

УДК 621.373.826

ВЗАИМНОЕ ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРОВ С ДИФРАКЦИОННОЙ СВЯЗЬЮ В РЕЗОНАТОРЕ ТАЛЬБО

В. П. Кандидов, И. В. Пашкова

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Исследованы амплитудные и фазовые соотношения между полями, формирующими дифракционную связь, в зависимости от коэффициента заполнения решеткой волноводов. Показано, что периодическое поле в резонаторе Тальбо формируется в результате интерференции полей отдельных волноводов при определенных амплитудно-фазовых соотношениях в плоскости их апертур.

1. Введение

В настоящее время большой интерес вызывает проблема фазовой синхронизации многоканальных лазерных систем [1]. Сложение полей независимых источников приводит к линейному росту интенсивности суммарного излучения с увеличением числа излучателей. При синфазной генерации решетка лазеров образует когерентный излучатель с синтезированной апертурой. В этом случае дифракционная расходимость определяется размером синтезированной апертуры и в фокальной плоскости достигается значительно более высокое значение интенсивности.

Сфазированная генерация достигается введением оптической связи между лазерами решетки. Такая связь может быть осуществлена за счет взаимного перекрытия полей соседних каналов генерации при плотном расположении лазеров. На этом способе основана синхронизация полупроводниковых лазерных решеток [2]. Введение внешней оптической связи, основанной, например, на пространственной фильтрации [3], обращении волнового фронта [4, 5] и др., является более общим подходом, применимым для различных типов лазеров.

С практической точки зрения представляет интерес оптическая связь за счет дифракционного обмена излучением между активными элементами, помещенными в общий резонатор [6]. Для решеток лазеров использование эффекта воспроизведения периодических полей — эффекта Тальбо — позволяет существенно уменьшить потери системы. В резонаторе Тальбо зеркало связи отодвинуто от апертуры набора на половину расстояния воспроизведения периодического поля [1, 7, 8]. Значения расстояния Тальбо z_t для различных конфигураций лазерных решеток приведены в [9].

В приближении заданных мод решетка волноводных лазеров в общем резонаторе образует колебательную систему с конечным числом степеней свободы. При этом волноводы в резонаторе представляют собой парциальные колебательные системы с комплексными коэффициентами связи, которая определяется дифракционным обменом излучения между волноводами. Теоретическое исследование установившихся колебаний в такой системе сводится к анализу матричной задачи на собственные значения матрицы связи \hat{M} [10]. Для решеток полупроводниковых лазеров матрицу \hat{M} можно считать трехдиагональной (модель связи ближайших соседей). В этом случае известно аналитическое решение собственной задачи [11, 12]. В общем случае, когда

связь охватывает всю решетку, применяются теория возмущений [13] и численное решение матричной задачи [14] для определения спектра собственных форм колебаний системы. Для решетки лазеров собственные формы обычно называют супермодами или коллективными модами.

В настоящей работе исследуются амплитудные и фазовые соотношения между интерферирующими полями, которые формируют дифракционную связь волноводов в общем резонаторе Тальбо. Рассматривается влияние конечного размера апертур волноводов на дифракционную связь между ними и порог генерации коллективной синфазной моды решетки. Анализ проводится в рамках параболической теории дифракции в приближении связанных мод для одномерной решетки волноводных лазеров.

2. Модель взаимной связи лазеров

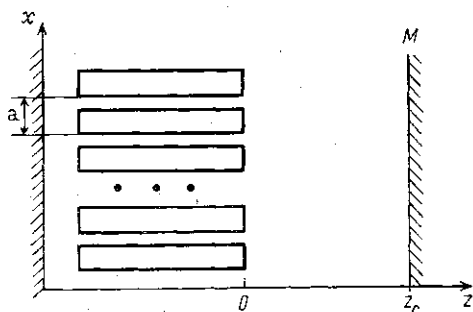


Рис. 1. Одномерная решетка волноводов в резонаторе Тальбо; M — зеркало связи

Рассмотрим одномерную периодическую решетку волноводов, помещенных в резонатор Тальбо. Связь между ними осуществляется за счет дифракции излучения, отраженного от общего зеркала связи M (рис. 1). Расстояние z_c от плоскости выходных апертур волноводов до зеркала M равно $z_t/2$, где $z_t = 2a^2/\lambda$ — расстояние Тальбо для одномерной решетки с периодом a , λ — длина волны коллективной генерации.

