

07
©1995 г.

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОТРАЖЕНИЯ СВЕТА РЕАЛЬНЫМ ИНТЕРФЕРОМЕТРОМ САНЬЯКА КАК РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ЗЕРКАЛОМ

С.Г.Розуван, Е.А.Тихонов

Институт физики АН Украины,
252650 Киев, Украина
(Поступило в Редакцию 3 июня 1994 г.)

Впервые проведено изучение спектральной зависимости коэффициента отражения интерферометра Саньяка, используемого в качестве распределенного зеркала в различных лазерах. Показано, что реальные светоделители на толстых подложках с дисперсией показателя преломления, используемых в ИС, вызывают потерю автоколлимационности монохроматических интерферирующих пучков, что приводит к неконтролируемому набегу разности фаз и проявляется в снижении коэффициента отражения ИС или добротности резонатора лазера на его основе. Проведен также теоретический анализ влияния на работу ИС фазового набега на светоделителе, использующем равнотолщинные многослойные диэлектрические покрытия, и отмечена не критичность выбора для ИС таких светоделителей по этому параметру.

Введение

Известно, что идеальный интерферометр Саньяка (ИС) обеспечивает автоколлимацию двух встречных интерферирующих пучков и синфазное/противофазное сложение пучков на выходах при использовании диэлектрической светоделительной пластинки. Если при этом обеспечивается строго равное амплитудное деление ($R_d = T_d = 50\%$) входного пучка, то ИС работает как 100%-ный распределенный отражатель для плоской монохроматической волны $R = 4R_d(1 - R_d) \equiv 1$. В работе [1] было показано, что идеальный интерферометр Саньяка с нулевой разностью хода пучков можно реализовать с бесконечно оптически тонким или бездисперсионным делителем. ИС находит применение в резонаторах перестраиваемых по частоте лазеров ультракоротких импульсов [2,3]. При этом, однако, оказалось, что эффективная добротность резонаторов, основанных на ИС, ниже добротности эквивалентного плоского резонатора: заметная часть энергии генерации "утекает" через нерабочий выход ИС, где должно было иметь место полное интерференционное погашение. В настоящей работе проведен анализ причин этого явления, ограничивающего применение ИС в лазерах с маломощной (в частности, непрерывной) накачкой.

В анализе ИС [1] предполагалось, что в качестве делительного зеркала применяется стеклянная пластинка, при отражении на границе воздух-стекло в которой волна получает набег фазы π . При этом умалчивалось о трудностях практической реализации такого светоделителя, возникающих из-за требования иметь 50%-ное амплитудное деление входного пучка (резкая зависимость коэффициента отражения от угла падения, сильный астигматизм плоскопараллельной пластинки при больших углах падения и др.).

На практике поэтому в качестве 50%-ного делителя используются зеркала с многослойным диэлектрическим покрытием (МДП). Математический аппарат описания оптических свойств МДП разработан достаточно хорошо [4,5]. Многослойная структура в этом случае представляется матрицей 2×2 , называемой матрицей рассеяния [6,7]. Рассмотрим ИС с делительными зеркалами на основе МДП в качестве делительного зеркала (рис. 1). Падающая волна с напряженностью $Ee^{i\omega t}$ разбивается МДП на отраженную с напряженностью $E_x e^{i\omega t}$ и проходящую с напряженностью $E_y e^{i\omega t}$. После обхода волной ИС без потерь (рассматриваем интерферометр с поворотными отражающими зеркалами) слева к МДП подходит волна $E_y e^{i\omega t + \Delta}$, справа — $E_x e^{i\omega t + \Delta}$, где Δ — набег фазы по длине ИС в режиме автоколлимационных встречных волн. В результате против хода падающей волны E распространяется волна E_α (отраженная), в направлении второго выхода — волна E_β (прошедшая). Практический интерес представляет случай, когда $E_\beta = 0$, т. е. $R_{ИС} \equiv 1$. С использованием матрицы рассеяния соотношение между амплитудами волн в ИС можно записать

$$\begin{aligned} \begin{vmatrix} E^* \\ E_x^* \end{vmatrix} &= \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} E_y^* \\ 0 \end{vmatrix}, \\ \begin{vmatrix} E_y^* \exp(i\Delta) \\ E_\alpha^* \end{vmatrix} &= \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} E_\beta^* \\ E_x^* \exp(i\Delta) \end{vmatrix}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь знак * относится к тангенциальной составляющей соответствующего вектора электрической напряженности. Матричные соотношения (1) раскрываются через систему уравнений

$$\begin{aligned} E^* &= a_{11} E_y^*, \quad E_x^* = a_{21} E_y^*, \\ E_y^* \exp(i\Delta) &= a_{11} E_\beta^* + a_{12} E_x^* \exp(i\Delta), \\ E_\alpha^* &= a_{21} E_\beta^* + a_{22} E_x^* \exp(i\Delta). \end{aligned} \quad (2)$$

