2n+1)!!} \left[1 - \Phi\left(\frac{\eta}{2\sqrt{\xi}}\right) \right] + \right. \\ & \left. + \left(\frac{\sqrt{2\xi}}{\eta}\right)^{2n+1} \left(\exp\frac{-\eta^2}{4\xi}\right) \sum_{k=0}^n \frac{(-1)^k}{(2n+1)(2n-1)\dots(2n-2k+1)} \left(\frac{\eta}{2\sqrt{\xi}}\right)^{2k} \right\} \end{aligned}$$

Отсюда, переходя к пределу при $\eta \rightarrow 0$, найдем температуру поверхности

$$\Psi(0, \xi) = \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(\sqrt{\xi})^{2n+1} \Phi^{(n)}(\xi)}{n!(2n+1)} \quad (6)$$

Мощность тепловыделения в ускорителе пропорциональна квадрату тока, а ток в первом приближении зависит от времени как $I \sim \exp(kt) \sin(\pi t / t_*)$. Поэтому представляет интерес, наряду с автомодельным решением, определить температуру поверхности для следующих законов изменения теплового потока:

$$\begin{aligned} \Phi_2 = 1, \quad \Phi_3 = 1/2\pi \sin \pi\xi, \quad \Phi_4 = 2 \sin^2 \pi\xi \quad (0 < \xi \leq 1), \quad \Phi_2 = \Phi_3 = \Phi_4 = 0 \quad (\xi > 1) \\ \Phi_5 = 4\pi\varepsilon(1 + \varepsilon^2) e^{-2\pi\varepsilon\xi} \sin^2 \pi\xi \quad (0 < \xi < \infty) \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $\varepsilon = kt_* / \pi$, а все функции $\Phi(\xi)$ подобраны так, чтобы удовлетворить третьему соотношению (2).

1. Температура поверхности для $\Phi_2 = 1$ в интервале $0 < \xi \leq 1$ элементарно определяется из (6) и совпадает с первой частью полного решения [2]

$$\Psi_2(0, \xi) = 4\pi^{-1} \sqrt{\xi} \quad (0 < \xi \leq 1), \quad \Psi_2(0, \xi) = 4\pi^{-1} (\sqrt{\xi} - \sqrt{\xi-1}) \quad (\xi > 1) \quad (8)$$

2. В случае $\Phi_3 = 1/2\pi \sin \pi\xi$ ($0 < \xi \leq 1$) выделим отдельно четные и нечетные производные $\Phi_3(\xi)$ и представим (6) в виде суммы двух рядов, каждый из которых является одним из интегралов Френеля [3]

$$\Psi_3(0, \xi) = \sqrt{2} [C(\sqrt{\pi\xi}) \sin \pi\xi - S(\sqrt{\pi\xi}) \cos \pi\xi] \quad (0 < \xi \leq 1)$$

$$\begin{aligned} S(x) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x \sin t^2 dt = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n x^{4n+3}}{(2n+1)!(4n+3)} \\ C(x) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x \cos t^2 dt = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n x^{4n+1}}{(2n)!(4n+1)} \end{aligned} \quad (9)$$

3. Заметим, что $\varphi_4 = 1 - \cos 2\pi\xi$. Выделяя, аналогично предыдущему случаю, четные и нечетные производные $\varphi_4(\xi)$, найдем

$$\Psi_4(0, \xi) = 4\pi^{-1} \{ \sqrt{\xi} - 1/2 [S(\sqrt{2\pi\xi}) \sin 2\pi\xi + C(\sqrt{2\pi\xi}) \cos 2\pi\xi] \} \quad (10)$$

4. Функцию φ_5 представим в следующем виде:

$$\varphi_5 = 2\pi\varepsilon(1 + \varepsilon^2) [e^{-2i\varepsilon\xi} - Re e^{2\pi\xi(i-\varepsilon)}] \quad (i = \sqrt{-1}, 0 < \xi < \infty) \quad (11)$$

Подставляя производные обоих слагаемых (11) в (6), после элементарных, но громоздких операций найдем

$$\Psi_5(0, \xi) = 8\varepsilon(1 + \varepsilon^2) \sqrt{\xi} \left\{ \frac{W(\sqrt{2\pi\varepsilon\xi})}{\sqrt{2\pi\varepsilon\xi}} - Re \frac{W[\sqrt{2\pi\xi}(\varepsilon - i)]}{\sqrt{2\pi\xi}(\varepsilon - i)} \right\} \quad (12)$$

Здесь $W(z)$ — функция вероятности в комплексной области

$$W(z) = e^{-z^2} \int_0^z e^{x^2} dx$$

Величины (3), (8), (9), (10) и (12), найденные по таблицам [4-6], приведены на фиг. 4. В расчетах ε для Ψ_5 выбиралось из осциллограммы тока и составляло $\varepsilon = 0.364$. Из графика видно, что разница в максимальных значениях температуры поверхности невелика и для рассмотренных тепловых потоков не превосходит половины характерной оценочной величины ΔT .

Автор благодарен Г. М. Бам-Зеликовичу и А. Б. Ватажину за внимание к работе.

Поступила 29 III 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Gooding T. J., Nauwirth B. R., Lovberg R. H. Instabilities in a Coaxial plasma gun. Amer. Inst. Aeronaut. and Astronaut. Journal 1963, vol. 1, No.6, p. 1289-1292.
2. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. Изд-во «Наука», 1964.
3. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Физматгиз, 1962.
4. Библиотека математических таблиц, вып. 3. Таблицы вероятностных функций, ВЦ АН СССР, т. 2, 1959.
5. Таблицы интегралов Френеля (под ред. В. А. Диткина). Изд-во АН СССР, 1963.
6. Карпов К. А. Таблицы функции $W(z) = e^{-z^2} \int_0^z e^{x^2} dx$ в комплексной области. Изд-во АН СССР, 1954.

Поправка к статье Э. Г. Сахновского «Вязкое трение и тепловой поток при течении частично ионизованной среды в плоском канале с учетом анизотропии коэффициентов переноса» (ПМТФ, 1965, № 2)

На стр. 89 в таблице значений параметров (10 строка снизу), соответствующих кривым на фиг. 1-4, первая колонка, к сожалению, оказалась перепутанной. Ниже эта табличка воспроизводится в исправленном виде полностью.

1	$\omega_e \tau_0 \ll 1,$	$\omega_i \tau_i \theta$	$s \in [0, 1]$
2	$\omega_e \tau_0 = 40,$	$\omega_i \tau_i \ll 1,$	$s \ll 1$
3	$\omega_e \tau_0 = 40,$	$\omega_i \tau_i \ll 1,$	$s = 1$
4	$\omega_e \tau_0 = 1,$	$\omega_i \tau_{ia} = 1,$	$s \ll 1$
5	$\omega_e \tau_0 = 1,$	$\omega_i \tau_i \theta = 1,$	$s = 1$