

4. Fallavier M., Kemmler J., Kirsch R., et al// Phys. Rev. Letters. 1990. V. 65. № 5. P. 621—624.
5. Русанов А. И. Фазовые равновесия и поверхностные явления. — Л.: Химия. 1967. — 388 с.
6. Байдаков В. Г. Межфазная граница простых классических и квантовых жидкостей. — Екатеринбург: УИФ Наука. 1994. — 371 с.
7. Пишеницын В. И., Абаев М. И., Лызов Н. Ю. Эллипсометрия в физико-химических исследованиях. — Л.: Химия. 1986. — 152 с.
8. Петров Ю. И. Кластеры и малые частицы. — М.: Наука. 1986. — 367 с.
9. Heymann F. J.// J. Appl. Physics. 1969. V. 40. № 13. P. 5113—5122.
10. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных быстропотекающих процессов. — М.: Наука. 1966. — 686 с.
11. Harrison E. R.// Proc. of Physical Society. 1964. V. 84. P. 213.
12. Физические величины: Справочник. — М.: Энергоатомиздат. — 332 с.
13. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. — М.: Наука. 1971. — 836 с.
14. Мартынюк М. М. Фазовые переходы при импульсном нагреве. — М.: РУДН. 1999. — 332 с.
15. Мартынюк М. М., Кравченко Н. Ю.// Прикладная физика. 2003. № 1. С. 79—90.

Статья поступила в редакцию 26 апреля 2005 г.

The influence of a capillary pressure upon intensity of the impact cluster fusion process

M. M. Martynyuk, N. Yu. Kravchenko

The Russian University of Peoples' Friendship, Moscow, Russia

The dependence of a capillary pressure of the cluster upon its radius is explored. Given is the analysis of experimental data on examinations of the D,D-nuclear fusion reaction during a high-speed impact of the cluster, containing deuterium, on the deuterated target. It is shown that the maximal intensity of a reaction is reached for clusters with the maximal capillary pressure. For pinch of the reaction intensity it is offered to utilize the plasma-cluster streams, which arise during an electrical explosion of metals, containing deuterium, and their focusing on the target.

УДК 533.9

Особенности скользящего разряда по границе раздела диэлектриков с различной диэлектрической проницаемостью

В. К. Башкин, Г. П. Кузьмин, И. М. Минаев, А. А. Рухадзе
Институт общей физики имени А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

И. Б. Тимофеев

Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

Рассмотрен характер воздействия плазмы скользящего разряда, протекающего по границе раздела твердых диэлектриков с различной диэлектрической проницаемостью, твердого и жидкого диэлектриков и твердого и газообразного диэлектриков, на состояние и структуру поверхности диэлектриков.

К настоящему времени опубликовано большое число работ, в которых рассматривается возможность использования различных видов электрических разрядов для создания плазмы (эрозионные генераторы плазменных струй, продольные и поперечные высокочастотные электрические разряды, скользящий разряд) с целью организации режима обтекания поверхностей летательных аппаратов (внешняя аэродинамика) и режимов течения, воспламенения и горения топливовоздушных смесей (внутренняя аэродинамика) [1—5]. Среди способов создания электрических разрядов особое место занимает скользящий разряд, кото-

рый по поверхности диэлектрика позволяет при умеренных импульсных напряжениях с большой крутизной нарастания организовать плазменные поверхности большой протяженности ~1 м и площади ~1 м² [6]. В экспериментальных исследованиях характера обтекания плазменной поверхности, создаваемой на диэлектрической подложке набегающим потоком газа в аэродинамических трубах, могут наблюдаться случаи, когда обтекаемая (диэлектрическая подложка) поверхность покрывается слоем воды или льда. Представляет интерес исследование возможности поджига скользящего разряда в этих условиях.

Развитие скользящего разряда по границе раздела двух твердых диэлектриков

На рис. 1 приведена схема развития скользящего разряда по границе раздела двух твердых диэлектриков, где газовый диэлектрик заменен твердым (лед, эпоксидная смола) [7].

