УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

В.Ф. Лебедев ЛАЗЕРНАЯ ФОТОНИКА





Санкт-Петербург 2019

МИНЕСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

В.Ф. Лебедев

ЛАЗЕРНАЯ ФОТОНИКА

РЕКОМЕНДОВАНО К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ В УНИВЕРСИТЕТЕ ИТМО по направлению подготовки 12.04.03 «Фотоника и оптоинформатика» в качестве учебного пособия для реализации основных профессиональных образовательных программ высшего образования магистратуры

Учебно-методическое пособие

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Санкт-Петербург 2019

УДК 612.373.826.08 (076)

Лебедев, В.Ф., Лазерная фотоника. Учебно-методическое пособие. – СПб: Университет ИТМО, 2019. – 105 с.

Рецензент: Федин Александр Викторович, д.т.н., профессор, проректор по научной и инновационной работе, Владимирский государственный университет имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых, г. Владимир.

В предлагаемом пособии рассматриваются лабораторные работы, которые должны привить обучающимся практические навыки работы с современным измерительным и лазерным оборудованием, детектирования и анализа лазерного излучения, работы с лазерными системами на примере широко востребованного метода дистанционного анализа химического состава вещества –метода лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии.

Рекомендовано к опубликованию В Университете ИТМО для процессе магистров, использования В учебном для обучающихся по направлению подготовки 12.04.03 «Фотоника и оптоинформатика» при изучении дисциплины «Лазерная фотоника».

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Университет ИТМО – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

© Университет ИТМО, 2019 © В.Ф. Лебедев, 2019

Оглавление

Введение4
Принципы измерений некоторых важных величин лазерной фотоники
Лабораторная работа №1. Компактный скоростной волоконный спектрометр15
Лабораторная работа № 2. Исследование мощностных характеристик лазерного
модуля с волоконным выходом на базе полупроводникового лазера
Лабораторная работа № 3. Исследование спектральных характеристик лазерного
модуля волоконным выходом на базе полупроводникового лазера
Лабораторная работа №4. Измерение временных характеристик и формы импульса
лазерного излучения
Лабораторная работа № 5. Использование метода лазерно-искровой эмиссионной
спектроскопии для идентификации веществ
Лабораторная работы № 6. Работа в программном обеспечении AUTOMATED LIBS.
Определение температуры плазмы
Лабораторная работа № 7. Автоматическое распознавание веществ методом ЛИЭС .72
Лабораторная работа № 8. Непрерывный Nd:YAG лазер с продольной
полупроводниковой накачкой. Сборка, юстировка, генерация
Лабораторная работа 9. Измерение ширины полосы генерации лазера

Введение

Термин «фотоника» в последнее время широко применяется как в научных исследованиях, так и в практических приложениях, однако однозначного и общепринятого определения этого термина нет. Фотоника может быть охарактеризована как область науки и технологии, связанная с генерацией фотонов. их обнаружением, использованием в передаче информации. Это означает, что в фотонике рассматриваются процессы генерации, контроля преобразования оптических сигналов и фотоника должна иметь широкий диапазон для своих применений. В таком контексте к лазерной фотонике может быть отнесена область фотоники, в которой рассматриваются процессы и технологии, связанные с лазерным излучением.

В предлагаемом пособии рассматриваются лабораторные работы, которые должны привить обучающимся практические навыки работы с современным измерительным и лазерным оборудованием, детектирования и анализа лазерного излучения, работы с лазерными системами на примере широко востребованного метода дистанционного анализа химического состава вещества –метода лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии.

Принципы измерений некоторых важных величин лазерной фотоники

В ряде принципиально важных методик измерений, применяемых в лазерной фотонике, необходимо учитывать ограничения, накладываемые на интенсивность зондирующего излучения, в том числе и лазерного. Сказанное относится к измерениям спектров пропускания, люминесценции, коэффициента усиления, сечения поглощения.

Для примера можно рассмотреть структуру уровней энергии произвольного активного иона в исследуемой активной/лазерной среде, которую можно свести к трехуровневой схеме, где переход 2-1 является излучающим (рис. 1). Такая схема позволяет рассмотреть или процесс создания инверсии населенностей между уровнями 2-1(трехуровневая схема создания инверсии населенностей), или процесс насыщения поглощения в системе уровней 1-3 (насыщающийся поглотитель, работающий по трехуровневой схеме).

В этом случае населенности уровней будут определяться величинами соответственно n_1 , n_2 , n_3 [1/см³], вероятность вынужденного перехода (оптическая накачка уровня 3,) – величиной $W_{13} = W_{31}$ [1/с, количество переходов в единицу времени], вероятности всех возможных спонтанных переходов – величинами A_{31} , A_{32} , A_{21} [1/с, количество переходов в единицу времени]. Для упрощения вывода нижеследующих зависимостей имеет смысл переобозначить населенности n_1 , n_2 , n_3 через их относительные величины $n_i = n_i / N$, где N [1/см³] – общее число активных ионов в единице объема (величина известна из условий синтеза/роста рассматриваемой активной среды).



Рисунок 1 – Энергетическая диаграмма трехуровневой схемы активного иона

Если предположить, что на одну из плоских поверхностей активной среды в форме параллелепипеда в единицу времени на единицу поверхности падает в виде пучка света с плоским волновым фронтом поток фотонов с плотностью F [1/см²/с], то очевидно, что вероятность вынужденного перехода W_{13} и плотность фотонов F будут находиться в прямо пропорциональной зависимости. Тогда коэффициент пропорциональности должен характеризовать

вероятность этого процесса и иметь размерность площади. Эта величина может быть экспериментально измерена и называется сечением поглощения перехода σ_{13} [см²]. Плотность фотонов можно выразить также через измеряемые величины-интенсивность падающего на вещество света $I(v_{13})$ и энергию одного фотона hv_{13} . Таким образом, вероятность W_{13} может быть записана как

$$W_{13} = \sigma_{13} F = \sigma_{13} I(v_{13}) / h v_{13}$$

Наиболее простое, наглядное и обобщенное математическое описание большинства процессов в лазерах и усилителях возможно с помощью пространственно усредненных балансных или скоростных уравнений для населенностей энергетических уровней рассматриваемого активного иона.

Скоростные уравнения для всех рассматриваемых уровней в трехуровневой системе (Рис. 1) имеют вид

$$\frac{dn_1}{dt} = -W_{13}(n_1 - n_3) + n_3 A_{31} + n_2 A_{21};$$
(1)

$$\frac{dn_2}{dt} = n_3 A_{32} - n_2 A_{21}; \tag{2}$$

$$\frac{dn_3}{dt} = W_{13}(n_1 - n_3) - n_3 (A_{32} + A_{31}).$$
(3)

Из закона сохранения общего числа активных ионов в единице объема N следует, что

$$n_1 + n_2 + n_3 = 1. (4)$$

Введя новую величину $n = (n_1 - n_3)$ и используя (4), можно получить зависимость выражение *n* через величин n_2 и n_3 . Переписав выражение (4) в виде $n_1 - n_3 + n_2 + 2n_3 = 1$, можно получить выражение для *n*:

$$n = 1 - n_2 - 2n_3. \tag{5}$$

Это выражение является ключевым, и в него, воспользовавшись выражениями (1–3) для стационарного случая, необходимо подставить величины n_2 и n_3 , выраженные через измеряемые величины вероятностей соответствующих переходов. Так как $\frac{dn_2}{dt} = 0$, то из (2) следует, что

$$n_2 = n_3 A_{32} / A_{31}.$$

Из уравнения (3) при условии $\frac{dn_3}{dt} = 0$ можно получить выражение для n_3 :

$$W_{13}n = n_3(A_{32} + A_{31}).$$

Подставив полученные выражения для n_3 и n_2 в формулу (5), можно получить выражение, содержащее только *n* и вероятности переходов:

$$n = 1 - \frac{W_{13}n}{A_{32} + A_{31}} \frac{A_{32}}{A_{21}} - \frac{2W_{13}n}{A_{32} + A_{31}}.$$

Из этого выражения легко получить искомое выражение для текущей разности населенностей *n* между энергетическими уровнями 1 и 3:

$$n = 1 / \left(1 + W_{13} \frac{(A_{32} / A_{21}) + 2}{A_{32} + A_{31}} \right).$$
(6)

Введя новое эффективное время спонтанных переходов т в системе уровней 1–3,

$$\tau = \frac{A_{32} / A_{21} + 2}{A_{32} + A_{31}} \ [c], \tag{7}$$

легко преобразовать выражение (6) к существенно более простому виду

$$n = 1/(1 + W_{13}\tau). \tag{8}$$

Вспоминая, что абсолютные значения *n* и N связаны с нормированной на *N* величиной как n = n/N, а $W_{13} = I(v_{13})\sigma_{13}/hv_{13}$, выражение (8) примет вид:

$$n = \frac{N}{1 + W_{13}\tau} = \frac{N}{1 + I_{13}\frac{\sigma_{13}\tau}{hv_{13}}}.$$
(9)

Величина вида $\frac{hv}{\sigma\tau}$ имеет размерность интенсивности света [Bт/см²] и называется интенсивностью насыщения поглощения I_s перехода 1–3: $I_s = h v_{13}/\sigma_{13} \tau$. Тогда выражение (9) можно преобразовать к виду:

$$n = \frac{N}{1 + I_{13} / I_s} \,. \tag{9a}$$

Умножив обе части (9а) на σ_{13} и помня, что $\alpha = \sigma n$, можно получить искомое выражение для величины поглощения перехода 1–3 от интенсивности падающего на активный элемент света I_{13} :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + I_{13} / I_s},$$
 (10)

где $\alpha_0 = \sigma N$ – начальное поглощение в исходно находящейся в равновесии трехуровневой системе, в которой основным уровнем (все активные ионы *N* находятся в невозбужденном состоянии на этом уровне) является уровень 1.

Анализируя выражение (10), можно получить необходимое условие, которое накладывается на интенсивность зондирующего излучения $I(v_{13})$ при измерении спектров поглощения: $\alpha = \alpha_0$ при $I_{13} << I_s$.

Эту ситуацию можно распространить И на реальный случай многоуровневой системы энергетических уровней активного иона при воздействии на нее широкополосным излучением интенсивностью $I(\lambda)$, чтобы определить положение каждого из уровней и их интенсивность, определяемую соответствующей величиной сечения поглощения $\alpha_{0i}(\lambda) = \sigma_{1i}(\lambda)N$, где *i* - номер вышерасположенного по отношению к основному (уровень 1) уровня. Совокупность энергетических уровней образуют совокупность полос поглощения или, другими словами, спектр поглощения активного иона. В этой ситуации необходимо соблюдать условие $\alpha_i(\lambda) = \alpha_{0i}(\lambda)$, которое реализуется в ситуации, когда интенсивность зондирующего света $I(\lambda)$ много меньше интенсивности насыщения *i*-го уровня $I_{si}(\lambda)$.

Имеет смысл переписать выражение (7) через соответствующие времена жизни уровней ($\tau = 1/A$):

$$\tau = \frac{2\tau_{32}\tau_{31} + \tau_{31}\tau_{21}}{\tau_{31} + \tau_{32}} \,. \tag{11}$$

Из (11) следуют два важных частных случая, приводящие к наблюдаемым на практике двух- и трехуровневым системам создания инверсии населенностей выведением системы из равновесия внешним воздействием светом с интенсивностью I_{13} .

В случае, когда $\tau_{32} \rightarrow \infty$, т.е. когда энергетический уровень 2 не участвует в изменении величин населенностей уровней, величины τ и I_s будут определяться выражениями

$$\tau = \frac{2\tau_{31} + \tau_{31}\tau_{21}/\tau_{32}}{\tau_{31}/\tau_{32} + 1} = 2\tau_{31}; I_s = \frac{h\nu}{2\sigma\tau_{31}},$$
(12)

т.е. релаксационные процессы (возвращение системы к равновесному состоянию) в системе определяются временем жизни уровня $3 - \tau_{31}$, причем если от выражения (10) вернуться к выражению (9)

$$n_1 - n_3 = \frac{N}{1 + I_{13} / I_s},$$

то окажется, что при $I_{13} \rightarrow \infty$ в двухуровневой системе при оптической накачке инверсию населенностей создать невозможно.

В случае, когда $\tau_{32} \rightarrow 0$ (быстрая трехуровневая схема-трехуровневая схема создания инверсии населенностей), выражение (11) примет вид $\tau = \tau_{21}$, а значение I_s будет определяться выражением $I_s = h \nu / \sigma \tau_{21}$. Это означает, что процесс релаксации в трехуровневой схеме, то есть возврат ее в невозбужденное состояние, будет определяться временем τ_{21} .

Когда интенсивность анализирующего исследуемый активный элемент излучения не является малой величиной по сравнению с интенсивностью насыщения, появляется возможность измерить сечение поглощения. В этом случае исследуемый образец с активными ионами начинает играть роль насыщающегося поглотителя, работающего по трехуровневой схеме.

Если рассмотреть оптически толстый образец активного элемента, для которого нельзя пренебречь неизменностью коэффициента поглощения по его толщине, то малое изменение интенсивности света dI, проходящего через образец на толщине dx, будет определяться выражением

$$dI = -I\alpha dx,\tag{13}$$

где коэффициент поглощения α описывается уже известной функцией (Рис. 1):

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + I / I_s}$$

Подставив выражение для α в зависимость (13), можно получить дифференциальное уравнение, которое необходимо проинтегрировать:

$$\int_{I_0}^{I} \left(1 + \frac{I(x)}{I_s} \right) \frac{dI}{I(x)} = \alpha_0 \int_{0}^{x} dx \,.$$
(14)

Результат интегрирования левой части этого выражения:

$$\int_{I_0}^{I} \left(I + \frac{1}{I_s} \right) dI = \int_{I_0}^{I} I dI + (I_0 - I) / I_s .$$

Учитывая, что $\int_{I_0}^{I} IdI = \ln(I_0/I)$, выражение (14) примет вид

$$\alpha_0 x = \ln(I_0/I) + (I_0 - I)/I_s.$$
(15)

Преобразуя второй член в правой части (15), можно показать, что $(I_0 - I)/I_s = \frac{I_0}{I_s}(1 - I/I_0)$, а если ввести величину пропускания образца $T = I/I_0$, то из закона Бугера – Ламберта можно получить, что $T_0 = \exp(-\alpha_0 x)$ или $T_0 = \exp(-\sigma N x)$. Так как $\alpha_0 = \sigma N$, то $\alpha_0 x = -\ln T_0$ и $\ln(I_0/I) = -\ln T$.

В итоге, после подстановки найденных величин в уравнение (15), можно получить искомое трансцендентное выражение пропускания образца T в зависимости от величины интенсивности зондирующего лазерного излучения I_0 и начального пропускания образца T_0 :

$$\ln(T_0/T) + \frac{I_0}{I_s} (1 - T) = 0.$$
(16)

Семейство решений этого уравнения для различных величин T_0 приведено на рис. 2.

Очевидно, что выражение (16) может служить для измерения величины сечения поглощения σ , принимая во внимание, что $T_0 = \exp(-\sigma Nl)$, где l – толщина образца.

Последовательно увеличивая энергию импульса зондирующего лазерного излучения и измеряя изменение пропускания образца, можно получить экспериментальную зависимость, которая аппроксимируется выражением (16), где величина σ является параметром.

При наличии поглощения из возбужденного состояния с уровня 2 (Рис. 1) и при предположении наличия быстрых безызлучательных переходов с уровней 3 и 4 на уровень 2 трехуровневая система работы насыщающегося поглотителя трансформируется в четырехуровневую, которая приведена на рис. 3.



Рисунок 2 — Зависимости пропускания образца от нормированной величины лазерного зондирующего излучения (I_0/I_s) при различных величинах начального пропускания T_0 . (снизу вверх: $T_0 = 0,20; 0,37; 0,45; 0,55; 0,67; 0,82$)



Рисунок 3 — Энергетическая диаграмма для четырехуровневой схемы работы насыщающегося поглотителя

Для этой системы справедливо соотношение [1]

$$\ln T - \ln T_0 = (\gamma_0 - 1) \ln \left(\frac{\gamma_0 + I_0 / I_s}{\gamma_0 + T I_0 / I_s} \right) = 0,$$
(17)

где $\gamma_0 = \beta_0 / \alpha_0 = \sigma_{24} / \sigma_{13}$.

Семейство решений этого уравнения при $\gamma_0 = 4$ для различных T_0 приведено на рис. 4.

При увеличении I_0/I_s зависимость (17) асимптотически стремится к значению

$$T_{\max} = T_0^{(\beta_0/\alpha_0)},$$
 (18)

причем легко видеть, что при отсутствии поглощения из возбужденного состояния, т. е. при $\beta_0 = 0$, четырехуровневая схема трансформируется в описанную ранее трехуровневую, для которой $T_{\text{max}} = 1$.

Если инверсия населенностей в активном элементе уже создана, то активная среда должна обладать способностью усиливать проходящее через нее излучение (то есть должна увеличиваться мощность/интенсивность или энергия импульса лазерного пучка), и именно количественная оценка этого процесса является предметом измерений. При анализе процесса усиления в активной лазерной среде необходимо дополнительно использовать внешнее излучение (зондирующее излучение) на длине волны излучающего перехода 2-1 (Рис. 1).



Рисунок 4 — Зависимости пропускания образца от нормированной величины лазерного зондирующего излучения (I_0/I_s) при различных величинах начального пропускания T_0 (снизу вверх $T_0 = 0,20$; 0,37; 0,45; 0,55; 0,67; 0,82). Величина отношения сечений поглощения из возбужденного и основного состояний $\gamma_0 = 4$

Важно помнить, что процессы, описываемые в упомянутой выше схеме, применимы к большому количеству активных ионов, то есть когда необходимо использовать понятия вероятностей процессов поглощения и излучения, а вероятностный характер всех процессов – это фундаментальное свойство физики микромира. Поэтому очевидно, что в активном элементе, содержащем большое количество активных ионов в возбужденном состоянии, внешним оптическим воздействием для конкретного активного иона может быть и фотон, возникший в результате люминесценции другого иона.



Рисунок 5 – Четырехуровневая схема лазерной генерации

Однако, в случае анализа созданного накачкой уровня инверсии населенностей в активном элементе, при измерении коэффициента усиления используется внешний лазерный пучок.

Наиболее простой вид математическое выражение для коэффициента усиления в активном элементе имеет в случае четырехуровневой схемы энергетических уровней активного иона (Рис. 5, эту схему, то есть дополненную вынужденным переходом W_{21} , принято называть

четырехуровневой схемой лазерной генерации). Оно подобно, по форме, выражению для коэффициента поглощения (10):

$$k = k_0 / (1 + I/I_s), \tag{19}$$

где k,k_0 – соответственно коэффициенты усиления текущего и слабого сигнала, I – интенсивность зондирующего излучения, I_s – интенсивность насыщения, но, в отличие от (10), в этом выражении она (I_s) носит название интенсивности насыщения коэффициента усиления, описывается формулой подобного же вида $I_s = hv/\sigma_e \tau$, в которой σ_e и τ – соответственно сечение излучения и время жизни перехода 2-1. Очевидно, что как и в случае с коэффициентом поглощения, коэффициент усиления и сечение насыщения усиления связаны подобной же зависимостью – $k_0 = \sigma_e N$, где N – количество активных ионов на уровне 2 перед началом зондирования.

Из выражения (19) следует, что максимальное значение коэффициента усиления, который называется коэффициентом усиления слабого сигнала k_0 и соответствует максимальному значению инверсии населенностей, характеризующему эффективность накачки, может быть измерено при условиях, аналогичных измерению коэффициента поглощения, то есть когда выполняется условие $I/I_s << 1$.

Выражение (19) может быть использовано для понимания еще одного важного измерения – измерения мощности лазерной генерации. Лазерная генерация является пороговым явлением. В случае анализа непрерывной (стационарной) лазерной генерации, полученной на активном элементе, работающем по четырехуровневой схеме (Рис. 5), внутри резонатора, рассматриваемого в приближении пространственно усредненных скоростных уравнений, установится пороговое значение коэффициента усиления k_{th} и стационарное значение интенсивности лазерной генерации *I*_{сw}. Тогла выражение (19) примет вид:

$$k_{th} = k_0 / (1 + I_{cw} / I_s) \tag{20}$$

Так как интенсивности лазерной генерации вне резонатора и внутри него связаны отношением $I_{out} = I_{cw} T_{oc}$, где T_{oc} – пропускание выходного зеркала резонатора, а мощность лазерной генерации равна произведению I_{out} на площадь поперечного сечения лазерного луча S, то из выражения (20) следует, что

$$P_{out} = T_{oc}I_s S(k_0/k_{th} - 1) \tag{21}$$

Поскольку величина $k_{th} = \text{const}$ для каждого значения величины пропускания выходного зеркала T_{oc} , то легко показать, что $k_0/k_{th} = P/P_{th}$, где P_{th} – пороговая мощность лазерной генерации, а Р – мощность накачки. Тогда выражение (21) примет вид, из которого следует наличие линейной зависимости между мощностями накачки и лазерной генерации:

$$P_{out} = T_{oc} I_s S(P/P_{th} - 1)$$
(22)

Список литературы

- 1. Hercher, M An Analysis of Saturable Absorbers _Applied Optics, 1967 v.6 N5, pp. 947-954
- 2. Siegman, A.E. Lasers, Univ Science Books; Revised ed. edition (1986), Stanford University, 1283 pages

Лабораторная работа №1. Компактный скоростной волоконный спектрометр

1. Цель работы

Получение навыков работы и калибровки спектральной чувствительности оптической схемы с использованием волоконного спектрометра.

2. Оборудование

– Скоростной компактный волоконный спектрометр с дисперсионным элементом в виде дифракционной решетки фирмы Avantes.

– Вольфрамовая лампа.

