1. Fyzikální systém a jeho popis

- vymezení fyzikálního systému
  - klasický – běžné objekty z našeho okolí
    - ani příliš hmotné (GR)
    - ani příliš malé (kvantové efekty)
    - ani příliš rychlé (relativistické efekty)
    - lze je popsat pomocí klasických fyzikálních zákonů
      - klasická mechanika – Newtonovy zákony
      - klasická elektrodynamika a magnetismus – Maxwellovy rovnice
  - kvantový – popisuje chování elementárních částic pro něž jsou kvantové efekty nezanedbatelné – např. atom vodíku, tunelování částic
    - Schrödingerova rovnice
  - makroskopický – můžeme jej přímo pozorovat našimi smysly
    - obrovské množství částic $\approx 10^{20}$ → moc stupňů volnosti
      - aproximace – tuhé těleso, ~~[illegible]~~ hmotný bod
      - fenomenologický popis – termodynamika (vnější, vnitřní parametry)
    - ≡ makrostav – minimální informace pro fyz. popis systému
  - mikroskopický – při popisu jednotlivých částic – např. ~~[illegible]~~ popis plynu pomocí zkoumání jednotlivých molekul – $1\,cm^3 \approx 10^{17}$
    - analyticky to nejde → statistická fyzika
- zadání stavu systému
  - klasického – jednoznačně určen, veličiny zpravidla spojité, lze měřit přesně
    - determinismus – jednoznačně určeny předešlé i nadcházející stavy
    - popsán pomocí polohy a hybnosti – ve 3D 6N proměnných
      $$T = \frac{1}{2}\sum_i m_i v_i^2 \qquad V = V(r_i, v_i)$$, Newtonky, Maxwellky
  - kvantového – nelze určit jednoznačně, popsán vlnovou fcí $P = |\psi(\vec{r}, t)|^2$
    - stav ≡ vektor z abstraktního Hilbertova prostoru $|\psi\rangle$
      - lze vyjádřit v různých reprezentacích: souřadnicová, hybnostní, energiová
      - fyzikální veličiny získáme pomocí operátorů $\hat{O}\psi = O_i\psi$ $(\hat{H}\psi = E\psi)$
      - ty co komutují lze měřit současně (= příslušní jim stejné vlastní hodnoty)
      - relace neurčitosti $\Delta\hat{p}\,\Delta\hat{x} \geq \frac{\hbar}{2}$
- Schrödingerova rovnice $\hat{H}\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}$ – $\psi(t) = e^{-\frac{i}{\hbar}Et}$

- fenomenologický popis = termodynamika
  - popis systému nebo podsystému jako celku – soubor vnějších a vnitřních parametrů
    - vnější – makroveličiny určené stavem okolí V, Φ
    - vnitřní – charakteristické pouze pro studovaný systém T, P, E
  - ke změně makrostavu dochází pouze při změně vnějších parametrů   např. konání práce
    - jinak řečeno – je-li těleso v rovnováze, nedostane se z ní bez změny vnějších podmínek
    - realizován velkým množstvím mikrostavů => entropie $S = k \cdot \ln \Gamma(E)$
  - vratný děj = systém se může dostat do původního stavu $dS = 0$ – nezvětší se počet dosažitelných mikrostavů
  - kvazistatický děj = změny jsou "pomalé" v každém bodě je v rovnováze
- stavové veličiny – charakterizují změnu makrostavu, závisí pouze na stavu systému

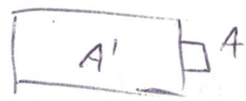
zobecněné souřadnice – rozdíl této veličiny ve dvou bodech lze zapsat jako $\Delta f_{21} = f(2) - f(1) = \int_1^2 df$

$$dE = \sum \frac{\partial E}{\partial x_i} dx_i = -\delta W \qquad dE = \left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_T dV = TdS - pdV = \delta Q - \delta W$$

zobecněná síla

- platí pro ně stavová rovnice $f(\{a_i\}, T) = 0$
  - kalorická $E = E(\{a_i\}, T)$ $pV = nRT$
  - Termická $A = A(\{a_i\}, T)$ $\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_T = 0$

- mikroskopický popis = statistická fyzika
  - 6 dimenzionální fázový prostor – pohyb na ploše konstantní energie $\Delta E = 0$ $p = \frac{1}{\Gamma}$
  - mikrokanonické rozdělení = izolovaná soustava $\Gamma_{AB} = \Gamma_A \cdot \Gamma_B$ $S_{AB} = S_A + S_B$ $T = \frac{\partial E_A}{\partial S_A}$
  - kanonické rozdělení = uzavřená soustava (v tepelném kontaktu)



$E^{(0)} = E + E'$ $w_n \sim \Gamma'(E') = \Gamma'(E^{(0)} - E_n)$

$$S = k \ln \Gamma'(E^{(0)} - E_n) \approx k \ln \Gamma'(E^{(0)}) - k \frac{\partial \ln \Gamma'}{\partial E'} E_n \qquad E \ll E'$$

$z_p = (2\pi m k T)^{3/2}$ $w_n = \frac{1}{Z} e^{-\frac{E_n}{kT}}$ $Z = \sum e^{-\frac{E_n}{kT}}$ => $\rho(p,q) = \frac{1}{Z} e^{-\frac{E(p,q)}{kT}}$

$z_q = V$

- Maxwellovo-Boltzmannovo rozdělení $Z = \int e^{-\frac{E(p,q)}{kT}} \frac{d^3p\, d^3q}{(2\pi\hbar)^3}$

- makrokanonické rozdělení = otevřená soustava (výměna částic)

$E^{(0)} = E + E'$
$N^{(0)} = N + N'$ $w_{N,n} \sim \Gamma'(E^{(0)} - E, N^{(0)} - N)$ $w_{N,n} = \frac{1}{\Xi} e^{-\frac{E_{Nn} - \mu N}{kT}}$

$$S \approx k \cdot \ln \Gamma'(E^{(0)}, N^{(0)}) - k \frac{\partial \ln \Gamma'}{\partial E'} E - \frac{\partial \ln \Gamma'}{\partial N'} N = k \ln \Gamma^{(0)} - \frac{E}{T} - \frac{\mu N}{T}$$

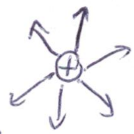
bosony: $\Xi_b = \frac{1}{1 - e^{-\frac{\varepsilon - \mu}{kT}}}$ $N_{b,a} = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_a - \mu}{kT}} - 1}$ $\Xi = \sum_{n,N} e^{-\frac{E_{Nn} - \mu N}{kT}}$

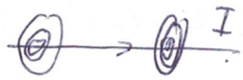
fermiony $\Xi_f = \frac{1}{\dots}$ $N_{f,a} = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_a - \mu}{kT}} \dots}$

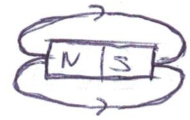
2) Děje probíhající ve fyzikálních systémech – děj = změna stavu veličiny / systému

- stacionární – veličiny popisující děj nezávisí explicitně na čase – pouze na souřadnici
  = ustálený (v dynamické rovnováze)
  - mechanika kontinua – ustálené laminární proudění
    - kapalina se samozřejmě hýbe ale proudnice ne

  - elmag. – $\vec{E}$ nepohybujícího se náboje
    - $\vec{B}$ konst. proudu nebo perm. magnetu



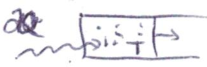




  - termodynamika – systém v rovnováze, vedení tepla
  - kvantovka – stacionární Schrödingerova rovnice

- kvazistacionární – nestacionární, které mají pomalé změny – systém má čas se jim přizpůsobit
  - vlnová délka změn je větší vzhledem k velikosti systému $\lambda \gg R$
  - elmag. – střídavý proud a nízké frekvenci, RLC obvod
    - 50 Hz je pro dům kvazistac. ale pro Česko nestac.
    - pomalu se měnící mag. pole – proudy vyvolávající pole lze považovat za uzavřené
  - termodynamika – posloupnost stacionárních stavů – v každém čase je soustava v rovnováze
    - kvazistatické procesy jsou vratné $dS = 0$

    - ne všechny pomalé procesy jsou kvazistatické



- nestacionární – veličiny závisí explicitně na čase, λ změn $\lesssim$ velikost systému
  - elmag. – střídavý proud a vysoké frekvenci – $\vec{E}$ pole / $\vec{B}$ pole
    - mag. pole od pohybujícího se magnetu
  - mechanika kontinua – neustálené turbulentní proudění
  - kvantovka – obecné řešení Schrödingerky, časově proměnný potenciál

– veličiny popisující fyzikální systém

- mechanika kontinua – pole rychlosti kapaliny $\vec{u}$ – rovnice kontinuity, Eulerova, Bernoulliho rovnice, Navier–Stokesovy rovnice
- elmag. – elektrická intenzita $\vec{E}$, magnetická indukce $\vec{B}$ – Maxwellky
- kvantovka – vlnová funkce ψ, vektor z abs. Hilbertova prostoru $|\psi\rangle$ – Schrödingerova rovnice
- termodynamika – stavové veličiny T, p, E, V, S – zákony, poučky, Maxwellovy relace

– příklady rozdělení dějů podle časové závislosti

- mechanika kontinua
  - stacionární – $\vec{v}$ fce pouze polohy – laminární (ustálené)
  - nestacionární – $\vec{v}$ fce i času – turbulentní (neustálené)

- kvantovka – stacionární + časově závislá Schrödingerova rovnice

$$\hat{H}\psi(x,t) = i\hbar \frac{\partial \psi(x,t)}{\partial t} \qquad \psi(x,t) = \psi(x)\cdot f(t)$$

$$f(t)\hat{H}\psi(x) = \psi(x)\, i\hbar \frac{\partial f(t)}{\partial t} \quad \Rightarrow \quad \frac{\hat{H}\psi(x)}{\psi(x)} = i\hbar \frac{\frac{\partial f(t)}{\partial t}}{f(t)} = \text{konst.} = E$$

$$\hat{H}\psi(x) = E\psi(x) \qquad f(t) = e^{-i\frac{E}{\hbar}t}$$

- elmag. – Maxwellovy rovnice
  - stacionární $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{0}$
  - kvazistacionární $\vec{j} \gg \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ $\quad \frac{\sigma}{\varepsilon} \gg \omega$
  - nestacionární

Gaussův zákon

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

$$\oint_{\partial V} \vec{E}\, d\vec{S} = \frac{Q}{\varepsilon_0}$$

spojitost ind. toku

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0$$

$$\oint_{\partial V} \vec{B}\, d\vec{S} = 0$$

Faradayův indukční zákon

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\oint_{\partial S} \vec{E}\cdot d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt} \qquad \Phi = \int_S \vec{B}\cdot d\vec{S}$$

