

[3] Голубцов А. А., Пилипецкий Н. Ф., Сударкин А. Н., Чудинов А. Н. // ДАН. 1987. Т. 296. № 4. С. 846—850.

[4] Кондратенко П. С., Орлов Ю. Н. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 14. С. 862—865.

Институт проблем механики
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
3 мая 1988 г.
В окончательной редакции
26 августа 1988 г.

04; 11

Журнал технической физики, т. 59, в. 6, 1989

АБЛЯЦИЯ ЭЛЕКТРОДОВ ПРИ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОМ УСКОРЕНИИ

Б. Б. Дьяков, Б. И. Резников

Эксперименты по электродинамическому ускорению свидетельствуют о заметном влиянии абляции направляющих электродов и элементов конструкции на конечную скорость плазмы [1-3]. В [4] для заданной зависимости тока i от времени t получены точные решения ряда задач динамики ускорения плазменного поршня, масса которого изменяется как $dm/dt = ki$ или $dm/dt = ai^2$ (k и a — коэффициенты пропорциональности, описывающие соответственно эрозию и абляцию). Определены эффекты переменной массы и предел достижимой скорости в зависимости от a . Ниже излагается подход к количественной оценке величины a , знание которой необходимо для различных физико-технических приложений.

Предполагаем, что на поверхности электродов и конструкции ускорителя общей площадью S_a падает от плазменного поршня лучистый поток плотностью $\sigma T_{\text{эфф}}^4$ (σ — постоянная Стефана—Больцмана, $T_{\text{эфф}}$ — эффективная температура излучения). Поглощаясь в тонком приповерхностном слое, он вызывает взрывное разрушение материалов электродов и конструкции. Часть испарившегося материала, попадая в плазму, ионизируется и, подвергаясь действию электромагнитных сил, ускоряется дальше вместе с плазменным поршнем, увеличивая таким образом его массу. Закон сохранения энергии на разрушающейся поверхности имеет вид

$$\sigma T_{\text{эфф}}^4 S_a = \frac{dm}{dt} \Delta. \quad (1)$$

Здесь Δ — энергия, затрачиваемая на перевод единицы массы материала из исходного состояния в нагретой твердой фазе в конечное состояние. Предполагая, что вместе с плазмой может ускориться только материал, который имеет то же термодинамическое состояние, что и плазма внутри объема, примем $\Delta = H$, где H — энтальпия плазмы в объеме. Последняя включает энергию ионизации и, таким образом, много больше теплоты фазовых переходов и энергии, затрачиваемой на нагрев.

С другой стороны, принимая, что плазменный поршень находится в тепловом равновесии, имеем, согласно [5],

$$\sigma T_{\text{эфф}}^4 S = i^2 R, \quad (2)$$

где S — полная излучающая поверхность, R — сопротивление плазмы.

Комбинируя (1) и (2), получаем приведенную выше зависимость $dm/dt = ai^2$, где

$$a = \frac{R}{H} \frac{S_a}{S}. \quad (3)$$

Параметр a может отличаться в 2—3 раза в зависимости от соотношения S_a/S , однако из-за того, что материал электродов (например, медь) имеет почти в два раза меньший потенциал ионизации, чем продукты термического разрушения конструкционных изоляционных материалов, далее принимаем, что абляция преобладает с электродов, т. е. $S_a = 2lh$ и $S_a/S = (1 + a/h + a/l)^{-1}$, где a и h — расстояние между рельсами и их высота, l — продольный размер плазменного поршня в направлении движения.

Из приведенных выше соотношений очевидно, что a зависит от свойств плазмы, детали расчета которых приводятся в [5], где для плазменного поршня, находящегося в динамиче-

ском и тепловом равновесии, физические характеристики плазмы определены как функции тока и параметра $T/T_{эфф}$. По сравнению с [5] при расчете ионизационного равновесия, термодинамических функций и электропроводности плазмы учитывались эффекты неидеальности и двухкратная ионизация. Расчеты проводились для медной плазмы. Из решения уравнений равновесия плазмы находились T , давление p , затем R , H , l и величина α , согласно определению (3).