– Лазерный модуль с волоконным выходом ATC-C600-200-AMF-665-5-F200.

– Раствор родамина 6G.

– Персональный компьютер с ПО Avasoft 8.

3. Задачи

– Определение основных характеристик волоконного спектрометра (выбор характеристик дифракционной решетки, размера входной щели, типа приемного элемента для решения поставленной задачи по измерению спектральных свойств излучения заданных источников).

– Освоение ПО AvaSoft 8 по работе со спектрометром. Работа в режиме серии измерений. Знакомство с предоставляемыми программой режимами измерений параметров входного излучения. Работа в режиме осциллографа (Scope mode).

– Оценка величины сигнала насыщения в относительных единицах для собранной оптической схемы измерений при использовании различных источников излучения - например, оценка величины сигнала насыщения от лазерного модуля в зависимости от величины тока, подводимого к нему. Использование разного рода аттенюаторов для выведения линии измерения из режима насыщения.

– Измерение спектров излучения используемых источников излучения. Калибровка спектрометра с помощью лампы, моделирующей излучение абсолютно черного тела с заданной температурой.

– Построение скорректированных спектров лампы и спектра люминесценции красителя, возбуждаемого излучением той же вольфрамовой лампы.

4. Теоретическая часть

В зависимости от применяемого метода исследования спектральный анализ подразделяется на несколько характерных видов:

 абсорбционный – исследование спектров поглощения (спектр поглощения – зависимость интенсивности поглощения исследуемого вещества от длины волны зондирующего излучения);

 эмиссионный – метод элементного анализа вещества, основанный на измерениях спектров излучения ионов свободных атомов, молекул в газовой фазе (спектр излучения – зависимость интенсивности излучения исследуемого вещества от длины волны);

 комбинационный – исследование спектров комбинационного рассеяния исследуемого вещества, возбуждаемого монохроматическим излучением;

– люминесцентный – исследование спектров люминесценции вещества;

– рентгеновский – исследование элементного состава вещества с помощью спектров рентгеновского излучения, соответствующего переходам между высокоэнергетичными внутренними электронными оболочками атомов.

Ключевым элементом классического спектрального прибора является диспергирующий элемент, который осуществляет пространственное распределение исследуемого излучения в зависимости от длины волны. В настоящее время основным используемым на практике дисперсионным элементом оказывается дифракционная решетка (отражающие или пропускающая, плоская или вогнутая).

Ранее. диспергирующего роль элемента выполняли призмы. Пространственное разделение (разложение) излучения призмами на монохроматические составляющие – следствие зависимости показателя преломления *п* материала призмы от длины волны падающего на нее излучения. Дисперсия вещества – зависимость его показателя преломления от длины волны падающего излучения *dn/dλ*. Показатель преломления для прозрачных веществ (важно отметить, что это справедливо вдали от полос поглощения) с увеличением длины волны света уменьшается, а, следовательно, уменьшается и величина $dn/d\lambda$. Такого вида дисперсия вещества называется нормальной.

Свойство призм преломлять свет характеризуется угловой дисперсией Δδ/Δλ, которая, очевидно, зависит от вида материала призмы. Для измерений в видимой и инфракрасной частей спектра применяются призмы из соответствующих видов стекла, УФ-области спектра – из кристаллического кварца или флюорита.

Дифракционная решетка представляет собой совокупность большого числа параллельных, равноотстоящих друг от друга штрихов одинаковой формы, нанесённых на плоскую или вогнутую оптическую поверхность через строго одинаковые промежутки, называемые периодом дифракционной решетки. Разложение в пространстве падающего на дифракционную решетку излучения происходит за счет интерференции диафрагирующих на штрихах решетки пучков излучения.

Штрихи пропускающей дифракционной решетки (непрозрачные области) выполняются на поверхности прозрачной (обычно стеклянной) пластины или вырезаются в виде узких щелей в непрозрачном экране, а наблюдение ведётся в проходящем свете (регистрация спектра осуществляется в проходящем свете). Штрихи отражающей решетки наносятся на зеркальную (обычно металлическую) поверхность и тогда регистрация спектра производится в отражённом свете.

В современных спектрометрах преимущественно используются отражающие дифракционные решетки. Такие решетки носят название фазовых, так как штрихам решетки придается специальная форма, периодически изменяющая фазу световой волны падающего на нее излучения. Наибольшее распространение сегодняшний на день получили плоские фазовые дифракционные решетки с треугольным профилем штрихов, называемые эшелеттами. Важной характеристикой такой решетки является ее угол блеска, но на практике используется более близкая к непосредственным измерениям величина – длина волны блеска. Изменением угла наклона грани штриха, который и называется углом блеска, за счет изменения направления зеркального отражения, падающего на грань штриха излучения, изменяется направление в пространстве на максимум интенсивности дифрагированного решеткой излучения. Очевидно, в этом направлении решетка обладает максимальной дифракционной эффективностью, и поэтому длина волны блеска выбирается исходя из необходимого для измерений спектрального диапазона (Табл. 1).

Типичная оптическая схема спектрометра для измерений в УФ, видимом и близком инфракрасном спектральных диапазонах содержит следующие основные элементы (Рис. 1.1): осветитель, состоящий из источника излучения и конденсора, коллиматор, включающий входную щель И объектив, диспергирующий элемент (дифракционная решетка или призма), объектив коллиматора и выходная щель, приемник оптического излучения (линейка приемников, если диспергирующий элемент неподвижен). Геометрические параметры конденсора выбираются из условия согласования его угловой апертуры и апертуры коллиматора (то есть все излучение от источника должно попасть в спектрометр). Коллиматор обеспечивает полную освещенность диспергирующего элемента параллельным пучком излучения, так как для обоих рассмотренных видов, дифракционной решетки и призмы, разрешающая способность определяется их абсолютными размерами. Оптическая схема спектрометра переносит изображение входной щели в фокальную плоскость, излучения. где располагается приемник В отличие ОТ классических спектрометров, в фокальной плоскости фокусирующего объектива 6, Рис. 1.1 спектрометров современных компактных вместо выходной щели устанавливается линейка приемников (Рис. 1.1).

17

Основными количественными характеристики спектрометра являются линейная дисперсия, разрешающая способность, светосила, доля рассеянного излучения, отношение сигнал/шум.



Рисунок 1.1 – Типичная оптическая схема спектрометра с регистрирующим элементом в виде линейки приемников излучения: осветитель, состоящий из источника излучения 1 и конденсора 2; коллиматор, включающий входную щель 3 и объектив 4; диспергирующий элемент 5 (дифракционная решетки или призма); объектив коллиматора 6 и щель (в случае одного приемника); приемник оптического излучения (линейка приемников) 7.

Линейная дисперсия спектрометра $dl/d\lambda$ показывает какой малой величине линейного расстояния в фокальной плоскости прибора соответствует единичный спектральный интервал. На практике используется величина обратная линейной дисперсии $d\lambda/dl$, которая определяет, какой интервал длин волн $d\lambda$ приходится на щель размером в один миллиметр. Линейная дисперсия определяется конструкцией прибора, то есть заданными геометрическими параметрами ее оптических элементов и не зависит от сборки и юстировки прибора.

Разрешающая способность спектрального прибора $R = d\lambda/\lambda$ определяется шириной входной и выходной щелей (обычно выбираются равными), характеристиками дифракционной решетки (ее абсолютными размерами, так как R = mN, где m, N – порядок интерференции и общее количество штрихов решетки), аберрациями фокусирующей и диспергирующей систем.

Светосила спектрометра определяется лучистым потоком, проходящим апертуру. Светосила пропорциональна через его выходную обратно разрешающей способности. На светосилу, долю рассеянного излучения, величину значительно влияет качество сборки шумов И юстировки спектрометра.

Для современных спектрометров характерно применение зеркальной оптики в осветительной и приемно-регистрирующей частях, а также применение волоконно-оптических элементов.

Преимущество рассматриваемых спектрометров – сравнительная простота конструкции, а основной недостаток – противоречие между светосилой и разрешением.

5. Методические указания и порядок проведения работы

Поскольку измерения спектров излучения с помощью используемого в настоящей лабораторной работе компактного волоконного спектрометра проводятся в широком спектральном диапазоне, в несколько сотен нанометров, а эффективность преобразования приемником излучения в электрический сигнал, который, собственно, и измеряется, существенным образом зависит от длины волны, то необходимость в проведении калибровки спектральной чувствительности всей оптической схемы измерений очевидна (в схеме могут находится дополнительные оптические элементы: телескопические объективы или другие оптические элементы, имеющие неизвестные изначально спектры пропускания, фильтры, и т.д.).

Выполнение калибровки спектрометра с волоконным выходом фирмы Avantes (Голландия) возможно с использованием калиброванного источника излучения галогеновой лампы AvsLight-HAL-CAL и имеющихся в ПО AvaSoft данных [1].

В настоящей лабораторной работе, с целью более точного понимания всего процесса, калибровка оптической схемы осуществляется с помощью некалиброванного источника излучения, но также относящегося к источникам с известным непрерывным спектром излучения. Спектр излучения такого источника моделирует спектр излучения абсолютно черного тела, описываемого формулой Планка (Рис. 1.2):

$$b_{\lambda}(\lambda,T) = \frac{2 \cdot \pi \cdot h \cdot c^{2}}{\lambda^{5}} \cdot \frac{1}{\exp(\frac{h \cdot c}{\lambda \cdot k \cdot T}) - 1},$$

где *h* – постоянная Планка, *k* – постоянная Больцмана, *c* – скорость света, *T* – абсолютная температура, К.



Рисунок 1.2 – Нормализованные на максимум спектры излучения абсолютно черного тела для четырех различных температур

В качестве источника излучения, моделирующего излучение абсолютно черного тела, в настоящей работе используется лампа накаливания с вольфрамовой нитью. Степень черноты вольфрама $\varepsilon(\lambda, T)$ находится из справочников или может быть взята из данных Рис. 1.3 а, оцифрована (Рис. 1.3 б) и аппроксимирована некоей зависимостью (Рис. 1.3 с, кривая 3 на Рис. 1.4). Умножая спектр абсолютно черного тела (зависимость 1, Рис. 1.3 д) на полученную ранее зависимость $\varepsilon(\lambda)$ (3, Рис. 1.3 д), можно вычислить истинный спектр излучения используемой вольфрамовой лампы (2, Рис. 1.3 д).

Далее, в результате деления истинного спектра вольфрамовой лампы (1 – Рис. 1.4) на спектр излучения, измеренный с помощью собранной в настоящей работе оптической схемы (2 – Рис. 1.4), определяется зависимость для коэффициента спектральной чувствительности собранной схемы (3 – Рис. 1.4).



Рисунок 1.3 – а – зависимости степени черноты вольфрама от длины волны при различных температурах Т; б, с – оцифрованная зависимость степени черноты вольфрама $\varepsilon(\lambda)$ и линейная аппроксимация зависимости $\varepsilon(\lambda)$ в диапазоне длин волн измерения спектрометра (T = 2800 K); д – нормализованные спектры излучения абсолютно черного тела (1), вольфрамовой лампы (2), зависимость $\varepsilon(\lambda)$ (3) (T = 2800 K)



Рисунок 1.4 – Нормализованные зависимости: 1, 2 – расчетный и измеренный спектры излучения лампы; 3 – коэффициент спектральной чувствительности оптической схемы



Общий вид лабораторной установки приведен на рисунке 1.5.

Рисунок 1.5 – Общий вид лабораторной установки со спектрометром Avantes: 1 – блок питания вольфрамовой лампы KL 1500 LCD, 2 – вывод излучения лампы, 3 – раствор родамина; 4 – телескоп с оптическим волокном 5 для передачи излучения в спектрометр; 6 – спектрометр; 7 – USB кабель для питания спектрометра и передачи данных со спектрометра в компьютер, 8 – компьютер

На столе размещены излучатель – вольфрамовая лампа с блоком питания, с возможностью регулировки ее температуры и диаметра диафрагмы, через которую в световод выводится излучение; спектрометр с вводом излучения через оптическое волокно, на конце которого с помощью резьбового соединения подсоединен телескопический объектив; люминесцирующий образец (раствор родамина). Спектрометр через USB-интерфейс связан с компьютером, обрабатывающим и отображающим результаты измерений с помощью ПО AvaSoft 8. Излучение вольфрамовой лампы является также оптическим источником, инициирующим люминесценцию раствора родамина.

Высокочувствительный скоростной модульный спектрофотометр AvaSpec-2048 построен на базе платформы AvaBench-75 с симметричной монохроматора Crezy-Turner и линейкой оптической схемой из 2048 приемников излучения, преобразующих полупроводниковых исходный оптический сигнал в электрический (Таб. 1.1). Электрический сигнал по кабелю с USB разъемом поступает в компьютер. Основные оптические элементы входной оптоволоконный **SMA-коннектор** спектрометра: co щелью, дифракционная решетка, коллимирующее и фокусирующее зеркала, линейка фотоприемников. Важно иметь в виду, что оптическая схема спектрометра очень компактна, но за счет этого отсутствует возможность замены составляющих ее элементов. Поэтому при выборе спектрометра необходимо дифракционных решеток с различными выбрать ОДНУ ИЗ ВОЗМОЖНЫХ дисперсионными характеристиками (Таб. 1.2), величину входной оптической щели (Таб. 1.3), а также характеристики цилиндрической коллимирующей линзы. Юстировкой коллимирующей линзы изменяется область пространства, из которой излучение поступает в спектрометр. Выбор типа приемников спектральный диапазон измерений позволяет расширить И подавить дифракционные эффекты второго порядка.

Возможна дополнительная установка системы беспроводной передачи данных Bluetooth® и карты SD для сохранения информации о спектрах в памяти спектрометра.

Скорость передачи данных со спектрометра может быть существенно увеличена с помощью программного обеспечения AvaSoft при сужении спектрального диапазона регистрируемого излучения.

Модульная конструкция спектрометров AvaSpec позволяет собирать измерительный комплекс под конкретные требования эксперимента. В частности, параметры дифракционной решетки и разрешающая способность спектрометра выбираются при его заказе/покупке и их нельзя изменить в лабораторных условиях в процессе эксплуатации.

В Таблицах 1.1-1.4 приведены некоторые данные по характеристикам спектрометра, применяемым дифракционным решеткам, по спектральному разрешению прибора и характеристикам приемника излучения.

Таблица 1.1 - Технические характеристики спектрометра AvaSpec-2048 (USB-2)

Спектрометр	AvaSpec-2048 USB2
Схема монохроматора	симметричная Crezy-Turner, фокальное расстояние 75 мм
Спектральный диапазон измерений	200 - 1100 нм, зависит от типа решётки (см. таб. 1.2)
Оптическое разрешение спектрометра	0.04 - 20 нм, зависит от конфигурации величина вх. щели и решетки (см. таб. 1.3)
Детектор	ССД линейная матрица, 2048 элемента
Сигнал/шум	200:1
Интеграционный период	1.11 мс - 10 мин.
Скорость получения данных с сохранением в памяти спектрометра	1.1 мс / измерение
Скорость передачи данных	1.8 мс/измерение

Таблица 1.2 – Характерные параметры некоторых типов дифракционных решеток к спектрофотометру AvaSpec-2048

Тип решётки	Спектральный диапазон работы (нм)	Количество штрихов / мм	Длина волны блеска	Код заказа
UV/VIS/NIR	200-1100	300	300	UA
UV/VIS	200-850	600	250	UB
UV	200-750	1200	250	UC
NIR	600-1100	300	1000	IA
NIR	600-1100	600	1000	IB

Таблица 1.3 – Спектральное разрешение спектрометра AvaSpec-2048, нм

Дифракционная решетка (кол-во штрихов/мм)	Ширин	на входної	й оптическ	ой щели с	пектрометј	pa (µm)
	10	25	50	100	200	500
300	0.8	1.4	2.4	4.3	8.0	20
600	0.4	0.7	1.2	2.1	4.1	10
1200	0.1	0.2	0.4	0.8	1.4	3.3
1800	0.07	0.12	0.2	0.4	0.7	1.7
2400	0.05	0.08	0.14	0.3	0.6	1.2
3600	0.04	0.07	0.11	0.2	0.4	0.9

Марка приемника излучения	SONY 2048
Тип	Линейная матрица ПЗС
Число элементов	2048
Шаг, мкм	14
Размеры элемента (ширина/высота), мкм	14x56
Чувствительность (число отсчетов за 1 мс интегрирования)	6500
Длина волны макс. чувствительности, нм	500
Отношение сигнал/шум	1000:1
Спектральный диапазон, нм	2001100

Таблица 1.4 – Параметры фотоприемника спектрофотометра AvaSpec-2048

Колодка разъемов на корпусе спектрометра содержит коннекторы, к которым подключены, необходимости, могут быть при кабели. обеспечивающие внешний запуск спектрометра, управление и синхронизацию его работы с внешними устройствами, например, оптическим затвором или импульсным блоком питания лазера. Управление измерениями спектрометра AvaSpec-2048 осуществляет унифицированный микроконтроллер AS-5216. Плата микроконтроллера оснащена 15 цифровыми I/O (Input /Output) коннекторами с 14 программируемыми I/O портами (2 DI, 12 DO). Один DO порт зарезервирован для управления внешним импульсным ксеноновым источником (один или ряд импульсов на измерение), один DO порт может быть использован для управления внешними TTL устройствами. Один цифровой вход зарезервирован для подключения к внешнему триггеру.

К спектрометру прилагается стандартный базовый пакет программ AvaSoft 7.2, AvaSoft 8 (применяемая модификация ПО зависит от типа спектрометра, Рис. 1.6), обладающих дружественным пользовательским интерфейсом с выпадающими меню диалога, которыми возможно управление при помощи курсора мыши. Возможно также считывание длины волны излучения, определения координаты точки на спектре и масштабирование величины сигнала по вертикальной оси Y.

Выделением на экране курсором мыши прямоугольной области, достигается большая детализация регистрируемого спектра по осям X и Y (отображение деталей спектра в горизонтальном и вертикальном направлениях).

Кнопки главного меню служат для работы с файлами (File), настройки конфигурации программы (Setup), установки вида отображения (View), задания режима вычислений (Application), а также вызова справки (Help). Кнопки меню измерений предназначены для управления спектральными исследованиями

(начало и остановка измерений) и для сохранения информации об опорном сигнале, темновом фоне и зарегистрированных спектрах.



Рисунок 1.6 – Внешний вид главного окна программ AvaSoft-7.2 Full и AvaSoft 8: 1 – строка состояния; 2 – область отображения данных; 3 – кнопка запуска спектрального анализа; 4 – кнопки главного меню программы; 5 – панель диалоговых окон

В меню находятся также кнопки для записи спектра в файл, печати и изменения режима представления данных: режимы поглощения (абсорбции) (А), пропускания (Т), излучения (I) и необработанные обзорные данные (S).

В диалоговых окнах пользователь может устанавливать следующие параметры сбора данных: время интегрирования сигнала, поправку на темновой фон, усреднение сигнала и спектральное сглаживание. Сохраненные графические данные могут быть экспортированы в формат ASCII, Excel и т.д. с целью ввода и анализа спектров в иных программных продуктах.

Основные функции базовой конфигурации программного обеспечения AvaSoft-Basic:

 редактирование параметров сбора данных для каждого измерительного канала (время интегрирования, поправка на темновой фон, усреднение сигнала, плавная интерполяция спектра и спектральное сглаживание);

– выбор формы представления данных: А, Т, I, S. Спектры нескольких каналов спектрометра отображаются на одном графике. Дополнительно можно отобразить линии сетки на графике;

– изменение размера окна: автомасштабирование и режим панорамы, позволяющий быстро развернуть интересующую часть спектра (оси X и Y) во все окно;

– мгновенное считывание длины волны на графике спектра и получение наведением курсора мыши амплитуды сигнала по оси Y;

 поиск максимума сигнала для быстрого перемещения курсора в ближайший спектральный пик;

– сохранение спектров и отображение измеряемых спектральных значений на фоне сохраненного спектра (или множества спектров);

– печать цветных графиков спектра (или множества спектров);

- сохранение спектров в текстовом формате;

– опция меню "Помощь", позволяющая быстро найти описание любой функции AvaSoft.

Полная конфигурация программного обеспечения AvaSoft-Full поддерживает еще более 10 расширенных функций и режимов работы.

Новая особенность программного обеспечения AvaSoft – поддержка платформы AvaSpec-USB2, многочисленных функциональных возможностей USB, и дополнительных опций сохранения и отображения данных:

– одновременные синхронизированные измерения с использованием нескольких различным образом сконфигурированных спектрометров;

 разное время интегрирования или различные установки усреднения для каждого канала измерения;

– использование в одном спектрометре различных типов детекторов, таких как UV/VIS и NIR для измерений в широком диапазоне длин волн.

Существует также обширная специализированная библиотека аналитического программного обеспечения AvaSoft для научных расчетов (колориметрической, иррадиационной, поточной, рамановской спектрометрии, спектрометрического мониторинга, хемометрии и др.).

Следует также отметить, что для работы со спектрометром может быть написана и собственная программа обработки результатов измерений.

Порядок выполнения работы

1. Изучить устройство, принцип действия и технические характеристики спектрометра AvaSpec-2048. (см. Руководство пользователя). По характеристикам, приведенным на корпусе спектрометра (Рис. 1.7), можно

определить спектральные свойства (характеристики) используемой модели спектрометра.



Рисунок 1.7 – Характеристики используемой в измерениях модели спектрометра

2. Включить вольфрамовую лампу KL 1500 LCD (Рис. 1.8, кнопка вкл. эл. сети находится под лицевой панелью) и прогреть ее в течение 5 минут. Вращая левую рукоятку на лицевой панели лампы, установить желаемую температуру (по шкале Кельвина). Лампа имеет два идентичных излучателя, излучение которых наружу выводится с помощью деформируемых рукой гофрированных труб.

