

**московский физико-технический институт
(государственный университет)**

**факультет молекулярной и биологической физики
кафедра биофизики и экологии
группа 494**

Бурыкин Антон Александрович

Квалификационная работа бакалавра

**Преобразование некогерентного излучения в
когерентное в тонком слое красителя и его вывод
через боковую поверхность слоя посредством
дефокусировки**

Научный руководитель:

**доктор физико-математических наук
профессор
Быков В. П.**

МФТИ , Долгопрудный,1998.

Содержание.

1. Введение.....	3
2. Постановка задачи.....	4
3. Литературный обзор.....	5
4. Распространение волн в усиливающем слое.....	12
4.1 Распространение волны Е- типа.....	12
4.2 Распространение волны Н- типа.....	18
5. Выводы и обсуждение.....	22
5.1 Выводы.....	22
5.2 Обсуждение.....	23
6. Список литературы.....	24
7. Рисунки.....	26

1. Введение.

В настоящее время чрезвычайно актуальной проблемой является получение экологически чистого источника энергии большой мощности.

Существующие сейчас источники энергии либо не вполне удовлетворяют требованиям экологической безопасности (например, атомная энергия), либо обладают малой мощностью или не могут получить широкого распространения (в качестве примера можно назвать попытки использовать энергию приливов или энергию ветра).

Наиболее перспективным экологически чистым источником энергии является солнце. Солнце является практически неисчерпаемым источником энергии, время жизни которого совпадает со временем жизни Земли. Поэтому эффективное овладение энергией солнечного излучения позволило бы решить множество экологических и энергетических проблем.

Однако серьезной проблемой является преобразование сравнительно низкоинтенсивного некогерентного солнечного излучения в когерентное, направленное излучение, которое затем могло бы передаваться на расстояние и использоваться ,в первую очередь для нужд энергетики.

Для преобразования солнечного излучения в когерентное используется, например, лазер на кристалле рубина, однако, во-первых, при этом солнечное излучение должно быть сфокусированно на кристалле с помощью зеркал, и, во-вторых, так как размеры кристалла ограничены , то суммарная мощность преобразованного когерентного излучения не велика.

Таким образом, проблема преобразования низкоинтенсивного солнечного излучения в когерентное излучение большой суммарной мощности до сих пор остается не решенной.

В данной работе предлагается один из возможных подходов к решению данной проблемы.

2. Постановка задачи.

В данной работе для преобразования некогерентного солнечного излучения в когерентное излучение большой суммарной мощности предложено использовать тонкий слой диэлектрика (активное тело лазера), расположенный на металлической подложке.

Такая система позволяет осуществлять распределенный по всей поверхности слоя направленный вывод когерентного излучения. Не имея ограничений на длину усиливающего слоя, данный лазер дает возможность значительного расширения площади слоя с целью повышения полной мощности излучения, генерируемого в слое.

В качестве диэлектрического покрытия рассматриваются слои из сложных органических соединений (красителей).

Подобная конструкция, будучи размещенной , например , в околоземном пространстве, будет представлять собой практически неиссякаемый экологически чистый источник энергии.

Исследованию возможности получения такой конструкции и ее параметров и посвящена данная работа.

3. Литературный обзор.

При попытке неограниченно увеличить размеры активного слоя мы сталкиваемся со следующей проблемой: как замечено в [1], в оптическом усилителе нет смысла удлинять активный элемент сверх той длины, при которой в нем наступает насыщение, так как интенсивность больше не увеличивается, а энергия накачки затрачивается; следовательно, дальнейшее увеличение длины активного элемента приведет лишь к падению КПД усилителя. Если однако большую часть энергии пучка вывести в свободное пространство, так, чтобы оставшаяся интенсивность была далека от насыщающей, то можно продолжить эффективное усиление оставшейся части, наращивая таким образом полную мощность излучения. В работе [1] для реализации этого предлагается использовать в качестве активного тела лазера плазменные слои, обладающие дефокусировкой, (т.е. диэлектрической проницаемостью, меньшей единицы), позволяющей осуществлять распределенный по всей поверхности слоя вывод излучения вовне.

В работе [1] волноводные свойства слоев и нитей исследованы на примере двух слоев (так называемого простого слоя и слоя Эпштейна, различающихся законами изменения диэлектрических проницаемостей в слое), обладающих дефокусировкой и допускающих аналитическое решение. Показана возможность одномодового режима усиления в таких системах.

Указанный в [1] режим усиления в плазменных слоях или нитях аналогичен этому оптическому режиму, только вывод энергии в нем, благодаря дефокусировке, осуществляется непрерывно (является распределенным). Распределенный вывод энергии имеет смысл и в оптической области, так как при нем возможна высокая направленность излучения

Распространение волн в слоях подробно рассмотрено в [2,3]. В данной работе вместо плазменных слоев предложено использовать тонкий слой диэлектрика, нанесенный на металлическую подложку. Диэлектрическая проницаемость диэлектрика больше единицы (около 1,5), однако за счет того, что диэлектрическая проницаемость металла является большой отрицательной величиной (порядка -20), эффективная диэлектрическая проницаемость данной

системы может быть меньше единицы, и поэтому возможен вывод излучения из слоя за счет дефокусировки.

В качестве диэлектрика лучше всего использовать красители (сложные органические соединения с разветвленной системой сопряженных химических связей, обладающие интенсивными полосами поглощения в видимой или ближней УФ областях спектра.), которые широко применяются в качестве активных тел в лазерах [4-7] .

Красители обладают исключительно большим поглощением ($\approx 10^5 \text{ см}^{-1}$), так что уже в слоях толщиной $10^{-4} - 10^{-5} \text{ см}$ практически все излучение накачки поглощается. При этом даже при таких малых интенсивностях как $10^{-1} \text{ вт} / \text{см}^2$, плотность накачки в слое оказывается порядка $10^{-3} - 10^{-4} \text{ вт} / \text{см}^3$, т.е. такой же или даже большей, чем в твердотельных лазерах. Можно полагать, что в таких условиях для волн, распространяющихся в слое, может быть обеспечено достаточно большое усиление.

