

## КОНЦЕНТРИРОВАНИЕ ПАРОВ ЛИТИЯ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ САПФИРОВОМ КАПИЛЛЯРЕ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА СВЕТОИНДУЦИРОВАННОГО ДРЕЙФА

О. А. Востриков, К. А. Насыров, С. П. Подъячев, А. М. Шалагин\*

*Институт автоматики и электрометрии  
Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 14 января 1998 г.

Экспериментально исследовано накопление атомарных паров лития в сапфировом капилляре на основе эффекта светоиндуцированного дрейфа. Для подавления адсорбции лития на стенках капилляра и продления жизни атомарного состояния капилляр нагревался до высоких температур. В эксперименте наблюдалось явление «оптического поршня», что указывает на высокую степень концентрирования атомарных паров лития. Наблюдаемая экспериментальная картина находится в согласии с теоретическими представлениями и свидетельствует о перспективности использования нагреваемых ячеек для эффективного разделения изотопов и для регистрации атомарных микропримесей.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В 1979 г. предсказан эффект светоиндуцированного дрейфа [1]. В том же году он экспериментально зарегистрирован в атомарных газах [2], а вскоре — и в молекулярных [3]. С тех пор эффект светоиндуцированного дрейфа активно исследуется теоретически и экспериментально (обзор литературы см., например, в [4–6]). В последнее время усилился интерес к вопросу о разделении и накоплении изотопов различных химических элементов в атомарных состояниях с помощью светоиндуцированного дрейфа. В этой связи можно отметить работы [7–9], где проводилось разделение изотопов Na и накопление радиоактивного изотопа Na в нагреваемом капилляре, а также работу [10], в которой исследовалось разделение изотопов Li в условиях удаленных стенок.

Основным мешающим фактором при накоплении того или иного химического элемента с помощью эффекта светоиндуцированного дрейфа является адсорбция этого элемента на стенках ячейки или капилляра, где собственно и происходит накопление. Для исключения или, по крайней мере, уменьшения влияния адсорбции необходимо либо наносить на стенки ячейки специальные покрытия [11–13], либо нагревать саму ячейку [7–9]. Второй вариант представляется более предпочтительным из-за его универсальной пригодности для многих химических элементов.

В настоящей работе исследуется процесс накопления паров атомарного Li с помощью эффекта светоиндуцированного дрейфа в нагреваемом сапфировом капилляре.

\*E-mail: shalagin@iae.nsk.su

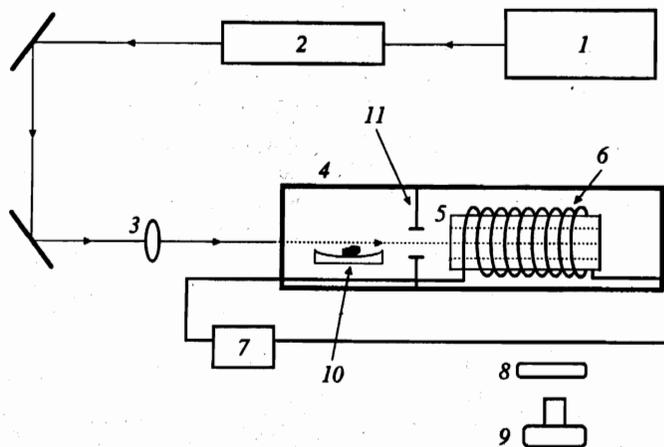


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 —  $\text{Ag}^+$ -лазер накачки, 2 — лазер на красителе, 3 — фокусирующая линза, 4 — ячейка, 5 — сапфировый капилляр, 6 — танталовая проволока, нагреваемая от источника 7, 8 — интерференционный фильтр, 9 — фотоаппарат, 10 — источник паров лития, 11 — диафрагма

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Для проведения исследования была собрана экспериментальная установка (см. рис. 1), подобная той, которая использовалась в работе [9]. Излучение лазера на красителе 2 (накачка осуществлялась  $\text{Ag}^+$ -лазером 1) фокусировалось собирающей линзой 3 ( $F = 1$  м) в рабочую ячейку 4 и направлялось в сапфировый капилляр 5, закрытый с одного конца. Длина капилляра составляла 10 см, внутренний диаметр 1.5 мм. Капилляр был вложен в спираль 6 из тантала (шаг спирали 1 мм). К спирали 6 подводились через окна ячейки выводы, к которым прикладывалось напряжение от источника 7, что позволяло осуществлять нагрев капилляра. Типичные значения температуры составляли 1300–1600 К. Контроль температуры осуществлялся дистанционно пирометром.

