

Ep. 6.1

687

ISSN 0136-3549

0320-3441

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI

TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИННСКОГО
ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

TRANSACTIONS OF TALLINN
TECHNICAL UNIVERSITY

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ПРИКЛАДНОЙ
КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ



TALLINN 1989

687

ALUSTATUD 1937

**TALLINNA POLÜTEHNILISE
INSTITUUDI TOIMETISED**

**ТРУДЫ ТАЛЛИННСКОГО
ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА**

**TRANSACTIONS OF TALLINN
TECHNICAL UNIVERSITY**



УДК 621.378.9
621.391.833.22

**ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ПРИКЛАДНОЙ
КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ**

Радиотехника ХУИИ

TALLINN 1989

ALUSTATUD 1937

887

TALLINNA POLITEHNILISE
INSTITUUDI TOIMITISED

TRÜDY TALLINNSKOJO
POLITEHNITSKOJO INSTITUTU

TRANSACTIONS OF TALLIN
TECHNICAL UNIVERSITY

УДК 621.375.8

621.375.8

ТАЛЛИНСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Труды ТПИ № 887

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ПРИКЛАДНОЙ КВАНТОВОЙ

ЭЛЕКТРОНИКЕ

Радиотехника ХУ11

На русском языке

Ответственный редактор Я. Умбог

Технический редактор Е. Зорина

Сборник утвержден коллегией Трудов ТПИ 04.04.89

Подписано к печати 29.06.89

МВ- 04471

Формат 60x90/16

Печ. л. 5,5 + 0,25 приложение

Уч.-изд. л. 4,8

Тираж 300

Заказ № 465

Цена 95 коп.

Таллинский политехнический институт

200108 Таллинн, Эхитаяте тээ, 5

Ротапринт ТПИ

200008 Таллинн, ул. Коскла, 2/9

Б.В. Захаров, Т.А. Кинк,
К.Б. Мейгас, Х.В. Хинрикус

ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА В СОВМЕЩЕННОМ РЕЖИМЕ

В настоящей работе проведено исследование процессв смещения оптического излучения в активной среде газового лазера и возможность использования совмещенного режима работы газового лазера (активную среду газового лазера используют как приемник оптического излучения) в целях создания чувствительной приемной аппаратуры в области спектра работы лазеров.

В основу исследования положен метод смещения оптических частот в активной среде лазера [1]. В этом методе используется факт, что лазерная среда является существенно нелинейной [2, 4], а многократное прохождение излучения в нелинейной среде приводит к накоплению этой нелинейности, существенно усиливая эффект. Поляризуемость активной среды лазера в общем случае имеет не только линейный член, но и члены более высокого порядка

$$P = \alpha E + \beta E^2 + \gamma E^3 + \dots, \quad (1)$$

где α , β , γ - коэффициенты восприимчивости среды.

Величины β , γ - малы и поэтому их обычно не учитывают.

Пусть лазер излучает волну

$$E_1 = E_{10} \sin \omega_1 t,$$

которая отразившись от некоего объекта возвращается в резонатор лазера, несколько изменив свою частоту при распространении в атмосфере

$$E_2 = E_{20} \sin \omega_2 t.$$

Попав в резонатор волны E_1 и E_2 совместно проходят в нелинейной среде большой оптический путь, взаимодействуя

друг с другом. За счет высокой добротности оптического резонатора их совместный путь очень велик $(10^5 - 10^6) \ell$, где ℓ - длина резонатора.

На рис. 1 показан принцип сложения прямой и отраженной волны в резонаторе.

При сложении в активной среде волн E_1 и E_2 возникают компоненты:

$$2(E_1 + E_2)^2 = E_{10}^2 + E_{20}^2 - E_{10}^2 \cos 2\omega_1 t - E_{20}^2 \cos 2\omega_2 t + 2E_{10}E_{20} \cos(\omega_1 - \omega_2)t - 2E_{10}E_{20} \cos(\omega_2 + \omega_1)t, \quad (2)$$

т.е. появляются постоянные составляющие - разностная частота и суммарная частота. Так как ω_1 и ω_2 - оптические частоты, то суммарные частоты нас не интересуют. Разностные частоты лежат в радиодиапазоне и могут быть зафиксированы. Таким образом, в результате смещения на фотоприемнике выделится разностная частота

$$2E_{10}E_{20} \cos(\omega_1 - \omega_2)t. \quad (3)$$

Максимальная разность частот, которую можно зафиксировать, должна быть не больше ширины контура усиления в резонаторе. Для HeNe-лазера эта величина составляет 1-10 МГц (в зависимости от качества резонатора и коэффициента пропускания зеркал [3]).

Эксперимент по исследованию газового лазера в совмещенном режиме был проведен на трассах 100 м и 2,6 км. При неподвижном отражателе промежуточная частота возникла за счет относительного перемещения лазера и уголкового отражателя из-за механических вибраций, а также за счет турбулентности атмосферы.

Для экспериментальных измерений использовался двухмодовый HeNe-лазер разработки НПО "Метрология" мощностью излучения 0,1 мВт и расходимостью лазерного пучка без коллиматора в 7 мрад. С помощью коллиматора угол расходимости был изменен до дифракционного на дистанции 100 м. Отражателем служил уголкового отражатель диаметром 45 мм.

Результирующий сигнал на выходе заднего зеркала резонатора лазера принимался с помощью фотоприемника и регистрировался осциллографом С1-65 А.

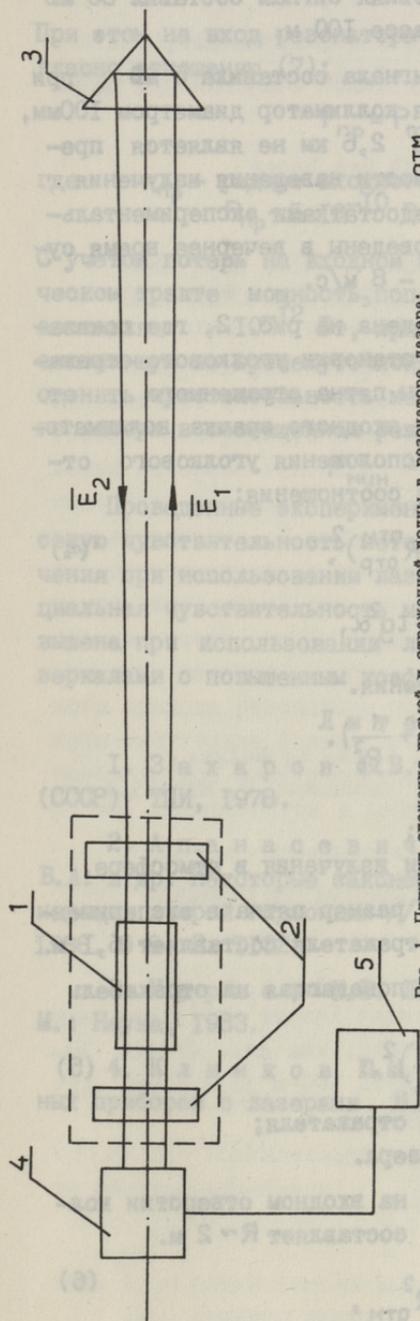


Рис. 1. Принцип сложения прямой и отраженной волны в резонаторе лазера:
 1 - активная среда лазера; 2 - зеркала резонатора; 3 - внешний отражатель; 4 - фотоприемник; 5 - индикатор.

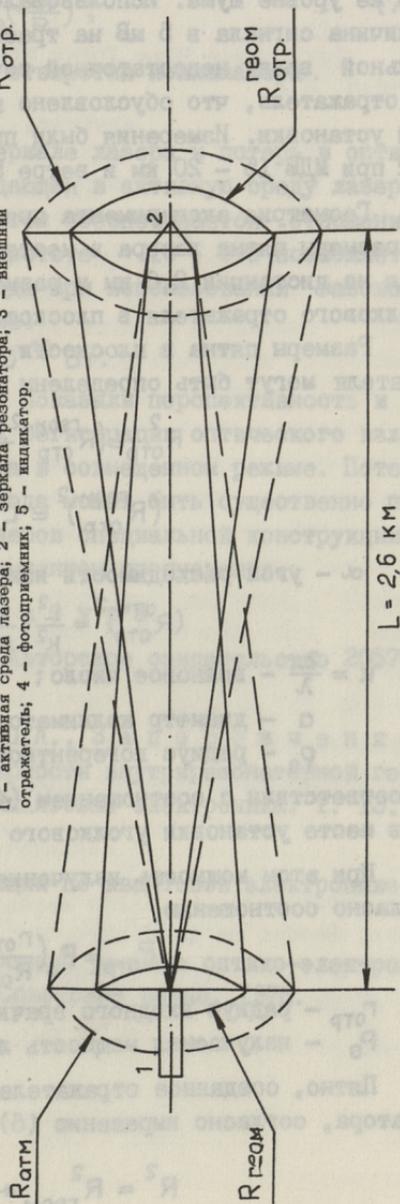


Рис. 2. Геометрия эксперимента на трассе 2,6 км:
 1 - излучающий лазер; 2 - угловой отражатель.

Регистрируемый в этих условиях сигнал составил 30 мВ при уровне шума $< 0,01$ мВ на трассе 100 м.

На трассе 2,6 км величина сигнала составила 5 мВ при том же уровне шума. Использовался коллиматор диаметром 100 мм. Величина сигнала в 5 мВ на трассе 2,6 км не является предельной ввиду недостаточной точности наведения излучения на отражатель, что обусловлено недостатками экспериментальной установки. Измерения были проведены в вечернее время суток при МДВ 15 - 20 км и ветре 5 - 8 м/с.

Геометрия эксперимента приведена на рис. 2, где показаны размеры пятна лазера в месте установки уголкового отражателя на дистанции 2,6 км и размеры пятна отраженного от уголкового отражателя в плоскости входного зрачка коллиматора. Размеры пятна в плоскости расположения уголкового отражателя могут быть определены из соотношения:

$$R_{\text{отр}}^2 = (R_{\text{отр}}^{\text{геом}})^2 + (R_{\text{отр}}^{\text{атм}})^2, \quad (4)$$

где

$$(R_{\text{отр}}^{\text{геом}})^2 = L^2 + tg^2 \alpha,$$

α - угол расходимости излучения.

$$(R_{\text{отр}}^{\text{атм}})^2 = \frac{L^2}{k^2} \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{\rho_0^2} \right),$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - волновое число;

a - диаметр коллиматора;

ρ_0 - радиус когерентности излучения в атмосфере.

В соответствии с соотношением (4) размер пятна в эксперименте в месте установки уголкового отражателя составляет 6,1 м.

При этом мощность излучения, попадающая на отражатель согласно соотношению

$$P_{\text{отр}} = P_0 \left(\frac{r_{\text{отр}}}{R_{\text{отр}}} \right)^2, \quad (5)$$

где $r_{\text{отр}}$ - радиус входного зрачка отражателя;
 P_0 - излучаемая мощность лазера.

Пятно, созданное отражателем на входном отверстии коллиматора, согласно выражению (6) составляет $R \sim 2$ м.

$$R^2 = R_{\text{геом}}^2 + R_{\text{атм}}^2, \quad (6)$$

где

$$R_{\text{атм}}^2 = \frac{L^2}{\kappa^2} \left(\frac{1}{d^2} + \frac{1}{\rho_0^2} \right); \quad d = 2r_{\text{отр}}.$$

При этом на вход резонатора лазера попадает мощность согласно отношению (7):

$$P_{\text{нр}} = P_{\text{отр}} \left(\frac{r_{\text{нр}}}{R} \right)^2, \quad (7)$$

где $r_{\text{нр}}$ — радиус входного отверстия коллиматора.

$$P_{\text{нр}} \sim 5 \cdot 10^{-10} \text{ Вт.}$$

С учетом потерь на входном зеркале лазера и потерь в оптическом тракте мощность, попадающая в активную среду лазера, составляет $\sim 10^{-12}$ Вт, при этом обеспечивается отношение сигнал-шум по промежуточной частоте $\sim 10^3$. Это позволяет оценить чувствительность метода при использовании газового лазера в совмещенном режиме:

$$P_{\text{мин}} \sim 10^{-15} \text{ Вт.}$$

Проведенные эксперименты показали перспективность и высокую чувствительность метода регистрации оптического излучения при использовании лазера в совмещенном режиме. Потенциальная чувствительность метода может быть существенно повышена при использовании лазеров специальной конструкции и зеркалами с повышенным коэффициентом пропускания.

Л и т е р а т у р а

1. Захаров Б.В. Авторское свидетельство 205702 (СССР) ТПИ, 1978.

2. Апанасевич П.А., Запороженко В.А. и др. Некоторые закономерности внутрирезонаторной генерации второй гармоники // Квантовая электроника. Т. 13, 1986. № 6. С. 1132.

3. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. М.: Наука, 1983.

4. Климов Ю.М. Основы расчета оптико-электронных приборов с лазерами. М.: Советское радио, 1978.

T. Kink, K. Meigas,
B. Zakharov, H. Hinrikus

Continuous Wave Joint Effect Gas Laser

Abstract

The problem of signal wave and reference wave interaction in continuous wave joint effect laser has been discussed. The analysis of the results of the study shows a good sensitivity in the 2.6 km distance.

T. Kink, K. Meigas,
B. Zahharov, H. Hinrikus

Gaaslaseri uurimine optilise vastuvõtu režiimis

Kokkuvõte

Uuritakse signaalide segustamist laseri aktiivses keskkonnas. Toodud on katssetuste tulemused, kus gaaslaserit kasutati optilise vastuvõtjana kaugustel 100 m ja 2,6 km.

Hinnatakse meetodi tundlikkust.

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОГО ГЕТЕРОДИНИРОВАНИЯ

Лазерные резонаторы характеризуются двумя главными особенностями: они как правило бывают открытыми, т.е. не имеют боковой поверхности и их размеры намного превышают длину волны лазерной генерации [2, 5]. Вышеупомянутые свойства оптического резонатора оказывают значительное влияние на его характеристики. В таком резонаторе лишь очень немногие моды, соответствующие суперпозиции волн, распространяющихся почти параллельно оси резонатора, будут иметь достаточно низкие потери, чтобы стала возможной генерация. Все остальные моды резонатора соответствуют волнам, которые после одного прохода резонатора почти полностью затухают. Однако, хотя отсутствие боковых поверхностей означает, что может возбуждаться лишь очень небольшое число мод, число генерируемых поверхностей в действительности больше, чем одна.

В случае плоскопараллельного резонатора составляющие напряженности электрического поля E можно записать в виде [1]:

$$\begin{aligned} E_x &= e_x \cos K_x \cdot x \sin K_y \cdot y \sin K_z z \sin \omega t \\ E_y &= e_y \sin K_x \cdot x \cos K_y \cdot y \sin K_z z \sin \omega t \\ E_z &= e_z \sin K_x \cdot x \sin K_y \cdot y \cos K_z z \sin \omega t, \end{aligned} \quad (I)$$

где
$$K_x = \frac{l \cdot \pi}{2a}, \quad K_y = \frac{m \cdot \pi}{2a}, \quad K_z = \frac{q \cdot \pi}{L}$$

(l, m, q — положительные целые числа), а резонансные частоты даются выражением:

$$\nu = \frac{c}{2} \left[\left(\frac{q}{L} \right)^2 + \left(\frac{m}{2a} \right)^2 + \left(\frac{l}{2a} \right)^2 \right], \quad (2)$$

где L — длина резонатора;
 a — диаметр зеркала.

Выражение (1) можно представить в комплексном виде, выражая синусы и косинусы через экспоненциальные функции. При этом можно показать, что каждая составляющая поля E записывается как сумма восьми плоских волн, распространяющихся вдоль направлений, определяемых восьмиволновыми векторами с компонентами $\pm K_x, \pm K_y$ и $\pm K_z$. Следовательно, направляющие косинусы этих векторов равны

$$\pm \left(\frac{l \cdot \lambda}{4a} \right), \pm \left(\frac{m \cdot \lambda}{4a} \right) \text{ и } \pm \left(\frac{q \cdot \lambda}{2L} \right),$$

где λ — длина волны, соответствующая данной моде.

Для открытого резонатора $(l, m) \ll q$. Оправданием такого предположения служит тот факт, что моды открытого резонатора можно представить в виде суперпозиции плоских волн, распространяющихся под очень малыми углами к оси z . Предполагая, что $(l, m) \ll q$, резонансные частоты плоскопараллельного резонатора можно найти из выражения (2) путем разложения его в степенной ряд:

$$\nu \sim \left(\frac{c}{2} \right) \left[\frac{q}{L} + (l^2 + m^2) \frac{L}{8qa^2} \right]. \quad (3)$$

Таким образом, для каждого набора значений трех величин l, m, q существует вполне определенная мода резонатора с вполне определенной резонансной частотой.

Из выражения (3) можно сразу получить, что разность частот, соответствующих двум модам, с одними и теми же значениями l и m , но с q , отличающимися на 1, равна

$$\Delta \nu_q = \frac{c}{2L}. \quad (4)$$

Эти две моды отличаются лишь распределением поля вдоль оси z , т.е. в продольном направлении. Поэтому $\Delta \nu_q$ называют разностью частот между двумя последовательными продольными модами. Разность частот между двумя модами, отличающимися только значениями m на 1, т.е. на разность частот между соседними поперечными модами, записывается в виде

$$\Delta \nu_m = \frac{cL(m + \frac{1}{2})}{8qa^2}. \quad (5)$$

Для типичных значений L величины $\Delta \nu_q$ составляют порядка нескольких сотен мегагерц, тогда как $\Delta \nu_m$ ($\Delta \nu_l$) порядка нескольких мегагерц. На рис. 1 показан спектр час-

тот плоскопараллельного резонатора. Моды с одинаковыми q , но с разными значениями l и m , удовлетворяющими условию $l^2 + m^2 = \text{const}$, имеют одну и ту же частоту и поэтому их называют частотно-вырожденными.

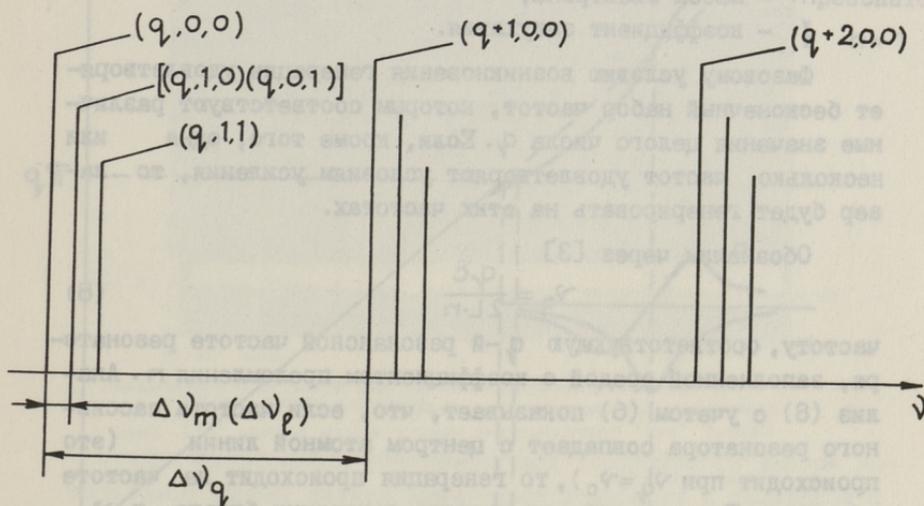


Рис. 1. Резонансные частоты плоскопараллельного резонатора.

В реальном лазере взаимодействие электромагнитного поля с атомными системами сопровождается не только поглощением энергии, но также и дисперсионными явлениями, при которых фазовая скорость проходящей волны зависит от частоты [7].

Если допустить, что при низком давлении газа межатомные расстояния велики, а взаимодействие атомов мало, то основную роль будут играть электроны как точечные колеблющиеся массы. В этом случае справедливы следующие неравенства:

$$k \ll 1; |n-1| \ll 1; n^2 - 1 \approx 2(n-1),$$

где k — показатель поглощения среды;
 n — коэффициент преломления среды.

При отмеченных допущениях соотношения для оптических показателей среды следующие [4]:

$$n = 1 + \frac{2\pi N e^2}{m} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \quad (6)$$

$$\kappa = \frac{2\pi N e^2}{m} \frac{\gamma \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}, \quad (7)$$

где N - число атомов в единице объема;
 e - заряд электрона;
 m - масса электрона;
 γ - коэффициент затухания.

Фазовому условию возникновения генерации удовлетворяет бесконечный набор частот, которым соответствуют различные значения целого числа q . Если, кроме того, одна или несколько частот удовлетворяют условиям усиления, то лазер будет генерировать на этих частотах.

Обозначим через [3]

$$\nu_q = \frac{q \cdot c}{2L \cdot n} \quad (8)$$

частоту, соответствующую q -й резонансной частоте резонатора, заполненной средой с коэффициентом преломления n . Анализ (8) с учетом (6) показывает, что, если частота пассивного резонатора совпадает с центром атомной линии (это происходит при $\nu_q = \nu_0$), то генерация происходит на частоте $\nu = \nu_0$. Если $\nu_q \neq \nu_0$, то частота генерации близка к ν_q , но слегка сдвинута к ν_0 . Это явление называется "затягивание частоты". Оно иллюстрируется рисунком 2.

Затягивание возникает из-за взаимодействия резонанса резонатора с атомным резонансом. Практически затягивание осевых мод составляет около $1/800$ значения $\Delta\nu_q$ [6]. Экспериментально был исследован газовый лазер ЛГ-79 с трубкой ГЛ-107. Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 3. Наблюдение сигнала о межмодовых биениях лазера было проведено тремя разными способами. Сигнал снимался с помощью фотодетектора, использовалось сопротивление нагрузки в цепи питания лазера и с помощью антенны, которая находилась в непосредственной близости от трубки лазера. Последний метод заключается в использовании самой активной среды при непрерывном совмещенном режиме работы лазера [8].

