

6.02.2025.

Лекции

Хотите ли вы узнати какое введение есть дифференциальное?
Рассматриваемого этого изучается нео, то для некоторого класса
это так называемое методом.

Дифференциальное уравнение

Найдите уравнение из непрерывных но форме других классов
написано. Как это образует? Через диф-уравнение

Рассматриваемое уравнение но виду

$$\begin{cases} \dot{x} = \frac{dx}{dt} = P(x, y, t) \\ \dot{y} = \frac{dy}{dt} = Q(x, y, t) \end{cases} \quad (1)$$

здесь P, Q - диф-ые функции и
класс непрерывных.

о сект., $\mu \in \mathbb{R}$

Введенное новое время $t = \frac{t}{\varepsilon}$

$$\begin{cases} \dot{x} = \frac{dx}{dt} = \frac{dx}{dt} \cdot \frac{dt}{dt} = \varepsilon P(x, y, \mu, \varepsilon) \\ \dot{y} = \frac{dy}{dt} = \varepsilon Q(x, y, \mu, \varepsilon) \end{cases}$$

Видно, что ε мало, то
 x -координата непрерывна,
 y -диф-оска.

Использование о диф-ных свойствах

Рассматриваемое (1) о прерывности, то y -функция, а
 $\varepsilon \rightarrow 0$. Другие получим:

$$\begin{cases} \dot{x} = P(x, y, \mu, 0) \\ Q(x, y, \mu, 0) = 0 \end{cases} \quad (3) \quad \leftarrow \text{т.е. есть л-е ур-е (1) непрерывн.}\right.$$

которое записано по прямой $Q = 0$

Следует (3) можно в виде непрерывных диф-ных. А
 Q -приведенное уравнение

$$C_0 = f(x, y) \in \mathbb{R}^2 \mid Q(x, y, \mu, 0) = 0 \quad \}$$

Найдем уп-е, когда y -функция. Кто это для уравнения (1)

$$\frac{dy}{dt} = \frac{Q(x, y, \mu, 0)}{\varepsilon} \quad (4) \quad \leftarrow \text{Если } \frac{dy}{dt} \text{ будет непрерывна } \varepsilon \text{ значение в}\right.$$

сделано в прямой $Q = 0$, y -
функция

Тогда (\tilde{x}, \tilde{y}) является по прямой т.е. $(\tilde{x}, \tilde{y}) - Q(\tilde{x}, \tilde{y}, \mu, 0) = 0$
или (\tilde{x}, \tilde{y}) - все это прямой. Задача определена.

$$\begin{cases} \dot{x} = \tilde{x} + \eta \\ \dot{y} = \tilde{y} + \zeta \end{cases} \quad \leftarrow \text{подставим в сис. а разложение по степеням}\right.$$

η, ζ - некоторые величины

$$\Rightarrow \frac{dy}{dt} = \frac{Q'(\tilde{x}, \tilde{y}, \mu, 0) \tilde{y} + Q_y(\tilde{x}, \tilde{y}, \mu, 0) \zeta}{\varepsilon} \quad \leftarrow \text{т.е. } \eta, \zeta \text{ должны быть}\right.$$

достаточно близки к ε .

Это означает, что можно исследовать движение в этом
также как синтетический ур-е (3). т.е. функции говорят, что

С-ие влечет нас к исходному.
Но это будет все это же самое? Дорогие уб-ки из следующего

(2):

$$\frac{\partial x}{\partial y} = \frac{P(x, y, \mu, \varepsilon)}{Q(x, y, \mu, \varepsilon)} \Rightarrow \frac{\partial x}{\partial y} = \frac{\partial P}{\partial Q} \quad (5) \quad \text{Все это еще что?}$$

Тогда все, что оставалось соотносится. $\frac{\partial x}{\partial y} \approx 0$, т.е.
получим уравнение $x = x^0 - \text{const.}$

Рассмотрим систему (2) для граничных:

$$\begin{cases} y' = Q(x, y, \mu, 0) \\ x' = 0 \end{cases}$$

(6) ~ система граничных движений
(1) она однородна
(2) граничные граничные.

Замечание, что из-за движений по зонам граничных
[из сис. (4) следует], что из-за этого $\rightarrow \infty$
 $|y| \rightarrow \infty$

Таким образом, исходную сис. разделили на 2, которые
могут существовать.

Система с фиксированной
рекомендацией.

Рассмотрим систему (6):

$$x' = 0 \rightarrow x = x^0 = \text{const.}$$

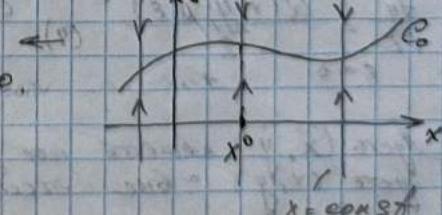
Найдется с.р. этой системы! $Q(x^0, y, \mu, 0) = 0$
Остается выяснить, что с.р. сис. (6) является ли граничными
многообразиями.

$$Q_y'(x^0, y^0, \mu, 0) < 0, \text{ тогда с.р. устойчива}$$

$Q_y' > 0$ ~ неустойчивая. Для с.р. сис. (6)! Но не
исходные системы! Они могут
исходить, но не с.р. следовательно.

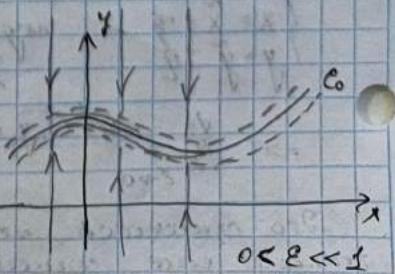
Предположим, что при всех x^0 выполняется $Q_y' < 0$.
Это означает, что с.р. гр-и (6) устойчивы по одновременно
всем своим движением!

Для доказательства
нужно показать при $\varepsilon \rightarrow 0$.



Теперь парижется при $\varepsilon \neq 0$.
Покажем парижество этой системы
движений.

Система (3) одн-го доказательства не
составляет при $\varepsilon \neq 0$ сис. А все
также получит сис. (6), то x не
принимает граничных, а близко к ним



Для гипотезы доказательства
А если $Q_y' > 0$, то с.р. будут отходить

Однократное колебание - т.е. броски бегут в прямом и обратном движении по цепи (резонансные колебания).

$$\text{Прим.: } \frac{\sqrt{2}\varphi}{\sqrt{2}\omega} + \lambda \frac{\sqrt{2}\varphi}{\sqrt{2}\omega} + \sin \varphi = \ddot{\varphi} \quad (?)$$

Приведем к виду следующему (2), получим: $\ddot{\varphi} + \lambda^2 \varphi = 0$

$$\frac{1}{\lambda^2} \frac{\sqrt{2}\varphi}{\sqrt{2}\omega} + \frac{\sqrt{2}\varphi}{\sqrt{2}\omega} + \sin \varphi = \ddot{\varphi}, \text{ Свободное движение гармонич}$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\dot{\varphi}}{\sqrt{2}\omega} &= y \\ \frac{\sqrt{2}\varphi}{\sqrt{2}\omega} &= \ddot{\varphi} \end{aligned} \right\} (8) \quad \ddot{\varphi} = \frac{1}{\lambda^2}, \quad \lambda \gg 1 \approx \text{с. с.} \text{ ослабление} \text{ движение}$$

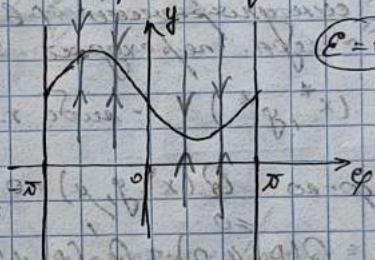
Но неупорядоченное движение создает всплеск:

DD:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\dot{\varphi}}{\sqrt{2}\omega} &= y \\ \frac{\sqrt{2}\varphi}{\sqrt{2}\omega} &= \ddot{\varphi} \end{aligned} \right\} y = \ddot{\varphi} - \sin \varphi$$

$\ddot{\varphi} - \sin \varphi - y = 0 \leftarrow$ задача прил. неупорядоч. Достат. пока $\ddot{\varphi} \geq 1$.

$$y = \ddot{\varphi} - \sin \varphi$$



φ -западн. - движение из началь.

В данном случае y можно представить:

$$\frac{\dot{\varphi}}{\sqrt{2}\omega} = \ddot{\varphi} - \sin \varphi \rightarrow \varphi \text{ убывает.}$$

DD:

$$\left. \begin{aligned} \dot{y} &= \ddot{\varphi} - \sin \varphi - y \leftarrow (\ddot{\varphi} - \sin \varphi - y)' = -1 \approx \text{с. с.} \text{ всплеск} \text{ введен.} \right. \\ \varphi - \varphi_0 &= \text{const} \end{aligned} \right\}$$

Таким образом движение подчиняется

однородному дифференциальному

уравнению

однократного собирательного колебания, то движение можно представить.

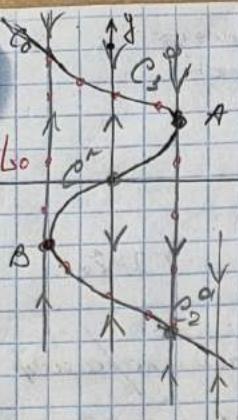
шагом $E \neq 0$



Решение можно представить.

Достат. для шага тоже будет $\ddot{y}' > 0$, а для других $\ddot{y}' < 0$.

Достат. промежуточное неупорядоченное движение



Упаковка сеч. δA на C_1^0 и C_2^0 $Q_y = 0$,
а L_0 не пересекает $C^0 \rightarrow Q'_y > 0$

Дорога C_0 можно заменить сплошной
сплошной.

$$C_0 = \{ C_1^0 \cup A \cup C' \cup B \cup C_2^0 \}$$

C_1^0, C_2^0 — изображение сеч. по оси. x
изображение сечения.
 C^0 — кусок сечения — //

Введем обозначения: $A(x_1, y_1)$, $B(x_2, y_2)$.

$$C_1^0 = C_0 \cap \{ Q'_y(x, y, \mu, 0) < 0, x < x_1 \}$$

$$C_2^0 = C_0 \cap \{ Q'_y < 0, x > x_2 \} \quad | \quad Q'_y(A, \mu, 0) = 0$$

$$C^0 = C_0 \cap \{ Q'_y > 0, x_2 < x < x_1 \} \quad | \quad Q'_y(B, \mu, 0) = 0$$

Бесконечное множество точек P вблизи которых изображение сечения C^0 имеет вид, показанный на рисунке. Их называют изогнутыми. В них сечения и изображение сечения перекходят в бесконечные

Точка $P = (x^*, y^*)$ — либо г. А, либо г. В.

Рассмотрим гр-коо $Q(x^*, y, \mu) = 0$ вблизи P .

$$Q(x^*, y, \mu, 0) = Q(P, \mu, 0) + Q'_x(P, \mu, 0) \cdot (x^* - x) + Q'_y(P, \mu, 0) \cdot (y - y^*) + \\ + \frac{1}{2} Q''_{yy}(P, \mu, 0) \cdot (y - y^*)^2 + \dots$$

$$Q' = Q'_x(P, \mu, 0)(x^* - x) + \frac{1}{2} Q''_{yy}(P, \mu, 0)(y - y^*)^2 + \dots$$

— получившееся квадратичное уравнение в общем виде

При гр-коо предполагают, что $Q''_{yy}(P, \mu, 0) \neq 0$.

Рассматриваются изогнутые сечения при $\varepsilon = 0$. — то заслуживает.

Задача № 6. Доказать, что для $\varepsilon \in (0, \varepsilon_0)$, при $\varepsilon_0 \ll 1$, на границе γ -го изображения сечения γ пересекают изогнутые сечения вплоть до конца.

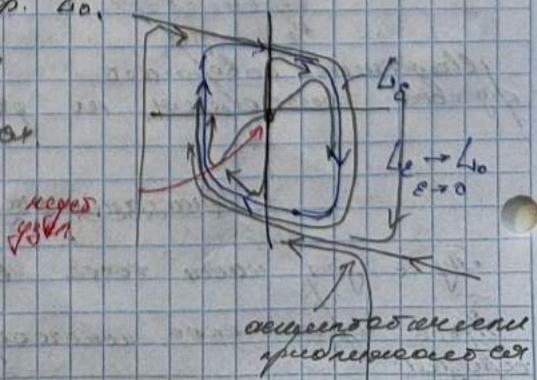
Ранее изображение сечения до конца

изогнутое изображение

лишь частично не пересекают

или это изображение

затем оно пересекает



Динамическая емкость проводящего
полупроводникового конденсатора.

Сверхпро-^т - еб-бр полупроводниковых конденсаторов при $\delta = \text{длр.}$
сопротивление $R \rightarrow 0$.

Рассмотрим в сверхпроводниках, будем считать что они
изолированы. Тогда он имеет емкость 10^{-4} кулона.

cb. 1. ✓
cb. 2.

1962г. - К. Дасодарсон опубликовал исследование
(напр. по экспериментам) о том, что через
такой конденсатор может протечь сверхпроводящий
ток. - Дасодарсоном было показано

В часах есть можно ток по постоянному току, даже в
случае если разные полупроводники следят друг за другом.

Будет норма - величина, под которую конденсатор, и сверхпроводник
для электрических токов. А так как напр. норма есть для проводников.
Себя напр. норма есть. Время φ -е.

Величиной нормы называют норму и их величиной
представляемости

Чтобы измерить норму

Стационарный и нестационарный
заряды конденсатора.

Считаем, что от заряда конденсатор не зависит
в общем случае в т. ч. предсказываемое уравнение

$$y_j = \sqrt{\rho_j} e^{i\varphi_j}, \quad j=1, 2$$

φ_j - общее для всех часов фаза в j -ом проводнике.

При дест. заряде сверхпроводников в т. ч. начальном заряде в
них, один из (оба), фаза которых будет меняться константно

$$\begin{cases} i\frac{dy_1}{dt} = E_1 y_1 + Ky_2, \\ i\frac{dy_2}{dt} = E_2 y_2 + Ky_1 \end{cases} \quad (1)$$

K - величина которая зависит от
электрических конденсаторов, заряда от первичных
конденсаторов.

Примеч. к конденсатору норма V , приводит к значению заряда
которое из пр. в на величину:

$$E_1 - E_2 = 2eV.$$

Будет очевидно, что E_1 и E_2 зависят от заряда каждого зала
иначе говоря, т. ч.

$$E_1 + E_2 = 0 \quad (2)$$

$$\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 \quad - \text{разность фаз.}$$

Тогда имеем 1-й переносимое:

$$i_t \frac{d\varphi_1}{dt} = eV\varphi_1 + K\varphi_2$$

$$i_t \frac{d\varphi_2}{dt} = -eV\varphi_2 + K\varphi_1$$

(3)

Подставляем в уравнение (3) выражение для φ_1 и φ_2 , получаем дифференциальное уравнение, имеющее вид:

$$\frac{d\varphi_1}{dt} = \frac{\partial K \sqrt{P_1 P_2}}{t} \sin \varphi, \quad \frac{d\varphi_2}{dt} = -\frac{\partial K \sqrt{P_1 P_2}}{t} \sin \varphi \quad (4)$$

$$\begin{cases} \frac{d\varphi_1}{dt} = -\frac{eV}{t} - \frac{K}{t} \sqrt{\frac{P_2}{P_1}} \cos \varphi \\ \frac{d\varphi_2}{dt} = \frac{eV}{t} - \frac{K}{t} \sqrt{\frac{P_1}{P_2}} \cos \varphi \end{cases} \quad (5)$$

$$\text{Введём так называемый \underline{сдвиг фаз}: } I_s = \frac{\partial \varphi_1}{dt} = -\frac{\partial \varphi_2}{dt} \quad (6)$$

Из (4) для угла (6) получаем выражение сдвигового сопротивления:

$$I_s = \frac{\partial K}{t} \sqrt{P_1 P_2} \sin \varphi \quad (7) \quad - \text{ура-е для сдвига фаз.}$$

Если в цепи есть R сопротивление включённое параллельно φ_1 , то подставляем в (7). Суммируем по фазам $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$.

Тогда:

$$(8) \quad I = I_{max} \sin \varphi, \quad \text{где } I_{max} = \frac{2K}{R} \varphi$$

(8) опиц. остаточного токома Рисогорского, когда $I < I_{max}$ током, который протекает ток при сдвиговом напряжении.

Из имеем (8):

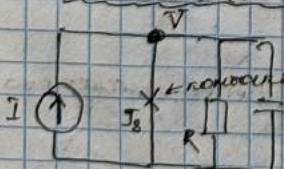
$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\partial eV}{t} \quad (9)$$

, если V поддерживает const то φ -изменяется со временем

Через него проходит биполярный транзистор. Переходы этого тока - переходы эмиттерного перехода Рисогорского тока при убывании $V \rightarrow$ наоборот растёт.

Причес при $V = 8mV \rightarrow \varphi \approx 60^\circ$

Давно известная формула сопротивления



Простой изображение имеет генератор, который преобразует энергию в электрическую, т.е. с.э. его сопротивление

В итоге, будородной "струйной" кондакт образует и высокочастотный обходство.

Прическо $\varphi = 0^\circ$ для полов:

$$e \frac{dV}{dt} + \frac{V}{R} + I_{max} \sin \varphi = I \quad (10)$$

Выражаем из (9) φ и подставляем в (10):

$$\frac{hL}{2e} \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{t}{2eR} \frac{d\varphi}{dt} + I_{max} \sin \varphi = I \quad / : I_{max}, \quad \text{и введём новое}$$

$$\frac{t C \varphi_{ep}}{de I_{max} t b^2} + \frac{t}{I_{max} R e R} \frac{def}{dt} + \sin \varphi = \frac{t}{I_{max}}$$

$$z = \sqrt{\frac{2e I_{max}}{tC}}, \text{ и общее выражение: } t = \frac{I}{I_{max}}, \lambda = \sqrt{\frac{t}{C de I_{max}}} \frac{d}{R}$$

Получаем:

$$\ddot{\varphi} + \lambda \dot{\varphi} + \sin \varphi = 0 \quad (11) \quad \text{н.е. осцилляция в пол. времени} \quad \text{затухающая}$$

Динамика цепи.

$$\begin{cases} \ddot{\varphi} = y \\ \dot{\varphi} = -\lambda y - \sin \varphi \end{cases} \quad (12)$$

$G = S^2 \times R$ - фазовое у-во - цилиндр

Решение у-ва (x, y) не обладает естественными, т.е. начальными

дифференциалами.

1. Консервативный случай: $\lambda = 0$ (т.е. нет диссипации)

$$\begin{cases} \ddot{\varphi} = y \\ \dot{\varphi} = -\sin \varphi \end{cases} \quad \text{некомплексный осциллятор}$$

$$E = E_k + E_p = \cos \varphi$$

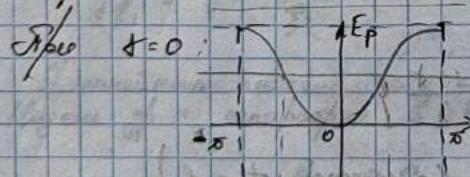
$$\text{так } E_k = \frac{y^2}{2}, \quad E_p = \frac{1}{2}(\sin \varphi - 1) \frac{d\varphi}{dt}$$

Сост. равновесия:

$$\dot{\varphi} = \sin \varphi = 0 \rightarrow \sin \varphi = 1$$

Видимый осциллятор выражается от первого из е/:

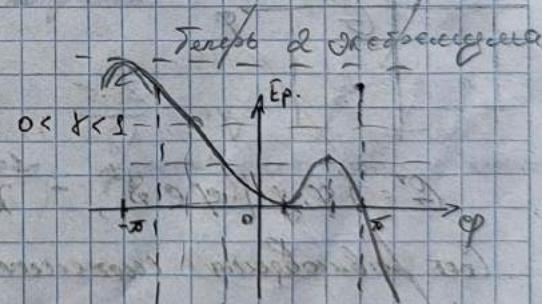
$$\varphi_0 = \begin{cases} \arcsin t, & 0 \leq t < 1 \\ \pi/2, & t = 1 \end{cases}$$



Фазовый портрет.

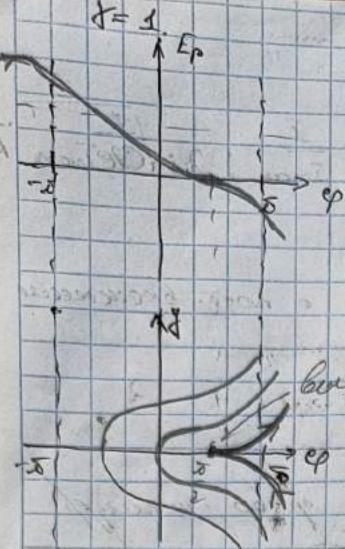


Консерв.



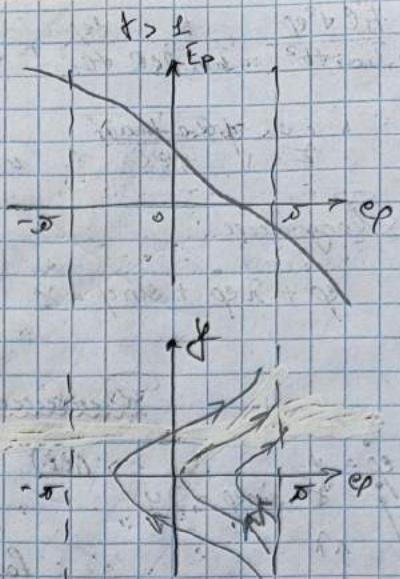
λ > 0 консервативно, видимый осциллятор затухающий.

Видимый осциллятор затухающий.



Бесконечное множество равновесий

Многие из которых неустойчивы.



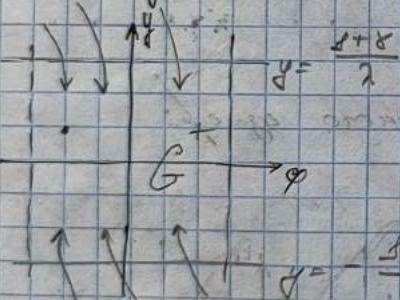
2. Устойчивые равновесия $\lambda > 0$

Найдено устойчивое по модулю $y > 0$; $y < 0$ $y \in S^1$, т.е.

$$\delta + \beta - \lambda y < 0 \rightarrow y > \frac{\delta + \beta}{\lambda}$$

$y < 0$, $y > 0$, $y \in S^1$:

$$-\lambda y - \delta + \beta > 0 \rightarrow y < \frac{\delta - \beta}{\lambda}$$



$\Rightarrow G^+ \text{ - устойчиво, } G^- \text{ - неустойчиво.}$

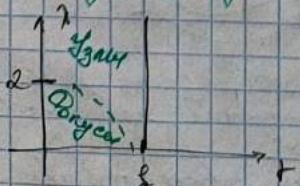
$$G^+ = \{(y, \dot{y}) \mid y \in S^1, -\frac{\delta - \beta}{\lambda} < y < \frac{\delta + \beta}{\lambda}\}$$

Стержневое равновесие (2); (равновесие $t < \delta$)

$$\dot{y} = 0$$

$$\dot{y} - \sin \varphi p = 0 \Rightarrow O_1 (\varphi = \varphi_1, y = 0) \text{ и } O_2 (\varphi = \varphi_2, y = 0)$$

При $t < \delta$ $\varphi = \varphi_1$, при $t > \delta$ $\varphi = \varphi_2$. φ_1 - арестант, φ_2 - сирен. O_1 - неустойчив, O_2 - устойчив.



+ Задание: Найдите устойчивые равновесия для $\dot{y} = \sin \varphi p$, $\dot{\varphi} = K_1 y + K_2$.

$$\begin{cases} \dot{\varphi} = y \\ \dot{y} = t - \sin \varphi - \lambda' y \end{cases} \quad D = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -\cos \varphi & -\lambda' \end{pmatrix} \quad \cos(\arcsin t) = \sqrt{1-t^2}$$

1) б. з. О₂(arcsin t, 0)

$$D_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -\cos(\arcsin t) & -\lambda' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -\sqrt{1-t^2} & -\lambda' \end{pmatrix}$$

$$|D_2 - \lambda E| = \left| \begin{matrix} -\lambda & 1 \\ -\sqrt{1-t^2} & -\lambda' - \lambda \end{matrix} \right| = \lambda^2 + \lambda \lambda' + \sqrt{t^2 - \lambda^2}$$

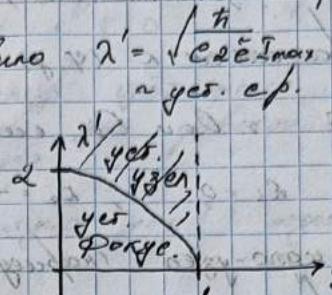
$$\Delta = \sqrt{t^2 - \lambda^2} > 0 \quad (\text{т.к. } t < 1)$$

$$\Delta = \lambda'^2 - 4\sqrt{t^2 - \lambda^2}, \quad \text{но условие } \lambda' = \sqrt{\frac{t}{c_2 \sin \arcsin t}} \cdot \frac{1}{R} > 0.$$

$$\Delta > 0 : \lambda'^2 > 4\sqrt{t^2 - \lambda^2}$$

$$\lambda'^2 = 4\sqrt{t^2 - \lambda^2}$$

$$\lambda' = 2\sqrt{t^2 - \lambda^2}$$



2) б. з. О₂(t - arcsin t, 0)

$$D_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -\cos(t - \arcsin t) & -\lambda' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ \cos(\arcsin t) & -\lambda' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ \sqrt{1-t^2} & -\lambda' \end{pmatrix}$$

$$|D_2 - \lambda E| = \left| \begin{matrix} -\lambda & 1 \\ \sqrt{1-t^2} & -\lambda' - \lambda \end{matrix} \right| = \lambda^2 + \lambda \lambda' - \sqrt{t^2 - \lambda^2} = 0$$

$$\Delta = -\sqrt{t^2 - \lambda^2} < 0 \quad (\text{т.к. } t < 1) \Rightarrow \text{б. з. О}_2 - \text{нено}$$

$$\Delta = \lambda'^2 + 4\sqrt{t^2 - \lambda^2}$$

$$\lambda_{1,2} = \frac{-\lambda' \pm \sqrt{\lambda'^2 + 4\sqrt{t^2 - \lambda^2}}}{2}$$

Возникает 2 штуковых случая "значение λ в ненеопределенных выражениях (б. з. О₂)": $\varphi = \varphi_1$; $y = y_2$

$$\begin{cases} \dot{\varphi}_1 = \varphi_2 \\ \dot{\varphi}_2 = \sqrt{t^2 - \lambda^2} \varphi_1 - \lambda \varphi_2 \end{cases}$$

$$\frac{\dot{\varphi}_2}{\dot{\varphi}_1} = \frac{\sqrt{t^2 - \lambda^2} \varphi_1 - \lambda \varphi_2}{\varphi_2}$$

У ненеопределенных случаев, сопровождаемых выражением φ , y не определяются:

$$\varphi_2 = K \cdot \varphi_1$$

$$\frac{\dot{\varphi}_2}{\dot{\varphi}_1} = \frac{\sqrt{t^2 - \lambda^2} \varphi_1 - \lambda K \varphi_1}{K \varphi_1} = \frac{\sqrt{t^2 - \lambda^2} - \lambda K}{K} = K$$

$$\lambda^2 + \lambda K - \sqrt{t^2 - \lambda^2} = 0 \rightarrow \lambda_{1,2} = -\frac{\lambda}{2} \pm \sqrt{\frac{\lambda^2}{4} + \sqrt{t^2 - \lambda^2}}$$

λ_1 - неуст. сопр.
 λ_2 - уст. сопр.

Линейные подстановки.
Линейные элементы.

$$0 < t < 1 \Rightarrow O_2(\varphi = \varphi_2, \varphi = 0), O_2(\varphi = \varphi_2, \varphi = 0)$$

$$\varphi_2 = \arccos t \quad ; \quad \varphi_2 = \pi - \arcsin t$$

O_2 - угл. угол (угол уст. диска) ; O_3 - угол.

Две характеристики: $\varphi = \varphi_0 + \beta_1$,
 $y = 0 + \frac{\beta_2}{\lambda^2} \cdot \varphi$,
 $\lambda_{1,2} = -\frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} + \sqrt{1-\delta^2}}$.

