

## ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ СПОСОБА ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ СИЛ

*Белорусский национальный технический университет  
Минск, Беларусь*

Центробежные силы вращения могут использоваться при создании машин, имеющих малую энерго- и материалоемкость, обеспечивающих экологическую защиту окружающей среды.

Неизученным до настоящего времени с точки зрения динамики остается вопрос движения сыпучих материалов за счет сил трения, возникающих от действия центробежных сил, на внутренней поверхности конуса, ось вращения которого горизонтальна.

Основные кинематические параметры материальной точки, движущейся по окружности представлены на графике (рис.1). Угловая скорость и кинетическая энергия точки с увеличением радиуса вращения изменяются по параболам: первая - по убывающей, вторая - по возрастающей, центробежная сила - пропорционально изменению радиуса вращения.

На рис. 2 представлены фронтальная и профильная проекции сечений конуса с сыпучим материалом на его поверхности. Рассечем условно сыпучий материал на слои элементарной толщины. Подвижную систему координат выберем с центром в точке  $O$ . Слой номер 1 непосредственно контактирует с поверхностью конуса и движется совместно с ним. Окружная скорость  $\omega_1 = \omega$  угловой скорости конуса. Относительно подвижной системы координат этот слой находится в состоянии покоя.

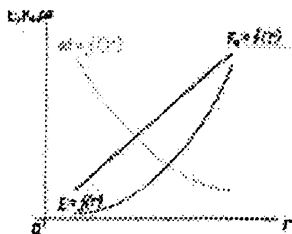


Рис. 1 Зависимость угловой скорости кинетической энергии, центробежной силы от радиуса вращения



радиуса  $\rho_1$ ). Выразим работу пределах от  $v_0$  до  $v$  и от  $\alpha_0$  до  $\alpha$ , получим:  $v^2 - v_0^2 = 2g\rho_1(\cos\alpha - \cos\alpha_0)$ .

В момент потери частицами слоя контакта с поверхностью конуса реакция ее  $N=0$ , следовательно, произведение  $m$  на ускорение  $v^2/\rho_1$  должно равняться проекции силы тяжести  $F_{гн}$  на нормаль:  $v^2/\rho_1 = -mg \cos \alpha$ , выразив отсюда значения  $v^2$ , получим окончательно:  $v_0^2/\rho_1 + 3g \cos \alpha - 2g \cos \alpha_0 = 0$ . Из анализа этого выражения следует, что потеря частицами материала контакта с поверхностью конуса в верхней точке невозможна, если для  $\cos \alpha$  получается значение больше единицы.

Второй слой движется со скольжением по отношению к первому слою. Это значит, что скорость  $\omega_2$  меньше скорости первого слоя, которая равна  $\omega_1 = \omega$ .

Движение второго слоя можно исследовать тем же приемом. Сила инерции от переносного движения определяется  $F_{инп} = m\omega^2\rho_2$ , так как абсолютное и относительное движение частиц второго слоя в данный момент совпадают и ему соответствуют выражение 3. В этой формуле переменная величина времени  $t$ , а другие величины постоянны. При некотором угле поворота  $\alpha_1$  время  $t$  станет больше времени  $t_1$ . Частицы второго слоя начнут скользить относительно первого, условие 3 нарушится. Отметим это положение точкой  $M_1$ , а угол -  $\alpha_1$ . Движение рассматриваем относительно подвижных осей координат  $xOy$ . Относительное движение будет определяться: составляющей относительного ускорения  $d^2x/dt^2$  вдоль оси  $Ox$ . Это ускорение направлено вдоль радиуса  $M_1O$  к центру и является центростремительным, которое выражается через  $\omega_2^2\rho_2$ . И составляющей относительного ускорения  $d^2y/dt^2$  вдоль оси  $Oy$ . Это ускорение направлено по касательной и является тангенциальным  $r_2 d\omega_2/dt$ . Сила энергии от поворотного ускорения определяется величиной  $2mv\omega \sin g$ . Угол  $g$  равен  $90^\circ$ . Относительная скорость в поворотной системе координат определяется  $v = \omega_2\rho_2$ . В этом случае уравнение относительного движения будет иметь вид:

$$m d^2x/dt^2 = -m\omega_2^2\rho_2 = mg \cos\alpha_1 - N_1 + m\omega^2\rho_1 - 2m\omega\omega_2\rho_2 \quad (4)$$

$$m d^2y/dt^2 = -m\rho_2 d\omega_2/dt = -mg \sin\alpha_1 + fN_1 \quad (5)$$

Из уравнения 4 определим реакцию первого слоя:

$$N_1 = mg \cos \alpha_1 + m(\omega^2\rho_1 - 2\omega\omega_2\rho_2 + \omega_2^2\rho_2) = m[g \cos \alpha_1 + \rho_1(\omega - \omega_2)^2] \quad (6)$$

Из-за малости величины  $Dg$  можно принять  $\rho_1 = \rho_2$ .

Слагаемое  $(\omega - \omega_2)^2$  положительно или равно нулю, а первое - всегда положительное, если  $\alpha_1 < 90^\circ$ . Из этого следует, что частицы второго слоя в пределах  $\alpha_1 < 90^\circ$  не могут оторваться от первого слоя при любых угловых скоростях  $\omega$  и  $\omega_2$ . Отрыв произойдет, если  $\alpha_1 > 90^\circ$ . В этом случае реакция  $N_1 = 0$ , если  $g \cos \alpha_1 + (\omega - \omega_2)^2\rho_1 = 0$ . Откуда получим:  $(\omega - \omega_2)^2 = -g/\rho_1 \cos \alpha_1$  (7)

Выражение  $(\omega - \omega_2)$  является алгебраической суммой переносной и относительной  $\omega_2$  угловых скоростей относительно одной и той же оси, поэтому эта разность есть абсолютная скорость частиц второго слоя  $\omega_2 = \omega - \omega_2$ .

Обозначим угол  $\alpha_1$ , когда  $N_1 = 0$  через  $\alpha_1$ , тогда условие отрыва частиц слоя 2 можно записать в виде:  $\omega_2 = -q/\rho_1 \cos \alpha_1$ , а угол  $\alpha_1 = 90^\circ + \alpha_2$ . Абсолютная скорость примет вид:  $\omega_2 = (g \sin \alpha_2 / \rho_1)^{0.5} > 0$ . Проанализируем выражение 5, подставив в него значение силы  $N_1$  из выражения 6 и, учтя, что  $\alpha_1 = \alpha_1 = 90^\circ + \alpha_2$ , получим:

$$-m\rho_1 d\alpha_2/dt = -m [g \cos \alpha_2 - \text{tg}(\omega_2^2 \rho_1 - g \sin \alpha_2)].$$

Сократим обе части на  $-m$  и соберем члены с множителем  $g$  справа  $d\omega_2/dt = g \cos(\alpha_2 - \varphi)/\rho_1 \cos \varphi - \omega_2^2 \text{tg} \varphi$  (8)

Продифференцируем по времени выражения:  $\omega_2 = \omega - \omega_2$  и  $\alpha_1 = 90^\circ + \alpha_2$ , получим:

$$d\omega_2/dt = -d\omega_2/dt \quad (9)$$

$$d\alpha_1/dt = d\alpha_2/dt = \omega_2 \quad (10)$$

Продифференцировав равенство 10 еще раз, получим:

$$d^2\alpha_1/dt^2 = d^2\alpha_2/dt^2 = d\omega_2/dt \quad (11)$$

Сопоставив выражения 9 и 11, видим, что  $d\omega_2/dt = -d^2\alpha_2/dt^2$  (12)

