

УДК 541.49

КЛАСТЕРИЗАЦИЯ В РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕ АРГОНА

А.С.ТЕР-АВETИСЯН, Г.Ц. НЕРСИСЯН, В.О. ПАПАНЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 17 мая 1998 г.)

Проведено экспериментальное исследование образования кластеров аргона, возбужденных электронным пучком, в расширяющейся сверхзвуковой струе. Разработан быстродействующий электромагнитный клапан для управления потоком кластеров, формирующихся за сверхзвуковым соплом при истечении газа через него. Установлено, что средний размер кластеров меняется от 10^3 до 10^4 атом/кластер, при прохождении атомов аргона через сверхзвуковое конообразное сопло диаметром $d = 0.08$ мм, когда давление источника меняется от 5 до 15 атм, а температура от 77 до 273 К.

Когда газ расширяется, проходя через сверхзвуковое сопло в вакуум, его тепловая энергия превращается в направленную кинетическую энергию сверхзвуковой струи. Условие расширения газа становится сверхнасыщенным и происходит его конденсация. Получается так называемый конденсированный молекулярный пучок или пучок кластеров [1] с размерами (число атомов в кластере) от димера до микро-капли или -кристалла с многомиллионными атомами, поддерживаемыми силами Ван дер Ваальса. Они отличаются от обычных атомных пучков большим потоком массы и высокой однородностью частиц по скоростям [2], что делает их пригодными в разных областях науки и техники [3,4].

Настоящая работа посвящена исследованию условий получения кластерных образований в сверхзвуковой струе с целью использования полученных значений размеров кластеров в качестве градуированных кривых для определения размеров кластеров других инертных газов по законам теории "соответствующих струй" [5]. Эти измерения необходимы для дальнейших экспериментальных исследований ВУФ спектров инертных газов.

Газовый пучок при давлениях 5-15 атм и температурах источника 77-273 К, проходя через конообразное сверхзвуковое сопло диаметром 0.8 мм и длиной сверхзвуковой части 20 мм, направлялся в высоковакуумную камеру после предварительного отделения квазистационарного ядра сверхзвуковой струи скиммером диаметром 0.5 мм (рис.1), где пучок пересекался электронным пучком с диаметром 4 мм, энергией 2 кэВ и током 10 мА. Давление в области сопло-скиммер 10^{-2} Тор, в камере – 10^{-5} Тор. Расстояние между выходом сопла и скиммером 15 мм, а между

скиммером и ионизационным детектором (цилиндр Фарадея) 40 мм. Распределение кластерных образований в сверхзвуковой струе по размерам зависит от давления и температуры источника, геометрии сопла и условий истечения газовой струи. Для аргона атомная масса $m = 40$ а.е.м., $f = 3$ (где $f \equiv 2/(\gamma-1)$, а $\gamma = c_p / c_v$ есть отношение теплоемкостей (адиабатическая постоянная), для одноатомных газов $\gamma = 5/3$ и для двухатомных газов $- 7/5$). При параметрах источника $T_0 = 270$ К и $P_0 = 15$ атм (плотность $n_0 = 3.98 \cdot 10^{20}$ см $^{-3}$) длина свободного пробега $\lambda_0 = 4.3 \cdot 10^{-7}$ см, параметр Кнудсена $Kn_0 = 5.4 \cdot 10^{-5}$. Интенсивность истечения газа через сопло $J_0 = 3.46 \cdot 10^{22}$ атом/с. Значения скоростей изменения температуры T от времени t и расстояниях x соответственно $dT/dt = 4.8 \cdot 10^6$ К/с, $dT/dx = 66$ К/см, а относительная плотность атомов n сверхзвуковой струи на расстоянии 5.5 см от среза сопла, где расположен ионизационный детектор, равна $n/n_0 = 3.17 \cdot 10^{-7}$, максимальная скорость $v_{\max} = 5.32 \cdot 10^4$ см/с, длина свободного пробега $\lambda = 0.47$ см. Можно оценить размер кластеризации для таких условий эмпирическим параметром Хагены [9]:

$$\Gamma^* = k \frac{(d / \operatorname{tg} \alpha)^{0.85} P_0}{T_0^{2.29}}, \quad (1)$$

где d – диаметр критического сечения сопла в мкм (80 мкм), α – полуугол расширения (для нашего сопла $\alpha = 5^\circ$) и k – эмпирическая константа ($k \approx 1700$ для Ag [7]). Кластеризация начинается, когда $\Gamma^* \sim 300$