В приближении связанных мод [15] поперечное распределение амплитуды поля $e_m(x, 0)$ для каждого волновода системы предполагается неизменным при кол-

лективной генерации:

$$e_m(x, 0) = e_m^0 f(x - ma, 0), \quad m = 1, 2, \dots, N, \quad (1)$$

e_m^0 — комплексная амплитуда поля m -го лазера, $f(x - ma, 0)$ — нормированная поперечная мода m -го волновода, N — число волноводов в решетке.

Поле m -го лазера $e_m(x, 2z_c)$ после распространения излучения до зеркала связи и обратно выражается через функцию Грина квазиоптического уравнения дифракции $G(x, z)$ [16]:

$$e_m(x, 2z_c) = e_m^0 \int_{-\infty}^{\infty} f(x' - ma) G(x - x', 2z_c) dx'. \quad (2)$$

Поле m -го волновода $e_m(x, 2z_c)$, отраженное от зеркала связи, попадает вследствие дифракции во входные апертуры других каналов, что обуславливает возникновение дифракционной связи между парциальными колебательными системами. Влияние m -го волновода на n -й определяется компонентой излучения $e_m(x, 2z_c)$, неортогональной к моде n -го волновода. Эта компонента является проекцией P_{nm} поля $e_m(x, 2z_c)$ (2) на моду $f(x - na, 0)$, вычисленную по апертуре волновода ω :

$$P_{nm} = \int_{na-\omega/2}^{na+\omega/2} f(x-na, 0) e_m(x, 2z_c) dx. \quad (3)$$

Относительная величина проекции P_{nm} является коэффициентом дифракционной связи M_{nm} двух волноводов с номерами n и m :

$$M_{nm} = P_{nm}/e_m^0. \quad (4)$$

Система лазеров взаимна, следовательно,

$$M_{nm} = M_{mn} = M_j, \quad j = |n-m|. \quad (5)$$

Коэффициент M_0 характеризует обратную связь для отдельного волновода. Величина $|M_0|^2$ равна части энергии, возвращающейся обратно в этот же волновод. Коэффициент M_j определяет взаимную связь парциальных волноводов: $M_1 = M_{n, n\pm 1}$ для волноводов, расположенных на расстоянии одного периода друг от друга, $M_2 = M_{n, n\pm 2}$ — на расстоянии двух периодов и т. д. Квадрат модуля коэффициента M_j показывает, какая часть энергии излучения парциального волновода передается в моду волновода, отстоящего от данного на j периодов; φ_j равно сдвигу фаз между модой волновода и неортогональной к ней компонентой поля другого волновода, сдвинутого на j периодов.

Будем считать, что мода волновода имеет гауссовский профиль:

$$f(x-ma, 0) = \sqrt{\frac{2}{\pi\sigma^2}} \exp\left\{-\frac{(x-ma)^2}{\sigma^2}\right\}, \quad (6)$$

σ — поперечный масштаб моды. В соответствии с (2) поле m -го канала после распространения в канале связи сохраняет гауссовский профиль:

$$e_m(x, 2z_c) = \sqrt{\frac{2}{\pi\sigma^2}} \sqrt{\frac{1}{1+2iD}} \exp\left\{-\frac{(x-ma)^2}{(1+2iD)\sigma^2}\right\}, \quad (7)$$

$D = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\mu^2} \frac{z_c}{z_t}$ — волновой параметр апертуры волновода. Коэффициент $\mu = \sigma/a$ характеризует степень заполнения в решетке волноводов. При увеличении коэффициента заполнения μ зазоры между апертурами волноводов уменьшаются.

