витационного поля. С другой стороны капиллярные явления проявляются в невесомости. В соответствии с этим при учете давления в жидкости следует исключить внешние факторы и рассматривать жидкость, как структуру, зависящую от действия только внутренних факторов. По-видимому, такими факторами являются силы межмолекулярного взаимодействия в объеме жидкости.

В теории Ван-Дер-Ваальса значение давления в жидкости (в данном случае оно принимается отрицательным, т.е. определяет силы притяжения между молекулами) составляет порядок 10^8 Па, т.е. около 1000 атмосфер. С учетом этого перепад давления в пределах межфазного слоя жидкости примерно равен обозначенной величине. Формирование такого перепада на малой толщине межфазного слоя должно приводить к возникновению существенных градиентов свойств вещества. С точки зрения механики подобный перепад должен быть уравновешен некоторыми внутренними силовыми факторами. В рассматриваемой ситуации такими факторами могут быть только межфазные напряжения.

В рамках объема данной работы не представляется возможным подробно раскрыть сущность предлагаемого подхода. Отметим, что его использование позволило определить толщину межфазного слоя воды, которая при температуре 20^0 С, которая составляет 10^{-8} м. Подобный порядок предполагает расположение как минимум 10 молекул воды в межфазном слое.

Неизотропность вещества в межфазном поверхностном слое приводит к возникновению межфазных напряжений, которые в рассматриваемом случае имеют смысл межфазного поверхностного натяжения. Аналогичная ситуация складывается на границе жидкости и смоченной твердой поверхности. Здесь, так же как в рассмотренном случае, возникает поверхностный слой, обусловленный взаимодействием жидкой и твердой фаз. Характер такого взаимодействия экспериментально может быть выявлен по значению краевого угла смачивания. Рассмотренный подход позволяет рассчитать значения толщин межфазных слоев и действующих в них мнжфазных напряжений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дж. Роулинсон, Б. Уидом. Молекулярная теория капиллярности.- М.: Мир, 1986. 375 с.
2. Дерягин Б.В. Исследования в области поверхностных сил. – М.: Наука, 1964. 363 с.
3. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч.1. – М.: Наука, 1987. – 464 с.

СИНТЕЗ ОПТИМАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫМИ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ, ПОДВЕРЖЕННЫХ ВЛИЯНИЮ ВОЗМУЩЕНИЙ

Краснов И.Ю.
Томский политехнический университет

Принципиально важным желаемым свойством адаптивных методов синтеза управляющих воздействий является робастность, под которой, в данном случае, понимается нечувствительность результатов к изменениям условий наблюдения. Робастность алгоритмов достигается посредством компенсации возмущений, влиянию которых подвергается объект управления (эффект выдвижение руки с зажатой деталью в захвате на поворот руки промышленного робота, подключение к валу электродвигателя механической нагрузки и т.д.). В свою очередь, компенсировать возмущения возможно различными способами, одним из которых является использование элементов адаптации в контуре управления. В настоящей работе предложен алгоритм синтеза оптимального управления нестационарными электромеханическими объектами с компенсацией возмущений с помощью параметрической адаптации регулятора.

Пусть математическая модель функционирования электромеханического объекта описана системой линейных нестационарных разностных уравнений вида [1]:

$$x(k+1) = \tilde{A}(k)\,x(k) + \tilde{b}(k)\,u(k), \quad x(0) = x_0, \quad (1)$$

где $x(k)$ – m-мерный вектор, компоненты которого определяют состояние электромеханического объекта в такт времени k; $u(k)$ – m-мерный вектор управляющих воздействий; $\tilde{A}(k)$ – матрица параметров объектов управления размерности $(n\times n)$, $\tilde{b}(k)$ – матрица влияния управляющих воздействий размерности $(n\times m)$; x_0 – начальное состояние электромеханического объекта в момент времени t_0;

(t_0, N) - период моделирования; такт k соответствует моменту времени $t_k = t_0 + k\Delta t$, Δt – период квантования сигнала по времени.

Функционал качества имеет вид:

$$J(x(k), U(k)) = \Phi(x(N), N) + \sum_{k=t_0}^{N} L(x(k), U(k), k). \quad (2)$$

Образуем гамильтониан:

$$H(x(k),\ p(k), u(k)) = \\ = L(x(k), u(k), k) + p(k)^T\ f(x(k), u(k), k). \quad (3)$$

Вспомогательный вектор p(k) является решением разностного уравнения:

$$p(k+1) = -\left\{\frac{\partial H(x(k),\ p(k), u(k))}{\partial x(k)}\right\}^T,$$

краевое условие которого на правом конце определяется условиями трансверсальности [2].

В качестве управляющего воздействия рассматривается выходное напряжение импульсного преобразователя, модулированное по широтно-импульсному закону и поступающее на исполнительный элемент электромеханического объекта.

В аналитической теории при нахождении управлений, доставляющих минимум функционала качества (2), учитывается то обстоятельство, что на оптимальной траектории управления есть точка стационарности гамильтониана (3) (на управление не наложено ограничений), и не используется тот факт, что

вдоль оптимальной траектории гамильтониан принимает вполне определенное значение. Это необходимое условие минимизации функционала положим в основу конструкции алгоритма оптимизации.

