

Киральные частицы в поле излучения с круговой поляризацией: новые эффекты и приложения

Д.В.Гузатов, В.В.Климов

Исследованы поперечные сечения рассеяния, поглощения и светового давления для киральной сферической частицы, находящейся в поле излучения с круговой поляризацией, при различных значениях радиуса, диэлектрической и магнитной проницаемостей и параметра киральности частицы. Найдены условия, при которых сечения поглощения и светового давления существенно различаются при облучении наночастиц излучением с разными поляризациями, что можно использовать для повышения эффективности синтеза киральных наночастиц сложной структуры.

Ключевые слова: киральная частица, рассеяние света, поглощение света, световое давление.

1. Введение

Киральность – это геометрическое свойство трехмерных тел не совмещаться со своим отражением в зеркале ни при каких сдвигах и поворотах. Таким свойством, например, обладает человеческая рука, молекула ДНК, пружина. Киральные свойства сплошных сред связаны с определенной геометрией молекул кирального вещества [1]. В киральных средах наблюдается ряд уникальных оптических явлений, таких как вращение плоскости поляризации, круговой дихроизм и др. [2–5]. Примерами киральных веществ являются раствор сахара, нуклеиновые кислоты, кварц и др. Искусственные киральные объекты служат основой для создания метаматериалов, обладающих свойством отрицательного преломления электромагнитных волн [6–8].

Как известно, на материальный объект, помещенный в световое поле, действует сила светового давления [9]. Особенно заметным это явление становится в поле лазерного излучения, когда появляется возможность наблюдать левитацию прозрачных диэлектрических частиц [10], захватывать и удерживать их [11]. В настоящее время большое внимание уделяется исследованию сил светового давления, оказываемого лазерными пучками на диэлектрические частицы [12–15]. Работ, в которых рассматривается действие силы светового давления на объекты из «необычных» материалов (киральных, с отрицательным преломлением), не так много. Например, в [16] исследуется действие силы светового давления на плоскую границу раздела диэлектрической среды и среды с отрицательным преломлением и на тонкую плоскопараллельную пластинку из материала с отрицательным преломлением [17], а в [18] – на пластинку из кирального материала. Наконец, в работе [19] изучается сила светового

давления, действующая на сферическую оболочку из гипотетического материала, обладающего свойством покрытия-невидимки. Исследование действия силы светового давления на киральные сферические частицы, насколько нам известно, не проводилось.

В то же время оптические свойства киральных сферических частиц изучались довольно интенсивно. К настоящему времени подробно исследованы рассеяние плоской монохроматической электромагнитной волны на однородной [3, 20] и неоднородной [21] киральных сферических частицах, рассеяние на киральных оболочках, покрывающих диэлектрические и металлические сферические частицы [22, 23], а также рассеяние поля эрмитова лазерного пучка на киральной микросфере [24] и рассеяние электромагнитной волны на киральной сфере, находящейся в киральной среде [3, 25].

Целью настоящей работы является исследование особенностей действия силы светового давления на киральную сферическую частицу, находящуюся в поле плоской монохроматической электромагнитной волны. Основное внимание уделяется волнам с левой и правой круговыми поляризациями, что обусловлено различием в их действии на киральные частицы. Для вычисления силы светового давления используется формализм, связанный с тензором напряжений Максвелла [9], что позволяет найти аналитическое выражение для этой силы в случае киральной сферической частицы произвольного радиуса.

2. Рассеяние электромагнитной волны с круговой поляризацией на киральной сферической частице

При решении задачи об электромагнитном поле в изотропной киральной среде мы будем следовать методу, предложенному в [26], применяя его для среды, описываемой материальными уравнениями

$$\mathbf{D} = \epsilon_p \mathbf{E} - i\chi \mathbf{H}, \quad \mathbf{B} = \mu_p \mathbf{H} + i\chi \mathbf{E}, \quad (1)$$

где \mathbf{D} , \mathbf{E} и \mathbf{B} , \mathbf{H} – индукция и напряженность электрического и магнитного полей соответственно; ϵ_p и μ_p – диэлектрическая и магнитная проницаемости киральной

Д.В.Гузатов. Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, Белоруссия, 230023 Гродно, ул. Ожешко, 22; e-mail: dm_guzatov@mail.ru

В.В.Климов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: vklim@sci.lebedev.ru

среды; χ – безразмерный параметр киральности, в общем случае зависящий от частоты падающего излучения [2, 4]. Подставляя соотношения (1) в уравнения Максвелла, получаем

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} + k_0 \chi \mathbf{E} = ik_0 \mu_p \mathbf{H}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} + k_0 \chi \mathbf{H} = -ik_0 \varepsilon_p \mathbf{E}, \quad (2)$$

где $k_0 = \omega/c$ – волновое число в вакууме; ω – частота; c – скорость света в вакууме.

Систему уравнений (2) удобно привести к матричному виду:

$$\begin{bmatrix} \operatorname{rot} \mathbf{E} \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} \end{bmatrix} = K \begin{bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{bmatrix}, \quad K = \begin{bmatrix} -k_0 \chi & ik_0 \mu_p \\ -ik_0 \varepsilon_p & -k_0 \chi \end{bmatrix}. \quad (3)$$

С помощью линейного преобразования электромагнитных полей

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} \mathbf{Q}_L \\ \mathbf{Q}_R \end{bmatrix}, \quad A = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -ik_p & ik_p \\ -k_0 \mu_p & k_0 \mu_p \end{bmatrix}, \quad (4)$$

в котором $k_p = k_0 \sqrt{\varepsilon_p \mu_p}$, диагоналируем матрицу K :

$$A^{-1} K A = \begin{bmatrix} k_p - k_0 \chi & 0 \\ 0 & -k_p - k_0 \chi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_L & 0 \\ 0 & -k_R \end{bmatrix}, \quad (5)$$

где k_L и k_R – волновые числа волн, которые могут распространяться в киральной среде и имеют левую (L) или правую (R) круговую поляризацию. Компоненты преобразованного поля (4) удовлетворяют уравнениям

$$\operatorname{rot} \mathbf{Q}_L = k_L \mathbf{Q}_L, \quad \operatorname{rot} \mathbf{Q}_R = -k_R \mathbf{Q}_R, \quad \operatorname{div} \mathbf{Q}_L = \operatorname{div} \mathbf{Q}_R = 0. \quad (6)$$

Таким образом, электромагнитное поле внутри киральной сферической частицы может быть представлено в следующем виде (см. формулу (4)):

$$\mathbf{E}^i = \mathbf{Q}_L + \mathbf{Q}_R, \quad \mathbf{H}^i = -\frac{ik_p}{k_0 \mu_p} (\mathbf{Q}_L - \mathbf{Q}_R). \quad (7)$$