Подставляя (7) в (3), получаем следующее выражение для коэффициентов дифракционной связи (4) n -го и m -го волноводов решетки:

$$M_j = \sqrt{\frac{2}{\pi\sigma^2}} \sqrt{\frac{1}{1+2iD}} \exp\left\{-\frac{1}{2\mu^2} \frac{j^2}{(1+iD)}\right\} \times \\ \times \int_{na-\omega/2}^{na+\omega/2} \exp\left\{-\frac{2(1+iD)}{(1+2iD)\sigma^2} \left[x - \frac{(m+(1+2iD)n)a}{2(1+iD)}\right]^2\right\} dx. \quad (8)$$

Используя обозначения (5), преобразуем это выражение к виду

$$M_j = M_j^0 \Phi_j(t_{1j}, t_{2j}), \quad (9)$$

где

$$\Phi_j(t_{1j}, t_{2j}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{t_{1j}}^{t_{2j}} \exp\{-t^2\} dt = 0,5 [\operatorname{erf}(t_{2j}) - \operatorname{erf}(t_{1j})], \quad (10)$$

$$t_{1j, 2j} = \frac{1}{\sqrt{1+2iD}} \left(\frac{j}{\mu\sqrt{2(1+iD)}} \mp \sqrt{1+iD} \frac{\omega}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sigma} \right), \quad (11)$$

$$M_j^0 = \frac{1}{\sqrt{1+iD}} \exp \left(-\frac{j^2}{2\mu^2(1+iD)} \right). \quad (12)$$

Обычно для упрощения вычислений используется модель полного перекрытия, в которой предполагается, что мода волновода не ограничивается его апертурой. В этом предположении дифрагировавшее излучение полностью перекрывается с модой волновода, что соответствует бесконечным пределам интегрирования в (3) ($\omega \rightarrow \infty$) [8, 14]. В этом случае $t_{1,2} \rightarrow \infty$, и фактор $\Phi_j(t_{1j}, t_{2j})$, учитывающий конечность апертуры ω , равен единице. Коэффициент M_j^0 (12) является коэффициентом связи, получаемым в предположении полного перекрытия дифрагировавшего поля с модой волновода:

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} M_j = M_j^0. \quad (13)$$

Первый сомножитель в (12) определяет коэффициент обратной связи для парциального волновода. Его аргумент равен дифракционной поправке к геометрооптическому набегу фазы, который можно считать кратным 2π . Второй сомножитель в (12) описывает влияние расстояния между волноводами на их взаимную связь.

Выражения (10) и (11) определяют влияние конечности апертуры. Поперечный масштаб моды σ связан с шириной апертуры волноводов ω соотношением

$$\sigma = \omega / \sqrt{2}, \quad (14)$$

что упрощает выражение (11):

$$t_{1j, 2j} = \frac{1}{\sqrt{1+2iD}} \left(\frac{j}{\mu\sqrt{2(1+iD)}} \mp \sqrt{1+iD} \right). \quad (15)$$

Принимая во внимание представление функции $\text{erf}(t)$ через вырожденную гипергеометрическую функцию Куммера ${}_1F_1$ [17], получим

$$\Phi_j(t_{1j}, t_{2j}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_{k=0}^Q \frac{(-1)^k}{(1+2k)k!} (t_{2j}^{2k+1} - t_{1j}^{2k+1}). \quad (16)$$

Число членов ряда Q в расчетах выбиралось таким образом, чтобы ряд сходился с выбранной наперед точностью. Фактор Φ_j является комплексным, и учет конечности апертуры волновода влияет на фазовые соотношения между взаимодействующими полями. При $j=0$

$$\Phi_0(t_j) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \sum_{k=0}^Q \frac{(-1)^k}{(1+2k)k!} t_j^{2k+1}. \quad (17)$$

Аргумент фактора $\Phi_0(t_j)$ является поправкой к дифракционному набегу фазы парциального волновода, который определяется аргументом коэффициента M_0^0 .

3. Анализ взаимной связи

Для анализа фазовых соотношений между компонентами полей, формирующими дифракционную связь волноводов, рассмотрим аргу-

менты коэффициентов связи M_j . На рис. 2, а представлены $\Delta\varphi_j = \varphi_j - \varphi_0$ в зависимости от длины дифракционной области z_c при параметре заполнения $\mu=0,25$. Величина $\Delta\varphi_j$ равна разности фаз между дифрагировавшими полями двух волноводов на входной апертуре одного из них. Видно, что разность фаз $\Delta\varphi_j$ монотонно убывает с ростом z_c .

