

1.3. ИЛМҲОИ ФИЗИКА
1.3. ФИЗИЧЕСКИЕ НАУКИ
1.3. THE PHYSICS SCIENCES

1.3.8. Физикаи ҳолатҳои конденсӣ
1.3.8. Физика конденсированного состояния
1.3.8. Physics of condensed state

УДК 621.373.826
ББК 32.86.-5-01

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННЫХ И
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
ХАРАКТЕРИСТИК НЕПРЕРЫВНОГО
ЛАЗЕРА ПРИ ПАССИВНОЙ
СИНХРОНИЗАЦИИ ПРОДОЛЬНЫХ
МОД**

Гафуров Халимджон - кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общей физики и твердого тела ГОУ "ХГУ имени академика Бободжона Гафурова", e-mail: microwavetgu@gmail.com

**ТАДҚИҚИ ТАВСИФҲОИ ВАҚТӢ ВА
ЭНЕРГЕТИКӢ ЛАЗЕРИ БЕФОСИЛА
ҲАНГОМИ СИНХРОНИЗАТСИЯИ
ПАССИВИ МОДҲОИ ТӢЛИИ**

Гафуров Халимҷон - номзади илмҳои физикаю математика, дотсенти кафедраи физикаи умумӣ ва ҷисмҳои сахт МДТ-и "ДДХ ба номи академик Бобоҷон Гафуров", e-mail: microwavetgu@gmail.com

**STUDY OF THE TIME AND ENERGY
CHARACTERISTICS OF CW LASER
IN THE PASSIVE MODE-LOCKED**

Ghafurov Halimjon - Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor of the Department of General Physics and Solid State of the PEI "KSU named after academic Bobojon Gafurov", e-mail: microwavetgu@gmail.com

Ключевые слова: синхронизация, продольные моды, усиление, поглощение, импульсы, резонатор, оптическое сечение.

Достижение режима пассивной синхронизации продольных мод требует выбора условия насыщения усиливающей и поглощающей сред. В данной работе показана возможность этого выбора как за счет оптических свойств, так и геометрии резонатора. В результате, сформулирован критерий выбора оптимального режима генерации световых импульсов минимальной длительности и максимальной энергии. Результаты могут быть использованы для всех лазеров, работающих в режиме пассивной и комбинированной синхронизации продольных мод.

Вожаҳои калидӣ: синхронизатсия, модҳои тӯлӣ, тақвият, фурубарӣ, импульсо, резонатор, салибҳои оптикӣ.

Барои ноил шудан ба реҷаи синхронизатсияи пассивӣ модҳои тӯлӣ интихоби шароит барои сершавии муҳитҳои тақвият ва фурубарӣ талаб карда мешавад. Дар ин мақола имкони интихоби ин шароит ҳам аз ҷисоби хосиятҳои оптикӣ ва ҳам геометрияи резонатор нишон дода шудааст. Дар натиҷа, меъёри интихоби реҷаи оптималии тавлиди импульсҳои рӯшноӣ бо давомнокии ҳадди ақал ва энергияи максималӣ таҳия карда мешавад. Натиҷаҳои барои ҳама лазерҳои, ки дар ҳолати синхронизатсияи пассивӣ кор мекунанд истифода бурдан мумкин аст.

Key words: *synchronization, longitudinal modes, amplification, absorption, pulses, resonator, optical cross section.*

Achieving the regime of passive longitudinal mode locking requires choosing the conditions for saturation of the amplifying and absorbing media. In this work, the possibility of this choice is shown both due to the optical properties and the geometry of the resonator. As a result, a criterion was formulated for choosing the optimal regime for generating light pulses of minimum duration and maximum energy. The results can be used for all lasers operating in passive and combined longitudinal mode locking.

Теория режима генерации сверхкоротких световых импульсов развита многими авторами [1-4], где используются в основном два подхода. Спектральный подход, основан на предположении создания условий синхронизации волн с определенными частотными и амплитудными характеристиками. Условием синхронизации является постоянная разница начальных фаз колебаний и высокая добротность колебательной системы для заданного набора волн. Высокой добротностью колебательной системы являются минимальные потери и максимальное усиление лазера только для набора волн с определенными частотами. Существует два способа достижения этих условий, которые, по характеру воздействия на режим работы лазера, называются активным и пассивным. Другим, более широко используемым подходом, является временной, основанной на формировании светового импульса внутри резонатора лазера за счет нелинейного взаимодействия наиболее сильных флуктуаций излучения при многократном прохождении через усиливающую и поглощающую среду. Нелинейностью взаимодействия является процесс насыщения коэффициента усиления, поглощения и потерь внутри резонатора лазера, который обеспечивает условие генерации только отдельного светового импульса с высокой энергетической характеристикой. Одновременно высокая энергетика импульса обеспечивает его сокращения за счет процессов насыщения усиления и потерь.

