

ПЕРЕДАЧА СВЕТОВОЙ ЭНЕРГИИ ПО ПОЛЫМ ЛИНЗОВЫМ СВЕТОВОДАМ

Б. М. Лавринович

При решении ряда задач требуется передавать большие световые потоки с малыми потерями на большие расстояния. Такая задача актуальна, например, в гелиотехнике при передаче солнечных потоков от концентраторов. Поскольку известные световоды непригодны для этих целей, большой интерес представляют полые линзовые световоды, предложенные В. Б. Вейнбергом.

Прежде чем рассмотреть действие таких световодов, определим требования, предъявляемые к энергетическим световодам. Для этой цели проанализируем выражение потока F_A на выходе любого световода, входное сечение S которого заполнено пучками лучей с числовой апертурой $A = n \sin \sigma_A$ и яркостью L

$$F_A = \pi \tau_A S L A^2, \quad (1)$$

где τ_A — интегральный коэффициент пропускания световодом конических пучков лучей с апертурным углом σ_A . Видно, что передача больших световых потоков возможна с помощью световодов, обладающих достаточно высоким коэффициентом пропускания, апертурой и площадью поперечного сечения.

Коэффициент τ_A отражательных (полых диэлектрических, волоконных, зеркальных, газодиэлектрических и жидкостных) световодов является функцией σ_A [1]

$$\tau_A = 2 \sin \sigma_A \int_0^{\sigma_A} \tau_\sigma \cos \sigma \sin \sigma d\sigma, \quad (2)$$

где τ_σ — коэффициент пропускания луча с углом наклона σ к оси световода.

Из выражений (1) и (2) видно, что поток на выходе отражательных световодов пропорционален $\int_0^{\sigma_A} \tau_\sigma \cos \sigma \sin \sigma d\sigma$ и возрастает с ростом угла σ_A . С увели-

чением σ_A от нуля поток резко возрастает, затем рост потока замедляется, экспоненциально приближаясь к максимальному значению при $\sigma_A = 90^\circ$. В работах [2-4] введено понятие эффективного апертурного угла $\sigma_{0.95}$ — такого апертурного угла пучка лучей на входе в световод, при котором поток на выходе составляет 95% от максимального, получаемого при диффузном излучателе такой же яркости на входе. Превышение этого угла нецелесообразно, поскольку позволит увеличить поток на выходе не более чем на 5% при одновременном существенном уменьшении коэффициента пропускания световода.

Так эффективный угол полых диэлектрических световодов определяется длиной l и радиусом r световода; $\sigma_{0.95} = \sqrt{r/l}$ [5]; при $r/l = 10^{-4}$, $\sigma_{0.95} = 10^{-2}$ радиан. Увеличение апертурного угла излучателя до 90° при постоянной яркости увеличит поток на входе в 10^4 раз, в то время как поток на выходе возрастет лишь на 5%. При этом коэффициент пропускания уменьшится с 0.32 до $3 \cdot 10^{-5}$.

Малое значение эффективного угла зеркальных световодов обусловлено сравнительно низким коэффициентом отражения лучей от металлической зеркальной поверхности световода [4].

Эффективный апертурный угол волоконных световодов может быть достаточно высоким [3]. Тем не менее и эти световоды непригодны для передачи концентрированного света из-за малой площади поперечного сечения.

