

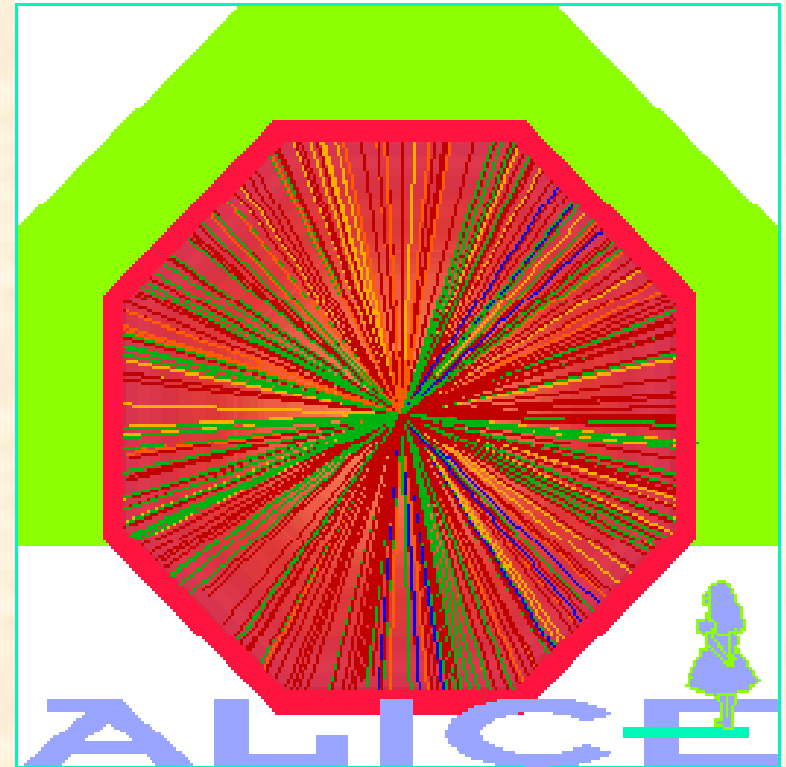


# Fyzika t'azkých iónov alebo malý tresk...

Prečo zrázať aj t'azké  
ióny na LHC ?

Experimentálne podmienky

Detektor ALICE





## Vákuum v QED a QCD

kvantová elektrodynamika: QED

kvantová chromodynamika: QCD

- Energia páru nábojov spontánne narodených vo vákuu – kvantová fluktuácia ( $\hbar = 1, c = 1$ ):

$$E_{\text{kin}} = p \sim 1/r \quad (p \times r \geq 1)$$

$$E_{\text{pot}} = -q^2/(4\pi r) \quad (q = e \text{ or } q = g_s)$$

$$E = E_{\text{kin}} + E_{\text{pot}} = (1/r) \times (1 - q^2/4\pi)$$

- v QED toto je pravda pre ľubovlonú “škálu” (už po Planckovu “škálu”  $\sim 10^{-20}$  fm)
- v QCD to je však správne len pre veľmi malé vzdialenost', niekoľko fm ( $10^{-13}$  cm)



# Prípád QED

- **v QED**

$$q^2 = e^2 = 4\pi\alpha_{em}$$

- $\alpha_{em}$  sa mení zo vzdialenosťou (polarizácia vákua)
  - kde pre veľké vzdialenosti  $\alpha_{em} = 1/137$
  - pri EW (elektro-slabej) škále ( $r = 2 \times 10^{-3}$  fm)  $\alpha_{em} = 1/128$
  - pri Planckovej “škále” ( $r = 10^{-20}$  fm)  $\alpha_{em} = 1/76$
- **To znamená, že číselný faktor pred  $1/r$ :  $(1 - q^2/4\pi)$  sa mení zo vzdialenosťou, ale**
    - len málo, medzi 0.987 – 0.993 (i.e. **0.6%**) ak meníme vzdialenosť od Planckovej “škály” až po nekonečno...



