



## ФОРМИРОВАНИЕ АВТОДИННОГО СИГНАЛА В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ ПРИ ДВИЖЕНИИ ВНЕШНЕГО ОТРАЖАТЕЛЯ

*Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль, М.Ю. Калинин*

Проведены теоретические и экспериментальные исследования формирования автодинного сигнала в полупроводниковом лазере при гармонических колебаниях внешнего отражателя. Показан характер изменения формы автодинного сигнала от уровня обратной связи и стационарного набега фазы. Исследована структура фазового портрета интерференционного сигнала в зависимости от величины тока накачки полупроводникового лазера.

Значительный интерес к эффекту автодинного детектирования в полупроводниковых лазерах обусловлен возможностью сочетания функций генератора и детектора электромагнитной волны в одном устройстве. Для исследуемых объектов с малым коэффициентом отражения по амплитуде, величина которого не превышает 1%, функции генератора и детектора реализуются практически независимо друг от друга [1–3]. С ростом уровня обратной связи возрастает их взаимное влияние, в частности, форма автодинного сигнала начинает отличаться от формы интерференционного сигнала, формируемого таким же движением отражателя в интерференционной системе с развязкой от источника излучения. При этом существенное влияние на форму автодинного сигнала оказывают уровень обратной связи, стационарный набег фазы, характер движения внешнего отражателя.

Нами исследовалось влияние на характер автодинного сигнала, образованного синусоидальными колебаниями внешнего отражателя, уровня обратной связи и стационарного набега фазы.

Для теоретического анализа использовалась модель составного резонатора [4]. В приближении стационарного поля выражения для мощности  $P$  электрического поля, концентрации  $N$  носителей в активной области и частоты  $\omega$  излучаемой моды лазера с внешним резонатором могут быть записаны в виде [5,6]

$$P = (J - N/\tau_s)/G(N), \quad (1)$$

$$G_N(N - N_{th}) = -2(k/\tau_{in})\cos(\omega\tau), \quad (2)$$

$$\omega_0\tau = \omega\tau + X\sin(\omega\tau + \psi), \quad (3)$$

где  $J$  – число носителей, инжектируемых в единицу объема за единицу времени;  $\tau_s$  – время жизни носителей, обусловленное спонтанной рекомбинацией;  $G(N)$  –

коэффициент усиления;  $G_N$  – дифференциальное усиление;  $N_{th}$  – концентрация на пороге генерации лазерного диода без обратной связи;  $k$  – коэффициент обратной связи;  $\tau_{in}$  – время обхода излучением диодного резонатора;  $\tau$  – время обхода внешнего резонатора;  $\omega_0$  – резонансная частота собственного резонатора лазерного диода;  $X = (\tau/\tau_{in})k(1 + \alpha^2)^{1/2}$ ;  $\alpha$  – коэффициент уширения линии генерации;  $\psi = \arctg(\alpha)$ .

Уравнение (2) описывает усиление моды с частотой  $\omega$ , являющейся решением фазового уравнения (3) для полупроводникового лазера с составным резонатором. Подставляя (2) в (1), в пренебрежении зависимости коэффициента усиления  $G$  от концентрации  $N_{th}$  получаем сигнал автодинной системы

$$P = A + B \cos(\omega\tau), \quad (4)$$

где

$$A = J/G - N_{th}(G\tau_s)^{-1}, \quad B = 2k(GG_N\tau_s\tau_{in})^{-1}.$$

При  $k=0$  выражение (4) имеет нулевой множитель при косинусе и описывает мощность уединенного лазера. Анализ предельного режима слабой обратной связи  $X \ll 1$  показывает, что

$$\omega(\tau) = \omega_0, \quad (5)$$

$$P(\tau) = A + B \cos(\omega_0\tau). \quad (6)$$

Для колеблющегося по синусоидальному закону объекта время обхода внешнего резонатора можно представить в виде гармонической функции времени  $t$

$$\tau = \tau_0 + \tau_a \sin(\Omega t + \varepsilon), \quad (7)$$

где  $\tau_a = 2\xi/c$ ,  $\xi$  и  $\Omega$  – амплитуда и частота колебаний отражателя,  $\varepsilon$  – начальная фаза,  $c$  – скорость света. Тогда выражение (4) для нормированной переменной составляющей сигнала автодина может быть записано в виде соотношения, хорошо известного из теории гомодинных измерений [7],

$$P = \cos(\theta + \sigma \sin(\Omega t + \varepsilon)), \quad (8)$$

где  $\theta = \omega_0\tau_0$ ,  $\sigma = 4\pi\xi/\lambda$ ,  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения.