Подставим в уравнение 10 значение  $d\omega_2/dt$  и  $\omega_2$  из формул 12 и 10, оно примет вид:  $-d^2\alpha_2/dt^2 = g \cos(\alpha_2 - \varphi)/\rho_1 \cos \varphi - (d\alpha_2/dt)^2 \text{tg} \varphi$

$$\text{или } \alpha_2 - \alpha_2^2 \text{tg} \varphi + g \cos(\alpha_2 - \varphi)/\rho_1 \cos \varphi \quad (13)$$

Это дифференциальное уравнение второго порядка. Особенностью этого уравнения является то, что в него не входит независимое переменное  $t$ . Это обстоятельство позволяет снизить порядок уравнения на единицу и в результате интегрирования получить:

$\omega_2^2 = [\omega^2 + 2g \cos \varepsilon \sin(\alpha_2 - \varphi - \varepsilon)/\rho_1 \cos \varphi] e^{2(\alpha_2 - \varphi) \text{tg} \varphi} - 2g \cos \varepsilon \sin(\alpha_2 - \varphi - \varepsilon)/\rho_1 \cos \varphi$ , где  $\text{tg} \varepsilon = 2 \text{tg} \varphi$ . Приравняв значение  $\omega_2^2$ , полученное из выражения 7, и по формуле 13, получим выражение для определения угла  $\alpha_2$ , когда происходит отрыв частиц слоя 2 от слоя 1 (точка  $M_2$  на фронтальной проекции сечения конуса с текущим размером радиуса  $\rho_1$ ):

$$\sin(\alpha_2 - \varepsilon) = 1/3 \cos \varepsilon \{ \omega^2 \rho_1 / g - 2[1 + (1 - \omega^4 \rho_1^2 / g^2) \text{tg}^2 \varphi]^{0.5} e^{2(\alpha_2 - \varphi) \text{tg} \varphi} \} \quad (14)$$

С этого момента частицы сыпучего материала слоя 2 находятся в состоянии свободного движения. В этот момент каждая элементарная частица обладает линейной скоростью  $v_2 = \omega_2 r_1$ , которая направлена по касательной к окружности радиуса  $r_1$ , движется как тело, брошенное под углом  $90^\circ - \alpha_2$  к горизонту. Абсолютная скорость  $\omega_2 = (g \sin \alpha_2 / \rho_1)^{0.5}$ . Горизонтальная составляющая этой скорости будет  $v_x = v_2 \sin \alpha_2$ , вер-

тикальная составляющая  $v_y = v_2 \cos \alpha_2 - gt_2$ . Таким образом перемещение частиц можно выразить в составляющих линейной скорости  $v_2$ :  $x = v_2 t_2 \sin \alpha_2$  и  $y = v_2 t_2 \cos \alpha_2 - 1/2gt_2^2$ .

Исключив параметр времени  $t_2$ , получим:  $y = x(2\sin^2 \alpha_2 \cos \alpha_2 - x/\rho_1)/2\sin^2 \alpha_2$ .

Если перейти от системы координат с центром в точке  $M_2$  к координатам с центром в точке  $O$ , получим:  $x = \rho_1 \cos \alpha_2 - X$  и  $Y - \rho_1 \sin \alpha_2$ .

Преобразование уравнения по отношению к другой системе координат с началом в центре  $O$  при помощи формул перехода приводит уравнение к новой форме:

$$Y/\rho_1 - \sin \alpha_2 = (\cos \alpha_2 - X/\rho_1)(X/\rho_1 - \cos \alpha_2 \cos 2\alpha_2)/2\sin^2 \alpha_2 \quad (15)$$

Если решить уравнение 15 совместно с уравнением окружности радиуса  $\rho_1(X/\rho_1)^2 + (Y/\rho_1)^2 = 1$ , то это решение определит координаты общих точек траектории движения частицы и окружности, например, точка  $M_3$ .