Следует отметить, что оба подхода, в конечном счете, основаны на использование процессов насыщения, для создания, так называемого, условия синхронизации. Поэтому, с точки зрения практического применения результатов теоретических работ, а именно такую цель ставит перед собой создатель каждой теории, следует акцентировать внимание на такие параметры, которые определяют роль процессов насыщения. С этой точки зрения, в данной работе были проведены численные расчеты, зависимости временных характеристик лазера непрерывного действия от параметра, определяющего соотношением энергий насыщения усиливающей и поглощающей элементов при пассивной синхронизации мод. Выбором режима пассивной синхронизации мод, является достижение наиболее стабильных и коротких световых импульсов данным методом.

Наибольшее соответствие полученных результатов экспериментальных исследований отмечается в теоретической модели [4] развитой для случая кольцевого резонатора. Физические процессы, учитываемые в данной модели, носят фундаментальный характер для всех конфигураций непрерывных лазеров, что и отмечается для линейного резонатора лазера с пассивной и комбинированной синхронизации мод [5-7]. Другим, немаловажным обстоятельством использования данной теоретической модели, является полученные аналитические решения дифференциальных уравнений процесса генерации сверхкоротких световых импульсов.

Зависимость длительности импульса, умноженного на полосу пропускания внутрирезонаторного спектрального фильтра, определяется алгебраической формулой

$$\tau = \sqrt{\frac{2}{5 \cdot q_0}} * \frac{4}{m \cdot \epsilon}, \quad (1)$$

а его энергия

$$\epsilon = \frac{3 \cdot m \cdot q_0 - g_0(1+2 \cdot \Delta)}{\left(\frac{15}{2}\right) \cdot m^2 \cdot q_0} + \sqrt{\left(\frac{3 \cdot m \cdot q_0 - g_0(1+2 \cdot \Delta)}{\left(\frac{15}{2}\right) \cdot m^2 \cdot q_0}\right)^2 + \frac{g_0 - q_0 - k_0}{\left(\frac{15}{8}\right) \cdot m^2 \cdot q_0}}, \quad (2)$$

где

$$\Delta = \left(\exp\left(\frac{L}{2 \cdot T_a}\right) - 1 \right)^{-1}, \quad L - \text{длина резонатора,} \quad T_a - \text{время восстановления}$$

поглотителя, g_0 – ненасыщенный коэффициент усиления, q_0 – ненасыщенный коэффициент поглощения, k_0 – коэффициент линейных потерь резонатора, $m = \sigma^a / \sigma^b$ – отношение сечений оптических переходов поглотителя и усилителя. Уравнения (1) и (2) позволяют определить зависимость длительности и энергии импульсов в стационарном режиме генерации лазера при пассивной синхронизации продольных мод. При создании модели рассматривается произвольный вид лазера, имеющий насыщающийся усилитель и поглотитель. Поэтому, результаты расчета могут быть использованы для разных типов лазера имеющего возможность непрерывной генерации.

В лазерах с пассивной синхронизацией продольных мод главными параметрами управления, имеющие практическое применение, являются величины усиления и поглощения для слабого сигнала. Эти параметры хорошо известны как ненасыщенные значения коэффициента усиления и поглощения. Расчеты показали, что существуют определенные значения этих величин, при которых лазерное излучение имеет строгую периодическую последовательность коротких световых импульсов. Также было установлено наличие нижней и верхней границ существования режима синхронизации мод [6]. Однако временные и энергетические характеристики имеют большое практическое значение.