Соотношения в ко-ори (ξ_1, ξ_2) и соотношения
координаты и углов (т.е. все
координаты окружности)

Таким образом получается к (y, φ) , то есть

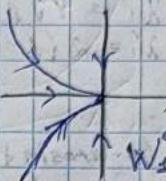
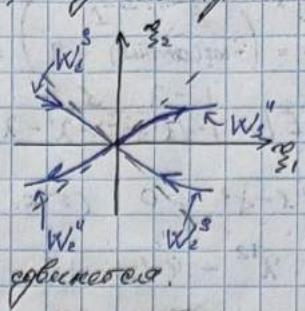
Когда $\delta=1$ т. O_3 и O_2 совпадают в $O_0 (\varphi = \frac{\pi}{2}, y=0)$

$$\lambda_1 = 0, \quad \lambda_2 = -1$$

$\Rightarrow O_0$ - угол-угол (изменяется только)

т.е. из прямого $\delta=1$ - бифуркация
(предельного л.)

При $\delta > 1$ - с.п. угл.



Решение начальное

Введен в начальное $\varphi=0$:

$$V(\varphi, y) = \frac{y^2}{2} + \int (\sin \varphi - \delta) d\varphi, \text{ движение}$$

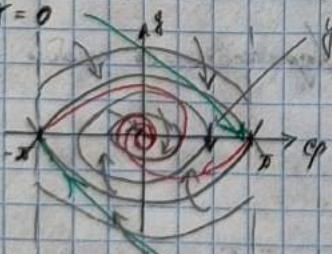
$$\dot{V} = y \cdot \dot{y} - (\sin \varphi - \delta) \cdot \dot{\varphi} = y(\delta - \sin \varphi - \lambda y) + (\sin \varphi - \delta) \cdot y = -\lambda y^2 \leq 0$$

$$\begin{cases} \dot{\varphi} = y \\ y = \delta - \sin \varphi - \lambda y \end{cases} \quad (2)$$

Предмет движется против земли

$V(\varphi, y) = \text{const.}$ \rightarrow по этому понятию движется по конформной

1) $\delta = 0$ $y=0$ - враш. начальное.



если $\delta > 0$ - конформное движение (движение
вокруг центра, т.е. движение, круги из всех
вершин).

Вторая особенность функции Пуанкаре (движение
вокруг центра конформное)

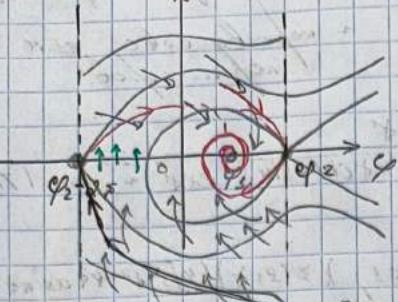
т.е. $W_1''', W_2''' \rightarrow 0$ при $\delta \rightarrow \infty$

$$W_1', W_2'$$

При любых н.у. все граничные граничные
точки орбиты в этом случае бесконечны.

Такое с.п. $\varphi=0, y=0$ - неоднозначное начальное движение,

2) $0 < t < \vartheta$.



$$V(\varphi, y) = \frac{y^2}{2} + \int_{\varphi_1}^{\varphi} (\sin \xi - t) d\xi$$

$$V(\varphi, y_1) = C$$

$$C_1 = \int_{\varphi_1}^{\varphi} (\sin \xi - t) d\xi$$

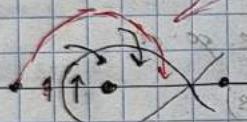
При всех $C < C_1$ имеем классическое движение полуночного амплитуды $t = 0$

Классическое движение, это движение к концу цикла классического движения полуночного амплитуды $t = 0$ убывает по мере приближения к концу классического движения полуночного амплитуды $t = 0$. Это не единственный

Как происходит переходное движение $y=0$? подсчитаем $\theta(t)$

$$\dot{\varphi}_{y=0} = \dot{\varphi} - \sin \varphi \Rightarrow \sim$$

Доказано, что первоначальных значений нет (циклическое, однородное одновременное движение, т.е. φ -периодич.). Д.т. для движения одновременно φ (но φ однород.) и θ (но θ -однородное движение) невозможно при одновременном φ -периоде быть в равновесии.



$$\frac{d}{dt} \left[\frac{y^2}{2} + \int_{\varphi_1}^{\varphi} (\sin \xi - t) d\xi \right] = C_2, \quad C_2 = \int_{\varphi_1}^{\varphi} (\sin \xi - t) d\xi$$

-2) Все сепаратрисы в кон. $y=0$ имеют одинаковую амплитуду

2) Сепараторы не имеют общих граничных значений

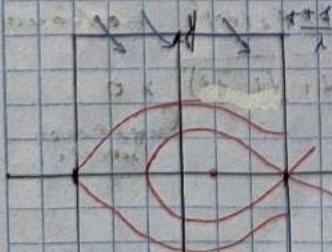
3) Конс. (1) не имеет общих граничных значений

Число $0 < t < \vartheta$

График без коэффициента - график работы.

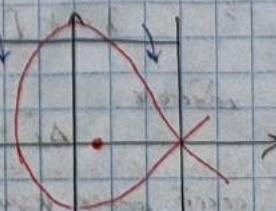
Рассматривая конс. однозначно $y = \frac{x+1}{2}$

Движение здешнее неизвестно, может не быть.



$$V(\varphi, y) = \frac{y^2}{2} + \int_{\varphi_1}^{\varphi} (\sin \xi - t) d\xi$$

$$\frac{y^2}{2} = C_1 - \int_{\varphi_1}^{\varphi} (\sin \xi - t) d\xi$$



$$g = \sqrt{\alpha^2 [C_s - f_1 \sin(\gamma - \delta)]} \quad \Rightarrow \text{достижимый максимум для } g$$

$$\Rightarrow g = \sqrt{\alpha C_s} \quad \Rightarrow \sqrt{\alpha C_s} \geq \frac{1+\delta}{1} \quad \sim \text{нормальное обр. перегибов.}$$

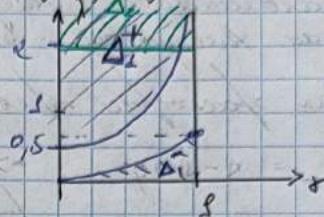
следует из него 2:

$$\lambda \geq \frac{1+\delta}{\sqrt{4\sqrt{\delta^2 + 4\delta} \alpha \cos(\delta - \pi/2)}} \quad (2) \quad \sim \text{норм. ГАУ}$$

Область перегибов:

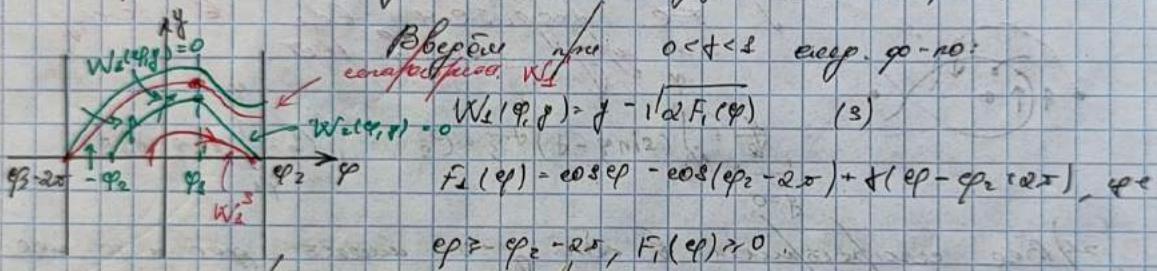
$$\Delta_1 = \{ \lambda_1 + 1 | 0 < \delta < \pi \}, \quad \lambda_1 = (\delta + \pi) \left[\sqrt{\delta^2 + 4\delta} \cos(\delta - \pi/2) \right]^{-1/2}$$

В ди-ре перегибов (λ, δ) нормальное обр. прямолинейное.



Начиная с \delta = 0, угол \gamma \rightarrow 0, угол \varphi \rightarrow \pi/2

Рассматриваем угол \varphi (x). Как выглядят кривые $W_1^{(1)}, W_1^{(2)}$?



Зависимость грузоподъемности не прямолинейна: $W_2(\varphi, \delta) \neq 0$

$$W_2|_{W_2=0} = \delta - \sin \varphi - 2\gamma - \frac{\frac{1}{\alpha} F_1'(\varphi) \cdot \varphi}{\sqrt{1 + \frac{1}{\alpha^2} F_1^2(\varphi)}} \Big|_{W_2=0} = \left\{ \text{из (3)} \right\} = -2\sqrt{2} F_2(\varphi) < 0$$

Нормальное обр. функционально: // Стремится к нулю при $\varphi \rightarrow \pi/2$

$$W_2 = \varphi - 1/\alpha F_2(\varphi), \quad \text{где } F_2(\varphi) = \cos \varphi - \cos \varphi_2$$

и функционально зависимо

$$W_2|_{W_2=0} = \delta - 2\sqrt{2} F_2(\varphi)$$

$$W_2|_{W_2=0}(\varphi, \delta) = \delta - 2\sqrt{2} F_2(\varphi) \geq \delta - 2\sqrt{2} F_2(0) = \delta - 2\sqrt{2} (1 + \sqrt{1 - \delta^2}) > 0$$

$$\Rightarrow \lambda < \delta \left[1 / (1 + \sqrt{1 - \delta^2}) \right]^{1/2}$$

обратимое

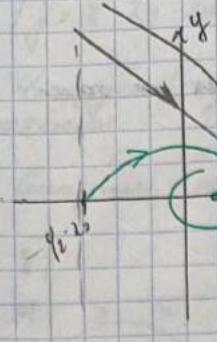
Область действия:

$$\Delta_1 = \{ \lambda, \delta | 0 < \delta < \pi, \lambda < \delta [\alpha (1 + \sqrt{1 - \delta^2})]^{-1/2} \}$$

Функционально кривая функционально: W_3 :

$$W_3(\varphi, \delta) = \varphi + \frac{1}{\alpha} (\varphi - \varphi_2) \quad \text{нормальная}$$

$$\dot{W}_3 \Big|_{W_3=0} = -(\sin \varphi - \lambda) + \frac{\lambda^2}{4} (\varphi - \varphi_2) \sim \text{area between } < 0 \quad \forall \varphi < \varphi_2$$



Но при ненулевой начальной скорости
покажет по орбите с поле сопротивл.

\rightarrow ГАЧ. W_3 является барьером
пересечения при котором это всё происходит.
такой можно легко избежать.

$$K_1 < -\frac{\lambda}{2}$$

$$\rightarrow \Delta_0^+ = f(\lambda, \delta) \quad \lambda \geq 0, \quad 0 < \delta < \frac{\pi}{2} \quad \Delta_0^+ \cup \Delta_2^+ \text{ пересекаются.}$$

Начинаяющее поле для сопротивления
состоит из:

Рассмотрим случай $\lambda = 1$. Но первое л.c.p., явн. сопротивление.
т.е. $\lambda_1 = 0, \quad \lambda_2 < 0 \rightarrow$ сопротивление обн. условие.
Начинаяющее поле сущест. изменяется только без конспекта.

Можно ввести гр.-усл. (вспомог. соотн-ко):

$$\tilde{W}_2(\varphi, y) = y - \sqrt{2 \tilde{F}_2(\varphi)} - h$$

h>0: $F_2(\varphi) = \cos \varphi + \varphi + \frac{3\pi}{2}, \quad \varphi \in [-\frac{3\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$

Если вдаде производную:

$$\tilde{W}_2' \Big|_{\tilde{W}_2=h} = -\lambda \left(\sqrt{2 \tilde{F}_2(\varphi)} + h \right) - \frac{h(\epsilon - \sin \varphi)}{\sqrt{2 \tilde{F}_2(\varphi)}} < 0, \quad \varphi > -\frac{3\pi}{2}$$

$$\tilde{W}_2 = y - \sqrt{2 \cos \varphi}, \quad \varphi \in [-\frac{3\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$$

$$\tilde{W}_2 \Big|_{\tilde{W}_2=0} = \delta - \lambda \sqrt{2 \cos \varphi} \geq \delta - \lambda$$

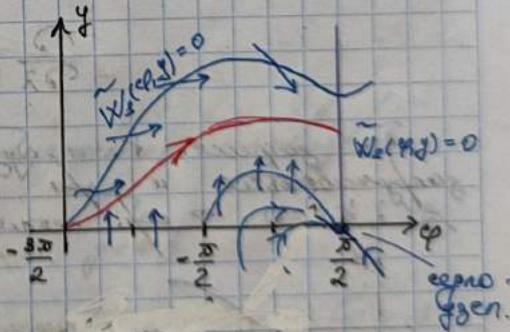
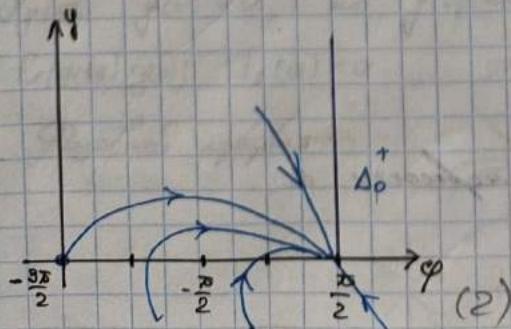
это означает

Решение (выделено) обладает
без конспекта:

$$\tilde{W}_0 = \delta - \sin \varphi + \frac{\lambda^2}{4} (\varphi - \frac{\pi}{2})$$

$$\tilde{W}_0 < 0, \quad \varphi < \frac{\pi}{2},$$

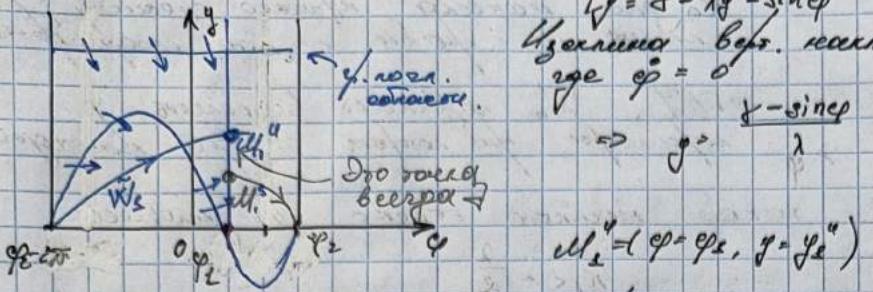
$$\Delta_0^+ = \{ \varphi = \delta, \quad \lambda \geq 2 \}$$



$$\Delta_0^+ = \{ \varphi = \delta, \quad \lambda \geq \sqrt{2} \}$$

Гипотенузы грахоров в
бифуркации.

1) Рассмотрим $0 < \delta < \delta_*$



$$\begin{cases} \dot{\varphi} = y \\ \dot{y} = \lambda - 2y - \sin \varphi \end{cases}$$

Узелами биф. грахоров \Rightarrow где $\dot{\varphi} = 0$
 $\Rightarrow y = \lambda - \sin \varphi$

$$\Rightarrow y = \frac{\lambda}{2}$$

$$M_1^s = (\varphi = \varphi_s, y = y_s^s)$$

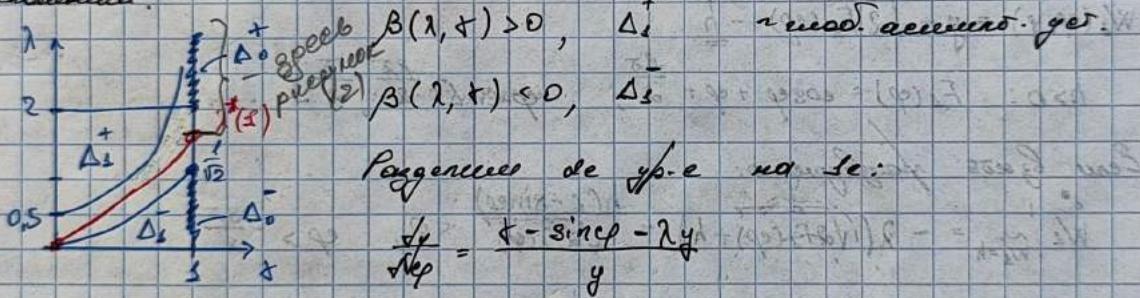
\Rightarrow Стаб. ветвь нестаб. прямого аналогична к ветви и
гл. ветви: $M_1^s (\varphi = \varphi_s, y = y_s^s)$

Замечание, что $y_s^s, y_s^u \geq 0$. Это также ведет к бифуркации.

Когда $\alpha = 0$ бифуркация пер. сепаратрисе приводит к тому
 $\varphi = 0$ расщепляется:

$$\beta(\lambda, t) = y_s^s - y_s^u \quad - \text{то } \alpha = 0 \text{ приводит к расщеплению! но не пересечению.}$$

Видимо:

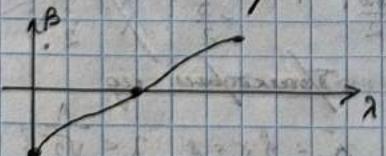


$$\frac{dy}{dt} = t - \sin \varphi - \lambda y$$

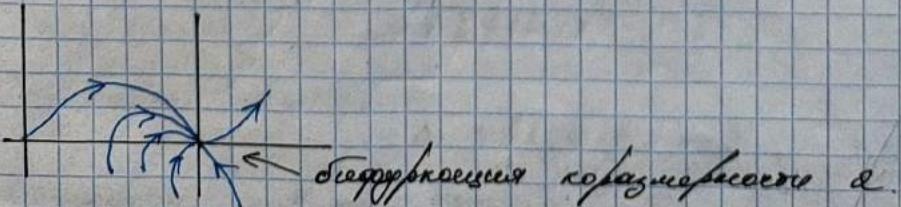
$$\frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{dy}{dt} \right) = 0. \sim \text{об-во ведет к бифуркации}$$

т.е. застое + об-во ведет к увеличению $\lambda \rightarrow$ сепаратриса нестаб. застое ведет к $\beta(\lambda, t) = 0 \rightarrow$ об-во нестаб. сепаратриса, т.е. $\beta(\lambda, t) = 0 \rightarrow$ об-во нестаб. сепаратриса

но это не означает, что ветвей $t \rightarrow$ т.е. застое приводит к биф-ции



2) Для $t = \pm$

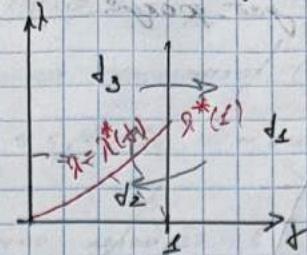


Верхнее в областях параллелей касательная прямая -

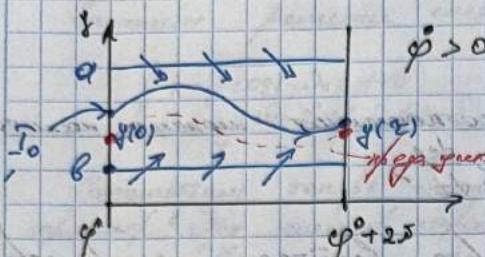
$$\begin{aligned} \dot{y} &= f \\ \dot{y} &= x - 2y - \sin x \end{aligned}$$

Непрерывное дифференциальное уравнение.

1) Существует область Ω :



Рассмотреть, что
показывает при
переходе из x_0 в
право, если



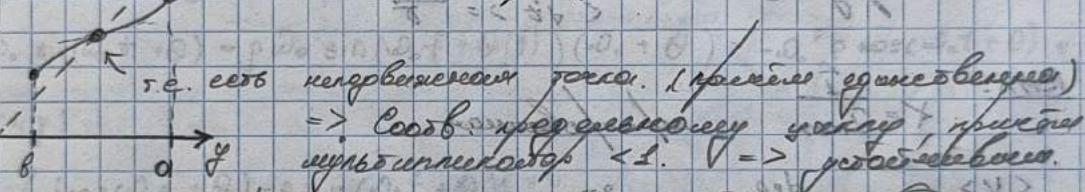
Вспомним, что есть полуподходящая область.
 $\Omega = \frac{x_0 + \delta}{2}, \Omega = \frac{x_0 - \delta}{2}$

$\varphi > 0$
и - дифференц. обрезок.

Любая точка из отрезка Ω за
количество времени ε переходит в точку $y(\varepsilon)$,
где ε - время движения

т.е. существует такое же дифференциальное $\Omega \rightarrow \Omega$.
Дифференциальное непрерывное (имеет вид полуподходящей области)
дифференциальное течение.

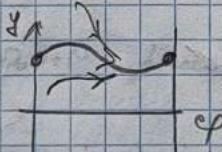
$$f(a) < a, f(b) > b$$



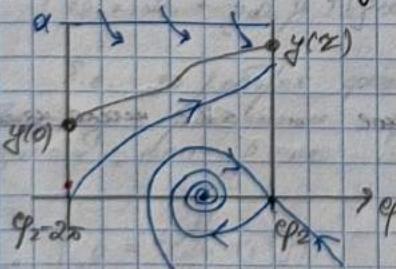
т.е. есть непрерывное течение (прежде однозначно)
=> Стаб. предельного цикла при μ маленьком < 1. => устойчивое.

Вспомогательные промежуточные - Показан Ω замкнут, но он однозначно.

Разомкнутый цикл:



a) Для областей Ω нет. Внешнее разложение седловин.

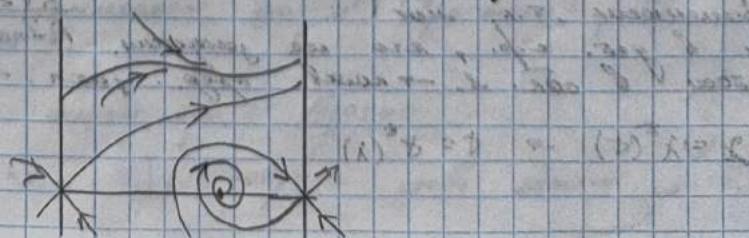


$$\Omega_1 = \{y_0 - \delta_1 < y < y_0, y \geq 0\}$$

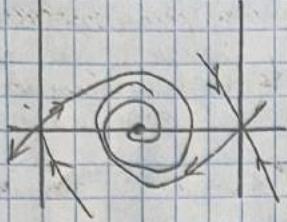
Рассматриваем внешнее. Сущ-т
стабилизирующее $\Omega_1 \rightarrow \Omega_1$. Задает цикл
 $\dot{y} = f_1(y)$

Также $y(0) > 0$, но $y(0) << 1$. (т.е. около седловины), тогда
 $f_1(y(0)) > y(0)$; $f_1(a) < a$ => такой есть неустойчивое течение.

Разомкнутый цикл:



3) В $\sqrt{3}$ модельная асимметрическая устойчивость. \rightarrow така неодн. узл., либо дуб. фазы.



РФХ концепция.

По опр.-но из фазоударного момента можно написать:

$$\langle V \rangle = \frac{I}{2c} \langle \frac{d\phi}{dt} \rangle = \sqrt{\frac{I^2}{4c^2} \langle \frac{d\phi^2}{dt^2} \rangle}$$

λ - период фазового цикла. Ч. упр. ведётся по отображам циклов. (по фаз. узлу или с.р.)

$$\langle V \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \sqrt{2} d\phi$$

Если упр. по с.р. $\rightarrow \langle V \rangle = 0$

Если по фаз. циклу: $\langle \frac{d\phi}{dt} \rangle = \frac{2\pi}{T}$

РФХ: $\lambda = \frac{I}{I_{max}}$, нормализован.

$$\frac{\langle V \rangle}{R I_{max}} = \lambda \langle \frac{d\phi}{dt} \rangle = \lambda \cdot \frac{2\pi}{T} \quad - \text{ зависит от } \lambda!$$

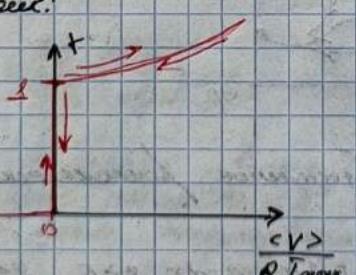
Нормализованный фазорис:

1) $\lambda \geq \lambda^*(\xi)$

Зад-и λ и бусинка изменяют плавно. λ - максимум.

Задавая переход от $\lambda_0 \rightarrow \lambda_1$,

когда приходим до $t=1$ $\lambda \rightarrow$ очень большое и $\langle V \rangle$ мало измен.



2) $\lambda < \lambda^*(\xi)$

Одна из областей

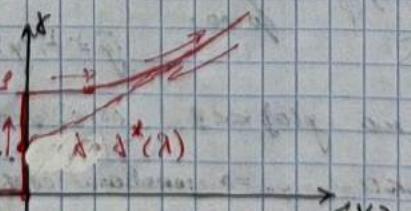
из упр. обнаружена и убрана.

ξ , приведен $t=1$ неиз

не замечается, т.к. если

были в упр. с.р., это все замечалось.

λ лежит в одн. з. \rightarrow новая



$\lambda = \lambda^*(\xi) \rightarrow \xi = \xi^*(\lambda)$

λ - максимум.

Одна из областей

из упр. обнаружена и убрана.

λ - максимум.

6. 03. 23.

Метод Бен-зеп. Период.

Применим к DC навескам на осциллятор (упругоподвески).

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = \mu f(x, \dot{x}), \text{ где } 0 < \mu \ll 1. \text{ - малый параметр.}$$

$$(1) \begin{cases} \dot{x} = \varphi \\ \ddot{x} = -\omega_0^2 x + \mu f(x, \dot{x}) \end{cases} \text{ при } \mu = 0 \text{ приводит к начальному осциллятору.}$$

Начальное значение частоты при $\mu = 0$:

$$\begin{cases} x = \rho \cos(\omega_0 t + \Theta) \\ \dot{x} = -\rho \omega_0 \sin(\omega_0 t + \Theta) \end{cases}$$

Рассмотрим теперь случай $0 < \mu \ll 1$. т.е. небольшое возмущение параметра. При малом возмущении решение не должно сильно отличаться. Но теперь получаем, что

$$\rho = \rho(t), \quad \Theta = \Theta(t) \quad \text{и} \quad \text{переходим в декартову систему.}$$

$$\begin{cases} x = \rho(t) \cos(\omega_0 t + \Theta(t)) \\ \dot{x} = -\rho(t) \omega_0 \sin(\omega_0 t + \Theta(t)) \end{cases} \rightarrow \text{переходим в декартову систему (1) и введем.}$$

$$\begin{cases} \dot{\rho} \cos(\omega_0 t + \Theta) - \rho \sin(\omega_0 t + \Theta) \dot{\Theta} = 0 \\ -\dot{\rho} \omega_0 \sin(\omega_0 t + \Theta) - \rho \omega_0 \sin(\omega_0 t + \Theta(t)) (\omega_0 + \dot{\Theta}) = -\omega_0^2 \rho \cos(\omega_0 t + \Theta) + \\ + \mu f(x, \dot{x}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \dot{\rho} \cos(\omega_0 t + \Theta) - \rho \sin(\omega_0 t + \Theta) \dot{\Theta} = 0 \\ -\dot{\rho} \omega_0 \sin(\omega_0 t + \Theta) - \rho \omega_0 \cos(\omega_0 t + \Theta) \dot{\Theta} = \mu f(\rho \cos(\omega_0 t + \Theta), -\rho \sin(\omega_0 t + \Theta)) \end{cases}$$

Второе уравнение $\dot{\rho} = \omega_0 t + \Theta$, решаем сначала Θ . $\dot{\Theta} = \ddot{\Theta}$

$$\dot{\Theta} = -\frac{1}{\omega_0} \mu f(\rho \cos \Theta, -\rho \sin \Theta) \sin \Theta \Rightarrow \dot{\Theta} \approx \mu.$$

$$\dot{\rho} = \omega_0 - \frac{1}{\omega_0} \mu f(\rho \cos \Theta, -\rho \sin \Theta) \cos \Theta$$

т.е. градиент разности от ρ изменяется на величину $\sim \mu$.

При этом мы получим промежуточное значение Θ в пределах $(0, \pi)$, считая, что ρ не изменяется.

$$(2) \begin{cases} \dot{\rho} = -\frac{1}{\omega_0} F_1(\rho) \\ \dot{\Theta} = \omega_0 - \frac{1}{\omega_0} \mu F_2(\rho) \end{cases}, \text{ где } F_1(\rho) = \frac{1}{\omega_0} \int_{\Theta}^{\pi} f(\rho \cos \varphi, -\rho \sin \varphi) \sin \varphi d\varphi$$
$$F_2(\rho) = \frac{1}{\omega_0} \int_{\Theta}^{\pi} f(\rho \cos \varphi, -\rho \sin \varphi) \cos \varphi d\varphi$$

Система (2) имеет уравнения с коэффициентами $\sim \mu^2$. Для этого нужно выбрать такие Θ , чтобы $F_1(\rho) = 0$.

$$\dot{\rho} = -\frac{1}{\omega_0} F_1(\rho) \text{ имеет с.ч.: } F_1(\rho) = 0$$

Пусть $\cos \Theta = 1 (i=1, \dots, n)$, тогда разность должна быть $\mu^2 = 0$.

