

СВІТЛОВИЙ ТИСК НА ВІЛЬНІ МІКРО- ТА НАНОЧАСТИНКИ: УТРИМАННЯ ТА МАНІПУЛЮВАННЯ

У роботі подано огляд сучасного стану та нові пропозиції з утримання малих частинок мікро- та нанометрового розміру й маніпулювання ними за допомогою сил світлового тиску. Розглянуто можливості підсилення ефективності такого керування при резонансній взаємодії лазерного світла з малою частинкою. Аналізуються існуючі та пропонуються нові конфігурації оптичних пасток для утримання вільних мікро- і наночастинок та керування їх рухом, формування просторових структур малих частинок у лазерних полях. Подано експериментальні результати з утримання (левітації) поглинаючих частинок у пастці, сформованій двомодовим полем лазерного випромінювання.

Вступ

Гіпотеза про механічну дію світла на поглинаючі частинки й тіла сягає часів Кеплера і Ньютона. Наприкінці ХХ ст. Максвелл на основі створеної ним теорії електромагнітного поля вперше обчислив силу світлового тиску. Перші експериментальні вимірювання сили, з якою світло діє на тверде тіло, були здійснені П. М. Лебе-

девим у 1901 р. [1]. До винайдення лазерів світловий тиск здебільшого розглядався як один з механізмів, що відповідає за фізичні процеси у позаземних об'єктах - зірках та міжзірковому космічному просторі. З появою лазерів як джерел потужного монохроматичного випромінювання дослідження і використання світлового тиску одержали новий потужний імпульс. Так, одну з перших пропозицій було зроблено в 1962 р.

О. Я. Усиковим із співавторами з Інституту радіофізики й електроніки АН УРСР (Харків) - «лазерний насос» для розділення ізотопів, який базувався на використанні світлового тиску для селективного відкачування газів [2]. На жаль, ця робота залишилась маловідомою для світового наукового співтовариства. Протягом 2-ї половини XX СТ. роботи в галузі резонансного світлового тиску на атоми велися надзвичайно активно, і їхнім наслідком стала розробка ефективних методів лазерного керування рухом атомів та молекул, лазерного охолодження атомів до температур, які становлять частинки мікрокельвіна і, зрештою, одержання нового, т. зв. п'ятого стану речовини - конденсату Бозе—Ейнштейна. Нагадаємо, що за розробку методів лазерного охолодження і лазерних пасток для нейтральних атомів Нобелівську премію 1997 р. було присуджено Стівену Чу, Клоду Кoen-Тануджі та Вільяму Філіпсу, а премію 2001 р. за досягнення бозе-ейнштейнівської конденсації в розрідженому газі лужних атомів та дослідження властивостей конденсату - Еріку Корнелю, Вольфгангу Кеттерлі та Карлу Віману [3].

У 1970 р. Артур Ашкін уперше продемонстрував, що два зустрічні лазерні промені можуть захоплювати й утримувати діелектричну сферу діаметром у кілька мікронів [4]. Цим було покладено початок робіт у галузі захоплення, утримання і маніпулювання мікрочастинками за допомогою сил світлового тиску, створюваного лазерним випромінюванням. У 1986 р. було показано, що навіть один сфокусований лазерний пучок може захоплювати й утримувати таку сферу над точкою фокуса [5]. Подальший розвиток лазерного маніпулювання мікрочастинками привів до нових революційних технологій у біології та медицині. Виявилося, що лазерні пучки невеликої інтенсивності (одиниці міліват) дають змогу ефективно здійснювати захоплення й утримання вірусів та бактерій [6], окремих клітин [7, 8], вимірювати сили, які пов'язані з транскрипцією РНК [9], рухати окремі молекули ДНК у розчинах [10] тощо. Прикладні застосування методів лазерного керування рухом малих частинок (оптичних пінцетів, «optical tweezers») у біології, медицині, мікроелектроніці, фундаментальних дослідженнях активно розвиваються протягом останніх років. Оптичні пастки використовуються для захоплення й утримання частинок розмірами від 25 НМ до 10 мкм. Розроблено нові версії таких пристроїв, які дають змогу не лише утримувати й переміщувати малі частинки завдяки передачі механічного імпульсу від лазерного поля до частинки, а й передавати їм момент кількості руху, контролюючи їх обертання [11].

