

Kosmische Inflation



Volker Müller

Leibniz-Institut für Astrophysik Potsdam

Einschneidende Hypothese zur frühen kosmischen
Entwicklung

Ursprung aus Konsistenzüberlegungen unserer
kosmologischen Modelle

Zusammenfassung

- nahe am Urknall begann das Universum mit einer Phase beschleunigter Expansion: > Inflation
- neue Phase beschleunigter Expansion begann vor 5 Mrd. Jahren: > dunkle Energie
- Zusammenhang wird in Quintessence-Modellen gesucht > bisher keine überzeugende Theorie

Konsequenzen für das Verständnis unserer Herkunft und unserer Zukunft

Grundlegende Fragen

- Warum ist das Universum homogen?
- Warum ist das Universum räumlich flach?
- Warum ist der Kosmos so 'alt'?
- Warum gibt es keine kosmischen Defekte (magnetische Monopole, Strings, Domain Walls von Phasenübergängen im frühen Universum)
- Von welcher Art sind die anfänglichen Schwankungen im Gravitationspotential für die Galaxien- und großräumigen Strukturen
- Warum sind relativen Potentialschwankungen nur von der Größenordnung 10^{-5}

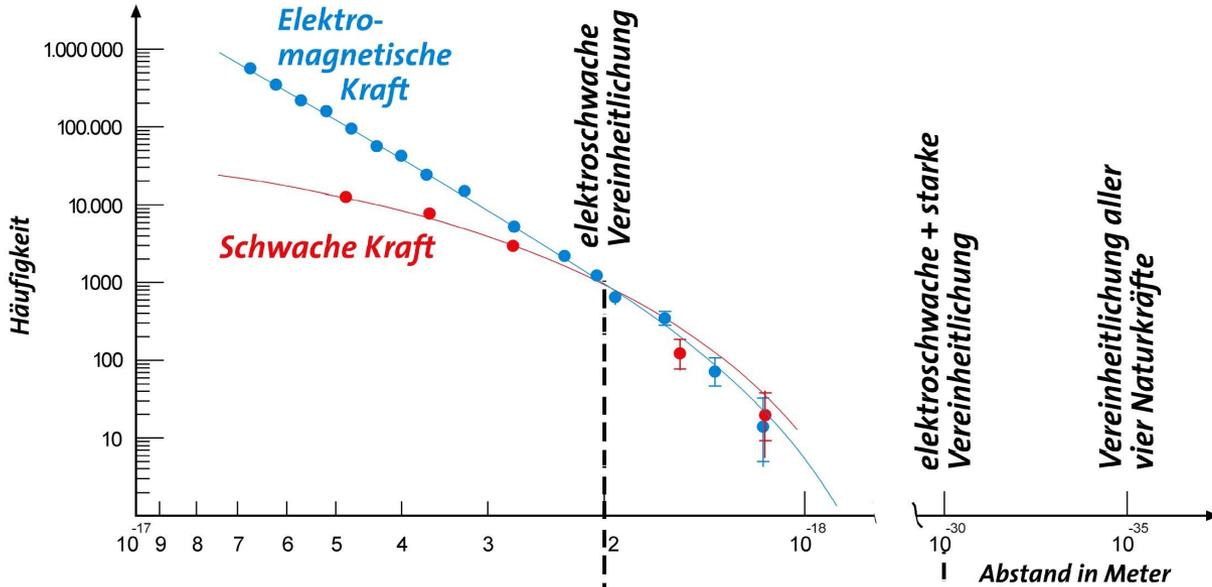
Phasenübergangs im frühen heißen Universums

Die Teilchenphysik sucht nach einer Vereinheitlichung der starken und elektroschwachen WW etwa bei 10^{15} GeV

