

# Получение интенсивных пучков низкоэнергетических молекул

Г. Н. Макаров<sup>1)</sup>

Институт спектроскопии РАН, 142190 Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 31 июля 2002 г.

Предложен метод получения интенсивных импульсных молекулярных пучков низкой кинетической энергии. Метод основан на формировании холодного скачка уплотнения за счет взаимодействия интенсивного импульсного молекулярного пучка с твердой поверхностью и использовании его в качестве источника вторичного пучка для получения низкоэнергетических молекул. С помощью предложенного метода получены интенсивные молекулярные пучки  $H_2$ , He,  $CH_4$ , Kr с кинетической энергией  $\leq 10$  мэВ и молекулярные пучки  $H_2/Kr$  и He/Kr с кинетической энергией молекул  $H_2$  и He  $< 1$  мэВ.

PACS: 33.80.-b, 42.62.Fi, 82.40.Fp, 82.50.Fv

1. Интенсивные пучки молекул ( $\geq 10^{20}$  молекул/ср·с) с кинетической энергией в области от одного до нескольких десятков миллиэлектронвольт требуются в экспериментах по исследованию химических реакций, упругих и неупругих столкновений, взаимодействия молекул с поверхностью [1]. В последнее время они стали применяться также в экспериментах по пленению молекул в ловушках [2,3].

Наиболее распространенным способом получения интенсивных молекулярных пучков является их выделение с помощью скиммеров из газодинамически охлажденных струй, получаемых с помощью импульсных сопел [4]. При этом кинетическая энергия молекул в пучке определяется температурой газа  $T_0$  до расширения через сопло:

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{\gamma}{\gamma-1}k(T_0 - T), \quad (1)$$

где  $v$  – установившаяся скорость потока,  $m$  – масса молекулы,  $\gamma = c_p/c_v$  – отношение удельных теплоемкостей,  $k$  – постоянная Больцмана и  $T$  – установившаяся температура. При комнатной температуре газа в источнике кинетическая энергия молекул в пучке, в зависимости от величины показателя  $\gamma$ , составляет от  $\cong 50$ – $60$  мэВ (для одноатомного газа) до  $\geq 150$ – $200$  мэВ (для газа многоатомных молекул).

Из соотношения (1) следует, что для получения низкоэнергетических молекулярных пучков необходимо охлаждать газ в источнике. Однако охлаждение импульсных источников молекулярных пучков до низких температур является проблематичным, поскольку используемые в них материалы (в частности, эластомеры и пластики) теряют свои упругие и пластические свойства. Кроме того, с понижением температуры сильно уменьшается давление газа,

вследствие чего становится трудно формировать газодинамически охлажденные струи.

Молекулярные пучки низкой кинетической энергии ( $\leq 50$  мэВ) обычно получают с помощью эффузионных источников, работающих как при комнатной температуре, так и с охлаждением газа в них до температуры жидкого азота, а в случае получения пучков He – до температуры жидкого гелия [1, 5]. Кинетическая энергия молекул в эффузионном пучке определяется температурой газа в источнике ( $E_{kin} \cong kT_0$ ). Однако интенсивности получаемых таким способом молекулярных пучков сравнительно малы ( $\leq 10^{16}$ – $10^{17}$  молекул/ср·с). К тому же, при этом велик разброс скоростей молекул в пучке. Поэтому возникает необходимость выделять из пучка моноэнергетические молекулы, что приводит к дополнительному уменьшению интенсивности пучка. В данной работе предложен довольно простой метод получения интенсивных молекулярных пучков с кинетической энергией, варьируемой в диапазоне от одного до нескольких десятков миллиэлектронвольт.

2. В предложенном методе для получения низкоэнергетических импульсных молекулярных пучков используется скачок уплотнения (ударная волна) [6–8], который формируется при взаимодействии интенсивного импульсного газодинамически охлажденного молекулярного пучка (или потока) с твердой поверхностью. Суть метода поясняет рис.1. В экспериментах интенсивный ( $\geq 10^{21}$  молекул/ср·с) широкоапертурный (расходимость  $\omega \cong 0.05$  ср) импульсный молекулярный пучок падал на охлаждаемые жидким азотом медный хладопровод и прикрепленную к нему многоканальную пластинку. Пластинка была изготовлена из дюралюминия, ее толщина –  $L = 4$  мм, диаметр каналов в ней –  $d_0 = 0.5$  мм. Каналы расположены по схеме плотной упаковки. Расстояние