Ampérův zákon

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\varepsilon_0\mu_0$$

$$\oint_{\partial S} \vec{B}\, d\vec{l} = I\mu_0 + \varepsilon_0\mu_0 \frac{\partial \psi}{\partial t} \qquad \vec{E} = \operatorname{grad} \varphi$$

3) Časový vývoj fyzikálního systému

- **příčinnost** – klasická mechanika – kauzalita – stavy systému jsou deterministické (závislé na stavech předešlých)
  - kvantová mechanika – jednak princip neurčitosti $\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$
    - měřením ovlivníme celý systém $\langle(\Delta \hat{F})^2\rangle\langle(\Delta \hat{G})^2\rangle \geq \frac{\langle \hat{C}\rangle^2}{4}$

$\hat{C} = i[\hat{F}, \hat{G}]$

$\langle(\Delta F)^2\rangle = \langle(F - \langle F\rangle)^2\rangle$

- **pohybové ~~zákony~~** – matematický popis možného pohybu v daném prostředí
  - obecně – diferenciální rovnice 2. řádu v čase
    - řešením je závislost polohy na čase $\vec{r}(t)$
    - není jednoznačné – 2. počáteční podmínky

• **klasická fyzika** – stav jednoznačně určen, pomocí polohy $\vec{r}$ a hybnosti $\vec{p}$

$\vec{p} = konst.$

$[\vec{F}] = N = kg\,m\,s^{-2}$ — Newtonovy zákony – setrvačnosti — inerciální soustava, hmotný bod

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} = \frac{d}{dt}(m\vec{v}) = m\frac{d\vec{v}}{dt}$$

$v \ll c$

— síly – změna hybnosti úměrná celkové síle
- vektorová veličina → pohybové rovnice

— akce a reakce – síly současně vznikají a zanikají
- raketové motory

$\frac{a_1}{a_2} = \frac{m_2}{m_1}$

• **kvantové systémy** – není deterministická – veličiny mohou nabývat náhodných hodnot
- něco s řízkem
- proč je 1. řádu v čase?

— veličiny nelze přesně změřit – popsány pravděpodobností fcí
= vlnová funkce – splňuje Schrödingerovu rovnici $P = |\psi(x)|^2$
- kvadrát určuje pravděpodobnost výskytu v dané oblasti prostoru

$$\int |\psi(x)|^2 dx = 1$$

- **pohybové rovnice a jejich řešení**

- obecně: $L = T - V$

$L = \frac{1}{2}m\dot{\vec{r}}^2 - V(\vec{r}, \dot{\vec{r}}, t)$ – většinou uvažujeme $V = V(r)$ – $V = mgh$, $V = \frac{1}{2}kx^2$, $V = \frac{MG}{r}$

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}} = \frac{\partial L}{\partial q} \qquad \frac{\partial}{\partial t}\nabla_{\dot{q}} L = \nabla_q L$$

$$E = \frac{1}{2}m\dot{q}^2 + V(q)$$

$$m\ddot{r} = -\frac{\partial}{\partial r}V(r) = -\frac{\partial V(r)}{\partial r}$$ – diferenciální rovnice 2. řádu

$$\dot{q} = \pm\sqrt{\frac{2}{m}(E - V(q))}$$

$$t = \pm\sqrt{\frac{m}{2}}\int \frac{dq}{\sqrt{E - V(q)}}$$

~~$\frac{\partial V(r)}{\partial r}$ konst~~ – konstanta ⇒ volný pád
- $\frac{\partial V(r)}{\partial r} = f(r) \propto r$ ⇒ kmitání (harm. oscilátor)
- s pravou stranou

I. impulzová věta – systém částic $\vec{P} = \sum_i \vec{p}_i$

ze 3. NZ

$$\frac{d\vec{p}_i}{dt} = \sum_\alpha \vec{F}_{i\alpha}^{ext} + \sum_{j\neq i} \vec{F}_{ij} \Rightarrow \left[\frac{d\vec{P}}{dt} = \sum_i \sum_\alpha \vec{F}_{i\alpha}^{ext} \right] + \cancel{\sum_i \sum_{j\neq i} \vec{F}_{ij}}$$

II. impulzová věta $\vec{l}_i = \vec{r}_i \times \vec{p}_i$ $\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i$

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d}{dt} \sum_i \vec{r}_i \times \vec{p}_i = \sum_i \left(\underbrace{\frac{d\vec{r}_i}{dt} \times \vec{p}_i} + r_i \times \frac{d\vec{p}_i}{dt} \right) = \sum_i \vec{r}_i \times \frac{d\vec{p}_i}{dt}$$

$$= \sum_i \vec{r}_i \times \left[\sum_\alpha \vec{F}_{i\alpha}^{ext} + \sum_{j\neq i} \vec{F}_{ij} \right]^0 = \sum_i \sum_\alpha \vec{r}_i \times \vec{F}_{i\alpha}^{ext} + \underbrace{\sum_i \sum_{j\neq i} \vec{r}_i \times \vec{F}_{ij}}_{0}$$

$$= \sum \sum \vec{r}_i \times \vec{F}_{i\alpha}^{ext} = \vec{M}^{ext}$$

- příklady pohybových rovnic – vrhy Lagrangeovsky
  - harmonický oscilátor
  - tlumené kmitání

pohyb v poli cent. síly

- pohyb v centrálním poli
  - problém dvou těles – těžiště $R = \frac{\sum m_i \vec{r}_i}{\sum m_i}$ a reduk. hmotnost $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$

$$L = \frac{1}{2} m \dot{\vec{r}}^2 - V(r) = \frac{1}{2} m (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2) - V(r) \qquad m r^2 \dot{\varphi} = konst. = \vec{L}$$

$$\dot{\varphi} = \frac{L}{m r^2}$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{L}{m r^2} \quad dt = \frac{m}{L} r^2 d\varphi \Rightarrow t_2 - t_1 = \frac{m}{L} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} r^2(\varphi) d\varphi$$

$$\frac{d}{dt} m \dot{r} = -\frac{\partial V}{\partial r}$$

$$S = \int_{\varphi(t_1)}^{\varphi(t_2)} \int_0^{r(\varphi)} r\, dr\, d\varphi = \frac{1}{2} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} r^2(\varphi) d\varphi$$

efektivní potenciál

$$E = \frac{m}{2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2) + V(r) = \frac{m}{2} \dot{r}^2 + \underbrace{\frac{L^2}{2mr^2} + V(r)}_{V_{eff}(r)}$$

$$S = \frac{t_2 - t_1}{2m} \cdot L \quad \ldots \text{II. Keplerův zákon}$$

$$\frac{dr}{dt} = \pm \sqrt{\frac{2}{m}(E - V(r)) - \frac{L^2}{m^2 r^2}} \qquad t = \pm \int \frac{dr}{\sqrt{2m(E-V) - \frac{L^2}{r^2}}}$$

$$\frac{dr}{d\varphi} = \frac{\frac{dr}{dt}}{\frac{d\varphi}{dt}} = \pm \frac{m r^2}{L} \sqrt{\frac{2}{m}(E-V) - \frac{L^2}{m^2 r^2}} \qquad r = \frac{\frac{L^2}{m\alpha}}{1 \pm \sqrt{1 + \frac{2EL^2}{\ldots}}}$$

4. Fyzikální pole

- matematická konstrukce pro popis fyz. vztahů popisujících silové působení
- popis prostorové závislosti určité veličiny
- matematicky – skalární – teplota, hustota, tlak v jednodušším slova smyslu
  - vektorové – gravitační, elmag, pole rychlosti kapaliny
  - tenzorové – tenzor tlaku, napětí, tření
  - spinorové – $2s \to$ integer, $4s \to 2^{nd}$ order tensor

– rotace síly (Stokes)

- konzervativní – integrál po uzavřené křivce roven nule, lze popsat diferenciálem (úplným)
  - pole potenciálových sil (gravitace, elektrická, magnetická)
- nekonzervativní – disipativní síly (tření, viskozita)
- gyroskopické – nejsou potenciálové, nelze popsat potenciální energií
  - nekonají práci – působí kolmo na směr pohybu (magnetická, coriolisova)

- diferenciální operace – gradient – skalárního pole $\vec{F} = \text{grad}\, p(\vec{r})$, grad T
  - divergence – vektorového pole – určení toku pomyslnou sférou
    - tenzorového pole $\text{div}\, \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$, $\text{div}\, \vec{B} = 0$
  - rotace – vektorového pole – zkoumá efekt na pohyb tělesa
    - tenzorového pole $\text{rot}\, \vec{u}(\vec{r}) = \begin{cases} = 0 & \text{nevírové} \\ \neq 0 & \text{vírové} \end{cases}$
- veličiny popisující pole – konzervativní vektorové pole síly (potenciálové)
- lze popsat pomocí potenciálu Φ – platí $\vec{K} = -\text{grad}\, \Phi$ $\vec{K}$... intenzita pole
- síla $\vec{F} = \vec{K} \cdot m / q$ – centrální pole
- pole konstantní síly
- časová závislost – stacionární – vnější podmínky nezávisí na čase $\frac{\partial V}{\partial t} = 0$
  - kvazistacionární – podmínky se mění, ale systém má čas se přizpůsobit $\lambda \gg R$
  - nestacionární – vlnová délka změn je srovnatelná s velikostí systému
- rovnice pro popis polí $\oint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = Q$ spojitost indukčního toku $\vec{B} = \text{rot}\, \vec{A}$
- Maxwellky: Gaussův zákon $\text{div}\, \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$ $\text{div}\, \vec{B} = 0 \iff \oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$ $\vec{E} = -\text{grad}\, \varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$

Faradayův indukční tok ampérův zákon

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt} \iff \text{rot}\, \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \qquad \text{rot}\, \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \iff \oint_C \vec{H} d\vec{l} = I + \frac{d\Psi}{dt}$$

– kapaliny: • rovnice kontinuity $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathrm{div}\,(\rho \vec{v}) = 0 \Leftrightarrow \frac{\partial m}{\partial t} = -\oint_S \rho \vec{v}\, d\vec{S}$

– nestlačitelná kap. + ustálené proudění $S_1 v_1 = S_2 v_2$

• Eulerova rovnice – pohybová rovnice elementu kapaliny (ideální = bez viskozity)

$\mathrm{div}\,\vec{\sigma} = -\mathrm{grad}\,p$

$$\vec{a} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \sum \frac{\partial \vec{v}}{\partial x_i}\frac{dx_i}{dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}\cdot\nabla)\vec{v} = -\frac{1}{\rho}\,\mathrm{grad}\,p + \frac{1}{\rho}\vec{f} \qquad (\vec{f} = \rho\vec{g})$$

