

Vladimír Wagner

Studium vlastností husté a horké jaderné hmoty

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 51 (2006), No. 2, 112--138

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/141308>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 2006

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

Studium vlastností husté a horké jaderné hmoty

Vladimír Wagner, Řež u Prahy

„Je velmi jednoduché počítat vlastnosti neutronových hvězd. Vše, co potřebujete, je stavová rovnice jaderné hmoty a program pro výpočet gravitační interakce.“

M. HANAUSKE: WWW stránky „Vytvoř si svoji neutronovou hvězdu“

V řadě vesmírných objektů se vyskytuje hmota ve velmi hustém a případně i velmi horkém stavu. Při výbuchu supernovy vzniká neutronová hvězda a v jejím nitru má hmota hustotu rovnou hustotě atomového jádra ($2,6 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3$) nebo několikanásobně vyšší. Také ve velmi raném stadiu existence našeho vesmíru se s takovou hmotou setkáváme. Pro pochopení a poznání vlastností těchto vesmírných objektů a procesů je nezbytné poznat vlastnosti hmoty, která je tvoří [1, 2, 3]. Ke zkoumání takové hmoty nemusíme cestovat do vzdáleného vesmíru, ale můžeme si ji, i když jen v nepatrném množství, připravit v laboratoři na Zemi. Stačí k tomu urychlit atomové jádro na rychlost blízkou rychlosti světla. Při srážce takového jádra s jiným jádrem vzniká oblast velmi husté a horké hmoty. Dnešní největší urychlovače umožňují získat hustoty, které jsou několikanásobkem normální hustoty jaderné hmoty. Dosažená teplota je pak nejvyšší, kterou se zatím v laboratoři podařilo dosáhnout (okolo 10^{12} K). Stejně jako normální hmota, i jaderná hmota se může vyskytovat v různých skupenstvích, přičemž některá z nich jsou i velmi exotická. V posledních letech se podařilo získat díky pokroku v urychlování těžkých jader na velmi vysoké energie řadu nových poznatků. V následujících odstavcích se budeme věnovat tomu, jakým způsobem se běžná i velmi horká a hustá jaderná hmota studují, co se o jejich vlastnostech zatím zjistilo a jaký pokrok se očekává v nejbližších letech.

Stavová rovnice jaderné hmoty

Stejně jako u normální hmoty lze i chování jaderné hmoty popsat pomocí dvou stavových veličin, hustoty ρ a teploty T , a **stavovou rovnicí**¹⁾, která je pro jednoduchou homogenní soustavu vztahem pro tlak $P = P(\rho, T)$. Asi nejznámějším příkladem je

¹⁾ Obecně vyjadřuje stavová rovnice závislost některého vnitřního parametru na vnějších parametrech u homogenní termodynamické soustavy, která je ve stavu termodynamické rovnováhy. V našem případě předpokládáme, že máme jednoduchou homogenní soustavu.

stavová rovnice pro ideální plyn, se kterou se lze setkat už na střední škole. Určuje vztah mezi hustotou (objemem V), teplotou a tlakem normální látky v plynném skupenství. Většinou se vyjadřuje ve tvaru $PV = nRT$, kde n je látkové množství soustavy a R je molární plynová konstanta, a velmi dobře popisuje chování plynu za nízkých tlaků, tj. při vysoké teplotě a malé hustotě. Existuje řada tvarů stavové rovnice reálného plynu, které popisují chování plynu při obecnějších hodnotách stavových veličin, případně chování plynů a kapalin.

Pokud bychom určili tvar stavové rovnice jaderné hmoty, získali bychom tím prostředek pro popis jejího chování. Místo tlaku se při popisu jaderné hmoty používá energie na jeden nukleon E/A [MeV/nukleon] a hustotu ϱ uvádíme v počtech nukleonů na objemovou jednotku [nukleon/fm³].²⁾ Stavovou rovnici pak zapisujeme ve tvaru $E/A = f(\varrho, T)$. V případě, že budeme uvažovat izotermický děj ($T = \text{konst}$) a omezíme se na oblast v blízkosti minima hodnoty energie na nukleon, můžeme stavovou rovnici v prvním přiblížení zapsat ve tvaru:

$$\frac{E}{A} = \frac{K}{18\varrho_0^2}(\varrho - \varrho_0)^2 + \left(\frac{E}{A}\right)_0, \quad (1)$$

kde K je parametr stlačitelnosti, $(E/A)_0$ je minimální hodnota energie na nukleon při dané teplotě a ϱ_0 hustota jaderné hmoty při nulovém vnějším tlaku. Jaderná hmota, kterou známe z atomových jader v základním stavu, má zanedbatelnou teplotu ($T = 0$). Minimum energie na nukleon je rovno záporné hodnotě vazebné energie na jeden nukleon (B/A) a můžeme ji určit z vazebných energií atomových jader $(E/A)_0 = -B/A = -16$ MeV/nukleon. Hustota jaderné hmoty v tomto stavu je $\varrho_0 = 0,16$ nukleon/fm³ (což odpovídá již zmíněným $2,6 \cdot 10^{17}$ kg/m³), nemění se při změně hmotnosti jader a je dobře určena z hustoty známých atomových jader.

V našem případě předpokládáme hmotu v rovnovážném stavu, kdy je entropie S konstantní. Pokud chceme přejít k stavové veličině používané klasicky, můžeme tlak P určit z veličin E/A a hustoty ϱ :

$$P = \varrho^2 \left. \frac{\partial(E/A)}{\partial\varrho} \right|_{S=\text{konst}}. \quad (2)$$

Parametr stlačitelnosti K vystupující ve stavové rovnici nám zjednodušeně řečeno udává, kolik energie je třeba vynaložit na změnu hustoty (tedy stlačení) hmoty a můžeme jej určit z průběhu závislosti mezi hodnotou energie na jeden nukleon a hustotou $E/A = f(\varrho)$ pro $\varrho \rightarrow \varrho_0$. Parametr stlačitelnosti je dobře znám i v termodynamice klasické hmoty, kde udává stlačitelnost pevných látek nebo tekutin. Je definován vztahem (změna tlaku v závislosti na relativní změně hustoty):

$$K = \varrho \left. \frac{\partial P}{\partial\varrho} \right|_{S=\text{konst}}. \quad (3)$$

²⁾ Písmenem A je označen počet nukleonů v jádře. V jaderné fyzice se užívá jako jednotka energie elektronvolt, $1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19}$ J, a jednotka délky femtometr $1 \text{ fm} = 10^{-15}$ m.

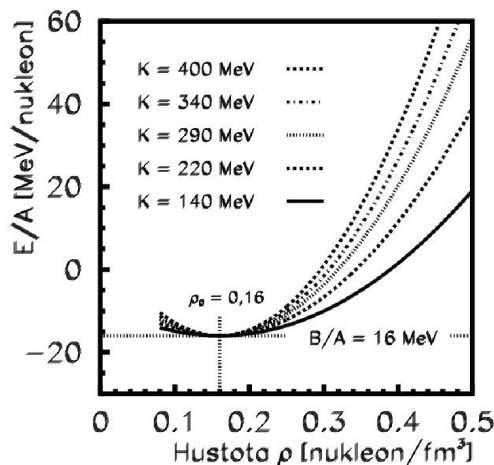
V případě stavové rovnice jaderné hmoty se používá trochu odlišná varianta zavedení parametru stlačitelnosti:

$$K = 9 \left. \frac{\partial P}{\partial \varrho} \right|_{\varrho=\varrho_0} = 9 \varrho_0^2 \left. \frac{\partial^2 (E/A)}{\partial \varrho^2} \right|_{S=\text{konst}, \varrho=\varrho_0}, \quad (4)$$

kde jsme jednoduše dosadili tlak ze vztahu (2) a využili toho, že pro $\varrho = \varrho_0$ je

$$\left. \frac{\partial (E/A)}{\partial \varrho} \right|_{\varrho=\varrho_0} = 0. \quad (5)$$

Parametr stlačitelnosti se v případě normální hmoty udává v jednotkách tlaku, v našem případě pak v jednotkách energie [MeV]. Stejně jako pro parametr stlačitelnosti u normální hmoty platí, že při jeho vysokých hodnotách je pro danou změnu hustoty potřeba vysoká hodnota energie (tlaku). Pro hmotu to znamená větší odpor proti stlačení a menší pružnost. V takovém případě mluvíme o tvrdé variantě stavové rovnice. V případě malé hodnoty parametru stlačitelnosti dochází k velké změně hustoty i při malé změně energie (tlaku). Hmotu je více stlačitelná (pružná) a hovoříme o měkké variantě. Na obrázku 1 jsou zobrazeny závislosti energie na nukleon pro různé varianty stavové rovnice jaderné hmoty. Předěl mezi tvrdou a měkkou variantou většinou představuje hodnota $K = 290$ MeV. V případě hodnot $K > 290$ MeV tedy hovoříme o tvrdé a v případě $K < 290$ MeV o měkké stavové rovnici.



Obr. 1. Stavová rovnice jaderné hmoty $E/A = f(\varrho)$ při teplotě $T = 0$ K pro různé varianty tvrdosti (parametru stlačitelnosti).³⁾

Tvrdost stavové rovnice závisí na interakci, která působí mezi částicemi dané hmoty: v případě normální hmoty na silách (zejména jejich odpudivé části), jejichž podstatou je elektromagnetická interakce, v případě jaderné hmoty pak na tvaru centrální části potenciálu jaderné síly (jeho odpudivé části), za kterou stojí silná interakce.

³⁾ V tomto i dalších případech nejde o teplotu rovnou absolutní nule, ale o vyjádření toho, že teplota je zanedbatelná (o mnoho řádů nižší) než ta, které se dosahuje při srážkách těžkých jader nebo při výbuchu supernovy.

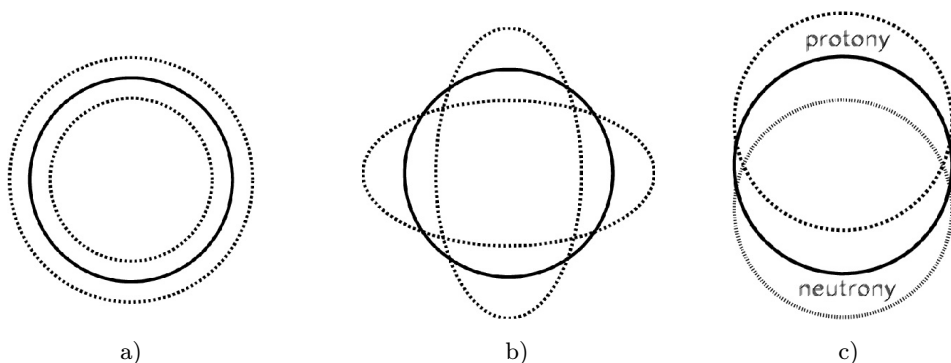
Měření tvrdosti stavové rovnice

Podívejme se, jakými způsoby se dá studovat stavová rovnice jaderné hmoty v okolí normální hustoty a při nízkých teplotách, tedy v podmínkách, kdy se jaderná hmota vyskytuje ve stavu jaderné kapaliny. S touto formou se setkáváme u atomových jader a chování jádra si pak můžeme přiblížit analogiemi s chováním kapky vody. Ta také může měnit svůj tvar i objem a to, jakým způsobem tyto změny probíhají, závisí na stavové rovnici (stlačitelnosti) vody. První způsob určování stavové rovnice jaderné hmoty tedy vychází z využití procesů spojených se změnou tvaru a objemu atomových jader.