У цій роботі ми розглядаємо фізичні основи, на яких базується дія оптичних пасток та маніпуляторів для малих частинок мікронного та нанометрового розмірів. Розглядаються можливості збільшення сили світлового тиску при резонансній взаємодії лазерного світла з малою матеріальною частинкою, у тому числі нова пропозиція щодо використання ефекту резонансного збільшення поглинання світла малою частинкою, оточеною вільними атомами. Розглянуто особливості роботи оптичних пасток для частинок нанометрових розмірів. Для поглинаючих частинок запропоновано й експериментально реалізовано оптичну пастку, яка базується на створенні потенціальної ями в полі двомодового лазерного поля. Наводяться результати експериментального спостереження оптичної левітації малої поглинаючої частинки в полі такого лазерного пучка.

Фізичні основи оптичних пасток

Оптичні пастки є тривимірними пастками, які використовують сфокусований лазерний промінь для захоплення та маніпуляції мікроскопічними незарядженими (нейтральними) об'єктами, такими як малі діелектричні та металічні частинки (див. рис. 1). Їх дія базується на передачі механічного імпульсу лазерного світлового поля матеріальній малій частинці. Силу, яка діє на малу частинку, можна розрахувати, розв'язуючи рівняння Максвелла для електромагнітного поля з граничними умовами, характерними для даної системи. Залежно від співвідношення роз-

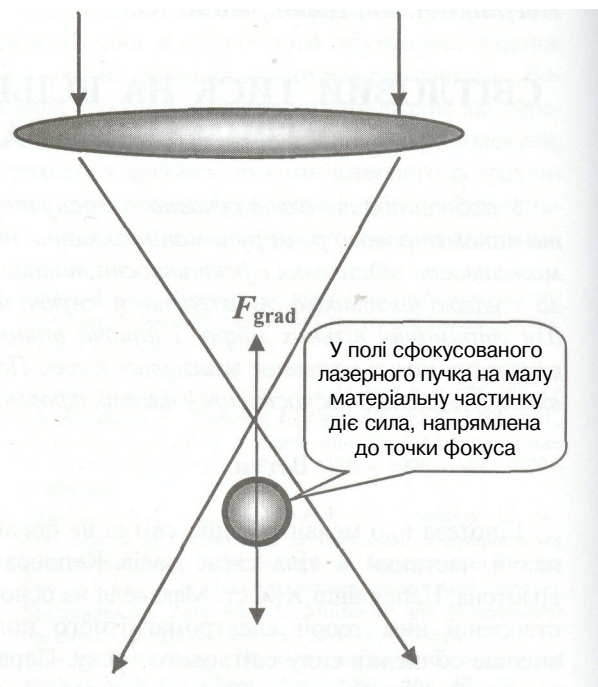


Рис. 1. Схема оптичної пастки для малих матеріальних частинок



Рис. 2. Сили, що діють на прозору сферу з боку сфокусованого лазерного пучка:
а) при розміщенні частинки нижче фокуса на неї діє сила, напрямлена до фокуса; б) при розміщенні частинки несиметрично по відношенню до осі пучка на неї діє сила, напрямлена до осі пучка

міру частинки d та довжини хвилі лазерного випромінювання λ розглядаються відповідні наближення: для $d \gg \lambda$ (наближення Мі) використовується наближення геометричної оптики, в якому електромагнітне поле розглядається локально як плоска хвиля, при цьому дифракційними явищами нехтують і передача імпульсу розраховується, виходячи із заломлення та відбивання плоских хвиль; для малих частинок $d \ll \lambda$ (релеївське наближення) поле на діаметрі частинки вважається постійним за амплітудою, і частинка розглядається як диполь, що індукється гармонічним електричним полем [12].

