ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ, 2005, том 99, № 5, с. 825–828

ФИЗИЧЕСКАЯ И КВАНТОВАЯ ОПТИКА

УДК 535:535.7

БОКОВОЙ СДВИГ ФЕДОРОВА НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА "ЛЕВЫХ" И "ПРАВЫХ" СРЕД

© 2005 г. **А. В. Новицкий, В. М. Галынский, А. Н. Фурс, Л. М. Барковский**

Белорусский государственный университет, 220080 Минск, Белоруссия

Поступила в редакцию 02.11.2004 г.
В окончательной редакции 15.02.2005 г.

Исследован боковой сдвиг Федорова для поляризованного пучка при полном внутреннем отражении света от границы раздела сред с положительным и отрицательным показателями преломления. Показана существенная зависимость бокового сдвига от поляризации падающего пучка. Предсказана возможность полной компенсации сдвига Федорова при полном внутреннем отражении линейно поляризованных мод от двух границ планарного волновода с подложкой из "левого" материала.

Начиная с первых успешных экспериментов [1, 2] по изучению материалов, имеющих одновременно отрицательные значения диэлектрической и магнитной проницаемостей $\varepsilon < 0$, $\mu < 0$, с каждым годом появляется все большее число работ по данной тематике. Для создания таких сред используются искусственные композитные материалы – метаматериалы [3], которые реализуются при отсутствии сильной квазистатической связи между подсистемами, обладающими отрицательной диэлектрической и отрицательной магнитной проницаемостями. Теоретически материалы с одновременно отрицательными магнитной и диэлектрической проницаемостями впервые были рассмотрены Веселаго [4], который показал их эквивалентность средам с отрицательными показателями преломления. Он обнаружил, что напряженности электрического и магнитного полей и волновой вектор в таких материалах образуют левую тройку, в то время как в средах с положительным показателем преломления – правую тройку. Это позволяет разделить среды на "правые" и "левые". Особенность "левых" сред заключается в том, что для плоской электромагнитной волны вектор Умова–Пойнтинга и волновой вектор антипараллельны, либо, другими словами, групповая и фазовая скорости направлены противоположно друг другу.

Однако возможность противоположно направленных фазовой и групповой скоростей была известна и до работы [4]. Например, в книге Ламба [5] можно найти такие слова: "С физической точки зрения групповая скорость, пожалуй, важнее, чем скорость волны. Последняя может быть больше или меньше, чем первая, и даже возможно представить такую среду, в которой обе имеют различное направление; это будет тогда обозначать, что какое-то возмущение могло бы распространяться из некоторой средней точки во внешнее пространство в виде группы, в то время как отдельные волны, из которых состоит группа, сами будут двигаться в обратном направлении, зарождаясь на передней стороне и затухая при приближении к задней стороне". В работе [6] Мандельштам показал, что волны в пространственно-периодической среде (кристаллической решетке) могут обладать отрицательной групповой скоростью. Экспериментально это было обнаружено, например, в работе [7], где рассматривался эффект аномального преломления в ферромагнетиках.

"Левые" среды, созданные на основе композитных материалов, являются анизотропными двух- или трехмерными периодическими структурами. Эти среды можно считать изотропными только для длин волн, много бóльших периода структуры [8]. В данной статье мы остаемся в рамках такого приближения, т.е. считаем среды изотропными. "Левые" материалы существуют для микроволнового диапазона электромагнитных волн (в [9] сообщается о таких средах, работающих на частотах до 300 ГГц). Несмотря на отсутствие на сегодняшний день "левых" сред в оптическом диапазоне частот, можно надеяться на быстрое развитие технологий в этом направлении. Результаты этой работы будут справедливы и в оптике, поскольку мы рассматриваем электромагнитные волны, не фиксируя частотной области.

