

# ОПТИКА, ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ И КОМПЛЕКСЫ

---

УДК 535.214

## ОПТИЧЕСКИЕ И АКУСТИЧЕСКИЕ ЛОВУШКИ

**Игорь Владиленович Минин**

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, Плеханового, 10, доктор технических наук, профессор кафедры метрологии и технологии оптического производства, e-mail: prof.minin@gmail.com

**Олег Владиленович Минин**

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, Плеханового, 10, доктор технических наук, профессор кафедры метрологии и технологии оптического производства, e-mail: prof.minin@gmail.com

В статье приведен обзор оптических и акустических ловушек на основе оптических и акустических пинцетов. Рассмотрены принципы их работы, включая применение новых фокусирующих устройств – диэлектрических и звукопроводящих частиц, формирующих «фотонные струи». Приведено сравнение оптических ловушек с акустическими ловушками. Рассмотрены области применения оптических и акустических ловушек для захвата как отдельных, так и групп клеток, молекул, микрочастиц, а также манипулирования ими.

**Ключевые слова:** оптический пинцет, оптическая ловушка, акустическая ловушка, звуковой пинцет, манипулирование микрочастицами, оптическое излучение, акустическое излучение, радиационная сила, фотонная струя.

Методом оптического пинцета называют бесконтактный захват исследуемых микрообъектов, таких, как атомы, молекулы, клетки, диэлектрические микросферы (в диапазоне от десятков микрон до нанометров), в перетяжку лазерного пучка, а также манипулирование положением этих микрообъектов в пространстве. Возможность манипулирования захваченными микрообъектами, а также разработка методик по калибровке сил оптического захвата для различных микрообъектов позволяет применять оптический пинцет для задач, связанных с сортировкой, упорядочением или локализацией одиночных микрообъектов, взвешенных в жидкости и количественным измерением сил взаимодействия фемтоньютонного масштаба между ними. Уникальной особенностью оптического пинцета является возможность изучения свойств одиночных микрообъектов. Достигается это тем, что, как правило, используется суспензия частиц без учета взаимодействия с подложкой, зондом и т. п. Для устранения возможности перегрева и разрушения микрообразцов длину волны лазера выбирают

таким образом, чтобы вещество захватываемых объектов и окружающей среды не поглощало на этой длине волны.

Оптический пинцет в настоящее время используют для исследования широкого круга биохимических и биофизических процессов, в биофотонике, в биомедицине, в химии, в электронике, нанотехнологии и т. д. Последние научные результаты в области лазерного манипулирования подтвердили возможность использования лазерного пинцета в различных биологических приложениях, таких, как захват клеток, бактерий, вирусов, классификация и сортировка клеток, синтез клеток и внутриклеточная хирургия; проводится большое количество экспериментов по изучению молекул ДНК, захваченных с помощью лазерного пинцета [1], для исследования сил взаимодействия объектов на микромасштабах, молекулярных моторов и т. д. Обзор этих исследований представлен в работах [2, 3].

**Принцип работы оптического пинцета.** Основным принципом захвата и манипулирования отдельными частицами является использование радиационных сил света. Световые силы были предсказаны Ньютоном более трехсот лет назад, теоретически подтверждены Максвеллом в 1873 г. Зная, что импульс света изменяет свое направление при прохождении через сферическую частицу, Максвелл предположил, что частица будет подвергаться воздействию силы согласно закону сохранения импульса. Именно он и назвал эту силу радиационной силой, или силой радиационного давления. Первое экспериментальное подтверждение давления света было получено Лебедевым в 1901 г. Только в 60-е гг. XX в., после изобретения лазеров, появились новые возможности для изучения сил подобного рода. Милливатты мощности лазерного излучения позволяют воздействовать на частицы с силами порядка одного пиконьютона.

Первые работы по захвату и перемещению частиц провел Ashkin A. в 1970 г. [4], спустя 10 лет после изобретения лазеров. Тогда было показано, что радиационных сил, порождаемых сфокусированным лазерным пучком и воздействующих на частицы, достаточно для того, чтобы экспериментально их зарегистрировать. Также он показал, что эти радиационные силы могут быть использованы для бесконтактного и неразрушающего захвата отдельных частиц в растворе. Такое явление было названо *оптическим (лазерным) захватом*. О важности этой проблемы говорит тот факт, что один из соавторов открытия указанного феномена – Steven Chu – был удостоен Нобелевской премии по физике в 1997 г. за работы по захвату и охлаждению атомов с помощью оптической ловушки.

Схема захвата частиц была предложена Ashkin A. и Dziedzic J. M. в 1986 г. [5]. Она основывалась на фокусировке лазерного луча при помощи короткофокусной линзы с большой числовой апертурой – такой, как, например, объектив микроскопа. Большой градиент интенсивности света в фокальной области этой линзы может обеспечить стабильный захват диэлектрических объектов. Тогда же была впервые захвачена и перемещена в растворе полистирольная частица с размерами порядка 25 мкм. Термин «лазерный пинцет» («optical tweezers») был

введен для описания этой однолучевой схемы. В 1987 г. Ashkin A. и Dziedzic J. M. показали, что при помощи лазерного пинцета возможен неразрушающий захват биологических объектов [6].

Соотношение между размерами захватываемых частиц и длиной волны излучения определяет подход, в рамках которого рассматриваются принципы работы оптического пинцета. Существуют два основных предельных случая: приближение рассеяния Рэлея ( $d \ll \lambda$ ) и приближение геометрической оптики ( $d \gg \lambda$ ). В приближении геометрической оптики, для описания сил захвата частиц, учитывается рассеяние Ми и градиентные силы.

Для «захвата» частицы в технологии оптического пинцета (ловушки) используется сильно фокусированный лазерный пучок. Так, известно [7], что при изменении плотности потока  $I$  светового поля вдоль произвольной оси  $x$  возникает сила  $F_{\text{grad}}$  электромагнитной природы, которая действует на диэлектрическую частицу, попадающую в пространственную область указанного изменения. Абсолютная величина силы  $F_{\text{grad}}$  зависит от градиента  $dI / dx$  в направлении оси  $x$ , а также от оптических и структурных параметров частицы и среды, в которой она находится. Силу  $F_{\text{grad}}$  называют градиентной и используют в оптических ловушках. Градиент интенсивности излучения затягивает частицу в область перетяжки пучка, тогда как давление света выталкивает ее по направлению оптической оси. Когда градиентная сила преобладает – частица «поймана» в области точки фокуса; в противном случае частица движется вдоль оптической оси (Оптический пинцет [Электронный ресурс]. – Режим доступа : <http://thesaurus.rusnano.com/wiki/article1445>).

Область фокусировки излучения у такого объектива имеет вид эллипсоида вращения. Минимальный размер поперечной оси эллипсоида вращения на уровне половинной мощности для идеальной безаберрационной линзы равен  $1,22\lambda F / D$ , где  $\lambda$  – длина волны используемого излучения;  $F$  – расстояние от линзы до области фокусировки;  $D$  – размер апертуры линзы. Размер продольной полуоси эллипсоида равен  $8\lambda \left( \frac{F}{D} \right)^2$  [8].

С точки зрения приближения геометрической оптики, феномен оптической ловушки можно объяснить следующим образом. Неоднородное распределение электромагнитного поля в перетяжке сильно сфокусированного лазерного пучка формирует эффективную потенциальную яму для частиц, находящихся вблизи перетяжки. Частица, показатель преломления которой превышает показатель преломления окружающей среды, имеющая размеры больше длины волны падающего света, при попадании в область перетяжки лазерного пучка преломляет и рассеивает падающее на нее излучение.