Сила світлового тиску на частинку може бути розкладена на дві компоненти: дисипативна сила розсіювання, яка діє в напрямі поширення падаючого світла, і консервативна градієнтна сила, спрямована по градієнту інтенсивності. Стабільна пастка формується одним сфокусованим лазерним пучком за умови, коли градієнтна сила перевищує силу, спричинену розсіюванням, і формує потенціальну яму як мінімум з глибиною, більшою за теплову енергію броунівського руху частинки.

Для діелектричних прозорих частинок сферичної форми у наближенні Мі ($d \gg \lambda$) природу градієнтної сили можна пояснити, розглядаючи хід заломлених частинкою променів (рис. 2). Із закону збереження імпульсу видно, що при зміні напрямку поширення світлового променя, який заломлюється частинкою, остання одержує імпульс від світлового поля такий, що результуюча сила буде спрямована по градієнту інтенсивності лазерного поля. При використанні для захоплення частинки сфокусованого лазерного пучка з гаусовим поперечним розподілом інтенсивності, частинка притягатиметься до осі пучка та до області фокуса. Таким чином може бути сформована стійка тривимірна пастка для прозорих сфер мікронних розмірів [5].

Для випадку релеївського наближення ($d \ll \lambda$) частинка може розглядатись як диполь у неоднорідному світловому полі. На частинку з діелектричною проникністю ϵ , розміщену в середовищі з проникністю S_G , з боку оптичного поля з вектором Умова-Пойнтінга S діє градієнтна сила

$$\vec{F}_{gr} = 2\pi R^3 \frac{\sqrt{\epsilon_0}}{c} \left(\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon + 2\epsilon_0} \right) \nabla |\vec{S}|. \quad (1)$$

Тут R - радіус частинки, c - швидкість світла.

При розсіянні світла частинкою на неї діє також сила в напрямку поширення світла:

$$\vec{F}_s = \frac{8}{3} \pi (kR)^4 R^2 \frac{\sqrt{\epsilon_0}}{c} \left(\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon + 2\epsilon_0} \right)^2 \vec{S}, \quad (2)$$

де $k = 2\pi/\lambda$ - хвильове число лазерного випромінювання.

Таким чином, на діелектричну частинку (сферу) діятиме сила $\vec{F} = \vec{F}_{gr} + \vec{F}_s$. При цьому необхідною умовою захоплення частинки буде $\vec{F}_{gr}/\vec{F}_s > 1$.

Як видно з (1), (2), сила $\vec{F}_{gr}$ пропорційна R^3 , тоді як $\vec{F}_s$ пропорційна R^6 , так що проблема, пов'язана з розсіюванням, стає менш суттєвою для частинок малих розмірів. Проте за абсолютною величиною градієнтна сила зменшується зі зменшенням R , і для частинок, менших певного розміру, глибина потенціальної ями пастки буде меншою за енергію теплового руху й утримання частинки буде неможливим. За оцінками, розміри частинок, які можуть стабільно утримуватись оптичними пастками, лежать у межах від 100 нм до 20 мкм.

Для металічних та поглинаючих частинок сили, пов'язані з розсіюванням, стають домінуючими, й утримання таких частинок є складним завданням, яке, проте, успішно вирішується - захоплення

та утримання металічних частинок нанометрового розміру здійснене експериментальне [13].

Оптичні пастки для наночастинок

Оптичні пастки для частинок нанометрового розміру вже демонструвались експериментально: наприклад для частинок золота розміром 36 НМ [13] та органічних молекул розмірами сотні нанометрів [14]. Разом з тим захоплення та маніпуляція частинками нанометрового розміру за допомогою світлового тиску як складова загальної стратегії дослідження та створення наноструктур не є достатньо вивченою та дослідженою. Це пов'язано з тим, що наночастинки, з одного боку, є завеликими для описання їх з перших принципів, а з іншого - надто малими для розгляду їх як статистичних ансамблів. Саме тому дослідження методів оптичного маніпулювання наночастинками на сьогодні є предметом інтенсивних досліджень, головним чином теоретичних.