$X_3 = \rho_1 \cos(-3\alpha_2) = \rho_1 \cos \alpha_2$ ,  $Y_3 = \rho_1 \sin(-3\alpha_2) = \rho_1 \sin \alpha_2$ . Откуда имеем значение угла  $\alpha_3 = -3\alpha_2$ . Частица, оторвавшаяся от первого слоя на высоте, определяемой углом  $\alpha_2$ , падает снова на его поверхность на высоте, соответствующей углу  $\alpha_3$ , который равен утроенному значению угла  $\alpha_2$ , и отсчитывается от горизонтального диаметра в сторону, обратную вращению конуса.

В точке  $M_3$  скорость частицы будет:  $v_3 = \omega_1(5 + 4\cos 2\alpha_2)^{0.5}$ . Направление этой скорости задает угол  $\alpha_4$ :  $\text{tg } \alpha_4 = 3 \text{ ctg } \alpha_2$ .

Угловая скорость  $\omega_3$  в момент встречи с первым слоем определяется соотношением:  $\omega_3 = \omega_1 \sin(3\alpha_2 + \alpha_4 - 90^\circ)(5 + 4\cos 2\alpha_2)^{0.5}$ .

На рис. 2 линия  $A - A$  проходит через характерную область, называемую ядром сыпучей массы. Эта линия перпендикулярна радиусу  $\pi_1 = M_1 O$ , поэтому угол наклона ее к горизонту равен  $\alpha_1$ . Слои 2, 3 и т.д., располагающиеся ниже линии  $A - A$ , движутся в направлении вращения конуса, а расположенные выше - в противоположном. Центр ядра остается относительно неподвижным.

В начальный момент времени относительная скорость  $v_{or} = v_n$ , а направление ее противоположно переносной скорости. Со временем сила трения  $F_{тр}$  будет замедлять относительную скорость. Движущая сила будет равна:  $F_{cx} \sin \alpha_1 - F_{тр}$  и сообщит относительное ускорение:  $dv_{or}/dt = F_{cx} \sin \alpha_1 / m - F_{тр} / m$ . (16)

Так как  $F_{cx} = mg$ , а  $F_{тр} = fmg \cos \alpha_1$ , формула 16 примет вид:

$$dv_{or}/dt = g \sin \alpha_1 - fg \cos \alpha_1 = g \sin \alpha_1 (1 - f / \text{tg } \alpha_1) \quad (17)$$

Из этого выражения следует, что в относительном движении ускорение постоянно и зависит от отношения  $f / \text{tg } \alpha_1$ .

Проинтегрировав уравнение 17, получим:  $v_{or} = g \sin \alpha_1 (1 - f / \text{tg } \alpha_1) t + C_v$ .

Приняв начальные условия:  $t = 0$ ,  $v_{or} = v_n$ , найдем постоянную интегрирования  $C_v = v_n$ . Таким образом относительная скорость скольжения будет:

$$v_{or} = g \sin \alpha_1 (1 - f / \text{tg } \alpha_1) t + v_n$$

Перепишем это уравнение в дифференциальной форме:

$$dx_{\text{вот}} / dt = v_{\text{от}} = v_n - g \sin \alpha_1 (f / \operatorname{tg} \alpha_1 - 1) t . \quad (18)$$

Анализируя уравнение 18, можно видеть, что относительная скорость  $v_{\text{от}}$  изменяется по линейному закону относительно времени  $t$  и здесь возможны следующие случаи:

- $f / \operatorname{tg} \alpha_1 > 1$ , что соответствует  $f = \operatorname{tg} \varphi > \operatorname{tg} \alpha_1$ , т.е. угол  $\alpha_1$  меньше угла трения  $\varphi$ . Это говорит о том, что относительная скорость  $v_{\text{от}}$  будет непрерывно уменьшаться от  $v_{\text{от}} = v_n$  до  $v_{\text{от}} = 0$  и прекращение скольжения произойдет через некоторое время  $t_1$ . Согласно формулы 1 получим:

$$t_1 = v_n / g \sin \alpha_1 (f / \operatorname{tg} \alpha_1 - 1) ;$$

- $f / \operatorname{tg} \alpha_1 = 1$  в этом случае  $\alpha_1 = \varphi$ , а относительная скорость постоянна и равна  $v_{\text{от}} = v_n = \operatorname{const}$ ;