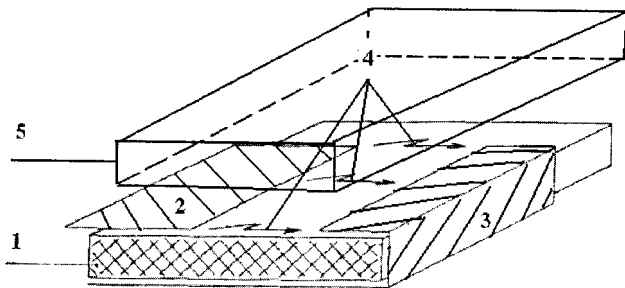


Рис. 1. Скользящий разряд на границе раздела двух диэлектриков:

- 1 — диэлектрик с ϵ_1 ; 2 — иницирующий электрод; 3 — основной электрод; 4 — скользящий разряд (плазменный лист); 5 — диэлектрик с ϵ_2

В наших экспериментах создавалась электродная конфигурация скользящего разряда на контактных границах оргстекло—эпоксидная смола и стеклотекстолит—лед. При напряжении около 40 кВ образовывался слой плазмы на границе площадью 50×50 мм с удельным энерговыделением $0,1$ Дж/см². Этого энерговыдела оказалось достаточно, чтобы за счет выделения энергии в малом объеме контактного слоя произошел отрыв верхнего слоя диэлектрика по всей площади. Этот эффект может быть использован для избавления от обледенения элементов конструкций, находящихся во влажной среде при пониженной температуре. За счет малой электрической прочности контактной границы двух диэлектриков диффузный или многоканальный скользящий разряд развивается по этой границе. При энерговыкладе $\sim 0,1$ Дж/см² происходит отрыв верхнего слоя диэлектрика от нижнего по всей площади контактной границы. Следует отметить, что в качестве диэлектрической подложки может быть использовано стандартное лакокрасочное покрытие. Для подтверждения этой возможности были поставлены эксперименты по организации скользящего разряда по поверхности металлической пластины, покрытой стандартным лакокрасочным материалом. При этом скользящий разряд развивался по поверхности краски, начиная с напряжения на иницирующем электроде около 1 кВ. Электрическая прочность такого покрытия оказалась достаточной, чтобы обеспечить горение скользящего разряда с частотой до 1500 Гц без необратимого повреждения слоя краски.

Развитие скользящего разряда по поверхности жидкого диэлектрика

С самого начала исследований характеристик скользящего разряда была показана возможность зажигания такого разряда по поверхности слоя диэлектрической жидкости, в том числе и воды, на металлической подложке [8, 9]. Следовательно, эксперименты по исследованию вопросов внешней аэродинамики можно проводить при различной температуре и влажности потока газа в аэродинамической трубе.

В задачах внутренней аэродинамики скользящий разряд может быть использован для организации поджига и детонационных процессов в топливных смесях. Были проведены эксперименты для определения возможности и условий зажигания скользящего разряда по поверхности легковоспламеняющихся диэлектрических жидкостей, таких как масло, керосин, бензин. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.

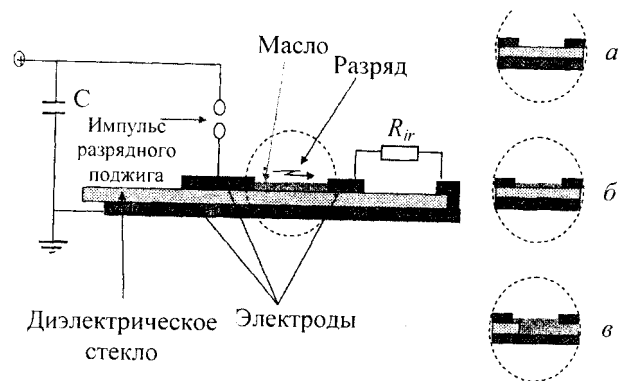


Рис. 2. Схема экспериментальной установки:

$C = 1$ нФ, накопительная емкость. Напряжение зарядки накопительной емкости $U = 15$ кВ; $R_{пр}$ — шунтирующее сопротивление, с помощью которого снимался ток разряда, скользящего по поверхности диэлектрической жидкости через разрядный промежуток

Стандартная конфигурация электродов скользящего разряда имеет следующие особенности. В разрыв заземленного электрода, который служит металлической подложкой для слоя диэлектрика, помещено малое сопротивление $R_{пр}$ для возможности определения наличия завершенной стадии скользящего разряда по поверхности жидкого диэлектрика. Это вызвано тем, что трудно визуально зафиксировать наличие завершенной стадии скользящего разряда по поверхности жидкости, так как возможен пробой тонкого слоя жидкости с переднего фронта незавершенной стадии скользящего разряда на заземленную подложку.