$$SU(3) \times SU(2) \times U(1) \rightarrow SU(5)$$

vermittelt durch ein Direktionsfeld, auch Skalarfeld / Inflaton-Feld

Energiebereich nahe am Urknall



Starke Kraft

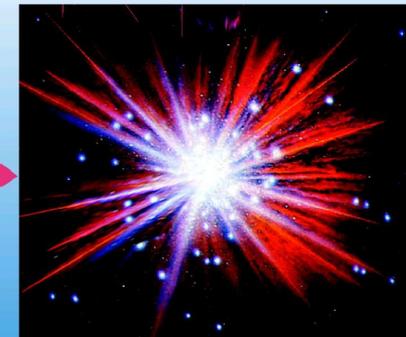
Elektrische Kraft

Schwache Kraft

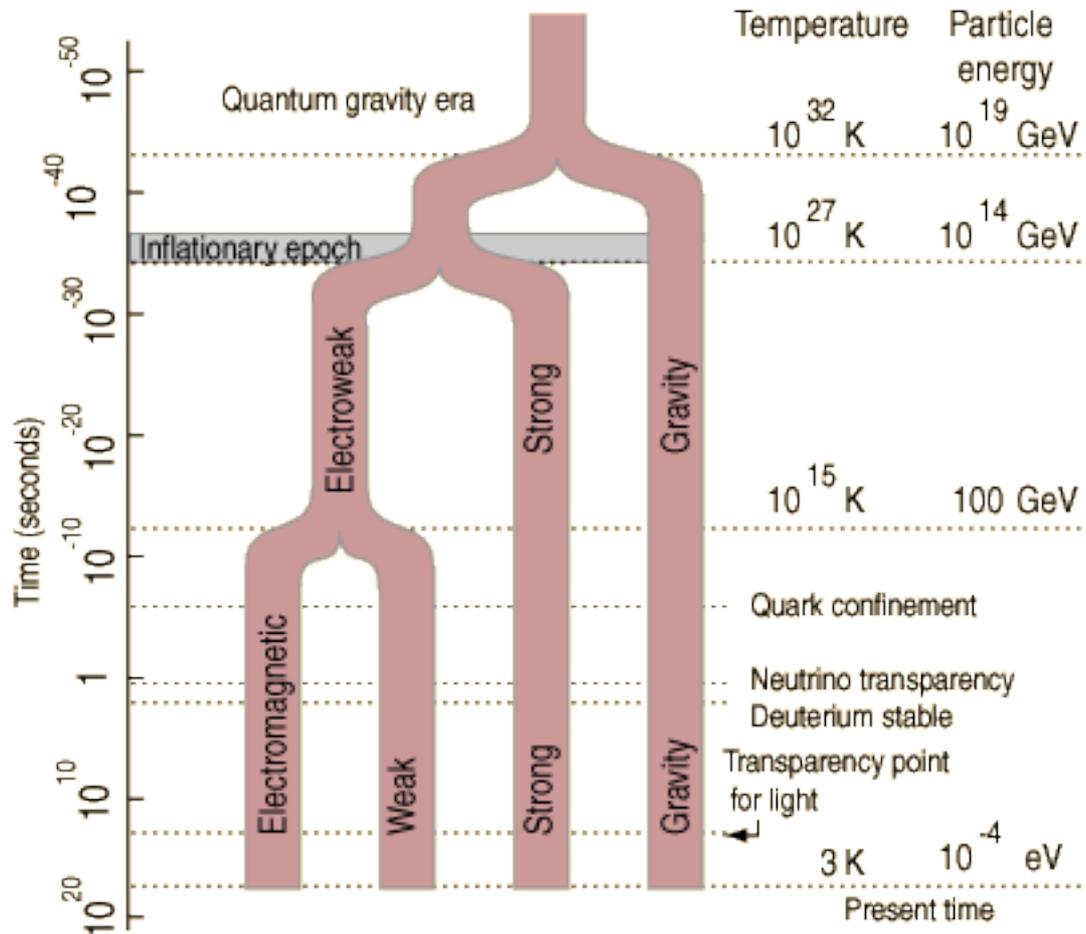
Schwerkraft

Elektroschwache Kraft

Urknall



Energiebereich nahe am Urknall



Inflation entwickelt ca. 1980 - 83



Alan Guth (1947)*

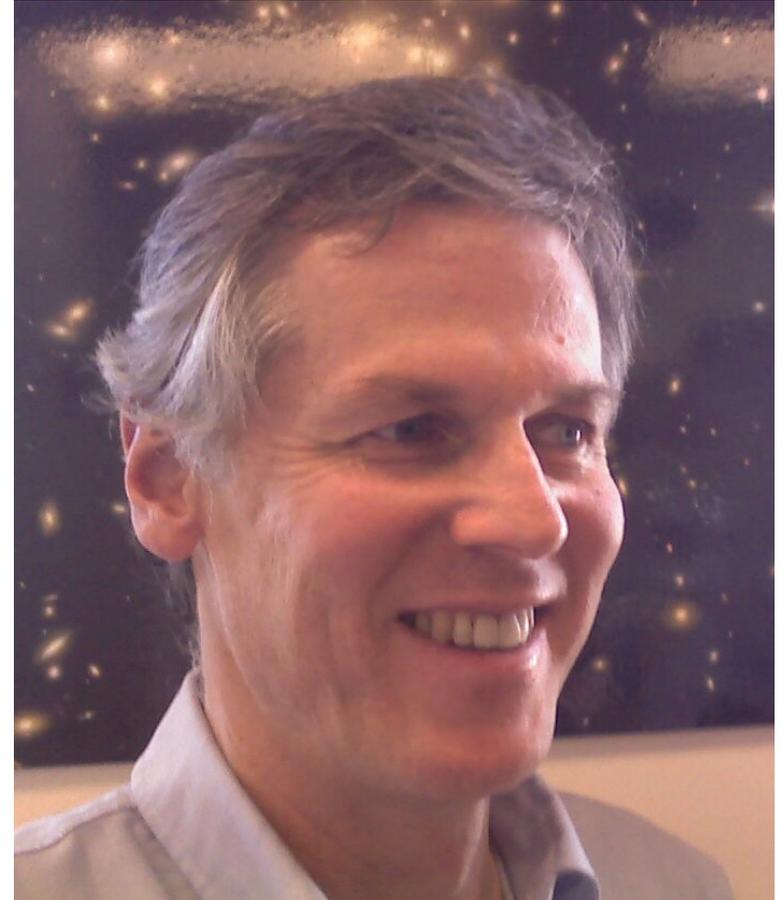


*Andrei Linde (*1948)*

Inflation entwickelt ca. 1980 - 83



Paul Steinhardt (1952)*



*Andreas Albrecht (*1958)*

Inflation entwickelt ca. 1980 - 83



Vermeidung der kosmologischen
Singularitätsproblems

Modifikation der ART durch
klassische 'Korrekturterme'

Erzeugung von
Gravitationswellen

Alexei Starobinsky (1947)*

Inflationstheorie nicht abgeschlossen

- 1980 R^2 Inflation
 - Alte Inflation, Neue Inflation
 - Cahotische Inflation
 - SUGRA Inflation
 - Power law Inflation
 - Doppelinflation
- 1990 Natürliche Inflation
 - Hybridinflation
 - Assisted Inflation
 - Brane Inflation
- 2000 Supernatürliche Inflation
 - ...

Inflation = beschleunigte Expansion

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{\rho + 3p}{6M_p^2} + \frac{\Lambda}{3}$$

mit Planck-Masse

$$M_p = (8\pi G)^{-1/2} = 4 \cdot 10^{-6} \text{g} = 2 \cdot 10^{18} \text{GeV}$$

dazu Planck-Zeit und -Länge

$$t_p = 3 \cdot 10^{-43} \text{s} \quad l_p = 8 \cdot 10^{-35} \text{m}$$

Beschleunigung verlangt negativen Druck

$$p < -\rho/3 \quad \text{und / oder} \quad \Lambda > 0$$

Flachheitsproblem

$$H^2 = \frac{\rho}{3M_p^2} + \frac{K}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}$$

mit $\rho_{crit} = 3M_p^2 H^2 = 3 \cdot 10^{11} M_{sun}/Mpc^3$

und $\Omega = \rho/\rho_{crit}$

Λ - Terms entspricht
Vakuumenergie:

$$\rho_v = M_p^2 \Lambda$$

Zustandsgleichung: $p_v = -\rho_v$

$$\rho_{tot} = \rho_v + \rho_m \qquad \Omega_{tot} = \Omega_v + \Omega_m$$

Flachheitsproblem

$$\Omega_{tot} - 1 = \frac{K}{a^2 H^2}$$

$K = 0$ (äquivalent $\Omega_{tot} = 1$) ist in der Rückrechnung instabil:

$$a \propto t^n \text{ mit } n < 1$$

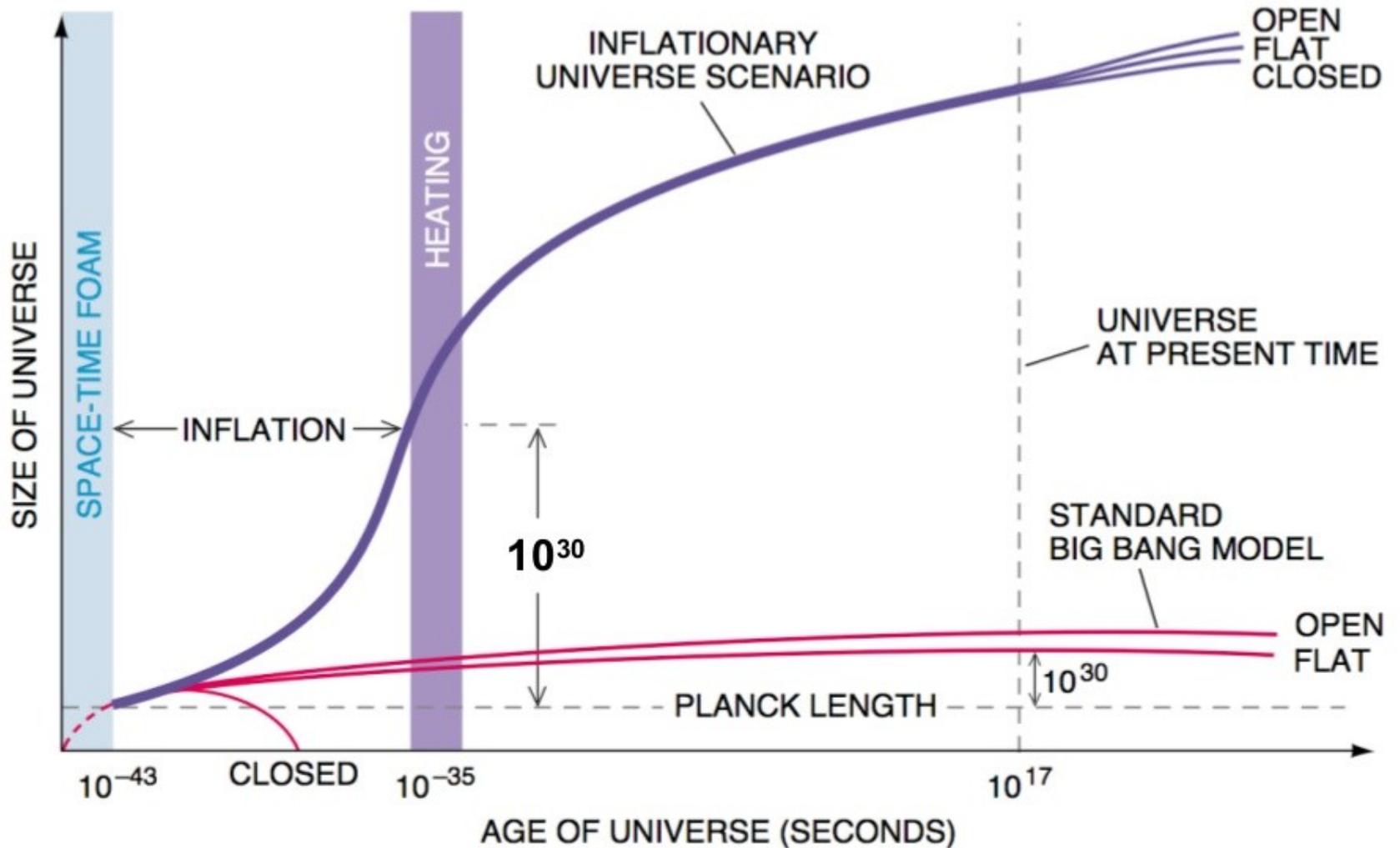
für normale Materie, d.h. verzögerte Expansion!

Wenn heute $\Omega_{tot} = O(1)$

Entkopplung (380 000 Jahre nach Urknall) $\Omega_{tot} = O(0.01)$

Kosmische Kernsynthese (3 Minuten) $\Omega_{tot} = O(10^{-16})$

Flachheitsproblem



Horizont- / Homogenitäts- und Isotropieproblem

Begriff des Teilchenhorizontes (particle horizon):

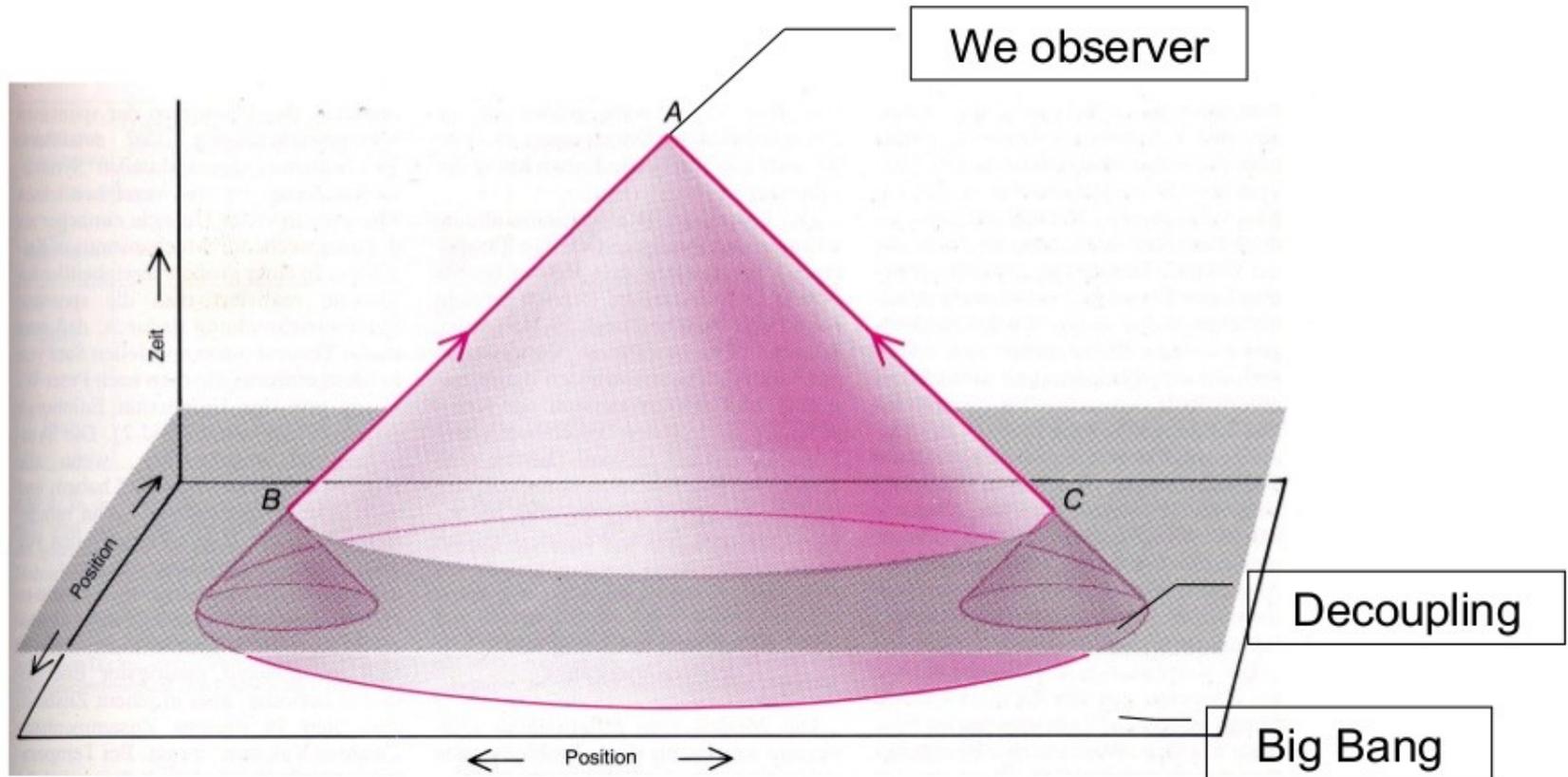
Entfernung, über die zwei mitexpandierende Beobachter (Galaxien) zueinander Signale (Licht) senden können:

$$r_{hor} = \int_0^t \frac{dt'}{a(t')} = 2H_t^{-1}$$
$$\phi = r_{hor}(t = 380\,000 \text{ a}) / D_a$$

Ansichtswinkel auf der Entkopplungssphäre (CMB Inhomogenitäten): ca. 0.86 Grad

Temperatur dort aber gleichförmig über alle Richtungen
(360 Grad x 180 Grad)

Isotropieproblem



Skalarfeldkosmologie

Direktionsfeld vermittelt Phasenübergang etwa bei 10^{15} GeV

Skalarfeld (Spin 0 Teilchen)

Achtung: 'Higgs' vom LHC hat Energie von 125 GeV

im homogen-isotropen Raum:

$$\rho_{\Phi} = \frac{1}{2} \dot{\Phi}^2 + V(\Phi)$$

$$p_{\Phi} = \frac{1}{2} \dot{\Phi}^2 - V(\Phi)$$

Phasen mit Potentialdominanz: negativer Druck

Skalarfeldkosmologie

Friedmann- und Bewegungsgleichung des Skalarfeldes

$$H^2 = \frac{1}{3M_p^2} \left[\frac{1}{2} \dot{\Phi}^2 + V(\Phi) \right]$$

$$\ddot{\Phi} + 3H\dot{\Phi} = -\frac{dV}{d\Phi}$$

Inflation (beschleunigte Expansion) bei Dominanz des Potentials: $V \gg \dot{\Phi}^2$

bedingt approximativ Konstanz von H

$$\Rightarrow H = \frac{d \ln a}{dt} = H_i = \text{const} \quad a \propto \exp H_i t$$

De Sitter Lösung von 1917!