При не слишком малом уровне обратной связи, характеризуемом величиной  $X < 1$ , для определения формы автодинного сигнала продифференцируем обе части выражения (3) по величине набега фазы  $\omega\tau$ , а затем, возведя полученное соотношение в степень  $(-1)$ , можем записать

$$d(\omega\tau)/d\tau = \omega_0(1 + X \cos(\omega\tau + \psi))^{-1}. \quad (9)$$

В этом соотношении сомножитель при  $\omega_0$  выражает нелинейную связь набега фазы  $\omega\tau$  с временем обхода  $\tau$  при действии обратной связи. Как видно из (9), в точке  $\omega\tau + \psi = \pi$  с ростом  $X$  происходит возрастание производной  $d(\omega\tau)/d\tau$ , а при  $X=1$  возможно ее обращение в бесконечность. Такое поведение производной (9) свидетельствует о наличии участка с большим тангенсом угла наклона в зависимостях  $\omega(\tau)$  и  $P(\tau)$ . Напротив, для угла  $\omega\tau + \psi = 0$  по мере возрастания  $X$  происходит уменьшение производной  $d(\omega\tau)/d\tau$ . Такое поведение производной при амплитуде колебаний отражателя  $\xi > \lambda/4$  приводит к тому, что форма зависимости  $P(t)$  принимает пилообразный вид.

При малой амплитуде колебаний отражателя  $\xi < \lambda/4$  и при стационарном набеге фазы  $\omega\tau + \psi = \pi$ , как следует из (9), автодинная система имеет более высокую фазовую чувствительность к изменению расстояния до отражателя. При стационарном набеге фазы  $\omega\tau + \psi = 0$  чувствительность системы к изменению времени обхода низкая. Кроме того, при стационарном набеге фазы  $\omega\tau + \psi = \pi$

автодинный сигнал имеет более высокий уровень, чем при значении набега фазы  $\omega\tau+\psi=0$ .

Численное решение трансцендентного уравнения (3) показывает, что в режиме умеренной обратной связи  $X < 1$  с ростом  $X$ , кривая, характеризующая отклонение  $\omega(\tau)-\omega_0$ , деформируется и от синусоидальной зависимости переходит к пилообразной с резким изменением в точке с фазой  $\omega\tau+\psi=\pi$  (рис. 1). При расчете мощности автодинного сигнала предполагалось, что время обхода изменялось по гармоническому закону (7). На рис. 2 приведены результаты расчета зависимости автодинного сигнала от нормированного на период колебаний отражателя  $T$  времени  $t$  и фазовые портреты сигнала автодинной системы для различных значений набега фазы  $\omega_0\tau_0$ . Как видно из рис. 2, а форма автодинного сигнала близка к синусоидальной, что связано с отсутствием особенности в выбранном интервале набега фазы при колебаниях внешнего зеркала. На рис. 2, б сигнал имеет высокую степень нелинейности, обусловленную наличием участка резкого изменения фазы.

В соответствии с представленным анализом на выходе автодинной системы должны наблюдаться переключения мощности в момент, соответствующий набегу фазы  $\omega\tau+\psi=\pi$ . Однако на практике при прохождении сигнала через фильтр усилителя переменной составляющей происходит дифференцирование сигнала  $RC$ -цепью усилителя согласно соотношению

$$U_{\text{вых}}(t) = \exp(-\tilde{t}/\tau) \int \exp(t/\tilde{\tau}) dU_{\text{вх}}/dt, \quad (10)$$