Если прозрачная частица находится в центре перетяжки пучка, то направление и величина суммарного импульса света после прохождения светового

пучка через частицу не меняется, она находится в положении равновесия. Если же в результате, например, броуновского движения частица смещается в любом направлении относительно центра перетяжки, происходит изменение направления суммарного импульса света после преломления и рассеяния на частице. Вследствие закона сохранения импульса возникают действующие на частицу силы, возвращающие ее в положение равновесия. В равновесном положении, т. е. когда частица находится в центре перетяжки лазерного пучка, равнодействующая этих сил равна нулю. Если же микрообъект имеет меньший по сравнению с окружающей средой показатель преломления, то под действием лазерного пучка он будет выталкиваться из перетяжки [4]. Если исследуемая микрочастица недостаточно прозрачна на длине волны используемого лазерного излучения, она будет выталкиваться из оптической ловушки.

В данном приближении важно учитывать, что возможны эффекты отражения и поглощения света в микрочастице. Это приводит к возникновению силы, пропорциональной интенсивности падающего на микрочастицу светового потока и направленной вдоль его распространения.

Диэлектрические частицы размером меньше длины волны лазерного излучения также захватываются хорошо сфокусированным лазерным лучом. Их поведение объясняется с точки зрения теории электромагнетизма – диэлектрические частицы поляризуются в неомогенном электрическом поле лазерного луча и смещаются к оси луча, где напряженность поля максимальна. Частицу можно рассматривать как точечный диполь в неоднородном электромагнитном поле. Сила Лоренца [9] действующая на частицу может быть разделена на две силы: градиентную силу и силу, связанную с эффектом рассеяния излучения на частице.

Градиентная сила пропорциональна интенсивности лазерного излучения и может быть оценена из выражения:

$$F_{\text{grad}} = \frac{2\pi\alpha}{cn_m^2} \nabla I_0, \quad \alpha = n_m^2 a^3 \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right), \quad (1)$$

где  $\alpha$  – поляризуемость сферы;

$n_m$  – коэффициент преломления среды;

$I_0$  – интенсивность излучения на частице;

$c$  – скорость света;

$a$  – радиус частицы;

$m$  – отношение показателя преломления частицы к показателю преломления среды.

Градиентная сила направлена по градиенту электромагнитного поля, т. е. в область с наибольшей интенсивностью света в области перетяжки лазерного излучения, в случае, когда  $m > 1$ . Вторая компонента силы определяется поглощением и переизлучением света точечным диполем [9]:

$$F_{\text{scatt}} = \frac{I_0 \sigma n_m}{c}, \quad \sigma = \frac{128\pi^5 a^6}{3\lambda^4} \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2, \quad (2)$$

где  $\sigma$  – поперечное сечение рассеяния сферы;

$\lambda$  – длина волны излучения лазера.

В результате сложения этих двух сил место равновесного положения захваченного в оптическую ловушку микрообъекта смещается вдоль распространения пучка относительно положения максимума интенсивности (рис. 1).



Рис. 1. Сложение силы, связанной с рассеянием излучения и градиентной силой при оптическом захвате микрообъекта [10]. Черная линия – сила, связанная с рассеянием излучения, в зависимости от смещения захваченного микрообъекта относительно оси лазерного пучка. Зеленая линия – градиентная сила. Синяя линия – результирующая градиентной силы и силы, связанной с рассеянием лазерного излучения

Стабильный захват частицы в однолучевом оптическом пинцете возможен, когда отношение градиентной силы к силе, связанной с рассеянием, больше единицы для положения с максимальным значением градиента интенсивности. Для гауссовского пучка с размером фокального пятна  $\omega_0$  эти условия достигаются при аксиальном положении объекта  $z = \pi\omega_0^2 \sigma^2 3^{-0,5} \lambda^{-1}$  [5], т. е. условие стабильного оптического захвата можно записать следующим образом:

$$\frac{F_{\text{grad}}}{F_{\text{scatt}}} = \frac{3\sqrt{3}}{64\pi^5} \frac{n_m^2}{\left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)} \frac{\lambda^5}{a^3 \omega_0^2} \geq 1. \quad (3)$$

Для частиц с характерным размером порядка длины волны излучения и произвольной формы необходимо решать уравнения Максвелла [11]. Приближение плоских волн при решении задачи рассеяния света на частице в случае, когда она находится в перетяжке лазерного пучка, не верно. Картина рассеяния на захваченной частице зависит от ее положения внутри пучка.

Принципиальная возможность оптического захвата объектов определяется балансом между контрастом показателей преломления объекта и среды, в которую он помещен, размером и массой микрочастицы, длиной волны оптического излучения и поглощения на этой длине волны излучения.

Максимальный размер частиц, с которыми можно работать с помощью метода оптического пинцета, определяется конечностью потока импульса в лазерном пучке. При увеличении размера частицы происходит непрерывный рост силы тяжести, действующий на нее. При значительном увеличении интенсивности лазерного излучения захваченные объекты начинают поглощать, их тепловая энергия растет, амплитуда броуновского движения растет. В определенный момент кинетическая энергия объекта становится больше потенциала энергии ловушки, поэтому метод оптического пинцета становится не применим для частиц сравнительно большого размера.

Для частиц малого размера градиентные силы захвата пропорциональны объему частицы, а силы, связанные с рассеянием лазерного излучения и действующие на частицу вдоль направления лазерного пучка, пропорциональны квадрату объема частицы. Поэтому становится возможным захват частиц малого размера, порядка 10–1000 нм.

Развитие науки и техники потребовало расширения функциональных возможностей оптических пинцетов и манипуляторов и создания новых модификаций лазерного пинцета.

Известно устройство для захвата диэлектрической частицы в оптическую ловушку, создаваемую силами давления света на частицу, формируемыми одним или несколькими лазерными источниками [12, 13]. Эти силы действуют в направлении распространения излучения. Устройство состоит из источника излучения (лазер), генерирующего свет с фиксированной длиной волны, фокусирующего устройства в виде осесимметричной собирающей линзы с малым фокусным расстоянием и частицы, расположенной в области сфокусированного излучения.

Существенным недостатком данного устройства является то, что в схеме классического микроскопа (т. е. излучение направлено сверху вниз) для получения значительной силы, действующей против направления распространения излучения, необходимо как можно сильнее фокусировать пучок. При этом осевая сила всегда слабее поперечной в несколько раз (более 3). В этом случае частица легко освобождается из ловушки (плохо удерживается).

Кроме того, с помощью классических линз и объективов невозможно получить сфокусированный пучок с размером перетяжки (в поперечном относительно направления распространения излучения) меньше дифракционного

предела. Более того, для классических линз чем сильнее стянут пучок в фокус, тем быстрее он расходится после него. Это означает, что сила, удерживающая частицу, очень быстро падает по мере удаления от зоны захвата, и уже на расстоянии несколько десятков микрон от фокуса оказывается недостаточной, чтобы снова захватить частицу. Однопучковая ловушка реально полезна лишь для захвата одиночной частицы и только в области фокуса, размер которой из-за фундаментальных ограничений не меньше дифракционного предела.

Известна оптическая ловушка в поле стоячей волны [14], включающая в себя источник излучения, генерирующий свет с фиксированной длиной волны, фокусирующее устройство в виде осесимметричной собирающей линзы с малым фокусным расстоянием, в области фокуса (перетяжки пучка) которой формируется большой градиент светового поля и соответствующая сила  $F_{\text{grad}}$ , и микрочастицу, расположенную в области сфокусированного излучения, при этом со стороны, противоположной направлению падения излучения на микрочастицу, позади микрочастицы расположен плоский экран, отражающий падающее на нее излучение.