Slow-Motion Approximation

$$H^2 = \frac{1}{3M_p^2} \left[\frac{1}{2} \dot{\Phi}^2 + V(\Phi) \right]$$

$$\ddot{\Phi} + 3H\dot{\Phi} = -\frac{dV}{d\Phi} \equiv -V'$$

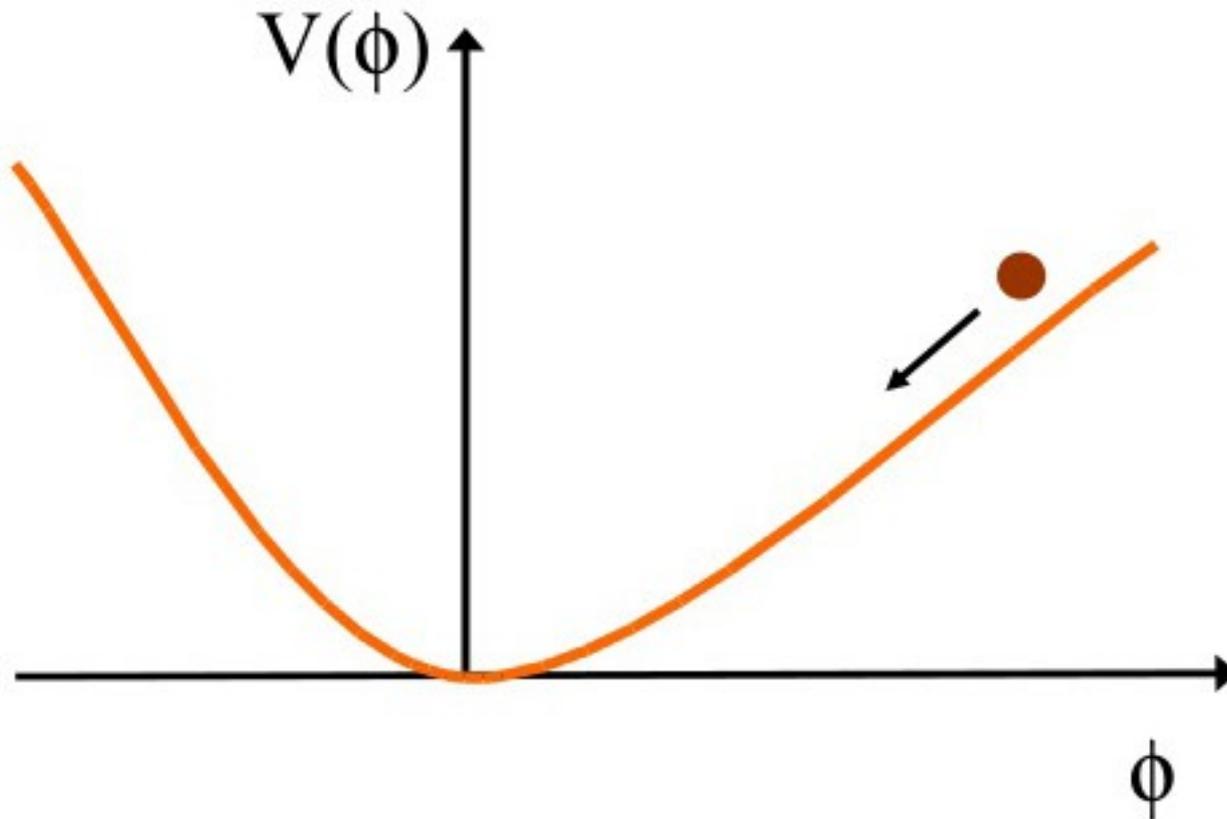
ergibt exponentielle Aufblähung um Faktor

$$N_{inf} = \ln \left(\frac{a_{end}}{a_{beg}} \right) = \int_{t_{beg}}^{t_{end}} H dt = \int_{\Phi_{beg}}^{\Phi_{end}} \frac{H}{\dot{\Phi}} d\Phi = \frac{1}{M_p^2} \int_{\Phi_{end}}^{\Phi_{beg}} \frac{V}{V'} d\Phi$$

z.B. massives Skalarfeld

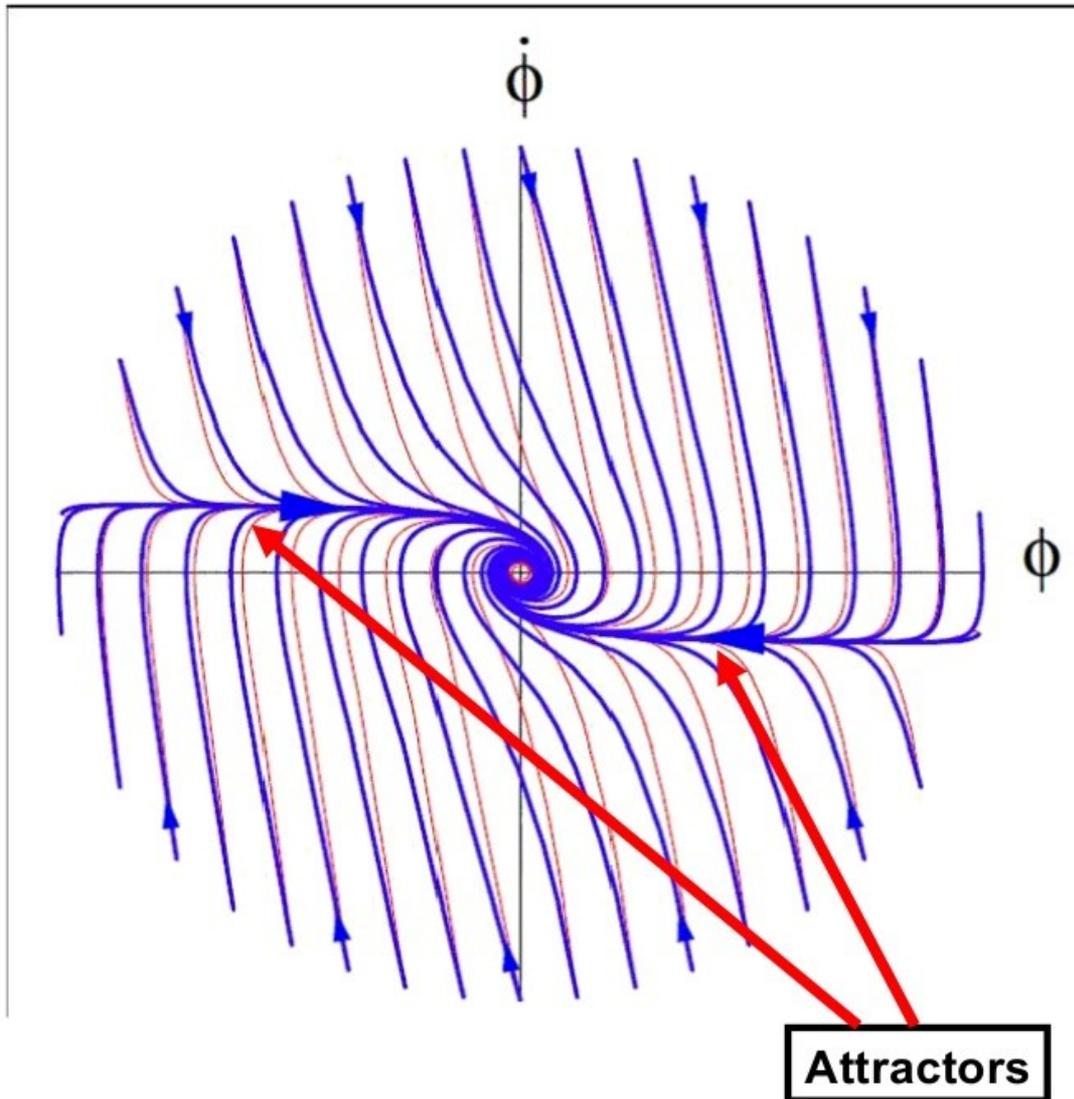
$$V = \frac{1}{2} m^2 \Phi^2 \quad \Rightarrow \quad N_{inf} = \frac{\Phi^2}{4M_p^2}$$