• Bernoulliho rovnice – stlačitelná kapalina proudící ustáleně $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$

vektorová identita

$$(\vec{v}\cdot\nabla)\vec{v} = \frac{1}{2}\,\mathrm{grad}\,v^2 - \vec{v}\times \mathrm{rot}\,\vec{v}$$

vnější síly jsou potenciálové

$$\vec{f}\,\frac{1}{\rho} = -\mathrm{grad}\,U$$

– Eulerovu rovnici promítneme do směru proudnice $(\vec{v}\times \mathrm{rot}\,\vec{v})\cdot\vec{n} = 0$

$$\frac{1}{2}\frac{dv^2}{dl} + \frac{1}{\rho}\frac{dp}{dl} + \frac{dU}{dl} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{v^2}{2} + \int \frac{dp}{\rho} + U = \text{konst.}$$

• Navier – Stokesovy rovnice – viskózní nestlačitelná kapalina $\sigma_{ik} = -p\delta_{ik} + \tau_{ik}$

$$\tau_{ik} = \eta\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i}\right)$$

$$(f_{visk})_i = \sum_{k=1}^{3}\frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k} = \eta\sum_k^3 \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_k^2} + \eta\sum_k^3\frac{\partial^2 v_k}{\partial x_i \partial x_k} = \eta\left(\Delta v_i + \frac{\partial\,\mathrm{div}\,\vec{v}}{\partial x_i}\right)$$

– pro nestlačitelnou kapalinu nula

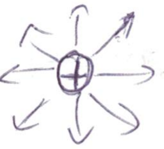
$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}\cdot\nabla)\vec{v} = -\frac{1}{\rho}\,\mathrm{grad}\,p + \frac{\eta}{\rho}\Delta\vec{v} + \frac{1}{\rho}\vec{f}$$

– Zdroje polí – gravitační – hmotný bod, soustava částic
– elektrické – náboj, pohybující se magnet
– magnetické – proud ve vodiči, permanentní magnet – vírové

– příklady • dipól – dipólový moment $\vec{p} = q\vec{d} = \int \vec{r}\rho(\vec{r})\,dV$

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{3(\vec{p}\cdot\vec{r})\cdot\vec{r}}{r^5} - \frac{\vec{p}}{r^3}\right) \qquad \varphi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\vec{p}\cdot\vec{r}}{r^3}$$

• samotný náboj



$\mathrm{div}\,\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$

$\oint_S \vec{E}\,d\vec{S} = \frac{Q}{\varepsilon_0}$

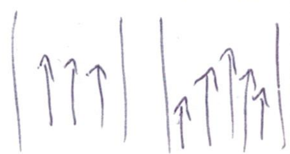
$\vec{E} = -\mathrm{grad}\,\varphi$

$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{r^2}\frac{\vec{r}}{r}$

• proudění v trubici

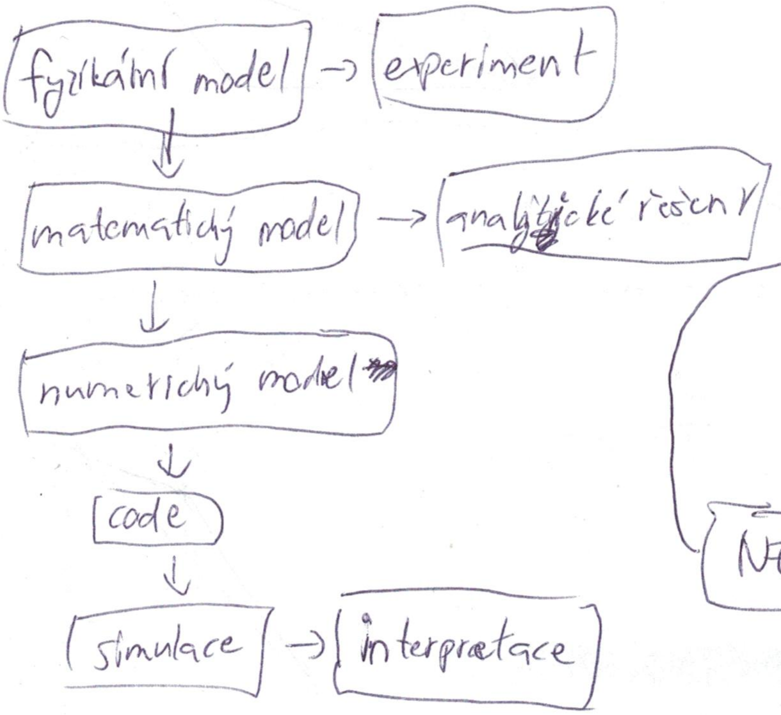
$S_1 v_1 = S_2 v_1$

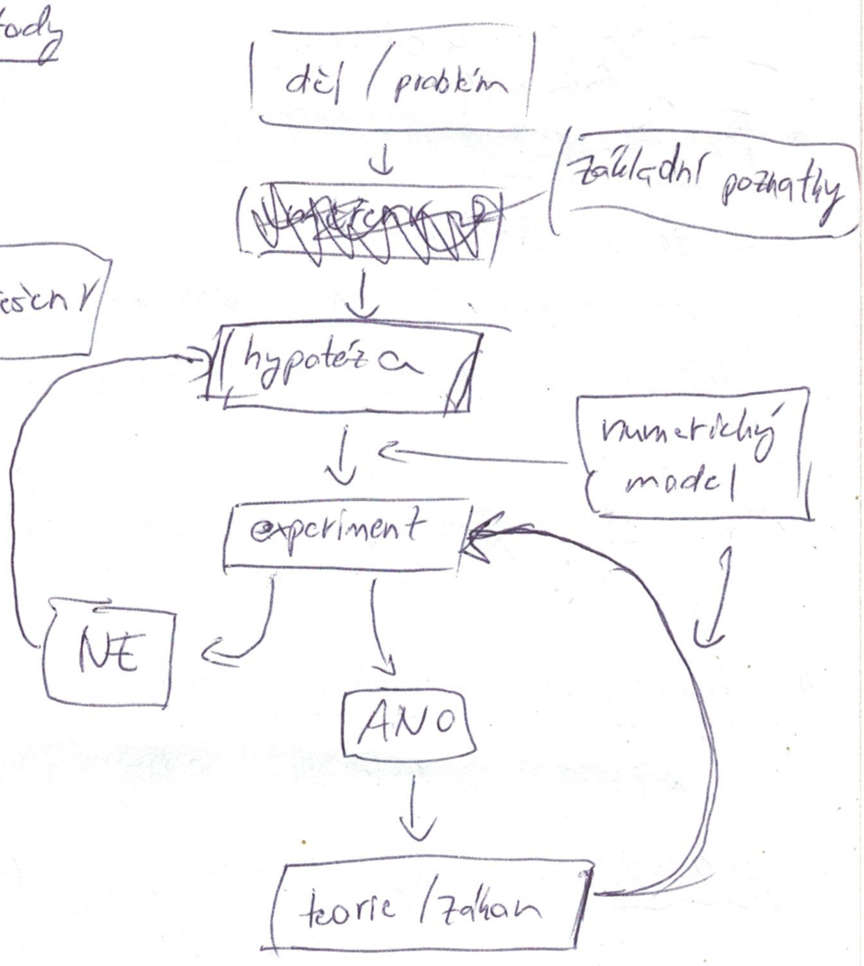
$\mathrm{rot}\,\vec{v} = 0$ $\quad$ $\mathrm{rot}\,\vec{v} \neq 0$



5) Axiomatická výstavba fyzikálních teorií

- fyzikální realita – skutečnost, která se děje (= děje) podle platných fyz. zákonů
  - platí kdekoliv ve Vesmíru stejně
    - dvě hmotná tělesa o daných m se budou přitahovat F
    - elektron a proton na sebe budou působit F
- popis pomocí fyzikálních modelů (– zjednodušené) – pomáhají nám zkoumat dané děje
  - proč a co se vlastně odehrává
    - hmotné body se přitahují protože gravitace
    - zakřivení časoprostoru – možná gravitony
    - elektron a proton si podle Feynmanových diag. vymění virtuální fotony
  - zavádí určité veličiny popisující daný děj
    - hmotnosti těles, síla, vzdálenost, konstanta úměrnosti, náboje...
  - často popisuje realitu za urč. omezených podmínek
    - při grav. působení Země a Slunce neuvažujeme GR ani naopak kvantovou povahu částic a jejich fluktuace
- získáváme (odhalujeme) pomocí vědecké metody





- hypotéza – předběžné vysvětlení
  - musí jít otestovat
  - jednoduchost – často platí, že jednodušší vysvětlení je pravdivé
- experiment – kvantitativní popis daného jevu, hypotézy
  - musí být reprodukovatelný – proveden za přesně daných podmínek
  - ... správně měřit

- úloha matematického aparátu - umožňuje samotnou výstavbu teorií

a jejich kvantitavní zkoumání - vztahy mezi jednotlivými veličinami

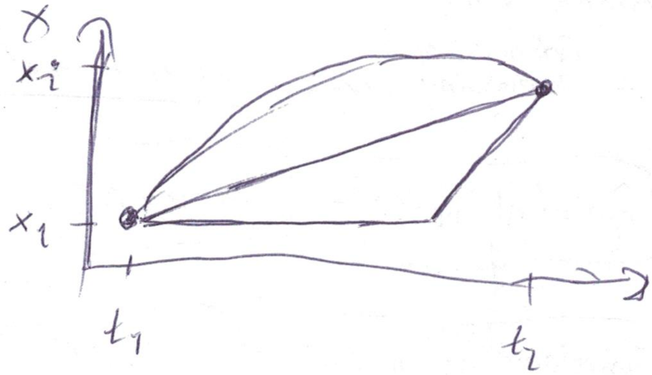
- umožňuje formulovat kvantitativně fyzikální zákony $F_g = \frac{m_1 m_2}{r^2} G$
  - už to není - "těleso padá dolů"
    - ale - "těleso působí na Zemi stejnou silou jako Země na těleso $\vec{F}_g$
      pociťuje gravitační zrychlení $\vec{g}$ načež se pohybuje směrem k Zemi"

- umožňuje sestavit pohybové rovnice - diferenciální rovnice 2. řádu v čase

- variační principy - minimalizace funkcionálů = zobrazení z množiny fcí do množiny $\mathbb{R}$
  - globální formulace fyzikálních principů

• Zákon nejmenší akce (= hamiltonův princip)