Для наблюдения спектра межмодовых биений использовался анализатор спектра СЧ-60. Для регулирования режима лазера использовался регулируемый блок питания с блоком до-бавочных конденсаторов.

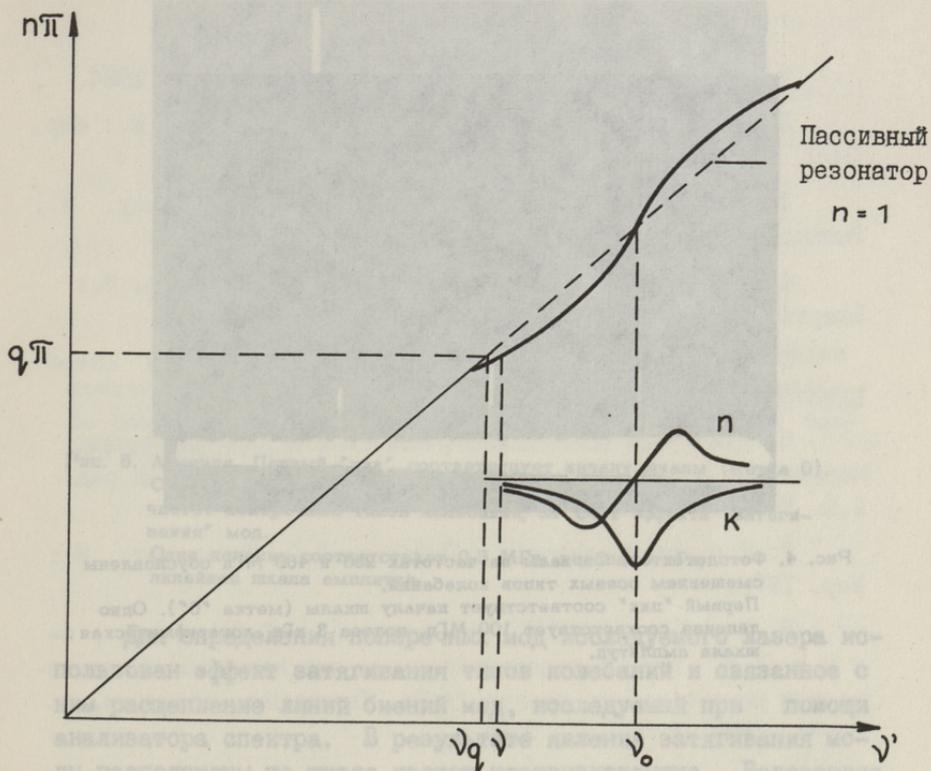


Рис. 2. "Затягивание" частоты лазерной генерации ν от значения частоты пассивного резонатора ν_q к значению частоты атомного резонанса ν_0 за счет дисперсии активной среды.

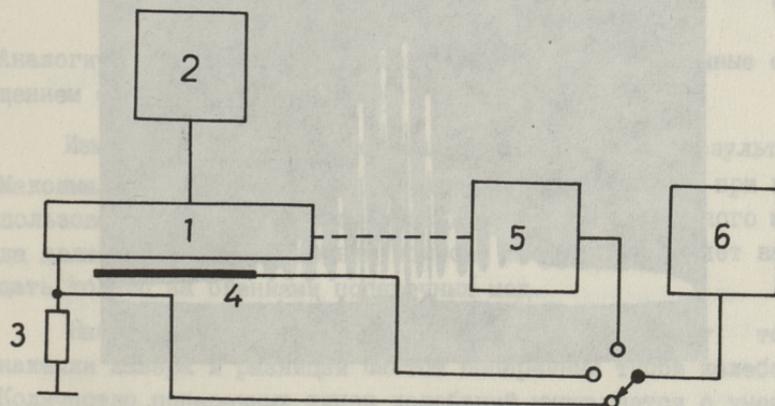


Рис. 3. Функциональная схема для исследования модовой структуры газового лазера:
1 - лазер; 2 - блок питания; 3 - сопротивление $R = 75 \text{ Ом}$;
4 - антенна; 5 - фотоприемник; 6 - анализатор спектра.

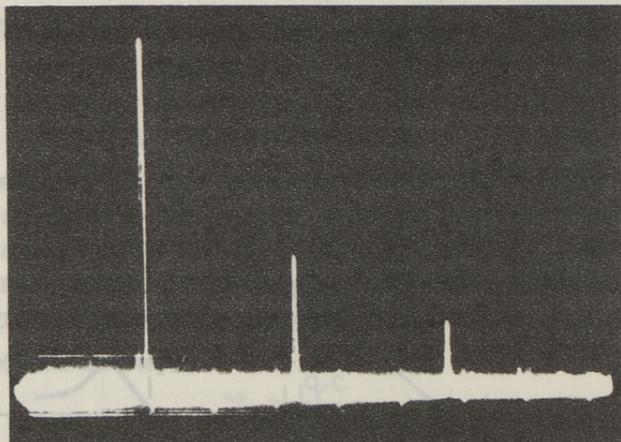


Рис. 4. Фотодетектор. Сигналы на частотах 230 и 460 МГц обусловлены смещением осевых типов колебаний. Первый "пик" соответствует началу шкалы (метка "0"). Одно деление соответствует 100 МГц, полоса 3 кГц, логарифмическая шкала амплитуд.

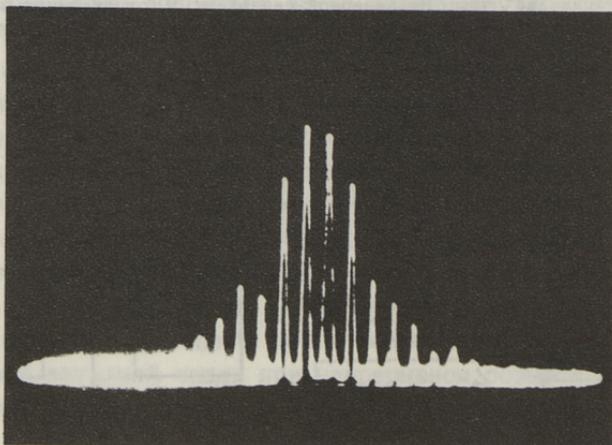


Рис. 5. Фотодетектор. Средняя частота 230 МГц. Видны сигналы, обусловленные поперечными типами колебаний более высокого порядка. Одно деление соответствует 2 МГц, полоса 3 кГц, логарифмическая шкала амплитуд.

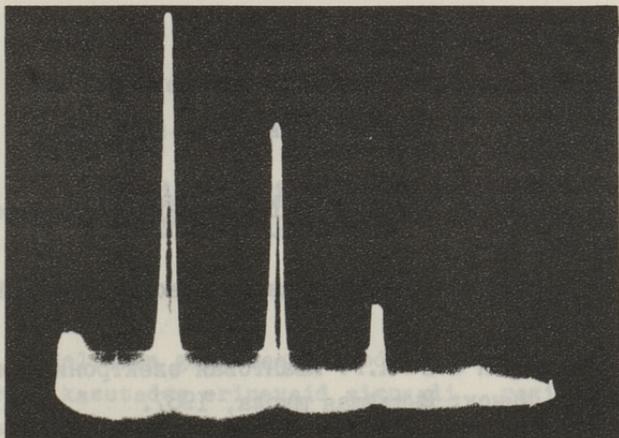


Рис. 6. Антенна. Первый "пик" соответствует началу шкалы (метка 0). Сигналы на частотах 1, 2, 3 МГц обусловлены смещением частот поперечных типов колебаний, за счет эффекта "затягивания" мод. Одно деление соответствует 0,5 МГц, полоса 3 кГц, линейная шкала амплитуд.

Для определения поперечных мод исследуемого лазера использован эффект затягивания типов колебаний и связанное с ним расщепление линий биений мод, исследуемый при помощи анализатора спектра. В результате явления затягивания моды расположены по шкале частот неэквидистантно. Вследствие этого, биения будут иметь несколько пиков, число которых соответствует числу одновременно генерируемых мод [2]

$$M = \frac{N(N-1)}{2} . \quad (9)$$

Аналогично наблюдаются и нулевые биения, обусловленные смещением осевых типов колебаний.

Измерения разными способами дали одинаковые результаты. Максимальное отношение сигнал-шум составляло 80 дБ при использовании антенны в виде провода. Недостатком данного метода является узкая частотная полоса, которая позволяет наблюдать только за биениями поперечных мод.

Наблюдается сильная обратная зависимость между током накачки лазера и разницей частот поперечных типов колебаний. Количество поперечных типов колебаний уменьшается с уменьшением тока накачки. Экспериментальные результаты приведены на рисунках 4, 5, 6.

Л и т е р а т у р а

1. З в е л т о О. Принципы лазеров. М.: Мир, 1984.
2. Х и р д Г. Измерение лазерных параметров. М.: Мир, 1970.
3. Я р и в А. Введение в оптическую электронику. М.: Высшая школа, 1983.
4. Г а р б у н и М. Физика оптических явлений. М.: Энергия, 1967.
5. С м и р н о в А.Г. Квантовая электроника и оптоэлектроника. Минск: Высшая школа, 1987.
6. Измерение спектрально-частотных и корреляционных параметров и характеристик лазерного излучения / Под ред. А.Ф. Котюка. М.: Радио и связь, 1982.
7. Применения лазеров / Под ред. В.П. Тychинского. М.: Мир, 1974.
8. М е й г а с К.В., За х а р о в Б.В., Х и н р и к у с Х.В. Шумы фотодетектирования при непрерывном совмещенном режиме работы лазера // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. 1987. № 639. С. 9-14.

К. Meigas

The Optical Heterodyne Method for Laser Specter Measurements

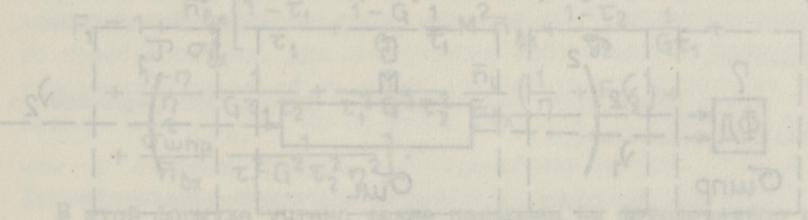
Abstract

Experimental measurements of optical intermediate mode frequencies in a gas laser have been described. Some methods of signal registration, including the method of continuous wave joint effect in the laser, have been used.

Laseri spektri mõõtmise optilise heterodüünmeetodi abil

Kokkuvõte

Vaadeldakse gaaslaseri moodidevahelise tuiklemise spektrit, kasutades erinevaid signaali registreerimise meetodeid, sealhulgas ka sellist, kus laser ise töötab vastuvõtjana.



РАСЧЕТ ШУМОВ УСТРОЙСТВ ФОТОДЕТЕКТИРОВАНИЯ С ПРИМЕНЕНИЕМ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Газовые лазеры могут быть использованы в совмещенном режиме для когерентного фотодетектирования лазерного излучения [1]. В настоящей статье проведен расчет шумов такого типа устройств фотодетектирования с применением метода шумящих оптических четырехполюсников [2].

Рассмотрим сначала шумы в схеме с внешним фотодетектированием. Схема устройства приведена на рисунке 1.

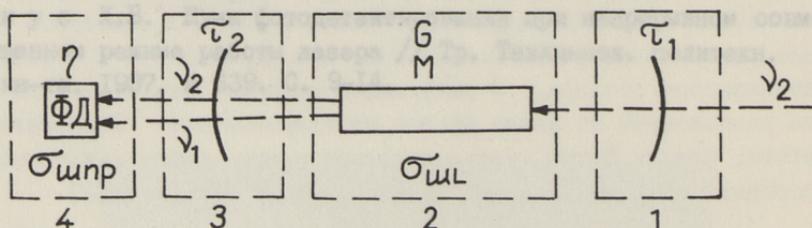


Рис. 1. Схема расчета шумов устройства с внешним фотодетектированием.

Для сигнальной волны на частоте ν_2 оптический тракт может быть рассмотрен как линейный. Для расчета шумов такого устройства представим его в виде ряда последовательно включенных четырехполюсников с соответствующими коэффициентами передачи. Такими четырехполюсниками являются:

1) входное зеркало лазера с коэффициентом передачи по мощности $\tau_1 = 1 - R_1$, где R_1 коэффициент отражения зеркала;

2) активная среда лазера с эквивалентным коэффициентом передачи по мощности с учетом гетеродинного усиления $G = G_L \cdot E_{10}^2$, где G_L усиление в активном веществе и напряженность поля генерируемой в лазере волны;

3) выходное зеркало лазера с коэффициентом передачи по мощности $\tau_2 = 1 - R_2$;

4) фотодетектор с квантовой эффективностью η .

Активная среда лазера имеет коэффициент шумовой модуляции M и обладает аддитивным шумом σ_L , обусловленным спонтанным излучением. Эквивалентные параметры четырехполосников на рисунке I следующие:

первый четырехполосник имеет коэффициент передачи τ_1 , коэффициент мультипликативного шума $M_1 = 0$, аддитивные шумы $\sigma_{\omega 1} = 0$;

второй четырехполосник имеет параметры G, M и $\sigma_{\omega 1}$;

третий четырехполосник имеет параметры $\tau_2, M_3 = 0$ и $\sigma_{\omega 3} = 0$;

четвертый четырехполосник имеет параметры $\eta, M_4 = 0$ и $\sigma_{\omega 4}$.

Согласно формулам [2], пренебрегая влиянием мультипликативного шума на аддитивный шум, коэффициент шума устройства смешения с внешним фотодетектированием

$$F_1 = 1 + \frac{\bar{n}_{bx}}{\sigma_{bx}^2} \left[\frac{1 - \tau_1}{\tau_1} + \frac{1 - G}{G} \frac{1}{\tau_1} M^2 \bar{n}_{bx} + \frac{1 - \tau_2}{\tau_2} \frac{1}{G \tau_1} + \right. \\ \left. + \frac{1 - \eta}{\eta} \frac{1}{G \tau_1 \tau_2} + \frac{1}{\tau_1^2 G^2 \tau_2^2} \frac{\bar{n}_L}{\bar{n}_{bx}} \left(\frac{1}{\eta} + F_{Lg} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\sigma_{\omega 4}^2}{\bar{n}_{bx}} \frac{1}{\tau_1^2 G^2 \tau_2^2 \eta^2} \right].$$

В этой формуле учтено также падающее на фотодетектор излучение с обратного конца лазера со средним числом квантов \bar{n}_L и с действующим коэффициентом избыточного шума в полосе приемника F_{Lg} (шестой член в квадратных скобках). Этот член описывает аддитивный шум, обусловленный излучением гетеродинного генератора.

При большом усилении в активной среде $G \gg \frac{1}{\tau_1 \tau_2 \eta}$ в выражении для F_1 становятся малыми члены в квадратных скобках, начиная с четвертого (содержащие множители $\frac{1}{G}$ и $\frac{1}{G^2}$). Мало сказываются шумы преобразования и аддитивный шум в элементах после четырехполосника с высоким усилением. Отличается только шестой член, который с учетом высокого уровня гетеродинного излучения $\bar{n}_L \gg \bar{n}_{bx}$, несмотря на высокий коэффициент усиления G , малым не становится. В выражении F_1 доминируют члены, описывающие мультипликативный и аддитивный шум, об-

условленный гетеродинным излучением (содержащий как дробовой так и избыточный шум). С учетом $G \gg \frac{1}{\tau_1 \tau_2 \eta}$ выражение F_1 для пуассоновской статистики входного сигнала может быть записано в виде

$$F_1 \approx \frac{2}{\tau_1} + M^2 \bar{n}_{\text{вх}} + \frac{1}{\tau_1^2 G^2 \tau_2^2} \frac{\bar{n}_L}{\bar{n}_{\text{вх}}} \cdot \left(\frac{1}{\eta} + F_{Lg} \right).$$

Из последнего соотношения видно, что наиболее сильно сказываются потери во входных элементах схемы.

Включение в схему элемента с высоким коэффициентом усиления, обладающего малыми собственными шумами (в данном случае лазер с $G \gg 1$; $M \ll 1$ и $F_{Lg} \ll 1$), позволяет существенно уменьшить влияние неэффективности преобразования в элементах, последующих усилителю (в данном случае малость η и τ_2) и влияние их аддитивного шума (в данном случае $\sigma_{\text{шпр}}$). Но вводимое усиление не уменьшает влияния неэффективности преобразования в элементах до усилителя (в данном случае τ_1).

Таким образом, при смешении частот с использованием совмещенного режима газового лазера с внешним фотодетектированием требования к параметрам фотодетектора относительно невысокие.

Далее рассмотрим шум в схеме с фотодетектированием в активной среде лазера.

Применим методику расчета, аналогичную использованной выше. Схема устройства в виде ряда четырехполюсников представлена на рис. 2. Такими четырехполюсниками являются: входное зеркало лазера, активная среда лазера и элемент связи.

Первый четырехполюсник имеет коэффициент передачи по мощности τ_1 , коэффициент мультипликативного шума $M_1 = 0$ и аддитивные шумы $\sigma_{\text{ш1}} = 0$.

Второй четырехполюсник имеет параметры G, M и σ_L .

Третий четырехполюсник имеет параметры $\eta, M_3 = 0$ и $\sigma_{\text{ш3}} = 0$.

Согласно формулам [2] коэффициент шума устройства смешения в активной среде лазера

$$F_2 = 1 + \frac{\bar{n}_{\text{вх}}}{\sigma_{\text{вх}}^2} \left(\frac{1 - \tau_1}{\tau_1} + \frac{1 - G}{G} \frac{1}{\tau_1} + \frac{1 - \eta g}{\eta g} \frac{1}{\tau_1 G} + M^2 \bar{n}_{\text{вх}} + \frac{\bar{n}_L}{\bar{n}_{\text{вх}}} F_{Lg} \frac{1}{\tau_1^2 G^2} \right).$$

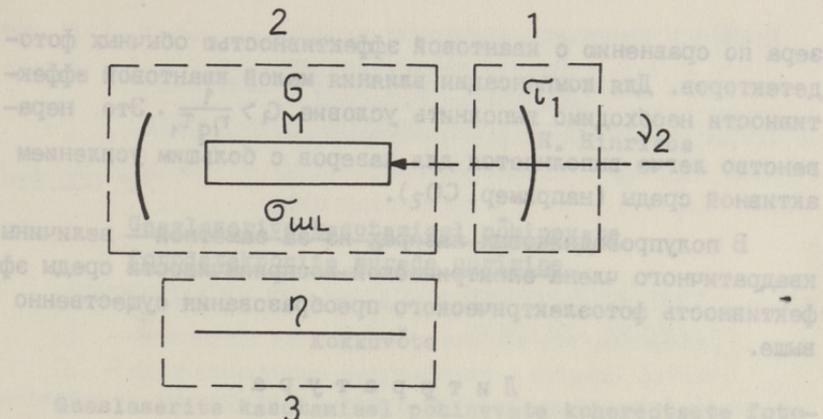


Рис. 2. Схема расчета шумов устройства с фотодетектированием в активной среде лазера.

Оцененная для газовых лазеров величина эквивалентной квантовой эффективности $\eta_g \ll 1$. Но малая эффективность фотоэлектрического преобразования может быть компенсирована достаточно большим усилением сигнала до фотоэлектрического преобразования. Для обеспечения эффективности фотодетектирования в активной среде лазера необходимо выполнить условие $G > \frac{1}{\eta_g \tau_1}$. Из-за малой величины η_g третьим членом в скобках формулы F_2 пренебречь нельзя. При пуассоновской статистике входного оптического сигнала и $G \gg 1$ формула F_2 имеет вид:

$$F_2 = \frac{2}{\tau_1} + \frac{1 - \eta_g}{\eta_g} \frac{1}{\tau_1 G} + M^2 \bar{n}_{вх} + \frac{\bar{n}_L}{\bar{n}_{вх}} F_{Lg} \frac{1}{\tau_1^2 G^2}.$$

Члены, описывающие влияние коэффициента передачи входного зеркала, мультипликативного шума и избыточного аддитивного шума лазера входят в формулы F_1 и F_2 в одинаковом виде.

Преимущество метода с фотодетектированием в активной среде лазера заключается в отсутствии дробового шума, обусловленного сильным гетеродинным излучением: при $F_{Lg} = 0$ избыточный аддитивный шум по формуле F_2 отсутствует, а по формуле F_1 остается член, соответствующий влиянию дробового шума излучения со средним числом квантов \bar{n}_L .

Недостатком метода является малая эффективность фотоэлектрического преобразования в активной среде газового ла-

зера по сравнению с квантовой эффективностью обычных фотодетекторов. Для компенсации влияния малой квантовой эффективности необходимо выполнить условие $G_1 > \frac{1}{\eta_g \tau_1}$. Это неравенство легче выполняется для лазеров с большим усилением активной среды (например, CO_2).

В полупроводниковых лазерах из-за заметной величины квадратичного члена электрической восприимчивости среды эффективность фотоэлектрического преобразования существенно выше.

Л и т е р а т у р а

1. Исследование газового лазера в совмещенном режиме / Т.А. Кинк, К.Б. Мейгас, Б.В. Захаров, Х.В. Хинрикус (см. наст. сб. с. 3-8).

2. Х и н р и к у с Х.В. Шумы в лазерных информационных системах. М.: Радио и связь, 1987. 108 с.

H. Hinrikus

Noise Calculation of Photodetection Devices by Using Gas Laser

Abstract

An analysis of noise in coherent photodetection devices with a gas laser has been provided by using the method of noisy optical twoports. It is shown, that the noise of such devices is determined by excess noise of gas lasers.

H. Hinrikus

Gaaslaserite kasutamisel põhinevate
fotodetektorite mürade uurimine

Kokkuvõte

Gaaslaserite kasutamisel põhinevate koherentsete fotodetektorite mürade analüüsiks kasutati optiliste mürisevate neliklemmide meetodit. Näidatakse, et selliste seadmete mürad on määratud kasutatavate gaaslaserite müradega.

