

Акустооптическая стабилизация интенсивности лазерного пучка

© В.И. Балакший, Ю.И. Кузнецов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119991 Москва, Россия
e-mail: balakshy@phys.msu.ru

(Поступило в Редакцию 7 марта 2013 г.)

Представлены результаты теоретического и экспериментального исследований системы стабилизации интенсивности лазерного пучка с регулирующим устройством на основе акустооптического модулятора. Получено уравнение, описывающее динамические процессы в системе и различные режимы работы. Показано, что коэффициент стабилизации определяется коэффициентом передачи сигнала в цепи обратной связи и положением рабочей точки на амплитудной характеристике акустооптического взаимодействия. Экспериментальный макет системы стабилизации выполнен на основе акустооптической ячейки из кристалла парателлурита. Система обеспечивала стабилизацию интенсивности света с коэффициентом 87 в полосе от 15 до 180 Нз.

Введение

Акустооптическое (АО) взаимодействие является одним из основных эффектов, используемых для управления параметрами лазерного излучения. С помощью акустических волн можно эффективно модулировать амплитуду, частоту и фазу световой волны, менять направление распространения светового пучка. К настоящему времени разработаны десятки АО-устройств, которые находят широкое применение в лазерной физике, оптоэлектронике и оптической обработке информации [1–4]. Ряд устройств, таких как модуляторы, дефлекторы и фильтры, выпускается серийно различными фирмами.

Особый интерес представляют АО-системы с обратной связью [5–14]. Введение обратной связи существенным образом расширяет возможности управления поведением системы и нередко позволяет реализовывать качественно новые режимы работы, недоступные без обратной связи. Обратная связь позволяет, во-первых, улучшить характеристики известных устройств (например, расширить частотный диапазон АО-взаимодействия [9]), а во-вторых, создать новые устройства для лазерной физики и оптической обработки информации [8, 10–13]. В системах с обратной связью наблюдается большое разнообразие режимов работы — от статических с единственным состоянием равновесия до мультистабильных, от одночастотных колебаний до стохастических, имеющих сплошной спектр [7, 14]. Аналитическое исследование таких систем связано со значительными математическими трудностями, обусловленными сильной нелинейностью АО-взаимодействия и наличием запаздывания сигнала в цепи обратной связи. С точки зрения теории динамических систем, введение в систему запаздывания увеличивает ее размерность, что может привести к возникновению процессов со сложной динамикой [15].

Одним из перспективных направлений применения АО-систем с обратной связью является стабилизация мощности лазерного излучения. Необходимость в таких

системах вызвана сравнительно низкой стабильностью выходной интенсивности излучения некоторых типов лазеров. Причины нестабильности весьма разнообразны: недостаточная фильтрация напряжения питания, нестабильность газового разряда в газовых лазерах, флуктуации плотности жидкости в лазерах на красителях, конкуренция мод в многомодовых лазерах и др. Долговременный дрейф выходной мощности может быть вызван медленными изменениями температуры, вызывающими расстройку резонатора, ухудшением качества оптических элементов лазера и т.д. Для стабилизации лазерной мощности применяются два основных метода: управление источником накачки и с помощью внешнего регулирующего устройства. Первый метод эффективно применяется, например, в инжекционных лазерах, но мало пригоден для твердотельных и газовых лазеров. Второй метод более универсален — одно и то же устройство может быть применено для разных лазерных излучателей, имеющихся в лаборатории. Основу регулирующего устройства составляет оптический модулятор, работающий как на электрооптическом, так и акустооптическом эффектах. В настоящей работе представлены результаты теоретического и экспериментального исследований системы стабилизации интенсивности лазерного пучка, основанной на АО-эффекте.