- každé myslitelné trajektorii přiřadíme akci $S = \int_{t_1}^{t_2} L(\vec{r},t)\,dt$ — Lagrangeova funkce
  - skutečný fyzikální pohyb nastává po trajektorii s nejmenší akcí (stacionární)

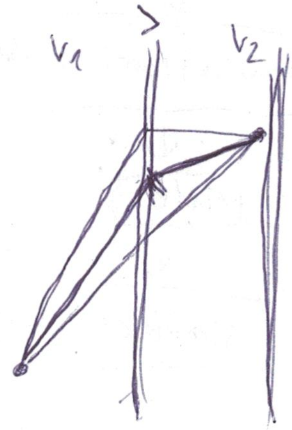


- zákon lomu a odrazu
  - fata morgana

• Fermatův princip nejmenšího času

- šíření světla v prostoru
- světlo se bude šířit po ~~nejkratší~~ takové dráze, na které stráví nejméně času - analogie se záchranou tonoucího

$$T = \int_{t_1}^{t_2} \frac{ds}{v} \qquad l = \int_A^B n\,ds \qquad \nabla n = \frac{d}{ds}\left(n \frac{d\vec{r}}{ds}\right)$$



• variační princip v kvantové mechanice

- vlnová funkce s nejnižší energií je nejvhodnější

- příklady = axiomy - Newtonovy postuláty
  - Maxwellovy rovnice
  - kvantovka - prostor stavů = prostor kvadraticky integrovatelných fcí
    - axiomy kvantovky

6) Úloha experimentu ve fyzice

- význam experimentu – dříve se mu nevěnovalo moc pozornosti (Aristoteles) – všechno vysvětlovali obecnými pravdami
  - postupně mu však začali přikládat větší význam
  - průkopníci exp. metody (Bacon, Gallilei, Newton)
    - → jevy v přírodě lze porovnávat a tím ověřovat určité předpoklady
    - → dostatečné poznání jevu → formulace fyzikálních zákonů

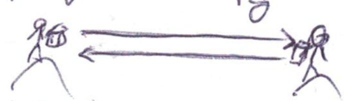
číslo a jednotka

- experiment = vědecká metoda (sada úkonů) při níž uskutečníme nějaký děj / jev
  - pozorováním tohoto jevu můžeme následně potvrdit / vyvrátit hypotézu
  - musí být výběrový, reprodukovatelný a objektivní
    - za přesně daných podmínek, které musí jít napodobit
  - na rozdíl od pozorování můžeme měnit podmínky – ale musíme dbát na správnost

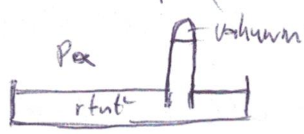
- statistické zpracování měření

- charakter
  - kvalitativní – jev nastal, nenastal (stalo se to či ono)
  - kvantitativní – výsledkem je měřená veličina (soubor hodnot)
- typ
  - reálný
  - myšlenkový – pokud je jejich realizace nemožná (Einstein, Maxwellův démon) Schrödingerova kočka
  - počítačový – simulace na základě fyz. zákonů (Illustris, Millenium simulace)

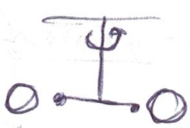
- klíčové experimenty
  - Galileo Galilei – doba kyvu tělesa – nezávisí na amplitudě ani na hmotnosti tělesa $T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$
    - doba pádu tělesa – různě těžké věci padají stejně rychle $t = \sqrt{\frac{2H}{g}}$
    - měření rychlosti světla



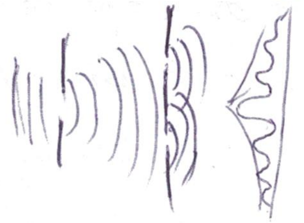
    - heliocentrická soustava



  - Torricelli – měření tlaku pomocí výšky sloupce rtuti
  - Cavendish – torzní váhy – gravitační konstanta G

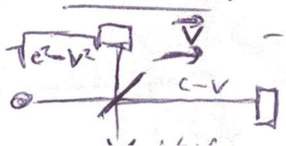


  - Young – dvouštěrbinový experiment – dokázal vlnové vlastnosti
    - interference vlnění (musí být koherentní – konst. fáze)



$y = 1\frac{l}{a}$

  - Michelson – měření rychlosti světla z různých směrů
    - měl dokázat anizotropii prostoru a existenci étheru
    - Země se vůči étheru pohybuje



max: $d\sin\theta = m\lambda$

min: $d\sin\theta = (m+\frac{1}{2})\lambda$

ACT $dI = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}$

- **Einstein** – fotoelektrický jev – kvantování světla – Nobelovka
  - speciální a obecná teorie relativity – prostoročas, ovlivnění hmotou
    - konečná rychlost světla – pouze změna energie záření

- **Planck** – záření absolutně černého tělesa ~~...~~ $l_P = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}}$ $t_P = \frac{l_P}{c}$
  - Planckova konstanta, jednotky času, prostoru, hmotnosti $m_P = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}}$
    - částice hmotnější než m_P nejeví vlnový charakter

- **Brown, Perrin** – Brownův pohyb – chaotický pohyb částic pylu
  - látka je složena z atomů
  - Perrin – určil N_A, m_p

– **problematika měření** – měříme měřicím přístrojem
  – při kontaktu / srovnáním s daným objektem / jevem, který umožňuje odečíst hodnotu měřené veličiny

– **metody**
- přímé – na základě definice veličiny
- nepřímé – vypočteme z přímo měřených veličin (teplota z délkové roztažnosti)

- absolutní – v příslušné jednotce
- relativní – porovnání objektu s etalonem (metr, váhy)

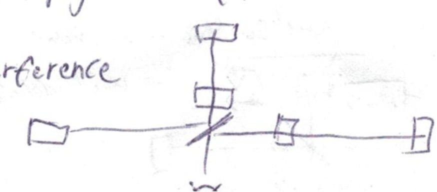
- statické – klidový stav
- dynamické – změny v soustavě (tuhost pružiny)
- kompenzační – účinek vyrovnáme etalonem (rovnoramenné váhy)

digitální váhy
– ohyb → změna
odporu → EM

– **veličiny**
- mechanické (délka, čas, hmotnost, modul pružnosti) – často jsou propojeny
- elektromagnetické (proud, odpor, kapacita, indukčnost)
- optické (ohnisková vzdálenost, index lomu, disperze)
- termodynamické (teplota, tlak, poissonova konstanta)

- klasické (makro) – veličiny jsou (většinou) spojité, měřením neměníme stav
- kvantové (mikro) – samotným měřením způsobujeme kolaps systému do urč. stavu
  – změníme vlastnosti systému
  – pravděpodobnostní charakter, diskrétní (kvantované)

– **příklady** – LIGO Laser Interferometer G-W Observatory
  – dva stejné detektory – asi 3000 km aby to nebylo rušeno šumem a otřesy Země
    – každý detektor má dvě ramena o délce 4 km
    – laserový paprsek (koherentní) by měl dorazit ve stejný čas a fázi
  – pokud prochází GW dojde ke kontrakci délek → interference
    – změří změnu vzdálenosti o velikosti protonu



– kombinací s Virgem ke [illegible]

– pozorování i Counterpart (optický)

7. Symetrie fyzikálních systémů a její důsledky

Symetrie kvant. systémů – generace vl. stavů
- potenciál sféricky sym.
  - energ. stavy degenerované
- hlavní a vedlejší kvant. čísla
- Spinové – časoprostorová sym.

– symetrie a zákony zachování v klasické fyzice

- Teorém Emy Noetherové – zákony zachování jsou úzce spjaty se symetrií L
  - jsou dány symetriemi prostoru a času

- obecné děje mechanické soustavy – veličiny jako x a $\dot{x}$ se mění
  - existují však veličiny = integrály pohybu, kt. se zachovávají
    - například energie nebo ~~...~~ hybnost – pokud L nezávisí na $q \Rightarrow$ cyklická
      (u izolované soustavy) $\Rightarrow$ zachovával se jí odpovídající zobecněná hybnost
    - příklady: pohyb v tíhovém poli $L = \frac{1}{2}m(\dot{x}^2+\dot{y}^2+\dot{z}^2) - V(z) = mgz$
      - zachovává se hybnost p_x a p_y

pohyb v centrálním poli $L = \frac{1}{2}m(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2 + r^2\sin^2\varphi\,\dot{\theta}^2) - V(r)$

- zachovává se $p_\varphi = \frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} = mr^2\dot{\varphi} = \text{konst.} = \vec{L}$ ... moment hybnosti
  - průmět vektoru $\vec{L}$ do osy z

- při pohledu na izolovanou soustavu ze soustavy inerciální se jeví jako:

• homogenní (prostor) – zachování hybnosti

L je invariantní vůči posunutí $L'(\vec{r}_a) = L(\vec{r}_a + \vec{R}) = L(\vec{r}_a) + \sum_a \frac{\partial L}{\partial \vec{r}_a}\vec{R} + \dots$

$\Rightarrow$ musí platit $\sum_a \frac{\partial L}{\partial \vec{r}_a}\vec{R} = 0 \quad \sum_a \frac{\partial L}{\partial \vec{r}_a} = 0 = \sum \frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{r}}_a} = \frac{d}{dt}\sum_a \vec{p}_a = \frac{d\vec{P}}{dt}$

- soustavu lze popsat hmotným bodem, kt. koná pohyb rovnoměrný přímočarý $\rightarrow \sum_a \vec{F}_a^{int} = \vec{0}$

• izotropní (prostor) – zachování momentu hybnosti

L invariantní vůči otočení $L'(\vec{r}_a, \vec{v}_a) = L(\vec{r}_a + \vec{\varphi}\times\vec{r}_a, \vec{v}_a + \vec{\varphi}\times\vec{v}_a) = L(\vec{r}_a, \vec{v}_a) + \sum_a \left(\frac{\partial L}{\partial \vec{r}_a}\vec{\varphi}\times\vec{r}_a +\right.$

$\left.\sum_a \left(\frac{\partial L}{\partial \vec{r}_a}\cdot\vec{\varphi}\times\vec{r}_a + \frac{\partial L}{\partial \vec{v}_a}\vec{\varphi}\times\vec{v}_a\right) = \vec{\varphi}\sum_a\left(\vec{r}_a \times \frac{\partial L}{\partial \vec{r}_a} + \vec{v}_a \times \frac{\partial L}{\partial \vec{v}_a}\right) = \vec{\varphi}\sum_a\left(\vec{r}_a\times\dot{\vec{p}}_a + \vec{v}_a\times\vec{p}_a\right) \quad \frac{\partial L}{\partial \vec{v}_a}\vec{\varphi}\times\vec{v}_a\right) + \dots$