УЧЕТ ДВУХКРАТНОГО РАССЕЙЯНИЯ ПРИ БИСТАТИЧЕСКОЙ
ЛОКАЦИИ АТМОСФЕРЫ

В большом количестве работ, посвященных определению потока рассеянного коллимированного электромагнитного излучения, поступающего на фотоприемное устройство, используют в расчетах уравнения локации в приближении однократного рассеяния [1, 2]. Применение формул однократного рассеяния вполне оправдано при рассмотрении задач распространения световых пучков в атмосфере. Это подтверждается на основе численного решения нестационарного уравнения переноса методом Монте-Карло [3], показывающего, что многократно рассеянное излучение по сравнению с однократным пренебрежимо мало при зондировании атмосферы и дает существенную добавку в сигнал, обусловленный рассеянием, при локации плотных образований типа облаков, туманов, дымов. Однако при бистатической локации атмосферы критерий малости сигнала, обусловленного соответствующим компонентом многократного рассеяния, не является достаточным для того, чтобы его не учитывать при условии, если поле зрения приемной аппаратуры не пересекается со световым пучком.

Учет эффектов многократного рассеяния позволяет в значительной степени повысить точность описания рассеяния света в атмосфере. При описании рассеяния в атмосфере можно ограничиться двухкратным рассеянием. Количественная оценка интенсивности двухкратного сигнала рассмотрена в работе [4] на основе решения уравнения переноса в замкнутой форме. Фундаментальное решение нестационарного уравнения переноса

$$\frac{1}{v} \frac{\partial I}{\partial t} + \bar{\omega} \cdot \text{grad}_x + \sigma I = \frac{\sigma_p}{4\pi} \int_{\Omega'} J(\bar{\omega}, \bar{\omega}') \times \\ \times I(t, \bar{x}, \bar{\omega}') d\bar{\omega}' + q(t, \bar{x}, \bar{\omega}), \quad (I)$$

где $q(t, \bar{x}, \bar{\omega})$ - функция источника, задающая характер
 светоизлучения в среде;
 σ - коэффициент ослабления;
 σ_p - коэффициент рассеяния;
 $J(\bar{\omega}, \bar{\omega}')$ - индикатриса рассеяния в функции косинуса
 угла рассеяния θ ;
 $\cos \theta = \bar{\omega} \cdot \bar{\omega}'$;
 v - скорость света в среде;
 \bar{x} - пространственная координата фотона;
 $\bar{\omega}$ - единичный вектор направления его движения;
 $\bar{\omega}'$ - первоначальное направление движения фотона.

Для мгновенного точечного мононаправленного источника

$$q = v^{-1} \delta(t) \delta(\bar{x}) \delta(\bar{\omega} - \bar{\omega}_0). \quad (2)$$

Решение можно представить в виде:

$$I(t, \bar{x}, \bar{\omega}) = I_0 + I_1 + I_2 + \dots + I_n, \quad (3)$$

где

$$I_0 = \frac{1}{2\pi} e^{-\sigma v t} \theta(t) \delta(x_1 - vt) \delta(x_2) \delta(x_3) \delta(1 - \omega_1), \quad (4)$$

$$I_1 = \frac{\sigma_p e^{-\sigma v t}}{4\pi} \theta(t) \theta(vt - |x_1|) \delta(x_2(1 - \omega_1) - (vt - x_1)\omega_2) \times \quad (5)$$

$$\times \delta(x_3(1 - \omega_1) - (vt - x_1)\omega_3) J(\omega_1),$$

$$I_2 = \frac{\sigma_p^2 v e^{-\sigma v t}}{8\pi^2} \int_T^t \frac{J(\cos \theta_1) J(\cos \theta_2)}{C_1^2 + C_{II}^2} dt'. \quad (6)$$

Выражение для I_2 получено при выполнении следующих условий (рис. 1):

$$\begin{cases} x_2'(1 - \omega_1') - (vt' - x_1') \omega_2' = 0 \\ x_3(1 - \omega_1') - (vt - x_1') \omega_3' = 0 \\ \omega_1^2 + \omega_2^2 + \omega_3^2 = 1. \end{cases} \quad (7)$$

В выражении (6)

$$C_1^2 = [x_2 - v(t-t')\omega_2]^2 + [x_3 + v(t-t')\omega_3]^2$$

$$C_{II}^2 = [vt' - x_1 + v(t-t')\omega_1]^2$$

$$\cos \theta_1 = \frac{2C_1^2}{C^2} - 1, \quad \cos \theta_2 = \sum_{k=1}^3 \omega_k W_k$$

$$W_1 = \cos \theta_1; \quad W_2 = \frac{2[x_2 - v(t-t')\omega_2]C_{11}}{C^2}$$

$$W_3 = \frac{2[x_3 - v(t-t')\omega_3]C_{11}}{C^2}.$$

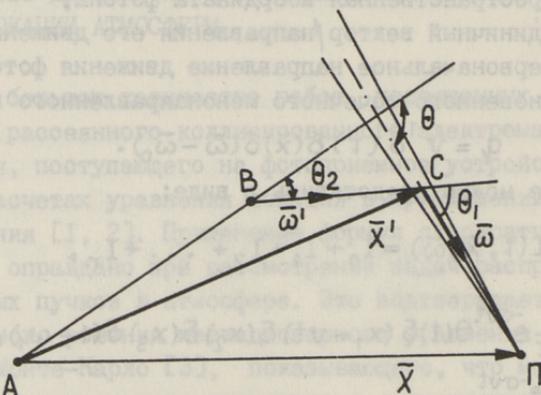


Рис. 1. Пространственное расположение приемника и передатчика при бистатической локализации.

Нижний предел интегрирования T в выражении (6) найдем из условия, если первое рассеяние (точка B) происходит сразу при выходе излучения из точки A , т.е. при выполнении условия

$$|AC| + |CP| = vt,$$

где

$$|AC| = |\bar{x}'(t)| = |\bar{x} - v(t-T)\bar{\omega}|$$

$$|CP| = v(t-T)$$

откуда

$$|\bar{x} - v(t-T)\bar{\omega}|^2 = v^2 T^2,$$

$$T = \frac{|\bar{x} - vt\bar{\omega}|^2}{2v(vt - \bar{x} \cdot \bar{\omega})}. \quad (8)$$

Выражение для мощности однократно рассеянного сигнала на фотоприемнике для момента

$$P(t) = A \sigma_p v e^{-\sigma v t} J(\cos \theta) \frac{1 + \cos \theta}{y^2}, \quad (9)$$

где A — площадь приемного зеркала;

y — расстояние от точки приема до трассы светового пучка.

Аналогичное выражение для двукратного рассеяния может быть найдено интегрированием интенсивности $I_2(t, \bar{x}, \bar{\omega})$, определяемой соотношением (6) по $\bar{\omega}$ в пределах поля зрения приемной аппаратуры $\Delta\omega$:

$$P_2 = \frac{A\sigma_p \cdot \nu \Delta\omega \cdot \pi}{y} J(\cos\theta_1) J(\cos\theta) \cdot \cos\frac{\theta}{2} e^{-\sigma\nu t} K(\cos\frac{\theta}{2}), \quad (I0)$$

где

$$K(\cos\frac{\theta}{2}) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \cos^2\theta/2 \cdot \sin^2\varphi}} \quad (II)$$

эллиптический интеграл первого рода.

Для сравнительной оценки пиковой мощности сигналов однократного и двукратного рассеяния найдем:

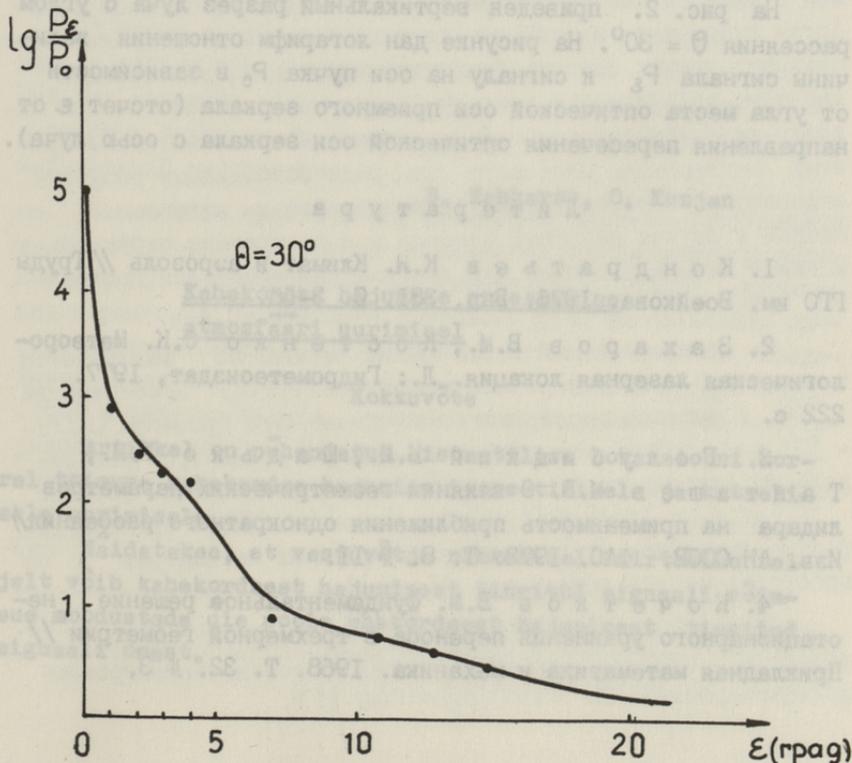


Рис. 2. Вертикальный разрез луча.

$$\frac{P_2(t)}{P_1(t)} = \sigma_p d \cdot \pi \Delta \omega \sin \frac{\theta}{2} J(\cos \theta) K(\cos \frac{\theta}{2}),$$

где d - расстояние вдоль оптической оси приемной апертуры до трассы лазерного луча.

Величина вклада мощности двухкратного рассеяния P_2 в сигнал, формируемый рассеянным излучением, объемом пересечения поля зрения приемной аппаратуры со световым пучком, определяется полем зрения аппаратуры, дальностью до луча и может составлять 10-60 % от величины мощности сигнала однократного рассеяния и полностью определяет сигнал при уходе поля зрения приемной аппаратуры со светового пучка.

Проведенные экспериментальные исследования по изменению уровня сигнала при уходе поля зрения фотоприемной аппаратуры с оси коллимированного луча, подтверждает полученный выше вывод.

На рис. 2. приведен вертикальный разрез луча с углом рассеяния $\theta = 30^\circ$. На рисунке дан логарифм отношения величины сигнала P_θ к сигналу на оси пучка P_0 в зависимости от угла места оптической оси приемного зеркала (отсчет ϵ от направления пересечения оптической оси зеркала с осью луча).

Л и т е р а т у р а

1. Кондратьев К.Я. Климат и аэрозоль // Труды ГГО им. Воейкова. 1976. Вып. 381. С. 3-66.
2. Захаров В.М., Костенко О.К. Метеорологическая лазерная локация. Л.: Гидрометеиздат, 1977. 222 с.
3. Голубицкий В.М., Шадько Г.М., Танташев М.В. О влиянии геометрических параметров лидара на применимость приближения однократного рассеяния // Изв. АН СССР. ФАО. 1972. Т. 8. № II.
4. Кочетков В.М. Фундаментальное решение нестационарного уравнения переноса в трехмерной геометрии // Прикладная математика и механика. 1968. Т. 32. № 3.

B. Zakharov, O. Kuzyan

Second-Scattering Light in Be-static
Location of the Atmosphere

Abstract

Theoretical and experimental research of second-scattering light in be-static location has been described.

It is shown that when the angle of view is relatively dislocated from the collimated beam, the second-scattering signal power will decrease to half of the single-scattering signal.

B. Zahharov, O. Kuzjan

Kahekordse hajumise arvestamine
atmosfääri uurimisel

Kokkuvõte

Artikkel on pühendatud bistaatilise lokatsiooni korral toimuva kahekordse hajumise teoreetilisele ja katselisele uurimisele.

Näidatakse, et vastuvõtja nihkumisel kiirtevihu teljelt võib kahekordsest hajumisest tingitud signaali võimsus moodustada üle poole ühekordsest hajumisest tingitud signaali omast.

И.И. Вельджанов, С.А. Зенченко,
И.А. Малевич, В.И. ПрановичАНАЛИЗ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯННОГО
СВЕТОВОГО ПОЛЯ И СИНТЕЗ НА ЭТОЙ ОСНОВЕ СТРУКТУРНЫХ
МОДЕЛЕЙ СИСТЕМ ЛАЗЕРНОЙ ДИАГНОСТИКИ СРЕДЫ

В связи с созданием высокоэффективных перестраиваемых лазеров существенно возрос интерес к методам анализа и синтеза лазерных систем (ЛС) для диагностики оптически прозрачных сред на основе статистических моделей. Это связано как с интенсивным развитием статистических алгоритмов обработки информации в лазерных системах, так и с созданием специализированных систем обработки информации, учитывающих квантово-механическую природу рассеянного светового поля лазерно-возбужденных сред. Изучение статистических характеристик рассеянного светового поля даст возможность получить информацию непосредственно о взаимодействии излучения со средой и служит надежной основой при построении структурных моделей лазерных систем для диагностики оптически прозрачных сред.

Со статистической точки зрения задача ЛС заключается в оценке по принятой на интервале $t \in (T_1; T_2)$ пространства $r \in h$ и выборке пространственно-временного процесса $U(t, r) = S(t, r, y) + n(t, r)$ некоторых неизвестных параметров распределения вероятностей U пространства, принимаемых потоков $U(t, r) \in U$, где $S(t, r, y)$ - поле полезного сигнала, характеризующегося совокупностью случайных параметров y по пространственной координате r ; $n(t, r)$ - поле помех.

Совокупность процедур формирования оценок $\hat{y} \in Y$ по ансамблю $U(t, r)$ характеризуется базовым оператором функционирования ЛС $F\{u(t, r)\} = F(u)$ [1].

Задача синтеза оптимальной ЛС* в соответствии с байесовским подходом [2, 3] сводится к созданию системы, которая по каждой принятой реализации u позволяет получить оценки параметров \hat{y} , соответствующих минимуму апостериорного риска ρ_{\min} системы. Для дискретной совокупности параметров y величина среднего риска определена в виде [1]

$$\rho = \sum \sum r(\hat{y}^{(i)} Y^{(j)}) p(\hat{y}^{(i)} Y^{(j)}), \quad (I)$$

где $r(\hat{y}^{(i)} Y^{(j)})$ — функция потерь;
 $p(\hat{y}^{(i)} Y^{(j)})$ — совместная плотность вероятности Y и \hat{y} .

Оптимизация ЛС, при данном подходе, сводится к минимизации ρ_{\min} по всем возможным правилам решения $y = F(u)$. То значение ρ_{\min} , которое соответствует \hat{y}_{opt} , представляет собой предельное значение качества ЛС [4].

Задача анализа ЛС сводится [1] к расчету среднего риска $\rho(F)$ при данном правиле решения F и к сравнению $\rho(F)$ с теоретически предельными значениями $\rho(F_{\text{opt}})$.

В связи с этим задача анализа ЛС может корректно решаться только при наличии структурной модели ЛС, учитывающей все основные этапы преобразования светового поля в ЛС и степень функциональной связи устройств преобразования измерительной информации.

В качестве практических критериев создание структурной модели ЛС, согласно теории оптимальных статистических решений [1, 2], целесообразно при решении в ЛС задачи различения параметров рассеянного светового поля использовать простые функции потерь, при которых достижение цели ЛС определяется средней вероятностью ошибочных решений $P_{\text{ош.ср}} = \rho_{\min} = \text{MIN}$, а решение задачи приведет к поиску максимума апостериорной вероятности $P(y/m)$. Для случаев с равновероятными априорными вероятностями информационных сигналов рассеянного светового поля — по максимуму функции правдоподобия $P(u/y^{(i)})$.

* В математическом отношении [1, 2] задача синтеза оптимальной ЛС пространственно-временных процессов $U(t, r)$ аналогична задаче синтеза временных процессов $U(t)$.

В ЛС, в которых операции измерения предшествует операция обнаружения информационных сигналов, в качестве критерия следует использовать критерий, не требующий априорного значения вероятности наличия сигнала. Данным требованиям удовлетворяет критерий Неймана-Пирсона [1, 3], основанный на привлечении функции решения в виде вероятностей ложной тревоги $P_{Л.Т.}$ и вероятности правильного обнаружения $P_{Обн.}$ [5]. В соответствии с данным критерием оптимальной считается система, у которой при заданном значении $P_{Л.Т.3} = P_{Л.Т.} = \text{const}$ устойчиво максимизируется $P_{Обн.}$ в соответствии с уравнением

$$J(U) = P_{Обн.} - \ell \cdot P_{Л.Т.} = \int_U [P(u/a=1) - \ell \cdot P(u/a=0)] du = \max_U, \quad (2)$$

где ℓ - пороговый множитель, определяемый из условия $P_{Л.Т.} = P_{Л.Т.3}$.

Важной деталью реализации оптимальных ЛС на основе критерия Неймана-Пирсона является правильный выбор области локализации сигнала U . Целесообразно к области U относить все значения $U(t, r)$, для которых подинтегральная функция в выражении (2) положительна.

Возможна ситуация, когда ЛС решает сложную многоэтапную задачу, связанную с обнаружением сигнала, а также с различением информационного параметра $y^{(i)}$ сигнала [5, 6]. Решение при этом сводится к разбиению множества U принятых реализаций на $(n+1)$ подмножеств и в соответствии с обобщенным критерием Неймана-Пирсона - к получению максимума средней вероятности

$$P_{Обн.} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n P(\hat{y}/a=1, y^{(i)})$$

при условии $P_{Л.Т.} = P_{Л.Т.3} = \text{const}$. Решение принимается по тому подмножеству, для которого по аналогии с выражением (2) подинтегральное выражение наибольшее, т.е.

$$J(U) = \ell \cdot P\{\hat{a}=0/a=0\} + \sum_{i=1}^n P(\hat{y}/a=1, y^{(i)}) = \max. \quad (3)$$

Выбор базового оператора $F(u)$ функционирования ЛС при подборе критерия или оператора $F(u)|_k$, который обеспечивает получение наилучшей оценки \hat{y} параметра y при выбранном критерии, должен производиться на основе оценивания характеристик качества системы. Средний риск, как кри-

терий качества, при использовании квадратичной функции потерь, приводит к оценкам качества системы по средним квадратам ошибок и по дисперсиям оценок. Например, в случае векторного параметра $y = y_1, \dots, y_n$ ($y \in Y$) оптимальной оценкой \hat{y} информационного параметра y ЛС является оценка по центру тяжести апостериорного распределения параметра [6]

$$\hat{y}_{opt} = \int y \cdot y^{(i)} P(y/u) dy, \quad i=1, \dots, n \quad (4)$$

с дисперсией $\sigma_i^2 = \int y(y_i - y_{opt})^2 P(y/u) dy$.

Нижняя граница дисперсии оценки \hat{y} параметра Y , которая характеризует теоретически предельную точность ЛС, определяется по правилу Крамера-Рао [2] в соответствии с выражением $\sigma_0^2 = \langle (\hat{y} - y)^2 / y \rangle$.

Создание практических ЛС с оптимальными алгоритмами оценивания параметров требует преодоления трудностей, связанных с априорной неопределенностью $U(t, r)$. На данном пути возможно два подхода. Первый из них связан с параметрическими методами устранения априорной неопределенности, основанными на получении функций правдоподобия в виде плотности вероятности $p(u/y, a)$, при условии, что информационные параметры $y \in Y$ и параметры обстановки $a \in A$ имеют данное значение. При этом считается, что ЛС слабо чувствительна к виду распределения $p(y)$. Это дает возможность заменять в модели реальные $p(y)$ стандартными (например, равномерными) распределениями и при допущении, что $p(a)$ известно, применение байесовского подхода сводится к усреднению совместной функции правдоподобия по мешающим параметрам:

$$p(u/a) = \int_A p(u/y) p(a) da \quad (5)$$

Однако данный подход связан с высокой степенью модельных допущений и ограничений. Корректное их преодоление требует введения в структуру ЛС средств анализа функций распределения параметров окружающей среды и внутреннего состояния систем.

В другом подходе предполагается создание таких условий функционирования ЛС, при которых апостериорная плотность $p(y, a/u)$ не подвержена заметным деформациям за счет того, что функция правдоподобия $p(u/y, a)$ по параметрам y и a имеет явно выраженный максимум при измерении

\hat{y} с высокой точностью по всему пространству $U(t, r)$, при тщательном учете параметров обстановки $a \in A$. Выполнение этих условий позволит определить $p(y, a/u)$ через нормированную функцию параметров y и a в виде

$$p(y, a/u) = k p(u, y, a) \quad (6)$$

при

$$p(y, a) = \text{const}, \quad y \in Y, \quad a \in A, \quad k = \left[\iint_{Y \times A} p(u/y, a) dy da \right]^{-1}.$$

При этом оптимальной оценкой, эквивалентной апостериорному среднему, является координата центра тяжести плотности вероятности $p(y, a/y)$ измеряемого параметра

$$\hat{y}_{\text{opt}} = k \iint_{Y \times A} y \cdot p(u/y, a) dy da. \quad (7)$$

Все это выдвигает на первый план задачу разработки новых принципов построения ЛС, которые способны обеспечить высокое спектральное и пространственно-временное разрешение при регистрации статистических функций распределения исследуемых параметров световых потоков в чрезвычайно широком диапазоне изменения их интенсивности.

