ОПТИКА МЕТАМАТЕРИАЛОВ

Оптический аналог эффекта Мёссбауэра

А.А.Колоколов

Показано, что в прозрачной среде с отрицательной диэлектрической проницаемостью поглощение и вынужденное испускание света атомом могут происходить без изменения его импульса благодаря передаче соответствующего импульса среде.

Ключевые слова: *безызлучательные процессы, реактивные компоненты поля, интерференция, импульс отдачи.*

В микроскопии ближнего поля и наноплазмонике существенную роль играют реактивные компоненты электромагнитного поля источника, вклад которых в усреднённый по времени поток энергии равен нулю [1, 2]. Это обусловлено тем, что разность фаз реактивных компонент электрического и магнитного полей равна $\pi/2$. Если вблизи источника находится приёмник излучения, то интерференция полей источника и приёмника делает разность фаз между суммарными реактивными компонентами электрического и магнитного полей отличной от $\pi/2$, что приводит к безызлучательному переносу энергии от источника к приёмнику [3]. В настоящей работе рассматриваются эффекты, которые связаны с безызлучательным переносом импульса, сопутствующим переносу энергии от источника к приёмнику.

Усреднённая по времени сила $\boldsymbol{F}$, с которой гармоническое электромагнитное поле с частотой ω действует на атом, может быть записана в следующем виде:

$$\boldsymbol{F} = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\{(\boldsymbol{d}\nabla)\boldsymbol{E}^* + \frac{1}{c}[\dot{\boldsymbol{d}}\boldsymbol{H}^*]\}$$

$$= \mathrm{Re}\left\{-\mathrm{i}\frac{\omega\alpha'}{2c}[\boldsymbol{E}\boldsymbol{H}^*] + \frac{\omega\alpha''}{2c}[\boldsymbol{E}\boldsymbol{H}^*] + \frac{\alpha'}{2}(\boldsymbol{E}\nabla)\boldsymbol{E}^* + \mathrm{i}\frac{\alpha''}{2}(\boldsymbol{E}\nabla)\boldsymbol{E}^*\right\}$$

$$= \frac{\alpha'}{4}\nabla(\boldsymbol{E}\boldsymbol{E}^*) + \frac{\alpha''}{2}\mathrm{Re}\left\{\frac{\omega}{c}[\boldsymbol{E}\boldsymbol{H}^*] + \mathrm{i}(\boldsymbol{E}\nabla)\boldsymbol{E}^*\right\}$$

$$= \boldsymbol{F}_1(\alpha') + \boldsymbol{F}_2(\alpha''). \quad (1)$$

Здесь $\alpha(\omega) = \alpha'(\omega) + \mathrm{i}\alpha''(\omega)$ – комплексная поляризуемость атома; $\boldsymbol{d} = \alpha\boldsymbol{E}$ – индуцированный электрическим полем $\boldsymbol{E}$ дипольный момент атома; $\boldsymbol{H}$ – магнитное поле; c – скорость света; точка сверху обозначает дифференцирование по времени, а звездочка – комплексно-сопряженную величину. Преобразования в (1) произведены с помощью формулы для градиента скалярного произведения двух векторных функций,

$$\nabla(\boldsymbol{E}\boldsymbol{E}^*) = (\boldsymbol{E}\nabla)\boldsymbol{E}^* + (\boldsymbol{E}^*\nabla)\boldsymbol{E} + [\boldsymbol{E}\nabla\boldsymbol{E}^*] + [\boldsymbol{E}^*\nabla\boldsymbol{E}], \quad (2)$$

и уравнения Максвелла для гармонических полей:

$$[\nabla\boldsymbol{E}] = \mathrm{i}\frac{\omega}{c}\boldsymbol{H}. \quad (3)$$

Обмен энергией между атомом и излучением описывается с помощью коэффициента α'', поэтому, согласно второму закону Ньютона, скорость изменения импульса $\dot{\boldsymbol{p}}$ атома при поглощении или вынужденном излучении им света равна $\boldsymbol{F}_2(\alpha'')$. Используя выражения для $\boldsymbol{F}_2(\alpha'')$ и скорости изменения энергии W атома

$$\dot{W} = \frac{1}{2}\mathrm{Re}(\dot{\boldsymbol{d}}\boldsymbol{E}^*) = \frac{1}{2}\omega\alpha''|\boldsymbol{E}|^2, \quad (4)$$