На рис. 1 представлены полученные зависимости α для двух значений массы, размеров канала и параметра $T/T_{эфф}$. С возрастанием тока величина α убывает, так как сопротивление слабо зависит от тока [5], а удельная энтальпия растет из-за повышения температуры и степени ионизации. Выход зависимости $\alpha(i)$ при $i \geq 300$ кА на пологий участок можно объяснить завершением двухкратной ионизации. В этой области размер геометрического сечения, определяющий давление, мало влияет на величину α (ср. кривые 1 и 2 на рис. 1). Увеличение же температуры (рис. 1, кривая 3) приводит к росту H и убыванию α . Эффект изменения массы виден из сравнения кривых 1 и 4 (рис. 1), где масса изменена в 5 раз. Положение кривой

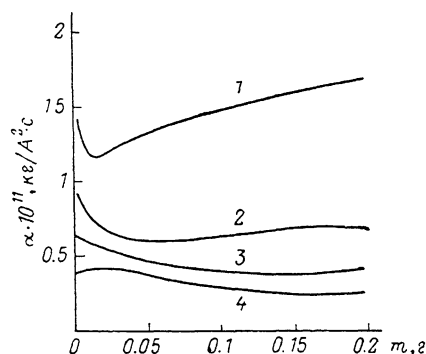
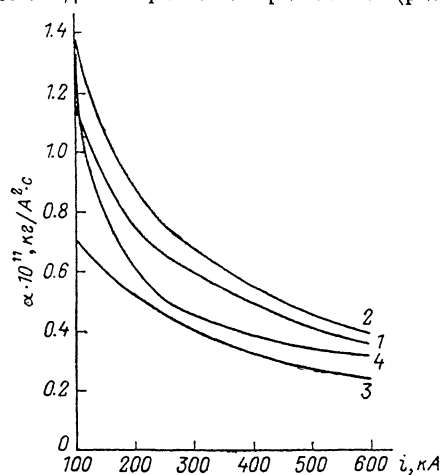


Рис. 1. Зависимость параметра абляции от тока.

m , г: 1—3 — 0.01, 4 — 0.05; $a=h$, мм: 1, 3, 4 — 10; 2 — 15; $T/T_{эфф}$: 1, 2, 4 — 1.5; 3 — 2.0.

Рис. 2. Зависимость параметра абляции от массы при $S_a=2hl$, $T/T_{эфф}=1.5$, $a=h=10$ мм.

i , кА: 1 — 100, 2 — 200, 3 — 300, 4 — 500.

4 объясняется возрастанием продольного размера плазменного поршня и снижением сопротивления плазмы. Более детально зависимость $\alpha(m)$ показана на рис. 2. Если изменение массы ведет к изменению степени ее ионизации, то эта зависимость становится немонотонной, но при токах свыше 200 кА она слабая.

Таким образом, для устройств, рассчитанных на токи 500—600 кА, можно принять $\alpha \approx (0.25-0.4) \times 10^{-11}$ кг/А².с. Для меньших токов, где термодинамическое состояние плазмы более чувствительно к параметрам задачи, α возрастает до $(1.0-1.5) \times 10^{-11}$ кг/А².с.

В [2] рассматривается также зависимость $dm/dt = ki$. Приняв $k = \alpha i$, можно заметить, что в рассмотренном диапазоне величин i , $T/T_{эфф}$, m значение k меняется слабее α и заключено в интервале 1.2—2 мг/Кл.

В численные k и α определяют массу, присоединяемую к плазменному поршню при его движении. Общая масса, эродиремая с электродов, превышает присоединенную примерно в H/Q раз ($Q \approx 10^6$ кДж/кг — энергия на нагрев, плавление и испарение материала) и может быть примерно на два порядка выше. Таким образом, коэффициент k , соответствующий полной эрозии электродов, составляет 100—200 мг/Кл. Оба полученных нами значения k согласуются с величинами, используемыми в [2]. По нашему мнению, энергетический подход более физичен и целесообразно использовать зависимость (3).

