#### Nukleon-Nukleon-Reaktionen, SS 2008

3. Vorlesung, 22.04.2008

Prof. Dr. E. Grosse

Das Deuteron im elektromagnetischen Feld

Reziprozitätssatz (detailliertes Gleichgewicht - detailed balance)

Experimente zur Synthese und Photodissoziation des Deuterons

Astrophysik: das Deuteron im Urknall





#### 1. Vorlesung, 08.04.2008:

- Starke Wechselwirkung
- Ladungsunabhängigkeit, Einführung des Isospins
- Eigenschaften der Nukleonen: Masse und Lebensdauer
- Kinematik nichtrelativistisch

#### 2. Vorlesung, 15.04.2008:

- Kinematik relativistisch
- Das Deuteron
- Definition Wirkungsquerschnitt

#### 3. Vorlesung, heute

- Das Deuteron im elektromagnetischen Feld
- Reziprozitätssatz (detailliertes Gleichgewicht, detailed balance)
- Experimente zu Synthese und Photodissoziation des Deuterons
- Astrophysikalisches: Bedeutung des Deuterons im Urknall

Folien im Internet: http://www.fzd.de/db/Cms?pOid=26617





#### Zustände des 2 - Nukleonen-Systems

$$T = 1$$
;  $T_3 = \frac{1}{2} \cdot (N-Z)^* = -1$ 

0

+1

ungebundene 'Streu'-Zustände

 $n \oplus n \oplus {}^{\prime 2}n^{\prime}, {}^{1}S_{0}$ 

0+ 1879.0 MeV

$$p \oplus p \ \ \ \ \ ^{12}He' \ \ 1876.6 \ MeV$$
 $E_{c} \sim 1.4 \ MeV$ 
 $\uparrow \frac{1}{2}^{+} \ \ \downarrow \frac{1}{2}^{+}$ 
 $0^{+} \sim 1878.0 \ MeV$ 

p ⊕ n ⊜ 
$${}^{1}S_{0}$$
 ${}^{1}\frac{1}{2}{}^{+}$  ↓  ${}^{1}\frac{1}{2}{}^{+}$  0+ ~1877.9 MeV

gebundener Zustand

p ⊕ n ⊜ d, 
$${}^{3}S_{1}$$
 (+ ε  ${}^{3}D_{1}$ )

↑  ${}^{1}/_{2}$ + ↑  ${}^{1}/_{2}$ + 1+ 1875.6 MeV

T = 0;  $T_3 = \frac{1}{2} \cdot (N-Z)^* = 0$  \*diese Konvention ist für Kerne praktischer





#### Klassifikation von 2-Teilchen-Systemen

 $v_{\mathbf{X}_{.l}}$ 

```
V=1: singulett, I=i_1+i_2=0
```

3: triplett,  $I=i_1+i_2=1$ 

 $X=S: \ell=0$ 

P : **ℓ**=1

D : ℓ=2

F: **l**=3

G: **ℓ**=4

H : **ℓ**=5

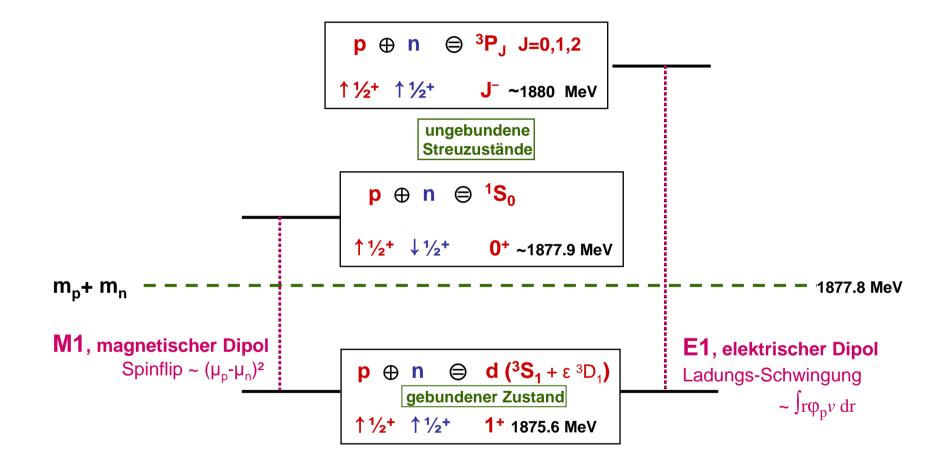
l : Bahndrehimpuls

 $I = \ell + I$  I: Spin des NN-Paares J : Gesamtdrehimpuls



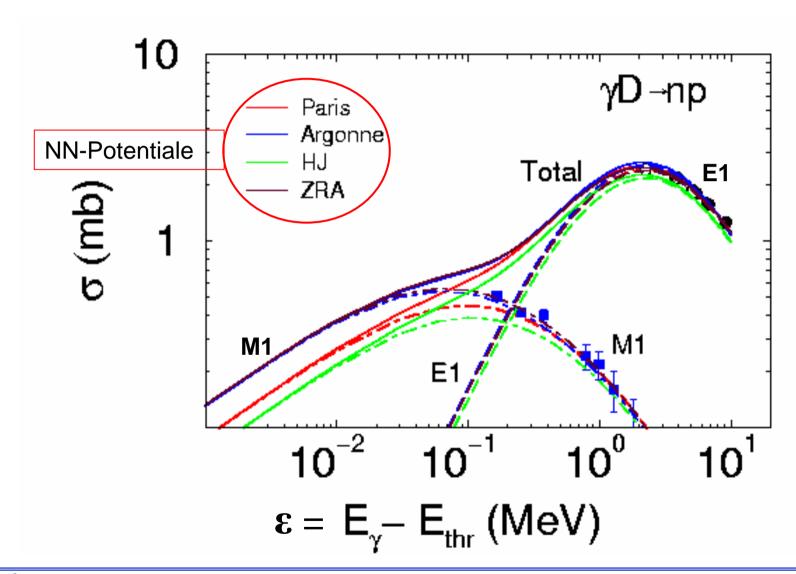


#### Kopplung des p-n-Systems an ein elektromagnetisches Feld





#### Modellrechnungen zur Photodissoziation des Deuterons







#### Der Reziprozitätssatz (detailliertes Gleichgewicht, detailed balance)

$$\sigma_{i o f}$$
 A(a,b)B Zeitumkehr  $\sigma_{f o i}$  B(b,a)A

• Fermis Goldene Regel für die Übergangswahrscheinlichkeit (Störungsrechnung):

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{\rm fi}|^2 \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}E_0}$$

- ...mit dem Matrixelement  $H_{fi}$  (Träger der kernphysikalischen Information)
- ...und der Zustandsdichte von freien Teilchen im Impulsraum in einem Volumen  $\tau$ :