В лазерной физике тонкие слои красителей широко используются для создания волноводных лазеров на красителях. Такие устройства подробно рассмотрены в [8].

В волноводных лазерах процессы усиления излучения сопровождаются многократными отражениями от границ соприкосновения двух сред с разными показателями преломления. В результате этого происходит увеличение эффективной длины активной среды.

Волноводный эффект при соответствующем выборе размеров активной среды может давать положительный эффект в генерации излучения сложными органическими соединениями [9]. На основе волноводного эффекта созданы лазерные системы как с ламповой, так и с когерентной накачкой.

При ламповой накачке режим волноводного распространения создается из-за неравномерности излучения накачки по сечению ячейки с красителем, что вызывает неравномерное распределение температуры и, как следствие, показателя преломления. Ячейки с раствором могут иметь как прямоугольное (плоская геометрия), так и коаксиальное сечение. На рис.1. показана схема

распространения лучей в волноводной ячейке прямоугольного сечения. в начале импульса накачки тепловой нагрев активной среды мал и волноводный луч не меняет своего направления (участок а). По мере нагрева среды возникает градиент показателя преломления активной среды, при этом луч будет отклоняться в сторону уменьшения n . Наибольшее отклонение наблюдается на участке б, который соответствует прохождению луча в направлении, перпендикулярном осевой линии на расстояние l , равное длине интенсивного поглощения излучения. Для получения максимальной энергии излучения красителя необходимо обеспечить равенство величин l и d и использовать для накачки две возбуждающие лампы. В этом случае на выходе волноводного лазера будут возникать два симметричных относительно осевой линии луча. Это обстоятельство позволяет легко получать двухполосную генерацию [10].

В [11] описано устройство плоского волноводного лазера с высокой средней мощностью излучения (200 Вт). При этом узкую линию генерации удавалось выделять, используя оптическую схему с выводом излучения при помощи дифракционной решетки (используется нулевой порядок дифракции). Плоские волноводные лазеры характеризуются высоким КПД. Так, в [12] была получена генерация с КПД=1,8%. Рекордная эффективность накачки лазера на растворах красителя импульсной лампой была получена при применении коаксиальной волноводной кюветы [13]. Такая кювета (рис.2.) состоит из двух пирексовых трубок, на концах которых имеются герметичные окна б из того же материала. Во внутреннюю трубку вводится лампа накачки. Расстояние между коаксиальными трубками выбирают равным глубине проникновения излучения. С помощью описанной кюветы была получена эффективность накачки 2% (по отношению к электрической мощности разрядного контура) [14].

Кроме высокого КПД волноводные лазеры имеют ряд других преимуществ перед традиционными лазерами на красителях с ламповой накачкой (их КПД составляет около 1%) [8]. Это в первую очередь связано с тем, что температурный градиент создает волноводный эффект, и поэтому отпадает необходимость прокачки раствора через ячейку. Для традиционных лазеров на красителях с

ламповой накачкой, наоборот, тепловой градиент ухудшает генерацию. Поэтому необходимо либо уменьшать концентрацию красителя, либо использовать поперечную прокачку активной среды, что, естественно приводит к усложнению лазерной конструкции. К другим преимуществам волноводных лазеров с ламповой накачкой относится нечувствительность к точности установки и юстировки зеркал, а также работоспособность в широком диапазоне изменения перепада температур раствора, что позволяет работать в частотном режиме без охлаждения активной среды.

Волноводные лазеры с лазерной накачкой впервые были реализованы на основе тонких пленок с внедренными молекулами родамина 6Ж (Р6Ж) [15-17]. Лазер представляет собой тонкую желатиновую пленку с родамином 6Ж, нанесенную на стеклянный стержень [15]. Вывод излучения из резонатора происходит через призму (рис 3). Излучение генерации наблюдается в виде двух лучей, выходящих через грани призмы. Каждый из лучей соответствует одной из двух встречных волн кольцевого резонатора (пленки с молекулами красителя). В таких лазерах возможен одномодовый режим генерации, для которого наблюдается малая ширина спектра излучения (3-10 нм).

Волноводный режим генерации на растворах красителей впервые был осуществлен в лазере с распределенной обратной связью при накачке лазером на молекулярном азоте [18-20]. Толщина слоя раствора красителя изменялась механически с помощью микрометрического винта. Исследовался раствор Р6Ж в бензиловом спирте [19-20].

В [21-23] был предложен и исследован тонкопленочный квазиволноводный лазер (ТКВЛ) на красителе. Эта система представляет собой плоскопараллельный слой усиливающей среды с показателем преломления n_2 , заключенный между двумя пассивными диэлектрическими средами с показателями преломления n_1 и n_3 при выполнении условия $n_2 < n_1, n_3$ (рис 4.) Отличительной особенностью ТКВЛ является его собственная сравнительно большая частотно-угловая дисперсия. Для величины $\eta_j = \frac{d\theta_j}{d\lambda}$ (θ_j - углы выхода излучения ($j=1,3$) генерации

в пассивные диэлектрические среды , ограничивающие активный слой) получено следующее выражение

$$\eta_j = \frac{1}{n_2} \frac{1}{\sqrt{n_j^2 - n_2^2}} \frac{\lambda}{4l^2} m^2$$

где n_j ($j=1,3$) , n_2 - показатели преломления ограничивающих активный слой пассивных сред и активной среды соответственно , l - толщина активного слоя , λ - длина волны генерации , m -номер моды генерации

