

Formation of superdense plasma in microwave breakdown of dielectrics

V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, V. P. Gavrilenko, A. A. Letunov
A. M. Prokhorov General Physics Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow

E. A. Oks

Auburn University, Auburn, Alabama, USA

Electrodeless microwave discharges excited by a pulsed microwave radiation (power up to 2 MW, frequency 2 GHz, pulse duration up to 10^{-5} s) on surfaces of dielectrics in vacuum ($\sim 10^{-4}$ Pa) were studied. In this work the most intensive optical radiation occurs in the stage of the electrodeless microwave breakdown in the form of contracted discharge on the surface of organic glass. The typical lifetime of this discharge being $\sim 10^{-7}$ s. The emission spectrum of the contracted discharge consists of hydrogen, carbon and oxygen spectral lines. We obtained that in the stage of a contracted discharge, the halfwidth (FWHM) of the Balmer-alpha line (wavelength is centered at 656.3 nm) of atomic hydrogen reaches 7 nm. Under the experimental conditions, the main mechanism for the broadening of the Balmer-alpha line is the Stark effect due to the electric microfields produced by ions and electrons in dense plasma of contracted microwave discharge. Using the experimental profiles of the Balmer-line of atomic hydrogen, we obtained that for the contracted microwave discharge, the electron concentration of plasma reaches the value of $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. This electron concentration of plasma more than seven orders of magnitude higher than the critical electron concentration $4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. The electron temperature of plasma in contracted microwave discharge is 2–10 eV, and diameter of the contracted discharge is about 10 microns. Under these conditions the density of power deposited into the near-surface layer of dielectric is about 1 MW/cm^2 . Such strong interaction of super dense plasma of contracted microwave discharges with dielectrics leads to destructions in local areas on the surfaces and in the bulk of dielectrics.

УДК 621

Влияние капиллярного давления на интенсивность процесса ударно-кластерного ядерного синтеза

М. М. Мартынюк, Н. Ю. Кравченко
Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

Исследована зависимость капиллярного давления кластера от его радиуса. Дан анализ экспериментальных данных по исследованиям D,D-реакции ядерного синтеза в процессе высокоскоростного удара кластера, содержащего дейтерий, по дейтерированной мишени. Показано, что максимальная интенсивность реакции достигается для кластеров с максимальным капиллярным давлением. Для повышения интенсивности реакции предложено использовать плазменно-кластерные потоки, которые возникают в процессе электрического взрыва металлов, содержащих дейтерий, и их фокусировку на мишень.

В работах [1, 2] был зафиксирован интенсивный выход продуктов D,D-реакции ядерного синтеза при ударе кластеров тяжелой воды по мишени из титана, насыщенного дейтерием. Однозарядные кластеры, содержащие от $N = 25$ до $N = 1300$ молекул D_2O , ускорялись электрическим полем до энергии $E = 200\text{--}325$ кэВ. Был обнаружен выход продуктов D,D-реакции: про-

тонов ($E = 3$ МэВ) и тритонов ($E = 1$ МэВ). При фиксированном значении энергии кластеров $E = 300$ кэВ максимальный выход протонов наблюдали при числе $N = 100\text{--}500$ молекул в нем (рис. 1). При $N = 150$ выход протонов возрастал в 20 раз при увеличении энергии кластера от 225 до 300 кэВ. В последнем случае кинетическая энергия на 1 дейтрон $E/2N = 1$ кэВ была в

50 раз меньше энергии, требуемой для возбуждения D, D -реакции в разреженной плазме. Достоверность результатов [1, 2] была подтверждена экспериментальными данными работы [3], в которой кластеры D_2O ударяли по мишени из дейтерированного полиэтилена. Однако, когда в аналогичных опытах вместо кластеров D_2O были использованы кластеры чистого дейтерия D_2 , признаков D, D -реакции не обнаружено [4]. Различие результатов работ [1–3] и [4], по-видимому, можно объяснить на основе изучения механизма удара кластеров по дейтерированной мишени. В этом процессе важную роль играют поверхностные силы и капиллярное давление в кластере, которые определяют его прочность.

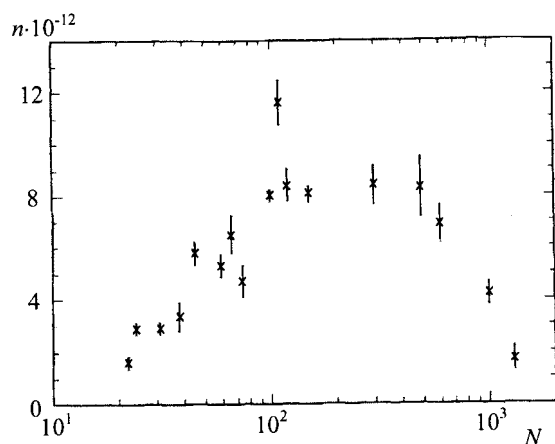


Рис. 1. Зависимость числа протонов n для D, D -реакции, рассчитанных на один кластер, от числа молекул N тяжелой воды в кластере при энергии кластера $E = 300$ кэВ. По экспериментальным данным [1]

