

## ФОРМИРОВАНИЕ ЗАДАНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЧАСТИЦ В НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С.Д. Захаров, К.И. Земсков, М.А. Казарян, Н.П. Коротков

*Показана возможность внутрирезонаторного накопления и удержания прозрачных частиц микронных размеров на заданных участках стеклянной поверхности под действием лазерного излучения. Конфигурация областей накопления определяется маской на зеркале обратной связи.*

В последнее время все большее внимание привлекает возможность изменения состояния различных растворов и суспензий частиц под действием лазерного излучения. В [1, 2] показана возможность инициирования движения частиц, взвешенных в слабопоглощающей жидкости, в плоскости фокусировки объектива лазерного проекционного микроскопа с обратной связью, причем характер движения, в частности, определяется оптическими свойствами частиц. Настоящая работа посвящена экспериментам по светоиндуцированному накоплению и удержанию частиц микронных размеров из их водной суспензии на заданных участках массивной стеклянной мишени.

Схема эксперимента показана на рис. 1. Излучение сверхсветимости активной среды на парах меди 1 фокусировалось микрообъективом 2 на заднюю стенку А кюветы 3, содержащей суспензию прозрачных частиц. Отраженные и рассеянные от суспензии пучки света после прохождения микрообъектива и усиления в активной среде отражались сферическим зеркалом обратной связи 4 и снова усиливались в активной среде. Таким образом кювета с частицами служила вторым зеркалом резонатора. Светоделительный клин 5 и сферическое зеркало 6 служили для построения на экране 7 увеличенного усиленного изображения объекта. Рассеянное от суспензии под углом  $90^\circ$  к оси пучка излучение собиралось линзой 10 для построения на экране 11 увеличенного изображения частиц и наблюдения за их поведением вблизи плоскости фокусировки объектива 2 в кювете. В качестве линзы 10 и объектива 2 использовались микрообъективы  $9^x$  с числовой апертурой 0,2. Средняя мощность излучения на входе в объектив 2 измерялась фотоприемником ФД-24К (8). На зеркало обратной связи 4 наносилась маска 9, которая создавала на мишени (стенка А) заданное

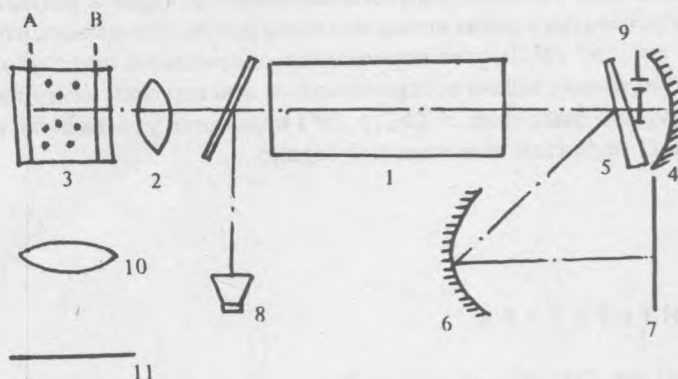


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

распределение интенсивности воздействующего пучка. Плотность пиковой мощности в освещенных участках при этом достигала  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. В работе использовался усилитель яркости УИ-102. Частота повторения импульсов 10 кГц, длительность импульсов 20 нс, длины волн излучения 0,51 и 0,58 мкм. В кювету поме-

щались пластмассовые частицы (латекс), взвешенные в дистиллированной воде. Частицы латекса представляли собой правильные сферы диаметром 2 мкм, концентрация частиц составляла  $10^5 \text{ мм}^{-3}$ . Использовалась кювета с толщиной зазора 0,1 мм.

При введении в схему зеркала 4 с маской 9 на нем на экране 7 наблюдалось конвективное движение суспензии, направленное от дна кюветы к поверхности. На экране 11 в рассеянном свете наблюдалось слабое движение частиц латекса в лазерном пучке вблизи стенки кюветы А в направлении, перпендикулярном стенкам А и В. Спустя некоторое время, на экране 7 отмечалось постепенное накопление частиц латекса в освещенных участках на поверхности А. Для заполнения частицами полностью всех освещенных участков на стекле А требовалось  $\cong 10$  мин. Таким образом в исходной случайно-неоднородной среде (частицы латекса, хаотично распределенные в дистиллированной воде) под действием лазерного излучения на мишени формируется распределение частиц (а следовательно, плотности и показателя преломления), форма которого задается маской на зеркале обратной связи. Как следует из экспериментов, наряду с движением, направленным перпендикулярно оси пучка (тепловая конвекция), существовало движение частиц к стенке А кюветы 3 в направлении распространения излучения. При выводе зеркала 4 из схемы на фоне очень слабой тепловой конвекции суспензии происходило постепенное размывание накопленных частиц на стенке А. Рис. 2 иллюстрирует процесс размывания областей накопления частиц. Прокачка суспензии через зазор позволяла существенно сократить время стирания полученных распределений частиц.