Для рассматриваемой сферической геометрии поля \mathbf{Q}_L и \mathbf{Q}_R имеют вид [26]

$$\begin{aligned} \mathbf{Q}_L &= \exp(-i\omega t) \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n [A_{nmc}^L (\mathbf{n}_{nmc}^L + \mathbf{m}_{nmc}^L) \\ &\quad + A_{mno}^L (\mathbf{n}_{mno}^L + \mathbf{m}_{mno}^L)], \\ \mathbf{Q}_R &= \exp(-i\omega t) \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n [A_{nmc}^R (\mathbf{n}_{nmc}^R - \mathbf{m}_{nmc}^R) \\ &\quad + A_{mno}^R (\mathbf{n}_{mno}^R - \mathbf{m}_{mno}^R)], \end{aligned} \quad (8)$$

где A_{nmc}^L , A_{mno}^L и A_{nmc}^R , A_{mno}^R – коэффициенты разложения, которые можно найти с помощью граничного условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на поверхности киральной частицы. Входящие в (8) сферические векторные функции имеют вид [27] ($j = L, R$)

$$\begin{Bmatrix} \mathbf{n}_{nmc}^{(j)} \\ \mathbf{m}_{mno}^{(j)} \end{Bmatrix} = \frac{n(n+1)}{(rk_j)^2} \psi_n(rk_j) P_n^m(\cos \theta) \begin{Bmatrix} \cos(m\varphi) \\ \sin(m\varphi) \end{Bmatrix} \mathbf{e}_r +$$

$$\begin{aligned} &+ \frac{1}{rk_j} \psi_n'(rk_j) \frac{\partial}{\partial \theta} P_n^m(\cos \theta) \begin{Bmatrix} \cos(m\varphi) \\ \sin(m\varphi) \end{Bmatrix} \mathbf{e}_\theta \\ &+ \frac{m}{rk_j \sin \theta} \psi_n'(rk_j) P_n^m(\cos \theta) \begin{Bmatrix} -\sin(m\varphi) \\ \cos(m\varphi) \end{Bmatrix} \mathbf{e}_\varphi, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} \mathbf{m}_{nmc}^{(j)} \\ \mathbf{n}_{mno}^{(j)} \end{Bmatrix} &= \frac{m}{rk_j \sin \theta} \psi_n(rk_j) P_n^m(\cos \theta) \begin{Bmatrix} -\sin(m\varphi) \\ \cos(m\varphi) \end{Bmatrix} \mathbf{e}_\theta \\ &- \frac{1}{rk_j} \psi_n(rk_j) \frac{\partial}{\partial \theta} P_n^m(\cos \theta) \begin{Bmatrix} \cos(m\varphi) \\ \sin(m\varphi) \end{Bmatrix} \mathbf{e}_\varphi, \end{aligned}$$

где \mathbf{e}_r , \mathbf{e}_θ , \mathbf{e}_φ – орты сферической системы координат; $0 \leq r < \infty$, $0 \leq \theta < 2\pi$ и $0 \leq \varphi < 2\pi$ – координаты; $\psi_n(x) = \sqrt{\pi x/2} J_{n+1/2}(x)$; $J_{n+1/2}(x)$ – функция Бесселя [28]; штрих у функции означает производную по ее аргументу; $P_n^m(x)$ – присоединенные функции Лежандра [28]. Подставив (8) в (4), найдем, что внутри киральной частицы не могут отдельно существовать ТМ- и ТЕ-волны, поскольку сферические векторные функции $\mathbf{n}_{nmc}^{(j)}$ ($\mathbf{n}_{mno}^{(j)}$) и $\mathbf{m}_{nmc}^{(j)}$ ($\mathbf{m}_{mno}^{(j)}$) с различной пространственной структурой входят в (8) в виде суммы или разности (но не отдельно). В том случае, если частица изготовлена из материала, не обладающего киральными свойствами, такое разделение может быть осуществлено.

Для того чтобы исследовать рассеяние плоской монохроматической электромагнитной волны с левой или правой круговой поляризацией на киральной сферической частице, рассмотрим падающую эллиптически поляризованную волну:

$$\mathbf{E}^i = (E_x^i \mathbf{e}_x + E_y^i \mathbf{e}_y) \exp(ik_m z - i\omega t), \quad (10)$$

$$\mathbf{H}^i = -\frac{i}{k_0 \mu_m} \operatorname{rot} \mathbf{E}^i = -\sqrt{\frac{\varepsilon_m}{\mu_m}} (E_y^i \mathbf{e}_x - E_x^i \mathbf{e}_y) \exp(ik_m z - i\omega t),$$

где ε_m , $\mu_m > 0$ – диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, в которой находится частица. При $E_x^i = -iE_y^i = E_0$ падающая волна имеет левую круговую поляризацию, а при $E_x^i = iE_y^i = E_0$ – правую. Поле (10) может быть представлено в виде разложения по сферическим векторным функциям [27]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^i &= -\exp(-i\omega t) \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} (iE_x^i \mathbf{n}_{1nc}^i + E_y^i \mathbf{m}_{1nc}^i) \\ &- \exp(-i\omega t) \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} (iE_y^i \mathbf{n}_{1no}^i - E_x^i \mathbf{m}_{1no}^i), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}^i &= -\sqrt{\frac{\varepsilon_m}{\mu_m}} \exp(-i\omega t) \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} (E_x^i \mathbf{m}_{1nc}^i - iE_y^i \mathbf{n}_{1nc}^i) \\ &- \sqrt{\frac{\varepsilon_m}{\mu_m}} \exp(-i\omega t) \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} (E_y^i \mathbf{m}_{1no}^i + iE_x^i \mathbf{n}_{1no}^i), \end{aligned}$$

где векторные функции \mathbf{n}_{1nc}^i , \mathbf{n}_{1no}^i и \mathbf{m}_{1nc}^i , \mathbf{m}_{1no}^i могут быть получены из (9) в частном случае $m = 1$ с помощью последовательных замен: индексов $j \rightarrow i$ и волнового числа $k_i \rightarrow k_m = k_0 \sqrt{\varepsilon_m \mu_m}$.