# Prípád QCD

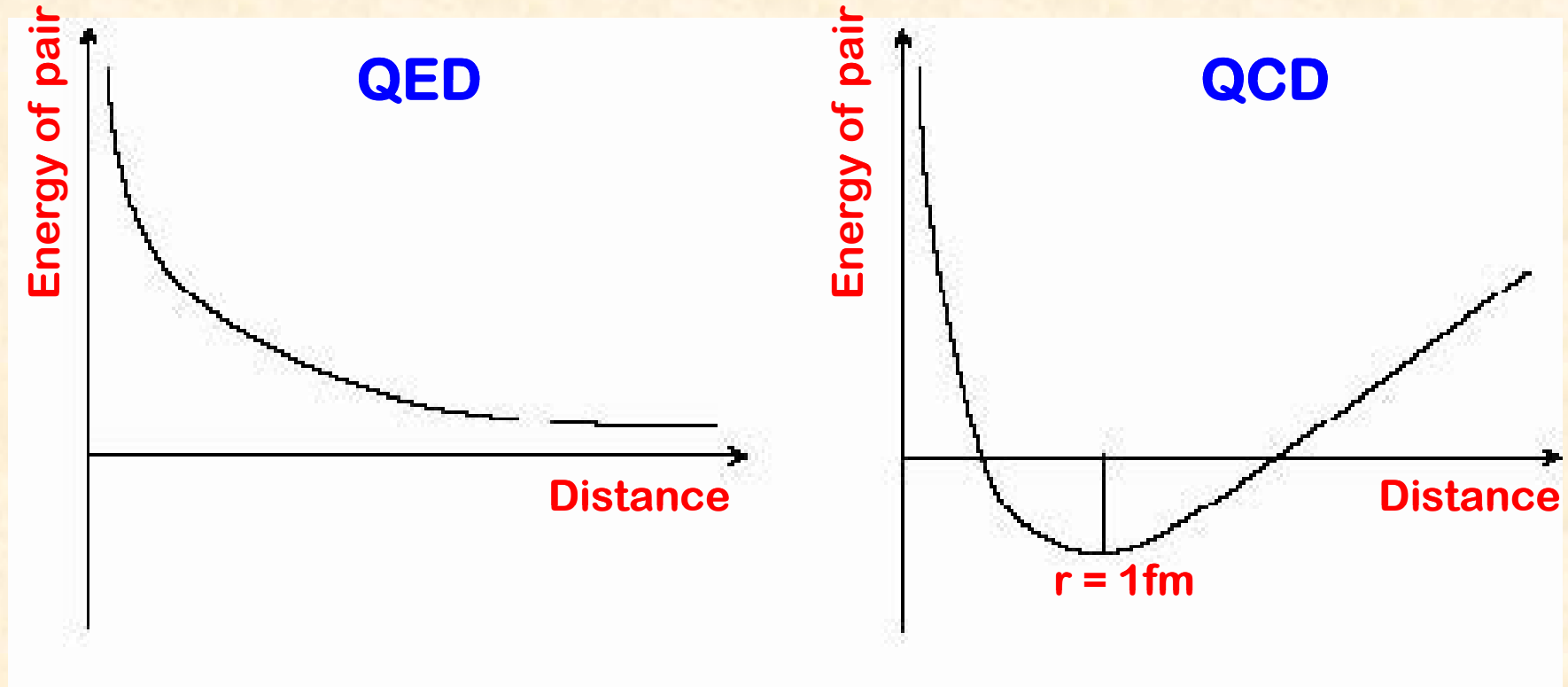
- **v QCD**

$$q^2 = g_s^2 = 4\pi\alpha_s$$

- kde  $\alpha_s$  sa zmenšuje vel'mi rýchlo zo vzdialonost'ou (asymptotická sloboda)
  - pri Planckovej škále  $\alpha_s = 0.04$
  - pri elektro-slabej skále  $\alpha_s = 0.118$
  - pri  $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 0.2\text{GeV}$  ( $r \approx 1\text{ fm}$ )  $\alpha_s \approx 1$
- **numerický faktor**  $(1 - q^2/4\pi) = 1 - \alpha_s$ 
    - sa znižuje so vzdialenost'ou, pri Planckovej škále je 0.96
    - ale pozor, pre  **$r \approx 1\text{ fm}$**  uz je záporný !
  - **pri väčších vzdialenostiach** je  $E = \sigma \times r$  ( $\sigma \approx 1\text{ GeV/fm}$ )
    - a tento faktor je opät' kladný