<sup>1)</sup>e-mail: g.makarov@isan.troitsk.ru

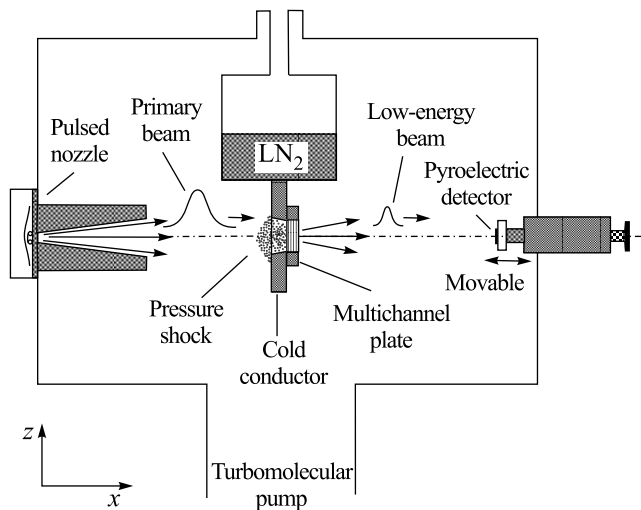


Рис.1. Схема эксперимента

между центрами отверстий 0.75 мм. В хладопроводе имелось отверстие, выполненное в виде сходящегося конуса. Диаметры входного и выходного отверстий составляли соответственно 11 и 9 мм. Толщина хладопровода 8 мм. Расстояние от среза сопла до поверхности многоканальной пластинки составляло 70 мм. Чтобы исключить возможность работы пластинки в “прозрачном” режиме, она поворачивалась на небольшой угол  $\alpha \cong d_0/L \cong 7^\circ$  по отношению к оси падающего пучка. При взаимодействии интенсивного сверхзвукового молекулярного пучка с охлажденными пластинками перед ними, а также в каналах формировался холодный скачок уплотнения [9, 10], характерные размеры которого были порядка средней длины свободного пробега молекул –  $\Lambda$  [7, 8]. В условиях  $\Lambda_{\text{eff}} \geq d_0$  ( $\Lambda_{\text{eff}}$  – эффективная средняя длина свободного пробега молекул в каналах,  $\Lambda_{\text{eff}} > \Lambda$  [1]) газ в каналах успевал охлаждаться до температуры стенок (примерно до температуры жидкого азота), в результате чего из скачка уплотнения генерировался пучок низкоэнергетических молекул. Указанное условие в наших экспериментах реализовывалось практически всегда. В результате, мы имели возможность получать интенсивные газодинамически охлажденные молекулярные пучки, кинетическая энергия молекул в которых определялась, согласно соотношению (1), температурой газа в скачке уплотнения ( $\cong 77$  К). При низком же давлении газа в скачке уплотнения, когда газодинамическое истечение не могло реализоваться, имел место переход к эффузионному истечению, и поэтому средняя скорость молекул в пучках была близка к средней скорости молекул при азотной температуре. Естественно, при этом увеличивался разброс скоростей молекул в пучках.

В экспериментах использовалось импульсное соплло типа токовая петля [11]. Диаметр отверстия 0.75 мм. Время открывания в зависимости от состава и давления газа над соплом составляло  $\cong 70$ –100 мкс (по полувысоте). Давление газа над соплом изменялось в диапазоне от  $\cong 0.1$  до 7 атм. Срез сопла был выполнен в форме конуса с полным углом раствора  $15^\circ$ . Длина конуса 35 мм. Вакуумная камера, в которой формировался молекулярный пучок, откачивалась до давления  $\cong 1 \cdot 10^{-6}$  торр турбомолекулярным насосом. Число молекул, истекающих из сопла за один импульс, зависело от давления газа над соплом и в данных экспериментах изменялось от  $\cong 8 \cdot 10^{15}$  до  $\cong 2 \cdot 10^{18}$  молекул/импульс. Метод измерения числа молекул в импульсе подробно описан в [12, 13].

В экспериментах исследовалась зависимость интенсивности и скорости низкоэнергетических молекулярных пучков от интенсивности и скорости падающего пучка и от температуры газа в скачке уплотнения, а также измерялся разброс скоростей молекул (степень охлаждения газа) в обоих пучках. Измерения проводились с помощью времяпролетного метода, основанного на применении в качестве детектора молекулярного пучка пироэлектрического приемника с временным разрешением  $\cong 3$ –5 мкс [14, 15]. Измерялись времяпролетные спектры молекул на различных расстояниях от сопла. Из них определялись скорости пучков и разбросы скоростей молекул в пучках.