Chaotische Inflation



Energie des Skalarfeldes wird in exponentielle Aufblähung des Universums umgesetzt.

Bedingungen für Inflation



Dynamik in der
Phasenebene

$$\Phi - \dot{\Phi}$$

oder $H - \dot{H}$

natürliches Ende,
wenn Φ^2 auf $\dot{\Phi}$
gefallen ist:

Slow-motion bei

$$\epsilon = \frac{M_p^2}{2} \left(\frac{V'}{V} \right)^2 \ll 1$$

$$\eta = M_p^2 \left(\frac{V''}{V} \right)^2 \ll 1$$

Inhomogener Beginn der Inflation

$$ds^2 = dt^2 - (t/t_0)^{2p} (\gamma_{ab} dx^a dx^b)$$

$$ds^2 = dt^2 - (t/t_0)^p (\gamma_{ab} dx^a dx^b)$$

‘power-law’-Inflation im (idealisierten) exponentiellen Potential $V(\Phi) = \exp(-\mu\Phi)$ mit

$$p = 2/\sqrt{\mu} \gg 1$$

Lösung als Reihe $\gamma_{ab} = \delta_{ab} + h_{ab}t^{3q-1} + k_{ab}t^{-2(q_1)} + \dots$

explizite Konstruktion der ersten Reihenterme

mit H.-J. Schmidt und A. A. Starobinsky (1989 ff)

Inflation als Attraktor in inhomogenen kosmologischen Modellen. Abweichungen von der Homogenität fallen schnell \Rightarrow Lösung der Paradoxa

Inflation hat Horizont

Ereignishorizont (Hubble-Radius)

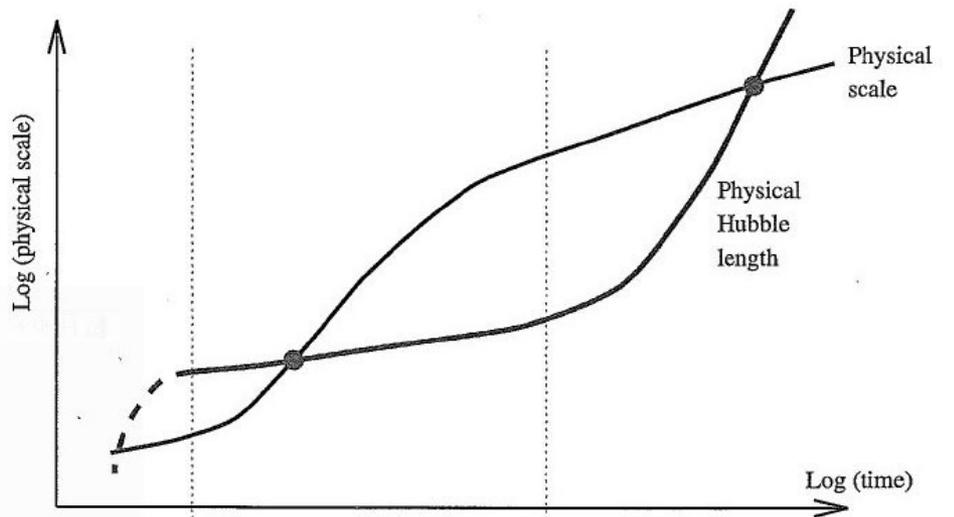
$$R_{eh} = a(t) \int_t^{\infty} \frac{dt'}{a(t')} = \frac{1}{H_i}$$

bei $a(t) \propto \exp H_i t$

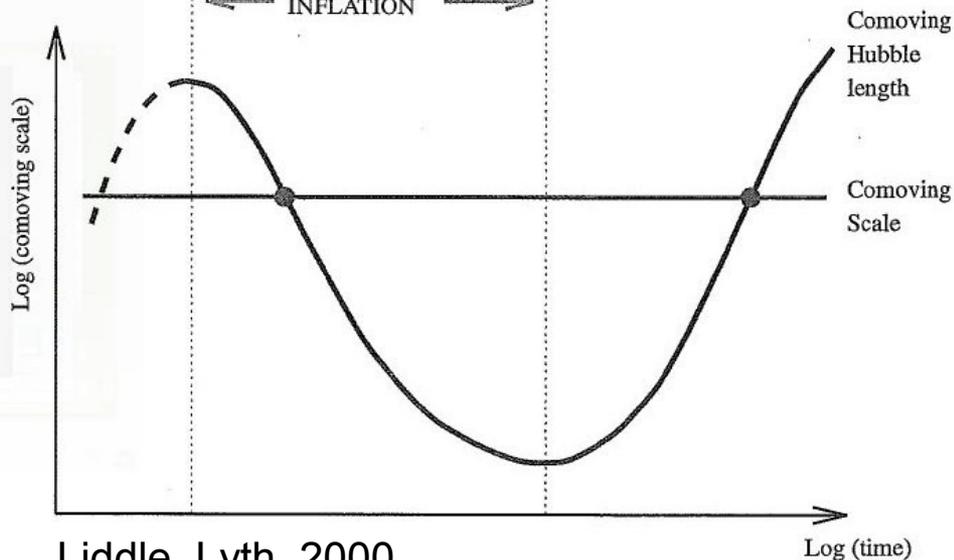
Objekte weiter entfernt als R_{eh} können sich nicht beeinflussen, der Horizont ist im exakten de-Sitter-Raum konstant – aber Abstände zwischen Objekten wachsen exponentiell!