- $f / \operatorname{tg} \alpha_1 < 1$ , что соответствует  $\alpha_1 > \varphi$ , т.к.  $\operatorname{tg} \varphi < \operatorname{tg} \alpha_1$ . Это говорит о том, что относительная скорость будет:  $v_{\text{от}} = v_n + g \sin \alpha_1 (1 - f \operatorname{tg} \alpha_1) t$ , что говорит о непрерывно возрастающем скольжении частиц второго и др. слоев.

Чтобы определить абсолютное перемещение центра ядра, нужно проинтегрировать выражение 18, после чего будем иметь:

$$x_{\text{вот}} = v_n t - 1/2 g \sin \alpha_1 (f / \operatorname{tg} \alpha_1 - 1) t^2 + C_x .$$

Так как сыпучий материал находится под воздействием нормальной силы  $N_1$ , надо к переносному перемещению  $x_n = v_n t$  прибавить относительное  $x_{\text{вот}}$ , которое направлено противоположно вращению. Поэтому абсолютное перемещение будет:  $x_n - x_{\text{вот}} = 1/2 g \sin \alpha_1 (f / \operatorname{tg} \alpha_1 - 1) t^2$ .

Таким образом, абсолютное движение центра ядра сыпучего материала во времени изменяется по параболическому закону. Ось времени совпадает с осью  $O - O$  вращения конуса. Следовательно, представленный на рис.2 профильной проекцией конус трения с углом  $\beta_1$ , является касательным параболоида в точках окружности радиуса  $R$ .

Так как нормальная сила  $N_1 = N \sin \beta_1 = m \sin \beta_1 v_n^2 / \rho_1$  является составляющей центробежной силы, то создает дополнительную силу трения  $f m \sin \beta_1 v_n^2 / \rho_1$ , при этом суммарное относительное ускорение будет :

$dv_{\text{от}} / dt = g \sin(\alpha_1 - \varphi) / \cos \varphi - f m \sin \beta_1 v_n^2 / \rho_1$ , а движение возможно, когда  $\operatorname{tg} \varphi < \operatorname{tg} \alpha_1$  или  $\alpha_1 > \varphi$ .

При увеличении относительной скорости  $v_{\text{от}}$  ускорение  $dv_{\text{от}} / dt$  уменьшается до 0, движение становится равномерным по окружности с радиусом  $R$ , что соответствует выражению:

$$g \sin(\alpha_1 - \varphi) / \cos \varphi = f m \sin \beta_1 v_n^2 / R = \operatorname{tg} \varphi \sin \beta_1 m v_n^2 / R.$$

Отсюда определяется угол наклона образующих конуса трения  $\beta_1$ :

$$\sin \beta_1 = gR \sin(\alpha_1 - \varphi) / (mv_n^2 \sin \varphi).$$

Согласно рис.2 баланс массы сыпучего материала на внутренней поверхности конуса будет:  $Q = q_{дон} + q_{сх}$ , где  $Q$  - масса поступившего материала на коническую поверхность,

$q_{дон}$  - количество массы, задержанной на поверхности конуса,

$q_{сх}$  - количество массы, сошедшей с поверхности конуса.

При установившемся режиме работы метателя  $Q = const$ , тогда, продифференцировав уравнение по длине образующей конуса, получим:

$x dq_{дон}/dx + x dq_{сх}/dx = 0$ . Интенсивность схода сыпучей массы пропорциональна удельному поступлению, поэтому это выражение можно записать в другом виде:  $x dq_{дон}/dx = -\mu q_{сх} x$ , где  $\mu$  - коэффициент пропорциональности, зависящий от параметров, режима работы конуса и свойств сыпучей массы.

