

09

© 1992

ОСОБЕННОСТИ РЕЖИМА АВТОКОЛЛИМАЦИИ
В ДИСПЕРСИОННОМ ОТКРЫТОМ РЕЗОНАТОРЕ
С ФАЗОКОРРЕКТИРУЮЩИМ ЗЕРКАЛОМ

О.И. Белоус, Б.М. Бугаков,
А.И. Фисун, А.М. Фурсов

В работах [1, 2] было обращено внимание на тот факт, что максимум энергоотдачи квазиоптических твердотельных генераторов со сферическими (СЭ) открытыми колебательными системами наблюдается при такой взаимной ориентации зеркал, которая не соответствует классической схеме автоколлимации, когда угол между нормалью к поверхности дисперсионного отражателя и осью открытого резонатора (ОР), вдоль которой распространяется падающая на дисперсионный элемент волна, совпадает с углом отражения в m -й порядок дифракции.

Представляет интерес исследование обнаруженного эффекта в пассивном СЭ ОР и объяснение механизма потерь, лежащего в его основе. Оценочный характер результатов, приведенных в [1, 2], потребовал проведения прецизионных измерений зависимости добротности Q_H СЭ ОР от угла качания эшелетта. На рис. 1,а приведено схематическое изображение исследуемого дисперсионного СЭ ОР. Измерения проведены на длине волны $\lambda = 8.0$ мм. Поскольку при этом выполняется условие: $b_1 = b_2 = \frac{\lambda}{2}$, то, в соответствии с формулой решетки [3]

$$d(\sin \alpha + \sin \varphi^m) = \pm m \lambda, \quad (1)$$

спектр дифракционного излучения включает в себя только две пространственные гармоники: $m = -1$, распространяющуюся под углом φ^{-1} в сторону сферического зеркала и $m = 0$, отраженную под углом φ^0 в открытое пространство. Особое внимание в ходе эксперимента уделено первоначальной взаимной юстировке зеркал СЭ ОР. Измерения Q_H СЭ ОР и коэффициента связи ρ_1 резонатора с запитывающим волноводом 1 проведены с привлечением известных методов [4, 5].

Рассмотрим представленные на рис. 1, в типичные графики зависимостей $Q_H(\beta)$ и $\rho_1(\beta)$, измеренных при $L = 69.8$ мм. Видно, что максимум Q_H (кривая 1) приходится не на ожидаемое значение угла качания $\beta = 45^\circ$ (классический режим автоколлимации), а на $\beta \approx 41^\circ$. При этом величина Q_H существенно превышает значение добротности СЭ ОР с углом качания $\beta = 45^\circ$ (прямая 3) и эквивалентного - с точки зрения идентичности расстояния

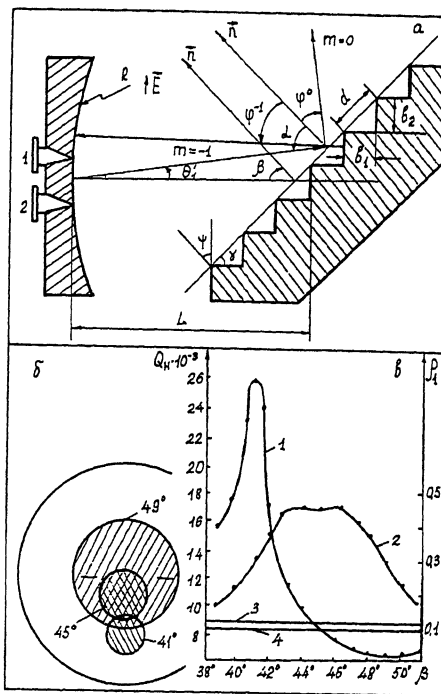


Рис. 1. Эксперимент: а - геометрия СЭ ОР и траектории лучей в нем, $R=180$ мм, $b_1 = b_2 = 4$ мм, $d = 5.65$ мм, угол „блеска“ $\gamma = 45^\circ$, $\psi = \gamma$, β - угол качания эшелетта; б - зависимость ориентации пятна поля на сферическом зеркале от β ; в - зависимость Q_n СЭ ОР и ρ_1 от β : 1 - $Q_n(\beta)$, 2 - $\rho_1(\beta)$, 3 - $Q_n(\beta = 45^\circ)$, 4 - Q_n полусферического ОР.

L - полусферического ОР (прямая 4). Следует заметить, что варьирование расстояния L вблизи значения $L \approx \frac{R}{2}$ не оказывает практически никакого влияния на величину угла качания $\beta = 41^\circ$, при которой наблюдается минимум потерь в резонаторе, а приводит лишь к снижению абсолютного значения добротности Q_n СЭ ОР, максимум которого при $L \approx \frac{R}{2}$ остается неизменным. Несмотря на установленную в ходе эксперимента зависимость $\rho_1(\beta)$, обусловленную перемещением пятна поля по поверхности сферического зеркала (рис. 1, б), объяснить поведение зависимости $Q_n(\beta)$ с количественной точки зрения только лишь влиянием коэффициента связи ρ_1 не удалось.