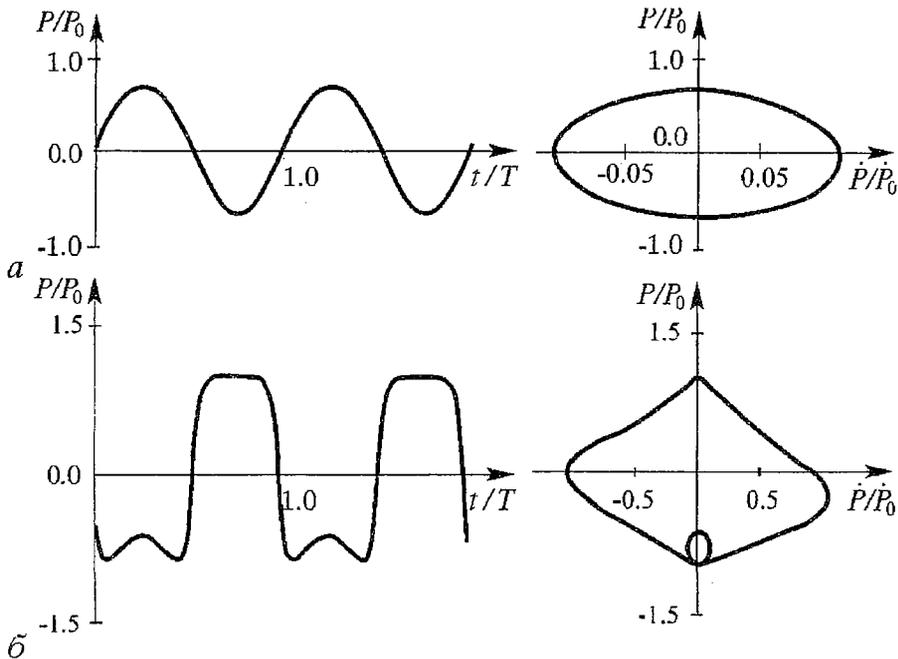


Рис. 2. Зависимость от времени и фазовые портреты мощности автодинного сигнала системы для  $X=0.8$ ,  $\alpha=5$ ,  $\xi=0.2\lambda$  и различных значений стационарного набега фазы  $\omega_0\tau_0$ : а - 1.6π, б - 0.6π; здесь  $P_0$ ,  $\dot{P}_0$  - максимальные значения выходной мощности и ее производной по времени в диапазоне значений  $\omega_0\tau_0$  от 0 до  $2\pi$

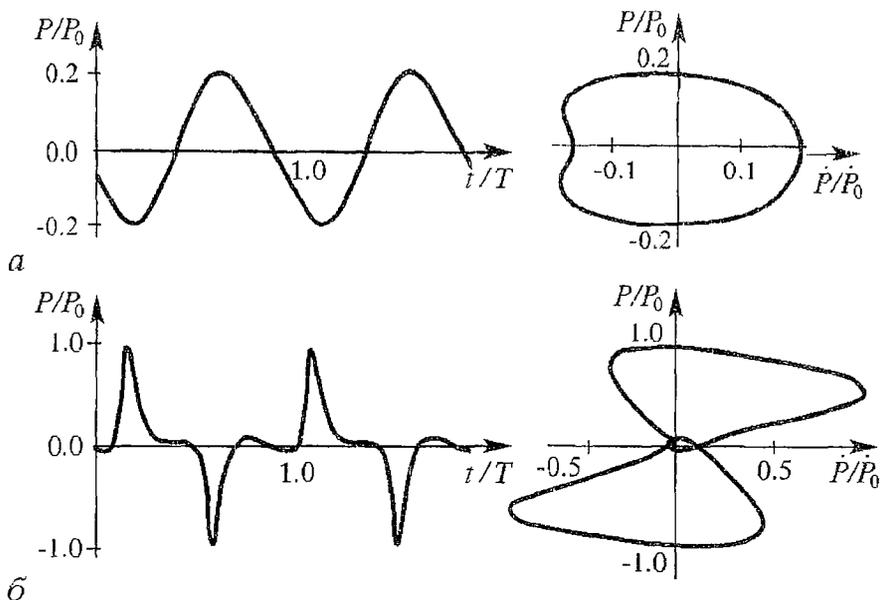


Рис. 3. Зависимости от времени и фазовые портреты мощности автодинного сигнала с учетом дифференцирования  $RC$ -цепью. Значения параметров автодинной системы те же, что и для рис. 2, а, б

где  $U_{\text{вх}}$  – входное и  $U_{\text{вых}}$  – выходное напряжения,  $\tilde{\tau}$  – постоянная времени  $RC$ -цепи. В этом случае зависимость мощности проинтегрированного автодинного сигнала от времени при  $\tilde{\tau}/T=10^{-2}$  принимает вид, изображенный на рис. 3 для различных значений стационарного набега фаз. Наблюдается существенное изменение формы автодинного сигнала и его фазового портрета по сравнению с аналогичными зависимостями, приведенными на рис. 2.