Генерация слоя красителя наблюдается в виде четырех пучков Перестройка осуществляется с помощью зеркал $Z_1 - Z_4$ В эксперименте [21-23] в качестве активного слоя были использованы растворы красителей (РБЖ и др) в этаноле ($n_2=1,36$) , между двумя кварцевыми призмами ($n_1=n_3=1,46$) Толщина активного слоя могла меняться от 1 до 40 мкм Накачка производилась излучением лазера на молекулярном азоте .При использовании одного внешнего зеркала(например , Z_1) с коэффициентом отражения $R \cong 0,9$ $\Delta\lambda$ составила около $0,1 \overset{0}{A}$. При помощи зеркала на этанольном растворе родамина БЖ перестройка спектра генерации осуществлялась от 576 до 611 нм. При использовании двух зеркал (Z_1, Z_2) обеспечивалась двухчастотная независимая узкополосная перестройка длины волны генерации по всей полосе усиления красителя $\lambda=572-605$ нм с шириной линии генерации $\Delta\lambda \approx 0,1 \overset{0}{A}$ При дополнении системы двумя выходными зеркалами (Z_3, Z_4) на выходе образуются два пространственно разделенных пучка генерации, каждый из которых состоит из излучения с двумя длинами волн.

Недостатком обычной схемы ТКВЛ является сравнительно низкая эффективность преобразования энергии накачки в энергию генерации Для повышения КПД ТКВЛ применяется многослойная система [24] пассивный диэлектрик - краситель - пассивный диэлектрик - краситель - пассивный диэлектрик , которая показана на рис 5 Слои в этой системе располагались таким образом , что излучение генерации из одного слоя попадало в другой именно в том месте , где осуществлялась накачка последующего слоя В такой системе достигался общий коэффициент

преобразования около 30%. В качестве активной среды здесь могут быть использованы полимерные или жидкокристаллические (ЖК) матрицы с внедренным в них красителем. Так, в [25] был описан тонкопленочный квазिवолноводный лазер на красителе в ЖК. В этом лазере излучение накачки (вторая гармоника неодимового лазера) фокусировалась на тонкую (около 10 мкм) пленку смеси красителей и ЖК.

Показатели преломления подложек были больше, чем показатели преломления раствора. Пороговая мощность накачки составила около 10 кВт, что более, чем на порядок ниже порога объемных лазеров на ЖК матрицах.

Для повышения стабильности параметров генерации лазеров на растворах красителей, особенно при непрерывной накачке, необходима замена активной среды в процессе генерации. Для тонкопленочного лазера с толщиной волноводного слоя в несколько микрометров традиционная прокачка раствора затруднена из-за отсутствия движения молекул активной среды вблизи неподвижной границы раздела волновода. Поэтому в таких лазерах замена активной среды осуществляется за счет тепловой конвекции, которая происходит в тонкопленочных лазерах. Действительно, в таких лазерах значительная часть мощности накачки будет поглощаться в тонком слое раствора красителя (около 0,3 мкм), что вызывает его нагрев примерно на 10^0 С. Скорость движения жидкости за счет конвекции (разность температуры 10^0 С) составит 5 см/с, что достаточно для непрерывной работы лазера. На рис. 6. представлено поперечное сечение непрерывного тонкопленочного лазера на растворах красителей, в котором смена раствора красителя осуществляется за счет конвекции (накачка производилась Ar^+ лазером [26])

В настоящее время для возбуждения активной среды в импульсных перестраиваемых лазерах на красителях используются [7,8]:

рубиновые и АИГ - лазеры, лазеры на азоте, эксимерные лазеры и, очень редко, полупроводниковые.

В качестве источников некогерентной накачки в лазерах на красителях используют, в основном, газоразрядные лампы (обычно на практике используют ксеноновые лампы) [8].

Таким образом, волноводные лазеры на красителях имеют ряд преимуществ перед объемными лазерами. Однако в настоящее время они пока еще не получили широкого применения. Это связано в первую очередь с тем, из-за малых размеров зоны накачки требуется особая точность в технологии изготовления кювет.

В отличие от всех вышеприведенных волноводных лазеров на красителях, рассматриваемый в данной работе лазер не имеет обычных ограничений на длину усиливающего слоя (таким образом появляется возможность значительного расширения площади слоя с целью повышения полной мощности излучения, генерируемого в слое), а также допускает распределенный вывод излучения по всей поверхности слоя.

В [1] показано, что можно ограничиться рассмотрением распространения волны в слое только в одном направлении, так как симметричный двунаправленный режим излучения усиливающего слоя неустойчив по отношению к малым отклонениям от симметрии, например, по отношению к малым отличиям начальных интенсивностей встречных волн.

Поэтому случай встречного распространения излучения можно не рассматривать, так как наличие встречной волны не сможет исказить полученные результаты для однонаправленного распространения

Исходя из этого, там же [1] указывается путь реализации выгодного однонаправленного режима излучения. Конкретно этот путь заключается в искусственном введении в систему той или иной небольшой асимметрии

4. Распространение волн в усиливающем слое.

Рассмотрим (см рис. 7) распространение плоской монохроматической волны в диэлектрическом слое, нанесенном на поверхность металла. Будем считать, что рассматриваемая волна рождается внутри слоя благодаря накопленной в нем инверсии и извне на него не падает никаких волн. При этом сама волна частично проникает в вакуум и в металл. В данной системе возможно распространение двух типов волн, каждая из которых рассмотрена ниже.

4.1. Распространение волны E- типа .

Пусть плоская монохроматическая волна поляризована так, что вектор \vec{E} лежит в плоскости XOY, т.е. она является волной E- типа.

