

- [1] R i z z o J.E. - J. Appl. Phys., 1970, v. 41, N 12, p. 4941-4945.
- [2] Заворотный С.И., Карпов О.В., Музалевский В.Е. и др. - ЖТФ, 1983, т. 53, № 8, с. 1466-1469.
- [3] Бычков В.Л., Елецкий А.В. Пучковая плазма высокого давления. - В кн.: Химия плазмы. Под ред. Смирнова Б.М., вып. 12, - М.: Энергоатомиздат, 1985, с. 119-158.
- [4] Батенин В.М., Коршунов О.В., Чиннов В.И. - ЖТФ, 1986, т. 52, № 1, с. 9-20.
- [5] Бондарь Ю.Ф., Кабанов С.Н., Королева А.А. и др. - Препринт ИОФАН, № 57, М., 1986, 50 с.
- [6] Бондарь Ю.Ф., Гоманько А.А., Ермаков А.А. и др. - ПТЭ, 1987, № 6, с. 139-141.

Институт общей физики
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
9 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 12

26 июня 1988 г.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЛАЗЕРНОГО УПРАВЛЕНИЯ ПОТОКАМИ МОЛЕКУЛ ЧЕРЕЗ УЗКИЕ КАНАЛЫ

А.Н. Орлов, Ю.Н. Петров,
А.М. Прохоров

Диффузионные потоки молекул через мелкодисперсные среды изменяются под действием резонансного лазерного излучения [1-4]. Энергетические затраты при этом могут всего лишь в несколько раз превышать термодинамически необходимые [2]. Объяснение этого явления основывалось на предположении об изменении адсорбционного потенциала резонансных молекул в лазерном поле [5, 6]. Прделанные расчеты такого изменения для молекул на неоднородной поверхности [7] и полученные аналитические выражения, описывающие влияние изменения на потоки молекул через мембраны с одиночными каналами [8], позволяют вычислить затраты лазерного излучения.

Мы произвели оценку количества квантов лазерного излучения, необходимых для увеличения потока через пористую облучаемую среду на одну молекулу. Рассматривалась наиболее удобная для расчета система управления потоками - диффузия газа через металлизированную пористую мембрану. Принимались во внимание энерги-

тические затраты излучения, действующего в непосредственной близости от входной по газу внешней поверхности мембраны. Именно это излучение отвечает за протекание фотокинетических процессов на поверхности. Такое облучение поверхности можно реализовать, например, при возбуждении на входной поверхности мембраны поверхностной электромагнитной волны [9].

Углубление адсорбционных потенциалов, дополнительно осажденных при облучении резонансных молекул на неоднородной поверхности [5, 6], приводит к уменьшению вероятности десорбции. Ограничимся случаем, когда при уменьшении вероятности десорбции поток к поверхности компенсируется увеличением поверхностной концентрации молекул, т.е. конденсация отсутствует.

Увеличение концентрации молекул на внешней поверхности мембраны приводит к увеличению проходящего через нее потока [7].

Поток молекул через мембрану толщиной l (от нескольких микрон до нескольких миллиметров) с редкими порами радиусом r (в пределах нескольких десятков ангстрем [7]) описывается формулой

$$q_s = 2\pi r C_1^0 D \exp(\Delta U_1 / kT) / l, \quad (1)$$

где C_1^0 - поверхностная концентрация резонансных молекул, участвующих в процессах переноса, со стороны напуска газа в отсутствие излучения. k - константа Больцмана, T - температура, $D \approx$

$= \frac{\lambda^2 \nu}{2} \exp(-E_a / kT)$ - коэффициент поверхностной диффузии, ν - частота колебаний молекулы как целого, E_a - невозмущенная энергия активации перескока молекулы из одной адсорбционной ячейки в другую, λ - расстояние между адсорбционными ячейками, ΔU_1 - изменение невозмущенного адсорбционного потенциала молекулы за счет искривления поверхности до радиуса поры. Формула (1) выведена при условии доминирования поверхностной диффузии:

$$\frac{\lambda}{\sqrt{2}} \exp[(U - E_a) / kT] \gg r,$$

где U - глубина невозмущенного адсорбционного потенциала.

В реальной ситуации может оказаться, что первый слой молекул достаточно „жестко“ закреплен на поверхности, а в процессах миграции и десорбции участвуют преимущественно молекулы второго слоя. Полагаем, что частота резонансного перехода молекул в этих слоях не меняется в результате физической сорбции. Воздействие лазерного излучения уменьшает вероятность десорбции слабо закрепленных резонансных молекул [5, 6] в $1/\beta$ раз, что в стационарных условиях приведет к увеличению поверхностной концентрации молекул во столько же раз. Величина β вычислена в [6] в приближении времен релаксации в зависимости от интенсивности лазерного излучения, матричного элемента дипольного момента перехода μ_{01}'

и других характеристик, заданных параметрически, для кластера из пяти молекул. Для определенности предполагалось, что молекулы расположены в вершине пирамиды и углах ее квадратного основания со стороны r_{01} . Ребра пирамиды также равны r_{01} .