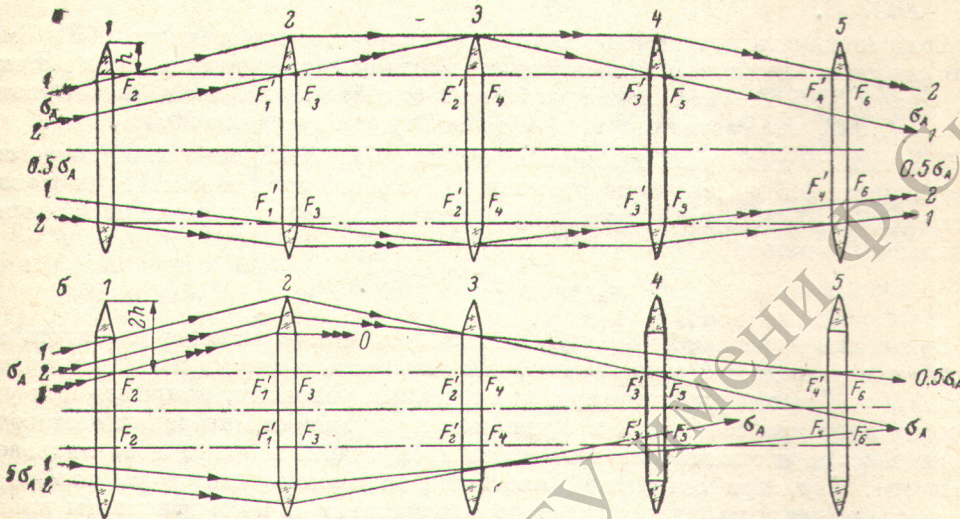
Действие линзовых световодов основано на преломлении лучей. В таких световодах коэффициент пропускания τ_σ зависит от числа линз $m = l/2f = \sigma_A/\sigma_*$, где $\sigma_* = r/l$ и оптической плотности отдельных линз D_1 , и не зависит от наклона лучей в пределах апертурного угла световода. Поэтому интегральный коэффициент пропускания линзового световода равен

$$\tau_A = \tau_\sigma = 10^{-m D_1} = 10^{-D_1 \sigma_A \sigma_*^{-1}}. \quad (3)$$

В соответствии с выражением (1) с ростом апертурного угла пучка лучей до величины апертурного угла линзового световода поток на выходе возрастает пропорционально квадрату его числовой апертуры. Для увеличения апертуры линзового световода при неизменной длине и радиусе необходимо уменьшить фокусное расстояние линз, т. е. увеличить их количество. При этом коэффициент пропускания световода уменьшится, а поток на выходе $F_A \sim 10^{-D_1 \sigma_A^2 \sigma_A^2}$ сначала возрастает, достигает максимального значения и вновь уменьшается.

Большие световые потери, вес и стоимость препятствуют использованию линзовых световодов для передачи мощных световых потоков.

Для решения этой задачи перспективны полые линзовые световоды. Такие световоды состоят из положительных кольцевых торических или многогранных, например, прямоугольных цилиндрических линз. Площадь отверстия в коль-



Ход лучей в полном линзовом световоде.

а — в обычном с постоянным углом наклона, б — в инверсном с постоянным временем пробега лучей.

цевой линзе или в рамке во много раз больше площади самой кольцевой или рамочной линзы. Световоды могут иметь достаточно большое сечение и обладать высоким светопропусканием, так как сочетают достоинства полых световодов — большую длину свободного пробега луча от одной стороны канала до противоположной и линзовых световодов — малые световые потери в линзах.

Расстояние между линзами определяется высотой линз h и апертурным углом σ_A световода и равно фокусному расстоянию линз $f' = h/\text{tg } \sigma_A$.

Для обеспечения наибольшего светопропускания форма фокальных линий отдельных линз представляет собой окружность либо прямоугольник (рисунок б), удаленные от периферии линзы на расстоянии $2h$. В таком инверсном полном световоде при каждой встрече лучей с кольцевыми частями линз наклон лучей меняется, но не превышает заданного апертурного угла световода и на границе канала пронизывает лишь одну линзу. Поскольку при каждом преломлении луч меняет свой наклон, средняя величина наклона одинакова для всех лучей.

Для решения некоторых задач, например селекции лучей по углам наклона, необходимо обеспечение постоянства наклона каждого луча по длине световода. В этом случае могут быть использованы полые линзовые световоды, фокальная линия каждой линзы которых расположена на расстоянии h от периферии канала (рисунок а). В таких световодах параллельный пучок лучей, упавший на кольцевую часть линзы, проходит через три соседние линзы и возвращается обратно в полость световода, оставаясь параллельным; и каждый луч в результате преломлений сохраняет свой первоначальный наклон в полости световода по всей его длине. Селекция лучей по углам их наклона позволяет увеличить ем-

кость информационной способности канала при использовании в оптических линиях связи.