В случае, когда в образце присутствуют поверхности с высоким коэффициентом отражения, вблизи отражающей поверхности формируется стоячая волна в результате интерференции падающей и отраженной волн, и частица будет локализована в пучностях такой ловушки, разделенных на половину длины волны вдоль оптической оси ловушки. Таким образом, плоский отражающий экран производит дополнительную градиентную силу, удерживающую частицу, и реализуется эффект захвата и притяжения частиц к пространственному максимуму электрического поля стоячей волны, который оказывает значительное влияние на потенциал оптической ловушки. Это приводит к значительному увеличению жесткости ловушки вдоль направления оптической оси за счет высокого градиента электромагнитного поля в образующейся стоячей волне.

В такой оптической ловушке невозможно получить сфокусированный пучок с размером перетяжки меньше дифракционного предела. В работе [15] показано, что Гауссовский пучок не может быть сфокусирован в поперечную область с размером перетяжки меньше  $1,6$  длины волны.

Увеличение степени локализации оптического поля в области фокусировки излучения в оптической ловушке рассмотрено в работе [16], в которой предложено использовать вместо линз фокусирующее устройство на основе диэлектрических частиц, формирующих «фотонную струю». Для этого на поверхности плоского отражающего экрана со стороны падения излучения расположена диэлектрическая пластина, обеспечивающая формирование фотонной струи в режиме на отражение, с сечением прямоугольной пластины не менее диаметра падающего пучка излучения, толщиной прямоугольной пластины по нормали к отражающему экрану  $(0,4-1,5)\lambda N$ , оптический контраст материала диэлектрика пластины составляет  $(1,2-1,95)$ , где  $N$  – целое число,  $\lambda$  – длина волны излучения в среде, а микрочастица располагается в области фотонной струи, при этом фокусирующее устройство обеспечивает формирование плоского или слабосхо-

дящегося волнового фронта, облучающего частицу (рис. 2). Поперечные размеры области локализации электромагнитного поля (поперек фотонной струи) значительно меньше дифракционного предела и составляют величину  $1/3$ – $1/4$  длины волны излучения в среде, а сама фотонная струя оказывается промодулированной вдоль направления излучения фотонной струи стоячей волной.

В силу специфики формирования фотонных струй [17–19]. В данном случае под «фотонной струей» понимается область фокусировки (локализации) излучения непосредственно за ее теневой поверхностью, имеющей протяженность вдоль оси порядка  $1$ – $5$  длин волн и в поперечном направлении – порядка  $1/4$ – $1/3$  длины волны излучения в окружающей среде на уровне половинной мощности (т. е. меньше классического дифракционного предела в 2 раза), поперечный размер области перетяжки составляет субволновое значение – около  $1/3$ – $1/4$  длины волны излучения в среде. Уменьшение величины перетяжки фотонной струи по сравнению с размером перетяжки линзы приводит и к увеличению плотности энергии в области фокусировки.

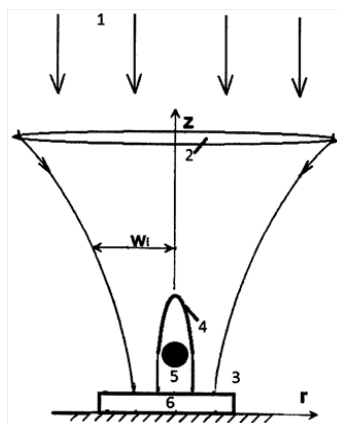


Рис. 2. Схема оптической ловушки:

1 – лазерное излучение; 2 – линза; 3 – отражающий экран;  
4 – фотонная струя; 5 – микрочастица; 6 – диэлектрическая  
прямоугольная пластина;  $W_i$  – ширина падающего пучка излучения

Функциональные возможности оптических пинцетов во многом определяются пространственной структурой оптических ловушек и степенью фокусировки излучения. Форма оптической ловушки (области фокусировки оптического излучения) может быть довольно разнообразной, например, в виде фотонного крюка [20]. Ловушки в виде фотонного крюка полезны с точки зрения возможности воздействия на периферию объекта и уменьшения негативного воздействия лазерной ловушки на объекты биологического происхождения.

Для автоматического перемещения микрообъектов по какой-либо траектории используются специальные фокусирующие элементы, обеспечивающие формирование в области ловушки заданного амплитудно-фазового распределения.

Так, например, в работе [21] описано устройство, где формируемый световой пучок имел вихревую фазу с заданным угловым орбитальным моментом, т. е. фактически рассматриваемые в работе фокусаторы формировали вихревое поле с заданной интенсивностью. В ряде работ использовались устройства фокусировки, в которых световые «бутылки» формировались за счет комбинации аксикона с двояковыпуклой линзой [22].

Однако такие устройства фокусировки позволяют формировать только одиночные световые «бутылки» простой формы, и с их помощью принципиально уже нельзя сформировать оптические ловушки, распределение интенсивности в сечении которых будет иметь форму, отличную от кольца.

В работе [20] показано, что для формирования оптической ловушки в форме фотонного крюка необходимы источник когерентного излучения, фокусирующее устройство (линза) с малым фокусным расстоянием и диэлектрическая частица, расположенная в области фокуса линзы. При этом целесообразно выполнение фокусирующего устройства в виде диэлектрической частицы из материала, обеспечивающего оптический контраст по отношению к окружающей среде, равный  $1,2-1,75$ . Форма частицы – кубоид, одно ребро которого совмещено с одной боковой гранью прямой треугольной призмы, выполненной из того же материала, с размером ребра, совпадающим с величиной ребра кубоида, равного  $(0,9-1,3)N\lambda$ , где  $N$  – целое число, при этом излучение падает на гипотенузу призмы.

Формирование фотонных струй диэлектрической частицей в форме куба представлено на рис. 3, а, формирование фотонной струи в виде фотонного крюка – на рис. 3, б.

Известна оптическая ловушка в поле стоячей волны на основе двух встречных пучков [20], состоящая из последовательно расположенных источника излучения, первого устройства формирования области фокусировки в виде линзы, регистрируемой частицы, второго устройства формирования области фокусировки в виде линзы, расположенного навстречу первому устройству формирования области фокусировки и источника излучения.

В такой ловушке область пучностей электромагнитного поля возникает в области взаимодействия (интерференции) двух встречных пучков. Если расположить два источника сфокусированных волн напротив друг друга, и заставить эти источники излучать волны одной частоты и интенсивности, то посередине между ними образуется «впадина» – область, где волны взаимно уничтожаются. В результате частица, подхваченная одной волной, будет двигаться до тех пор, пока не попадет в данную область. При этом поперечный размер области фокусировки (пучностей) больше классического дифракционного предела для линзы и определяется функцией Эйри [8, 23].