Индукцированное электромагнитное поле вне сферической частицы имеет вид

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^r &= \exp(-i\omega t) \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (A_{mne}^r \mathbf{n}_{mne}^r + B_{mne}^r \mathbf{m}_{mne}^r) \\ &+ \exp(-i\omega t) \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (A_{mno}^r \mathbf{n}_{mno}^r + B_{mno}^r \mathbf{m}_{mno}^r), \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}^r &= -i \sqrt{\frac{\varepsilon_m}{\mu_m}} \exp(-i\omega t) \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (A_{mne}^r \mathbf{m}_{mne}^r + B_{mne}^r \mathbf{n}_{mne}^r) \\ &- i \sqrt{\frac{\varepsilon_m}{\mu_m}} \exp(-i\omega t) \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (A_{mno}^r \mathbf{m}_{mno}^r + B_{mno}^r \mathbf{n}_{mno}^r), \end{aligned}$$

где A_{mne}^r , B_{mne}^r и A_{mno}^r , B_{mno}^r – коэффициенты разложения, которые можно найти из граничных условий. Явные выражения для сферических векторных функций \mathbf{n}_{mne}^r , \mathbf{n}_{mno}^r и \mathbf{m}_{mne}^r , \mathbf{m}_{mno}^r получим из (9) с помощью последовательных замен: индексов $j \rightarrow r$, волновых чисел $k_j \rightarrow k_m$ и функций $\psi_n(x) \rightarrow \zeta_n(x) = \sqrt{\pi x/2} H_{n+1/2}^{(1)}(x)$, где $H_{n+1/2}^{(1)}(x)$ – функция Ханкеля первого рода [28].

Таким образом, индуцированное электромагнитное поле в задаче о рассеянии электромагнитной волны (10) на киральной сферической частице имеет вид (7) и (12). Для нахождения неизвестных коэффициентов рядов (8) и (12) следует воспользоваться условием непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на поверхности киральной частицы радиусом a :

$$\begin{aligned} [\mathbf{E}^t, \mathbf{e}_r] \Big|_{r=a} &= [(\mathbf{E}^i + \mathbf{E}^r), \mathbf{e}_r] \Big|_{r=a}, \\ [\mathbf{H}^t, \mathbf{e}_r] \Big|_{r=a} &= [(\mathbf{H}^i + \mathbf{H}^r), \mathbf{e}_r] \Big|_{r=a}. \end{aligned} \quad (13)$$

С помощью уравнений (13) находим следующие явные выражения для коэффициентов рядов (12):

$$\begin{aligned} A_{mne}^r &= \delta_{1m} i^{n+1} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n E_x^i - c_n E_y^i), \\ A_{mno}^r &= \delta_{1m} i^{n+1} \frac{2n+1}{n(n+1)} (c_n E_x^i + a_n E_y^i), \\ B_{mne}^r &= \delta_{1m} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} (b_n E_y^i + c_n E_x^i), \\ B_{mno}^r &= \delta_{1m} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} (c_n E_y^i - b_n E_x^i), \end{aligned} \quad (14)$$

где δ_{1m} – символ Кронекера. В (14) введены обозначения

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{V_n^L A_n^R + V_n^R A_n^L}{V_n^L W_n^R + V_n^R W_n^L}, \\ b_n &= \frac{B_n^L W_n^R + B_n^R W_n^L}{V_n^L W_n^R + V_n^R W_n^L}, \\ c_n &= i \frac{A_n^L W_n^R - A_n^R W_n^L}{V_n^L W_n^R + V_n^R W_n^L}, \end{aligned} \quad (15)$$

для записи которых использовались функции ($j = L, R$)

$$\begin{aligned} W_n^{(j)} &= P\psi_n(ak_j)\zeta_n'(ak_m) - \psi_n'(ak_j)\zeta_n(ak_m), \\ V_n^{(j)} &= \psi_n(ak_j)\zeta_n'(ak_m) - P\psi_n'(ak_j)\zeta_n(ak_m), \\ A_n^{(j)} &= P\psi_n(ak_j)\psi_n'(ak_m) - \psi_n'(ak_j)\psi_n(ak_m), \\ B_n^{(j)} &= \psi_n(ak_j)\psi_n'(ak_m) - P\psi_n'(ak_j)\psi_n(ak_m), \end{aligned} \quad (16)$$

где $P = k_p \mu_m / (k_m \mu_p)$. В частном случае частицы, не имеющей киральных свойств ($\chi = 0$), коэффициент $c_n = 0$, а коэффициенты a_n и b_n принимают хорошо известный вид коэффициентов Ми [27]:

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{(k_p/k_m)\psi_n(ak_p)\psi_n'(ak_m) - (\mu_p/\mu_m)\psi_n'(ak_p)\psi_n(ak_m)}{(k_p/k_m)\psi_n(ak_p)\zeta_n'(ak_m) - (\mu_p/\mu_m)\psi_n'(ak_p)\zeta_n(ak_m)}, \\ b_n &= \frac{(\mu_p/\mu_m)\psi_n(ak_p)\psi_n'(ak_m) - (k_p/k_m)\psi_n'(ak_p)\psi_n(ak_m)}{(\mu_p/\mu_m)\psi_n(ak_p)\zeta_n'(ak_m) - (k_p/k_m)\psi_n'(ak_p)\zeta_n(ak_m)}. \end{aligned} \quad (17)$$

В том случае, когда размер киральной сферической частицы существенно меньше длины волны падающего излучения, т. е. в случае наночастиц, сферу можно представить в виде точечной частицы, имеющей отличные от нуля электрический и магнитный дипольные моменты. Для получения явных выражений для этих моментов следует найти асимптотики индуцированного поля (12) на больших расстояниях от частицы ($r \rightarrow \infty$). При этом необходимо учесть, что основной вклад будут давать угловые компоненты излучения, затухающие пропорционально $1/r$, а также разложить коэффициенты (12) в ряд по $k_0 a \rightarrow 0$, ограничиваясь главными членами, и принять во внимание, что определяющий вклад дают коэффициенты с индексом $n = 1$. Сравнивая полученные таким образом выражения для индуцированных полей с известными выражениями для суммарных полей электрического и магнитного дипольных источников, расположенных в одной точке (см., напр., [27]), находим в результате следующие выражения для электрического (\mathbf{d}_0) и магнитного (\mathbf{m}_0) дипольных моментов киральной сферической наночастицы в поле падающей электромагнитной волны с круговой поляризацией:

$$\begin{aligned} d_{0x}^{(j)} &= \frac{(\varepsilon_p - \varepsilon_m)(\mu_p + 2\mu_m) - \chi^2}{(\varepsilon_p + 2\varepsilon_m)(\mu_p + 2\mu_m) - \chi^2} a^3 E_0 \\ &- (\delta_{Lj} - \delta_{Rj}) \frac{3\chi\sqrt{\varepsilon_m\mu_m}}{(\varepsilon_p + 2\varepsilon_m)(\mu_p + 2\mu_m) - \chi^2} a^3 E_0, \\ d_{0y}^{(j)} &= -\frac{3i\chi\sqrt{\varepsilon_m\mu_m}}{(\varepsilon_p + 2\varepsilon_m)(\mu_p + 2\mu_m) - \chi^2} a^3 E_0 \\ &+ i(\delta_{Lj} - \delta_{Rj}) \frac{(\varepsilon_p - \varepsilon_m)(\mu_p + 2\mu_m) - \chi^2}{(\varepsilon_p + 2\varepsilon_m)(\mu_p + 2\mu_m) - \chi^2} a^3 E_0, \\ d_{0z}^{(j)} &= 0, \\ m_{0x}^{(j)} &= \frac{3i\chi\sqrt{\varepsilon_m\mu_m}}{(\varepsilon_p + 2\varepsilon_m)(\mu_p + 2\mu_m) - \chi^2} a^3 H_0 \\ &- i(\delta_{Lj} - \delta_{Rj}) \frac{(\varepsilon_p + 2\varepsilon_m)(\mu_p - \mu_m) - \chi^2}{(\varepsilon_p + 2\varepsilon_m)(\mu_p + 2\mu_m) - \chi^2} a^3 H_0, \\ m_{0y}^{(j)} &= \frac{(\varepsilon_p + 2\varepsilon_m)(\mu_p - \mu_m) - \chi^2}{(\varepsilon_p + 2\varepsilon_m)(\mu_p + 2\mu_m) - \chi^2} a^3 H_0 \\ &- (\delta_{Lj} - \delta_{Rj}) \frac{3\chi\sqrt{\varepsilon_m\mu_m}}{(\varepsilon_p + 2\varepsilon_m)(\mu_p + 2\mu_m) - \chi^2} a^3 H_0, \\ m_{0z}^{(j)} &= 0, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} m_{0y}^{(j)} &= \frac{(\varepsilon_p + 2\varepsilon_m)(\mu_p - \mu_m) - \chi^2}{(\varepsilon_p + 2\varepsilon_m)(\mu_p + 2\mu_m) - \chi^2} a^3 H_0 \\ &- (\delta_{Lj} - \delta_{Rj}) \frac{3\chi\sqrt{\varepsilon_m\mu_m}}{(\varepsilon_p + 2\varepsilon_m)(\mu_p + 2\mu_m) - \chi^2} a^3 H_0, \\ m_{0z}^{(j)} &= 0, \end{aligned} \quad (19)$$

где $H_0 = \sqrt{\varepsilon_m/\mu_m} E_0$. Если в (18) и (19) положить $\delta_{Lj} = \delta_{Rj} = 0$, то получим известные выражения для электрического и магнитного дипольных моментов сферической киральной частицы, расположенной в поле плоской монохроматической электромагнитной волны с линейной поляризацией [3, 29].

Для нахождения усредненных по времени мощностей экстинкции (ослабления) и рассеяния плоской монохроматической электромагнитной волны с круговой поляризацией на киральной сферической частице необходимо вычислить по поверхности сферы бесконечно большого радиуса ($r \rightarrow \infty$) следующие интегралы [27]:

$$W_{\text{ext}} = -\frac{c}{8\pi} \int_0^\pi d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\varphi \operatorname{Re}(e_r [\mathbf{E}^i, \mathbf{H}^{r*}]) r^2 \Big|_{r \rightarrow \infty} - \frac{c}{8\pi} \int_0^\pi d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\varphi \operatorname{Re}(e_r [\mathbf{E}^r, \mathbf{H}^{i*}]) r^2 \Big|_{r \rightarrow \infty}, \quad (20)$$

$$W_{\text{scat}} = \frac{c}{8\pi} \int_0^\pi d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\varphi \operatorname{Re}(e_r [\mathbf{E}^r, \mathbf{H}^{r*}]) r^2 \Big|_{r \rightarrow \infty},$$

где звездочка означает комплексное сопряжение. После интегрирования, нормируя полученные выражения на $W_0 = c\varepsilon_m |E_0|^2 / (4\pi\sqrt{\varepsilon_m\mu_m})$ – плотность потока энергии в падающей волне с круговой поляризацией, находим выражения для поперечных сечений экстинкции и рассеяния:

$$\sigma_{\text{ext}}^{(j)} = \frac{2\pi}{k_m^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n) + \frac{4\pi}{k_m^2} (\delta_{Lj} - \delta_{Rj}) \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Im} c_n, \quad (21)$$

$$\sigma_{\text{scat}}^{(j)} = \frac{2\pi}{k_m^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2 + 2|c_n|^2) - \frac{4\pi}{k_m^2} (\delta_{Lj} - \delta_{Rj}) \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Im} [(a_n + b_n) c_n^*]. \quad (22)$$

Выражения (21) и (22) совпадают с приведенными в работе [26]. В случае некиральной сферической частицы сечения экстинкции и рассеяния не будут зависеть от поляризации падающей плоской монохроматической электромагнитной волны (в (21) и (22) следует положить $c_n = 0$).

В том случае, если вещество, из которого изготовлена киральная частица, поглощает падающее излучение, можно вычислить сечение поглощения как разность сечений экстинкции и рассеяния [27]: $\sigma_{\text{abs}}^{(j)} = \sigma_{\text{ext}}^{(j)} - \sigma_{\text{scat}}^{(j)}$. Для непоглощающих частиц значения сечений рассеяния и экстинкции совпадают.

Если размер киральной частицы существенно меньше длины волны падающего излучения, что имеет место в случае наночастиц ($k_0 a \rightarrow 0$), можно найти асимптотические выражения для поперечных сечений (21) и (22), воспользовавшись электрическим и магнитным дипольными моментами (18) и (19). С помощью общих выражений для поперечных сечений [9] в результате получим

$$\sigma_{\text{abs}}^{(j)} = \frac{2\pi k_m}{|E_0|^2} \operatorname{Im} \{ [d_{0x}^{(j)} - i(\delta_{Lj} - \delta_{Rj}) d_{0y}^{(j)}] E_0^* \} +$$

$$+ \frac{2\pi k_m}{|H_0|^2} \operatorname{Im} \{ [i(\delta_{Lj} - \delta_{Rj}) m_{0x}^{(j)} + m_{0y}^{(j)}] H_0^* \}, \quad (23)$$

$$\sigma_{\text{scat}}^{(j)} = \frac{4\pi k_m^4}{3|E_0|^2} (|d_{0x}^{(j)}|^2 + |d_{0y}^{(j)}|^2) + \frac{4\pi k_m^4}{3|H_0|^2} (|m_{0x}^{(j)}|^2 + |m_{0y}^{(j)}|^2). \quad (24)$$

В случае наночастиц сечение поглощения превышает сечение рассеяния. Из (23) легко найти, что для излучения с правой круговой поляризацией (правополяризованного излучения) и при

$$\varepsilon_p \approx -2\varepsilon_m + \chi \sqrt{\frac{\varepsilon_m}{\mu_m}}, \quad \mu_p \approx -2\mu_m + \chi \sqrt{\frac{\mu_m}{\varepsilon_m}} \quad (25)$$

сечение поглощения света стремится к нулю и, следовательно, наночастицы поглощают только излучение с левой круговой поляризацией. И наоборот, при левополяризованном излучении и при

$$\varepsilon_p \approx -2\varepsilon_m - \chi \sqrt{\frac{\varepsilon_m}{\mu_m}}, \quad \mu_p \approx -2\mu_m - \chi \sqrt{\frac{\mu_m}{\varepsilon_m}} \quad (26)$$

сечение поглощения света тоже стремится к нулю и, следовательно, наночастицы поглощают только правополяризованное излучение.