Зі зменшенням розміру частинки зменшується градієнтна сила, яка діє на неї з боку лазерного поля ($F_{gr} \sim R^3$). Пошук нових методів підсилення ефективності оптичних пасток для частинок нанометрового розміру ведеться у двох напрямках: використання методів мікроскопії ближнього поля та резонансних оптичних пасток.

Перший метод базується на сильному підсиленні електричного поля на гострому металічному вістрі малого радіуса при його освітленні лазерним полем. У такій пастці сильно локалізоване поверхневе поле визначає малий розмір (і, відповідно, добру локалізацію) оптичної пастки та зумовлює великий градієнт поля, збільшуючи градієнтну силу, яка діє на наночастинку [15].

Резонансна оптична пастка базується на використанні для захоплення та маніпуляції лазерного світла з частотою, резонансною до частоти електронного збудження наночастинки. При збудженні частинки таким світлом поляризація частинки резонансно зростає, що зумовлює резонансне зростання сили, яка діє на частинку (як градієнтної, так і сили, пов'язаної з розсіюванням). У [16] розглянуто теоретичну задачу формування оптичної пастки, захоплення й маніпулювання частинками для частот лазерного випромінювання, близьких до резонансу поглинання. При цьому природа резонансу не деталізувалась, використовувалась модель класичного осцилятора згасанням у полі сфокусованого гаусового лазерного пучка. Показано, що оптимальним є настроювання частоти лазерного поля у «червоне» крило лінії поглинання. При цьому можна очікувати підсилення жорсткості пастки від 3 до 50 разів.

Теоретичний аналіз механічної взаємодії між випромінюванням та напівпровідниковою наночастинкою з використанням мікроскопічної моделі просторово-обмеженого екситону у сферичній наноструктурі здійснено в [17]. Показано, що резонансне підсилення ефективності оптичної пастки є суттєвим для частинок розмірами менше 100 НМ. Для частинок розмірами близько 10 НМ сила, що діє на частинку з боку оптичного резонансного поля, у 10^4 - 10^5 разів більша, ніж для нерезонансного випадку. У роботі зроблено оцінки для напівпровідникових матеріалів CuCl та ZnO. Розглянуто можливість селекції захоплених частинок за їх розмірами, оскільки частота екситонного резонансу сильно залежить від розміру частинки, так що резонансні умови можуть бути забезпечені для частинок лише одного розміру. Показано, що в полі стоячої лазерної хвилі на наночастинки діятиме сила в напрямі вузла, тому можна очікувати формування двовимірних структур з наночастинок в полі стоячої хвилі.

У цій роботі ми хотіли звернути увагу на специфічний механізм резонансного збільшення поглинання світла мікрочастинкою, розглянутий у [18], де теоретично показано, що за наявності біля мікрочастинки атома з резонансною до падаючого світла частотою оптичного переходу можливе суттєве збільшення поглинання енергії мікрочастинкою. Таке зростання поглинання зумовлене каскадною передачею енергії від збудженого атома до мікрочастинки шляхом поглинання частинкою електричного поля, наведеного світлом атомного диполя. В оптимальних умовах збудження атома $\frac{\pi}{2}$ імпульсом, обвідна

якого задовольняє умову $\frac{2|d^{01}|}{\hbar} \int E(t) dt = \frac{\pi}{2}$, ко-

ли в атомі наводиться максимальний осцилюючий і згасаючий дипольний момент $d = d^{01} \exp(-\Gamma t - i\omega t)$, ефективність каскадної передачі енергії від атома до частинки буде

$$\eta \equiv \frac{\int P \partial t}{\int P_0 \partial t} = \frac{3}{4\pi^2} \left(\frac{\lambda}{R} \right)^3 \frac{|3\varepsilon + 1|^2}{\varepsilon''} \gamma \tau_p, \text{ це } R - \text{ радіус}$$

частинки, $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ комплексна сприйнятливість мікрочастинки, P - енергія, поглинута частинкою за наявності резонансного атома, P_0 - енергія, поглинута частинкою безпосередньо з оптичного поля, γ - радіаційна ширина резонансного переходу атома, τ_p - тривалість імпульсу.