можно получить, что для плоской монохроматической волны и затухающей монохроматической волны, возникающей при полном внутреннем отражении TE- или TM-волны от прозрачной среды при их наклонном падении,

$$\frac{\dot{\boldsymbol{p}}}{\dot{W}} = \frac{\boldsymbol{F}_2(\alpha'')}{\dot{W}} = \frac{\boldsymbol{k}}{\omega}. \quad (5)$$

Здесь $\boldsymbol{k}$ – волновой вектор, который в случае затухающей волны направлен параллельно плоскости раздела двух сред. При полном внутреннем отражении света от поверхности раздела диэлектрик–вакуум формула (5) была экспериментально подтверждена в [4].

Из (1) следует, что при поглощении или вынужденном испускании света импульс атома сохраняется, если для гармонического поля $\boldsymbol{F}_2(\alpha'') = 0$.

Пусть из вакуума ($y < 0$) на плоскую поверхность ($y = 0$) непоглощающей среды с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon < 0$ (магнитная проницаемость $\mu = 1$) вдоль нормали падает плоская монохроматическая волна с частотой ω, поляризованная по оси z (рис.1). Для электромагнитного поля преломлённой волны в среде ($y > 0$)

$$E_{1z} = A\exp(-hy - \mathrm{i}\omega t), \quad H_{1x} = \mathrm{i}\frac{h}{k_0}A\exp(-hy - \mathrm{i}\omega t), \quad (6)$$

А.А.Колоколов. Московский государственный технологический университет «СТАНКИН», Россия, 127055 Москва, Вадковский пер., 3а; e-mail: akolokolov@stankin.ru

Поступила в редакцию 6 июля 2015 г., после доработки – 17 ноября 2015 г.

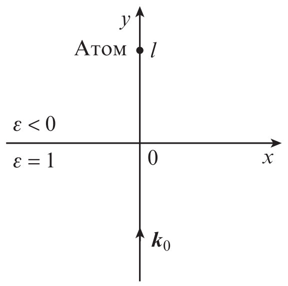

Рис.1.

где $A = \text{const}$; $h = k_0\sqrt{|\varepsilon|}$; $k_0 = \omega/c$. Если в область $y > 0$ поместить атом с комплексной поляризуемостью $\alpha(\omega)$, то согласно (1) сила $F_2(\alpha'')$, действующая на этот атом, равна нулю.

Как показано в [5, 6], при поглощении и вынужденном испускании света атомом обмен энергией, импульсом и моментом импульса между атомом и излучением осуществляется посредством соответствующих интерференционных потоков, где вектор Пойнтинга и максвелловский тензор напряжений определяются произведениями полей падающей волны и излучения индуцированного атомного диполя. В данном случае усреднённые векторы Пойнтинга для полей волны (4) и индуцированного электрическим полем этой волны атомного диполя по отдельности равны нулю. Тем не менее, как и для безызлучательного переноса энергии между атомами [3], интерференция реактивных компонент электромагнитных полей дает отличный от нуля поток энергии вдоль оси y между атомом и поверхностью среды.

Пусть координаты атома в среде $x = z = 0$, $y = l$. Используя известные формулы для полей $\boldsymbol{E}_2$ и $\boldsymbol{H}_2$ диполя в среде [7], где следует считать $\varepsilon < 0$, можно записать интерференционный поток энергии $I_{\text{int}\,1}$ через плоскость $y = 0$ следующим образом:

$$I_{\text{int}\,1} = -\frac{c}{8\pi}\mathrm{Re}\iint_{-\infty}^{\infty}(E_{1z}H_{2x}^* + E_{2z}H_{1x}^*)\,\mathrm{d}x\mathrm{d}z = -\frac{c}{8\pi}\alpha''|A|^2\mathrm{e}^{-hl}$$
$$\times\iint_{-\infty}^{\infty}\Big[k_0 l\Big(\frac{1}{r^3}+\frac{h}{r^2}\Big) - \frac{2h}{k_0\varepsilon}\frac{z^2}{r^2}\Big(\frac{1}{r^3}+\frac{h}{r^2}\Big) - \frac{x^2+l^2}{r^2}$$
$$\times\Big(\frac{1}{r^3}+\frac{h}{r^2}+\frac{h^2}{r}\Big)\Big]\mathrm{e}^{-hr}\mathrm{d}x\mathrm{d}z = -\frac{1}{2}\omega\alpha''|A|^2\mathrm{e}^{-2hl}, \qquad (7)$$

где $r = \sqrt{l^2 + x^2 + z^2}$; вектор нормали направлен против оси y. Вычисление интегралов легко выполняется путем перехода в цилиндрическую систему координат $x = \rho\cos\alpha$, $z = \rho\sin\alpha$, причем в расчёте необходимо учитывать все компоненты поля диполя. Для невозбуждённого атома $\alpha'' > 0$, поэтому поток энергии направлен от плоскости раздела сред к атому и уменьшает поток энергии отраженной волны. В случае возбуждённого атома $\alpha'' < 0$, поэтому поток энергии направлен от атома к поверхности раздела сред и усиливает отражённую волну [8].

Согласно (4) выражение (7) соответствует полной мощности, характеризующей скорость обмена энергией между атомом и электромагнитным полем. Таким образом, поток (7) есть полный поток энергии, который проходит только через плоскость $y = 0$.

Поток импульса ($P_y > 0$) через плоскость $y = 0$ суммарного поля преломленной волны и индуцированного диполя определяется компонентой $\sigma_{\text{int}\,yy}$ интерференционного максвелловского тензора напряжений

$$\sigma_{\text{int}\,ik} = \frac{1}{8\pi}\mathrm{Re}\{\varepsilon(E_{1i}E_{2k}^* + E_{2i}^*E_{1k}) + H_{1i}H_{2k}^* + H_{2i}^*H_{1k}$$
$$-\,\delta_{ik}[\varepsilon(\boldsymbol{E}_1\boldsymbol{E}_2^*) + (\boldsymbol{H}_1\boldsymbol{H}_2^*)]\}$$

($i, k = x, y, z$; δ_{ik} – символ Кронекера) и описывается выражением

$$I_{\text{int}\,2} = \iint_{-\infty}^{\infty}\sigma_{\text{int}\,yy}\,\mathrm{d}x\mathrm{d}z = -\frac{1}{8\pi}$$
$$\times\mathrm{Re}\iint_{-\infty}^{\infty}(\varepsilon E_{1z}E_{2z}^* + H_{1x}H_{2x}^*)\,\mathrm{d}x\mathrm{d}z = -\frac{1}{8\pi}\alpha'|A|^2\mathrm{e}^{-hl}$$
$$\times\iint_{-\infty}^{\infty}\Big[\frac{r^2-l^2}{r^2}\Big(\frac{1}{r^3}+\frac{h}{r^2}\Big) - \frac{r^2+l^2}{2r^2}\Big(\frac{1}{r^3}+\frac{h}{r^2}+\frac{h^2}{r}\Big)$$
$$-\,hl\Big(\frac{1}{r^3}+\frac{h}{r^2}\Big)\Big]\mathrm{e}^{-hr}\mathrm{d}x\mathrm{d}z = \frac{1}{2}\alpha' h|A|^2\mathrm{e}^{-2hl}. \qquad (8)$$

Формула (8) даёт среднюю градиентную силу $F_1(\alpha') = -I_{\text{int}\,2}$, действующую на атом в направлении поверхности раздела двух сред. Здесь учитываются все компоненты диполя, пропорциональные $1/r$, $1/r^2$ и $1/r^3$, где r – расстояние до диполя. Очевидно, что эта сила, никак не связанная с поглощением или вынужденным излучением атома, вызывает движение атома к поверхности раздела двух сред, а её работа увеличивает кинетическую энергию атома.