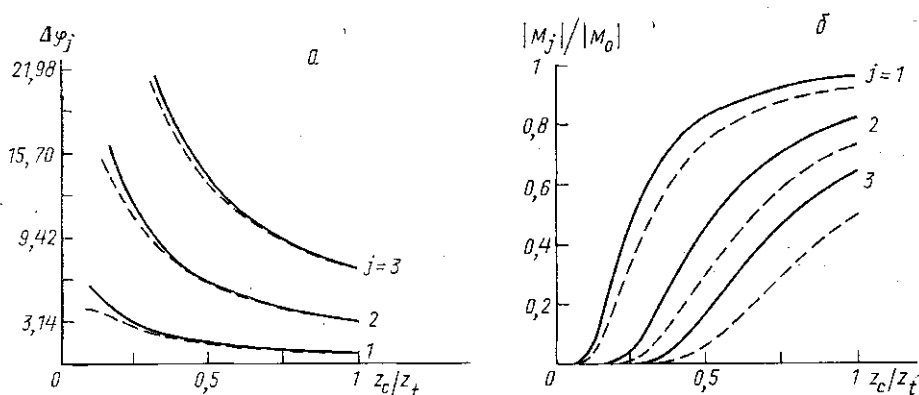


Рис. 2. Изменение разности фаз (а) и относительного модуля коэффициента связи (б) между полями волноводов, сдвинутых на j периодов, в зависимости от расстояния до зеркала связи при параметре заполнения $\mu=0,25$. Сплошные линии соответствуют конечным апертурам волноводов, штриховые — полному перекрытию полей

В резонаторе Тальбо при $z_c = z_d/2$ разность фаз $\Delta\varphi_j$ между дифрагировавшими полями двух соседних лазеров равна 1,55 рад. Для лазеров, расположенных через два и три периода решетки, разность фаз составляет $\Delta\varphi_2 = 6,19$ рад и $\Delta\varphi_3 = 13,62$ рад. Как показывает анализ, с уменьшением коэффициента заполнения решетки μ разность фаз полей, формирующих дифракционную связь между волноводами в резонаторе Тальбо, стремится к следующим значениям:

$$\lim_{\mu \rightarrow 0} \Delta\varphi_j = \begin{cases} 2\pi k, & j=2k, k \neq 0, \\ 2\pi k + \pi/2, & j=2k+1. \end{cases} \quad (18)$$

При этом сдвиг фаз φ_0 между модой волновода и его же полем, отраженным от зеркала связи M , стремится к $-\pi/4$ при $\mu \rightarrow 0$. Для $\mu = 0,25$ сдвиг фаз $\varphi_0 = -0,72$ рад. При более плотном заполнении решетки ($\mu = 0,42$) разности фаз составляют: $\Delta\varphi_1 = 1,39$, $\Delta\varphi_2 = 5,56$, $\Delta\varphi_3 = 12,06$. Сдвиг фаз φ_0 равен $-0,62$.

Оценим влияние конечного размера апертуры на оценки фазовых соотношений интерферирующих полей. При больших параметрах μ , когда в пределах апертуры волновода существенна кривизна волнового фронта дифрагировавшего поля, учет конечного размера апертуры влияет на точность определения разности фаз. При $\mu = 0,42$ длина области связи в резонаторе Тальбо $z_c \approx 2z_d$, где $z_d = 2\sigma^2/2$ — дифракционная длина моды. В этом случае относительное отклонение разности фаз, вычисленной в предположении полного перекрытия полей, $\Delta\varphi_1^0$ от $\Delta\varphi_1$ составляет для соседних лазеров

$$\delta\varphi_1/\varphi_1 = 0,13, \text{ где } \delta\varphi_1 = \Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_1^0.$$

При $\mu = 0,1$ и $z_c \approx 30 z_d$ радиус кривизны поля волновода на входной апертуре соседнего канала возрастает и относительное отклонение уменьшается:

$$\delta\varphi_1/\varphi_1 = 0,03.$$

Кривизна волнового фронта влияет на оценку фазовых соотношений и в том случае, когда разность фаз $\Delta\varphi_1'$ между излучениями соседних волноводов вычисляется на оси одного из них. Такой подход использовался в [18] для определения условия фазовой синхронизации решетки полупроводниковых лазеров. При $\mu=0,42$ $\Delta\varphi_1'$ отличается более чем на 10% от $\Delta\varphi_1$, получаемого из анализа проекции P_{nm} дифрагировавшего поля на моду волновода. При $\mu=0,1$ относительное отклонение $\Delta\varphi_1'$ от $\Delta\varphi_1$ снижается до 1%.