3. Сила светового давления, действующая на киральную сферическую частицу в поле электромагнитной волны с круговой поляризацией

Для того чтобы вычислить силу светового давления, действующую на киральную сферическую частицу, находящуюся в поле плоской монохроматической электромагнитной волны с круговой поляризацией, воспользуемся формализмом, связанным с тензором напряжений Максвелла [9, 27]. При этом мы не будем учитывать механических деформаций среды, возникающих под действием электромагнитного поля, и сопутствующих им эффектов. Общее выражение для нахождения усредненной по времени силы светового давления, действующей на рассматриваемую частицу, имеет вид

$$\mathbf{F} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S dS (\mathbf{n} \hat{T}), \quad (27)$$

$$\hat{T} = \frac{\varepsilon_m}{4\pi} (\mathbf{E}^s \otimes \mathbf{E}^{s*} - \frac{1}{2} |\mathbf{E}^s|^2 \hat{I}) + \frac{\mu_m}{4\pi} (\mathbf{H}^s \otimes \mathbf{H}^{s*} - \frac{1}{2} |\mathbf{H}^s|^2 \hat{I}),$$

где S – произвольная поверхность, охватывающая рассматриваемую частицу; \mathbf{n} – вектор внешней нормали к S ; \hat{T} – тензор напряжений Максвелла; $\mathbf{E}^s = \mathbf{E}^i + \mathbf{E}^r$ и $\mathbf{H}^s = \mathbf{H}^i + \mathbf{H}^r$ – полные электрическое и магнитное поля в среде вне частицы; символ \otimes означает прямое произведение векторов; \hat{I} – единичный тензор. Для вычисления силы (27) поверхность S , охватывающую сферическую частицу, удобно выбрать в виде сферы бесконечно большого радиуса ($r \rightarrow \infty$). В результате (27) преобразуется в выражение

$$\mathbf{F} = \frac{\varepsilon_m}{8\pi} \int_0^\pi d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\varphi \operatorname{Re} \left[(e_r \mathbf{E}^{s*}) \mathbf{E}^s - \frac{1}{2} |\mathbf{E}^s|^2 e_r \right] r^2 \Big|_{r \rightarrow \infty} + \frac{\mu_m}{8\pi} \int_0^\pi d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\varphi \operatorname{Re} \left[(e_r \mathbf{H}^{s*}) \mathbf{H}^s - \frac{1}{2} |\mathbf{H}^s|^2 e_r \right] r^2 \Big|_{r \rightarrow \infty}. \quad (28)$$

Проведя дальнейшие упрощения [30] и интегрирование в (28), найдем, что сила светового давления имеет только одну отличную от нуля компоненту, ориентированную вдоль оси z (направления распространения падающей волны (10)). Нормируя данную компоненту на $P_0 = \sqrt{\epsilon_m \mu_m} W_0 / c$ – плотность потока импульса в падающей волне, получаем следующее явное выражение для поперечного сечения светового давления:

$$\sigma_{pr}^{(j)} = \sigma_{ext}^{(j)} - \eta^{(j)} \sigma_{scat}^{(j)}, \quad (29)$$

где

$$\begin{aligned} \eta^{(j)} \sigma_{scat}^{(j)} = & \frac{4\pi}{k_m^2} \sum_{n=1}^{\infty} \text{Re} \left[\frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n b_n^* + |c_n|^2) \right. \\ & \left. + \frac{n(n+2)}{n+1} (a_n a_{n+1}^* + b_n b_{n+1}^* + 2c_n c_{n+1}^*) \right] \\ & - \frac{4\pi}{k_m^2} (\delta_{Lj} - \delta_{Rj}) \sum_{n=1}^{\infty} \text{Im} \left\{ \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n + b_n) c_n^* \right. \\ & \left. + \frac{n(n+2)}{n+1} [(a_n + b_n) c_{n+1}^* + (a_{n+1} + b_{n+1}) c_n^*] \right\}. \quad (30) \end{aligned}$$

Величина $\eta = \langle \cos \theta \rangle$ называется фактором асимметрии и может быть вычислена усреднением косинуса сферического угла θ при использовании распределения интенсивности по θ в качестве весовой функции [31]. В частном случае сферической частицы из материала, не обладающего киральными свойствами, из (29) следует известное выражение Дебая для сечения светового давления [31, 32], которое не зависит от поляризации падающей электромагнитной волны.

Асимптотическое выражение для $\eta^{(j)} \sigma_{scat}^{(j)}$ в случае частиц очень малых радиусов (наночастиц) можно найти, если разложить коэффициенты (15) в ряд по $k_0 a \rightarrow 0$, оставляя при этом только главные члены, и учесть, что основной вклад будут давать коэффициенты с индексом $n = 1$. Однако для получения более компактного асимптотического выражения следует воспользоваться общим соотношением из работы [33]. В результате для искомой асимптотики величины (30) получаем

$$\eta^{(j)} \sigma_{scat}^{(j)} = \frac{4\pi k_m^4}{3E_0 H_0^*} \text{Re} (d_{0x}^{(j)} m_{0y}^{(j)*} - d_{0y}^{(j)} m_{0x}^{(j)*}). \quad (31)$$

Используя формулы (23), (24) и (31), из (29) находим явное асимптотическое выражение для поперечного сечения светового давления, пригодно в случае киральных сферических наночастиц. Заметим, что для наночастиц ($k_0 a \rightarrow 0$) вклад $\eta^{(j)} \sigma_{scat}^{(j)}$ в выражение (29) мал по сравнению со вкладом $\sigma_{ext}^{(j)}$, поэтому характерные особенности сечения светового давления будут такими же, как и у сечения экстинкции (поглощения), и, следовательно, максимальное радиационное давление будет определяться условиями (25) или (26).