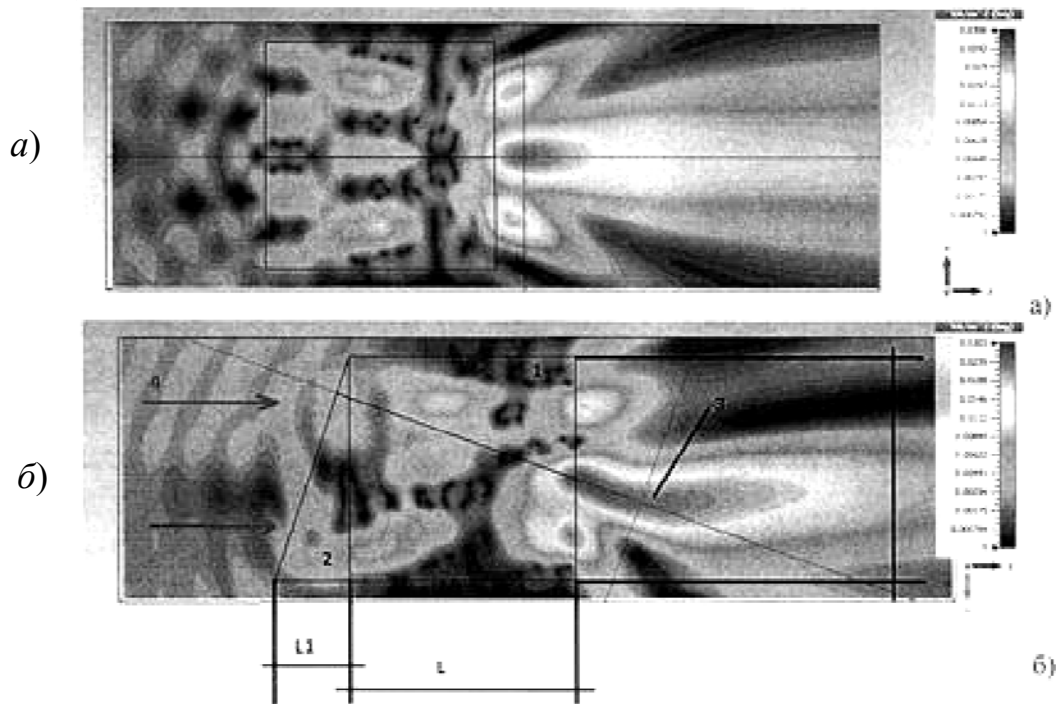


Рис. 3. Области формирования фотонных струй:

- а) сформированная фотонная струя из кубической частицы;
- б) формирование фотонной струи в виде фотонного крюка: 1 – кубическая диэлектрическая частица; 2 – диэлектрическая прямая призма;
- 3 – фотонная струя в виде фотонного крюка; 4 – падающее излучение;
- $L$  – длина грани куба;  $L1$  – высота диэлектрической прямой призмы
- (фотонные струи, сформированные из диэлектрика с показателем преломления 1,46 с размером  $3 \times 3 \times 3\lambda$ , размер диэлектрической прямой призмы составил  $1 \times 3 \times 3,16\lambda$ )

Известно устройство оптической ловушки в поле стоячей волны на основе двух встречных безградиентных (Бесселевых) пучков [24], состоящее из последовательно расположенных источника излучения, первого устройства формирования области фокусировки в виде Бесселева пучка на основе аксикона, регистрируемой частицы, второго устройства формирования области фокусировки в виде Бесселева пучка на основе аксикона, расположенного навстречу первому устройству формирования области фокусировки и источника излучения.

В такой ловушке область пучностей электромагнитного поля возникает в области взаимодействия (интерференции) двух встречных Бесселевых пучков. При этом поперечный размер области фокусировки (пучностей) немного меньше классического дифракционного предела для линзы и определяется функцией Бесселя первого порядка – при прохождении через аксикон световая волна преломляется и интерферирует таким образом, что радиальное распределение ее интенсивности описывается функцией Бесселя первого рода нулевого порядка.

Уменьшить поперечные размеры оптической ловушки при соответственном уменьшении поперечного размера области фокусировки устройства возможно в устройстве, предложенном в работе [25]. В данной оптической ловушке оба устройства формирования области фокусировки выполнены в виде мезомасштабных диэлектрических частиц, формирующих фотонные струи, кроме того, минимум один источник излучения выполнен с возможностью изменения длины волны излучения. На рис. 4. приведена принципиальная схема мезомасштабной оптической ловушки в поле стоячей волны на основе двух встречных пучков.

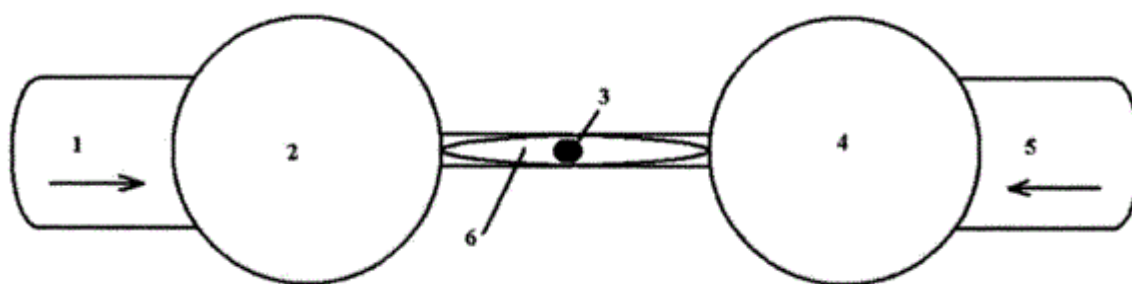


Рис. 4. Принципиальная схема мезомасштабной оптической ловушки в поле стоячей волны на основе двух встречных пучков:

1 – источник излучения; 2 – первое устройство формирования области фокусировки в виде мезомасштабных диэлектрических частиц, формирующих фотонные струи; 3 – регистрируемая частица в области фокусировки; 4 – второе устройство формирования области фокусировки в виде мезомасштабных диэлектрических частиц, формирующих фотонные струи, расположенное на встречу первому устройству формирования области фокусировки; 5 – источник излучения; 6 – область пересечения фотонных струй

Ввиду субволнового размера области фокусировки (фотонной струи) градиент сил, действующих на частицу, выше и сами силы больше, чем в известных устройствах аналогичного типа.

Недостатком оптических ловушек является необходимость создания достаточных удерживающих градиентных сил с помощью микрообъективов с большой апертурой, что резко уменьшает объем зоны, в пределах которого можно манипулировать микрообъектами. Данный метод в основном применим только к прозрачным объектам с коэффициентом преломления, превышающим показатель преломления окружающей среды. Кроме того, необходимость использования излучения с высоким значением плотности энергии может привести к непредсказуемому влиянию на биообъекты сопутствующих тепловых или фотодинамических эффектов, вплоть до их существенного повреждения. К тому же оптические градиентные силы очень малы (единицы пиконьютон), что накладывает ограничения на возможность манипулирования прозрачными частицами только малых размеров, не больше нескольких десятков микрон, и этот

метод предназначен для манипулирования одиночными частицами, т. е. он не позволяет одновременно манипулировать несколькими частицами или при их высокой концентрации в среде.

Определенным недостатком всех рассмотренных оптических методов и их различных модификаций [26, 27] является необходимость прямого облучения образца или его части высокоинтенсивным излучением, что может привести к изменению его свойств или повреждению. Кроме того, использование этих методов по предложенным схемам позволяет обеспечить только лишь большое начальное ускорение частиц, т. е. вопрос удержания этих частиц или точной манипуляции их пространственного положения, включая целенаправленное медленное передвижение в любом заданном направлении, решен не был. Кроме того, данные методы не позволяют управлять одновременно несколькими частицами и оптическое излучение не может быть использовано в оптически непрозрачных растворах, в которых концентрация частиц велика.

От этого недостатка свободны методы, основанные на использовании энергии ультразвука для передвижения частиц бесконтактным методом [28].

**Акустические ловушки.** Одним из направлений развития акустики является разработка акустического (или звукового) пинцета. Акустические волны создают радиационные силы [29] и могут формировать акустические ловушки в точках, где эти силы накладываются друг на друга и создают разреженные зоны, что делает возможным «левитацию» частиц различных материалов и размеров в воздухе, воде или биологической ткани. Акустическая радиационная сила ( $F$ ), действующая на сферическую частицу, может быть рассчитана с помощью потенциальной функции  $U$ :

$$F = -\nabla U, \quad (4)$$

$$\text{где } U = \frac{4\pi}{3}a^3 \left[ f_1 \frac{1}{2}k_0 \langle p_{in}^2 \rangle - f_2 \frac{3}{4}\rho_0 \langle v_{in}^2 \rangle \right];$$

$$f_1(k) = 1 - k, \quad k = \frac{k_p}{k_0};$$

$$f_2(\rho) = \frac{2(\rho - 1)}{2\rho + 1}, \quad \rho = \frac{\rho_p}{\rho_0}.$$

Здесь:  $a$  – радиус частицы;

$p_{in}$  – давление в точке, где находится объект;

$v_{in}$  – скорость осциллирующего элемента акустической волны;

$\rho_p$  и  $c_p$  – плотность и скорость звука в среде;

$\rho_0$  и  $c_0$  – плотность и скорость звука в частице;

$k_p$  и  $k_0$  – сжимаемость среды и частицы соответственно;

$f_1, f_2$  – коэффициенты.