Необходимая концентрация паров лития создавалась с помощью нагреваемого электрическим током контейнера с литием 10. Диафрагма 11 отделяла область ячейки, где создавались пары лития, от области, где находился нагреваемый сапфировый капилляр.

Рабочая ячейка 4 соединялась с вакуумным постом для напуска и откачки буферного газа. Чистота вакуума была не хуже  $10^{-5}$  Торр. В наших экспериментах ячейка заполнялась буферным газом Ag (давление 20 Торр).

В лазере на красителе в качестве рабочего вещества использовался краситель DCM. Перестройка частоты излучения лазера осуществлялась с помощью внутррезонаторного интерферометра Фабри–Перо. Ширина линии излучения составляла  $\approx 1.5$  ГГц. Мощность лазера на красителе варьировалась в пределах от 50 до 150 мВт.

Для регистрации эффекта накопления паров лития мы использовали фотоаппарат 9, установленный на штативе на расстоянии 60 см от рабочей ячейки. Для выделения излучения флуоресценции на фоне ярко светящейся спирали применялся интерференционный фильтр 8.

Эксперимент заключался в следующем. Частота излучения лазера настраивалась

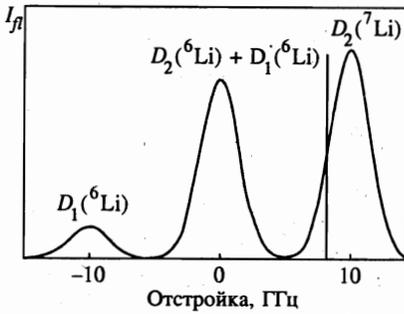


Рис. 2. Спектр флуоресценции лития. Вертикальная линия указывает положение частоты лазерного излучения в эксперименте по концентрированию

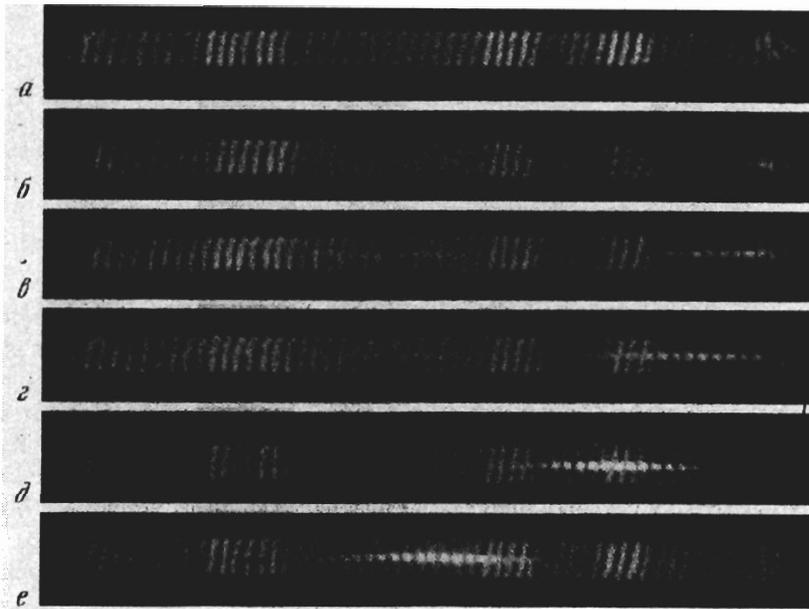


Рис. 3. Эволюция во времени накопления паров лития в сапфировом капилляре и формирования «оптического поршня»

на  $D_2$ -линию  $^7\text{Li}$  (заметим, что при такой настройке в наших условиях возбуждается только данный изотоп). Отстройка от точного резонанса подбиралась таким образом, чтобы изотоп  $^7\text{Li}$  двигался по направлению распространения лазерного излучения. На рис. 2 показана зависимость интенсивности флуоресценции от частоты возбуждающего излучения. Линия изотопа  $^6\text{Li}$  подчеркнута в силу того, что спектр прописывался при интенсивностях излучения больших, чем интенсивность насыщения. Вертикальная линия показывает положение частоты лазерного излучения в эксперименте. Величина отстройки подбиралась такой, чтобы светоиндуцированный дрейф проявлялся наиболее ярко.