4. Обсуждение результатов

Полученные в предыдущих разделах аналитические результаты верны для киральных сферических частиц, обладающих произвольными свойствами, т. е. свойства-

ми диэлектрика ($\epsilon_p, \mu_p > 0$), металла ($\epsilon_p < 0, \mu_p > 0$), материала с отрицательным преломлением ($\epsilon_p, \mu_p < 0$) и магнитной плазмы ($\epsilon_p > 0, \mu_p < 0$). В настоящем разделе на численных примерах мы подробно изучим наиболее интересные, на наш взгляд, случаи частиц из диэлектрика и из материала с отрицательным преломлением. Не ограничивая общности, рассмотрим киральную частицу, находящуюся в вакууме ($\epsilon_m = \mu_m = 1$).

На рис. 1 показано поперечное сечение рассеяния плоской монохроматической электромагнитной волны с круговой поляризацией на киральной сферической частице, нормированное на геометрическое сечение πa^2 , как функция размера частицы $k_0 a$. Из рис. 1, а видно, что если диэлектрическая частица обладает киральными свойствами, то сечения рассеяния лево- и правополяризованных волн для нее различны. Тем не менее, независимо от поляризации падающей волны и значения параметра киральности, можно отметить общий характер зависимостей нормированного сечения от размера киральной частицы, имеющих вид медленно осциллирующей функции с более быстрыми осцилляциями на ее фоне [31, 34]. Наличие киральности приводит либо к возрастанию амплитуды быстрых осцилляций в случае падающей волны с правой круговой поляризацией, либо к их сглаживанию в случае волны с левой круговой поляризацией. Следует также отметить, что в зависимости от поляризации падающей волны меняется период медленных осцилляций нормированного сечения: он может быть как меньше (кривая для $j = R$ на рис. 1, а), так и больше (кривая для

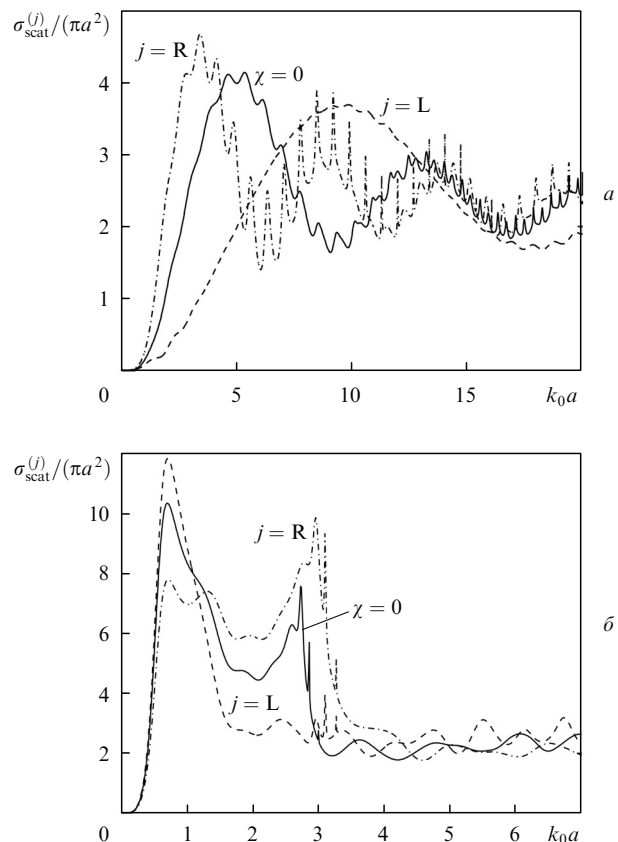


Рис.1. Нормированное поперечное сечение рассеяния электромагнитной волны с левой ($j = L$) и правой ($j = R$) круговыми поляризациями на киральной сферической частице из диэлектрика ($\epsilon_p = 2, \mu_p = 1$) (а) и из материала с отрицательным преломлением ($\epsilon_p = -3, \mu_p = -1$) (б) как функция $k_0 a$. Параметр киральности частицы $\chi = 0.2$.

$j = L$) аналогичного периода для диэлектрической частицы без киральных свойств (кривая для $\chi = 0$). Оба эти эффекта обусловлены различием волновых векторов право- и левополяризованных волн в частице (см. формулу (5)).

Оптические свойства киральной сферической частицы, изготовленной из материала с отрицательным преломлением, оказываются более сложными (рис.1,б). Характерным для нормированного сечения рассеяния в этом случае является наличие одного или нескольких главных максимумов в области относительно небольших значений k_0a , а при увеличении радиуса частицы наблюдается осциллирующая зависимость сечения от k_0a с небольшой амплитудой осцилляций. Отличие от диэлектрической частицы, очевидно, связано с тем, что для заданных отрицательных значений ϵ_p и μ_p существуют такие значения радиуса, при которых знаменатели коэффициентов (15) будут близки к нулю. Это соответствует условию возбуждения в сферической частице из материала с отрицательным преломлением различных типов колебаний: плазмонных, высокодобротных поверхностных мод и мод шепчущей галереи [35]. В то же время в диэлектрической частице могут возбуждаться только моды шепчущей галереи [36].

На рис.2 показано нормированное поперечное сечение светового давления плоской монохроматической электромагнитной волны с круговой поляризацией на киральную сферическую частицу как функция k_0a . Из рис.2,а видно, что для правополяризованного излучения

по мере увеличения размера диэлектрической частицы растет число быстрых осцилляций на фоне медленно меняющейся зависимости сечения светового давления [30, 31]. При этом в среднем нормированное сечение сначала возрастает, достигая максимума, а затем медленно уменьшается. Амплитуда быстрых осцилляций оказывается больше в случае падающей электромагнитной волны с правой круговой поляризацией. Для левополяризованной волны амплитуда быстрых осцилляций заметно меньше. Для диэлектрической частицы без киральных свойств (рис.2,а, кривая для $\chi = 0$) соответствующее ей сечение светового давления оказывается в диапазоне между значениями σ_{pr}^L и σ_{pr}^R для киральной диэлектрической частицы.

Зависимость нормированного сечения светового давления от радиуса частицы, изготовленной из материала с отрицательным преломлением (рис.2,б), в целом напоминает аналогичную зависимость для сечения рассеяния (см. рис.1,б). В области относительно небольших значений k_0a снова наблюдается главный максимум (соответствующий основному плазмонному резонансу), сменяющийся по мере увеличения радиуса частицы несколькими меньшими по амплитуде резонансами (соответствующими плазмонным осцилляциям с более высокой мультипольностью, высокодобротным поверхностным модам и модам шепчущей галереи).