Видно, що незважаючи на малість $\gamma \tau_p$ (короткий імпульс), завдяки великим множникам $\left(\frac{\lambda}{R} \right)^3$ та $|3\varepsilon + 1|^2 / \varepsilon''$ величина η може бути досить значною.

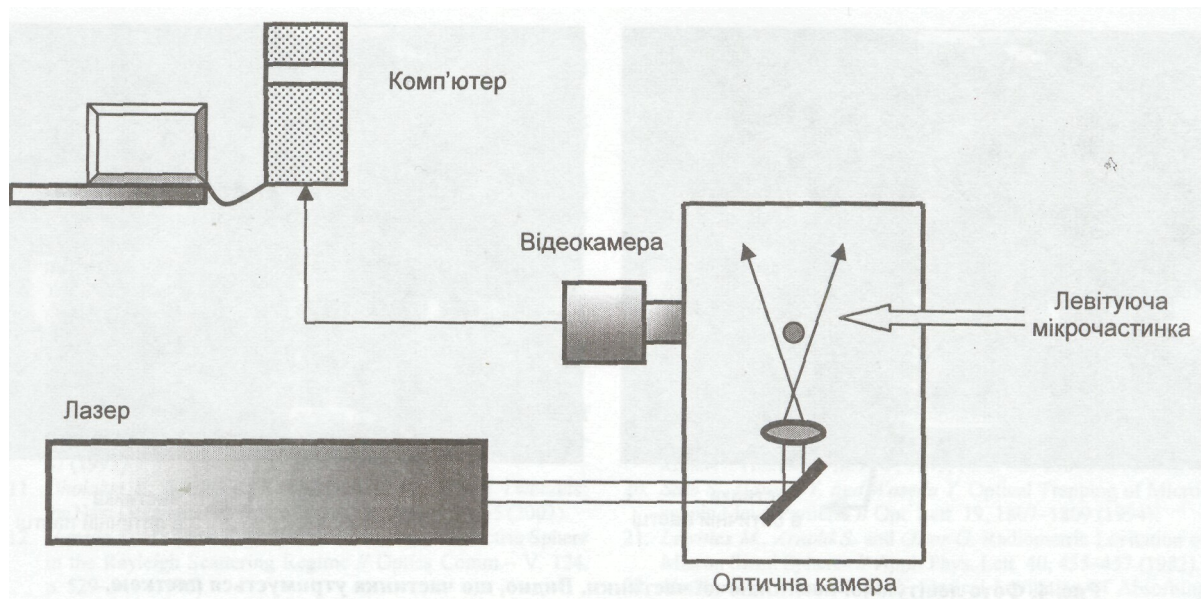


Рис. 3. Схема спостереження левітації малої поглинаючої частинки

Оцінки для мікрочастинки натрію розмірами $2R = 10$ нм показують, що за наявності атома натрію та резонансного оптичного поля з довжиною хвилі 589 нм ефективність каскадної передачі енергії може досягати 10^3 - 10^4 . Такий механізм резонансного збільшення поглинання енергії оптичного поля мікрочастинкою може знайти застосування при розробці оптичних пасток для частинок малих розмірів.

Треба зауважити, що важливою проблемою захоплення та маніпулювання малими частинками за допомогою оптичних пасток є нагрівання частинок, яке, особливо для біологічних об'єктів, є небажаним. Як відзначається в [17], ця проблема для схем резонансної взаємодії, у яких зв'язок поля з речовиною є сильнішим, ніж безвипромінювальні константи, не виникає, оскільки сили, пов'язані з розсіюванням, суттєво більші, ніж сили світлового тиску, пов'язані з поглинанням. Така ситуація характерна для розглянутих у [17] екситонних резонансів. Ми хотіли б звернути увагу на те, що в [19] було реалізовано схему спостереження вимушеного світлового тиску на атоми, характерною особливістю якої є те, що вона базується на вимушених переходах і не вимагає каналу дисипації енергії, як це характерно для спонтанної сили світлового тиску на атоми. У подальшому ця схема застосовувалась для спостереження світлового тиску на молекули - системи, в якій дисипативний канал у традиційній схемі унеможливує в принципі спостереження значної дії світлового тиску. Поширення підходів до передачі механічного моменту від оптичного поля до квантової системи, які базуються на вимушених переходах у квантових системах, на захоплення та маніпулювання мікро- та наночас-