Vibrace atomového jádra

Jak jsme naznačili, závisí průběh procesů, při kterých dochází vlivem kolektivního pohybu nukleonů tvořících atomové jádro ke změnám jeho tvaru, na stlačitelnosti (stavové rovnici) jaderné hmoty. Změny tvaru či objemu jádra mohou probíhat různými způsoby:

- 1) Objem jádra se střídavě zmenšuje a zvětšuje bez změny tvaru, viz obr. 2a.
- 2) Mění se tvar jádra. V tomto případě nemusí docházet ke změně objemu jádra. U jádra sférického tvaru přechází například mezi zploštělým čočkovitým a protáhlým doutníkovým (kvadrupólové vibrace) nebo různými hruškovitými tvary (oktupólové vibrace), viz obr. 2b.
- 3) Vzájemný kolektivní pohyb protonů a neutronů vůči sobě. Mluvíme pak o gigantických monopólových a dipólových rezonancích, viz obr. 2c.



Obr. 2. Různé druhy změn tvaru jádra: a) změny objemu jádra, b) změny tvaru jádra, c) gigantické rezonance.

Energie, kterou musíme jádru dodat, aby začalo měnit objem či tvar nebo došlo ke gigantické monopólové či dipólové rezonanci, závisí na stavové rovnici jaderné hmoty. Nejčastěji se potřebná energie dodá prostřednictvím rozptylu urychlené částice

nebo jádra na jádře, jehož vibrace chceme zkoumat. Analýza experimentálních údajů z těchto pokusů ukazuje spíše na lehce měkčí varianty stavové rovnice, pohybující se většinou v rozmezí hodnot parametru stlačitelnosti $K = 220$ až 280 MeV [4].

Reakce těžkých jader

Další možností, jak studovat stlačitelnost jaderné hmoty, jsou srážky těžkých jader. Průběh těchto srážek velmi silně závisí na energii, na niž jsou jádra urychlena. Ta část objemu jader, kterou se při srážce překrývají, vytvoří oblast ohřáté a stlačené jaderné hmoty. Oblast následně expanduje a odtlačuje části, které se srážky přímo neúčastní. V průběhu srážky tak dochází ke kolektivním pohybům nukleonů tvořících jadernou hmotu. Stejně jako je pro použití klasické hydrodynamiky při popisu srážky dvou kapek vody důležitá znalost stavové rovnice vody, závisí průběh srážky dvou jader na stavové rovnici jaderné hmoty. Z toho, jaké částice a s jakým energetickým spektrem vyletují z místa srážky, můžeme určovat stavové veličiny (teplotu, hustotu a tlak) v různých fázích srážky. Pokud chceme studovat jadernou hmotu blízkou základnímu stavu, nesmí být energie srážky příliš vysoká. V tomto případě je jaderná hmota složená pouze z nukleonů a z místa srážky vyletují téměř výhradně nukleony nebo lehké fragmenty. Pokud bude energie vysoká, dojde k excitaci nukleonů a vzniku rezonancí, případně k vytvoření dalších částic. Tímto případem, kdy je jaderná hmota daleko hustší a teplejší než v základním stavu, se budeme zabývat později. Parametr stlačitelnosti se většinou určuje z experimentálních údajů nepřímo s využitím modelových předpokladů. I to může být příčinou, že se jeho hodnota pohybuje v dost širokém rozmezí od spíše měkčích variant až po spíše tvrdší varianty stavové rovnice.

Od jaderných metod přejdeme nyní k možnostem určování stavové rovnice jaderné hmoty pomocí metod astrofyzikálních.

Výbuch supernovy

Staré hvězdy, které vypotřebují své palivo, už neprodukují dostatek energie k tomu, aby odolávaly tlaku gravitačních sil, a dochází k jejich zhroucení. Pokud mají hmotnost v určitém rozmezí, dochází v jejich nitru během fáze hroucení k dosažení hustoty blízké a překračující hodnotu hustoty jaderné hmoty v základním stavu. Jaderná hmota (v daném případě jde o hmotu složenou z neutronů) se „brání“ proti stlačování a v určitém okamžiku je hroucení vystřídáno expanzí, kterou pak pozorujeme jako výbuch supernovy. Zda a pro jaké hmotnosti hvězd výbuch supernovy nastane, jaká energie se při něm uvolní a jakým způsobem probíhá, velmi silně závisí na vlastnostech a hlavně stlačitelnosti jaderné (neutronové) hmoty, která při něm vzniká. Pro vysvětlení vzniku výbuchu supernovy a velikosti uvolněné energie je podle současné interpretace pozorovaných dat potřeba „pružnější“ jaderná hmota a tedy měkká varianta stavové rovnice ($K \sim 180$ MeV).

Neutronové hvězdy

Po výbuchu supernovy zůstává velmi hustá hvězda složená z velké části z neutronové hmoty — neutronová hvězda. Pro existenci neutronové hvězdy je velmi důležitá odolnost hmoty, která ji tvoří, proti stlačování. Čím větší je hmotnost neutronové hvězdy, tím větší je i tlak vytvářený gravitací na její centrální části. Existuje jistá hraniční hmotnost, při které již hmota tvořící neutronovou hvězdu vysoký tlak nevydrží a neutronová hvězda se hroutí do černé díry. Velikost této hraniční hmotnosti velmi silně závisí na stavové rovnici jaderné hmoty. Zároveň na ní závisí také poměr mezi hmotnostmi a poloměrem neutronové hvězdy.

Neutronové hvězdy většinou velmi rychle rotují. Úhlovou rychlost rotace můžeme u pulsarů, což jsou vlastně rychle rotující neutronové hvězdy, velice přesně měřit. Jestliže bude neutronová hvězda rotovat velmi rychle, nedokáže už její hmota odolávat odstředivým silám, které na ni působí, a ty neutronovou hvězdu roztrhají. Hraniční rychlost rotace (frekvence pulsací pulsaru) závisí na tom, jaká hmota neutronovou hvězdu tvoří a jaká je stavová rovnice této hmoty.

Přesná měření hmotností, poloměrů, hledání hraničních frekvencí rotace neutronových hvězd a určování rychlosti jejich chladnutí nám tedy také umožňují získat informace o stavové rovnici jaderné hmoty. Současná interpretace experimentálních údajů vede spíše na velmi málo stlačitelnou jadernou hmotu — tvrdší varianty stavové rovnice ($K \sim 300 \text{ MeV}$). Interpretace je však silně závislá na spolehlivosti stanovení hmotnosti, poloměru a teploty neutronových hvězd. Pěkný přehled astrofyzikálních možností určení stavové rovnice je v [2, 5].

Srovnání výsledků různých metod

Problémem při srovnávání hodnot parametru stlačitelnosti, které dostáváme z různých metod, je, že je získáváme za různých teplot a v oblastech rozdílných hustot. Zatímco jsou hustoty jaderné hmoty během vibrací jádra jen velmi málo odlišné od jaderné hmoty v základním stavu, mohou vznikat při srážkách těžkých jader při dostatečně vysokých energiích i násobky této hustoty. Obdobná situace nastává i při výbuchu supernovy či v nitru neutronové hvězdy. Různé může být i složení zkoumané jaderné hmoty. Zatímco při srážkách atomových jader zkoumáme jadernou hmotu složenou z protonů a neutronů, hmota neutronových hvězd je složená jen z neutronů⁴⁾. Navíc je hmota neutronových hvězd velmi studená, kdežto ve srážkách těžkých jader se produkuje stlačená hmota při řádově vyšších teplotách. Interpretace pozorovaných dat je často náročná, nejednoznačná a závislá na použitém modelu popisujícím pozorovaný fyzikální proces. To by mohlo být dalším z vysvětlení rozdílných výsledků, které dostáváme pro různé metody a experimenty. Velice intenzivně se srovnáváním

⁴⁾ V nitru neutronové hvězdy, kde jsou tlak a hustota velmi vysoké, by mohly existovat i jiné formy hmoty než neutronová kapalina. Podrobněji se o tom zmíníme v dalších částech článku.

experimentálních a teoretických výsledků studia stavové rovnice jaderné hmoty zabývá například P. Danielewicz a velice pěkným souhrnným článkem z poslední doby je [6].

Velmi horká a hustá jaderná hmota

Velmi horkou a hustou jadernou hmotu můžeme získat při srážce jader urychlených na velmi vysoké energie. Jejich rychlosti jsou blízké rychlosti světla a mluvíme o relativistických, případně ultrarelativistických srážkách. Těžká jádra se skládají z většího počtu nukleonů (protonů a neutronů). Urychlené jádro má v tomto případě velmi velkou hodnotu kinetické energie. Na každý nukleon připadá kinetická energie srovnatelná, vyšší nebo dokonce daleko vyšší než klidová energie nukleonu E_{0N} ($E_{KIN}/A \sim E_{0N} \sim 1 \text{ GeV}$)⁵). Při relativistických energiích se nesrážejí jádra jako celky, ale jejich srážka je složena z velkého množství vzájemných srážek jednotlivých nukleonů, při kterých se kinetická energie mění na excitační a dochází k prudkému ohřátí hmoty. Pro velmi vysoké energie už jde o srážky jednotlivých partonů (kvarků a gluonů), které jsou součástí nukleonů. Kolik energie se převede na ohřev a stlačení, závisí na vlastnostech nukleon-nukleonové interakce (případně na interakci mezi kvarky a gluony). Dlouho nebylo jisté, zda vůbec dojde ke vzniku horké a husté oblasti, nebo zda se jádra prostě prolnou. Vytvoření zahřáté a stlačené zóny prokázaly v osmdesátých letech experimenty na urychlovači BEVALAC v laboratoři v Berkeley (USA), který jako první umožňoval urychlovat těžká jádra na relativistické energie (energie stovek MeV/nukleon a více). Důkazem vzniku stlačené horké oblasti a převodu velké části kinetické energie jader v excitační byla produkce značného množství mezonů π v takové srážce. K tomu bylo potřeba, aby se velká část kinetické energie jader přeměnila na excitační a následně se transformovala na klidovou energii mezonů π . Piony jsou nejlehčí z hadronů⁶), takže jejich produkce je nejpravděpodobnější (spotřebuje se na ni nejméně energie). Než si podrobněji povíme o tom, jak taková srážka probíhá a co se jejím studiem můžeme dozvědět, podíváme se, jaké jsou představy o chování ohříváné a stlačované jaderné hmoty.

Různá skupenství jaderné hmoty, fázové přechody a fázový diagram

Jestliže půjdeme k vyšším teplotám a hustotám, zaznamenáme u jaderné hmoty další termodynamické jevy, které dobře známe u normálních látek. Stejně jako normální hmota se může i jaderná hmota v závislosti na hustotě a teplotě vyskytovat v různých

⁵) Souvislost mezi klidovou energií E_0 a klidovou hmotností m_0 podle Einsteinovy speciální teorie relativity je: $E_0 = m_0 c^2$, kde c je rychlost světla.