Соответственно поля в вакууме, диэлектрике и в металле имеют вид (зависимость от времени предполагается в виде $e^{-i\omega t}$):

$$\begin{aligned} E &= e^{ihz} \left(E'_{\text{вак}} e^{i\kappa_g x} \right) \\ E &= e^{ihz} \left(E'_{\text{диэл}} e^{-i\kappa_\delta x} + E'_{\text{диэл}} e^{i\kappa_\delta x} \right), \\ E &= e^{ihz} \left(E'_{\text{мет}} e^{-i\kappa_m x} \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Эти волны распространяются слева направо с одним и тем же волновым параметром h . Кроме того, слагаемые без штриха в этих выражениях соответствуют волнам, бегущим сверху вниз, а слагаемые с штрихом - волнам, бегущим снизу вверх. Эти волны удовлетворяют уравнениям Максвелла, поэтому параметры κ выражаются через h и соответствующие диэлектрические постоянные

$$\begin{aligned} \kappa_g &= \sqrt{k^2 \varepsilon_g - h^2}, \\ \kappa_\delta &= \sqrt{k^2 \varepsilon_\delta - h^2}, \\ \kappa_m &= \sqrt{k^2 \varepsilon_m - h^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Компоненты магнитного поля можно вычислить согласно уравнению

$$\vec{H} = (1 / ik) \text{rot} \vec{E}.$$

Тогда, приравнявая на границах слоев касательные компоненты полей, получим систему

$$\begin{aligned}
E'_v e^{i\kappa_v d} &= E_d e^{-i\kappa_d d} + E'_d e^{i\kappa_d d}, \\
\kappa_v E'_v e^{i\kappa_v d} &= -\kappa_d E_d e^{-i\kappa_d d} + \kappa_d E'_d e^{i\kappa_d d}, \\
E_d + E'_d &= E_m \\
\kappa_d E_d - \kappa_d E'_d &= \kappa_m E_m
\end{aligned} \tag{3}$$

Система (3) однородна и ее детерминант должен быть равен нулю. Это условие приводит к характеристическому уравнению

$$e^{2i\kappa_d d} = \frac{(\kappa_d + \kappa_v)(\kappa_d + \kappa_m)}{(\kappa_d - \kappa_v)(\kappa_d - \kappa_m)}, \tag{4}$$

определяющему параметр распространения волны h .

(Заметим, что, системе (3), так же как и характеристическому уравнению (4) удовлетворяет решение $\kappa_d = 0$. Однако, подставляя $\kappa_d = 0$ в систему (4), получим тривиальное решение - равенство нулю всех амплитуд, т. е. отсутствие волны в слое. Поэтому нулевое решение характеристического уравнения должно быть отброшено, как не имеющее физического смысла.)

Диэлектрическая постоянная металла отрицательна и велика по модулю ($\varepsilon_m = -\varepsilon_0$, $\varepsilon_0 \approx 20$). На границе диэлектрика с вакуумом пусть имеет место полное внутреннее отражение

$$\kappa_d^2 < k^2(\varepsilon_d - \varepsilon_v).$$

Тогда

$$\begin{aligned}
\kappa_v &= i\sqrt{k^2(\varepsilon_d - \varepsilon_v) - \kappa_d^2} \\
\kappa_m &= i\sqrt{k^2(\varepsilon_0 + \varepsilon_d) - \kappa_d^2},
\end{aligned} \tag{5}$$

правая часть по модулю равна единице и характеристическое уравнение (для основной волны) приводится к виду

$$\arctg\sqrt{\frac{k^2(\varepsilon_d - \varepsilon_v) - \kappa_d^2}{\kappa_d^2}} + \arctg\sqrt{\frac{k^2(\varepsilon_0 + \varepsilon_d) - \kappa_d^2}{\kappa_d^2}} = \kappa_d d. \tag{6}$$

Первое слагаемое левой части с ростом κ_d уменьшается от $\pi / 2$ до нуля. При $\kappa_d = \bar{\kappa}_d = k\sqrt{\varepsilon_d - \varepsilon_v}$ это слагаемое имеет точку ветвления, которая отражает тот физический факт, что с уменьшением толщины слоя d происходит переход от

полного внутреннего отражения на границе диэлектрик-вакуум к прохождению волны через эту границу (при этом вид волны изменяется - она становится затухающей вдоль слоя и κ_d становится мнимым).

Второе слагаемое левой части относительно мало меняется в области $0 < \kappa_d < \bar{\kappa}_d$, так как содержит большой параметр ε_0 (при $\varepsilon_0 \rightarrow \infty$ второе слагаемое стремится к константе $\pi / 2$). Зависимости левой и правой частей характеристического уравнения (6) от κ_d качественно показана на рис.8.

Толщина слоя d фигурирует лишь в правой части уравнения и определяет наклон линейной зависимости правой части от κ_d (рис.8). Как видим, имеется область изменения d

$$0 < d < d_{\text{lim}} = \frac{1}{k \sqrt{\varepsilon_d - \varepsilon_v}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_v}{\varepsilon_d - \varepsilon_v}}, \quad (7)$$

в которой характеристическое уравнение имеет лишь комплексные корни. Для оценок положим $\varepsilon_0 = 20$, $\varepsilon_d = 1,5$, $\varepsilon_v = 1$. Тогда

$$\mu_{\text{lim}} = kd_{\text{lim}} = 2,00, \quad d / \lambda = 0,32.$$

Для данного исследования область (7) представляет наибольший интерес, поскольку в этом случае волна, выходящая в вакуум, осуществляет вывод излучения из слоя, распределенный вдоль всей его длины . Такой вывод излучения не позволяет интенсивности излучения в слое дорасти до насыщения и поэтому ограничения на длину активной среды, свойственные обычным схемам вывода излучения, в данном случае отсутствуют - слой может быть сделан произвольно длинным. Другое преимущество отмеченного выше, распределенного вывода излучения из слоя заключается в том, что это излучение выходит широким, а следовательно, слабо расходящимся пучком (ширина пучка пропорциональна длине слоя).

Исследуем вопрос о потерях, вносимых металлом. Этот вопрос важнейший, поскольку, если потери невозможно будет превзойти, то и вся изложенная идеология рухнет.