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}E_0} = \frac{1}{\mathrm{d}E_0} \frac{4\pi \tau p^2 \mathrm{d}p}{(2\pi\hbar)^3}$$

Diese Zustandsdichte lässt sich mit der Stoßkinematik berechnen





#### Zustandsdichte für Spin 0-Teilchen

A(a,b)B 
$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}E_0} = \frac{1}{\mathrm{d}E_0} \frac{4\pi \tau p^2 \mathrm{d}p}{(2\pi\hbar)^3}$$

$$|p_{\rm b}|=|p_{\rm B}|=p$$

$$dE_d = dE_b + dE_B$$

$$dE_b = p/m_b dp$$

$$dE_b = p/m_b dp$$
  $dE_B = p/m_B dp$ 

$$dE_d = dE_b + dE_B = (1/m_b + 1/m_B) p dp = 1/\mu_f p dp$$

mit der reduzierten Masse  $\mu_f$  im Endzustand  $1/\mu_f = (1/m_h + 1/m_R)$ 

Es folgt: 
$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}E_0} = \frac{4\pi \tau}{(2\pi\hbar)^3} \mu_{\mathrm{f}} p = \frac{4\pi \tau}{(2\pi)^3 \hbar^2} \mu_{\mathrm{f}} k_{\mathrm{f}} \quad \text{mit Wellenzahl } k_{\mathrm{f}} \text{ und } p = \hbar k_{\mathrm{f}}$$





#### Differenzieller Wirkungsquerschnitt d $\sigma$ /d $\Omega$

A(a,b)B 
$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{1}{4\pi}W\frac{1}{j}$$

Mit Stromdichte  $j = v / \tau = Geschwindigkeit v * Teilchendichte <math>1/\tau$ 

[1 Teilchen/Volumen τ]

$$\frac{\mathbf{d}\sigma}{\mathbf{d}\Omega} = \frac{1}{4\pi} W \frac{\tau}{\mathbf{v}} = \frac{1}{4\pi} W \tau \frac{\mu_{\mathbf{i}}}{\hbar k_{\mathbf{i}}}$$

Hier ist  $k_i$  die Wellenzahl im Eingangskanal. Setze nun Fermis Goldene Regel ein:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} = W \frac{1}{4\pi} \tau \frac{\mu_{\mathrm{i}}}{\hbar k_{\mathrm{i}}} = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{\mathrm{fi}}|^2 \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}E_0} \frac{1}{4\pi} \tau \frac{\mu_{\mathrm{i}}}{\hbar k_{\mathrm{i}}}$$

Setze nun die Phasenraumbeziehung ein und normiere auf  $1/\tau^2$ 

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{fi}|^2 \frac{4\pi \tau}{(2\pi)^3 \hbar^2} \mu_f k_f \frac{1}{4\pi} \tau \frac{\mu_i}{\hbar k_i} = \frac{1}{(2\pi)^2 \hbar^4} |H_{fi}|^2 \mu_i \mu_f \frac{k_f}{k_i}$$





#### Differenzieller Wirkungsquerschnitt d $\sigma$ /d $\Omega$ mit Spin

A(a,b)B 
$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{1}{(2\pi)^2 \hbar^4} |H_{\mathrm{fi}}|^2 \mu_{\mathrm{i}} \mu_{\mathrm{f}} \frac{k_{\mathrm{f}}}{k_{\mathrm{i}}}$$

Durch die Gesamtdrehimpulse  $I_{\rm b}, I_{\rm B}$  der Teilchen im Ausgangskanal werden  $(2*I_{\rm b}+1)*(2*I_{\rm B}+1)$  Zustände zugänglich:

$$\frac{d\sigma_{i\to f}}{d\Omega} = \frac{(2I_b + 1)(2I_B + 1)}{(2\pi)^2 \hbar^4} |H_{fi}|^2 \mu_i \mu_f \frac{k_f}{k_i}$$

Analog nun für die zeitumgekehrte Reaktion B(b,a)A:

$$\frac{d\sigma_{f\to i}}{d\Omega} = \frac{(2I_a + 1)(2I_A + 1)}{(2\pi)^2 \hbar^4} |H_{if}|^2 \mu_i \mu_f \frac{k_i}{k_f}$$

Zeitumkehrinvarianz bedeutet für das Matrixelement:  $|H_{\rm if}|^2 = |H_{\rm fi}|^2$ 





#### Der Reziprozitätssatz bedeutet also:

$$\sigma_{i\rightarrow f}$$
A(a,b)BZeitumkehr $\sigma_{f\rightarrow i}$ B(b,a)A
$$\frac{d\sigma_{i\rightarrow f}}{d\Omega} \frac{d\sigma_{i\rightarrow f}}{d\sigma_{f\rightarrow i}} = \frac{(2I_b+1)(2I_B+1)}{(2I_a+1)(2I_A+1)} \frac{k_f^2}{k_i^2}$$

• Unter der fundamentalen Voraussetzung der Zeitumkehrinvarianz lassen sich also zwei Kernreaktionen miteinander verknüpfen, wenn man die Drehimpulse der Reaktionspartner kennt und die Impulse / Wellenzahlen  $k_i/k_f$  in den Ein- und Ausgangskanälen berücksichtigt. Insbesondere kann man Synthese und Photodissoziation des Deuterons zueinander in Beziehung setzen:

 $\sigma_{i \rightarrow f}$  p(n, $\gamma$ )<sup>2</sup>H Zeitumkehr  $\sigma_{f \rightarrow i}$  <sup>2</sup>H( $\gamma$ ,n)p







$$4 \cdot \frac{k}{\omega} \cdot \frac{d\sigma_{syn}}{d\Omega_{\gamma}} = 6 \cdot \frac{\omega}{k} \cdot \frac{d\sigma_{dis}}{d\Omega_{n}}$$

$$2I_{\gamma}+1 = (3) \rightarrow 2$$
  $2I_{N}+1=2$   $2I_{D}+1=3$ 

$$2I_N + 1 = 2$$

$$2I_{\rm D} + 1 = 3$$

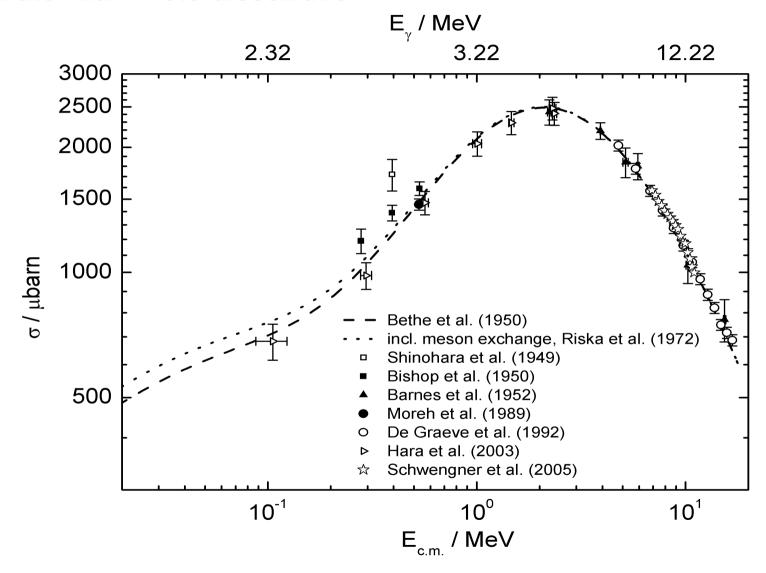
 $\omega$ : cm photon energy @  $\theta_{cm}$ 