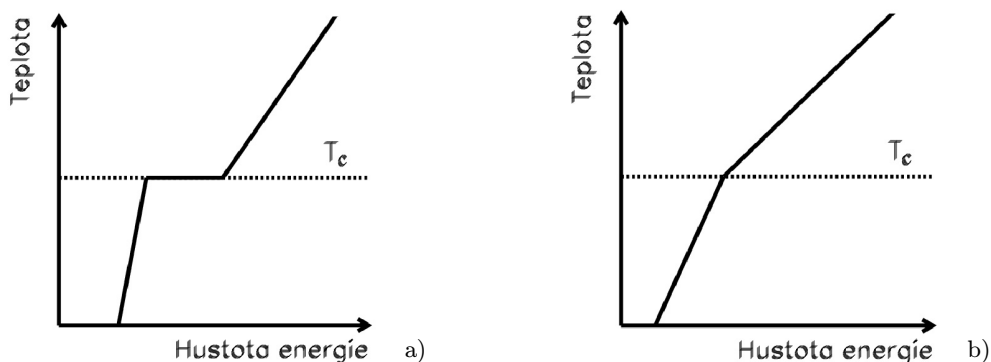
⁶) Hadrony jsou takové elementární částice, které interagují silnou interakcí. Patří mezi ně mezony a baryony. Tyto částice jsou složeny z kvarků vázaných do hadronů silnou interakcí. Existují tři druhy náboje silné interakce, který je označován jako barva. V normálních podmínkách musí být kvarky s tímto nábojem vázány do celkově neutrálních (bezbarvých) hadronů. Podrobněji viz článek J. CHÝLY [7].

fázích. Fáze a fázové přechody mezi nimi lze zobrazit pomocí fázového diagramu (kromě již zmíněných stavových veličin je třeba vzít v úvahu i složení jaderné hmoty).



Obr. 3. Fázový diagram jaderné hmoty s vyznačením různých fází a fázových přechodů.

Podle charakteru změn nárůstu teploty v závislosti na dodané energii, který nastává při kritické teplotě T_C ⁷⁾, obecně rozeznáváme dva druhy fázových přechodů. U **fázového přechodu prvního druhu** se při kritické teplotě při dodávání další energie do soustavy zvyšování teploty zastaví. Dodávaná energie se spotřebovává na změnu fáze. Teprve když veškerá hmota přejde z jedné fáze do druhé, začne teplota opět růst. Tato změna má však jinou rychlost, než měla před fázovým přechodem (viz obr. 4a). Během **fázového přechodu druhého druhu** se nárůst teploty při dodávání energie nezastaví, jen se změní jeho rychlost (viz obr. 4b).



Obr. 4. Fázový přechod a) prvního druhu, b) druhého druhu.

Fázový přechod prvního druhu se tedy vyznačuje tím, že:

- 1) v průběhu přechodu mohou společně koexistovat zároveň dvě různé fáze,
- 2) existuje podchlazená či přehřátá forma hmoty v příslušné fázi,

⁷⁾ Kritická teplota je teplota, při které dochází k fázovému přechodu.

- 3) dojde k zastavení změny parametrů (teploty, zrychlování expanze) v průběhu přeměny jedné fáze ve druhou (dochází k přijetí nebo odevzdání tepla fázového přechodu).

Fázový přechod druhého druhu se vyznačuje:

- 1) nemožností souběžné existence dvou fází,
- 2) neexistencí přehřáté nebo podchlazené formy hmoty v příslušné fázi,
- 3) nedochází k přijetí nebo uvolnění tepla při fázovém přechodu.

U jaderné hmoty by mohla existovat řada fázových přechodů. Popíšeme si blíže dva. Do jisté míry se na ně můžeme dívat jako na analogie fázových přechodů normální hmoty⁸⁾. Jde o fázový přechod jaderné kapaliny do hadronového plynu, který nastává při teplotě $T_C \approx 5 \text{ MeV}$ ($5,8 \cdot 10^{10} \text{ K}$)⁹⁾. Další fázový přechod nastává při daleko vyšší hustotě energie, pokud ještě zvýšíme teplotu nebo hustotu, případně hodnoty obou těchto fyzikálních veličin. Hadronový plyn se při něm mění na kvark-gluonové plazma. Kritická teplota při nízké hustotě je $T_C \approx 180 \text{ MeV}$ ($2,1 \cdot 10^{12} \text{ K}$). Při nízké teplotě je pak kritická hustota $\rho_C \approx 5$ až $8\rho_0$. Než podrobněji probereme naše současné znalosti o těchto přechodech, podívejme se, jak vypadá průběh srážky těžkých jader.

Průběh srážky relativistických těžkých jader

Jak už bylo zmíněno, na urychlovači BEVALAC se prokázalo, že velmi horkou a hustou jadernou hmotu lze studovat ve srážkách jader urychlených na velmi vysoké energie. V experimentech s relativistickými či ultrarelativistickými těžkými jádry studujeme srážku ohraničených (nepříliš velkých) objemů hmoty. Pokud chceme studovat vlastnosti jaderné hmoty (její stavovou rovnici), potřebujeme oddělit vliv dynamiky od těchto vlastností na průběh srážky. Průběh srážky velmi silně závisí na její geometrii (parametru srážky b). Vlivem geometrie se nukleony v jádře rozdělí na dvě skupiny:

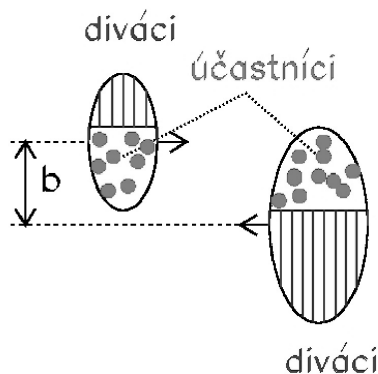
- 1) Účastníky, kteří se na srážce přímo podílejí (jsou v překrývající se části jader) a vytvářejí oblast velmi horké a husté hmoty.¹⁰⁾
- 2) Diváky, kteří se přímo srážky neúčastní (nejsou v překrývající se části jader) a jsou pouze vytlačováni z místa srážky expandující oblastí horké a husté hmoty.

V závislosti na geometrii srážky jader nastává během jejího průběhu řada procesů, při nichž dochází ke **kolektivnímu pohybu částic**:

⁸⁾ Jde opravdu jen o analogie s omezenou platností, které je třeba brát velmi opatrně.

⁹⁾ V jaderné fyzice se teplota většinou udává v energetických jednotkách. Vztah mezi jednotkami je dán Boltzmannovou konstantou k : $E = kT$ ($k = 8,6 \cdot 10^{-11} \text{ MeV/K}$).

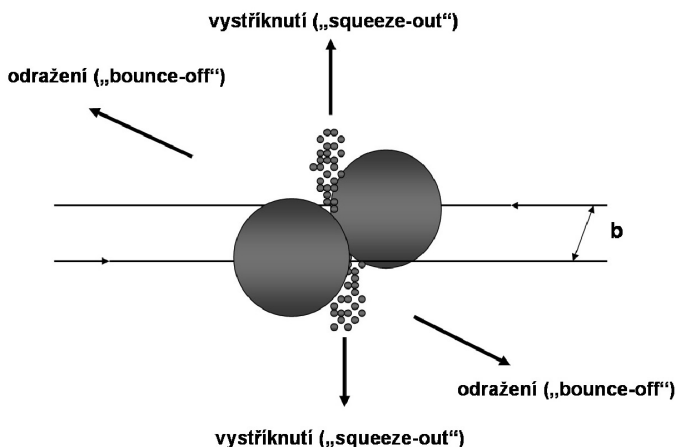
¹⁰⁾ Mezi účastníky a diváky není ve skutečnosti ostrá hranice a stírá se hlavně pro nižší energie.



Obr. 5. Rozdělení nukleonů během srážky.

- 1) V rovině srážky¹¹⁾: „side-splash“ — emise nukleonů z kolizní zóny
 „bounce-off“ — odrazení nukleonů diváků (může sloužit jako barometr tlaku).
- 2) Kolmo na rovinu srážky — vystříknutí („squeeze-out“).

Tyto procesy byly předpovězeny na základě hydrodynamických modelů v roce 1974 a experimentálně potvrzeny v roce 1984. Studují se pomocí asymetrie v rozložení částic vyletujících z místa srážky vůči rovině srážky. Dají se využít k určení stavových veličin a stavové rovnice. Pozorované asymetrie jsou ovlivněny i absorpcí částic vyletujících z horké a husté zóny v chladné hmotě tvořené diváky, která závisí na tom, kdy byla částice produkována a jestli v té době byly nukleony diváci v blízkosti horké a husté hmoty, nebo už stačily odletět. Protože tyto nukleony mají rychlost srážejících se jader, závisí existence a velikost asymetrie vznikající absorpcí v chladné hmotě na energii (rychlosti) srážejících se jader.

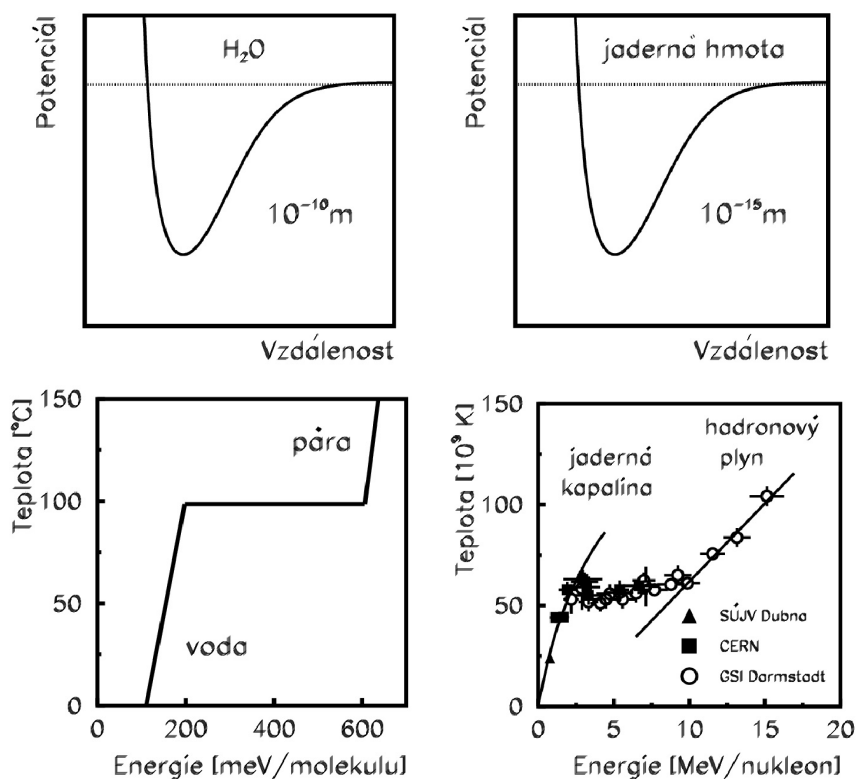


Obr. 6. Kolektivní toky částic.

¹¹⁾ Rovina definovaná spojnicí středů jader a směrem pohybu nalétávajícího jádra.