На рис.3 показана зависимость нормированного сечения светового давления от параметра киральности для

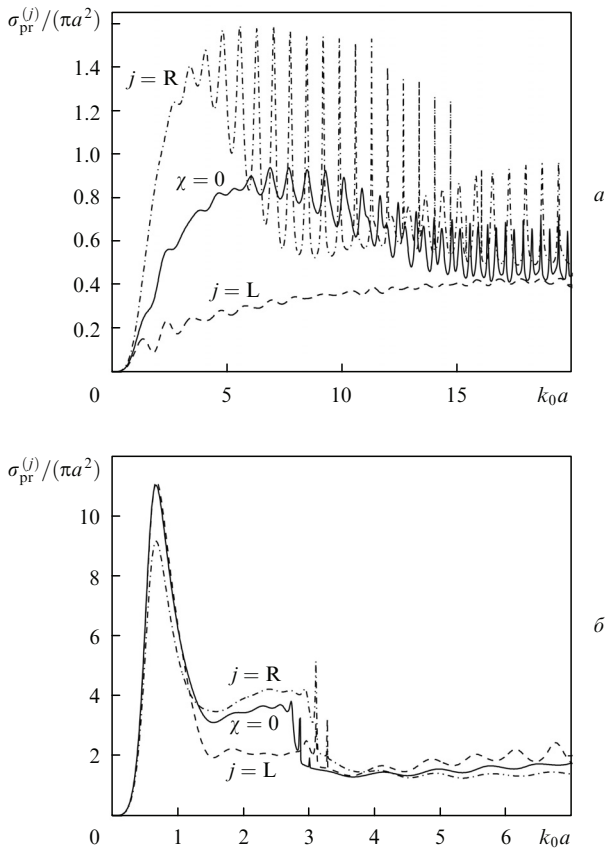


Рис.2. Нормированное поперечное сечение светового давления электромагнитной волны с левой ($j = L$) и правой ($j = R$) круговыми поляризациями, падающей на киральную сферическую частицу из диэлектрика ($\epsilon_p = 2, \mu_p = 1$) (а) и из материала с отрицательным преломлением ($\epsilon_p = -3, \mu_p = -1$) (б), как функция k_0a . Параметр киральности частицы $\chi = 0.2$.

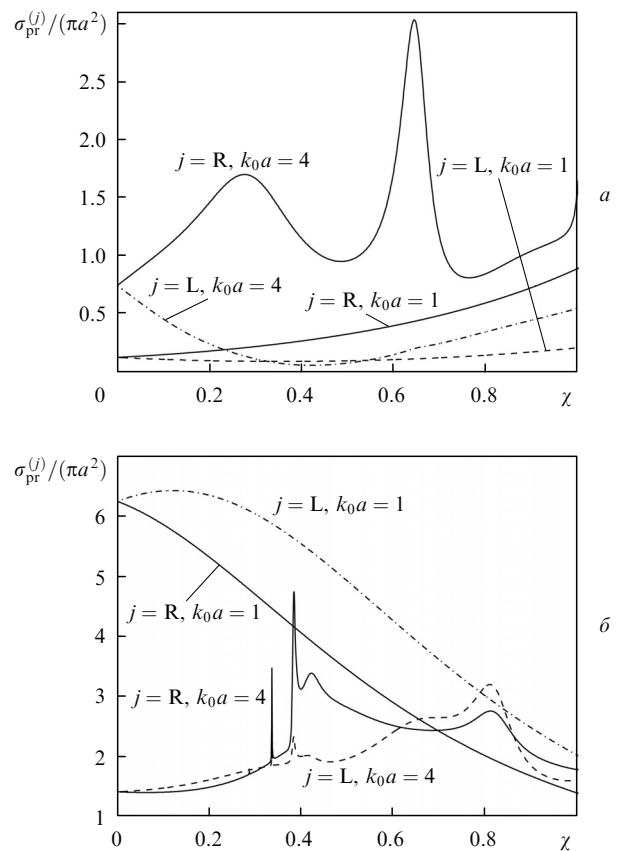


Рис.3. Нормированное поперечное сечение светового давления электромагнитной волны с левой ($j = L$) и правой ($j = R$) круговыми поляризациями, падающей на киральную сферическую частицу из диэлектрика ($\epsilon_p = 2, \mu_p = 1$) (а) и из материала с отрицательным преломлением ($\epsilon_p = -3, \mu_p = -1$) (б), как функция параметра киральности χ при различных значениях k_0a .

нескольких значений радиуса частицы. Видно, что как в случае диэлектрической частицы, так и в случае частицы из материала с отрицательным преломлением существуют некоторые оптимальные значения параметра киральности χ , которые позволяют при заданных радиусе и диэлектрической и магнитной проницаемостях заметно увеличить (или уменьшить) сечение светового давления, если соответствующим образом выбрать поляризацию падающей электромагнитной волны. При этом более точная настройка (в пределах небольших вариаций χ) возможна только в случае достаточно больших значений k_0a , что особенно заметно для частиц из материала с отрицательным преломлением, когда возбуждаются высокодобротные поверхностные моды (кривые для $k_0a = 4$ на рис.3,б). Изменение χ для частиц с $k_0a \sim 1$ не приводит к быстрому изменению нормированного сечения светового давления (ср. кривые для $k_0a = 1$ и 4 на рис.3,а и б).

Наиболее важной представляется зависимость сечения светового давления от диэлектрической проницаемости киральной сферической наночастицы, изготовленной из материала с отрицательным преломлением (рис.4). Видно, что в области задаваемых условиями (25) значений диэлектрической и магнитной проницаемостей $\text{Re}\epsilon_p = -2 + \chi$ и $\text{Re}\mu_p = -2 + \chi$ выбор падающей электромагнитной волны с правой или левой круговой поляризацией позволяет заметно увеличить или уменьшить сечение светового давления для киральной частицы по сравнению с сечением для наночастицы, не обладающей киральными свойствами. Важно отметить, что указанные значения проницаемостей одновременно соответствуют условиям возбуждения плазмонных осцилляций в наночастице (условиям обращения в нуль знаменателей выражений (18) и (19)). В этом случае будет наблюдаться не только увеличение сечения светового давления падающей электромагнитной волны с одной из круговых поляризаций по сравнению с волной, имеющей другую поляризацию, но и возрастание сечения при уменьшении мнимых частей диэлектрической и магнитной проницаемостей.