k: cm neutron momentum @  $\theta_{cm}$ 





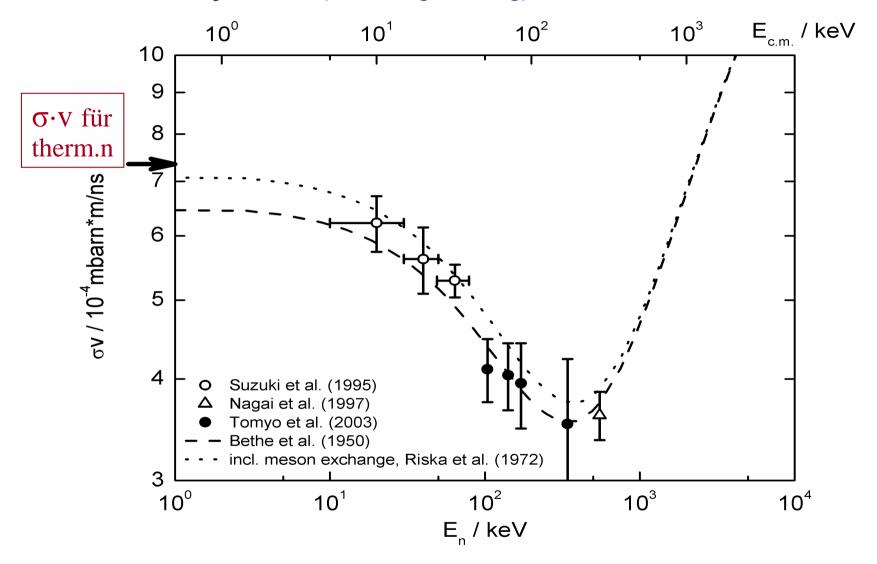
#### **Daten zur Photo-dissoziation**







#### Daten zur Synthese (Strahlungseinfang)







#### **Near-threshold approximations**

$$ω = 2.225 \text{ MeV} + ε$$
;  $ε < ω$ 

$$m_n + m_p - m_d = 2224579(13) \text{ eV}$$

kinematics: non-relativistic & m<sub>p</sub>≈ m<sub>n₁</sub>:

$$\omega^{\text{lab}} \approx \omega$$
;  $k_n^2 \approx 2 m_n c^2 E_n^{kin}$ ;  $k_n \approx m_n \mathbf{v}_n c$ 

capture:  $\varepsilon \approx E_n^{kin,lab}/2$ 

disintegration: 
$$E_n^{kin,lab} \approx \varepsilon/2$$
  $\sqrt{s-m_n-m_p} = E_{CM} \approx \varepsilon$ 

small relative change of  $\omega$  and thus also of W:

$$\frac{d\sigma_{dis}}{d\Omega_{v}} = \alpha \cdot \frac{32\pi^{8}}{6 \cdot W^{2}} \cdot \frac{k}{\omega} \cdot \left| \left\langle p_{pn} \left| \sum_{\lambda} \Im_{\lambda}(W) \right| p_{d} \right\rangle \right|^{2} \propto \approx \frac{m_{n} \cdot v_{n}}{6 \cdot \omega} \cdot \left| \left\langle \left| \right\rangle \right|^{2}$$

and:

$$\frac{d\sigma_{syn}}{d\Omega_{\gamma}} = \alpha \cdot \frac{32\pi^{8}}{4 \cdot W^{2}} \cdot \frac{\omega}{k} \cdot \left| \left\langle p_{d} \left| \sum_{\lambda} \Im_{\lambda}(W) \right| p_{pn} \right\rangle \right|^{2} \propto \approx \frac{\omega}{4 \cdot m_{n} \cdot v_{n}} \left| \left\langle | \cdot \rangle \right|^{2}$$

hence - as long as  $|<|...|>|^2$  is  $\approx$  constant:

 $d\sigma_{syn}/d\Omega \approx \text{proportional to } 1/v_n \text{ (below } \epsilon \approx 2 \text{ keV)} \quad \bigcirc \quad \partial_t N \sim \sigma_{syn} \cdot v_n \neq f(v)$ 

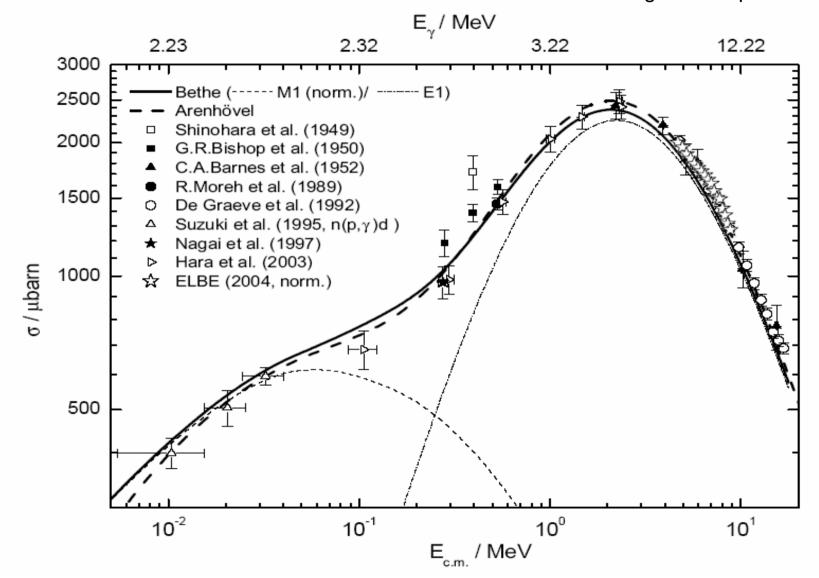
c=1; h=1





#### Daten zur Photo-dissoziation und Daten zur Synthese -

nach Umrechnung mit Reziprozitätssatz





Die Experimente zur Synthese und Photodissoziation des Deuterons benötigen Strahlen von Neutronen bzw. Photonen, beide sind neutral und nicht zu beschleunigen.

Sie werden als Sekundärstrahlen erzeugt bei der Wechselwirkung geladener Projektile.

