

6. Ein neuer Materiezustand: Das Quark-Gluon-Plasma

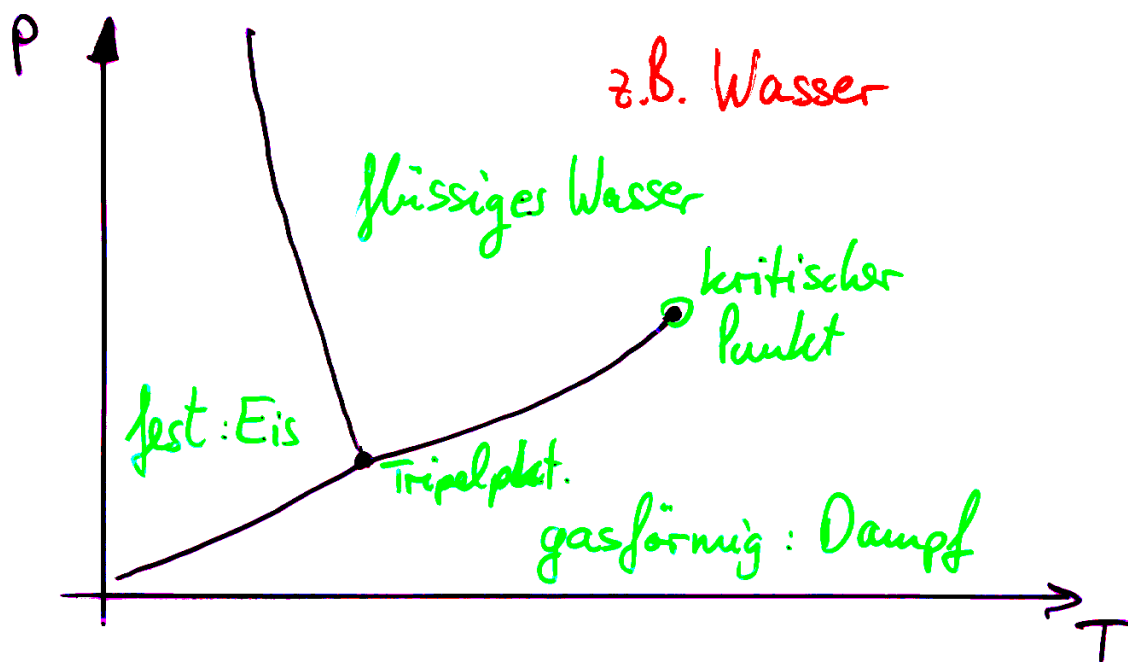
- Was ist das Quark-Gluon-Plasma (QGP)?
 - ▷ Aggregatzustände, Phasenübergänge
 - ▷ Frühphase des Universums
 - ▷ Deconfinement \Leftrightarrow Confinement
 - ▷ Eigenschaften des QGP
- Erzeugung und Nachweis des QGP
 - ▷ kritische Temperatur, kritische Dichte
 - ▷ Entwicklung aus Kern-Kern-Kollisionen
 - ▷ Experimente zum QGP
 - ▷ Resultate zum QGP
- Zukünftige Experimente zum QGP

Was ist das Quark-Gluon-Plasma?

bekannte Aggregatzustände:

- ▷ fest
- ▷ flüssig
- ▷ gasförmig

werden durch ein Zustands- oder Phasendiagramm beschrieben: pV -, VT -, pT -Diagramm



Phasen sind beispielsweise die verschiedenen Aggregatzustände, können aber auch innerhalb eines Aggregatzustandes auftreten wie z.B. in einem Material mit mehreren festen Modifikationen mit unterschiedlicher Kristallstruktur (z.B. in Eisen oder fl. He-Phasen)

Phasenübergänge

Beim Übergang von Phase A nach Phase B wird im Phasendiagramm die **Koexistenzkurve** gekreuzt, wobei die Phasen nur dann im thermodynamischen Gleichgewicht sind, wenn

Temperatur $T_A = T_B$

Druck $P_A = P_B$ bei Volumenaustausch
(Phase dehnt sich auf Kosten der anderen weiter aus)

bei Änderung der Teilchenzahl im Phasenübergang, muss im Gleichgewicht das

chemische Potential $\mu_A^{(i)} = \mu_B^{(i)}$

für jede Teilchenart i in beiden Phasen übereinstimmen.
(z.B. bei Molekülaustausch)

Klassifikation von Phasenübergängen

Man unterscheidet (heute; früher auf Basis der Arbeiten von P. Ehrenfest 1925) zwischen

diskontinuierlichen und kontinuierlichen

Phasenumwandlungen

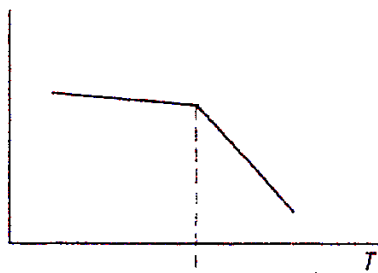
(In Verwendung des überkommenen Sprachgebrauchs von Ehrenfest nennt man diese beiden

Phasenübergänge von

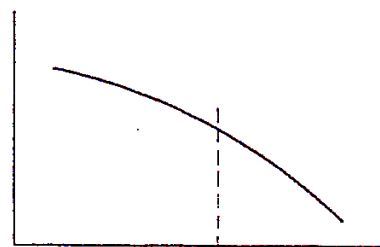
erster Ordnung bzw. zweiter Ordnung)

Helmholtzsche
frei Energie
 $F = U - TS$

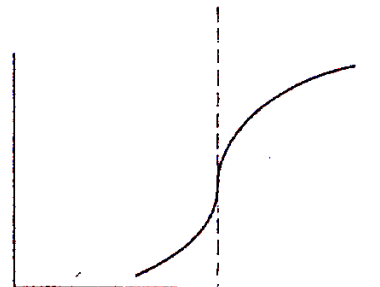
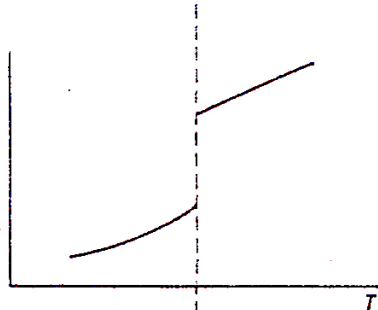
Diskontinuierlich:



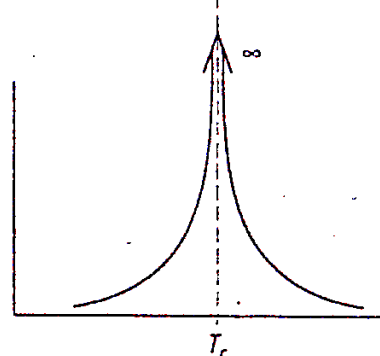
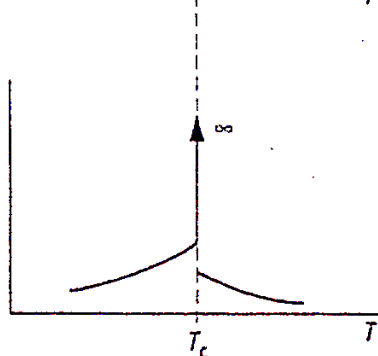
Kontinuierlich:



Entropie
 $S = \frac{1}{T} \frac{\partial F}{\partial T}$



Molwärme
 C_p oder C_v
 $\frac{C}{T} = \frac{\partial^2 F}{\partial T^2}$



Beispiele für Phasenübergänge

diskontinuierliche

Verdampfung

Kondensation

Schmelzen

Frieren

Sublimation

Resublimation

kontinuierliche

ferro- \rightarrow paramagnet.

normal- \rightarrow supraleitend

Übergänge zwischen
festen Phasen
(Kristallumordnung)

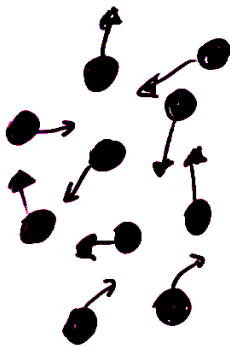
Plasmazustand der Materie

Plasma: Ein stark ionisiertes Gas, das wegen der gleichen Anzahl positiver und negativer Ladungen nach außen neutral ist, aber eine hohe elektrische Leitfähigkeit besitzt.

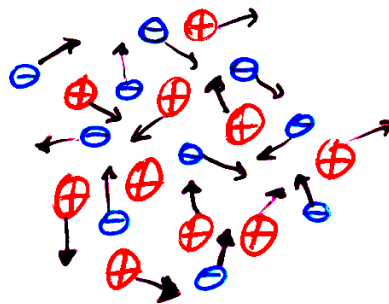
Weil sich Plasmen von Festkörpern, Flüssigkeiten, Gasen grundlegend unterscheiden, bezeichnet man den **Plasmazustand** auch als vierten Aggregatzustand.

Übergang zum Plasma (anschaulich):

neutrale Gasatome



Ionen & Elektronen insgesamt neutral



bei genügend hohen Temperaturen sind die Stöße zwischen Gasatomen so heftig, daß Ionisation eintreten kann:

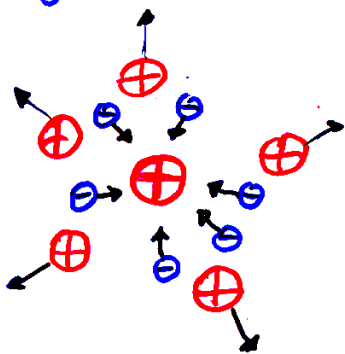


Charakterisierung eines Plasmas

- Elektronendichte n_e
- Temperatur T
- Debye-Länge λ_D
- Plasmafrequenz ω_p

Das Plasma ist quasineutral: $n_e = \sum_z z \cdot n_{z,i}$
($n_{z,i}$: Anzahl-dichte der Ionen mit Ladungszahl z)
Zufällige makroskopische Raumladungen werden schnell wieder neutralisiert.

Aber auch einzelne Teilchen üben Kräfte auf andere Ladungsträger in ihrer Umgebung aus: Ein positives Ion zieht Elektronen an und stößt andere pos. Ionen ab
→ ist im Mittel von neg. Raumladungswolke umgeben, die Ionenladung abschirmt.



Damit resultiert ein schneller abfallendes (als für Punktladung im Vakuum) Debye-Hückel-Potential

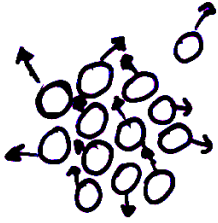
$$\varphi_D(r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r} \cdot \exp\left[-\frac{r}{\lambda_D \sqrt{2}}\right]$$

Aus Theorie folgt außerdem:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{e^2 n_e}} = \sqrt{\frac{k T}{m_e}} \cdot \frac{1}{\omega_p} = \frac{v_{\text{therm,e}}}{\sqrt{2} \cdot \omega_p}$$