Вопрос о потерях мы исследуем в такой постановке. Определим, какое должно быть усиление в диэлектрическом слое, чтобы компенсировать потери,

вносимые металлом. Другими словами, при каком соотношении усиления и потерь волна останется незатухающей вдоль слоя.

Константа распространения волны вдоль оси Z определяется соотношением

$$H = h^2 / k^2 = \varepsilon_d - X(\varepsilon_d, \varepsilon_0), \quad (8)$$

где $X(\varepsilon_d, \varepsilon_0) = \chi^2 = \kappa_d^2 / k^2$. Согласно характеристическому уравнению при заданных k и d величина κ_d , а вместе с нею и X являются функциями ε_d и ε_0 . Толщину слоя d примем немного больше предельного значения, тогда для κ_d существует вещественный корень характеристического уравнения и, следовательно, $X(\varepsilon_d, \varepsilon_0)$ - вещественная функция ε_d и ε_0 .

Придадим диэлектрическим проницаемостям металла и диэлектрика чисто мнимые приращения

$$\begin{aligned} \tilde{\varepsilon}_0 &= \varepsilon_0 + i\Delta\varepsilon_0 \\ \tilde{\varepsilon}_1 &= \varepsilon_1 + i\Delta\varepsilon_1 \end{aligned}$$

(тильдой обозначены ставшие комплексными диэлектрические проницаемости)

Тогда , раскладывая H как функцию $\tilde{\varepsilon}_0$ и $\tilde{\varepsilon}_1$ в окрестности точки $(\varepsilon_0, \varepsilon_1)$ в ряд Тейлора до линейного члена включительно , получим

$$H(\tilde{\varepsilon}_1, \tilde{\varepsilon}_0) = H(\varepsilon_1, \varepsilon_0) + \Delta H(\varepsilon_1, \varepsilon_0)$$

При мнимых приращениях ε_d и ε_0 приращение H в первом порядке также будет мнимым. Если потребовать, чтобы оно было равно нулю, то рассматриваемая волна останется незатухающей.

Итак условие компенсации потерь имеет вид:

$$\begin{aligned} \Delta H &= \frac{\partial H}{\partial \varepsilon_1}(\varepsilon_1, \varepsilon_0) \cdot i\Delta\varepsilon_1 + \frac{\partial H}{\partial \varepsilon_0}(\varepsilon_1, \varepsilon_0) \cdot i\Delta\varepsilon_0 = 0 \\ \text{т. е.} \quad \Delta(h^2 / k^2) &= i\Delta\varepsilon_d - \Delta X = \left(1 - \frac{\partial X}{\partial \varepsilon_d}\right) i\Delta\varepsilon_d - \frac{\partial X}{\partial \varepsilon_0} i\Delta\varepsilon_0 = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Следовательно , при компенсации отношение $P = \Delta\varepsilon_0 / \Delta\varepsilon_d$ должно быть равно

$$P = \left[1 - \left(\frac{\partial X}{\partial \varepsilon_d}\right)\right] / \left(\frac{\partial X}{\partial \varepsilon_0}\right). \quad (10)$$

Производные X по ε_d и ε_0 определяются дифференцированием характеристического уравнения. В результате получаем

$$P = \left[\frac{\sqrt{\varepsilon_0 + \varepsilon_d - X}}{\varepsilon_0 + \varepsilon_d} + \frac{\sqrt{\varepsilon_d - \varepsilon_v - X}}{\varepsilon_d - \varepsilon_v} + kd \right] (\varepsilon_0 + \varepsilon_d) \sqrt{\varepsilon_0 + \varepsilon_d - X} / X. \quad (11)$$

Заметим, что при $d = d_{\text{lim}}$, т.е. в критическом режиме $X = \varepsilon_d - \varepsilon_v$ и частные производные функции H , равные соответственно

$$\frac{\partial H}{\partial \varepsilon_0} = \left(\frac{\frac{\chi^2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_0) \sqrt{(\varepsilon_0 + \varepsilon_1) - \chi^2}}}{\left(\frac{1}{\sqrt{(\varepsilon_1 - \varepsilon_v) - \chi^2}} + \frac{1}{\sqrt{(\varepsilon_1 + \varepsilon_0) - \chi^2}} + \mu \right)} \right)$$

и

$$\frac{\partial H}{\partial \varepsilon_1} = \left(\frac{\frac{\sqrt{(\varepsilon_1 - \varepsilon_v) - \chi^2}}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_v)} + \frac{\sqrt{(\varepsilon_1 + \varepsilon_0) - \chi^2}}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_0)} + \mu}{\frac{1}{\sqrt{(\varepsilon_1 - \varepsilon_v) - \chi^2}} + \frac{1}{\sqrt{(\varepsilon_1 + \varepsilon_0) - \chi^2}} + \mu} \right)$$

обращаются в ноль т к их знаменатель , представляющий собой производную характеристического уравнения по χ ,обращается в бесконечность Это связано с тем , что первое слагаемое левой части уравнения (5) в окрестности критического режима (т е в окрестности точки $\bar{\kappa}_d$)ведет себя как $\sqrt{\bar{\kappa}_d - \kappa_d}$, и следовательно обладает бесконечными производными любого порядка в точке $\bar{\kappa}_d$ Поэтому в этой точке линейного члена разложения функции H оказывается уже не достаточно (и кроме того, вообще говоря необходимо исследовать вопрос о возможности разложения функции H в ряд Тейлора в этой точке в связи с наличием вышеприведенной особенности)Однако мы можем обойти эту проблему , если учтем ,что не смотря на обнуление самих частных производных в точке $\bar{\kappa}_d$, их отношение , представляющее собой необходимый нам коэффициент P остается тем не менее отличной от нуля величиной, равной

$$P = \frac{1}{\varepsilon_d - \varepsilon_v} \left[(\varepsilon_0 + \varepsilon_v) + kd(\varepsilon_0 + \varepsilon_d) \sqrt{\varepsilon_0 + \varepsilon_v} \right]. \quad (12)$$

Поэтому мы можем рассматривать поведение частных производных и коэффициента P в данной точке как предел при $d \rightarrow d_{\text{lim}}$

При $\varepsilon_0 = 20$, $\varepsilon_d = 1,5$, $\varepsilon_v = 1$, $\mu = kd = 2,0$ имеем $P = 4,4 \cdot 10^2$.