В соответствии с (1) и равенством $F_2(\alpha'') = 0$ выражение (8) определяет полную силу, с которой электромагнитное поле действует на атом. Следовательно, поток (8) является полным потоком импульса, проходящим только через плоскость $y = 0$.

Здесь не учитывается вклад в индуцированные процессы электромагнитного поля диполя, отражённого от поверхности раздела двух сред, поскольку его величина пропорциональна e^{-4hl} и считается малой по сравнению с (8). Учёт отраженного поля принципиально важен при рассмотрении спонтанного излучения возбуждённых атомов, находящихся в среде с $\varepsilon < 0$ вблизи поверхности раздела со средой, где $\varepsilon > 0$ [9]. В данном случае поток энергии к поверхности раздела двух сред образуется только благодаря интерференции полей излучения атома и отражённого от поверхности двух сред излучения. Здесь спонтанное излучение возбуждённого атома не рассматривается.

Атом вместе с полем индуцированного диполя, среда, а также падающая, преломлённая и отражённая волны образуют замкнутую систему. Отметим, что в работе [10], где рассматривалось квантование электромагнитных волн вблизи границы раздела двух сред, использовалась модель «составного» фотона, основанная на одновременном учете полей падающей, преломлённой и отражённой волн. Согласно закону сохранения импульса, при $\alpha'' > 0$ отражающая среда получает импульс поглощённой части падающей волны, а при $\alpha'' < 0$ – импульс отдачи, связанный с усилением отраженной волны. В обоих случаях согласно (8) импульс атома не меняется, а среда получает импульс $P_y > 0$. В отличие от эффекта Мёссбауэра, где атомное ядро упруго связано с кристаллической решёткой, здесь главную роль играет специфика переноса энергии и импульса реактивными компонентами электромагнитного поля, являющимися функциями координат, скоростей и ускорений зарядов.

Для экспериментального наблюдения описанного выше эффекта необходима среда, у которой в некоторой области частот $\varepsilon'(\omega) < 0$ и $\varepsilon''(\omega) \ll 1$. Существование таких сред не противоречит интегральным соотношениям Крамерса–Кронига, связывающим величины $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$ на всем интервале частот [11]. Некоторые примеры таких сред обсуждались в [9]. К такой среде можно отнести газы с частотой перехода вблизи частоты электромагнитного поля. Кроме того, успехи современных технологий в создании искусственных сред с необычными оптическими свойствами, например с отрицательным показателем преломления [12], позволяют рассчитывать на создание сред, пригодных для наблюдения оптического аналога эффекта Мёссбауэра. Вклад поглощения определяется величиной $\omega l\varepsilon''/(c\sqrt{|\varepsilon'|})$, поэтому поглощением и отражённым излучением диполя можно пренебречь, если выполняется условие $1/2h' = c/(2\omega\sqrt{|\varepsilon'|}) \ll l \ll c\sqrt{|\varepsilon'|}/(\omega\varepsilon'')$.

При наклонном падении волны в области полного внутреннего отражения поглощающему атому передаётся только та компонента импульса падающей волны, которая параллельна поверхности раздела двух сред [6, 7]. Пусть из прозрачной среды с $\varepsilon > 0$ на поверхность раздела с вакуумом, где находится атом, падает плоская монохроматическая волна. Действующая на атом сила $\boldsymbol{F}_2(\alpha'')$ параллельна поверхности раздела двух сред, поэтому атом получает импульс, параллельный этой поверхности, для которого справедливо соотношение (5) [6]. В этом случае сила $\boldsymbol{F}(\alpha')$ по-прежнему перпендикулярна поверхности раздела двух сред и не связана с поглощением атома, поэтому, в соответствии с законом сохранения импульса, среде, из которой падает плоская монохроматическая волна, передаётся та компонента импульса падающей волны, которая перпендикулярна поверхности раздела двух сред.