Разделив переменные и учитывая, что при  $x = 0$   $Q = (q_{дон} + q_{сх}) x$ , а при  $x = L$   $q_{дон} = q_{сх} x$ , после интегрирования по  $x$  в пределах от 0 до  $L$ , получим:  $q_{сх} = Q e^{-\mu x}$ , откуда определим длину образующей  $L$ :

$$L = \ln(Q / q_{сх}) / \mu.$$

Сыпучий материал снимается с кольцевой поверхности метателя специальным механизмом. Обладая энергией, равной  $E = 1/2 m \omega^2 R^2$ , находится в свободном поле (рис.3). Дифференциальное уравнение траектории полета частицы  $M$  в векторной форме будет:  $ma = F_{сг} + F_{тр}$ , где  $a$  - ускорение точки массой  $m$ ;  $F_{сг} = mg$  - сила тяжести;  $F_{тр} = kmv^2$  - сопротивление воздуха, направлено противоположно движению точки (можно принять, что сопротивление пропорционально  $v^2$ , если скорость находится в пределах от 0,2 до 240 м/с). Проектируя векторное уравнение на нормаль и касательную к ней в точке  $M$ , находим:

$$mdv_t/dt = -kmv^2 - mg \sin \alpha \quad \text{и} \quad mv^2/\rho = mg \cos \alpha \quad (19)$$

Здесь  $\rho$  - радиус кривизны траектории. Если принять бесконечно малым угол  $de$ , равным углу между касательными в двух близлежащих точках траектории, то траекторию можно выразить в дифференциальной форме:  $1/\rho = -d\alpha/d\sigma = dx/vdt$ , где  $v = d\sigma/dt$  - скорость точки, а  $\sigma$  - дуговая координата траектории. Знак "минус" получается потому, что угол  $\alpha$  уменьшается при увеличении дуговой координаты  $\sigma$ .

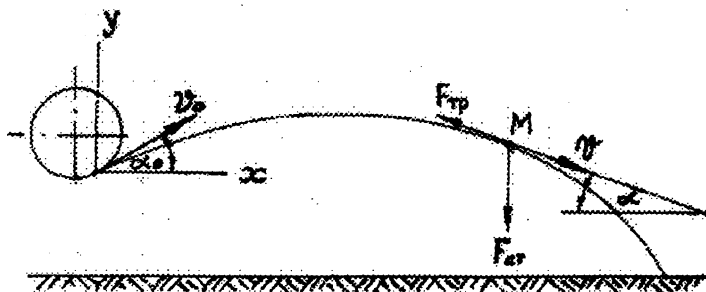


Рис. 3 Траектория движения материальной точки.

В связи с этим уравнение 19 можно переписать в виде:

$$dv / dt = - kv^2 - g \sin \alpha \text{ и } d\alpha/dt = - g \cos \alpha / v. \quad (20)$$

Исключив из этих уравнений  $dt$ , получим:

$dv/d\alpha = kv^3 / g \cos \alpha + v \operatorname{tg} \alpha$  или  $d(v \cos \alpha)/d\alpha = kv^3 / g$ , деля обе части этого уравнения на  $\cos^3 \alpha$  и разделяя переменные, получим:

$d(v \cos \alpha) / (v \cos \alpha) = (kd\alpha/g \cos^3 \alpha)$ . Полученное уравнение является точным для любых траекторий. Его можно записать в другом виде:

$$d(v \cos \alpha) / (v \cos \alpha)^3 = kd \alpha / g \cos \alpha \cos^2 \alpha \quad (21)$$

или

$$d\alpha / \cos^2 \alpha = (g \cos \alpha_0 / kv^3 \cos^3 \alpha) d\alpha \quad (22)$$