Увеличение поверхностной концентрации „подвижных“ резонансных молекул в $1/\beta$ раз приводит к увеличению потока этих частиц через мембрану от q_s до q_s^* и увеличению поглощения лазерного излучения. Обычно толщина мембраны существенно больше средней длины прохождения молекулы по поверхности от ее залипания до десорбции: $l \gg R, R^2 = D \exp(U/kT) / \beta \nu$. В присутствии лазерного поля $(R^*)^2 = D^* \exp(U/kT) / \beta \nu$. Если вероятность распада кванта на фононы $\gamma_1 / 2\pi$ существенно больше вероятности спонтанного излучения и расстояние между ближайшими входами в поры l порядка $2R^*$, то энергия лазерного излучения ΔE_1 (в количестве квантов), расходуемая в результате взаимодействия с резонансными молекулами, составит величину

$$\Delta E_1 = (C_0^0 + C_1^0 / \beta) f_b(E^2) \frac{\gamma_1 D^* \exp(U/kT)}{2\pi \nu \beta}, \quad (2)$$

$$\text{где } f_b(E^2) = (\mu_0')^2 E^2 / 2\hbar^2 \gamma_1 \gamma_2 (1 + (\mu_0')^2 E^2 / \hbar^2 \gamma_1 \gamma_2).$$

E — амплитуда напряженности электрического поля, γ_2 — поперечная ширина линии, \hbar — постоянная Планка, C_0^0 — поверхностная концентрация „жестко“ закрепленных резонансных молекул. Выражения для величины β для вышеописанного кластера из пяти молекул в приближении времен релаксации рассчитано в [6]:

$$\begin{aligned} \beta &= 1 - [1 - \exp(\langle \Delta V_{0-\Sigma}^{1,4} \rangle / kT)] W_{1,4}(E^2) - [1 - \exp(\langle \Delta V_{0-\Sigma}^{2,3} \rangle / kT)] W_{2,3}(E^2), \\ W_{1,4} &= 5f_b(1-f_b)(1-3f_b+3f_b^2), \quad W_{2,3} = 10f_b^2(1-f_b)^2, \\ \langle \Delta V_{0-\Sigma}^{1,4} \rangle &= -8V_0^2(2V_1+V_2)/\Omega^2, \quad \langle \Delta V_{0-\Sigma}^{2,3} \rangle = -2V_0^2(16V_0+6V_1+3V_2)/\Omega^2, \\ \Omega^2 &= 16V_0^2 + (2V_1+V_2)^2, \quad V_0 = V_1/2, \quad V_2 = V_1/2\sqrt{2}, \quad V_1 = (\mu_0')^2 / (r_{01})^3. \end{aligned} \quad (3)$$

При $\mu_0' = 1.6$ Д, $r_{01} = 3 \text{ \AA}$, $f_b = 0.033$, $T = 300$ К получим $\beta = 0.89$.

Необходимые затраты лазерной энергии на управление потоком (количество квантов $N_{кв}$ на одну дополнительно прошедшую молекулу) могут быть оценены из (1) и (2):

$$N_{кв} \approx \frac{lf_b(C_0^0 + C_1^0 / \beta) D^*}{2\pi \nu (1-\beta) C_1^0 D} \left\{ \frac{\gamma \exp[(U - \Delta U_1) / kT]}{2\pi \nu} \right\}. \quad (4)$$

Формула (4) выведена в предположении, что ΔU_1 не изменяется [5]. Для $\beta = 0.89$ и значениях μ_0', r_{01}, f_b, T , указанных выше, а также при $\gamma_1 = 10^7 \text{ с}^{-1}$, $\nu = 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $U = 3600$ К, $r =$

$= 40 \text{ \AA}$, $\Delta U_1 = 100 \text{ K}$, $L = 10 \text{ мкм}$ и, полагая $\frac{C_0^0 + C_0^1/\beta}{C_1^0} = 2$, $\frac{D^*}{D} \approx 1$, получим $N_{KB} = 44.5$.