Измерения спектров лампы произвести для четырех значений температуры *T* (в диапазоне 2650–3300К). Температура изменяется поворотом ручки (Рис. 1.8) 1–6 (в положения 4–6 при ее дополнительном нажатии).



Рисунок 1.8 – Вольфрамовая лампа с регулируемыми температурой нити и величины диафрагмы (вращением левой и правой ручек)

3. С помощью USB разъема подключить спектрометр к компьютеру. На спектрометре должна загореться лампочка. Если лампа не загорается, то необходимо сменить порт подключения. Осуществить прогрев спектрометра в течение 5 мин.

4. Установить источник излучения напротив приемного телескопа оптического волокна спектрометра.

5. Запустить программу AvaSoft8 (или 7.2).

6. В главном окне программы (см. Рис. 1.6) необходимо задать параметры измерения (кнопка меню «Настройки»): диапазон измеряемых длин волн, время интегрирования (время, на которое открывается измерительный тракт спектрометра) и величину усреднения сигнала (количество суммируемых перед

выведением на дисплей компьютера измерений величины входного сигнала). Очевидно, что суммирование сигналов должно увеличивать отношение сигнал/шум, поскольку сложение шумов приводит к снижению колебаний величины сигнала вследствие сложения сигналов с произвольными значениями амплитуды и фазы.

7. С помощью кнопки File создать папку для нового эксперимента.



Рисунок 1.9 – Характерные спектры излучения вольфрамовой лампы и родамина, представленные в нормализованном на максимум виде

8. Нажать кнопку Start и произвести измерение. Регулируя взаимное расположение источника излучения и приемного волокна, добиться появления на экране компьютера изображения спектра лампы с максимально возможным размахом, но менее величины насышения приемника (~70000 отн. ед.). Сигнал может оказаться в насыщении (появляется надпись красным цветом Saturated). В этом случае необходимо произвести ослабление излучения, попадающего в систему измерения: либо с помощью диафрагмы (Рис. 1.8), либо путем изменения взаимного расположения излучателя и приемного волокна.

9. Убедиться, что в приемное волокно (в систему измерений) не попадает свет от других источников излучения, находящихся в помещении (например, выключив свет, можно убедиться, что излучение ламп освещения не попадает в измерительный тракт).

10. Нажав кнопку Save, сохранить данные в заданную ранее п. 5 папку. Программа записывает данные в своем формате. Для их конвертации в формат, например, Excel используется кнопка Convert to.

11. Построить, например, в программе Origin, на одном графике спектры излучения лампы: теоретический (зная температуру источника излучения) и измеренный. Определить поправочный коэффициент c(λ) (2 – Рис. 1.10) для калибровки спектрометра.



Рисунок 1.10 – Спектры люминесценции родамина 6G до (1) и после корректировки (3), калибровочная зависимость c(λ) (2)



Рисунок 1.11 – Спектры люминесценции родамина 6G до (1) и после корректировки (2), в нормализованном на максимум виде

12. Произвести измерения спектров люминесценции водного раствора красителя родамина 6G (Рис. 1.9, 1.10, приведены спектры в нормализованном на максимум виде) / спектра генерации лазерного модуля (Лаб. раб. 3).

Для этого закрепленный на подвижке приемный телескоп переместить в горизонтальной относительно оптического стола плоскости так, чтобы его оптическая ось составляла угол приблизительно 90° с направлением распространения излучения от источника. Убедиться в том, что расположение приемного телескопа относительно светящегося объема красителя таково, что

излучение люминесценции эффективно попадает в приемный телескоп. Убедиться, что излучение источника не попадает в систему измерения (приемный телескоп). В настройках программы, варьируя величинами Average (количество суммируемых измерений сигнала) и Integration time (время накопления измеряемого сигнала) добиться получения интенсивного сигнала (спектра люминесценции) при высоком отношении сигнал/шум.

13. Построить на одном графике измеренный и скорректриованный на величину с(λ) спектры люминесценции красителя (Рис. 1.11).

14. Так как все измерения производятся в относительных величинах, то с целью получения корректных результатов, при проведении действий по пунктам 10–12, рекомендуется проводить нормировку на максимум обрабатываемых зависимостей (см. Рис.1.2, 1.3 д, 1.4, 1.9–1.11).

6. Методические указания и порядок выполнения работы

7. Содержание отчета

1. Цель работы.

2. Схема лабораторной установки.

3. Экспериментальные результаты.

4. Расчеты.

5. Графики измеренных спектров. Анализ полученных результатов. Выводы.

Контрольные вопросы

- 1. Какова природа равновесного/теплового излучения?
- 2. Какова природа люминесценции?

3. Что характеризует график функции спектральной чувствительности приемника/ оптической схемы измерений?

4. Какие элементы оптической схемы спектрометра определяют его спектральное разрешение?

5. Каковы принцип работы, основная формула дифракционной решетки и что характеризует величина угол/длина волны блеска?

6. Для чего применяется процедура нормализации спектров?

Список литературы

- Pyководство пользователя спектрометра Avantes

 http://www.avantes.ru/pdf/AVASOFT_Russian.pdf
- 2. Описания элементной базы спектрометров Avantes http://www.avantes.ru/downloads/
- 3. http://www.avantes.ru/
- 4. https://www.avantes.com/

Лабораторная работа № 2.

Исследование мощностных характеристик лазерного модуля с волоконным выходом на базе полупроводникового лазера

1. Цель работы

Изучение особенностей работы полупроводникового лазера с волоконным выходом, получение навыков работы и контроля его параметров и измерение мощностных характеристик.

2. Оборудование

– Лазерный модуль с волоконным выходом ATC-C600-200-AMF-665-5-F200.

– Приемник оптического излучения (измеритель мощности) UP19K-30H-W5.

– Персональный компьютер с ПО PC-Link.

3. Задачи

– Освоить физические принципы безопасной работы с лазерным оборудованием, изучить и применять средства защиты.

– Ознакомиться с принципом работы (в непрерывном и импульсном режимах, режим термостабилизации) и конструкционными особенностями лазерного модуля с волоконным выходом.

– Определить пороги лазерной генерации – пороговый ток для температур 20 и 25°С.

– Получить зависимости выходной мощности лазерной генерации от мощности накачки.

– Определить КПД лазера.

– Определить качество подключения волокна через коннектор: степень однородности (визуально) распределения мощности в поперечном сечении пучка и изгибные потери.

– Получить навык работы с лазером путем настройки и контроля необходимых для его работы параметров (моделирование условий использования подобного лазера в качестве источника накачки твердотельного лазера в Лабораторной работе №8).

4. Теоретическая часть

Основная цель лабораторной работы–получение практических навыков работы с лазерным модулем с волоконным выходом на основе полупроводникового лазера видимого диапазона, невысокой мощности. Лазер подобной конструкции, но уже ближнего ИК диапазона будет применяться в Лабораторной работе №8 в качестве лазера накачки в схеме с продольной

накачки лазера на кристалле Nd-YAG. Предполагается, что принцип работы полупроводникового лазера известен, но возможно, что некоторые детали его работы имеет смысл самостоятельно вспомнить [1].

В настоящей работе (в том числе и в Лабораторной работе №8) используется оборудование одного из ведущих производителей полупроводниковых лазерных систем [2]. Термостабилизация подобного типа лазеров осуществляется с помощью элементов Пельтье [3] и воздушного охлаждения.

Расшифровка характерной спецификации применяемого в лабораторной работе лазерного модуля с волоконным выходом АТС-С600-200-АМF-665-5-F200: лазерный излучатель с выходной оптической мощностью 600 мВт, ширина излучающей полупроводниковой площадки 200 мкм, А-корпус АТС, М-с установленными микролинзой и F-фотодиодом обратной связи, длиной волны генерации 665+/-5 нм, из корпуса излучение лазера выводится в оптическое волокно с диаметром сердцевины 200 мкм. Волокно с двух сторон снабжено разъемами SMA-SMA 905 и имеет длину 2.5 м.

Характеристики лазера (лазерный диод или полупроводниковый лазер), охлаждающей головки (ОГ) АТС-03Н (Рис. 2.1), руководство по работе с блоком питания (БП) лазера, характеристики головки для измерения мощности излучения приведены в файлах, прилагаемых в электронном виде к описанию лабораторной работы.



Рисунок 2.1 – Внешний вид ОГ АТС-03Н (на виде сбоку прижимное кольцо и крышка показаны в разрезе) Корпус ОГ состоит из радиатора (1), к которому с помощью трёх винтов (10) крепится фланец (2). К фланцу припаяна термобатарея (элемент Пельтье) с крепёжной пластиной (3). Подробное описание лазерной головки см. в приложенных к лабораторной работе файлах

5. Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с принципом работы и конструкционными особенностями лазерного модуля с волоконным выходом. Параметры модуля (ток, температура, длительность импульса, если лазер переключен на работу в импульсном режиме) и последовательность их установки приведены в прилагаемом к лабораторной работе файле «Описание блока питания LDD-10». Вид лицевой панели БП приведен на Рис. 2.2.



Рисунок 2.2 – а – Вид лицевой панели БП. Детальное описание приведено в приложении к работе.

б – Блок питания в режиме формирования прямоугольных импульсов накачки лазерного диода: период импульса T = 68 мс при длительности импульса t = 0.5 мс

2. Получить зависимости мощности излучения лазерного модуля от величины тока, протекающего через p-n переход, для двух значений температуры: 20 и 25°С (Рис. 2.3).



Рисунок 2.3 – Пример зависимости мощности лазерной генерации от тока (вверху) и вблизи порога генерации (внизу)

Параллельно для каждого значения тока регистрировать падение напряжения на лазерном диоде. Это осуществляется кратковременным нажатием кнопки U (нижний ряд кнопок на лицевой панели БП). В этом случае верхний дисплей будет отображать текущее значение тока, подаваемого на лазерный диод, а нижний дисплей – падение напряжения на нем.

Таким образом, для каждого измеренного значения мощности лазерной исследуемого лазерного модуля может быть вычислено значение электрической мощности $I(A) \cdot U(B) = W_p$ (Вт), подводимой к полупроводниковому лазеру. В результате измерений значений *I*, *U* и мощности лазерной генерации W_{out} мощности в мощность лазерного излучения КПД = $W_{out}/W_p \cdot 100\%$.

3. Определить пороги лазерной генерации – пороговый ток для температур 20 и 25°С.

4. Мощность излучения непрерывного лазера измеряется измерительной головкой UP19K-30H-W5, которая с помощью USB кабеля подключается к компьютеру и управляется ПО PC-Link. Характеристики головки приведены в файле, прилагаемом к описанию лаб. работы.

5. Запустить ПО PC-Link, управляющую работой измерительной головки. ПО должно определить тип подключенной к компьютеру измерительной головки. Если этого не произошло, то в верхней левой части рабочей зоны окна программы будет гореть сообщение по detector.

В командной строке программной оболочки необходимо кликнуть мышью на опцию Ctrl, затем Communication и далее на опцию Connect.



В открывшемся окне должен появиться номер компорта компьютера, необходимо выбрать СОМ 6 (этот номер только для данного ноутбука) и нажать клавишу ОК.



В верхней левой части рабочей зоны окна программы строчка по detector должна смениться на строчку UP19K-30H-W5. Измерительная головка подключена. Обычно на дисплее при этом будет высвечиваться цифра около 30 mW (мВт) при отсутствии излучения (сигнал/шум), подающегося на приемную площадку головки. Для задания «0» необходимо нажать клавишу zero.

Далее необходимо выбрать длину волны измеряемого излучения последовательным нажатием клавиш Settings, Wavelength и клавиши, соответствующей величине длины волны излучения. Для используемого в работе лазера с длиной волны излучения 671.1 нм ($T = 20^{\circ}$ C) можно выбрать величины 632 или 694 нм и сравнить показания.

said to Waterath		_
2610	Cus	tom
bota Sampling	193	
UP191 Corrections	• 213	
Power Unit	240	
Energy Mode	265	
Trig Loyel	308	
✓ Anticipation	337	
Alternastor	355	
Max Analog Out Rat	ige 488	
Analog Chit Dekiy	514	
Save Settings	532	
Load Settings	578	
	632	
Connected : 00:00:58	uto 6 720	
	ato	
	980	
	106	4
	155	0

Если измеряемая величина на дисплее мощности излучения постоянно претерпевает изменения, то необходимо воспользоваться опцией ПО, позволяющей вычислять среднее значения мощности излучения за заданный пользователем промежуток времени и его стандартное отклонение.

Для перехода в этот режим измерений необходимо последовательно нажать клавиши Settings и Data Sampling.


В появившемся новом окне необходимо в первой строке Sample Rate задать количество измерений в секунду, а во второй строке-общее время одного измерения Sample Period, например, 10 секунд. Может быть также задано количество циклов измерений. После выбора указанных величин необходимо сохранить заданные параметры измерений, нажав клавишу Apply. После этого окно можно закрыть, нажав крестик в его верхнем правом углу.

Измерения проводятся при нажатии клавиши X_{σ} . При этом открывается новое окно, в нижней строке которого производится отсчет заданной величины времени измерения, например, 10 секунд с временным интервалом в 1 секунду. При повторном нажатии на клавишу X_{σ} , после совершения заданного количества циклов измерений, например, одного цикла длительностью 10 секунд, рассчитанные программой среднее значение измеренной величины мощности излучения (Averaging) и ее стандартного отклонения записываются в рабочую тетрадь.

6. Провести измерения мощности лазерной генерации и качественно, визуально оценить распределение мощности излучения в поперечном сечении лазерного луча полупроводникового лазера и лазерного модуля с волоконным выходом (Рис. 2.4).



Рисунок 2.4 – Распределения мощности лазерной генерации в поперечном сечении пучка на выходе оптической головки (ОГ, вверху) и оптического волокна (внизу)

Из Рис. 2.4 отчетливо видно, что пучок лазера смещен по вертикали относительно центра выходного отверстия оптической головки (Рис. 2.1), что привело к неоднородному распределению излучения в пучке на выходе из волокна и потерям излучения в коннекторе ОГ – волокно (Рис. 2.5). Добиться большей однородности в лазерном пятне на выходе из волокна можно путем его дополнительного изгиба.

7. Визуально оценить влияние изгиба волокна на распределение мощности излучения в поперечном сечении лазерного луча и измерить потери мощности излучения лазерного модуля (изгибные потери), выставив, например, максимальное допустимое значение тока накачки. На Рис. 2.5 хорошо видно наличие потерь излучения лазера в области коннектора (свечение волокна за счет излучения, вышедшего из сердцевины в оболочку).



Рисунок 2.5 – Потери излучения полупроводникового лазера в коннекторе

8. Исследовать степень поляризации излучения полупроводникового лазера и лазерного модуля в зависимости от тока, протекающего через p-n переход.

9. Построить на одном графике зависимости мощности излучения от тока (электрической мощности) накачки при температурах 20 и 25°С. Определить пороговые значения токов генерации, КПД генерации.

7. Содержание отчета

- схемы измерений;
- графики;
- анализ полученных результатов.

8. Контрольные вопросы

1. Каковы принцип работы полупроводникового лазера и особенности лазера с волоконным выходом?

2. Каковы принципы работы, установки и выбора параметров элементов Пельтье?

3. В чем причина изгибных потерь излучения в оптоволокне?

9. Список литературы

1. Звелто, О. Принципы лазеров / О. Звелто. СПб.: Лань, 2008.

- 2. Сайт фирмы АО "Полупроводниковые приборы", СПб, производителя полупроводниковых лазерных систем, публикации: http://www.atcsd.ru/publications/
- 3. Сайт фирмы «Криотерм», СПб, производителя элементов Пельтье, описания принципов работы, выбора элементов, установки: http://kryothermtec.com/ru/download-catalog.html

Лабораторная работа № 3. Исследование спектральных характеристик лазерного модуля волоконным выходом на базе полупроводникового лазера

1. Цель работы

Изучение спектральных свойств лазерного модуля с волоконным выходом на базе полупроводникового лазера в зависимости от величины основных параметров состояния p-n перехода (подводящийся ток, температура).

2. Оборудование

– Скоростной компактный волоконный спектрометр с дисперсионным элементом в виде дифракционной решетки фирмы Avantes.

– Лазерный модуль с волоконным выходом ATC-C600-200-AMF-665-5-F200.

– Персональный компьютер с ПО Avasoft 8.

3. Задачи

– Изучить возможные причины изменения длины волны излучения полупроводникового лазера.

– Провести измерения длины волны и ширины полосы излучения лазерного модуля в режимах люминесценции, усиленной люминесценции, лазерной генерации.

– Провести измерения длины волны лазерной генерации в зависимости от температуры, тока (температура зафиксирована).

– Определить порог лазерной генерации для нескольких температур работы лазера.

4. Теоретическая часть

Предполагается, что принцип работы полупроводникового лазера известен, но возможно, что некоторые детали его работы имеет смысл самостоятельно вспомнить [1].

5. Порядок выполнения работы

1. При построении спектров воспользоваться данными по спектральной калибровке спектрометра, полученными в Лабораторной работе №1.

2. Исследовать спектральные свойства излучения лазерного модуля в зависимости от задаваемой величины тока, подающегося на полупроводниковый лазерный излучатель, температуры p-n перехода и деформации оптического волокна.

3. Получить спектральные зависимости излучения лазерного модуля с волоконным выходом лазера:

3.1. Провести измерения спектров излучения лазерного модуля от величины тока, изменяющегося в диапазоне 0–1.4А при постоянной температуре лазера 20°С (Рис. 3.1).



Рисунок 3.1 – Изменение ширины полосы излучения полупроводникового лазера от тока

3.2. Провести измерения спектров лазерной генерации при изменении температуры лазера в диапазоне 15–30°С при постоянном токе накачки 1.2 А (Рис. 3.2, с ростом температуры длина волны генерации увеличивается).



Рисунок 3.2 – Длинноволновый сдвиг полосы лазерной генерации полупроводникового лазера с увеличением температуры

3.3. Исследовать возможное изменение спектра излучения лазера при внесении дополнительных изгибных потерь при постоянном токе накачки 1.2 А и постоянной температуре лазера 20°С.

4. Построить спектры генерации лазера от температуры. Определить диапазон возможных изменений положения максимума полосы генерации. Построить зависимость положения максимума полосы генерации лазера от температуры и получить величину Δλ/ΔТ

5. По изменению спектра излучения определить порог генерации лазера. Численно сравнить ширину полосы излучения до и после порога.

6. Оформление отчета

– Краткие сведения из теории.

– Схема эксперимента.

– Экспериментальные графики спектров, скорректированных с учетом спектральной чувствительности, ширины полосы излучения модуля от величины тока.

– Анализ полученных результатов, выводы.

7. Контрольные вопросы

1. В чем состоит причина изменения длины волны генерации при изменении температурного режима работы лазера (тока накачки, температуры лазерного диода)?

2. Какова причина сужения спектра излучения при переходе люминесценция- усиленная люминесценция- лазерная генерация?

3. Как осуществляется термостабилизация длины волны лазерной генерации полупроводникового лазера?

9. Список литературы

1. Звелто, О. Принципы лазеров / О. Звелто. СПб.: Лань, 2008.

Лабораторная работа №4.

Измерение временных характеристик и формы импульса лазерного излучения

1. Цель работы

Изучить устройство и режимы работы импульсного Nd-YAG лазера, провести измерения энергетических и временных характеристик лазерного импульса.

2. Оборудование:

- импульсный Nd-YAG лазер с ламповой накачкой;
- скоростной фотоприемник;
- осциллограф.

3. Задачи

– Освоить физические принципы безопасной работы с лазерным оборудованием, изучить и применять средства защиты.

– Изучить принципы, структуру и режимы работы импульсного Nd-YAG с ламповой накачкой на первой и второй гармониках.

– Изучить принципы выбора осциллографа для измерений формы и длительности лазерного импульса.

– Провести измерения формы импульса в режимах свободной генерации и модулированной добротности.

– Получить зависимости длительности импульса лазерной генерации от электрической энергии накачки для частот повторения импульсов 1 и 10 Гц.

– Получить зависимости энергии импульса генерации от электрической энергии накачки.

4. Теоретическая часть

Важнейшие параметры и характеристики лазерного излучения согласно ГОСТ 24453–80 подразделяются на пять групп.

- Энергетические: энергия и мощность излучения; относительная нестабильность мощности; форма импульса излучения.
- Спектральные: длина волны; относительная нестабильность длины волны; ширина спектральной линии.
- Пространственно-временные: диаграмма направленности; расходимость; распределение интенсивности по сечению пучка излучения; длительность импульса; скважность импульсов.
- Параметры когерентности: степень пространственной и временной когерентности; длина когерентности.

– Параметры поляризации

Для непрерывных лазеров измеряют мощность излучения, для импульсных – энергию в импульсе и среднюю мощность излучения.

Приборы для анализа оптического излучения преобразуют оптический сигнал в электрический, причем эффективность преобразования зависит от длины волны излучения. Это свойство называется спектральной чувствительностью приемника. Поэтому для работы на вполне определенных спектральных диапазонах выбирается либо соответствующий тип устройства, регистрируемый либо переключение приемника на спектральный диапазон/длину волны излучения, если это допускается настройкой его режима работы.

Распределение интенсивности по сечению лазерного пучка в настоящее время чаще всего регистрируется с помощью цифровых ССD камер.

Измерение ширины полосы лазерной генерации и длины когерентности лазерного излучения обычно осуществляется с помощью спектральных приборов высокого разрешения – интерферометров/эталонов Фабри–Перо.

Для определения степени поляризации излучения чаще всего используется лазерная призма Глана.

Измерение длительности и формы импульса лазерного излучения, а также периода/скважности последовательности импульсов возможно с помощью быстродействующих фотодетекторов, подключаемых к широкополосному осциллографу соответствующей модели.