Развитие технологии акустической левитации является важной задачей для клеточной манипуляции, микрожидкостной технологии, разработки биоматериалов, бесконтейнерной транспортировки и даже для перемещения живых организмов. До недавнего времени в левитаторах для захвата необходимы были акустические элементы, окружающие захватываемые объекты [30, 31]. В основном общепринятой конфигурацией для создания акустической ловушки являются одноосевые левитаторы [32, 33]. Они состоят из акустического преобразователя и отражателя или другого преобразователя над ним. Таким образом, создается стоячая волна между этими двумя элементами и точки пересечения волн являются ловушками. Изменяя разность фаз между преобразователями, возможно управлять положениями ловушек. Исследовались различные конфигурации для перемещения объектов в двумерной плоскости, например, плоский массив преобразователей и параллельного отражателя обеспечивает движение частиц параллельно плоскости массива [34]. Альтернативной системой является массив преобразователей, расположенных по кругу и направленных в центр, который может перемещать и поворачивать частицы в пределах этого круга [35]. Трехмерное (3D) перемещение возможно с четырьмя массивами, образующими квадрат [36].

Недавним достижением в области акустической левитации является создание односторонних левитаторов (акустического пинцета) с использованием привычных пьезоэлектрических элементов для создания ловушек [37]. Односторонние левитаторы создают только латеральные подъемные силы [38], а значит, частицы должны упираться в поверхность, или требуется использование акустических линз [39]. Кроме того, перемещение таких ловушек значительно ограничено. Теоретическое исследование полного 3D-захвата частиц в ловушку с односторонним левитатором показано в работе [40]. Тем не менее все равно необходимо использование акустической линзы, из-за чего теряется значительная часть энергии и фиксируется положение ловушки в фокусе.

В работе [41] демонстрируются и захват в ловушку, и перемещение, и вращение частиц на воздухе с использованием одностороннего массива левитаторов (что достигается регулировкой фазового сдвига), используемых для управления массивом преобразователей. Таким образом, новые акустические структуры не требуют использования линз, специфических преобразователей или механического управления. Разработаны три оптимальные акустические ловушки: двойные ловушки-пинцеты, представляющие собой новое акустическое явление, с помощью которого возможно также и вращать объекты; скручивающие ловушки-вихри с возможностью поднятия частиц, экспериментально исследуемые при использовании фиксированных акустических линз [42], и ловушки в форме бутылки [43].

Недостатком рассмотренных устройств являются большие габариты устройства формирования области фокусировки на основе линзы или фокусирующих излучателей. В поперечном направлении диаметр фокусирующего устройства должен быть не менее десятка длин волн излучения, для необходимости

преобразования падающего волнового фронта в сходящийся сферический. А пространственное разрешение не может быть менее дифракционного предела (половины длины волны падающего излучения). К тому же, в этих методах трудно обеспечить высокую точность манипуляции частиц из-за технической сложности создания акустических микролинз для формирования малой длины волны ультразвуковых колебаний.

Значительно уменьшить поперечные размеры устройства и уменьшить поперечный размер области фокусировки устройства можно при выполнении двух устройств формирования области фокусировки в виде мезомасштабных звукопроводящих частиц, формирующих на их внешней границе с противоположной стороны от падающего излучения области с повышенной интенсивностью излучения с поперечными размерами порядка  $\lambda/3$ – $\lambda/4$  и выполненных из материала со скоростью звука в материале частицы относительно скорости звука в окружающей среде, лежащего в диапазоне от 0,5 до 0,83, при этом минимум один источник ультразвукового излучения выполнен с возможностью изменения длины волны излучения.

На частицы и клетки, находящиеся в поле стоячих акустических волн, действуют различные силы: радиационная, Стокса, Бьеркнеса, Бернулли и гравитационная [44]. Радиационная сила и сила Стокса являются наиболее важными из сил, которые действуют на частицы в ультразвуковом поле.

Радиационная сила, действующая на частицу, пропорциональна градиенту интенсивности акустического излучения в случае сфокусированного излучения [45, 46]:

$$F_r = \frac{VP^2}{4\rho_0 c_0^2} \left[ \frac{5\delta - 2}{2\delta + 1} \right] \frac{d}{dr} \left( \frac{2J_1(cr)}{cr} \right)^2. \quad (5)$$

Здесь  $\delta = \rho / \rho_0$ , где  $\rho$  – плотность материала частицы и  $\rho_0$  – плотность окружающей частицы жидкости,  $V$  – объем частицы,  $P$  – акустическое давление на частице,  $c_0$  – скорость звука в жидкости.

Таким образом, уменьшая размер области фокусировки и увеличивая величину интенсивности излучения в нем, можно увеличить радиационную силу, действующую на частицу, и точность манипулирования ею. Уменьшение размера области фокусировки фокусирующим устройством эквивалентно повышению частоты акустического излучения.

В случае волны с плоским фронтом радиационная сила может быть оценена из выражения [46, 47]:

$$F_r = \frac{8\pi^2}{3c_0} fER^3 \Phi \sin\left(\frac{4\pi x}{\lambda}\right), \quad (6)$$

где  $f$  – частота вынужденных колебаний;

$E$  – средняя плотность акустической энергии;

$R$  – радиус частицы;

$x$  – расстояние от узла давления;

$\lambda$  – длина звуковой волны;

$\Phi$  – фактор акустического контраста, т. е. безразмерный параметр, учитывающий сжимаемость и плотность среды и материала частиц,

$$\Phi = \frac{5\rho - 2\rho_0}{2\rho + \rho_0} - \frac{\beta}{\beta_0}, \quad (7)$$

где  $\beta$ ,  $\beta_0$  – сжимаемости частиц и среды.

Действие этой силы приводит в движение частицу в поле стоячей ультразвуковой (УЗ) волны. При движении частицы в поле стоячей УЗ волны на частицы действует сила сопротивления или трения  $F_s$ , которая выражается известным законом Стокса:

$$F_s = 6\pi\eta Rv, \quad (8)$$

где  $\eta$  – динамическая вязкость среды;

$v$  – линейная скорость потока.

Когда частицы достигают узла давления, на них действует сила взаимодействия, которая называется силой Бьеркнеса. Сила взаимодействия представляет собой радиационную силу, испытываемую частицей за счет рассеяния акустической волны от другой частицы. На любую частицу, находящуюся в поле земного тяготения, действует сила гравитации или сила притяжения к земной поверхности. На частицы, которые уже находятся в узле давления ультразвукового поля или двигаются в направлении узла, действует сила гравитации, которая заставляет оседать частицы, если они находятся в неподвижном положении, или отклоняться от прямолинейного движения к ближайшему узлу давления. Когда частицы находятся в узле давления ультразвукового поля, в жидкости, которая движется с некоторой скоростью  $V$ , то вследствие пониженного давления между этими частицами возникает сила притяжения Бернулли.