Еще в первых работах В.Г. Веселаго предсказывались новые стороны ряда явлений электродинамики (например, эффектов Допплера и Черенкова) при распространении излучения в среде с отрицательным показателем преломления. Недавно в статьях [10–12], посвященных исследованию полного внутреннего отражения на границе раздела "правой" и "левой" сред, был обнаружен необычный эффект. Как известно, продольный сдвиг пучка (сдвиг Гуса–Хэнхен) на границе обычных сред с положительными показателями преломления объясняется тем, что пучок отражается от эффективной границы, расположенной ниже настоящей, т.е. проходит дополнительный путь в среде с меньшим показателем преломления. Оказалось, что при полном внутреннем отражении от границы раздела “правой” и “левой” сред пучок смещается в направлении, противоположном обычному сдвигу Гуса–Хэнхен, а эффективная граница располагается выше настоящей. Этот эффект получил название отрицательного сдвига Гуса–Хэнхен.

При полном внутреннем отражении пучок подвергается не только продольному, но и боковому смещению. Боковое смещение пучка было предсказано Федоровым [13, 14] и заключается в том, что пучок выходит из плоскости падения. При этом боковое смещение зависит не только от угла падения и энергии падающей волны, но и от ее поляризации. Позднее сдвиг Федорова был обнаружен экспериментально [15, 16], а также исследовались условия, при которых световой пучок испытывает поперечный сдвиг без искажения структуры поля [17, 18].

В данной работе теоретически исследовано боковое смещение плосковолнового пучка при полном внутреннем отражении от границы раздела “правой” и “левой” сред. Статья построена следующим образом: сначала рассматриваются известные результаты для сдвига Федорова на границе раздела изотропных сред с положительными показателями преломления, затем изучается боковой сдвиг на границе раздела двух сред, по крайней мере, одна из которых характеризуется одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями. Боковые смещения, полученные в каждом из рассмотренных случаев, сравниваются друг с другом.

Пусть среда с бóльшим модулем показателя преломления (первая среда) описывается диэлектрической ε_1 и магнитной μ_1 проницаемостями, а среда с меньшим модулем показателя преломления (вторая среда) – ε_2 и μ_2 ($\varepsilon_1\mu_1 > \varepsilon_2\mu_2$). Электромагнитная волна из первой среды падает на границу раздела, и при углах падения, превышающих критический угол $\phi_0 = \arcsin\sqrt{\varepsilon_2\mu_2/\varepsilon_1\mu_1}$, происходит полное внутреннее отражение светового пучка. Плоская электромагнитная волна с частотой ω характеризуется следующей зависимостью напряженностей полей от координат $\mathbf{r}$ и времени t:

$$\{\mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)\} = \{\mathbf{E}, \mathbf{H}\}\exp\left(i\frac{\omega}{c}\mathbf{mr} - i\omega t\right),$$

где $\mathbf{m} = n\mathbf{n} = c\mathbf{k}/\omega$ – вектор рефракции [19], $\mathbf{k}$ – волновой вектор, n – показатель преломления среды, $\mathbf{n}$ – единичный вектор фазовой нормали. Векторы рефракции падающей, отраженной и прошедшей волн определяется как

$$\mathbf{m}^{(\mathrm{in})} = \mathbf{b} + \eta_1\mathbf{q}, \quad \mathbf{m}^{(r)} = \mathbf{b} - \eta_1\mathbf{q}, \quad \mathbf{m}^{(t)} = \mathbf{b} + \eta_2\mathbf{q},$$
$$\eta_1 = \sqrt{\varepsilon_1\mu_1 - \mathbf{b}^2}, \quad \eta_2 = \sqrt{\varepsilon_2\mu_2 - \mathbf{b}^2},$$

где $\mathbf{q}$ – единичная нормаль к границе раздела сред, направленная во вторую среду, вектор $\mathbf{b}$ лежит на линии пересечения плоскости падения и плоскости раздела сред и одинаков для всех векторов рефракции. Модуль вектора $\mathbf{b}$ определяется углом падения волны, а закон Снеллиуса выражается соотношением $|\mathbf{b}| = n_1\sin\phi_1 = n_2\sin\phi_2$, где n_1, n_2 – показатели преломления первой и второй сред; ϕ_1, ϕ_2 – углы падения и преломления.