Критерии выбора цифрового осциллографа [1]

• Полоса пропускания осциллографа

Основная характеристика осциллографа, определяющая его технические возможности по измерению аналогового сигнала–полоса пропускания (Рис. 4.1), то есть максимальный диапазон частот, для которых обеспечивается точное измерение.

Самые простые осциллографы начального уровня обычно обладают максимальной полосой пропускания 100 МГц. С их помощью возможно точное, в пределах 2%, измерение амплитуды синусоидальных сигналов частотой до 20 МГц.

Для исключения потери информации осциллограф при анализе цифровых сигналов должен обеспечивать регистрацию основной, третьей и пятой гармоник. Вследствие этого, при допускаемой погрешности измерений на уровне не более ±2%, полоса пропускания осциллографа (с учетом пробника) должна не менее чем в 5 раз превышать максимальную частотную полосу сигнала.

Это условие необходимо соблюдать и для обеспечения для точного измерения амплитуды сигнала.



Рисунок 4.1 – Полоса пропускания – диапазон частот, в котором входной синусоидальный сигнал ослабляется осциллографом не более чем до 70,7 % (или - 3 дБ, по уровню половинной мощности). Зависимость для осциллографа с полосой пропускания 1 ГГц

• Нарастание фронта импульса

Осциллограф должен точно регистрировать анализируемые быстрые переходные процессы. При измерении импульсных сигналов с крутыми фронтами особо важна точность измерения осциллографом длительности фронта сигнала.

Чем короче длительность нарастания сигнала, которую осциллограф может регистрировать, тем точнее можно выявить в форме сигнала тонкие детали быстрых изменений амплитуды. Очевидно, что этот параметр важен и для точного измерения времени.

Время нарастания фронта (Рис. 4.2) определяется как k/(Полоса пропускания), где k лежит в диапазоне от 0,35 (для осциллографов с полосой <1 ГГц) до 0,40–0,45 (>1 ГГц). Так же, как и в случае с полосой пропускания, время нарастания фронта сигнала должно быть в 5 раз меньше минимальной длительности фронта исследуемого сигнала. Например, для измерения фронта длительностью 4 нс время нарастания осциллографа должно быть не более 800 пс.



Рисунок 4.2 – Форма импульса, время нарастания фронта импульса сигнала

• Частота дискретизации

Частота дискретизации, или число выборок в секунду, показывает, насколько часто осциллограф производит измерения (делает выборки) сигнала, то есть с ростом этой частоты увеличивается количество мелких деталей сигнала, которые осциллограф может зарегистрировать.

Как и ранее, рекомендуется придерживаться «правила пятикратного превышения»: частота дискретизации должна не менее чем в 5 раз превышать наивысшую частотную составляющую измеряемого сигнала.

Минимальная частота дискретизации имеет важное значение при исследовании медленно меняющихся сигналов в течение длительного времени.

Большинство простых осциллографов имеют максимальную частоту дискретизации от 1 до 2 Гвыб./с, тогда как осциллографы для научных исследований быстропротекающих процессов могут иметь эту величину в диапазоне 5–10 Гвыб./с.

Очевидно, что чем выше частота дискретизации, тем меньше теряется информации и тем лучше осциллограф представляет исследуемый сигнал. Но при этом память заполняется быстрее, что ограничивает временной интервал захвата исследуемого сигнала.

Точность регистрации формы сигнала зависит как OT частоты дискретизации, так и от используемого метода интерполяции. Линейная интерполяция соединяет выборки сигнала прямыми линиями. Интерполяция сигнала функцией sin x/x приводит к тому, что для заполнения промежутков реальными выборками рассчитываются дополнительные между точки (Рис. 4.3). Эта форма интерполяции хорошо работает для сигналов криволинейной формы И непериодических сигналов. Следовательно, интерполяция вида «sin x/x» более предпочтительна тогда, когда частота дискретизации превышает полосу пропускания системы от 3 до 5 раз.



Рисунок 4.3 – Влияние метода интерполяции на точность отображения сигнала

• Система запуска (синхронизации)

Система синхронизации обеспечивает стабильное изображение сигнала на дисплее осциллографа (Рис. 4.4) и позволяет выделять конкретные

фрагменты сложных сигналов. Все осциллографы обеспечивают запуск по фронту (нарастания или спада сигнала), и большинство – по длительности импульса.

Система синхронизации позволяет начать горизонтальную развертку с нужной точки сигнала, а не с того места, где закончилась предыдущая развертка. При однократном запуске происходит захват по всем каналам одновременно.



Рисунок 4.4 – Влияние включенной синхронизации на стабильность отображения сигнала

• Длина записи (Рис. 4.5)

Длина записи (время регистрации сигнала) – это число точек, из которых состоит зарегистрированная осциллограмма. Осциллограф имеет ограниченный объем памяти для записи выборок, поэтому чем больше объем памяти, тем большую длину записи можно получить.



Рисунок 4.5 – Влияние длины записи на количество отображенных волн синусоиды в пределах масштабной сетки

Время захвата = длина записи / частота дискретизации. Например, при длине записи 1 млн. точек и частоте дискретизации 250 Мвыб./с осциллограф может регистрировать сигнал в течение 4 мс. Современные осциллографы позволяют выбирать длину записи, оптимизируя уровень детализации. Качественный осциллограф общего назначения может сохранить более 2000 точек, чего более чем достаточно для стабильного синусоидального сигнала (требующего как минимум 500 точек).

Поскольку осциллограф может сохранять лишь ограниченное число выборок, временное окно захвата осциллограммы обратно пропорционально частоте дискретизации осциллографа. Время захвата = Длина записи/Частота дискретизации.

• Количество входных каналов осциллографа

Цифровые осциллографы оцифровывают сигнал, поступающий на входные аналоговые каналы, а затем сохраняют и отображают полученные значения. Наличие нескольких аналоговых каналов позволят измерять и сравнивать временные характеристики сигналов, поступающие с различных аналоговых устройств. Все каналы должны обладать достаточным диапазоном частот, линейностью, точностью усиления, равномерностью АЧХ (амплитудно– частотная характеристика) и стойкостью к статическому разряду.

В некоторых осциллографах в целях экономии используется общая для нескольких каналов система дискретизации. В этом случае частота дискретизации может снижаться в зависимости от числа используемых каналов.

5. Методические указания и порядок выполнения работы

Общий вид экспериментальной установки показан на Рис. 4.7. Для регистрации лазерного излучения используется кремниевый фотоприемник Newport 818-BB-22 с быстродействием менее 1.5 нс в спектральном диапазоне 200–1100 нм (Рис. 4.8). Для измерений энергии импульса лазерного используется измерительная головка, описанная в Лабораторной работе №2 (измерения необходимо проводить при частое следования импульсов 10 Гц, так как головка не предназначена для измерений при низких частотах входного сигнала).



Рисунок 4.7 – Общий вид экспериментальной установки:1 – лазер, 2 – лазерный луч, 3 – фоториемник, 4 – осциллограф



Рисунок 4.8 – Приемник излучения Newport 818-BB-22 и его спектральная чувствительность

Используемый при выполнении лабораторных работ цифровой осциллограф Agilent 54845А обеспечивает высокую точность измерений, обладает широким набором функциональных возможностей, прост и удобен в работе. Внешний вид осциллографа приведен на Рис. 4.7, технические характеристики – в Табл. 4.1. Осциллограф имеет возможность подключения внешней клавиатуры, мыши (разъем PS/2). Осциллограф оснащен Floppy-дисководом на передней панели, а также портами USB на задней панели для сохранения данных (осциллограмм) на внешние носители. Также имеется возможность подключения осциллографа к локальной сети при помощи разъема RJ-45(LAN).

Параметр	Значение
Полоса пропускания, ГГц	1,5
- Коэффициент отклонения (при $\Omega = 1$ M):	
мин, мВ/дел.	2
макс, В/дел.	2
– Коэффициент отклонения (при $\Omega = 50 \text{ Om}$):	
мин, мВ/дел.	2
макс, В/дел.	1
Коэффициент развертки:	
мин, пс/дел.	100
макс, с/дел.	20
Число каналов	4
Частота дискретизации на канал, ГГц (при $\Omega = 50 \text{ Om}$)	
(2х-канальный режим)	1,5
Частота дискретизации на канал, ГГц (при $\Omega = 50 \text{ Om}$)	
(4х-канальный режим)	1
Частота дискретизации на канал, МГц (при $\Omega = 1$ M)	
(4х-канальный режим)	500
Число осциллограмм	4
Разрешение дисплея, пикс	640x480
Максимальная потребляемая мощность, Вт	390
Масса, кг	12

Таблица 4.1 – Технические характеристики Agilent 54845A

Основные операции при работе с осциллографом AGILENT 54845А.

На передней панели осциллографа расположены коаксиальные разъемы для подачи исследуемых сигналов и синхронизации, а также Floppy–дисковод и клемма встроенного калибратора.



Рисунок 4.9 – Лицевая панель осциллографа AGILENT 54845А. Описание указанных на рисунке позиций – в тексте

Органы управления на передней панели приведены на (Рис. 4.9), где: 1. BNC – разъемы для подачи исследуемых сигналов, 2. Ручка регулировки положения сигнала по вертикали, 3. Кнопка выбора типа напряжения: DC (Постоянное напряжение); АС (Переменное напряжение), 4. Кнопка выбора входного сопротивления: 1МОМ и 50 Ом, 5. Ручка регулировки масштаба по горизонтали (время/деление), 6.Ручка регулировки положения сигнала по горизонтали, 7. Run – кнопка начала сбора данных, 8. Stop – кнопка остановки сбора данных, 9. Clear Display – кнопка перезапуска усреднения, 10. Default Setup – кнопка установки настроек разверток по умолчанию, 11. Auto Scale – кнопка автомасштабирования, 12. Floppy-дисковод, 13. Mode – кнопка выбора режима триггера, 14. Source – кнопка выбора источника сигнала для триггера, 15. Slope – кнопка выбора неинвестированного и инвертированного сигналов, 16. Sweep – кнопка выбора отображения развертки, 17. Ручка установки масштаба 18. Ручки регулировки сигнала триггера, по вертикали (вольт/деление), для каждого из каналов, 19. Выходная клемма внутреннего

генератора, 20. Гнездо для заземления, 21. Гнездо вспомогательного триггерного входа, 22. Кнопки активации каналов.

Порядок выполнения работы

1. Включение и инициализация осциллографа. Подключив сетевой шнур, нажать кнопку ВКЛ.

2. При загрузке BIOS осциллографа нажать F1, если это требуется.

3. При запросе пароля пользователя нажать Enter.

4. Подключить источник сигнала (фотоприемник) к одному из каналов осциллографа (к BNC разъему 1).

5. Активировать канал кнопкой 22 (кнопка должна светиться зеленым цветом).

6. Кнопкой 4 выбрать значение входного сопротивления 1МОМ/ 50ОМ.

7. Для сброса предыдущих настроек разверток нажать кнопку Auto Scale (11).

8. Плавно поворачивая ручку 18, установить удобный для наблюдения масштаб сигнала по вертикали (вольт/деление).

9. Выбрать масштаб по горизонтали (развертки сигнала) ручкой 5 (время/деление).

10. Если положение сигнала смещается по осям, то его можно перемещать с помощью ручек 2 (положение по вертикали) и 6 (положение по горизонтали.

11. Кнопкой Source (14) выбрать необходимый канал для установки уровня синхронизации.

12. Установить уровень синхронизации (триггера) ручкой 17, данный уровень не должен превышать максимальное значение амплитуды сигнала.

13. Кнопкой Sweep (16) выбрать режим отображения развертки Trig'd (курсор уровня синхронизации обозначается пунктирной горизонтальной линией)

14. Для автоматического измерения длительности импульса перейти во вкладку Measure/Time/+width (Puc. 4.11). Полуширина импульса – FWHM (Full Width at Half Maximum) – ширина, рассчитанная как разница между максимальным и минимальным значением аргумента функции, взятым на уровне равном половине ее максимального значения.

15. Усреденение сигнала. Для активации усреднения сигнала перейти во вкладку Setup/Acqusition, поставить галочку в колонке Averaging –Enabled (Рис. 4.12).

16. Произвести измерение формы импульса лазера, работающего в режиме свободной генерации (Рис. 4.10). Для этого перевести лазер в режим свободной генерации (на лицевой панели БП лазера выключить кнопку Q-sw).

17. Произвести измерения энергии и длительности импульса лазерной генерации от энергии накачки при частоте следования импульсов от 1 до 10 Гц.

Данные свести в таблицу (Табл. 4.2) и построить соответствующие зависимости (Рис. 4.13).



Рисунок 4.10 – Измерение формы импульса свободной генерации на экране осциллографа и на подключенном внешнем дисплее



Рисунок 4.11 – Переключение осциллографа в режим измерения длительности импульса и измерение



Рисунок 4.12 – Переключение осциллографа в режим осреднения сигнала



Рисунок 4.13 – Энергия и длительность импульса лазерной генерации в зависимости от энергии накачки

Таблица 4.2 – Энергия и длительность импульса лазерной генерации в зависимости от электрической энергии импульса накачки

Энергия накачки, Эл., Дж	Энергия лазерного импульса, мДж	1 Hz Т _{имп} (нс) Newport 818-BB-22
22	83	32.5
24	118	26.2
26	153	22.4
28	186	19.6
26	216	18.6
30	233	17

6. Содержание отчета

– Схема измерений и краткое описание настроек работы осциллографа при измерениях в режимах свободной генерации и модулированной добротности.

– Графическое отображение полученных результатов и их анализ.

7. Контрольные вопросы

1. Каковы структура и режимы работы импульсного Nd-YAG лазера с ламповой накачкой?

2. В чем состоит причина уменьшения длительности лазерного импульса с увеличением энергии накачки?

3. По каким критериям происходит выбор модели осциллографа и каковы настройки осциллографа для измерений лазерных импульсов наносекундной длительности?

8. Список литературы

1. 12 критериев выбора осциллографа, https://ru.tek.com/, https:// static.chipdip.ru/lib/044/DOC001044979.pdf

2. Koechner, W. Sold-State Lasers Engineering, Springer, 2006, 748pp

Лабораторная работа № 5. Использование метода лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии для идентификации веществ

1. Цель работы

Ознакомиться с ЛИЭС-системой, программным обеспечением Automated LIBS и провести идентификацию химического состава веществ.

2. Оборудование

- Лазерная система.
- Спектрометр.
- Оптомеханика, фокусирующая оптика.
- Компьютеризированный транслятор для перемещения образцов.
- ПК с ПО Automated LIBS.

3. Задачи

– Освоить физические принципы безопасной работы с лазерным оборудованием, изучить и применять средства защит.

– Изучить ЛИЭС–систему: структура, функционирование, синхронизация работы лазера и спектрометра.

– Освоить измерения методом ЛИЭС в инертной атмосфере.

– Изучить физические принципы фокусировки и взаимодействия наносекундных лазерных импульсов с веществом (испарение, абляция).

– Освоить работу в ПО Automated LIBS.

– Освоить процедуру получения линейчатых спектров излучения лазерно-индуцированной плазмы.

4. Теоретическая часть

Лазерно-искровая эмиссионная спектроскопия (ЛИЭС) – разновидность атомно-эмиссионной спектроскопии, которая постоянно находит новые области применения и поэтому является крайне востребованной. В научных публикациях, в том числе и на русском языке, широко применяется обозначение метода аббревиатурой LIBS по первым буквам англоязычной версии названия метода Laser Induced Breakdown Spectroscopy.

Преимущества ЛИЭС определяются возможностью одновременного многоэлементного качественного или количественного анализа, в том числе и В любом экспресс-анализа химического состава вещества агрегатном состоянии, дополняются возможностями дистанционного И анализа. Современные технологии позволяют разрабатывать компактные лазерные системы как в переносном, так и в мобильном исполнениях, и реализовывать

измерения методом ЛИЭС на расстояниях от единиц до нескольких десятков метров [1, 2].

Сфокусированное на мишени импульсное лазерное излучение переводит небольшое количество вещества в плазмообразное состояние, то есть наблюдается явление оптического пробоя; спектр излучения плазмы регистрируется спектрометром и в дальнейшем обрабатывается с целью определения принадлежности полос излучения соответствующим химическим элементам.

Вследствие очень резкого отличия в процессах взаимодействия с веществом лазерных импульсов в зависимости от их длительности принято разделять этого рода спектроскопию на наносекундную и фемтосекундную ЛИЭС.

В случае наносекундной лазерно-искровой спектроскопии в плазмообразное состояние переводится в весовом отношении количество вещества на уровне микрограмм.

Минимальное значение мощности лазерного излучения, при которой возникает плазма, носит название breakdown threshold и существенно зависит от агрегатного состояния исследуемого вещества (Табл. 5.1).

Таблица 5.1 – І	Тороговые	значения	оптического	пробоя	при	мощности	лазерного	излучения
$n*10^{10} \text{ Bt/cm}^2$	-			-			-	-

Исследуемая среда	Лазер на кристалле Nd ³⁺ :YAG, n
Воздух	7
Аргон	2
Гелий	4
Азот	9
Вода из-под крана	10
Дистиллированная вода	62
Бензин	4,4
Кристалл NaCl	14
Кристалл KBr	5,0

Примечание. Для газов давление 1 атм, длительность импульса лазерного излучения t = 40 нс, для жидкостей t = 50 нс, для кристаллических веществ t = 10 нс.

Появление первичных электронов и последующее образование плазмы основано на проявлении двух механизмов: многофотонного поглощение и столкновительно-индуцированной ионизации. В результате многофотонного поглощения происходит ионизация некоторого количества атомов или молекул и появление в фокальной области лазерного луча небольшого числа свободных электронов, линейно возрастающего во времени. Этот механизм не является определяющим для роста числа электронов в лазерной плазме. Его влияние более существенно при использовании лазеров с короткой длиной волны

излучения (менее 1 мкм) или в условиях низкого давления окружающей среды (например, менее 10 торр в азоте).

В результате столкновительно-индуцированной ионизации свободные электроны в области фокального пятна лазера разгоняются электрическим полем в лазерном пучке и сталкиваются с нейтральными атомами, образуя новые свободные электроны. Этот процесс носит экспоненциальный характер и доминирует при более высоких давлениях окружающей среды (например, более 100 торр в азоте) и длинах волн лазерного излучения больше 1 мкм. Величина порогового значения пробоя зависит также от длины волны лазера.

Свойства лазерно-индуцированной плазмы изменяются как во времени, так и в пространстве. Динамика изменения излучения плазмы характеризуется временной задержкой между лазерным импульсом и временем открытия измерительного тракта спектрометра, и для наносекундной ЛИЭС величины задержек находятся в диапазоне от сотен наносекунд до десятков микросекунд. Если рассматривать изменение излучения плазмы во временном масштабе, то первоначально плазма будет характеризоваться высокой электронной и ионной плотностью порядка 10¹⁷-10²⁰ см⁻³ и температурой около 20000 К. В этом случае спектр излучения плазмы, естественно, окажется непрерывным, что является следствием наличия интенсивных столкновительных процессов между электронами и возбужденными атомами, и молекулами. С увеличением спектр лазерно-индуцированной плазмы временной задержки начинает приобретать линейчатый вид. Линейчатый спектр наблюдается на фоне непрерывного, причем из-за высокой электронной плотности происходит уширение линий из-за эффекта Штарка (1 – Рис. 5.1). Плазма быстро остывает, еще некоторое время (конкретная И спустя величина определяется характеристиками лазерного излучения и свойствами мишени) появляется излучение ОТ отдельных атомов И молекул В виде линейчатого информативного спектра (2 – Рис. 5.1). При дальнейшем увеличении временной задержки наблюдается уменьшение интенсивности уже линейчатого спектра, причем изменения BO временном масштабе интенсивностей полос излучения, принадлежащих различным излучающим центрам, также различно. Именно в этом состоянии плазмы (локальном равновесии) идентификация термодинамическом возможна точная элементного состава плазмы и, более того, в количественном отношении.

Существование локального термодинамического равновесия обычно подчиняется критерию Грима (Greim):

$$N_{\rm c} >> 3,0545 \cdot 10^{21} \cdot (T_{\rm c})^{1/2} (Z^2/\lambda)^3, \tag{5.1}$$

где N_c , см⁻³ – критическая плотность электронов; Z – степень ионизации; T_c , К – температура плазмы; λ , нм – длина волны перехода.



Рисунок 5.1- Спектры лазерно-индуцированной плазмы углеродного материала в аргоне, зарегистрированные с различной временной задержкой относительно лазерного импульса, мкс: 1 – 163, 2 – 193

В условиях локального термодинамического равновесия интенсивность конкретной полосы излучения, то есть перехода с частотой *v*_{ji}, можно описать выражением

$$I_{ji} = nh v_{ji} (A_{ji} g_i / Q(T)) \exp(-hc E_j / kT), \qquad (5.2)$$

где n – концентрация элемента в нейтральном или ионизованном состоянии; g_i – статистический вес возбужденного состояния; A_{ji} – вероятность перехода; E_j – энергия возбужденного перехода, см⁻¹; h – постоянная Планка; k – константа Больцмана; T – температура плазмы; Q(T) – статистическая сумма.

Основные факторы, влияющие на результаты измерений с помощью метода LIBS:

• характеристики лазерного излучения (длина волны, энергия в импульсе, длительность импульса, изменение энергии от импульса к импульсу);

• физические свойства образца (коэффициент отражения, плотность, теплоемкость, температура кипения);

• размер сфокусированного на мишени пятна излучения;

• временные параметры измерительной системы (временная задержка между лазерным импульсом и началом измерений, время накопления сигнала);

• параметры окружающей атмосферы (химический состав и давление).

Дахман (Dahmain) получил выражение для массовой скорости уноса материала с поверхности мишени в зависимости от ряда параметров при энергии лазера ниже 10¹³ Вт/см²:

$$m = 65 \left(\frac{I_a}{10^{13}}\right)^{5/9} \lambda^{-4/9} z^{1/4},$$
 (5.3)

где *m*, кг/с·см² – массовая скорость уноса; I_a , Bт/см² – интенсивность поглощенной лазерной мощности; λ , мкм – длина волны лазерного излучения; $z \le 13$ – порядковый номер химического элемента.