Продемонстрированная выше существенная зависимость характеристик киральных сферических наночастиц

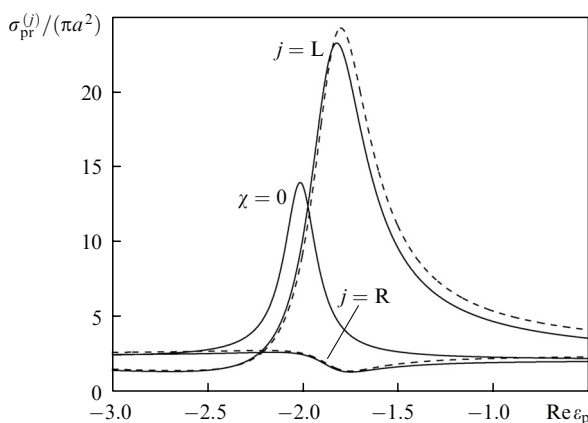


Рис.4. Нормированное поперечное сечение светового давления электромагнитной волны с левой ($j = L$) и правой ($j = R$) круговыми поляризациями, падающей на киральную сферическую наночастицу, изготовленную из материала с отрицательным преломлением ($\epsilon_p = \text{Re}\epsilon_p + i0.1$, $\mu_p = -1.8 + i0.1$), как функция $\text{Re}\epsilon_p < 0$. Размер наночастицы $k_0a = 0.1$, параметр киральности $\chi = 0.2$. Штриховые кривые — асимптотики нормированного сечения (29), получаемые с помощью выражений (23), (24) и (31).

от поляризации падающего излучения (рис.4) может быть использована для повышения эффективности синтеза наночастиц из различных метаматериалов. Действительно, пусть имеется множество синтезированных наночастиц с отрицательным показателем преломления. Тогда, облучая их право- или левополяризованным излучением, можно извлечь из ансамбля только те частицы, которые подчиняются условию (25) или (26). Аналогичные эффекты имеют место и для диэлектрических частиц (см. рис.3,а).

5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе исследованы свойства киральной сферической частицы из произвольного метаматериала, находящейся в поле плоской монохроматической электромагнитной волны с круговой поляризацией. Показано, что в зависимости от поляризации падающей электромагнитной волны поперечные сечения рассеяния и светового давления для киральной частицы могут быть больше или меньше соответствующих значений для частицы, изготовленной из материала с теми же значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей, но не имеющей киральных свойств. Найдены асимптотические выражения для сечений рассеяния, экстинкции и светового давления в случае киральных сферических частиц очень малых радиусов. Получены явные выражения для индуцированных электрического и магнитного дипольных моментов киральной сферической наночастицы, находящейся в поле плоской монохроматической электромагнитной волны с круговой поляризацией. Определены условия, при которых сечения поглощения (экстинкции) и светового давления существенно различаются для электромагнитных волн с левой и правой круговыми поляризациями.

Полученные в настоящей работе аналитические результаты имеют достаточно общий характер и могут быть использованы при проведении расчетов характеристик киральных сферических микро- и наночастиц в оптических полях, а также для проверки алгоритмов численного расчета характеристик киральных частиц несферической формы.

Авторы выражают благодарность РФФИ (гранты № 11-02-91065, 11-02-01272 и 11-02-92002) за финансовую поддержку настоящей работы.

1. Barron L.D. *Molecular Light Scattering and Optical Activity* (Cambridge: Cambridge University Press, 1982).
2. Федоров Ф.И. *Теория гиротропии* (Минск: Наука и техника, 1976).
3. Lindell I.V., Sihvola A.H., Tretyakov S.A., Viitanen A.J. *Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-isotropic Media* (Boston: Artech House Publishers, 1994).
4. Lekner J. *Pure Appl. Opt.*, **5**, 417 (1996).
5. Виноградов А.П. *Электродинамика композитных материалов* (М.: УПСС, 2001).
6. Wang B., Zhou J., Koschny T., Soukoulis C.M. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 151112 (2009).
7. Plum E., Zhou J., Dong J., Fedotov V.A., Koschny T., Soukoulis C.M., Zheludev N.I. *Phys. Rev. B*, **79**, 035407 (2009).
8. Zhou J., Dong J., Wang B., Koschny T., Kafesaki M., Soukoulis C.M. *Phys. Rev. B*, **79**, 121104(R) (2009).
9. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1986).
10. Эшкин А. *УФН*, **110**, 101 (1973).
11. Ashkin A., Dziedzic J.M., Bjorkholm J.E., Chu S. *Opt. Lett.*, **11**, 288 (1986).

12. Barton J.P., Alexander D.R. *J. Appl. Phys.*, **66**, 2800 (1989).
13. Barton J.P., Alexander D.R., Schaub S.A. *J. Appl. Phys.*, **66**, 4594 (1989).
14. Ren K.F., Greha G., Gouesbet G. *Opt. Commun.*, **108**, 343 (1994).
15. Neves A.A.R., Fontes A., Pozzo L.d.Y., de Thomaz A.A., Chillce E., Rodriguez E., Barbosa L.C., Cesar C.L. *Opt. Express*, **14**, 13101 (2006).
16. Riyopoulos S. *Opt. Lett.*, **31**, 2480 (2006).
17. Kemp B.A., Kong J.A., Grzegorzczak T.M. *Phys. Rev. A*, **75**, 053810 (2007).
18. Ross B.M., Lakhtakia A. *Optik*, **119**, 7 (2008).
19. Chen H., Zhang B., Luo Y., Kemp B.A., Zhang J., Ran L., Wu B.-I. *Phys. Rev. A*, **80**, 011808(R) (2009).
20. Belichenko V.P., Fisanov V.V. *Rus. Phys. J.*, **37**, 1008 (1994).
21. Li L.W., Dan Y., Leong M.S., Kong J.A. *Progr. Electromagn. Res.*, **23**, 239 (1999).
22. Li L.-W., You D., Leong M.-S., Yeo T.-S., Kong J.A. *Progr. Electromagn. Res.*, **26**, 249 (2000).
23. Uslenghi P.L.E. *Electromagn.*, **10**, 201 (1990).
24. Yokota M., He S., Takenaka T. *J. Opt. Soc. Am. A*, **18**, 1681 (2001).
25. Hinders M.K., Rhodes B.A. *Il Nuovo Cimento*, **14**, 575 (1992).
26. Борен К., Хафмен Д. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (М.: Мир, 1986).
27. Стрэттон Дж.А. *Теория электромагнетизма* (М.–Л.: ГИТТЛ, 1948).
28. *Справочник по специальным функциям*. Под ред. М.Абрамовица, И.Стигана (М.: Наука, 1979).
29. Lindell I.V., Sihvola A.H. *J. Electromagn. Waves Appl.*, **4**, 1223 (1990).
30. Гузатов Д.В., Гайда Л.С., Афанасьев А.А. *Квантовая электроника*, **38**, 1155 (2008).
31. Kerker M. *The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation* (New York: Academic Press, 1969).
32. Debye P. *Ann. Physik*, **30**, 57 (1909).
33. Кац А.В. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **28**, 566 (1975).
34. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
35. Klimov V.V. *Opt. Commun.*, **211**, 183 (2002).
36. Ораевский А.Н. *Квантовая электроника*, **32**, 377 (2002).