Ряд существующих преимуществ можно получить при использовании в ЛС адаптивных алгоритмов. Так, для случая представления совместного апостериорного распределения параметров исследуемого светового поля в виде

$$p(y, a/u) = p(Y/u, a) p(a/u), \quad (8)$$

где $p(y/u, a)$ – условная плотность распределения информационных параметров y , являясь оптимальной оценкой информационных параметров Y при известных параметрах a , характеризуется выражением

$$y_{\text{opt}}(u, a) = \int_A \hat{y} P(u, a) da. \quad (9)$$

Адаптация заключается в том, что $\hat{y}(u, a)$ или структура ЛС изменяется при изменении параметра a и их оценок \hat{a} . Адаптивный алгоритм оценивания информационных параметров ЛС в силу того, что выражение (9) совпадает с оценкой максимального правдоподобия в виде $p(u, y, a)$, имеет вид:

$$p(u, \hat{a}) = \max \cdot p(u/a) \quad (10)$$

и

$$\hat{y}(u) = \hat{y}(u, a).$$

Преимущество адаптивных алгоритмов ЛС по отношению к алгоритмам совместного оценивания параметров по максимуму функции правдоподобия заключается в отсутствии требований по введению жестких модельных ограничений (например, требований об аппроксимации функций правдоподобия исследуемого параметра светового поля гауссовской кривой).

Таким образом, основные требования создания ЛС для анализа сложных по составу сред сводятся к требованиям получения высокой чувствительности; высокой разрешающей способности в широком диапазоне анализируемых явлений, а также к необходимости построения ЛС в виде многофункциональной системы. В отличие от радиолокационных принципов зондирующий сигнал ЛС определяет механизм взаимодействия с объектом исследования, но не содержит непосредственно при излучении измерительной информации. Измерительная информация переносится ансамблем стохастических потоков сигналов, которые являются результатом взаимодействия излучения ЛС с объектом исследования. Данные ансамбли сопровождаются шумами переменной интенсивности, как правило, не имеющими признаков отличия от сигнальных потоков. При этом при наличии в ЛС как оптических, так и прецизионных электронных систем проблема синтеза ЛС переходит в разряд сложных системных проблем, базирующихся на статистическом подходе к ее решению.

Нами на данной основе разработаны структурные модели двух классов ЛС, удовлетворяющие широкому кругу приложений — лазерных систем контроля (ЛСК) и лазерных диагностических систем (ЛДС).

Поскольку ЛСК предназначены для работы с объектами, математические модели которых и механизм взаимодействия зондирующего излучения с объектом контроля известен, то построение структурной модели (рис. 1) сводится к выбору необходимого континуума операторов преобразования измерительной информации, характеризующейся параметрами m_i и формирования лазерных воздействий с требуемыми для достижения цели ЛСК $P_{\text{ож. ср}} = P_{\text{min}} = \text{MIN}$ характеристиками.

Математические модели объектов, изучаемых при помощи ЛДС, как правило, точно не известны, и в процессе диагностики ставится задача уточнения параметров моделей и на данной основе определения характеристик исследуемых явлений или объектов.

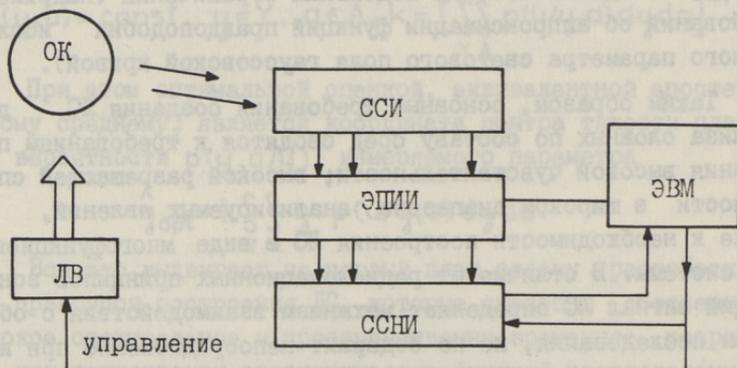


Рис. 1. Структурная модель ЛСК:

OK - объект контроля; ЛВ - лазерное воздействие; ПИ - поток информации; ССИ - средства спектральной селекции информации; ЭПИИ - набор элементарных преобразователей измерительной информации; СНИ - средства сбора и накопления информации.

В соответствии с рекомендациями статистического анализа в структурную модель ЛДС (рис. 2) введены средства анализа окружающей обстановки и контроля качества функционирования ЛДС.

Данное построение структурной модели позволяет не только реализовать высокочувствительные режимы регистрации отдельных квантов световых полей, но и позволяет осуществить пространственно-временную сортировку событий за счет гибкого программирования временной шкалы ЛДС и синтеза в широком диапазоне спектрально-временных зон анализа.

Структурная модель ЛДС послужила основой разработки метода статистической диагностики функций свечения люминесценции (ФСЛ) оптически прозрачных сред, основанного на использовании техники многоканального счета фотонов с пространственно-временным стробированием светового поля объекта свечения (среды) при его лазерном импульсном возбуждении.

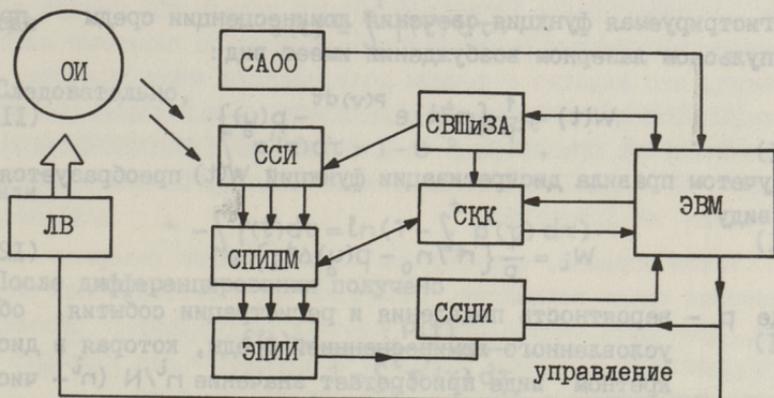


Рис. 2. Структурная модель ЛДС:

ОИ - объект исследования; СПИПМ - средства поиска информационных признаков модели; САОО - средства анализа окружающей обстановки; СКК - средства контроля качества функционирования ЛДС, СВШЗА - синтезатор временной шкалы и зон анализа.

В развитие статистического подхода [7] для исследования рассеянного светового поля нами предложен ряд алгоритмов регистрации ФСЛ для случая неприменимости байесовского оценивания [1]. Данные алгоритмы основаны на статистическом анализе потока совместимых событий ФСЛ путем регистрации функций плотности вероятности моментов появления фотоотсчетов светового поля ФСЛ при осреднении их по ансамблю реализаций длиной $[0, T]$. В соответствии со структурной моделью ЛДС, используя СВШЗА, возможно исследуемый процесс ФСЛ разбить на ряд временных зон $t_{x_1}, t_{x_2}, \dots, t_{x_n}$, непосредственно примыкающих друг к другу, и в каждой временной зоне t_{x_i} на каждом акте лазерного импульсного возбуждения среды проанализировать интенсивность свечения люминесценции.

При этом в каждой временной зоне t_{x_i} регистрируется величина интенсивности рассеянного светового поля n^i/q , где n^i - число квантов света, зафиксированных во временной зоне; q - общее число осредненных реализаций ФСЛ. С учетом произведения вероятности появления в элементарной

зоне t_{x_i} фотоотсчета в момент t и отсутствия фотоотсчетов ν в остальные моменты времени $p'(t) = f(t) e^{-\int_0^t p(\nu) d\nu} dt$ регистрируемая функция свечения люминесценции среды при импульсном лазерном возбуждении имеет вид:

$$W(t) = \frac{1}{p} \{ p'(t) e^{-\int_0^t p(\nu) d\nu} - p(y) \}. \quad (II)$$

С учетом правила дискретизации функций $W(t)$ преобразуется к виду

$$W_i = \frac{1}{p} \{ n^i / n_0 - p(y) \Delta t_i \}, \quad (I2)$$

где p - вероятность появления и регистрации события, обусловленного люминесценцией среды, которая в дискретном виде приобретает значение n^i / N (n^i - число фотоотсчетов в i -й зоне);

N - общее число испытаний;

$p(\nu) = e^{-\int_0^t f(t) dt}$ - вероятность отсутствия фотоотсчетов в диапазоне анализа $(0, T)$, которая в дискретном виде приобретает значение n_0 / N (n_0 - число испытаний, в которых отсутствовали зарегистрированные фотоотсчеты);

$p(y)$ - интенсивность шумовой компоненты в зоне анализа;

Δt_i - ширина i -й зоны анализа.

Разработанный подход вероятностного оценивания ФСЛ отличается простотой реализации и не требует предварительного отдельного анализа континуума эффектов, отражающих люминесценцию среды, и легко реализуется в схеме ЛДС с пространственно-временной сортировкой событий.

При регистрации ФСЛ с высоким пространственным разрешением (случай, когда на диапазоне анализа $D = [0, T]$ укладывается более, чем $k = D / \Delta t_i = 10 - 20^2$ зон анализа) события, заключающиеся в появлении фотоотсчетов, обусловленных люминесценцией в различные моменты времени, следует считать независимыми. Тогда с учетом совместности независимых событий, в отличие от байесовского подхода, где система независимых событий A_0 является полной $\int P(A_{0,t}) dt = 1$, в рассматриваемом случае справедливо соотношение $\int_0^T f(t) dt \neq 1$. Следовательно, интегрированием значения вероятности независимых событий $p'(t)$ получим:

$$\int_0^t p'(\tau) d\tau = \int_0^T p(t') e^{-\int_0^T f(t) dt} dt' = \int_0^{J(t)} e^{J(t)} dJ, \quad (13)$$

где $J(t) = \int_0^t f(\tau) d\tau$.

Следовательно,

$$\int_0^t p'(\tau) d\tau = 1 - e^{-\int_0^t f(\tau) d\tau}, \quad (14)$$

или

$$-\int_0^t p(\tau) d\tau = \ln(1 - \int_0^t p'(\tau) d\tau). \quad (15)$$

После дифференцирования получено

$$f(t) = \frac{P(t)}{1 - \int_0^t p'(\tau) d\tau}. \quad (16)$$

С учетом того, что $f(t) = PW(t) + \lambda(t)$, где $\lambda(t)$ вероятность появления шумовой компоненты в зоне регистрации функции высвечивания $W(t)$, получим:

$$W(t) = \frac{1}{P} \left[\frac{p'(t)}{1 - \int_0^t p'(\tau) d\tau} - \lambda(t) \right] \quad (17)$$

и соответственно в дискретном виде ФСЛ, с учетом того, что

$p(t) \rightarrow n^i/N$ имеет вид

$$W_i = \frac{1}{P} \left[\frac{n^i/N}{1 - 1/N \sum_0^i n_i} - \lambda_i \Delta t \right]. \quad (18)$$

Если имеется возможность описать ФСЛ пуассоновским распределением, тогда аппаратная реализация метода может быть сведена к режекторной регистрации одного события на каждом акте зондирования среды с вероятностью n^i/N_2 , где N_2 - число испытаний, при которых на интервале $[0, T]$ зарегистрирован один фотоотсчет, то, следовательно, можно принять $e^{-\int_0^T f(\tau) d\tau} \approx N_0/N$

$$\int_0^T f(t) dt e^{-\int_0^T f(t) dt} \approx \frac{N_2}{N}. \quad (19)$$

При этом можно считать, что

$$\int_0^T f(\tau) d\tau \approx \frac{N_2}{N}, \quad (20)$$

и статистический анализ ФСЛ лазерно возбужденных сред можно свести к оценкам, полученным в работе [8] для фото-

люминесценции растворов. Однако следует заметить, что аппаратная реализация байесовских процедур значительно осложнена, требует введения в структурную модель ЛДС быстродействующих импульсных режекторных устройств со сложными алгоритмами, что связано с точным дозированием интенсивности рассеянного светового поля на детектор, при котором возможно реализовать временную режекцию событий в измерительном тракте ЛДС и для дистанционного анализа рассеянного светового поля не применима.

Таким образом, структурные модели систем лазерной диагностики среды позволяют, базируясь на статистическом подходе, проводить анализ статистических особенностей рассеянного светового поля при лазерном возбуждении для широкого класса приложений и различных по параметрам сред.

Л и т е р а т у р а

1. В а н Т р и с. Теория обнаружения оценок и модуляции / Под ред. В.И. Тихонова. М.: Советское радио, 1972. Т. I. 744 с.

2. Ф а л ь к о в и ч С.Е., Х о м я к о в Э.Н. Статистическая теория измерительных радиосистем. М.: Радио и связь, 1981. 287 с.

3. А м и а н т о в И.Н. Избранные вопросы статистической теории связи. М.: Советское радио, 1971. 416 с.

4. И б р а г и м о в И.А., Х а с м и н с к и й Р.З. Асимптотическая теория оценивания. М.: Наука, 1979. 528 с.

5. М а л е в и ч И.А. Методы и электронные системы анализа оптических процессов. Минск: Изд-во БГУ, 1981. 384 с.

6. И в а н о в В.И., М а л е в и ч И.А., Ч а й - к о в с к и й А.П. Многофункциональные лидарные системы. Минск: Изд-во БГУ, 1986. 320 с.

7. В о л о д ь к о Л.В., С е в ч е н к о А.Н., М а л е в и ч И.А. и др. ДАН СССР. Сер. физ. Т. 42. № 3. 1978. С. 675.

8. В о л о д ь к о Л.В., С е в ч е н к о В.Н., Д е м - ч у к М.И. и др. ЖПС. Т. ХУС. № 6. 1972. С. 1001.

I. Veldjanov, S. Zenchenko,

I. Malevich, V. Pranovich

The Statistical Characteristics Analysis of Scattered
Light Field and Synthesis of the Structural Models of
Laser Medium Diagnostics Systems in Terms of This
Analysis

Abstract

The statistical analysis of laser system (LS) directed to the search of methods of optimal evaluation of medium scattered light field parameters at pulse laser excitation has been carried out. The developed structural models of laser systems are presented. The problem of statistical diagnostics of luminescence function of optically transparent media is examined on the basis of developed model.

I. Veldžanov, S. Zentšenko,

I. Malevitš, V. Pranovitš

Hajunud valguse statistiliste parameetrite
analüüs ja selle alusel keskkonna laser-
diagnostika süsteemide struktuursete mudelite
süntees

Kokkuvõte

Vaadeldakse kiirguse ja keskkonna koosmõju ning sellest vahetu informatsiooni saamise võimalust, mis on laser-süsteemide struktuursete mudelite projekteerimise aluseks.

Uuritakse väljatöötatud mudelil põhinevate optiliselt läbipaistvate keskkondade diagnostika võimalusi.

А.М. Андрусенко, И.В. Лукин, О.Л. Сугачев,
Б.И. Тараканов

ПРЕЦИЗИОННЫЙ ФАЗОВЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ДАЛЬНОМЕР

Метрологическое обеспечение методов и средств измерений играет существенную роль в повышении эффективности как научных разработок, так и промышленного производства. Особое место оно занимает в новых областях науки и техники, в частности, лазерной фазовой дальнометрии, получившей в последнее время широкое распространение благодаря успехам квантовой электроники и радиофизики.

В НПО "Метрология" разработан и используется образцовый лазерный дальномер, структурная схема которого представлена на рисунке I. Принцип его работы основан на передаче, приеме и обработке высокочастотного стабилизированного сигнала, образуемого в результате пространственных биений оптических колебаний He-Ne лазера, работающего в двухчастотном режиме генерации. Оптическое излучение He-Ne лазера I, расположенного в приемопередатчике, разветвляется в два канала - передающий и стабилизирующий. Последний предназначен для стабилизации разностного интервала между двумя оптическими частотами колебаний лазера. Сигнал опорного канала с "глухого" выхода лазера по световоду поступает на фотоприемник ФЭУ-32, на который одновременно поступает сигнал от умножителя 3 с частотой 500 МГц, получаемый путем преобразования частоты 5 МГц опорного генератора 4, расположенного в блоке управления (БУ).

Преобразованный сигнал частоты 500 кГц с ФЭУ-32 через усилитель 5 поступает на фазовый детектор 6, где сравнивается по фазе с сигналом опорного генератора 4, образованного в результате деления частоты на 10 делителем 7.

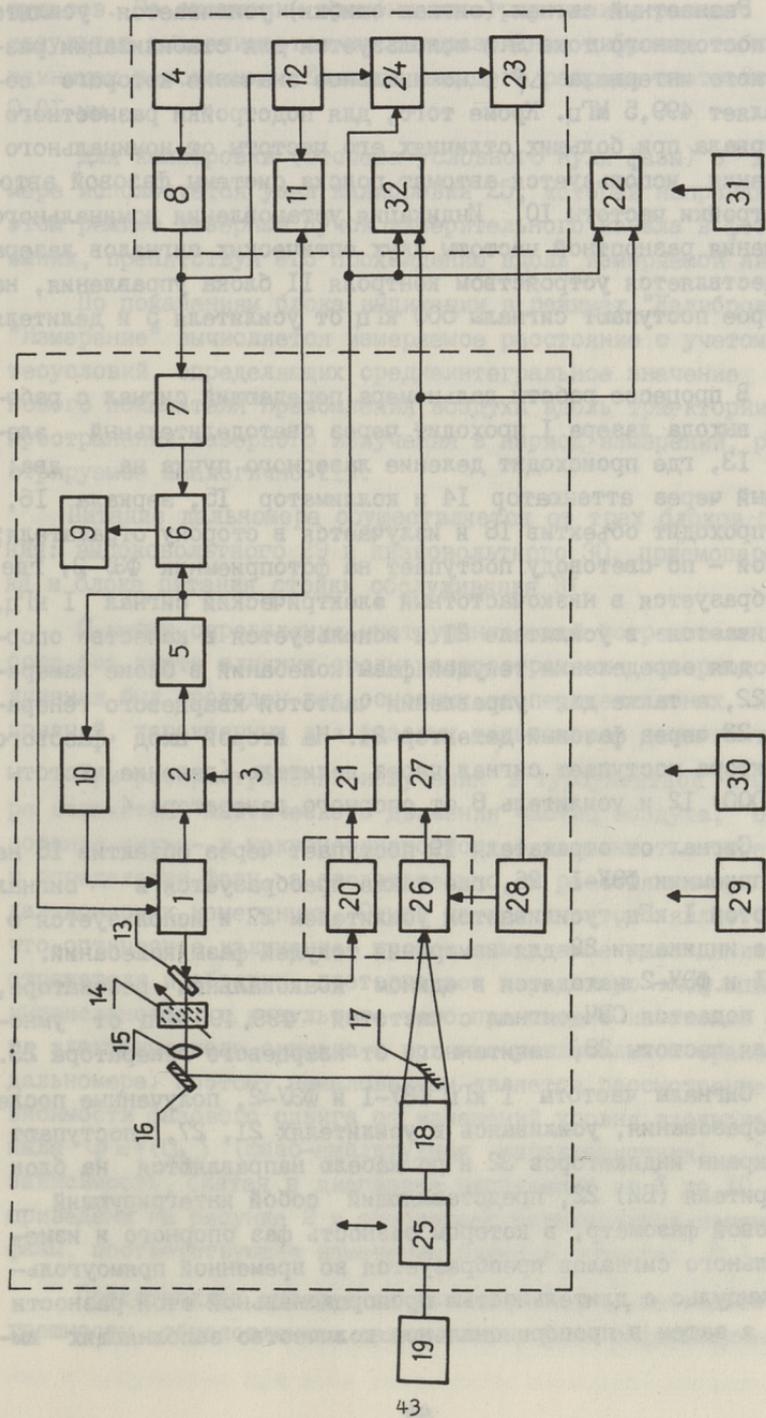


Рис. 1. Структурная схема лазерного дальномера.

Разностный сигнал (сигнал ошибки) усиливается усилителем постоянного тока 9 и используется для стабилизации разностного интервала Δf , номинальное значение которого составляет 499,5 МГц. Кроме того, для подстройки разностного интервала при больших отклонениях его частоты от номинального значения используется автомат поиска системы фазовой автоподстройки частоты 10. Индикация установления номинального значения разностной частоты двух оптических сигналов лазера осуществляется устройством контроля 11 блока управления, на которое поступают сигналы 500 кГц от усилителя 5 и делителя 12.

В процессе работы дальномера передающий сигнал с рабочего выхода лазера 1 проходит через светоделительный элемент 13, где происходит деление лазерного пучка на два: первый через аттенюатор 14 и коллиматор 15, зеркала 16, 17 проходит объектив 18 и излучается в сторону отражателя; второй — по световоду поступает на фотоприемник ФЭУ-2, где преобразуется в низкочастотный электрический сигнал 1 кГц, усиливается в усилителе 21 и используется в качестве опорного для определения текущей фазы колебаний в блоке измерения 22, а также для управления частотой кварцевого генератора 23 через фазовый детектор 24. На второй вход фазового детектора поступает сигнал через делитель (деление частоты на 5000) 12 и усилитель 8 от опорного генератора 4.

Сигнал от отражателя 19 поступает через объектив 18 на фотоприемник ФЭУ-1 26, где также преобразуется в сигнал частотой 1 кГц, усиливается усилителем 27 и используется в блоке индикации 22 для измерения текущей фазы колебаний. ФЭУ-1 и ФЭУ-2 находятся в едином коаксиальном резонаторе, куда подается СВЧ-сигнал с частотой 499,499 МГц от умножителя частоты 28, запитанного от кварцевого генератора 23.

Сигналы частоты 1 кГц ФЭУ-1 и ФЭУ-2, полученные после преобразования, усиливаясь в усилителях 21, 27, поступают на экраны индикаторов 32 и по кабелю направляются на блок измерителя (БИ) 22, представляющий собой интегрирующий цифровой фазометр, в котором разность фаз опорного и измерительного сигналов преобразуется во временной прямоугольный импульс с длительностью пропорциональной этой разности фаз, а затем в пропорциональное количество заполняющих им-

пульсов. По окончании времени интегрирования, равного 6 с, результат высвечивается на пятиразрядном цифровом табло в единицах расстояния. Единица младшего разряда соответствует 0,01 мм.

Для калибровки (отсчета условного нуля фазы) в дальномере используется узел калибровки 25, который направляет в этом режиме лазерный пучок измерительного канала в фотоприемник, препятствуя его прохождению вдоль измеряемой линии.