Исключая E_x , E_α , E_y , из (2) можно получить

$$E_\beta^* = \frac{\exp(i\Delta)}{a_{11}^2} (1 - a_{12} a_{21}) E^*. \quad (3)$$

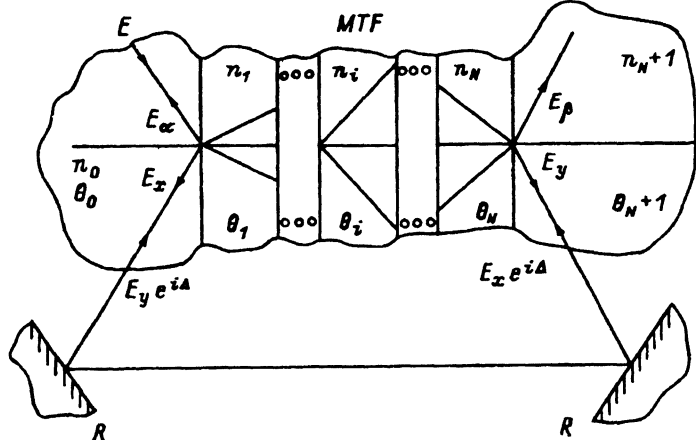


Рис. 1. Расчетная оптическая схема ИС.

MTF — многослойные диэлектрические покрытия, n_k — коэффициенты преломления, θ_k — углы преломления слоев и подложек.

Показано (см. Приложение 1), что МДП с оптическими толщинами всех слоев $\lambda_0/4$ (λ_0 — длина волны падающего излучения) может удовлетворять условию $E_\beta=0$, при этом (3) преобразуется к виду (см. Приложение 2)

$$I_\beta = (1 - 2R_d)^2 I_E, \quad (4)$$

где I_i — интенсивности соответствующих пучков, R_d — энергетический коэффициент отражения МДП.

Выражение (4) совпадает с уравнением для идеального ИС, приведенным в [3]. На длинах волн $\lambda \neq \lambda_0$ и автоколлимационном ходе уравнение (4) нарушается даже при $R(\lambda) = R(\lambda_0)$, так как фаза δ величины a_{11} может меняться. В этом случае появляется отличный от нуля выход (“утечка”) волны I_β

$$I_\beta = (1 - 2t^2 \cos(2\delta))^2 + (2t^2 \sin(2\delta))^2 \simeq 8I_E(1 - R)\delta^2 + I_E(1 - 2R)^2. \quad (5)$$

Отметим ряд особенностей полученных решений (1)–(5). Во-первых, нельзя утверждать, что решения для ИС с 50%-ным делителем на основе МДП со слоями равной толщины $\lambda/4$ являются единственными (для поиска других оптимальных решений необходимо решать задачу синтеза МДП). Однако найденное решение имеет наибольшее практическое значение, так как равнотолщинные покрытия по технологическим причинам получили широкое распространение. Во-вторых, несмотря на жесткость условий по уравнению (5), для получения $E_\beta = 0$ можно использовать типичные равнотолщинные МДП с 50%-ным амплитудным делением и без дополнительного контроля фазовых характеристик по причине малой величины отношения фаза/длина волны ($\sim 0.005 \text{ нм}^{-1}$ для МДП видимого диапазона). Кроме того, имеется возможность варьирования δ в небольших пределах углом падения пучка на светоделитель. Соотношения (1)–(5) не требуют наличия резкой асимметрии в показателях преломления ограничивающих МДП сред, как это было в случае стеклянной пластинки. Светоделитель на МДП может быть выполнен при необходимости в виде кубика с диагональной МДП структурой.

Практическое функционирование ИС как интерферометра с нулевой разностью хода основано на автоколлимационности хода его лучей (лучи “по” и “против” часовой стрелки движутся строго по одной и той же траектории). Однако это условие для немонохроматического света достигается лишь в ИС со светоделителями нулевой толщины или без дисперсии. Рассмотрим влияние немонохроматичности излучения для ИС, содержащего “явный” дисперсионный элемент — 60°-ную призму и ИС со светоделителем на плоскопараллельной подложке конечной толщины.