Блок-схема системы стабилизации

Блок-схема системы стабилизации интенсивности лазерного излучения представлена на рис. 1. Лазерный пучок 1 с интенсивностью I_0 , проходя через АО-ячейку 2, дифрагирует на бегущей акустической волне, возбуждаемой пьезопреобразователем 3. Часть продифрагированного излучения I_d , прошедшая через светоделитель 4, регистрируется фотоприемником 5, сигнал с которого U_s поступает на один из входов дифференциального усилителя 6. На другой вход усилителя подается постоянное опорное напряжение U_r с источника 7. Усиленный

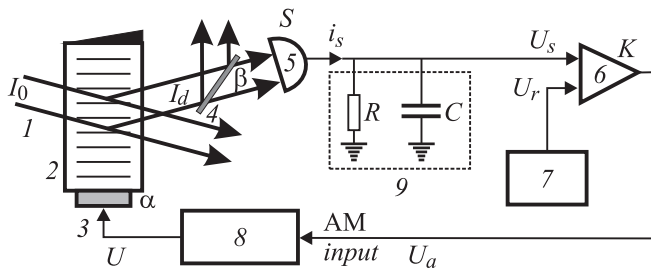


Рис. 1. Принципиальная схема системы стабилизации интенсивности лазерного пучка: 1 — падающий световой пучок, 2 — АО-ячейка, 3 — пьезопреобразователь, 4 — светоделиватель, 5 — фотоприемник, 6 — дифференциальный усилитель, 7 — источник опорного напряжения, 8 — ВЧ-генератор, 9 — RC-блок.

разностный сигнал $U_a = K(U_s - U_r)$ подается на вход амплитудной модуляции ВЧ-генератора гармонических колебаний 8. Таким образом, пьезопреобразователь возбуждается ВЧ-сигналом, амплитуда которого U управляется сигналом ошибки U_a . Поскольку интенсивность дифрагированного света I_d определяется амплитудой акустической волны и, следовательно, величиной U , то при правильном выборе знака K можно получить эффект стабилизации интенсивности I_d . Данная схема отличается от исследовавшейся в работе [14] присутствием дифференциального усилителя 6. Как показали наши исследования, опорное напряжение U_r позволяет оптимальным образом выбрать положение рабочей точки на модуляционной характеристике АО-ячейки.

В электрической части цепи обратной связи введен RC-блок в виде интегрирующей цепи. Во-первых, этот блок учитывает реальную ситуацию — конечность полосы пропускания системы, а во-вторых, самое главное, он позволяет обеспечивать высокое усиление на низких частотах и соответственно высокий коэффициент стабилизации, а на высоких частотах — малое усиление, совместимое с требованиями устойчивости системы стабилизации [16]. Требование высокого коэффициента стабилизации на низких частотах определяется реальной ситуацией — практически во всех физических системах спектральная плотность флуктуаций растет с уменьшением частоты.

В дальнейшем теоретическом анализе предполагается, что фотоприемник является генератором тока i_s , а резистор R представляет собой нагрузку приемника.

Теоретический анализ

Интенсивность дифрагированного света I_d определяется амплитудой акустической волны. Предполагая, что АО-ячейка работает в брэгговском режиме дифракции и световой пучок падает на ячейку под углом Брэгга,

можно записать

$$I_d(t) = I_0 \xi(t) = I_0 \sin^2[\alpha U(t - \tau)], \quad (1)$$

где ξ — эффективность дифракции, а коэффициент α определяется потерями преобразования электрической мощности в акустическую и АО-характеристиками материала ячейки [1]. Формула (1) учитывает запаздывание сигнала в АО-ячейке на величину $\tau = d/V$, где d — расстояние от преобразователя до светового пучка, V — скорость звука. В системе стабилизации интенсивности света лишь небольшая часть дифрагированного излучения $\beta \ll 1$ может использоваться для формирования сигнала обратной связи. Поэтому

$$i_s(t) = \beta S I_d = \beta S I_0 \sin^2[\alpha U(t - \tau)], \quad (2)$$

где S — токовая чувствительность фотоприемника. Но, с другой стороны, i_s можно представить в виде

$$i_s(t) = \frac{U_s(t)}{R} + C \frac{dU_s(t)}{dt}. \quad (3)$$

Предполагая линейность модуляционной характеристики ВЧ-генератора, можно записать

$$U = U_0 - \gamma K(U_s - U_r), \quad (4)$$

где γ — крутизна модуляционной характеристики. Формула (4) говорит о том, что в отсутствие сигнала обратной связи в ячейке возбуждается монохроматическая акустическая волна с постоянной амплитудой, а эффективность дифракции равна $\xi_0 = \sin^2(\alpha U_0)$.