Quark-Gluon-Plasma

Atome



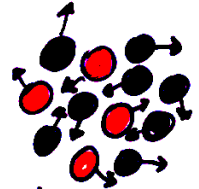
Flüssigkeit

gebunden durch polare und van der Waals-Kräfte

Temperatur

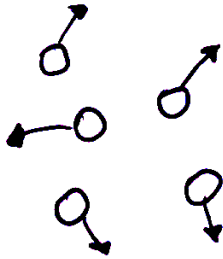
niedrig

Hadronen



Atomkern

(Neutronen, Protonen) gebunden durch Farb-van der Waals-Kräfte

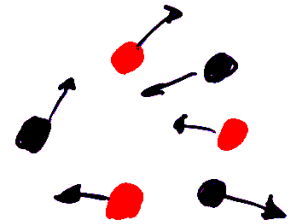


Gas

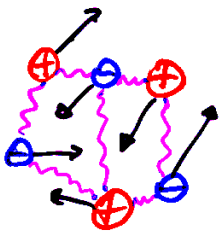
keine Bindung, Stöße zw. Atomen

hoch

"Hadronengas"



keine Bindung, Stöße zw. Hadronen

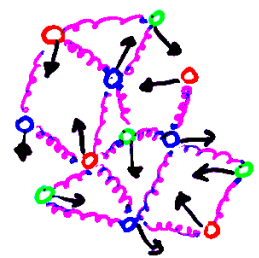


Plasma

elektromagn. Kräfte über große Distanzen

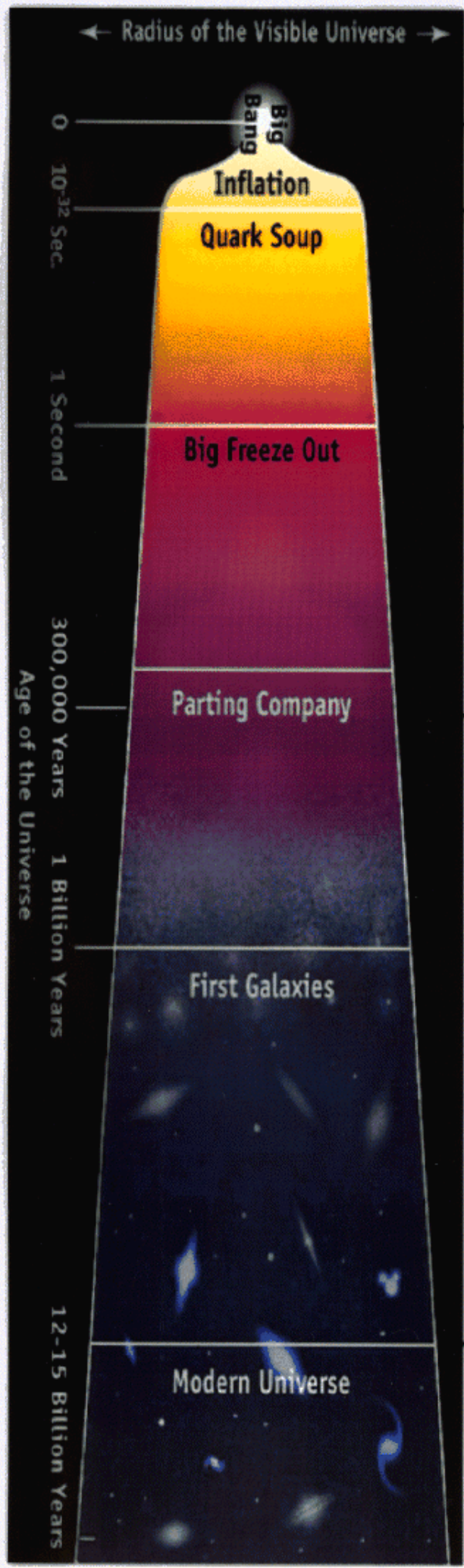
sehr hoch

Quark-Gluon-Plasma ?



Farbkraft über "große" Distanzen, keine hadronische Struktur (Hadronen haben sich "aufgelöst")

Frühphase des Universums



Temperatur:

- $T > 10^{32} \text{ K}$ ($\cong 10^{19} \text{ GeV}$)

- $T \approx 10^{27} \text{ K}$ ($\cong 10^{14} \text{ GeV}$)

Phase des Quark-Gluon-Plasmas (?)

- $T \approx 10^{10} \text{ K}$ ($\cong 1 \text{ MeV}$)

- $T = 10^5 \text{ K}$ ($\cong 10 \text{ eV}$)

- $T = 2.7 \text{ K}$ ($\cong 2 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$)

Confinement \leftrightarrow Deconfinement

- Experimentell wurden Quarks (& Gluonen) nur innerhalb gebundener farbneutraler Systeme beobachtet, als Hadronen (Mesonen $q\bar{q}$, Baryonen qqq). Um ein Quark-Gluon-Plasma zu erhalten, muß dieses **Confinement** der Quarks in den Hadronen aufgehoben, d.h. die Quarks & Gluonen müssen **deconfined** werden.
- Allerdings kann das Confinement (noch) nicht aus den elementaren Prinzipien der QCD hergeleitet werden \rightarrow Berechnungen, z.B. der Temperatur T_c des Phasenübergangs von Hadronen in ein Quark-Gluon-Plasma sind (eigentlich) nicht möglich!

Confinement \leftrightarrow deconfinement

- Grobe Abschätzung für T_c aus Bindungsenergie der Hadronen:

▷ empirisches QCD-Potential:
$$V_{\text{QCD}}(r) = -C_F \frac{\alpha_s(r) \cdot \hbar c}{r} + \chi \cdot r$$

($C_F = 4/3$, $\alpha_s(1\text{fm}) = 0.5$, $\chi = 1 \text{ GeV/fm}$)

$\Rightarrow V_{\text{QCD}}(1\text{fm}) \approx 0.9 \text{ GeV}$

$\Rightarrow T_c \lesssim 0.9 \text{ GeV}$ ($\approx 10^{13} \text{ K}$)
unter Vernachlässigung der Quarkmassen

▷ Pion-System $|\pi^0\rangle = (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$

mit Masse $m_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}/c^2$ (leichtestes Hadron!)

Wenn man Quantenzahlen ignoriert, dann:



$\Rightarrow T_c > m_{\pi^0} c^2 = 135 \text{ MeV}$ ($\approx 1.5 \cdot 10^{12} \text{ K}$)

ist minimal notwendige Energie, um Bindung von $u\bar{u}, d\bar{d}$ im π^0 "aufzubrechen"

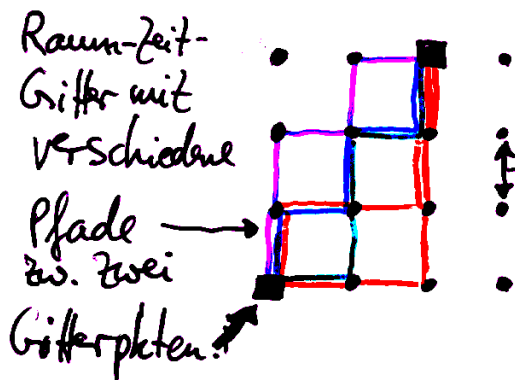
Confinement \leftrightarrow Deconfinement

- theoret. Ansatz zur "Berechnung" von T_c :

QCD auf einem Raum-Zeit-Gitter

Dazu wird 4 dim. Raum-Zeit auf ein Gitter diskretisiert und man berechnet die Wirkung von Gluonen, die entlang der Gitterkanten verlaufen. Alle möglichen Wege werden betrachtet und mit der Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens gewichtet (sog. Pfadintegrale). Physikalisch interpretierbare

Resultate erhält man im Grenzübergang der Gitterkonstante



$a \rightarrow 0$.

\Rightarrow Druck P und Energiedichte ϵ als Fkt. der Temp. T

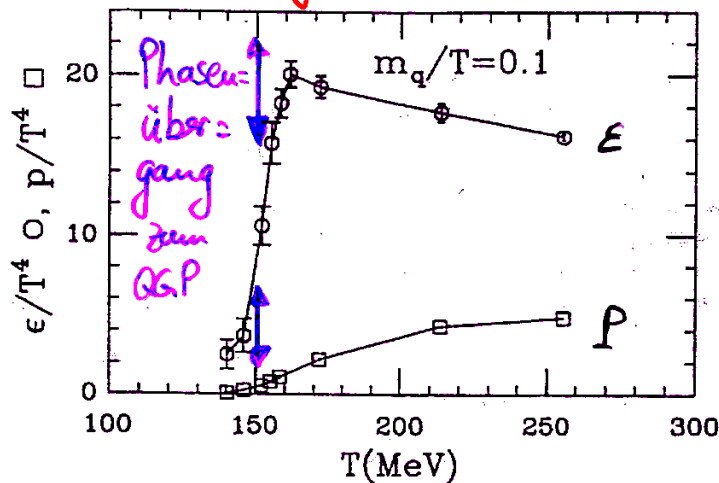


Figure 3: Results of a lattice QCD calculation using two light quark flavors.⁵ Plotted are the energy density ϵ/T^4 (circles) and the pressure P/T^4 (squares) as a function of the temperature T . A phase transition is observed in the calculation at $T \approx 150$ MeV.

Eigenschaften u. Signaturen des QGP

• Thermodyn. Variablen

▷ Energiedichte ε
▷ Druck P
▷ Entropiedichte s

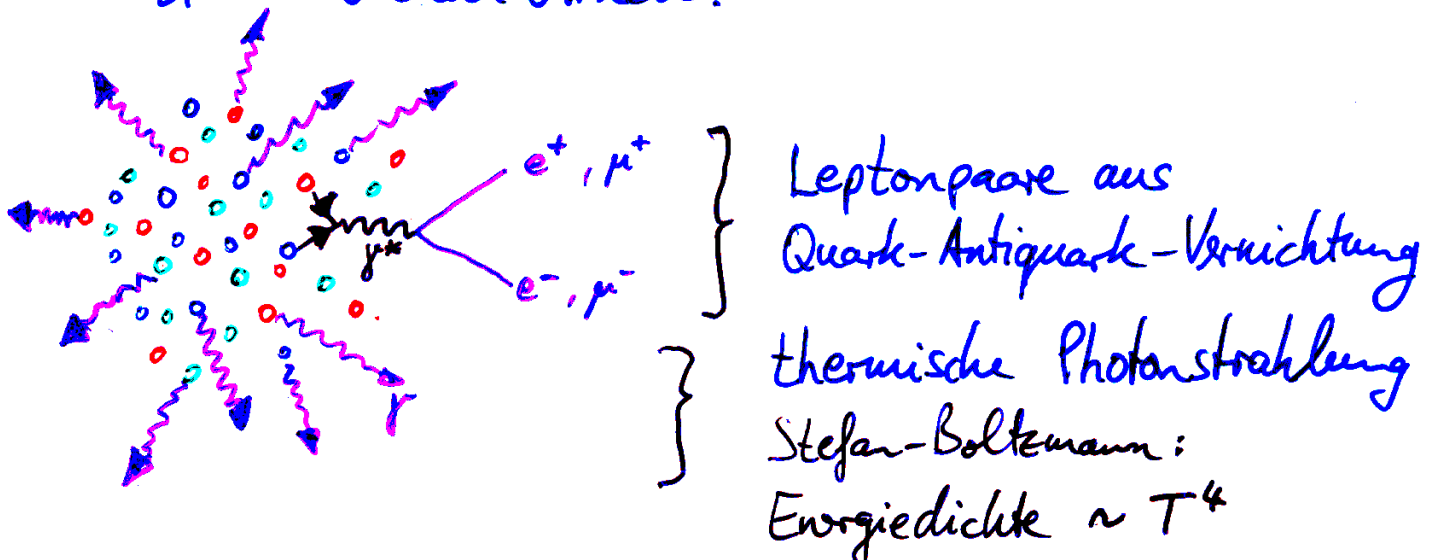
als Funktion von

Temperatur T
baryochemisches Potential μ_B

Da beim Phasenübergang die Zahl der Freiheitsgrade stark anwächst, sollte dies als rapide Änderung von ε und s über einen kleinen Temperaturbereich T beobachtbar sein.

• Elektromagnet. Sonden

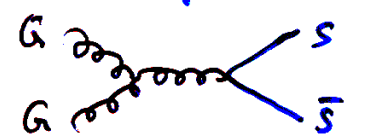
Leptonen und Photonen, die in der QGP-Phase entstehen, entkommen unbeeinflusst, da sie nicht stark wechselwirken:



Eigenschaften u. Signaturen des QGP

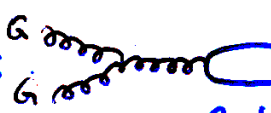
Im therm. und baryochem. Gleichgewicht sind alle Freiheitsgrade gleich besetzt.

● Häufung von Teilchen aus mehreren strange Quarks

Mit $m_{\text{strange}} \hat{=} T_c$ findet strange Quark-Erzeugung statt: z.B.  , allerdings unterdrückt

Wegen $m_{\text{strange}} \gg m_{\text{up}}, m_{\text{down}} \approx 0$. Erst im Gleichgewicht des QGP findet eine Sättigung des strange Quark-Freiheitsgrades statt, die dann zur Erzeugung von Hadronen mit hohem strange Quarkanteil führt.
(z.B. $\Lambda = uds$, $\Xi^0 = uss$, $\Omega^- = sss$, ...)