# QED versus QCD



**Kinetická energia stále dominuje nad potenciálnou (pole je slabé)**  
*virtual páry*

**Energia skrytá v poli prevázi pri nejakej vzdialenosti kinetickú**  
*reálne páry – vakuový kondensát*



# Symetrie QCD

- **QCD má dve približné symetrie:**
  - $Z_3$ –(centre) symetriu (pre čisto kalibračnú teóriu, t.j. v limite  $m_q \rightarrow \infty$ )
  - chirálnu symetriu (obnovenú pre nulové hmotnosti, t.j.  $m_q \rightarrow 0$ )
- **Pri veľkých hustotách a teplotách sa nakoniec**
  - $Z_3$ –symetria naruší (prechod od confinementu k deconfinementu)
  - chirálna symetria obnoví (chirálny fázový prechod)
- **Otázky:**
  - existuje jeden spoločný fázový prechod alebo dva nezávislé?
  - akého druhu je tento (tieto) fázový(é) prechod(y)
    - prvého druhu (má latentné teplo) ?
    - druhého druhu (len zlom) ?
    - alebo je to len cross-over prechod ?



# Confinement (uveznenie)

- hmotné kvarky v čisto gluónovom vákuume pri nulovej teplote
  - nie sú viditeľné detektorom kvôli deštruktívnej interferencii
  - expectation hodnota pre stopu kvarkového propagátoru – 3–hodnotový path integrál s rôznymi fázami
$$\exp(i \times 2\pi j/3), \quad j=1,2,3$$
(generátory  $Z_3$ )
  - zvyšujúc teploty  $T$  až po nejakú hodnotu toto zostane tak
    - až pokiaľ gluónové pole bude mať dostatok času sledovať (koherentný rearrangement) náš testový farebný náboj
  - Dalšie zvýšenie teploty (nad nejakú kritickú hodnotu) gluónové pole nebude mať dostatok času
    - Interferencia troch ciest sa naruší
    - test farebný náboj sa stane detekovateľný, bude deconfinovaný
  - Toto sa dá spočítať analytickým predĺžením kvarkového propagátoru v komplexnom case ( $t = +i/T$ ) – Polyakov loop – ktorý sa stane nenulovým pre  $T > T_c$ 
    - Polyakov loop je “order parameter” fázového prechodu



# Chirálna symetria

- Pre  $m_q \rightarrow 0$  helicity kvarkov sa zachováva
  - pretože gluóny majú helicity  $\pm 1$  QCD teória v tejto limite má  $SU(3)_L \times SU(3)_R$  symetriu
    - QCD svet sa rozpadol na dva svety ktoré navzájom nekomunikujú – ľavácky svet a pravácky
  - ak dáme do QCD vákuu nehmotný ľavotočivý kvark, on môže anihilovať s ľavotočivým anti-kvarkom z vákuového kondenzátu – tým sa ale oslobodí pravotočivý kvark
    - pre vzdialeného pozorovateľa náš testový kvark spontánne zmenil helicitu a preto musel nejakú získať dynamickú hmotnosť !
    - QCD kvark—anti-kvarkový kondenzát generuje dynamickú kvarkovú hmotnosť a narušuje chirálnu symetriu
  - ak zvýšime teplotu kinetická energia nabitého páru (nad nejakou hodnotou) prevýši potenciálnu energiu
    - kvark—anti-kvark kondenzát zmizne z vákuu
    - chirálna symetria sa obnoví nad nejakou kritickou teplotou
    - hodnota  $\langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle$  je “order parameter” fázového prechodu