В начальный момент времени, сразу после «включения» лазерного излучения, на-

блюдалось только характерное свечение сапфирового капилляра и намотанной на нем спирали (рис. 3а), а свечение, связанное с флуоресценцией паров лития, отсутствовало. Затем через некоторое время у закрытого конца капилляра возникала светящаяся область (рис. 3б). С течением времени размер и яркость этой области увеличивались (рис. 3в и 3г соответственно). Хорошо видно, что с течением времени наиболее яркая часть области свечения перемещалась по направлению к открытому концу капилляра. Через некоторое время происходил «отрыв» области свечения от закрытого конца капилляра (рис. 3д). Далее происходило движение области свечения по направлению к открытому концу капилляра (рис. 3е).

Характерное время  $\tau$ , за которое происходило развитие процесса от первоначального момента (рис. 3а) до конечного (рис. 3е), зависело от температуры сапфирового капилляра и концентрации паров на входе в него. Последняя подбиралась такой, чтобы диффузионно проникший в капилляр литий не давал визуально заметного свечения (рис. 3а). В итоге при температуре  $T \approx 1500$  К время  $\tau$  составляло несколько минут.

Наблюдаемую нами картину в рамках представлений о явлении светоиндуцированного дрейфа можно объяснить следующим образом. В начальный момент времени происходит перемещение атомов лития за счет эффекта светоиндуцированного дрейфа в направлении волнового вектора к закрытому концу капилляра. По мере накопления атомов у закрытого конца капилляра область поглощения излучения перемещается против направления волнового вектора: излучение поглощается практически полностью на длине  $l_{eff} \approx 2$  см. Таким образом проявляется хорошо известный эффект «светового поршня» (см. работы [14–17]).

### 3. ТЕОРИЯ

Рассмотрим двухкомпонентную газовую среду, в которой один компонент может резонансно взаимодействовать с излучением, а другой служит в роли буферного газа. В условиях, когда концентрация поглощающего компонента газа много меньше концентрации буферного газа, можно пренебречь столкновениями атомов первого компонента между собой. Будем также предполагать, что для внутренних состояний атомов первого компонента справедлива двухуровневая модель, когда в рассмотрение принимаются только два квантовых состояния (основное и первое возбужденное) атома, на переходе между которыми происходит резонансное поглощение излучения. Обозначим нижнее и верхнее состояния как  $n$  и  $m$  соответственно.

Уравнения для функций распределения  $\rho_m$  и  $\rho_n$  по скоростям для атомов в указанных состояниях имеют вид [4]

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \Gamma_m \right) \rho_m &= Np(\mathbf{v}) + S_m, \\ \left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \rho_n - \Gamma_m \rho_m &= -Np(\mathbf{v}) + S_n, \end{aligned} \quad (1)$$

$$Np(\mathbf{v}) = \frac{2|G|^2\Gamma}{\Gamma^2 + (\Omega - \mathbf{k}\mathbf{v})^2} (\rho_n - \rho_m).$$

Здесь введены следующие обозначения:  $\Omega = \omega_L - \omega_{mn}$  — отстройка частоты лазерного излучения  $\omega_L$  от центра линии поглощения на частоте перехода  $\omega_{mn}$ ;  $\Gamma_m$  — скорость

спонтанного распада атома из верхнего состояния в нижнее;  $\Gamma$  — однородная полуширина линии поглощения на переходе  $n - m$ ;  $G = Ed_{mn}/\hbar$  — частота Раби;  $N$  — концентрация резонансных атомов;  $S_i$  — интеграл столкновений атомов в состоянии  $i$ . Первый член в правых частях уравнений системы (1) описывает процесс возбуждения атома монохроматическим излучением, так что величина  $p(\mathbf{v})$  имеет смысл вероятности поглощения излучения в единицу времени атомом, обладающим скоростью  $\mathbf{v}$ . Для описания столкновений атомов с буферным газом мы примем модель сильных упругих столкновений, в которой интеграл столкновений имеет вид

$$S_i(\mathbf{v}) = -\nu_i \rho(\mathbf{v}) + \nu_i W(\mathbf{v}) N_i, \quad (2)$$

где  $\nu_i$  — частота столкновений для атома, находящегося в состоянии  $i$ ,  $W(\mathbf{v})$  — максвелловское распределение по скоростям,

$$N_i = \int \rho_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v} \quad (3)$$

— заселенность состояния  $i$ . Смысл такой модели состоит в том, что атом после первого же столкновения приобретает равновесное распределение по скоростям.