Условием превышения порога генерации, для лазерной системы имеющей усилитель, поглотитель и источники линейных потерь является выполнение следующего неравенства:

$$g = g_0 - q_0 - k_0 \geq 0 \quad (3)$$

Условие существования синхронизации продольных мод непрерывного лазера определяются выполнением еще двух других неравенств. Режим пассивной синхронизации продольных мод непрерывного лазера обеспечивается процессами насыщения как усиливающей, так и поглощающей среды. Для того, чтобы излучение лазера состоял из периодической последовательности одиночных коротких световых импульсов нужны два условия. Во-первых, до светового импульса значение насыщенного усиления должно быть отрицательным.

$$g_i = g_0 - q_0 - k_0 - g_0 \cdot \Delta \cdot \varepsilon \leq 0 \quad (4)$$

Во-вторых, после светового импульса, также значение насыщенного усиления должна становиться отрицательным.

$$g_f = g_0 - q_0 - k_0 + \varepsilon \cdot [3 \cdot m \cdot q_0 - g_0 \cdot (1 - \Delta)] - 5 \cdot \varepsilon^2 \cdot m^2 \cdot q_0 \leq 0 \quad (5)$$

Выполнение условий (4) и (5) исключают условие появления дополнительных световых импульсов в периоде. Однако в пределах светового импульса усиление превышает значений поглощения и линейных потерь. Таким образом, условия (3),(4) и (5) определяют условие генерации лазера в режиме периодической последовательности коротких световых импульсов. Для непрерывного лазера имеющего усиливающий и поглощающий элементы, такой режим называется пассивной синхронизацией продольных мод. Слово «пассивная» применяется для указания роли процессов происходящих в самих элементах лазера, при установлении режима синхронизации продольных мод.

Были проведены расчеты зависимости длительности световых импульсов от величины усиления - g_0 для заданных значений поглощения и потерь, с целью определения условий их минимума. Результаты приведены на Рис.1, где имеются две кривые, полученные для нижней - $g_f = 0$ и верхней - $g_i = 0$ границы, области существования, режима синхронизации продольных мод.

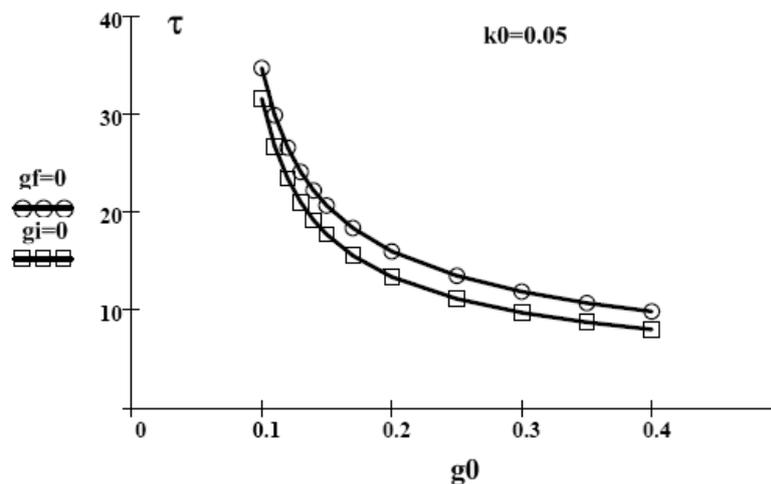


Рисунок 1. Зависимость длительности световых импульсов от коэффициента усиления для нижней ($g_f=0$) и верхней ($g_i=0$) границы области синхронизации мод

Вторая кривая проходит ниже, что означает достижение более коротких длительностей световых импульсов. Обе кривые имеют общую тенденцию выхода на некоторое насыщение, где дальнейшее увеличение усиления и поглощения мало укорачивают длительность световых импульсов. Это, скорее всего ограничение, связанное с полосой пропускания внутрирезонаторного спектрального фильтра и носит закономерный характер объясняющий достижение предельного количества синхронизованных продольных мод размещаемых в пределах данной полосы. Аналогичные зависимости наблюдаются в реальных лазерных системах, где предельная длительность световых импульсов ограничиваются спектральной шириной излучения. Минимальная длительность световых импульсов, действительно, достигаются при наибольшем усилении и вблизи от верхней границы области существования.

Практическое применение излучения лазера всегда предполагает достижения хороших энергетических характеристик световых импульсов. С этой целью были проведены расчеты зависимости энергии световых импульсов от величины усиления, для заданного поглощения и потерь. Результаты, приведенные на рис.2 показывают, что при росте усиления - α_0 рост энергии импульсов - $E_{\text{имп}}$ замедляется и выходит на некоторое насыщение. Достижение более высоких энергий возможна за счет увеличения поглощения, аналогично зависимости смещения верхней границы показанной в работе [6].