Anm: Trifft auch unser beschleunigtes LCDM-model zu!

Inflation hat Horizont



Ereignishorizont / Hubble-Länge bleibt in der Inflationsphase nahezu konstant, physikalische Länge (Abstand zwischen Galaxien o.ä) wächst exponentiell.



Gemessen im mitexpandierenden Maßstab fällt der Hubble-Horizont, immer kleinere Skalen erreichen Horizont.

Horizont verursacht Quantenschwankungen

Idee: Unschärferelation

$$\Delta t = H^{-1}$$

$$\Delta E = \hbar(\nabla\Phi)^2 \quad H^{-3}$$

$$H^2(\delta\Phi)^2 \quad Vol_{dS}$$

$$\Delta E \Delta t = \hbar$$

$$\Rightarrow \delta\phi = \frac{H}{2\pi}$$

Nullpunktsschwankungen des
Skalarfeldes (Faktor 2π ergänzt)

Störungen in der Inflationsphase

$$ds^2 = [1 + \Psi(t, x)] dt^2 - \exp(2H_i t) [1 - \Psi(r, t)] \delta_{ab} dx^a dx^b$$

Klein-Gordon-Gleichung für Ψ

gelöst nach Zerlegung in ebene Wellen (Störungen mit verschiedener Wellenlänge) verschiedener Länge

Vollständig weit innerhalb des Horizontes, mit Nullpunktschwankungen beim Verlassen!

Referenz:

Cosmological event horizons, thermodynamics, and particle creation

Phys. Rev. D 15, 2738 – Published 15 May 1977

G. W. Gibbons and S. W. Hawking

Quanteneffekte werden nach Inflation zu Dichteschwankungen

Strahlungskosmos $\rho \propto t^{-2}$

$$\Rightarrow \frac{\delta\rho}{\rho} = 2\frac{\delta t}{t}$$

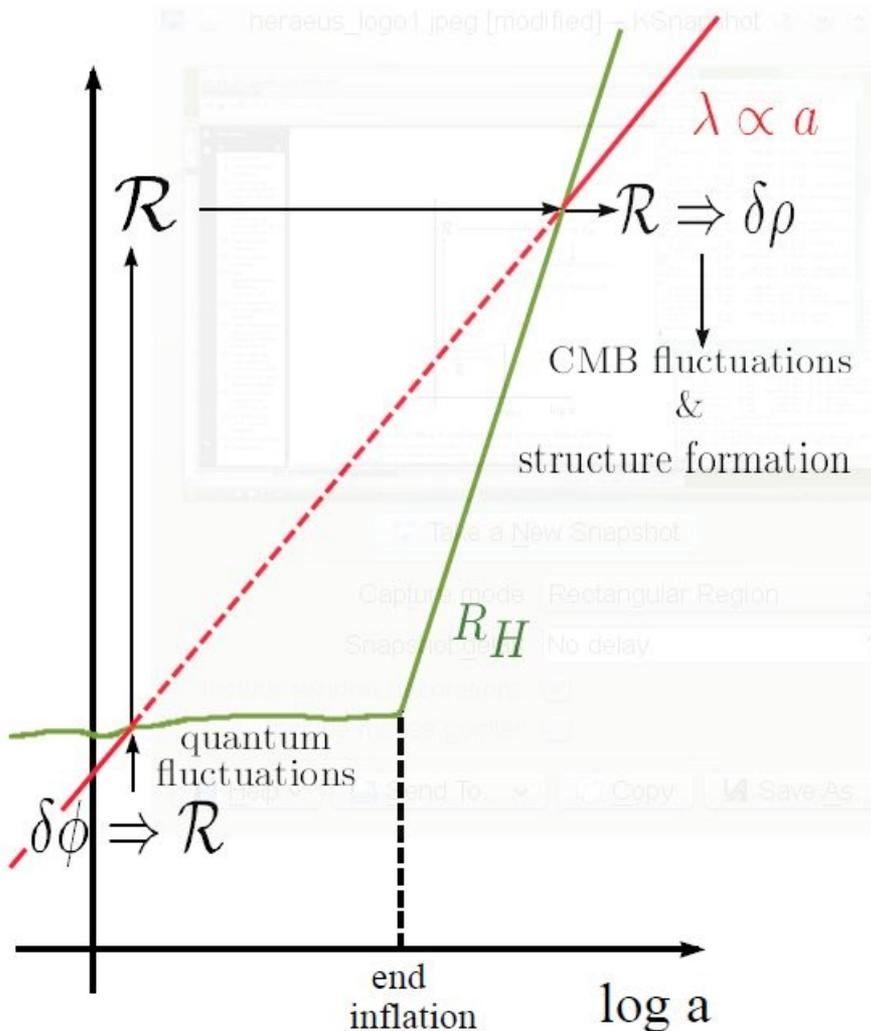
variabler Austritt aus dem Horizont

mit $\delta t = \delta\Phi/\dot{\Phi}$ und $t = H_i^{-1}$

$$\Rightarrow \frac{\delta\rho}{\rho} = \frac{1}{\pi} \frac{H_i^2}{\dot{\Phi}} \approx \frac{m}{M_p} \approx 10^{-4}$$

Unabhängig von der Skala: skalenunabhängige Störungen (Harrison-Zel'dovich-Spektrum)

Fluktuationen der Horizontgröße



Kleinskalige Skalen verlassen später den de-Sitter-Horizont und treten früher in den Teilchenhorizont des Strahlungskosmos ein, Skalarfeldinhomogenitäten haben etwas kleinere Amplitude wegen geringerer Hubble-Rate

Störungsspektren

Krümmungstörungen (adiabatische Dichtestörungen)

$$P_R = \frac{1}{2M_P^2 \epsilon} \left(\frac{H_i}{2\pi} \right)^2 \left(\frac{k}{aH} \right)^{n_R - 1}$$

Tensorstörungen (Gravitationswellen)

$$P_T = \frac{8}{M_P^2} \left(\frac{H_i}{2\pi} \right)^2 \left(\frac{k}{aH} \right)^{n_T}$$

mit Spektralindizes $n_R = 1 - 6\epsilon + 2\eta$ $n_T = -2\epsilon$

und Verhältnis $r = \frac{P_T}{P_R} = 16\epsilon$

kritischer Test für Inflation (Polarisation der CMB)