Далее введем в рассмотрение потоки атомов  $\mathbf{j}_{m,n}$  в состояниях  $m, n$  и полный поток  $\mathbf{j}$  поглощающих атомов:

$$\mathbf{j}_i = \int \mathbf{v} \rho_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v}, \quad \mathbf{j} = \mathbf{j}_m + \mathbf{j}_n. \quad (4)$$

Для анализа экспериментальной ситуации в нашем случае достаточно рассмотреть стационарные решения системы (1). На основе (1) составим уравнения для потоков  $\mathbf{j}_m$  и  $\mathbf{j}$ . Для этого умножим каждое из уравнений на  $\mathbf{v}$  и проинтегрируем по  $\mathbf{v}$ . В итоге приходим к следующим уравнениям (см. также [4]):

$$\mathbf{j}_m = \frac{N}{\Gamma_m + \nu_m} \int \mathbf{v} p(\mathbf{v}) d\mathbf{v}, \quad (5)$$

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_{dr} - D \nabla N, \quad \mathbf{j}_{dr} = \frac{\nu_n - \nu_m}{\nu_n} \mathbf{j}_m, \quad (6)$$

$$D = v_T^2 / 2\nu_n, \quad v_T = \sqrt{2k_B T / M}.$$

Здесь  $\mathbf{j}_{dr}$  — поток атомов, обусловленный эффектом светоиндуцированного дрейфа.

При получении этих уравнений мы воспользовались предположением, что возмущенная излучением функция распределения по скоростям не слишком отклоняется от равновесной. Отсюда, в частности, следует, что масштаб пространственной неоднородности концентрации поглощающих частиц существенно превышает длину свободного пробега. В силу этого в уравнении для  $\mathbf{j}_m$  можно пренебречь членом с пространственной производной.

В тех же условиях при вычислении  $p(\mathbf{v})$  можно исходить из стационарных, пространственно-однородных уравнений (1). Их решение в модели сильных столкновений не представляет труда [4, 18]. В частности, для  $p(\mathbf{v})$  получаем

$$p(\mathbf{v}) = N \frac{Y(\mathbf{v}) W(\mathbf{v})}{\tau_1 + \tau_2 \langle Y \rangle}, \quad (7)$$

$$Y(\mathbf{v}) = \frac{\Gamma^2 \chi}{\Gamma^2(1 + \chi) + (\Omega - \mathbf{k}\mathbf{v})^2}, \quad \langle Y \rangle = \int Y(\mathbf{v})W(\mathbf{v})d\mathbf{v},$$

$$\chi = \frac{2\tau_1|G|^2}{\Gamma}, \quad \tau_1 = \frac{\nu_n + \nu_m}{\nu_n(\Gamma_m + \nu_m)}, \quad \tau_2 = \frac{2}{\Gamma_m} - \tau_1.$$

Величину  $\chi$  называют параметром насыщения.

В соответствии с формулами (6) и (7) для  $j_{dr}$  получаем

$$j_{dr} = Nv_T \frac{k}{k} \frac{\nu_n - \nu_m}{\nu_n} \frac{\tau_1 \langle Y_1 \rangle}{\tau_1 + \tau_2 \langle Y \rangle}, \quad (8)$$

$$\langle Y_1 \rangle = \int \frac{k\mathbf{v}}{kv_T} Y(\mathbf{v})W(\mathbf{v})d\mathbf{v}.$$