тинками резонансними світловими полями може сприяти створенню ефективних методів керування їхнім рухом без включення дисипативних каналів поглинання енергії.

Левітація поглинаючих частинок у полі двомодового аргонowego лазера

Левітацію поглинаючих частинок у повітрі або у вакуумі, на відміну від оптичного маніпулювання мікрочастинками у рідинах, досліджено менше [20-22]. Передачу мікрочастинці імпульсу від вертикально орієнтованого світлового пучка для урівноваження гравітаційної сили тяжіння може бути здійснено за допомогою кількох фізичних механізмів. При левітації в повітрі важливу роль відіграють радіометричні сили, пов'язані з неоднорідним нагрівом частинки у неоднорідному лазерному полі [21, 22]. На відміну від маніпулювання діелектричними прозорими частинками, для яких лазерні пучки з Гаусовим розподілом TEM_{00} є оптимальними, пастки для поглинаючих частинок потребують додаткових експериментальних досліджень оптимальної конфігурації лазерного поля в оптичній пастці. Металічні частинки утримувались у полі TEM_{00} пучка з локальними неоднорідностями поля [22], скануючим у просторі лазерним пучком, який утворює динамічну пастку, наперемінною дією TEM_{00} та TEM_{01} пучків [21], частково перекритим гаусовим лазерним пучком [23].

Ми експериментально показали, що захоплення і левітація поглинаючих оптичних неметалічних частинок може здійснюватись у полі двомодового (TEM_{00} та TEM_{01} лазерного пучка).

Схему експериментальної установки зображено на рис. 3. Лазерний пучок генерувався арго-

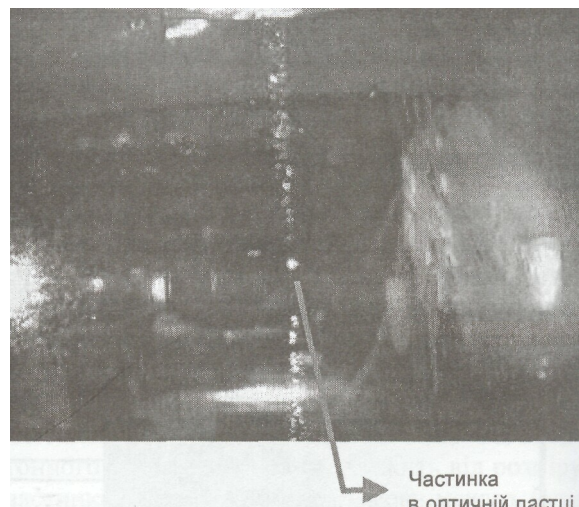


Рис. 4. Фото левітуючої поглинаючої частинки. Видно, що частинка утримується пасткою, а частинки поза пасткою змінюють своє положення (фото зроблені з інтервалом 60 с)

новим лазером ЛГН-106. Вибиралися спеціальні режими генерації, коли поле з довжиною хвилі 488,8 НМ становило моду TEM_0 , а поле з довжиною хвилі 514,5 НМ - моду TEM_0Q . Таким чином формувалася оптична пастка з осьовим мінімумом інтенсивності, проте на осі інтенсивність лазерного поля не дорівнювала нулю. Ми вважали, що така оптична пастка забезпечуватиме стійкість пастки як у поздовжньому, так і в поперечному напрямі для поглинаючих частинок незалежно від їх розміру. Пучок посилався в оптичну камеру, де фокусувався за допомогою лінзи з фокусною відстанню 5 СМ і спрямовувався вертикально. Поглинаючі частинки подавалися з генератора диму і захоплювалися оптичною пасткою. Показано, що запропонована схема оптичної пастки дає змогу тривалого (кілька хвилин) утримання поглинаючої частинки (рис. 4), маніпулювання (поперечного переміщення) нею. Запропонована та експериментально реалізована схема оптичної пастки може бути застосована для левітації поглинаючих частинок як у повітрі, так і у вакуумі, що дасть змогу дослідити оптичні та теплові властивості одиночних малих частинок.