Размер пятна в фокусе определяется выражением

$$w_0 = M^2 4\lambda f / \pi R, \tag{5.4}$$

где R – радиус несфокусированного пучка; f – фокусное расстояние линзы; λ – длина волны излучения лазера, M^2 – критерий качества лазерного пучка (см. Лаб. раб. 8).

Достижение больших плотностей лазерного излучения в пятне на мишени возможно либо уменьшением фокусного расстояния фокусирующей системы, либо увеличением диаметра лазерного пучка до фокусировки. На измерения спектров лазерно-индуцированной плазмы существенно влияет расстояние между линзой и поверхностью исследуемого вещества. Если расфокусировать лазерное излучение, то можно добиться более воспроизводимого результата.

Оптимальные значения временной задержки и времени накопления сигнала (время, когда измерительный тракт спектрометра открыт) зависят не только от соотношения интенсивностей непрерывного и линейчатого спектров плазмы, но и от отношения сигнал/шум.

Размеры и форма лазерно-индуцированной плазмы существенно зависят от параметров окружающей газовой среды. Собственно, лазерная плазма в данном случае–достаточно неоднородная в пространстве реактивная плазменная струя с зонами дозвуковых и сверхзвуковых скоростей, так как слышимый после каждого лазерного импульса звук является следствием возникновения ударных волн при распространении плазменного факела в окружающее пространство (Рис. 5.2).

Уменьшение явления самопоглощения в исследуемой плазме возможно при проведении измерений при пониженном давлении окружающей среды (воздуха) в диапазоне 100–500 торр.

Инертный газ действует подобно буферу, предотвращая химическое взаимодействие плазмы с кислородом и азотом воздуха. Более того, например, в атмосфере аргона наблюдается усиление ЛИЭС-сигнала за счет перевозбуждения атомов вследствие их столкновений с ионизованным аргоном. Из-за низкой теплопроводности аргона температура лазерно-индуцированной плазмы в такой атмосфере выше, и продолжительность свечения плазмы возрастает. Излучательные свойства лазерно-индуцированной плазмы в воздухе и в аргоне схожи, но интенсивность широкополосного излучения в воздухе приблизительно вдвое ниже.

Принцип измерений методом ЛИЭС поясняет рис. 5.2.





Рисунок 5.2 — Принцип работы метода ЛИЭС: 1 — луч лазера, 2 — фокусирующая система, 3 — лазерный факел (реактивная газовая струя), 4 — временная диаграмма метода ЛИЭС, 5 — изменение спектров плазмы алюминиевой мишени в воздухе в зависимости от временной задержки

Основные преимущества метода ЛИЭС перед известными спектральными методами исследования элементного состава вещества:

• оперативность, отсутствие необходимости предварительной подготовки проб;

• возможность дистанционного анализа вещества;

• одновременная регистрация большого числа различных элементов (в спектральном диапазоне 220–1000 нм присутствует излучение всех элементов периодической таблицы Менделеева);

• очень малое количество изучаемого твердого вещества.

Для автоматизации процессов регистрации и обработки спектров используется программа Automated LIBS [3], основные возможности которой таковы:

• Работа со спектрометрами фирмы Avantes.

• Гибкое управление параметрами эксперимента (задержка, частота следования лазерных импульсов).

- Вычисление интегральных соотношений.
- Вычисление температуры плазмы.

- Автоматическая идентификация линий химических элементов.
- Автоматическая идентификация линий молекул.
- Автоматическая идентификация материала.

Программа написана на языке C# с использованием .NET Framework 4.5. Управление спектрометром осуществляется через динамическую библиотеку avaspec.dll, которая является драйвером спектрометра и предоставляет основные функции для получения спектров. На Рис. 5.3 приведен интерфейс программы.



Рисунок 5.3 – Интерфейс программы Automated LIBS

Далее (Рис. 5.4–5.6) необходимо рассмотреть основные программные окна ПО Automated LIBS.

Функции клавиш окна Data Processing:

• Load – загружает спектр в текущий эксперимент из файла с расширением *.spec.

• Save – сохраняет текущий выбранный спектр в файл *.spec.

• Save Series – сохраняет текущий эксперимент в выбранную папку. Файлы в выбранной папке получают имя spectrum_N.spec, где N – порядковый номер спектра.

• Load Series – загружает эксперимент из выбранной папки, в этой папке не должно быть никаких файлов, кроме как с расширением *.spec.

• Normalize All – нормализует спектры текущего эксперимента, так что площадь под графиком становится равной единице.

• Average – усредняет спектры текущего эксперимента.

Data Processing Experiment Identification	Data Processing Experiment Identification
Experiment 1 Actions	Delay Before Integration Begins
Work with Spectrum 11 🚔 of 11	Power Supply Lag 1 143,60 🚔 µs
Remove Saturated Normalize	From 1.40 🚔 Το 10.00 🚔 μs
Save Save Series Save Table	Shot Count 1
Load Series Load Table	Single Series
Baseline Min Clear	
Baseline Spline Smooth	Integration Time 1,10 🚔 ms
Merge Intergral Lists Average	Laser Delay 500 🚔 ms
Discard Outlier Spectra Save Plot	TTL Width 0,15 🚔 ms
Remove With Max Lower 3500 🚔	Detection Threshold 0,10
Remove First 10 👘 spectra	1 - Lag of laser power supply - time between
Remove With Max Over 15000	triggering pulse and laser emission
Fourier Self-Deconvolution	Ask me before begin new experiment
Do Boring Stuff Save Calibtated	Spectrometer Control
Also plot following spectra:	Start Pause Stop
V4130_GRAFIT.spec	Get Calibration From Spectrometer
spectrum_02.spec	
spectrum_03.spec	Progress

Рисунок 5.4 – Окно Data Processing

Рисунок 5.5 – Окно Experiment

• Save Table – сохраняет все спектры текущего эксперимента в текстовую таблицу, которую впоследствии можно вставить в Excel/Origin.

• Baseline Min – удаляет подставку под спектром, находя минимальное значение в спектре и вычитая его из всего спектра.

• Baseline Spline – более точный метод удаления подставки, основанный на аппроксимации спектра бикубическим сплайном по минимальным точкам.

• Remove Average Lower – удаляет спектры со средним значением меньше заданного. Полезен для удаления зашумленных спектров.

• Remove First – удаляет первые N спектров. Используется для отбрасывания спектров, полученных с загрязненной поверхности.

В окне Experiment осуществляется управление спектрометром и частотой повторения лазерных импульсов.

В области Integration Delay выбирается тип задержки – постоянная (Single) или диапазон (Series). Клавиша Measurement Count задает количество измерений. И наконец, сам диапазон или постоянное значение задержки задается клавишами From и To. Клавиша Integration Time определяет время, в течение которого открыт затвор спектрометра и происходит накопление сигнала; Laser Delay задает период следования импульсов; TTL Width длительность управляющего определяет импульса, запускающего лазер; Detection Threshold задает пороговое значение для автоматического распознавания.

Управление спектрометром осуществляется клавишами Start, Pause, Stop.



Рисунок 5.6 – Автоматическое распознавание линий и окно Identification

Для ускорения работы по распознаванию линий химических элементов в программу был добавлен модуль автоматического распознавания линий. База элементов составлена из находящейся в свободном доступе базы NIST (National Institute of Standarts and Technology, USA [4]).

В окне Identification выбираются элементы, которые необходимо идентифицировать. Клавиша Peak Threshold задает порог обнаружения пиков (линий/полос излучения) – чем он ниже, тем более вероятно, что за пик будет взято случайное значение из шумового сигнала; Clear – очищает график от меток распознанных элементов; Identify Lines – выполняет поиск пиков и пытается сопоставить их известным значениям в базе. Данная процедура не обладает стопроцентной точностью (в первую очередь это связано с несоответствием необходимого спектрального разрешения спектрометра для определения положения линий излучения элементов (десятые и сотые доли нм) и спектрального разрешения используемого спектрометра (1 нм)), и поэтому каждой линии программа может сопоставить несколько элементов. При использовании данной функции следует руководствоваться знаниями о приблизительном химическом составе исследуемого образца.

Работа с ПО Automated LIBS начинается с меню Рис. 5.7.

Функции клавиш вкладок меню:

Spectrometer:

• Connect – осуществляется подключение спектрометра к программе.

• Disconnect – спектрометр отключается от программы.

• Calibrate – открывается окно калибровки спектрометра.

Materials:

• Configure – открывается окно базы материалов для автоматического распознавания.

• Detection Info – открывается отладочное окно с вычисленными относительными интегралами для каждого материала в базе материалов для автоматического распознавания.

Results – открывается окно для вычисления относительных интегралов по спектральным диапазонам.

Plasma – открывается окно для вычисления температуры плазмы по спектру методом двух линий.

About – открывается окно «О программе».

Для получения значений (в относительных единицах) количества примеси в исследуемом веществе в программе имеется модуль расчета относительных интегралов.

5. Методические указания и порядок выполнения работы

Ознакомиться со структурой ЛИЭС-системы (лазерная система для измерений методом ЛИЭС, Рис. 5.8), условиями ее функционирования, техники безопасности и защиты. Изучить ПО Automated LIBS. Получить и зарегистрировать линейчатые спектры предложенных веществ. Провести расшифровку химического состава материалов



Рисунок 5.8 – ЛИЭС- система: 1 – импульсный Nd:YAG лазер; 2 – фокусирующая линза; 3 – исследуемые образцы; 4 – подача аргона; 5 – приемный телескоп, соединенный оптоволокном со спектрометром; 6 – спектрометр

Порядок выполнения работы

1) Подключить спектрометр к компьютеру.

2) Открыть программу и нажать последовательно клавиши Spectrometer > Connect.

3) Поместить исследуемый образец фокусе пучка лазера. Контрольными импульсами убедиться в наличии процесса абляции мишени.

4) Юстировать приемный объектив спектрометра на пятно абляции. Линза объектива может перемещается в корпусе вдоль оси волокна, после отвинчивания стопорящего винта. Контроль юстировки производится по видимому излучению, например, от фонарика телефона, подающемуся на вход волокна.

5) Перевести лазер в режим внешнего запуска.

6) Выставить значение энергии накачки, достаточное для возникновения плазмы на поверхности образца (около 20 Дж).

7) В программе Automated LIBS перейти на вкладку Experiment. Выбрать номер эксперимента Work with experiment.

8) Установить тип измерения – серия измерений (Series).

9) Установить диапазон задержек интегрирования Integration Delay в From = 140 мкс, $T_0 = 160$ мкс (величины подбираются для конкретных исследуемых материалов и параметров лазерного излучения), а количество измерений Measurement Count в 50.

10) Установить Laser Delay (время между импульсами излучения) в 200 мкс (5 Гц).

11) Нажать на кнопку Start и дождаться завершения измерений.

12) Выбрать линейчатый спектр из отснятых, перейдя на вкладку Data Processing и подбирая Show Spectrum.

13) Нажать на Save для сохранения линейчатого спектра. Выбрать папку для сохранения спектров и нажать ОК.

6. Содержание отчета

1) Краткие сведения из теории.

2) Схема ЛИЭС-системы, порядок работы.

3) Линейчатые спектры.

4) Графики расшифровки химического состава исследуемых мишеней.

7. Контрольные вопросы

1. В чем суть и содержание метода ЛИЭС?

2. Каково должно быть соотношение времен свечения плазмы и длительности импульса лазерного излучения?

3. Какова временная диаграмма метода ЛИЭС и каким образом можно точно определить временной диапазон существования излучения плазмы?

4. Каковы возможные причины возникновения регистрируемого широкополосного излучения плазмы?

8. Список литературы

- 1. S. Musazzi, U. Perini (eds.), Laser-induced breakown spectroscopy: Theory and Applications, Springer Series in Optical Science 182(2014) 565 p., doi: 10.1007/978-3-642-45085-3_1.
- 2. Кремерс, Д. Лазерно-искровая эмиссионная спектроскопия / Д. Кремерс, Л. Радзиемски, М.:, Техносфера, 2009.
- 3. Степанов, Д, Н./ Анализ химического состава материалов методом лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии в режиме реального времени, Магистерская диссертация, СПб, ИТМО, 2017.
- 4. NIST Standard Reference Database Number 69, Last update to data: 2018, https://dx.doi.org/10.18434/T4D303

Лабораторная работы № 6. Работа в программном обеспечении AUTOMATED LIBS. Определение температуры плазмы

1. Цель работы

Изучение возможностей и работа с ПО Automated LIBS, регистрация характерных спектров ряда материалов, с последующей их математической обработкой и вычислением температуры плазмы.

2. Оборудование

- Лазерная система.
- Спектрометр.
- Оптомеханика, фокусирующая оптика.
- ПК с ПО Automated LIBS.

3. Задачи

– Освоить физические принципы безопасной работы с лазерным оборудованием, изучить и применять средства защиты.

– Освоить проведение измерений методом ЛИЭС в режиме реального времени (в ПО Automated LIBS).

– Освоить применение ПО Automated LIBS в режиме расчета температуры плазмы.

4. Теоретическая часть

Температура *T*, характеризующая состояние оптически тонкой плазмы в локальном термодинамическом равновесии (ЛТР), может быть вычислена, если в результате измерений получено абсолютное значение интенсивности излучательного перехода элемента и известна его концентрация в исследуемом материале.

Используя отношение интенсивностей излучения для двух линий (излучательных переходов), принадлежащих одному и тому же атому или иону, можно избежать измерения абсолютных значений; при этом не требуется также знание концентраций атома или иона в исследуемом материале.

Интенсивность отдельной линии излучения описывается выражением [1]:

$$I = N_{\rm s} h \nu_{\rm s} A_{\rm s}, \tag{6.1}$$

где *s* – возбужденное состояние, а с учетом формулы Больцмана $N_s = N_0^* \exp(-E_s/kT)$ оно примет вид

$$I = N_0 * h v_s A_s * \exp(-E_s/kT).$$
(6.2)

Обозначив индексами 1 и 2 величины, относящиеся соответственно к первой и второй линиям, можно получить следующее выражение для отношения интенсивностей:

$$I_1/I_2 = A_1/A_2 \cdot g_1/g_2 \cdot \lambda_1/\lambda_2 \cdot \exp(-(E_1 - E_2)/kT,$$
(6.3)

здесь A_1 и A_2 – вероятности спонтанных переходов соответствующих линий, g_1 и g_2 , E_1 и E_2 – статистические веса и энергии верхних уровней, λ_1 и λ_2 – длины волн. Из полученного выражения (6.3) может быть вычислена величина температуры плазмы *T*.

Чтобы оценить точность определения температуры, используя это выражение, необходимо его продифференцировать:

$$\Delta T/T = kT/(E_1 - E_2) \cdot \Delta (I_1/I_2)/(I_1/I_2).$$
(6.4)

Из (6.4) видно, что точность нахождения величины T тем выше, чем больше разность $\Delta E = E_1 - E_2$. Поэтому желательно подобрать спектральные линии, находящиеся в удобной для измерений области спектра, для которых величина ΔE достаточно велика. Кроме того, необходимо, естественно, выбирать линии с известными величинами вероятностей спонтанных переходов.

Точность нахождения температуры Т можно улучшить, если увеличить количество используемых для вычисления температуры плазмы линий. В этом случае искомую величину можно получить аппроксимации Τ ИЗ экспериментальных ПО интенсивностям всех полученных данных ИЗ измеренных линий. Прологарифмировав формулу (6.2) и подставив значение константы Больцмана k, можно получить следующее выражение:

$$1.6 \log(I_{\rm s}/(g_{\rm s} \cdot A_{\rm s} \cdot v_{\rm s})) + C = -E_{\rm s}/T$$
(6.5)

В этом выражении энергия уровня E_s выражена в см⁻¹, T – в К; константа С включает в себя концентрацию частиц N_0 и статистический вес основного уровня, постоянную Планка и произвольный множитель, связанный с выбранной шкалой относительных интенсивностей линий.

В координатах 1.6 $\log(I_s/(g_s \cdot A_s \cdot v_s))$ и E_s выражение (6.5) представляет собой уравнение прямой линии, тангенс угла наклона которой к оси абсцисс равен 1/*T*. Все спектральные линии атома или иона одного и того же элемента удовлетворяют этому уравнению, плазма разряда удовлетворяет условиям ЛТР, является оптически тонкой, известны значения A_{sk} , корректно измерены I_{sk} (отсутствует, например, явление самопоглощения). Оптически тонкой реальная плазма может являться не для всех спектральных линий. Линии, возникающие при переходах на сильно заселенные (например, на основной или метастабильные уровни), а также линии с большим значением вероятности

спонтанного перехода и, следовательно, испытывают поглощение в оптическом разряде в первую очередь. Явление частичного поглощения собственного излучения плазмой называют реабсорбцией, или самопоглощением. Интенсивности реабсорбированных линий меньше интенсивностей этих же линий в оптически тонкой плазме, и соответствующие этим линиям точки будут располагаться ниже прямой линии, описываемой зависимостью (6.5).

Для получения данных $g_s \cdot A_s$ и E_s можно воспользоваться онлайн базой NIST. Для этого надо перейти по ссылке http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html, выбрать в окне Spectrum элемент, для которого нужно получить данные (например, Mg I), указать интересующий диапазон длин волн, в окне Transition strength установить gA_{si} , в окне Energy Level Units – eV, нажать клавишу Retrieve Data, и тогда в полученной таблице появятся столбцы со значениями величин $g_s \cdot A_s$ и E_s .

5. Методические указания и порядок выполнения работы

1. Загрузить обработанные спектры в программу Automated LIBS нажатием на клавишу Load Series. Для корректного отображения результатов вычислений необходимо загрузить несколько серий измерений в разные эксперименты – для этого нужно выбрать режим Work with Experiment и для каждого выбранного эксперимента нажать клавишу Load Series.

2. Открыть окно расчета относительных интегралов нажатием на элемент в меню Results.

3. Выбрать диапазоны для матрицы (материал, в котором ищется примесь). Для этого заполнить поле From и to и нажать на клавишу Add. Введенный диапазон сохраняется в правом списке, и, нажатием по элементу списка, выбранные значения переносятся в From и to, таким образом можно ускорить заполнение списка интервалов.

4. Выбрать диапазоны для примеси согласно пункту 3.

5. Нажать на клавишу Calculate. Пример результата приведен на Рис. 6.1. В окне Еггог выводятся величины средних значений и стандартного отклонения

6. При необходимости, нажатием на клавишу Sort By Average, возможна сортировка экспериментов по возрастанию среднего значения относительного интеграла в порядке увеличения.

7. Сохранить результаты в виде таблицы нажатием на клавишу Save Table. Сохраненную таблицу можно открыть блокнотом и скопировать содержимое в Excel/Origin.

Модуль вычисления температуры плазмы (программное окно Plasma).

Вычисление температуры плазмы позволяет реализовать бескалибровочный метод определения концентраций примесей в исследуемых образцах. Для этого необходимо:

1) Загрузить в выбранный эксперимент серию спектров. Серия спектров должна быть зарегистрирована в интервале задержек интегрирования, а не при фиксированном значении задержки.



Рисунок 6.1 – Пример вычисления относительных интегралов для серии из 6-ти кристаллов форстерита при фиксированной задержке в порядке увеличения концентрации лития

2) Открыть окно вычисления температуры плазмы, нажав на элемент меню Plasma

3) Далее необходимо заполнить список со следующими параметрами: длина волны, энергия перехода, константа вероятности перехода. Данные берутся для матрицы с сайта NIST.

4) После заполнения списка достаточно нажать клавишу Calculate, чтобы получить распределение температуры плазмы в зависимости от временной задержки (Рис. 6.2).



Рисунок 6.2 – Пример вычисления температуры плазмы для кристалла форстерита в зависимости от задержки интегрирования

Порядок выполнения работы

1) Подключить спектрометр к компьютеру (поддерживаются только спектрометры с подключением по USB).

2) Открыть программу и нажать клавиши Spectrometer > Connect.

3) Поместить исследуемый образец в фокусе лазерного луча. Контрольными импульсами убедиться в наличии процесса абляции мишени.

4) Юстировать приемный объектив спектрометра на пятно абляции. Линза объектива может перемещается в корпусе вдоль оси волокна после отвинчивания стопорящего винта. Контроль юстировки производится по видимому излучению, например, от фонарика телефона, подающемуся на вход волокна.

5) Перевести лазер в режим внешнего запуска.

6) Выставить энергию накачки лазера, достаточную для возникновения плазмы на поверхности образца (около 20 Дж).

7) В программе Automated LIBS пеёрейти на вкладку Experiment. Выбрать номер эксперимента Work with experiment. В настоящий момент возможна одновременная работа с десятью экспериментами.

8) Установить тип измерения – единичное измерение (Single) или серия измерений (Series).

9) Установить необходимый диапазон задержки интегрирования Integration Delay, а также количество измерений Measurement Count (если был выбран режим Series).

10) Нажать на кнопку Start и дождаться завершения измерений

11) Если спектры оказываются в насыщении (видна «полочка» на зависимости интенсивности от длины волны), то следует увеличить задержки интегрирования Integration Delay и повторить пункт 10. Насыщение измеряемого сигнала существенно искажает результаты измерений, поэтому её следует избегать.

12) Если в спектре наблюдается полоса излучения лазера (например, насыщение по линиям 532 нм или 1064 нм), то следует подобрать величину Integration Time такой, чтобы насыщение исчезло, и повторить действия по пункту 10.