# Symetrie QCD

- **Obidve symetrie sú narušené dynamicky**
  - **$Z_3$  symmetria je narušená kinetickou energiou (pri vysokej  $T$ )**
    - order parameter (Polyakov loop) je nulový pod  $T_c$  a nenulový nad
    - je to “order – disorder” fázový prechod,  $Z_3$  je narušená nad  $T_c$
  - **chirálna symetria je narušená potenciálnou energiou (pri nízkej  $T$ )**
    - order parameter (kvark—anti-kvarkový kondenzát) je nenulový pod  $T_c$  a nulový nad
    - je to “disorder – order” fázový prechod, chirálna symetria je obnovená nad  $T_c$
- **Obidve sú však narušené aj explicitne – hmotnosťou**
  - pre malost'  $m_q$  je reálne že scénar ohľadom chirálnej symetrie zostane dobrým priblížením
  - ale čo so  $Z_3$  symetriou, prečo nie je úplne zničená malost'ou  $m_q$  ?



# Obnovenie konfinementu

- **Ked sa snažíme znížiť  $m_q$  z nekonečna na ich vlastnú (malú) hodnotu to čo sa stane závisí od teploty:**
  - pri nízkych teplotách  $m_q$  sa efektívne prestane znižovať keď prideme pod dynamickú hmotnosť kvarku  $M_q \approx 350 \text{ MeV}$  pretože chirálna symetria je narušená
  - $Z_3$  symetria zostane približnou symetriou pri nízkych teplotách aj po takomto tvrdom pokuse o explicitné narušenie
  - narušenie chirálnej symetrie efektívne zvyšuje hmotnosti kvarkov a preto riadi obnovenie  $Z_3$  symetrie
  - toto je argument preto, aby obidva fázové prechody nastali v tom istom bode



# Fázy QCD – hračkářský model

- **uvážme**

- fázu v confinemente (hadronový plyn, HG) z piónov
- deconfinovanú fázu (kvark—gluónovú plazma, QGP) z gluónov a dvoch typov (vôní) kvarkov
- stavové rovnica pre ideálny plyn

$$\varepsilon = (g/30) \pi^2 T^4, \quad p = \varepsilon/3 = (g/90) \pi^2 T^4$$

$$\text{kde } g = n_b + (7/8) n_f$$

- pre HG  $n_b = 3, n_f = 0$

$$p_{\text{HG}} = (1/30) \pi^2 T^4$$

- pre QGP:  $n_b = 16, n_f = 24$  ale teraz máme aj vonkajší tlak od QCD vákua B

$$p_{\text{QGP}} = (37/90) \pi^2 T^4 - B$$

- na hranici dvoch fáz – tlak musí byť rovnaký

$$T_c = (90B/34\pi^2)^{1/4} = 144 \text{ MeV} \quad \text{pre } B^{1/4} = 200 \text{ MeV (MIT bag model)}$$



# Fázy QCD – poruchová teória

- pri nenulovej baryónovej hustote – prvý rád p-QCD

$$\varepsilon = [16(1 - 15\alpha_s/4\pi) + (7/8)12n_q(1 - 50\alpha_s/21\pi)] (1/30) \pi^2 T^4 + \Sigma_q 16(1 - 15\alpha_s/2\pi) (3/\pi^2)\mu_q^2(\pi^2 T^4 + \mu_q^2/2)$$

(pre  $\mu_q = 0$ ,  $\alpha_s = 0$ , a  $n_q = 2$  dostaneme náš hračkársky model)