При наложении ультразвукового поля стоячей волны на двигающиеся с ламинарным потоком частицы, на каждую частицу будет действовать сила радиационного давления, направленная в зону, соответствующую минимуму потенциальной энергии частицы, и меняющая направление с периодичностью  $\lambda/4$ . При этом частицы концентрируются либо в пучностях, либо узлах стоячей волны в зависимости от соотношений акустических свойств окружающей жидкости и частиц. Если заставить перемещаться в пространстве стоячую волну, то вместе с ней будут перемещаться и частицы.

Например, для устройства акустической ловушки в поле стоячей волны на основе двух встречных пучков, предназначенной для работы в жидкости, например, в воде при 25° С (скорость звука 1 490 м/с), в качестве материала звуко-

проводящей частицы может использоваться рексолит (скорость звука 2 311 м/с), относительная скорость звука 0,645 и т. д.

Мезомасштабная акустическая ловушка в поле стоячей волны на основе двух встречных пучков, в которых фокусирующие элементы выполнены в виде мезомасштабных звукопроводящих, формирующих области фокусировки излучения с поперечными размерами порядка  $\lambda/3$ – $\lambda/4$ , позволяет уменьшить поперечные размеры фокусирующих элементов до 10 раз и увеличить поперечное разрешение (уменьшить поперечный размер области фокусировки) не менее, чем в 2 раза.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Unzipping DNA with Optical Tweezers: High Sequence Sensitivity and Force Flips / U. Bockelmann, P. Thomen, B. Essevaz-Roulet, V. Viasnoff, F. Heslot // *Biophys. J. Elsevier*. – 2016. Vol. 82, № 3. – P. 1537–1553.
2. Wright W. H., Sonek G. J., Berns M. W. Parametric study of the force on a microsphere held by optical tweezers // *Appl. Opt.* – 1994. – Vol. 33(9). – P. 1735–1748.
3. Karel Svoboda, Steven M. Block Biological applications of optical forces // *Annu. Rev. Biophys. Diomol. Struc.* – 1994. – Vol. 23. – P. 247–285.
4. Ashkin A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure // *Phys. Rev. Lett.* – 1970. – Vol. 24(4). – P. 156–159.
5. Ashkin A., Dziedzic J. M. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles // *Opt. Lett.* – 1986. – Vol. 11(5). – P. 288–291.
6. Ashkin A., Dziedzic J. M. Optical Trapping and Manipulation of Viruses and Bacteria // *Science*. – 1987. – Vol. 235. – P. 1517–1520.
7. Яворский Б. М., Детлаф. А. А. Справочник по физике. – 3-е изд. – М. : Наука, 1965. – С. 347–348.
8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – 2-е изд., пер. с англ. – М. : Главная редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 1973.
9. Neuman K. C., Block S. M. Optical trapping // *Review of Scientific Instruments*. – 2004. – Vol. 75. – P. 2787–2809.
10. Multiple optical trapping and binding: new routes to self-asstmbly / T. Cizmar, L. C. Davila Romero, K. Dholakia, D. L. Andrews // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. – 2010. – Vol. 43. – P. 102001.
11. Toolbox for calculation of optical forces and torques / T. A. Nieminen, V.L.Y. Loke, G. Knoner, M. Branczyk // *PIERS Online*. – 2007. – Vol. 3. – P. 338.
12. Apparatuses for trapping and accelerating neutral particles : US Patent No. 370279.
13. Ghislain L. P., Webb W. W. Scanning-force microscope based on an optical trap // *Opt. Lett.* – 1993. – Vol. 18, Issue 19. – P. 1678–1680. doi: 10.1364/OL.18.001678.
14. Zemanek P. et al. Optical trapping of Rayleigh particles using a Gaussian standing wave // *Opt. Commun.* – 1998. – Vol. 151. – P. 273–285.
15. Barton J., Alexander D. Fifth-order corrected electromagnetic field components for a fundamental Gaussian beam // *J. Appl. Phys.* – 1989. – Vol. 66. – P. 2800–2802.
16. Патент РФ № 160834. Субволновая оптическая ловушка в поле стоячей волны / Минин И. В., Минин О. В.
17. Terajets produced by 3D dielectric cuboids / V. Pacheco-Pena, M. Beruete, I. V. Minin, O. V. Minin // *Appl. Phys. Lett.* – 2014. – Vol. 105. – P. 084102 [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4894243>.

18. Minin I. V., Minin O. V., Geints Y. E. Localized EM and photonic jets from non-spherical and non-symmetrical dielectric mesoscale objects: Brief review // *Ann. Phys. (Berlin)*. – 2015. – Vol. 527, No. 7–8. – P. 491–497. doi 10.1002/andp.201500132.
19. Минин И. В., Минин О. В. Фотоника изолированных диэлектрических частиц произвольной трехмерной формы – новое направление оптических информационных технологий [Электронный ресурс] // *Вестник ИГУ. Сер. : Информационные технологии*. – 2014. – Т. 12, вып. 4. – С. 69–70. – Режим доступа : <http://www.nsu.ru/xmlui/handle/nsu/7717>.
20. Патент РФ № 161207. Устройство для формирования оптической ловушки в форме фотонного крюка / Минин И. В., Минин О. В.
21. Wu, F. Generation of self-imaged optical bottle beam by using axicons // *Proc. of SPIE*. – 2010. – Vol. 7721 (1). – P. 77211C-1–77211C-6.
22. Tikhonenko, V. Excitation of vortex solitons in a Gaussian beam configuration // *Optics Communications*. – 1996. – Vol. 126 (1). – P. 108–112.
23. Dynamic axial stabilization of counterpropagating beam-traps with feedback control / S. Tauro, A. Banas, D. Palima, J. Gltickstad // *Optics Express*. – 2010. – Vol. 18 (17). – P. 18217–18222. doi 10.1364/OE.18.018217.
24. Isotropic diffraction limited focusing using a single objective lens / E. Mudry, E. Le Moal, P. Ferrand, P. C. Chaumet, a A. Sentenac // *Physical Review Letters*. – 2010. – Vol. 105, No. 20. – 203903 p.
25. Optical conveyor belt [Электронный ресурс]. – Режим доступа : <http://www.isibrno.cz/omitec/index.php?action=besscbelt.html>.
26. Патент РФ № 167405. Мезомасштабная оптическая ловушка в поле стоячей волны на основе двух встречных пучков / Минин И. В., Минин О. В.
27. US Patent № 6055106. Apparatus for applying optical gradient forces.
28. Wu J. Acoustic tweezers // *J. Acoustical Soc. Am.* – 1991. – Vol. 5. – P. 2140–2143.
29. Baresch D., Thomas J.-L., Marchiano R. Observation of a single-beam gradient force acoustical trap for elastic particles: acoustical tweezers // *Physical Review Letters*. – 2016. – Vol. 116. – P. 024301.
30. Bruus H. Acoustofluidics 7: The acoustic radiation force on small particles // *Lab Chip. The Royal Society of Chemistry*. – 2012. – Vol. 12, No. 6. – P. 1014–1021.
31. Acoustic Tractor Beam / C. E. M. Démore, P. M. Dahl, Z. Yang, P. Glynne-Jones, A. Melzer, S. Cochran, M. P. MacDonald, G. C. Spalding // *Phys. Rev. Lett. American Physical Society*. – 2014. – Vol. 112, No. 17. – P. 174302.
32. Baresch D., Thomas J.-L., Marchiano R. Observation of a Single-Beam Gradient Force Acoustical Trap for Elastic Particles: Acoustical Tweezers: Classical Physics; Soft Condensed Matter // *Phys. Rev. Lett.* – 2016. – Vol. 116, No. 2. – P. 024301.
33. On-chip manipulation of single microparticles, cells, and organisms using surface acoustic waves / X. Ding, S.-C. S. Lin, B. Kiraly, H. Yue, S. Li, I.-K. Chiang, J. Shi, S. J. Benkovic, T. J. Huang // *Proc. Natl. Acad. Sci.* – 2012. – Vol. 109, No. 28. – P. 11105–11109.
34. Acoustic Tractor Beam / C. E. M. Démore, P. M. Dahl, Z. Yang, P. Glynne-Jones, A. Melzer, S. Cochran, M. P. MacDonald, G. C. Spalding // *Phys. Rev. Lett. American Physical Society*. – 2014. – Vol. 112, No. 17. – P. 174302.
35. Acoustophoretic contactless transport and handling of matter in air / D. Foresti, M. Nabavi, M. Klingauf, A. Ferrari, D. Poulikakos // *Proc. Natl. Acad. Sci.* – 2013. – Vol. 110, No. 31. – P. 12549–12554.
36. Zhang P., Li T., Zhu J., Zhu X., Yang S., Wang Y., Yin X., Zhang X. Generation of acoustic self-bending and bottle beams by phase engineering // *Nat Commun. Nature Publishing Group, a division of Macmillan Publishers Limited. All Rights Reserved.*, 2014. Vol. 5