**3.** Эксперименты проводились с молекулярными пучками  $\text{H}_2$ ,  $\text{He}$ ,  $\text{CH}_4$  и  $\text{Kr}$ . Во всех случаях наблюдалась генерация молекулярных пучков, имеющих малые скорости. На рис.2 показана зависимость (кривая 1) кинетической энергии низкоэнергетического молекулярного пучка  $\text{He}$  от давления газа над соплом. Для сравнения показаны также аналогичные зависимости для вторичного пучка в случае, когда газ в скачке уплотнения не охлаждался ( $T_0 \cong 300$  К) (кривая 2), и для исходного (первичного) пучка (кривая 3). Видно, что с уменьшением интенсивности первичного пучка (давления газа над соплом) кинетическая энергия молекул в низкоэнергетическом пучке заметно уменьшается, приближаясь к значению средней энергии атомов  $\text{He}$  при  $T \cong 77$  К, равному  $\cong 6.6$  мэВ.

На рис.3 приведена зависимость кинетической энергии пучка  $\text{He}$  от температуры газа в скачке уплотнения, полученная при давлении  $\text{He}$  над соплом 2 атм. Отметим, что в исследуемом диапазоне кинетическая энергия молекул уменьшается несколько быстрее, чем линейно, с температурой. Это связано с тем, что в условиях данных экспериментов с умень-

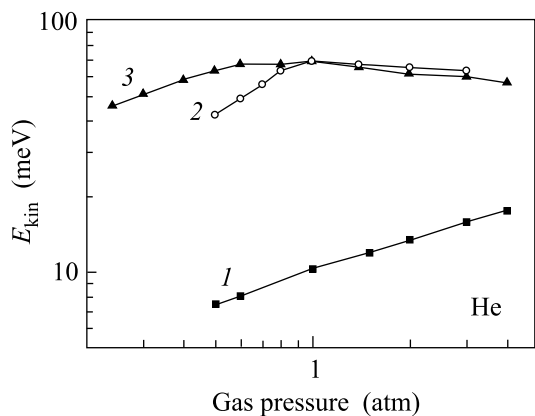


Рис.2. Зависимость кинетической энергии низкоэнергетического молекулярного пучка He от давления газа над соплом (кривая 1). Кривые 2 и 3 представляют соответственно аналогичные зависимости для вторичного пучка в случае, когда газ в скачке уплотнения не охлаждался, и для исходного молекулярного пучка

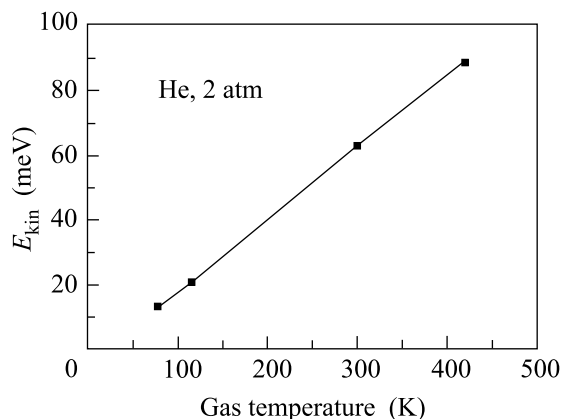


Рис.3. Зависимость кинетической энергии молекулярного пучка He от температуры газа в скачке уплотнения. Давление He над соплом 2.0 атм

шением температуры уменьшалось также давление газа в скачке уплотнения (в источнике низкоэнергетического пучка), что и приводило к дополнительному уменьшению скорости пучка.

В таблице приведены результаты измерений средней скорости и энергии низкоэнергетических молекулярных пучков  $H_2$ ,  $CH_4$  и Kr. Для сравнения приведены также аналогичные данные для исходного (первичного) пучка. В экспериментах были получены молекулярные пучки  $H_2$  с кинетической энергией  $\leq 6.9$  мэВ и молекулярные пучки  $CH_4$  и Kr с кинетической энергией  $\leq 11.5$  мэВ и  $\leq 7.1$  мэВ, соответственно. Отметим, что средняя скорость атомов Kr в пучке при этом составляла  $v \cong 130$  м/с.