13) Для сохранения спектров перейти на вкладку Data Processing и нажать на Save Series для сохранения всей серии измерений. Выбрать папку для сохранения спектров и нажать ОК. Также можно сохранить всю серию измерений в единый файл-таблицу, данные из которой можно напрямую копировать в Excel/Origin – для этого нужно нажать Save Table и выбрать путь сохранения файла, который позже можно открыть блокнотом.

7. Содержание отчета

– Краткие сведения из теории количественного анализа элементного состава мишени методом ЛИЭС.

- Схема ЛИЭС-системы, порядок проведения эксперимента.
- Линейчатые спектры.
- Графики расшифровки химического состава исследуемых мишеней.
- Данные по вычислениям температуры плазмы и их анализ.

8. Контрольные вопросы

- 1. Что означает термин «локальное термодинамическое равновесие»?
- 2. В каком случае плазму можно назвать оптически тонкой?
- 3. Каким выражением описывается интенсивность линии излучения элемента?
- 4. В чем суть и содержание метода двух линий для определения температуры плазмы?

9. Список литературы

1. Практикум по спектроскопии, под ред. проф. Л.В. Левшина, М. Изд-во МГУ, 1976, 322 с.
Лабораторная работа № 7. Автоматическое распознавание веществ методом ЛИЭС

1. Цель работы

Ознакомиться с возможностью автоматического распознавания веществ методом лазерно-искровой спектроскопии.

2. Оборудование

- Лазерная система.
- Спектрометр.
- Подвижка.
- ПК с ПО Automated LIBS.

3. Задачи

– Освоить физические принципы безопасной работы с лазерным оборудованием, изучить и применять средства защиты.

– Изучить основные критерии распознавания материалов сложного химического состава методом ЛИЭС.

– Изучить причины пространственной и временной нестабильности лазерного факела.

Понять необходимость процедуры нормализации спектров излучения плазмы.

4. Теоретическая часть

Исследование материалов в условиях временной и пространственной нестабильности излучения лазерного факела, то есть для образцов без специальной предварительной обработки или при проведении исследований в режимах in-situ peanьного времени, требует применения соответствующих алгоритмов обработки спектров плазмы. Ключевой особенностью такого алгоритма является нормализация спектра, когда вычисляется относительный вклад каждой полосы излучения, принадлежащей интересующему химическому элементу (ион, атом, молекула и т.д.), в общий спектр плазмы. Вплоть до настоящего времени практически всегда нормализация применялась к спектру, полученному при фиксированной временной задержке начала захвата спектра относительно импульса лазера и являющемуся результатом осреднения спектров по большому количеству (до сотен) лазерных импульсов. Подобный высокую эффективность при дистанционном подход показал анализе марсианских метеоритов (на дистанции около 5 м) и воспроизводимое их распознавание по химическому составу [1].

Высокая надежность работы алгоритма, использующего нормализацию спектров после каждого лазерного импульса [2, 3], при изменении в широком диапазоне времен задержек и в отсутствие других процедур обработки спектра автоматической была продемонстрирована В процедуре распознавания материалов при частотах следования импульсов до 30 Гц (максимальная частота следования импульсов, которая могла быть реализована в примененном типе лазера) [4]. Несколько позднее эффективность нормализации именно каждого спектра с целью компенсации нестабильности излучения плазмы вследствие варьирования от импульса к импульсу энергии лазерного излучения, геометрии плазменного факела и т.д. была подтверждена и авторами работы [1], в которой приводится наиболее детальное описание набора математических процедур для автоматизированной обработки спектров.

Автоматическое распознавание веществ является перспективным направлением развития лазерно-искровой спектроскопии в прикладном аспекте. На сегодняшний день уже существуют промышленные портативные приборы для экспресс-анализа различных сплавов.

На рис. 7.1 приведены линейчатые ЛИЭС-спектры мишеней из различных 450-580 нм. спектральном диапазоне Были рассмотрены материалов В следующие материалы: строительная керамическая плитка, одна ИЗ разновидностей бетона, алюминий, сталь. Измерение спектров проводилось с помощью высокочувствительного оптоволоконного спектрометра AvaSpec-2048 USB (Avantes), в котором регистрация спектра излучения производится с помощью линейки из 2048 приемников. Инициирование плазмы вблизи поверхности рассматриваемых материалов осуществлялось с помощью импульсного лазера на кристалле Nd:YAG с длительностью импульса 10 нс и энергией в каждом импульсе 80 мДж [3].



Рисунок 7.1 – Спектры плазмы в диапазоне 450–580 нм, полученные вблизи мишеней из различных материалов

Из рис. 7.1 хорошо видно, что для каждого из рассматриваемых материалов может быть выбран спектральный диапазон, характеризующий

только один из них (Табл. 7.1, спектры в этих диапазонах длин волн имеют малые области перекрытия). Причем, в данном случае не важна природа линий излучения.

I аблица /.1 – Характерные для рассматриваемых материалов спектральные диапазон

Материал	Спектральный диапазон, нм		
Сталь	337-390, 400-420, 434-440		
Алюминий	392-398, 462-484 или 462-496		
Медь	508-523, 323-328, 576-580		
Строительная плитка	586-591		
Бетон, темные области	586-591		
Бетон, светлые области	592-630		

Из Табл. 7.1 видно, что спектры строительной плитки и темных областей марки бетона совпали. Это означает, что данные материалы имеют сходный химический состав, однако интенсивность спектров в данном спектральном диапазоне может существенно различаться.

Для идентификации того или иного материала необходимо получить количественный критерий, однозначно характеризующий этот материал. Известно, что в результате временного распада плазмы, начиная с некоторого момента времени (спустя несколько микросекунд после воздействия лазерного импульса наносекундной длительности), интенсивность линий излучения в спектре материала начинает уменьшаться значительно медленнее. И именно это состояние плазмы, характеризующееся линейчатым спектром, обычно используется для количественных измерений компонентного состава вещества мишени.

В результате анализа спектров ЛИЭС, полученных с различными временными задержками, можно заметить, что форма спектров для каждого из упоминавшихся выше материалов в достаточно широком интервале задержек (до 30 мкс) качественно не изменяется (Рис. 7.2), несмотря на то, что интенсивность излучения падает существенно. Следовательно, отношение интенсивности излучения, суммируемого по нескольким наиболее характерным для данного материала областям спектра, к интенсивности излучения плазмы материала во всем рассматриваемом спектральном диапазоне должно быть достаточно величиной. изменяющейся В небольших пределах И характеризующей, вследствие этого, данный конкретный материал.

На Рис. 7.3, на примере мишени из стали, приведены экспериментальные зависимости интенсивностей излучения в характерных спектральных диапазонах от временной задержки и две зависимости от временной задержки критерия вида

$$Int(i_1 + i_2 + ...)/Int,$$
 (7.1)

где $Int(i_1 + i_2 + ...)$ – сумма интенсивностей излучения плазмы по приемникам излучения, регистрирующим его в характерных для стали i-ых спектральных диапазонах (Табл. 7.1), а Int – сумма интенсивностей излучения плазмы по всем приемниках, то есть во всем спектральном диапазоне измерений (250–800 нм).



Длина волны, нм

Рисунок 7.2 – Пример временной зависимости ЛИЭ-спектра области бетона с высоким содержанием кальция. Уменьшению интенсивности спектра соответствует увеличение времени задержки



Рисунок 7.3 – Материал–сталь. Экспериментальные зависимости интенсивностей излучения плазмы стали в характерных спектральных диапазонах (Табл. 7.1) от временной задержки и две зависимости от временной задержки критериев вида $Int(i_1+i_2)/Int$ по спектральным областям $i_1 = 337-390$ нм и $i_2 = 400-420$ нм

Действительно, из экспериментальных данных, приведенных на Рис. 7.3, хорошо видно, что в большом диапазоне временных задержек, от 30 до 70 мкс, количественно величины Int(337–390)/Int и Int((337–390) + (400–420))/Int изменяются достаточно мало, при том, что интенсивности излучения в каждом по отдельности характерном для стали спектральном диапазоне уменьшаются с увеличением временной задержки от 30 до 70 мкс приблизительно на два порядка.

Аналогичные Рис. 7.3 временные зависимости для спектров излучения были получены и для других материалов, приведенных в Табл. 7.1. На Рис. 7.4 представлены итоговые результаты, демонстрирующие возможности использования полученных для каждого из рассматриваемых материалов количественных критериев вида (7.1).



Рисунок 7.4 – Зависимости значений количественного критерия вида Int(i₁)/Int от рода материала для всех выбранных характерных спектральных диапазонов (Табл. 7.1)

Из Рис. 7.4, данных, приведенных на видно, что величина $Int(i_1 + i_2 + ...)/Int$ может явиться однозначным количественным критерием идентификации рассматриваемых материалов. Эта величина находится в диапазоне 0.3 -0.5 для всех материалов. Последнее означает, что численное значение найденных количественных критериев находится в диапазоне 0.3 -0.5 характерным выбранным (т.е. суммарная интенсивность ПО И для идентификации данного материала полосам излучения находится на уровне 30-50% от общей интенсивности измеряемого спектра) при существенных изменениях условий проведения измерений методом ЛИЭС.

Необходимо более детально остановиться на процедуре построения графика Рис. 7.4. Первоначально были выбраны шесть спектров, по одному для каждого из анализируемых материалов ("светлые" и "темные" области бетона

рассматривались как два разных материала). Поскольку, как упоминалось выше, величины $Int(i_1 + i_2 + ...)/Int$ мало изменяются в зависимости от величины временной задержки и находятся в диапазоне 0.3–0.5, то для всех материалов Рис. 7.4 выбирались спектры с одинаковой временной задержкой. Далее, для каждого из спектров рассчитывались величины вида $Int(i_1)/Int$ по всем выбранным для анализа спектральным диапазонам. Полученные таким образом данные и приведены на Рис. 7.4.

Из Рис. 7.4 хорошо видно, что для идентификации стали, алюминия, ("светлая" область) достаточно вычислить бетона величины вида Int $(i_1 + i_2 + ...)$ /Int только по одному спектральному диапазону 337–390 нм, 462-496 и 592-630 нм соответственно. В каждом из этих спектральных диапазонах значения вычисленных величин вида $Int(i_1 + i_2 + ...)/Int$ для всех других материалов окажутся менее 0,05. Из Рис. 7.4 также хорошо видно, что в процессе идентификации бетона с высокой степенью определенности будут различаться "светлые" и "темные" области по спектральным диапазонам соответственно 592-630 и 586-591 нм. Для более надежного определения меди желательно величину Int(i₁ + i₂ +...) рассчитывать по двум спектральным диапазонам: 323-328 и 508-523 нм (Рис. 7.5).



Рисунок 7.5 – Более надежная идентификация меди. Зависимости значений количественного критерия вида Int(i₁ + i₂)/Int для двух выбранных характерных спектральных диапазонов

Таким образом, идентификация материала сводится к определению набора таких характерных для каждого материала спектральных интервалов, что вычисленное по ним значение величины вида $Int(i_1 + i_2 +...)/Int$ должно находиться в интервале 0.3–0.5, а для остальных материалов – в интервале значительно меньшем, например 0,05–0,1.

5. Методические указания и порядок выполнения работы

Известно, что ЛИЭС-метод имеет высокую чувствительность при малом необходимом количестве анализируемого материала. Поэтому загрязненность поверхности образцов может привести к тому, что реальная идентификация материала, начиная с необработанной поверхности, может начаться после нескольких импульсов лазера. Возможность наличия первых, так называемых "чистящих", импульсов предусматривается и в стандартном программном обеспечении спектрометра AvaSoft, работающего в режиме LIBS.

Для реализации описанного выше алгоритма идентификации материала методом ЛИЭС программное обеспечения спектрометра Avantes может быть заменено (эта возможность предусмотрена производителем) собственной программой обработки спектров в режиме реального времени.

В используемой программе Automated LIBS имеется возможность реализовать идентификацию/распознавание веществ. Для этого необходимо создать базу материалов с характерными, присущими только данному материалу, спектральными линиями (Рис. 7.6).



Рисунок 7.6 – Окно ПО Automated LIBS для создания базы различаемых материалов

Порядок выполнения работы

1. Подключить спектрометр к компьютеру.

2. Открыть программу Automated LIBS и нажать клавиши Spectrometer > Connect.

3. Выбрать набор идентифицируемых материалов для эксперимента – алюминий, медь, гранит, сталь.

4. Поместить исследуемый образец в фокусе лазерного излучения. Контрольными импульсами убедиться в наличии процесса абляции мишени.

5. Юстировать приемный объектив спектрометра на пятно абляции. Линза объектива может перемещается в корпусе вдоль оси волокна, после отвинчивания стопорящего винта. Контроль юстировки производится по видимому излучению, например, от фонарика телефона, подающемуся на вход волокна.

6. Перевести лазер в режим внешнего запуска.

7. Выставить энергию накачки, достаточную для возникновения плазмы на поверхности образца (около 20 Дж).

8. Получить ЛИЭС-спектры для каждого образца.

9. Убедиться, что в базе материалов для выбранных образцов введены характерные спектральные интервалы.

10. Перейти на вкладку Data Processing и, последовательно переключая спектры в Show Spectrum, убедиться в правильности распознавания материала.

6. Содержание отчета

– Теоретические возможности идентификации материалов в автоматическом режиме методом ЛИЭС.

– Схема ЛИЭС-системы, порядок проведения измерений.

– Линейчатые спектры распознаваемых материалов.

– Реализация идентификации выбранных материалов и анализ надежности примененного подхода.

7. Контрольные вопросы

1. Каковы основные критерии распознавания материалов сложного химического состава методом ЛИЭС?

2. В чем состоят причины пространственной и временной нестабильности лазерного факела?

3. В чем состоит суть и содержание процедуры нормализации спектров излучения плазмы?

4. Каковы основные процедуры обработки спектров?

8. Список литературы

- P. Sobron, A. Wang, F. Sobron, Extraction of compositional and hydration information of sulfates from laser-induced plasma spectra recorded under Mars atmospheric conditions – Implications for ChemCam investigations on Curiosity rover, Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy, 68 (2012) 1-16, http://dx.doi.org/10.1016/j.sab.2012.01.002.
- 2. D. Body, B.L. Chadwick, Optimization of the spectral data processing in a LIBS simultaneous elemental analysis system, Spectrochim. Acta Part B 56 (2001) 725–736.
- 3. Lebedev V.F., Makarchuk P.S., Stepanov D.S. Real-time qualitative study of forsterite crystal melt lithium distribution by laser-induced breakdown spectroscopy. Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy. 2017. Vol. 137. pp. 23-27, https://doi.org/10.1016/j.sab.2017.09.008.
- 4. V.F. Lebedev; A. A. Shestakov; Fast LIBS identification of solids during the laser ablation process. Proc. SPIE 7822, Laser Optics 2010, 78220V (April 08, 2011); doi:10.1117/12.892671.

Лабораторная работа № 8. Непрерывный Nd:YAG лазер с продольной полупроводниковой накачкой. Сборка, юстировка, генерация

1. Цель работы

Получение навыков сборки и юстировки оптической схемы, получения и измерения параметров лазерной генерации на примере непрерывного твердотельного Nd³⁺:YAG лазера с продольной полупроводниковой накачкой;

2. Оборудование

– Непрерывный полупроводниковый лазер накачки с волоконным выходом (диаметр волокна 400;600 мкм);

- Телескоп накачки с двукратным увеличением;
- Активный элемент-кристалл Nd³⁺: YAG в оправе;
- Юстировочный лазер;
- Диафрагма;
- Плоское «глухое» зеркало;

– Плоские выходные зеркала, величина пропускания: $T_1\!=\!0,\!5\%,$ $T_2\!=\!1\%;$

– Сферические выходные зеркала, величина пропускания: $T_3 = 2,5\%$, $T_4 = 3,6\%$;

- Спектрометр Avaspec2048;
- Измеритель мощности;
- Прибор ночного видения (ПНВ);
- Компьютер с ПО.

3. Задачи

– Освоить физические принципы безопасной работы с лазерным оборудованием, изучить и применять средства защиты.

– Освоить работу с блоком питания и полупроводниковым лазером накачки с волоконным выходом: режимы работы (импульсный, непрерывный), задание и контроль температуры лазера, регистрация и изменение длины волны лазерной генерации, изменение и контроль мощности лазерной генерации.

– Получить навыки применения и работы полупроводникового лазера с волоконным выходом как источника накачки в схеме с продольной накачкой активного элемента (АЭ) в виде кристалла Nd³⁺:YAG.

– Разобраться в физических принципах фокусировки излучения накачки (в т.ч. рассмотреть условия согласования мод накачки и резонатора) и освоить последовательность действий при фокусировке излучения в АЭ.

– Рассчитать величину и определить положение пучка перетяжки в АЭ.

– Определить потери мощности излучения накачки на оптических элементах схемы и вычислить величину поглощенной АЭ мощности накачки.

– Изучить последовательность действий при юстировке резонатора Фабри-Перо и полуконфокального резонатора.

– Получить лазерную генерацию и определить ее порог.

– Сравнить энергетические характеристики лазера и особенности юстировки с резонаторами Фабри-Перо и полуконфокальным.

– Построить зависимости мощности лазерной генерации от тока накачки, мощности накачки, величины пропускания выходного зеркала, провести анализ полученных данных.

– Определить оптический и дифференциальный КПД полученного лазера.

– Провести сравнительный анализ полученных результатов с опубликованными данными, в том числе и для других видов лазерных кристаллов (1-2 примера).

4. Теоретическая часть

Основные характеристики лазера определяются:

- видом АЭ: матрицы и активного иона;
- размерами и конфигурацией активного элемента;
- типом и геометрическими параметрами резонатора;
- способом и параметрами накачки;
- режимом работы (непрерывный, импульсный).

В твердотельном лазере на активном элементе (АЭ) в виде кристалла Nd^{3+} : YAG реализуется четырехуровневая схема накачки (Рис. 8.1). В четырехуровневой схеме населенностями уровней 1 и 3 можно пренебречь $(N_1 = N_3 = 0)$, и поэтому динамику увеличения населенности верхнего лазерного уровня N_2 [1/см³] (или инверсию населенностей $N_2 - N_1 = N_2$) под действием излучения накачки с вероятностью W [1/с] и временем жизни верхнего лазерного лазерного уровня т описывает скоростное уравнение:

$$\frac{dN_2}{dt} = WN_0 - \frac{N_2}{\tau} \tag{8.1}$$

где N_0 – населённость основного уровня, см⁻³; $N = N_0 + N_2$ – общее число активных ионов, см⁻³; τ , с.



Рисунок 8.1 — Четырехуровневая схема накачки: 0 — основное состояние; 1 — нижний лазерный уровень, N₁; 2 — верхний лазерный уровень, N₂; 3 — уровень накачки, N₃

Так как вероятность накачки можно выразить через измеряемые величины $W = \sigma I/h\nu$ (*I* – интенсивность накачки, см. Введение), то решение этого уравнения будет иметь вид:

$$N_2 / N = 1 / (1 + I_s / I) \{ 1 - \exp[-t/\tau (1 + I / I_s)] \},$$
(8.2)

где $I_s = hv / \sigma \tau$.

График этой зависимости приведен на Рис. 8.2, из которого следует, что доля ионов на верхнем лазерном уровне N_2 от их общего числа N существенным образом зависит от превышения интенсивности (мощности) накачки над интенсивностью насыщения поглощения I_s .

В частности, из Рис. 8.2 хорошо видно, что даже при $I/I_s = 10$ доля оказавшихся в возбужденном состоянии ионов Nd³⁺ от их общего числа не будет превышать 91%.

Nd-YAG, например. интенсивность Для кристалла насыщения $I_s = hv /\sigma \tau = 13.9$ кВт/см² (накачка происходит на переходе с длиной волны $\lambda = 0.808 \cdot 10^{-6}$ м, для которого энергия кванта составляет величину $hv = hc/\lambda =$ $= 6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^{8} / 0,808 \cdot 10^{-6} = 2,46 \cdot 10^{-19}$ Дж; сечение поглощения $\sigma = 0,77$. ·10⁻¹⁹ см²; время жизни верхнего лазерного уровня Nd^{3+} ионов при концентрации ионов в кристалле 1% равно $\tau = 230$ мкс).



Рисунок 8.2 — Доля оказавшихся в возбужденном состоянии ионов от их общего числа в зависимости от превышения интенсивности накачки над интенсивностью насыщения

Самая простая схема лазера представляет из себя лазерный кристалл, помещенный между парой плоских зеркал, образующих резонатор Фабри-Перо (Рис. 8.3а). В полуконфокальной схеме одно из зеркал заменяется на сферическое (Рис. 8.3б).



Рисунок 8.3 — Схемы лазера с продольной накачкой и резонаторами Фабри-Перо (а) и полуконфокальным (б). Моды:1 — резонатора, 2 — накачки

При продольной накачке АЭ важно, чтобы совпадали объемы активной среды, в которой с помощью излучения накачки создается инверсия населенностей, и резонатора, в котором будет присутствовать лазерное излучение при превышении порога генерации (Рис. 8.3). В этом случае принято говорить о согласовании мод накачки и резонатора.

Параметры, описывающие сфокусированный радиально-симметричный пучок лазерного излучения, а именно: местоположение перетяжки пучка z_0 , диаметр пучка в перетяжке $d_{\sigma 0}$, угол расходимости пучка в дальней зоне θ_{σ} приведены на Рис. 8.4.



Рисунок 8.4 — Соотношение параметров идеального (гауссов пучок, индекс "Г") и реального пучков излучения лазера

В рамках описания оптического качества лазерного пучка критерием M² основной характеристикой лазерного пучка является коэффициент распространения пучка вида

$$K = \frac{1}{M^2} = \frac{4\lambda_0}{\pi n d_{\sigma 0} \theta_{\sigma}},$$
(8.3)

где λ_0 – длина волны излучения в вакууме; *n* – показатель преломления среды. Поскольку длина волны света в среде $\lambda = \lambda_0/n$, то выражение (8.1) примет вид

$$K = \frac{1}{M^2} = \frac{4\lambda}{\pi d_{\sigma 0} \theta_{\sigma}}.$$
(8.4)

Снижение качества пучка характеризуются "критерием M^2 ", т.е. величиной, обратной *К*:

$$M^{2} = \frac{1}{K} = \frac{\pi d_{\sigma 0} \theta_{\sigma}}{4\lambda}.$$
(8.5)

Произведение $d_{\sigma 0}\theta_{\sigma} = \frac{M^2 4\lambda}{\pi}$ называется инвариантом распространения пучка лазерного излучения в безаберрационной системе.