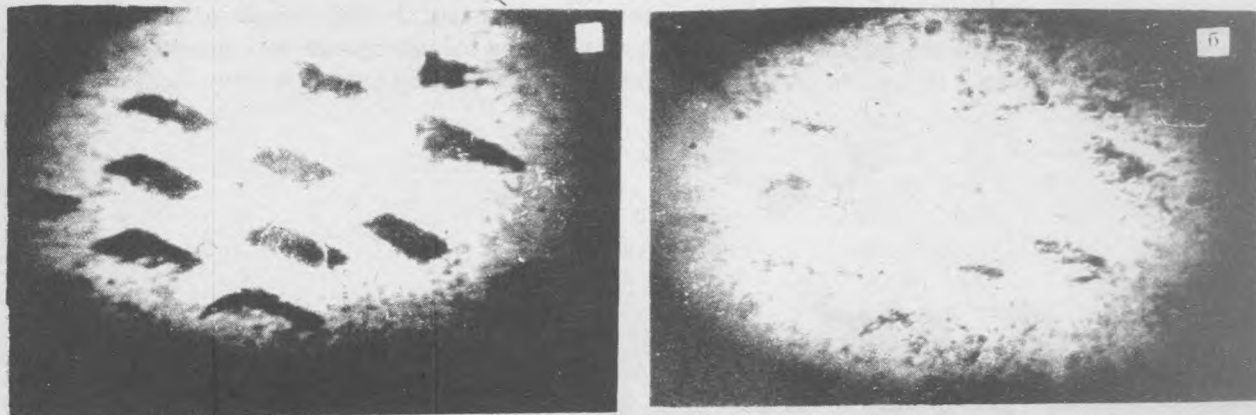


Рис. 2. Размывание областей накопления частиц латекса: а — сразу после выключения резонатора (время накопления 10 мин.); б — спустя 5 мин. Размер характерного элемента 40 мкм.

Поперечное (относительно оси пучка) движение суспензии частиц объясняется конвективной неустойчивостью жидкости, обусловленной градиентом температуры на границе сфокусированного пучка, распространяющегося в жидкости.

Продольное движение частиц может быть вызвано рассеянием и отражением света на поверхности частицы (световое давление), неоднородностью пучка (градиентные силы) /3/ и тепловыми эффектами, связанными с асимметричным нагревом частицы в поле излучения. Как следует из расчетов, приведенных в /4/, у частиц латекса с величиной параметра Ми и показателем поглощения, близкими к рассмотренным в этих работах, распределение поглощенной мощности вдоль диаметра частицы близко к однородному, однако у неосвещенной стороны величина поглощенной мощности несколько больше, чем у освещенной. Поэтому больше нагревается неосвещенная сторона частицы, следовательно и силы, связанные с нагревом окружающей частицу среды (фотофорез) больше с теневой стороны, что должно было бы приводить к движению частиц навстречу лазерному лучу, однако это противоречит эксперименту. Кроме того, в /5/ экспериментально было показано, что фотофоретические силы пренебрежимо малы в условиях, близких к данной работе. Таким образом, остаются градиентные силы и силы светового давления. Исключим сразу из рассмотрения поперечную (относительно оси пучка) составляющую градиентной силы, поскольку движение частиц в направлении В — А свидетельствует о значительном превышении продольных сил над поперечными.

Распределение интенсивности в плоскости фокусировки объектива 2 однородно в каждом элементе, соответствующем маске 9. Из этого следует, что заметной величины поперечная составляющая градиентной силы  $F_{\perp}$ , а следовательно, и скорость частицы, могут достигать лишь на границе освещенного элемента, т. е. она определяется как /6/:  $F_{\perp} = (2\pi a^3/3c)(n_a - 1)\partial I_0/\partial r_{\perp}$ , где  $a$  – радиус частицы,  $n_a$  – относительный показатель преломления частицы,  $I_0$  – интенсивность падающего излучения. Однако заметного поперечного движения на границах элементов в условиях данного эксперимента не наблюдалось.

Оценим величины продольной составляющей градиентной силы  $F_{\parallel}$  и силы светового давления  $F_{сд}$ . Если угол фокусировки равен  $\theta$ , а радиус каустики  $R_k$ , тогда условием того, что  $F_{\parallel} < F_{сд}$  будет неравенство /7/:  $|n_a^2 - 1|\theta a/R_k < Q_{сд}$ , где  $Q_{сд}$  – поперечник светового давления. Для использованных в работе частиц ( $n = 1,51$ ) и микрообъектива левая часть неравенства  $\approx 10^{-3}$ . Расчетные зависимости  $Q_{сд}$  от величины параметра  $Mi$   $\rho = 2\pi a/\lambda$  приведены в /7/. Для латекса  $Q_{сд} = 6 \cdot 10^{-1}$ . Таким образом, в наших экспериментах сила светового давления значительно превышает продольную составляющую градиентной силы. Величину силы светового давления найдем, используя выражение, полученное в /6/. Если изменением амплитуды падающего поля на размер, равном диаметру частицы, можно пренебречь, то  $F_{сд} = (\pi a^2/c)I_0Q_{сд}$ . В нашем случае сила светового давления равна  $6 \cdot 10^{-4}$  дин. Под действием этой силы частица к концу лазерного импульса достигает скорости 1 см/с, что соответствует ускорению  $5 \cdot 10^7$  см/с<sup>2</sup>.

В дальнейших экспериментах использовались различные маски со сложной конфигурацией рисунка. Во всех случаях области накопления частиц повторяли рисунок маски (рис. 3). Полученные результаты свидетельствуют о возможности применения предложенной системы для создания различных заданных профилей показателя преломления и плотности среды на диэлектрических подложках под действием лазерного излучения.



Рис. 3. Фотография распределения частиц в случае маски сплошной конфигурации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян Р. В. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 8, 35 (1988).
2. Ambarzumian R. V. et al. Proc. Int. Symp. on Modern Optics, Optika-88, Vol. 1, p. 215, Budapest, 1988.
3. Аскарьян Г. А. УФН, 110, 115 (1973).
4. Пришивалко А. П., Астафьева Л. Г. ЖПС, 16, 349 (1972).
5. Эшкин А. УФН, 110, 100 (1973).
6. Кац А. В. Радиофизика, 18, 566 (1975).
7. Зуев В. Е., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск, Наука, 1980.

Поступила в редакцию 6 апреля 1989 г.