Формула (8) справедлива для произвольного соотношения однородного и неоднородного уширений линии. В важном случае преобладания доплеровского уширения ( $\Gamma\sqrt{1+\chi} \ll \Omega_D$ ) и при отстройке  $\Omega$ , находящейся в пределах доплеровской ширины линии  $\Omega_D = kv_T$ , что соответствует нашим экспериментальным условиям, формула (8) допускает упрощение:

$$\langle Y_1 \rangle = \frac{\Omega}{\Omega_D} \langle Y \rangle, \quad (9)$$

$$\langle Y \rangle = \frac{\sqrt{\pi}\Gamma}{\Omega_D} \frac{\chi}{\sqrt{1+\chi}} \exp\left[-(\Omega/\Omega_D)^2\right].$$

Из условия  $\Omega_D \gg \Gamma\sqrt{1+\chi}$  следует  $\langle Y \rangle \ll 1$ , и вместо (8) можно использовать соотношение

$$j_{dr} = \frac{k}{k} \frac{\nu_n - \nu_m}{\nu_n + \nu_m} \frac{\Omega}{k} N \langle Y \rangle. \quad (10)$$

Введем также в рассмотрение скорость светоиндуцированного дрейфа:  $u_{dr} = j_{dr}/N$ . Для нее получаем выражение

$$u_{dr} = \frac{\nu_n - \nu_m}{\nu_n + \nu_m} \frac{\Omega}{k} \langle Y \rangle. \quad (11)$$

Применим полученные результаты для изучения процесса накопления с помощью эффекта светоиндуцированного дрейфа в длинном и тонком капилляре, закрытом с одного конца. Пусть излучение входит через открытый конец капилляра и распространяется вдоль его оси (ось  $z$ ). В стационарных условиях в уравнении (6) мы должны положить  $j = 0$ , тогда оно приводится к виду

$$D \frac{\partial}{\partial z} N = u_{dr} N. \quad (12)$$

Накопление частиц вблизи закрытого конца капилляра может привести к образованию оптически плотной среды, в которой интенсивность излучения существенно меняется на длине капилляра. Как следствие, величина  $u_{dr}$  становится зависящей от координат. В данных условиях необходимо одновременно учитывать изменения как концентрации частиц, так и интенсивности излучения, т. е. наряду с уравнением (12)

необходимо рассматривать уравнение, описывающее изменение интенсивности  $I$  излучения в процессе его распространения:

$$\frac{d}{dz}I = -P, \quad P = \hbar\omega_L N \int p(\mathbf{v}) d\mathbf{v}. \quad (13)$$

Здесь величина  $P$  имеет смысл энергии излучения, поглощенной в единицу времени в единице объема. В приближении большого доплеровского уширения

$$P = \hbar\omega_L N \frac{\langle Y \rangle}{\tau_1}. \quad (14)$$

Уравнения (12) и (13) с учетом (14) и (9) имеют следующий интеграл:

$$N - N_0 = \frac{\tau_1 \Omega}{k} \frac{\nu_n - \nu_m}{\nu_n + \nu_m} \frac{I_0 - I}{D\hbar\omega_L}. \quad (15)$$

Здесь  $N_0$  и  $I_0$  — концентрация резонансных атомов и интенсивность излучения перед входом в капилляр. Величина  $(\nu_n - \nu_m)/\nu_n$  для лития в атмосфере буферного газа аргона известна [19] и составляет  $(\nu_n - \nu_m)/\nu_n \approx -0.2$ . Следовательно, для режима накопления и удержания резонансных атомов необходимо выбирать «красную» отстройку частоты излучения от резонанса:  $\Omega < 0$ .

Из соотношения (15) видно, что при заданных величинах отстройки  $\Omega$  и начальной интенсивности  $I_0$  излучения существует максимально возможная концентрация накопленных атомов:

$$N_{max} = \frac{\tau_1 \Omega}{k} \frac{\nu_n - \nu_m}{\nu_n + \nu_m} \frac{I_0}{D\hbar\omega_L}. \quad (16)$$

Обратим внимание на то, что в рамках использованного приближения величина максимально возможной концентрации накопленных атомов прямо пропорциональна интенсивности излучения.