Величина $\gamma_1 \exp(U/RT)/2\pi v$ в (4) есть отношение времени нахождения молекулы на поверхности к времени жизни кванта. При более частых порах $R > L$, но $L \gg r$ отток молекул идет интенсивнее и количество резонансных молекул следует учитывать не на площади R^2 , а на L^2 . Справедливость (1) сохранится, если $L \gg R$. При $R > L$ необходимое количество затрачиваемых квантов на управление потоком через отдельный канал составит

$$\Delta E_L = (C_0^0 + C_0^1/\beta) L^2 f_2 \gamma_1 / 2\pi. \quad (5)$$

Для N_{KB} имеем

$$N_{KB} = \frac{L(C_0^0 + C_0^1/\beta)}{2\pi r C_1^0 (1-\beta)} \left(\frac{L^2 \gamma_1}{2\pi D} \right) \exp(-\Delta U_1/RT). \quad (6)$$

Для $\lambda = 4 \text{ \AA}$, $E_a = 900 \text{ K}$, $\beta = 0.89$ и других параметров, указанных выше, получим $R^* \approx 271 \text{ \AA}$. Тогда для $L = 150 \text{ \AA}$ из (6) получим $N_{KB} = 13.5$.

Оценки по формулам (4) и (6) говорят о малых энергетических затратах при гетерогенном лазерном разделении веществ по указанной схеме в сравнении, например, со светоиндуцированным дрейфом.

Для увеличения эффективности лазерного управления потоками необходимы как можно более тонкие пленки с достаточно частыми порами (формулы (4) и (6)). Но для сохранения селективирующей роли облучаемой поверхности необходимо, чтобы площадь внешней поверхности пористого образца была больше суммарной площади отверстий ($L^2 > \pi r^2$). Использование специальных покрытий в несколько молекулярных слоев для уменьшения γ_1 — также один из возможных путей увеличения эффективности лазерного управления.

В заключение отметим, что воздействие лазерного излучения на нестационарные потоки резонансных молекул через мелкодисперсные среды, по-видимому, также будет достаточно эффективно.

Л и т е р а т у р а

- [1] Орлов А.Н., Петров Р.П., Петров Ю.Н. — ЖТФ, 1983, т. 53, в. 5, с. 883-887.
- [2] Карлов Н.В., Орлов А.Н., Петров Ю.Н., Прохоров А.М. — Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, в. 11, с. 693-695.
- [3] Карлов А.Н., Орлов А.Н., Петров Ю.Н., Прохоров А.М. — Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, № 7, с. 426-428.

- [4] Карлов Н.В., Орлов А.Н., Петров Ю.Н., Прохоров А.М., Сурков А.А., Якубова М.А. - Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, в. 2, с. 69-72.
- [5] Орлов А.Н. - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, в. 3, с. 183-187.
- [6] Кравченко В.А., Орлов А.Н., Петров Ю.Н., Прохоров А.М. Резонансные гетерогенные процессы в лазерном поле. Труды ИОФАН СССР, Наука, 1983, т. 11, с. 185.
- [7] Орлов А.Н., Петров Ю.Н. Диффузия сорбируемого газа через мембрану с одиночным тонким каналом. Препринт ИОФАН № 232, Москва, 1984.
- [8] Кравченко В.А., Петров Ю.Н., Суров С.Д., Сычугов В.А. - Высокочистые вещества, 1987, т. 1, в. 3, с. 94-98.
- [9] Карлов Н.В., Лагучев А.С., Петров Ю.Н., Прохоров А.М., Якубова М.А. - Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, в. 9, с. 384-386.

Институт общей физики
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
1 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 12

26 июня 1988 г.

О МОДЕЛИ СТАЦИОНАРНОГО ДУГОВОГО ПЯТНА НА ТУГОПЛАВКОМ КАТОДЕ В ВАКУУМЕ

И.И. Бейлис

Согласно общепринятым представлениям, горение вакуумного дугового разряда поддерживается за счет ионизации испаренных с катода атомов [1-5]. Возникающие ионы набирают энергию в слое катодного падения потенциала U_K и нагревают электрод. Кроме того, положительный объемный заряд ионов создает сильное электрическое поле на поверхности катода, усиливая электронную эмиссию. Эмитируемые электроны, ускоряясь в слое, поддерживают необходимую степень ионизации в плазме. Процессы, обеспечивающие непрерывность тока у катода, замыкаются.

Однако отдельные оценки [2, 3] и анализ полной системы уравнений [4] приводят к выводу, что замкнуть указанную модель процессов для тугоплавких катодов не представляется возможным. В этой связи возникает даже сомнение относительно факта существования длительно живущих образований в наблюдаемых экспериментально квазиустановившихся групповых пятнах (вольфрам) или других подобных опытах [5].

Детальное исследование системы уравнений для катодного пятна показывает, что наличие ее решения зависит от параметра $\chi = \varphi/\varphi_0$