Следовательно, мнимая часть ε_d при компенсации должна быть равной

$$\Delta\varepsilon_d = \Delta\varepsilon_0 / P, \quad (13)$$

что при приведенных выше параметрах составляет $\Delta\varepsilon_d \cong 0,0023$.

Используя далее обычную связь показателя преломления $n + ik$ с диэлектрической проницаемостью, для коэффициента усиления, необходимого для компенсации потерь, вносимых металлом, получаем выражение

$$q = \frac{\pi\Delta\varepsilon_d}{\lambda\sqrt{\varepsilon_d}}, \quad (14)$$

это составляет $q \cong 60\text{см}^{-1}$.

4.2. Распространение волны Н- типа.

Пусть плоская монохроматическая волна поляризована так, что вектор \vec{H} лежит в плоскости XOY, т. е. она является волной Н-типа.

Поля в вакууме, диэлектрике и в металле соответственно имеют вид (зависимость от времени предполагается в виде $\exp(-i\omega t)$)

$$H_{\text{вак}} = \exp(ihz)H'_0 \exp(i\kappa_v x) \quad (1)$$

$$H_{\text{диэл}} = \exp(ihz)(H_1 \exp(-i\kappa_d x) + H'_1 \exp(i\kappa_d x))$$

$$H_{\text{мет}} = \exp(ihz)H_m \exp(-i\kappa_m x)$$

Приравнивая на границах слоев касательные компоненты полей, получим систему граничных условий

$$\left. \begin{aligned} H'_0 \exp(i\kappa_v d) &= H_1 \exp(-i\kappa_d d) + H'_1 \exp(i\kappa_d d) \\ \frac{\kappa_v}{\varepsilon_v} H'_0 \exp(i\kappa_v d) &= -\frac{\kappa_d}{\varepsilon_d} H_1 \exp(-i\kappa_d d) + H'_1 \exp(i\kappa_d d) \\ H_m &= H_1 + H'_1 \\ \frac{\kappa_m}{\varepsilon_m} H_m &= \frac{\kappa_d}{\varepsilon_d} H_1 - \frac{\kappa_d}{\varepsilon_d} H'_1 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Приравнивая к нулю детерминант системы (4), получим характеристическое уравнение для Н-волны

$$\mu\chi = \operatorname{arctg} \left[\frac{\varepsilon_d \sqrt{(\varepsilon_d - \varepsilon_v) - \chi^2}}{\varepsilon_v \chi} \right] - \operatorname{arctg} \left[\frac{\varepsilon_d \sqrt{(\varepsilon_d - \varepsilon_0) - \chi^2}}{\varepsilon_0 \chi} \right] \quad (5)$$

где $\mu = kd$ - безразмерная толщина слоя ,

$\chi = \frac{\kappa_d}{k}$ - безразмерная вертикальная составляющая волнового вектора в слое диэлектрика

Графики правой ($y_2 = f_H(\chi)$) и левой ($y_1 = \mu \chi$) частей уравнения (5) качественно изображены на рис9.

Из анализа уравнения (5) и из графика видно , что Н-волна представляет собой плазмон , т е волну, затухающую вглубь и металла , и вакуума Таким образом, ни при каких условиях нельзя получить незатухающую вглубь вакуума Н-волну То есть для наших целей эта волна является «паразитной»

Заметим (это видно также из графиков на рис9), что системе(4), также как и аналогичной системе для Е-волны удовлетворяет решение $\chi = 0$ Однако, подставляя $\chi = 0$ в систему (4) , получим тривиальное решение - равенство нулю всех амплитуд (т е отсутствие волны в системе слоев) Поэтому это решение должно быть отброшено

Таким образом , как хорошо видно из графика (см рис .9.)

при $\mu < \mu_{кр}$ уравнение (5) имеет действительные корни ;

при $\mu > \mu_{кр}$ уравнение (5) имеет мнимые корни ;

при $\mu = \mu_{кр}$ уравнение (5) не имеет корней ;

При этом $\mu_{кр} = \left. \frac{df_H}{d\chi} \right|_{\chi=0}$ - касательная к графику функции $f_H(\chi)$ в точке ноль ,

т е

$$\mu_{кр} = \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1 \sqrt{(\varepsilon_0 + \varepsilon_1)}} - \frac{1}{\varepsilon_1 \sqrt{(\varepsilon_1 - \varepsilon_v)}} \right) \quad (6)$$

При $\varepsilon_0 = 20$, $\varepsilon_1 = 1,5$ имеем $\mu_{кр} \approx 1.93$

Т к $\mu_{\text{им}}=2,00$ весьма близко к $\mu_{\text{кр}}$, то мнимый корень (5) лежит близко к нулю ,и в этом случае можно получить приближенное аналитическое решение (5), воспользовавшись разложением $f_H(\chi)$ в ряд Тейлора в окрестности точки $\chi = 0$

Разложив $f_H(\chi)$ до $O(\chi^4)$, получим приближенное решение (5) для малых χ

$$\chi_{\text{приб}} = \left[\frac{6 \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1 \sqrt{(\varepsilon_0 + \varepsilon_1)}} - \frac{1}{\varepsilon_1 \sqrt{\varepsilon_1 - 1}} - \mu \right)}{\left(\frac{\varepsilon_0 (2\varepsilon_0^2 - 3\varepsilon_1^2)}{\varepsilon_1^3 \sqrt{(\varepsilon_0 + \varepsilon_1)^3}} + \frac{(3\varepsilon_1^2 - 2)}{\varepsilon_1^3 \sqrt{(\varepsilon_1 - 1)^3}} \right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