#### Für Neutronen nutzt man:

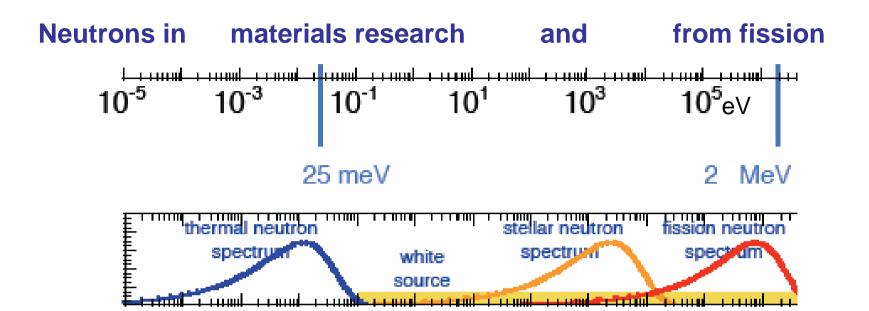
- 1. Die Spaltung von U, Pu, Cm
- 2. Kernreaktionen wie z.B.  $p+^7Li \rightarrow ^7Be+n$
- 3. Die Spallation schwerer Kerne durch hochenergetische Protonen
- 4. Die Dissoziation schneller d im Feld schwerer Kerne
- 5. Die photoinduzierte n-Emission durch Bremsstrahlung von Elektronen

Durch einen gepulsten Beschleunigerstrahl werden Neutronenpulse erzeugt, die es erlauben über die Flugzeit die n-Energie zu bestimmen.

Dies ist bei n aus einer Kettenreaktion i. A. nicht möglich.







Term	Energy	Velocity (m/s)	Wavelength (nm)	Temperature (K)
ultracold	<0.2 μeV	<6	>64	< 0.002
very cold	$0.2 \mu\text{eV} \le E < 50 \mu\text{eV}$	$6 \le v < 100$	$4 < \lambda \le 64$	$0.002 \le T < 0.6$
cold	$0.05 \text{ meV} < E \le 25 \text{ meV}$	$100 < v \le 2200$	$0.18 \le \lambda < 4$	$0.6 < T \le 300$
thermal	25 meV	2200	0.18	300
epithermal	$25 \text{ meV} < E \le 500 \text{ keV}$	$2200 < v \le 1 \times 10^7$		
fast	>500 keV	>1 × 10 <sup>7</sup>		





#### **Neutron sources**

Neutrons are delivered to experiments from

- a) fission (chain reactions in reactors)
- b) electron beam induced processes
- c) proton induced spallation
- d) specific nuclear reactions

To tag neutrons according to their velocity (energy) a start signal has to come from an accelerator, thus only processes b, c, d are useful.

Large new installations for spallation (c) exist.

For certain applications electrons (b) have advantages

(esp. high repetition rates for fast neutrons).

nELBE covers 0.2 <  $E_n$ < 10 MeV with  $f \ge 0.4$  MHz and a flight path of ~ 5 m – moderation is suppressed





# J-PARC Japan Proton Accelerator Research Complex Tokai-mura, Japan



A (PbBi)<sub>liq</sub> spallation target is irradiated by 0.6 GeV protons to supply neutrons for ADS-BT and TEF-P. The beam has a pulse length & distance of 500 µs & 20 ms; its power can be varied between 10 W and 0.2 MW.





#### Spallation Neutron Source Oak Ridge, Tenn., USA

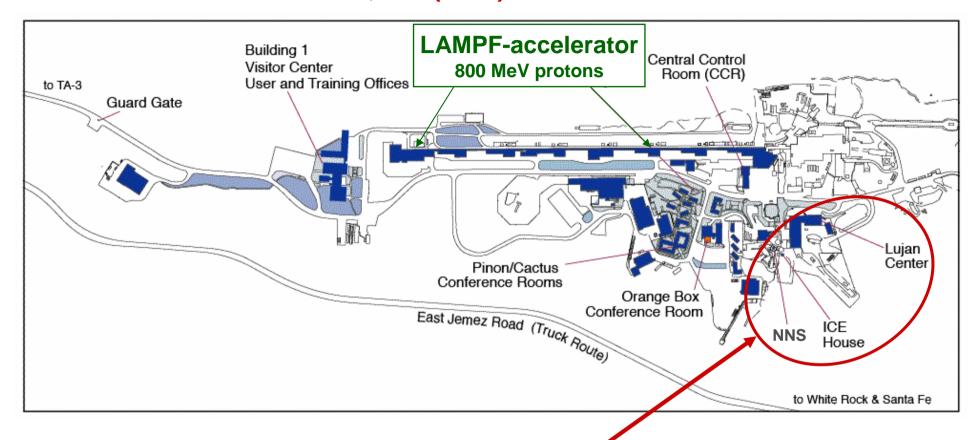


A  $Hg_{liq}$  spallation target is irradiated by 1 GeV protons to supply neutrons for materials research. The beam has a pulse length & distance of 1  $\mu$ s & 17 ms; its power can reach up to 1.4 MW.





#### LANL-NSC at Los Alamos, NM (USA)

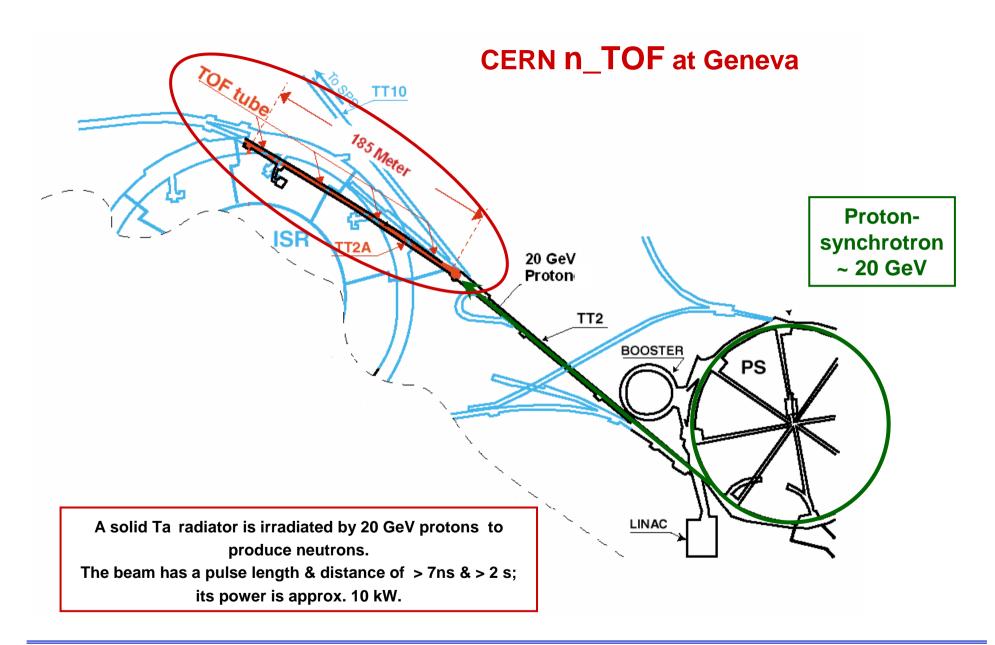


#### LANSCE, dedicated to research with neutrons

A solid W target is irradiated by 800 MeV protons to supply neutrons for NNS and LujanNSC. The beam has a pulse length & distance of 125 ns & 50 ms; its power can be up to 60 kW.