Рассмотрим перенос импульса между возбуждённым и невозбуждённым атомами, находящимися в вакууме на расстоянии l друг от друга. Пусть ось x направлена от возбуждённого атома 1 с электрическим дипольным моментом $d_{1z} = d_{10}e^{-i\omega t}$, $d_{1x} = d_{1y} = 0$ к невозбуждённому атому 2, где электрическое поле E_{1z} диполя индуцирует дипольный момент $d_{2z} = \alpha E_{1z}$ Здесь ω – частота перехода из возбужденного состояния атома 1 в его основное состояние.

В общем случае переносы энергии и импульса между атомами определяются интерференционными потоками с учётом всех как излучательных ($\propto 1/r$), так и реактивных ($\propto 1/r^2$ и $\propto 1/r^3$) компонент полей этих диполей. Полные скорости изменения энергии $\dot{W}_2$ и обусловленного поглощением импульса $\dot{P}_{2x}$ второго атома описываются следующими формулами:

$$\dot{W}_2 = \frac{1}{2}\mathrm{Re}(\dot{d}_{2z}E^*_{1z}) = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{l^6} - \frac{k_0^2}{l^4} + \frac{k_0^4}{l^2}\right)\alpha''\omega|d_{10}|^2, \tag{9}$$

$$\dot{P}_{2x} = F_2(\alpha'') = \frac{1}{2}\left(-2\frac{k_0^3}{l^4} + \frac{k_0^5}{l^2}\right)\alpha''|d_{10}|^2. \tag{10}$$

Видно, что для расстояний $0 < l < \sqrt{2}/k_0$, на которых существен вклад реактивных компонент полей диполей, направление импульса, полученного атомом 2 при поглощении фотона, противоположно направлению переноса энергии. Аналогичная ситуация возникает в среде с отрицательным показателем преломления [12]. При $l = \sqrt{2}/k_0$, перенос энергии происходит без изменения импульса атома 2. Если атом 2 находится в дальней зоне, где $l \gg 1/k_0$ и переносы энергии и импульса осуществляются только интерференционными потоками излучательных компонент полей обоих диполей, отношение $\dot{P}_{2x}/\dot{W}_2 = k_0/\omega$ становится таким же, как и для плоской монохроматической волны.

Таким образом, полученные результаты показывают, что определение импульса, связанного с квантом энергии электромагнитного поля, в общем случае должно зависеть как от излучательных, так и от реактивных компонент поля. Такой же вывод в отношении момента импульса излучающего атома на основе уравнений Максвелла был сделан в [13]. В заключение отметим, что безызлучательный перенос энергии подробно исследован и теоретически, и экспериментально [14]. Однако почти нет работ, посвящённых безызлучательному переносу импульса. Можно надеяться, что рассмотренные здесь эффекты послужат стимулом для дальнейших исследований в этом направлении и могут быть найдены новые пространственные структуры гармонических электромагнитных полей, для которых обмен энергией с атомом не сопровождается обменом импульсами.

1. Осадько И.С. *УФН*, **186**, 83 (2010).
2. Климов В.В. *Наноплазмоника* (М.: Физматлит, 2009).
3. Колоколов А.А., Скроцкий Г.В. *УФН*, **162**, 165 (1992).
4. Huard S., Imbert Chr. *Opt. Commun.*, **24**, 185 (1978).
5. Колоколов А.А. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **22**, 360 (1979).
6. Коваленко А.П., Колоколов А.А. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **25**, 401 (1982).
7. Сивухин Д.В. *Общий курс физики* (М.: Наука, т. 3, 1977, с. 631).
8. Бойко Б.Б., Петров Н.С. *Отражение света от усиливающих и нелинейных сред* (Минск: Наука и техника, 1988).
9. Быков В.П. *ЖЭТФ*, **63**, 1226 (1972).
10. Carniglia C.K., Mandel L. *Phys. Rev.,* **3D**, 280 (1972).
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1984, с. 399).
12. Веселаго В.Г. *УФН*, **179**, 689 (2009).
13. Зоммерфельд А. *Строение атома и спектры* (М.: ГИТТЛ, 1956, т. 1, с. 556).
14. Агранович В.М., Галанин М.Д. *Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах* (М.: Наука, 1978).