Объединяя уравнения (1)–(4), получаем

$$\begin{aligned} \frac{U_s(t)}{R} + C \frac{dU_s(t)}{dt} = \beta S I_0 \\ \times \sin^2\{\alpha[U_0 - \gamma K(U_s(t - \tau) - U_r)]\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Для численных расчетов удобно перейти к безразмерным параметрам

$$\begin{aligned} T = \frac{t}{\tau}, \quad b = \frac{RC}{\tau}, \quad \bar{U}_0 = \alpha U_0, \quad \bar{U}_r = \alpha U_r, \quad \bar{U}_s = \alpha U_s, \\ \bar{I}_0 = \alpha \beta R S I_0, \quad \bar{I}_d = \alpha \beta R S I_d. \end{aligned} \quad (6)$$

Тогда (5) примет вид

$$b \frac{d\bar{U}_s(T)}{dT} = -\bar{U}_s(T) + \bar{I}_0 \sin^2\{\bar{U}_0 - \gamma K[\bar{U}_s(T - 1) - \bar{U}_r]\}. \quad (7)$$

Соотношение (7) полностью описывает поведение системы и все разнообразие возможных в ней динамических режимов: 1) статические состояния с фиксированными значениями эффективности дифракции ξ и величины сигнала обратной связи, 2) автоколебательный режим с устойчивым предельным циклом и периодом колебаний 2τ , 3) автомодуляционный режим с периодом автомодуляции 4τ , 4) режим хаотических колебаний [14].

Начальные условия для дифференциального уравнения с запаздыванием (7) задаются на временном интервале $0 < T < 1$. Пусть до момента времени $T = 0$ цепь обратной связи была разомкнута. При этом на преобразователь АО-ячейки поступал немодулированный гармонический сигнал с амплитудой U_0 , а в ячейке распространялась акустическая волна также с постоянной амплитудой. При прохождении светового излучения через ячейку рождался дифрагированный пучок с интенсивностью $I'_d = I_0 \sin^2(\alpha U_0)$, создававший ток фотоприемника $i'_s = I_0 \beta S \sin^2(\alpha U_0)$ и постоянное выходное напряжение $U'_s = I_0 \beta S R \sin^2(\alpha U_0)$. Если в момент времени $T = 0$ замкнуть цепь обратной связи, то изменения в системе начнутся лишь спустя время $T = 1$, которое необходимо для того, чтобы акустическая волна с изменившейся амплитудой добежала до светового пучка. В момент времени $T = 1$ ток фотоприемника скачком изменится до $i''_s = I_0 \beta S \sin^2\{\alpha[U_0 - \gamma K(U'_s - U_r)]\}$ и будет сохранять это значение до момента $T = 2$, тогда как выходное напряжение U''_s будет непрерывно изменяться по мере зарядки конденсатора C . Дальнейший процесс установления колебаний в системе может быть найден только численными методами. Для решения уравнения (7) применялся неявный метод второго порядка точности [17]:

$$\bar{U}_s(T + \Delta T) = \bar{U}_s(T) \left(1 - \frac{\Delta T}{b}\right) + \bar{I}_0 \frac{\Delta T}{b} \sin^2\{\bar{U}_0 + \gamma K[\bar{U}_s(T - 1) - \bar{U}_r]\}. \quad (8)$$

Расчет уравнения (8) позволил построить бифуркационные диаграммы, на которых каждая точка определяет колебательный режим, соответствующий данному набору параметров системы. Диаграммы позволяют проследить переход системы от одного режима к другому при изменении какого-либо параметра. Установлено, что наибольшее богатство режимов имеет место на склонах нелинейной характеристики АО-взаимодействия $\xi(U)$ [14]. В этих областях при плавном увеличении коэффициента усиления K система последовательно переходит от статического режима к автоколебательному, затем к автомодуляции и хаосу. Переход к хаосу происходит по стандартному сценарию через последовательность бифуркаций удвоения периода. Увеличение постоянной времени цепи обратной связи дает смену режимов в обратном направлении.