37. Baresch D., Thomas J.-L., Marchiano R. Observation of a Single-Beam Gradient Force Acoustical Trap for Elastic Particles: Acoustical Tweezers: Classical Physics; Soft Condensed Matter // *Phys. Rev. Lett.* – 2016. – Vol. 116, No. 2. – P. 024301.
38. Ultrahigh frequency lensless ultrasonic transducers for acoustic tweezers application / K. H. Lam, H.-S. Hsu, Y. Li, C. Lee, A. Lin, Q. Zhou, E. S. Kim, K. K. Shung // *Biotechnol. Bioeng.* – 2013. – Vol. 110, No. 3. – P. 881–886.
39. Generation of acoustic self-bending and bottle beams by phase engineering / P. Zhang, T. Li, J. Zhu, X. Zhu, S. Yang, Y. Wang, X. Yin, X. Zhang // *Nat Commun.* – 2014. – Vol. 5.
40. Baresch D., Thomas J.-L., Marchiano R. Observation of a Single-Beam Gradient Force Acoustical Trap for Elastic Particles: Acoustical Tweezers: Classical Physics; Soft Condensed Matter // *Phys. Rev. Lett.* – 2016. – Vol. 116, No. 2. – P. 024301.
41. Silva G. T., Baggio A. L. Designing single-beam multitrapping acoustical tweezers // *Ultrasonics.* – 2015. – Vol. 56. – P. 449–455.
42. Holographic acoustic elements for manipulation of levitated objects / A. Marzo, S. A. Seah, B. W. Drinkwater, D. R. Sahoo, B. Long, S. Subramanian // *Nat Commun.* – 2015. – Vol. 6.
43. Baresch D., Thomas J.-L., Marchiano R. Observation of a Single-Beam Gradient Force Acoustical Trap for Elastic Particles: Acoustical Tweezers: Classical Physics; Soft Condensed Matter // *Phys. Rev. Lett.* – 2016. – Vol. 116, No. 2. – P. 024301.
44. Generation of acoustic self-bending and bottle beams by phase engineering / P. Zhang, T. Li, J. Zhu, X. Zhu, S. Yang, Y. Wang, X. Yin, X. Zhang // *Nat Commun.* – 2014. – Vol. 5.
45. Горьков Л. П. О силах, действующих на малую частицу в акустическом поле в идеальной жидкости // *Доклады АН СССР.* – 1961. – Т. 140, № 1. – С. 88–91.
46. Hertz H. M. Standing-wave acoustic trap for non intrusive positioning of microparticles // *J. Appl. Phys.* – 1995. – Vol. 78. – P. 4845–4849.
47. Князько Н. Н., Макарова Е. Д., Рабижанович А. Д. Ультразвуковое проточное фракционирование частиц различной природы. Ч. 2. Принципы выбора оптимальных условий фракционирования однокомпонентных частиц разной природы и неоднородных (двухкомпонентных) частиц. Предельные параметры разделения // *Научное приборостроение.* – 2008. – Т. 18, № 1. – С. 40–55.

Получено 24.05.2017

© И. В. Минин, О. В. Минин, 2017

## OPTICAL AND ACOUSTIC TRAPS

### *Igor V. Minin*

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plahotnogo St., Dr. Sc., Professor, Department of Metrology and Technology of Optical Production, e-mail: prof.minin@gmail.com

### *Oleg V. Minin*

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plahotnogo St., Dr. Sc., Professor, Department of Metrology and Technology of Optical Production, e-mail: prof.minin@gmail.com

The paper provides the review of optical and acoustic traps on the basis of optical and acoustic tweezers. The principles of their work, including application of new focusing devices – dielectric and acoustic the particles forming «photon jets» are considered. Comparison of optical traps with acoustic traps is resulted. Scopes of use of optical and acoustic traps are considered. Optical and

acoustical tweezers are used to grip and manipulate both individual cells and groups of cells, molecules, microparticles, etc.

**Key words:** optical tweezers, optical trap, acoustic trap, sound tweezers, manipulation microparticles, optical radiation, acoustic radiation, radiating force, photon jet.

## REFERENCES

1. Bockelmann, U., Thomen, P., Essevaz-Roulet, B., Viasnoff, V., & Heslot, F. (2016). Unzipping DNA with Optical Tweezers: High Sequence Sensitivity and Force Flips. *Biophys. J. Elsevier*, 82(3), 1537–1553.
2. Wright, W. H., Sonek, G. J., & Berns, M. W. (1994). Parametric study of the force on a microsphere held by optical tweezers. *Appl. Opt.*, 33(9), 1735–1748.
3. Karel, Svoboda, & Steven, M. (1994). Block Biological applications of optical forces. *Annu. Rev. Biophys. Diomol. Struc.*, 23, 247–285.
4. Ashkin, A. (1970). Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 4(4), 156–159.
5. Ashkin, A., & Dziedzic, J. M. (1986). Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Opt. Lett.*, 11(5), 288–291.
6. Ashkin, A., & Dziedzic, J. M. (1987). Optical Trapping and Manipulation of Viruses and Bacteria. *Science*, 235, 1517–1520.
7. Yavorsky B. M., & Detlaf, A. A. (1965). *Spravochnik po fizike [The directory on the physicist]* (3rd ed.). Moscow: Science [in Russian].
8. Born, M. & Volf, E. (1973). *Osnovy optiki [Osnovy of optics]* (2nd ed.). Moscow: Science [in Russian].
9. Neuman, K. C., & Block, S. M. (2004). Optical trapping. *Review of Scientific Instruments*, 75, 2787–2809.
10. Cizmar, T., Davila, Romero, L. C., Dholakia, K., & Andrews, D. L. (2010). Multiple optical trapping and binding: new routes to self-asstmbly. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 43, P. 102001.
11. Nieminen, T. A., Loke, V. L. Y., Knoner, G., & Branczyk, M. (2007). Toolbox for calculation of optical forces and torques. *PIERS Online*, 3, p. 338.
12. US Patent No. 370279. Apparatuses for trapping and accelerating neutral particles.
13. Ghislain, L. P., & Webb, W. W. (1993). Scanning-force microscope based on an optical trap. *Opt. Lett.*, 18(19), 1678–1680. doi: 10.1364/OL.18.001678.
14. Zemanek, P. et al. (1998). Optical trapping of Rayleigh particles using a Gaussian standing wave. *Opt. Commun.*, 151, 273–285.
15. Barton, J., & Alexander, D. (1989). Fifth-order corrected electromagnetic field components for a fundamental Gaussian beam. *J. Appl. Phys.*, 66, 2800–2802.
16. Minin, I. V., & Minin, O. V. *Patent RF No. 160834. Subwave optical trap in a floor of a standing wave*. Novosibirsk: IP Russian Federation.
17. Pacheco-Pena, V., Beruete, M., Minin, I. V., & Minin, O. V. (2014). Terajets produced by 3D dielectric cuboids. *Appl. Phys. Lett.*, 105, P. 084102. Retrived from <http://dx.doi.org/10.1063/1.4894243>.
18. Minin, I. V., Minin, O. V., & Geints, Y. E. (2015). Localized EM and photonic jets from non-spherical and non-symmetrical dielectric mesoscale objects: Brief review. *Ann. Phys. (Berlin)*, 527(7–8), 491–497. doi 10.1002/andp.201500132.
19. Minin, I. V., & Minin, O. V. (2014). Fotonika of the isolated dielectric particles of the any three-dimensional form – a new direction of optical information technologies. *Vestnik IGU. Seriya: Informatsionnye tekhnologii [Bulletin to the NGU. Series: Information Technologies]*, 12(4), 69–70. Retrived from <http://www.nsu.ru/xmlui/handle/nsu/7717> [in Russian].