Для идеального (гауссова) пучка с одной поперечной модой TEM_{00} (распределение интенсивности в поперечном сечении пучка описывается функцией Гаусса) величина критерия качества $M^2 = 1$, а значит, оказывается справедлив фундаментальный дифракционный предел расходимости излучения

$$(d_{\sigma 0})_{\Gamma} \theta_{\Gamma} = 4\lambda/\pi. \tag{8.6}$$

У реальных пучков произведение диаметра пучка в перетяжке на угол расходимости больше фундаментального предела в M^2 раз:

$$d_{\sigma 0}\theta = (4\lambda/\pi)M^2. \tag{8.7}$$

Таким образом, при одинаковых диаметрах перетяжки у реального и идеального пучков угол расходимости реального пучка в M^2 раз больше расходимости идеального, а при одинаковых углах расходимости обоих пучков диаметр реального пучка в M^2 раз больше диаметра идеального.

Так как диаметр и расходимость у реального пучка больше, чем у идеального, то можно считать, что каждая из этих величин в *M* раз превышает соответствующие параметры идеального пучка (Рис. 8.4):

$$d_{\sigma 0}\theta = [M(d_{\sigma 0})_{\Gamma}][M\theta_{\Gamma}]. \tag{8.8}$$

Длину перетяжки пучка, или глубину его фокуса вдоль оси Z, принято характеризовать так называемой длиной Рэлея, то есть длиной, на которой диаметр пучка увеличивается по сравнению с диаметром перетяжки в $\sqrt{2}$ раз (то есть поперечная площадь пучка увеличивается по сравнению с площадью перетяжки в два раза). Для идеального и реального пучков длина Рэлея $z_R = d_{\sigma}/\theta_{\sigma}$ имеет одинаковое значение и может быть представлена и в другом виде:

$$z_R = (\pi d^2 \sigma/4) / (\lambda \cdot \mathbf{M}^2)$$
(8.9)

Очевидно, что АЭ в резонаторе лазера работает при большой тепловой нагрузке, так как значительная доля излучения накачки выделяется в форме тепла. Поэтому желательно обеспечить однородность распределения мощности излучения накачки по длине L АЭ и ее симметричность относительно оптической оси резонатора. В этом случае возможно снижение влияния дополнительных температурных (тепловых) напряжений в АЭ на ухудшение качества пучка излучения лазера. Следовательно, должно выполнятся соотношение $L \ll z_R$.

На энергетические и пространственные характеристики пучка лазерного излучения твердотельных лазеров существенное влияние может оказывать тепловая линза, наводимая в активной среде оптической накачкой. Это явление особенно характерно для схем лазеров с продольной накачкой, когда возникает большая разность температур между центром АЭ и его периферией и, как следствие, возникает разность в показателях преломления. Количественная оценка фокусного расстояния тепловой линзы может быть получена с помощью следующего выражения [1]:

$$F_{T-lense} = K S_{\rm m} / P_h \{ 1/2 \cdot dn/dT + n_0^3 \alpha C_{\rm r} + \alpha r_0 (n_0 - 1) / 1 \}^{-1}, \qquad (8.10)$$

где К – коэффициент теплопроводности кристалла, $S_m = \pi r_0^2 - площадь сечения перетяжки (Рис. 8.4), <math>P_h = \eta_h P$ – часть поглощенной мощности накачки P (см. ниже), рассеиваемой в АЭ в виде тепловой мощности (η_h – доля поглощенной мощности накачки, рассеиваемой в АЭ в виде тепла), $n_{0,\alpha}$, C_r , r_0 – соответственно показатель преломления на оси АЭ.

Анализ этого выражения [1, 2] показывает, что наибольший вклад в формирование линзы вносят величина рассеиваемой в АЭ в виде тепла мощности излучения накачки P_h и температурного градиента показателя преломления dn/dT вещества АЭ. Второй и третий член формулы описывают вклады в величину $F_{T-lense}$ соответственно температурных напряжений и искажений формы торцов АЭ. Для кристалла Nd-YAG их вклад можно оценить величинами в 20 и 6% соответственно по отношению к вкладу от первого члена в фигурных скобках выражения (8.10). Остальные величины в выражении (8.10) для АЭ Nd-YAG имеют следующие значения [1]: K = 0.1 Вт/см/град (при 100С, K = 0.14 при 20С), $\eta_h = 0.32$ (полупроводниковая накачка), $dn/dT = 7.3 \cdot 10^{-6}$ 1/град, $\alpha = 7.5 \cdot 10^{-6}$ 1/град, $n_0 = 1.82$.

Рассчитать параметры резонатора, в приближении матричной оптики [3], в том числе с учетом тепловой линзы, можно с помощью программы reZonator, имеющейся в открытом доступе [4].

Известно, что мощность излучения лазера $P_{\mu_{3,n}}$, работающего по четырехуровневой схеме, прямо пропорциональна мощности накачки P (см. Введение, [5]):

$$P_{\rm H3J} = (S_m I_s) \gamma_{\rm T}/2 (P/P_{th} - 1), \qquad (8.11)$$

где P_{th} – порог лазерной генерации, т. е. величина мощности лазерной накачки, при которой $P = P_{th}$ и, следовательно, $P_{_{\rm H3Л}} = 0$, $S_m = V_a/l$ – поперечное сечение моды (пучка) в кристалле, причем S_m меньше либо равна поперечному сечению кристалла S = V/l, где V и l – объем и длина кристалла.

Величина $\gamma_{\rm T}$ носит название логарифмических потерь на выходном зеркале резонатора и связана с пропусканием зеркала T_{oc} выражением (предполагается, что потери излучения на зеркале, вследствие процессов поглощения и рассеяния, пренебрежимо малы)

$$\gamma_T = -\ln(1 - T_{oc}).$$
 (8.12)

Следует отметить, что при небольших значениях T_{oc} , что характерно для лазеров, работающих в режиме непрерывной генерации ($T_{oc} = 1 - 25\%$), - $\ln(1 - T_{oc}) \cong T_{oc}$. Для справки: при $T_{oc} = 0,1 - \ln(1 - T_{oc}) = 0,104$, но даже при $T_{oc} = 0,5 - \ln(1 - T_{oc}) = 0,695$.

Пороговая мощность лазерной генерации P_{th} , в свою очередь, прямо пропорциональна суммарным потерям в резонаторе. При рассмотрении четырехуровневой схемы лазера величина P_{th} описывается в рамках Findlay-Clay метода [6, 7]:

$$P_{th} = mT + b, \tag{8.13}$$

где

$$m = \frac{1}{\eta_p} \frac{h \nu_p}{(\sigma_{em} - \sigma_{ESA}) \tau} \frac{S_m}{2},$$

b = mL, T – пропускание выходного зеркала, $\eta_p = P_{\text{погл}}/P$ – КПД накачки; $P_{\text{погл}}$ – поглощенная мощность накачки; σ_{em} и σ_{ESA} – соответственно сечение излучения и сечение поглощения из возбужденного состояния, S_m – поперечное сечение пучка накачки в активной среде, τ – время жизни лазерного уровня, L – пассивные потери в резонаторе.

На практике это выражение обычно используется в виде $P_{th} \approx T + L$ и применяется для вычисления пассивных потерь в резонаторе L, которые в основном определяются пассивными потерями в активной среде (лазерном

кристалле) лазера. Имея экспериментальные зависимости мощности излучения лазерной генерации от поглощенной мощности накачки для, как минимум, двух значений величины пропускания выходного зеркала (Рис. 8.5), можно записать, что $P_{th1} \approx T_1 + L$ и $P_{th2} \approx T_2 + L$. Поделив одно из этих выражений на другое, можно получить выражение для вычисления величины пассивных потерь *L*.

Существует и другой способ вычисления величины *L* с помощью так называемого Caird графика (Caird plot) через определенные из экспериментальных зависимостей Рис. 8.5 значения дифференциальных КПД [6, 8].



Рисунок 8.5 – Зависимости выходной мощности непрерывного лазера от поглощенной мощности накачки для выходных зеркал с величинами коэффициента пропускания $T_1 < T_2 < T_3$

Для каждой из линейных зависимостей, представленных на Рис. 8.5, т.е. для каждого из режимов лазерной генерации, в которых лазерные резонаторы различаются величиной пропускания выходного зеркала Т, может быть рассчитан дифференциальный КПД лазера (тангенс угла наклона зависимостей на Рис. 8.5), который в англоязычной литературе носит название slope efficiency: Дифф. КПД = $P_{изл}/(P_{погл} - P_{th})$, где $P_{погл} = P_p \eta_p$.

5. Методические указания и порядок выполнения работы

Во-первых, необходимо вывести излучение юстировочного лазера и лазера накачки на одну оптическую ось, параллельную плоскости оптического стола. Юстировочный лазер и телескоп оптической схемы накачки устанавливаются на оптическом столе в юстируемые оправы. Излучение лазера накачки с помощью телескопа фокусируется в активном элементе.

Далее, для одного значения электрической мощности накачки определяется поглощенная активным элементом мощность лазера накачки. С помощью измерителя мощности (Лабораторная работа №2), последовательно

устанавливающегося перед телескопом лазера накачки, после входного зеркала резонатора и после АЭ, определяется КПД накачки.

Перед выходной апертурой юстировочного лазера устанавливается диафрагма. Отраженный от выходной линзы телескопа пучок излучения юстировочного лазера должен попадать в отверстие диафрагмы. Расстояние между торцом фокусирующего телескопа и диафрагмой должно быть как можно большим, так как увеличение этого расстояния, а также уменьшение диаметра диафрагмы существенным образом влияют на точность/юстировку всех элементов лазера – зеркал резонатора и активного элемента.

Размещение всех элементов схемы вдоль оптической оси осуществляется с помощью излучения юстировочного лазера.

Далее необходимо определить положение активного элемента в собираемой оптической схеме, так как он должен быть установлен в центре перетяжки пучка накачки. Для корректного размещения активного элемента должна быть определена длина перетяжки по формуле: $z_R = (\pi d^2_{\sigma 0}/4)/\lambda$, где $d_{\sigma 0}$ – диаметр пучка перетяжки. При использовании полупроводниковой накачки с волоконным выходом диаметр перетяжки равен изображению диаметра сердцевины волокна с учетом кратности фокусирующего телескопа.

Сборку лазера и юстировку элементов его оптической схемы необходимо производить в следующей последовательности. На оптической оси между телескопом и активным элементом устанавливается по нормали к оптической оси плоское «глухое» зеркало (коэффициент отражения на длине волны генерации близок к 1) таким образом, чтобы излучение проходило через его центр (желательно, но не обязательно). Отраженный от поверхности зеркала пучок излучения лазера накачки с помощью юстировочных микрометрических винтов оправы зеркала вводится в отверстие диафрагмы.

Установка активного элемента в определенное ранее место схемы производится при помощи ПНВ таким образом, чтобы излучение лазера накачки проходило приблизительно через центр кристалла (Рис. 8.6). Мощность излучения лазера накачки устанавливается минимальной. Далее, аналогично глухому зеркалу, производится юстировка активного элемента.



Рисунок 8.6 – Пример прохождения сфокусированного лазерного излучения через центр активного элемента

Последним на оптической оси устанавливается плоское полупрозрачное выходное зеркало резонатора лазера и юстируется аналогично предыдущим

оптическим элементам. Желательно, чтобы луч юстировочного лазера падал на поверхность зеркала вблизи его центра, то есть чтобы зеркало «работало» своей центральной частью.

Несколько более сложно юстируется сферическое выходное зеркало полуконфокального резонатора, так как первоначально необходимо по отраженному излучению юстировочного лазера от сферической поверхности зеркала выставить его на оптической оси резонатора. Пятно отраженного от зеркала излучения много больше диаметра диафрагмы, и, смещая зеркало в двух ортогональных направлениях относительно оптической оси резонатора, необходимо выставить зеркало в положение, когда отверстие диафрагмы окажется в его центре. Отраженный луч от второй, плоской поверхности зеркала также должен попасть в отверстие диафрагмы.

В результате должна быть собрана и съюстирована оптическая схема, показанная на рисунке 8.7.

Постепенно увеличивая мощность лазера накачки и проводя, если потребуется, дополнительную юстировку схемы, юстируя только выходное зеркало, необходимо добиться появления на диафрагме пятна лазерной генерации (используется ПНВ).



Рисунок 8.7 – лазер на кристалле Nd³⁺:YAG с продольной диодной накачкой. 1 – лазер накачки с волоконным выходом и фокусирующим телескопом (красный цвет), 2 – активный элемент, 3 – глухое зеркало, 4 – выходное зеркало

Порядок выполнения работы

1. Определить КПД накачки и, как следствие, поглощаемую АЭ мощность излучения накачки.

2. Выставить оптическую ось схемы: оптические оси излучения юстировочного лазера и лазера накачки должны совпадать и быть параллельны плоскости оптического стола. Расстояние между юстировочным лазером и

торцом объектива лазера накачки должно быть максимально большим (см. габариты части оптического стола под сборку всей оптической схемы).

3. Перед юстировочным лазером установить диафрагму.

4. Разместить глухое зеркало между лазером накачки и активным элементом.

5. Установить активный элемент в перетяжке излучения лазера накачки.

6. Наблюдать сфокусированное излучение лазера накачки в центре активного элемента при помощи ПНВ (Рис. 8.6).

7. Расположить выходное зеркало после активного элемента.

8. Осуществлять юстировку схемы по мере её сборки.

9. Получить лазерную генерацию. Измерить пороговую мощность накачки.

10. Проверить согласование полос излучения накачки и поглощения ионов Nd³⁺ в АЭ путем варьирования рабочей температуры полупроводникового лазера [9]. Контроль – по величине мощности лазерной генерации.

11. Получить зависимости мощности лазерной генерации от мощности накачки для различных схем резонаторов (Фабри-Перо, полуконфокальный) и различных значений пропускания выходного зеркала.

6. Содержание отчета

1) Краткая теория

2) Схема лазера

3) Алгоритм сборки и юстировки лазера

4) Графики зависимостей мощности генерации от поглощенной мощности накачки и величины пропускания выходного зеркала

5) Определение порогов генерации, величины пассивных потерь в резонаторе

6) Расчет КПД лазера: оптический, дифференциальный, полный.

7. Контрольные вопросы

1. Каковы особенности продольной накачки?

2. Какова последовательность действий при юстировке оптической схемы лазера с резонаторами Фабри-Перо/полуконфокальным?

3. Какова угловая точность установки зеркал при расстояниях до юстировочного лазера 0.5, 1, 1.5 м?

4. Каковы причины возникновения тепловой линзы?

5. В чем состоит необходимость фокусировки излучения накачки в АЭ, каким образом можно получить количественную оценку (по данным лаб. работы) доли ионов, переводимых в возбужденное состояние?

6. Какие существуют определения КПД лазера?

7. Как определить пассивные потери в резонаторе?

8. Список литературы

- 1. Koechner, W. Sold-State Lasers Engineering, Springer, 2006.
- 2. Зверев, Г.М., Голяев, Ю.Д., Шалаев, Е.А., Шокин, А.А. Лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом/ Г.М. Зверев. М.: Радио и связь, 1985.
- 3. Джеррард, А. Введение в матричную оптику / А. Джеррард, Дж. М. Берч. М.: Мир, 1978.
- 4. resonator программа для расчета лазерных резонаторов: http://www.rezonator.orion-project.org/
- 5. Звелто, О. Принципы лазеров / О. Звелто. СПб.: Лань, 2008.
- 6. Kuck, S. Laser-related spectroscopy of ion-doped crystals for tunable solidstate lasers // Appl. Phys. B, 2001, 72, 515-562.
- 7. Findlay, D. and Clay, R.A. The measurement of internal losses in 4-level lasers // Phys. Lett., 20, 277 (1966).
- 8. Лебедев, В.Ф., Кочин, Л.Б. Измерения параметров лазерного излучения и лазерной плазмы: лабораторный практикум / В.Ф. Лебедев, Л.Б. Кочин; Балт. гос. техн. ун-т. СПб., 2014.
- Тер-Мартиросян, А.Л., Демидов, Д.М., Свердлов, М.А., Кулик, А.В., Карпов, С.Ю. Анализ и оптимизация конструкции теплоотводов для мощных лазерных диодов. І. Теплоотвод традиционной конструкции. II. Пути улучшения отвода тепла. //Научное приборостроение, т.20 (4), с.40-49, 2013.

Лабораторная работа 9. Измерение ширины полосы генерации лазера

1. Цель работы

Изучение принципов работы и применения многолучевого интерферометра Фабри – Перо и измерение полосы генерации лазерного излучения.

2. Оборудование

• Nd-YAG лазер, работающий в непрерывном, импульсном режимах (см. Лаб. раб. 8).

• Непрерывный Nd-YVO₄/(или YAG) лазер, работающий на длине волны $\lambda = 532$ нм.

- Нелинейный кристалл КТР.
- Расширитель пучка.
- Фокусирующая линза.
- Эталон / интерферометр Фабри-Перо.

3. Задачи

– Изучить физические процессы формирования кольцевой структуры излучения при использовании интерферометра / эталона Фабри-Перо.

– Разобраться с различными возможными примерами применения интерферометра в схемах как измерений, так и изменения спектральных характеристик лазерного излучения.

– Изучить основные причины уширения полосы генерации.

– Рассчитать ширину свободной дисперсии используемого интерферометра, его разрешающую способность (ширину аппаратной функции).

– Собрать оптическую схему и провести измерения полосы генерации лазера, работающего в различных режимах.

– Изучить возможности обработки интерферограмм в ПО Fiji; провести обработку, включая анализ ее результатов, полученных в эксперименте интерферограмм в ПО Fiji.

– Провести анализ полученных данных, возможную погрешность измерений при использовании конкретной методики расчета, сравнить полученные данные с данными для других типов лазеров.

4. Теоретическая часть

Лазерное излучение характеризуется шириной полосы (линии) генерации. Лазерная генерация возникает из шумов спонтанного излучения

(люминесценции, то есть хаотичного в пространстве и во времени процесса), и, следовательно, необходимо рассмотреть причины уширения полосы (линии) люминесценции, формирующих полосу усиления активной среды в резонаторе лазера.

Для твердотельных лазеров уширение линии происходит вследствие нескольких причин:

1) из-за наличия столкновительных процессов излучающих активных ионов лазерной среды с фононами;

2) вследствие конечной величины времени жизни возбужденного состояния активного иона (времени жизни люминесценции);

3) из-за наличия локальных неоднородностей кристаллической решетки.

Первые две причины присущи любому излучающему иону в активной среде, и их следствием является уширение, называемое однородным.

В случае третьей причины уширение линии связано с тем, что каждый излучающий ион находится в несколько отличном от другого локальном окружении атомов кристаллической решетки матрицы и, значит, находится в несколько отличном электрическом поле. В этом случае будет наблюдаться дополнительное уширение спектра люминесценции на отдельных частотах, так как каждый атом люминесцирует на отличной от другого длине волны (частоте излучения). Этот тип уширения носит название неоднородного.

Наличие широкой полосы усиления приводит к многочастотному режиму лазерной генерации. В лазерном резонаторе с формированием стоячих волн (например, в резонаторе Фабри-Перо, Лабораторная работа №8) из-за пространственного выжигания дыр спектр генерации будет состоять из набора уширенных линий, связанных с так называемыми продольными модами лазерного резонатора [1]. То есть лазерная генерация будет происходить на частотах, для которых превышение величины коэффициента усиления в полосе усиления над пассивными потерями будет достаточно для преодоления порога генерации. Частоты генерации (резонатор Фабри-Перо) будут разделены интервалами

$$\Delta v = v_{i+1} - v_i = c/(2L_R), \tag{9.1}$$

где v_i – частота *i*-ой продольной моды; *c* – скорость света; *L_R* – длина резонатора.

В реальном резонаторе дополнительное уширение спектра лазерной генерации будет происходить из-за тепловых и акустических флуктуаций длины резонатора δL_R и изменяться во времени.

Экспериментально измерить ширину спектральной линии можно с помощью спектрометра с соответствующим спектральным разрешением. Измерение спектра генерации полупроводникового лазера с помощью компактного волоконного спектрометра Avantes описано в Лабораторной работе №3. Однако ограниченность возможностей этого спектрометра при измерениях длины волны лазерной генерации и, тем более, формы полосы генерации определяется невысоким значением его спектрального разрешения

(1 нм).

К приборам спектральным высокого разрешения (разрешающая $R = \lambda/\delta\lambda > 10^5$) относится способность прибора определяется величиной интерферометр (эталон) Фабри-Перо. В этом интерферометре используется явление интерференции большого количества лучей, и поэтому он относится к классу многолучевых интерферометров. Простота конструкции выделяет его из большого количества других интерферометров и, как следствие, интерферометр Фабри-Перо находит многочисленные применения: при измерениях формы спектров поглощения и излучения, в том числе тонкой структуры спектров, при длин волн излучения, в измерениях модового измерении состава И стабилизации/селекции длин волны лазерной генерации.