Находим  $dx = v_x dt = v \cos \alpha dt$ , подставив в это уравнение значение  $dt$  из 20, получим:  $dx = - (v^2/g) d\alpha$ . Внесем в это уравнение значение  $d\alpha$  из 22, получим:

$dx = - [v^2 g \cos \alpha_0 d(v \cos \alpha)] / kgv^3 \cos \alpha = - \cos \alpha_0 d(v \cos \alpha) / kv \cos \alpha$ , и, интегрируя его, находим величину  $x$ :  $x = (\cos \alpha_0 / k) \ln(v_0 \cos \alpha_0 / v \cos \alpha)$ , откуда получим:

$$v \cos \alpha = v_0 e^{-kx / \cos \alpha_0}, \quad (23)$$

где  $\lambda = kx / \cos \alpha_0$ .

Внесем найденное значение по 23 в уравнение 21, в результате получим:

$d e^{-\lambda} / v_0^2 e^{3\lambda} \cos^2 \alpha_0 = k d\alpha / g \cos \alpha_0 \cos^3 \alpha$ . Проинтегрировав его, получим:

$\operatorname{tg} \alpha = \operatorname{tg} \alpha_0 - g (e^{2\lambda} - 1) / 2kv_0^2 \cos \alpha_0$ . Так как  $\operatorname{tg} \alpha = dy / dx$ , это выражение можно переписать в виде:  $dy = [ \operatorname{tg} \alpha_0 - g (e^{2\lambda} - 1) / 2kv_0^2 \cos \alpha_0 ] dx$ . После интегрирования получим:  $y = x \operatorname{tg} \alpha_0 - g (e^{2\lambda} - 1 - 2\lambda) / 4k^2 v_0^2$ .

Это уравнение есть траектория движения материальной точки в воздушном пространстве. Если разложить величину  $e^{2\lambda}$  в ряд по степеням  $\lambda$ , получим:



Анализ эксплуатационных изломов по сечениям образования трещин показал, что все они носят усталостный характер и источником зарождения трещин являются литейные дефекты (шлаковые включения, усадочные и горячие трещины, газовые поры и др.). В процессе обработки материала все участки образования трещин закодированы (рис. 1).

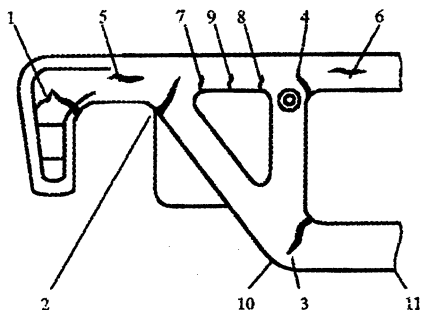


Рисунок 1 – Зоны образования трещин

Чтобы проследить за закономерностью появления дефектов по участкам рам собран материал по их диагностированию неразрушающими методами контроля при плановых видах ремонта. Материал по неразрушающему контролю с помощью феррозондовых установок по 1748 рамам показал, что при их диагностировании выбраковывается до 1,3% (0,013) от обследованных рам (табл. 1). При этом в большинстве случаев месторасположение дефектов, выявленных при контроле совпадает с зонами появления трещин в эксплуатации. Однако выявлены также и участки (7, 8 и 9), в которых дефекты при диагностировании обнаруживаются, а трещины в этих зонах в эксплуатации не возникают.

Поэтому, чтобы объяснить причину такого явления, произведена оценка напряженного состояния рамы для двух режимов нагружения: I и III. Первый режим (I) возникает при роспуске вагонов на сортировочной горке и их соударении друг с другом. Третий (III) режим возникает при движении вагонов по магистральным путям железных дорог со скоростями до 33 м/с (120 км/ч). Расчеты выполнены методом конечным элементов.

Расчетная схема по III режиму нагружения представлена на рис. 2. В силу симметрии конструкции и действующих нагрузок расчетная схема принята для 1/2 части рамы.