Пользуясь соотношением (15), можно получить замкнутое уравнение для интенсивности излучения, которое удобно записать как уравнение для параметра насыщения:

$$\frac{d}{dz}\chi = -\frac{1}{l} \frac{(\chi_0 - \chi)\chi}{\sqrt{1 + \chi}}. \quad (17)$$

Здесь  $l$  — некоторая длина, характеризующая масштаб, на котором происходит поглощение излучения:

$$l = \frac{D(\nu_n + \nu_m)\Omega_D k \exp\left[\left(\frac{\Omega}{\Omega_D}\right)^2\right]}{\sqrt{\pi} \Gamma \Omega(\nu_n - \nu_m)}. \quad (18)$$

Эта длина как функция отстройки  $\Omega$  достигает своего минимума при  $\Omega = -\Omega_D/\sqrt{2}$ :

$$l_{min} = \frac{\sqrt{2}D(\nu_n + \nu_m)k\sqrt{e}}{\sqrt{\pi} \Gamma |\nu_n - \nu_m|}. \quad (19)$$

Зависимости интенсивности излучения, а также интенсивности флуоресценции от  $z$  в масштабе  $l$ , полученные в результате численного решения уравнения (17) при  $\chi_0 = 100$ , показаны на рис. 4. Как видно из этого решения, размер области флуоресценции определяется величиной  $l$ .

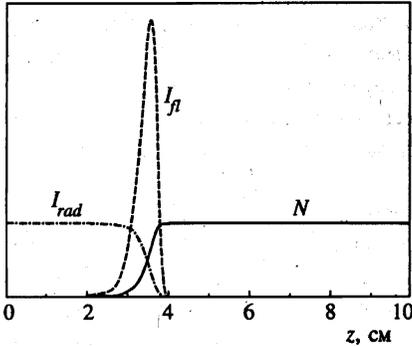


Рис. 4. Распределения внутри капилляра интенсивности излучения ( $I_{rad}$ ), флуоресценции ( $I_{fl}$ ) и концентрации паров лития ( $N$ ). Численное решение уравнения (17) при  $\chi_0 = 100$

Пользуясь полученными результатами, можно перейти к рассмотрению квазистационарной ситуации, которая реализуется при  $N_0 \ll N_{max}$ . В этом случае можно считать, что пространственное распределение накопленных атомов в капилляре в каждый момент времени отвечает стационарным условиям ( $N_0 \rightarrow 0$ ), но происходит медленное расширение области, занимаемой накопленными частицами с концентрацией  $N_{max}$ , со скоростью  $S$  в сторону открытого конца капилляра. Для величины этой скорости нетрудно получить выражение

$$S = u_{dr} N_0 / N_{max}. \quad (20)$$

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Условия нашего эксперимента были следующими: давление буферного газа аргона составляло  $p = 20$  Торр, мощность лазерного излучения — 100 мВт, ей соответствует интенсивность перед входом в капилляр  $I = 10$  Вт/см<sup>2</sup>. Коэффициент диффузии лития в аргоне при указанном давлении и температуре  $T = 1500$  К возьмем равным  $D \approx 400$  см<sup>2</sup>/с [19]. По значению  $D$  можно оценить величину  $\nu_n$ . Однородная полуширина линии при этих условиях составляет  $\Gamma \approx 3 \cdot 10^8$  с<sup>-1</sup>, а доплеровская —  $\Omega_D = 2 \cdot 10^{10}$  с<sup>-1</sup>. Для указанных параметров можно найти  $\chi_0 \approx 100$ . Таким образом, мы работаем в условиях большого доплеровского уширения линии даже с учетом полевого уширения. Максимально возможная концентрация накопленных атомов, вычисленная на основе формулы (16) при  $\Omega = -\Omega_D/\sqrt{2}$ , равна  $N_{max} \approx 1.7 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Оценка  $l_{min}$ , сделанная по формуле (19), приводит к значению  $l_{min} \approx 2$  см. Для максимально возможной скорости светоиндуцированного дрейфа имеем оценку  $u_{dr} \approx 3 \cdot 10^3$  см/с.

Видно, что теоретическая оценка  $l_{min} \approx 2$  см и величина, оцененная по экспериментальным данным на фотографии,  $l_{eff} \approx 2$  см, совпадают.

Формирование режима «оптического поршня» говорит о том, что за область флуоресценции у глухого конца капилляра создается высокая концентрация резонансных атомов. Если принять, что перед входом в капилляр концентрация резонансных атомов составляет  $N_0 = 10^{10}$  см<sup>-3</sup> (скорее всего, она значительно меньше указанной цифры), а в качестве оценки концентрации резонансных атомов у закрытого конца капилляра взять величину  $N_{max}$ , то степень концентрирования резонансных атомов с помощью светоиндуцированного дрейфа должна быть не хуже  $10^3$ . Такие высокие степени концентрирования являются весьма перспективными для разделения и накопления слабо представленных изотопов из естественной смеси какого-нибудь химического элемента, а также в задаче концентрирования микропримесей атомарных газов.