По показаниям блока индикации в режимах "Калибровка" и "Измерение" вычисляется измеряемое расстояние с учетом метеоусловий, определяющих среднеинтегральное значение группового показателя преломления воздуха вдоль траектории распространения лазерного излучения в период измерений, регистрируемое аналогично [1].

Питание дальномера осуществляется от трех блоков питания: высоковольтного 29 и низковольтного 30, приемопередатчика и блока питания стойки обслуживания 31.

С целью определения инструментальной погрешности прибора без учета влияния среды распространения лазерного излучения был проведен ряд основных экспериментальных исследований, характерных для фазовых дальномеров данного типа.

При распространении излучения в турбулентной атмосфере вследствие хаотического движения частиц воздуха, образования микро- и макронеоднородностей возникает погрешность в определении фазы, а следовательно, и расстояния при светодальномерных измерениях. Одной из причин этого является то, что оптическое излучение, пройдя измеряемое расстояние до отражателя и обратно, претерпевает паразитную модуляцию по интенсивности, в результате чего происходит изменение уровня электрического сигнала в приемно-усилительном тракте дальномера. Поэтому немаловажным является рассмотрение зависимости фазового сдвига от изменений уровня входного сигнала $\varphi = f(U_{bx})$ (фазо-амплитудная характеристика). Данная зависимость, снятая в диапазоне напряжений от 2 до 10 В, приведена на рисунке 2 и отображает максимальное изменение фазы, соответствующее изменению длины в пределах 0,1 мм.

Представляет интерес составляющая инструментальной погрешности, обусловленная зависимостью фазы информационного

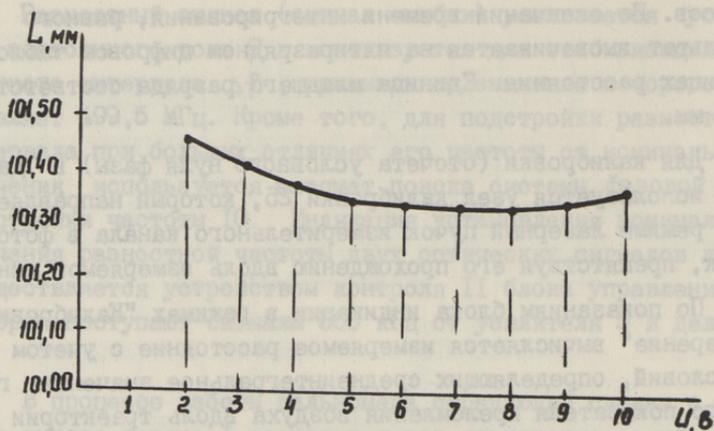


Рис. 2. Зависимость фазового сдвига от изменений уровня входного сигнала.

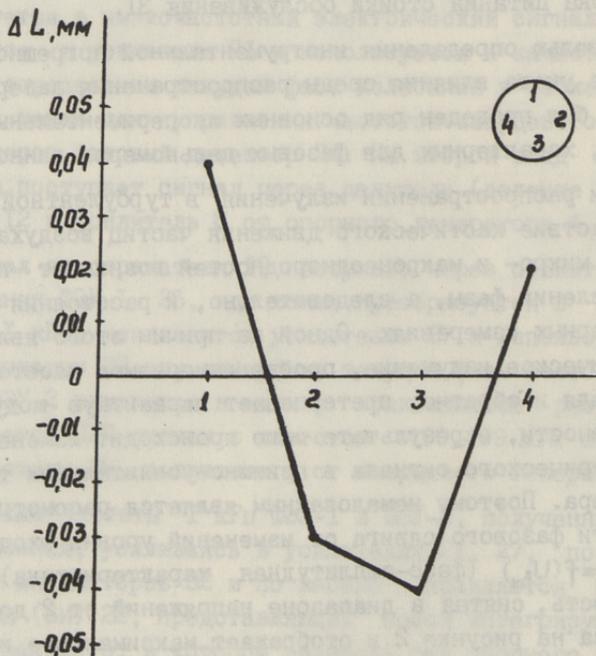


Рис. 3. Зависимость изменения показаний блока индикации дальности от величины среднего значения, вычисленного по четырем зонам.

сигнала в области фотокатода ФЭУ-I от зоны попадания отраженного лазерного пучка на приемный объектив дальномера. Для снятия этой характеристики объектив диаметром порядка 150 мм засвечивался отраженным пучком лазерного излучения последовательно в четырех зонах, как показано на рисунке 3. Там же приведена зависимость изменения показаний блока индикации дальномера ΔL от величины среднего значения, вычисленного по четырем зонам. Снятая экспериментально характеристика наглядно показывает, что величина рассмотренной составляющей инструментальной погрешности лежит на уровне сотых долей миллиметра.

Одной из основных метрологических характеристик фазового лазерного дальномера, которая в значительной степени определяет инструментальную погрешность прибора, является погрешность измерения расстояний в пределах фазового цикла. Измерения перемещений отражателя в пределах фазового цикла производились с помощью измерительной каретки, расположенной на расстоянии 1,5 м от приемопередатчика лазерного дальномера, на которую устанавливался уголкового отражатель. Перемещения отражателя осуществлялись дискретно через каждые 20 мм с погрешностью установки в заданное положение не более 0,01 мм. В каждом фиксированном положении отражателя считывалось по три показания табло блока индикации дальномера. При этом отражатель периодически возвращался в исходное положение для контроля нулевого отсчета. График зависимости отклонения результата измерения от величины действительного перемещения приведен на рис. 4, из которого видно, что абсолютная погрешность измерения не превышает величины 0,1 мм.

Представленный лазерный дальномер может измерять расстояния в диапазоне длин практически от нуля до 10 км с разрешением неоднозначности в пределах 150 мм, т.е. он, по сути, является лазерным нониусом, способным с высокой точностью определять длину линии, предварительно известную в указанных выше пределах. Высокая точность измерения расстояний описанным дальномером достигается применением лазерного источника, работающего в двухчастотном режиме генерации с разностной частотой порядка 500 МГц.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования и полученные при этом результаты позволяют сделать вы-

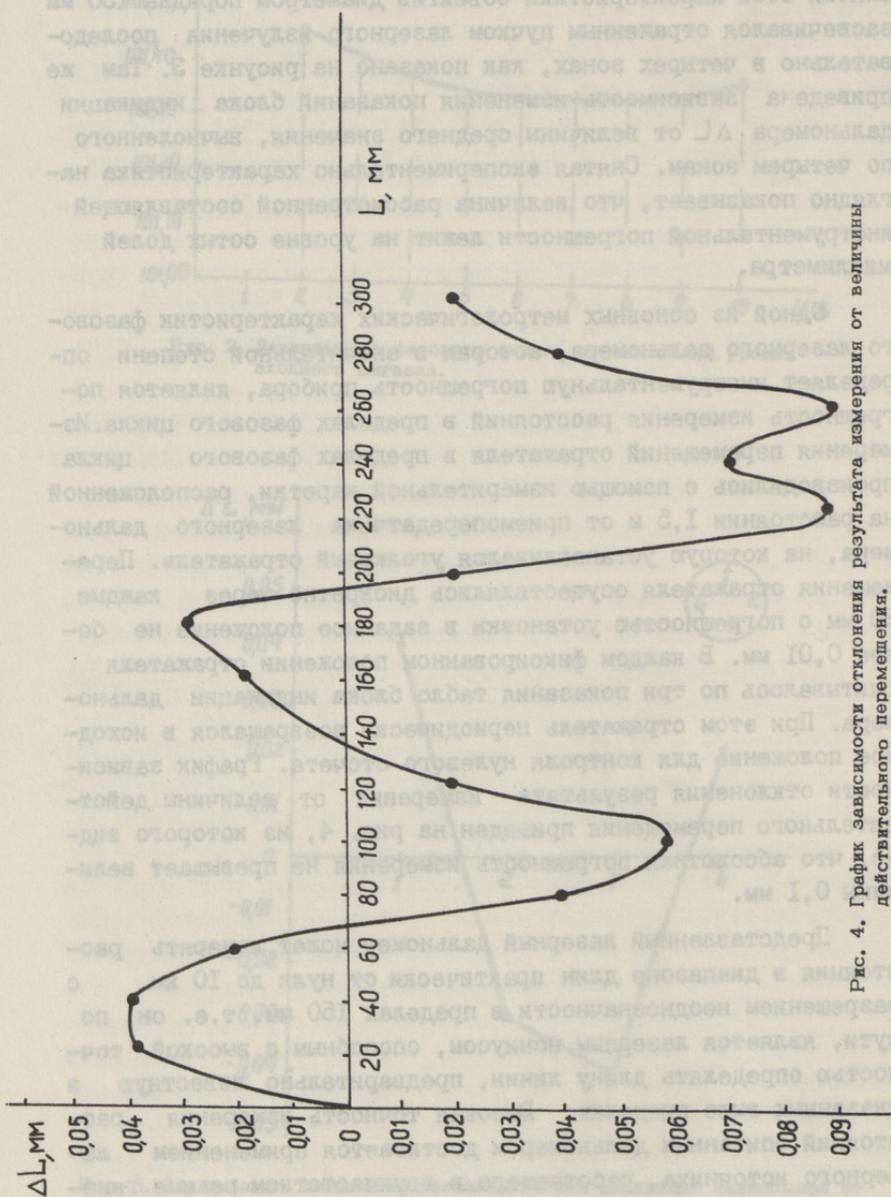


Рис. 4. График зависимости отклонения результата измерения от величины действительного перемещения.

вод, что данный фазовый дальномер является прецизионным прибором с инструментальной погрешностью на уровне 0,1 мм и может найти широкое применение для метрологических и геодезических работ в области измерений больших длин.

В настоящее время одна из модификаций описанного дальномера благодаря своим высоким метрологическим характеристикам входит в состав установки высшей точности для воспроизведения и передачи единицы длины в диапазоне больших длин - УВГ5-84 [2].

Л и т е р а т у р а

1. Андрусенко А.М. и др. Поверочная установка высшей точности для воспроизведения единицы длины в области больших длин // Измерительная техника. 1981. № 2. С. 31-32.

2. Метрологическое обеспечение линейных измерений в диапазоне 24 - 75000 м / А.М. Андрусенко, А.А. Генике, М.Г. Герасименко, Г.П. Пушкарёв, О.Л. Сугачев // Измерительная техника. 1987. № 7. С. 17.

А. Andrusenko, I. Lukin,
O. Sugachov, B. Tarakanov

High Precision Laser Phase Range-Finder

Abstract

High precision laser phase range-finder design is described. In the range-finder optical frequencies mixing of two-mode gas laser radiation is used. The accuracy of the laser range-finder is 0.1 mm.

A. Andrusenko, I. Lukin,
O. Sugatšov, B. Tarakanov

Täpne faasiline laserkaugusmõõtur

Kokkuvõte

Artiklis tutvustatakse autorite poolt väljatöötatud faasilist kaugusmõõturit, mis põhineb kahemoodilise laseri kiirguse tuiklemisel saadud kõrgsagedussignaali saatel, vastuvõtul ja töötlemisel.

Seadme riistaviga ei ületa 0,1 mm.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПРИ ВЫБОРЕ ТИПА ЛАЗЕРОВ
ДЛЯ ИМПУЛЬСНЫХ СВЕТОДАЛЬНОМЕРОВ

Естественно, что при проектировании лазерных импульсных дальномеров надо выбирать тип лазера. Существует множество критериев по выбору лазера для светодальномера как, например, стоимость, точность, потребление энергии, модуляционная характеристика и т.д. В дальномерях широкого применения обычно ограничены размеры и энергетические ресурсы. По большей части параметров этим требованиям удовлетворяют полупроводниковые лазеры. Современная промышленность выпускает множество типов полупроводниковых лазеров, у которых средняя энергия потребления одинаковая, но мощность и длительность импульсов различны.

Воспользуемся таким понятием, как общая энергия светового импульса E , которую генерирует лазер:

$$E = P \cdot T, \quad (I)$$

где P — мощность светового импульса;

T — длительность светового импульса.

Такое понятие облегчает сравнение лазеров, у которых средняя мощность одинакова, но импульсная мощность варьируется. Другими словами, существуют лазеры, которые генерируют короткие и мощные импульсы, а также длинные, но слабые световые импульсы.

Рассмотрим, как будет реагировать фотоприемник на световые импульсы, поступающие на вход фотоприемника, если общая энергия светового импульса остается постоянной, а мощность импульса варьируется.

Как известно, фотоприемник преобразует световой импульс в электрический и усиливает этот электрический сигнал до нужной величины. При правильном проектировании шум

и нестабильность задержки фотоприемник главным образом определяет точность дальномера. Рассмотрим, как влияют разные мощности импульсов на амплитуду и задержку сигнала в фотоприемнике. В теории усилителей доказано, что усилитель можно представить как последовательно включенный идеальный усилитель и НЧ-фильтр. НЧ-фильтр ограничивает частотные свойства усилителя и определяет форму переходного процесса. Для простоты и наглядности рассмотрим, как действует импульс с бесконечно крутым фронтом на RC-фильтр первого и второго порядка.

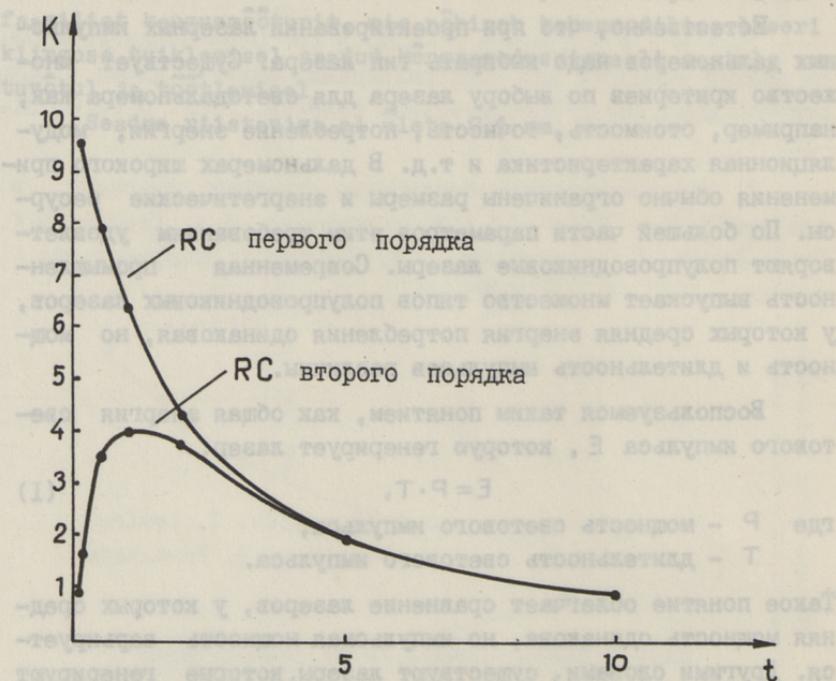


Рис. 1. Зависимость амплитуды от мощности импульса.

В случае RC-цепи первого порядка переходный процесс $U(t)$ определяется формулой [1]

$$U(t) = U(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}), \quad (2)$$

где U - амплитуда импульса;

t - время;

$\tau = RC$ постоянная времени.

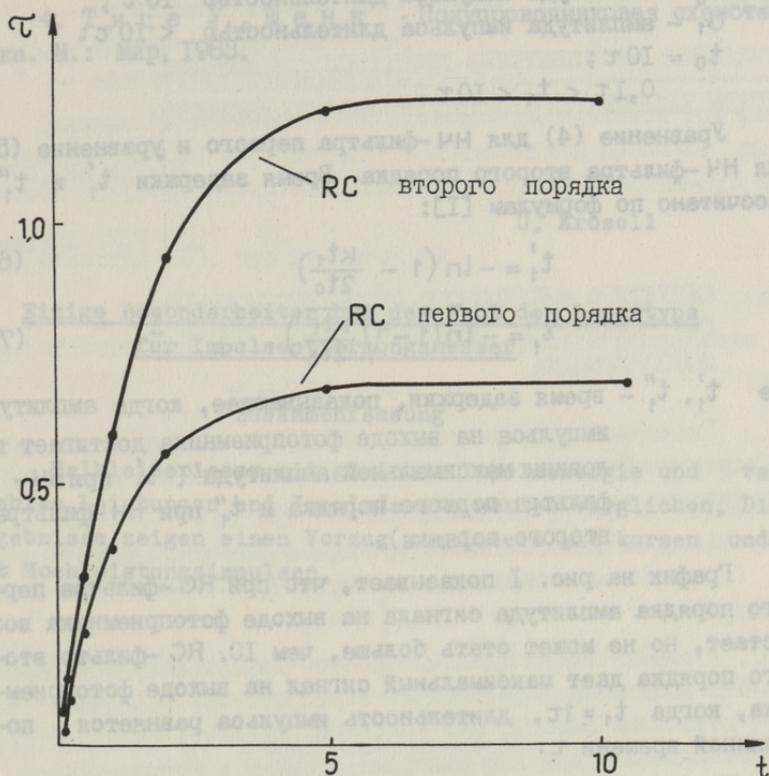


Рис. 2. Зависимость задержки от мощности импульса.

В случае RC-цепи второго порядка переходный процесс определяется выражением

$$U(t) = U \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right)^2 \quad (3)$$

На рисунках 1 и 2 приведены графики, которые показывают зависимость амплитуды и времени задержки при постоянной энергии импульса, длительность его изменяется от 10τ до $0,1\tau$. Амплитуда дана по отношению к импульсу длительностью 10τ и рассчитана по формулам [1]:

$$\frac{U_1}{U_0} = K' = \frac{t_0}{t_1} (1 - e^{-t_1}) \quad (4)$$

$$\frac{U_1}{U_0} = K'' = \frac{t_0}{t_1} (1 - e^{-t_1})^2 \quad (5)$$

где U_0 - амплитуда импульса длительностью 10τ ;
 U_1 - амплитуда импульса длительностью $< 10\tau$;
 $t_0 = 10\tau$;
 $0,1\tau < t_1 < 10\tau$.

Уравнение (4) для НЧ-фильтра первого и уравнение (5) для НЧ-фильтра второго порядка. Время задержки t_1' и t_1'' рассчитано по формулам [1]:

$$t_1' = -\ln\left(1 - \frac{\kappa t_1}{2t_0}\right) \quad (6)$$

$$t_1'' = -\ln\left(1 - \sqrt{\frac{\kappa t_1}{2t_0}}\right), \quad (7)$$

где t_1' , t_1'' - время задержки, показывающее, когда амплитуда импульса на выходе фотоприемника достигает половины максимальной амплитуды (t_1' при НЧ-фильтра первого порядка и t_1'' при НЧ-фильтра второго порядка).

График на рис. 1 показывает, что при RC-фильтра первого порядка амплитуда сигнала на выходе фотоприемника возрастает, но не может стать больше, чем 10. RC-фильтр второго порядка дает максимальный сигнал на выходе фотоприемника, когда $t_1 = 1\tau$, длительность импульса равняется постоянной времени τ .

График на рисунке 2 показывает, что до длительности импульса 5τ время задержки не меняется, но уже при длительности импульса 1τ время задержки будет линейно уменьшаться.

В итоге можно сказать, что более точный результат дает применение мощных и коротких импульсов. Кроме этого надо построить приемник так, чтобы он обладал свойством фильтра первого порядка.

Л и т е р а т у р а

1. Справочник по волоконно-оптическим линиям связи / Л.М. Андрушко и др. Киев: Техника, 1988. 240 с.

2. Справочник по лазерам. Т. II / Под ред. А.М. Прохорова. М.: Советское радио. 1978. 400 с.

3. Г о л ь ц е н б е р г Л.М. Импульсные и цифровые устройства. М.: Связь, 1973. 496 с.

4. Тице У., Шенк . Полупроводниковая схемотехника. М.: Мир, 1983.

U. Krusell

Einige Besonderheiten bei der Wahl des Lasertyps
für Impulsentfernungsmesser

Zusammenfassung

Halbleiterlaser mit gleicher Impulsenergie und variablen Leistungen und Impulsdauern werden verglichen. Die Ergebnisse zeigen einen Vorzug von Lasern mit kurzen und mit Hochleistungsimpulsen.

U. Krusell

Mõningaid iseärasusi laseri tüübi valikul
impulss-laserkaugusmõõturisse

Kokkuvõte

Artiklis vaadeldakse lasereid, mille impulsside energia on ühesugune, võimsus ja kestus aga varieeruvad. Saadud tulemused näitavad, et eelistatavad on lühikesi ja võimsaid impulsse kiirgavad laserid.

СТРУКТУРА ИМПУЛЬСНОГО РЕЦИРКУЛЯЦИОННОГО
СВЕТОДАЛЬНОМЕРА ПРИ ОПТИМАЛЬНОЙ ПОЛОСЕ
ФОТОПРИЕМНИКА

Главной характеристикой дальномера является точность измерения. Существует два принципиально разных вида ошибок, понижающих точность лазерных дальномеров:

- 1) шумы и нестабильность параметров атмосферы;
- 2) шумы и нестабильность параметров электронной аппаратуры.

В электронной части аппаратуры наиболее существенные ошибки возникают в фотоприемном устройстве. Различают такие источники ошибок, как замирания входного сигнала $I_{(s)}$, нестабильность времени задержки сигнала в фотоприемнике, воздействие шумов на пороговое устройство, которое находится на выходе приемника. Последние два источника ошибок воздействуют аддитивно и оба зависят от полосы пропускания B , шум пропорционален, а абсолютная нестабильность задержки обратно пропорциональна полосе.

В работе [1] показано, что при условиях $I_{(s)} = \text{const}$ шумы определены предусилителем, который стоит после фотодиода. Для минимизации ошибок оптимальная полоса будет равняться:

$$B_{\text{опт}}^{\tau} = 0,48 \sqrt[3]{\frac{ng_m \alpha^2 I_{(s)}^2 \cdot C_1}{C_T^2 \cdot k \cdot T}}, \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана;

α — коэффициент относительной нестабильности задержки сигнала в приемнике;

C_1 — коэффициент, который определен порогом срабатывания электронной схемы;

- n - число усреднений;
 C_T - эквивалентная входная емкость;
 g_m - крутизна предусилителя;
 T - абсолютная температура.