В отличие от линзовых в полых линзовых световодах лучи преломляются лишь на краях линз. На всей же длине свободного пробега лучи проходят без ослабления через отверстия линз. Длина свободного пробега лучей благодаря этому во много раз больше, чем в линзовых световодах.

Световые потери в полых линзовых световодах обусловлены потерями света при отражении лучей от поверхностей линз и поглощением света в толще линз. Можно показать, что углы падения лучей на поверхности линз инверсного световода не превышают $3\sigma_A$. Поэтому френелевские потери при углах $\sigma_A \leq 10^\circ$ практически одинаковы для лучей любого наклона, а коэффициент отражения $\rho \leq 0.005$ в широкой области спектра, что соответствует оптической плотности 0.0027 Б.

Если положить показатель ослабления света в стекле равным 0.004 Бм^{-1} , то оптическая плотность линзы толщиной 12 мм из-за поглощения света в стекле составит 0.0005 Б. Оптическая плотность одной линзы может быть принята равной 0.032, что соответствует коэффициенту пропускания 99.3%.

Так как средний угол наклона лучей при большой длине инверсного световода равен $0.5 \sigma_A$, то число преломлений любого луча в кольцевых линзах равно $0.25 \sigma_A l r^{-1}$, а коэффициент пропускания лучей не зависит от их первоначального наклона

$$\tau_A = \tau_\sigma = 10^{-0.25 D_1 \sigma_A^2 r^{-1}} \quad (4)$$

Сравнение выражений (3) и (4) показывает, что оптическая плотность инверсного световода в 4 раза меньше, чем линзового с такими же параметрами: l, r, D_1, σ_A . Благодаря этому при определенных условиях, например при увеличении апертуры световода, коэффициент пропускания инверсных световодов может в сотни и тысячи раз превышать пропускание аналогичного линзового световода. Так, при оптической плотности инверсного световода, равной 1, оптическая плотность линзового световода составит 4, а коэффициенты пропускания соответственно 10^{-2} и 10^{-4} — выигрыш в коэффициенте пропускания составит 1000 раз. При оптической плотности инверсного световода, равной 2, выигрыш в коэффициенте пропускания возрастет до величины, равной 10^6 .

При выводе выражения (4) не были учтены световые потери на внутренних поверхностях линз. Можно показать, что освещенность E_{\parallel} поверхности параллельной оси световода составляет малую часть от освещенности в плоскости перпендикулярной оси — E_{\perp}

$$E_{\parallel} = \frac{\sigma_A - A \cos^2 \sigma_A}{\pi A^2} E_{\perp}$$

Световой поток, падающий на внутреннюю поверхность линз, равен $F_{\parallel} = S_{\parallel} E_{\parallel}$, где S_{\parallel} — площадь внутренней поверхности линз световода. Учитывая, что суммарная площадь S_{\parallel} невелика, а освещенность E_{\parallel} составляет малую часть от E_{\perp} , соответственно и поток F_{\parallel} значительно меньше всего потока, проходящего по световоду. Помимо этого большая часть потока F_{\parallel} после отражения возвращается в полость световода и увеличивает поток на выходе световода. Поэтому коэффициент пропускания инверсного световода, определяемый по формуле (4), уменьшится не более чем на 1%.

Малые световые потери, высокая теплостойкость и числовая апертура, возможность изготовления световодов с большим поперечным сечением, недостижимым для световодов других типов, позволяет использовать полые линзовые световоды для транспортирования солнечных потоков с малыми потерями на большие расстояния. В частности, полые линзовые световоды могут применяться для подведения солнечной энергии к котельным мощным электростанций и высокотемпературным печам.