Для выяснения соответствия эксперименту выводов вышеизложенного анализа были сделаны измерения с использованием установки, схема которой приведена на рис. 4. Излучение полупроводникового лазера 1 (ИЛПН-206), стабилизированного источником тока 2, направлялось на объект 3, закрепленный на пьезокерамике 4, колебания которой возбуждались генератором звуковых колебаний 5. Возможность перемещения колеблющегося объекта обеспечивалась микрометрическим механизмом 6. Часть излучения, отраженного от объекта,

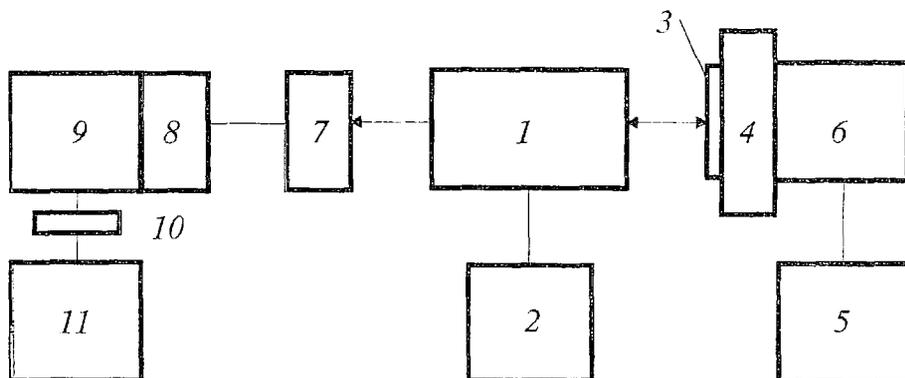


Рис. 4. Схема экспериментальной установки: 1 – полупроводниковый лазер, 2 – источник тока, 3 – отражатель, 4 – пьезокерамика, 5 – генератор звуковых колебаний, 6 – микрометрический механизм, 7 – фотодетектор, 8 – фильтр переменного сигнала, 9 – усилитель, 10 – аналого-цифровой преобразователь, 11 – компьютер

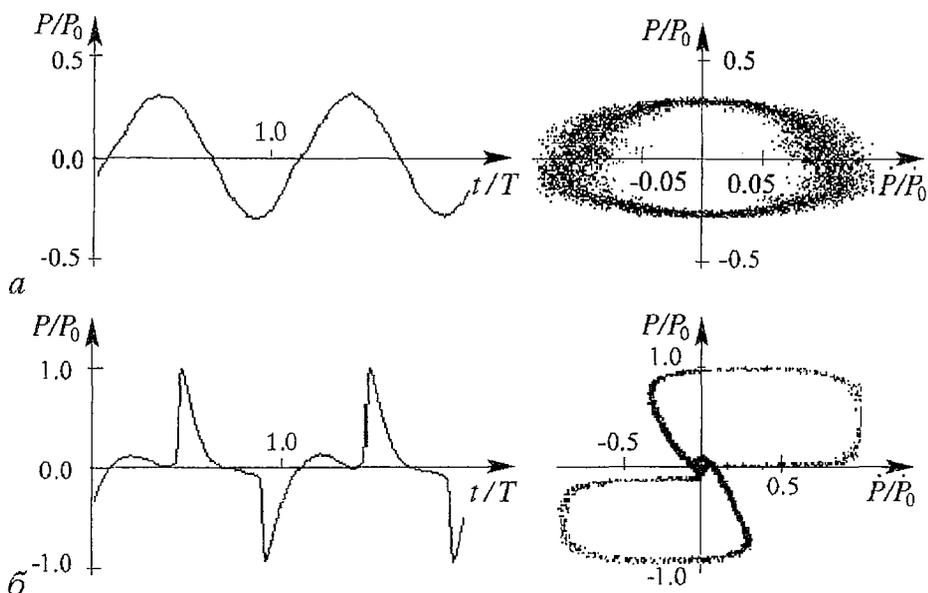


Рис. 5. Экспериментальные зависимости от времени и фазовые портреты мощности автодинного сигнала при различных значениях стационарного набега фазы  $\omega_0 t_0$ :  $a - 1.5\pi$ ,  $b - 0.5\pi$

возвращалась в резонатор полупроводникового лазера, изменение выходной мощности которого регистрировалось фотодетектором 7. Сигнал с фотодетектора поступал через усилитель 9, содержащий фильтр переменного сигнала 8, на вход аналого-цифрового преобразователя 10 компьютера 11.