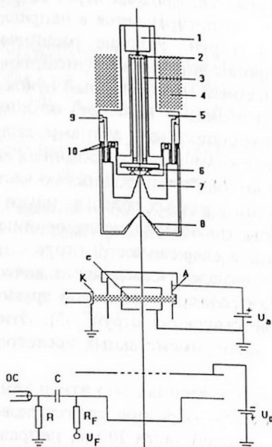


Рис.1. Схема клапана. 1 – ввод газа, 2 – резиновые амортизаторы, 3 – якорь, 4 – катушка электромагнита, 5 – корпус, 6 – тефлоновый уплотнитель, 7 – сопло, 8 – скиммер, 9 – откачка, 10 – резиновые уплотнители, К – катод электронной пушки, А – анод, е – пучок электронов, ОС – осциллограф.

[5,7], а при $\Gamma^* > 5 \cdot 10^4$ [5] размеры кластеров $> 10^4$ атом/кластер. Параметр для Ag меняется от $\sim 7 \cdot 10^3$ до $2 \cdot 10^4$ при температуре 273 К и $1.3 \cdot 10^5$ до $4 \cdot 10^5$ при температуре 77 К, когда давление источника меняется от 5 до 15 атм.

Во избежание больших затрат газа, сопло снабжено электронным импульсным клапаном (рис.1), обеспечивающим управление оптимизацию режима истечения газа через сопло. Эксперименты проводились при длительности импульса 15 мс и частоте повторения импульс за 4 с. Сопло охлаждалось жидким азотом, проходящим через трубку, намотанную вокруг сопла. Температура сопла T_0 поддерживалась постоянным контролированием количества азота, проходящего через медную трубку.

Для регистрации размеров кластеров на пути к детектору они ионизировались электронным пучком (рис.1.) с энергией 2 кэВ и током 10 мА. Основной принцип измерения [8] можно просуммировать следующим образом. Пучок кластеров, проходя через электронный пучок, частично ионизируется и попадает в замедляющее поле электродной системы. При положительном замедляющем потенциале U_F относительно потенциала в зоне ионизации только те кластеры могут достигнуть ионного детектора, которые благодаря своим размерам имеют достаточную кинетическую энергию E_k для преодоления потенциального барьера:

$$E_k = Nm v^2 / 2 \geq Ze U_F, \quad (2)$$

где Nm – масса кластерного иона, m – масса атома, Z – заряд каждого кластерного иона, e – заряд электрона, U_F – отражающий потенциал, v – скорость течения кластерного пучка, которая выражается следующей формулой [9]:

$$v = v_{\max} = ((f + 2) / 2)^{0.5} (2kT_0 / m)^{0.5}. \quad (3)$$

Измерения в работах [10,11] показали, что разброс скорости v в пучке не более 10% от $v_{\max}$. Таким образом, “характерный размер” кластеров $(N/Z)^*$ определяется из условия (2):

$$(N/Z)^* = 2e U_F / (m v^2). \quad (4)$$

Для расчета бралось то значение отражающего потенциала U_F , при котором ионный ток составлял половину максимума регистрируемого ионного тока.

Для исключения попадания на детектор (цилиндр Фарадея) рассеянных электронов и каких-либо других заряженных частиц перед детектором ставился дополнительный электрод с отрицательным потенциалом U_0 , значение которого предварительно определялось, исследуя его зависимость от ионного тока I_i при разных значениях отражающего потенциала U_F (рис.2). Ионный ток I_i цилиндра Фарадея – это суммарный ток заряженных частиц (ионов Γ^* и электронов Γ , $I_i = \Gamma^* + \Gamma$), достигающих детектора. Как видно, до значения $U_0 \leq -30$ В ионный ток I_i не меняется, а при $U_0 > -30$ В ионный ток уменьшается, что обусловлено в основном увеличением числа электронов, регистрируемых цилиндром

Фарадея. Значение $U_0 = -30$ В не меняется для разных U_F и поэтому во всех других случаях для отрицательного потенциала бралось значение $U_0 = -30$ В.

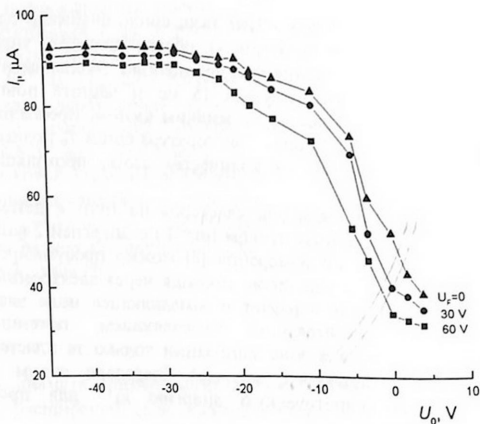


Рис.2. Зависимость отрицательного потенциала U_0 от ионного тока I_i при разных значениях отражающего потенциала U_F .