При геометрической концентрации Π первичного концентратора апертурный угол инверсного световода равен $\sigma_A = \sigma_0 \sqrt{\Pi}$, где $\sigma_0 = 0.005$ рад. — угловой радиус солнечного диска. Принимая допустимое значение коэффициента про-

пускания световода равным 0.75, из выражения (4) определим длину световода, соответствующую этому светопропусканию

$$l_{0.75} = \frac{0.5r}{D_1 \sigma_A} \approx \frac{100r}{D_1 \sqrt{\Pi}}$$

Принимая во внимание, что на 1 м² площади Земли, перпендикулярной к солнечным лучам, падает лучистый поток приблизительно равный 1 кВт и учитывая взаимосвязь коэффициента концентрации Π , площади концентраторов S , радиуса световода r в метрах и падающего потока Φ в кВт $\Pi = S/\pi r^2 = \Phi/\pi r^2$, получим выражение для длины световода $l_{0.75}$ в зависимости от мощности передаваемого солнечного потока Φ , коэффициента Π и оптической плотности отдельных линз D_1 .

$$l_{0.75} = \frac{\sqrt{\Phi}}{D_1 \Pi}, \text{ км.}$$

При $D_1 = 0.005$, $l_{0.75} \approx 10\sqrt{\Phi\Pi}^{-1}$, км.

Анализ последнего выражения показывает, что в определенных условиях инверсные световоды позволяют транспортировать концентрированные солнечные потоки в тысячи киловатт на многие километры, т. е. решать задачу, ранее не осуществимую.

В качестве примера расчета параметров инверсного световода рассмотрим световод, предназначенный для передачи 1 МВт излучения Солнца при коэффициенте концентрации $\Pi = 100$.

Приняв коэффициент отражения собирающих солнечные лучи зеркал $\rho = 0.9$ и среднюю облученность поверхности, перпендикулярной солнечным лучам $E_0 = 0.85 \text{ кВт.м}^{-2}$, определим площадь поперечного сечения световода $S = \Phi/\rho \Pi E_0 = 15 \text{ м}^2 = 3 \times 5 \text{ м}^2$.

Апертурный угол концентрированного снопа лучей световода $\sigma_0 = 0.05$.

Чтобы ни один луч не мог покинуть световод, шаг цилиндрических линз, равный их фокусному расстоянию, должен быть равен $f = 0.15/0.05 = 3 \text{ м}$ (высота линз принята равной 0.15 м).

Если показатель преломления материала двояковыпуклых цилиндрических линз равен 1.5, то радиусы кривизны их поверхностей $R = 2(n-1)f = 3 \text{ м}$. Толщина линзы на оси равна 30 мм, а толщина линз у основания на расстоянии h от оси — 22.5 мм.

На длине 1 км требуется установить 4×333 линз. Среднее число преломлений лучей в световоде равно 6. Показатель ослабления световода ϵ на длине 1 км составит 0.2 дБ/км.

В заключение отметим, что практическое исследование полых линзовых световодов до настоящего времени не проводилось.

Литература

- [1] В. Б. Вейнберг, Д. К. Саттаров. Оптика световодов. М., 1977.
- [2] Б. М. Лавринович, В. Б. Вейнберг. Опико-механич. промыш., № 2, 12, 1976.
- [3] Б. М. Лавринович. Опико-механич. промыш., № 7, 71, 1978.
- [4] Б. М. Лавринович. Опико-механич. промыш., № 2, 1980.
- [5] Б. М. Лавринович. Автореф. канд. дис., Л., 1979.
- [6] Ю. К. Рождественский, В. Б. Вейнберг, Д. К. Саттаров. Волоконная оптика в авиационной и ракетной технике. М., 1977.

Поступило в Редакцию 8 сентября 1981 г.

УДК 539.184.5

ВЕРоятности ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КВАДРУПОЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ РИДБЕРГОВСКИМИ СОСТОЯНИЯМИ АТОМОВ И ИОНОВ

В. А. Давыдкин и А. Ю. Макаренко

Развитие техники перестраиваемых по частоте лазеров привело к интенсивному исследованию ридберговских состояний атомов. В работах по регистрации микроволнового излучения, селективному возбуждению и ионизации атомов,