● Unterdrückung von J/ψ -Mesonen ($c\bar{c}$ -Mesonen)

Zwar ist $m_{\text{charm}} \gg T_c$, aber Produktion im Ausläufer der (Maxwell-Boltzmann-) Geschwindigkeitsverteilung für große Geschwindigkeiten:  . Damit werden die c und \bar{c} Quarks nahezu in Ruhe erzeugt und können ein gebundenes System (J/ψ , ψ' ... Meson) formieren. In der QGP-Phase führt die Debye-Hückel-Abschirmung zu einem "Aufschmelzen" der $c\bar{c}$ -Bindung. QGP schirmt Farbladung von c und \bar{c} ab, so daß die Bindung aufgelöst werden kann. Schwächer gebundene ψ' lösen sich leichter auf.

Erzeugung & Nachweis des QGP

Es existieren verschiedene Möglichkeiten, ein QGP zu erzeugen. Entscheidend ist, Kernmaterie genügend dicht zu komprimieren (\leadsto Druck P bzw. Dichte ρ) und dabei auf hohe Temperatur T zu erhitzen. Dies wird durch

$$\epsilon + P = T \cdot s + \mu \cdot n_B$$

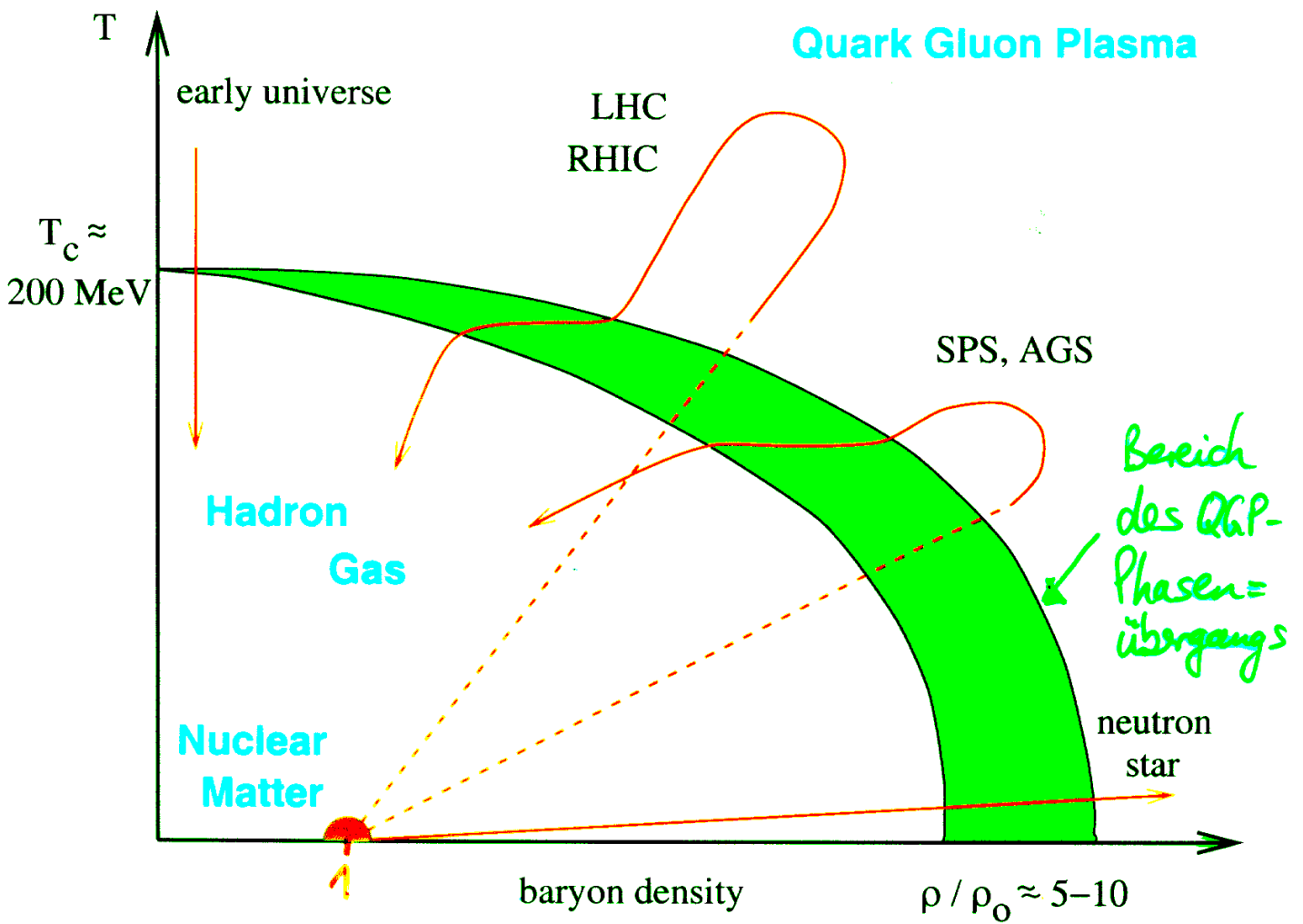
Energiedichte, Druck, Temperatur, Entropiedichte, baryochem. Potential, Baryonenanzahldichte (\leadsto Dichte ρ)

zum Ausdruck gebracht:

- ▷ Energiedichte ϵ wächst mit T und/oder ρ
- ▷ frühes Universum: hohes T , geringes ρ
- ▷ Neutronenstern: hohes ρ , geringes T
- ▷ Kollision von Atomkernen: Erhöhung von Dichte und Temperatur beginnend von typischer Kerndichte ($\epsilon \approx 0.13 \text{ GeV}/\text{fm}^3$) und -temperatur ($T \approx 0$). Danach Abkühlung und Dekomprimierung.

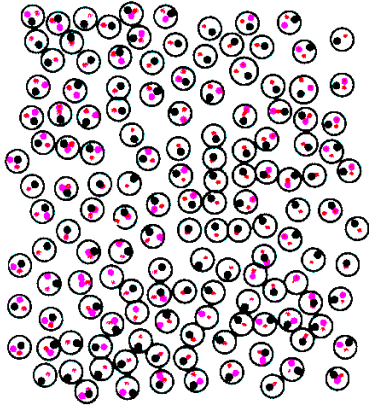
\longrightarrow Phasendiagramm in T - ρ -Ebene

Das T-ρ - Phasendiagramm



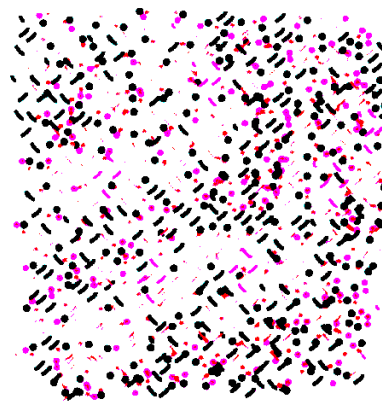
Nukleon-Nukleon-Kollision

NUCLEAR MATTER

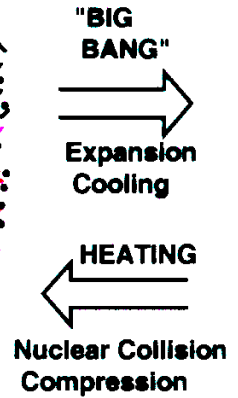


Hadrons (p,n,π,Δ,...) in close packing:
a quantum **liquid** with a temperature limit
 $T \leq T_{\text{critical}}$

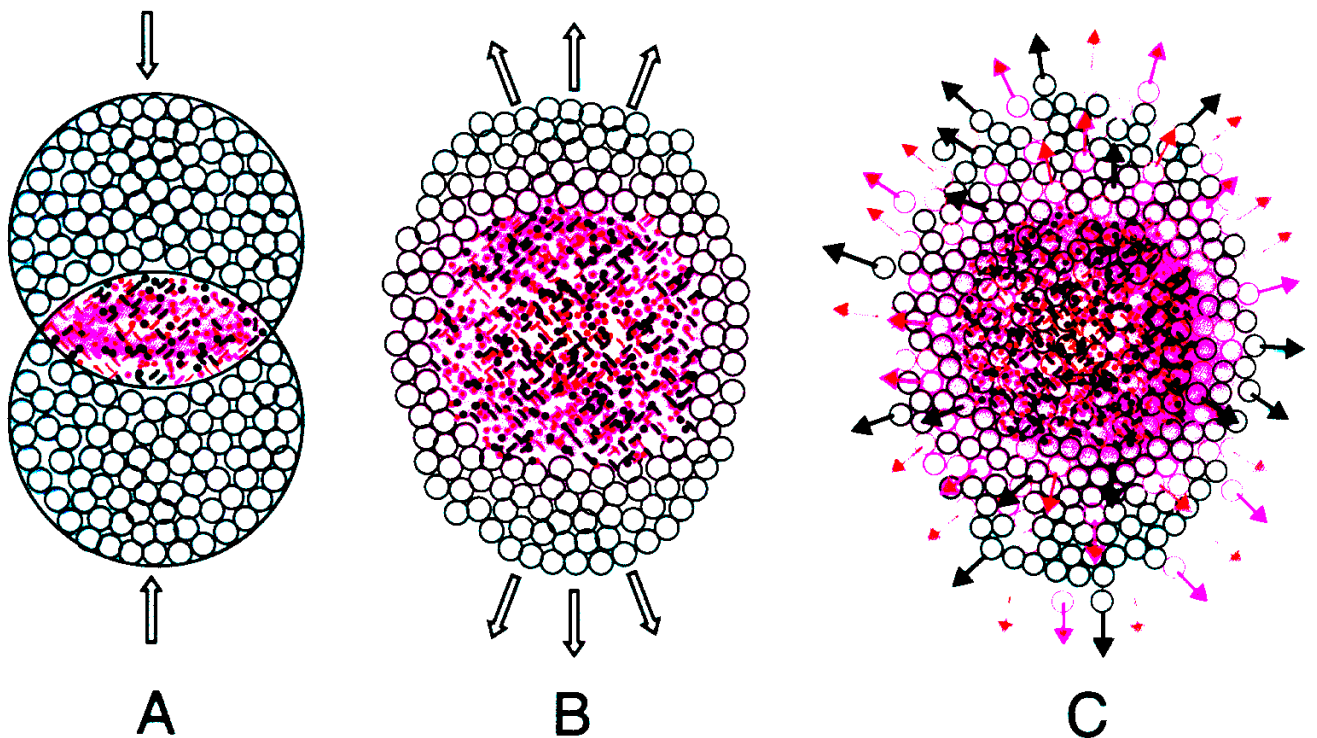
QUARK GLUON MATTER



Quarks (u,d,s,...,3 colours) and Gluons
in dilute packing: a quantum **Gas** ?
Opposite temperature limit:
 $T \geq T_{\text{critical}}$