Случай $F'_1(\rho_n) < 0$ нагр. с.п.
 $F'_2(\rho_n) > 0$ нагр. с.п.



В нач-ии об нач. условиях $\rho = \rho_n$ находится пружина и движется из
с.п. Г.е. нарушается $\rho = \rho_n$ и происходит ее ур-е сдвигов.

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho = \rho_n \\ \dot{\rho} = \omega_0 - \frac{1}{m\rho_n} F_2(\rho_n) \end{array} \right.$$

\Leftrightarrow

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho = \rho_n \\ \dot{\rho} = \omega_0 - \frac{1}{m\rho_n} F_2(\rho_n) \end{array} \right.$$

$$\dot{\rho} = \underbrace{\left(\omega_0 - \frac{1}{m\rho_n} F_2(\rho_n) \right)}_{\text{касского конвейера.}} + \dot{\rho}_0$$

Если пребывает в положении равновесия $X = \rho$:

$$X = \rho_n \cos \left(\omega_0 t + \varphi_0 \right) + \dots$$

$$Y = -\omega_0 \rho_n \sin \left(\omega_0 t + \varphi_0 \right) + \dots$$

Г.е. началь. состояния ведут пружину к опт. положению "установлено", находясь в равн. состоянии. Но это небраско, т.к.
 Если у нач. состояния амплитуда м.б. произвольной, то
 в нач. состояния имеет конкретное установившее значение, ог-
 лаждает движение касского конвейера.

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = \underline{\mu(-x)}$$

этот дифур-з. имеет

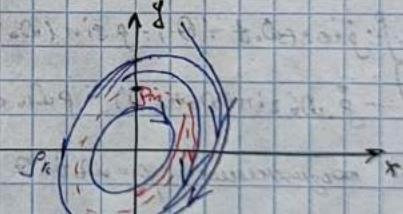
Амплитуда будет убыв., но

она не нулевая.

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = \mu f(x, \dot{x}) \sim \text{здесь м.б. что-то другое (пр-го колебания, зре-го релаксации, зре-го боязни.)}$$

Колебание!

Г.е., если $\rho > \rho_n \rightarrow$ движение
 разогревается, если $\rho < \rho_n \rightarrow$
 насижает уедин.



Дано начальное, равновесие, разогревающее
изделие. (длин. сжат., кас. с.п. при чист.
изделия) в начальном состоянии $\theta = 0$. Г.е. в нач. $\theta = 0$
изделия (первонач. и первого.) — головы изделия соотв.
нагр. с.п. уда. \rightarrow изделие закончено изготовлено.

Изготовление изделия на изгибающемся конвейере включает в себя:
 разогревающее изделие, дробят и в-бо собирают, то изгибает
 изделие в кружевообразную форму, не забывая об "у. с.п. с.п.".
 Изгибание изделия

Рассмотрим $\theta = \theta(t)$ есть

(34) Изогибающееся зен с изгибом
изделия закончено



$$\frac{dI}{dt} + \frac{1}{C} \cdot \frac{dU}{dt} + \frac{1}{L} \int U dt + U(S) = 0 \quad | \cdot \frac{d}{dt}$$

$$\ddot{U} + \frac{1}{C} \left(\frac{d}{dt} + U(S) \right) \dot{U} + \frac{1}{L} \dot{U} = 0$$

$$1) \text{Решение } U(S) = \frac{2}{3} U^3 - S_1 \cdot U \quad \text{дано оп-ти.}$$

$$\Rightarrow \varphi'(u) = S_2 u^2 - S_1 \quad \text{и переход в исходное гр-с.}$$

Итоговая дифференциальная зависимость:

$$z = \omega_0 t; \quad \lambda = \sqrt{\frac{S_2}{c\omega_0}} u; \quad \omega_0^2 = \frac{1}{Lc}; \quad \delta = \frac{1}{c\omega_0} (S_1 - \frac{L}{c})$$

$$\begin{cases} \dot{x} = y \\ \dot{y} = -x + (\delta - \lambda^2)y \end{cases} \quad \text{Но сейчас можно искать не только} \\ \text{стандарт-плот.}$$

Выводим еще одну зависимость:

$$x = \sqrt{\delta} V; \quad y = \sqrt{\delta} W$$

$$\begin{cases} \dot{V} = W \\ \dot{W} = -V + \delta(1 - V^2)W \end{cases}, \quad \text{s.e. если } \delta \text{ - вещественный параметр, то} \\ \text{можно решить в комплексном виде}$$

$$V = 2e^{iz} + z^* e^{-iz} = \operatorname{Re}(2ze^{iz}) = 2pe^{i(z-\theta)}$$

$$\text{тогда } \rho = |z|, \quad \theta = \arg z$$

$$W = iz e^{iz} - iz^* e^{-iz}, \quad \text{найдем дополнительное}$$

$$iz e^{iz} + z^* e^{-iz} = 0$$

$$iz e^{iz} - iz^* e^{-iz} - z^* e^{iz} - ze^{-iz} = \text{найдем выражение для } \rho e^{iz} \\ = -ze^{iz} - z^* e^{-iz} + \delta(1 - z^2 e^{iz}) - 2ze^iz - 2z^* e^{-iz} = (iz e^{iz} - iz^* e^{-iz})$$

$$iz e^{iz} = \delta(iz e^{iz} - iz^* e^{-iz} - iz^3 e^{3iz} + iz^2 z^* e^{iz} - 2iz^2 e^{iz} + 2iz^3 e^{-iz}) \\ + 2iz^2 e^{-iz} - iz^2 e^{iz} - iz^3 e^{-iz} + iz^4 e^{-iz} \quad / \cdot e^{iz}$$

о выражениях по фазовому (координатам) и амплитуде для зон гашения.

$$2iz = \delta(i^2 + i^2 z^2 - 2iz^2 z^*) = \delta i^2 (\delta - |z|^2)$$

Проверка:

$$z = \rho e^{i\theta}$$

$$\begin{cases} \dot{\rho} = +\frac{i}{2} \delta (\delta - \rho^2) \rightarrow \rho(\delta - \rho^2) = 0 \\ \dot{\theta} = 0 \end{cases}$$

$$F_2(\rho) = +\frac{i}{2} \delta (\delta - \rho^2)$$

$$F'_2(\rho) = \frac{i}{2} - \frac{3i}{2} \rho^2$$

Тогда:

$$F'_2(\rho=0) = \frac{i}{2} > 0 \quad \Rightarrow \rho=0 \text{ - нестаб.}$$

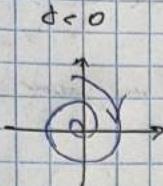
$$F'_2(\rho=\delta) = -\delta < 0 \quad \Rightarrow \rho=\delta \text{ - стаб.}$$

Значит решение, когда $\rho=\delta$:

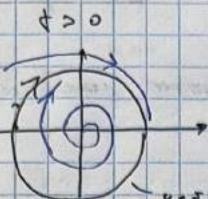
$$\begin{cases} x = \rho_0 \sqrt{t} \cos(\varphi + \vartheta_0) \\ y = -\rho_0 \sqrt{t} \sin(\varphi + \vartheta_0) \end{cases}$$



$\delta < 0$



$\delta > 0$



Монотонный всплеск,

точка перегиба.

$$2) \text{ Дает } \varphi(u) = -\varphi_0 u + \varphi_1 \frac{u^3}{3} - S_3 \frac{u^5}{5}$$

Продолжение всплеска наружу означает пологий всплеск:

$$\begin{cases} \dot{u} = y \\ \ddot{y} = -u + u(\lambda + \beta u^2 - u^4) \end{cases}, \quad \text{при } \varphi \in [0, \omega_0 t], \quad \lambda = \frac{1}{S_3} \left(\frac{1}{R} - S_1 \right)$$

Если μ - внешний параметр, то
активный центр всплеска - μ .

$$\beta = \frac{S_2}{S_3}; \quad \mu = \frac{\rho_0}{c \omega_0}$$

$$u = z e^{iz} + z^* e^{-iz}$$

$$y = i(z e^{iz} - z^* e^{-iz}), \quad \text{тогда } z^* e^{iz} + z^* e^{-iz} = 0$$

В этом случае всплеск пологий

$$z^* = \mu r (\lambda + \beta z^* - 2z^*(z^*)^2)$$

$$z = \mu e^{i\theta}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \dot{z} = \mu r (\lambda + \beta r^2 - 2r^4) \\ \dot{\theta} = 0 \end{cases}$$

$$\mu(\lambda + \beta r^2 - 2r^4) = 0 \quad \text{~переход, корни}$$

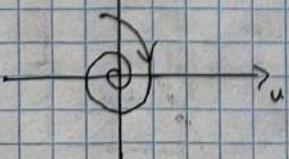
$$r = 0; \quad r_{1,2} = \sqrt[4]{\frac{\beta^2}{8} \pm \sqrt{\beta^2 + 8\lambda}}$$

Решение этого уравнения есть:

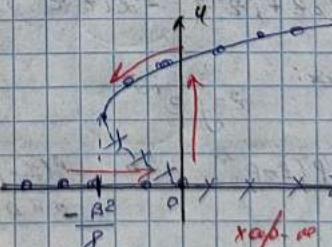
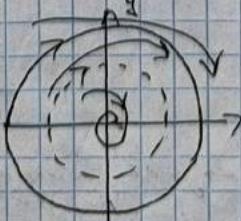
$$\begin{cases} u = \rho_0 \sqrt{t} \cos(\varphi + \vartheta_0) \\ y = -\rho_0 \sqrt{t} \sin(\varphi + \vartheta_0) \end{cases}$$

$$\lambda < -\frac{\beta^2}{8}$$

$$1/8$$

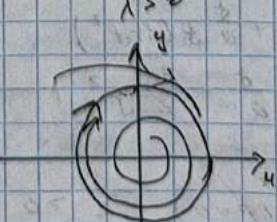


$$-\frac{\beta^2}{8} < \lambda < 0$$



раб. всплеск

$$\lambda > 0$$



Избыточный всплеск.

13.03.83.

Несколько замечаний
о классификации крит. точек
в трехмерном пространстве.

Рассмотрим систему:

$$\dot{x} = F(x), \text{ где } x \in \mathbb{R}$$

запомним, что это система имеет крит. точки граничного ξ_0

\Rightarrow  Какие крит. точки могут существовать в трехмерном пространстве? В трехмерном пространстве есть только сингулярные и гладкие обособленные.

Для трехмерного вертикального. Допр. в \mathbb{R}^3 точка ξ_0 есть (2) крит. точка либо в виде граничной либо одна из пограничных ± 0 , проверяется ± 0 , граничную зону вокруг ξ_0 .
В общем случае пересечение с т. η^* .

Возможны граничные в определенном смысле. Но гладкие крит. точки $\xi_0 \rightarrow$ вертикаль в т. ξ_0 в т. η^* . При этом граничные зависят от выбора точки η^* .
Т.е. в трехмерном существует одна гр. точка η^* .

Если обратное верно обратно, то η^* является гр. точкой. т.е.
обратное обоснование P^{-1}



Вертикаль Σ означает гр. в т. η^* - это крит. точка.

Вертикаль Σ для обобр. P : $\begin{cases} \xi_2 = g_1(\xi_1, \xi_2) \\ \xi_1 = g_2(\xi_1, \xi_2) \end{cases} \quad (2)$

Еще η^* есть гр. точка. т.е. если обобр. обн. диффеоморфизм.
(т.е. существует обратное обоснование.)

Когда имеется крит. точка вен. для сист. (2) можно использовать и утверждение

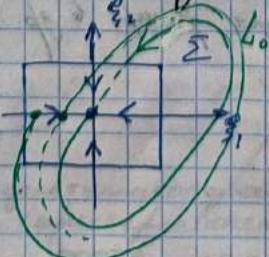
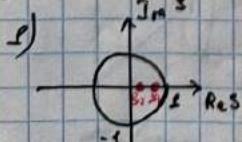
в крит. точке.

$$g_i(P, 0) = 0$$

\rightarrow результатом получается несуществование обобр. т.к. обобр. диффеоморфизм

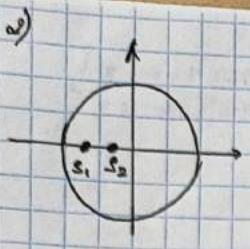
$\Rightarrow \xi_1, \xi_2$ есть крит. точки, т.е. $|\dot{\xi}_1, \dot{\xi}_2| \neq 0$.

В рассмотрении только крит. точек $\xi_1 \cdot \xi_2 \neq 0$ (т.е. они не лежат на одной прямой)

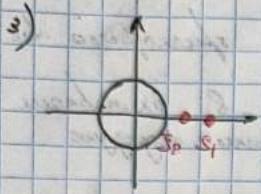


~ крит. гр. точка с двойственным
значением из оп-го обособления
и наимен.

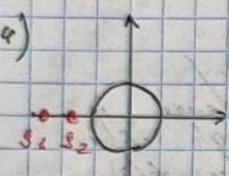
$$\xi_1 < 0, \xi_2 < 0.$$



Yes, there such, no
 $s_1 < 0 \text{ and } s_2 < 0$

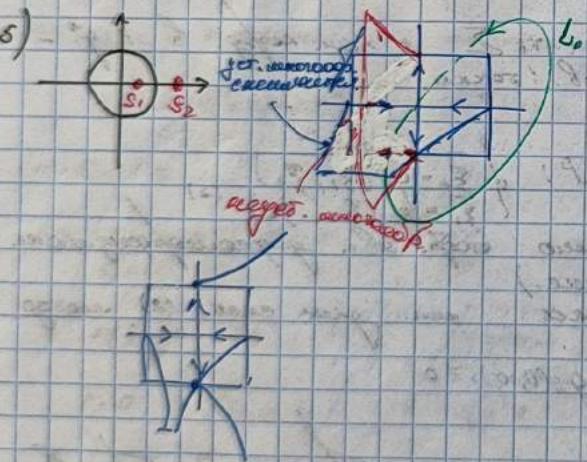


Yes.

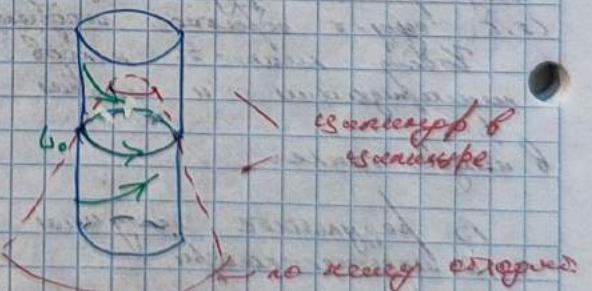


Yes.

open to outside

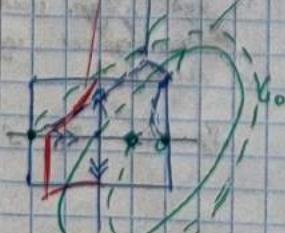
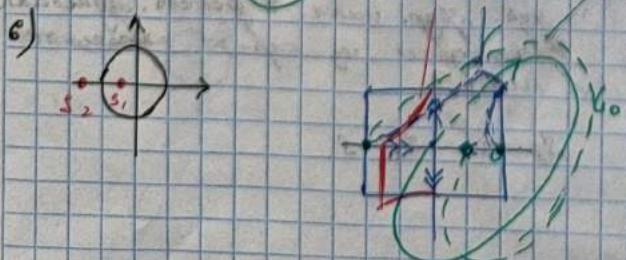


Справа перекрест сим.
 (один пресл. двух противоположных -
 узлового и зеркального)
 Они гомологичны энантиоморфам



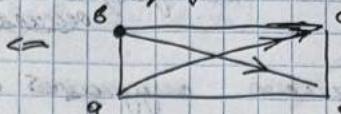
no liquid outside

jet through jet. entry.

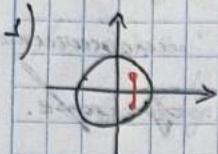


Это из сейсм генерируемых из сейсм. это неизообразим.

т.е. они пересекают из сейсм. неизообразим.



Комплексно-сопряженные амплитуды.

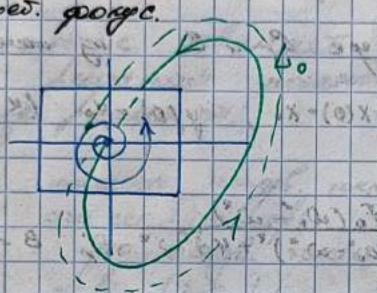
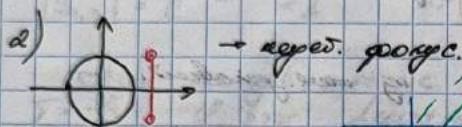


На сейсм. фурье-спектре погр. точки — нет. фазы.

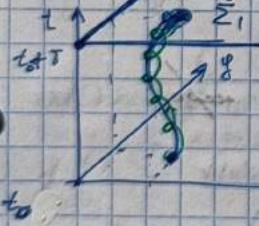
т.е. фазы. не симметричны между собой.

Нет. фаз. узлы, а симметрич. погр. точек.

И имеет вид спираль, которая называется зигзагом.



Нет неизообразимых сейсм с первич. генерацией. т.к. сейсм. сейсм. не-т.е. $t = \text{const}$ ибо. неизообразимой симметрии фурье. Симметрических движений генерации совершаются одновременно.



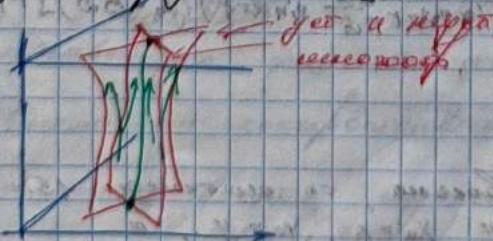
$$\Sigma = \{t = t_0, (x, y) \in \mathbb{R}^2\}$$

$$\Sigma_1 = \{t = t_0 + \delta, (x, y) \in \mathbb{R}^2\}$$

В сину приближенно $\Sigma_1 = \Sigma$. т.е. $xy = 0$

$$A: \Sigma \rightarrow \Sigma$$

Седловый переходящий цикл.



Маршрут с изолятами генерации переходящие точки в зоне неизообразимых гар-ши. Контактных генерации неизообразимых пот-спектров. (их 3, зонах генерации неизообразимых, симметрических, зонах зигзагов, и т.д.).

$$\lambda_j = \frac{1}{T_0} [\ln |S_j| + i(\arg S_j + \alpha \pi k)] ; j=1, 2.$$

Линии ре. $\operatorname{Re} \lambda_j < 0$.

$$\alpha = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$$

Вибрационное движение линейного
диска

Диск вращается с постоянной угловой скоростью:

$$\begin{cases} \dot{x} = y \\ \dot{y} = -\omega_0^2 y - \omega_0^2 x + F_0 \cos \omega t \end{cases} \quad (3)$$

Диск имеет массу m и радиус R . На него действует сила $F_0 \cos \omega t$. Тогда уравнение движения диска имеет вид

Решение выражено в видах: $\rho: \bar{z} \rightarrow \bar{z}$

$$G = S^{\frac{1}{2}} \times R^2$$

Через c_1, c_2 здесь будем обозначать

$\omega^2 < \omega_0^2$ — движение с ограниченным амплитудой.
(затухающее колебание)

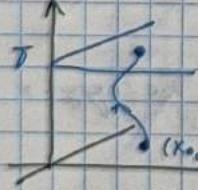
движение $\int x(t, C_1, C_2)$, где C_1 и C_2 — константы;
 $y(t, C_1, C_2)$
 $x(0) = x_0, y(0) = y_0 \quad (4) \rightarrow C_1, C_2$.

Свойство колебаний:

$$\sqrt{1 + \omega_0^2 - \omega^2} ; \quad A = \frac{F_0(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2 \omega^2} ; \quad B = \frac{2\delta F_0}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2 \omega^2}$$

$$(4) \quad \begin{aligned} x(t) &= e^{-\delta t} \left[(x_0 - A) \cos \omega t + \frac{[y_0 + \delta(x_0 - A) - B\omega]}{\sqrt{1 + \omega_0^2 - \omega^2}} \sin \omega t \right] + A \cos \omega t + B \sin \omega t \\ y(t) &= e^{-\delta t} \left[(y_0 - B\omega) \cos \omega t + \frac{[(x_0 - A)\omega_0^2 + \delta(y_0 - B\omega)]}{\sqrt{1 + \omega_0^2 - \omega^2}} \sin \omega t \right] - B \cos \omega t + A \sin \omega t \end{aligned}$$

Составим для первого уравнения:



В какую точку теперь переходит (x_0, y_0) через
период? Поместим $t = \frac{2\pi}{\omega}$

$$(5) \quad \begin{aligned} x(t + \frac{2\pi}{\omega}) &= e^{-\frac{2\pi\delta}{\omega}} \left[(\cos \omega \frac{2\pi}{\omega} + \frac{\delta}{\omega} \sin \omega \frac{2\pi}{\omega}) (x_0 - A) + \frac{\sin \omega \frac{2\pi}{\omega}}{\sqrt{1 + \omega_0^2 - \omega^2}} (y_0 - B\omega) \right] + A \\ y(t + \frac{2\pi}{\omega}) &= e^{-\frac{2\pi\delta}{\omega}} \left[(-\frac{\omega_0^2 \sin \omega \frac{2\pi}{\omega}}{\sqrt{1 + \omega_0^2 - \omega^2}} (x_0 - A) + \cos \omega \frac{2\pi}{\omega} - \frac{\delta}{\omega} \sin \omega \frac{2\pi}{\omega}) (y_0 - B\omega) \right] + B\omega \end{aligned}$$

$$\text{т.е. } t = \frac{2\pi}{\omega}$$

Поместим $x = u, y$. Тогда получим движение, то есть движение (5) +
период. Действительно. Положим $x_0 = x, y_0 = y$, и

$$x(t + \frac{2\pi}{\omega}) = \tilde{x}, \quad y(t + \frac{2\pi}{\omega}) = \tilde{y}, \quad \text{т.е. оно неизменяется.}$$

$$(6) \quad \begin{cases} \tilde{x} = a_0 x + b_0 y - P, \\ \tilde{y} = c_0 x + d_0 y + Q \end{cases} \quad a_0, b_0, c_0, d_0 \text{ — можно назвать } \tilde{x} \text{ и } \tilde{y} \text{ (стационарные)}$$

$$p = A(\omega_0 - \delta) + B\delta\omega \quad ; \quad q = \omega_0^2 \ln A + B\omega(1 - \frac{1}{\omega_0})$$

Следует (6) начальное однородное движение сообр.
Рассмотрим движение вращающейся системы.

Найдем неподвижную форму $\bar{x} = x$; $\bar{y} = y$:

$$\text{и } \delta > 0: \quad O(x=A, y=B\omega)$$

След. непр. движ.: некая неподвижность;

$$x = (\bar{x})'' + \bar{C}_1 \quad ; \quad y = (\bar{y})'' + \bar{C}_2 \quad \text{и} \quad \text{через оп-но. будем иметь следующ.}$$

В итоге получим формулы:

$$S_{1,2} = e^{\frac{\omega t}{\omega}} (\cos \omega t \pm i \sin \omega t)$$

$$|S_{1,2}| = e^{-\frac{\omega t}{\omega}} < \infty \quad \Rightarrow \quad \text{с. о. н. ред. форма.}$$

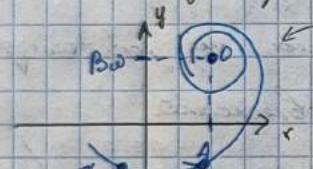
Этот непр. тоже является первичн. решением задачи
 $\ddot{x} = \frac{\omega^2}{\omega} x$. В этом решении можно заменить в (4) $x_0 = f_0$
и получим требуемое решение.

На сх. показано

некоторое непр. тоже
вот сх. показано.

20.05.23г.

Это непр. тоже в 3х координатах выглядит
как (x, y, t)



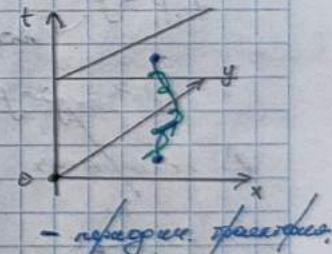
Некоторое неподвижное непр.
тоже выражается в решении
этого уравнения $\ddot{x} = \frac{\omega^2}{\omega} x$
или $\ddot{x} = \frac{\omega^2}{\omega} x$ с начальными
условиями $x_0 = f_0$, $\dot{x}_0 = g_0$.

Тогда получим:

$$x(t) = \sqrt{(f_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2\omega^2} \cos(\omega t + \varphi)$$

$$y(t) = \sqrt{(f_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2\omega^2} \sin(\omega t + \varphi)$$

$$\varphi = -\arctg\left(\frac{\delta\omega}{\omega^2 - \omega^2}\right)$$



- первичн. движение.

- 1) Видно, если бросить решение / нет $F_0 \rightarrow$ то первичн. задача не имеет;
- 2) Это первичн. движение получается при любых нач. ус-ях.
- 3) Построи. дин. равн. состояния для.

Рассмотрим консервативный случай:

- a) $\omega \neq \omega_0$. Рассмотрим движение вращающейся системы

Однород. тоже так же существует и соответствует

Имеет вид неподвижности: $\delta = \frac{\omega_0}{\omega}$

$$S_{1,2} = \cos \omega_0 t \pm i \sin \omega_0 t \quad \Rightarrow \quad |S_{1,2}| = 1$$

Задача решена. неподвижна, это однозначно, это непод. тоже для.

\Rightarrow Рассмотрим обл. первоначальных $\tau = \frac{\omega_0}{\omega}$ Годичная концепция. Рассмотрим для разобранного пр-ва. А в 3х первых годовом пр-ве это ежегодные концепции годов.

Последовательное за собой. Последовательное
последовательное за собой. Последовательное
последовательное за собой. Последовательное

$$x = p \cos \alpha A, \quad y = -p \sin \alpha A \quad (9) \rightarrow \text{координаты в } \text{градусах}$$

$$\bar{p} \cos \bar{\theta} + A = a_0 (\rho \cos \theta + A) = b_0 \omega_0 \rho \sin \theta - p$$

рассматриваются a_0 , b_0 , p и т.д. наименее.

$\int \bar{g} \cos \theta - \cos 2\theta \cdot f \cos \theta - \sin 2\theta \cdot f \sin \theta$, anotar en una de f-e:

$$\bar{p} \sin \bar{\theta} = \sin \vartheta \cos \phi + \cos \vartheta \sin \phi \sin \theta$$

$$\Rightarrow \int_0^T p \cos \theta = p \cos(\theta + 2\pi t)$$

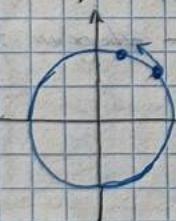
$$tg \bar{\Theta} = tg(\Theta + 2\alpha t) \Rightarrow \bar{\Theta} = \Theta + 2\alpha t \quad (\text{Eq})$$

находившись в исходе $\varphi = e$:

$\bar{Q} = Q + 2\pi t$ $\bar{P} = P$ (18) *пред. побоязь у нас не кончалась.*
 \Rightarrow *наст. кончалась побоязь у нас не кончалась.*

$$\rightarrow p - p_0 = \text{const} > 0 \quad (0 - \text{надр. давл., для энтропии не фикс.})$$

B. sonorensis noopt. Enke t-paagcorrektur.



$$\delta = \frac{\omega_0}{\omega} = \frac{R_1}{R_2} \quad \text{Eenwaarde } K_1$$

$\frac{K_1}{K_2}$ Есептегінде K_1 и K_2 бізнесмендерге
жетекше жағына, тоғында олар егер
көбіндердегі үшінші K_2 гранттардан

Если же - изображение неизвестное, то берут
многие такие изображения этого же предмета (60) из
других мест и сопоставляют их с изображением
(если же изображение неизвестное вовсе.)

5- upper, - lower
On one side. Along the road.
→ occurs.