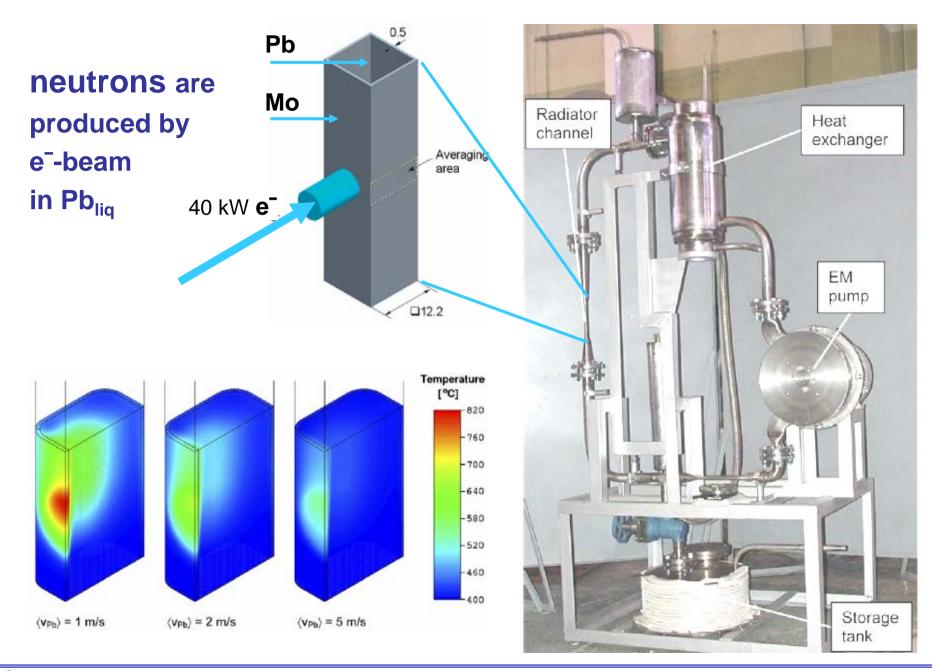






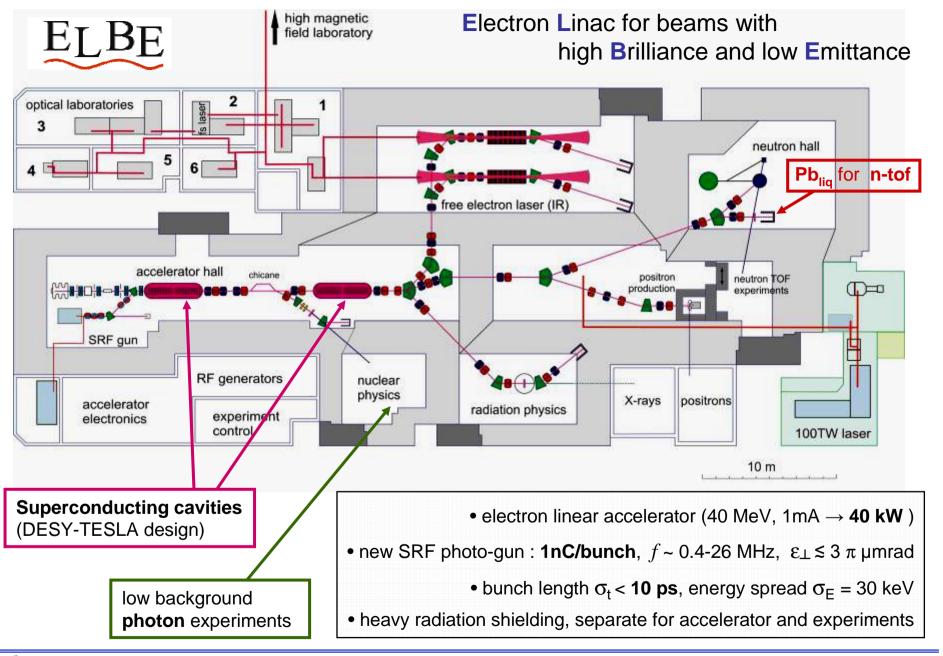
















Auch die Messung des Wirkungsquerschnitts für die Synthese von Deuterium bei thermischer Energie wird mit gepulsten n gemacht:

In Wasser bekannter T werden sie zuerst moderiert und dann eingefangen unter Aussendung des 2.22 MeV  $\gamma$ .

Die Verzögerung des  $\gamma$  ist proportional zu  $1/\sigma$ .

#### Die aktuellsten Resultate:

Pile oscillator	$329 \pm 2$	1957	Cummins (Ref. 25)
Diffusion length	$330 \pm 4$	1958	Dio (Ref. 3)
Stationary, $\sigma_B/\sigma_H$	$328 \pm 4$	1958	Baker (Ref. 26)
Pulsed, variable size samples	$337 \pm 5$ °	1959	Sjostrand et al. (Ref. 27)
Random pulses, large fixed sample	$330 \pm 8$	1959	Stooksberry and Crouch (Ref. 28)
Pulsed, variable size samples	$335 \pm 5$	1961	Meadows and Whalen (Ref. 29)
Pulsed, variable size samples	$325.3 \pm 1.6$	1962	Lopez and Beyster (Ref. 30)
Pulsed, large fixed sample	$334.2 \pm 0.5$	1965	Cox et al. (Ref. 9)
Pulsed, variable size samples	$333.1 \pm 3.0$	1965	Pal et al. (Ref. 31)
Pulsed, variable size samples	$335.7 \pm 2.7$	1965	Arai and Kuchle (Ref. 32)
Pulsed, variable size samples	$321 \pm 2.5$	1969	Nassar and Murphy (Ref. 33)
Pulsed, variable size samples	$323 \pm 4.7$	1969	Nassar and Murphy (Ref. 33)
Pulsed, variable size samples	$332.6 \pm 0.7$		This work