Главным недостатком этой оптимизации является тот факт, что полоса $B_{\text{опт}}^\tau$ не совпадает с оптимальной полосой, при которой обеспечивается наилучшее соотношение сигнал-шум $B_{\text{ш}}$.

Известно [2], что для меандра

$$B_{\text{ш}} = \frac{1}{\tau}, \quad (2)$$

где τ - период колебания в рециркуляционном дальномере

$$\tau = 2(\tau_{\text{опт}} + \tau_{\text{эл}}), \quad (3)$$

где $\tau_{\text{опт}}$ - время задержки сигнала на трассе;

$\tau_{\text{эл}}$ - время задержки сигнала в электрических цепях.

Параметры g_m , $I_{(s)}$, C_T определяются уровнем современного полупроводникового приборостроения. Выбором параметров n и C_1 можно добиться равенства:

$$B_{\text{ш}} = B_{\text{опт}}^\tau. \quad (4)$$

Для выбора параметра C_1 используем уравнения (1), (2) и (4). Тогда новый коэффициент C_1' определяется так:

$$C_1' = \frac{C_{T.k.T}^2}{I_{(s)}^2 \cdot \alpha^2 \cdot n (0,48\tau)^3}. \quad (5)$$

Формула (5) показывает, что C_1' очень сильно зависит от периода колебания τ .

Реализация такого C_1' возможна путем использования двух компараторов. Один реагирует на обнаружение сигнала, а другой на его исчезновение.

Второй возможностью является сокращение числа усреднений. Эксперименты показывают, что коэффициент относительной нестабильности α зависит от числа усреднений:

$$\alpha' = t\alpha_0 = n\tau\alpha_0, \quad (6)$$

где t - время измерения;

α_0 - коэффициент стабильности при $t = t_0 = 1\text{с}$;

t_0 - характерное время нестабильности;

α' - коэффициент стабильности, когда $t \neq t_0$.

Используя уравнения (1), (4) и (6) получим :

$$n = 0,48 \sqrt[3]{\frac{C_T^2 \cdot k \cdot T}{\tau^2 \cdot g_m \cdot C_1 \cdot I_{(s)}^2 \cdot \alpha^2}} \quad (7)$$

Технически это означает, что надо выбирать малое число усреднений и осуществлять пакетное усреднение.

В итоге можно заключить, что для выполнения равенства

$$B_{\text{ш}} = B_{\text{опт}}^{\tau},$$

где $B_{\text{ш}}$ - оптимальная полоса по отношению к сигнал-шуму,
 $B_{\text{опт}}^{\tau}$ - оптимальная полоса приемника при минимизации ошибок,

необходимо использовать два компаратора, работающих на появление и исчезновение импульсов или использовать пакетное усреднение.

Л и т е р а т у р а

1. К р у с е л л ь У.У. Критерии выбора полосы пропускания фотоприемника для импульсного рециркуляционного дальномера // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. 1987. № 639. С. 56-60.

2. К р у с е л л ь У.У., Захаров Б.В. Минимизация ошибок в лазерном рециркуляционном дальномере // Сб.: Применение лазеров в технологии и системах передачи и обработки информации. Таллинн, 1987.

3. К о р н Г., К о р н Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1974.

U. Krusell

Struktur eines Impulsentfernungsmessers
bei optimalem Band des Fotoempfängers

Zusammenfassung

Methoden zur Erhöhung der Genauigkeit des Fotoempfängers werden gegeben. Zwei Verfahren werden beschrieben, die das höchste Signal-Rauschen-Verhältnis zu erreichen und dabei die Genauigkeit nicht zu verringern ermöglichen.

Das erste Verfahren beruht auf der Wahl der Schwelle und das zweite auf dem Paket-Verarbeiten.

U. Krusell

Impulssretsirkulatsioon-laserkaugusmõõturi
struktuur, kui fotovastuvõtja riba on optimaalne

Kokkuvõte

Artiklis vaadeldakse laserkaugusmõõturi täpsuse tõstmise võimalusi. Kirjeldatakse kahte meetodit, mis tagavad vastuvõtja väljundis maksimaalse signaali-müra suhte, kusjuures ei vähene täpsus, mis on määratud signaali hilistuse stabiilsusega vastuvõtjas. Esimene meetod on rajatud läveseadme valikule, teises kasutatakse pakett-töötlust.

ПРИНЦИПИАЛЬНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ В ОПТОЭЛЕКТРОННОМ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕ ФОТОПРИЕМНИКА

В связи с отсутствием хороших оптических усилителей сигнала на сегодняшний день фотоприемник конструируется таким образом, что сперва происходит фотоэлектронное преобразование сигнала, а затем усиление электронного сигнала. В случае оптоэлектронного преобразователя ОЭП (фотодиод ФД, фотоэлектронный умножитель ФЭУ и т.д.) мы имеем дело с пороговым устройством в том смысле, что оно реагирует на поглощение фотона с энергией $h\nu$, большей, чем ширина запрещенной зоны E , генерированием электрона со стандартным зарядом $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл; здесь h — постоянная Планка, ν — частота оптического излучения. При выборе материала для ОЭП исходим из требования, чтобы значение E было по возможности большим. Это позволит снизить вероятность генерирования зарядов, связанных с тепловым воздействием. Плотность темнового тока J_T , возбуждаемая при этом, равна [1]

$$J_T = AT^2 e^{-E/kT}, \quad (I)$$

где A — представляет постоянную, содержащуюся в уравнении Ричардсона для термоэлектронной ремиссии;
 k — постоянная Больцмана [$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К°];
 T — температура [К°].

Это выражение определяет предельно минимальный темновой ток. В выражении отражается роль ширины запрещенной зоны и температуры. При этом темновой ток зависит от температуры в большей мере, чем от ширины запрещенной зоны E . При существовании описанного выше свойства порога прерывается прямая связь между принимаемой ОЭП оптической мощностью и электрической мощностью на его выходе. Это обстоя-

тельство делает возможным создание ОЭП с бесконечным выходным сопротивлением, т.е. создание идеального источника заряда или тока. В этом случае заряд и ток сигнала (а также шума) Q_s и I_s на выходе ОЭП не зависят от значения сопротивления нагрузки (или внутреннего сопротивления последующего предусилителя) R_H . Тепловой шум тока этого сопротивления

$$i_{\omega} = \sqrt{\frac{4kT\Delta f}{R_H}}, \quad (2)$$

где Δf — полоса частот.

Он может быть уменьшен увеличением значения сопротивления R_H .

Поскольку ток сигнала не зависит от значения сопротивления, то отношение сигнал-шум

$$\frac{i_s}{i_{\omega}} = \frac{i_s \sqrt{R_H}}{\sqrt{4kT\Delta f}} \quad (3)$$

увеличивается пропорционально корню квадратному из значения сопротивления. Увеличивать сопротивление имеет смысл до тех пор, пока определяющим является его тепловой шум.

Вторым принципиальным источником шума является дробовый шум темнового тока

$$i_{\omega, T} = \sqrt{2eI_T\Delta f}, \quad (4)$$

где I_T — темновой ток;

e — заряд электрона [$e = 1,6 \cdot 10^{19}$ Кл].

Если задаться вопросом: при каком значении падения напряжения $U_T = I_T R_H$ на R_H , создаваемым темновым током I_T , дробовые шумы $i_{\omega, T}$ и тепловые шумы i_{ω} равны, то из выражений (2) и (4) получим:

$$\frac{4kT\Delta f}{R_H} = 2e(U_T/R_H)\Delta f \quad (5)$$

$$U_T = \frac{2kT}{e} = 50 \text{ mV}. \quad (6)$$

Выводы, которые могут быть сделаны на основе выражения (6) следующие:

1. Сопротивление R_H уместно увеличивать до тех пор, пока падение напряжения, вызванное на нем темновым током, становится 50 мВ. Дальнейшее увеличение сопротивления не дает

оптимального уменьшения шума, поскольку шумы определены темновым током (4).

2. Условие (6) универсальное, поскольку не зависит от R_n .

3. Соотношение (6) тем удобно, что с помощью простых средств (вольтметра постоянного тока) можно оценить, какая из шумовых компонент $i_{ш}$ или $i_{ш,Т}$ является определяющей.

Л и т е р а т у р а

И. Г а р б у н и М. Физика оптических явлений. М.: Энергия, 1967.

A. Taklaja

The Principal Limits in Photo-Electrical Conversion of a Photo-Receiver

Abstract

It is shown that threshold nature of photon detection process makes it possible to present the output of the photon-electron convertor as a current source. Such kind of presentation determines principal limits in a photo-receiver preamplifier.

A. Taklaja

Fotovastuvõtja optoelektroonse muunduse põhimõttelised piirangud

Kokkuvõte

Artiklis on näidatud, et optoelektroonsel muunduril on läviseadme iseloom, mistõttu teda võib vaadata eelviimendi poolt kui vooluallikat. See asjaolu põhjustab iseärasusi põhimõtteliste piirangute määramisel optilises vastuvõtjas.

СПЕКТРАЛЬНО-КИНЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
СВЕТОДИОДОВ ИЗ ФОСФИДА ГАЛЛИЯ

Проблема создания высокоэффективных, быстродействующих и надежных источников света является актуальной. В результате синтеза новых полупроводниковых соединений типа $A^{III}B^{V}$ решена задача преобразования электрических сигналов в оптические и созданы новые источники света – полупроводниковые светоизлучающие диоды, действующие на основе излучательной рекомбинации инжектированных $p-n$ -переходов носителей. Сейчас они имеют обширные и многообразные области применения. Созданные на основе светоизлучающих $p-n$ -переходов многоэлементные знаковые индикаторы широко используются в быстродействующих системах отображения информации, в вычислительной технике, автоматике, радиоэлектронике и позволяют вывести цифро-буквенную и графическую информацию.

Диоды, излучающие в видимой и инфракрасной областях спектра, положили начало развитию новой области электроники – твердотельной оптоэлектроники. Они широко применяются в оптронах различного типа, в позиционно-чувствительных фотоэлектрических устройствах, в устройствах автоматического управления, в устройствах ввода-вывода данных вычислительной техники, в системах оптической связи и т.п.

Важный параметр светодиодов и оптико-электронных приборов на их основе – быстродействие. От него зависит эффективность применения импульсного режима питания диодов. В связи с необходимостью повышения быстродействия возрастает интерес к исследованию кинетики электролюминесценции $p-n$ -переходов. Электролюминесценция охватывает довольно широкий круг вопросов: изучение механизмов инжекции, теорию излучательной рекомбинации в различных полупроводниковых материалах, проблемы деградации и т.п. Все это в настоящее время стало "модной" тематикой научных исследований.

Есть много интересных экспериментальных и теоретических работ, несущих порой противоречивые результаты. Такое состояние дел можно объяснить сложностью решаемых задач, необходимостью учета целого ряда особенностей полупроводников, как-то: характера рекомбинации, схемы релаксации неравновесных носителей, поверхностных состояний и т.п. Наиболее полно временные характеристики светодиодов описаны для случая межзонной излучательной рекомбинации. Однако в полупроводниках излучательная рекомбинация не ограничивается этой простейшей моделью. В светоизлучающих диодах часто реализуются и такие механизмы как межпримесная, или донорно-акцепторная, излучательная рекомбинация, рекомбинация свободных носителей на примесных центрах, рекомбинация связанных экситонов.

Нами проведен теоретический анализ переходных характеристик инжекционных источников некогерентного излучения на основе непрямозонных полупроводников [1]. Временную зависимость спада интенсивности $\Phi(t)$ при излучательной рекомбинации неравновесных электронов через донорный уровень E_d в запрещенной зоне полупроводника можно получить из решения системы кинетических уравнений [1]:

$$\Phi(t) \sim n'(t) = n'_0 e^{-t/\tau_u} \frac{n_0 - \frac{1}{e d s} \chi_u I \tau_{\delta_1} (e^{-t/\tau_u} - e^{-t/\tau_{\delta_1}})}{\tau_{\delta_1} (1/\tau_u - 1/\tau_{\delta_1})} + \frac{\chi_u I \tau_{\delta_1} \tau_u (1 - e^{-t/\tau_u})}{e d s \tau_{\delta_1}}, \quad (1)$$

где n'_0 и n_0 - стационарные концентрации неравновесных электронов на донорном уровне E_d и в зоне проводимости;

τ_{δ_1} и τ_{δ_2} - безызлучательные времена жизни неравновесных электронов в зоне проводимости для переходов на донорный уровень E_d и глубокий уровень в запрещенной зоне, через который идет безызлучательная рекомбинация неравновесных носителей, $\tau_{\delta}^{-1} = \tau_{\delta_1}^{-1} + \tau_{\delta_2}^{-1}$;

τ_u - излучательное время жизни носителей для перехода донор-валентная зона;

e - заряд электрона;

χ_u - коэффициент инжекции электронов р-п-перехода;

- I - ток инъекции;
- s - площадь p-n-перехода;
- d - толщина области рекомбинации.

Как видно из выражения (I), спадание люминесценции в непрямозонных полупроводниках, в которых велика вероятность излучательной рекомбинации лишь при участии в ней примесных состояний, контролируется двумя постоянными времени.

Экспериментально исследовалась кинетика электролюминесценции в светодиодах красного свечения из фосфида галлия, внешний квантовый выход которых достигает $\sim 7\%$ [2]. Однако при сравнительно высоких коэффициентах преобразования электрической энергии в световую для этих приборов характерны слабые оптические потоки (особенно при проведении спектрально-кинетических исследований). Так, интенсивность красной люминесценции GaP-светодиодов при $I = 20$ мА и $T = 293$ К составляет $\Phi = 10^{11}$ квант/с [3]. Для регистрации световых потоков малой интенсивности существуют различные методы. В последнее время все большее распространение получает статистический одноквантовый метод регистрации временных характеристик люминесценции [4-7]. Достоинствами его являются высокое временное разрешение, большой динамический диапазон измеряемых интенсивностей, высокая достижимая точность регистрации.

Одноквантовый статистический метод основывается на подтвержденном экспериментально и теоретически законе пропорциональности числа зарегистрированных фотодетектором квантов света $N(t)$ интенсивности падающего на него светового потока $\Phi(t)$.

Пусть \bar{N} - среднее число фотонов после одного импульса света, падающих на фотокатод детектора, а $J(t)dt$ - вероятность прихода фотона в интервале времени $(t, t + dt)$, q - квантовая эффективность фотокатода. В случае малой интенсивности числа регистрируемых фотоэлектронов ($q\bar{N} \ll 1$) плотность вероятности появления первого фотоэлектрона для каждого интервала времени Δt пропорциональна интенсивности падающего света

$$w_1(t) \approx q\bar{N}J(t), \quad (2)$$

т.е. экспериментальная регистрация $W_1(t)$ позволяет определить плотность вероятности появления фотонов люминесценции, а значит и сам закон изменения интенсивности люминесценции $\Phi(t)$. Практически прибором, регистрирующим число фотоэлектронов в каждый момент времени (фактически плотность вероятности $W_1(t)$), является многоканальный временной анализатор (МВА); измерения при этом организуются по структурной схеме, изображенной на рисунке 1.

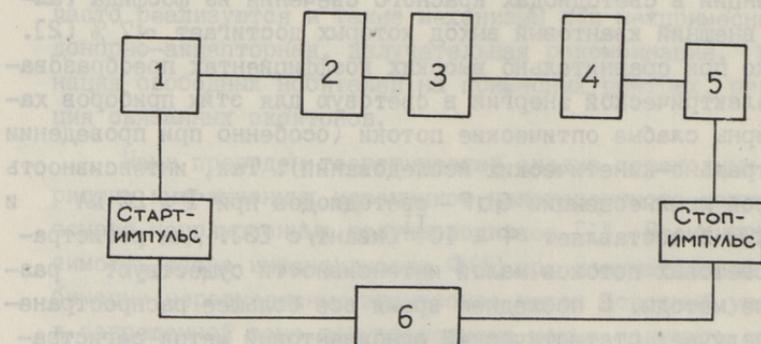


Рис. 1. Блок-схема измерений с помощью статистического одноквантового метода:

1 - источник возбуждения; 2 - образец; 3 - аттенуатор; 4 - монохроматор; 5 - фотоприемник; 6 - МВА.

Старт-сигналом является начало возбуждающего импульса, стоп-сигналами - стандартизированные импульсы детектирующего люминесценцию фотоприемника. При использовании фотоприемника, работающего в режиме одноквантового счетчика (т.е. различающего события с 1, 2, ... фотонами), в случае наличия в цикле измерений одного фотоэлектрона, содержимое i -го канала n_i задается соотношением

$$n_i \sim q \bar{N} J(t) \exp(-q \bar{N}). \quad (3)$$

Множитель $\exp(-q \bar{N})$ показывает, на сколько истинная кривая люминесценции отличается от измеренной. Для корректной регистрации кривых высвечивания люминесценции необходимо, чтобы величина $\exp(-q \bar{N})$ была максимально близка к 1,

правда, при этом необходимо значительно ослаблять световой поток, а значит, и удлинять продолжительность эксперимента.

Приведенный анализ неполон из-за пренебрежения шумовым потоком на выходе фотоприемника, который всегда присутствует в реальном эксперименте. В силу принципиальной неразличимости сигнальных и шумовых импульсов это ведет к искажению зарегистрированных кривых люминесценции. Выражение коррекции зарегистрированных отсчетов для случая плотности шумовых отсчетов в отдельных каналах f_i имеет вид:

$$n_i^* = \frac{1}{q} \left[\frac{n_i / N_0}{1 - \frac{1}{N_0} \sum_{j=1}^i n_j} - f_i \bar{t}_i \right], \quad (4)$$

где N_0 - суммарное число отсчетов во всех каналах;

\bar{t}_i - ширина канала МВА.

При реализации метода многоканального счета отдельных фотонов существует еще ряд факторов, которые обуславливают погрешность в определении кривых высвечивания люминесценции. К ним относятся собственные погрешности системы МВА, неидеальность характеристик фотоприемников и искажения, связанные с конечной длительностью импульсов источника возбуждения люминесценции.

Влияние системы МВА обуславливается шумом квантования и мертвым временем регистрации. Мертвое время регистрации обуславливается конечным быстродействием входящих в состав системы оптико-электронных элементов, что проявляется особенно в нано- и субнаносекундном временных диапазонах. Большинство имеющейся аппаратуры не может регистрировать в данных диапазонах больше одного события за цикл регистрации. Уменьшение влияния конечного мертвого времени достигается за счет увеличения быстродействия используемой аппаратуры.

Временное разрешение аппаратуры, реализующей статистический одноквантовый метод, определяется в основном эксплуатационными (временными и амплитудными) характеристиками фотоприемников, используемых в качестве детекторов люминесценции. Для традиционно применяемых в этом качестве фотумножителей временные параметры зависят от разброса времен пролета электронных лавин в умножительной системе [8, 9]. Основное влияние на величину данного разброса оказыва-

от два фактора: дисперсия начальных скоростей электронов, вылетающих из фотокатода ФЭУ, и различие в их траекториях. Для уменьшения влияния первого фактора используют большие напряженности полей во входной камере фотоумножителя, а второго фактора — ограничение рабочей площади фотокатода. Влияние амплитудных характеристик ФЭУ проявляется в существовании у него разброса выходных импульсов по амплитуде. При реальных значениях флуктуаций амплитуд и фронтов выходных импульсов ФЭУ практически достижимая точность фиксации его одноэлектронных импульсов составляет около 400 пс. Искажения, связанные с конечной длительностью импульса возбуждения, проявляются при регистрации короткоживущей люминесценции. В этом случае приходится учитывать длительность импульсной характеристики прибора $h(t)$ и для получения корректных результатов пользоваться математическими операциями типа "свертка".

Если обозначить экспериментально измеренную функцию затухания $N(t)$ ($N(t) = \{n_i\}$), то ее связь с истинной функцией высвечивания люминесценции $\Phi(t)$ выражается следующим соотношением:

$$N(t) = \int_0^t h(t-x)\Phi(x) dx = h(t) * \Phi(t).$$

При этом необходимо учитывать зависимость $h(t)$ от длины волны в спектре. Последний фактор обусловлен спектральными неоднородностями: амплитудно-временных характеристик фотоприемника ($H(\lambda; t)$), дисперсионно-временных характеристик используемой оптической системы ($\mathcal{U}(\lambda; t)$). Важное значение имеют и переходные характеристики электронной аппаратуры $\mathcal{K}(t)$. С учетом отмеченных особенностей импульсная характеристика изобразится в виде:

$$h(t) = h(t; \lambda) = H(\lambda; t) * \mathcal{U}(\lambda; t) * \mathcal{K}(t).$$

Математическая обработка результатов эксперимента позволяет учитывать конечную длительность импульса возбуждения и зависимость функции передачи прибора от длины волны регистрации. Она производится с помощью методов моментов, модуляционных функций, фазовой плоскости, Фурье- и Лаплас-преобразований, экспоненциальной серии и других [10, 11]. Применение этих методов дает возможность увеличить реальное временное разрешение статистического одноквантового метода,

которое ограничивается характеристиками используемых фотодетекторов, примерно в 10 раз, что позволяет интерпретировать световые процессы длительностью порядка 10^{-11} с.

Для оценки возможностей измерительной системы принципиальное значение имеет динамический диапазон допустимых изменений интенсивности люминесценции. Регистрация максимальных интенсивностей практически не имеет никаких ограничений, так как мощный входной световой поток всегда можно ослабить при помощи аттенуаторов до уровня, соответствующего одноэлектронному режиму работы ФЭУ. Допустимая интенсивность светового потока на входе фотоприемника не должна превышать уровня, при котором становятся заметными эффекты изменения коэффициента усиления ФЭУ и наложения одноэлектронных импульсов. Первый эффект приводит к смещению одноэлектронного пика в сторону меньших амплитуд и увеличению относительного вклада экспоненциальной ветви в амплитудном распределении выходных импульсов ФЭУ (рис. 2).