а) ИС с 60°-ной призмой. ИС с призмой внутри интерферометра и эквивалентная оптическая схема приведена на рис. 2. Из рисунка видно, что ИС является интерферометром нулевой разности хода лишь для определенной длины волны λ_1 из спектрального интервала падающего излучения (λ_2 — произвольная длина волны из интервала $\lambda_1 \pm \Delta\lambda$). Используя известную формулу для призмы, находящейся в минимуме угла отклонения, можно записать выражение для малого угла α , на который расходятся I_{λ_1} и I_{λ_2} ,

$$\alpha = 2 \frac{dn/d\lambda (\lambda_2 - \lambda_1) \sin(\varphi/2)}{(1 - n^2 \sin^2(\varphi/2))^{1/2}}, \quad (6)$$

где φ — преломляющий угол призмы, n — коэффициент преломления.

При этом разность хода для лучей “по” (индекс forv на рис. 2) и “против” (индекс back) хода часовой стрелки будет равняться

$$\Delta^{\text{forv}}(\lambda_2) - \Delta^{\text{back}}(\lambda_2) \simeq l\alpha^2 = \frac{4l(\sin(\varphi/2)dn/d\lambda (\lambda_2 - \lambda_1))^2}{1 - n^2 \sin^2(\varphi/2)}, \quad (7)$$

где l — сдвиг преломляющей призмы относительно оптического центра ИС.

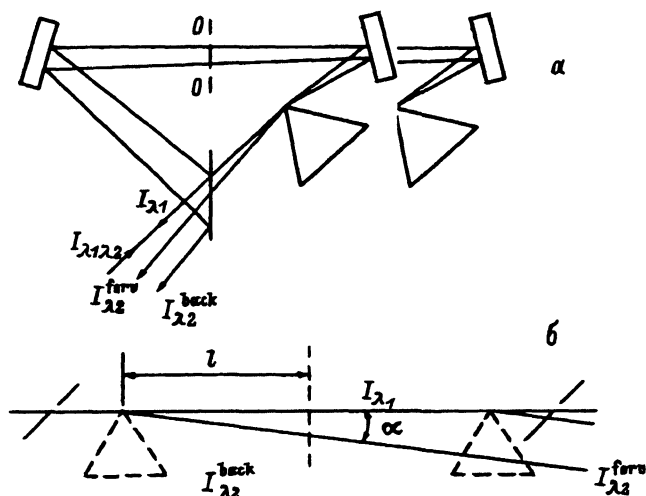


Рис. 2. Оптическая схема ИС с 60-градусной призмой (P) (а) и эквивалентная схема — демонстрация нарушения автоколлимационного хода пучков при немонохроматическом излучении (б).

Очевидно, что этот дополнительный набег фазы изменит соотношение (3).

$$E_{\beta}^* = \frac{\exp(i\Delta^{\text{back}}2\pi/\lambda)}{a_{11}^2} (\exp(i(\Delta^{\text{forv}} - \Delta^{\text{back}})2\pi/\lambda) - a_{12}a_{21}). \quad (8)$$

Первое нулевое отражение интерферометра при изменении λ возникает при разности фаз

$$\Delta^{\text{forv}}(\lambda_2) - \Delta^{\text{back}}(\lambda_2) = \lambda/2. \quad (9)$$

Отсюда можно найти предельное значение спектрального интервала, граница которого соответствует уменьшению коэффициента отражения ИС до нуля,

$$\Delta\lambda = \left(\frac{\lambda(1 - n^2 \sin^2(\varphi/2))}{8l \sin^2(\varphi/2)(dn/d\lambda)^2} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

б) ИС с 50%-ным МДП на толстой подложке. Светоделитель в виде МДП на толстой плоскопараллельной подложке не является элементом с угловой дисперсией, хотя и для расходящихся пучков он приводит к потере нулевой разности хода [1]. При работе с некогерентным излучением вследствие конечной толщины подложки светоделителя и дисперсии коэффициента преломления ИС перестает быть автоколлимационным прибором, что приводит к неконтролируемой разности хода.