Висновки

Оптичні пастки є важливим інструментом для захоплення та маніпулювання малими частин-

ками мікронних та нанометрових розмірів. Ефективні оптичні пастки для частинок нанометрового розміру можуть бути створені з використанням резонансних світлових полів. Теоретичні дослідження таких пасток з використанням екситонних резонансів показують збільшення ефективності пасток у десятки тисяч разів. Використання резонансного підсилення поглинання малою частинкою шляхом каскадної передачі енергії від резонансно збудженого близько розміщеного атома може бути використано для створення оптичних пасток нового типу. Перспективними є оптичні пастки, які базуються на передачі імпульсу в процесах вимушених переходів у резонансних системах. Такі пастки можуть поєднувати високу ефективність з неруйнівним їх характером. Експериментально продемонстровано роботу оптичної пастки, сформованої полем двомодового лазерного випромінювання.

Роботу виконано в рамках програми НАН України «Фізичні й астрофізичні дослідження фундаментальних проблем будови і властивостей матерії на макроскопічному та мікроскопічному рівнях» проекту ВЦ/98-24 «Дослідження властивостей речовини при її взаємодії з потужним та високомонохроматичним лазерним світлом, розробка фізичних основ прецизійних лазерних технологій та нових методів лазерної метрології».

1. *Lebedev P. N.* Untersuchungen ueber die Druckkräfte des Lichtes // *Ann. D. Phys.*, Leipzig, 4 Folge, 1901, Bd. V. 1, s. 433-458, mit Fig. (переклад в кн.: *Лебедев П. Н.* Избранные сочинения. - М., 1949. - С. 151-180 з мал. і табл.)
2. *Усиков А. Я., Канторович В. Н., Канер Э. А., Блюх П. В.* Об использовании светового давления для избирательной оп- качки газов // *Укр. физ. журн.*, т. 17, № 8, с. 1245-1248 (1972). Зміст роботи доповідався на Вченій раді ІРЕ АН УРСР у 1962р.
3. Нобелівські премії у науці за 1997 рік. Фізика. Атоми, охолоджені лазером. Стівен Чу (Стенфордський університет),

- Клод Коен-Тануджі (Коледж де Франс) та Еколь Нормаль (Суперієр, Париж) // *Світ науки*, № 1, (1998). Вільям Д. Філіпс (Національний інститут стандартів і технології, Меріленд), Ерік А. Корнел, Карл Е. Віман. Конденсат Бозе - Ейнштейна // *Світ науки*, № 3 (1998).
4. *Ashkin A.* Acceleration and Trapping of Small Particles by Radiation Pressure // *Physical Review Letters*, vol. 24, p. 154-159(1970).
5. *Ashkin, A.; Dziedzic, J. M.; Bjorkholm, J. E.; and Chu, S.*, Observation of a Single-Beam Gradient Force Optical Trap for Dielectrical Particles // *Optics Letters*, v. 11, p. 288-290 (1986).