#### Measurement of the 2200 m/sec neutron-proton capture cross section\*

D. Cokinos<sup>†</sup> and E. Melkonian Columbia University, New York, New York 10027 (Received 10 January 1977)

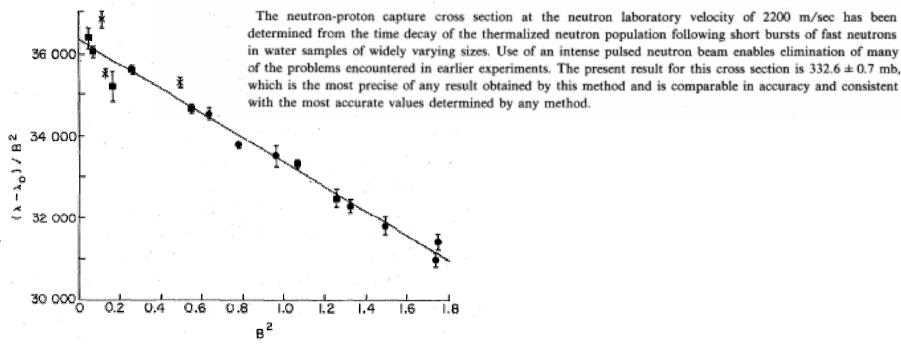


FIG. 2. Experimental results plotted as  $(\lambda - \lambda_0)/B^2$  vs  $B^2$  where  $\lambda_0$  is taken as 4882 sec<sup>-1</sup>. "×" indicates those measurements deviating by 4 or more standard deviations from the best fit line which has been calculated without these points. "■" indicates results for those samples which are near cubical shape and used in an alternate calculation.





Die Moderation erfolgt über die Stöße mit H-Kernen im Wasser.

Um die Energie auf 1/10 zu bringen, werden 3.3 Stöße benötigt, und im Mittel einige 10 µs.

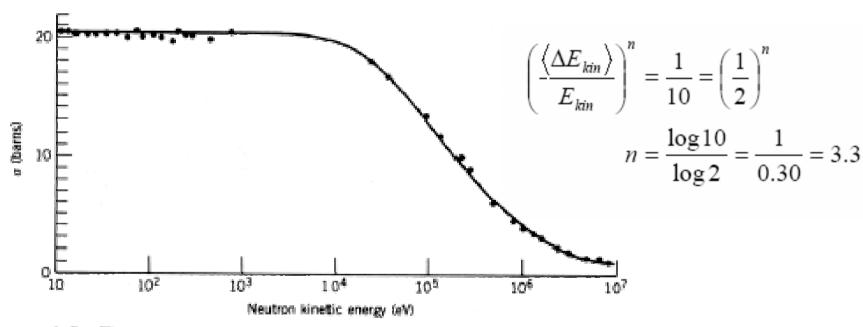


Figure 4.6 The neutron-proton scattering cross section at low energy. Data taken from a review by R. K. Adair, *Rev. Mod. Phys.* 22, 249 (1950), with additional recent results from T. L. Houk, *Phys. Rev. C* 3, 1886 (1970).





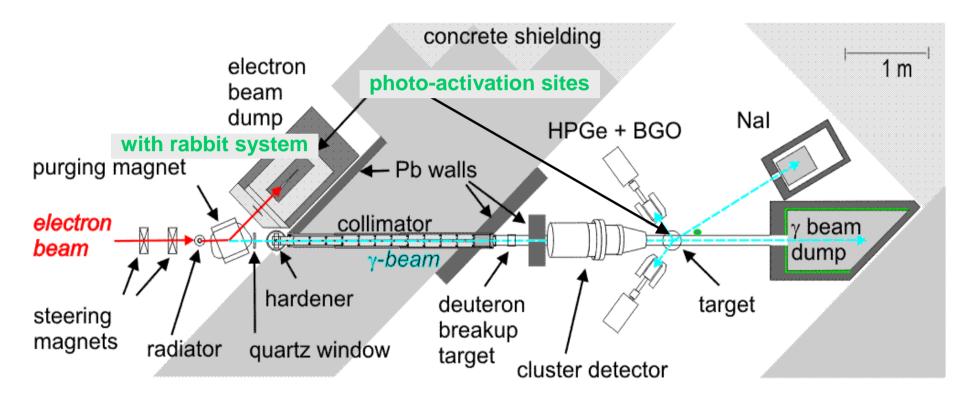
Photonen für kernphysikalische Experimente gewinnt man durch:

- 1. Bremsstrahlung von MeV-Elektronen (ein Kontinuum),
- 2. Compton-Streuung von Laser-Licht an Elektronen von 0.1 10 GeV,
- 3. Vernichtung schneller Positronen im Fluge.

Die Beschränkung der kinematischen Bedingungen führt bei 2 & 3 zu quasi-monochromatischen Photonen geringer Energiebreite – aber auch geringer Intensität.



# Photon scattering and photo-dissociation experiments at ELBE



#### **Photon flux:**

- electron-beam dump: Φ ~ 10<sup>10</sup> (s·cm<sup>2</sup>·MeV)<sup>-1</sup>
- NRF-target site :  $\Phi \sim 10^8 \text{ (s} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{MeV})^{-1}$





Die Wirkungsquerschnitte von Synthese und Photodissoziation des Deuterons spielen eine große Rolle bei der Bildung der Elemente He und Li im big bang.

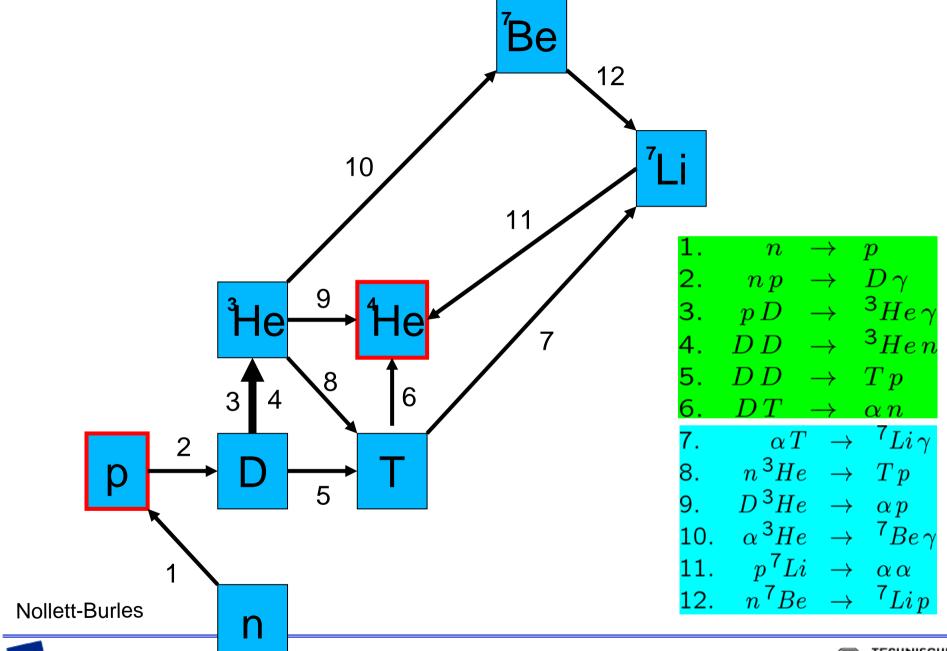
In Abhängigkeit von der Lebensdauer des n wird <sup>2</sup>H synthetisiert und je nach Photon zu Nukleon – Verhältnis η wieder dissoziiert.