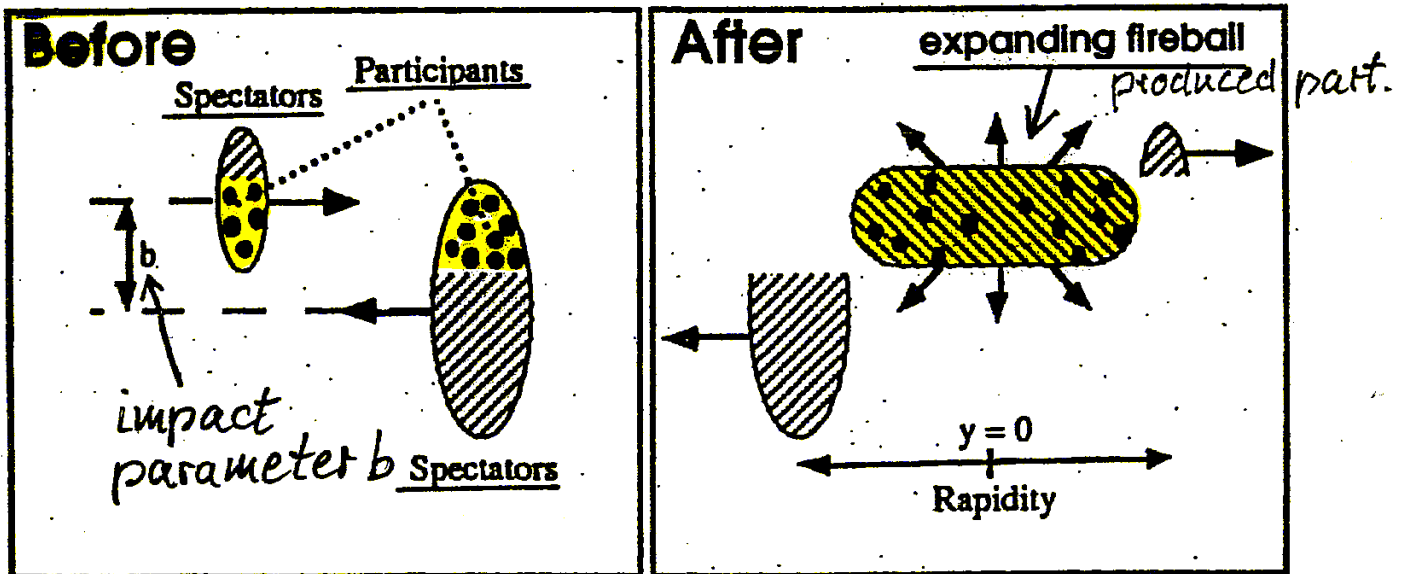


COLLISION OF TWO NUCLEI



Entwicklung einer Nukleon-Nukleon-Kollision

- Im allgemeinen: **nicht-zentraler Stoß** ($b > 0$)
zwei lorentz-kontrahierter
ungleicher Kerne ($A + B$)

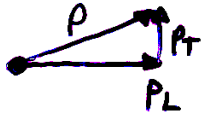


- Gewünscht: **zentraler Stoß** ($b = 0$) **gleicher Kerne** ($A + A$)
 - ▷ alle Kernteilchen nehmen am Stoß teil, es gibt keine "Zuschauer", die das Bild verdecken
 - ▷ Im Schwerpunktsystem ist der gesamte Prozeß symmetrisch entlang und entgegen der Flugrichtung

Beschreibung des Stoßes

• Rapidität im Labor

$$y := \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L c}{E - p_L c} \stackrel{m \approx 0}{\approx} \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta_L}{1 - \beta_L}$$



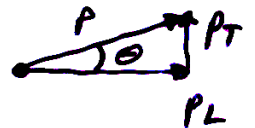
(Schwerpunktsystem hat Rapidität $y_{cm} = \ln \frac{\sqrt{s}}{Mc^2} = \frac{1}{2} \ln \frac{2E_{strahl}}{Mc^2}$)

z.B. $E_{strahl} = 200 \text{ GeV/Nukleon}$; ^{208}Pb hat 208 Nukleonen à $0.946 \text{ GeV}/c^2$
 $\Rightarrow y_{cm} \approx 3.0$)

Zuschauerpartikel haben große longitudinale Impulse p_L , erscheinen also bei sehr kleinen oder sehr großen y .
 Teilchen aus der Region des Stoßes haben $y \approx y_{cm}$.

• Pseudo-Rapidität η

$$E \approx p \rightsquigarrow \eta := \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right)$$



\Rightarrow Ausdrücke für thermodyn. Variablen:

▷ Energiedichte: $\varepsilon = \frac{1}{\pi R^2} \cdot \frac{1}{c\tau} \cdot \frac{dE_T}{dy} \approx 3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$

(Bjorken-Formel)

Überlapp in Kollision: $\approx 63 \text{ fm}^2$ Dauer der Kollision: $\approx 1 \text{ fm}/c$ Energie senkrecht zur Flugrichtung im Bereich $y \approx y_{cm}$: $\approx 400 \text{ GeV}$ Zum Vergleich normale Kernmaterie: $\approx 0.13 \text{ GeV}/\text{fm}^3$

▷ Temperatur: $T \leftrightarrow$ mittlerer transversaler Impuls $\langle p_T \rangle$

▷ Entropiedichte: $s \leftrightarrow$ Hadronenzahldichte/Rapidität $\frac{dN}{dy}$

Entwicklung nach Kollision

longitudinale Achse vs. Zeit

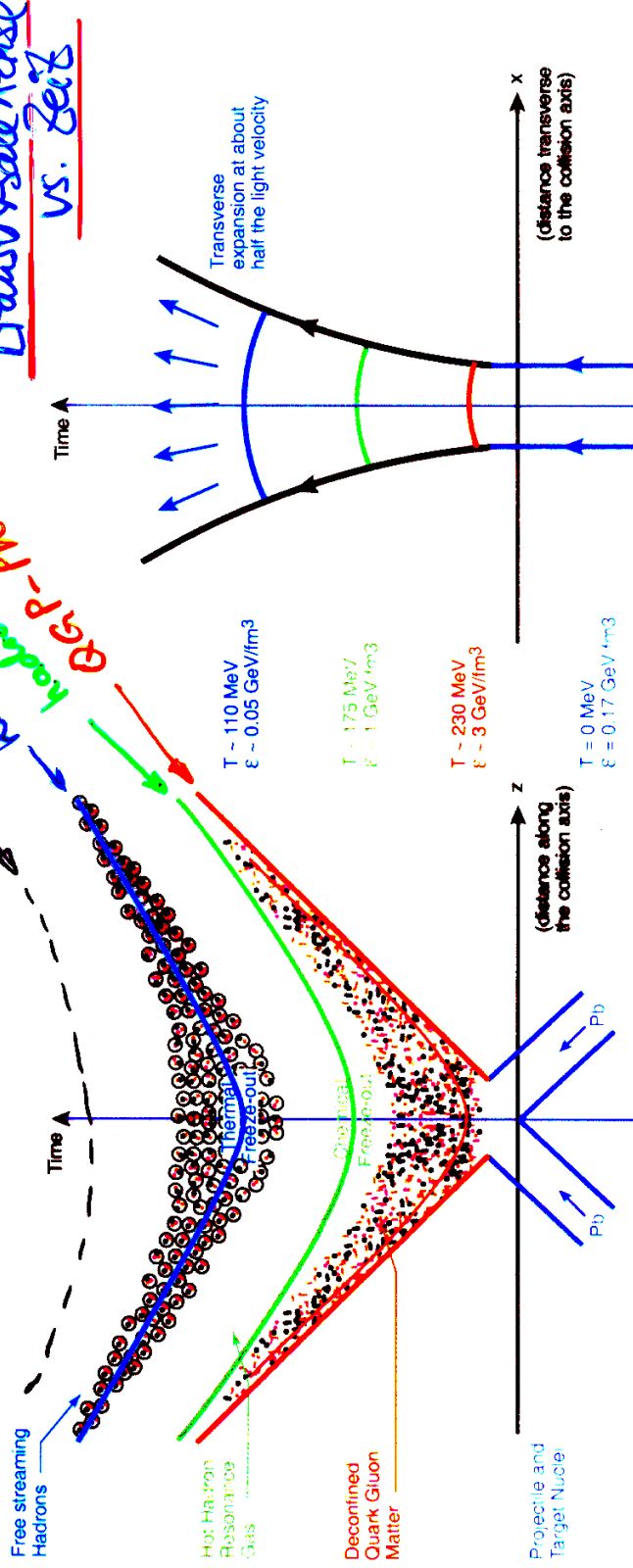
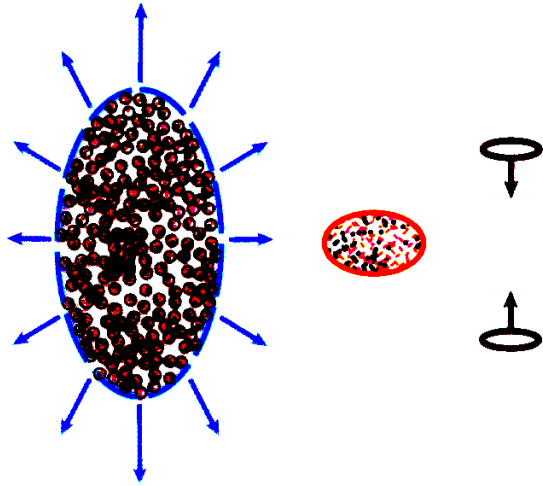


Bild im Raum



- ▷ drei Schritte nach Kollision: QGP-Phase, baryonchem. und kinet. Ausfrieren
- ▷ baryonchem. Ausfrieren legt Teilchen mit strange Quarks aus QGP fest, danach keine (signifikante) Erzeugung von Teilchen mit strange Quarks
- ▷ kinemat. Ausfrieren ist Ende aller elast. und unelast. starker Wechselwirkungsprozesse (bis zum Ende dieser Phase werden Signaturen des QGP durch starke Ww. teilweise verwischt)

Experimentell erprobungsbereich
 Kinetic. Ausfrieren Prozess ($T = 120 \text{ MeV}$)
 Hadronchem. Ausfrieren ($T = 170 \text{ MeV}$)
 Transversale Achse vs. Zeit

Towards A New State of Matter

Interferometry

Temperature

$\pi\pi, \dots$

120 MeV

Last scattering

Smeared ρ

$c/2$

170 MeV

Strange abundances

$K, \Lambda, \Omega, \dots$

no ψ'

190 MeV

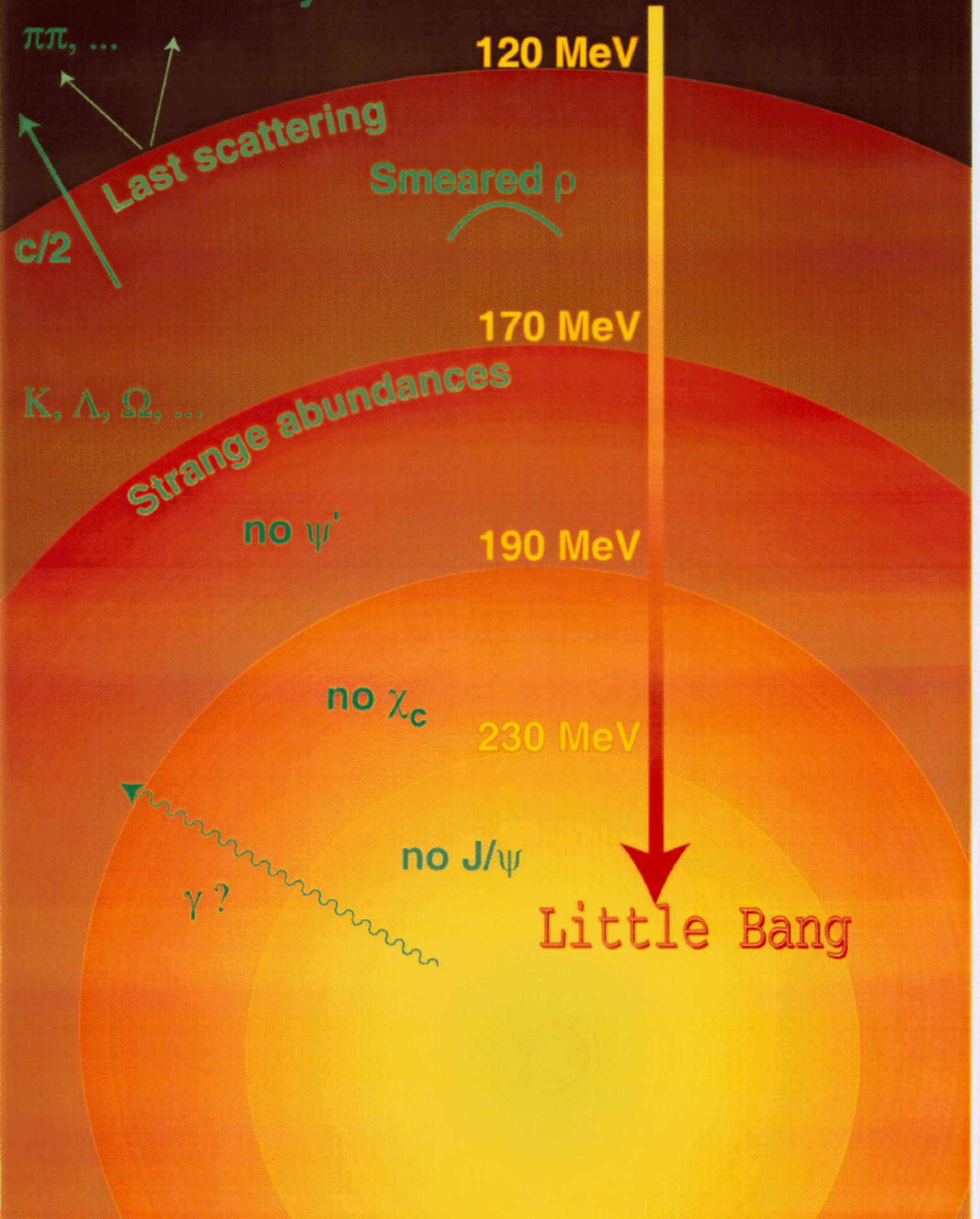
no χ_c

230 MeV

no J/ψ

$\gamma?$

Little Bang



Experimente zum QGP

- Beschleuniger:**

	BNL (New York)	CERN
Strahl	^{197}Au	208 Pb
Fixed Target	AGS	SPS
[Collider	RHIC ab 2000	LHC ab 2005]
Strahlenergie	10.7 GeV/Nukleon	158 GeV/Nukleon
	[100 GeV/Nukleon	2760 GeV/Nukleon]
Schwerpunktsenergie	4.7 GeV	17.3 GeV
$\sqrt{s_{NN}}$	[200 GeV	5500 GeV]
Zahl der Teilchen bei zentraler Kollision $\langle n \rangle$	[<u>1000</u> <u>5000?</u>]	[<u>2000</u> ?]
Zahl der Pionen je Rapidität für $y \approx y_{cm}$	150	700
	[1500	?]