6. Ashkin and Dziedzic J. M. Optical Trapping and Manipulation of Viruses and Bacteria // Science, vol. 235, p. 1517-1520 (1987).
7. Ashkin, A., Dziedzic, J. M., and Yamane, T. Optical Trapping and Manipulation of Single Cells using Infrared Laser Beams // Nature 330, (24-31 Dec.) p. 769-771 (1987).
8. Liu Y., Sonek G. L., Berns M., Tromberg B. J. Physiological Monitoring of Optically Trapped cells: Assessing the Effects of Confinement by 1064-nm Laser Tweezers Using Microfluorometry // Biophys. J., v. 71, p. 2158-2167 (1996).
9. Yin Hong, Wang M. D., Svoboda K., Landick R., Block S. M., Gelles J. Transcription Against an Applied Force // Science, v. 270, p. 1653-1656 (1995); Wang, M. D., Yin, H., Landick, R., Gelles, J. and Block, S. M. Stretching DNA with Optical Tweezers. Biophys. J. 72: 1335-1346 (1997).
10. Perkins T. T., Smith D. E., Larson R. G., Chu S. Stretching of a Single Tethered Polymer in a Uniform Flow // Science 268: 83-87 (1995)
11. Dholakia K., Spalding G., MacDonald M. Optical Tweezers: the Next Generation // Physics World, October, p. 31-35 (2002).
12. Harada Y., Asakura T. Radiation Forces on a Dielectric Sphere in the Rayleigh Scattering Regime // Optics Comm- V. 124, p. 529-541 (1996).
13. Svoboda K., Block S. M. Optical Trapping of Metallic Rayleigh Particles // Opt. Letters, v. 19, p. 930-932 (1994). Sugiura, T. Okada, Y. Inouye, O. Nakamura and S. Kawata. Gold-bead Scanning Near-Field Optical Microscope with Laser-Force Position Control // Opt. Lett. Vol. 22, № 22, p. 1663-1665 (1997).
14. Ito S., Yoshikawa H., Masuhara H. Fixation of Polymer Nanoparticles on Glass Substrates // Appl. Phys. Lett., vol. 78, № 17, p. 2566-2569(2001).
15. Novotny L., Bian R. X., Xie X. S. Theory of Nanometric Optical Tweezers // Phys. Rev. Lett., v. 79, № 4, p. 645-648 (1997).
16. Agayan R. R., Gittes F., Kopelman R., Schmidt Ch. F. Optical Trapping Near Resonance Absorption // Appl. Optics, v. 41, № 12, p. 2318-2327(2002).
17. Iida T., Ishihara H. The Theoretical Study of the Optical Manipulation of Semiconductor Nanoparticles under an Excitonic Resonance Condition // Phys. Rev. Lett., v. 90, № 5, p. 057403-1-057403-4 (2003).
18. Николаев Г. Н. Аномальное поглощение света микрочастицей // Письма в ЖЭТФ.- Т. 49- Вып. 1.- С. 3-5 (1989).
19. Войцехович В. С., Данилейко М. В., Негрийко А. М., Романенко В. И., Яценко Л. П. Наблюдение стимулированного светового давления амплитудно-модулированных волн на атомы // Письма в ЖЭТФ, т. 49, № 3- С. 138-140 (1989).
20. Sato S., Harada Y. and Waseda Y. Optical Trapping of Microscopic Metal Particles // Opt. Lett. 19, 1807-1809 (1994).
21. Lewittes M., Arnolds, and Oster G. Radiometric Levitation of Micron Sized Spheres // Appl. Phys. Lett. 40,455-457 (1982).
22. Huiskens J., Stelzar E. H. K. Optical Levitation of Absorbing Particles with a Nominally Gaussian Laser Beam // Opt. Lett., v. 27, № 14, p. 1223-1225 (2002).
23. Gu M., Morrish D. Three-dimensional Trapping of Mie Metallic Particles by the Use of Obstructed Laser Beams // Journ. Appl. Phys., v. 91, № 3, p. 1606-1612 (2002).

A. M. Negriyko, K. Yu. Dmytriev

LIGHT PRESSURE ON FREE MICRO- AND NANOPARTICLES. TRAPPING AND MANIPULATION

The experimental and theoretical investigations review and new proposals on micro- and nano size particles trapping and manipulation by light pressure force are given. The possibilities of control efficiency enhancement at resonant interaction of laser light with small particle is considered. The existing and new configurations of optical traps for free micro- and nanoparticles trapping and control of its motion, spatial structures formation by laser fields is analyzed. The experimental results on absorbing particles trapping (levitation) in trap formed by two-mode laser field is presented.