Кроме того, в эксперименте было замечено, что после выключения источника паров лития время жизни «оптического поршня», или накопленных атомов в капилляре, составляет десятки минут. Этот факт свидетельствует о том, что в нагреваемом капилляре в существенной степени подавлена химическая гибель атомов лития. Это обстоятельство также говорит в пользу перспективности использования высокотемпературных ячеек для указанных выше задач.

В настоящее время имеющиеся в нашем распоряжении система стабилизации параметров лазерного излучения и система регистрации не приспособлены для более детальных измерений. В частности, нам недостает экспериментальной информации о величинах  $N_0$  и  $N_{max}$ , об остаточной адсорбции на стенках капилляра. В дальнейшем мы намерены усовершенствовать установку, с тем чтобы эти измерения провести, а также осуществить накопление редкого изотопа лития до того же уровня концентрации и достичь коэффициента разделения не менее  $10^3$ , а степени концентрирования — более  $10^3$ . Данные настоящего эксперимента свидетельствуют о достижимости этих целей.

Данная работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-19556) и Государственной научно-технической программы «Лазерная физика» (грант № 7.41).

В работе использовался лазер на красителе непрерывного действия «АМЕТИСТ» производства лаборатории лазерных систем Новосибирского государственного университета: <http://www.cnit.nsu.ru/nwww/lis/english/dlt.htm>.

## Литература

1. Ф. Х. Гельмуханов, А. М. Шалагин, Письма в ЖЭТФ 29, 773 (1979).
2. В. Д. Анцыгин, С. Н. Атутов, Ф. Х. Гельмуханов, Г. Г. Телегин, А. М. Шалагин, Письма в ЖЭТФ 30, 1672 (1979).
3. В. Н. Панфилов, В. П. Струнин, П. Л. Чаповский, А. М. Шалагин, Письма в ЖЭТФ 33, 52 (1981).
4. S. G. Rautian and A. M. Shalagin, *Kinetic Problems of Nonlinear Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam (1991).
5. L. J. F. Hermans, *Int. Rev. Phys. Chem.* 11, 289 (1992).
6. E. R. Eliel, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* 30, 199 (1993).
7. С. Hradecny, J. Slovak, T. Tethal, A. M. Shalagin, and I. M. Yermolaev, *Appl. Radiat. Isot.* 43, 1259 (1992).
8. С. Hradecny, T. Tethal, I. M. Yermolaev, S. G. Zemlyanoi, and P. Zuzaan, *Appl. Radiat. Isot.* 45, 257 (1994).
9. F. Buruc, С. Hradecny, J. Slovak, T. Tethal, and I. M. Yermolaev, *Phys. Rev. A* 54, 3250 (1996).
10. S. N. Atutov, P. V. Kolinko, and A. M. Shalagin, *Laser Physics* 3, 855 (1993).
11. S. N. Atutov, *Phys. Lett. A* 119, 121 (1986).
12. С. Н. Атутов, И. М. Ермолаев, А. М. Шалагин, ЖЭТФ 92, 1215 (1987).
13. S. N. Atutov, P. V. Kolinko, and A. M. Shalagin, *Opt. Commun.* 107, 218 (1994).
14. Ф. Х. Гельмуханов, А. М. Шалагин, ЖЭТФ 78, 1672 (1980).
15. H. G. C. Werij, J. P. Woerdman, J. J. M. Beenakker, and I. Kuscer, *Phys. Rev. Lett.* 52, 2237 (1984).
16. H. G. C. Werij, J. E. M. Haverkort, and J. P. Woerdman, *Phys. Rev. A* 33, 3270 (1986).
17. W. A. Hamel, A. D. Streater, and J. P. Woerdman, *Opt. Commun.* 63, 43 (1987).
18. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1979).
19. S. N. Atutov, B. V. Bondarev, S. M. Kobtzev, P. V. Kolinko, S. P. Podyachev, and A. M. Shalagin, *Opt. Commun.* 115, 276 (1995).