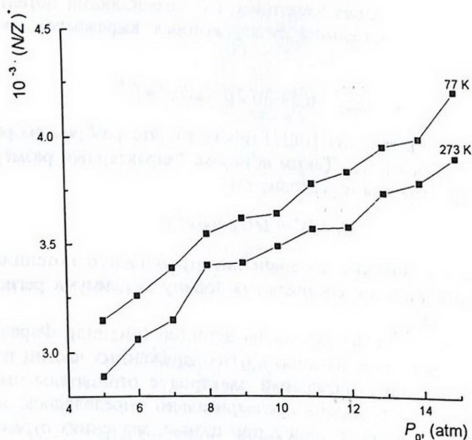


Рис.3. Зависимости изменения "характерного размера" кластеров $(N/Z)^*$ от давления при двух значениях температуры источника.

На рис.3 представлены экспериментально полученные зависимости изменения "характерного размера" кластеров $(N/Z)^*$ от давления при двух значениях температуры источника. Конечно, $(N/Z)^*$ зависит и от энергий ионизирующих электронов, которые определяют кратность ионизаций, и поэтому для получения среднего размера нейтральных кластеров необходимы измерения $(N/Z)^*$ при разных энергиях электронов, как обсуждалось в [8]. Однако измерения для энергий электронов в области 1.5 – 2.3 кэВ не привели к существенным изменениям значений отражающего потенциала (значения $(N/Z)^*$ не менялись, то есть кратность ионизации не менялась), а уменьшался лишь ионный ток, что обусловлено увеличением числа "разбрызгивающихся" кластеров. Однако целью данной работы, как уже отмечалось, является не исследование процессов образования кластеров в сверхзвуковой струе, а определение условий получения кластерных образований аргона, которые используются в качестве градуировочных кривых для определения размеров кластеров других инертных газов, необходимых для спектроскопических исследований кластеров.

Работа выполнена при финансировании из государственных централизованных источников Республики Армения в рамках научной темы 96-777 и при финансовой поддержке Фонда CRDF Cooperative Grants Program, грант No AE2-372.

ЛИТЕРАТУРА

1. E.W.Becker, K.Bier, W.Henkes, Z. Physik, 146, 333 (1956).
2. O.F.Hagena. In: Molecular Beam and Low Density Gasdynamics (ed. P.P.Wegwerner). New York, Dekker, 1974, pp.93-181.
3. E.W.Becker, H.D.Falter, O.F.Hagena, P.R.W.Henkes, R.Klingelhofer, H.O.Moser, W.Obert, I.Poth. In: Fusion Technology. Oxford, Pergamon Press, 1979, pp.331-337.
4. T.Takagi, K.Matsubara, H.Takaoka, I.Yamada. Thin Solid Films, 63, 41 (1979).
5. O.F.Hagena, W.Obert, J.Chem. Phys., 56, 1793 (1972).
6. O.F.Hagena. Rev. Sci. Instrum., 63, 2374 (1992).
7. J.Wormer, V.Guzielski, J.Stapelfeld, T.Moller. J. Chem. Phys., 75, 402 (1981).
8. H.Falter, O.F.Hagena, W.Henkes, H.V.Wedel. Int. J. Mass. Spectrom. Ion Phys., 4, 145 (1970).
9. O.F.Hagena. Surface Science, 106, 101 (1981).
10. E.W.Becker, R.Klingelhofer, P.Lohse. Z. Naturforsch., 17a, 432 (1962).
11. H.Burghoff, O.F.Hagena. Z. Naturforsch., 20a, 1135 (1965).

CLUSTERIZATION IN EXPANDING SUPERSONIC ARGON JET

S.A. TER-AVETISYAN, G.TS. NERSISYAN, V.O. PAPANYAN

An experimental study of cluster formation is carried out in expanded supersonic argon jet excited by electron beam. A fast electromagnetic valve controlling flow of cluster formed behind the supersonic nozzle is designed and constructed. It is established that the average cluster size is varied from 10^3 to 10^4 atom/cluster when atoms of argon pass through the supersonic conical nozzle with the throat diameter $d = 0.08$ mm at the backing pressure $5 \leq P_0 \leq 15$ atm and temperature $77 \leq T_0 \leq 273$ K.