Второй особенностью является возможность менять вид диэлектрика для наблюдения сравнительных характеристик разряда. На рис. 2 в кружках представлены следующие разновидности диэлектрика в разрядном промежутке:

a — слой стекла толщиной 1,8 мм, b — слой стекла с нанесенным на его поверхность слоем жидкости и $в$ — слой диэлектрической жидкости толщиной 1–2 мм в разрядном промежутке.

На рис. 3 представлены осциллограммы напряжения на иницирующем электроде и тока через R_{ir} для всех трех случаев при напряжении на накопительном конденсаторе, равном 15 кВ. Из сравнения этих осциллограмм видно, что во всех трех случаях имеет место завершенная стадия разряда с примерно одинаковыми временными характеристиками. Начальный отрицательный выброс тока соответствует процессу зарядки конденсатора, образованного высоковольтным электродом и заземленной подложкой с диэлектрической прослойкой, т. е. току смещения. Видно, что в случае с диэлектрическим слоем, образованным только маслом без стеклянной подложки (осциллограмма b), ток зарядки несколько меньше, чего и следовало ожидать, так как образующаяся в этом случае емкость меньше, чем в случаях a и $в$.

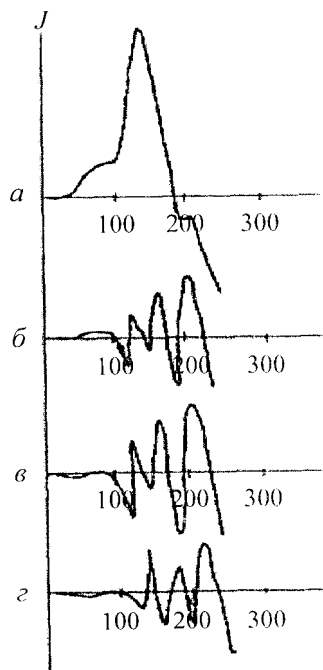


Рис. 3. Осциллограммы тока через R_{ir} для трех случаев: a — напряжения; b — слой диэлектрической жидкости толщиной 2 мм; $в$ — слой стекла с нанесенной на его поверхность диэлектрической жидкостью; $г$ — слой стекла толщиной 1,8 мм

На рис. 4 представлен вид разряда по поверхности масла. Видно, что незавершенная стадия разряда имеет разлет во все стороны от иницирующего электрода, и длина разряда соответствует длине разрядного промежутка для завершенной стадии. Этот факт является следствием того, что при замыкании разрядного промежутка и начала сильнооточной стадии разряда происходит резкое падение напряжения на иницирующем электроде.

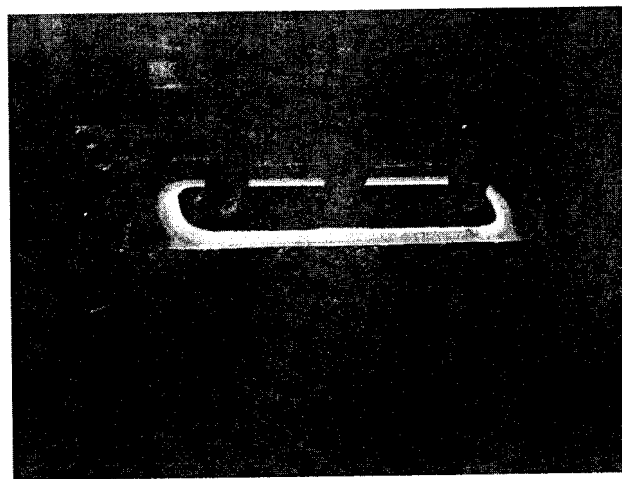


Рис. 4. Характерный вид разряда по поверхности масла при частоте следования импульсов напряжения 10 кГц

На рис. 5 представлена фотография процесса взрыва паров масла при наличии сильнооточной стадии развития скользящего разряда.