В случае полного внутреннего отражения прошедшая волна становится неоднородной, а соответствующий ей вектор рефракции – комплексным $\mathbf{m}^{(t)} = \mathbf{b} + i\eta_2'\mathbf{q}$, где $\eta_2' = \sqrt{\mathbf{b}^2 - \varepsilon_2\mu_2}$, $\eta_2 = i\eta_2'$. Такой вектор рефракции обеспечивает затухание волны в среде с меньшим модулем показателя преломления при удалении от границы раздела. Средний поток энергии во второй среде при полном внутреннем отражении всегда лежит в плоскости раздела сред [19]:

$$\bar{\mathbf{S}} = S_1\frac{\mathbf{b}}{|\mathbf{b}|} + S_2\frac{\mathbf{a}}{|\mathbf{b}|}, \tag{1}$$

$$S_1 = \frac{c|\mathbf{b}|}{2\pi}e^{-2\omega\eta_2' z/c}\left(\frac{1}{\mu_2}\frac{\eta_1^2/\mu_1^2}{\eta_1^2/\mu_1^2 + \eta_2'^2/\mu_2^2}|A|^2 + \right.$$
$$\left. + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2\mu_1}\frac{\eta_1^2/\varepsilon_1^2}{\eta_1^2/\varepsilon_1^2 + \eta_2'^2/\varepsilon_2^2}|B|^2\right), \tag{2}$$

$$S_2 = -\frac{c|\mathbf{b}|\varepsilon_1\eta_1^2\eta_2'}{\pi\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}}e^{-2\omega\eta_2' z/c}\mathrm{Im}\left(\frac{AB^*}{s^*}\right),$$
$$s = (\eta_1\mu_2 + i\eta_2'\mu_1)(\eta_1\varepsilon_2 - i\eta_2'\varepsilon_1), \tag{3}$$

где $\mathbf{a} = \mathbf{b}\times\mathbf{q}$. Комплексные числа A и B задают поляризацию падающей волны, вектор электрического поля которой имеет вид

$$\mathbf{E}^{(\mathrm{in})} = A\mathbf{a}_0 + B\mathbf{d}, \quad \mathbf{a}_0 = \frac{\mathbf{a}}{|\mathbf{b}|}, \quad \mathbf{d} = \frac{\mathbf{m}^{(\mathrm{in})}\times\mathbf{a}}{|n_1||\mathbf{b}|}, \tag{4}$$

где $\mathbf{a}_0$ и $\mathbf{d}$ – действительные единичные векторы, ортогональные друг другу. Если $A = A_1 + iA_2$ и $B = B_1 + iB_2$ – произвольные комплексные числа, то поляризация падающей волны в общем случае эллиптическая. При $A_2 = B_2 = 0$ поляризация становится линейной, при $A_2 = B_1 = 0$, $|A_1| = |B_2|$ – круговой [19].

Средний поток энергии (1) не имеет компоненты, нормальной к поверхности раздела, т.е. энергия не проходит во вторую среду и отражение является полным. Вектор $\bar{\mathbf{S}}$ имеет две компоненты – S_1 в плоскости падения и S_2 в направлении, перпендикулярном к плоскости падения. Компонента S_1 обусловливает продольное смещение отраженного пучка в направлении вектора $\mathbf{b}$ (сдвиг Гуса–Хэнхен). Наличие ненулевой компоненты S_2 приводит к боковому сдвигу пучка – сдвигу Федорова.