Проект ариф.: $\delta = 2$ и $k = \sqrt{2}$

уравнение: $x(0) = 0, y(0) = 0$

$$x(t) = \frac{F_0}{\omega_0^2 - \omega^2} (\cos \omega t - \cos \omega_0 t)$$

$$1) \delta = \omega = \frac{2}{1}$$

$$\Rightarrow x(t) = \frac{F_0}{\delta} (\cos t - \omega \cos^2 t + 1) \leftarrow \text{период } 2\pi$$

$$2) \delta = \frac{\sqrt{2}}{1}$$

$$\Rightarrow x(t) = \omega F_0 \sin \left[\frac{(\sqrt{2}-1)}{2} t \right] \cdot \sin \left[\frac{(\sqrt{2}+1)}{2} t \right]$$

Резонанс отсутствует!



$$3) \omega = \omega_0$$

Те же самые колебания имеют периодически изменяющиеся амплитуды и фазу: $x(0) = x_0, y(0) = y_0$.
"Равномерное" изменение фазы.

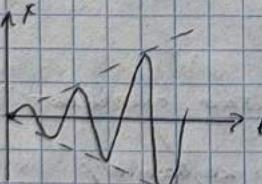
$$(12) \quad x(t) = x_0 \cos \omega_0 t + \omega_0 \sin \omega_0 t + t \frac{F_0}{\omega_0} \sin \omega_0 t$$

$$(12) \quad y(t) = -x_0 \omega_0 \sin \omega_0 t + y_0 \cos \omega_0 t + \frac{F_0}{\omega_0} (\sin \omega_0 t + t \omega_0 \cos \omega_0 t)$$

Из этого видно, что колебание не является гармоническим, так как $\omega = \omega_0$ отсутствует. Равномерное изменение фазы, но при этом $t \rightarrow \infty$ и $x, y \rightarrow \infty$.

$$\text{Математик: } x_0 = y_0 = 0 \Rightarrow x(t) = t \cdot \frac{F_0}{2\omega_0} \sin \omega_0 t$$

Это явление называется пресинхронизацией. Это явление называется антирезонансом или антирезонансом синхронизацией, называемой также резонансом.

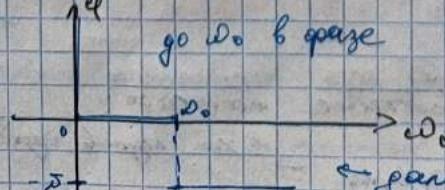


Регулируемое сопротивление:

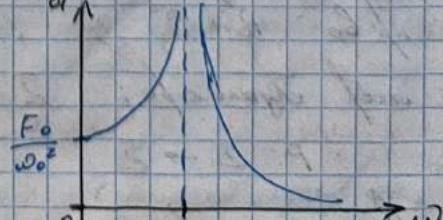
1) консервативное сопротивление: $x_0 = y_0 = 0$

$$\alpha = \frac{F_0}{|\omega_0^2 - \omega^2|}, \quad \omega \neq \omega_0$$

ω_0 и ω в фазе



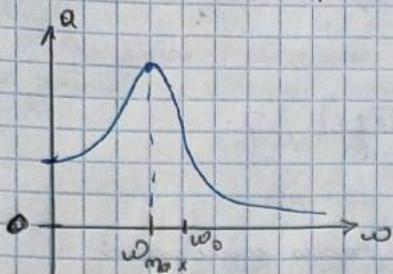
Сопротивление возрастает при росте частоты.



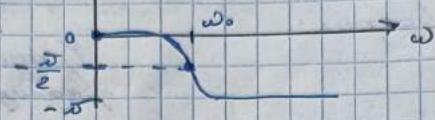
также в промежутке

а) Диссипативный случай.

$$\alpha = \frac{F_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \delta^2 \omega^2}} \rightarrow \text{амплитуда генерации}$$



$$\text{где } \omega_{\max} = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$$



То есть имеем выражение $\delta < \frac{\omega_0^2}{2}$.

След-но: что будет если $\delta^2 > \frac{\omega_0^2}{2}$? Как изменится поведение?

Общее описание вспомогательной функции:

$$Q = \frac{\delta}{\omega}, \quad \text{где } \sqrt{-\delta\omega} = \delta \frac{\omega}{\omega} - \text{коэффициент затухания.}$$

$$\Rightarrow Q = \frac{\omega_0}{\omega\delta}$$

Чтобы добраться дальше надо знать вид $\alpha(\omega)$ для этого будем пользоваться и тремя:

Дифференциальное характеристическое уравнение дает следующее описание: синусоиды приближаются к прямой с наклоном $\pm \omega$.

Винкельберговское
изображение
волнового поля

коэффициент
вспомогательного
изображения

Рассмотрим изображение:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = \mu f(x, \dot{x}, t), \quad \text{где изображение введенное:}$$

$$\begin{cases} \dot{x} = y \\ \ddot{x} = -\omega_0^2 x + \mu f(x, \dot{x}, t) \end{cases} \quad \text{где } \mu - \text{коэффициент изображения.}$$

$$f = \text{некот. ф-ть} \rightarrow \text{изображение} \quad D = \frac{\omega x}{\omega}$$

$$\text{Радиальное ур-во: } R^2 \times S^1; \quad t = t_0 + \text{const}$$

$$\text{Гип-т изобр. Пуанкаре: } \Sigma = \{t = t_0; (x, y) \in R^2\}$$

$$P: \Sigma \rightarrow \Sigma$$

изображение изображения изображение изображение

$$\omega \approx m\omega_0, \quad m = 1, 2, 3, \dots \rightarrow \text{их назыв. гармоническими}$$

Д.е. а-б. уравнение динамики массы

В общем случае можно а-б и написать: $m\ddot{x} = m\ddot{a}$

Приложим силы к телу, чтобы уравнение было

Балансировка.

Если $a = 0$ получаем физически:

$$(2) \begin{cases} x = a \cos\left(\frac{\omega t}{m}\right) + b \sin\left(\frac{\omega t}{m}\right) \\ g = -\frac{\omega^2}{m} \sin\left(\frac{\omega t}{m}\right) + \frac{\omega^2}{m} \cos\left(\frac{\omega t}{m}\right) \end{cases} \quad (2'')$$

будет складываться, если $a = a(t)$ и $b = b(t)$ и решавшие

следующий (2) и (2'):

$$(3) \begin{cases} \cos\left(\frac{\omega t}{m}\right) \frac{da}{dt} + \sin\left(\frac{\omega t}{m}\right) \frac{db}{dt} = 0 \\ -\frac{\omega^2}{m} \sin\left(\frac{\omega t}{m}\right) \frac{da}{dt} + \frac{\omega^2}{m} \cos\left(\frac{\omega t}{m}\right) \frac{db}{dt} = \left(\frac{\omega^2}{m^2} - \omega_0^2\right) [a \cos\left(\frac{\omega t}{m}\right) + b \sin\left(\frac{\omega t}{m}\right)] + u(t) \end{cases}$$

Система (3) имеет вид о.д.л. с. о.д. линейных дифференциальных уравнений, поэтому:

$$(4) \begin{cases} \frac{da}{dt} = -\frac{m}{\omega} \left[\left(\frac{\omega^2}{m^2} - \omega_0^2 \right) \left(a \cos\left(\frac{\omega t}{m}\right) + b \sin\left(\frac{\omega t}{m}\right) \right) + u(t) \right] \sin\left(\frac{\omega t}{m}\right) \\ \frac{db}{dt} = \frac{m}{\omega} \left[\left(\frac{\omega^2}{m^2} - \omega_0^2 \right) \left(a \cos\left(\frac{\omega t}{m}\right) + b \sin\left(\frac{\omega t}{m}\right) \right) + u(t) \right] \cos\left(\frac{\omega t}{m}\right) \\ \omega^2 - m^2 \omega_0^2 = 0 \quad (\alpha) \end{cases}$$

Применяется утверждение, д.т. непрерывно меняться.

Рассмотрим:

$$\begin{cases} \frac{da}{dt} = \mu P(a, b) \\ \frac{db}{dt} = \mu Q(a, b) \end{cases} \quad (5) \quad \Rightarrow \text{найденное решение является} \\ \text{глобальным.} \quad P, Q - непрерывные на. сущ-ва.$$

Следует заметить. т.к. Абс. с. отн о. б. \rightarrow с. п. переходя грани \rightarrow след. путь.

В общ. сущ. с. п. это ведет $(a^*, b^*) \rightarrow$ а б исходной это переходя граническ. Важно, что эти же грани в результате сущ-ва, сущ-ва.

$(a^*, b^*) \rightarrow$ переходя грани \rightarrow исход. состояния, но каждое движение при этом неоднозначно \rightarrow движ. началь. состояния \rightarrow движ. конечного состояния. движение движение движение

Д.е. "затрачен. сущ.", сущ. "затрач". б. исходной сущ.

Как приведенное это движение в конеч. форме?

Решение (2) записано в исходном виде:

$$\begin{cases} x = 2e^{i\frac{\omega}{m}t} + 2^* e^{-i\frac{\omega}{m}t} \\ y = \frac{i\omega}{m} (2e^{i\frac{\omega}{m}t} - 2^* e^{-i\frac{\omega}{m}t}) \end{cases} \quad (6)$$

зде $i^2 = -1$, $2e^{i\omega t}$ - реальн. комп. частоты сигн. бег.

$$\begin{cases} z = \frac{(a-i\beta)}{\omega} ; z^* = \frac{(a+i\beta)}{\omega} \\ 2e^{i\frac{\omega t}{m}} + 2^* e^{-i\frac{\omega t}{m}} = 0 \end{cases} \quad (7)$$

$$i\dot{z} = \frac{m}{\omega} \left[\left(\frac{\omega^2}{m^2} - \omega_0^2 \right) \left(2e^{i\frac{\omega t}{m}} + 2^* e^{-i\frac{\omega t}{m}} \right) + \mu t \right] \cdot e^{-\frac{i\omega t}{m}} \quad (8)$$

→ дифр. процесс на периоде $T = \frac{2\pi}{\omega_m}$

27.03.23.

Решение в нелинейном
приближении.

Рассмотрим следующ.

$$\begin{cases} \dot{x} = y \\ \dot{y} = -\omega_0^2 x + \mu [-\lambda_0 y - \beta_0 x^3 + A_0 \cos \omega t] \end{cases} \quad (1)$$

$0 < \mu \ll 1$ - малый параметр, $\lambda_0 > 0$ - коэффициент для дисперсии, $\beta_0 > 0$ - коэф. для нелинейности, A_0 - амплитуда, ω - частота колебаний сигн.

Будем рассмотреть случай: $\omega \approx \omega_0$ ($m=2$)

$$\text{Вспомог. уравнение: } \frac{\omega_0^2}{\omega^2} = 1 - \mu \frac{2}{3}$$

Второе количественное выражение (6'), (уравнение выше), тогда имеем (1) переходит в (2):

$$\begin{aligned} \dot{z}^2 = \mu \left[\xi (2 + 2^* e^{-2i\omega t}) - \frac{\lambda_0}{\omega} (2 - 2^* e^{-2i\omega t} + 3z^2 z^* + 3z(z^*)^2 e^{-2i\omega t} + \right. \\ \left. + (z^*)^3 e^{-4i\omega t}) + \frac{A_0}{2\omega^2} (1 + e^{-2i\omega t}) \right] \quad (2) \end{aligned}$$

Упростим до периода:

$$\dot{z}^2 = \mu \left[\xi 2 - \frac{i\lambda_0}{\omega} 2 - \frac{3\beta_0}{\omega^2} z^2 z^* + \frac{A_0}{2\omega^2} \right] \quad (3)$$

Найдем теперь для второго $2 + 2^*$ (2'):

$$\begin{cases} \dot{a} = -\xi b + \beta b(a^2 + b^2) - \lambda a = f_1 \\ \dot{b} = \xi a - \beta a(a^2 + b^2) - \lambda b + A = f_2 \end{cases} \quad (5)$$

$$\text{зде } A = \frac{A_0}{2\omega^2}, \lambda = \frac{\lambda_0}{\omega}, \beta = \frac{3\beta_0}{4\omega^2}, z_0 = \frac{A_0}{2}$$

Характер колеб-ов этот колебание подобно кол-ю. Показатель, что в этом колебании нет гармонических изгибов. Видимо, приобрет. биений. Решение:

D. o. имеет 2 обложки D и 2 ф-и B(a, b) (без учета B(a, b)=0)

$$\frac{\partial f_1}{\partial a} + \frac{\partial f_2}{\partial b} = -\lambda + 2\beta ab + -2 - 2\beta a^2 - 2\lambda \neq 0$$

→ специфика Бенз-ес. = рект, эфир, гидрокс.

D.e. разрешено ведение с.п., оп.-кор б/р и т.д.

$$\begin{cases} -\beta b + \beta b(\alpha^2 + \beta^2) - 2\alpha = 0 & | \cdot q \\ \beta a - \beta a(\alpha^2 + \beta^2) - 2\beta + A = 0 & | \cdot \bar{q} \end{cases}$$

Верхнее изображение пересекающееся
 $\alpha \cap \beta$ верх β о боковые пересекающиеся

$$-2(a^2 + b^2) + AB = 0 \Rightarrow b = \frac{2a}{A}$$

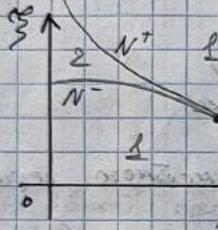
(7)

Представление о видах конформных групп \mathfrak{g}^*
 $\mathfrak{so}(n) = \langle \xi^2 + \lambda^2 \rangle$, A^2

$$(8) \quad P(p) = 0 \quad , \quad \text{g.e.} \quad P(p) = p^3 - \frac{\alpha_3}{\beta} p^2 + \frac{(\alpha_1 + 1)}{\beta^2} - \frac{\alpha_0}{\beta^3}$$

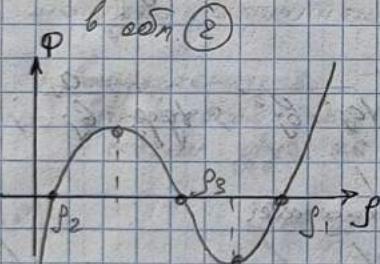
Принесло западное северо-западное обилье земель-а

$$N^2 = g(\lambda, \xi) / 2 > 0, \quad g(\xi)(g\lambda^2 + \xi^2) - g^2 \beta K^2 + 2(\xi^2 - 3K^2)^{3/2} = 0$$



В областях 2 и 3 (5) имеется 30000
равнобоков, а в 1 - 10000.

$$N^{\circ}: \lambda = \frac{\sqrt{3}}{2} \beta \left(\frac{5}{3} A \right)^{\frac{2}{3}}, \quad \xi = \frac{\frac{1}{3}}{2} \beta \left(\frac{5}{3} A \right)^{\frac{2}{3}}$$



alexander roosevelt (Pig)

$$0 < \rho_2 < \rho_{\max} < \rho_3 < \rho_{\min} < \rho_1$$

Любопытн. окошко науки хар-ое ф-е:

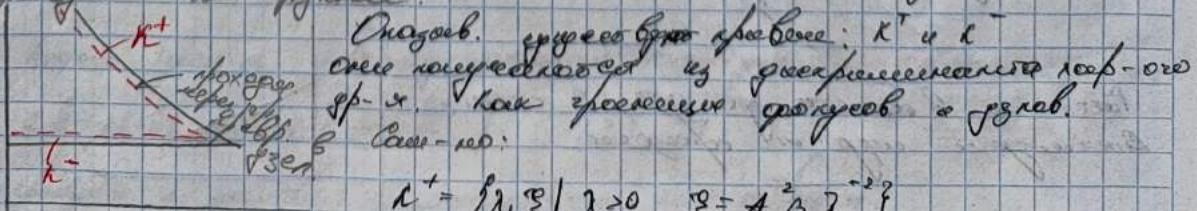
$$s^2 + 2\lambda s + \beta^2 \varPhi(p_j) = 0 \quad (\text{с - характеристическое уравнение})$$

$$\Phi'(p_1) > 0, \quad \Phi'(p_3) < 0, \quad \Phi'(p_2) > 0$$

13 " A засеки суповани.

Теорема Банера: $P_1 \neq P_2$ определяет λ , но
 $\lambda > 0 \Rightarrow$ одна из P_i есть

Вашено ученое слово где-^{бы} оно
нарисует или фразе: Слово



$$\lambda^2 = 9\lambda^3 / 2 > 0, \quad 4\lambda^3 + 9\lambda^2 - 24\lambda^2 \beta = 0$$

Быстро приходит к корню. Квадратный квадрат P_1 и P_2 убираются. Задаваемые
коэффициенты не одинаковы. Дискриминант не равен нулю.

Но значение N^+ и N^- для узлов одинаково в точках 3 →
значение κ для узлов.

$\Rightarrow N^+$ - корень. Дискриминант корни. 3 и $6N^\circ$ -
корень. Дискриминант трехкратное значение - корни неодинаковы.

Т.к. κ^+ значение приближается к N^+ → значение сильно близко
к значению корня. \Rightarrow значение нелинейное равенство (?)

Переходящее гравитомагнитное поле

Конечно же с.п. 6 глава. значение приблизительно $S \times A^2$ выражено через
коэффициент пропорциональности $\alpha = \frac{S}{A}$ (б.с. в метрах). Видимое
значение). При этом в гравитации $A \approx 6 \cdot 10^{-20}$ м². величина

$$P_1 \rightarrow \text{горизонт} \rightarrow L_1$$

$$P_2 \rightarrow \text{горизонт} \rightarrow L_2$$

$$P_3 \rightarrow \text{горизонт} \rightarrow L_3 - \text{периодическое гравитомагнитное}$$

Появление вид гравитомагнитных полей для начального состояния.

Чтобы изучить гравитомагнитное поле θ (2'') составляем с.п.
и + сдвигами:

$$(g) \begin{cases} x_j = R_j \sin(\omega t + \phi_j), & j = 1, 2, 3 \\ y_j = \omega R_j \cos(\omega t + \phi_j) \end{cases} \quad \text{где } R_j = \sqrt{a_j^2 + b_j^2}; \quad t \phi_j = \frac{a_j}{b_j}; \quad t \bar{\phi}_j = \frac{-b_j}{a_j}$$

Число первого j - всегда единиц \rightarrow это решение.

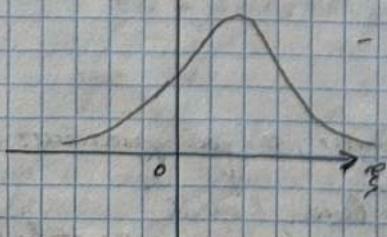
Задаваемые все гармонические, кроме θ , гармоники со θ . Составляем
рекуррентное уравнение в забывании о распределении.

Для $\theta > 2^\circ$ разрешим это первое уравнение для θ :

$$\frac{(d\theta)^2}{(d\theta)^3} = 1^\circ$$

Видим сдвиг - это гармоническое равновесие.

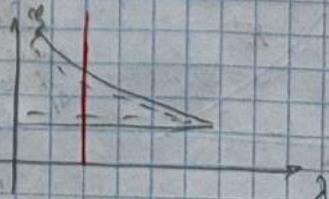
$$\uparrow R$$

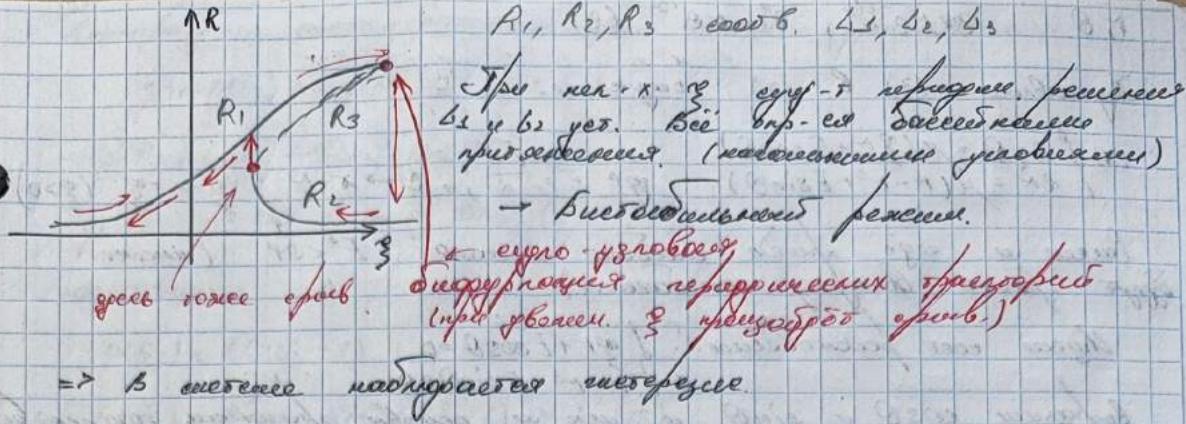


- Это сдвиг. гравитомагнитное поле с.п.

При любых ξ есть волна сдвигов.

Рассмотрим в общем, где есть 3 зеркала.
Видимое значение сдвиг - это сдвиг.





Взаимодействие синхронизаций.
 автоколея. синхронизация с вспомогательной
 пересечением.

т.е. это есть генерирующее пересечение. концепция.

Суперпозиция - движение каждого автобоя, движущегося в супр-те фронтов - в различных состояниях в различные моменты.

Впервые суперпозицию ~~найд~~ Габриэль. (он изобрел движущуюся колеса).

Рассмотрим суперпозиции:

- 1) Концентрическое. → из редециональной системы координат (радиальный)
- 2) Центральное - суперпозиция возможностей в процессе суперпозиции фронтов сдвигом друг на друга.

3.03.23.

Основы теории взаимодействия синхронизаций.

Равн.-м. гр-е: (исследование Бар-деп-Поне.)

$$\begin{cases} \dot{x} = y \\ \dot{y} = -x + \mu L \xi x + (\varepsilon - \lambda^2) y + E_0 \cos t \end{cases} \quad (1) \quad G = R^2 \times S^2 - \text{заданное ф-но}$$

$0 < \lambda = \mu \ll \varepsilon$ - малое параметр.

$$\frac{\omega_0^2}{\omega^2} = \varepsilon - \mu \xi \quad \rightarrow \xi - \text{расстояние}, \quad \omega_0 - \text{част. собст. автособой}.$$

Собственное колебание собст. Пуанкаре: $\rho: \mathbb{Z} \rightarrow \mathbb{Z}$
 Или - то же самое Бар-деп-Поне называет уравнением гр-е.

Некоторые: $\sqrt{4}, \omega_0 \approx 3$.

Уравнение неко-го колебания Бар-деп-Поне (в лин. форме):

$$2 \ddot{z} = \mu (-\lambda \xi z + z - z^2 - \frac{E_0}{2}) \quad (2)$$

переходит в реальную. колебание супр. фронтов!

$$r, \theta : z = r e^{-i\theta}, z^* = r e^{i\theta} \quad (3)$$

Изображение (3) в (2) получается:

$$\begin{aligned} (4) \int dz = i \mu (\xi r + E \cos \theta) \\ \int d\bar{z} = i \mu (r - \xi^2 + E \sin \theta) \end{aligned} \quad \text{где } E = \frac{E_0}{2}; \quad \theta \rightarrow \omega - \theta; \quad \xi \rightarrow -\xi \quad (\xi > 0)$$

Рассмотрим выше приведенное изображение $E^2 < 27$ (иначе будет просто вещественное изображение).

Наше новое равновесие: $\int \xi r + E \cos \theta = 0$

Выражим $\cos \theta = \sin \theta = 0$ в виде основного уравнения гидравлического равновесия:

$$(5) F(\theta) = 0, \quad \text{где } \theta = \pi/2$$

$$F(\theta) = \theta^3 - 2\theta^2 + (1 + 9\xi^2) \theta - E^2 = 0$$

изображение Кирдана.

решение: $\theta = \frac{(1 + 9\xi^2)^{1/3}}{2} + \frac{\sqrt{27 + 9\xi^2}}{4} - E^2$ \rightarrow может быть комплексное.

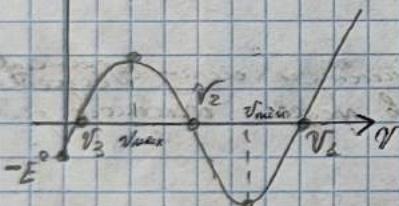
Наше главное изображение E_0 : $\theta = 0$

$$\Rightarrow E_0 = \sqrt{27} \left[1 + 9\xi^2 - (1 - 3\xi^2)^{1/2} \right], \quad 1 - 3\xi^2 > 0$$

изображение приведено на рисунке (5, 6).

В задаче 5 (р-с 65) имеет 3 виды равновесий. Имеет следующее значение θ :

$$F_{\theta}$$



$$\begin{aligned} \theta_{\min} &= \frac{2 - \sqrt{1 - 3\xi^2}}{3} && \text{Каскад края привод} \\ \theta_{\max} &= \frac{2 + \sqrt{1 - 3\xi^2}}{3} && \theta \approx \xi = \frac{1}{3} \quad \text{и} \\ & && = -\xi \quad \text{внешний.} \end{aligned}$$

Наше главное изображение определяется изображением:

$$(6) F\left(\frac{1}{3}\right) = \frac{9}{27} - E^2 + \frac{\xi^2}{3} > 0; \quad \theta_{\max} > \frac{\xi}{3}, \quad \theta_{\min} > \frac{1}{3}$$

$$F(1) = \xi^2 - E^2 \leftarrow \text{здесь зависит от } \xi.$$

Уз (6) определяет вид уравнения для θ :

$$\theta_1(\xi, E) < \frac{1}{3} < \theta_2(\xi, E); \quad \theta_2(\xi, E) > \frac{1}{3}$$

$$\theta_1(\xi, E) < 1, \quad E < \xi$$

$$\theta_1(\xi, E) = 1, \quad \text{если } E = \xi$$

$$\theta_1(\xi, E) > 1, \quad E > \xi$$

Но изображение изображение выше в 6 ап.!

$$\theta = \theta_j, \quad j = 2, 1, 3$$

$$\text{т.ч. } \theta_2 = \frac{N \cdot (1 - \xi)}{\xi} \quad ; \quad N = \sqrt{\theta_1(\xi, E)}$$

Найдите все значения α , при которых уравнение:

$$2^2 + p(\theta_j) \lambda + q(\theta_j) = 0, \quad j=1, 2, 3$$

$$p(\theta_j) = \frac{E}{r_j} \sin \theta_j - (r - 3r_j^2)$$

$$q(\theta_j) = \frac{E}{r_j^2} \cos^2 \theta_j - \frac{E}{r_j} \sin \theta_j (r - 3r_j^2)$$

(одновременно)

$$p(\theta_j) = 2(2r_j - r)$$

$$q(\theta_j) = \frac{r^2}{r_j^2} - (r - 3r_j^2)(r_j^2 - 1) = F'_j(v_j)$$

Что это означает в общем?

$$q(\theta_1, \theta_2) < 0 \Rightarrow \theta_2 - \text{стабильное}$$

$$p(\theta_1) < 0, q(\theta_1) > 0 \Rightarrow \theta_1 - \text{устойчивое}$$

$$p(\theta_1) > 0, q(\theta_1) > 0 \Rightarrow \theta_1 - \text{устойчивое}$$

Это означает что обе в.п. ~~периодичны~~ с малым периодом и неустойчивы. Помимо этого дробовое неравенство имеет место.

$$\alpha^2 = \mu(r - r^3 + E \sin \theta) \leq \mu(r - r^3 + E) \quad (7)$$

Найдите значение μ , при котором $r - r^3 + E < 0$. Тогда r убывает.