Эффект наложения импульсов сказывается при больших световых потоках из-за конечной длительности τ одноэлектронных откликов. При работе в одноэлектронном режиме это приведет к просчетам из-за мертвого времени, равного длительности импульса [12]:

$$n_0 = n / (1 - n\tau), \quad (5)$$

где n_0 - истинное количество фотоотсчетов;

n - зарегистрированное число.

Относительная погрешность:

$$\Delta\Phi/\Phi_{\text{наг}} = (\Phi_{\text{наг}} - \Phi_{\text{рег}})/\Phi_{\text{наг}} = \tau n. \quad (6)$$

Для ФЭУ-106 длительность одноэлектронного импульса примерно 15 нс [13]. Практически достаточной точностью может быть значение порядка 1%. В этом случае максимальные световые потоки составляют $7 \cdot 10^5$ имп/с ($5 \cdot 10^6$ фотон/с).

Ограничение "снизу" накладывается шумовыми свойствами фотоприемников и сводится к неопределенности значения сигнала из-за статистических флуктуаций собственных шумов ФЭУ. Расширение линейного участка работы одноэлектронного ФЭУ "вниз" связывается с выбором режима питания прибора, от которого зависит как уровень темного шума, так и эффектив-

ность сбора фотоэлектронов. Другим фактором, оказывающим влияние на нижнюю границу, является время счета импульсов, с увеличением которого возрастает отношение сигнал-шум. В качестве примера можно сказать, что у лучших образцов ФЭУ шум фотокатода составляет 1-4 имп/(с·см²) [14].

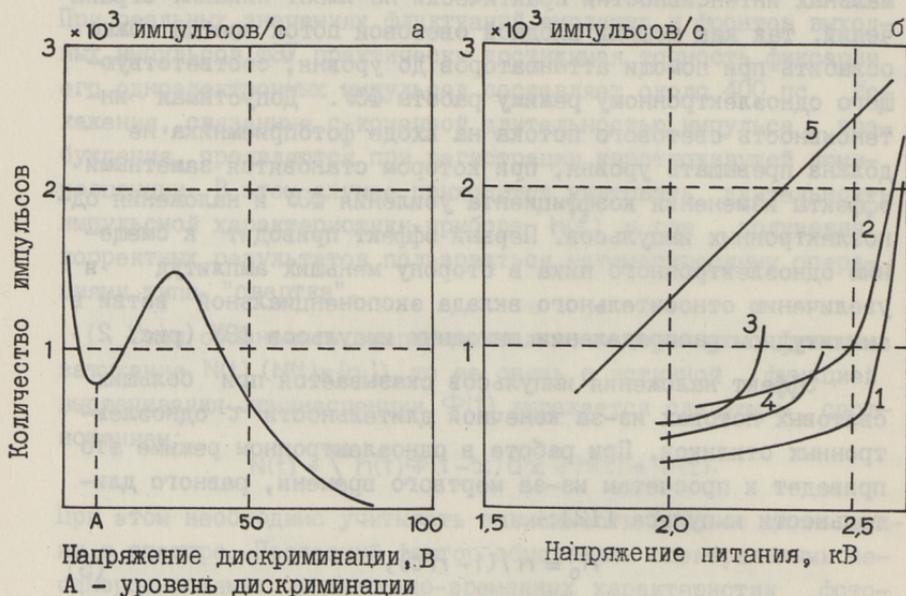


Рис. 2. Одноэлектронные характеристики ФЭУ-106:

а - амплитудное распределение выходных импульсов ФЭУ-106 № 103 при напряжении питания 2100В; б - счетные характеристики ФЭУ-106: 1-103; 2-87; 3-107; 4-68; 5-81.

Экспериментально исследовались GaP-светодиоды красного свечения типа АЛ-102Б, изготовленные методом жидкостной эпитаксии. Спектры люминесценции этих светодиодов состояли, как правило, из полосы красного излучения с $\lambda_{\text{max}} = 690$ нм. Ширина полосы на уровне 0,5 составляла 95 нм.

На исследуемую p-n-структуру подавались импульсы напряжения от генератора Г5-48 длительностью 20 нс с фронтами не более 2 нс и частотой следования 6 кГц. Последовательно с исследуемым светодиодом включалось сопротивление 51 Ом для измерения тока.

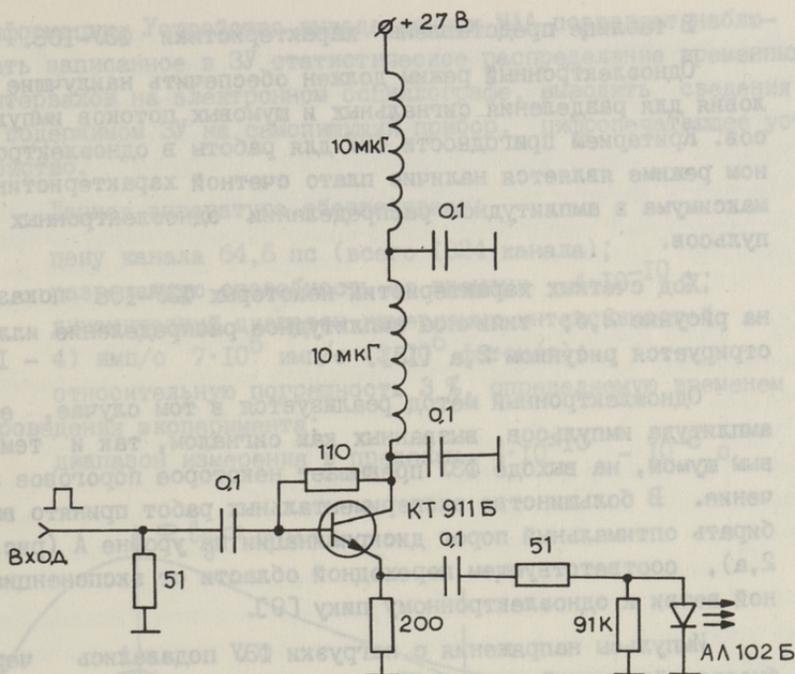


Рис. 3. Схема эмиттерного повторителя.

Для согласования генератора с нагрузкой служил эмиттерный повторитель на транзисторе КТ 911Б ($f_{cp} = 10^3$ МГц) (рис. 3).

Излучение подавалось через аттенуатор на вход монохроматора ДМР-4, осуществляющего спектральную селекцию. Разрешающая способность ДМР-4 ~ 2 нм.

Приемником света служил фотоэлектронный умножитель ФЭУ-106.

Т а б л и ц а

Характеристики ФЭУ-106

Тип фотокаатода	Материал		Область спектральной чувствительности, нм	Пределы изменения положения максимума, нм	Максимальный квантовый выход, %	Коэффициент усиления	Максимальная чувствительность, мкА/лм
	фотокаатода	динода					
Полупрозрачный	$\text{Na}_2\text{KSb}(\text{Cs})$	AlMg CuBe CuMg	300-800	$430_{\pm 50}$	10	10^7	265

В таблице представлены характеристики ФЭУ-106.

Одноэлектронный режим должен обеспечить наилучшие условия для разделения сигнальных и шумовых потоков импульсов. Критерием пригодности ФЭУ для работы в одноэлектронном режиме является наличие плато счетной характеристики и максимума в амплитудном распределении одноэлектронных импульсов.

Ход счетных характеристик некоторых ФЭУ-106 показан на рисунке 2,б; типичное амплитудное распределение иллюстрируется рисунком 2,а [15].

Одноэлектронный метод реализуется в том случае, если амплитуда импульсов, вызванных как сигналом, так и темновым шумом, на выходе ФЭУ превышает некоторое пороговое значение. В большинстве экспериментальных работ принято выбирать оптимальный порог дискриминации на уровне А (рис. 2,а), соответствующем переходной области от экспоненциальной ветви к одноэлектронному пику [9].

Импульсы напряжения с нагрузки ФЭУ подавались через быстродействующий широкополосный усилитель на систему МВА. Для измерения применялся широкодиапазонный преобразователь время-амплитуда, работающий совместно с многоканальным амплитудным анализатором (МАО) NTA-512 (Венгрия). В устройстве первичной обработки потоков входных сигналов осуществляется фиксация местоположения входных сигналов на временной оси, их стандартизация. В преобразователе временной интервал трансформируется в цифру и отсылается в соответствующий номер канала блока регистрации МАО.

Таким образом, зарегистрированные в каналах числа будут пропорциональны интенсивностям следования соответствующих временных интервалов на входе преобразователя. Программное устройство МАО задает необходимую последовательность в работе отдельных блоков МВА: во время преобразования время-код и регистрации результатов преобразования устройство первичной обработки информации блокируется, после окончания преобразования время-цифра включается блок регистрации МАО, осуществляющего опрос выбранного канала запоминающего устройства (ЗУ) и добавления + 1 к его содержанию; наконец, по окончании цикла регистрации вновь снимается блокировка с устройства первичной обработки входной

информации. Устройство вывода данных МАА позволяет наблюдать записанное в ЗУ статистическое распределение временных интервалов на электронном осциллографе, выводить сведения о содержимом ЗУ на самопишущий прибор, цифropечатающее устройство.

Данная аппаратура обеспечивает:

- цену канала 64,6 пс (всего 1024 канала);
- разрешающую способность по времени $\sim 4 \cdot 10^{-10}$ с;
- динамический диапазон измеряемых интенсивностей (I - 4) имп/с $7 \cdot 10^5$ имп/с ($5 \cdot 10^6$ фотон/с);
- относительную погрешность 3%, определяемую временем проведения эксперимента;
- диапазон измерения в пределах $4 \cdot 10^{-10}$ - 10^{-8} с.

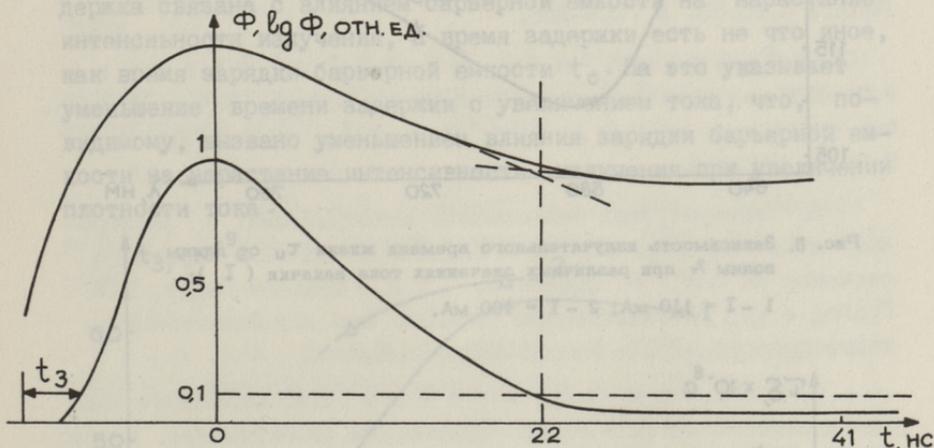


Рис. 4. Типичный вид переходной характеристики GaP-светодиодов в линейном и полулогарифмическом масштабе при $\lambda = 680$ нм и $I = 110$ мА.

Типичный вид переходной характеристики исследуемых светодиодов представлен на рисунке 4. Форму заднего фронта импульса излучения можно аппроксимировать двумя экспонентами, на что указывает зависимость $\lg \Phi(t)$. Это согласуется с теоретическим описанием переходных характеристик (I). В области спада ($t > 0$)

$$\Phi(t) = ae^{-t/\tau_0} + be^{-t/\tau_2} + c,$$

где a, b, c - постоянные коэффициенты.

По переходным характеристикам были определены характеристические времена жизни неравновесных электронов τ_u, τ_δ . Для разных участков спектра они оказались неодинаковыми. Излучательное время жизни τ_u имеет минимум для длин волн, близких к центру красной полосы с $\lambda_{\text{max}} = 690$ нм, который смещается влево с ростом тока накачки (рис. 5). Безызлучательное время жизни ведет себя более сложным образом (рис. 6).

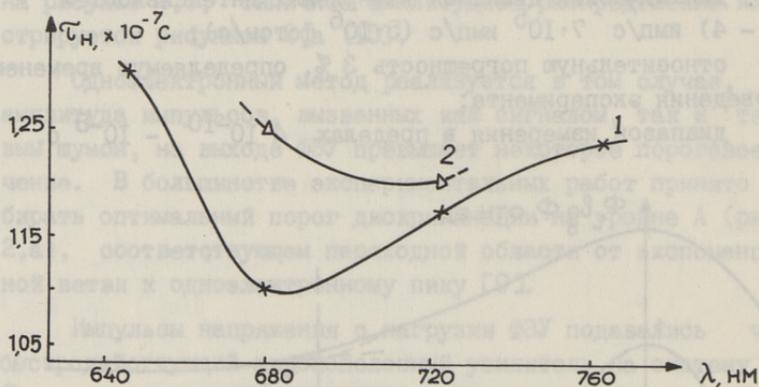


Рис. 5. Зависимость излучательного времени жизни τ_u от длины волны λ при различных значениях тока накачки (I):

1 - $I = 110$ мА; 2 - $I = 100$ мА.

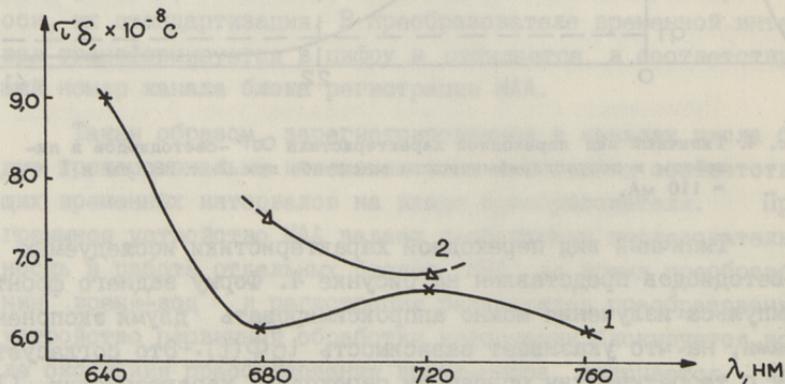


Рис. 6. Зависимость безызлучательного времени жизни τ_δ от длины волны λ при различных значениях тока накачки (I):

1 - $I = 110$ мА; 2 - $I = 100$ мА.

Смещение в коротковолновую область с увеличением тока наблюдается и в этом случае. Энергетическая структура примесных состояний в запрещенной зоне сложным образом участвует в излучательной рекомбинации. Это приводит к вариациям времени жизни неравновесных электронов. Для точного выяснения физической причины такого поведения характеристических времен жизни требуется детальное изучение природы примесных состояний, их концентраций и т.д.

Следует отметить еще один экспериментальный факт. При мгновенном включении стационарного прямого тока наблюдается некоторая задержка начала нарастания интенсивности излучения относительного тока. При плотностях тока $j \approx 11 \text{ A/cm}^2$ время задержки было порядка 6 нс (рис. 7). Очевидно, задержка связана с влиянием барьерной емкости на нарастание интенсивности излучения, а время задержки есть не что иное, как время зарядки барьерной емкости t_c . На это указывает уменьшение времени задержки с увеличением тока, что, по-видимому, вызвано уменьшением влияния зарядки барьерной емкости на нарастание интенсивности излучения при увеличении плотности тока.

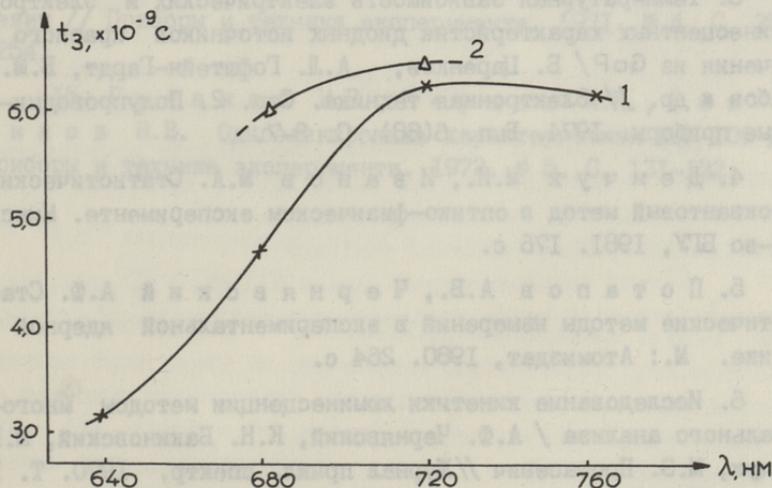


Рис. 7. Зависимость времени задержки t_3 от длины волны λ при разных токах I :

1 - $I = 110 \text{ mA}$; 2 - $I = 100 \text{ mA}$.

Таким образом, экспериментально подтвержден теоретический вывод о неэкспоненциальном характере спада интенсивности электролюминесценции при рекомбинации неравновесных

электронов через примесные состояния в запрещенной зоне. Получены два характеристических времени жизни, определяемых излучательным и безызлучательным процессами, описывающих спад электролюминесценции. Для участка спектра, соответствующего максимуму излучения $\tau_{\text{д}} \sim 1,1 \times 10^{-7}$ с и $\tau_{\text{г}} \sim 6,25 \times 10^{-8}$ с. Установлено различие характеристических времен жизни $\tau_{\text{д}} (1,08 \cdot 10^{-7} - 1,31 \cdot 10^{-7}$ с при $I = 110$ мА) и $\tau_{\text{г}} (6,1 \cdot 10^{-8} - 8,9 \cdot 10^{-8}$ с при $I = 110$ мА) для отдельных участков спектра.

Л и т е р а т у р а

1. М а н а к И.С., М и х н ю к С.Б. Переходные характеристики полупроводниковых источников спонтанного излучения // Изв. вузов МВССО СССР. Физика. 1986. 13 с. Деп. в ВИНТИ 8.10.86. № 7056-В86.

2. S a u l R.H., A r m s t r o n g J., H a c k e t t W.H. GaP red electroluminescent diodes with an external quantum efficiency of 7 % // Appl. Phys. Lett. 1969. Vol. 15, N 7. P. 229-231.

3. Температурная зависимость электрических и электролюминесцентных характеристик диодных источников красного свечения из GaP / Б. Царенков, А.Л. Гофштейн-Гардт, В.М. Грабов и др. // Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы. 1974. Вып. 6(88). С. 3-7.

4. Д е м ч у к М.И., И в а н о в М.А. Статистический одноквантовый метод в оптико-физическом эксперименте. Минск: Изд-во БГУ, 1981. 176 с.

5. П о т а п о в А.В., Ч е р н я в с к и й А.Ф. Статистические методы измерений в экспериментальной ядерной физике. М.: Атомиздат, 1980. 264 с.

6. Исследование кинетики люминесценции методом многоканального анализа / А.Ф. Чернявский, К.Н. Бакиновский, М.И. Демчук, М.З. Протасевич // Журнал прикл. спектр. 1970. Т. 13. № 5. С. 840-844.

7. Ч е р н я в с к и й А.Ф., Б е к е т о в С.В., П о т а п о в А.В. Статистические методы анализа случайных сигналов в ядерно-физическом эксперименте. М.: Атомиздат, 1974. 352 с.

8. Вакуумные фотоэлектронные приборы для измерения импульсных излучений / А.Г. Берковский, А.И. Веретенников, О.В. Козлов. М.: Энергоатомиздат, 1982. 168 с.

9. Одноэлектронные фотоприемники / С.С. Ветохин, И.Р. Гулаков, А.Н. Перцев, И.В. Резников. М.: Атомиздат, 1979. 192 с.

10. Mc Kinnon, Szabo A.G., Miller D.R. The deconvolution of photoluminescence data // Phys. Chem. 1977. Vol. 81, N 16. P. 1564-1570.

11. O'Connor D.V., Ware W.R. Deconvolution of fluorescence decay curves. A critical comparison of techniques // Phys. Chem. 1979. Vol. 83, N 10. P. 1333-1343.

12. Цитович А.П. Ядерная радиоэлектроника. М.: Наука, 1967.

13. Субботин Ф.М., Шубников Е.И. Измерение одноэлектронного импульса ФЭУ // Приборы и техника эксперимента. 1972. № 4. С. 180-184.

14. К опыту длительной эксплуатации одноэлектронного ФЭУ / А.Н. Перцев, И.В. Резников, М.Н. Сузин, С.Н. Черенкевич // Приборы и техника эксперимента. 1971. № 4. С. 253-254.

15. Гулаков И.Р., Перцев А.Н., Резников Н.В. Одноэлектронные характеристики ФЭУ-106 // Приборы и техника эксперимента. 1972. № 5. С. 131-132.

I. Manak, S. Mikhnyuk

Spectral-kinetic Characteristics of Gallium
Phosphide Light Emitting Diodes

Abstract

Experimental study of gallium phosphide electroluminescence kinetics in different spectral lines has been carried out with photomultiplier in fotons counting regime and multi-channel time analyser. Radiative and nonradiative charge carriers lifetimes and their variation in spontaneous spectral line have been obtained.

I. Manak, S. Mihnjuk

Galliumfosfiidist valgusdioodide
spektraalkineetilised parameetrid

Kokkuvõte

Galliumfosfiidi eri spektrikomponentide elektroluminesentsi kineetikat uuriti katseliselt, kasutades fotoelektronkordistit footonite loendamise režiimis ja mitmekanalilist ajalise analüüsi süsteemi.

Maarati laengukandjate eluead kiirgus- ja mittekiirgusrežiimis ning nende variatsioonid kiirgusjoone piirides.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ
ПРОХОЖДЕНИЯ РАДИОВОЛН НА ЧАСТОТЕ 100 МГц

Распространение радиоволн метрового диапазона является довольно хорошо исследованной областью, но использование другой методики и места исследований может принести дополнительные результаты.