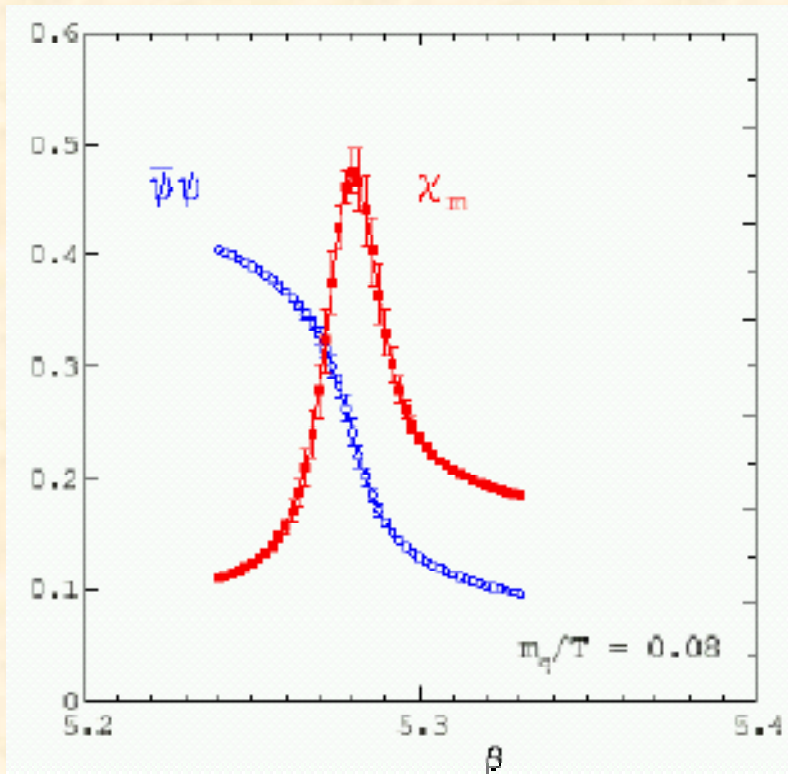
použijúc  $\alpha_s = 0.4$  tou istou cestou dostaneme  $T_c = 164$  MeV