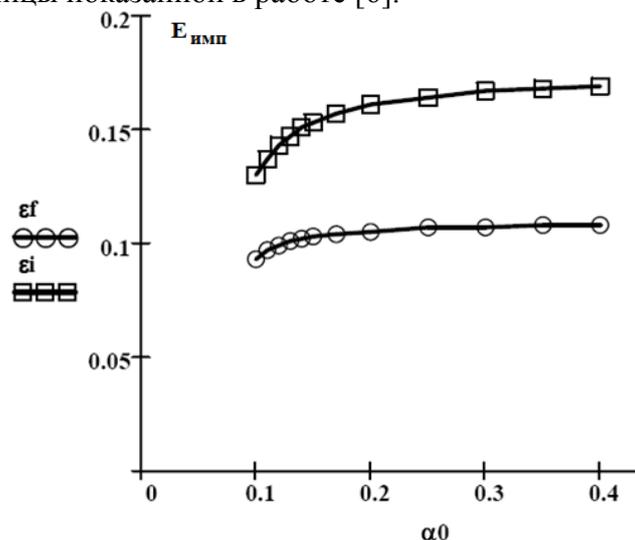


Рисунок 2. Зависимость энергии световых импульсов от коэффициента усиления для нижней (ϵ_f) и верхней (ϵ_i) границы области синхронизации мод

Сравнение результатов рис.1. и рис.2 дает основание утверждать, что энергетическая зависимость оказалось более сильной, чем временная, которая объясняется более весомостью процессов насыщения. Таким образом, наравне с такими параметрами, как коэффициент усиления и поглощения, решающую роль играет правильный выбор параметра $m = \sigma^a/\sigma^b$ определенного как отношение сечений оптических переходов поглотителя - σ^a и усилителя - σ^b . Теоретически и экспериментально установлено, что значение этого параметра должно быть больше единицы [6]. При рассмотрении работы лазера, мы, на самом деле, имеем дело с оптическим взаимодействием электромагнитного поля со средой поглотителя и усилителя. В этом процессе, кроме параметра m , нужно учитывать параметры электромагнитного поля, внутри объема поглотителя и усилителя. Объемы пространства электромагнитного поля в среде усилителя - $L_b \cdot A_b$ и поглотителя - $L_a \cdot A_a$, определяются геометрическими размерами резонатора (поперечные сечения оптических пучков внутри усилителя - A_b и поглотителя - A_a , протяженностью усилителя - L_b и поглотителя - L_a). В этом заключается разница между теоретической моделью и реальной лазерной системой, где имеет место взаимодействие электромагнитной волны с ансамблем атомов и молекул внутри объема, размеры которого определяются геометрическими параметрами резонатора. Поэтому, на практике, мы имеем более сложную конфигурацию параметра m , которую можно выразить следующим образом.

$$S = \frac{w_a}{w_b} * m = \frac{\frac{W_a}{L_a \cdot A_a}}{\frac{W_b}{L_b \cdot A_b}} * m = \frac{W_a \cdot L_b \cdot A_b}{W_b \cdot L_a \cdot A_a} * m \quad (6)$$

Эта формула используется разными авторами в более упрощенной форме, к которым можно прийти с определенными приближениями. В частности, если предположить, что длина поглотителя и усилителя одинаковы или они являются смесью веществ с разными свойствами, то получим следующую формулу.

$$S = \frac{W_a \cdot A_b}{W_b \cdot A_a} * m \quad (7)$$

Далее можно предположить, что вся энергия электромагнитного поля сосредоточена в пределах короткой длительности светового импульса, и мы имеем суперпозицию продольных мод лазера, то энергии поля внутри усилителя и поглотителя можно считать одинаковыми $W_a \approx W_b$, на основании которого можно было бы написать.

$$S = \frac{A_b}{A_a} * m$$

Однако существует еще одно очень важное условие, которое определяется конфигурацией резонатора лазера. Это взаимное местоположение усилителя и поглотителя внутри резонатора, поскольку период генерируемых импульсов очень сильно зависит от этого [5]. Могут формироваться один или несколько импульсов на периоде обхода резонатора лазера. Наиболее устойчивыми являются условия, когда световые импульсы встречаются («сталкиваются») в поглотителе и по отдельности проходят усилитель. На основе этих данных практических работ можно предположить, что реализуется условие $W_a \approx \alpha * W_b$ и реально мы имеем случай, когда можно написать параметр S в следующем виде.

$$S = \alpha * \frac{A_b}{A_a} * m = \alpha * \frac{A_b}{A_a} * \frac{\sigma^a}{\sigma^b} > 1 \quad (8)$$

Приведенное условие (8) является критерием достижения режима синхронизации мод в лазерах с насыщающимся поглотителем внутри резонатора. Значение параметра α может быть в пределах от 1 до 2.