Ход лучей в этом случае показан на рис. 3. Действительно, из рисунка видно, что существует только одна длина волны λ_1 из спектрального интервала падающего излучения, для которой ход лучей “по” и “против” часовой стрелки автоколлимационен, для любой другой длины волны лучи “по” и “против” часовой стрелки движутся по разным траекториям. Расчеты показывают, что разность хода между лучами длины волны λ_2 “по” и “против” часовой стрелки на выходе

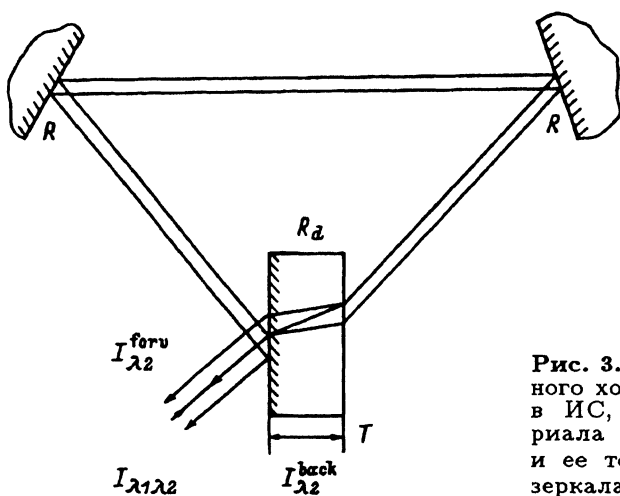
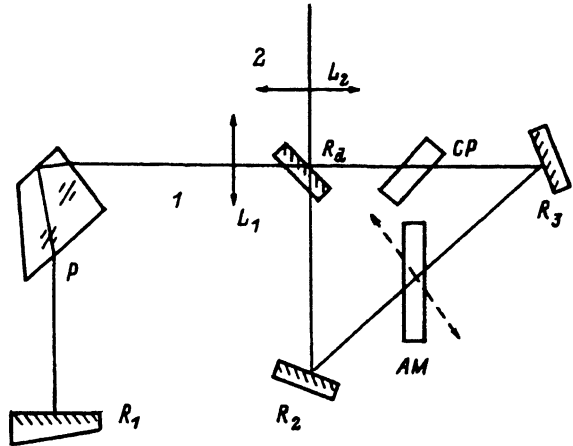


Рис. 3. Нарушение автоколлимационного хода некогерентных пучков в ИС, вызванное дисперсией материала подложки светоделителя (R_d) и ее толщиной T (R — возвратные зеркала).

Рис. 4. Оптическая схема лазера с ИС с комментарием проведенных измерений.

1, 2 — вход/выход ИС; R_i — зеркала резонатора; R_d — светоделитель; CP — компенсирующая пластинка, AM — активная среда, L_i — линзы, P — призма Аббе.



интерферометра равна 0, если выполняется условие идеальной оптической однородности пространства, элементов и отражающих поверхностей ИС. На практике условие идеальной оптической однородности пространства для двух различных траекторий никогда не достигается, возникает неконтролируемая разность хода, уменьшающая коэффициент отражения ИС.

Экспериментальная апробация

Два сорта экспериментов были проведены для получения ясной картины явления, связанного со снижением эффективной добротности резонатора лазера с модифицированным ИС. Первая серия опытов была связана с прямыми измерениями эффективного коэффициента отражения ИС в зависимости от ширины линии излучения (плоская волна) на его входе; вторая серия является менее однородной, однако непосредственно связанной с лазерным экспериментом.

Результаты первой серии измерений при заданной толщине подложки 8 мм приведены в таблице. Здесь же приведены расчетные значения R при измеренном коэффициенте отражения светоделителя R_d .

Оптическая схема ИС и измерения его параметров в лазере представлены на рис. 4. При измерениях, данные которых представлены в таблице, рабочий пучок вводится по входу 2 (или 1), лазерные элементы выводятся из пучков, а в положение 1, 2 становятся фотоприемники.