Боковой поток энергии имеет наибольшее значение

$$S_2^{\max} = \pm\frac{c|\mathbf{b}|\varepsilon_1}{\pi\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}}\times \\ \times\frac{\eta_1^2\eta_2' e^{-2\omega\eta_2' z/c}|A|^2}{\sqrt{\mathbf{b}^4(\varepsilon_1\mu_1-\varepsilon_2\mu_2)^2+\eta_1^2\eta_2'^2(\varepsilon_1\mu_2-\varepsilon_2\mu_1)^2}}, \quad (5)$$

если

$$\frac{B/A}{B^*/A^*} = -\frac{s}{s^*}, \quad |A| = |B|.$$

Знаки ± в (5) соответствуют двум противоположным направлениям максимального бокового потока. При этом напряженность электрического поля падающей волны для каждого из направлений

$$\mathbf{E}_\pm^{(\mathrm{in})} = A(\mathbf{a}_0 \pm e^{i\delta}\mathbf{d}), \quad e^{i\delta} = -i\sqrt{\frac{s}{s^*}}.$$

Векторы $\mathbf{E}_+^{(\mathrm{in})}$ и $\mathbf{E}_-^{(\mathrm{in})}$ описывают эллипсы, которые имеют одинаковые форму и размер, но различаются ориентацией на 90° и направлением обращения вектора электрического поля.

Боковой поток исчезает при эллиптической поляризации падающей волны, соответствующей условию

$$\frac{B/A}{B^*/A^*} = \frac{s}{s^*}.$$

Все приведенные выше формулы выполняются как для "правых", так и для "левых" сред. Если первая и вторая среды имеют положительный показатель преломления, то величины ε, μ и η для каждой среды положительные. Учет знаков именно этих трех величин позволит нам далее исследовать полное внутреннее отражение на границе раздела "правой" и "левой" сред.

Пусть теперь первая среда будет "правой", а вторая – "левой" ($\varepsilon_2 = -|\varepsilon_2|$, $\mu_2 = -|\mu_2|$). Энергия преломленной электромагнитной волны (для обычного преломления и отражения) в левой среде направлена противоположно вектору рефракции (волновому вектору). Поскольку энергия прошедшей волны направлена от границы раздела сред, то ее вектор рефракции направлен к границе раздела и представляется как

$$\mathbf{m}^{(\mathrm{t})} = \mathbf{b} - \eta_2\mathbf{q}.$$

Тогда если волна проходит в "левую" среду, то в формулах Френеля необходимо заменить $\varepsilon_2 \longrightarrow -|\varepsilon_2|$, $\mu_2 \longrightarrow -|\mu_2|$, $\eta_2 \longrightarrow -\eta_2$. Нетрудно убедиться, что такая замена не изменяет волнового сопротивления (импеданса) изотропной среды и коэффициентов отражения и пропускания волн.

При полном внутреннем отражении вектор рефракции неоднородной волны в "левой" среде принимает то же значение, что и для среды с положительным показателем преломления $\mathbf{m}^{(\mathrm{t})} = \mathbf{b} + i\eta_2'\mathbf{q}$, так как только такой вектор рефракции обеспечивает затухание волны во второй среде при удалении от границы раздела. Тогда в выражениях для потока энергии во второй среде следует изменить лишь знаки диэлектрической и магнитной проницаемостей $\varepsilon_2 \longrightarrow -|\varepsilon_2|$, $\mu_2 \longrightarrow -|\mu_2|$. При этом продольный поток энергии S_1 изменяет знак на противоположный (отрицательный сдвиг Гуса–Хэнхен), а боковой поток энергии

$$S_2 = \frac{c|\mathbf{b}|\varepsilon_1\eta_1^2\eta_2'}{\pi\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}}e^{-2\omega\eta_2' z/c}\,\mathrm{Im}\left(\frac{A^*B}{s^*}\right), \quad (6)$$
$$s = (\eta_1|\mu_2| + i\eta_2'\mu_1)(\eta_1|\varepsilon_2| - i\eta_2'\varepsilon_1).$$