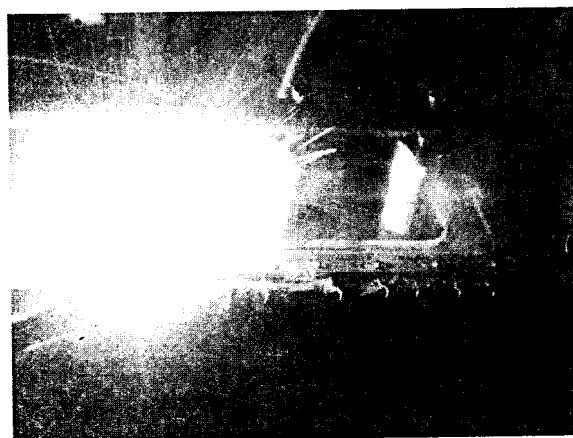


Рис. 5. Фотография процесса взрыва паров масла при наличии сильнооточной стадии развития скользящего разряда

Видно, что скользящий разряд можно осуществить по поверхности тонкого (примерно 1 мм) слоя диэлектрической жидкости без наличия электрически прочной твердой диэлектрической подложки. При достаточной энергии, вкладываемой в разряд, осуществляется взрывной механизм горения паров горючей жидкости, что может быть использовано для инициирования зажигания в двигателях различного типа.

Скользящий разряд по границе раздела твердого и газообразного диэлектриков

Применение скользящего разряда на поверхности раздела твердого и газообразного диэлектриков в сверхзвуковом потоке газа позволяет изменять условия обтекания поверхности потоком газа, обеспечивающие ламинарное или турбулентное обтекание поверхности. Управление режимом течения обеспечивается энерговкладом

в разряд и частотой повторения импульсов разряда. Анализ характера обтекания плазменного листа, образованного скользящим разрядом на поверхности пластины, обтекаемой сверхзвуковым потоком газа [10], показал, что в области пограничного слоя на границе раздела высокотемпературного и холодного слоев газа образуется тангенциальный разрыв скорости потока, в области которого происходит развитие неустойчивостей, возникающих в процессе формирования высокотемпературного плазменного слоя.

Рассмотрим характер изменения спектра возмущений, прошедших область тангенциального разрыва (рис. 6).

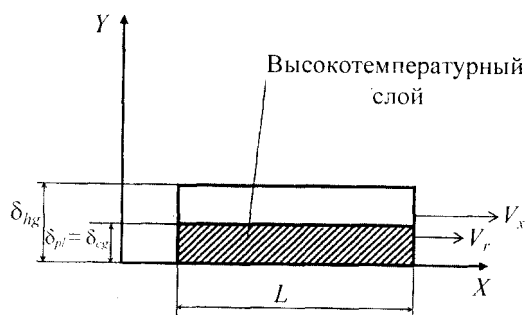


Рис. 6. Схема расположения пограничного слоя холодного газа ($\delta_{pl} = \delta_{cg}$) — высокотемпературный слой и пограничного слоя горячего газа — δ_{hg} (при условии, что пластину обтекает горячий газ со скоростью $V = V_{\infty}$)

Рассмотрим характер спектра турбулентных возмущений в области тангенциального разрыва. В работах [11, 12] рассмотрена динамика процессов, возникающих при инициировании скользящего разряда на поверхности диэлектрической пластины, обтекаемой потоком газа. Представляет интерес также и характер течения на границе между холодным газом и слоем низкотемпературной плазмы (горячего газа), образованной скользящим разрядом на поверхности пластины в пограничном слое. В процессе энергетического выравнивания в скользящем разряде происходит быстрое выравнивание электронной температуры и температуры нейтралов. Время выравнивания температуры [13]

$$\tau_{pl} \sim \tau_{en} \approx M/2v_{en}m_e,$$

где m_e — масса электрона;

M — масса нейтралов;

v_{en} — частота столкновений электрон-нейтрал ($v_{en} = 4 \cdot 10^9 \sqrt{P_0}$, где P_0 — давление газа, мм рт. ст. [13]).