– je to $\frac{d\vec{L}}{dt}$ $\quad \vec{L} = \sum \vec{r}_a \times \vec{p}_a = \text{konst.} \quad \frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{0}$ – neplatí u neizolované soustavy

- u tíhové síly invariantní vůči otočení kolem osy z
- u centrální síly ——— // ——— středu síly

• **homogenní (čas)** – invariantní vůči translaci v čase $\qquad$ uvažujeme $\boxed{\frac{\partial L}{\partial t} = 0}$

- pro izolovanou soustavu ale i pro soustavu, kde $\frac{\partial V}{\partial t} = 0$ Lagrangián nezávisí explicitně na čase
- zachovává se zobecněná energie $\mathcal{E} = \sum_i p_i \dot{q}_i - L$

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \sum_i \left(\dot{p}_i \dot{q}_i + p_i \ddot{q}_i - \frac{\partial L}{\partial q_i} \dot{q}_i - \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \ddot{q}_i \right) - \cancel{\frac{\partial L}{\partial t}}^{0} = 0$$

- zobecněná energie je ~~v~~ inerciální soustavě rovna celkové energii

- **vztažné soustavy a invariance pohybových zákonů**

- jevy a děje vždy pozorujeme v nějaké soustavě – např. polohy a rychlosti
  = **vztažná soustava** – může ovlivňovat pohyb pozorované soustavy
  - např.: volná částice – pozorujeme ji ze zrychlené rotující soustavy
    → bude se nám jevit: čas nehomogenní, prostor nehomogenní a neizotropní
  - konec konců pozorování pohybu planet kolem Země
- vždy lze najít takovou soustavu vůči níž se bude jevit čas hom. a prostor hom. a izo.
  = **inerciální vztažná soustava** – např.: volná částice $\Rightarrow \frac{\partial L}{\partial t} = 0, \frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \vec{v}} = 0$
  – ze soustavy v klidu
  $\Rightarrow \vec{v} = \text{konst.}$ – zákon setrvačnosti

  ~~xxxxxx~~
- můžeme zvolit i libovolnou jinou soustavu pro kterou bude platit $S \to S' \Rightarrow \vec{u} = \text{konst.}$
  = **galileiho princip relativity** – není žádná nadřazená soustava a zároveň není soustava abs. klidu

• **Galileiho transformace**: $\vec{v}' = \vec{v} + \vec{u}$, $\vec{r}' = \vec{r} + \vec{u} \cdot t$, $t = t'$ $\qquad \begin{pmatrix} ct' \\ x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = (\Lambda) \begin{pmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix}$

- platí jen v klasické fyzice pro $v \ll c$
- ideální případ – elmag. rovnice jsou invariantní vůči Lorentzově transf.
  – při rychlostech blížících se rychlosti světla $v < c$

• **Lorentzova transformace**

- všechny rovnice jsou invariantní při přechodu z jedné inerc. soustavy do druhé $\qquad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$
- rychlost světla má stejnou hodnotu nezávisle na rychlosti pozorovatele

~~xxxxxxxxxx~~ $\quad c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2 = c^2t'^2 - x'^2 - y'^2 - z'^2 \qquad \Lambda = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma & & \\ -\beta\gamma & \gamma & & \\ & & 1 & \\ & & & 1 \end{pmatrix}$

8) Systém mnoha částic

$$L = T(\vec{r}) - V(\vec{r}) \qquad \vec{r} \quad \dot{\vec{r}}$$

- stejně jako u jedné částice – v obecnosti popisujeme částice pomocí jejich polohy a rychlosti
  - v případě více částic se nám to značně komplikuje $L = T_1 + T_2 - V(\vec{r}_1, \vec{r}_2)_{\dots}$
    - přibývá nám tam interakce mezi částice – planety & hvězdy – gravitační
    - svět kolem nás – elektromagnetická

• <u>problém dvou částic</u> – jako jediný má analytické řešení

$$L = \frac{1}{2} m_1 \dot{\vec{r}}_1^2 + \frac{1}{2} m_2 \dot{\vec{r}}_2^2 - V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \qquad V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = V(|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|) = V(r)$$

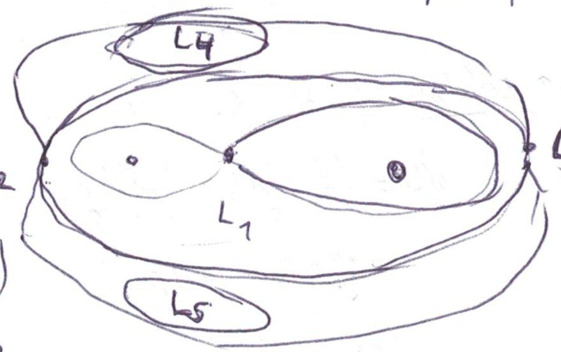
$$L = \frac{1}{2} M \dot{\vec{R}}^2 + \frac{1}{2} \mu \dot{\vec{r}}^2 + \frac{G \overbrace{m_1 m_2}^{m \cdot M}}{r} \qquad \vec{R} = \frac{\vec{r}_1 m_1 + \vec{r}_2 m_2}{m_1 + m_2} \qquad \vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1 \qquad M = m_1 + m_2 \qquad \mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

- $V(r)$ nezávisí na $\vec{R}$ ⇒ integrál pohybu
- systém jsme redukovali na Keplerovu úlohu

• <u>problém tří těles</u> – obecně není analyticky řešitelný – musí se řešit přibližně numericky – matematicky by měl být ale:

1) pro daný počet rovnic není dost integrálů pohybu, které by ty rovnice zjednodušily
2) systém je velmi silně závislý na počátečních podmínkách – velmi brzo nastane chaos

- například soustava Slunce–Země–Měsíc – můžeme řešit když lze alespoň jednu z interakcí (Měsíc–Slunce) zanedbat



• <u>problémy více těles</u> (běžné systémy)

- například molekuly plynu v nádobě (10^{17} částic)
  - $6N$ dimenzionální fázový prostor $\{q_i, p_i\}$
  - pohyb bude na ploše konstantní energie

<u>fenomenologický popis</u> – 3 TD věty + poučky

- nezkoumá podstatu ale spíše následné projevy
- popis pomocí makrostavů – může se realizovat různými mikrostavy
- za předpokladu rovnovážnosti
  - vnější – makroveličiny, stavem okolí (silové pole, V)
  - vnitřní – char. pro studovaný systém (p, T, E, S)
- stavové veličiny – závisí pouze na stavu systému df

<u>statistický přístup</u> – popis z hlediska statistické fyziky

• Mikrokanonické $P = \frac{1}{\Gamma(E)}$ $S = k \ln \Gamma$

- izolované a uzavřené soustavy $\Gamma = \Gamma_A \cdot \Gamma_B$
  $E, m = \text{konst.}$ $S \geq S_A + S_B$

• kanonické $E^{(0)} = E' + E = \text{konst.}$ $E \ll E'$

- P, že se soustava A nachází n-tém stavu E_n

0. VT: Bez změny vnějších podmínek se vlastnosti rovnovážného systému nezmění.

1. VT: V důsledku změny vnějších podmínek dochází ke změně energie systému spojené s konáním práce:

$$\frac{\partial S}{\partial E} = \frac{1}{T} \qquad dE = \sum \underbrace{\frac{\partial E_i}{\partial x_i}}_{\text{síla}} dx_i + \delta Q$$

$$dE = TdS - pdV$$

2. VT: Při přechodu systému k rovnováze izolované soustavy roste počet stavů. $dS \geq 0$

$$S = k \ln \Gamma(E)$$

3. VT: Při přechodu systému k abs. nule spěje do nuly i jeho energie. $\lim_{T \to 0^+} S = 0$

- potenciály:
  - energie

$$dE = \left(\frac{\partial E}{\partial S}\right)_V dS + \left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_S dV$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S = -\left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_V$$

  - volná energie: $F = E - TS$

$$dF = \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T dV = -SdT - pdV$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V$$

  - entalpie: $H = E + pV$

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_p dS + \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_S dp = TdS + Vdp$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_S = \left(\frac{\partial V}{\partial S}\right)_p$$

  - Gibbsův potenciál: $G = E - TS + pV$

$$dG = \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_T dp = -SdT + Vdp$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T = -\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$$

- pomůcky:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_V \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T = -1$$

$\boxed{\text{Van der Waalsův plyn: } \left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT}$

ideální plyn: $pV = nRT$

$$w_n \sim \Gamma'(E^{(0)} - E) \qquad F = -kT \ln Z$$

$$w_n \sim e^{-\frac{E_n}{kT}} \to w_n = \frac{1}{Z} e^{-\frac{E_n}{kT}} \quad Z = \sum_n e^{-\frac{E_n}{kT}}$$

- střední hodnoty veličin $\langle x \rangle = \sum_n x_n w_n$

$$E = \sum_n w_n E_n \quad E_n = -kT \ln w_n \cdot Z$$

$$dE = \sum E_n dw_n + \sum w_n dE_n = TdS - pdV$$

$$E_{A+B} = E_A + E_B \quad Z_{A+B} = Z_A \cdot Z_B$$

$$F_{A+B} = F_A + F_B \quad S_{A+B} = S_A + S_B$$

- hustota stavů: - potenciálová jáma $\quad k_i = \frac{n_i \pi}{L_i}$

$$\rho(k)dk = \frac{gV}{\pi^d} \frac{1}{2^d} k^{d-1} S_{d-1} dk$$

$$\rho(E)dE = \frac{gV}{(2\pi)^d} (k(E))^{d-1} S_{d-1} \frac{dE}{\left|\frac{dE}{dk}\right|} \qquad S_{d-1} = \frac{2\pi^{\frac{d}{2}}}{\Gamma\left(\frac{d}{2}\right)}$$

- volná částice $\rho(E) = \frac{2\pi (2m)^{1/2} V}{(2\pi\hbar)^3} E^{1/2}$

- Maxwell - Boltzmann:

$$w(E)d\Gamma \to \rho(E)d\Gamma \qquad d\Gamma = \frac{d^{3N}q \, d^{3N}p}{(2\pi\hbar)^{3N}}$$

$$\rho(p,q) = \frac{1}{Z} e^{-\frac{E(p,q)}{kT}} \qquad Z = \int \frac{1}{N!} e^{-\frac{E(p,q)}{kT}} \frac{d^{3N}q \, d^{3N}p}{(2\pi\hbar)^3}$$

$$dw = dw_p \cdot dw_q = \frac{1}{Z_p} e^{-\frac{T(p)}{kT}} d^3p \cdot \frac{1}{Z_q} e^{-\frac{U(q)}{kT}} d^3q$$

$$Z_p = (2\pi m kT)^{3/2}$$

$$dw_p = (2\pi m kT)^{-3/2} e^{-\frac{p^2}{2mkT}} d^3p$$

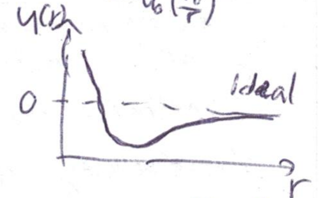
$$Z_q = \int e^{\frac{-U(q)}{kT}} d^3q = Q_N \text{ - konfigurační integrál}$$