Расчет коэффициента стабилизации

Для создания системы стабилизации может использоваться, разумеется, только статический режим работы. В этом случае уравнение (7) упрощается

$$\bar{U}_s = \bar{I}_0 \sin^2[\bar{U}_0 - \gamma K(\bar{U}_s - \bar{U}_r)]. \quad (9)$$

Из (2), (3) и (6) следует, что $\bar{U}_s = \alpha \beta S R I_d = \bar{I}_d$. Поэтому (9) можно записать в виде

$$\bar{I}_0 = \bar{I}_d \sin^{-2}[\bar{U}_0 - \gamma K(\bar{I}_d - \bar{U}_r)]. \quad (10)$$

Введем коэффициент стабилизации как $\kappa = \Delta \bar{I}_{d0} / \Delta \bar{I}_d$, где $\Delta \bar{I}_{d0}$ и $\Delta \bar{I}_d$ — изменения интенсивности дифрагированного света соответственно при разомкнутой и замкнутой цепи обратной связи, вызванные изменением интенсивности падающего излучения на величину $\Delta \bar{I}_0$. Рабочую точку на модуляционной характеристике АО-ячейки $\xi(\bar{U})$ выберем из условия

$$\bar{U}_r = \bar{I}_0 \sin^2(\bar{U}_0) = \bar{I}_d, \quad (11)$$

которое означает, что в рабочей точке сигнал ошибки $\bar{I}_d - \bar{U}_r$ равен нулю. Для этого варианта

$$\Delta \bar{I}_{d0} = \Delta \bar{I}_0 \sin^2 \bar{U}_0, \quad \Delta \bar{I}_d = \frac{\sin^2 \bar{U}_0}{1 + \bar{I}_0 \gamma K \sin(2\bar{U}_0)} \Delta \bar{I}_0, \quad \kappa = 1 + \bar{I}_0 \gamma K \sin(2\bar{U}_0). \quad (12)$$

Поскольку интерес представляет только случай $\kappa \gg 1$, из (12) получаем окончательно

$$\kappa \approx I_0 \alpha \beta \gamma K S R \sin(2\alpha U_0) \equiv I_0 G \sin(2\alpha U_0). \quad (13)$$

Параметр G описывает последовательное преобразование сигнала ошибки в цепи обратной связи. Из (13) следует, что теоретически можно получить любое значение коэффициента стабилизации κ . Однако при создании реальной системы надо учитывать, что при достаточно больших значениях параметра G в системе могут возбуждаться колебания. Но как было показано выше, увеличивая постоянную времени цепи обратной связи RC , колебания можно устранить. При этом имеет место ухудшение быстродействия системы.

Важным вопросом является также величина световых потерь в системе стабилизации. Такие потери неизбежны в любой системе внешнего управления интенсивностью света. В рассматриваемом варианте потери света определяются выбором рабочей точки на модуляционной характеристике АО-ячейки, т.е. значением U_0 . Максимальный коэффициент стабилизации получается при выборе рабочей точки на середине линейного участка характеристики $\xi(\bar{U})$, когда $\alpha U_0 = \pi/4$. Эффективность дифракции в этом случае равна 50%. Если оптимизировать систему по произведению $\xi \cdot \kappa$, то оптимально соответствует рабочей точка $\alpha U_0 = 0.33\pi$. При этом $\xi = 75\%$, а коэффициент стабилизации составляет 87% от максимального значения.

Экспериментальные результаты

Экспериментально была реализована система стабилизации интенсивности лазерного пучка с использованием АО-ячейки, изготовленной из кристалла парателлуриата (TeO_2). Этот кристалл обладает сильной оптической и акустической анизотропией и отличается чрезвычайно высоким значением АО-качества, которое определяет эффективность дифракции [1]. В настоящее время парателлуриат является основным материалом для

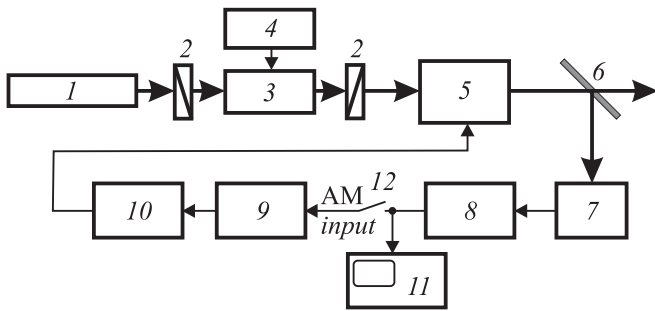


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 — He-Ne-лазер, 2 — поляризаторы, 3 — электрооптический модулятор, 4 — звуковой генератор, 5 — АО-ячейка, 6 — светоделитель, 7 — фотоприемник с трансимпедансным усилителем, 8 — НЧ-усилитель, 9 — ВЧ-генератор, 10 — ВЧ-усилитель мощности, 11 — осциллограф, 12 — ключ.