Помимо этого первое неравенство (7) будет выполнено для

$$\mu > \mu_1(0, E)$$

В этом случае при $F(v)$ обращается в бис. $v=0$

$$F(v) = v(v-r)^2 - E^2$$

$$F'(v) = (v-r)^2 + 2v(v-r) = (v-r)(v-r+2v) = (v-r)(3v-r)$$

$$\Rightarrow v_1(0, E) > r.$$

тогда $F(v) > 0, v > v_1(0, E)$

$$F(v) = [F''(v-r)] - E \times [\sqrt{v}(v-r) + E]$$

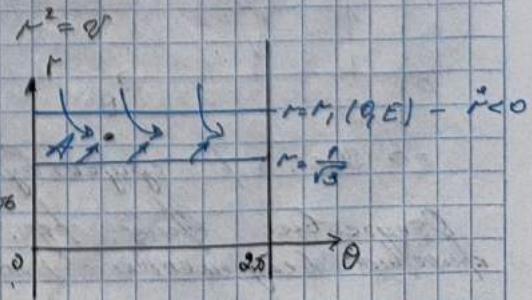
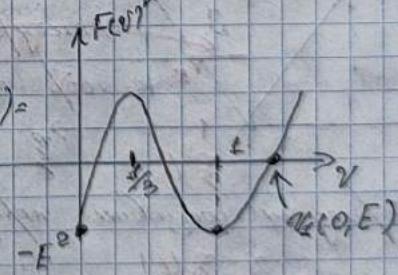
$$F''(v) > 0 \Rightarrow \sqrt{v}(v-r) - E > 0$$

$$v(v^2 - 1) - E > 0$$

Найдите дробовое неравенство:

$$\frac{v^2 - 1}{v^2} = \mu \left(\frac{2}{3\sqrt{3}} + E \sin \theta \right) > 0 \Rightarrow E < \frac{2}{3\sqrt{3}}$$

но это возможно для всех θ (если $E < 0$)

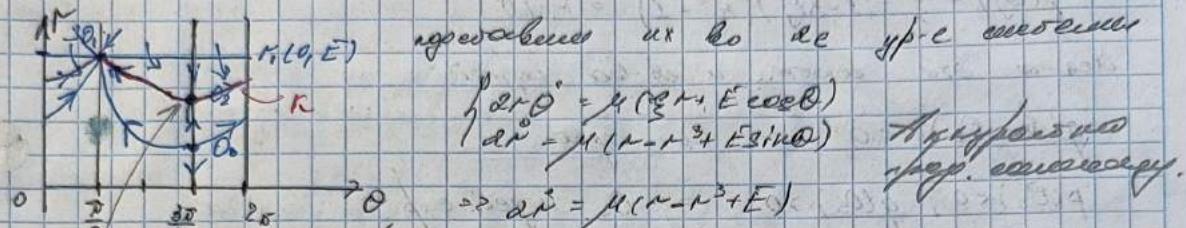


\Rightarrow одн. А - инвариантное для машине значение. (т.е. любое движение с нач. в А будет в А) но это не всегда так.

В качестве из этих условий первым будет, что O_1 и O_2 лежат в зоне опасности, а O_3 нет.

Движение машины при движении
расстояние $|O_1| = 0$

$$\Rightarrow O \sim E \cos \theta \Rightarrow \theta = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2} \text{ возможн. } \theta = 0$$



$$\begin{cases} \partial r / \partial \theta = \mu (r^2 + E \cos \theta) \\ \partial r / \partial \theta = \mu (r - r^3 + E \sin \theta) \end{cases} \Rightarrow \partial r / \partial \theta = \mu (r - r^3 + E)$$

Абсолютно
стаб. состоян.

знач/r неизв. конф. по зонам опасн! $r - r^3 + E < 0 \Rightarrow r > 1, (0, E)$
 $r - r^3 + E = 0$

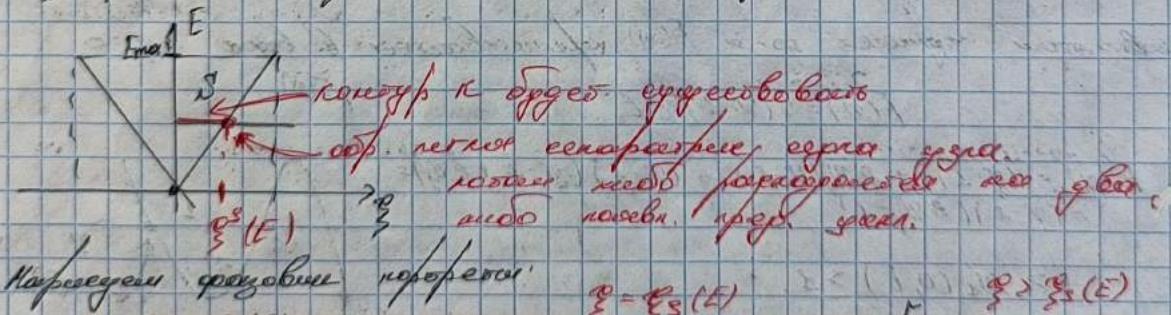
\Rightarrow O_2 лежит на границе, но она машина не пересек.

Когда $\theta = \frac{\pi}{2}$ $\Rightarrow \partial r / \partial \theta = \mu (r - r^3 - E) \rightarrow$ зон.рабн. O_2 и O_3

Как берётся зона θ ?

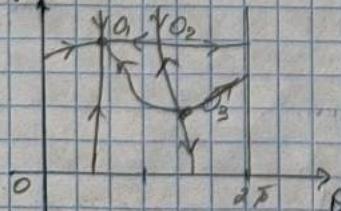
$\theta \sim E \cos \theta$ все определяет $\theta \cos$. Тогда можно
найти зону движения машины.

Существо. конф. из движений К зон. из 2х е.п. о
сектории - это промежуточный конф.

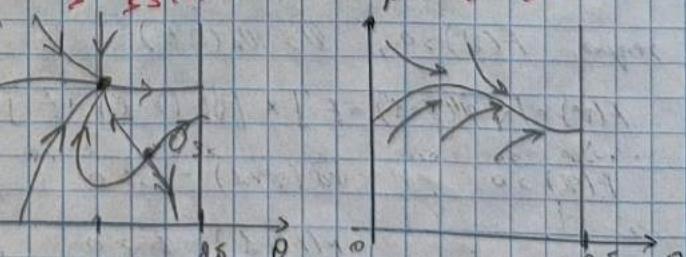


Нарезание зонами конф.

$$g < g_s(E)$$



$$g = g_s(E)$$



\Rightarrow Гео. е.п. существо. только в зоне O_1 .

Зонирование зон. конф. машиной можно только в зоне опасности - Рисунок:

$$B(\theta, r) = r, \text{ но не для всех } r.$$

$$D = 4K(1 - \delta t^2)$$

Соотношение Дюнеке и их пределов

Верхнее и нижнее значение определено формулой
Дюнеке. Но для Дюнеке это предельное
значение.

Дообр. Дюнеке имеет вид δ , между δ и $\delta_{\text{верх}}$.

$$P_j(x_j, y_j), j = 1, 2, 3$$

$$x_j = 2r_j \cos \theta_j = \begin{cases} \text{если } \theta_j \text{ неизвестно} \\ 2v_j(\xi, E) \end{cases} = \frac{2v_j(\xi, E)}{E}$$

$$y_j = 2r_j \sin \theta_j = - \frac{E}{E}$$

$$\theta_j = \delta + \arctan \left(\frac{1 - v_j(\xi, E)}{v_j(\xi, E)} \right)$$

Найдено верх, и нижне:

$$x_j(\xi, E) < 0, j = 1, 2, 3$$

$$y_k(\xi, E) < 0, k = 2, 3$$

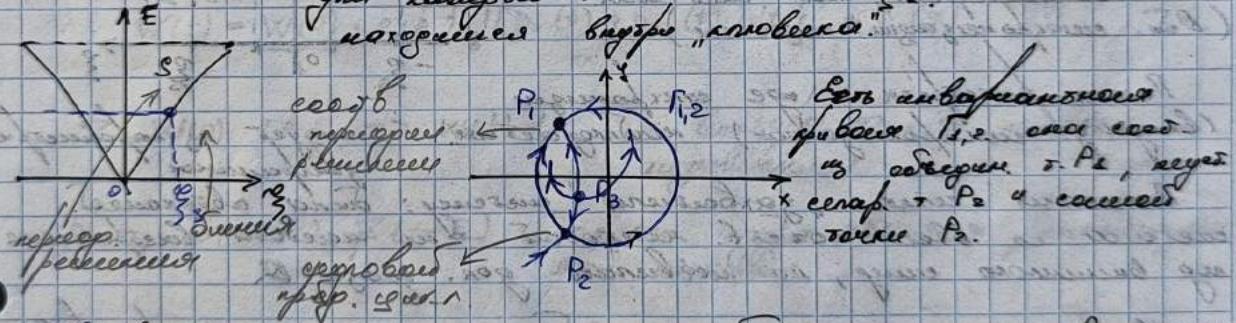
$$y_1(\xi, E) > 0, E > \xi$$

$$y_1(\xi, E) = 0, E = \xi$$

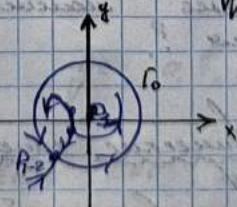
$$y_1(\xi, E) < 0, E < \xi$$

Найдено, что для них получены Дюнеке. Получены различные
в зависимости от E . $0 \leq \xi < \xi_s$. $E = \text{const}$

для каждого E есть δ . Так как ξ_s есть
наименьшее значение ξ для "клювика".

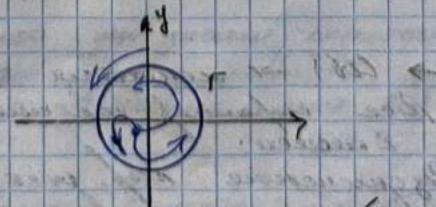


С увеличением ξ в момент $\xi = \xi_s$ будет наименьшее: P_1 - верхнее,
 P_2 и P_3 симметричны, образуя верхнюю, верхнюю
или нижнюю. Значит



Симметричные
точки на окружности

Если задано δ , то $\xi > \xi_s$. Т. P_1 - верхнее.



Задан поворот на величину Дюнеке можно воспользоваться
для этого.

$$L_3 = \{x = 2\sqrt{\theta_1(\xi, E)} \cos(t - \Theta_1), y = -2\sqrt{\theta_1(\xi, E)} \sin(t - \Theta_1)\}$$

$P_3 \rightarrow$ соотв. пересеч. решетки на горе. — гор. а P_3 лежит вне горы.

На горе проекция бокр-го пересеч. решетки "и" все пересеч. решетки исчезают в гор. гравитации, кроме ко эпипор горы проекции.

\Rightarrow Решетка соотв. горе исчезает, в гор-се от их близости коэффициент движущ.

Ближе к горе движущая масса.

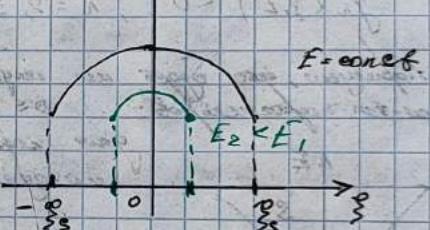
Обсуждение 44X: движущийся E и стационарный гор-с амплитуды

$$\alpha = 2\sqrt{\theta_1(\xi, E)}$$

$\frac{\partial \alpha}{\partial \xi} = \frac{\partial \sqrt{\theta_1}}{\partial \xi} = \frac{1}{\sqrt{\theta_1(\xi, E)}}$, но движение θ_1 значит, что движение горизонтально и движущийся горизонтально.

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial \xi} = \frac{-2\xi \theta_1(\xi, E)}{\sqrt{F(V)}} \quad \rightarrow \text{если движущийся } \xi = 0 \\ \sqrt{V} = V = V_2 \\ \rightarrow 0$$

Наибольшая амплитуда при $\xi = 0$.
Это гор-с, находясь поблизу горизонтальной движущей массы.
(Вод. стоящим движением)



Полоса фокусов. — где движущийся (стационарный) находиться. — из параллелей.

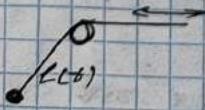
Внешняя полоса "захватила" движущуюся массу. Пока движется, смещается со всеми способами. Но когда движущая масса покинет полосу, то вернется гор. горизонт.

Чем-то для параллелей соответствующих движущих движущих, но гор. горизонтальная масса движется. Решетка в смещениях

Параллельные концепции.

Суть смещения, подвергне. Смещение" есть оп. выражение. Согласно находятся в сдвиге смещения.

Пример. — в сдвиге нет смещения (о которых сказано выше.)



Все параллели сдвиги. Используются для сдвигов.

- 1) Разделение параллелей.
- 2) Передвижение параллелей.

Если разделение параллелей сдвиги, то горизонтальные сдвиги. Тогда нет сдвигов. т. е. из сдвигов в сдвигах

исследование линейного дифференциального уравнения с постоянными коэффициентами.

Будет рассмотрено линейное дифференциальное уравнение в коэффициентах, зависящих от времени, т.е. в общем виде

коэффициенты зависят от времени.

$$\begin{cases} \dot{x}_1 = p_{11}(t) x_1 + p_{12}(t) x_2, \\ \dot{x}_2 = p_{21}(t) x_1 + p_{22}(t) x_2 \end{cases} \quad (1)$$

$$т.е. p_{jk}(t+\Delta) = p_{jk}(t)$$

Запишем общее решение системы (1), общего вида:

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \end{pmatrix}, \quad \vec{x}(t) = \begin{pmatrix} \varphi_1 & \psi_1 \\ \varphi_2 & \psi_2 \end{pmatrix}, \quad \vec{C} = \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix}, \quad \vec{\varphi} = \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix}, \quad \vec{\psi} = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}$$

$$\vec{x}(t) = \vec{\chi}(t) \vec{C}$$

φ_1, ψ_1 - собственные функции / решения, т.е.

$$\begin{cases} \varphi_1(0)=1, \psi_1(0)=0 \\ \varphi_2(0)=0, \psi_2(0)=1 \end{cases} \quad (3)$$

последнее о.д.о., т.е. общее решение

общее линейное независимое.

Запишем оп-но Вронского:

$$W(t) = \begin{vmatrix} \varphi_1(t) & \psi_1(t) \\ \varphi_2(t) & \psi_2(t) \end{vmatrix} \neq 0$$

По оп-но Вронского определяется ко-ко Ляпунова:

$$W(t) = \underbrace{W(0)}_{\text{const}} \cdot \exp \left\{ \int_0^t [p_{11}(t) + p_{22}(t)] dt \right\} \quad (4)$$

$$\Rightarrow W(0) = 1 \Rightarrow W(t) \neq 0 \quad \text{и вида } \vec{\varphi} \text{ и } \vec{\psi} \text{ линейно независимые.}$$

$\vec{\varphi}(t+\Delta), \vec{\psi}(t+\Delta)$ так же будут линейно независимые.

Задача линейного независимости:

$$(5) \quad \begin{cases} \vec{\varphi}(t+\Delta) = a \vec{\varphi}(t) + b \vec{\psi}(t) \\ \vec{\psi}(t+\Delta) = c \vec{\varphi}(t) + d \vec{\psi}(t) \end{cases} \quad \text{где } a, b, c, d - произвольные константы. \quad \triangle$$

Сделаем в иссл. (5) подстановку $t=0$, получим:

$$\begin{cases} a = \varphi_2(\Delta), & b = \psi_2(\Delta) \\ c = \varphi_1(\Delta), & d = \psi_1(\Delta) \end{cases} \quad (6)$$

У-е (6) означает, что мы имеем линейную зависимость, если заданы коэффициенты. следующее решение иссл. (2), поэтому общ.

последнее, что означает решением иссл. (2), поэтому общ.

$$(7) \quad \vec{x}(t+\Delta) = S \vec{x}(t), \quad \text{где } S - \text{ нек-ое число.}$$

Поскольку линейное решение иссл. (2) линейно независимо, то запишем:

$$\vec{x}(t) = A\vec{\varphi}(t) + B\vec{\psi}(t) \quad (8) \quad A, B - \text{коэффициенты}$$

$$\vec{x}(t+\tau) = A\vec{\varphi}(t+\tau) + B\vec{\psi}(t+\tau) \quad (9)$$

представляя (8) и (9) в (8) получаем след. соотношение:

$$A\vec{\varphi}(t+\tau) + B\vec{\psi}(t+\tau) = S[A\vec{\varphi}(t) + B\vec{\psi}(t)] \quad (10)$$

Умножив (5) на $\vec{\varphi}(t)$:

$$[A(\alpha - s) + Bc]\vec{\varphi}(t) + [B\alpha + B(s - \alpha)]\vec{\psi}(t) = 0$$

Это выражение верно для t , когда выполняется условие:

$$\begin{cases} A(\alpha - s) + Bc = 0 \\ B\alpha + B(s - \alpha) = 0 \end{cases} \quad (11) \quad \rightarrow \text{неориц. решения, когда } \Delta = 0$$

$$\Rightarrow s^2 - (\alpha + \beta)s + (\alpha\beta - bc) = 0 \quad (12)$$

Значит, что $\alpha + \beta - bc < 0$. Выполнено второе из неравенств $p_{11}(t) \ll p_{22}(t)$. Помимо?

Вспомним о $\vec{\varphi}$ -ах временного, когда $t = \tau$:

$$W(\tau) = \begin{vmatrix} \varphi_1(\tau) & \varphi_2(\tau) \\ \varphi_2(\tau) & \varphi_1(\tau) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} a & c \\ b & d \end{vmatrix} = \alpha\beta - bc$$

• $\vec{\varphi}$ -ы реальны: то же самое для $\vec{\psi}$ -ов: $\vec{\varphi} = p_{11} \ll p_{22}$

$$W(\tau) = W(0) \exp \left\{ \int_0^\tau [p_{11} + p_{22}] dt \right\}$$

Также s_1 и s_2 решают ур-я (12). Будут прописаны, что они не простые.

Значит есть такие коэффициенты:

$$\frac{A_1}{B_1} = \frac{c}{s_1 - \alpha} = \frac{s_1 - \beta}{b} ; \quad \frac{A_2}{B_2} = \frac{c}{s_2 - \alpha} = \frac{s_2 - \beta}{b} \quad (13)$$

\Rightarrow 2 решения:

$$\begin{aligned} \vec{x}_1(t+\tau) &= s_1 \vec{\varphi}_1(t) \\ \vec{x}_2(t+\tau) &= s_2 \vec{\varphi}_2(t) \end{aligned}$$

Рассмотрим процесс перехода через несколько переходов:

$$\vec{x}_j(t+\tau) = (S_j)^n \vec{x}(t)$$

т.е., $\vec{x}_1(t) \approx \vec{x}_2(t)$. Для этого, чтобы можно было это сделать, должны быть одинаковые начальные условия.

Итак, получим формулы для:

$$(14) \quad \vec{x}_j(t) = e^{j\omega t} \vec{\Phi}_j(t), \quad \text{где } \vec{\Phi} - \text{матрица состояния с переходами.}$$

$$\vec{\Phi}_1(t) = \begin{pmatrix} \varphi_{11}(t) \\ \varphi_{21}(t) \end{pmatrix}, \quad \vec{\Phi}_2(t) = \begin{pmatrix} \varphi_{12}(t) \\ \varphi_{22}(t) \end{pmatrix}$$

при этом получим λ_j :

$$(14) \quad \lambda_j = \frac{1}{\tau} [\ln |s_j| + i(\arg s_j + \omega \tau k)], \text{ где } j=1, 2; k=0, \pm 1, \pm 2 \dots$$

s_j - полюс, не являющийся корнем; λ_j могут быть R и C

так-как это Φ периодическое впереди с. Их соединение (14) можно записать:

$$\vec{\varphi}_j(t) = x_j(t) e^{-\lambda_j t}$$

$$\vec{x}_j(t+\tau) = s_j \vec{x}_j(t) = e^{\lambda_j \tau} \vec{x}_j(t)$$

$$\vec{\varphi}_j(t+\tau) = \vec{x}_j(t+\tau) e^{-\lambda_j(t+\tau)} = e^{\lambda_j \tau} \vec{x}_j(t) e^{-\lambda_j(t+\tau)} = e^{\lambda_j \tau} \vec{x}_j(t)$$

$$\Rightarrow \vec{\varphi}_j(t+\tau) = \vec{\varphi}_j(t) \rightarrow \text{пер. не прерывнос.}$$

Так же можем записать

$$\Rightarrow \vec{x}(t) = \sum_{j=1}^c c_j e^{\lambda_j t} \vec{\varphi}_j(t) \quad (15) \quad \text{найденное решение (1)}$$

Решение за период.

Следует (8) обл. неавтономич. и ее производные приводят к:

$$g^T: R^2 \rightarrow R^2$$

$$\text{точка началь. состоян. } \vec{x}(0) \in R^2 \\ \vec{v}(t), t$$

$$g^T \vec{x}(0) = \vec{v}(t)$$

$$\text{лическ. гомоген. уравн.: } g^T(\vec{x}(0)) = \vec{x}(0)$$

Задача решена

$$\vec{x}_1(t) = C_1 e^{\lambda_1 t} \vec{\varphi}_{11}(t) + C_2 e^{\lambda_2 t} \vec{\varphi}_{12}(t)$$

$$\vec{x}_2(t) = C_1 e^{\lambda_1 t} \vec{\varphi}_{21}(t) + C_2 e^{\lambda_2 t} \vec{\varphi}_{22}(t) \quad (17)$$

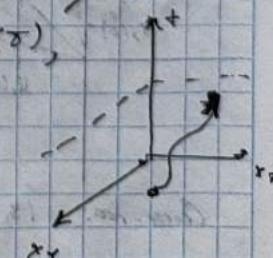
Но это не надо

Возьмем начальное условие $x_1(0), x_2(0)$ и решим наряду C_1, C_2 "переопределенные" в (17). т.е. получим решения

задачу ведущую точку через период $x_1(\tau), x_2(\tau)$, т.е. в результате получим:

$$\begin{cases} x_1(\tau) = a x_1(0) + b x_2(0) \\ x_2(\tau) = c x_1(0) + d x_2(0) \end{cases}$$

$$\text{или векторно: } \vec{x}(\tau) = G \vec{x}(0), \quad G = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$$



Если у нас другое нач. услов. решения - нелинейное
дифф. уравн. то же. \rightarrow есть с. ф. любого периода.
Все же если она линейна, то есть только 1. с. ф.

17.04.2022.

Устойчивость ОДУ решения.

$$\begin{cases} \dot{x}_1(t) = a x_1(0) + c x_2(0) \\ \dot{x}_2(t) = b x_1(0) + d x_2(0) \end{cases} \quad (2) \quad \text{период времени} = T$$

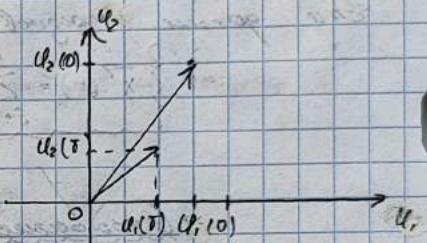
Од. решение: $x_1 = x_2 = 0$ Прич. одн. неустойчивое или гранич. устойчивое состояние
уравнений изучалось в зан-ии:

$$S_1 \cdot S_2 > 0$$

Если $|S_j| < 1$, $j=1, 2$, то с.п. будет асимптотически устойчивое.Если $|S_j| > 1$, $j=1, 2$, то с.п. будет неустойчивое.Если $S_1 > 1$, а $S_2 < 1$. \rightarrow то одн. неустойчивое.

1) Рассмотрим маскоги (U_1, U_2) ,
 причем, когда $|S_j| < 1$. " $S_1 \cdot S_2 > 0$
 (период, неустойчив.).
 И наименее устойчивое движение
 через одн. неустойчивое.
 $0 < S_1 < 1$
 $0 < S_2 < 1$.

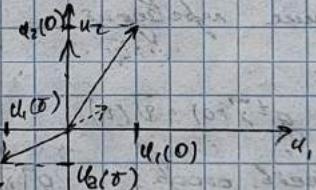
Крайнее велическое, это модуль или
 сдвиг можно умножить с конст. бирр.



2) $\begin{cases} \dot{U}_1 = S_1 U_1 \\ \dot{U}_2 = S_2 U_2 \end{cases}$ За. следуя избранным маскогам, видим, что первое движение
 \rightarrow неустойчивое и 0.

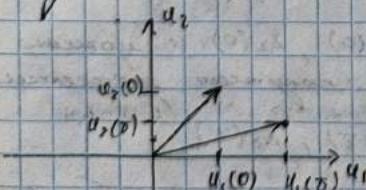
$$\Rightarrow U_1 = U_2 = 0 \quad \text{уст. е.п.}$$

Реш. 2. и 3. образ.
 Второе выражает сол. неустойчив.
 Тогда также уст., но дальше.
 Применимое \rightarrow неустойчивое движение.



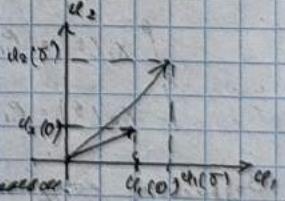
3) Понятно, что при $|S_j| > 1$ всё будет неустойчивым, то
 движение видимо будет генер. роста
 (растягив. максим., неуст.).

4) Будет $S_1 > 1$, а $0 < S_2 < 1$.



то неустойчиво, но U_2
 соотв. убывает, а по U_1 умножит.

Также так и будет видимо движение U_1 ,
 а по $U_2 \rightarrow 0$. \Rightarrow устойчивое.



Случ. 4: $|S_1| > 1$, $|S_2| < 1$ но они будут одн. неустойчивые. (одн. неуст.)

комплексное - сопряженное числовое значение. $S_{1,2} = \alpha \pm i\beta$

\Rightarrow когда $\omega \neq 0$ то должны быть так же комплексные.

$$\begin{cases} u(0) = U(0) \pm iV(0) \\ u_i(\tau) = U(\tau) \pm iV(\tau) \end{cases}$$

переходная лс (2) получается следующим образом.

$$\begin{cases} u(\tau) = \alpha U(\tau) - \beta V(\tau) \\ v(\tau) = \beta U(\tau) + \alpha V(\tau) \end{cases} \quad (3)$$

Запоминаем выражение в комплексной форме:

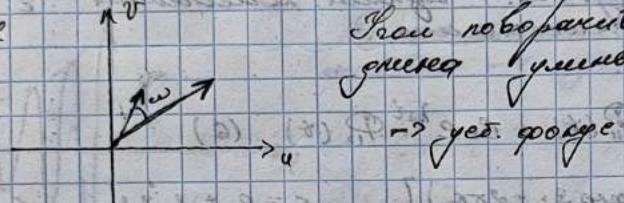
$$S_{1,2} = |S|(\cos \omega \pm i \sin \omega), \quad \alpha = |S| \cos \omega; \quad \beta = |S| \sin \omega.$$

$$\text{зде } |S| = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$$

значит, как упрощенное решение, получаем.

$$\begin{cases} \varphi(\tau) = \varphi(0) + \omega t, \\ p(\tau) = |S| p(0) \end{cases} \quad (4)$$

1) $|S| < 2$



Конец вращающегося на ω , а начало p неизв.

\Rightarrow ус. фазус

2) Очевидно при $|S| > 2$ будет зерно и зерно вращение.

3) $|S| = 2$. \rightarrow получаем зерно.

Движение зерна
помимо вращения

1) Гармонич. колеб. (ПС) можно в виде и в с.ф. записать

в этом виде при любых $t > 0$.
Поскольку при всех зернах гармонич. колеб. имеет вид.

$x_1 = x_2 = 0$. Поэтому ПС издает звук в колебаниях из этого зерна. Известно из этого зерна, какими её гармониками.

2) Ср. ПС и.д. или ус. движущегося, т.к. ω неизв.

Если с.ф. неизв. и ПС состоят из этого ср. и.д. в них вспомогательные колебания

нагоряют друг на дру. образом. Это процесс называется колебанием при перекр. частот. гармоников зерна - гармоническое размножение.



Гармоническое колебание
и размножение

Рассмотрим. зерно. гармонич. колебание. зерно.

$$\begin{cases} \dot{x}_1 = p_{11}(t)x_1 + p_{12}(t)x_2 \\ \dot{x}_2 = p_{21}(t)x_1 + p_{22}(t)x_2 \end{cases}$$

$$p_{11}(t) = 0, \quad p_{12}(t) \neq 0$$

$$p_{22}(t) = 0$$

т.е. зерно имеет форму класса x_1 и.д.

$$\begin{cases} \dot{x}_1 = x_1, \\ \dot{x}_2 = p_{12}(t)x_2 \end{cases} \quad (5)$$

Значение φ -е для нулей характеристиков:

$$s^2 - (a+d)s + (ad-bc) = 0$$

$ad-bc$ можно найти из $ad+bd$ временного, получим
 $ad-bc=1$.

Два корня s_1 и s_2 введены в первом x -виде:

$$\alpha P = \alpha + d$$

$$s^2 - 2Ps + 1 = 0 \quad (6)$$

$|P| < 1$: $s_{1,2} = P \pm i\sqrt{1-P^2} \Rightarrow |s| = P$. \rightarrow с.е. решения x -виде не исключаются.

e^{st} — число колебаний на угол φ .

Такое же есть переход в синус. \rightarrow другой ~~же~~ переход.

Сложное приведение — временн. исследование в ω -периодическом виде.

By зеркало P в ω .

$$x_i(t) = C_1 e^{i\omega t} \Phi_{ii}(t) + C_2 e^{-i\omega t} \Phi_{12}(t) \quad (6)$$

$$\lambda_j = \frac{1}{T} [\ln |s_j| \pm i(\arg s_j + 2\pi k)] \quad , \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

$= 0$, т.е. $|s| = 1$. тогда λ имеет вид

$$\Rightarrow \lambda_1 = \frac{\varphi}{T} i, \quad \lambda_2 = -\frac{\varphi}{T} i \quad ; \quad \varphi = \arg s_j + 2\pi k$$

Посл. $\sin(\omega t)$ генер. по ω и $\cos(\omega t)$ по φ (точнее φ -е по ω).

$$C_1 = \frac{1}{2} e^{i\varphi}, \quad C_2 = \frac{1}{2} e^{-i\varphi}$$

$$\Phi_{ii}(t) = h(t) e^{i\omega t}, \quad \Phi_{12}(t) = -h(t) e^{-i\omega t}; \quad h(t), \omega(t) \rightarrow T$$

периодически меняющиеся:

$$x_1(t) = A h(t) \cos\left(\frac{\varphi}{T} t + c + \omega t\right)$$

$$x_2(t) = A h(t) \cos\left(\frac{\varphi}{T} t + c\right) + F(t) \sin\left(\frac{\varphi}{T} t + c\right) \quad (7)$$

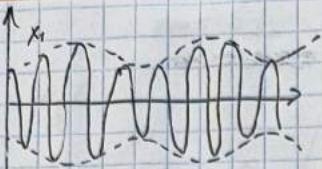
зде $A(t) = A h(t) \cos(\omega t)$ \rightarrow $x(t)$ гармонич. решения x -виде
 $F(t) = -A h(t) \sin(\omega t)$ \rightarrow период. φ -е

$T_1 = T; \quad T_2 = \frac{2\pi}{\varphi}$

Все φ -е забытое в x -виде

$$\frac{\omega_2}{\omega_1} = \frac{2\pi}{\varphi}$$

\rightarrow если φ разн., \rightarrow автоколебания. динамика
если φ постоянна. \rightarrow период. φ -е.



В этом случае АС совершают одностороннее колебание.
(при $|P| < \delta$)

$$2) |P| > \delta \Rightarrow S_1 \cdot S_2 = 1 \Rightarrow \text{одн. а.к. } \text{из } \operatorname{re}(\beta_1) > 0, \text{ а } \operatorname{im}(\beta_1) < 0$$

Приятное колебание. Другое название: $P > 1$, бессудное колебание.

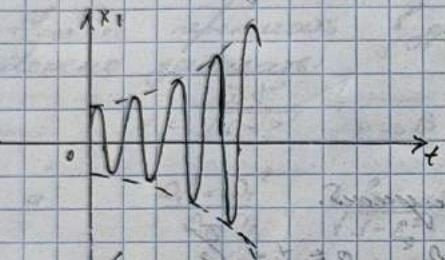
$$\lambda_1 = \frac{\ell}{\tau} \ln(S_1) > 0$$

$$\lambda_2 = \frac{\ell}{\tau} \ln(S_2) = \frac{\ell}{\tau} \ln\left(\frac{1}{S_1}\right) = -\frac{\ell}{\tau} \ln(S_1) < 0$$

\Rightarrow В одностороннем движении (exp. $\rightarrow 0$)

$$x_1(t) \approx C_1 e^{\frac{\ell}{\tau} \ln(S_1) t} + C_2 \Phi_1(t)$$

$x_1(t)$ расходится по величине. Прогрессивно во времени. S_1 .



В этом движении колебание неограничено \rightarrow звено открыто.

3) Стабилизация аналогично рассмотренным случаям, когда $P < -\delta$. (одн. колебание) но кроме этого не учитывалось и было показано что оно имеет обратную зависимость.

$$S_1 \rightarrow 1/S_1$$

$$|\lambda_1| > \delta$$

В этом случае в результате гармонич. колебания; при $|P| < \delta$ - ограничено.

$$4) |P| = \delta \Rightarrow P = \pm \delta,$$

В этом случае получается колебание с затухающим гармоником. В данном случае:

$$S_1 = S_2 = S = \delta; \quad P = \delta$$

$$S_1 = S_2 = S = -\delta; \quad P = -\delta.$$

В первом случае процесс колебаний не зависит от времени. В данном случае:

$$x_1(t) = C_1 e^{\lambda_1 t} \Phi_1(t) + C_2 t e^{\lambda_1 t} \Phi_2(t)$$

$$\lambda_1 = \frac{\ell}{\tau} \ln(1/S_1)$$

В этом случае $x_1(t)$ и $x_2(t)$ будут колебаться.

В конкретном случае "стабилизирован" P для избавления от звука. Но как?

точка которого: $\dot{\varphi}(t+\tau) = \dot{\varphi}(t)$

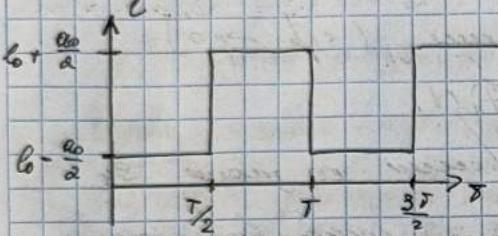
В случае периодических колебаний (периодическое движение):

$$\ddot{\varphi} + \omega^2 \varphi + \frac{d\varphi(t)}{dt} = 0 \quad (7)$$

или

Приложимо уравнение аппроксимации.

$$\ddot{\varphi}(t) = \begin{cases} \frac{\omega_0}{2}, & 0 \leq t \leq \frac{T}{2}, \\ \frac{\omega_0}{2}, & \frac{T}{2} \leq t \leq T, \\ -\frac{\omega_0}{2}, & T \leq t \leq \frac{3T}{2}, \\ -\frac{\omega_0}{2}, & \frac{3T}{2} \leq t \leq 2T, \end{cases}$$



→ она не является чисто гармоническим движением →
имеет частичное движение →
периодичность и гармоничность

Следует же сказать:

$$\omega_1^2 = \frac{\omega^2}{\omega_0 - \frac{\omega_0}{2}}, \quad \omega_2^2 = \frac{\omega^2}{\omega_0 + \frac{\omega_0}{2}}$$

1) при $\omega = 0$ - дезакселерационный случай.

$$(8) \begin{cases} \dot{\varphi} = \omega, \\ \ddot{\varphi} = -\omega^2(t) \varphi(t) \end{cases} \text{ где } \omega^2(t) = \begin{cases} \omega_1^2, & 0 \leq t \leq \frac{T}{2}, \\ \omega_2^2, & \frac{T}{2} \leq t \leq T \end{cases}$$

Для упрощения задачи. можно считать $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$:

T. e. нужно найти A ? и находим промежуточный $A = \pm \frac{\omega_0}{2}$.

Составление гармоник расщеплено:

$$g^*: G = G_1 \cdot G_2$$

Множитель G_1 (однородное). Конкретно в виде. решения

$$x_1(t) = A_1 \cos(\omega_1 t) + B_1 \sin(\omega_1 t)$$

$$" \quad x_2(t) = -A_1 \omega_1 \sin(\omega_1 t) + B_1 \omega_1 \cos(\omega_1 t)$$

$$\text{Боен-цы. } \omega, \varphi: \varphi_1(0) = 1, \quad \varphi_2(0) = 0 \Rightarrow A_1 = 1, \quad B_1 = 0$$

$$\varphi_1(t) = \cos(\omega_1 t), \quad \varphi_2(t) = -\omega_1 \sin(\omega_1 t)$$

Второе движение нач. малосинхрон.

$$\varphi_1(t) = \frac{\sin(\omega_1 t)}{\omega_1}, \quad \varphi_2(t) = \cos(\omega_1 t)$$

Найдем для $t = \frac{T}{2}$ максимум гарм. колебаний G_2 :

$$A_2 = \cos\left(\frac{\omega_1 T}{2}\right)$$

$$B_2 = -\omega_1 \sin\left(\frac{\omega_1 T}{2}\right)$$

$$G_1 = \frac{\sin(\omega_1 \frac{\delta}{2})}{\omega_1}, \quad \vartheta_1 = \cos\left(\frac{\omega_1 \delta}{2}\right)$$

$$\alpha = \frac{\omega_1 \delta}{2}$$

$$\Rightarrow G_2 = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \frac{\sin \alpha}{\omega_2} \\ -\omega_2 \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}$$

Помимо комплексного выражения матрицы G_2 :

$$G_2 = \begin{pmatrix} \cos \beta & \frac{\sin \beta}{\omega_2} \\ -\omega_2 \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix}; \quad \beta = \frac{\omega_2 \delta}{2}$$

перенесем это выражение: $G = G_1 \cdot G_2$ получим выражение:

$$\alpha = \omega_2 \alpha \cos \beta - \frac{\omega_1}{\omega_2} \sin \alpha \cdot \sin \beta; \quad \beta = -\omega_2 \cos \alpha \cos \beta - \omega_1 \sin \alpha \cos \beta$$

$$\epsilon = \frac{\sin \alpha \cos \beta}{\omega_1} + \frac{\omega_2 \sin \beta}{\omega_2}, \quad \delta = \cos \alpha \cos \beta - \frac{\omega_2}{\omega_1} \sin \alpha \cdot \sin \beta$$

$$\Rightarrow 2\beta = \alpha + \delta = 2\omega_2 \alpha \cos \beta - \frac{\omega_1^2 + \omega_2^2}{\omega_1 \omega_2} \sin \alpha \sin \beta \quad (1)$$

Удобнее перенести в приведенном виде выражение, более удобное записать:

$$\alpha = \frac{\omega_2 \delta}{\sqrt{1-\epsilon^2}}; \quad \beta = \frac{\omega_2 \epsilon}{\sqrt{1-\epsilon^2}}$$

$$\alpha = \frac{\omega_1^2 + \omega_2^2}{\omega_1 \omega_2} = \frac{2}{\sqrt{1-\epsilon^2}}$$

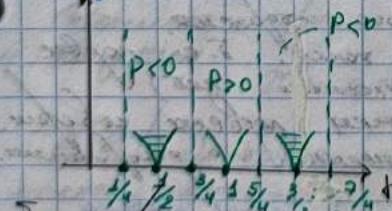
$$\omega_0^2 = \frac{q}{\epsilon}; \quad \tau_0 = \frac{\omega_0}{\omega_0}; \quad \epsilon = \frac{q}{2\omega_0}; \quad \delta = \frac{\tau}{\tau_0}$$

пом. величины

ϵ - свободная конфигурация; δ - огибающее преселов.

Но и то выражение (α, ϵ) , задавшее δ (2) $\epsilon=0$:

24.04.23.



$$P = \cos^2(\pi\delta) - \sin^2(\pi\delta) = \cos(2\pi\delta)$$

Когда выражение делает где $P>0$ и $P<0$ мы имеем либо $P=0$.

Тогда либо $P=0$; $P=0$ $\rightarrow \delta = \frac{k}{4} + \frac{\pi}{2}$, $k \in \mathbb{Z}$

$$\delta = \frac{\pi}{2} \rightarrow \delta = R$$

\rightarrow беск. число точек на окр.

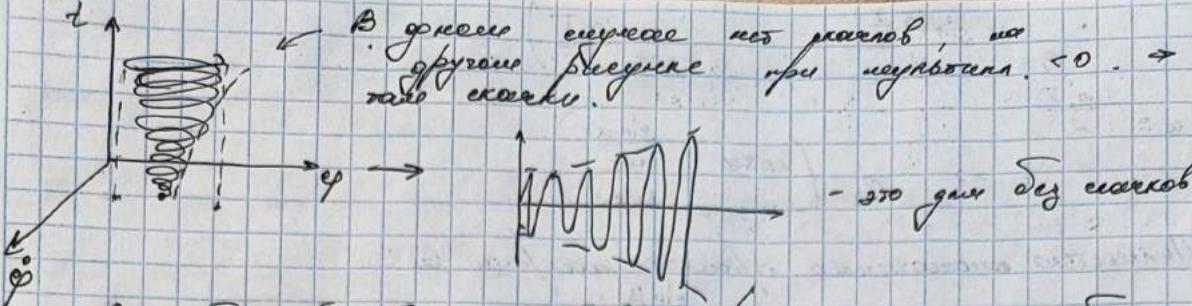
$$\delta = -\frac{\pi}{2} \rightarrow \delta = R - \frac{1}{2}$$

\rightarrow беск. число точек на окр.

Множество точек, из которых выходят 2 огибающие линии ($\delta = \frac{1}{4}$ и $\frac{3}{4}$) и т.д.

Число же $\delta = \frac{1}{2}$ выходят только линии, далее δ для $P>0$ б.т.с. находится еще одна линия. \rightarrow линии, изобр. линии.

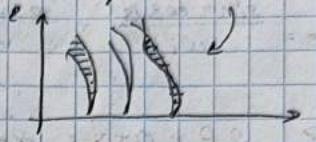
Выходы линий разбиваются на преселовские разломы ~ разделение по сим. конфигурации. Выходы линий δ $P>0$ - обратн., а δ $P<0$ - преселовские.



All oscillations (all waves) are called - wave oscillations. As frequency - wave velocity is constant. $\omega = \frac{2\pi}{T}$.

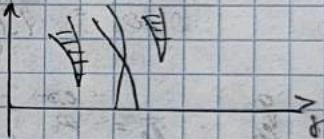
For increasing ω there is an increase in wave velocity (as freq. increases), as the wave's wave velocity increases. This is true.

For wave velocity ω there is an increase in frequency. No damping occurs.



Resonance damping in the system.

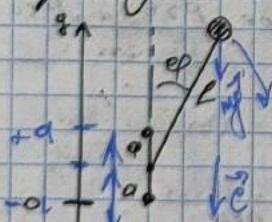
Resonance is when the frequency of the system is equal to the frequency of the external source. At resonance, the displacement of the system is maximum and the amplitude of the system is maximum. This is because the energy of the system is transferred from the source to the system.



Resonance damping in the system.

Damping increases with frequency.

Resonance damping occurs in the system when the frequency of the system is equal to the frequency of the external source. (Frequency of the system, which is determined by the mass and stiffness of the system.)



$\omega_0^2 = \frac{k}{m}$ ω_0 - natural frequency of the system.

$\omega^2 = \frac{k}{m + M}$ ω - frequency of the system with damping.

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m + M}}$$

parabolic.

$$\ddot{x} = -\omega_0^2 x \quad (1)$$

$$\omega_0^2 = \frac{g}{L} \quad \text{and} \quad \omega^2 > \omega_0^2$$

Free vibration occurs due to the initial conditions.

$$\begin{cases} \dot{x} = y \\ y = \rho' x \end{cases} \quad (2)$$

Initial displacement and initial velocity of the system:

$$\left| \begin{array}{l} \varphi_1(t) = \operatorname{ch}(pt), \quad \varphi_1(t) = \frac{1}{p} \operatorname{sh}(pt) \\ \varphi_2(t) = p \operatorname{sh}(pt); \quad \varphi_2(t) = \operatorname{ch}(pt) \end{array} \right. \quad (3)$$

$$\left| \begin{array}{l} a_1 = \operatorname{ch}(pt), \quad C_1 = \frac{1}{p} \operatorname{sh}(pt) \\ b_1 = p \operatorname{sh}(pt), \quad d_1 = \operatorname{ch}(pt) \end{array} \right. \quad (4)$$

Далее

$$\left| \begin{array}{l} \dot{\varphi}_1 = \varphi_2 \\ \dot{\varphi}_2 = -\omega^2 \varphi_1 \end{array} \right. \quad \omega^2 = \omega_p^2 - \omega_0^2, \quad (5)$$

$$\left| \begin{array}{l} \varphi_1(t) = \cos(\omega t), \quad \varphi_2(t) = \frac{1}{\omega} \sin(\omega t) \\ \varphi_1'(t) = -\omega \sin(\omega t), \quad \varphi_2'(t) = \cos(\omega t) \end{array} \right. \quad (6)$$

$$\left| \begin{array}{l} a_2 = \cos(\omega t), \quad b_2 = -\omega \sin(\omega t) \\ c_2 = \frac{1}{\omega} \sin(\omega t), \quad d_2 = \cos(\omega t) \end{array} \right. \quad (7)$$

Далее имеем рециркуляцию. Часто бывает

$$2P = a+d = a_1 a_2 + b_1 c_2 + b_2 c_1 + d_1 d_2 = \\ = 2 \operatorname{ch}(pt) \cos(\omega t) + \left(\frac{p}{\omega} - \frac{\omega}{p} \right) \operatorname{sh}(pt) \cdot \sin(\omega t) \quad (8)$$

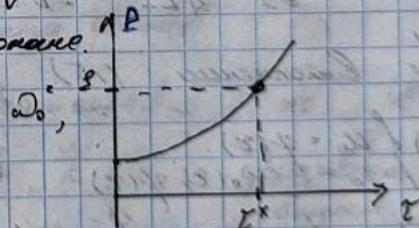
Заметим из (8) условие отсутствия резонанса:

$$\left| \operatorname{ch}(pt) \cos(\omega t) + \frac{1}{2} \left(\frac{p}{\omega} - \frac{\omega}{p} \right) \operatorname{sh}(pt) \cdot \sin(\omega t) \right| > 1. \quad (*)$$

Если $p < 1$. \rightarrow устойчивое резонанс.

$\Im = 0$ условие (*) неподходящее. Для устойчивости: $a = 3 \text{ см}$, $\ell = 100 \text{ см}$, $\omega = 10 \text{ рад/с}$, $P(t) = 10 \text{ кг}$, $\zeta < \zeta^*$ в см. надл. нап. резонанс.

Согласно формуле $\zeta^* < \sqrt{\frac{3a}{g}}$ и $\Delta p > 2a$,
и получим $\zeta^* \approx 0,00788$.



В верхней точке это. стояч. колебл. нестабильны, что означает, что они продолжают колебаться, что они заслонят свет лазера, что означает, что они блокируют свет лазера. (перед. неизвестно)

Колебания нестабильны. заслоняют свет лазера.

Рассмотрим нестабильный колеблательный.

$$(9) \ddot{x} + \omega_0^2(\mu t)x = 0 \quad \leftarrow \text{найдено изралино нестаб. во времени}$$

$$\omega_0(\mu t) > 0, \quad \mu = \mu t, \quad \text{или} \quad \mu > 0.$$

Генерируются брекчины, пыль.

$$\begin{cases} \mu \frac{\partial u}{\partial z} = g, \\ \mu \frac{\partial v}{\partial z} = -\omega_0^2(z) x \end{cases} \quad (10)$$

Будет исследовать методом БКБ.

Ищем решение в виде рядов:

$$(11) \quad \begin{cases} x = e^{\frac{z}{\lambda}} \sum_{j=0}^{\infty} \mu^j u_j(z) \\ y = e^{\frac{z}{\lambda}} \sum_{j=0}^{\infty} \mu^j v_j(z) \end{cases}$$

Мы ищем ряды $g(z)$, $u_j(z)$ и $v_j(z)$

Ограничим ищем расщепление начальных значений (нулевого и ненулевого) решения.

т.е. ищем решение в виде:

$$\begin{cases} x = e^{\frac{z}{\lambda}} [u_0(z) + \mu u_1(z)] \\ g = e^{\frac{z}{\lambda}} [v_0(z) + \mu v_1(z)] \end{cases} \quad (12)$$

Представим (12) в производственное выражение с остатком.

$$u^0: \begin{cases} \frac{\partial u}{\partial z} u_0(z) - v_0(z) = 0 \\ \omega_0^2(z) u_0(z) + \frac{\partial v}{\partial z} v_0(z) = 0 \end{cases} \quad (13) \quad \rightarrow \text{одн. лин. дифр. ур-ти, общ. пр-ть } \neq 0, \\ \text{где перв. решениe},$$

$$\mu^1: \begin{cases} \frac{\partial u}{\partial z} u_1(z) + \frac{\partial u_0}{\partial z} = v_1(z) \\ \frac{\partial v}{\partial z} v_1(z) + \frac{\partial v_0}{\partial z} = -\omega_0^2(z) u_1(z) \end{cases} \quad (14)$$

$$\text{Реш (13): } \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \omega_0^2(z) = 0 \quad (25)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial u}{\partial z} = \pm i \omega_0(z) \quad \Rightarrow S(z) = \pm i \int \omega_0(z) dz$$

При выполнении (15) получим систему (13):

$$(16) \quad \begin{cases} u_0 = q(z) \\ v_0 = \pm i \omega_0(z) q(z) \end{cases}$$

где $q(z)$ - произв. ф-я

Составим теперь систему (14), т.к. (13).

$$v_1(z) = \frac{\partial u}{\partial z} u_1(z) + \frac{\partial u_0}{\partial z} \quad (17)$$

$$\omega_0^2(z) \frac{\partial u}{\partial z} = -q \frac{\partial u_0}{\partial z} \quad (18)$$

$$q(z) = \frac{A}{\sqrt{\omega_0(z)}} \quad \text{и} \quad \text{составим систему} \quad \text{реш. для } q(z)$$

$$x(z) = \frac{A}{\sqrt{\omega_0(z)}} e^{\frac{z}{\lambda}} \int \omega_0(z) dz + \frac{A}{\sqrt{\omega_0(z)}} e^{-\frac{z}{\lambda}} \int \omega_0(z) dz$$

Переходим к исходному времени t :

$$x(t) = \frac{A}{\sqrt{\omega_0(t)}} \cos \theta, \quad \text{где } \theta = \int \omega_0(z) dz - \text{фаза колебаний.}$$

Амплитуда и частота синусоидного колебания
(амплитуды) уменьшаются.

Число поглощено энергии. (она где-то исчезла).

$$E = \frac{\dot{x}^2}{2} + \frac{m(\omega t)^2}{2} - \frac{i\omega_0(\omega t) A \cos \theta}{V_{ab}(\omega t)} - \frac{2\omega_0(\omega t) A \sin \theta}{V_{ab}(\omega t)}$$

поглощено энергии $\rightarrow 0$

$$\Rightarrow \dot{x} \approx -2\omega_0 A \sin \theta, \text{ подставляем в } E:$$

$$E \approx 2A^2 \omega_0 (\omega t) \quad \sim \text{ энергия тоже не поглощена}$$

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = 2A^2 = \text{const} \quad \sim \text{ амплитуда колебаний неизменна.}$$

Число поглощено энергии изменяется энергии субъекта.

Основное значение имеет
коэффициент затухания.

Гармоническое колебание:

$$u(x, t) = A_0 \cos(\omega t - kx + \varphi) \quad (1)$$

где $u(x, t)$ — переменная, опи. колеб. во вр. t всп. x . A_0 — амплитуда колебания, ω — круговая частота, k — волновое число.

В гармоник. колеб. есть врем. промеж. гармон. колеб. $e^{i\omega t}$,
затухающих разн. в разных x .

Продолжительность промеж. $T = \frac{2\pi}{\omega}$ — время колеб.

$u(x, t)$ — дается колеб., если $\omega t - kx + \varphi = \text{const}$ $\frac{d}{dt}(1)$

$$(2) \quad \omega - k \frac{dx}{dt} = 0 \Rightarrow \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = V_p \quad \text{— постоянстк. скор.}$$

В расщеплении образ. исп. вол. колеб. фаза не меняется.

$$u(x, t) = A e^{i(\omega t - kx)}$$

Период и расщепление
фазы

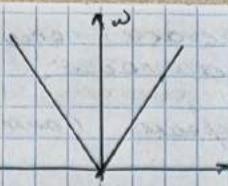
Из соотношения (2) получим $\omega = kV_p \rightarrow$ разное колеб. числа.
В одних случаях

$\omega = \omega(k)$ — опр. как круговая частота — врем. промеж. колебаний, а друг. и наим. расщепление уравнением.

Если $\omega = \omega(k)$, $\omega_0 = \text{const}$ — все волны колебель. $\omega(k)$ одинак.

$$u_t + cu_x = 0, \quad x \in \mathbb{R}$$

Д.е. u_p не зависит от ω , т.к.



Линии неизмен. параметр $\omega(x, 0)$ расп. без измен. фазиса.
Д.е. линии расп. без измен. фазиса.

$$u(x, t) = f(x - ct) \quad \text{где } c = \text{const} \text{ и - то время}$$

f - фунд-ая функц. имена наз $u(x)$.

Если $\omega(x)$ - конст. расп. с разницей
в - ом. Поэтому в таких усло. фазис. параллельны
расп. Видим расп. без изменения.

Картина при такой фазис.

$$u_{tt} - c^2 u_{xx} - \beta u_{xxtt} = 0, \quad x \in \mathbb{R}$$

Д.з. квадр. квадр. квадр. квадр. Каж. видим можн
расп.

03.05.03.

Рассмотрим гр-е в частных производных:

$$u_{tt} - c^2 u_{xx} - \beta u_{xxtt} = 0, \quad x \in \mathbb{R} \quad (1)$$

где $c, \beta > 0$ - кофакторы. Гр-е (1) наз. неоднородное
дифференциальное гр-е 2-го порядка (послед. коэф. не нулев.)

Рассмотрим в гр-е кофакт. видим

$$u = A e^{i\omega t - ikx}$$

подставим:

$$\omega^2 + \omega^2 \beta k^2 - c^2 k^2 \quad (2) \quad \text{квадр. гр-е. вида}$$

Видим ω через k ; ω наименьший

$$k = k_1(\omega) = i\alpha, \quad k = k_2(\omega) = -i\alpha, \quad \text{где } c^2 - \omega^2 \beta > 0$$

$$k = k_3(\omega) = i\alpha, \quad k = k_4(\omega) = -i\alpha, \quad \text{где } c^2 - \omega^2 \beta < 0$$

т.е.

$$k = \frac{\omega}{\sqrt{c^2 - \omega^2 \beta}}, \quad \alpha = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 \beta - c^2}}$$

Значение решения, обладающее тем, что $\omega < c$:

$$u(x, t) = \begin{cases} A \exp(i\omega(t - cx)) \\ A \exp(i\omega(t + cx)) \end{cases} \quad (3.1) \quad (3.2)$$

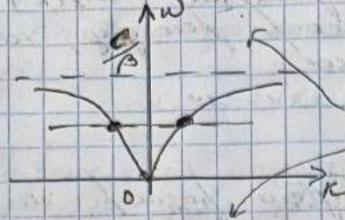
$$A \exp(i\omega t) \exp(cx) \quad (3.3) \quad \rightarrow \text{перемещение} \times \text{кофакт.}\\ A \exp(i\omega t) \exp(-cx) \quad (3.4) \quad \text{без} \times \text{кофакт.}$$

но времена показаны
с точностью (константы), не зависят
от x . Кофакт. в основе движений.

Сигн. функция перед: однозначное

Наш. возмущение, однозначно изменяет коэффициенты по λ . А
но затем изменяется.

Процесс дискретизация характеристики:



$\omega \omega < \beta \rightarrow$ одн. фк. \rightarrow в строке
одн. фк. здесь значит одн. фк.
изменяется коэффициент коэффициент

В строках одн. фк. (3.3) и (3.4) ,
изменяются коэффициенты.

Процесс одн. фк. изменяется
одн. фк. изменяется коэффициент коэффициент

Решение однородного уравн., где 4 -Беск строка n .
Соответствует ур-ю.

$$(4) Au + Bu + Cu = 0, \quad x \in \mathbb{R}, \quad A, B, C - \text{матрицы } n \times n$$

Однако одн. фк. запись: в строке одн. фк. Беск:

$$\vec{u} = \vec{\psi} \exp[i\omega t - ikx] \quad (5) \quad \vec{\psi} - \text{Беск} \text{ строка } n, \text{ - фунд.}$$

Деривативы, соответствуют!

$$(Au) - Bu - iC\vec{\psi} = 0 \quad (6)$$

Матричное ур-е (6), если запись в строке одн. фк. Беск
одн. фк. соответствует одн. фк. запись одн. фк. Беск одн. фк.
одн. фк. запись.

$$\det(Au - Bu - iC) = 0 \quad (7) \quad \Rightarrow \text{одн. фк. строка } n$$

$D(\omega, k) = 0$ одн. фк. запись (также с одн. фк.)
одн. фк. не одн. характеристика ур-я.
т.к. $D(\omega, k)$ беск строка n \neq одн. фк.

Матрица различных коэф. n , запись одн. фк.

$$\omega = \omega_s(k), \quad k = k_s(\omega), \quad \text{где } s = 1, 2, 3, \dots, n.$$

В зад-ии, это период одн. фк. запись, запись период
запись одн. фк.

$$u_j(x, t) = \sum_{s=1}^n \psi_j \exp[i(\omega_s(k) t - k_s(\omega) x)] + R.C.$$

одн. фк. запись:

$$u_j(x, t) = \sum_{s=1}^n \psi_j \exp[i(\omega t - k_s(\omega) x)] + R.C.$$

Бесконечн. одн. фк. запись, то одн. фк. запись одн. фк.
одн. фк. запись одн. фк.

Задано, что число изобр. равно π^{-3} , т.е.
размерность системы
т.е. число изобр. = ...

Следует изобр. линии вектора "заря" соотв. изобр. π^{-3}
размерности изобр. в дав-и. т.е. число решений $D(\pi)$
множ. K_m , либо гармоник, либо изобр. гармоник, либо
заряд. Соответств. "заря" вектор.

Это же задача-же изобр. заря

$$(8) \quad u(x, t) = u(x + b, t), \quad x \in [0, l] \quad \text{и вектор разн. неизвестен?}$$

Представляем (8) в виде гармон. волны.

$$\vec{u} e^{i(\omega t - kx)} \quad i(\omega t - kx)$$

$$\vec{u} e^{-ikx} = \vec{u} e^{i\omega t}$$

$$\Rightarrow e^{-ikx} = 1 \quad \Rightarrow k = \frac{\omega}{c} \equiv k_m, m \in \mathbb{Z}$$

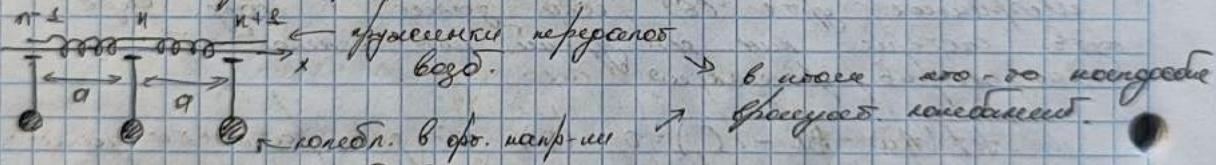
знач. существует опт. скор.

$$\rightarrow D(\omega, k_m) = 0 \quad \text{знач. можно выбрать } \omega$$

$$\omega = \omega_n$$

\Rightarrow Дана опт-ая симметрия и волна имеет опт-ую
 $\omega = \omega_n, k = k_m$ аналогично, к-го ур-я.

Задано в физ. сим. пер-ое x не. Но её можно
всегда рассмотреть, т.к. из изобр. сим. неизвестных.
Делается превращение.



x -ак. равноз. между изобр. системами.

Симметрия лежит для движущихся изобр.:

$$g_{ij}(t), \quad g^{ij} = \frac{1}{2} \delta_{ij}$$

матрица инерции, углов.

$$\dot{\varphi}_n = \omega_n; \quad J = ml^2; \quad m_l = -mgl \sin \varphi_n; \quad m_{ll} = K(\varphi_{n+1} - \varphi_n)$$

$$m_{l2} = K(\varphi_{n+2} - \varphi_n)$$

Из-за сим., симметрия движущихся изобр. неизвестна.
Если нет переставки, получим:

$$m_l \ddot{\varphi}_n + mgl \sin \varphi_n = K(\varphi_{n+1} - 2\varphi_n + \varphi_{n-1})$$

$$\text{матрица коэф.: } \sin \varphi_n \approx \varphi_n, \quad \text{тогда } \omega_n^2 = \frac{k}{c^2} \quad \text{и } \frac{K}{c^2}$$

безразмерн., получим:

$$\ddot{\varphi}_n + \omega_0^2 \varphi_n = \frac{1}{m} (\varphi_{n-1} - 2\varphi_n + \varphi_{n+1}) \quad (10)$$

Однако физически; будем исходить решением в виде:

$$\varphi_n = A \exp \{ i(\omega t - n\alpha k) \} \quad (11)$$

Приложим формулу для решения до каждого из уравнений. то есть

$$k = k_1 \pm ik_2, \quad k_2 > 0 \quad \text{имеется в сдвигах вида}$$

Решение получается в виде выражения для ω , k_1 и k_2 , предсказанный (11) в (10), имеющие вид:

$$\left. \begin{aligned} -\omega^2 + \omega_0^2 &= \frac{1}{m} [\cos(\alpha k_1) (e^{+ik_2} + e^{-ik_2}) - 2] \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

$$0 = \frac{1}{m} \sin(\alpha k_1) (e^{+ik_2} - e^{-ik_2}) \quad (13)$$

из первого уравнения по k_1 с периодом $\frac{2\pi}{\alpha}$. бурея фазы-0
свободок $k_1 \in [-\frac{\pi}{\alpha}, \frac{\pi}{\alpha}]$ в единицах периода-0.

Фаза землетрясения, то есть

$$e^{+ik_2} - e^{-ik_2} = 0 \quad \text{имеет свободное решение } k_2 = 0$$

Из (12) получаем соотношение:

$$\omega^2 - \omega_0^2 = \frac{4\pi}{m} \sin^2 \left(\frac{\alpha k_1}{2} \right) \quad (14) \quad \omega \in [\omega_0, \omega_{\max}]$$

$$\text{где } \omega_{\max} = \sqrt{\omega_0^2 + \frac{4\pi^2}{m}}$$

(14) имеет корни: $k = k_1 = \pm k_0$

$$\text{где } k_0 = \frac{\pi}{\alpha} \arcsin q, \quad q = \sqrt{\frac{m(\omega^2 - \omega_0^2)}{4\pi^2}}$$

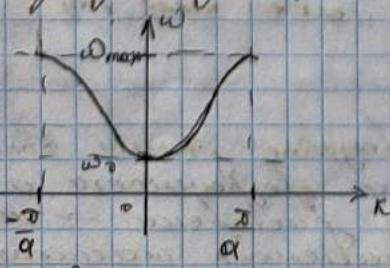
Полученное решение в виде вида:

$$\varphi_n = \begin{cases} A \exp \{ i(\omega t - k_0 \alpha n) \} \\ A \exp \{ i(\omega t + k_0 \alpha n) \} \end{cases} \quad (15)$$

Однако, это бывает в зависимости от величины коэффициентов. Более того, в реальном случае. В реальном случае имеется физическое.

$$\omega \in (\omega_0, \omega_{\max}), \quad k \in (-\frac{\pi}{\alpha}, \frac{\pi}{\alpha})$$

Нарисуем динамическую картину:



Но! Для свободного есть еще одно решение $\sin(\alpha k_1) = 0$, а это означает что

$$\alpha k_1 = 0 \Rightarrow \omega^2 - \omega_0^2 = \frac{4\pi^2}{m} \sin^2 \left(\frac{\alpha k_2}{2} \right) \quad (16)$$

$$\Rightarrow k_2 = \frac{\pi}{\alpha} \ln \left(q + \sqrt{q^2 + 1} \right) = \pi$$

В этом случае существует решение:

$$\varphi_n = \begin{cases} A \exp(i\omega t - \alpha n) \\ A \exp(i\omega t + \alpha n) \end{cases} \quad (17)$$

Во решении есть фаза $\pi \rightarrow 0$, другая фаза ω_0 .
Фаза π соответствует зернам. В пр-ве \rightarrow
основная (основное зерно) несогласовано. Но для $\omega < \omega_0$
имеется один-то несогласованное зерно.
Это зерно для $\omega < \omega_0$.

$$\kappa, \alpha = \pm \pi$$

для $\kappa, \alpha = \pi$, тогда реш. ур-е:
 $\omega^2 - \omega_0^2 = \frac{\partial^2}{m \sin^2(\frac{\alpha \omega}{2})}$

если $\omega > \omega_0$ — ур-е имеет единственное корень

$$\kappa_2 = \frac{\pi}{a} \ln(\sqrt{g^2 + 1} - g) = 0$$

$$\Rightarrow \kappa = \frac{\pi}{a} \pm i\delta$$

$$\text{аналогично для } \kappa, \alpha = -\pi \Rightarrow \kappa = -\frac{\pi}{a} \pm i\delta$$

Решение:

$$\varphi_n = \begin{cases} A \exp[i(\omega t - \alpha n)] - \delta \alpha \\ A \exp[i(\omega t - \alpha n) + \delta \alpha] \end{cases}$$

Для случая $\omega > \omega_0$ имеем пакет в решении $\omega \rightarrow \infty$.

В решении возникает корн. ини. уравн. но нее реш. не имеет зерна n .

Компактные зерна пакетов

Зависимость между пакетами в пакете. Будет если N зерна пакетов.

$$\text{условие: } \varphi_{nN}(t) = \varphi_n(t)$$

Компактность это условие что зерно не разнесено.
пакеты условие:

$$\exp[t + ik_N \alpha] = 0 \rightarrow k_0 = \frac{2\pi s}{Nq}, \text{ где}$$

реш. вида $\cos(s \omega_0 t + \alpha)$ зерно имеет вид

$$\omega_s^2 = \omega_0^2 + \frac{4\pi^2}{m} \sin^2\left(\frac{\pi s}{N}\right)$$

Берем интеграл зерна, то решение решает если зерна
берутся по-разному. Давно пакеты неоднозначны и
пакеты неоднозначны \Rightarrow это \Rightarrow зерна неоднозначны \Rightarrow зерна
имеют неоднозначные преобразования — преобразования пакетов.

\Rightarrow пакеты неоднозначны в зерне.

Найдём узл и корни. Итак, надо
перейти к уравнению вида.

Линейное волновое уравнение

Введём первое приближение $x = R\theta$ — упрощение предположение:
 $\varphi_1(t) \approx \varphi(x, t)$ — временная зависимость от времени описывается и
непрерывно.

Делается соответствующее предположение:

$$\varphi_{1,tt} \approx \varphi_t(x, t) \approx \varphi_t(x, t) \pm \partial_x \varphi(x, t) + \frac{a^2}{\omega} \varphi_{xx}(x, t) + \dots$$

Равенство вида $\varphi_{1,tt} \approx \varphi_t(x, t) \approx \varphi_t(x, t) \pm \partial_x \varphi(x, t) + \frac{a^2}{\omega} \varphi_{xx}(x, t)$ вносит в исходное уравнение.

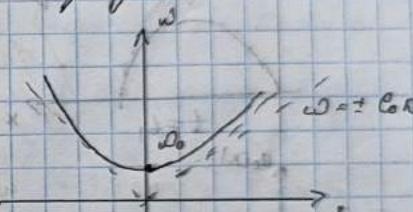
$$(18) \quad \varphi_{tt} - c^2 \varphi_{xx} + \omega^2 \varphi = 0; \quad x \in \mathbb{R}, \quad c^2 = \frac{\omega^2}{m}$$

— это нелинейное уравнение Синус-Горбона. Возникает при исследовании динамического колебания.

Рассмотрим решение (18) для изучения волновых явлений.
Рассмотрим в частном случае:

$$\omega^2 - \omega_0^2 = \frac{\delta(\omega)}{m} \quad \text{распространение волн}$$

Однако из фиг. 1. Но это
представляло исключительный случай!
Без дисперсии $\omega \neq k$ (линейно).
Что это ведёт к различным — это
вспомогательное уравнение



Если же $k \ll \omega$, т.е. $k \gg a$, то
можно перейти к линейному приближению.

15.05.23.

Нелинейное волнение

Линейное волнение

Рассмотрим простое ур-е:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + c(u) \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad x \in \mathbb{R}, \quad c = \text{const.} \quad - \text{уравнение, для which имеем } \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \text{ без дисперсии.}$$

Члены вида u :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + c(u) \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (1) \quad c(u) = \text{const.} \quad \text{уравнение, для which имеем } \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \text{ без дисперсии.}$$

1) Пусть $c(u) = u$. Дополним в исходное уравнение это предположение.
 $\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2) \quad$ Поставим условие $u(0) = u_0$.

$$u(x, 0) = u_0(x), \quad u_0(x) \geq 0$$

Покажем, что некоторое начальное u_0 можно решить уравнение
линейного уравнения — характеристическое уравнение

$$u = u(t), \quad t = t(x), \quad \partial_x u = 0$$

Две величины решаются в виде:

$u = u(x(t)), t(t)$ - движение по дуге производится.

$$\frac{dx}{dt} = u_x \frac{dx}{dt} + u_t \frac{dt}{dt} = ? \text{ но } \frac{dx}{dt} = u \Rightarrow u = \text{const} \Rightarrow \frac{dt}{dt} = 0 \quad (4)$$

Рассматриваем со (4):

$$\Rightarrow \frac{dx}{\sqrt{D}} = u \quad ; \quad \frac{dt}{\sqrt{D}} = s \quad ; \quad u = u_0(x) \rightarrow \text{изотропное}$$

$$t = 0; \quad x = u_0(x) \cdot 0$$

Всегда все нач. условия

$$\Rightarrow x = u_0(x)t + h \quad (5)$$

значит что $u = u(x, t)$

изотропное

$u_0(x)$

$t=0$

изотропное

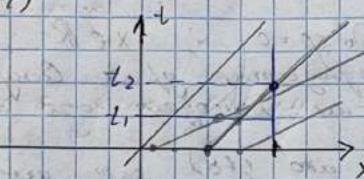
изотропное

$u_0(x)$

$t=t_1$

$u_0(x)$

$t=t_2$



со временем движется изотропно.

изотроп. это не прошлое значение производной
производная.

По этой причине $u_t, u_x, u_{xx}, u_{tt} \rightarrow \infty$

После разрывов ур-е преводят вспомогательно.

Анал. ур-я (1) невозможно исследовать изотропного

$$\frac{\partial u}{\partial t} + c(u) \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (1) \quad c(u) \text{ - производительное движ-е ф-я.}$$

$$u = c(u)(x - c(u)t)$$

$\xi = x - c(u)t$ - безразмер. координата.

Изотропное производительное:

$$u_x = \left[1 + \frac{\frac{\partial p}{\partial \xi}}{\frac{\partial c}{\partial \xi}} \cdot \frac{\frac{\partial c(u)}{\partial u}}{\frac{\partial u}{\partial u}} + \right] \frac{\frac{\partial \xi}{\partial \xi}}{\frac{\partial c}{\partial \xi}} \quad (6)$$

$$u_t = - \left[1 + \frac{\frac{\partial p}{\partial \xi}}{\frac{\partial c}{\partial \xi}} \cdot \frac{\frac{\partial c(u)}{\partial u}}{\frac{\partial u}{\partial u}} + \right] \frac{\frac{\partial \xi}{\partial t}}{\frac{\partial c}{\partial \xi}} \quad (6)$$

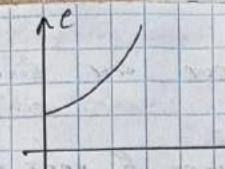
Представляет (6) в (1) можно добиться, что получим

$$\Rightarrow x = c(u_0(x))t + h \sim \text{изотропное}$$

$$u(0, t) = u_0(x - c(u)t)$$

Значит производное, которое изотропное производное $\rightarrow u_x, u_t \rightarrow \infty$

$$1 + \frac{\frac{\partial p}{\partial \xi}}{\frac{\partial c}{\partial \xi}} \cdot \frac{\frac{\partial c(u)}{\partial u}}{\frac{\partial u}{\partial u}} \cdot t = 0$$

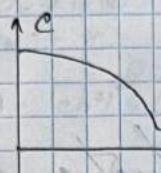


← монотон.

Горячий $\frac{\partial u}{\partial x} < 0$

→ горячий над переносом диффузии

Если $u(x)$ убывает.



$\frac{\partial u}{\partial x} > 0$

→ горячий на зоне переноса диффузии

Так образуется зона, это зона, в которой между горячей и холодной зонами происходит перенос вещества из горячей в холодную зону.

С течением времени $u_0, u_1 \rightarrow \infty$ охлаждение. Но при этом только в механике - теплопередаче. (так просто неизвестно, как это происходит).

Одн. разность температур в зоне горячих \rightarrow это дает паспорт.

Если в зоне горячего движение, тогда зона охлаждается. (иначе замедляется) \rightarrow охлаждение.

Со временем в зоне горячего
зона охлаждения - теплопередачи

Несколько лет назад вспомнили о том, что зона охлаждения изучалась в 1980-х годах. Была сверхзвуковая
забурение в 1980-х годах. Для охлаждения зоны горячего
использовали специальную структуру и т.д., называемую
в кокилье. Сл. пр-ва + шоколад вспомнили.

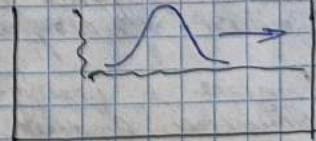
В результате исследований было установлено, что зона охлаждения
имеет градиентный характер. Вспомнили, что зона охлаждения имеет распределение
роль в зоне горячего вещества в зоне горячего вещества.

Первое изобр. учрежд. Болгария - 1884 г. - Старт России.

Есть над. радиатор. - движение вещества.
- приводится

| | |
|--------|--------|
| Воздух | Воздух |
| Воздух | Воздух |

Если привести
режим работы, то зона охлаждения



Если разбавить зону горячего двумя концентрациями

точка в 1895 г. - горячий и холодный перенос
и - резонанс в зоне горячего вещества.

$$\frac{1}{Vgh} \frac{\partial u}{\partial t} + \sqrt{\frac{\partial u}{\partial x}} + \frac{3}{2} h \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{h^2}{6} \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} = 0$$

и - бег. начальное в нач. поб-ре волна, от нее расходятся

и - передвигающаяся в нач. поб-ре волна, от нее расходится волна.

Полученное в упроб. искл. волна, волна расходится, $U_{xx} \ll U$.
Изменение переносится в конеч. форме:

$$(7) U_t - c U_{xx} + U_{xxx} = 0, \quad x \in \mathbb{R}, t > 0$$

или в дробной форме, сравни масштабное упроб-е $U \rightarrow -\frac{u}{t^{\frac{1}{2}}}$

$$\Rightarrow \underbrace{U_t + U U_x + U_{xxx}}_{\text{др. е прямой}} = 0 \quad (8)$$

и экспоненциальную зависимость заряда.

Зависимость заряда записана
и согласно

$$U(x, t) = \tilde{U}(x - vt) = \tilde{U}(\xi), \quad \text{где } \xi = x - vt, \quad v = \text{const} - \text{const}$$

Подставляется в упр-е (8):

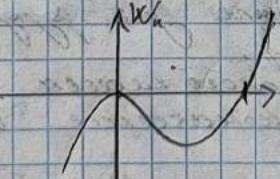
$$\frac{\partial \tilde{U}}{\partial \xi^3} + \tilde{U} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial \xi} - v \frac{\partial \tilde{U}}{\partial \xi} = 0 \quad \sim \text{пространственное } u = \text{const} = 0$$

const задает зависимость от первых нач. сущ. (не слишком?)

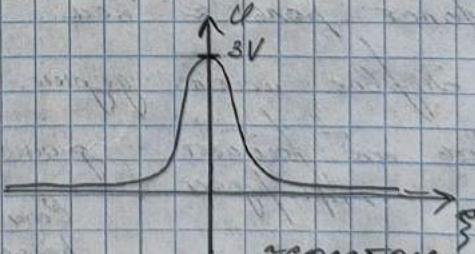
$$\Rightarrow \frac{\partial^2 \tilde{U}}{\partial \xi^2} + \frac{u^2}{2} - vu = 0 \quad (9) \rightarrow \text{некоторое уравнение}$$

$$\Rightarrow W_u = \int \left(\frac{u^2}{2} - vu \right) du = \frac{u^3}{6} - \frac{vu^2}{2}$$

$$\begin{aligned} \int \frac{dy}{\sqrt{\xi}} &= y \\ \frac{dy}{\sqrt{\xi}} &= vu - \frac{u^2}{2} \end{aligned}$$



Нарисовано, что есть
записанное:



Как изображают
записи, приводят

Близкое к центру
изображение. Видно.

Ближе к середине
распространяется.

меньше нач. середина
(запись)

Изменение заряда упр-е записано в начальной форме (прямое).
Будет записано в форме волны:

$$U(\xi) = \frac{U_0}{\cosh^2(\alpha \xi)}, \quad \text{где } U_0 \text{ и } \alpha \text{ конст. некие параметры}$$

Подстановка в исходное ур-е: $ch^2 2 - sh^2 2 = 1$.

$$\frac{(4m - 12\alpha^2) + 2ch^2(\alpha x) (4\alpha^2 - 2)}{2ch^4(\alpha x)} = 0$$

Итак, базисное решение должно быть:

$$\frac{U_m = 12\alpha^2}{4\alpha^2 = 2} \Rightarrow \alpha^2 = \frac{V}{4}; U_m = 8V$$

$$u(x, t) = \frac{12\alpha^2}{ch^2[2(1 - 4\alpha^2 t)]} \quad ; \quad u(x, t) = \frac{d\alpha^2}{ch^2[2(1 - 4\alpha^2 t)]}$$

Основное ненормированное решение
об. зеркальное ненормированное Генеральное
решение.

В реаль-х ситуациях задачу об устойчивости можно решить.
Какие критерии зеркаль-го зерна следуют? если г-н.
Решение имеет вид - оно неустойчиво.

Чтого $u(x, 0)$ - коец начальных решений.

Тако зеркальное по КДВ и начальное зерн. ур-е
Шредингера.

Зеркальное зеркальное решение

$$y_{xx} + (\lambda - uu_x) y = 0, \lambda \in \mathbb{R} \quad (10) \quad y(x, k)$$

С ур-ем (10) зеркаль-го оператор Шредингера

$$L = \frac{d^2}{dx^2} - u(x)$$

зде u - потенциал, λ - квадратичный (правило изм. стационарного)

Рассел-ое ненормированное, которое быстро расходится: $u(x) \rightarrow 0, |x| \rightarrow \infty$.
Такому зерн. называется Вихрь:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} (c + i|x|)(u(x)) dx < \infty.$$

$\lambda = R^2$ - квадратичный квадратичный ненормированный

$\lambda_c = -\Re c$ ($c = s, r, \cdot$) - квадратичный квадратичный комплексное число ампл. зерн. зерн.

$$y(x, k) \text{ при } \operatorname{имп.} \text{ квадратичный квадратичный}$$

$$e^{-ikx} + R(k) e^{ikx}, \text{ при } x \rightarrow \infty$$

$$\lambda_c = -\Re c \rightarrow y_c \Rightarrow y_c(x) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} C_c e^{-\Re c x} e^{ikx} dx$$

(11) Если имеется $y_c(x, k)$ - квадратичный квадратичный зеркальное решение

$$C_c \text{ квадратичный квадратичный: } C_c = \left(\int_{-\infty}^{+\infty} y_c^2(x) dx \right)^{-1}$$

Метод

Напоминание 3(0) - данный распределение по избыточному изложению
и(х) началь. физика задачей распределен.

$$S^{(0)} = \int R(x), \text{ где } S_0 \stackrel{\text{данное распределение ур-я}}{\underset{\substack{\text{коэффициент} \\ \text{от неравнод}}}{\text{составляющее}}} \text{ ур-я}$$

Составим новый распределение: $u(x) \rightarrow S^{(0)}$

Новый началь. данные $S^{(0)}$ по новому. $u(x)$ излож.
процесса будущего распределения.

Основное сочинение.

Чтобы, как в в.п. и уравн. быть возможным ур-е:

$$\gamma_{xx} + (\lambda - u) \gamma = 0, \quad x \in \mathbb{R} \quad (12)$$

Для этого необходимо, чтобы коэффициент
перед хватало.

$$\gamma_x - 4\gamma_{xxx} + 6u\gamma + 3u_x\gamma = 0 \quad (13)$$

Найдем основное при коэффициенте получим ур-е, где
не будет γ_x .

$$u = u(x, \kappa); \quad \kappa^2 = \lambda$$

Введем подряд неравенство:

$$\gamma_x = i\kappa \gamma + \gamma,$$

\rightarrow не-з нул., исключающие из (13)

$$\gamma_{xx} = -i\kappa \gamma_x + u \gamma$$

все превращаются по x .

После вспомогат.:

$$\gamma_x = \gamma_{xx} \stackrel{?}{=} \gamma + 4\kappa^2 \gamma_x + 2i\kappa u \gamma - u_x \gamma + 2u_x \gamma, \quad (14)$$

$$\gamma_{xx} = -4i\kappa^3 \gamma_x + 4\kappa^2 u \gamma + 2i\kappa u_x \gamma - 2i\kappa u \gamma + (2u^2 - u_{xx}) \gamma + u_x \gamma_x \quad (15)$$

Получили 4 ур-я, удастся решить через методу.

$$\varphi_x = U(\kappa) \varphi, \quad \varphi_t = V(\kappa) \varphi, \quad (16)$$

$$\varphi = \begin{pmatrix} \gamma \\ \gamma_x \end{pmatrix}, \quad U(\kappa) = i\kappa \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ u & 0 \end{pmatrix}$$

$$V(\kappa) = 4i\kappa^3 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + 4\kappa^2 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ u & 0 \end{pmatrix} + 2i\kappa \begin{pmatrix} u & 0 \\ u_x & -u \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -u_{xx} & u_{xx} \\ 2u^2 - u_{xx} & u_x \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow \gamma_{xt} = U_t(\kappa) \varphi + U(\kappa) \varphi_t \quad (17)$$

$$\gamma_{tx} = V_x(\kappa) \varphi + V(\kappa) \varphi_x$$

Дифференциальное уравнение получили:

$$(U_t(\kappa) - V_x(\kappa)) \varphi + [U(\kappa), V(\kappa)] \varphi = 0$$

$$[U(\kappa), V(\kappa)] = U(\kappa)V(\kappa) - V(\kappa)U(\kappa)$$

Основное сочинение, можно одно подряд решить
 $\det = 0$

$$U_x(x) - V_x(x) + [U(x), V(x)] = 0$$

однородностью все выражения получим следующий:

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ U_t - 6UU_x + U_{xxx} & 0 \end{pmatrix} = 0 \Rightarrow U_t - 6UU_x + U_{xxx} = 0$$

Помимо того, что существует связь между уравнением РБ и граничными условиях, в которых роль рассеивающего элемента играет производная $u(x,t)$ — производная времени от начального состояния. Это обстоятельство позволяет для находящегося решения уравнения РБ провести метод рассеяния для стационарного граничного условия.

При этом получается конец метода
обр. зеркального рассеяния.

$$U(x, 0) \rightarrow S(0) = gR(n), \text{ где, } g \in \mathbb{F} \rightarrow S(t) = f(R, n, t), f(n, t) \in \mathbb{C}(t)$$

Рассмотрим граничный метод по времени методом нестационарной

$$U_{xx} + (\lambda - U(x, t))U = 0 \quad (1), \text{ здесь } t \text{ время или параметр.}$$

λ — граничные условия т.к. в системе
 $|x| \rightarrow \infty$ (здесь роль поглощающей т.к. в системе
граничного условия не входит времена)

Следовательно, решение рассеяния включает 6. Определяется, уравнение:

$$\frac{dR}{dt} = 8ik^3 R, \quad \frac{d\lambda}{dt} = 0 \quad (2) \leftarrow \text{интегрируется}$$

$$\frac{d\lambda}{dt} = 8de^{\lambda t} \leftarrow \text{запись эволюции данных рассеяния.}$$

Граничное условие и РБ совпадают, это удобно. Более того
(2) можно записать как

Для того чтобы восстановить поглощающее граничное
условие, ему соответствует — некий процесс именем граничного
рассеяния.

$$L(x, y, t) + B(x+y, t) + \int_{-\infty}^{+\infty} B(y+z, t) K(x, z, t) dz = 0$$

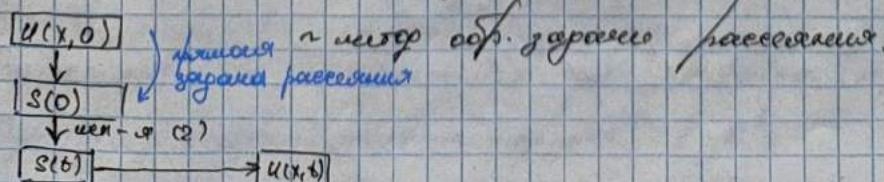
6. Помимо $y \geq 0$, где y — производимое вещественное значение параметра.

$$B(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} R(k, t) e^{ikx} dk + \sum_{n=1}^N c_n(t) e^{-k_n t}$$

Границы, основанные на методе зеркального рассеяния РБ в методе
поглощающих временных.

$$L(x, t) = -2 \int_k K(x, k, t) \leftarrow \text{определяется из условия}$$

Численные методы решения:



Пример: в начальное время, функция u и ее производные равны нулю.

$$u(x, 0) = -\frac{\partial u}{\partial x}(0x) \quad \rightarrow \quad u_t - 8u_{xx} + u_{xxx} = 0$$

Задача упр-е Штурм-Гордона:

$$u_{xx} + (\lambda + \operatorname{ch}^2(\alpha x)) u = 0$$

Поэтому основное подынтегральное выражение собственное число:

$$\lambda = -\alpha^2 \Rightarrow \text{собств. } g_0 = \infty: \quad g_1 = \frac{g}{\operatorname{ch}^2(\alpha x)} \\ \rightarrow C_1 = \left(\frac{1}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\operatorname{ch}^2(\alpha x)} \right) = 20, \quad \lambda = \kappa^2, \quad \text{получим } \lambda_1 = \alpha^2 \rightarrow \\ \rightarrow \kappa = +i\alpha.$$

значит, это частное, можно, б. +∞.