- pro ideální plyn $Q_N = V$
- neideální plyn - dvoučásticové interakce

  - Van der Waalsův plyn $\quad U(r) = \begin{cases} \infty \\ -u_0\left(\frac{r_0}{r}\right)^6 \end{cases}$

$$Q_N = V^N + V^{N-1} \frac{N^2}{2} \cdot a(T)$$

$$a(T) = \int \left(e^{-\frac{U(r)}{kT}} - 1\right) d^3r$$



$$a(T) = -\frac{4\pi}{3} r_0^3 \left(1 - \frac{u_0}{\ldots}\right) \Leftrightarrow \ldots + \frac{1}{2} \frac{2\pi}{\ldots} r^3 U \ldots \frac{kT}{\ldots} \frac{1}{\ldots}$$

8) Systém mnoha částic

• **Makrokanonické rozdělení** $E^{(0)} = E + E' = konst.$ $N^{(0)} = N + N' = konst.$

$$w_{nN} \sim \Gamma'(E', N') \Rightarrow S = k \ln \Gamma' \approx k \ln \Gamma'(E^{(0)}, N^{(0)}) - \underbrace{\frac{\partial k \ln \Gamma}{\partial E'}}_{\frac{1}{T}} E - \underbrace{\frac{\partial k \ln \Gamma}{\partial N'}}_{\frac{\mu}{N}} N$$

$$w_{nN} = \frac{1}{\Xi} e^{-\frac{E_{nN} - \mu N}{kT}} \qquad \Xi = \sum e^{-\frac{E_{nN} - \mu N}{kT}} \qquad w_{nN} = e^{\frac{\Omega + \mu N - E_{nN}}{kT}}$$

$$dE = \sum_{n,N} E_{nN}\, dw_{nN} + \sum_{n,N} w_{nN}\, dE_{nN} = TdS - pdV + \mu\, d\langle N \rangle$$

– Landaův potenciál $d\Omega = -SdT - pdV - \cancel{Nd\mu}\ (-\mu dN)$

$$\Omega = F - \mu \langle N \rangle = E - TS - \mu \langle N \rangle = -pV$$

– neinteragující kvantový plyn: $E = n_1 \varepsilon_1 + \dots + n_N \varepsilon_N$ $N = n_1 + \dots + n_N$

$$\Xi = \sum_r e^{-\frac{E - \mu N}{kT}} = \sum_{n_1} e^{-\frac{n_1(\varepsilon_1 - \mu)}{kT}} \cdot \ldots \cdot \sum_{n_N} e^{-\frac{n_N(\varepsilon_N - \mu)}{kT}} \qquad N_{a,b} = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_a - \mu}{kT}} - 1}$$

• bosony: $\prod_N \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{n(\varepsilon - \mu)}{kT}} = \frac{1}{1 - e^{-\frac{\varepsilon - \mu}{kT}}} \Rightarrow \Omega_b = -kT \ln \Xi = kT \sum_{a=1}^{\infty} \ln \left(1 - e^{-\frac{\varepsilon - \mu}{kT}}\right)$

• fermiony: $\prod_N \sum_{n_a=0}^{1} e^{-\frac{n(\varepsilon - \mu)}{kT}} = \prod_n^{\infty} \left(1 + e^{-\frac{\varepsilon_a - \mu}{kT}}\right)$ $\qquad N_{a,F} = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_a - \mu}{kT}} + 1}$

Kvantové systémy stejných částic

– stejné částice = hmotnost, náboj, spin

– jednotlivé částice v mikrosvětě od sebe nemůžeme rozlišit

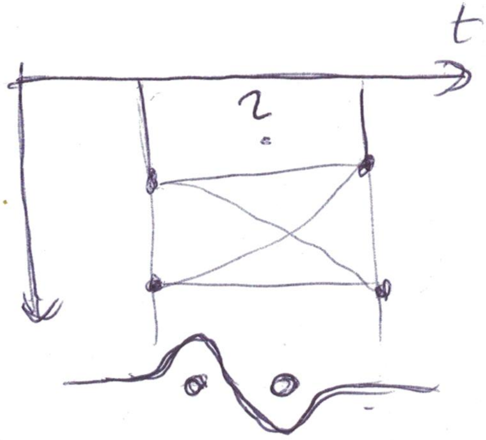
– kvantové systémy nelze sledovat nedestruktivně

– pro stejné částice $P = P(A) + P(B)$

– bosony $P = |\psi(A) + \psi(B)|^2$ – symetrická fce

– fermiony $P = |\psi(A) - \psi(B)|^2$ – antisymetrická fce

– symetrie vůči záměně částic



důsledek Pauliho vylučovacího principu

$\psi(x_1, x_2) = \psi(x_1) - \psi(x_2)$

Jednočásticová aproximace pro kvantové systémy stejných částic

- Zanedbáme vzájemné interakce $\hat{H} = \hat{H}_1 + \hat{H}_2$

$$(\hat{H}_1 + \hat{H}_2)\psi(x_1,x_2) = E\psi(x_1,x_2)$$

nahoď najít stejnou E

$$\psi(x_1,x_2) = \psi(x_1)\psi(x_2)$$

$$\frac{\hat{H}_1\psi_1(x_1)}{\psi_1(x_1)} + \frac{\hat{H}_2\psi_2(x_2)}{\psi_2(x_2)} = E$$

n_1	n_2	bosony	fermiony
1	1	$\psi_1(x_1)\psi_1(x_2)$	—
1	2	$\frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_1(x_1)\psi_2(x_2) + \psi_1(x_2)\psi_2(x_1)]$	$\frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_1(x_1)\psi_2(x_2) - \psi_1(x_2)\psi_2(x_1)]$
2	1		
2	2	$\psi_2(x_1)\psi_2(x_2)$	—

9) Přibližné metody řešení fyzikálních úloh

- v klasické mechanice – neumíme přesně měřit takže nemusíme přesně počítat
  - často umožňují řešit dif. rovnice analyticky
  - celá klasická mechanika je aprox. STR pro malé rychlosti, což je approx. OTR pro malé zakřivení

• zanedbání členů – například STR pro $v \ll c$: $\gamma = \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} \approx 1$: $\frac{dp}{dt} = m\frac{dv}{dt}$

- musí být vůči čemu
- viz Maxwellky

  - odpor prostředí – balistická dráha × šikmý vrh $F \sim v, v^2$
  - tření – dynamické, statické tření $F \approx konst.$
  - obecně – neuvažujeme všechny možné interakce – např. gravitaci pro proton a elektron

• zjednodušení členů – hmotný bod – nahrazení tělesa hmotným bodem o stejné hmotnosti
  - zanedbání hmotnosti – např. lana u kyvadla, nehmotná kladka
  - aproximace – např. tíhová síla, harmonické kyvadlo (jinak eliptický integrál)

- Taylorův rozvoj $f(a+x) = f(a) + \frac{f'(a)}{1!}(x-a) + \frac{f''(a)}{2!}(x-a)^2 + \dots$
- Fourierův rozvoj $a_0 = \frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{\pi} f(x)\,dx \qquad a_k = \frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{\pi} f(x)\cos(kx)\,dx$

$$f(t) \approx \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty}\left[a_k\cos(kt) + b_k\sin(kt)\right] \qquad b_k = \frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{\pi} f(x)\sin(kx)\,dx$$

  - pro aproximaci nespojitých funkcí

- příklady Taylorova rozvoje:

$$\exp(x) = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \dots \qquad e^{x} \approx 1+x \qquad e^{-x} \approx 1-x$$

$$\frac{1}{1-x} \approx 1+x \qquad \frac{1}{1+x} \approx 1-x$$

$$\ln(x) = (x-1) - \frac{(x-1)^2}{2} + \frac{(x-3)^3}{3} - \frac{(x-4)^4}{4} + \dots \qquad (1+x)^n \approx 1+nx \qquad (1+x)^{1/n} \approx 1+\frac{x}{n}$$

$$\sin(x) = x - \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!} + \dots \qquad \sin(x) \approx tg(x) \approx x \qquad \cos(x) \approx 1 - \frac{x^2}{2}$$

$$\cos(x) = 1 - \frac{x^2}{2!} + \frac{x^4}{4!} + \dots$$

- numerické metody – počítače neumí funkce jako exp, ln, sin – umí polynomy, ale rychle
  - neumí derivace, integrály, spojité funkce – všechno počítají diskrétně

• lichoběžníková metoda, obdélníková metoda, Simpsonovo pravidlo $\quad f'(x) = \frac{f(x+h) - f(x-h)}{2h}$

• Eulerova metoda – řešení ODR

• Runge-Kutova metoda $y_{n+1} = y_n + \frac{1}{6}h(k_1 + k_2 + k_3 + k_4) \quad f''(x) = \frac{f(x+h) - 2f(x) + f(x-h)}{h^2}$

- v kvantové mechanice

  - poruchová teorie – přibližná metoda pro určení vl. hodnot – Hamiltonián lze rozložit

  - parametrizace $\hat{H}_0 + \lambda \hat{W}$ 0 ——— 1 → λ $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{W}$

    $\hat{H}_0$ – neporušený Hamiltonián, $\hat{W}$ – porušený Hamiltonián

  - pokud můžeme vyřešit $\hat{H}_0 |\psi_0\rangle = E_0 |\psi_0\rangle$

    pak můžeme přibližně řešit $\hat{H}|\psi\rangle = E|\psi\rangle$

$$|\psi_n\rangle = |\psi_n^{(0)}\rangle + \lambda |\psi_n^{(1)}\rangle + \lambda^2 |\psi_n^{(2)}\rangle + \dots \qquad E_n = E_n^{(0)} + \lambda E_n^{(1)} + \lambda^2 E_n^{(2)} + \dots$$

$$|\psi_n^{(1)}\rangle = \sum_{m\neq n} - \frac{\langle \psi_m^{(0)} | \hat{W} | \psi_n^{(0)} \rangle}{E_m^{(0)} - E_n^{(0)}} |\psi_n^{(0)}\rangle \qquad E_n^{(1)} = \sum_{m \neq n} \frac{|\langle \psi_m^{(0)} | \hat{W} | \psi_n^{(0)} \rangle|}{E_m^{(0)} - E_n^{(0)}}$$