Видно, что поперечные потоки энергии (3) для "правых" сред и (6) будут совпадать при замене вектора напряженности электрического поля падающей волны (4) на $\mathbf{E}_{rl}^{(\mathrm{in})} = A^*\mathbf{a}_0 - B^*\mathbf{d}$, где буквы r и l указывают, что напряженность падающей волны относится к случаю, когда первая среда является "правой", а вторая – "левой". Эллипс колебаний вектора $\mathbf{E}_{rl}^{(\mathrm{in})}$ имеет те же размеры, форму и направление обхода, что и эллипс вектора $\mathbf{E}^{(\mathrm{in})}$, но отличается ориентацией. Если большая полуось эллипса вектора $\mathbf{E}^{(\mathrm{in})}$ образует угол χ с направлением $\mathbf{a}_0$, то вектор $\mathbf{E}_{rl}^{(\mathrm{in})}$ характеризуется ориентациями эллипса с азимутами $-\chi$ или $\pi/2 - \chi$. Таким образом, для того чтобы боковой поток энергии на границе "правой" и "левой" сред не изменился по сравнению со случаем двух "правых" сред, необходимо использовать падающий пучок с указанной выше ориентацией эллипса колебаний по азимутам $-\chi$ или $\pi/2 - \chi$.

Если падающая волна имеет вид (4), то боковое смещение Федорова на границе двух "правых" или "правой" и "левой" сред в общем случае различно. Для того чтобы боковые сдвиги были одинаковыми, должно выполняться условие $AB^* = -A^*B$, которое соответствует эллиптически поляризованной падающей волне с азимутами колебаний $\chi = 0$, $\pi/2$ и вектором напряженности электрического поля

$$\mathbf{E}^{(\mathrm{in})} = A\left(\mathbf{a}_0 + i\frac{B_2}{A_1}\mathbf{d}\right).$$

Единичные векторы $\mathbf{a}_0$ и $\mathbf{d}$ направлены вдоль малой и большой полуосей эллипса колебаний, а отношение этих полуосей равно B_2/A_1, причем направление обращения вектора электрического поля определяется знаком этого отношения. В частном случае $B_2/A_1 = \pm 1$ получается круговой право- и левополяризованный свет. Боковой поток энергии S_2 изменит знак при одновременной смене знаков диэлектрической и магнитной проницаемостей второй среды, если $AB^* = A^*B$, что соответствует линейной поляризации падающей волны

$$\mathbf{E}^{(\mathrm{in})} = A\left(\mathbf{a}_0 + \frac{B_1}{A_1}\mathbf{d}\right).$$

Условие, при котором боковой поток энергии в "левой" среде становится равным нулю, в рассматриваемом случае можно записать как

$$\frac{B/A}{B^*/A^*} = \frac{s^*}{s}.$$

Значение наибольшего бокового смещения остается прежним (5), однако напряженности электрического поля, при которых достигается $S_2^{\max}$, изменяют азимут колебаний $\chi = \pm\pi/4$ на $\chi = \mp\pi/4$:

$$\mathbf{E}_{\pm}^{(\mathrm{in})} = A(\mathbf{a}_0 \mp e^{-i\delta}\mathbf{d}).$$

Если первая среда характеризуется отрицательным, а вторая – положительным показателем преломления, то продольный сдвиг Гуса–Хэнхен является положительным. Имеется в виду, что поток S_1 и сдвиг фазы волны при отражении в рассматриваемом случае совпадают с потоком и сдвигом фазы при полном внутреннем отражении от границы двух "правых" сред. Боковое смещение пучка

$$S_2 = -\frac{c|\mathbf{b}||\varepsilon_1|\eta_1^2\eta_2'}{\pi\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}}e^{-2\omega\eta_2' z/c}\mathrm{Im}\left(\frac{A^*B}{s^*}\right), \tag{7}$$
$$s = (\eta_1\mu_2 + i\eta_2'|\mu_1|)(\eta_1\varepsilon_2 - i\eta_2'|\varepsilon_1|).$$