Fázový přechod jaderné kapaliny v hadronový plyn

Pokud se budou srážet jádra s kinetickou energií v oblasti stovek MeV až jednotek GeV na nukleon, můžeme studovat přechod mezi jadernou kapalinou a hadronovým plynem. Stavová rovnice hmoty a tedy i její chování jsou dány silami působícími mezi částicemi, ze kterých se skládá. Silná jaderná interakce má velmi podobný charakter, jako má van der Waalsova síla působící mezi molekulami vody. Podobnost tvaru potenciálů (přitažlivé síly na větších vzdálenostech se na blízkých vzdálenostech mění na silně odpuzivé) těchto interakcí vede na podobnost mezi fázovým přechodem jaderné hmoty (jaderné kapaliny na hadronový plyn) a H_2O (vody ve vodní páru). O mnoho řádů se však liší absolutní hodnoty vzdáleností, na které interakce působí, a velikost předávané energie. Závislosti průběhu teploty na velikosti dodávané energie (kalorimetrické křivky) jsou srovnávány na obr. 7 (viz [8]).



Obr. 7. Fázové přechody jaderné hmoty a vody H_2O a tvar příslušných potenciálů. Podklady pro grafy převzaty z materiálů GSI Darmstadt.

Měření kalorimetrické křivky fázového přechodu jaderné hmoty bylo provedeno zkoumáním fragmentace těžkých jader při srážkách s energií $1 GeV/nukleon$. Teplota byla určována pomocí poměrů produkce různých izotopů lithia. Na obr. 7 vidíme charakteristický tvar fázového přechodu prvního druhu. Teplota se dá určovat i jinými

způsoby, například z energetického spektra fragmentů nebo fotonů. Průběh kalorimetrické křivky je podobný, avšak v jiných experimentech není zastavení růstu teploty tak ostré jako na obr. 7.

Fázový přechod hadronového plynu v kvark-gluonové plazma

Při daleko vyšších teplotách (hustotách energií), než jsou potřebné k přechodu mezi jadernou kapalinou a hadronovým plynem, by měl nastat přechod hadronového plynu do úplně nové formy hmoty — kvark-gluonového plazmatu. Podle původních představ by kvark-gluonové plazma mělo být systémem málo interagujících volných kvarků a gluonů v tepelné rovnováze, ve kterém došlo k obnovení chirální symetrie¹²⁾.

První teoretické předpovědi existence nového stavu hmoty složené z kvarků a gluonů uvolněných z hadronů se objevily v roce 1975 v práci J. C. Collinse a M. J. Perryho [9], kteří studovali chování silné interakce popisované kvantovou chromodynamikou¹³⁾ za velmi vysokých hustot a nízkých teplot. Právě takové podmínky se vyskytují v nitru chladných neutronových hvězd. Při velmi vysokých hustotách jsou hadrony natlačeny tak blízko, že se prolínají a nedokáží udržet kvarky a gluony uvězněné. Dostáváme směs volných kvarků a gluonů.

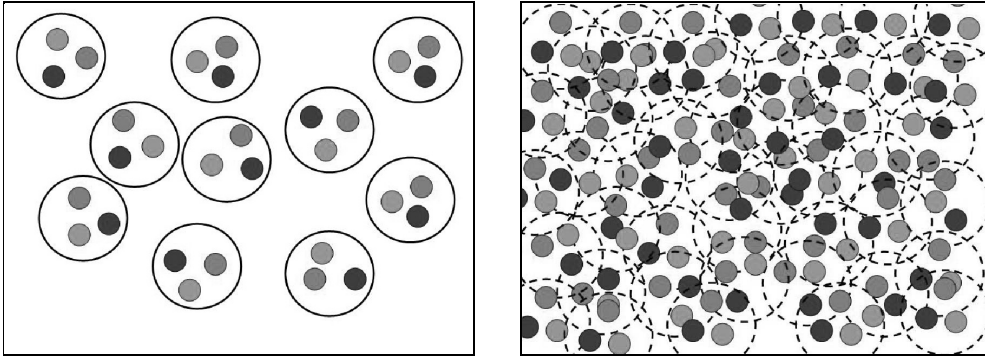
Podobná fáze hmoty by měla existovat i při velmi vysokých teplotách, které se vyskytovaly v počátcích vesmíru. Podrobnou teoretickou analýzu stavu jaderné hmoty při takových extrémních teplotách provedl E. V. Shuryak, který také navrhl název *kvark-gluonové plazma* pro takový stav hmoty složené z volných kvarků a gluonů [10]. Vyšel z analogie mezi fázovými přechody v jaderné a běžné hmotě. V jaderné hmotě přechází hmota složená z hadronů¹⁴⁾, ve kterých jsou kvarky a gluony uvězněny, ve hmotu složenou z kvarků a gluonů uvolněných z hadronů. Běžná atomová látka přechází ze stavu složeného z neutrálních atomů či molekul ve stav složený z „uvolněných“ elektronů a iontů. Jak si za chvíli ukážeme, je chování kvark-gluonového a klasického plazmatu velmi rozdílné.

Přechod mezi normální jadernou hmotou a kvark-gluonovým plazmatem by měl nastat při hustotě energie okolo $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. Teplota odpovídající této hustotě energie již byla zmíněna dříve, $T = 180 \text{ MeV}$ v energetických jednotkách, a tedy $T = 2,1 \cdot 10^{12} \text{ K}$. Uvedený odhad hustoty je založen na prostorové úvaze, neboť odpovídá situaci, kdy se v charakteristickém objemu hadronů ($1 \text{ až } 3 \text{ fm}^3$) překrývá několik lehkých hadronů. Není znám žádný mechanismus, který by umožnil zachovat vlastnosti a identitu jednotlivých hadronů za takových podmínek. Jak se budou lišit vlastnosti jaderné hmoty složené z hadronů a hmoty složené z kvarků a gluonů a jakým způsobem bude probíhat přechod mezi nimi, se snažíme předpovědět pomocí výpočtů provedených s využitím kvantové chromodynamiky.

¹²⁾ Pojem chirální symetrie si velmi zjednodušeně vysvětlíme později.

¹³⁾ Kvantová chromodynamika je teorie popisující silnou interakci mezi „barevnými“ kvarky (všechny mají náboj silné interakce — barvu) pomocí výměny gluonů. Gluony samotné jsou také nositelem barvy a interagují i mezi sebou.

¹⁴⁾ Proto se jí také říká hadronová hmota.



Obr. 8. V hadronové hmotě jsou kvarky uvězněny v hadronech (obrázek nalevo). Ve skutečnosti jsou kromě baryonů přítomny i mezony. Při určité hustotě energie jsou hadrony natlačeny k sobě tak, že se prolínají a nemohou si uchovat svoji identitu. Kvarky a gluony se dostanou z uvěznění do objemu hadronů (obrázek napravo). (Obrázky připravil MAREK HOLUB.)

Teoretické předpovědi nové fáze jaderné hmoty vedly pochopitelně ke snaze takovou hmotu experimentálně připravit a studovat její vlastnosti. Teploty a hustoty, které se daly dosáhnout na urychlovači BEVALAC, k produkci kvark-gluonového plazmatu nestačily. A tak se postupně stavěly stále větší urychlovače těžkých iontů, studovaly stále teplejší a hustší stavy hmoty složené z hadronů. Zároveň jsme se dostávali stále blíže k podmínkám, při kterých by se kvark-gluonové plazma mělo objevit. V roce 1987 začaly pracovat urychlovače AGS v Brookhavenu (USA) a SPS v laboratoři CERN (Švýcarsko). Experimenty na těchto urychlovačích přinesly řadu náznaků, že při nich kvark-gluonové plazma vzniká. Výsledky měření však nebylo možno jednoduše interpretovat a žádnou z pozorovaných vlastností nebylo možno považovat samu o sobě za přímý důkaz existence kvark-gluonového plazmatu. Přesto však celý soubor nepřímých evidencí pozorovaných v několika experimentech na urychlovači SPS v CERNu vedl k tomu, že vědci pracující na těchto zařízeních prohlásili v roce 2000 existenci kvark-gluonového plazmatu za prokázanou [11].

Předložené „nepřímé“ důkazy však část fyzikální komunity nepřesvědčily a bylo třeba čekat na experimenty, které se připravovaly na právě spuštěném urychlovači RHIC. A právě tam objevily pravděpodobně jen těžko zpochybnitelný důkaz uvolnění kvarků z hadronů. Při rozptylu kvarků během srážky vzniká dvojice výtrysků částic. Ty jsou velmi intenzivně absorbovány při srážkách, když kvark-gluonové plazma vzniká. Naopak nejsou pohlcovány v případech srážky, kdy kvark-gluonové plazma nevzniká a výtrysky se prodírají jen normální hadronovou hmotou. A takové rozdílné chování bylo pozorováno.

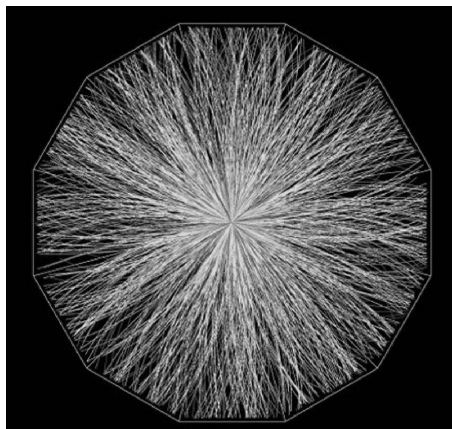
Další pokračování experimentů na urychlovači RHIC umožnilo podrobně studovat vznikající novou formu hmoty. Ukázalo se, že se její vlastnosti diametrálně liší od původních teoretických představ. Dokonce se objevují pochybnosti, zda ji lze pojmenovat původně navrženým názvem kvark-gluonové plazma nebo pro ně najít jiný. V dalším textu bych chtěl představit hlavní důkazy faktu, že nová forma velmi horké jaderné hmoty vzniká, a soupis vlastností tohoto stavu a přechodu mezi ním a normální jader-

nou hmotou. Přehled je založen na závěrech experimentů, které byly provedeny koncem minulého století na SPS v laboratoři CERN, ale hlavně na výsledcích představených ve společné zprávě všech čtyř experimentů pracujících v současnosti na urychlovači RHIC [12].

Urychlovač RHIC

Než se podíváme na výsledky studia velmi horké a husté jaderné hmoty, ukažme si na příkladu zařízení RHIC, jak vypadá komplex sloužící pro takový výzkum. Jde o soustavu urychlovačů, která umožňuje dodat těžkým jádrům kinetickou energii více než stokrát větší, než jsou jejich klidové energie. Na každý nukleon připadá kinetická energie 100 GeV. Na takovou energii dokázal urychlit jádra už urychlovač SPS v laboratoři CERN. Urychlovač RHIC však umožňuje rozdělit svazek jader a nasměrovat je proti sobě ve dvou souběžně ležících trubících. Část jader jde do levé trubice a jsou urychlována po směru hodinových ručiček, část do pravé, kde se pohybují proti směru hodinových ručiček. V šesti místech se trubice kříží a zde dochází ke srážkám urychlovaných jader. Ve čtyřech z těchto míst jsou kolem místa srážky postaveny soustavy detektorů s názvem PHOENIX, BRAHMS, PHOBOS a STAR.