Экспериментальное подтверждение этого условия было подтверждено в результатах наших исследований аргонового лазера [5] и лазера на красителе [6], согласно которым доказано существования критерия выбора оптических сечений поглотителя для заданного усилителя в виде следующего неравенства

$$\frac{\sigma^a}{\sigma^b} > 1$$

Видно, что это условие соответствует формуле (8) когда размеры геометрических сечений пучков в усилителе и поглотителе одинаковы $A_b = A_a$ и $\alpha = 1$. Это действительно так, поскольку в нашем эксперименте был использован одна струя раствора с усиливающей и поглощающей средой, а одинаковые условия взаимодействия для каждого светового импульса соответствует выполнению $\alpha = 1$. Важно отметить, что условие (8) указывает на возможность влияния достаточно многих параметров лазерной системы на достижение режима синхронизации мод с насыщающимся поглотителем. Для создания условия синхронизации продольных мод, кроме выбора оптических параметров, можно выбрать геометрию и конфигурацию резонатора лазера.

Таким образом, мы приходим к выводу, что результаты численных расчетов адекватно определяют условия выбора нужного параметра в режиме синхронизации продольных мод непрерывного лазера с насыщающимся поглотителем внутри резонатора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Звелто О. Введение в физику лазеров // М.: Мир, 1979.–558 с.
2. Haus H.A. Theory of mode locking with fast saturable absorber // Journal of Applied Physics. 1975.vol 46. №7. P.3049-3058.
3. Martinez O.E., Fork R.L., Gardon J.P. Theory of passive mode-locked lasers for case of a nonlinear complex-propagation coefficient // J. Opt. Soc. of Am. 1985. vol.2 №5. P.753-760.
4. Kuhlke D., Rudolph W., Wilhelmi B. Influence of transient absorber gratings on the pulse parameters of passively mode-locked cw dye ring lasers // Appl.Phys.Letters. 1983.vol. 42(4). №15. P. 325-327.
5. Виноградова А.А., Криндач Д.П., Назаров Б.И., Цапенко А.М. Получение пикосекундных импульсов генерации лазера на красителе, возбуждаемого излучением аргонового лазера с пассивно синхронизованными модами // Квантовая электроника - 1972 – Т.7 - №1 – С.219- 221
6. Гафуров Х.Г., Криндач Д. П., Нехаенко В. А., Яковлев А. Г. Повышение стабильности непрерывного лазера на красителе с синхронным возбуждением при введении нелинейного поглотителя // Квантовая электроника - 1985 – Т.6 - №12 – С.1279-1282
7. Гафуров Х.Г., Тошходжаев Х.А. Механизм высокой стабильности временной структуры лазера с синхронизацией мод // Изв. акад. наук РТ Тадж. – 2020 – т.178 - №1 – С. 57 - 64

REFERENCES

1. Svelto O. Introduction to laser physics // M.: Mir, 1979.–558 p.
2. Haus H.A. Theory of mode locking with fast saturable absorber // Journal of Applied Physics. 1975.vol. 46. No. 7. P.3049-3058.
3. Martinez O.E., Fork R.L., Gardon J.P. Theory of passive mode-locked lasers for case of a nonlinear complex-propagation coefficient // J. Opt. soc. of Am. 1985. vol.2 No. 5. P.753-760.
4. Kuhlke D., Rudolph W., Wilhelmi B. Influence of transient absorber gratings on the pulse parameters of passively mode-locked cw dye ring lasers // Appl.Phys.Letters. 1983.vol. 42(4). No. 15. P. 325-327.
5. Vinogradova A.A., Krindach D.P., Nazarov B.I., Tsapenko A.M. Obtaining picosecond pulses from a dye laser excited by passively mode-locked argon laser radiation // Quantum Electronics - 1972 - V.7 - No. 1 - P.219-221
6. Gafurov Kh.G., Krindach D.P., Nekhaenko V.A., Yakovlev A.G. Improving the stability of a cw dye laser with synchronous excitation with the introduction of a nonlinear absorber // Quantum electronics - 1985 - V.6 - no. 12 - P.1279-1282
7. Gafurov Kh.G., Toshkhodzhaev Kh.A. The mechanism of high stability of the temporal structure of a mode-locked laser. //Izv. acad. Sciences RT Taj. - 2020 - v.178 - No. 1 - p. 57 - 64