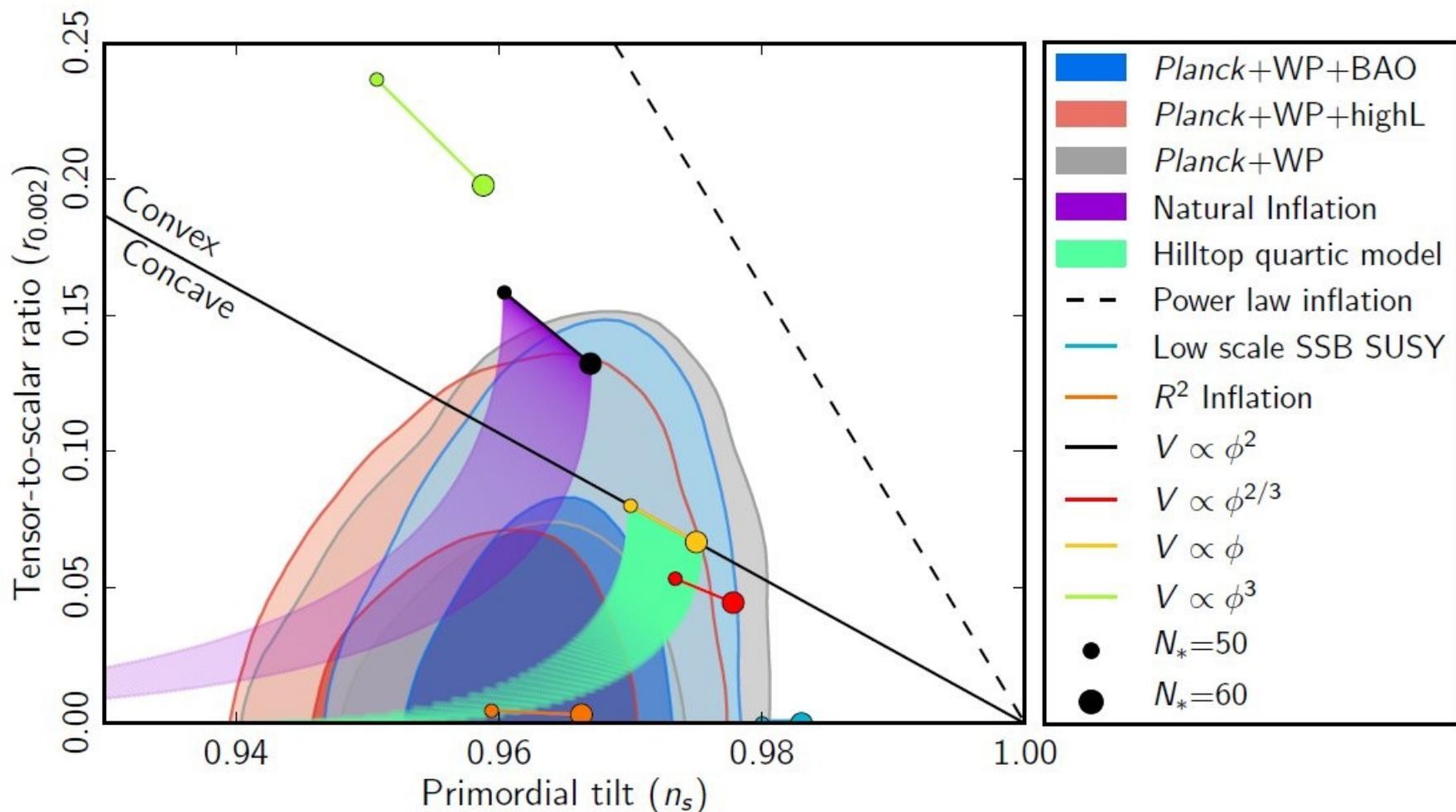
Inflation erzeugt Keime für kosmische Strukturen

Keime sind wegen der Konstanz des Hubble-Radius fast skalenunabhängig

fallen leicht ab ($n_R \approx 1 - 0.04$ nach Messungen von Planck 2013)

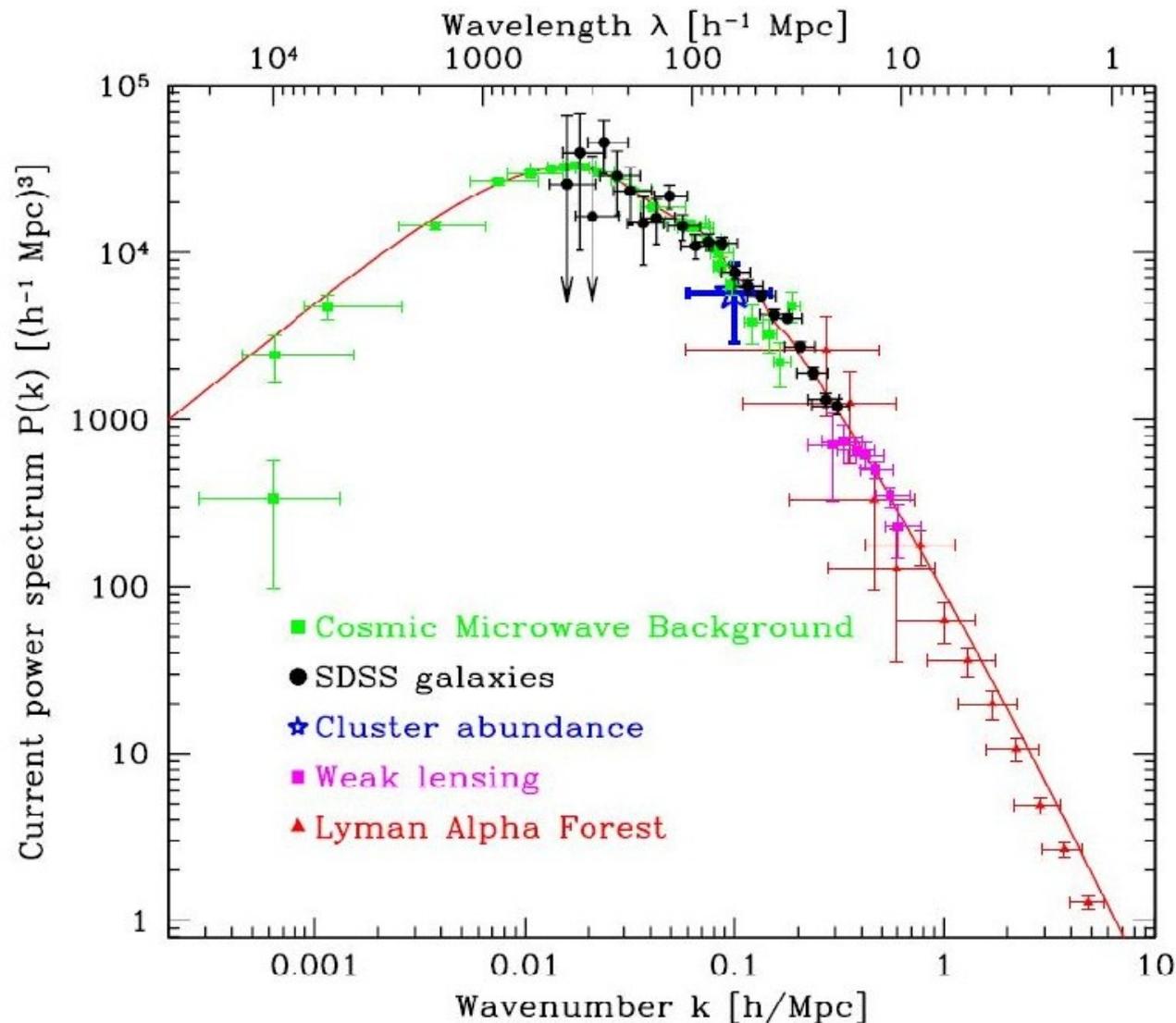
Ursache ist langsamer Verbrauch des Inflationfeldes ϕ bzw. von H

Planck testet Inflationsmodelle



Planck collaboration: astro/ph 1502.02114 (236 Autoren)