изготовления АО-приборов видимого и ИК-диапазонов спектра. В ячейке по оси [110] кристалла возбуждалась акустическая волна в виде сдвиговой моды. Взаимодействие в ячейке имело характер анизотропной дифракции, при которой происходило изменение поляризации света [1]. Именно для этого варианта получается максимальное значение АО-качества $M = 1200 \cdot 10^{-18} \text{ c}^3/\text{g}$ (параметр M входит в коэффициент α). Пьезопреобразователь ячейки был изготовлен из кристалла ниобата лития (LiNbO_3) и имел длину 4.3 mm в направлении распространения света. Максимальная эффективность дифракции ($\xi \approx 80\%$) достигалась при напряжении на преобразователе $U = 6 \text{ V}$. В рабочей точке $U_0 = 4 \text{ V}$, выбранной для системы стабилизации, эффективность дифракции была равна 65% на длине волны оптического излучения $0.63 \mu\text{m}$ (гелий-неоновый лазер).

Для моделирования флуктуаций интенсивности излучения лазера использовался электрооптический модулятор, расположенный на входе системы стабилизации. Гармонический модулирующий сигнал на модулятор подавался со звукового генератора ГЗ-33. Для того чтобы изменение интенсивности света происходило также по гармоническому закону, рабочая точка модулятора была выбрана на середине линейного участка модуляционной характеристики. При модулирующем напряжении $U_m = 10 \text{ V}$ глубина модуляции интенсивности падающего на АО-ячейку света составляла 16%.

Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 2. В ней в качестве фотоприемника использовался фотодиод BPW24R. Согласование высокоомного выхода фотоприемника со входом усилителя сигнала фотоприемника осуществлялось трансимпедансным усилителем AD8015. С целью некоторого упрощения экспериментальной ситуации частотный диапазон стабилизации был ограничен со стороны низких частот с помощью переходных RC-цепочек (фильтров высоких частот), включенных на входе усилителя и амплитудного модулятора генератора ВЧ-частоты.

НЧ-усилитель сигнала ошибки с регулируемым коэффициентом передачи имел два каскада усиления, выполненных на микросхемах УД708. Для коррекции амплитудно-фазочастотной характеристики усилителя между каскадами была включена специально рассчитанная стабилизирующая интегро-дифференцирующая RC-цепь [16]. Интегрирующая часть этой цепи формировала подъем амплитудно-частотной характеристики на низких частотах и оказывала стабилизирующее действие в этом диапазоне частот, а дифференцирующая часть оказывала стабилизирующее действие на высоких частотах. Максимальный коэффициент передачи усилителя был равен 1800, полоса усиления — от 5 до 160 Hz.

Возбуждение пьезопреобразователя осуществлялось специально разработанным транзисторным ВЧ-генератором с возможностью амплитудной модуляции ВЧ-сигнала. Частота генерации могла перестраиваться от 34 до 66 MHz. Амплитудный модулятор ВЧ-генератора обеспечивал 100% модуляцию при подаче на вход НЧ-сигнала величиной 0.4 V. Эксперименты проводились на частоте ультразвука 56 MHz. Для усиления мощности высокой частоты был применен усилитель на микросхеме RAO7H0608M. На частоте 56 MHz он обеспечивал напряжение выходного сигнала на пьезопреобразователе до 10 V. Положение рабочей точки на характеристике АО-ячейки задавалось установкой амплитуды немодулированного ВЧ-сигнала $U_0 = 4 \text{ V}$.

При создании системы стабилизации были учтены фазочастотные характеристики всех элементов цепи обратной связи с тем, чтобы обратная связь в полосе рабочих частот была отрицательной. Питание блоков электрической части системы осуществлялось от стабилизированных источников.