В течение 9 лет автором проводились экспериментальные исследования на частоте 100 МГц. Такая частота была выбрана, как одна из стандартных. Важное значение имели большое количество вещательных радиостанций, а также развитая приемная техника, работающие в этом диапазоне. Некоторые экспериментальные результаты, приведенные в этой статье, могут отличаться от приведенных в литературе теоретических значений. Детальный анализ причин этих расхождений выходит за рамки этой статьи.

I. Условия проведения эксперимента

I. I. Характеристика мест и дистанций проведения
эксперимента

Базисный центр – г. Таллин, дополнительные пункты измерения были взяты на дистанциях исследования прохождения (в сельских местностях). Исследовались две основные дистанции – "на север" и "на запад" (характеристики дистанции и пункты измерения приведены на рис. I). Абсолютные высоты на обеих дистанциях меньше 50 м, подстилающая поверхность покрыта лесом до 50 %.

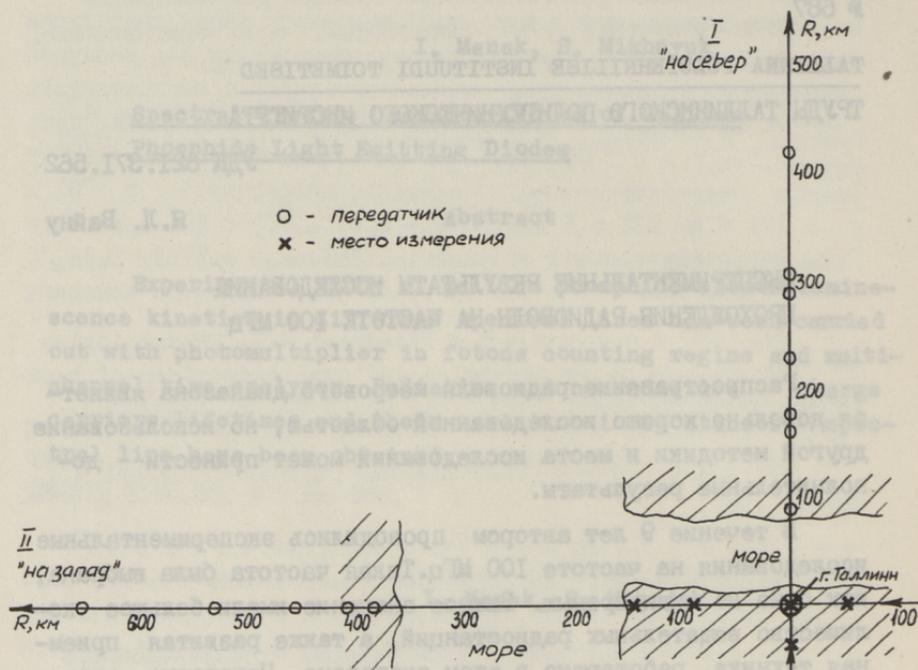


Рис. 1. Схема проведения эксперимента.

1.2. Время проведения эксперимента

Общие исследования были проведены с 1980 года, систематические ежедневные наблюдения с 01.07. 1988 г. до 01.03. 1989 г. Работа продолжается и в настоящее время.

1.3. Используемая аппаратура

Основной прибор – высококачественный цифровой приемник "KENWOOD КТ-54 L" (чувствительность до 0,5 мкВ) с внешним измерителем напряженности поля. Для приема использовали три антенны типа "волновой канал", настроенные на 100 МГц. Каждый из них с усилением 7 дБ на мачте высотой 12 м, которая размещена на расстоянии 20 м от ближайшего здания. Первая антенна была направлена на запад, вторая на север (обе с горизонтальной поляризацией), третья тоже на север, но с вертикальной поляризацией. Антенные усили-

тели не использовались, затухание сигнала в каждом антенном кабеле не более 3 дБ. В полевых условиях измерения проводили с помощью переносного приемника фирмы SHARP.

1.4. Источники сигнала

В экспериментах измерили сигнал вещательных радиостанций, работающих в этом диапазоне. Местонахождение основных из них приведено на рисунке 1. Эффективные излучаемые мощности передатчиков от 100 Вт до 60 кВт (в основном 30 - 60 кВт), высота антенных опор от 150 до 300 м.

1.5. Методы оценки качества сигнала

Параллельно использовали измерения напряженности поля по приборам и субъективную оценку качества по 5-балльной системе ("отличным" был сигнал, когда стереоприем велся без шумов, "удовлетворительным" был моноприем с низкими шумами и т.д.).

2. График напряженности поля

На рисунке 2 приведен базисный график зависимости медианного значения напряженности поля от дальности приема, высоты передающих антенн и эффективной излучаемой мощности передатчика. Графики приведены для равнинно-холмистой местности. Высота приемной антенны 10 м, диапазон частот 100 МГц. Графики E (50,50) обозначают медианное значение напряженности поля в 50 % мест и 50 % времени, графики E (50,1) в 1 % времени. Графики взяты из литературы [1, 2], где можно найти и много дополнительных зависимостей для разных условий приема.

3. Экспериментальные результаты

В этом разделе приведены полученные автором основные результаты. Они систематизированы по факторам, влияющим на распространение радиоволн.

3.1. Времена года

Наилучшее распространение радиоволн наблюдается в теплое время года и несколько месяцев после этого. Максимум

$E, \text{дБ}$ $P_2 = 1 \text{ кВт}$; $h_2 = 10 \text{ м}$; $f = 100 \text{ МГц}$

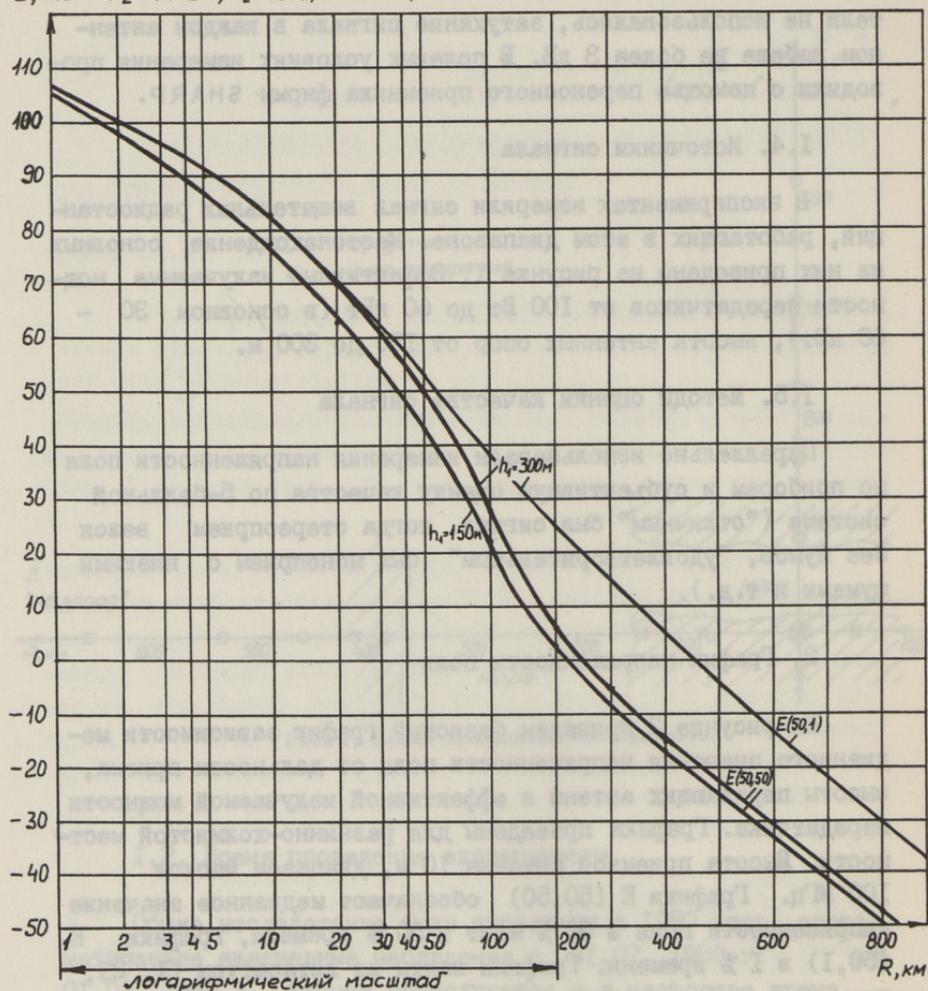


Рис. 2. График напряженности поля.

в августе-сентябре, "удовлетворительный" прием с июня до октября. Это явление сильно влияет при приеме станций с дальностью, более двух раз превышающих дальность прямой видимости. Например, с 01.09.1988 до 31.10.1988 гг. прием сигнала от станций с дальностью 400 км "на запад" (мощность 60 кВт) был "хороший" или "отличный" в 60 % времени, "удовлетворительный" в 30 % и "плохой" только в 10 % времени. С 01.11.1988 г. положение изменилось и в течение следующих

месяцев "хороший" прием был только 3-6 дней в месяц. Прием с дальностью до 150 км зависит мало от времени года.

3.2. Состояние погоды (тропосфера)

Характеристика погоды, соответствующая хорошему распространению радиоволн: вся дистанция находится в зоне го-могенного давления воздуха и обязательно в зоне высокого давления, в случае неподвижности этой зоны в течение не-скольких дней; ясная погода, сравнительно теплая (но не обя-зательно) и влажная; ветер очень слабый, атмосфера в состоя-нии инверсии.

3.3. Временные флуктуации

Летом самый лучший прием наблюдается в вечерние часы. Кроме того наблюдаются случайные флуктуации сигнала (напри-мер, от состояний ионосферы) при приеме дальних станций. Сюда входят и так называемые сверхдальние УКВ-связи. Они охватывают дистанции с дальностью тысячи километров и при-нимаются только станции, находящиеся на ограниченной терри-тории. Промежуточные (ближайшие) станции не слышны. Автором в Таллине были приняты сигналы от станций Италии, Франции, ФРГ, Великобритании. Такой прием также характеризуется оп-ределенными погодными явлениями - вечерние часы перед захо-дом солнца, ветер постепенно ослабевает, солнце заходит яр-ким, после этого наблюдаются яркие желто-красные цвета в небе. Такой вид распространения начинается и кончается очень быстро.

3.4. Дальность приема

Прием сигнала от станции с дальностью более прямой ви-димости всегда характеризуется замиранием и флуктуационными явлениями. При тропосферном распространении до дальности 600 км эксперименты, проводимые автором, показали, что за-мирание сигнала охватывает не более 5 % общего времени. За-мирания появляются с периодом около 10-15 минут. В проме-жутках замираний качество приема (400 км, 60 кВт) было "отличное" или "хорошее". Прием в пределах зоны прямой ви-димости, но передатчика малой мощности (90 км, 100 Вт) был всегда только "удовлетворительный", но без сильных замираний.

3.5. Морские дистанции

Прием сигнала на дистанции "на запад", которая большей частью проходила над морем (рис. 1), сильно отличался от сухопутной дистанции с такой же дальностью. В среднем (при других одинаковых параметрах) сигнал через море был на 10-12 дБ сильнее, а при "хорошем" распространении еще больше. Выявилась и сильная зависимость напряженности поля от состояния моря: "спокойное", "зеркальное" море поглощает значительно меньше, чем "штормовое" (образуется своеобразный волновод, но значительны также и отражения от поверхности моря); теплое относительно температуры воздуха море также благоприятствует распространению радиоволн.

3.6. Место приема

В условиях города прием затруднен - шумовой фон города (в основном промышленные шумы) высок, поэтому кроме основных измерений в городе были проведены и исследования в сельских местностях (см. рис. 1). Несмотря на то, что дни выезда были выбраны случайно, практически всегда наблюдался "очень хороший" прием. Большинство очень дальних приемов (до 700 км) наблюдались тоже вне города. В среднем выявилось, что сигнал ослабляется в большом городе на 10 дБ.

3.7. Высота места приема

Эксперименты показали сильную зависимость напряженности поля от высоты приемной антенны. Уменьшение высоты с 12 до 3 м привело к уменьшению сигнала на 10 дБ. Увеличение высоты с 12 до 15 м дало выигрыш около 4 дБ (усредненные результаты, для сельской местности изменения меньше).

3.8. Поляризация радиоволн

Автором исследовалось распространение радиоволн с вертикальной поляризацией. К сожалению, было возможно использовать сигналы только от маломощных (100 Вт) передатчиков, находившихся на дальности 250 км ("запад") и 90 км ("север") на другом берегу моря. Выявилось, что море поглощает сигналы с вертикальной поляризацией не больше, чем с горизонтальной поляризацией (сигналы принимались с даль-

ности до 250 км). Но, если часть трассы (50 км) проходила над лесом, сигнал с вертикальной поляризацией полностью поглощался.

В заключение надо подчеркнуть, что приведенные результаты не следует считать случайными. Они получены при обобщении результатов большого числа экспериментальных исследований. Наблюдения за распространением радиоволн указанного диапазона продолжаются.

Л и т е р а т у р а

1. Сети телевизионного и звукового ОБЧ ЧМ вещания: Справочник. М.: Радио и связь, 1988. 144 с.

2. Международный консультативный комитет радиосвязи (МККР): Документы X пленарной ассамблеи. Женева, 1963. Т. 2. (Распространение радиоволн). М.: Связь, 1964. 368 с.

3. World Radio TV Handbook. 1987 edition, vol. 41. International, Billboard Publications Inc. 1987. 576 p.

J. Vainu

Experimental Results of Investigation on Radio
Waves Distribution on 100 MHz

Abstract

The results of a long period experimental investigation on radio waves receiving process on 100 MHz are given. The results are selected by factors on which the radio waves distribution depends. A summary of conditions, measuring ways and devices used is given.

J. Vainu

Raadiolainete levi eksperimentaalse uurimise
tulemusi sagedusel 100 MHz

Kokkuvõte

Esitatakse tulemused, mis on saadud raadiovastuvõtu eksperimentaalsel uurimisel sagedusel 100 MHz. Eri tegurite mõju raadiolainete levile vaadeldakse eraldi. Kirjeldatakse eksperimendi tingimusi, aparatuuri ja meetodikat. Tulemused on saadud mitme aasta uurimuste põhjal.

С о д е р ж а н и е

I.	Б.В. Захаров, Т.А. Кинк, К.Б. Мейгас, Х.В. Хинрикус. Исследования газового лазера в совмещенном режиме.....	3
2.	К.Б. Мейгас. Измерение спектра лазерного из- лучения методом оптического гетеродинамирования	9
3.	Х.В. Хинрикус. Расчет шумов устройств фотоде- тектирования с применением газовых лазеров...	18
4.	Б.В. Захаров, О.И. Кузян. Учет двукратного рассеяния при бистатической локации атмосферы	24
5.	И.И. Вельджанов, С.А. Зенченко, И.А. Малевич, В.И. Пранович. Анализ статистических характе- ристик рассеянного светового поля и синтез на этой основе структурных моделей систем лазер- ной диагностики среды.....	30
6.	А.М. Андрусенко, И.В. Лукин, О.Л. Сугачев, Б.И. Тараканов. Прецизионный фазовый лазерный дальномер.....	42
7.	У.У. Крусель. Некоторые особенности при вы- боре типа лазеров для импульсных светодаль- номеров.....	51
8.	У.У. Крусель. Структура импульсного рецир- куляционного светодальномера при оптимальной полосе фотоприемника.....	56
9.	А.А. Таклая. Принципиальные ограничения в оптоэлектронном преобразователе фотоприемни- ка.....	60
10.	И.С. Манак, С.Б. Михнюк. Спектрально-кине- тические характеристики светодиодов из фосфида галлия.....	63
II.	Я.Л. Вайну. Экспериментальные результаты ис- следования прохождения радиоволн на частоте 100 МГц.....	79

№ 687

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИННСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ПРИКЛАДНОЙ КВАНТОВОЙ
ЭЛЕКТРОНИКЕ

Радиотехника ХУП

УДК 621.378.9

Исследования газового лазера в совмещенном режиме.

Захаров Б.В., Кинк Т.А., Мейгас К.Б., Хинрикус Х.В.

- Труды Таллиннского политехнического института,
1989, № 687, с. 3-8.

Рассмотрен вопрос о смещении частот в активной среде лазера. Приведены результаты экспериментального исследования газового лазера в совмещенном режиме на дистанциях 100 м и 2,6 км. Оценена чувствительность метода.

Рисунков - 2, библиографических наименований - 4.

УДК 621.378.9

Измерение спектра лазерного излучения методом

оптического гетеродинамирования. Мейгас К.Б. -

Труды Таллиннского политехнического института,
1989, № 687, с. 9-17.

Приводятся данные экспериментального исследования спектра межмодовых биений газового лазера с применением разных методов регистрации сигналов, в том числе при работе лазера в совмещенном режиме.

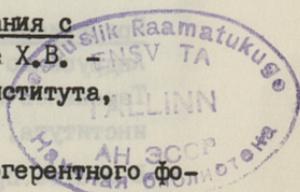
Рисунков - 6, библиографических наименований - 8.

УДК 621.378.9

Расчет шумов устройств фотодетектирования с
применением газовых лазеров. Хинрикус Х.В. -

Труды Таллиннского политехнического института,
1989, № 687, с. 18-23.

Проведен анализ шумов в устройствах когерентного фо-



тодетектирования с газовыми лазерами с применением метода шумящих оптических четырехполосников. Показано, что шумы таких устройств определяются избыточными шумами применяемых газовых лазеров.

Рисунков 2, библиографических наименований - 2.

УДК 535.339.36

Учет двукратного рассеяния при бистатической локации атмосферы. Захаров Б.В., Кузян О.И. - Труды Таллиннского политехнического института, 1989, № 687, с. 24-29.

Статья посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию вклада двукратного рассеяния при бистатической локации. Показано, что при уходе поля зрения приемной аппаратуры с оси коллимированного пучка мощность сигнала двукратного рассеяния может составлять свыше половины мощности сигнала однократного рассеяния.

Рисунков - 2, библиографических наименований - 4.

УДК 535.375.551.463

Анализ статистических характеристик рассеянного светового поля и синтез на этой основе структурных моделей систем лазерной диагностики среды.

Вельджанов И.И., Зенченко С.А., Малевич И.А., Пранович В.И. - Труды Таллиннского политехнического института, 1989, № 687, с. 30-41.

Рассмотрены вопросы получения информации непосредственно о взаимодействии излучения со средой, что служит надежной основой при построении структурных моделей лазерных систем.

Рассмотрены вопросы диагностики оптически прозрачных сред, основанные на разработанной модели.

Рисунков - 2, библиографических наименований - 8.

УДК 535.375.551

Прецизионный фазовый лазерный дальномер.

Андрусенко А.М., Лукин И.В., Сугачев О.Л., Тараканов Б.И. - Труды Таллиннского политехнического института, 1989, № 687, с. 42-50.

В статье приводятся результаты разработки авторами фа-

зового светодальномера, основанного на принципе передачи, приема и обработки высокочастотного сигнала, образованного в результате биений колебаний двухмодового лазера.

Показано, что инструментальная погрешность прибора находится на уровне 0,1 мм.

Рисунков - 4, библиографических наименований - 2.

УДК 621.378.9

Некоторые особенности при выборе типа лазеров для импульсных светодальномеров. Круселль У.У. - Труды Таллиннского политехнического института, 1989, № 687, с. 51-55.

В статье сравниваются полупроводниковые лазеры, у которых энергия импульсов одинакова, а мощность и длительность варьируется. Полученные результаты показывают, что более применимы лазеры с короткими и мощными импульсами.

Рисунков - 2, библиографических наименований - 4.

УДК 621.378.9

Структура импульсного рециркуляционного светодальномера при оптимальной полосе фотоприемника. Круселль У.У. - Труды Таллиннского политехнического института, 1989, № 687, с. 56-59.

В статье рассматриваются пути улучшения точности светодальномера. Описывается два метода, которые позволяют построить фотоприемник таким образом, чтобы он обеспечивал наилучшее отношение сигнал-шум и не уменьшал точность, которая определена параметрами стабильности задержки фотоприемника. Первый метод основан на выборе пороговых устройств, второй на пакетном усреднении.

Библиографических наименований - 3.

УДК 621.378.9

Принципиальные ограничения в оптоэлектронном преобразователе фотоприемника. Такляя А.А. - Труды Таллиннского политехнического института, 1989, № 687, с. 60-62.

В статье показано, что пороговый характер приема фотона позволяет рассматривать фотозлектронный преобразователь со стороны электронного предусилителя как источник тока. Это ведет к особенностям при определении принципиальных ограничений в фотоприемнике.

Библ. наименований - 1.

УДК 621.378.35

Спектрально-кинетические характеристики светодиодов из фосфида галлия. Манак И.С., Михнюк С.Б. - Труды Таллиннского политехнического института, 1989, № 687, с. 63-78.

С использованием ФЭУ в режиме счета фотонов и системы многоканального временного анализа проведено экспериментальное исследование кинетики электролюминесценции в фосфиде галлия для отдельных спектральных составляющих.

Определены излучательное и безызлучательное времена жизни неравновесных носителей заряда и их вариации в пределах линии спонтанного испускания.

Таблиц - 1, рисунков - 7, библ. наименований - 15.

УДК 621.371.562

Экспериментальные результаты исследования прохождения радиоволн на частоте 100 МГц. Вайну Я.Л. - Труды Таллиннского политехнического института, 1989, № 687, с. 79-86.

Приводятся результаты, полученные при экспериментальном исследовании радиоприема на частоте 100 МГц. Отдельно исследовано влияние различных факторов на распространение радиоволн. Описаны условия, аппаратура и методика, применяемые в исследованиях. Результаты являются обобщением экспериментов, проведенных в течение нескольких лет.

Рисунков - 2, библ. наименований - 3.

Цена 95 коп.

EESTI AKADEEMILINE RAAMATUKOGU



1 0200 00082457 7