Из анализа уравнений, описывающих динамику материальной точки переменной массы [4], выводим два предельных случая: 1) $\alpha i^2 t/m(0) \ll 1$, т. е. эффекты переменности массы мало влияют на движение ускоряемого объекта, 2) $\alpha i^2 t/m(0) \gg 1$, когда $m \gg m(0)$ и, как показано в [4], скорость стремится к предельному значению $v_a = L'/2\alpha$, явно не за-

висящему от тока и начальной массы (L' — погонная индуктивность электродов). При наличии сопротивления среды $v_{lim} < v_a$ и равно [4]

$$v_{lim} = \frac{2v_a}{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{2v_a}{v_s}\right)^2}} = v_s \left(\sqrt{1 + \left(\frac{v_s}{2v_a}\right)^2} - \frac{v_s}{2v_a} \right), \quad v_s = i \sqrt{\frac{L'}{c_x \varepsilon^0 A}}, \quad (4)$$

где v_s — предел скоростей, налагаемых сопротивлением среды плотностью ρ в отсутствие абляции (c_x и A — коэффициент сопротивления и площадь сечения канала). Из [4] следует, что значение α определяет численную оценку предельно достижимой скорости.

Суммируем полученные результаты. При абляции зависимость изменения ускоряемой массы имеет вид $dm/dt = \alpha i^2$, где параметр абляции α убывает с ростом тока и слабо зависит от массы плазмы. При токах 100—500 кА значение α находится в диапазоне 1.5—0.3×10⁻¹¹ кг/А²·с и при $i \geq 300$ кА может быть принято равным 4×10⁻¹² кг/А²·с. Для зависимости $dm/dt = ki$ величина $k = \alpha i$, определяющая изменение массы плазменного поршня, составляет около 2.0 мг/Кл. Полное тепловое разрушение электродов характеризуется коэффициентом эрозии порядка 100—200 мг/Кл. При $m \gg m(0)$ скорость движения ограничена пределом, явно не зависящим от массы, а при отсутствии сопротивления среды также и от тока.

Литература

- [1] Хижняк Н. А., Сафронов Б. Г., Верещагин В. Л. // ЖТФ. 1968. Т. 38. Вып. 1. С. 40—47.
 [2] Сафронов В. И. Автореф. канд. дис. М., 1987. 16 с.
 [3] Кондратенко М. М., Лебедев Е. Ф., Остапьев В. Е. и др. // ТВТ. 1988. Т. 26. № 1. С. 159—164.
 [4] Дьяков Б. Б., Резников Б. И. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 1. С. 136—143.
 [5] Дьяков Б. Б., Резников Б. И. // ТВТ. 1987. Т. 25. № 1. С. 142—150.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
19 мая 1988 г.

ПОДАВЛЕНИЕ ДИФфуЗИОННОЙ ТЕРМОДЕСТРУКЦИИ ГОЛОГРАММ НА РЕОКСАНЕ

А. В. Вениаминов, Н. С. Шелезов, А. О. Ребезов, Е. И. Акимова,
А. П. Попов, В. Б. Кабанов

Реоксан — объемная фазовая регистрирующая среда, представляющая собой раствор замещенного антрацена и красителя-сенсibilизатора в твердом прозрачном полимере, обычно в полиметилметакрилате (ПММА). Запись голограмм на этом материале обусловлена изменением показателя преломления при сенсibilизированном фотоокислении антрацена, спектральная область чувствительности среды охватывает весь видимый диапазон [1, 2].

Использование реоксана для создания голографических оптических элементов [3] и систем оптической памяти [4] предъявляет жесткие требования к стабильности зарегистрированных голограмм, в первую очередь к их дифракционной эффективности. Ее изменение после записи голограммы может происходить в результате различных по своей природе процессов: 1) темновой химической трансформации молекул антрацена и его фотооксида с образованием продуктов, отличающихся от исходных спектрами поглощения и, следовательно, мольной рефракцией; 2) диффузионного перемешивания молекул, находящихся в узлах и пучностях зарегистрированной интерференционной картины, которое приводит к уменьшению амплитуды модуляции показателя преломления (n_1); 3) неоднородной деформации материала под влиянием находящегося в нем при записи кислорода [5], а также в результате изменения влажности. Влияние последнего фактора на стабильность пропускающих голограмм, записанных в симметричной схеме, несущественно, а вклад первых двух в изменение n_1 синусоидальных решеток может быть описан выражением [6]

$$n_1(t) = (a + b \exp(-kt)) \exp\left(-\frac{4\pi^2 D t}{\Lambda^2}\right), \quad (1)$$