Коэффициент стабилизации системы измерялся как отношение регистрируемых осциллографом сигналов выхода НЧ-усилителя с выключенной и включенной цепью обратной связи. В эксперименте получен следующий результат: в полосе частот от 15 до 180 Hz максимальный коэффициент стабилизации был равен $\kappa = 78 \pm 5$. Отметим, что качественный вид частотной зависимости коэффициента стабилизации определялся, как и ожидалось, в основном амплитудно-частотной характеристикой усилителя низкой частоты, несколько сглаженной действием отрицательной обратной связи. Нижняя граница экспериментального измерения частотного диапазона коэффициента стабилизации определялась не параметрами системы стабилизации, а возможностями генератора ГЗ-33, который использовался для моделирования флуктуаций интенсивности лазерного излучения.

Заключение

В настоящей работе проведено теоретическое и экспериментальное исследования системы стабилизации интенсивности лазерного пучка, в которой в качестве ре-

гулирующего устройства использовался АО-модулятор. Эффект стабилизации интенсивности возникал вследствие управления интенсивностью света, продифрагировавшего в АО-ячейке на акустической волне, амплитуда которой менялась через цепь оптоэлектронной обратной связи. Получено дифференциальное уравнение с запаздыванием, описывающее динамические процессы в системе. Установлено, что в зависимости от значений параметров системы возможны разные режимы работы: от статических с единственным состоянием равновесия до мультистабильных, от одночастотных колебаний до стохастических, имеющих сплошной спектр. В предположении брэгговского режима АО-дифракции получено выражение для коэффициента стабилизации, показывающее, что его максимальное значение достигается при выборе рабочей точки на середине линейного участка амплитудной характеристики АО-взаимодействия. Однако для уменьшения световых потерь рабочую точку следует сдвинуть в сторону максимума характеристики.

В экспериментальном макете системы стабилизации использовалась АО-ячейка, изготовленная из кристалла парателлурита. Сдвиговая акустическая мода возбуждалась в направлении [110] кристалла. Флуктуации интенсивности падающего света моделировались с помощью электрооптического модулятора, установленного на входе системы стабилизации. Максимальное значение коэффициента стабилизации оказалось равным 78. Частотный диапазон стабилизации 15–180 Hz определялся, главным образом, полосой пропускания использованного в работе усилителя.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, гранты № 10-07-00623, 10-07-00683 и 12-07-00633.

Список литературы

- [1] Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
- [2] Парыгин В.Н., Балакиев В.И. Оптическая обработка информации. М.: Изд-во МГУ, 1987.
- [3] Xu J., Stroud R. Acousto-optic devices. NY: Wiley, 1992.
- [4] Акустооптические процессоры спектрального типа / Под ред. В.В. Проклова, В.Н. Ушакова. М.: Радиотехника, 2012.
- [5] Chrostowski J., Delisle C. // Opt. Commun. 1982. Vol. 41. N 2. P. 71.
- [6] Jerominek K.H., Pomerleau J.Y.D., Tremblay R., Delisle C. // Opt. Commun. 1984. Vol. 51. N 6. P. 386.
- [7] Poon T.-C., Cheung S.K. // Appl. Opt. 1989. Vol. 28. N 22. P. 4787.
- [8] Балакиев В.И., Казарьян А.В., Молчанов В.Я. // Радиотехн. и электрон. 1992. Т. 37. № 6. С. 1140.
- [9] Balakshy V.I., Kazaryan A.V., Molchanov V.Ya. // Proc. SPIE. 1993. Vol. 2051. P. 672.
- [10] Балакиев В.И., Казарьян А.В., Ли А.А. // Квант. электрон. 1995. Т. 22. № 10. С. 975.
- [11] Balakshy V.I., Kazaryan A.V. // Opt. Eng. 1999. Vol. 38. N 7. P. 1154.
- [12] Балакиев В.И., Нагаева И.А. // Квант. электрон. 1996. Т. 23. № 3. С. 261.
- [13] Балакиев В.И., Синев И.М. // Квант. электрон. 2004. Т. 34. № 3. С. 277.
- [14] Балакиев В.И., Бычков А.И., Кузнецов Ю.И., Шабунин С.А. // Радиотехн. и электрон. 2005. Т. 50. № 9. С. 1169.
- [15] Кузнецов Ю.И. Введение в теорию динамических систем. М.: Изд-во МГУ, 1991.
- [16] Честнат Г., Майер Р. Проектирование и расчет следящих систем и систем регулирования. Ч. 1. М.–Л.: Гос. энерг. изд., 1959.
- [17] Поттер Д. Вычислительные методы в физике. М.: Мир, 1975.