⇒ Enorm hohe Anzahl von Teilchen stellen besondere Anforderungen an Detektoren!

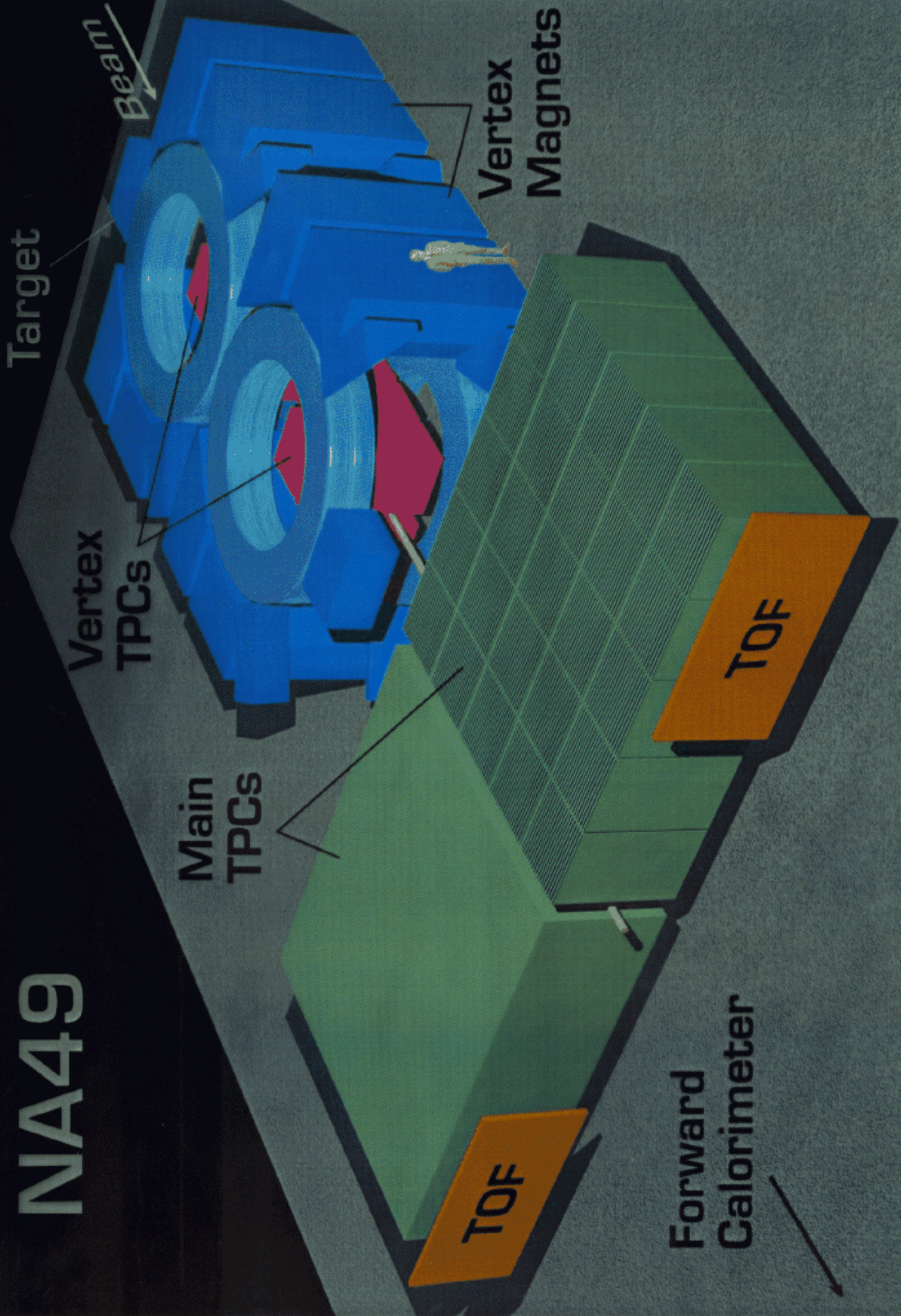
Experimente

spezialisiert auf wenige
(keine!) Fragestellung

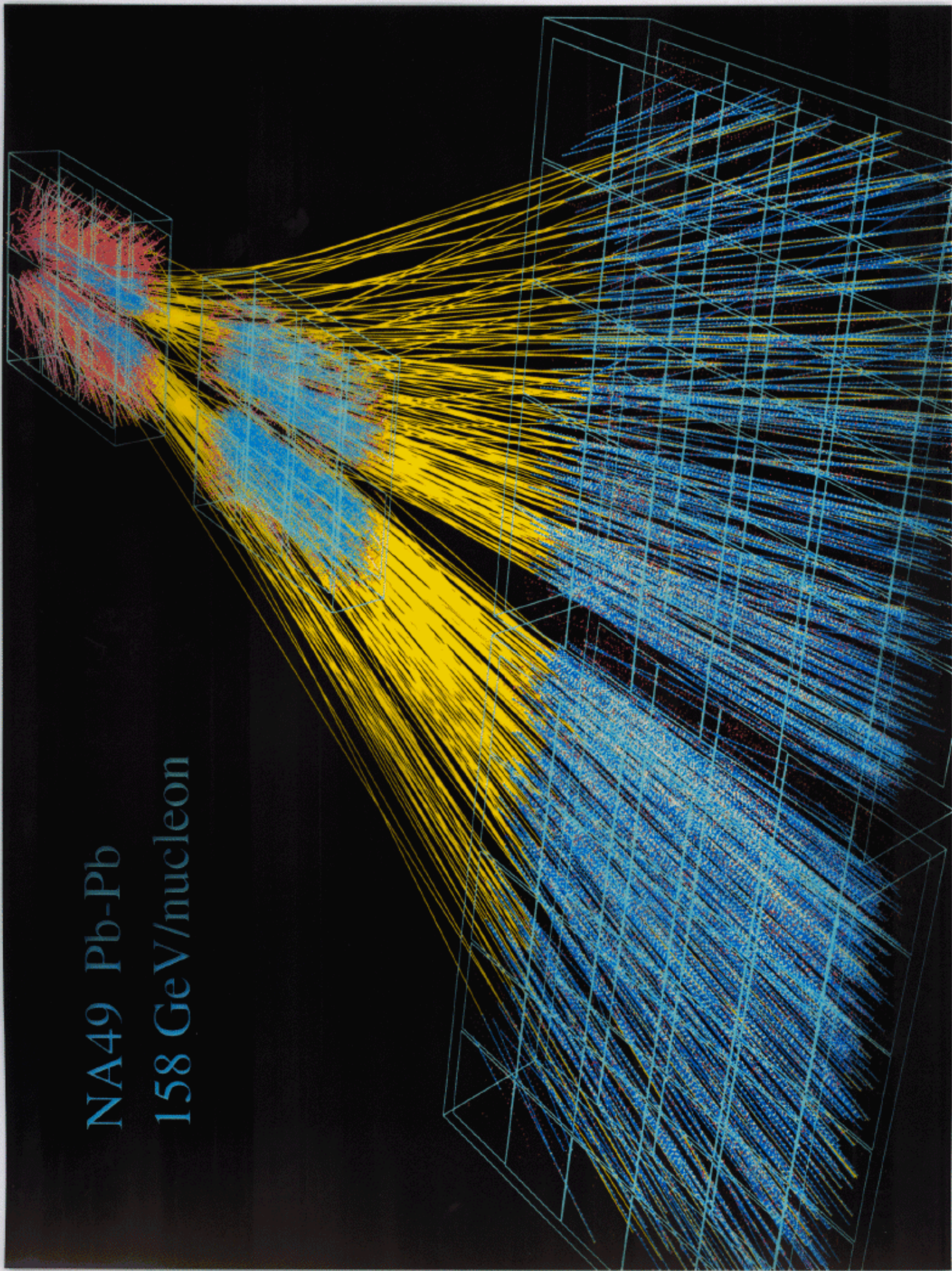
• Recent Heavy Ion Experiments at CERN

Experiment	Detector (main components)	Physics
NA44	single arm magnetic focussing spectrometer for one and two particles	<ul style="list-style-type: none"> two and three particle interferometry in narrow (y, p_T) regions single particle distributions
NA45/CERES	two RICH detectors, TPC with radial drift field	<ul style="list-style-type: none"> low mass (0.2-2GeV) <u>e^+e^- pairs</u>, vector mesons, <u>single photons</u> high p_T pions
NA49 (NA35 with O, S)	large acceptance hadron detector (TPCs, 2 vertex magnets, 2 calorimeters, TOF system)	<ul style="list-style-type: none"> single hadron distribution correlations <u>strange particle production</u> event-by-event fluctuations comparison with pp and pA
NA50 (NA38 with p,O,S)	<u>muon spectrometer</u>	<ul style="list-style-type: none"> <u>dimuon production</u> vector mesons <u>J/ψ suppression</u>
NA52	beam-line as charged-particle spectrometer	<ul style="list-style-type: none"> search of stranglets (= long-lived massive strange matter particles)
NA57 (WA85, WA94, WA97 SW SS PbPb with Omega)	silicon pixel detector planes	<ul style="list-style-type: none"> baryon and antibaryon spectra <u>strange and multistrange particle production</u>
WA98 (WA80)	<u>lead glass spectrometer</u> etc.	<ul style="list-style-type: none"> <u>photons and charged particles</u> at large acceptance search for DCC and direct photons
EMUn (n = 1...20)		<ul style="list-style-type: none"> emulsion experiments

NA49



NA49 Pb-Pb
158 GeV/nucleon



Resultate zum QGP

Viele Experimente haben Beiträge geleistet, z.B. durch Studien von Kollisionen unterschiedlicher Kerne wie

p-p, p-Be, p-Pb, S-S, S-Au, Pb-Pb

Dadurch kann die Entwicklung der Kollision durch Vergleiche besser verstanden und interpretiert werden.

Jeder Auswahl der Kollisionspartner entsprechen andere Werte der thermodyn. Variablen wie z.B.

die Energiedichte. Auf diese Weise kann man durch Wahl der Kollisionspartner die thermodyn. Variablen

"durchstimmen" und so die Prozesse im Hadronen-

gas, die den freien Blick auf das möglicherweise ent-

standene QGP verschleiern, abseparieren, um den

tatsächlichen Phasenübergang ins QGP erkennen zu

können.

Resultate zum QGP

- **baryochem. Gleichgewicht:** Produktionsraten der verschiedenen Hadronspezies zeigen an, ob das im QGP erwartete Gleichgewicht in der Kollision erreicht wurde.