При давлении газа ~ 1 атм и температуре $T_{pl} \approx 3000$ К [2] $\tau_{pl} \sim 10^{-8}$ с время, за которое устанавливается характер движения газа в пограничном слое при температуре, соответствующей T_{pl} , определяется толщиной плазменного слоя $\delta_{pl} = \delta_{cg}$ (где δ_{cg} — толщина пограничного слоя на

поверхности пластины в потоке холодного газа) и тепловой скоростью молекул газа V_T

$$\tau_{fx} \sim \delta_{pl} / V_T.$$

Время установления $\tau_{fx} \approx 6 \cdot 10^{-7}$ с (при $\delta_{pl} \sim 1$ мм и $V_T \approx 1500$ м/с).

При этом параметры движения в плазменном слое будут определяться вязкостью η_T , соответствующей T_{pl} . Известно, что с увеличением температуры вязкость газа возрастает. Зависимость изменения коэффициента вязкости η от температуры, считая $S(v)$ — сечение столкновений, не зависящим от скорости в нашем диапазоне температур ($S(v) = \text{const}$), можно представить в виде

$$\eta_T = \text{const} \sqrt{T}.$$

Для газа с вязкостью, соответствующей температуре T_{pl} , толщина пограничного слоя в некотором сечении x может быть определена из выражения [14],

$$\delta = C \sqrt{(x \eta_T / V_{\infty})},$$

где V_{∞} — скорость набегающего потока;

$C = \text{const}$ — некоторое число.

Таким образом, толщина пограничного слоя для газа с вязкостью η_T возрастает в данном сечении как

$$\delta_{pl} = \text{const} \sqrt[4]{T}. \quad (1)$$

Как показано в работах [11, 12], скользящий разряд, инициируемый в пограничном слое на поверхности пластины, обтекаемой потоком газа, создает высокотемпературный слой δ_{pl} , внешняя граница которого совпадает с внешней границей пограничного слоя δ_{cg} в холодном потоке или находится внутри пограничного слоя. В дальнейшем эта граница расплывается с характерным временем, определяемым скоростью потока на внешней границе и диффузией в потоке. Для оценок будем считать границу резкой. При этом за промежуток времени δ_{fx} образуется высокотемпературный слой с вязкостью η_T . Соответственно, такому значению вязкости при заданной скорости набегающего потока V_{∞} должны соответствовать своя, новая толщина пограничного слоя δ_T и новое распределение скоростей по сечению пограничного слоя. В результате внутри высокотемпературного слоя скорость газа резко падает за время τ_{fx} , а на внешней границе скорость холодного газа продолжает оставаться равной V_{∞} (см. рис. 6). Таким образом, на границе горячего и холодного слоев образуется тангенциальный разрыв, на котором скорость газа испытывает скачок.

Определим масштаб изменения скорости на границе раздела. Для заданного сечения x пограничного слоя δ_{cg} в работе [14] приведен график изменения скорости при коэффициенте вязкости η , соответствующем холодному газу. Для определения скорости потока на границе горячей и холодной областей воспользуемся тем же графиком, на котором распределение скорости для газа с вязкостью η_T может быть получено изменением масштаба по оси абсцисс. Для оценки величины скачка скорости определим δ_{hg} для тех же значений температуры газа, что и в [12]. При $T_{pl} = 3000$ К из (1) видно, что δ_{hg} возросло $\sim$ в 1,8 раза, следовательно в такое число раз возрастет масштаб по оси абсцисс на графике рис. 7.

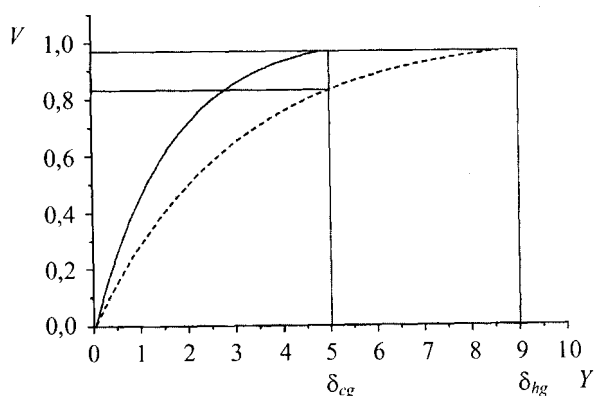


Рис. 7. График изменения скорости потока по сечению пограничного слоя для:
— — — холодного газа; - - - - - горячего газа