- Dnes analytické výpočty existujú aj pre vyššie rády

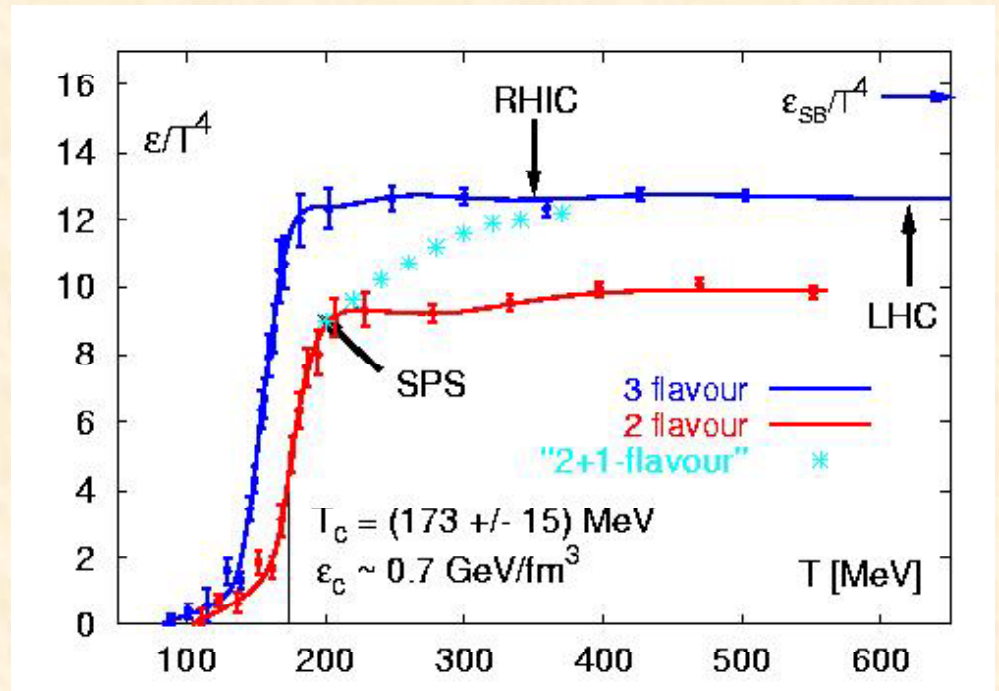


# QCD na mriežke

Quark—anti-quark vacuum condensate as function of temperature