20. Minin I. V., & Minin O. V. *Patent RF No. 161207. Device for formation of an optical trap in the form of a photon hook* [in Russian].
21. Wu, F. (2010). Generation of self-imaged optical bottle beam by using axicons. *Proc. of SPIE*, 7721(1), 77211C-1–77211C-6.
22. Tikhonenko, V. (1996). Excitation of vortex solitons in a Gaussian beam configuration. *Optics Communications*, 126(1), 108–112.
23. Tauro, S., Banas, A., Palima, D., & Gltickstad, J. (2010). Dynamic axial stabilization of counterpropagating beam-traps with feedback control. *Optics Express*, 18(17), 18217–18222. doi 10.1364/OE.18.018217.
24. Mudry, E., Le Moal, E., Ferrand, P., Chaumet, P. C., & Sentenac, A. (2010). Isotropic diffraction limited focusing using a single objective lens. *Physical Review Letters*, 105(20), P. 203903.
25. *Optical conveyor belt*. (n. d.). Retrived from <http://www.isibrno.cz/omitec/index.php?action=besscbelt.html>.
26. Minin, I. V., & Minin, O. V. *Patent RF No. 167405. Mesoscale an optical trap in a floor of a standing wave on the basis of two counter bunches*. Novosibirsk: IP Russian Federation.
27. US Patent No. 6055106. Apparatus for applying optical gradient forces.
28. Wu, J. (1991). Acoustic tweezers. *J. Acoustical Soc. Am.*, 5, 2140–2143.
29. Baresch, D., Thomas, J.-L., & Marchiano, R. (2016). Observation of a single-beam gradient force acoustical trap for elastic particles: acoustical tweezers. *Physical Review Letters*, 116, P. 024301.
30. Bruus, H. (2012). Acoustofluidics 7: The acoustic radiation force on small particles. *Lab Chip. The Royal Society of Chemistry*, 12(6), 1014–1021.
31. Démoré, C. E. M., Dahl, P. M., Yang, Z., Glynne-Jones, P., Melzer, A., Cochran, S., MacDonald, M. P., & Spalding, G. C. (2014). *Acoustic Tractor Beam*. *Phys. Rev. Lett. American Physical Society*, 112(17), P. 174302.
32. Baresch, D., Thomas, J.-L., Marchiano, R. (2016). Observation of a Single-Beam Gradient Force Acoustical Trap for Elastic Particles: Acoustical Tweezers: Classical Physics; Soft Condensed Matter. *Phys. Rev. Lett.*, 116(2), P. 024301.
33. Ding, X., Lin, S.-C.S., Kiraly, B., Yue, H., Li, S., Chiang, I.-K., Shi, J., Benkovic, S. J., & Huang, T. J. (2012). On-chip manipulation of single microparticles, cells, and organisms using surface acoustic waves. *Proc. Natl. Acad. Sci.*, 109(28), 11105–11109.
34. Démoré, C. E. M., Dahl, P. M., Yang, Z., Glynne-Jones, P., Melzer, A., Cochran, S., MacDonald, M. P., & Spalding, G. C. (2014). *Acoustic Tractor Beam*. *Phys. Rev. Lett. American Physical Society*, 112(17), P. 174302.
35. Foresti, D., Nabavi, M., Klingauf, M., Ferrari, A., & Poulidakos, D. (2013). Acoustophoretic contactless transport and handling of matter in air. *Proc. Natl. Acad. Sci.*, 110(31), 12549–12554.
36. Zhang, P., Li, T., Zhu, J., Zhu, X., Yang, S., Wang, Y., Yin, X., & Zhang, X. (2014). Generation of acoustic self-bending and bottle beams by phase engineering. *Nat Commun.*, 5.
37. Baresch, D., Thomas, J.-L., & Marchiano, R. (2016). Observation of a Single-Beam Gradient Force Acoustical Trap for Elastic Particles: Acoustical Tweezers: Classical Physics; Soft Condensed Matter. *Phys. Rev. Lett.*, 116(2), P. 024301.
38. Lam, K. H., Hsu, H.-S., Li, Y., Lee, C., Lin, A., Zhou, Q., Kim, E. S., & Shung K. K. (2013). Ultrahigh frequency lensless ultrasonic transducers for acoustic tweezers application. *Biotechnol. Bioeng.*, 110(3), 881–886.
39. Zhang, P., Li, T., Zhu, J., Zhu, X., Yang, S., Wang, Y., Yin, X., & Zhang, X. (2014). Generation of acoustic self-bending and bottle beams by phase engineering. *Nat Commun.*, 5.

40. Baresch, D., Thomas, J.-L., & Marchiano, R. (2016). Observation of a Single-Beam Gradient Force Acoustical Trap for Elastic Particles: Acoustical Tweezers: Classical Physics; Soft Condensed Matter. *Phys. Rev. Lett.*, 116(2), P. 024301.
41. Silva, G. T., & Baggio, A. L. (2015). Designing single-beam multitraping acoustical tweezers. *Ultrasonics*, 56, 449–455.
42. Marzo, A., Seah, S. A., Drinkwater, B. W., Sahoo, D. R., Long, B., & Subramanian, S. (2015). Holographic acoustic elements for manipulation of levitated objects. *Nat Commun.*, 6.
43. Baresch, D., Thomas, J.-L., & Marchiano, R. (2016). Observation of a Single-Beam Gradient Force Acoustical Trap for Elastic Particles: Acoustical Tweezers: Classical Physics; Soft Condensed Matter. *Phys. Rev. Lett.*, 116(2), P. 024301.
44. Zhang, P., Li, T., Zhu, J., Zhu, X., Yang, S., Wang, Y., Yin, X., & Zhang, X. (2014). Generation of acoustic self-bending and bottle beams by phase engineering. *Nat Commun.*, 5.
45. Gorkov, L. P. (1961). About the forces acting on a small particle in an acoustic floor in an ideal liquid. *Doklady AN SSSR [Reports AN USSR]*, 140(1), 88–91 [in Russian].
46. Hertz, H. M. (1995). Standing-wave acoustic trap for non intrusive positioning of microparticles, *J. Appl. Phys.*, 78, 4845–4849.
47. Knyazko, N. N., Makarova, E. D., & Rabizhanovich, A. D. (2008). Ultrasonic flowing fractionirovanie particles of the various nature. 2. Principles of a choice of optimum conditions fractionirovanie unicomponent particles of the different nature and non-uniform (two-componental) particles. Limiting parameters of division. *Nauchnoe priborostroenie [Scientific Instrument Making]*, 18(1), 40–55 [in Russian].

Received 24.05.2017

© I. V. Minin, O. V. Minin, 2017