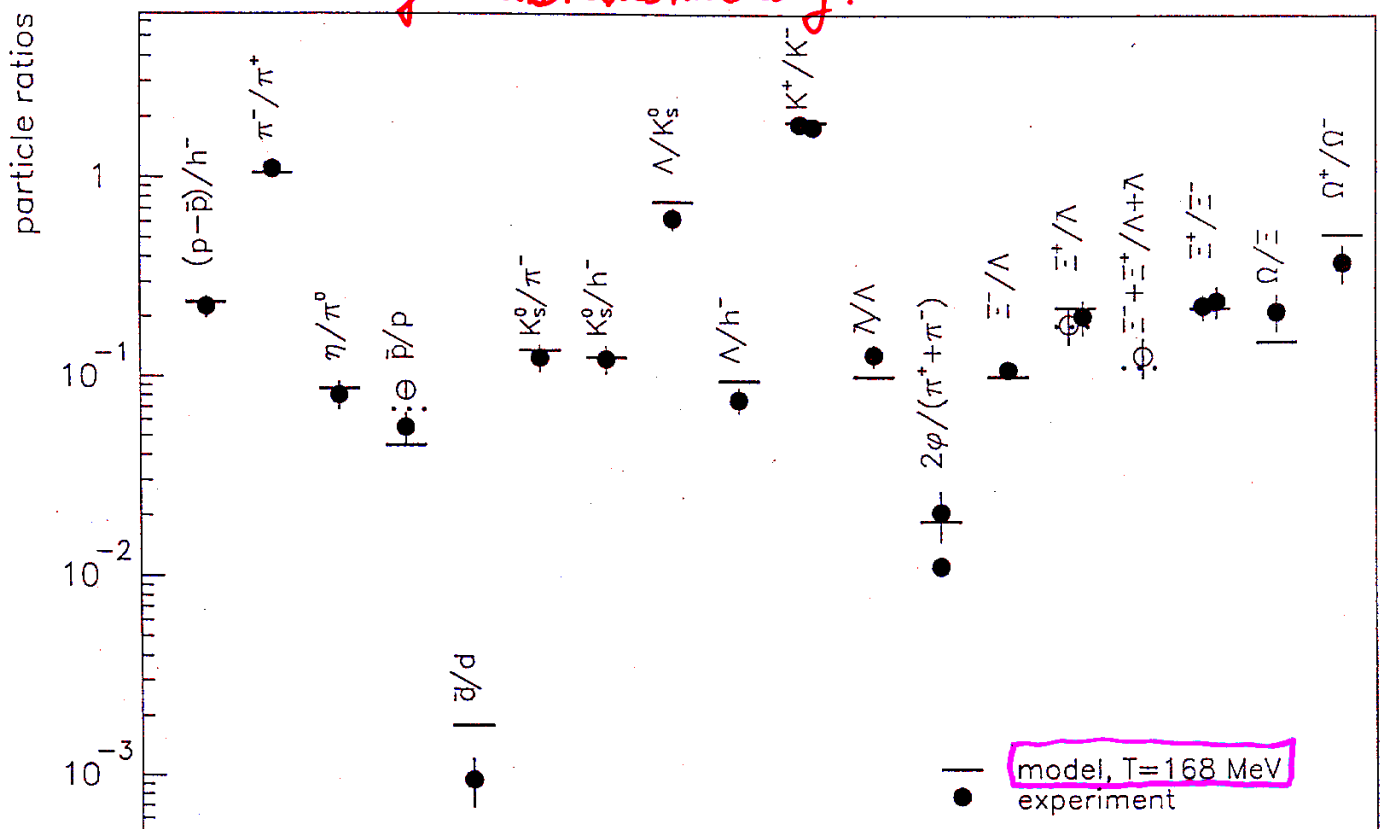
- ▷ **Modell zum Vergleich:** thermodyn. - statistisches Modell, in dem die Teilchendichten gemäß Bose-Einstein- (f. Mesonen, ganzzahliger Spin) oder Fermi-Dirac-Verteilung (+, f. Baryonen, halbzahligem Spin) gegeben sind:

$$\langle N(E) \rangle = \frac{1}{e^{(E-\mu)/kT} \pm 1}$$

mittlere Besetzungszahl der Zustände mit Energie E

Unter Beachtung der Temperatur des chem. Ausfrierens, T, des baryochem. Potentials μ und des Unterdrückungsfaktors γ_s in der strange Quark-Produktion (T, μ, γ_s und Volumen V der QGP-Phase sind anzupassende Modellparameter)

gute Übereinstimmung!



Resultate zum QGP

- Häufung von Teilchen aus mehreren strange Quarks**
 Produktionsraten der einzelnen Teilchen sind sehr verschieden.
 Darum Normierung auf Referenzprozess ohne QGP: p-Be (oben)
 und auf Zahl der Teilnehmerteilchen aus beiden Kernen
 am Stoß (untere Bilder), was der Zentralität des Stoßes
 entspricht.

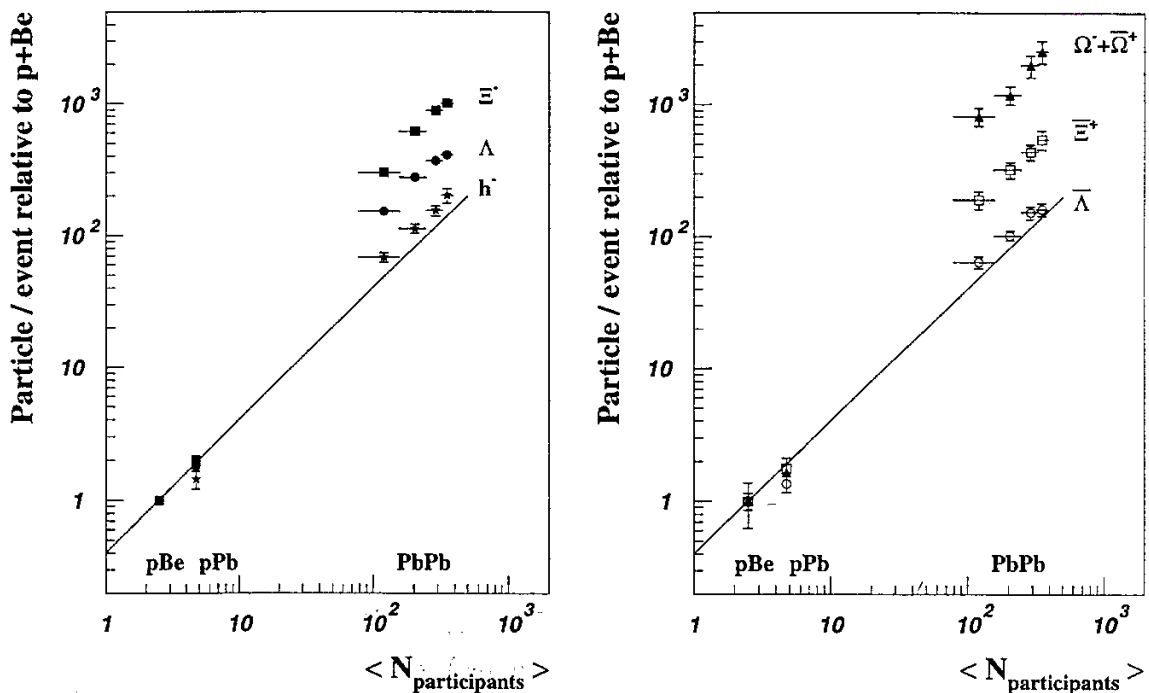


Figure 3. Yields per unit rapidity (same as in figure 2) relative to the p+Be yields.

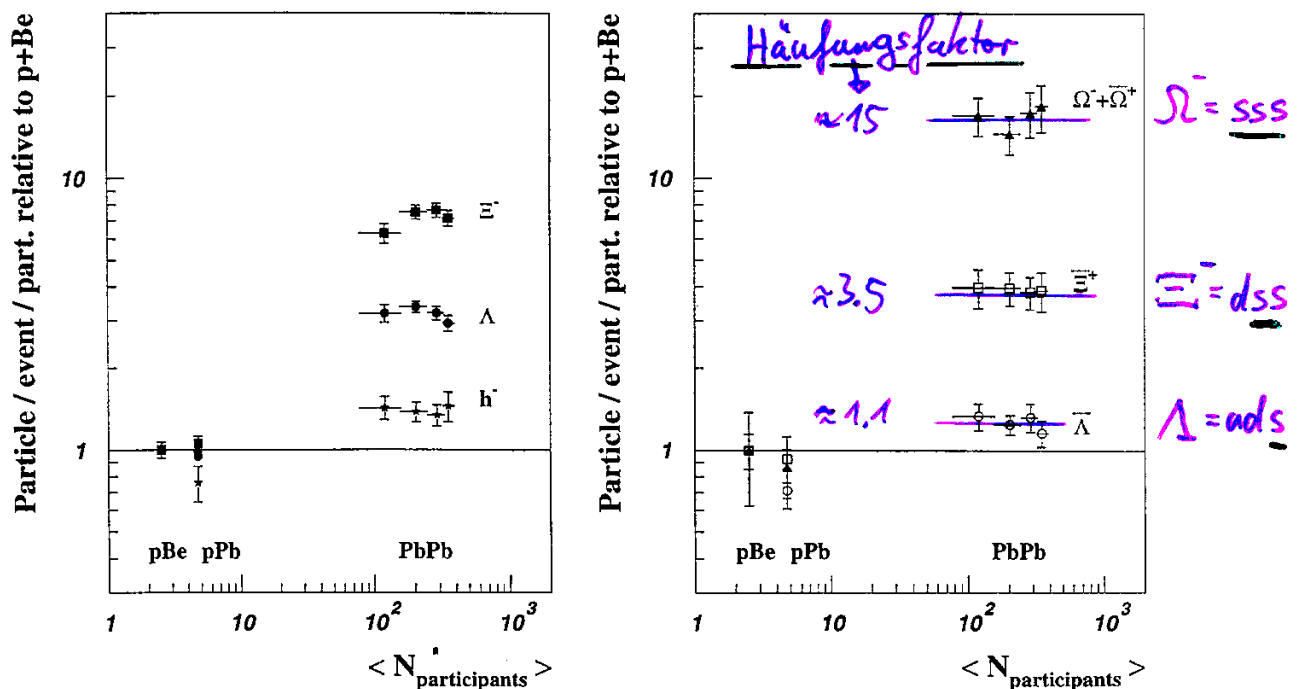


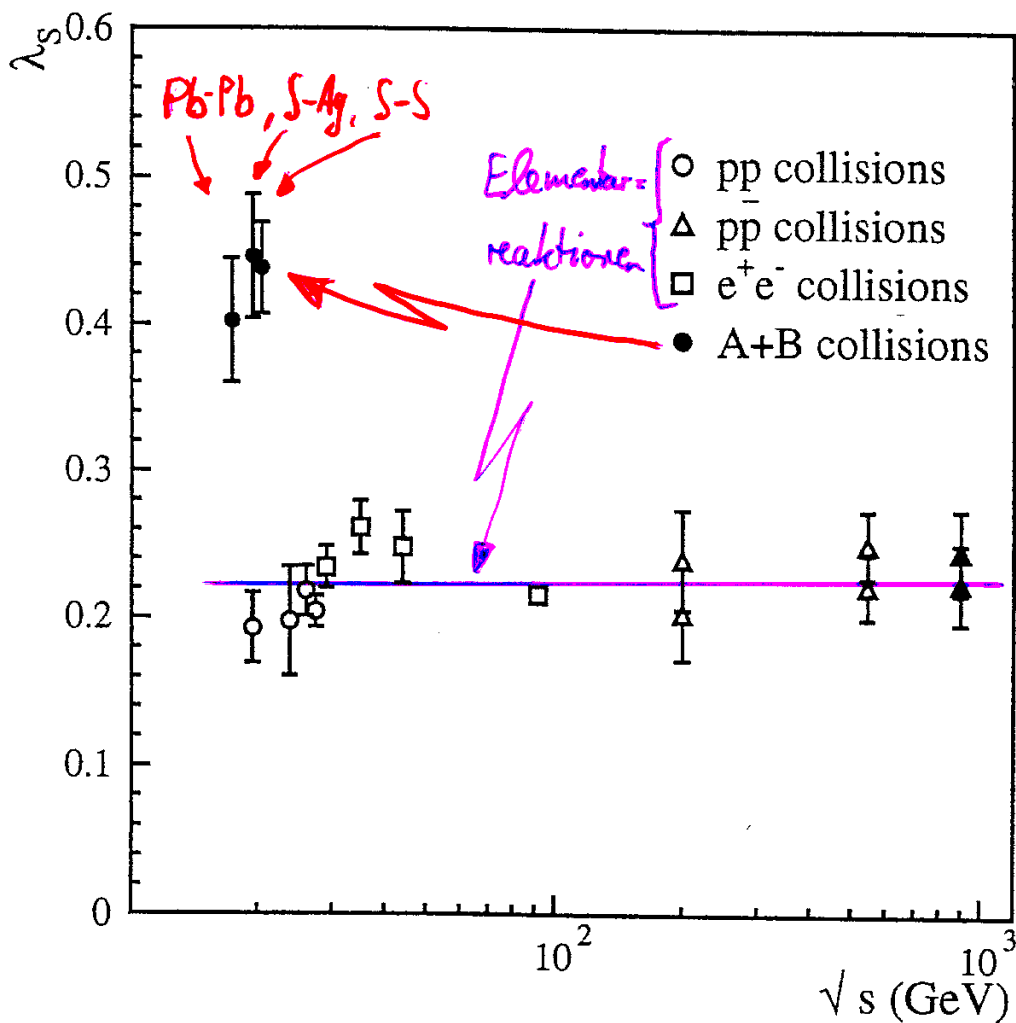
Figure 4. Yields per unit rapidity (same as in figure 2) per participant relative to p+Be.