Při srážce proti sobě letících jader se stejnou energií se může využít veškerá přítomná kinetická energie na ohřev, stlačení jaderné hmoty či na produkci částic. U urychlovače RHIC je možno z každé dvojice nukleonů získat cca 200 GeV. V případě srážky urychleného jádra s jádrem v klidu se musí díky zákonům zachování energie a hybnosti zachovat kinetická energie spojená s pohybem těžiště a na jiné druhy energií se může přeměnit jen menší část kinetické energie urychleného jádra. I když urychlovač SPS dodal každému nukleonu 160 GeV, mohla být pro ohřev a stlačení jaderné hmoty využita pouze energie 17 GeV z každé dvojice srážejících se nukleonů. Dostupná hustota energie na urychlovači RHIC je tedy více než o řád větší než její hodnota dosažitelná kdykoliv předtím v laboratorních podmínkách.



Obr. 9. Srážka na urychlovači RHIC zaznamenaná experimentem STAR (www stránky experimentu STAR).

Horkou a hustou formu hmoty je třeba nejen vytvořit, ale také prozkoumat její vlastnosti. To je velmi ztíženo tím, že průběh srážky jader a tedy i čas, ve kterém existuje hledaná nová forma hmoty, je velmi krátký. Od okamžiku, kdy se jádra poprvé dotknou, přes vytvoření oblasti velmi horké a husté hmoty, která se prudce rozpíná a chladne, až po okamžik „vymrznutí“¹⁵⁾ uplyne řádově jen 10^{-22} s. Poté trvá částicím letícím z místa srážky jednotky až desítky nanosekund, než doletí k detektorům, které jsou postaveny okolo. V té době dochází pouze k rozpadům nestabilních částic. Doba, po kterou existuje horká a hustá hmota, a doba, která uplyne, než částice doletí k detektorům, se liší přibližně o 14 řádů. To už je téměř srovnatelné s poměrem mezi současným stářím vesmíru (~ 14 miliard let) a jeho stářím v době, kdy vznikla atomová jádra (~ 200 s). V tomto případě poměr přesahuje 15 řádů. Určování vlastností velmi raného vesmíru z toho, jak vypadá vesmír současný, je úloha srovnatelná s určením vlastností horké a husté jaderné hmoty z vlastností částic vyletujících z místa srážky. Experimentální zařízení se proto budují tak, aby dokázala zachytit co nejvíce vyletujících částic a změřila co nejpřesněji jejich fyzikální parametry. Různé částice vznikají v různých fázích srážky a například jejich energetická spektra nám přinášejí informace o teplotě hmoty, která je vyzářila. Jejich další charakteristiky nás informují o hustotě a složení této hmoty nebo o průběhu jejího rozpínání.

Časový průběh ultrarelativistické srážky těžkých jader

V průběhu srážky jader vzniká horká a hustá hmota a nedochází k prolnutí jader, nýbrž k intenzivní přeměně kinetické energie na tepelnou a excitační. Vysoká teplota a silné stlačení vede k následné expanzi. Pro popis chování jaderné hmoty a jasnou definici jejího stavu ve fázi kvark-gluonového plazmatu je potřeba, aby nastala termodynamická rovnováha. Důležité je, aby výměna energie a hybnosti mezi částicemi, které jadernou hmotu tvoří, byla dostatečně rychlá a stačily se vyrovnat hodnoty termodynamických veličin v expandujícím objemu horké a husté hmoty. V našem případě by čas expanze měl být 10- až 100krát větší než charakteristický čas procesů navozujících rovnováhu. To sice není mnoho, ale k nastolení termodynamické rovnováhy by to mělo stačit.

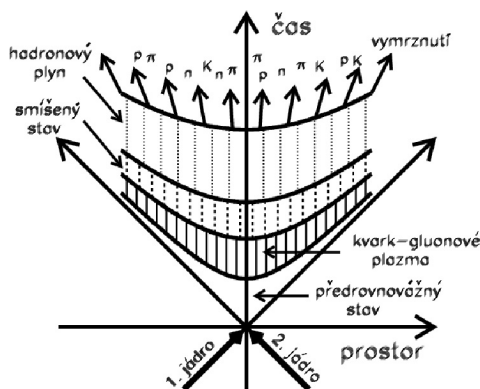
Podívejme se, jaká je možná varianta **časového průběhu** srážky ultrarelativistických těžkých jader (pokud vznikne kvark-gluonové plazma a pokud předpokládáme fázový přechod prvního druhu).

Je třeba si uvědomit, že jádra se srážejí při rychlostech velmi blízkých rychlosti světla a průběh srážky je tím velmi silně ovlivněn. Tvar jádra se mění vlivem relativistické kontrakce délek z koule na velmi tenký „lívavec“. Zatímco normální průměr jádra zlata je okolo 14 fm, jeho tloušťka v laboratorní soustavě je na urychlovači RHIC okolo 0,14 fm. Doba, po kterou prolétá například kvark jednoho jádra (když neinteraguje)

¹⁵⁾ Ve fyzice husté a horké jaderné hmoty se odlišují dva typy vymrznutí. Při „chemickém vymrznutí“ teplota hmoty klesla natolik, že se ustálil poměr mezi různými typy hadronů (nemění se hadronové složení). K tomuto typu vymrznutí se dostaneme později. Druhým typem je pak vymrznutí, kdy se částice od sebe vzdálí natolik, že mezi sebou přestanou interagovat. O tento typ jde v tomto odstavci.

druhým jádrem, je okolo $0,46 \cdot 10^{-24}$ s. Připomeňme, že skutečný průběh je závislý na řadě parametrů, které dosud neznáme, takže je třeba brát následující popis s velkou rezervou:

- 1) V čase $3 \cdot 10^{-24}$ s se nastolí lokální tepelná rovnováha rozptylem kvarků a gluonů.
- 2) Systém expanduje a chladne, v čase $2 \cdot 10^{-23}$ s dosáhne kritické teploty a začne hadronizace — vázání kvarků do elementárních částic.
- 3) Pokud je fázový přechod mezi kvark-gluonovým plazmatem a hadronovým plynem prvního druhu, existuje déle než $3 \cdot 10^{-23}$ s koexistence různých fází.
- 4) Po hadronizaci systém dále expanduje až na objemy 10^4 až 10^5 fm³, kdy dojde k vymrznutí. Částice už jsou od sebe tak daleko, že spolu přestávají interagovat a netknuté letí k detektorům.



Obr. 10. Předpokládaný průběh srážky při vzniku kvark-gluonového plazmatu. Smíšený stav může vzniknout jedině v případě, že nastává fázový přechod prvního druhu.

Co je kvark-gluonové plazma a jak potvrdit jeho existenci?

Ukažme si, jaké informace se budeme z fyzikálních veličin změřených pomocí zachycených částic snažit získat, jestliže chceme potvrdit vznik kvark-gluonového plazmatu. Abychom to zjistili, musíme najít odpovědi na dvě zásadní otázky:

- 1) Jaké podmínky musí být splněny, abychom mohli vzniklou hmotu nazvat kvark-gluonovým plazmatem?
- 2) Jaká pozorování lze považovat za důkazy vzniku hmoty definované předchozími podmínkami?

Vlastnosti definující kvark-gluonové plazma

Podívejme se nejdříve na to, jaké vlastnosti musí mít kvark-gluonové plazma. Základní a patrně klíčovou podmínkou pro takové označení je to, že **se skládá z kvarků a gluonů**

(souhrnně se o nich často hovoří jako o partonech), které nejsou vázány v hadronech. V původních pracích se předpokládalo, že uvolněné kvarky a gluony vzájemně interagují jen velmi slabě a kvark-gluonové plazma se chová jako plyn.

Za velmi důležitou, i když ne nezbytnou podmínku se považuje dosažení tzv. **termodynamické rovnováhy**. Jde o stav, ve kterém podle definice neprobíhají v soustavě makroskopické procesy (nepřenáší se energie mezi jednotlivými makroskopickými částmi . . .) a makroskopické vlastnosti soustavy jsou stálé. Energie je rozložena rovnoměrně v objemu zkoumané hmoty, teplota je stejná, chemické složení se nemění. Jestliže náš systém dosáhne stavu termodynamické rovnováhy, vyvíjí se dále přes rovnovážné stavy a v daném čase lze definovat jeho polohu na fázovém diagramu a stavovou rovnici. Dosažení takového stavu v dynamickém procesu, jako je jaderná srážka, nemusí být jednoduché. V každém případě půjde o lokální termodynamickou rovnováhu, která se bude týkat pouze centrální horké a husté zóny. Pro lepší objasnění pojmu termodynamická rovnováha a jejího případného dosažení bych použil následující analogii. Mějme nádrž na vodu, která se přívodem z jedné strany plní horkou vodou a z druhé strany studenou. V okamžiku naplnění se otevře odtok, kterým se nádrž vyprázdní. Jak takový proces probíhá? V průběhu napouštění i po jeho zastavení dochází k přenosu tepla z teplejší vody na vodu chladnější a k vyrovnávání teploty. Pokud probíhá vypouštění nádrže dostatečně pomalu, nastane v určitém okamžiku vyrovnání teploty vody v celé nádrži a dostáváme se do stavu „termodynamické rovnováhy“. I pak může systém dále ztrácet energii (teplota se snižuje) např. předáváním tepla okolí. Pokud je však odtok velmi rychlý, nestačí se teplota vody vyrovnat a termodynamická rovnováha nenastává. Který případ nastane, závisí na rychlosti přenosu tepla ve vodě a rychlosti, s jakou voda odtéká. V případě jaderné srážky vše závisí na tom, jak efektivně se přenáší energie mezi částicemi, které vzniklou horkou a hustou hmotu tvoří. Pokud je přenos dostatečně rychlý, nastane vyrovnání velice brzy, tedy ještě v okamžiku, kdy je jaderná hmota ve fázi složené z uvolněných kvarků a gluonů. Pokud však je přenos pomalejší, může se jaderná hmota dostat do stavu termodynamické rovnováhy až v hadronové fázi nebo vůbec ne. Je třeba poznamenat, že námi studovaný systém v „ideální“ termodynamické rovnováze přesně podle definice být nemůže, ale hledáme stavy, které se k ní „blíží“. I v „termodynamické rovnováze“ dochází k ochlazení a expanzi či k jiným kolektivním pohybům v horké a husté oblasti. Ovšem tyto procesy musí být velmi pomalé vzhledem k charakteristickým časům dějů, které v systému interagujícím silnou interakcí vyrovnávají termodynamické veličiny.