“Лазерная” серия измерений представлена на рис. 5. Активная среда в этом случае находится в оптическом центре ИС. При ее оптиче-

Ширина линии на входе ИС, нм	Измеренный коэффициент отражения, %	R_d , %	R_c , %
$\leq 10^{-4}$ (HeNe лазер, 632.8 нм)	99 ± 0.5	50 ± 0.5	< 99.96
≈ 0.15 (ВГ Nd:YAG, 532 нм)	98 ± 0.5	50 ± 0.5	< 99.96
≈ 6 (Р6Ж, 580 нм)	$90 \div 97$	50 ± 0.5	< 99.96
≈ 6 (Р6Ж, 60°-ная призма внутри ИС)	65	50 ± 0.5	—

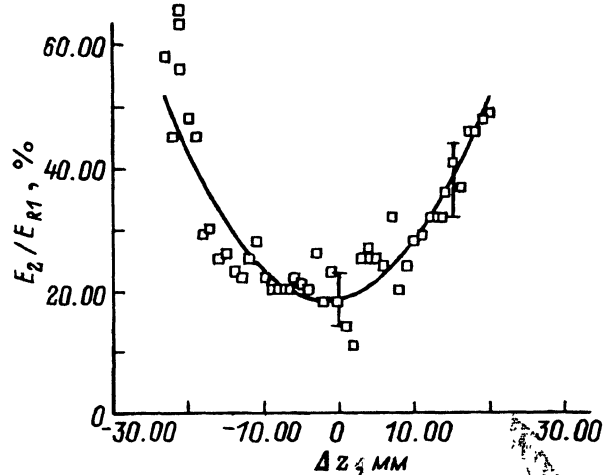


Рис. 5. Отношение энергии генерации в канале накачки к энергии генерации после выходного зеркала. Ширина линии генерации 90 Å.

ской накачке появляются генерация и сопровождающая процесс накачки термическая линза. При центральном положении среды имеет место паразитный выброс через канал 1 ИС ввиду относительно большой ширины линии генерации. При смещении активной среды от центра ИС эффективность выброса еще более возрастает. Возрастание “утечки” мощности генерации, например, нормированное на полезный выход (рис. 5), можно связать с неавтоколлимационным ходом пучков, имевшихся при ширине линии генерации ($\Delta\lambda \approx 90 \text{ \AA}$), а также с набегом дополнительной разности фаз в них при смещении активной среды (и термической линзы) относительно центра ИС.

Выводы

1. ИС работает как распределенное зеркало со 100%-ным коэффициентом отражения для идеального монохроматического пучка при выборе равнотолщинной ($\lambda_0/4$) МДП структуры, обеспечивающей амплитудное деление без потерь исходного пучка 1:1. Выбор показателей преломления материала подложек кардинального влияния на работу ИС не оказывает.

2. Вследствие конечной толщины плоскопараллельной подложки из дисперсионного материала, используемой для 50%-ного МДП светоделителя и при немонохроматичном свете, ИС перестает быть автоколлимационным интерферометром. Наличие внутри ИС дисперсионных элементов и сред с градиентом показателя преломления (либо неконтролируемых оптических неоднородностей) приводит к отличной от нуля разности хода пучков и соответственно снижает коэффициент отражения или добротность резонатора на основе ИС.

3. Имеется несколько схемных решений уменьшить снижение добротности резонатора с ИС, вызванных немонохроматичностью линии генерации: в ИС вводится пластина из материала с толщиной, как у подложки светоделительного зеркала, которая ориентируется под углом $-\alpha$, если $+\alpha$ — угол падения пучка на светоделитель, одновременно активная среда ориентируется под углом $\beta = 0$. В таком модифицированном ИС автоколлимационный ход пучков восстанавливается, несмотря на их немонохроматичный характер.

Настоящая работа выполнена при поддержке фонда фундаментальных исследований ГКНТ Украины, а также Soros Humanitarian Foundations Grant awarded by the American Physical Society, благодарность которым приносят авторы.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Система из N диэлектрических слоев (рис. 1) ($0, N + 1$ — номера ограничивающих слоев подложек) описывается с помощью матрицы 2×2 , которая представляет собой результат перемножения $N + 2$ матриц, характеризующих каждый слой [4],

$$\begin{vmatrix} a_{11}; & a_{12} \\ a_{21}; & a_{22} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1; & 1/U_0 \\ 1; & -1/U_0 \end{vmatrix} \prod_{j=1}^{j=N} \begin{vmatrix} \cos(\Delta_j); & i \sin(\Delta_j)/U_j \\ iU_j \sin(\Delta_j); & \cos(\Delta_j) \end{vmatrix} \times \\ \times \begin{vmatrix} 1; & 1 \\ U_{N+1}; & -U_{N+1} \end{vmatrix} 1/2, \quad (1')$$

где

$$U_j = \begin{cases} n_j \cos(\theta_j), & s\text{-компонента,} \\ n_j / \cos(\theta_j), & p\text{-компонента;} \end{cases}$$

Δ_j, n_j, θ_j — набег фазы, показатель преломления и угол между нормалью и волновым вектором в j -м слое соответственно.