Периодическое поле в эффекте Тальбо формируется в результате интерференции излучения бесконечного числа источников. Фактически взаимное влияние волноводов в резонаторе Тальбо тем слабее, чем больше разнесены их апертуры в решетке. На рис. 2, б изображена относительная величина модуля коэффициента связи волноводов $|M_j|/|M_0|$ в зависимости от длины дифракционной области z_c . Квадрат этой величины при $j=1, 2, 3$ пропорционален относительной величине энергии лазера, которая падает на апертуру волновода, удаленного соответственно на один, два и три периода системы. Видно, как быстро убывает взаимная связь между волноводами с увеличением числа периодов j между ними. С ростом z_c относительный вклад удаленных лазеров возрастает. При $z_c \rightarrow \infty$ распределение амплитуды поля волновода при дифракции стремится к равномерному и отношение $|M_j|/|M_0| \rightarrow 1$.

Учет конечного размера апертуры ($\Phi_j \neq 1$) приводит к увеличению относительной части энергии соседних лазеров, попадающей в волновод. Кривые, соответствующие полному перекрытию полей, проходят на рис. 2, б ниже кривых, вычисленных для конечной апертуры. Это

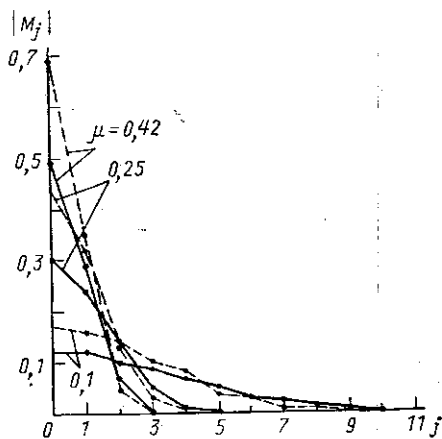


Рис. 3. Зависимость модуля коэффициента связи волноводов от числа периодов между ними для ряда значений параметра заполнения μ . Обозначения кривых — те же, что на рис. 2

связано с тем, что предположение о полном перекрытии отраженного поля с модой волновода приводит к большему завышению коэффициента M_0 , характеризующего обратную связь для парциального лазера.

Увеличение параметра μ приводит к тому, что взаимная связь охватывает меньшее число «соседей». Так, для $\mu=0,42$ $|M_j|/|M_0| = 0$ при $j \geq 4$. В этом случае каждый волновод фактически связан только с тремя волноводами справа и тремя слева. Относительная энергия, передаваемая от любого лазера к соседним, падает, так как расходимость с ростом σ при $a = \text{const}$ уменьшается. Однако абсолютная величина передаваемой ближайшим соседям энергии увеличивается. С уменьшением параметра заполнения μ взаимная связь волноводов

расширяется. Так, при $\mu=0,1$ волновод реально связан уже с девятью соседями справа и слева (рис. 3).

4. Порог усиления

Коэффициенты M_j формируют матрицу \hat{M} дифракционной связи лазеров в резонаторе Тальбо. При выполнении условия (5) матрица

\hat{M} является теплицевой [19]. Ее порядок равен числу лазеров в решетке N .

В соответствии с приближением заданных мод поле решетки волноводов в плоскости их выходных апертур представимо в виде суперпозиции мод:

$$E(x, 0) = \sum_{n=1}^N e_n(x, 0) = \sum_{n=1}^N e_n^0 f(x - na, 0). \quad (19)$$

Таким образом, в процессе коллективной генерации поле решетки $E(x, z)$ однозначно определяется комплексными амплитудами волноводных мод e_n^0 , которые образуют вектор профиля излучения коллективной моды:

$$E^T = (e_1^0, e_2^0, \dots, e_N^0). \quad (20)$$

Поле после полного обхода резонатора восстанавливается с точностью до некоторого комплексного коэффициента γ . В результате получается следующая задача на собственные значения:

$$\gamma E = ME. \quad (21)$$

Матричное уравнение (21) определяет спектр собственных частот и форм колебательной системы.