Кластер возникает при уменьшении размера капли. Капиллярное давление для капли $p_r = 2\sigma/r$, где σ — поверхностное натяжение на границе жидкость–пар, r — радиус поверхности натяжения. В теории поверхностных явлений показано [5, 6], что при уменьшении размера капли поверхностное натяжение убывает; в первом приближении

$$\sigma = \sigma_\infty \left(1 - \frac{2\delta_\infty}{r} \right), \quad (1)$$

где σ_∞ и δ_∞ — поверхностное натяжение и толщина поверхностного слоя для плоской поверхности, соответственно (δ_∞ определяется как расстояние между эквимолекулярной поверхностью и поверхностью натяжения).

С учетом (1) зависимость капиллярного давления от радиуса капли можно выразить формулой

$$p_r = \frac{2\sigma}{r} = \frac{2\sigma_\infty}{r} - \frac{4\sigma_\infty\delta_\infty}{r^2}. \quad (2)$$

Из (2) следует, что при уменьшении радиуса капли капиллярное давление возрастает, достигая максимального значения

$$p_{rm} = \frac{\sigma_\infty}{4\delta_\infty} \quad (3)$$

при $r_m = 4\delta_\infty$, после чего резко убывает; при $r = 2\delta_\infty$ значение $p_r = 0$.

Согласно данным [6], для жидкого аргона при $T = 90$ К, $\delta_\infty = 11,4$ мН/м, $\delta_\infty = 0,363$ нм, поэтому $r_m = 1,45$ нм, $p_{rm} = 8,2$ МПа. В работе [6] приведены данные для эффективной толщины поверхностного слоя аргона. Их среднее значение $\delta_{eff} = 0,62$ нм, поэтому отношение $\delta_{eff}/\delta_\infty = 1,71$.

В работе [7] приведены данные для эффективной толщины поверхностного слоя σ_{eff} водных растворов спиртов разной концентрации, измеренные методом эллипсометрии. Экстраполяция этих данных к нулевой концентрации спирта дает для воды $\delta_{eff} = 0,46$ нм. Полагая, что $\delta_{eff}/\delta_\infty = 1,71$, для воды получим: $\delta_\infty = 0,27$ нм, $r_m = 1,08$ нм, $p_{rm} = 68$ МПа (при $\sigma_\infty = 73$ мН/м).

Величина кластера до сих пор точно не определена [8], поэтому, согласно (2), условно можно считать, что для кластера $r < r_m = 4\delta_\infty$, а для капли $r > 4\delta_\infty$.

Радиус r и число молекул N в капле связаны соотношением

$$N = \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{\rho}{m_1}, \quad (4)$$

где $\rho = 1100$ кг/м³ — плотность тяжелой воды; $m_1 = 3,23 \cdot 10^{-26}$ кг — масса одной молекулы.

Из (4) следует, что при $r = r_m = 4\delta_\infty = 1,08$ нм, число молекул в капле (кластере) тяжелой воды, для которой капиллярное давление максимально, равно $N = N_m = 180$; масса этой капли $m = 5,81 \cdot 10^{-24}$ кг.

На рис. 2 показана зависимость капиллярного давления p_r в капле воды от числа N молекул в ней, рассчитанная по формулам (2) и (3) при $\sigma_\infty = 73$ мН/м, $\delta_\infty = 0,27$ нм, $\rho = 1100$ кг/м³, $m_1 = 3,23 \cdot 10^{-26}$ кг. Сравнение расчетных (см. рис. 2) и экспериментальных (см. рис. 1) данных показывает, что наибольшая интенсивность D, D -реакции в работах [1–3] получена для капель-кластеров, для которых капиллярное давление находится в области максимального значения p_{rm} . Для объяснения этой зависимости необходимо рассмотреть динамику удара капли по твердой мишени, насыщенной дейтерием.

В опытах [1–3] капли ударяли по мишени со сверхзвуковой скоростью. При энергии капли $E = 300$ кэВ $= 4,8 \cdot 10^{-14}$ Дж, $m = 5,81 \cdot 10^{-24}$ кг, скорость капли $v = 1,29 \cdot 10^5$ м/с, что соответствует числу Маха $M = v/c = 86$ для ударной волны в

капле, где $c = 1,5 \cdot 10^3$ м/с — скорость звука в воде. Вследствие большого капиллярного давления такая капля обладает большой прочностью и частично углубляется в мишень, поэтому возникающая при ударе ударная волна распространяется к центру капли. Давление на фронте ударной волны можно оценить по формуле [9]

$$p_f = \rho c v [2 + (2k - 1)M], \quad (5)$$

в которой для воды $k = 2$. Согласно (5), при $M = 86$, $v = 1,29 \cdot 10^5$ м/с, $p_f = 5,5 \cdot 10^{13}$ Па.