Vlastností, kterou by mohlo mít kvark-gluonové plazma obecně nebo alespoň v jisté oblasti velmi vysokých teplot, by mělo být opětné obnovení tzv. *chirální symetrie*. Abychom si alespoň velmi zjednodušeně vysvětlili pojem chirální symetrie, musíme si objasnit pojem chiralita. Chiralita souvisí s rozdílem mezi objektem a jeho obrazem v zrcadle¹⁶). Pokud se objekt od svého obrazu v zrcadle liší, nazývá se *chirálním* (v případě, že ne, je *achirální*). U elementárních částic se v případě zrcadlení mění

¹⁶) Klasickým příkladem je zrcadlový obraz levé ruky, který má palec na opačné straně než samotná levá ruka — v zjednodušeném přiblížení vypadá stejně jako pravá ruka.

pouze orientace projekce spinu do směru jejich hybnosti (rychlosti). Spin je vnitřní moment hybnosti částice a je jednou ze základních fyzikálních veličin kvarků (ale i dalších částic). Pokud si ho představíme jako rotaci částice a osu rotace orientujeme do směru pohybu částice, půjde buď o levotočivou, nebo pravotočivou rotaci. Při zobrazení v zrcadle se levotočivá částice změní na pravotočivou a naopak. Vidíme, že částice s nenulovou projekcí spinu jsou chirální. Existence chirální symetrie pak znamená, že fyzikální zákonitosti se nemění při záměně částic za jejich zrcadlové obrazy, v našem případě tedy po záměně pravotočivých částic za levotočivé a naopak. V kvantové chromodynamice, která popisuje silnou interakci mezi kvarky, je za normálních podmínek chirální symetrie narušená a tato vlastnost má značný důsledek pro hmotnosti částic a vlastnosti fyzikálního vakua v nich¹⁷). V prostředí s velkou hustotou energie by mělo docházet s nárůstem hustoty energie k postupnému restaurování této symetrie, což by mělo vést například ke snižování hmotnosti mezonů.

Experimentální pozorování potvrzující nebo vyvracející existenci kvark-gluonového plazmatu

Nyní se budeme věnovat pozorováním, která by splnění zmíněných podmínek potvrdila. Nejdůležitější pro testování vzniku hledané hmoty složené z uvolněných kvarků a gluonů je nalézt takové projevy, které nemohou být v žádném případě vysvětleny chováním hmoty složené z hadronů.

Dosahuje se uvolnění kvarků a gluonů?

Nejdříve je třeba prokázat, že se při srážkách daří dosáhnout hodnot hustoty energie a teploty, které překračují hodnoty předpovídané pro vznik nové formy hmoty. K tomu se využívají pozorovatelné veličiny, které nesou informaci o tom, kolik z původní kinetické energie jader se během srážky transformovalo na jiné formy energie.

První možností je studovat pohyb částic vyletujících z místa srážky. Podíváme se na to, jaká je celková míra pohybu ve směru původního letu jader. Odečtením od celkové míry původního pohybu můžeme určit, kolik původní kinetické energie se transformovalo. Měření experimentu BRAHMS ukázalo, že se v centrálních srážkách „ztrácí“ až okolo 26 TeV kinetické energie z původní kinetické energie srážejících se jader zlata, která byla téměř 40 TeV¹⁸). Na jiné formy energie se tak přeměnilo téměř

¹⁷) Hadron je velmi komplikovaný objekt tvořený nejen dvojicí nebo trojicí „reálných“ kvarků, ale i velice komplikovaným fyzikálním vakuem, které vytváří silná interakce. To je popsitelné virtuálními gluony a páry kvarku a antikvarku. Pro podrobnější popis vlastností silné interakce opět odkazujeme na článek napsaný J. CHÝLOU. Populárnější formou jsou osvětleny vlastnosti fyzikálního vakua v článku, který vyšel v časopise Kozmos č. 1, 2005.

¹⁸) Jádru zlata má 197 nukleonů. Při srážce dvou jader máme 197 dvojic nukleonů a na každou z nich na urychlovači RHIC připadalo 200 GeV kinetické energie. Dostaneme tedy celkovou kinetickou energii $197 \cdot 200 \text{ GeV} = 39\,400 \text{ GeV} \approx 40 \text{ TeV}$.

65 % původní kinetické energie a tato energie byla k dispozici pro produkci částic ve velmi malém objemu (menším než objem jádra) již na počátku srážky.

Druhou možností je studovat počet částic, které při srážce vznikly. Jejich celková energie určuje transformovanou část původní energie. V centrálních srážkách bylo pozorováno okolo 4600 nabitých částic. Počet neutrálních částic se určuje hůře. Jak už bylo zmíněno, díky své nízké klidové hmotnosti se velmi lehce produkují piony a největší část produkovaných částic jsou právě tyto mezony. Víme, že existují dva nabitě piony π^+ , π^- a jeden neutrální π^0 . Poměr mezi celkovým počtem pionů a počtem nabitých pionů je tedy 3 : 2 a celkový počet produkovaných částic bude okolo 7000. Při dalších úvahách je třeba využít změřenou střední energii ve směru kolmém na původní směr srážejících se jader, odhadnout poloměr oblasti překryvu během nejranějšího stadia srážky (zajímá nás hustota energie právě v této době) a dobu, po kterou se horká a hustá zóna formuje. Hustota energie v nejranějším období srážky na urychlovači RHIC určená z naměřených údajů o počtu a energiích částic je $5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. To je hodnota převyšující třicetkrát hodnotu hustoty energie v jádře, desetkrát hodnotu hustoty energie v baryonu a pětkrát hodnotu, kterou předpovídá kvantová chromodynamika pro vznik kvark-gluonového plazmatu.

Z poměru produkce různých částic složených ze tří nejlehčích kvarků lze určit teplotu tzv. chemického vymrznutí, kdy se po hadronizaci¹⁹⁾ ustálil poměr mezi počty různých částic. Tato teplota vychází 175 MeV ($2,0 \cdot 10^{12} \text{ K}$), což je ve velmi dobré shodě s předpověďmi kvantové chromodynamiky.

Další důkazy vzniku systému uvolnění kvarku a gluonů

Existenci systému volných kvarků a gluonů by mohly indikovat produkce některých exotických částic. Tato produkce bude ovlivněna tím, jestli máme systém volných partonů s barvou nebo jsou partony vázány do celkově bezbarvých hadronů. Už na urychlovači SPS byla pozorována **zvýšená produkce podivných částic**²⁰⁾ a tuto skutečnost potvrzují i data z urychlovače RHIC. Pozorovaný přebytek však nepatří mezi nezvratný důkaz pro existenci kvark-gluonového plazmatu, protože nelze vyloučit, že podobný jev může nastat i ve velmi horké hadronové hmotě.

Na urychlovači SPS pozoroval experiment NA50 **potlačení produkce J/ψ mezonů**, které bylo v té době považováno za jednu z nejpřímějších indicií vzniku kvark-gluonového plazmatu. Produkce mezonu J/ψ se studovala z jeho rozpadu na leptony μ^+ a μ^- . Analýza takových dat je dost náročná a u experimentů na urychlovači RHIC se na ní stále intenzivně pracuje. Experiment NA50 pozoroval prokazatelné potlačení produkce těchto částic. Později však byly navrženy teorie, které dokázaly popsat potlačení za jistých podmínek i v hadronovém plynu. Velmi přesná měření by

¹⁹⁾ Hadronizace je proces, kdy jsou původně volné kvarky uvězněny do hadronů, kvark-gluonové plazma přechází v hadronový plyn.

²⁰⁾ Podivné částice — částice, které obsahují kvark s a ne jen kvarky **u**, **d**, které tvoří běžnou hmotu.

však mohla rozhodnout, zda je ve skutečnosti za absorpci J/ψ mezonů zodpovědné kvark-gluonové plazma nebo hadronový plyn.

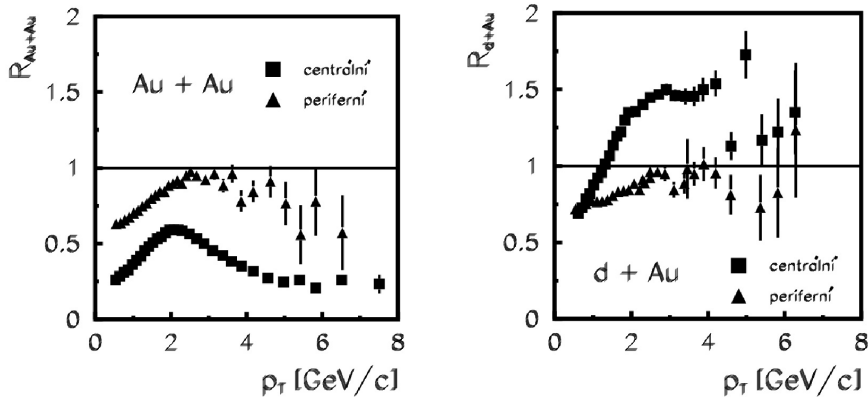
Jak už bylo zmíněno, v současnosti se považuje za stěžejní důkaz produkce kvark-gluonového plazmatu **potlačení výtrysků** vznikajících při hluboce nepružném rozptylu kvarků. Při energiích srážejících se jader, které jsou na urychlovači RHIC dosaženy, se již nesrážejí nukleony, ale dochází k parton-partonovým srážkám. Pro jednoduchost se v dalším výkladu omezíme jen na kvarky. Po jejich srážce a rozptylu dostáváme dva kvarky, které se vůči sobě pohybují v opačném směru a mohou mít velmi velkou komponentu rychlosti (hybnosti) ve směru příčném na směr pohybu srážejících se jader. U každého z této dvojice kvarků pak probíhá proces hadronizace, kdy se produkuje velké množství různých kvarků a antikvarků, které se následně spojují do elementárních částic (hadronů) a velká část kinetické energie se tak přemění v klidovou energii (hmotnost) vzniklých elementárních částic. V konečném důsledku tak dostaneme dva výtrysky (z angličtiny „jety“)²¹⁾ velkého množství elementárních částic, které se pohybují ve směru původních rozptýlených kvarků a celková energie částic ve výtrysku je rovna kinetické energii původního kvarku. Výtrysky s velkou příčnou komponentou hybnosti se dají velmi dobře identifikovat.

Takové dvojice vysokoenergetických výtrysků elementárních částic se objevují při srážkách protonů s vysokou energií a při srážce těžkých jader by měl být počet dvojic výtrysků tolikrát vyšší, kolikrát je větší počet nukleonů (a tedy i kvarků) ve srážejících se jádrech. Ovšem počet dvojic výtrysků může být velmi silně ovlivněn i tím, jak silně původní kvark i výtrysk interaguje s okolní hmotou srážejících se jader. Pokud by interagoval velmi silně, může být i pohlcen a počet pozorovaných výtrysků se sníží. Velikost interakce a tedy i ztráta energie je podle předpovědi velmi rozdílná pro pohyb kvarku a výtrysku v rané etapě vývoje podle toho, je-li horká a hustá hmota vzniklá ve srážce složena z kvark-gluonového plazmatu nebo normální hadronové hmoty sestávající z nukleonů a dalších hadronů. V kvark-gluonovém plazmatu by mělo docházet k velmi silné ztrátě energie a potlačení produkce výtrysků. Většina srážek dvojic kvarků nastává v určité vzdálenosti od středu vzniklé horké a husté oblasti a alespoň jeden z kvarků (výtrysků) musí v tomto prostředí překonávat značnou vzdálenost. V případě kvark-gluonového plazmatu je velká pravděpodobnost, že při prodírání okolní hmotou ztratí většinu energie a nepodaří se mu dostat ven. Sledujme a srovnajme počet dvojic výtrysků s velkou příčnou hybností, které dosáhnou protilehlých detektorů, ve srážkách dvou protonů a srážkách dvojice jader zlata. V případě vzniku kvark-gluonového plazmatu dostaneme daleko méně takových dvojic pro srážky dvojice jader zlata, než bychom dostali extrapolací výsledků měření srážek protonů.