Отсюда видно , что при $\mu > \mu_{\text{кр}}$ уравнение (5) имеет чисто мнимые корни

В нашем случае получим $\chi_{\text{приб}} \approx 0.09i$ (численное решение (5) дает $\chi \approx 0,09182i$)

Аналогично Е-волне найдем отношение приращений диэлектрических проницаемостей металла и диэлектрика $P_H = \frac{\Delta\varepsilon_0}{\Delta\varepsilon_1}$,обеспечивающее

распространение волны вдоль оси z без затухания

Получим

$$P_H = \left[\frac{\left(\frac{\varepsilon_0 (\varepsilon_1 - 2\chi^2) \sqrt{(\varepsilon_0 + \varepsilon_1) - \chi^2}}{(\varepsilon_0 + \varepsilon_1) [(\varepsilon_0 - \varepsilon_1) \chi^2 + \varepsilon_1^2]} + \frac{\varepsilon_v (\varepsilon_1 - 2\chi^2) \sqrt{(\varepsilon_1 - \varepsilon_v) - \chi^2}}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_v) [(\varepsilon_1 + \varepsilon_v) \chi^2 - \varepsilon_1^2]} - \mu \right)}{\left(\frac{\varepsilon_1 \chi^2 [2(\chi^2 - \varepsilon_1) - \varepsilon_0]}{(\varepsilon_0 + \varepsilon_1) [(\varepsilon_0 - \varepsilon_1) \chi^2 + \varepsilon_1^2] \sqrt{(\varepsilon_0 + \varepsilon_1) - \chi^2}} \right)} \right] \quad (8)$$

При $\chi = 0,09i$ $P_H = 1,2 \cdot 10^2$

Отсюда получаем для коэффициента усиления

$$q = \frac{\pi \Delta\varepsilon_1}{\lambda \sqrt{\varepsilon_1}} \quad (9)$$

(с учетом того , что $\Delta\varepsilon_1 = \frac{\Delta\varepsilon_0}{P_H}$ и для металлов $\Delta\varepsilon_0 \cong 1$)

$$q_H = \frac{\pi}{\lambda\sqrt{\varepsilon_1}} \left[\frac{\left(\frac{\varepsilon_1 \chi^2 [2(\chi^2 - \varepsilon_1) - \varepsilon_0]}{(\varepsilon_0 + \varepsilon_1)[(\varepsilon_0 - \varepsilon_1)\chi^2 + \varepsilon_1^2]} \sqrt{(\varepsilon_0 + \varepsilon_1) - \chi^2} \right)}{\left(\frac{\varepsilon_0(\varepsilon_1 - 2\chi^2)\sqrt{(\varepsilon_0 + \varepsilon_1) - \chi^2}}{(\varepsilon_0 + \varepsilon_1)[(\varepsilon_0 + \varepsilon_1)\chi^2 + \varepsilon_1^2]} + \frac{\varepsilon_v(\varepsilon_1 - 2\chi^2)\sqrt{(\varepsilon_1 - \varepsilon_v) - \chi^2}}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_v)[(\varepsilon_1 + \varepsilon_v)\chi^2 - \varepsilon_1^2]} - \mu \right)} \right] \quad (10)$$

Для $\lambda = 10^{-4}$ см получим $q_H = 215 \text{ см}^{-1}$.

Рассмотрим поведение q_H при $\chi \rightarrow 0$ т е при толщинах слоя , близких к $\mu_{кр}$

При малых χ мы можем воспользоваться приближенной формулой (7)

Подставляя χ из (7) в (10) получим явный вид зависимости $q_H(\mu)$ при $\mu \rightarrow \mu_{кр}$

Отметим , что, как видно из (7) и(10),при $\mu = \mu_{кр}$ мы получаем

$$q_H(\mu_{кр}) = \frac{\left[\frac{6\pi[\varepsilon_0 + 2\varepsilon_1]}{\lambda\sqrt{[\varepsilon_1(\varepsilon_0 + \varepsilon_1)]^3}} \right]}{\left(\frac{\varepsilon_0(2\varepsilon_0^2 - 3\varepsilon_1^2)}{\varepsilon_1^3\sqrt{(\varepsilon_0 + \varepsilon_1)^3}} + \frac{(3\varepsilon_1^2 - 2)}{\varepsilon_1^3\sqrt{(\varepsilon_1 - 1)^3}} \right)} \quad (11)$$

В нашем случае $q_H(\mu_{кр}) = 463 \text{ см}^{-1}$

То есть $q_H(\mu)$ остается конечной(и даже весьма большой) величиной как при критической толщине слоя (когда Н-волна в системе исчезает), так и в ее окрестности

5. Выводы и обсуждение.

5.1. Выводы.

1) Рассмотрена новая схема преобразования некогерентного излучения в когерентное в тонком слое красителя и его вывода через боковую поверхность слоя посредством дефокусировки. Отличительными чертами рассматриваемого усиливающего слоя является отсутствие обычных ограничений на его длину, а также широкоапертурный вывод энергии из него

2). Показано, что волна, распространяющаяся в достаточно тонком диэлектрическом слое, нанесенном на металлическую подложку, может иметь фазовую скорость, большую скорости света в вакууме. Такая волна излучает в свободное пространство через поверхность слоя.

3) Определено пороговое усиление, при котором потери, вносимые металлической подложкой компенсируются.

4) Показано, что излучения накачки может быть достаточно , чтобы усиление в слое смогло превзойти пороговое значение.