Die im Kosmos beobachtete Häufigkeit von  ${}^{2}$ H,  ${}^{4}$ He,  ${}^{6}$ Li und  ${}^{7}$ Li kann mit  $\eta$  zur Zeit des big bang korreliert werden, wenn die  $\sigma$ 's genügend genau bekannt sind.

Die kosmische Hintergrundstrahlung ist ein Maß für  $\eta$  zur Zeit der Entkopplung von Strahlung und Materie, zu der der Kosmos transparent wurde.

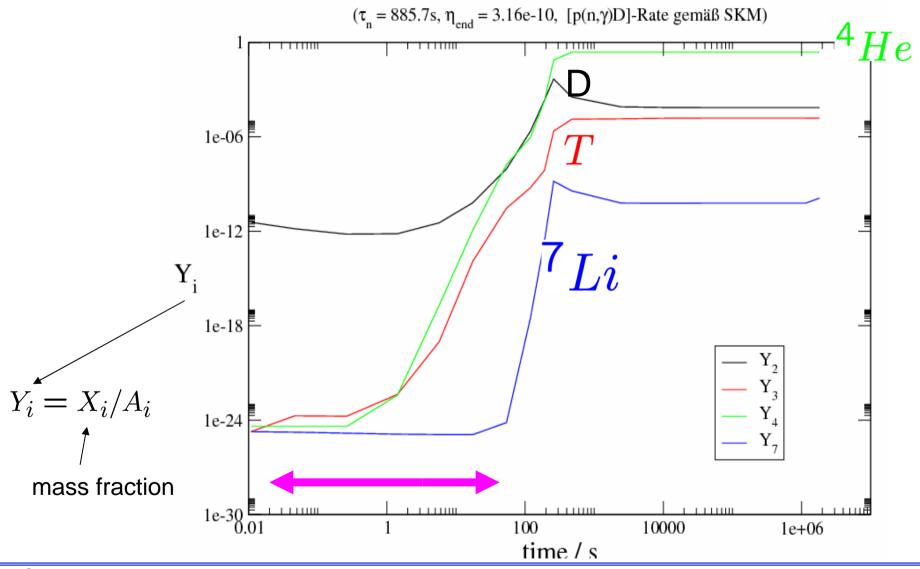






Forschungszentrum
Dresden Rossendorf in der Leibniz-Gemeinschaft

#### **Evolution of Abundances**

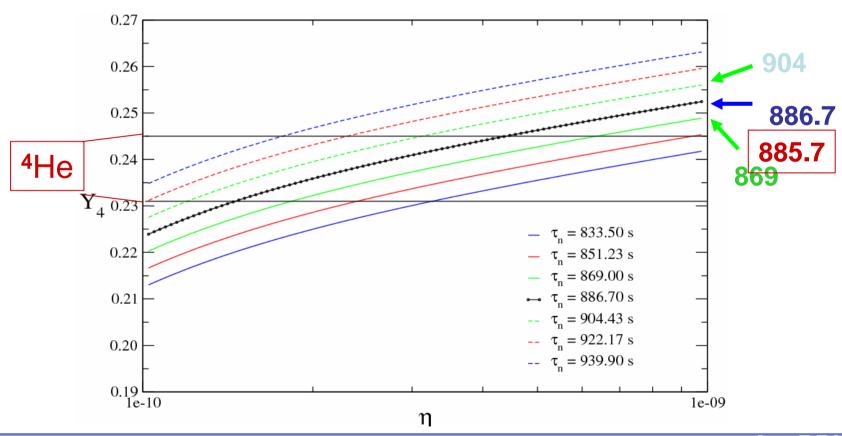




## Neutron Life Time $n \to p^+e^-\nu_e$

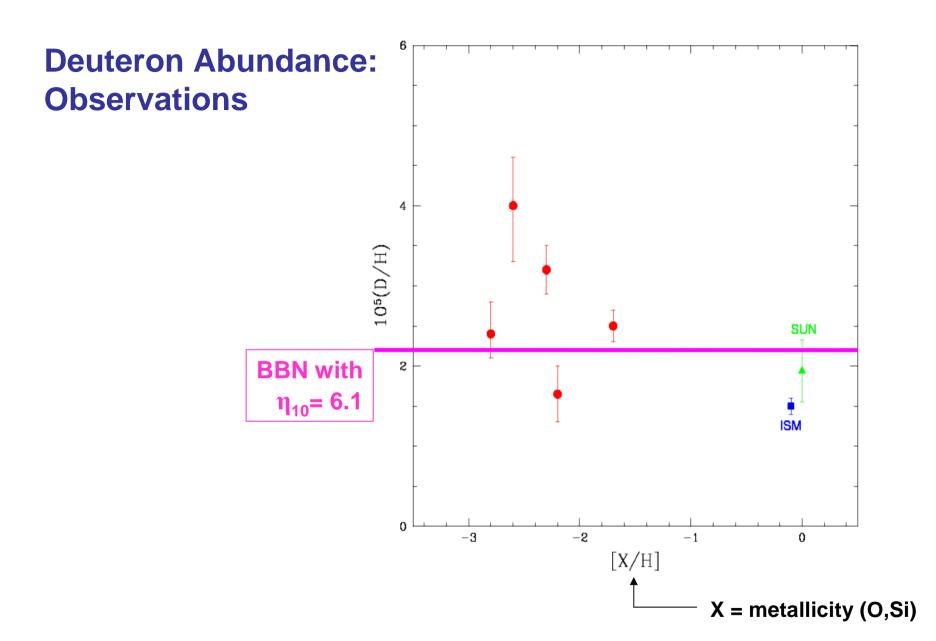
nearly all n are in  ${}^4 ext{He}$ : Y( ${}^4 ext{He}$ ) depends on  $au_n$ 

and also on the number of  $\nu$  flavours (other abundances are robust)