Pro nenapadnutelnost takového důkazu vzniku kvark-gluonového plazmatu je důležitý ještě jeden krok. Naše znalosti chování i normální hadronové hmoty a interakce kvarku (výtrysku) v ní jsou značně útržkovité. Proto bylo třeba připravit situaci, kdy vzniká dvojice výtrysků uvnitř prostředí, o kterém zaručeně víme, že jde o normální

²¹⁾ Česká terminologie pro anglický pojem „jet“ v tomto významu není ještě úplně ustálená. Mně se zdá asi nejuvěstičnější termín „výtrysk“, ale velmi často se používá i pojem „sprška“.

hadronovou (nukleonovou) hmotu. Takové prostředí lze připravit při srážkách deuteronu (má pouze dva nukleony) s jádrem zlata. V takovém případě kvark-gluonové plazma nevzniká (deuteron je na to příliš malý), ale zároveň máme dostatečný objem normální hadronové hmoty, kterou nám poskytuje jádro zlata. Popsaný experiment proběhl až v předloňském roce. Díky srovnání produkce dvojic výtrysků ve srážkách protonu s protonem, deuteronu se zlatem a zlata se zlatem můžeme teprve získat kýžený důkaz. Ve srážkách zlata se zlatem se pozoruje potlačení produkce dvojic výtrysků oproti předpokladům odvozeným ze srážek protonů. Toto potlačení se však nepozoruje ve srážkách deuteronu se zlatem, kdy kvark-gluonové plazma nemůže vznikat.



Obr. 11. Rozdíl v produkci výtrysků (nabitých částic) s velkou příčnou hybností p_T mezi srážkami zlata se zlatem a deuteronu se zlatem (normováno na produkci v jedné srážce nukleonu s nukleonem vynásobenou počtem takových srážek). Data byla získána díky experimentu PHOENIX pro centrální a periferní srážky. U srážek Au + Au se u centrálních srážek projevuje jak potlačení pohybem v kvark-gluonovém plazmatu, tak i Croninův jev. U srážek d + Au se projevuje pouze vliv Croninova jevu.

Existuje jev, který působí opačným směrem a zvyšuje počet výtrysků s velkou příčnou hybností. Jedná se o tzv. **Croninův jev**. Vzniká mnohonásobným rozptylem kvarku prodírajícího se jadernou hmotou. Při každém rozptylu se jeho hybnost může náhodně zvýšit i snížit. Díky tomu, že počet částic s rostoucí hybností velmi rychle klesá (exponenciálně), způsobuje přesun i malé části částic z oblasti nižších hybností k hodnotám vyšším znatelný nárůst počtu částic s velkou hybností. Ve skutečnosti tak ve srážkách deuteronu a zlata pozorujeme nárůst počtů výtrysků (částic) s velkou příčnou složkou hybnosti. U srážek zlata na zlatu je tento nárůst způsobený Croninovým jevem překryt velmi silným pohlcením těchto částic v systému volných kvarků a gluonů.

Nastává termodynamická rovnováha?

Nejdůležitějším indikátorem nastolení termodynamické rovnováhy jsou kolektivní toky částic. Jde o uspořádaný pohyb částic, který se odlišuje od chaotického stavu hluboce

nerovnovážného systému. Systém v termodynamické rovnováze lze popsat hydrodynamickými modely. Problémem je, že získaná pozorování nenesou přímou informaci, ale musí se nejprve interpretovat pomocí hydrodynamických modelů. Ty modelují dynamické jevy v jaderné hmotě: proudění jaderné hmoty dané kolektivním pohybem partonů nebo hadronů, které vzniká díky asymetrickým tlakům v průběhu srážky a následné expanze horké a husté hmoty. Získané závěry o dosažených termodynamických veličinách silně závisí na správnosti těchto modelů. Z pozorování všech experimentů na urychlovači RHIC plyne, že velmi silný je tzv. „eliptický tok“²²⁾. Lze to vysvětlit pomocí hydrodynamických modelů při velmi rychlém nastolení termodynamické rovnováhy ještě ve stavu kvark-gluonového plazmatu a takový závěr je poměrně málo závislý na použitém modelu. Přibližná doba nastolení termodynamické rovnováhy vychází $0,3 \cdot 10^{-24}$ s.

Dalšími dvěma důležitými směry studia, které mohou určit průběh rozpínání a existenci termodynamické rovnováhy, je studium energetických spekter různých částic a interferometrie. Spektra částic závisí na teplotě a rychlosti rozpínání zdroje, který je vyzařuje. Je to analogické tomu, jak se pomocí spektra viditelného záření dá určit teplota hvězdy, či v případě pulzující hvězdy i rychlost její expanze. U různých částic se tyto doby liší a můžeme „skenovat“ průběh rozpínání horké a husté oblasti. Teploty při vymrznutí se pohybují pro různé částice v oblasti 120 až 140 MeV ($1,4$ až $1,6 \cdot 10^{12}$ K) a rychlosti rozpínání 70 až 75 % rychlosti světla. Studovat průběh rozpínání nám umožňuje také interferometrie pomocí párů identických částic. Využitím různých částic můžeme pomocí této metody určit rozměr oblasti v různých fázích rozpínání. A právě vysvětlení interferometrických dat je v současnosti jedním z největších problémů. Úplně to nedokáže žádný z používaných hydrodynamických modelů. Je vidět, že v těchto modelech jsou problémy, kterým nerozumíme, což může zpochybňovat i další závěry získané s jejich pomocí.

Fázový přechod mezi kvark-gluonovým plazmatem a hadronovým plynem

Důležité je zjistit, jakým způsobem probíhá fázový přechod, tedy hlavně to, jestli jde o přechod prvního nebo druhého druhu. Pokud přechod kvark-gluonového plazmatu v hadronový plyn byl prvního druhu, pozorovali bychom i při tomto fázovém přechodu společnou existenci obou různých fází. Mohou také vznikat přehřáté nebo podchlazené stavy přítomných fází. To se projeví jednak ve změnách průběhu rozpínání v okamžiku fázového přechodu, jednak hlavně v nárůstu fluktuací fyzikálních parametrů mezi jednotlivými srážkami. V případě fázového přechodu druhého druhu se nárůst teploty při dodávce tepla nezastaví, jen se změní jeho rychlost. V takovém případě nedochází k současné existenci dvou fází a přechod je okamžitý. To vede i k tomu, že rozdíly hodnot různých veličin mezi jednotlivými srážkami jsou daleko menší. V experimentech na urychlovači RHIC se z tohoto důvodu například studovaly fluktuace v počtu

²²⁾ Při srážce, která není centrální („čelní“), se vytváří horká zóna ve tvaru elipsoidu s hlavní osou kolmou na rovinu srážky. Při rychlém nastolení termodynamické rovnováhy se tvar zóny promítá v konečném důsledku do asymetrie v produkci hadronů.

produkováných nabitých částic mezi jednotlivými srážkami. Ukázalo se, že fluktuace jsou relativně malé a odpovídají spíše fázovému přechodu druhého druhu. Takový závěr potvrzuje i pozorování průběhu expanze horké a husté oblasti.

Plyn nebo kapalina?

V počátečním období studia kvark-gluonového plazmatu se předpokládalo, že po překonání kritické teploty (při které nastává fázový přechod) dostaneme systém jen velmi slabě interagujících volných kvarků a gluonů. Zároveň dojde k úplnému nastolení chirální symetrie. Takovou hmotu začínají někteří fyzikové označovat jako „slabě interagující“ kvark-gluonové plazma. Tyto předpovědi nám předkládaly starší výpočty pomocí kvantové chromodynamiky. Právě experimenty na urychlovači RHIC přispěly k značné korekci těchto předpokladů. Ukázalo se, že i nad kritickou teplotou je pohyb kvarků korelovan (jejich interakce není tak slabá, jak se myslelo) a nenastane ani úplné nastolení chirální symetrie. Jestliže se původně předpokládalo, že se kvark-gluonové plazma chová jako ideální plyn, pak experimenty ukazují, že tomu tak není, a pozorované vlastnosti se mnohem více blíží chování ideální kapaliny. Proto o kvark-gluonovém plazmatu v blízkosti kritické teploty začíná řada teoretiků hovořit jako o „silně interagujícím“ kvark-gluonovém plazmatu. Kvark-gluonové plazma je v tomto případě kapalinou s velmi nízkou viskozitou a supratekutými vlastnostmi.

Stále se však předpokládá, že při mnohem vyšších teplotách, než se předpovídalo, by očekávané zeslabení interakce mezi kvarky a také úplné nastolení chirální symetrie mělo nastat a při těchto teplotách by mělo existovat slabě interagující kvark-gluonové plazma (plyn).

Barevný skleněný kondenzát

Velmi zajímavým zjištěním je také to, že by se hmota v počátku srážky měla vyskytovat ve stavu, kterému vědci dali název „barevný skleněný kondenzát“ (Color Glass Condensate). Důvodem jeho vytvoření je extrémně rychlý pohyb srážejících se jader. Jejich rychlost je blízká rychlosti světla, a jak už byla zmínka, dochází z pohledu každého z jader k extrémnímu zkrácení rozměru toho druhého jádra ve směru pohybu díky Einsteinově speciální teorii relativity. Z pohledu pozorovatele v laboratoři pak vidíme zkrácení rozměru ve směru pohybu pro obě jádra a srážka tak připomíná srážku dvou velmi tenkých lívanců. V těchto lívancích je díky kontrakci délky velmi vysoká hustota virtuálních gluonů vyskytujících se ve vakuu uvnitř částic²³). Jsou určujícími komponentami popisovaného stavu hmoty a odtud plyne první slovo v názvu — barevný. Sklo se vyznačuje pevnou formou v krátkém časovém okamžiku a kapalinou v dlouhodobém. Analogické chování má i nová forma jaderné

²³) Podrobněji se o struktuře protonu z hlediska vlastností vakua v silném poli silné interakce, virtuálních gluonech a párech kvarku a antikvarku lze dozvědět v článku v časopisu Kozmos č. 1, 2005.

hmoty — proto je v názvu skleněný. Termín kondenzát se pak používá pro extrémně husté stavy hmoty, kdy pro jeho chování začíná být důležitý spin částic, které ho tvoří. Teorie předpovídající existenci barevného skleněného kondenzátu se objevily již dříve a experimenty na urychlovači RHIC by mohly jeho existenci potvrdit. Přítomnost barevného skleněného kondenzátu by mohla být spolutvůrcem intenzivní přeměny kinetické energie z urychlení jádra na jiné formy energie. Hlavně by však mohl vysvětlit nárůst výtrysků s velkou příčnou hybností, který se pozoruje ve srážkách deuteronu se zlatem oproti tomu, kolik by jich vzniklo při odpovídajícím počtu jednoduchých srážek dvojic nukleonů. Ve srážkách zlata se zlatem je tento nárůst překryt již zmiňovaným úbytkem výtrysků díky jejich pohlcení kvark-gluonovým plazmatem. Je však třeba zdůraznit, že zatímco existenci kvark-gluonového plazmatu lze už téměř jistě považovat za experimentálně prokázanou, náznaky existence barevného skleněného kondenzátu se zatím opírají pouze o nepřímé důkazy, o kterých vedou fyzikové ostré spory.