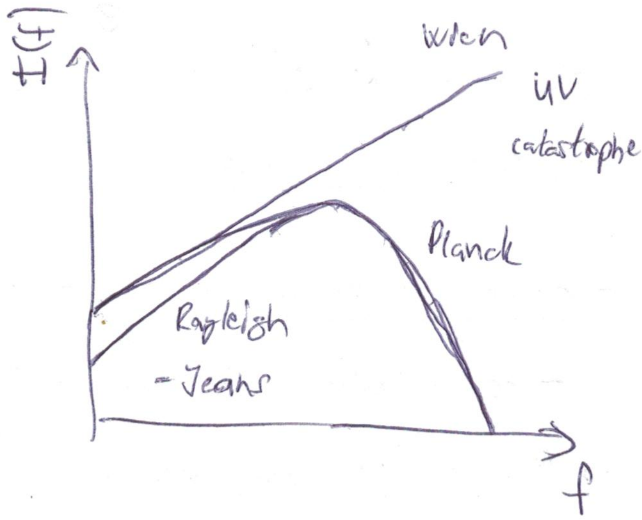
  - dojde k rozštěpení degenerovaných hladin – Starkův jev $\vec{E}$
    – Zeemanův jev $\vec{B}$

- variační metoda

  - pro nalezení základního stavu – nejmenší vl. hodnoty a odpovídajícího vl. vektoru
  - pomocí počítačů – tipne se parametrické řešení a hledá se minimum vůči parametru

- v teorii systému mnoha částic – řešení Schrödingerovy pro mnoho elektronů – základní coulombovské interakce
  - jednočásticová aproximace – Hartreeho – Fockova rovnice

- příklady použití přibližných metod



$$B(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

- Wienova aprox. $B_\nu \approx \frac{2\nu^2}{c^2} kT$
- Rayleigh-Jeans aprox. $B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}}$

10) Periodické děje – systém se za urč. dobu (perioda) vrátí do původního stavu $T = \frac{2\pi}{\omega}$

Kmity, příklady kmitů – časová periodicita, oscilátor (harmonický / neharmonický)

– harmonický oscilátor – ~~vratná~~ síla závisí na x^1 $F \sim -kx \Rightarrow E_p = \frac{1}{2}kx^2 = \frac{1}{2}kA^2$

$m\ddot{x} = -kx \quad \omega = \sqrt{\frac{k}{m}} \Rightarrow x(t) = Ae^{i\omega t} + Be^{-i\omega t} = \underset{\text{amplituda}}{x_m} \cdot \sin(\underset{\text{frekvence}}{\omega} t + \underset{\text{fáze}}{\varphi_0})$

– platí princip superpozice: $u(t) = u_1(t) + u_2(t)$ $\quad u_m = \sqrt{u_1^2 + u_2^2 + 2u_1u_2\cos(\varphi_2 - \varphi_1)}$

- stejné frekvence $u(t) = u_{m1} \cdot \sin(\omega t + \varphi_1) + u_{m2} \sin(\omega t + \varphi_2) = u_m \cdot \sin(\omega t + \varphi)$ $\quad \varphi = \varphi_2 - \varphi_1$
- blízké frekvence, stejné amplitudy a fáze $x(t) = 2A \underbrace{\sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t\right)}_{\text{vnitřek}} \cdot \underbrace{\cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \cdot t\right)}_{\text{obálka}}$

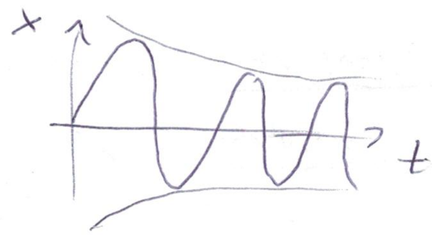
– tlumené kmitání – tlumící síla: tření $F_t = \text{konst.}$

laminární $F_t \sim \dot{x}$

turbulentní $F_t \sim \dot{x}^2$

$m\ddot{x} = -kx - B\dot{x}$

$\ddot{x} = -\frac{k}{m}x - \frac{B}{m}\dot{x} \quad 2\gamma = \frac{B}{m} \quad \omega^2 = \frac{k}{m}$



$\ddot{x} = -2\gamma\dot{x} - \omega^2 x \Rightarrow$ řešení $x(t) = A_0 e^{\alpha t}$ pro $\alpha_{1,2} = -\gamma \pm \sqrt{\gamma^2 - \omega^2}$

- $\gamma^2 > \omega^2$ – řešení je reálné, oscilátor se zatlumí
- $\gamma^2 \approx \omega^2$ – zatlumí se ještě rychleji
- $\gamma < \omega^2$ – tlumené kmitání

$E(t) = \frac{1}{2}kA^2 = \frac{1}{2}kA_0^2 e^{-2\gamma t}$

– nucené kmitání – vynucující síla $F_v = F_0 \sin(\Omega t)$

zatlumí se, zbyde jen $x_p(t)$

$m\ddot{x} = -kx - B\dot{x} + F_v(t)$: $x_0 = A_0 e^{-\gamma t} e^{\pm i\omega t}$ $\quad A_v = \frac{\frac{F_0}{m}}{\sqrt{\Omega^2 - \omega^2 + 4\Omega^2\gamma^2}}$

$x_p = A_v \sin(\Omega t + \phi) \quad \phi = -\frac{2\gamma\Omega}{\omega_0^2 - \Omega^2}$

– může dojít k rezonanci $\Omega_R = \sqrt{\omega^2 - 2\gamma^2}$

Harmonická aproximace

– např. matematické kyvadlo $\vec{F_g} = m \cdot \vec{g}$

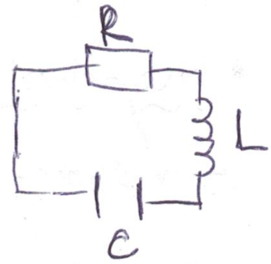
– průmět do $\vec{n} \cdot \vec{F_g} = m \cdot g \cdot \sin\varphi$

$J \cdot \ddot{\varphi} = -lmg \sin\varphi \doteq -lmg \cdot \varphi$

Anharmonické kmity

$E_p = E_0 + \underset{\text{síla v RP}}{E_1 x} + \underset{\text{harm.}}{E_2 x^2} + \underset{\text{chem. vazba}}{E_3 x^3} + \underset{\text{T s A klesá nebo roste}}{E_4 x^4} + \ldots$

Kmity v RLC obvodu



$Ri + L\frac{di}{dt} + \frac{q}{C} = 0$

$q = q_0 e^{-\gamma t} e^{\pm i\omega t}$

$\omega = \sqrt{\gamma^2 - \omega_0^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} + \frac{R^2}{4L^2}}$

Vlnové děje, šíření vln – když se kmitání šíří v prostoru < podélné, příčné

- charakterizováno amplitudou, fází, rychlostí šíření – světlo, zvuk

- splňuje vlnovou rovnici $\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$
  - postupná: $u(x,t) = A\sin(\omega t - kx)$ ($\omega = \frac{2\pi}{T}$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$)
  - stojatá: $u(x,t) = A\cos(kx)\sin(\omega t)$ – struna, chvění

- superpozice: $u(x,t) = u_1(x,t) + u_2(x,t)$
  - konstruktivní $\Delta\varphi = 2\pi m$, $\Delta x = \lambda \cdot m$
  - destruktivní $\Delta x = (2m+1)\frac{\lambda}{2}$

  $I_m = u_{1,m}^2 + u_{2,m}^2 + 2 u_{1,m} u_{2,m} \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$

  - vznik interferenčních obrazců – pro koherentní vlnění < časová, prostorová

- fázová a grupová rychlost: u vlnových klubek $u = 2u_0 \sin\left(\overbrace{\frac{\omega_1+\omega_2}{2}}^{\bar\omega} t - \overbrace{\frac{k_1+k_2}{2}}^{\bar k} x\right)\cos\left(\overbrace{\frac{\omega_1-\omega_2}{2}}^{\Delta\omega} t - \overbrace{\frac{k_1-k_2}{2}}^{\Delta k} x\right)$

  $v_g = \frac{\Delta\omega}{\Delta k}$ $v_f = \frac{\bar\omega}{\bar k}$ $v_g = v_f - \lambda\frac{dv_f}{d\lambda}$ < normální, anomální

- šíření vln – v isotropním prostředí se šíří konstantní rychlostí
  - vlnoplocha – body se stejnou vzdáleností od zdroje – kmitají se stejnou fází

  $I = \frac{P}{S} = \frac{dP}{dS} \approx A^2$
  - rovinná $|\vec S| = 1$ $A = A_0$ $I = I_0$
  - válcová $|\vec S| = r$ $A = \frac{A_0}{\sqrt r}$ $I = \frac{I_0}{r}$
  - kulová $|\vec S| = r^2$ $A = \frac{A_0}{r}$ $I = \frac{I_0}{r^2}$

  - Huygensův princip – každý bod je zdrojem elementárních vlnoploch $T = \int_A^B \frac{ds}{v}$ $S = \int_A^B n\,ds$ – optická dráha
  - Fermatův princip – globální formulace, realizuje se trajektorie s nejmenším časem

Příklady vlnových dějů

Poyntingův vektor $\vec P = \vec E \times \vec H$

- elektromagnetické vlnění $\Delta\vec E = \varepsilon\mu\frac{\partial^2\vec E}{\partial t^2}$ $\Delta\vec H = \varepsilon\mu\frac{\partial^2 \vec H}{\partial t^2}$ $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$

  $\vec E(\vec r,t) = \vec E_x \cdot \sin(\omega t - kz) + \vec E_y \sin(\omega t - kz)$

- mechanické vlnění – zvuk, struna (stojaté)
  - v plynech – podélné vlnění
  - popis pomocí akustického tlaku $p_0 = \rho v \omega u_0$

    $I = \frac{1}{2}\rho v \omega^2 u_0^2$

11. Stavba hmoty

Interakce a jejich úloha v mikrosvětě – v současnosti dvě teorie < OTR (gravitace) / standartní model