Resultate zum QGP

• Häufung von (Teilchen aus) strange Quarks

Durch Auszählen aller Teilchen, die eines oder mehrere strange Quarks enthalten, kann man einen Strangeness-Unterdrückungsfaktor bestimmen:

$$\lambda_s := \frac{2 \langle s + \bar{s} \rangle}{\langle u + \bar{u} \rangle + \langle d + \bar{d} \rangle} \rightarrow \begin{cases} 1 & \text{keine Unterdrückung} \\ 0 & \text{maximale Unterdrückung} \end{cases}$$



Strange Quark-Produktion ist \sim Faktor 2 höher in A+B Kollisionen als in elementaren Reaktionen

Resultate zum QGP

- Unterdrückung von J/ψ Mesonen ($c\bar{c}$ -Mesonen)

Man betrachtet J/ψ Mesonen anhand ihres Zerfalls in ein $\mu^+\mu^-$ -Paar. Als Referenz wählt man den dominierenden und "gut verstandenen" Konkurrenzprozess $q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ (Drell-Yan-Prozess) im Bereich, wo ein zentraler Stoß vorlag. Die Zentralität des Stoßes kann man aus der Energie E_T des J/ψ -Mesons ermitteln: Je höher E_T , desto zentraler war der Stoß.

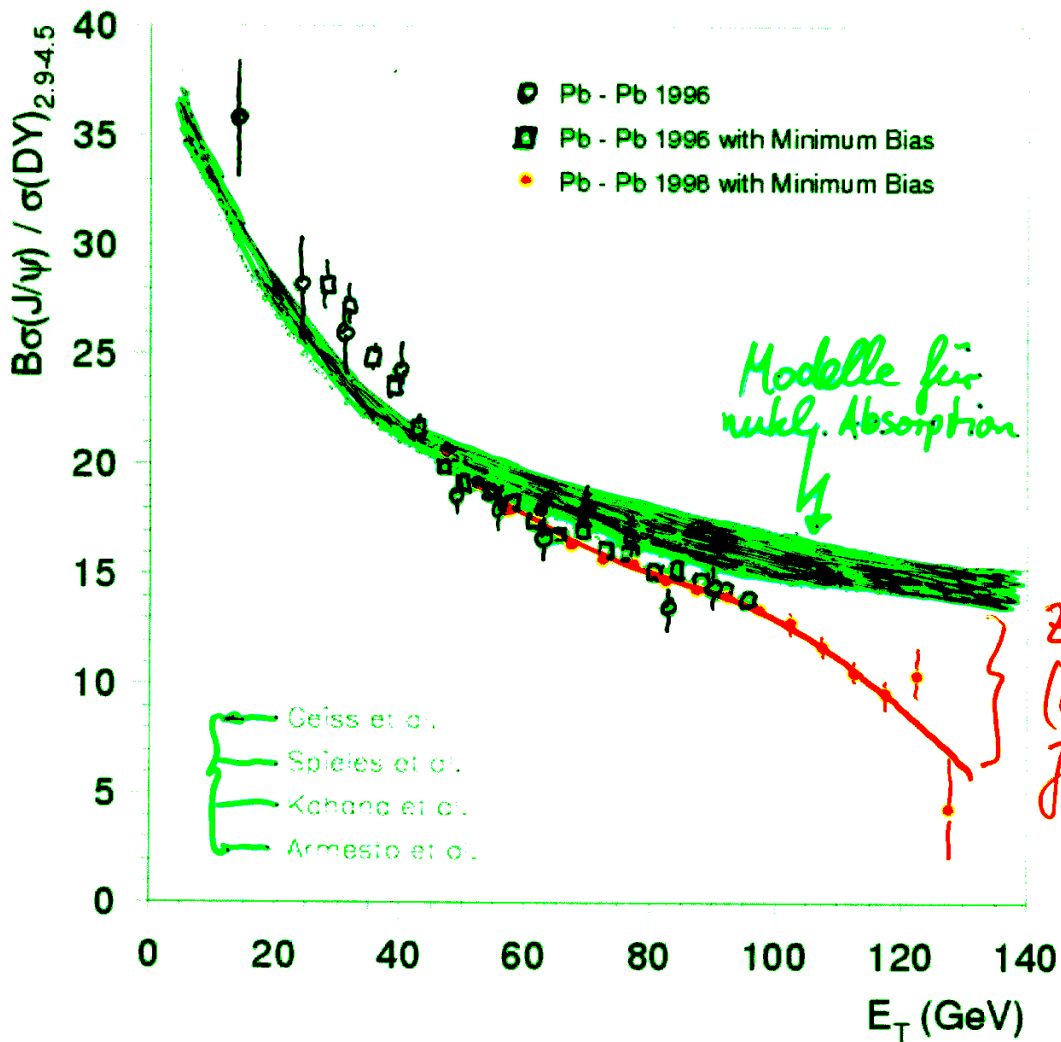
Schon durch die Einwirkung des Hadrongases findet eine Dissoziation und damit Unterdrückung von J/ψ -Mesonen statt. Dies kann man durch ein Exponentialgesetz gut beschreiben:

$$I(L) = I_0 e^{-L/L_0}$$

wobei $L_0 \approx 1/0.174 \text{ fm}^{-3} \cdot \sigma_{\text{Absorption}}$ die Reichweite eines J/ψ im Hadrongas angibt. $I(L)$ gibt dann die relative Häufigkeit von J/ψ -Mesonen bezügl. der $\mu^+\mu^-$ -Paarerzeugung durch den Drell-Yan-Prozess an.

J/ψ - Unterdrückung

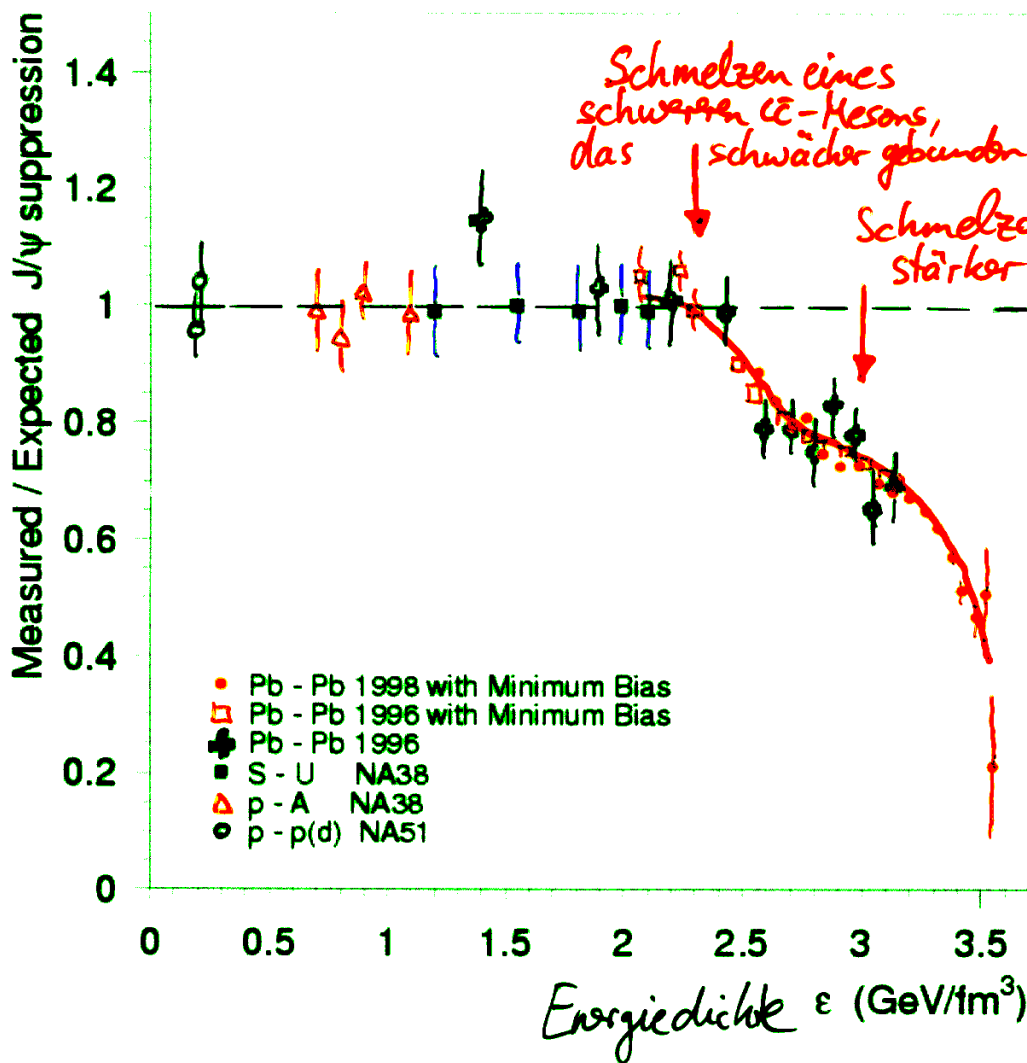
Häufigkeit
von
J/ψ → μ⁺μ⁻
bezüglich
q \bar{q} → μ⁺μ⁻



