$$dT/dl = q_z \sin a \cos j - r_{XV} \cos a + r_{ZV} \sin a,$$
$$da/dl = (q_z \cos a \cos j + r_{XV} \sin a + r_{ZV} \cos a)/T, \quad (4)$$
$$dj/dl = -(q_z \sin j + r_{YV} \sin a)/T \sin a,$$
$$dx/dl = \cos a, \quad dy/dl = \sin a \sin j,$$
$$dz/dl = -\sin a \cos j$$
$$q_Z = k_W G_Z, \quad k_W = 1 - m_W/m,$$
$$r_{XV,YV,ZV} = C_{XV,YV,ZV}(0{,}5 r V^2) d;$$
$$C_{XV} = -(c_{11} \sin^2 a + c_{12} \sin^4 a + c_{13} \cos^2 a),$$
$$a \in (-\infty; \infty);$$
$$C_{YV} = \pm(c_{21} \sin a \cos a + c_{22} \sin^3 a \cos a),$$
$$a \in (-\infty; \infty);$$
$$C_{ZV} = -(c_{31} \sin a \cos a + c_{32} \sin^3 a \cos a),$$
$$a \in (-\infty; \infty);$$
$$\vec{V} = \vec{V}_{St} - \vec{V}_H,$$
$$V^2 = \vec{V} \cdot \vec{V} = (V_{StX} - V_H)^2.$$

Математические модели якоря и рыболовного крючка:

$$M_A = [T_{AX} - f(Q_{AA} + T_{AZ})]/k_A k_W^A g,$$
$$d > \sqrt[3]{10 T_{HL} b/[s]} = \sqrt[3]{10 k_H G_H b/[s]}. \quad (5)$$

Для моделирования ярусов уравнения (1-5) необходимо дополнить граничными условиями в узловых точках, т.е. точках соединения якорных и буйковых линей, и крючковых поводцов с хребтиной.

Уравнения (1-5) позволяют рассчитывать формы, натяжения и сопротивления любых крючковых рыболовных систем как при наличии, так и при отсутствии течений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Габрюк В.И., Кулагин В.Д. Механика орудий рыболовства и АРМ промысловика. М.: Колос, 2000.- 416 с.
2. Габрюк В.И., Габрюк А.В., Осипов Е.В. Моделирование крючковых рыболовных систем. Владивосток: изд. ТИНРО-центра, 2004.- 120 с.
3. Самарский А.А., Михайлов А.П. Математическое моделирование. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002.- 320 с.

ВЛИЯНИЕ СМАЧИВАЕМОСТИ НА ИСПАРЕНИЕ ЖИДКОСТЕЙ С ТВЕРДЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Дохов М.П.
Кабардино-Балкарская государственная сельскохозяйственная академия,
Нальчик

Наличие поверхностного натяжения у всякой реальной жидкости приводит к тому, что в условиях невесомости жидкость принимает форму шара.

В земных условиях лишь небольшие капли принимают форму шара. Это связано с тем, что свободная энергия поверхности убывает пропорционально площади, т.е. квадрату линейных размеров, а сила тяжести, действующая на каплю, убывает пропорционально ее массе, т.е. кубу линейных размеров. Поэтому при уменьшении размеров капель их поверхностная энергия превалирует над силой тяжестью и маленькие капли принимают форму близкую к сферической.

Если поверхность жидкости искривлена, то при равновесии давление по разные стороны ее должны быть разными.

В общем случае кривизна поверхности определяется главными радиусами кривизны R_1 и R_2.

Разность давлений дается выражением

$$\Delta p = s\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right), \quad (1)$$

которое называется формулой Лапласа.

Здесь σ -поверхностное натяжение жидкости.

Испарение жидкости, как правило, происходит с поверхности. Поэтому изменение свойств поверхностного слоя должно изменить условия равновесия между жидкостью и паром над ней. В частности, на условиях равновесия, а значит, и на упругость насыщенного пара должна сказаться кривизна поверхности жидкости.

При рассмотрении испарения капель, лежащих на плоских поверхностях твердых тел, при равновесии системы жидкость–твердое тело-пар, в качестве основной характеристики используется краевой угол θ.

В том случае, когда трехфазная система не находится в равновесии, соответствующий угол называется контактным углом, обозначаемым также θ. В обоих случаях величина θ определяется удельными межфазными избыточными энергиями соприкасающихся фаз.

Нетрудно вычислить, насколько упругость насыщенного пара над кривой и плоской поверхностями отличаются друг от друга.

Представим себе закрытый сосуд с жидкостью, в которую частично погружена капиллярная трубка. Проведем рассуждения в предположении, что жидкость смачивает стенки капилляра ($q \angle p/2$). Случай несмачивания ($q > p/2$) может быть рассмотрен точно так же.

Тогда, соотношение между давлением насыщенного пара над искривленной и плоской поверхностями запишется в виде

$$P = P_o - \frac{2 r_n s_{ж} \cos q}{r(r_{ж} - r_n)}, \quad (2)$$

где r - радиус капилляра, $\rho_ж$ и $\rho_п$ - плотности жидкости и пара. Обычно $\rho_ж >> \rho_п$, поэтому плотностью пара в знаменателе (2) можно пренебречь.