При этом в случае равнотолщинной системы с толщинами $\lambda/4$ ($\Delta_j = \pi/2$) формула (1') для четного количества слоев преобразуется к виду

$$\begin{vmatrix} a_{11}; & a_{12} \\ a_{21}; & a_{22} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1; & 1/U_0 \\ 1; & -1/U_0 \end{vmatrix} \prod_{j=1}^{j=N} \begin{vmatrix} -U_2^*/U_1^*; & 0 \\ 0; & -U_1^*/U_2^* \end{vmatrix},$$

$$\begin{vmatrix} 1; & 1 \\ U_{N+1}; & -U_{N+1} \end{vmatrix} 1/2 = \begin{vmatrix} \alpha + U_{N+1}/(U_0\alpha); & \alpha - U_{N+1}/(U_0\alpha) \\ \alpha - U_{N+1}/(U_0\alpha); & \alpha + U_{N+1}/(U_0\alpha) \end{vmatrix}, \quad (2')$$

$U_{1,2}^*$ — коэффициенты U_j для четных и нечетных слоев, $\alpha = (-U_2^*/U_1^*)^{[N/2]}$, скобки [...] обозначают операцию взятия целой части числа.

Для нечетного количества слоев

$$\begin{vmatrix} a_{11}; & a_{12} \\ a_{21}; & a_{22} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1; & 1/U_0 \\ 1; & -1/U_0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 0; & i/U_2^* \\ iU_2^*; & 0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \alpha; & 0 \\ 1/\alpha; & 0 \end{vmatrix},$$

$$\begin{vmatrix} 1; & 1 \\ U_{N+1}; & -U_{N+1} \end{vmatrix} 1/2 = i \begin{vmatrix} 1/(\beta U_0) + \beta U_{N+1}; & 1/(\beta U_0) - \beta U_{N+1} \\ -1/(\beta U_0) + \beta U_{N+1}; & -1/(\beta U_0) - \beta U_{N+1} \end{vmatrix}, \quad (3')$$

где $\beta = 1/U_2^*(U_1^*/U_2^*)^{[N/2]}$.

Из (2') и (3') следует, что $a_{12}a_{21} > 0$, $\text{Im}(a_{12}a_{21}) = 0$ для любого N . Последнее означает потенциальную возможность выполнения $E_\beta = 0$ с учетом (3). Используя (1')–(3'), выбором $\Delta_j, N, n_j, \theta_j$ можно добиться строгого выполнения соотношения

$$a_{12}a_{21} = 1. \quad (4')$$

Элементы матрицы a связаны с амплитудными коэффициентами отражения $r_{0,N+1}$ и пропускания $t_{0,N+1}$ МДП следующими соотношениями (более подробно см. в [4]), которые частично очевидны из системы уравнений (2):

$$\begin{aligned} |a_{11}| &= c_{0,N+1}/t_{0,N+1}, \\ |a_{12}| &= r_{0,N+1}c_{0,N+1}/t_{0,N+1}, \\ c_{0,N+1} &= \begin{cases} 1, & s\text{-компонента,} \\ \cos(\theta_0)/\cos(\theta_{N+1}), & p\text{-компонента.} \end{cases} \end{aligned} \quad (5')$$

Используя также соотношения

$$\begin{aligned} E_j^* &= E_j, \quad s\text{-компонента,} \\ E_j^* &= E_j/\cos(\theta_j), \quad p\text{-компонента,} \\ t_{0,N+1}^2 &= T, \quad r_{0,N+1}^2 = R, \end{aligned} \quad (6')$$

можно из (3) получить (4).

Список литературы

- [1] Розуван С.Г., Тизонов Е.А. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 4. С. 78–87.
- [2] Розуван С.Г., Тизонов Е.А. // Квантовая электрон. 1993. Т. 20. № 2. С. 163–166.
- [3] Прохоренко В.И., Тизонов Е.А. и др. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 4. С. 72–79.
- [4] Розенберг Г.В. Оптика тонкослойных покрытий. М.: ГИИТЛ, 1958. 365 с.
- [5] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
- [6] Хаус Х. Волны и поля в оптоэлектронике. М.: Мир, 1988. 430 с.
- [7] Розуван С.Г., Тизонов Е.А. // ЖПС. 1994. Т. 60. № 3–4. С. 261–265.