Очевидно, данный боковой поток энергии совпадает с (3), если падающая волна характеризуется вектором напряженности электрического поля $\mathbf{E}_{lr}^{(\mathrm{in})} = A^*\mathbf{a}_0 + B^*\mathbf{d}$. Эллипсы колебаний векторов $\mathbf{E}_{lr}^{(\mathrm{in})}$ и $\mathbf{E}^{(\mathrm{in})}$ имеют одинаковые размер, форму и ориентацию, но различаются направлением обхода. Следовательно, для того чтобы боковой сдвиг пучка остался прежним при изменении знака показателя преломления первой среды, необходимо использовать вместо правополяризованных падающих волн левополяризованные, и наоборот. Боковые потоки энергии (6) и (7) противоположно направлены, поэтому если волна вида (4) падает на границу раздела "левой" и "правой" сред и боковой поток энергии равен боковому потоку энергии для двух "правых" сред, то должно выполняться условие $AB^* = A^*B$ (падающие волны имеют линейную поляризацию). Аналогично боковой поток энергии изменит знак при смене знака показателя преломления первой среды, когда $AB^* = -A^*B$. Если обе среды имеют одновременно отрицательные диэлектрические и магнитные проницаемости, то средний поток энергии $\bar{\mathbf{S}}$ во второй среде будет направлен противоположно потоку энергии в случае полного внутреннего отражения от границы раздела двух "правых" сред.

В заключение отметим, что необычные свойства продольного и бокового сдвигов при полном внутреннем отражении от границы раздела "правых" и "левых" сред могут найти применение в планарных волноводах. Например, их можно использовать для компенсации сдвига Федорова. Если рассмотреть планарный волновод, состоящий из трех слоев – "правого" (ε_2, μ_2), "правого" (ε_1, μ_1) и "левого" ($-\varepsilon_2$, $-\mu_2$), то волновод будет обладать следующими свойствами. Во-первых, он будет поддерживать ТЕМ-моды как двумерный волновод с идеально проводящими границами за счет обращения в нуль суммарного сдвига Гуса–Хэнхен при отражении от двух границ раздела сред. Во-вторых, этот волновод будет полностью компенсировать боковой сдвиг за счет смещения линейно поляризованного пучка в одну сторону при полном внутреннем отражении от первой границы раздела и в другую сторону на ту же величину при отражении от второй границы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Smith D.R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 4184.
2. *Shelby R.A., Smith D.R., Schultz S.* // Science. 2001. V. 292. P. 77.
3. *Pendry J.* // OPN. 2004. № 9. P. 33.
4. *Веселаго В.Г.* // УФН. 1967. Т. 92. № 3. С. 517.
5. *Ламб Г.* Гидродинамика. М.: ОГИЗ, 1947. 928 с.
6. *Мандельштам Л.И.* // ЖЭТФ. 1945. Т. 15. С. 475.
7. *Вашковский А.В., Локк Э.Г.* // УФН. 2004. Т. 174. № 6. С. 657.
8. *Блиох К.Ю., Блиох Ю.П.* // УФН. 2004. Т. 174. № 4. С. 439.
9. *Веселаго В.Г.* // УФН. 2003. Т. 173. № 7. С. 790.
10. *Lai H.M., Kwok C.W., Loo Y.W., Xu B.Y.* // Phys. Rev. E. 2000. V. 62. P. 7330.
11. *Berman P.R.* // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. P. 067603.
12. *Lakhtakia A.* // arXiv:physics/0305133.
13. *Федоров Ф.И.* // ДАН СССР. 1955. Т. 105. С. 465.
14. *Федоров Ф.И.* // Тр. Ин-та физ.-мат. АН БССР. 1956. № 1. С. 11.
15. *Imbert C.* // Compt. Rendu. B. 1968. V. 267. P. 1401.
16. *Ashby N., Miller S.C.* // Phys. Rev. D. 1973. V. 7. P. 2375.
17. *Бельский А.М.* // Опт. и спектр. 1986. Т. 60. В. 4. С. 792.
18. *Бельский А.М.* // Опт. и спектр. 1987. Т. 62. В. 6. С. 1335.
19. *Федоров Ф.И.* Теория гиротропии. Минск: Наука и техника, 1976. 456 с.