В настоящей работе предложена геометрооптическая трактовка обнаруженного явления, которая базируется на введенном нами понятии дисперсионных потерь и на предположении о том, что уровень этих потерь пропорционален некоторому числу n , где n - количество элементарных проходов луча или волны, образующих один

полный проход, в результате которого происходит самовоспроизведение луча или волны, распространяющихся между зеркалами резонатора.

Под дисперсионными будем понимать потери, обусловленные высвечиванием части энергии из резонансного объема в направлении порядков дифракции, отличных от того порядка дифракции, который ориентирован в направлении, близком к оси резонатора, и ответственен за поддержание добротного автоколлимационного режима колебаний. Постулат о пропорциональности числа n уровню дифракционных потерь имеет прозрачный физический смысл: чем большее число раз за один полный проход волна или луч взаимодействуют с поверхностью дисперсионного отражателя, тем большая часть энергии уходит через m -е порядки дифракции в свободное пространство. Определить число n для заданной геометрии СЭ ОР удалось в рамках предложенного в настоящей работе геометрикооптического подхода, суть которого состоит в том, что волне, движущейся в резонансном объеме, сопоставляется луч, в то время как взаимодействие волны с поверхностью дисперсионного элемента (эшелетта) описывается строгими методами теории дифракции [6]. Траектории движения луча до его самовоспроизведения через n проходов и углы отражения луча от поверхностей зеркал (закон Снеллиуса - для сферического и формула решетки (1) - для эшелеттного отражателей) находятся с помощью основных положений аналитической геометрии. Для количественной оценки значения угла „влета“ θ'_i луча, инжектируемого в резонансную систему, используется упрощенная модель СЭ ОР в виде радиального резонатора. Численное решение задачи носит итерационный характер.

На рис. 2, а-г приведены результаты расчета зависимости n ($90^\circ - \beta$), выполненные для случая, когда в качестве модели резонатора взят экспериментальный образец СЭ ОР. Результаты расчета показывают, что при $\theta'_i \approx 4^\circ$ проявляется ярко выраженный минимум функции n ($90^\circ - \beta$), когда $\beta \rightarrow 41^\circ$ (рис. 2, в).

Особый интерес вызывает то обстоятельство, что значение угла „влета“ θ'_i , минимизирующее функцию n ($90^\circ - \beta$) при $\beta \rightarrow 41^\circ$, чрезвычайно близко к величине угла $\theta'_i = 3^\circ 23'$, полученной в результате количественной оценки угла „влета“ на основании упрощенной модели СЭ ОР в виде открытого радиального резонатора (следует отметить, что значение угла „влета“ $\theta'_i = 3^\circ 23'$ минимизирует функцию n ($90^\circ - \beta$) не при $\beta \rightarrow 41^\circ$, а при $\beta \rightarrow 45^\circ$ (рис. 2, б)).

Чтобы понять физическую сущность угла $\theta'_i = 3^\circ 23'$, сведем резонаторную задачу к волноводной, опираясь на известную волноводную концепцию удержания поля в открытой колебательной системе [7]. В соответствии с этой концепцией радиальный ОР, равно как и его прототип - СЭ ОР, можно представить в виде отрезка открытого радиального волновода (эквивалентного волновода), распространяющееся электромагнитное поле между проводящими стенками которого рассматривается (в рамках концепции парциальных волн Бриллюэна [7, 8]) как суперпозиция двух однородных плоских

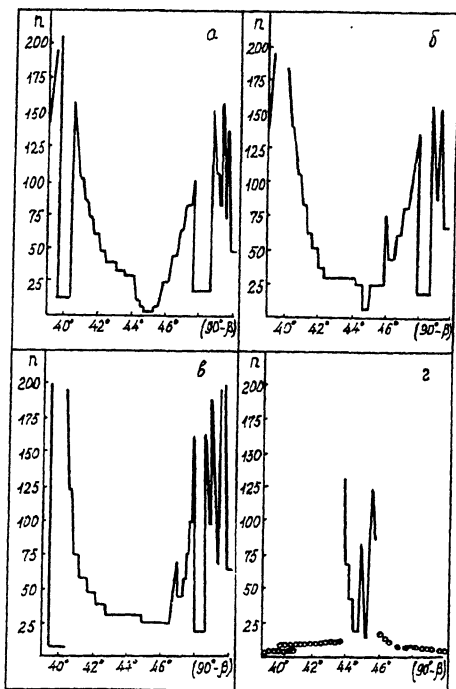


Рис. 2. Зависимость числа элементарных проходов n от β :
 а - $R = 180$ мм, $\theta_i' = 0^\circ$, б - $R = 180$ мм, $\theta_i' = 3^\circ 23'$; в - $R = 180$ мм; $\theta_i' = 4^\circ$; г - $R = 1000$ мм, что эквивалентно случаю $R \rightarrow \infty$, $\theta_i' = 4^\circ$.

волн, многократно отражающихся от стенок под определенным углом, отсчитываемым от нормали к стенкам. Численное значение этого угла, который для краткости можно назвать бриллюэновским, весьма близко к $\theta_i' = 3^\circ 23'$ (исходя из тех же соображений краткости, целесообразно назвать однородные плоские волны бриллюэновскими).