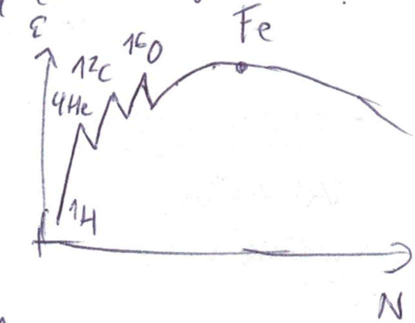
- gravitace – hmotné částice na sebe gravitačně působí $F = G\frac{m_1 m_2}{r^2}$
  - z hlediska OTR je to zakřivením časoprostoru
  - z hlediska kvantovky jsou to možná gravitony (částice se spinem 2)
  - nejslabší síla, dalekodosahová – hraje roli na vesmírných škálách
  - je vždy přitažlivá
- elektromagnetická – polní částice fotony – elementární částice si vyměňují virtuální fotony
  - může být přitažlivá / odpudivá, střednědosahová – fotony neztrácí ale slábne – ve vesmíru neexistují velké náboje
  - drží pohromadě atomy a molekuly – svět kolem nás
  - v chemických reakcích, emise / absorpce záření
- Van der Waals
- vodíkové vazby
- slabá jaderná síla – nevytváří vázaný systém, způsobuje β-rozpad – působí na quarky i leptony
  - polní částice W^+, W^-, Z bosony – neutrální, sami sobě antičástice
  - rozpadají se $Z^0 \to b + \bar{b}$ – omezená působnost
- silná jaderná síla – drží pohromadě nukleony – přesah udržuje atomová jádra
  - přitažlivá pro quarky, leptony i neutrina – polní částice gluony („lepidla")
  - způsobuje valnou část hmotnosti částic
- teorie velkého sjednocení – všechny interakce jsou důsledkem jednoho principu
  - teoreticky odvozena zatím pouze bez gravitace (kvantová gravitace)
  - prakticky dokázána zatím jen spojení elmag. a slabé síly – neutrální proudy neutrin a vznik W a Z bosonů v LHC

Atomy a molekuly – navenek neutrální, mají vnitřní stavbu – jádro + elektrony

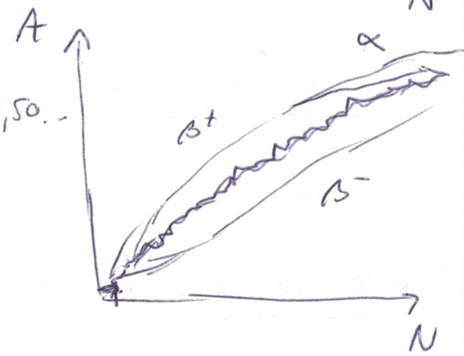
- Thomsonův pudinkový model – kladný obal a v něm jsou elektrony – vyvrácen Rutherfordem
- Rutherfordův planetární model – lehké e^- obíhají těžké jádro – problém: e^- by spadly na jádro
- Bohrův model – energie kvantována – diskrétní orbitaly $hf = E_m - E_n$ – nevysvětlí štěpení čar
- kvantově-mechanický model – orbitaly určené kvant. čísly (n, l, m, s) – štěpení čar = poruchová teorie
- Van der Waalsovy síly – mezi polárními molekulami, indukční síly, disperzní síly – mezi dipóly (plyny)
- Iontová vazba – při větším rozdílu el. negativit – jeden ukradne e^- druhému (pevné, křehké, rozpustné)
- Kovalentní vazba – sdílení elektronů, pro menší elektronegativity – čistá jen u stejných atomů (pevné, nerozpustné)
- Kovová vazba – kolektivní – mezi více než 2 atomy, elektrony jsou delokalizovány (kov. vodivost)

Struktura a vlastnosti jádra, vazebná energie

- jádro = kompaktní, hmotné, kladné centrum atomu ~~[illegible]~~
    - podléhá α a β rozpadu – musí obsahovat i něco jiného než protony = neutrony
        - Rutherford objevil proton (α rozpad), Chadwick objevil neutron
- držena pohromadě silnou jadernou silou – proti ní působí slabá síla a elmag. síla (protony)
    - jádro stabilizováno pomocí neutronů – při menším počtu β^+ rozpad
      – při větším počtu β^- rozpad (+α u těžkých)
    - poměr má vliv na stabilitu jádra – vazebná energie na jeden nukleon



- neexistuje jednotný popis
    - kapkový model – částice jako kapky vody, analogie povrchového napětí
    - kolektivní model – neustálé srážky, energie se rozloží na všechny částice
    - nezávislé částice – analogie jako u e^- (orbitaly) – kvantování
      – uzavřená struktura ⇒ magická čísla: 2, 8, 20, 28, 50...
    - kombinovaný – uzavřené slupky nezávislé, vnější slupka kolektivní



Skupenství, fázové přechody – starověk: země, voda, oheň, vzduch

- dány uspořádáním molekul uvnitř látky – závisí na tlaku a teplotě
- skupenství ≠ fáze – látka může pro danou T a p mít jen jedno skupenství
  – u fáze záleží odkud se tam dostala – více fází – ~~[illegible]~~ s jinou krystalovou stavbou
- plyny – vyplňují celý prostor, stlačitelné, hmotné body, interagují jen při srážkách
- kapaliny – stálý objem, nestlačitelné, tvar podle nádoby, interagují mezi srážkami?
- pevné látky – krystalické ~~[illegible]~~ – dalekodosahové uspořádání, mono a polykrystaly
  – amorfní – krátkodosahové uspořádání
- plasma – ionizovaná látka (plyn), není asi úplně legit skupenství
- quark-gluonové plasma – při teplotě $> 10^{12}$ K
- Boseho-Einsteinův kondenzát – bosony při $T \Rightarrow 0$ K, makroskopicky pozorovatelné kvant. chování, supravodič
- Fermiho plyn – degenerovaný plyn fermionů při $T \Rightarrow 0$ K, vodivost téměř bez odporu
- fázové přechody – volná Gibbsova energie je stejná $G_1(p,T) = G_2(p,T)$ $\quad V = \left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_T \quad S = -\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_p$
    - přechod 1. druhu – liší se už první derivace, skupenské fázové přechody   při Curieově teplotě
    - přechod 2. druhu – liší se druhé derivace, supravodivost, supratekutost, feromagnetismus, piezoelektricita

12. Historie fyziky

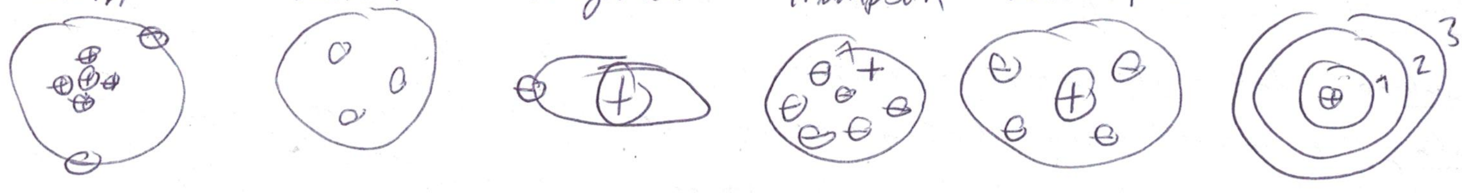
- stavba hmoty – staří řekové – Aristoteles – 4 živly, hmotu lze nekonečně dělit
  - Demokritos – nedělitelné částice, háčky, důlky
    - různé tvary → různé vlastnosti
- přelom 18./19. století
  - Dalton – hmota složená z atomů – různých atomů
  - Brown – botanik – pozoroval neuspořádaný pohyb pylových zrn ve vodní suspenzi – nemají tečny
    - není způsoben životem, toky nebo vypařováním
    - čím větší zrna tím menší pohyb
    - pohyb připisoval pylu
  - Wiener – připisoval pohyb kapalině
- přelom 19./20. stol.
  - Einstein – podle kinetické teorie kapalina vykazuje náhodný pohyb
    - nebyl si jist jestli je to BP – považoval to za nespolehlivé
    - vyjádřil N_A pomocí měřitelných veličin
  - 1908 Perrin – nezávisle na Einsteinovi, pomocí vlastních suspenzí získal N_A
    - atom není hypotéza ale holý fakt.
- katodové záření – Plucker – lze vychýlit paprsek pomocí EP, MP
  - Crookes – proud molekul plynu
  - Lenard – KZ je moc pronikavé aby to byly molekuly
  - 1897 JJ Thompson – odchýlil KZ pomocí EP a změřil $\frac{Q}{m}$
    - zjistil, že měrný náboj e^- je 1000x větší než p^+
- jestli je elektron součástí atomu – modely?

rozptyl α částic

3 postuláty, kvantové dráhy

Hertz

Perrin | Lenard | Nagaoka | Thompson | Rutherford | Bohr



- povaha světla – starověk – Leukipos, Demokritos – soubor hmotných tělísek
  - Empedokles, Platón – částice vymrštěné tělesy
  - Aristoteles – éther, vlnová povaha světla
  - Euklides – geometrická optika
  - Ptolemaios – lom světla
- empirické věci
  - Snellius – zákon lomu
  - Fermat – princip
  - Grimaldi – ohyb
  - Galilei – rychlost světla
  - Newton – disperze
- přelom 17./18. stol.
  - korpuskule – Newton, částice podle klas. mech.
  - vlna – Huygens, vlnění v éteru
- přelom 18./19. stol. – interference – Youngův pokus 1807
  - difrakce – Fresnel, Fraunhofer
- 1873 – Maxwell – popisuje světlo jako elmag. vlnění – lze převést na optiku
- 1905 – Einstein – fotoelektrický jev – kvantování energie (foton) – objevil to Hertz
  - kvanta Planck
- vyzařovací zákon – Wien 1896 – malé λ a ↓ T
  - Rayleigh–Jeans – dlouhé λ, UV katastrofa
  - Planck – nekonečná řada, energie po kvantech
- povaha tepla – starověk – Leukipos, Demokritos, Aristoteles – 4 živly, 4 vlastnosti

  T – T
  S – S

  - teplotní stupnice – Fahrenheit – rtuť, líh
    - Celsius – var 0°C, tuhnutí 100°C
  - korpuskulární – pohyb částeček   Bernoulli – teplo = rozptýlená E_k
  - kalorikum (= substance) – pak zjištěno, že je to blbost, věřil tomu i Laplace
    - nemění se hmotnost, tření ledu
- Carnot – cyklus prac. stroje, účinnost, zastánce kalorika
- Clapeyron – vylepšil Carnotovy věci   Fourier – skleníkový jev
- Joule – mechanický ekvivalent tepla
- Lomonosov – forma pohybu – rotace, změna místa, vibrace
- Helmholtz – formulace ZZ E pro izolovanou soustavu
- Rankine – teplo = pohyb atomových atmosfér, zaváděl pojmy: energie, E_{pot}, izoterm., adiabat.
- Krönig – mechanická teorie plynů – molekuly – ~~pr~~ kuličky na pružině → M–B rozdělení
- Maxwell – kinetická teorie plynů   Boltzmann – zlepšil Max., $S = k \log W$