Obr. 12. Srážející se jádra se pohybují téměř rychlostí světla a díky zkrácení ve směru pohybu vlivem Einsteinovy speciální teorie relativity se podobají tenkým lívancům.

Závěry

Na závěr se pokusíme o shrnutí dosažených výsledků a výhledů do budoucna v oblasti studia velmi horké a husté jaderné hmoty. Existuje řada objektů ve vesmíru, kde se taková hmota vyskytuje za velmi rozdílných teplot, hustot i složení. Pro pochopení těchto objektů a procesů, které v nich probíhají, je nezbytná znalost stavové rovnice hmoty za různých podmínek, znalost jejich fází a vlastností fázových přechodů mezi nimi. Potřebné informace nám v laboratoři umožňuje získat studium srážek těžkých jader. Pochopitelně, řadu údajů nám umožňuje získat i studium vesmírných objektů, jako jsou neutronové hvězdy a supernovy. Dochází tak k velice plodné interakci mezi jadernou fyzikou a astrofyzikou. Při studiu pomocí srážek těžkých jader se snažíme studovat rozsáhlou oblast teplot a hustot a zkoumat stavovou rovnici jaderné hmoty jak pro fázi jaderné kapaliny, tak i ve stavu hadronového plynu či dokonce ve stavu kvark-gluonového plazmatu. Zabývají se tím různé experimenty v řadě laboratoří. Podařilo se získat řadu informací o vlastnostech jaderné kapaliny, hadronového plynu i fázového přechodu mezi nimi. Z laboratoří, které studují proces formování hadronového plynu, bych připomněl už zmiňovanou laboratoř GSI v Darmstadtu. Urychlovač SIS v této laboratoři umožňuje urychlovat jádra na kinetické energie až do $2 \text{ GeV}/A$.

V příštích letech by se měl postavit komplex urychlovačů, který by navazoval na stávající a umožnil by zvýšit rozsah energie urychlených jader až do oblasti desítek GeV/A. Studovaly by se takové oblasti fázového diagramu, pro něž jsou urychlovače SPS v laboratoři CERN a RHIC v Brookhavenu příliš energetické.

Také zkoumání horké a husté jaderné hmoty má svůj „Svatý grál“, kterým je nesporně prokázání a studium kvark-gluonového plazmatu. V této oblasti experimenty na urychlovači RHIC prokázaly, že v případě srážek na něm se produkuje dostatečná hustota energie (více než $5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$) a dostatečná teplota (větší než $175 \text{ MeV} = 2,0 \cdot 10^{12} \text{ K}$), aby se mohla produkovat nová forma hmoty složená z uvolněných kvarků a gluonů. Velmi silným důkazem toho, že taková hmota vzniká, je potlačení produkce výtrysků s velkou příčnou hybností (tedy i energií). Vzhledem k tomu, že tato vlastnost je kritická v definici kvark-gluonového plazmatu, zdálo by se oprávněné pro nový stav hmoty tento název používat. Řada pozorování spojených s existencí kolektivního pohybu a průběhu rozpínání může být interpretována jen pomocí hydrodynamických modelů, předpokládajících velmi rychlé nastolení termodynamické rovnováhy ještě na úrovni hmoty složené z uvolněných kvarků a gluonů. Skutečnost, že je takový závěr založen na modelové interpretaci, které se stále nedaří řešit všechny rozpory, je nejspíše při značné složitosti řešeného problému přirozená.

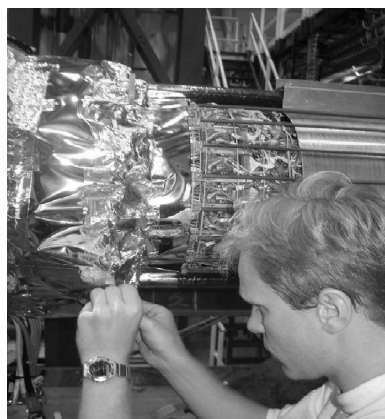
Ukázalo se, že vlastnosti kvark-gluonového plazmatu jsou velmi odlišné od původně předpokládaných. Dříve se myslelo, že u kvark-gluonového plazmatu dojde k vymizení interakce mezi kvarky a že se objeví jasné projevy nastolení chirální symetrie. Předpokládalo se, že stav bude trvat velmi dlouho. Navíc se očekávalo, že bude jasně pozorovatelný výrazný fázový přechod mezi kvark-gluonovým plazmatem a hadronovým plynem a že jeho chování bude blízké ideálnímu plynu. Nic takového se nepotvrdilo. Alespoň při teplotách, které získáváme, je pozorována velmi silná interakce mezi kvarky, rychlé nastolení termodynamické rovnováhy a silný korelovaný pohyb částic. Vše odpovídá spíše ideální supratekuté kapalině s velmi malou viskozitou. Navíc je fázový přechod velmi nevýrazný a nejspíše druhého druhu. Hlavně pro tuto velmi silnou odlišnost od původních definic navrhuje část fyziků ještě opatrnost při hledání názvu této formy hmoty.

Zdá se také, že řadu pozorovaných jevů lze vysvětlit jedině tak, že se hmota velmi rychle se pohybujících jader vyskytuje v počátku srážky v dalším extrémním stavu, kterému se říká barevný skleněný kondenzát. Ovšem existence tohoto stavu hmoty je zatím stále nejistá.

Zatím je zpracována jen menší část doposud získaných dat z experimentů na urychlovači RHIC. Další analýza i nové experimenty by měly přinést odpovědi na dosud nezodpovězené otázky a podrobně zkoumat vlastnosti nového stavu jaderné hmoty. Musí se prozkoumat stavová rovnice nového stavu hmoty a určit charakter fázového přechodu, aby se mu již s konečnou platností mohl přisoudit název kvark-gluonové plazma, nebo ho nazvat jinak a název kvark-gluonové plazma schovat pro hmotu při ještě vyšší teplotě. Nové výsledky by mohl poskytnout experiment ALICE, který se staví v laboratoři CERN na budovaném urychlovači LHC. Urychlovač bude stejně jako urychlovač RHIC využívat vstříčné svazky. Jejich energie bude pro jádra olova $2700 \text{ GeV}/A$. Dostupná energie na dvojici nukleonů bude více než 5 TeV , což je 25krát

více než u urychlovače RHIC. V každém případě lze očekávat, že se otevře prostor pro řadu nových, zajímavých i velmi nečekaných předpovědí a teorií, které však musí být podrobeny velmi kritickému zkoumání ve světle experimentálních dat, která v blízké době získáme.

Úplně na závěr bych chtěl zdůraznit, že na řadě zmiňovaných experimentů pracují čeští fyzikové. Při studiu různých stavů horké a husté jaderné hmoty je tak plně otevřen prostor pro studenty, kteří by se chtěli do těchto velmi zajímavých bádání zapojit.



Obr. 13. Na řadě experimentů pracují i naši studenti. Podílejí se jak na experimentu HADES v laboratoři GSI v Darmstadtu (vlevo), tak na experimentu STAR v laboratoři v Brookhavenu (vpravo).

L i t e r a t u r a

Pro větší přehlednost se až na speciální výjimky uvádějí pouze přehledové články a monografie, kde lze nalézt odkazy na další související literaturu.

- [1] LIEBENDÖRFER, M. et al: *Probing the gravitational well: No supernova explosion in spherical symmetry with general relativistic Boltzmann neutrino transport*. Phys. Rev. D63 (2001), 103004.
- [2] WEBER, F.: *Pulsars as Astrophysical Laboratories for Nuclear and Particle Physics*. IOP Publishing Ltd 1999.
- [3] BOYANOVSKY, D.: *Phase transitions in the early and the present Universe: from the big bang to heavy ion collisions*. hep-ph/0102120 (2001).
- [4] YOUNGBLOOD, D. H.: *Isoscalar Giant Resonances and Nuclear Matter Compressibility*. Nucl. Phys. A687 (2001), 1c.
- [5] HEISELBERG, H., HJORTH-JENSEN, M.: *Phases of dense matter in neutron stars*. Physics Reports 328 (2000), 237.
- [6] DANIELEWICZ, P., LACEY, R., LYNCH, W. G.: *Determination of the Equation of State of Dense Matter*. Science 298 (2002), 1592.
- [7] CHÝLA, J.: *Od barevných kvarků ke kvantové chromodynamice a Nobelové ceně za fyziku v roce 2004*. PMFA 50 (2005), 2.
- [8] POCHODZALLA, J. et al: *Probing the Nuclear Liquid-Gas Phase Transition*. Phys. Rev. Lett. 75 (1995), 1040.

- [9] COLLINS, J. C., PERRY, M. J.: *Superdense matter: Neutrons or Asymptotically Free Quarks?* Phys. Rev. Letter 34 (1975), 1353.
- [10] SHURYAK, E. V.: *Quantum Chromodynamics and the theory of superdense matter.* Phys. Rep. 61 (1980), 71.
- [11] HEINZ, U., JACOB, M.: *Evidence for a New State: an Assessment of the Results from the CERN Lead Beam Program.* nucl-th/0002042 (2000).
- [12] PHOBOS, STAR, PHOENIX, BRAHMS: *Formal Report.* BNL-73847-2005, <http://www.bnl.gov/bnlweb/pubaf/pr/docs/Hunting-the-QGP.pdf>

Dialogy o matematice s návštěvníkem z vesmíru

David Ruelle

Pravděpodobně není dost dobře možné si představit, jak vypadá mimozemská matematika, můžeme se spíše pokusit zjistit, co je zvláštního na pozemské matematice. Podobné zkoumání začal již J. von Neumann ve své knize *Počítač a mozek*. V tomto článku se budeme zabývat některými charakteristikami a zejména nedostatky lidského mozku, jak je odhaluje věda o nervovém systému, a srovnáním s počítačem. Ukážeme, že vysvětluje ty rysy pozemské matematiky, které považujeme za dané, ale které by mohl návštěvník z vesmíru shledat velmi zarážejícími.

Anglické verze takových kompendií jako *Encyclopedia Galactica* (stručné vydání), *Standard Galactic Dictionary of Mathematics* a několik dalších základních referenčních knih mi zprostředkovala jedna vesmírná přítelkyně. Mohu zde uvést jen několik detailů, jak k tomu došlo, ale musím vysvětlit, že prohlížením těchto materiálů jsem byl naprosto vyčerpán a zpočátku zmaten a později přímo sklíčen. Zdá se, že takzvaná galaktická matematika se skládá z obrovských počítačových programů, které běží na vhodných (galaktických) počítačích a velmi účinně řeší všechny druhy obtížných matematických problémů. Jak mi vysvětlila má mimozemská přítelkyně Pallas, takové programy jsou jako velké matematické knihovny, ale mnohem jednodušeji se používají. Vytvořit takový program je také mnohem náročnější než sepsat matematickou teorii pozemského typu. Jak mi řekla, je to spíš jako zkonstruovat mozek než jako napsat knihu.

DAVID RUELLE, IHES, 91440 Bures sur Yvette, France, e-mail: ruelle@ihes.fr

© American Mathematical Society 2000

Z anglického originálu *Conversations on Mathematics with a Visitor from Outer Space*, Mathematics: Frontiers and Perspectives (2000), 251–259, přeložila NAĀA STEHLÍKOVÁ.