На рис. 5 приведены результаты измерений сигнала автодинной системы при различных значениях стационарного набега фазы. Как следует из соответствия рис. 3 и 5, теоретические и экспериментальные кривые автодинного сигнала и соответствующие фазовые портреты находятся в хорошем соответствии. Однако при определенных расстояниях до внешнего зеркала на фазовых портретах, приведенных на рис. 5, полученных экспериментально, наблюдалось появление шумовой составляющей автодинного сигнала. Как видно из рис. 5,  $a$ , степень шумового размытия фазовой траектории различна для различных ее участков. Это связано с тем, что при определенных значениях стационарного набега фазы, начиная с некоторого значения амплитуд вибраций отражателя, может качественно изменяться режим генерации полупроводникового лазера [8]. Это подтверждается приведенными на рис. 6 фазовыми портретами выходной

мощности  $P$  и ее производной  $\dot{P}$  при движении отражателя лазерного излучения для различных значений тока через лазерный диод. Как видно из рис. 6, увеличение тока через лазерный диод приводит к последовательному изменению фазовых траекторий, характеризующих вначале переход лазера из режима спонтанного излучения (см. рис. 6,  $a$ ) в лазерный (см. рис. 6,  $b$ ), затем в режим неустойчивой генерации (см. рис. 6,  $в,2$ ) и далее в режим с высокой степенью нелинейности сигнала автодинной системы. Характерной особенностью режима неустойчивой генерации полупроводникового лазера является не общее размывание траекторий на всем фазовом портрете, а только на отдельных его участках (см. рис. 6,  $в,2$ ). Такое поведение фазовых траекторий связано с сильной зависимостью стабильности работы полупроводникового лазера от положения отражателя.

Из результатов проведенных исследований следует, что существуют значения стационарного набега фаз, для которых при заданном уровне обратной связи, начиная с некоторого значения амплитуды вибраций отражателя, наблюдается существенное искажение формы автодинного сигнала по сравнению с формой сигнала в гомодинной интерференционной системе, связанное либо с возникновением режима неустойчивой генерации полупроводникового лазера,

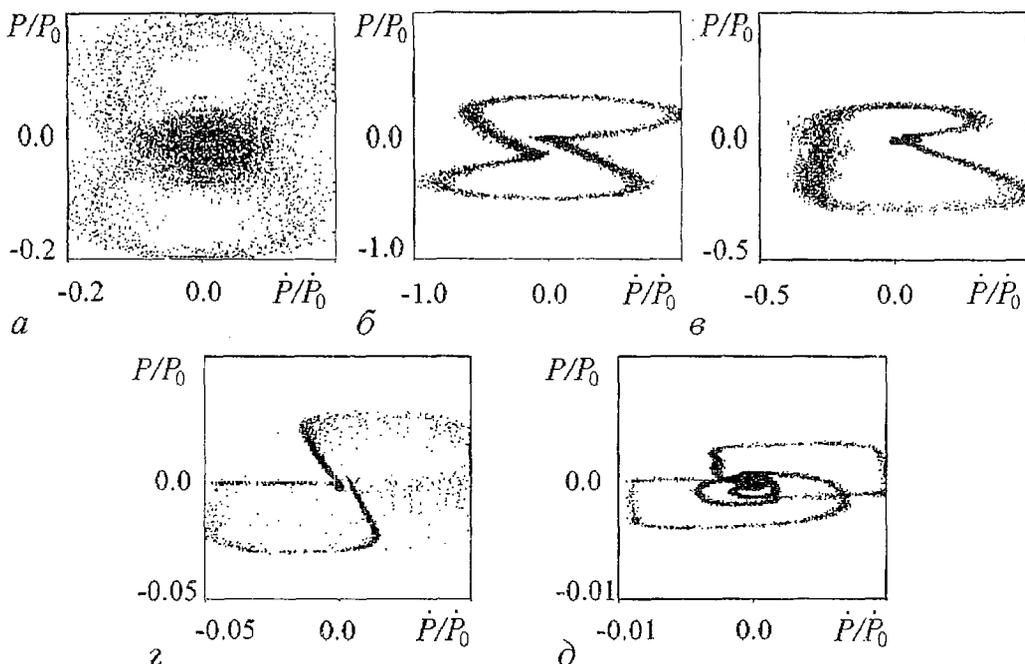


Рис. 6. Фазовые портреты нормированной выходной мощности полупроводникового лазера и ее производной по времени при движении отражателя лазерного излучения для различных токов питания лазерного диода (в мА): а – 58.0; б – 63.0; в – 68.0; г – 70.0; д – 78.0

либо с нелинейным характером автодетектирования лазерного излучения. Выбором расстояния до вибрирующего отражателя, регулированием уровня обратной связи и тока накачки полупроводникового лазера может быть расширен максимальный диапазон амплитуд измеряемых вибраций.