Модуль собственного значения $\gamma^{(k)}$ характеризует затухание k -й коллективной моды. Из амплитудного условия возбуждения k -й моды следует выражение для ее порога усиления:

$$G_{th}^{(k)} = -\ln |\gamma^{(k)}|. \quad (22)$$

Зависимость порогового усиления синфазной ($k=1$) коллективной моды от расстояния до зеркала связи z_c представлена на рис. 4. При $z_c = z_t/2$ порог усиления $G_{th}^{(1)}$ достигает минимума вследствие эффекта воспроизведения периодического поля, который имеет место в резонаторе Тальбо. В приближении полного перекрытия взаимодействующих полей ($\omega \rightarrow \infty$) отличие от нуля минимального значения порога усиления связано с дифракционными потерями на краях решетки, состоящей из ограниченного числа волноводов. Так, при $\mu = 0,25$ $G_{th}^{(1)} = 0,02$. При учете конечного перекрытия полей величина минимума $G_{th}^{(1)}$ значительно увеличивается вследствие того, что часть отраженного от зеркала излучения не попадает в апертуры волноводов. С уменьшением заполнения решетки потери, связанные с конечным размером апертуры ω , возрастают и минимум $G_{th}^{(1)}$ растет. При $\mu = 0,1$ минимум $G_{th}^{(1)}$ увеличивается до 0,29, тогда как при $\mu = 0,42$ $G_{th}^{(1)} = 0,16$.

Результаты анализа широты охвата волноводов дифракционной связью, проведенного в п. 3, подтверждаются зависимостью порога усиления в резонаторе Тальбо от числа волноводов $2S+1$, между которыми учитывается связь (рис. 5). При $S=1$ для каждого волновода принимаем, что дифракционная связь охватывает только по одному волноводу слева и справа от рассматриваемого. В этом случае матрица связи \hat{M} трехдиагональна, все остальные элементы ее полагаются равными нулю. При $S=2$ предполагается, что связь охватывает по два волновода слева и справа от каждого. Матрица \hat{M} — ленточная, с ши-

риной ленты $2S+1$ в пять элементов. При $S=3$ ширина ленты в матрице \mathbf{M} равна семи элементам и т. д.

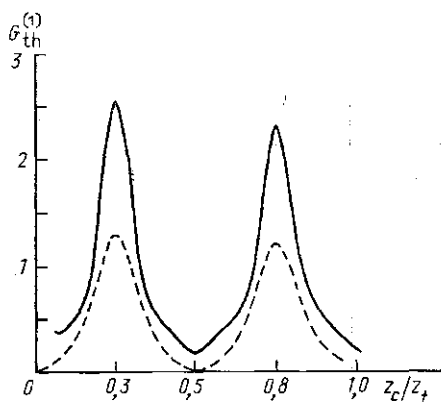


Рис. 4. Зависимость порогового усиления синфазной моды от расстояния до зеркала связи ($\mu=0,25$, $N=20$). Обозначения кривых — те же, что на рис. 2

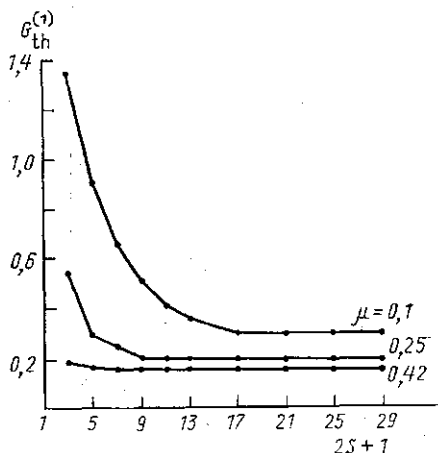


Рис. 5. Зависимость порогового усиления синфазной моды от предполагаемого числа связанных лазеров ($\mu=0,25$, $N=20$). Обозначения кривых — те же, что на рис. 2

Из рис. 5 видно, что с ростом S порог усиления синфазной моды в резонаторе Тальбо монотонно уменьшается, стремясь к асимптотическому значению при $2S \rightarrow N-1$. Порог усиления $G_{th}^{(1)}$ достигает величины, близкой к асимптотической, при $S=3$ в случае $\mu=0,42$, т. е. реально связь охватывает только три волновода справа и три слева от рассматриваемого. В случае $\mu=0,1$ $G_{th}^{(1)}$ выходит на насыщение при $S=9$.

Таким образом, с уменьшением заполнения решетки дифракционная связь охватывает большее число волноводов и их взаимное влияние существенно в формировании синфазной коллективной моды.