→
 Zunehmende Zentralität des Stoßes
 Zunehmende Energiedichte ϵ

J/ψ - Unterdrückung

Messung
Erwartung
für gewöhnliche
Absorption

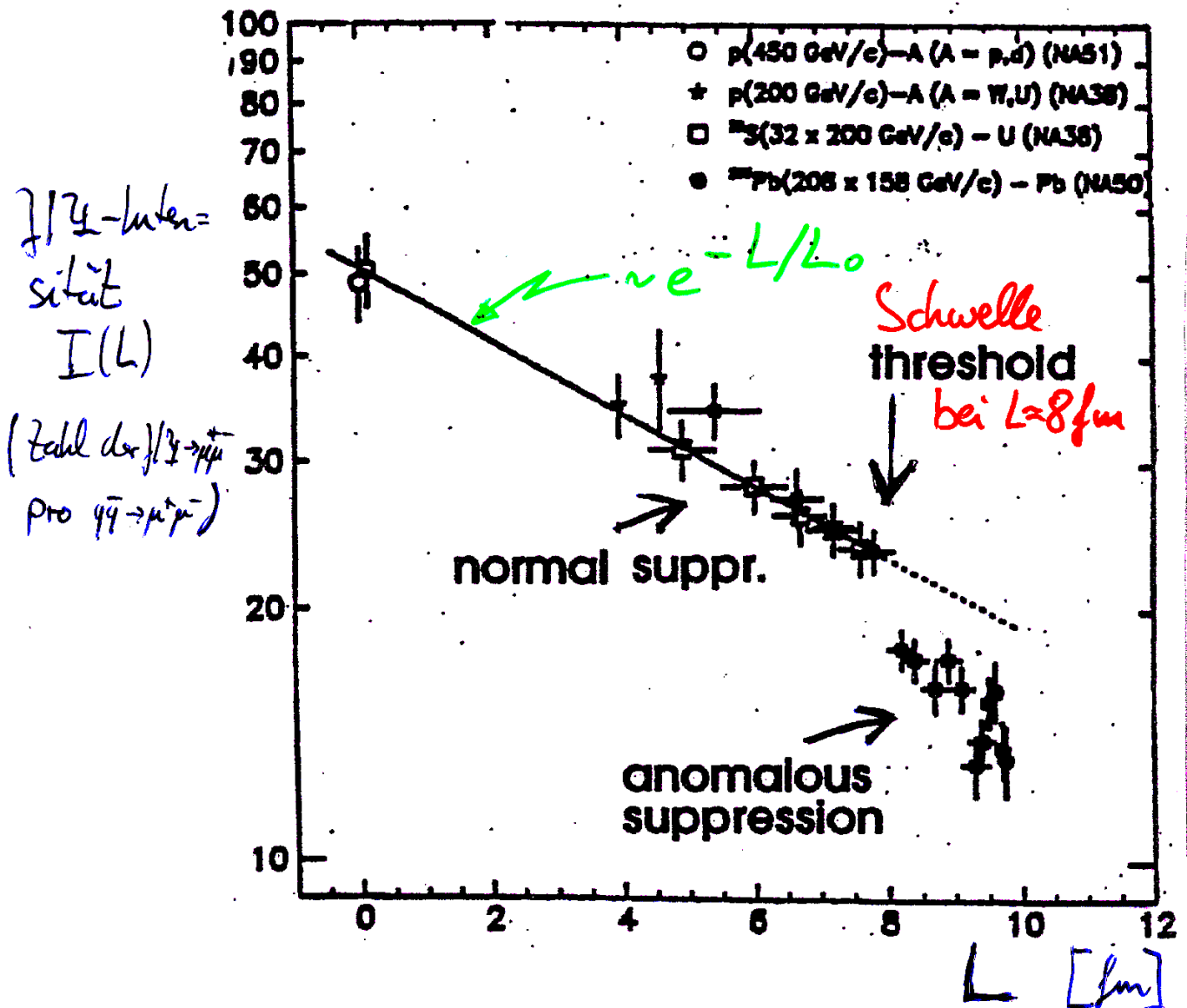


Schmelzen eines
schwereren $c\bar{c}$ -Mesons,
das schwächer gebunden ist

Schmelzen des J/ψ -Mesons,
stärker gebunden

J/ψ - Unterdrückung

Die zusätzlich, über die gewöhnliche Absorption in Hadrongas hinausgehende Unterdrückung sieht man in der Auftragung der J/ψ - Intensität (wie immer bezogen auf den Orell-Yan-Prozess) gegen die mittlere freie Weglänge L des J/ψ in Kernmaterie. L erhält man für jede Kollision aus einem geometrischen Modell unter Benutzung der Energie E_T , die senkrecht zur Achse des Strahls auftritt.



Stand der Erkenntnisse

in zentralen Stößen von ^{208}Pb auf ^{208}Pb bei $\approx 158 \text{ GeV/Nukleon}$ Strahlenergie findet man:

- Teilchenproduktionsraten wie für ein baryonchem. Gleichgewicht
- Erhöhte Erzeugung von Teilchen mit mehreren Strange Quarks
- Zusätzliche (anomale) Unterdrückung von J/ψ und anderen $c\bar{c}$ -Mesonen

Alles ist verträglich mit Erwartung für ein QGP. Allerdings fehlen noch einige Signaturen wie z.B. die thermische Abstrahlung von Photonen ($\sim T^4$).

Deshalb werden neue Experimente an anderen Beschleunigern gebaut und geplant. Zur Zeit wird am Brookhaven National Laboratory (BNL) der Relativistic Heavy-Ion Collider (RHIC) in Betrieb genommen, bei dem ^{197}Au auf ^{197}Au -Kerne im Collider-Modus aufeinander geschossen werden, wobei Energiedichten von $\varepsilon \approx 4 \text{ GeV/fm}^3$ erwartet werden. (30% höher als bisher $\rightarrow \approx 30\%$ höhere Temperatur $\rightarrow \approx 3$ -fach höhere Photonenabstrahlung)

RHIC ACCELERATION SCENARIO Au

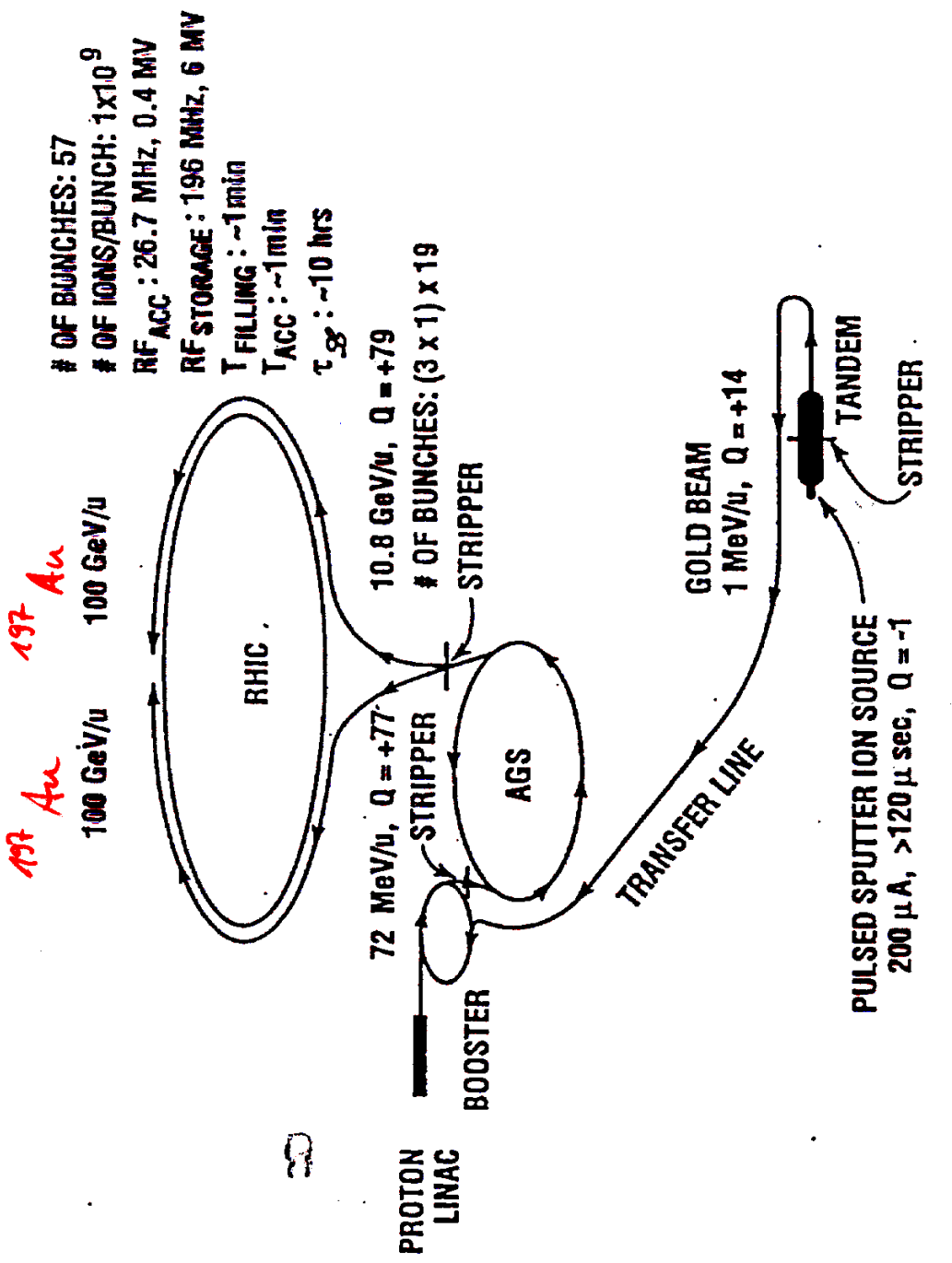
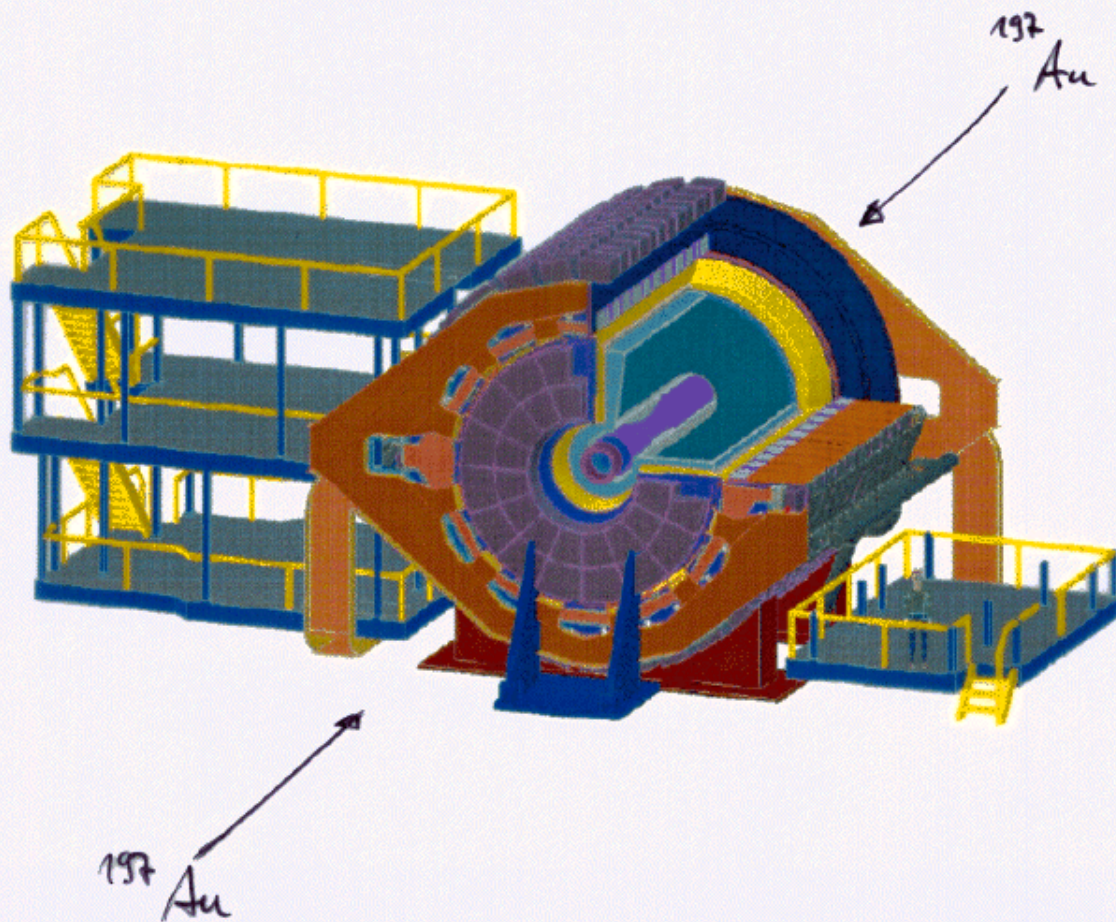


Figure 11: The Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) accelerator complex at Brookhaven National Laboratory. Nuclear beams are accelerated from the tandem Van de Graaff, through the transfer line into the AGS Booster and AGS prior to injection into RHIC. Details of the characteristics of proton and Au beams are also indicated after acceleration in each phase.

Der STAR - Detektor am RHIC



Simulierte Au-Au-Kollision in STAR