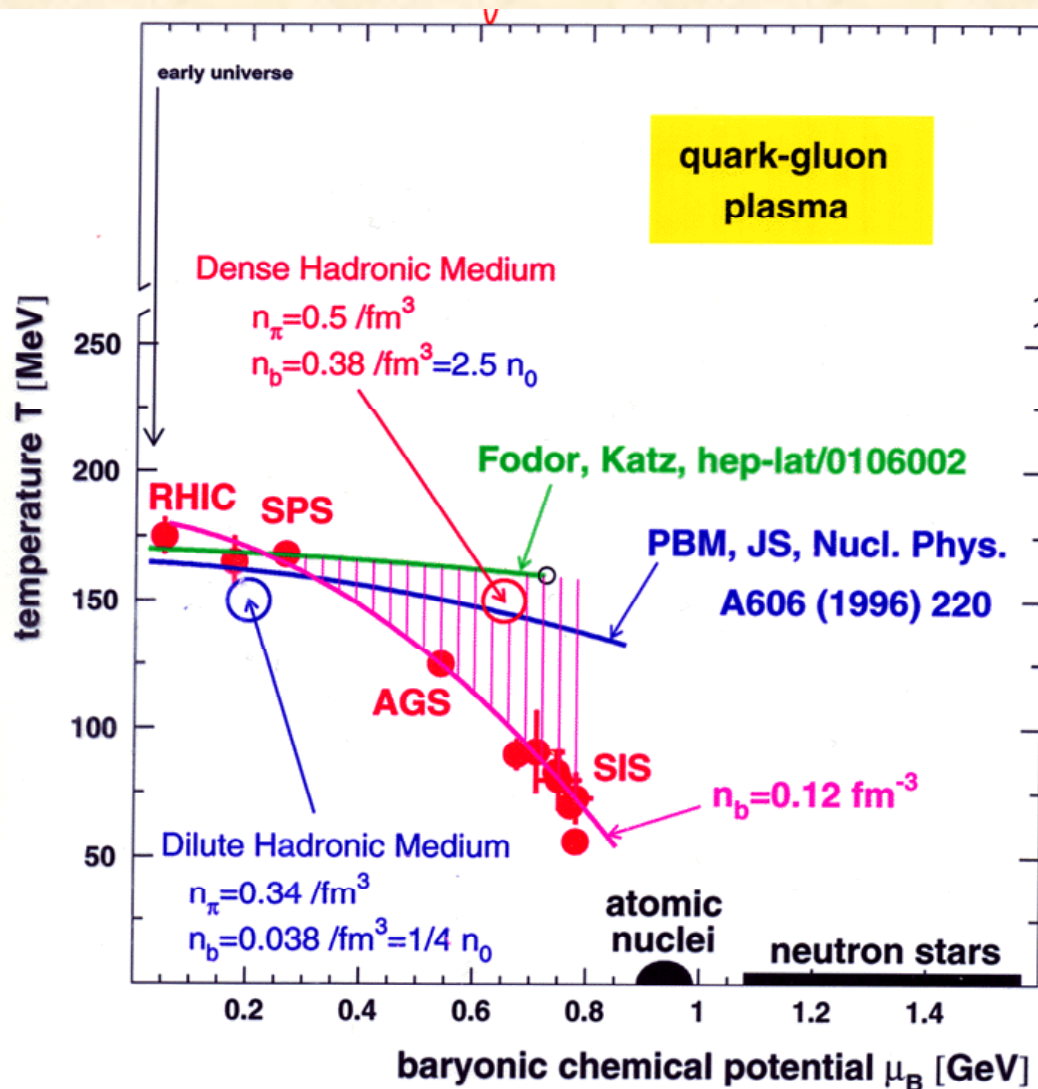


QCD equation of state

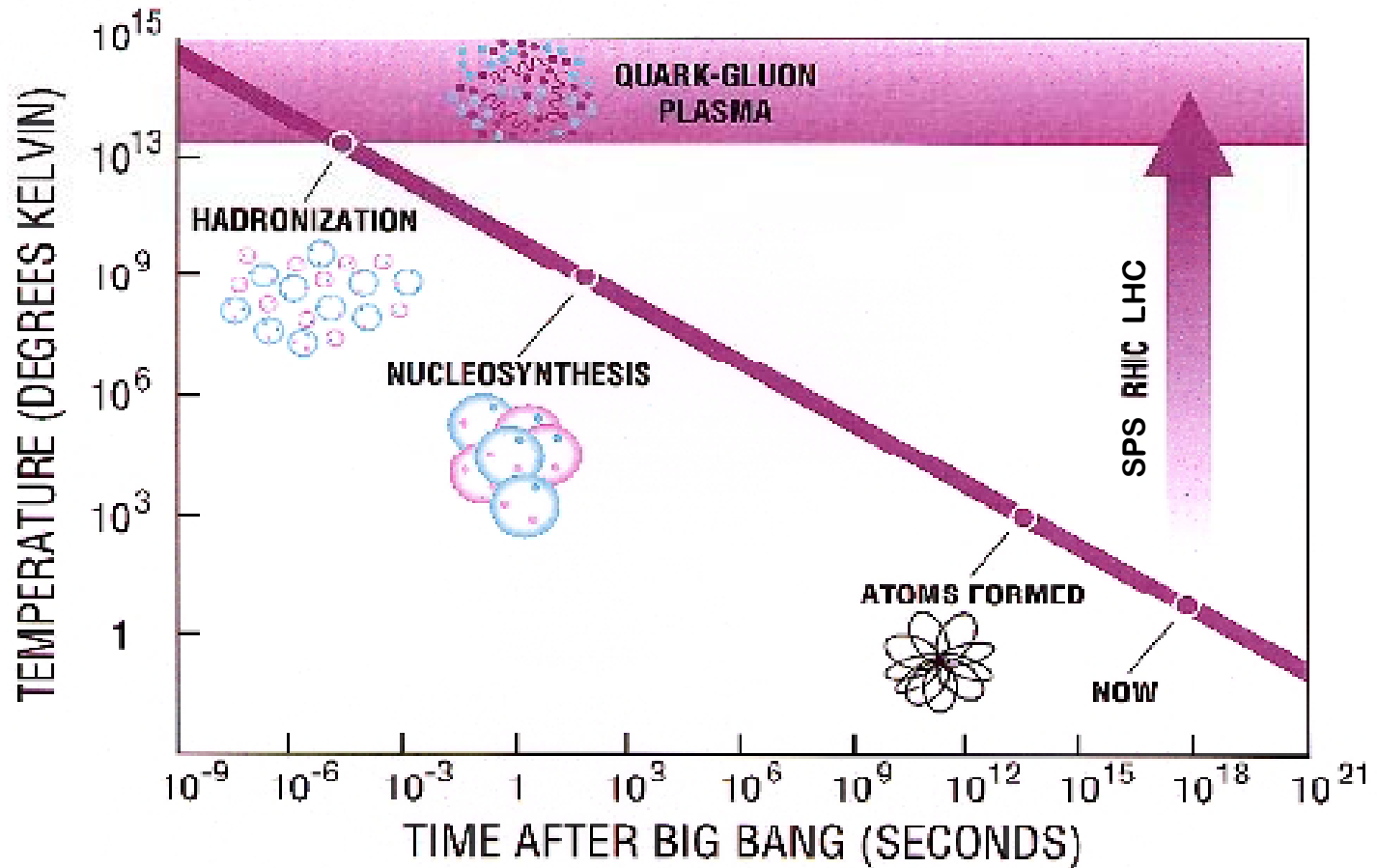




# Fázový diagram QCD



# Big Bang



# Priestorovo-časový vývoj