Результаты измерений скорости и энергии молекулярных пучков

Состав и давление газа над соплом (атм)	Исходный пучок		Низкоэнергетический пучок	
	$v$ (м/с)	$E_{kin}$ (мэВ)	$v$ (м/с)	$E_{kin}$ (мэВ)
$H_2$ {	1.9	2950	91.7	1050
	0.6	2620	72.4	810
$CH_4$ {	2.0	1330	149.2	450
	0.6	1250	131.8	370
Kr {	2.0	385	62.5	168
	1.0	360	54.7	130

Нами были проведены также эксперименты с молекулярными пучками  $H_2$ /Kr и He/Kr (при соотношении давлений 1/5 в обоих случаях). При давлении газа над соплом 0.8 атм и температуре газа в скачке уплотнения  $\cong 77$  К скорости молекулярных пучков составляли  $\cong 165$  м/с, что соответствовало кинетической энергии молекул  $H_2$  и He в пучках  $\leq 0.3$  мэВ и  $\leq 0.6$  мэВ, соответственно.

Оценим интенсивности полученных нами низкоэнергетических пучков. Сделаем эти оценки на примере молекулярного пучка He, используя результаты измерений. Как было установлено по расходу газа за серию из  $n$  импульсов сопла (см., например, [12, 13]), полное число атомов He, истекающих из сопла за один импульс при давлении газа над соплом 2 атм, составляло  $\cong 7 \cdot 10^{17}$ . Поскольку длительность импульса исходного молекулярного пучка была  $\cong 100$  мкс, а его расходимость составляла  $\omega \cong 0.05$  ср, то интенсивность пучка  $I_1 \cong 1.4 \cdot 10^{23}$  молекул/ср·с. Интенсивность низкоэнергетического молекулярного пучка в рассматриваемых условиях была в 30–50 раз меньше, то есть она составляла  $I_2 \geq 10^{21}$  молекул/ср·с. Следовательно, интенсивности полученных нами молекулярных пучков были на четыре – пять порядков больше интенсивностей, характерных для “стандартных” эффузионных пучков. Концентрация атомов гелия в исходном пучке и в скачке уплотнения была оценена методом, описанным в [12, 13]. В рассматриваемом случае она составляла соответственно  $N_1 \cong 2.5 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$  и  $N_2 \cong 1 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ .

Таким образом, предложенный в данной работе метод позволяет получать интенсивные импульсные молекулярные пучки с кинетической энергией в области от одного до нескольких десятков миллиэлектронвольт. Показано, что управлять энергией молекул в пучках можно путем изменения интенсивности исходного (первичного) пучка либо температуры газа в скачке уплотнения. В случае получения низ-

коэнергетических молекулярных пучков He и H<sub>2</sub> для более глубокого охлаждения газа в скачке уплотнения можно использовать жидкий гелий. В заключение отметим, что если использовать в качестве газаносителя Kr, то описанным методом можно получить молекулярные пучки CO, N<sub>2</sub>, NO, O<sub>2</sub> с кинетической энергией  $\leq 2-3$  мэВ.

Автор выражает благодарность В. М. Апатину и А. Н. Петину за техническую помощь. Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 00-03-33003).

1. *Atomic and Molecular Beam Methods*, Ed. G. Scoles, Oxford University Press, New York, 1988.
2. С. К. Секацкий, Письма в ЖЭТФ **62**, 900 (1995).
3. R. T. Jongma, G. von Helden, G. Berden, and G. Meijer, *Chem. Phys. Lett.* **270**, 304 (1997).
4. W. R. Gentry, *Low-Energy Pulsed Beam Sources*, In: *Atomic and Molecular Beam Methods*, Ed. G. Scoles, Oxford University Press, New York, 1988.
5. R. Feltgen, H. Kirst, K. A. Kohler, and H. Pauly, *J. Chem. Phys.* **76**, 2360 (1982).
6. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, М.: Наука, 1966.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, М.: Наука, 1986.
8. Г. Н. Абрамович, *Прикладная газовая динамика*, ч. 1, М.: Наука, 1991.
9. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, Письма в ЖЭТФ **71**, 583 (2000).
10. G. N. Makarov and A. N. Petin, *Chem. Phys. Lett.* **323**, 345 (2000).
11. W. R. Gentry and C. F. Giese, *Rev. Sci. Instrum.* **49**, 595 (1978).
12. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, ЖЭТФ **119**, 5 (2001).
13. G. N. Makarov and A. N. Petin, *Chem. Phys.* **266**, 125 (2001).
14. V. M. Apatin, L. M. Dorozhkin, G. N. Makarov, and L. M. Pleshkov, *Appl. Phys.* **B29**, 273 (1982).
15. В. М. Апатин, Г. Н. Макаров, ЖЭТФ **84**, 15 (1983).