5. Выводы

1. Проведенный анализ показывает, что периодическое поле решетки волноводов формируется в резонаторе Тальбо в результате интерференции полей парциальных волноводов с определенными амплитудными и фазовыми соотношениями в плоскости их апертур. В случае малого заполнения решетки ($\mu=0,1$) дифракционная связь охватывает большое число волноводов ($2S+1 \approx 19$) и влияние удаленных излучателей существенно в формировании периодической структуры поля. При этом разность фаз полей волноводов, отстоящих на нечетное число периодов, близка к $\pi/2$, а на четное — к 2π . При плотном заполнении решетки ($\mu=0,42$) в формировании периодической структуры поля определяющую роль играет излучение небольшого числа ближайших волноводов ($2S+1 \approx 7$). Сдвиги фаз полей, образующих периодическую структуру в этом случае, заметно отличаются от $\pi/2$ и 2π .

2. Учет конечного размера апертуры волновода существенно влияет на амплитудные соотношения интерферирующих полей. Влияние на фазовые соотношения проявляется при значительной кривизне вол-

нового фронта полей, формирующих периодическую структуру, что имеет место в случае больших коэффициентов заполнения решетки ($\mu=0,42$).

Вследствие потерь излучения в резонаторе при конечной апертуре волноводов порог усиления возрастает по сравнению со значением, получаемым в приближении полного перекрытия интерферирующих полей. С уменьшением коэффициентов заполнения ($\mu=0,1$) порог усиления $G_{th}^{(1)}$ возрастает.

Работа частично поддержана по программе «Университеты России», договор ФПММ-10, проект № 1.2.11.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лиханский В. В., Напартович А. П.//УФН. 1990. 160, № 3. С. 101.
2. Голдобин И. С., Евтихийев Н. Н., Плявенек А. Г., Якубович С. Д.//Квант. электроника. 1989. 16, № 10. С. 1957.
3. Голубенцев А. А., Качурин О. Р., Лебедев Ф. В., Напартович А. П.//Квант. электроника. 1990. 17, № 8. С. 1018.
4. Васильев А. Ф., Мак А. А., Митькин В. М. и др.//ЖТФ. 1986. 56. С. 312.
5. Segev M., Weiss S., Fischer B.//Appl. Phys. Lett. 1987. 50, N 20. P. 1397.
6. Антухов В. В., Глова А. Ф., Качурин О. Р. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1986. 44, № 2. С. 63.
7. Leger J. R.//Appl. Phys. Lett. 1989. 55, N 4. P. 334.
8. Кандидов В. П., Крупина И. В., Митрофанов О. А.//Оптика атмосферы и океана. 1993. № 1. С. 70.
9. Аблеков В. К., Бабаев Ю. Н., Дмитриев М. Ф. и др.//ДАН СССР. 1990. 17, № 5. С. 584.
10. Голубенцев А. А., Лиханский В. В., Напартович А. П.//ЖЭТФ. 1987. 93, № 4. С. 1199.
11. Виноградов И. И., Косых А. Е., Логгинов А. С.//Квант. электроника. 1990. 17, № 5. С. 584.
12. Butler J. K., Ackley D. E., Ettenberg M.//IEEE J. Quant. Electron. 1985. QE-21, N 5. P. 458.
13. Kandidov V. P., Mitrofanov O. A.//Laser. Physics. 1993. 3, N 4. P. 831.
14. Кандидов В. П., Крупина И. В., Митрофанов О. А.//Оптика атмосферы и океана. 1994. 58, № 6. С. 108.
15. Butler J. K., Ackley D. E., Botez D.//Appl. Phys. Lett. 1984. 44, N 3. P. 293.
16. Виноградова М. В., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М., 1979.
17. Справочник по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М., 1979.
18. Косых А. Е. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1993.
19. Беллман Р. Введение в теорию матриц. М., 1976.

Поступила в редакцию
28.06.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 2

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.622.4

ВЛИЯНИЕ КУБИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ НА ДОМЕННУЮ СТРУКТУРУ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

Л. И. Антонов, Е. А. Мухина, Е. В. Лукашева

(кафедра общей физики)

Численно решена задача о периодической структуре намагниченности пленочного ферромагнитного монокристалла с кубической анизотропией. Результаты расчета иллюстрируются распределением намагниченности двух пленок, параметры которых подобраны так, чтобы продемонстрировать характерные особенности их доменной структуры.