Рисунок 9.1 – Ход лучей в интерферометре Фабри – Перо

Интерферометр Фабри–Перо состоит из двух стеклянных или кварцевых пластин (зеркал), установленных параллельно друг другу на расстоянии *h*, и на обращенные друг к другу поверхности которых наносятся покрытия с высоким коэффициентом отражения (Рис. 9.1). Эти поверхности обычно полируются с точностью приблизительно 0.01 длины волны. Внешние поверхности пластин делаются клиновидными для исключения их участия в интерференции проходящих через интерферометр лучей (вполне достаточно клиновидности всего лишь на уровне 5–10 угловых минут).

Из Рис.9.1 следует, что оптическая разность хода между лучами 1 и 2:

$$\Delta = AB + BC - AD = 2AB - AC \cdot \sin\phi = \frac{2h}{\cos\phi} - \frac{2h}{tg} \phi \cdot \sin\phi = \frac{2h}{\cos\phi} (1 - \sin^2\phi) = \frac{2h}{\cos\phi} \phi$$
(9.2)

Максимумам интерференции соответствует условие $\Delta = m \cdot \lambda = 2h \cdot \cos \phi$, где m – порядок интерференции.

На рис. 9.1 приведен пример имеющих место процессов многократного отражения и интерференции световых волн с постепенно уменьшающимися амплитудами напряженности электрического поля E_1 , E_2 , E_3 (R_1 , R_2 , R_3 ...) и т.д., возникающих в результате входа в интерферометр под некоторым углом волны с

амплитудой E_0 (Рис. 9.1). Если обеспечить условие интерференции прошедших через интерферометр волн, разместив на их пути фокусирующую линзу, то на экране, расположенном в фокальной плоскости линзы, будет наблюдаться интерференционная картина в виде концентрических колец равного наклона, расстояние между которыми уменьшается к периферии (Рис. 9.2).

Следует отметить, что в случае точечного источника 1 (Рис. 9.2), что применимо, например. к сфокусированному лазерному пучку. интерференционная картина будет наблюдаться и без линзы (может оказаться достаточной даже величина собственной расходимости лазерного излучения), при произвольном положении экрана. Это связано с тем, что отраженные от зеркал интерферометра лучи формируют на его оси бесконечную систему изображений источника, создающих интерференционную картину В проходящем свете. Изображения же источника, формирующиеся за зеркалами интерферометра, интерферируют в отраженном свете. В случае протяженного источника необходима линза, так как любая точка протяженного источника создает систему интерференционных колец в ее фокальной плоскости. Точно такую же картину в фокальной плоскости линзы формируют и все остальные интерференционная точки источника, есть картина то оказывается локализованной в бесконечности, и поэтому полосы (полосы равного наклона) отличаются яркостью и отчетливостью.

Если r и t – соответственно коэффициенты отражения и пропускания интерферометра по амплитуде, луча. пластин то амплитуда первого распространяющегося между пластинами интерферометра, равна $E_0 t$, второго $E_0 tr$, третьего $E_0 tr^2$ и т.д. (Рис. 9.1). С учетом разности оптических путей Δ лучами И В комплексном представлении между 2 амплитуды 1 распространяющихся интерферометре лучей составят бесконечную В геометрическую прогрессию E_0t , $E_0tre^{ik\Delta}$, E_0 $tr2e^{i2k\Delta}$, $E_0tr^3e^{i3k\Delta}$,... где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число. Знаменатель прогрессии равен re^{ikd}. В фокальной плоскости линзы произойдет сложение всех лучей с учётом их фаз. Результирующая амплитуда будет описываться выражением

$$E = E_0 t / (1 - r \mathrm{e}^{ik\Delta}), \tag{9.3}$$

а интенсивность *I* прошедшего света-выражением:

$$I = EE^* = I_0(1 - r)^2 / (1 + r^2 - 2r \cos k\Delta) = I_0 \cdot 1 / \{1 + [4r/(1 - r)^2] \cdot \sin^2(k\Delta/2)\},$$
(9.4)

где *E* и *E*^{*} – комплексно-сопряженные числа, $I_0 = E_0^2$ – интенсивность падающей волны. Полученное выражение для *I* называется формулой Эйри. Величина $F = \sqrt{[4r/(1 - r)^2]} = 2\sqrt{r/(1 - r)}$ в этом выражении называется фактором резкости (полос). Тогда выражение (9.2) примет вид:

$$I/I_0 = 1/[1 + F^2 \cdot \sin^2(\pi \cdot \Delta/\lambda)].$$
(9.5)





Рисунок 9.2 – Оптическая схема образования интерферометром Фабри – Перо интерференционного кольца *N*-го порядка интерференции от расходящегося под углом ϕ излучения с некоторой фиксированной длиной волны $\lambda = \text{const: } 1 - \text{источник излучения:}$ показан только луч, распространяющийся под некоторым углом ϕ ; 2 – эталон Фабри–Перо; 3 -линза с фокусом f; 4 – фокальная плоскость линзы 3

На рис. 9.3 представлена зависимость отношения I/I_0 от порядка интерференции $m = \Delta/\lambda$ (см. ниже) для разных значений коэффициента отражения r и отсутствия поглощения в зеркалах ($r^2 + t^2 = 1$). Пользуясь пониманием вида функции соз ($\pi \cdot \Delta/\lambda$), из выражения (9.4) легко вычислить важную характеристику интерференционной картины, а именно ее контраст: $I_{max}/I_{min} = [(1 + r)/(1 - r)]^2$.



Рисунок 9.3 – Распределения интенсивностей в интерференционной картине, создаваемой интерферометром Фабри-Перо при различных коэффициентах отражения зеркал r(F): 1 – 0.5 (2.8), 2 – 0.7 (5.6), 3 – 0.85 (12.3), 4 – 0.95 (39)

Известно, что теоретическая разрешающая способность спектрального прибора определяется отношением $R = \lambda/\delta\lambda_R$, где $\delta\lambda_R$ – минимальная разность длин волн, которая может быть разрешена прибором вблизи длины волны λ . При определении $\delta \lambda_R$ используется критерий разрешения Релея, но для анализа интерферометра способности Фабри-Перо разрешающей использовать критерий Рэлея в классической формулировке нельзя, так как аппаратная функция этого интерферометра не имеет побочных максимумов [1]. Поэтому для интерферометра Фабри-Перо считается, что две линии разрешаются, если их максимумы отстоят друг от друга на половину их ширины $\delta \lambda_R$. Определяя ширину полосы $\delta \lambda_R$ (Рис. 9.3) на уровне, на котором интенсивность падает в два раза по сравнению с максимальным ее значением, из формулы для интенсивности прошедшего света І можно получить:

$$R \approx 2\pi h \sqrt{r/(\lambda \cdot (1 - r))}.$$
(9.6)

Важно иметь в виду, что в такой формулировке критерий Рэлея применялся для различения визуально (глазом) наблюдаемых полос. При регистрации полос фотоприемником считается, что два близко расположенных максимума полос окажутся различимыми, если минимум на интегральной кривой излучения отстоит от максимума на величину около 5% (если применять критерий Рэлея, то эта величина окажется на уровне 20%).

Из выражения (9.6) легко получить величину максимально возможного разрешимого интерферометром интервала длин волн $\delta \lambda_R$:

$$\delta\lambda_R = \lambda^2 \cdot (1 - \mathbf{r})/(2\pi \mathbf{h}\sqrt{\mathbf{r}}). \tag{9.7}$$

Диаметр кольца, наблюдаемого на экране, пропорционален длине волны (Рис. 9.2). Линия генерации шириной $\delta\lambda$ порождает интерференционный максимум (светлое кольцо) шириной δD_m , где N – номер интерференционного максимума (порядок интерференции). Если ширина полосы генерации достигнет предельного для данного интерферометра значения $\Delta\lambda$ (предел разрешения), то диаметр кольца D_m , образованного составляющей излучения с длиной волны $\lambda + \Delta\lambda$, окажется равным значению диаметра кольца D_{m+1} , образованного составляющей излучения с длиной волны $\Delta\lambda$. Другими словами, ширина кольца δD_m становится столь велика, что кольца соседних порядков перекрываются, то есть перестают разрешаться.

Максимальный интервал длин волн $\Delta \lambda$, при котором не происходит перекрытия интерференционных полос соседних порядков, называется областью свободной дисперсии спектрального интерферометра. Величина $\Delta \lambda$ может быть вычислена из условия наложения кольца (m + 1)-го порядка для длины волны λ и кольца m-го порядка для длины волны ($\lambda + \Delta \lambda$):

$$m(\lambda + \Delta \lambda) = (m+1)\lambda. \tag{9.8}$$

Интерференционный максимум (светлое кольцо) порядка т образуется

при условии, что $2h\cos\phi = m\lambda$. Таким образом, в предположении малости величин углов ϕ из (9.8) можно получить выражение для величины свободной дисперсии:

$$\Delta \lambda = \lambda/m \approx \lambda^2/2h. \tag{9.9}$$

Из этого же выражения следует, что центру интерференционной картины соответствует максимальный порядок интерференции $m_{max} = 2h/\lambda$ и то, что значение m_{max} велико, а диапазон свободной дисперсии, или, другими словами, диапазон длин волн, в котором работает спектрометр, крайне мал (9.9).

По аналогии с выражением разрешающей способности дифракционной решетки для интерферометра Фабри – Перо можно записать, что:

$$R = m N_{\rm b \phi \phi}, \tag{9.10}$$

Из (9.10), воспользовавшись выражением (9.6) и учитывая выражения (9.7) и (9.9), можно получить

$$N_{3\phi\phi} = \pi \sqrt{r/(1-r)} = F \cdot \pi/2 = \Delta \lambda/\delta \lambda_R, \tag{9.11}$$

 $N_{3\phi\phi}$ – эффективное число пучков равной интенсивности, которое обеспечивает такую же разрешающую способность *R*, что и бесконечное количество пучков с убывающей амплитудой (выражение (9.5)). Но, что еще важнее, $N_{3\phi\phi}$ – число интерференционных колец. Которое может быть разрешено в интервале $\Delta\lambda$ между соседними порядками.

Для вычислений ширины полосы лазерной генерации необходимо воспользоваться зарегистрированной, например, с помощью цифровой камеры, системой интерференционных колец, полученной с помощью интерферометра Фабри–Перо (Рис. 9.2, Рис. 9.4). Далее, необходимо измерить ширину кольца δD_m (удобнее взять второй и третий максимумы), расстояние между кольцами $\Delta D_{m-1,m}$, внутренние радиусы колец D_a m-го m-1-го порядков (D_b – внешние радиусы колец, Рис. 9.4).



Рисунок 9.4 — Интерференционная картина полос равного наклона, после интерферометра Фабри-Перо

Используя основное уравнение интерферометра и предполагая малость углов ϕ (cos ϕ pазлагается в ряд Тейлора), можно записать:

$$2h\cos\phi = m\lambda = 2h(1 - \phi^2/2). \tag{9.12}$$

Тогда, это выражение для направления на внутренний радиус а колец (длина волны λ_a) m-го и m-1 порядков, соответственно, примет вид:

$$2h(1 - \phi^{2}{}_{a,m}/2) = m\lambda_{a}, \qquad (9.13)$$

$$2h(1 - \phi^2_{a,m-1}/2) = (m - 1)\lambda_a.$$
(9.14)

Вычитая второе выражение из первого, можно получить:

$$(\phi^{2}_{a,m-1} - \phi^{2}_{a,m})h = \lambda_{a}.$$
(9.15)

Зная фокусное расстояние линзы f, может быть вычислен радиус m-го кольца $R_m = f\phi_m$ и тогда выражение (9.15) можно переписать, используя величины диаметров колец:

$$(D^{2}_{a,m-1} - D^{2}_{a,m})h = 4\lambda_{a}f^{2}.$$
(9.16)

Аналогично (9.13) для внешнего радиуса кольца b (длина волны λ_b) *m*:-го порядка, можно записать:

$$2h(1 - \phi^2_{b,m/2}) = m\lambda_b. \tag{9.17}$$

Вычитая выражение (9.17) из выражения (9.13) ($\lambda_a > \lambda_b$) и учитывая, что $D_m = 2f \phi_m$, можно получить:

$$m\delta\lambda_{ab} = (h/4f^2)(D^2_{b,m} - D^2_{a,m}).$$
(9.18)

Выражение (9.18) может быть использовано для вычисления ширины полосы лазерной генерации δλ_{ab}.

Однако, как выше отмечалось, для точечного источника излучения возможно получение интерференционной картины и без использования фокусирующей линзы. Следовательно, имеет смысл получить выражение для вычисления ширины полосы генерации, не используя значение величины фокусного расстояния линзы f. Тогда, произведя деление выражения (9.18) на (9.16), можно получить:

$$(D^{2}_{b,m} - D^{2}_{a,m})/(D^{2}_{a,m-1} - D^{2}_{a,m}) = m\delta\lambda_{ab}/\lambda_{a}.$$
(9.19)

Так как, из (9.9), $m \approx 2h/\lambda_a$, то желаемое выражение для ширины полосы лазерной генерации $\delta\lambda_{ab}$ примет вид:

$$\delta\lambda_{ab} = \lambda^2 {}_a (D^2{}_{b,m} - D^2{}_{a,m})/2h(D^2{}_{a,m-1} - D^2{}_{a,m}).$$
(9.20)

Это выражение можно еще упростить, разложив разности квадратов диаметров в числителе и знаменателе и учитывая, что $D_{b,m} + D_{a,m} \approx 2D_{a,m}, D_{a,m-1} - D_{a,m} = \Delta D_{m-1,m}, D_{a,m-1} + D_{a,m} = 2D_{a,m} + \Delta D_{m,m-1}$:

$$\delta\lambda_{ab} = \lambda_a/m \cdot \delta D_m/\Delta D_{m-1,m} \cdot 1/(1 + \Delta D_{m,m-1}/2D_{a,m})).$$
(9.21)

Вычислив $\delta \lambda_{ab}$, возможно рассчитать ширину полосы генерации в единицах частоты и длину когерентности излучения исследуемого лазера L_c :

$$\delta v = \delta \lambda \cdot c / \lambda^2, \, L_c = \lambda^2 / \delta \lambda, \tag{9.22}$$

где δv , Гц; $\delta \lambda$, м; *с* – скорость света, м/с; λ – длина волны излучения, м.

В Табл. 9.1 приведены параметры излучения некоторых газовых, твердотельных и жидкостных лазеров.

		Среднее значение ширины		Длина
Лазерная Длина среда волны, нм	Длина	полосы генерации		когерентности <i>L</i> , мм
	$\delta \lambda$, нм	δv , ГГц		
He-Ne	632,8	$2 \cdot 10^{-3}$	1,5	200
Nd ³⁺ : YAG	1060	0,45	120	2,5
Nd ³⁺ : стекло	1060	11,2	3000	5
$Al_2O_3:Cr^{3+}$	694,3	0,096	60	0,1
Родамин 6G	600	6,0	5000	0,06
GaAs	850	10,0	4150	0,07

Таблица 9.1 – Параметры излучения лазеров

Методические указания и порядок выполнения работы

Измерения ширины полосы Nd-YAG лазера, работающего на длине волны $\lambda = 1064$ нм (Лаб. раб. 8), осуществляются на длине волны $\lambda = 532$ нм. В этом случае соотношение значений ширины полосы генерации на длине волны $\lambda = 1064$ нм (Δv_{1064}) и на $\lambda = 532$ нм (Δv_{532}) определяется как $\Delta v_{1064} = (1/\sqrt{2}) \Delta v_{532}$ [4, 5].

Схематически экспериментальная установка (ее элементы) приведена на Рис. 9.5. С целью увеличения эффективности преобразования излучения лазера во вторую гармонику путем увеличения плотности мощности излучения, падающей на нелинейный кристалл, перед фокусирующей линзой устанавливается расширитель пучка. Интерферометр располагается в расходящемся пучке излучения.



Рисунок 9.5 — Элементы экспериментальной установки: 1 — оптоволокно с фокусирующим телескопом (передача излучения лазера накачки накачки), 2 — лазер на кристалле Nd-YAG, 4 — расширитель пучка, 5 — фокусирующая линза, 6 — нелинейный кристалл (КТР), 7 — эталон Фабри-Перо. 3 — направление лазерного луча

В измерениях используются интерферометр Фабри-Перо со сменным набором колец, позволяющим изменять расстояние между пластинами зеркал в диапазоне h = 3-30 мм и эталон Фабри-Перо (h = 100 мкм) (Рис. 9.6).



Рисунок 9.6 — Внешний вид интерферометра Фабри-Перо ИТ-28 (слева, h = 3 - 30 мм) и эталона Фабри-Перо (справа, h = 100 мкм)

Пример получения интерференционной картины с помощью эталона от излучения твердотельного лазера с длиной волны генерации $\lambda = 532$ нм приведен на Рис. 9.7.



Рисунок 9.7 Получение интерференционной картины с помощью эталона Фабри-Перо, источник излучения-непрерывный Nd — лазер с воздушным охлаждением и длиной волны генерации λ = 532 нм. 1 — лазер, 2 — эталон.

Обработка интерферограмм с помощью ПО Fiji

1. Запустить программу Fiji. Значок загрузки и рабочее окно программы приведены на Рис. 9.7.



Рисунок 9.7 – Значок загрузки и рабочее окно программы Fiji

2. Загрузка фотографии интерферограммы в программу осуществляется либо последовательным введением с помощью мыши команды File – Open – Ctrl + O, либо переносом мышью фотографии в рабочее поле программы. Интерферограмма появится в отдельном окне программы.

3. При перемещении курсора мыши по значкам рабочего окна в информационной строке под ними будет появляться описание выполняемых ими функций. Например, нажимая клавиши значков с прямоугольником (Rectangular) или отрезком (Straight; при повторном нажатии этой клавиши появляется дополнительное окно Line Width, где, увеличивая толщину линии, можно построить усредненный профиль интерферограммы), последующим действием возможно выделение на интерферограмме области или сечения колец для последующего анализа (Рис. 9.8).



Рисунок 9.8 — Интерферограмма и выделенная область колец для построения профиля интенсивности

4. Нажав последовательно клавиши Analyze → Plot Profile, возможно построение профиля интерферограммы (Рис. 9.9) и вычисление необходимых геометрических характеристик колец (Рис. 9.4), путем выделения на профиле курсором мыши необходимого для вычислений отрезка. Геометрические характеристики выделенного отрезка (длина, угол) будут появляться в информационной строке.



Рисунок 9.9 – Профиль интерферограммы

Важно отметить, и это хорошо видно из Рис. 9.8, 9.9, что интенсивность (амплитуда) интерференционных максимумов уменьшается по мере удаления от центра интерферограммы, ширина колец и расстояние между ними уменьшаются.

Возможно сохранение профиля интерференции в желаемом формате, а для этого необходимо, например, последовательно нажать клавиши $File \rightarrow Save$ $As \rightarrow Jpeg$.

5. Нажав последовательно клавиши Analyze \rightarrow 3D Surface Plot, можно построить трехмерный профиль интерферограммы в интерактивном окне Interactive 3D Surface Plot с возможностью его последующего 3D анализа и математической обработки (например, используя опцию сглаживания).



Рисунок 9.10 – 3D сечение профиля интерферограммы

5. Порядок выполнения работы

1. Юстируя нелинейный кристалл, добиться максимума генерации (максимума яркости пятна излучения) на длине волны *λ* = 532 нм.

2. Съюстировать интерферометр Фабри-Перо [6].

3. С помощью цифровой камеры произвести регистрацию интерферограмм для максимальной мощности лазера, работающего в непрерывном и импульсном режимах

4. Рассчитать область свободной дисперсии используемого интерферометра, его теоретическую разрешающую способность. Рассчитать контраст интерференционной картины.

5. Для различных порядков интерференционной картины рассчитать несколько значений ширины полосы генерации. Провести анализ погрешности измерений. Обработку интерферограмм производить, в том числе, в ПО Fiji.

6. Вычислить значения ширины полосы генерации в гигагерцах и обратных сантиметрах, пользуясь формулами, рассчитать длину когерентности излучения лазера.

7. По заданию преподавателя выполнить измерения с лазерной указкой в качестве источника излучения.

7.Содержание отчета

- Схема установки.

- Краткое изложение последовательности измерений.
- Интерферограммы, расчеты.
- Анализ полученных результатов.

8. Контрольные вопросы

1. Какова основная формула интерферометра Фабри-Перо?

2. Какова величина максимального порядка интерференции?

3. Как изменяется величина длины волны в пределах ширины кольца?

4. Что характеризует величина эффективного количества лучей?

5. Как вычислить ширину свободной дисперсии интерферометра?

6. Как рассчитать разрешающую способность и максимальное спектральное разрешение интерферометра?

7. Как рассчитать величину контраста интерференционной картины и что она характеризует?

9. Список литературы

- 1. Зайдель, А.Н., Островская, Г.В., Островский, Ю.И. Техника и практика спектроскопии / А.Н. Зайдель. М.: Наука, 1972.
- 2. Нагибина, И.М. Интерференция и дифракция света / И.М. Нагибина. Ленинград: Машиностроение, ЛО, 1985.
- 3. Звелто, О. Принципы лазеров / О. Звелто. СПб.: Лань, 2008.
- 4. Спектральные характеристики лазеров с электронной стабилизацией по опорному резонатору / А.Н.Матвеев [и др.] // Квантовая электроника. 2008. 38(4). С. 391-400.
- 5. Моноимпульсный Nd-YAG-лазер с поперечной диодной накачкой и инжекцией излучения одночастотного полупроводникового лазерного модуля/ М.В. Богданович [и др.] // Квантовая электроника.2016. 46(10). С.870-872.
- 6. Интерферометр Фабри-Перо типа ИТ-28. Техническое описание и инструкция по эксплуатации / Ленинград:ЛОМО, 1978.
- 7. Официальный сайт ПО Fiji: http://fiji.sc/Fiji

Лебедев Вячеслав Фёдорович

Лазерная фотоника Учебно-методическое пособие

В авторской редакции Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО Зав. РИО Н.Ф. Гусарова Подписано к печати Заказ № Тираж Отпечатано на ризографе

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49