5.2. Обсуждение

Полученные в ходе исследования результаты пока не дают возможности использовать в качестве излучения накачки солнечное излучение. Из-за слишком высокого требуемого коэффициента усиления накачка может производиться только с помощью лазера. Однако показана принципиальная возможность подобной структуры, преобразующей солнечное излучение в когерентное. Поэтому дальнейшее исследование должно быть направленным в сторону подбора параметров, оптимизирующих данную установку. В частности , необходимо провести вышеприведенные расчеты при различных значениях диэлектрической проницаемости диэлектрика. Также необходимо провести расчет варианта установки , заменив достаточно толстую металлическую подложку тонким слоем металла, что , вероятно , позволит уменьшив потери в металле, все же сохранить условия для дефокусировки и следовательно, сохранить распределенный по всей длине слоя вывод излучения

В заключение отметим , что полученные при разработке экологически чистого способа получения энергии результаты , касающиеся распространения волн в тонком и , в частности усиливающем , слое сложных органических соединений можно попытаться применить при рассмотрении распространения света в тонких слоях биомолекул (например слоя хлорофилла).

6. Список литературы

1. Бункин Ф. В., Быков. Распространение волн в плазменных слоях и нитях, обладающих усилением. Препринт ИОФАН. М. 1985.
2. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. Изд. АН СССР. 1957.
3. Виноградова М. Б., Руденко О.В., Сухоруков А. П. Теория волн. М : Наука 1990.
4. Звелто О. Физика лазеров. М : Мир 1979.
5. Карлов Н. В. Лекции по квантовой электронике. М : Наука 1988.
6. Копылов С. М., Лысой Б. Г. Серегин С. Л., Чередниченко О. Б. Перестраиваемые лазеры на красителях и их применение. М : Радио и связь. 1991.
7. Лазеры на красителях. Под ред. Шефера. М : Мир 1976.
8. Левшин Л. В., Салецкий А. М. Лазеры на основе сложных органических соединений. Издательство МГУ. 1992.
9. Burlamacchi P., Pratesi R., Vanni U. // Rev. Sci. Instrum. 1975 V. 46, N 3, P 281.
10. Mazzinghi P., Burlamacchi P., Matera M., et al. //IEEE J. Quantum. Electr., 1981. V. QE-17, N 11, P. 2245.
11. Mazzinghi P., Rivano V., Burlamacchi P., //Appl. Opt. 1983, V. 22, N 21, P. 3335.
12. Burlamacchi P., Pratesi R.//Appl. Phys. Lett. 1973., V.23, N 28, P475.
13. Алексеев Н. Н., Гореленко А. Я., Гожик В. А. и др. // Квантовая электроника, 1985, Т 12, с 2172.
14. Венкин Г. В., Дерюгин Л. Н., Протасов В. П. и др. // Квантовая электроника, 1973, Т 13, с 108.
15. Ulrich R., Weber H. P. // Appl. Phys. Lett. 1972, V 20, N. 1, P. 38.
16. Черемискин И. В., Чехлова Т. К. // Оптика и спектроскопия. 1978, Т 45, с 351.

17. Hideo K. et. al. // *Jah. J. Appl. Phys.* 1976., V. 15, N. 8, P. 1581.
18. Takashi A., et. al. // *Opt. Comm.* 1976. V 18 N 1 P44/
19. Yoshinobu A. et. al. // *Appl. Phys. Lett.* 1975., V. 27, N. 12, P. 687.
20. Арутюнян В. М., Джотян Г. П., Карменян А. В. и др. // *Лазеры на основе сложных органических соединений. Тезисы 3 Всесоюзной конференции. Минск. 1980, с 218.*
21. Arutunyan V. M., Djotuan G. P., Karmenyan A. V. et. al.// *Opt. Comm.* 1981, V. 36, P. 227.
22. Арутюнян В. М., Джотян Г. П., Карменян А. В., Мелинситян Т. Э. // *ЖТФ* 1983, Т 53, С. 2394.
23. Арутюнян В. М., Джотян Г. П., Карменян А. В. и др. // *Изв. АН СССР, Сер. Физ.* 1986, Т. 50 с. 633.
24. Рыжов Ю. Н., Черемискин И. В., Чехлова Т. К. // *Журнал прикладной спектроскопии* 1985, Т 42, с48.
25. Климантович Ю. Л. *Кинетическая теория электромагнитных процессов*, М : Наука 1980.
26. Khan A. U., Kasha M. // *Proc. Nat. Acad. Sci. USA, Phys. Sci.* 1983, V. 80, P. 1767.

Рис1. Схематическое изображение волноводного распространения лучей в плоской кювете : 1-лампа накачки, 2-кювета, 3-стеклянная пластина, 4-раствор красителя, 5-волноводные лучи; $n < n'$ -показатели преломления раствора и стекла соответственно.

Рис. 2. Схема коаксиального волноводного лазера: 1-лампа накачки, 2-вход раствора красителя, 3 алюминевая фольга, 4-внешняя трубка, 5- внутренняя трубка, 6-стеклянное окно.

Рис 3. Оптическая схема лазера на основе волноводного кольцевого резонатора: 1- пленка, активированная красителем(кольцевой волновод), 2-стеклянный стержень, 3-призма для вывода излучения из кольцевого волновода

Рис. 4 Оптическая схема квазиволноводного лазера с внешними зеркалами. 1- излучение накачки.

Рис 5. Схема двухслойного ТКВЛ : 1- пассивные диэлектрические среды, 2- усиливающие среды, 3-излучение накачки.

Рис 6. Поперечное сечение непрерывного тонкопленочного лазера: 1- волноводный слой, 2-кварцевая подложка, 3-пленка из кварцевого стекла., 4- область волновода, 5-кювета с раствором красителя, 6-зеркала в виде решеток.

Рис 7. Распространение волны в усиливающем диэлектрическом слое, нанесенном на металлическую подложку.

Рис 8. Графики правой и левой частей характеристического уравнения для волны E- типа

Рис 9. Графики правой и левой частей характеристического уравнения для случая распространения волны H- типа.