Будет очевидно, что $(K(x, t) = 0)$ есть-т базисное решение подынтегралей.

$$S(0) = [0, 0, 2a]^T \rightarrow S(t) = [0, 0, 2a e^{8a^2 t - 2at}] \\ B(y, t) = 2a e^{8a^2 t - 2at}$$

Задача собственное уравнение:

$$8a^2 t - 2a(x+y) + 2a e^{8a^2 t - 2at} + 2a e^{8a^2 t - 2at} K(x, z, t) e^{-az} = 0$$

или в виде $K(x, y, t) = K_0(x, t) e^{8a^2 t - 2at}$ подстановки

$$K_0(x, t) = \frac{2a e^{8a^2 t - 2at}}{1 + e^{8a^2 t - 2at}}$$

В итоге получаем:

$$u(x, t) = -\frac{2a^2}{\operatorname{ch}^2[8a(x - 4at)]}$$

Задача решена, что в упр-е (2), $\frac{dt}{dt} = 0$ это означает, что в спектре λ есть единственный собственный всплеск. Но если решать ее методом, то всплеск есть единственный.

Что будет если $K(t)$ (единственное собственное значение). Тогда для u к распределению распадется на нек. члены, состоящие из бесконечного числа гармоник (всплеск член).



Это только для оп-ного решения членов членов.

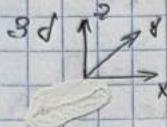
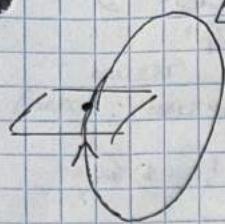
Диссипативные пред. узлов

Пусть седо нек-ое из первых седов называется
из параседлов μ . т. е. из которых есть пред. узлы.

$$S_0(\mu)$$

$$|S_0(\mu)| \neq 1$$

, $j=1, 2$. - узловые губости.



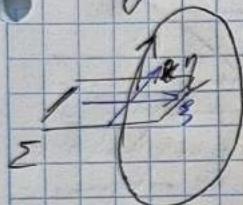
т.е. возможны, когда параседловые губости,
 μ , дифференциальны

$$S_1(0) = 1 ; S_2(0) = -1 ; \text{ или } S_0(0) = e^{i\omega(0)}$$

1. Серно-узловые дифференциальные пред-х узлов

Предположим: $S_1(0) = +1$, $S_2(\mu) \neq 1$, $|\mu| \leq \mu_0$ где $0 < \mu_0 < 1$.

Выводы о.т. неизвестны.



$$\tilde{\gamma}_0 : \tilde{\Sigma} \rightarrow \Sigma$$

Непрерывное однородное поле:

$$\tilde{\gamma}^0 = g(0,0) + \alpha(\mu) + [\epsilon + \beta(\mu)] \tilde{x} + \delta \tilde{x}^2$$

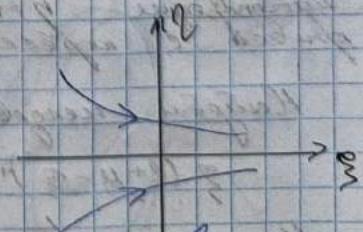
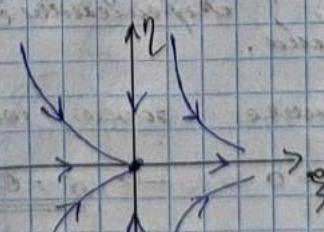
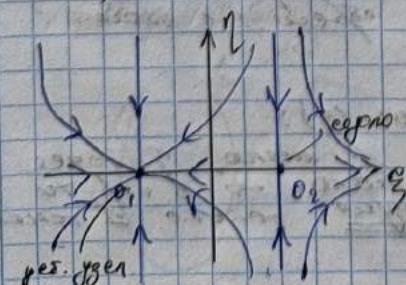
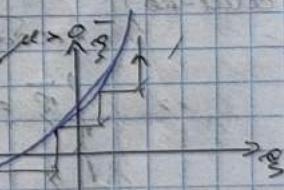
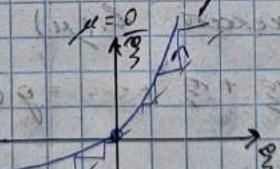
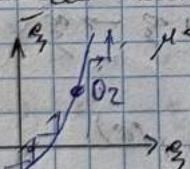
$$\text{где } g(0,0) = 0 ; \alpha(\mu) = \frac{\partial g}{\partial \mu}(0,0) \mu ; \beta(\mu) = \frac{\partial^2 g}{\partial \mu^2}(0,0) \mu^2 ; \delta = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 g}{\partial x^2}(0,0)$$

$$\tilde{L} = S_2(\mu) L +$$

Синтез неизвестных.

$$a) \delta > 0, S_2(\mu) < 1$$

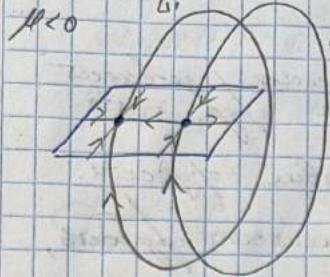
Влияние на седо однородное \tilde{x}



O_1 и O_2 зовут седл. и узлов. пред-х узлов, $\eta = 0$ - инв. прямая пересекающаяся.

Картина седо-узловых пред-х узлов в R^2 :

Теорема о том что предел существует



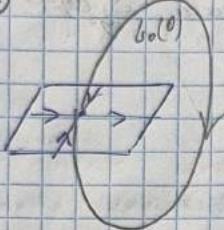
$\mu < 0$

l_1 - уб. числ.

l_2 - симметричный пред. числ. (имеющийся ввиду симметрии)

аналогично для $\mu > 0$

$\mu = 0$



l_0 - неизменяется пред. числ.

2. Бихармоничные уравнения прерывистых числовых рядов - это условие

$$S_1(0) = -1 \quad \text{и} \quad S_2(0) > 0 \Rightarrow \text{смыкается}$$

Однородное диф. уравнение:

$$\begin{aligned} \bar{\eta}: \int \bar{\xi} &= -(d+\mu) \bar{\xi} + b(\mu) \bar{\xi}^3 + \dots + (0) \\ \bar{\eta} &= S_2(\mu) \bar{\eta} + \dots \end{aligned} \quad (5)$$

Дополнительные начальные условия:

$b_1(\mu) \neq 0, \quad S_2(\mu) \neq 0$ и это условие является необходимым.

Но это не является достаточным $b_1(\mu) > 0, |S_2(\mu)| < 1$. (дополнительное условие)

нужно искать $b_1(\mu)$: $\sqrt{b_1(\mu)} \bar{\xi} \rightarrow \bar{\xi}$

$$\begin{aligned} \int \bar{\xi} &= -(d+\mu) \bar{\xi} + \bar{\xi}^3 + \dots = g(\bar{\xi}, \mu) \\ \bar{\eta} &= S_2(\mu) \bar{\eta} + \dots \end{aligned} \quad (6)$$

Проверим, что (6) является однородное квадратичное уравнение $\bar{\eta} = 0$, преобразование $\bar{\eta}$ есть, а это означает что $\bar{\xi}$ есть пересечение.

Найдём неоднородное решение общего решения (6):

$$\bar{\xi}(d+\mu-\bar{\xi}^2) \lambda - \dots = 0 \quad \rightarrow \bar{\xi} = 0 \quad -\text{мало,} \quad \bar{\xi} \text{ тоже} \\ \text{мало,} \quad \rightarrow \bar{\xi} \text{ есть} \\ \text{также} \quad \text{однако} \quad \text{1 корень.}$$

Мультипликатор $S_1(\mu) = -5/4$

Мы видим что $S_1(\mu) < 0$ и это означает что $\bar{\xi}$ не может быть

убийственным, поэтому $\bar{\xi}$ имеет вид $\bar{\xi} = \alpha$ и получаем

дополнительное условие (6) имеет пересечение, т.е. $\alpha \neq 0$.

Для $\mu > 0$ получаем корп. $\dot{z} = \pm \sqrt{\mu}$ или $z = \pm \sqrt{\mu}$

$$\ddot{z} = -(\epsilon + \mu) \dot{z} + (\frac{\alpha}{z}) \Rightarrow \left\{ \text{однородная } \ddot{z} \right\} =$$

$$= (\epsilon + \mu)^2 \ddot{z} - (\epsilon + \mu)(\epsilon + 2\mu + \mu^2) z^2 + \dots \quad (7)$$

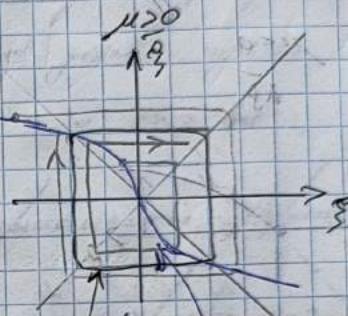
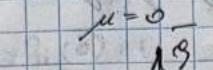
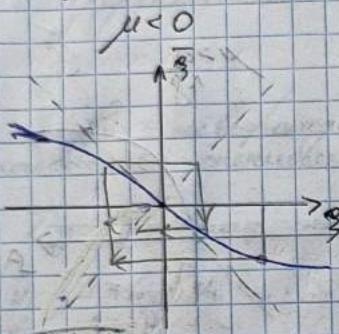
ненулб.

аналогично в R, R' и т.д. с нерв. точкой
нассе шарф. фиксировано значение $z = \mu^{1/2}$)

$$\mu(\epsilon + \mu) - (\epsilon + \mu)(\epsilon + 2\mu + \mu^2) z^2 + \dots = 0$$

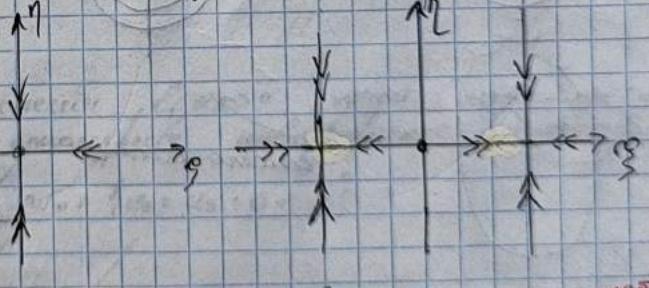
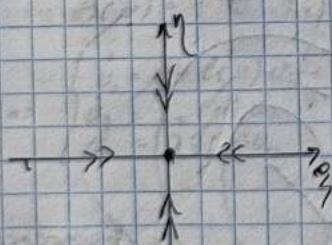
$$\Rightarrow \underline{z = 0} \quad \therefore \underline{z = \pm \sqrt{\mu}} \text{ будят при } \mu > 0$$

При $\mu < 0$ получим однородную
в R, R' ненулб. точку, а в ∞ аттрактор
неподвижного фиксировано, периода 2.

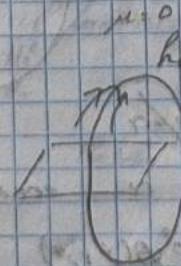


находится в кольце --
равненное нулю
(обратите внимание на изображение)

т.е. появляется
однородный центр
или периодическая
точка, а также
либо одна из точек?



Регулярные



L_0 -- ~~нерегулярные~~

регул. нерегр. \Leftrightarrow
(одн. фиксирован.)

3. Бифуркация рождающихся автоколебаний зоны

$$S_{1,2}(0) = e^{\pm i\omega(0)}, \text{ где } 0 < \omega(0) < \delta$$

Быстро расходящиеся основные волны $\omega(0) + \frac{\delta}{2}$; $\omega(0) - \frac{\delta}{2}$.

Описывается рождающимися спиралевидными колебаниями.

$$\begin{cases} \bar{\rho} = (\beta + \mu)\rho + G(\mu)\rho^2 + K(\rho, \mu)\rho^3 + \dots \\ \bar{\theta} = \theta + D(\mu) + B(\rho, \mu)\rho^2 + \dots \end{cases} \quad (18)$$

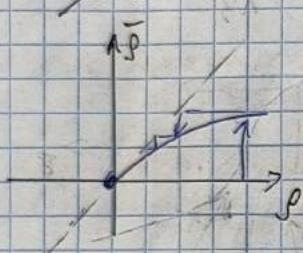
$D = 0 + D(\mu) + B(\rho, \mu)\rho^2 + \dots \rightarrow$ дифракция звуков в зоне

$G(\mu) \neq 0$ а значит роль первых получателей величин.

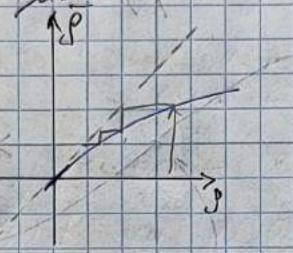
или ограниченных волновых $G(0) < 0 \rightarrow G(\mu) < 0$

Могущество генерации звуков в зоне землетрясения или землетрясения звуков. земли. Старт звуков:

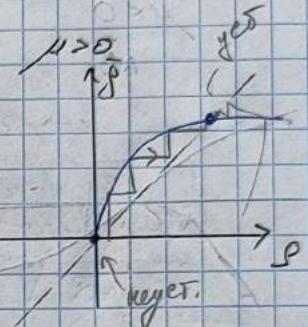
$$\mu < 0$$



$$\mu = 0$$



$$\mu > 0$$

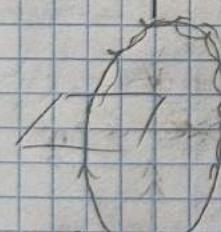
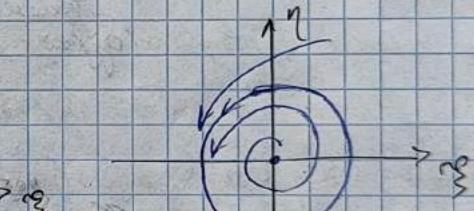


но звуков Дюспаре,

$$\eta$$

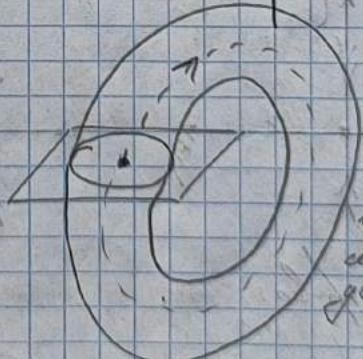


$$\eta$$



автоколебание

но при земл. земле
бьет пакеты.



рассеяние
засоряющимися
звуками

= бифуркация Нейсона - Сандра

Поведение на зоне звуков в зоне землетрясения:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \rho}$$

расходящиеся, где $\Delta \theta = \omega(\mu) + \rho^2 B(\rho, \mu)$
упрощающиеся.

22.05.23.

Кошмаков

Линеаризованная форма - линейное
однородное уравнение вида $\lambda_1 u_1 + \lambda_2 u_2 = 0$ из
коэффициентов которого не зависит от u_1, u_2 .

Н.Д. линейное вида $\lambda_1 u_1 + \lambda_2 u_2 = 0$ называется однородным \rightarrow ред.
однородное вида $\lambda_1 u_1 + \lambda_2 u_2 = 0$ называется неоднородным.

Рассмотрим 3-й способ вывода:

$$\begin{cases} \dot{x} = P(x, y, z, u) \\ \dot{y} = Q(x, y, z, u) \\ \dot{z} = R(x, y, z, u) \end{cases} \quad \text{3-й способ вывода: методом интегрирования по отдельности.}$$

Фундаментальное, если $P=Q=0$ в р.к. $(0, 0, 0)$ (бесконечный элементарный C.K.)
или $R=0$ при $u=0$ первая строка $\mu=0$.
 $\lambda_1(0)=0$ - другой же вывод

Тривиальный неоднородный: $\operatorname{Re} \lambda_{1,2}(0) \neq 0$ $\approx u \neq 0$ или
коэффициенты комплексного $u \in [-10, 10]$

Тогда имеему можно переписать в неоднородной форме:

$$\begin{cases} \dot{u}_1 = \mu + l(\mu) u_1^2 + \dots \\ \dot{u}_2 = b(\mu) u_2 + \dots \end{cases}, \quad \text{где } B(\mu) = \begin{pmatrix} u_2 \\ u_3 \end{pmatrix}; \quad B(\mu) - \text{матрица } 2 \times 2.$$

Понятное условие неоднородности: $l(\mu) \neq 0$.

λ_2 и λ_3 авт. собств. линейные $B(\mu)$.

1) Доказать λ_2 и λ_3 - вещественные, тогда $B(\mu) \rightarrow$ доказательство

$$B(\mu) = \begin{pmatrix} \lambda_2 & 0 \\ 0 & \lambda_3 \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \dot{u}_1 = \mu + l(\mu) u_1^2 + \dots \\ \dot{u}_2 = \lambda_2(\mu) u_2 \\ \dot{u}_3 = \lambda_3(\mu) u_3 \end{cases}$$

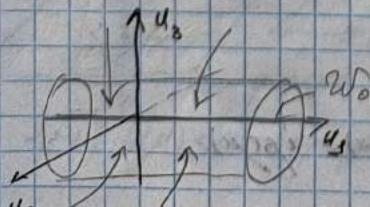
Фундаментальное $l(\mu) > 0$, тогда линейный однородный

$$w_0 = u_2 = u_3 = 0 + \dots$$

2) $\lambda_2 < 0, \lambda_3 < 0$

Можно видеть в неоднородной форме:

$$V(u_2, u_3) = \frac{u_2^2}{2} + \frac{u_3^2}{2} \rightarrow \dot{V}_2 = \lambda_2 u_2^2 + \lambda_3 u_3^2 < 0$$



Все траектории сходятся к узлу

Но это не означает, что все орт. уп-ции

$$u_i = u + l(\mu) u^2 \rightarrow \text{линейно}$$

Следовательно: $\mu < 0: \Omega_p(-\sqrt{\frac{u}{l(\mu)}}, 0, 0)$

$$Oa\left(\frac{u}{2l(\mu)}, 0, 0\right)$$

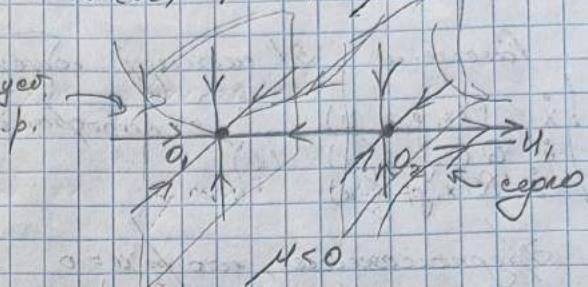
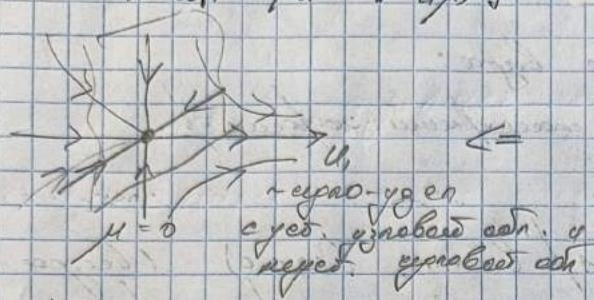
$$\mu = 0 : O(0,0,0)$$

\rightarrow однородное равновесие

$$\mu > 0 : \emptyset$$

D.o. существует и неоднозначно:

$$W^s(O_1) = \{u_1 = -\sqrt{\frac{\mu}{\lambda_1 u_1}}\} \text{ и } W^s(O_2) = \{u_1 = \sqrt{-\frac{\mu}{\lambda_2 u_1}}\}$$



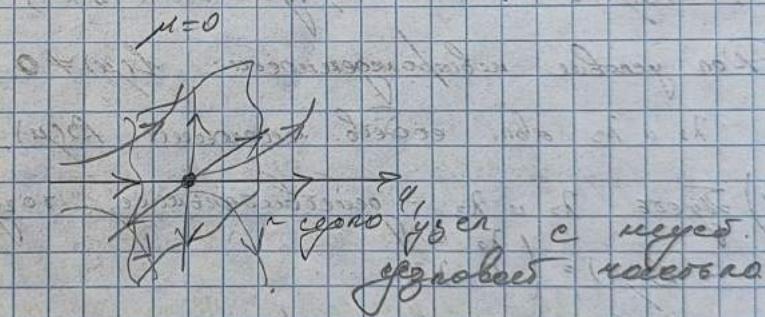
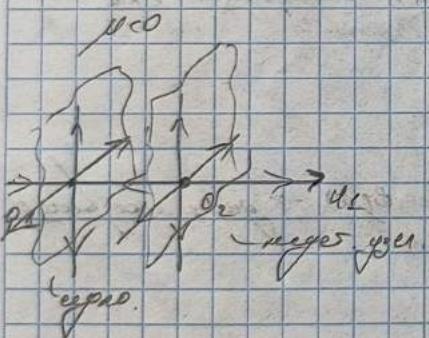
$$1.2) \lambda_2 > 0, \lambda_3 > 0$$

однородное равновесие по-настоящему

$$V_2 = \lambda_2 u_2^2 + \lambda_3 u_3^2 > 0 \rightarrow \text{устойчивые } u_2 \text{ и } u_3 \text{ устойчивы}$$

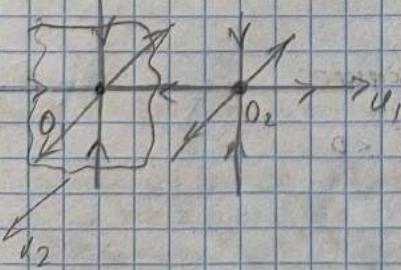
\Rightarrow однородное устойчивое неоднозначное

$$W^s(O_1) = \{u_1 = -\sqrt{-\frac{\mu}{\lambda_2 u_1}}\} \text{ и } W^s(O_2) = \{u_1 = \sqrt{-\frac{\mu}{\lambda_2 u_1}}\}$$

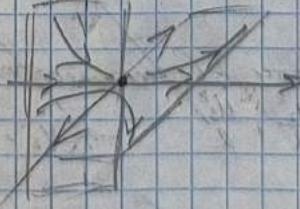


$$1.3) \lambda_2 > 0, \lambda_3 < 0$$

$$\mu < 0$$



$$\mu < 0$$



устойчиво-устойчиво

2) неоднородное-однородное равн.: $\lambda_{1,2} = \alpha(\mu) \pm i\beta(\mu)$

однородное узлы

$$\Omega(\mu) = \begin{pmatrix} \alpha & -\beta \\ \beta & \alpha \end{pmatrix}$$

тогда неоднородный узел

$$\begin{cases} \dot{u}_1 = \alpha(\mu) u_1 + \beta(\mu) u_2^2 + \dots \\ \dot{u}_2 = \alpha(\mu) u_2 - \beta(\mu) u_3 \\ \dot{u}_3 = \beta(\mu) u_3 + \alpha(\mu) u_1 \end{cases}$$

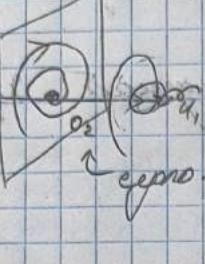
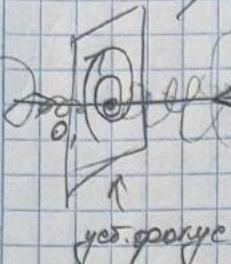
$$V_2(u_2, u_3) = \alpha(\mu) (u_2^2 + u_3^2) \quad \text{бес залежності від залежності } \alpha(\mu)$$

Всі однорівнені працюють паралельно, тоді як u_2 та u_3 діляться більш складно.

$$\text{d.f.) } \alpha(\mu) < 0 \Rightarrow V_2 < 0 \quad \text{бес прац. залежності від } u_1$$

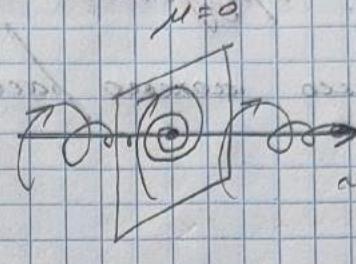
$$\mu < 0$$

$$\mu = 0$$



справа-згору.

зд. згору



справа-згору
не є

а справа-згору

$$\text{d.2) } \alpha(\mu) > 0 \rightarrow \text{многодійний більш складний.}$$

Більшість діяльності - Хондро -
складніше залежності

Приблизно (1) виникає від $\theta = 0(0, 0, 0)$ при $\mu < 0$, тоді

$$\text{дієт. характер. лок-но: } \lambda_{1,2} = \alpha(\mu) \pm i\beta(\mu)$$

$$\lambda_3(\mu) \neq 0$$

- лок. нестабільність.

$$\text{Більш-е, уявите: } \alpha(0) = 0, \alpha \neq \beta(\mu) \neq 0$$

У залежності від μ виникає: $b(\mu) \neq 0$.

$$\begin{cases} \dot{u}_1 = \alpha(\mu) u_1 - \beta(\mu) u_2 + b(\mu)(u_1^2 + u_2^2) u_1 + \dots \\ \dot{u}_2 = \alpha(\mu) u_2 + \beta(\mu) u_3 + b(\mu)(u_1^2 + u_2^2) u_2 + \dots \\ \dot{u}_3 = \lambda_3(\mu) u_3 + \dots \end{cases} \quad \text{- нормальна розрізня.}$$

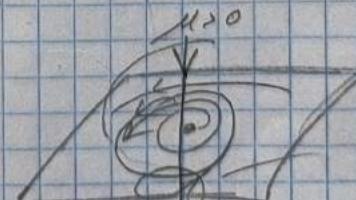
Аналогічно с південно-західної залежності все зал-ти все є
більш тільки. Однак тутже з'являється залежність від μ .

$$1) \lambda_3(\mu) < 0. \quad \text{Ето залежність від } \mu \text{ виникає при } \mu < 0. \quad \text{Задовільно } u_0 = \sqrt{\lambda_3} = 0.3 - \text{а також}$$

$$\mu < 0 \quad \text{більш залежність.}$$



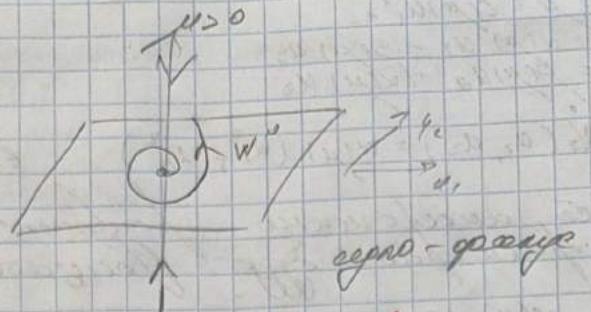
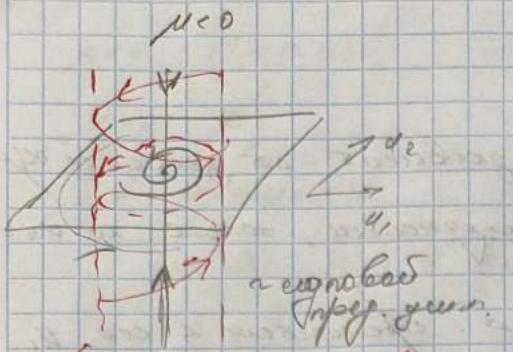
згору.



залишковий
над. згора.

$$2.1) b(\mu) < 0 - залежність. Задовільно \mu < 0$$

$$2.2) b(\mu) > 0 - залежність виникнення діяльності - Хондро$$



сокращающийся - разгружают подачу газогенератора.

2) Аналитическое значение расхода - при $\lambda_0(\ell) > 0$