Из формулы (2) без каких -либо дополнительных условий следует, что значение косинуса краевого угла определяет знак дополнительного давления на искривленной поверхности. В случае $\theta < \pi/2$, косинус краевого угла больше нуля $\cos\theta > 0$ и давление насыщенного пара над вогнутой поверхностью жидкости меньше, чем над плоской поверхностью жидкости в широком сосуде. При $\theta > \pi/2$, $\cos\theta < 0$ и давление насыщенного пара над выпуклой поверхностью жидкости больше, чем над плоской. Отсюда следует, что θ оказывает существенное влияние на дополнительное давление, возникающее на искривленных поверхностях раздела, а следовательно, на процесс испарения жидкостей, в частности, при испарении дождевых капель, лежащих на листьях растений.

Формула (2) справедлива не только в случае, когда поверхность искривлена из-за того, что она находится в капилляре, но и в тех случаях, когда капля жидкости находится в паре (выпуклая поверхность) или она лежит на поверхности твердого тела. Она справедлива также, для газового пузырька, находящегося в жидкости (вогнутая поверхность).

В естественных условиях могут реализовываться всевозможные виды контакта жидкости с твердой поверхностью.

Как показывают наблюдения после дождя с некоторых сортов трав и культурных растений вода быстро испаряется ($\theta < \pi/_2$), в то время как на других достаточно долгое время остаются капли воды (дождя). Наличие растений, не смачивающихся водой ($\theta > \pi/_2$) частично может предохранять травостой от преждевременного высыхания. К растениям, которые не смачиваются водой, например, относятся клевер и листья капусты.

В качестве примера найдем время испарения водяной капли с начальным радиусом a_0 в воздухе с относительной влажностью f при температуре T. Обозначим плотность насыщенного водяного пара над плоской поверхностью при данной температуре $f_{нас}$, коэффициент диффузии пара -D.

Масса пара, ежесекундно диффундирующая через сферическую поверхность радиуса r, концентрическую с поверхностью капли, равна

$$m = -D \cdot 4pr^2 \frac{dr}{dr}, \tag{3}$$

где ρ -плотность пара, D -коэффициент диффузии.

Если процесс стационарный, то m не будет зависеть от радиуса r . Из (3), получим

$$r^2 \frac{dr}{dч} = -A, \tag{4}$$

где $A = \dfrac{m}{4pD}$. Интегрирование (4) , дает

$$r = \frac{A}{r} + r_{\infty} \tag{5}$$

где ρ_{∞} -плотность пара на бесконечном расстоянии от капли. Величина A найдется из условия, что при r = a (a -радиус капли, меняющийся во времени) пар должен быть насыщенным. Тогда,

$$r = \left(r_{нас} - r_{\infty}\right)\frac{a}{r} + r_{\infty}, \tag{6}$$

$$m = 4pDa\left(r_{нас1} - r_{\infty}\right). \tag{7}$$

Теперь рассмотрим испарение капли воды той же массы, но лежащей на поверхности твердого тела.

Масса капли, лежащей на твердой поверхности равна:

$$m = -r_{ж}V = -r_{ж}\frac{p}{з}\left(2 - 3\cos q + \cos^3 q\right)\frac{da^3}{dt}. \tag{8}$$

Так как массы, определяемые формулами (7) и (8) одинаковы, то

$$a\frac{da}{dt} = \frac{4D\left(r_{нас} - r_{\infty}\right)}{r_{ж}\left(2 - 3\cos q + \cos^3 q\right)}. \tag{9}$$

Интегрируя (9) и пренебрегая зависимостью $\rho_{нас}$ от кривизны поверхности капли, получим

$$a^2 = -\frac{8D\left(r_{нас} - r_{\infty}\right)}{r_{ж}\left(2 - 3\cos q + \cos^3 q\right)}t + a^2{}_0. \tag{10}$$

Капля воды испарится за время

$$t = \frac{r_{ж}a^2{}_0\left(2 - 3\cos q + \cos^3 q\right)}{8D\left(r_{нас} - r_{\infty}\right)}. \tag{11}$$

С учетом влажности воздуха формула (11) перепишется в виде

$$t = \frac{r_{ж}a^2{}_0\left(2 - 3\cos q + \cos^3 q\right)}{8D(1 - f)r_{нас}}, \tag{12}$$

где f - относительная влажность воздуха в том месте, где происходит испарение капель дождя.

Отметим, что в частном случае формула (12) ($\theta = 180^0$) переходит в формулу, приведенную в [1]. Преимущество (12) состоит в том, что a_o может быть любым. В формуле, приведенной в [1] происходит испарение капель, находящихся в тумане во взвешенном состоянии. Если масса капли велика, то она естественно упадет на поверхность какого-либо тела, т.е. (12) более практична. Например, для капли воды с первоначальным радиусом a_0 = 5 мм, лежащей на листьях растений с контактным углом $\theta = 120^0$ в воздухе с относительной влажностью f=40% при T= 293 K, время испарения составляет около 13 часов. Плотность насыщенного пара над плоской поверхностью при этой температуре принята равной $\rho_{нас} = 1{,}7\ 10^{-2}$ кг/м^3 , а коэффициент диффузии пара

$$D = 0{,}22 \cdot 10^{-4} м^2/с.$$

Из (12) следует, что при $\theta = 0^0$, t = 0.

В заключение отметим, что формула (12) позволяет регулировать время испарения капли дождя, что открывает большие возможности использования данного метода для предотвращения преждевременного высыхания трав и различных культурных растений в засушливых местах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Термодинамика и молекулярная физика. М.: Наука, 1979.- 551с.