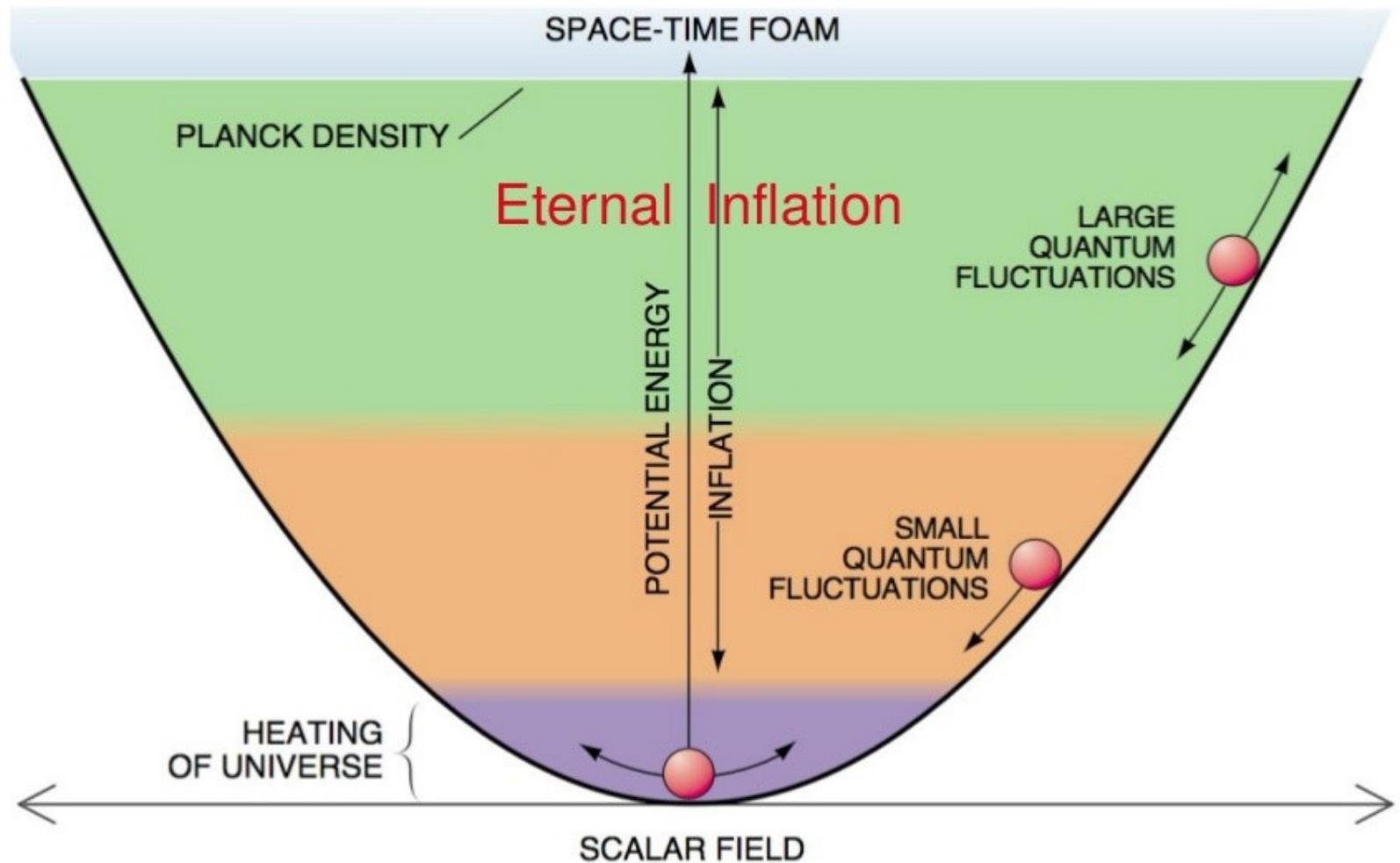
LSS testen Inflationsmodelle



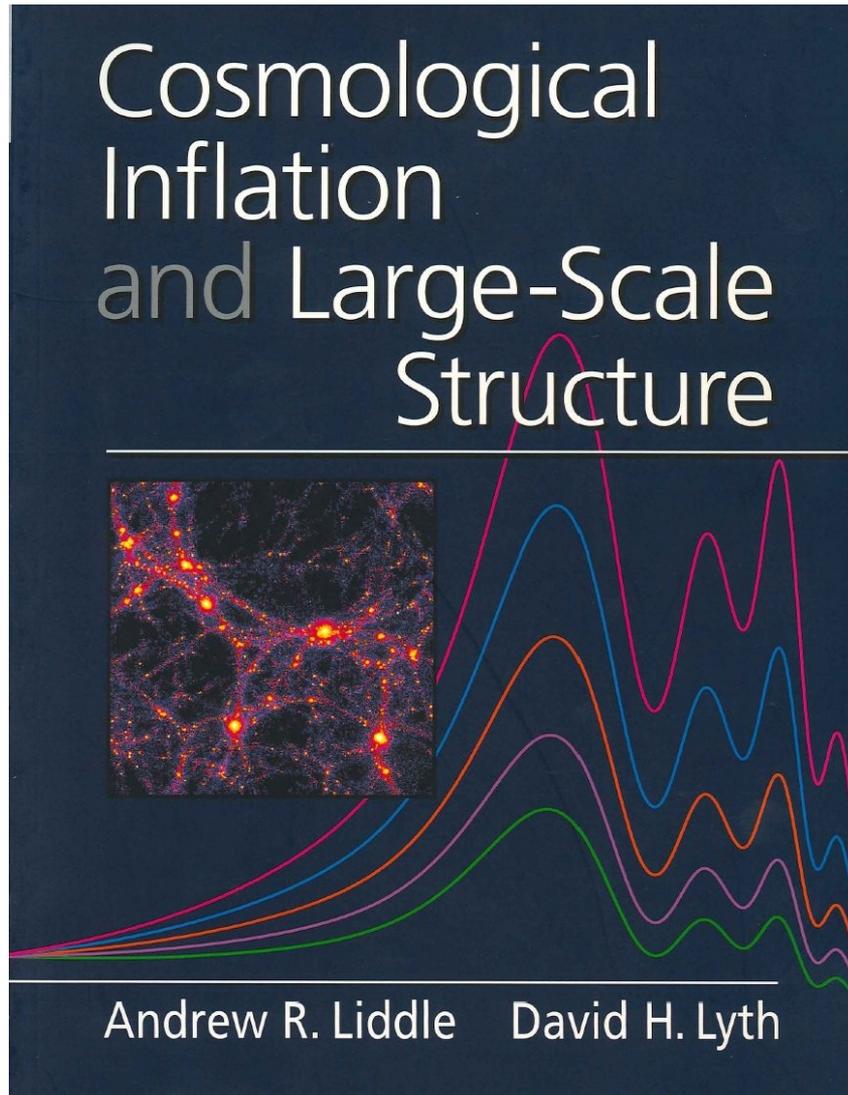
Spezifische Form wegen variablen Eintritt in Horizont im Strahlungs- oder Staubkosmos (CDM-Modelle).

M. Tegmark 2006

Harmonischer Oszillator



Inflation produktives Konzept



Cambridge UP 2000