В качестве регулятора нестационарной электромеханической системы будем использовать пропорциональный регулятор Беллмана.

Пусть функционал качества имеет вид:

$$J=\sum_{k=0}^{N-1}(x(k)^T Q(k)\,x(k)+u(k)^T R\,u(k))+x(N)^T Q_N\,x(N), \quad (4)$$

где матрицы Q_N и $\underline{Q}$ – положительно полуопределенные $(n\times n)$; матрица R – положительно определенная $(m\times m)$; время N задано; на управление $u(k)$ ограничений не наложено. Задача заключается в построении такого управления $u(k)$, которое на объекте (1) доставило бы минимум функционалу (4) при влиянии возмущений.

В задаче (1–4) оптимальное управление определяется соотношением [3]:

$$u(k)=K(k)\,x(k),$$
$$k=0,1,\mathbf{K},(N-1),$$

где $K(k)$ – матрица коэффициентов усиления регулятора размера $(m\times n)$:

$$K(k)=[R+B(k)^T P(k+1)\,B(k)]^{-1}B(k)^T P(k+1)\,A(k),\quad k=0,\ 1,\ \ldots,\ (N-1), \quad (5)$$

а матрица $P(k)$ размера $(n\times n)$ удовлетворяет уравнению:

$$P(k)=Q+K(k)^T R\,K(k)+(A(k)-B(k)\,K(k))^T P(k+1)\,(A(k)-B(k)\,K(k)),$$
$$k=(N-1),\mathbf{K},2,1,$$
$$P(N)=Q_N.$$

Компенсировать влияние возмущений предлагается за счет выбора параметров матрицы K(k). Запишем матрицу K(k) в виде:

$$K(k)=K^0(k)+r(k),$$

где $K^0(k)$ – решение уравнения (5), $r(k)$ – матрица $(m\times n)$, отыскиваемая алгоритмическим способом.

Гамильтониан при этом будет иметь вид:

$$H(x(k),u(k))=\frac{1}{2}x(k)^T Q\,x(k)+\frac{1}{2}u(k)^T R\,u(k)+$$
$$+x(k)^T\left[K^0(k)+r(k)\right]x(k+1).$$

Алгоритм оптимизации системы имеет вид:

$$r(k+1)=-H(x(k),u(k))\cdot$$
$$\cdot\left\{\frac{1}{2}x(k)\,x(k+1)^T-\frac{1}{2}x(k+1)\,x(k)^T\right\},$$
$$r(0)=r_0.$$

Проведём анализ синтезированного алгоритма (реакцию системы на изменение параметров объекта). Будем считать, что объектом управления является двигатель постоянного тока ДК-1, момент инерции которого подвергается скачку величиной в 5 раз меньше своего номинального значения. Переходные процессы по скорости двигателя с вынужденными возмущениями в момент времени $t_k=t_0+k\,\Delta t$, k=100 (0.2 сек.), изображены на рисунке.

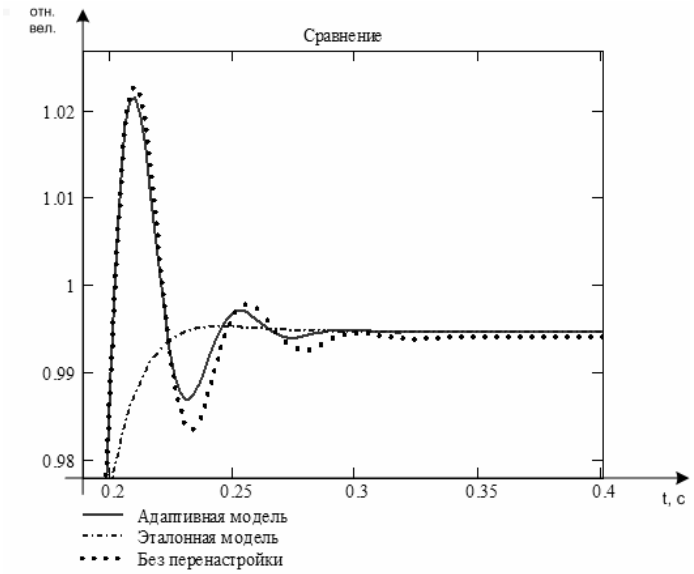

Рисунок 1. Переходные процессы по скорости двигателя с вынужденными возмущениями в момент времени $t_k=t_0+k\,\Delta t$, k=100 (0.2 сек.)

Установившееся значение переходного процесса по скорости в модели без перенастройки параметров регулятора много меньше по сравнению с эталонной моделью. Значение же в модели с перенастройкой полностью совпадает с эталонным значением. Таким образом, можно заключить, что построенный алгоритм полностью компенсировал влияние возмущений.

Ещё недавно грубые системы, сохраняющие характеристики при неизбежных отклонениях параметров от расчетных значений проектировались, как правило, "на ощупь" простым подбором параметров при моделировании, поскольку регулярных процедур проектирования в большинстве случаев не было.

В современной теории управления электромеханическими объектами всё больше и больше внимания уделяется чувствительности алгоритмов к возмущениям.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сю Д., Мейер А. Современная теория автоматического управления и ее применение. - М.: Машиностроение, 1972. – 544 с.

2. Афанасьев В.Н., Букреев В.Г., Зайцев А.П., Степанов В.П., Титов В.С. Электроприводы промышленных роботов с адаптивным управлением. – Томск.: Изд-во Том. Ун-та, 1987. – 165 с.

3. Алгоритм оптимального управления нестационарными электромеханическими объектами //Материалы IV Всероссийской науч.-технич. конф. (ИАМП-2003) «Измерения, автоматизация и моделирование в промышленности и научных исследованиях». – Бийск, 2003. – С. 8-11.

ФОРМИРОВАНИЕ ИОННОГО ПОТОКА НА ПЫЛЕВУЮ ЧАСТИЦУ В ПЛАЗМЕ

Сысун В.И., Хахаев А.Д.,
Олещук О.В., Шелестов А.С.
Петрозаводский государственный университет

Пылевая плазма представляет собой ионизированный газ, содержащий макроскопические частицы, являющиеся центрами ионизации и рекомбинации. Широкий интерес к данному состоянию вещества обусловлен его распространенностью (99% Вселенной находятся в состоянии плазмы), а также способностью образовывать кристаллические структуры. Последние исследования в данной области показали, что подобные структуры обладают свойствами, схожими со свойствами твердых тел. Это дает возможность предположить, что изучение данных кристаллических структур позволит манипулировать ими как цельными объектами. Подобные действия необходимы при очистке реактора для осуществления процесса термоядерного синтеза. Кроме того, существует возможность напыления подобных структур на кремниевые подложки для производства полупроводниковых схем нового поколения. Исходя из всего этого, исследования образования кристаллических структур пылевой плазмы принадлежат фундаментальной области науки и представляют широкий практический интерес.

Наиболее распространёнными моделями описания заряда и потенциала пылевой частицы в плазме является модель ограниченных орбит (ОО), модель радиального дрейфа (РД) и гидродинамическая модель диффузионного ограничения (ДО) [1].

Модель ОО, перенесённая из теории зондов, предполагает бесстолкновительное движение ионов в поле частицы из бесконечности с сохранением полной энергии и момента количества движения, при отсутствии потенциальных барьеров на всём пути:

$$\frac{mV^2}{2} + ej = const, \mathbf{L}\ rmV\sin q = const.$$

Плотности электронного и ионного токов, согласно модели ограниченных орбит, равны:

$$j_e = \frac{en_{e\infty}}{4}\sqrt{\frac{8kT_e}{pm}}\exp(-\frac{e|j_a|}{kT_e}), \quad (1)$$

$$j_i = \frac{en_{i\infty}}{4}\sqrt{\frac{8kT_i}{pM}}(1+\frac{e|j_a|}{kT_i}). \quad (2)$$

Здесь $n_{e\infty}$, $n_{i\infty}$, T_e, T_i, m, M – концентрации, температуры и массы электронов и ионов на бесконечности, φ_a – потенциал частицы, θ – угол между радиус-вектором и направлением скорости. Равенство этих токов в стационарном случае определяет заряд и потенциал частицы.

В последнее время к применимости модели ОО высказан ряд сомнений. В [2] показано, что потенциальные барьеры при максвелловском распределении на бесконечности возникают всегда, даже при малых радиусах частицы. В [3-4] указывается, что даже редкие ион-атомные столкновения существенно влияют на ионный ток, разрушая орбитальное движение ионов. Ещё большее влияние при низких давлениях должна оказывать ионизация в объёме, так как ионный ток на частицу должен полностью компенсироваться ионизацией в объёме ячейки межчастичной области. Следовательно, фактическая длина пробега ионов составляет меньше половины межчастичного расстояния. Разрушение орбитального движения ионов, особенно при низкой ионной температуре, является предпосылкой применимости модели радиального дрейфа [5]. В этой модели ионный ток на частицу формируется на бесконечности и постоянен до самой частицы. Ионы двигаются чисто радиально со скоростями, определяемыми локальным потенциалом и законом сохранения энергии ($MV^2_r=2e\varphi(r)$). Следовательно, уравнение Пуассона будет иметь вид:

$$e_0\nabla^2 j = en_e\exp(\frac{ej}{kT}) - \frac{j_i}{V_r}. \quad (3)$$

Отметим, что для скорости ионов радиальная модель является частным случаем гидродинамического приближения, справедливого при большой частоте столкновений ион-нейтрал $\nu_{im.}$

$$MV\frac{\partial V}{\partial r} = -e\frac{\partial j}{\partial r} - MVn_{im}, \quad (4)$$

Более того, в гидродинамическом приближении введение в уравнение непрерывности ионизационного члена позволяет рассматривать процесс формирования ионного потока $\nabla(n_i v_i)=n_e z$, где z – количество