Величина скорости на внешней границе горячего газа $V_{fix} \approx 0,82 V_\infty$ (при $y = \delta_{cg}$). Таким образом, на границе раздела горячего и холодного газов образуется тангенциальный разрыв, причем величина скачка скорости $\approx 0,2 V_\infty$. Образование тангенциального разрыва происходит за время $\sim \tau_{fix}$, малое по сравнению с характерными временами изменения характеристик потока, обтекающего пластину ($V_\infty/L \sim 10^{-3}$ с). Представим изменение скорости на границе раздела в виде некоторой функции времени как [15]

$$V(t) = V_b \text{ при } t > 0;$$

$$V(t) = 0 \text{ при } t < 0.$$

Модуль спектральной плотности функции $V(t)$ при этом дается выражением

$$S(w) = V_b (1/w).$$

В нашем случае спектр частот функции $V(t)$ ограничен снизу частотой $w_0 \approx V_b/L$, где V_b — средняя скорость потока на границе раздела, а L — длина плазменного слоя (см. рис. 7). В области же больших частот масштаб возмуще-

ния ограничен толщиной пограничного слоя δ_{pl} , а поэтому $w_{\max} \approx V_b/\delta_{pl}$. Будем считать, что возмущение скорости на границе раздела можно представить в виде ряда периодических функций, так как огибающая сплошного спектра (модуль спектральной плотности) неперiodической функции и огибающая линейчатого спектра периодической функции (полученной из неперiodической путем продолжения ее с периодом T) совпадают по форме и отличаются только масштабом [15]. Тогда амплитуда первой гармоники $A_1 \sim V_b$, а амплитуды последующих гармоник будут падать как $1/n$ (где $n = 1, 2, 3, 4, \dots$). Считая границу раздела горячего и холодного газа плоской, скорость потока на границе со стороны горячего газа $V_{hg} = 0$, скорость потока на границе со стороны холодного газа $V_{cg} = V_b$ и представляя скачок скорости на границе в виде ряда периодических функций вида

$$V_n = A_n e^{i(k_n x - w_n t)}, \quad (2)$$

где k_n — волновое число, определим вид огибающей спектра возмущений на границе плазменной области вниз по потоку.

Будем считать, что коэффициент усиления возмущений для каждой гармоники остается линейным на протяжении всей области усиления (всей длины плазменного слоя). Выражение, определяющее зависимость между w и k , имеет вид [14]

$$w_n = k_n V_b (\rho_1 \pm i \sqrt{\rho_1 \rho_2}) / (\rho_1 + \rho_2), \quad (3)$$

где ρ_1, ρ_2 — плотность холодного и горячего газа, соответственно.

Малым значениям w_n соответствуют большие значения масштаба возмущений λ_n . Если считать, что максимальное значение амплитуды скорости A_n ограничено значением V_b , то подставляя (3) в (2) и полагая $\rho_1 = \rho_2$, получим

$$V_n = (V_b/n) e^{(k_n V_b) t}, \quad (4)$$

где $\lambda_n = 1/k_n$ — длина волны гармоники w_n , а t определяется скоростью потока V_b и длиной плазменного слоя L ($t_L = L/V_b$).

Максимальная энергия, получаемая каждым типом колебаний от внешнего потока, будет ограничена величиной $\sim V_b^2$ [5]. Исходя из этого можно оценить время насыщения $t_{n(sat)}$, необходимое для того, чтобы амплитуда скорости данного типа колебаний достигла максимального значения V_b .

$$V_n^2 = V_b^2 = ((V_b/n) e^{(k_n V_b) t})^2;$$

$$t_{n(sat)} = \text{const} (\ln n) / k_n. \quad (5)$$

Подставляя (5) в (4), получим значения амплитуд составляющих спектра на выходе из плазменной области длиной L (рис. 8).

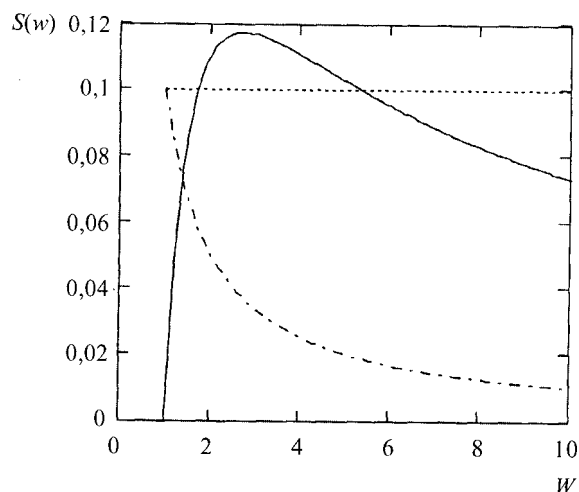


Рис. 8. Нормированный график:

----- — спектра возмущений на выходе из области разрыва ($t_L = 1$); - · - — спектра возмущений, представляющих скачок скорости ($t = 0$); — — зависимости t_{sat} от w_n

Заключение

На выходе из области разрыва мы имеем спектр сигнала с прямоугольной огибающей, т. е. все спектральные составляющие имеют амплитуду скорости $\sim V_b$. Из вышесказанного следует, что если представить скачок скорости в зоне тангенциального разрыва в виде спектра возмущений с частотами от w_0 до w_n , то в результате развития возмущений, в зоне разрыва может наблюдаться трансформация первоначального спектра, от спадающей гиперболы до равномерного по оси частот. Проведенные оценки носят скорее качественный характер, так как для более точных расчетов необходимо провести оценку потерь энергии развивающихся в зоне разрыва неустойчивостей, учет динамики роста неустойчивостей разных масштабов и т. д. Нашей задачей являлось указать на возможность возникновения тангенциального разрыва скорости на

границе горячего и холодного слоев газа и характера развития возмущений в области разрыва.

Литература

1. Александров А. Ф., Восканян А. В., Еришов А. П. и др. Низкотемпературная плазма в сверхзвуковой аэродинамике/ Тезисы докладов XXXII Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, 14—18 февраля 2005 г., г. Звенигород. С. 30.
2. Александров А. Ф., Арделян Н. В., Тимофеев И. Б., Чувашев С. Н. О возможности существования снижения энергозатрат на сверх- и гиперзвуковое движение при нагреве и/или вдуве плазмы/ Тезисы докладов XXVI Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, 5—9 апреля 1999 г., г. Звенигород. С. 252.
3. Александров А. Ф., Еришов А. П., Тимофеев И. Б., Шибков В. М. Влияние газовых разрядов на аэродинамические характеристики летательных аппаратов/ Там же. С. 253.
4. Кузьмин Г. П., Минаев И. М., Рухадзе А. А., Тимофеев И. Б. Обтекание вязким потоком газа плазменного листа, образованного скользящим разрядом/ Тезисы докладов XXXI Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, 16—20 февраля 2004 г., г. Звенигород. С. 253.
5. Великодный В. Ю., Воротилин В. П., Гришин В. Г. и др. Экспериментальное и теоретическое исследование процессов поджига "активированного пористого топлива" в форсунке-плазмотроне/ Тезисы докладов XXXII Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, 14—18 февраля 2005 г., г. Звенигород. С. 31.
6. Ковалев И. О., Кузьмин Г. П., Нестеренко А. А. Импульсные CO_2 -лазеры с плазменными электродами// Труды Института общей физики. РАН. 1996. Т. 52.
7. Башкин В. К., Кузьмин Г. П., Минаев И. М. Скользящий разряд по границе раздела твердых диэлектриков// Краткие сообщения по физике ФИАН, 2003. № 8. С. 41—43.
8. Бродская Б. Х. Развитие импульсных разрядов на границе газ—водный электролит и оценка их воздействия на химические и биологические системы// Химия высоких энергий. 1982. Т. 16. № 5. С. 458—462.
9. Башкин В. К., Кузьмин Г. П., Минаев И. М. Скользящий разряд по поверхности жидкого диэлектрика// Краткие сообщения по физике ФИАН, 2004. № 7. С. 35—41.
10. Минаев И. М., Рухадзе А. А. Спектр турбулентных возмущений при образовании тангенциального разрыва в пограничном слое скользящего разряда в потоке газа// Там же. 2004. № 12. С. 25—34.
11. Кузьмин Г. П., Минаев И. М., Рухадзе А. А. Обтекание вязким потоком газа плазменного листа, образованного скользящим разрядом// ТВТ, 2002. Т. 40. № 3. С. 515.
12. Минаев И. М., Рухадзе А. А. О локализации импульсно-периодического разряда на диэлектрике, обтекаемом вязким газом// ТВТ, 2003.
13. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. — М.: Госатомиздат, 1980.
14. Ландау Л., Лифшиц Е. Механика сплошных сред. — М.: Наука, 1982.
15. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. — М.: Сов. радио, 1966.

Статья поступила в редакцию 12 мая 2005 г.

Features of the sliding discharge on a boundary of dielectrics with different permittivities

V. K. Bashkin, G. P. Kuzmin, I. M. Minaev, A. A. Rukhadze
Prokhorov General Physics Institute, Moscow, Russia

I. B. Timofeev

Physical Faculty of the Moscow University, Moscow, Russia

Consideration is made to a character of plasma action for a sliding discharge on a state and surface texture of dielectrics, when the discharge happens along a boundary of solid dielectrics with different permittivities, solid and fluid dielectrics, and solid and aeriform dielectrics.

УДК 537.525

Поток многозарядных ионов металлов из низковольтного вакуумного искрового разряда

С. П. Горбунов, В. И. Красов, В. Л. Паперный
Иркутский государственный университет, г. Иркутск, Россия

Экспериментально был исследован поток ионов катодной струи низковольтной вакуумной искры с токами в диапазоне 1–10 кА. Показано, что в катодной струе присутствуют две ионные компоненты. Основную долю составляют медленные ионы, скорость которых при малых амплитудах разрядного тока близка к соответствующей величине в стационарных вакуумных дугах, скорость быстрых ионов в несколько раз выше скорости медленных. С ростом разрядного тока увеличиваются амплитуда сигналов обеих ионных компонент и их скорости. Быстрая ионная компонента соответствует пучкам многозарядных ионов, ранее обнаруженных авторами, их полное число в импульсе достигает 10^{13} при среднем заряде ионов меди $Z = +9$.

Вакуумные разряды широко используются как источники многозарядных ионов металлов для ионных ускорителей, для нанесения покрытий разных видов, обработки поверхностей и других прикладных задач [1]. Для этих применений необходимы данные о зарядовом составе и энергетическом спектре ионов плазмы катодной струи, а также о возможности управления параметрами плазмы в широком диапазоне величин. Параметры катодной струи хорошо известны для вакуумных дуг в диапазоне токов разряда несколько сотен ампер: скорость ионов составляет около 10^4 м/с, средний заряд лежит в диапазоне $(+1 \div +3)$, причем эти величины определяются только видом материала катода и практически не зависят от характеристик дуги [2, 3]. Вместе с тем еще в ранних экспериментах в высоковольтных искровых вакуумных разрядах регистрировались движущиеся к аноду пучки ускоренных многозарядных ионов материала катода (вплоть до Al^{+7} , W^{+7} и др.) с энергией, меняющейся в зависимости от напряжения разряда в диапазоне от десятков килоэлектронвольт до нескольких мегаэлектронвольт [4, 5].

Эффект кратковременных выбросов ускоренных ионов материала катода в начальной стадии развития низковольтного искрового разряда обнаружен и изучался авторами в работах [6, 7]. Было показано, что средняя энергия быстрых ионов варьируется при изменении параметров разряда в широком диапазоне значений и достигает 20 кэВ при возрастании напряжения разряда до 1,5 кВ. В последующих измерениях было установлено, что и средний заряд пучков ускоренных ионов также зависит от параметров разряда и существенно превышает значения, наблюдаемые в вакуумной дуге, достигая, например, +9 для медного катода [8]. Было показано, что в данных экспериментальных условиях катодная струя содержит быструю и медленную ионные компоненты, причем скорость медленной компоненты также растет с увеличением напряжения накопителя и амплитуды разрядного тока [9]. В настоящей работе изучалось движение катодной плазменной струи в дрейфовом промежутке за анодом для установления связи между параметрами обеих ионных компонент и оценки полного числа многозарядных ионов в плазме катод-