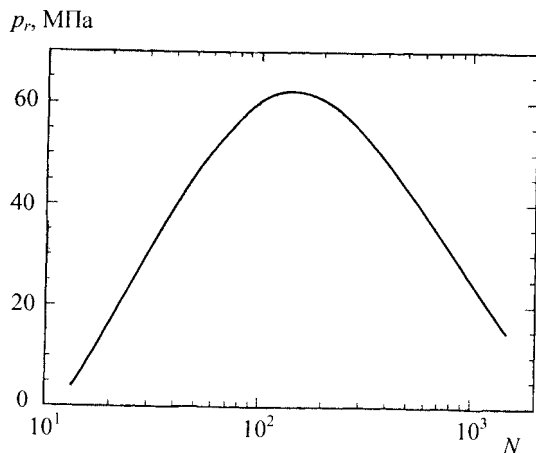


Рис. 2. Зависимость капиллярного давления в кластере воды от числа молекул в нем. Расчет по формуле (3)

Под действием ударной волны в центре капли возникает высокая плотность вещества, значение которой можно рассчитать по уравнению состояния воды при высоком давлении [10]

$$p = A \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - B, \quad (6)$$

где для воды $\gamma = 7$, $A = 3001$ атм, $B = 3000$ атм, ρ_0 — плотность воды при $p = 1$ атм.

Согласно (6), при $p = 5,5 \cdot 10^{13}$ Па плотность воды $\rho = 5,64 \rho_0 = 6,23$ г/см³, что соответствует концентрации $n = 3,74 \cdot 10^{23}$ см⁻³ атомов дейтерия.

Фокусировка энергии и резкое увеличение концентрации атомов дейтерия в центре капли создают условия для "зажигания" D, D -реакции ядерного синтеза, так как в этих условиях снижается высота кулоновского барьера для ядер дейтерия. В работе [11] показано, что в дейтериевой плазме при $n = 10^{16}$ см⁻³ D, D -реакция развивается при температуре $T_1 = 10^8$ К, а при $n = 10^{23}$ см⁻³ — при температуре $T_1 = 10^7$ К. Это дает основание полагать, что в опытах [1–3] температура в центре кластеров тяжелой воды достигала 10^6 – 10^7 К.

Роль капиллярного давления в ударно-кластерном ядерном синтезе подтверждается сравнением результатов работ [1–3] и работы [4]. Отсутствие признаков D, D -реакции в опытах [4] и ее наличие в опытах [1–3] можно объяснить тем, что капиллярное давление (3) в кластерах дейтерия [4] во много раз меньше, чем в кластерах тяжелой воды [1–3], так как поверхностное натяжение для D_2 примерно в 25 раз меньше, чем для D_2O [12]. По этой причине при ударе кластера D_2 в нем не происходит концентрация энергии и атомов, так как кластер растекался по поверхности мишени. Только при большом капиллярном давлении возможно сохранение сферической формы кластера во время его контакта с мишенью и кумуляция в нем высокой плотности энергии [13]. В этих условиях плотность энергии в кластере может во много раз превысить теплоту его испарения, однако за время контакта t_k он не успевает испариться, так как в опытах [1–3] значение $t_k = 5 \cdot 10^{-12}$ с, что намного меньше характерного времени развития любого механизма фазового перехода жидкость–пар (испарение, взрывное кипение, спиновальный распад неустойчивой жидкой фазы) [14].

Заключение

Для увеличения капиллярного давления в целях повышения интенсивности ударно-кластерного ядерного синтеза необходимо использовать материалы с большим поверхностным натяжением; к ним относятся титан и палладий, насыщенные дейтерием. Для этих металлов значение σ примерно в 10 раз больше, чем для воды, что дает возможность существенно повысить значение p_m (4). Для получения кластеров этих металлов можно использовать процесс их электрического взрыва, при котором возникают частицы с радиусом около 5 нм [14]. Для ускорения частиц-кластеров помимо самого процесса электрического взрыва можно использовать их электромагнитное ускорение после взрыва. В процессе электрического взрыва металлов, насыщенных дейтерием, тоже обнаружена начальная стадия D, D -реакции [14, 15]. Энергия этой реакции может способствовать увеличению скорости плазменно-кластерного потока. Для повышения интенсивности процесса ударно-кластерного ядерного синтеза необходимо также обеспечить фокусировку этого потока на дейтерированную мишень.

Литература

1. Beuhler R. J., Friedlander G., Friedman L. // Phys. Rev. Letters. 1989. V. 63. № 12. P. 1292–1295.
2. Beuhler R. J., Chu J. J., Friedlander G., Friedman L., Kunman W. // J. Phys. Chem. 1990. V. 94. P. 6001–6008.
3. Bue Y. K., Lorents D. S., Young S. E. // Phys. Rev. A. 1991. V. 44. № 7. P. 4091–4094.

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.