Авторы статьи выражают благодарность профессору Л.А.Мельникову за обсуждение полученных результатов.

Работа выполнена по гранту № 95–3–67, финансируемому Минобразованием РФ

### Библиографический список

1. Goldberg L., Taylor Henry F., Dandridge A., Weller Joseph F., Miles Ronald O. Spectral characteristics of semiconductor lasers with optical feedback // IEEE J. Quantum Electron. 1982. Vol. QE–18. P. 555.
2. Гершензон Е.М., Туманов Б.Н., Левит Б.И. Автодинные и модуляционные характеристики инжекционных полупроводниковых лазеров // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23, № 5. С. 535.
3. Ву Ван Лык, Елисейев П.Г., Манько М.А., Цоцория М.В. Оптический и электрический отклик в InGaAs/InP–лазерах и усилителях на внешнюю обратную связь и их применение // Труды ФИАН. 1992. Т. 216. С. 144.
4. Lang R., Kobayashi K. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties // IEEE J. Quantum Electron. 1980. Vol. QE–16. P. 347.
5. Tromborg B., Osmundsen J.H., Olesen H. Stability analysis for a semiconductor lasers in an external cavity // IEEE J. Quantum Electron. 1984. Vol. QE–20. P. 1023.
6. Olesen H., Osmundsen J.H., Tromborg B. Nonlinear dynamics and spectral behavior for an external cavity laser // IEEE J. Quantum Electron. 1986. Vol. QE–22. P. 762.
7. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Вагарин В.А., Васильев М.Р. Оптические

гомодинные методы измерений // Зарубежная радиоэлектроника. 1995. № 6. С. 43.  
8. Tromborg B., Mork J., Velichansky V. On mode coupling and low-frequency fluctuations in external-cavity laser diodes // Journal of the Europtics. 1997. Vol. 9, № 5. P. 831.

Саратовский государственный  
университет

Поступила в редакцию 24.11.97

## THE FORMING OF AUTODYNE SIGNAL IN SEMICONDUCTOR LASER WITH THE MOVEMENT OF THE EXTERNAL REFLECTOR

*D.A. Usanov, A.V. Skripal, M.Yu. Kalinkin*

The results both of theoretical and experimental investigations of formation of autodyne signal in semiconductor laser with harmonic oscillations of external reflector are presented. The form of autodyne signal has been examined in the dependence on feedback level and change of phase. The regions with sharp change of form of autodyne signal have been researched. Investigations of phase pattern of interference signal in the dependence on change of phase and pumping current of semiconductor laser have been made. The character of change of phase trajectory in the regime of unstable work of semiconductor laser has been shown.



*Усанов Дмитрий Александрович* – родился в 1943 году в Менделеевске (Татария), окончил Саратовский госуниверситет (1965). Доктор физико-математических наук (1989). Область научных интересов – твердотельная СВЧ электроника, радиоволновые и оптические методы контроля, нелинейная динамика. Автор более 300 статей и изобретений по указанным выше направлениям. Член IEEE, академик МАН ВШ, проректор СГУ по научной работе.



*Скрипаль Анатолий Владимирович* – родился в 1960 году в Саратове. Окончил физический факультет Саратовского госуниверситета (1982), защитил диссертацию на звание кандидата физико-математических наук по специальности «Оптика» (1991). С 1982 года научный сотрудник кафедры физики твердого тела Саратовского госуниверситета. Автор более 70 научных трудов в области когерентной оптики, вибродиагностики и квантовой электроники.



*Калинкин Михаил Юрьевич* – родился в 1973 году в Саратове. Окончил физический факультет Саратовского госуниверситета (1995). В настоящее время аспирант кафедры физики твердого тела. Область научных интересов – физика полупроводников, твердотельная электроника и радиопизика.