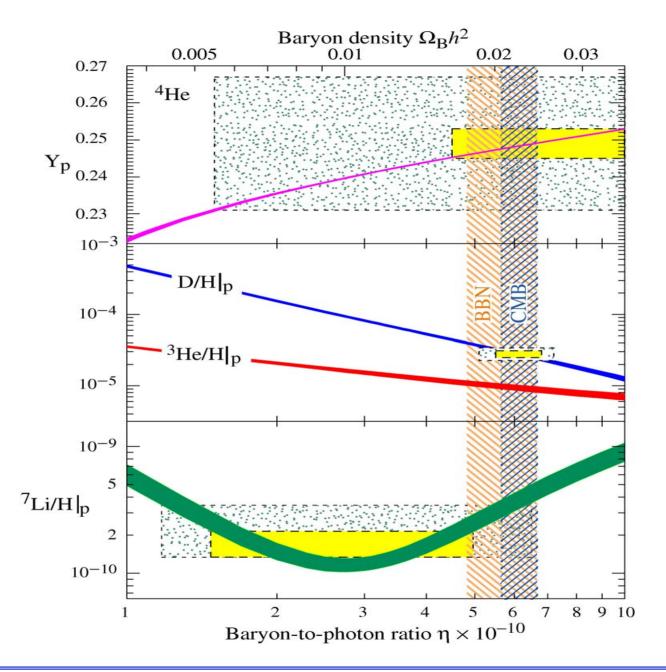




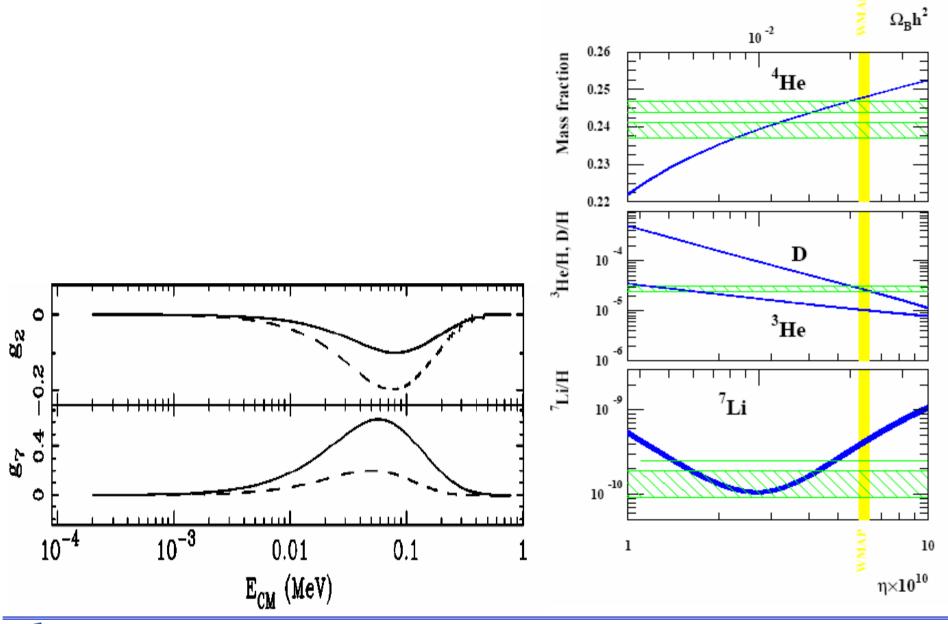








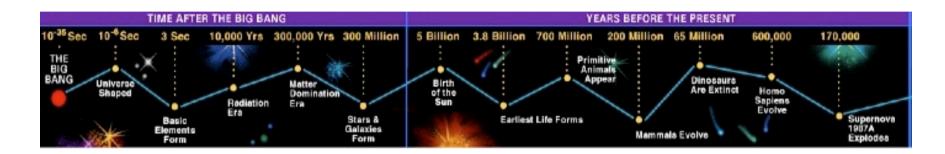








### Der Urknall (auf einer Folie...)



Quellen präziser Informationen über den Urknall:

- 1. Entstehung der leichten Elemente <sup>2</sup>H, <sup>3,4</sup>He, <sup>6,7</sup>Li, (Be, B)
  - Einige Sekunden nach dem Urknall
- 2. Mikrowellen-Hintergrund (cosmic microwave background, CMB)
  - 300 000 Jahre nach dem Urknall

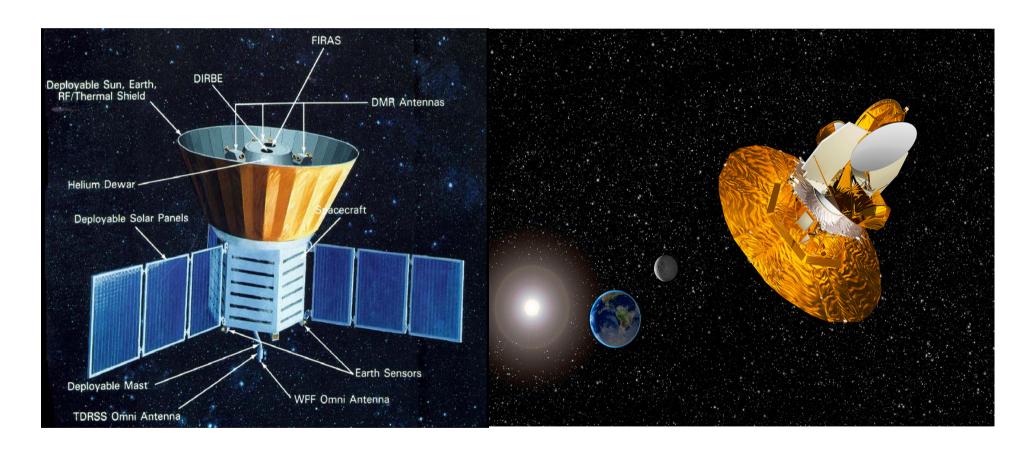




# Daten zum Mikrowellen-Hintergrund (CMB) http://map.gsfc.nasa.gov

COBE-Satellit (1989)

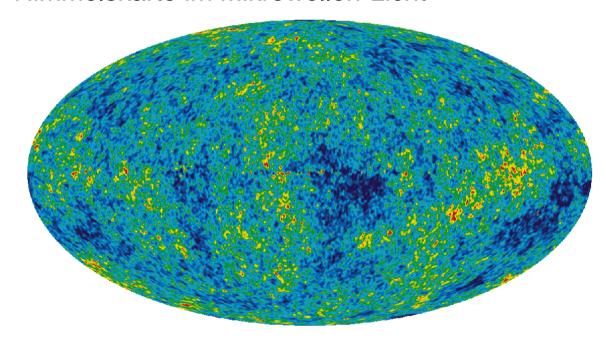
WMAP-Satellit (2001)



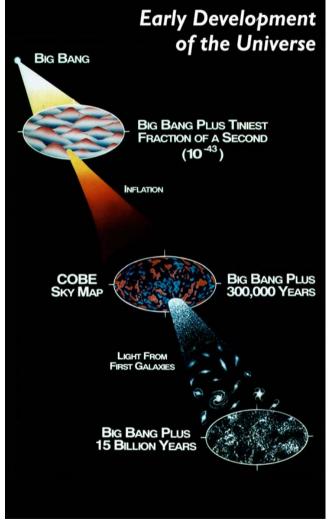


### Ein Bild des 2.7 K Mikrowellen-Hintergrunds

#### Himmelskarte im Mikrowellen-Licht



Anisotropien 10<sup>5</sup>-fach verstärkt dargestellt







## Winkel-Anisotropien transformiert in Drehimpulse:

