ми за счёт подвода и отвода вещества и тепла, что характерно для О. с. На практике, если кол-во веществ A, B, C велико по сравнению с кол-вом веществ X, то их концентрации можно считать постоянными.

Концентрация n веществ X может зависеть от времени t за счёт протекания хим. реакций. Из двух ур-ний баланса веществ в реакциях (с учётом *действующих масс закона*) следует, что

$$dn/dt = (k_1a - k_2b)n - k_1'bn^2 + k_2'c. \qquad (1)$$

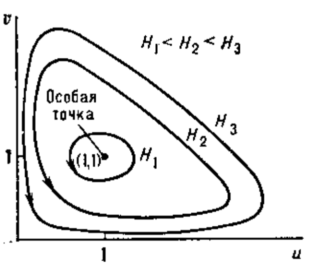
Из ур-ния (1) вытекает, что при $k_2' = 0$ и $k_1a = k_2b$ величина n при любом нач. условии с ростом t стремится к нулю как $n = n_0(1 + tk_1'bn_0)^{-1}$, где n_0 — нач. значение концентрации n. В этом же случае при $k_1a < k_2b$ в пределе n также стремится к нулю, но экспоненциально, а при $k_1a > k_2b$ величина n стремится к постоянному предельному значению, зависящему от соотношения коэф. в (1): $n_\infty = (k_1a - k_2b)/k_1'b$. Наличие неск. предельных стационарных состояний является характерным свойством О. с., связанным с тем, что они описываются нелинейными дифференц. ур-ниями. Упрощённая модель одномодового лазера также описывается ур-нием типа (1) для числа возбуждённых атомов n при $k_2' = 0$ с коэф., зависящими от коэф. усиления и затухания вследствие потерь в лазере.

Учёт явлений *диффузии* в ур-ниях баланса хим. реакций приводит к дополнит. членам $D\partial^2 n/\partial x^2$ (D — коэф. диффузии, x — пространственная координата), откуда следует, что в стационарных состояниях таких О. с. концентрации $n(x)$ пространственно неоднородны, кроме того, при определ. условиях в них могут существовать области, где $n(x)$ испытывает пространств. осцилляции (диссипативные структуры).

Др. примером О. с. является экологич. система «хищник—жертва», к-рая описывается ур-ниями Лотки—Вольтерры (ур-ния баланса числа «жертв» n_1 и «хищников» n_2):

$$dn_1/dt = \alpha_1 n_1 - \alpha n_1 n_2, \quad dn_2/dt = -\beta_2 n_2 + \beta n_1 n_2, \qquad (2)$$

где α_1, β_2 характеризуют скорости возрастания популяций «жертв» при отсутствии «хищников» и убывания «хищников» при отсутствии «жертв». Коэф. α, β характеризуют скорости гибели «жертв» из-за наличия «хищников» и возрастания «хищников» из-за наличия «жертв». Коэф. считаются постоянными, это означает, в частности, что запасы пищи для «жертв» достаточно велики или восполняются.



Такая экологич. система имеет два положения равновесия $n_1 = n_2 = 0$ и $n_{1s} = \beta_2/\beta$, $n_{2s} = \alpha_1/\alpha$. Относительные числа «жертв» и «хищников» $u = n_1/n_{1s}$, $v = n_2/n_{2s}$ удовлетворяют уравнению

$$dv/du = av(u-1)/u(1-v), \quad a = \beta_2/\alpha_1,$$

к-рое имеет решение

$$au + v - \ln(u^a v) = H = \mathrm{const}.$$

Ур-ния (2) имеют периодич. решения, к-рым соответствуют предельные циклы, изображённые на фазовой плоскости (рис.). Эти решения описывают периодич. колебания числа «жертв» и «хищников». Возможность таких незатухающих нелинейных колебаний является важным свойством О. с.

Гидродинамич. системы в турбулентном состоянии являются также примером О. с. В них возможны стационарные состояния с сильными флуктуациями из-за баланса импульса с учётом его переноса, вызванного неоднородностями флуктуаций скоростей, и баланса флуктуаций скоростей с учётом их релаксации и диффузии. Открытый характер системы связан с тем, что градиент давления, обусловливающий турбулентный поток, и темп-ра поддерживаются постоянными.

Теория О. с. — одно из направлений общей теории систем, к к-рым относятся, напр., рассматриваемые в кибернетике системы переработки информации, транспортные узлы, системы энергоснабжения и др. Подобные системы, хотя и не являются термодинамическими, описываются системой ур-ний баланса, в общем случае нелинейных и сходных с аналогичными ур-ниями для физ.-хим. и биол. О. с. Для всех подобных систем существуют общие проблемы регулирования и оптим. функционирования.

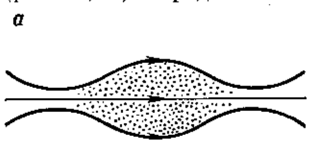
Лит.: Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; Гленсдорф П., Пригожин И., Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций, пер. с англ., М., 1973; Волькенштейн М. В., Биология и физика, «УФН», 1973, т. 109, с. 499; Пригожин И., Николис Ж., Биологический порядок. Структура и неустойчивости, пер. с англ., там же, с. 517; Эйген М., Самоорганизация материи и эволюция биологических макромолекул, пер. с англ., М., 1973; Марри Дж., Нелинейные дифференциальные уравнения в биологии. Лекции о моделях, пер. с англ., М., 1983; Хакен Г., Синергетика. Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах, пер. с англ., М., 1985.

Д. Н. Зубарев.

ОТКРЫТЫЕ ЛОВУШКИ — разновидность *магнитных ловушек* для удержания термоядерной плазмы в определённом объёме пространства, ограниченном в направлении вдоль поля. В отличие от замкнутых ловушек (токамаков, стеллараторов), имеющих форму тороида, для О. л. характерна линейная геометрия, причём силовые линии магн. поля пересекают торцевые поверхности плазмы (с последним обстоятельством и связано происхождение термина «О. л.» — они «открыты» с торцов).

О. л. имеют ряд потенц. преимуществ по сравнению с замкнутыми: они проще в инженерном отношении, в них более эффективно используется энергия удерживающего плазму магн. поля, легче решается проблема удаления из плазмы тяжёлых примесей и продуктов термоядерной реакции, мн. разновидности О. л. могут работать в полностью стационарном режиме. Однако возможность реализации этих преимуществ в термоядерном реакторе на основе О. л. требует ещё эксперим. доказательств.

Пробкотрон — наиб. распространённый тип О. л. (рис. 1, *а*). Предложен в нач. 1950-х гг. независимо Г. И. Будкером и Р. Постом (R. Post). Участки сильного магн. поля на концах этой ловушки удерживают плазму, поэтому их наз. магн. пробками.



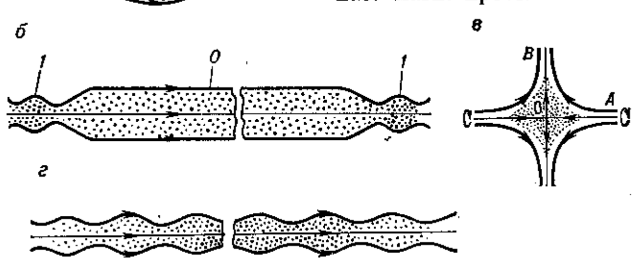


Рис. 1. Различные типы открытых магнитных ловушек (точками показана плазма): *а* — пробкотрон; *б* — амбиполярная ловушка (*О* — длинный центральный пробкотрон, *1* — короткие концевые пробкотроны); *в* — антипробкотрон (0 — нуль магнитного поля, *А* — осевая щель, *В* — кольцевая щель); *г* — многопробочная ловушка.

Удержание частицы в пробкотроне обусловлено адиабатич. инвариантностью её магн. момента, имеющей место в условиях, когда ларморовский радиус частицы мал по сравнению с масштабом изменения магн. поля (см. *Адиабатические инварианты*). В нерелятивистском приближении магн. момент частицы $\mu = mv_\perp^2/2H$,