Таким образом, из сказанного следует, что значение угла „Влета“ $\theta_i' \approx 4^\circ$, минимизирующее функцию $n(90^\circ - \beta)$ при $\beta \rightarrow 41^\circ$, близко к величине угла, под которым бриллюэновская волна падает на стенки радиального волновода - аналога радиального ОР, равно как и его прототипа - СЭ ОР.

В этом случае отмечено совпадение теории с экспериментом и в этом же случае, что особенно важно, возникает ситуация, при которой падение начального луча на поверхность эшелетта происходит под углом $\alpha = 45^\circ$, в результате чего на первом проходе имеет место полное отражение падающей волны назад - в направлении $m = -1$ дифракционного порядка - и, соответственно, близкая к нулю трансформация той же волны в $m = 0$ порядок дифракции.

Однако из графика зависимости $n(90^\circ - \beta)$ (рис. 2, в, экстремум при $\beta \approx 50^\circ$) следует, что наличие минимума у функции $n(90^\circ - \beta)$ - условие необходимое, но не достаточное для предсказания режима добротных колебаний в дисперсионных ОР. Можно показать, что достаточным условием существования добротных колебаний в этих системах является распространение лучей, формирующих какую-либо моду, в пределах лучевой трубки малого поперечного сечения с осью, ориентированной в направлении бриллюэновского угла. Иными словами, в направлении упомянутой оси должна иметь место фокусировка резонансного поля, которая подтверждена результатами эксперимента (рис. 1, б). В рамках подобной модели становится понятной причина достижения высокой добротности Q_H СЭ ОР при $\beta \approx 41^\circ$. Она обусловлена низким уровнем дисперсионных потерь, который в свою очередь объясняется ориентацией оси лучевой трубки под углом 45° относительно нормали к поверхности развернутого на величину бриллюэновского угла θ'_1 эшелетта. В этом случае коэффициент трансформации из $m = -1$ в $m = 0$ пространственные гармоники волны, распространяющейся вдоль лучевой трубки, равен нулю. Близкими к нулю будут и коэффициенты трансформации остальных волн, сфокусированных в пределах лучевой трубки, в силу малого отличия углов падения каждой из этих волн на поверхность эшелетта от тех же 45° . В этой связи становится понятной и причина весьма малой добротности Q_H СЭ ОР при $\beta > 45^\circ$, несмотря на наличие в этом интервале углов минимума функции $n(90^\circ - \beta)$ (рис. 2, а, в). Она обусловлена расфокусировкой резонансного поля, что подтверждается результатами опыта (рис. 1, б). С точки зрения проверки корректности предложенного численного подхода представляет интерес сравнение расчетных и экспериментальных данных, полученных при рассмотрении изученных ранее эшелеттных ОР. На рис. 2, а и 2, г представлены зависимости $n(90^\circ - \beta)$, рассчитанные, соответственно, для случаев: 1) $\alpha = 45^\circ, \theta'_1 = 0$ (режим классической автоколлимации в СЭ ОР); 2) $\alpha = 49^\circ, \theta'_1 \approx 4^\circ; R = 1000$ мм, что эквивалентно $R \rightarrow \infty$ (плоскоэшелеттный ОР) [6] (символы в виде кружков указывают на факт выхода луча за пределы резонансного объема). Наличие у обеих кривых четко выраженных минимумов при $\beta = 45^\circ$ свидетельствует о правомерности геометрико-оптического подхода, поскольку в этом случае имеет место совпадение теоретических и экспериментальных результатов.

Подводя итоги сказанному, можно утверждать, что исследованный в настоящей работе эффект, связанный с ростом Q_H СЭ ОР при отклонении режима колебаний в резонаторе от классического автоколлимационного, обусловлен наличием в составе ОР фазокорректирующего (сферического) зеркала, позволяющего фокусировать пучок волн в направлении „новой“ оси ОР, ориентированной примерно под бриллюэновским углом относительно „старой“ оси резонатора.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Булгаков Б.М., Фисун А.И., Фурсов А.М. Тез. докл. X Всес. конференции по электронике СВЧ. Минск, 1983. С. 133-134.
- [2] Бородкин А.И., Булгаков Б.М., Смородин В.В. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. В. 19. С. 1189-1193.
- [3] Малышев В.И. Введение в экспериментальную спектроскопию. М.: Наука, 1979. 478 с.
- [4] Храпко А.М., Кудян Г.Ф. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1970. В. 3. С. 106-113.
- [5] Гинзтон Э.Л. Измерения на сантиметровых волнах / Пер. с англ. под ред. Г.А. Ремеза. М.: ИЛ, 1960. 620 с.
- [6] Шестопапов В.П., Литвиненко Л.Н., Масалов С.А., Сологуб В.Г. Дифракция волн на решетках. Харьков: ХГУ, 1973.
- [7] Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966. 475 с.
- [8] Вольман В.И., Пименов Ю.В. Техническая электродинамика. М.: Связь, 1971. 487 с.

Институт радиотехники
и электроники
АН Украины

Поступило в Редакцию
10 августа 1991 г.
В окончательной редакции
6 февраля 1992 г.