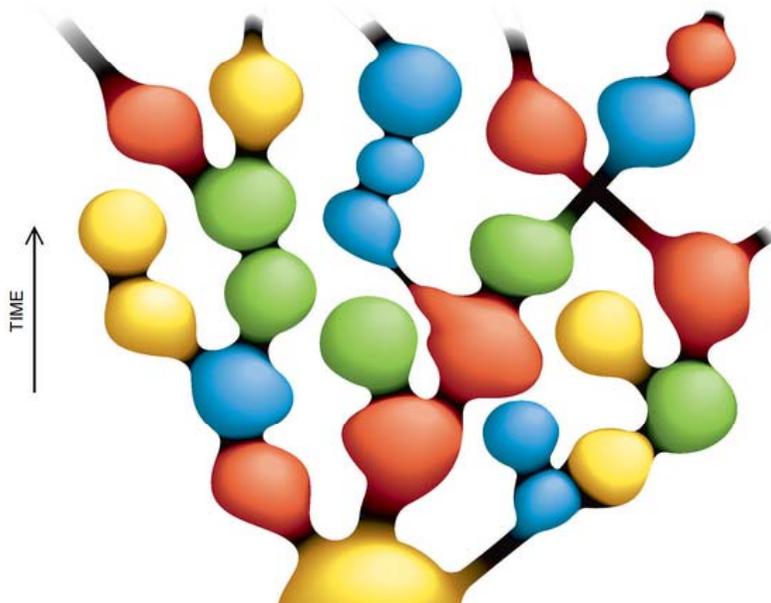




COLLÈGE
DE FRANCE
— 1530 —

Chaire Galaxies et Cosmologie

Inflation et nouveaux paradigmes



Françoise Combes



Laboratoire d'Étude du Rayonnement et de la Matière en Astrophysique

Plan de l'exposé

Pourquoi l'inflation? Justification observationnelle

Historique du modèle

Principe de l'inflation lente « slow roll »

Inflation hybride, éternelle, Curvaton

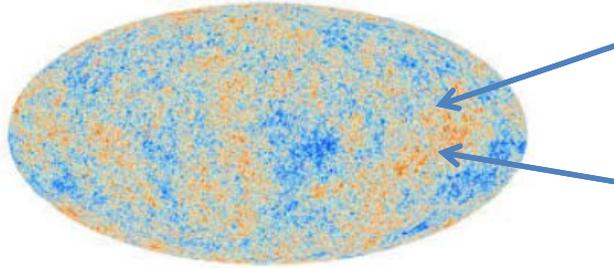
Inflation en théorie des cordes

Contraintes observationnelles: Planck 2015

Critiques et problèmes -Alternatives?

Pourquoi a-t-on besoin de l'inflation

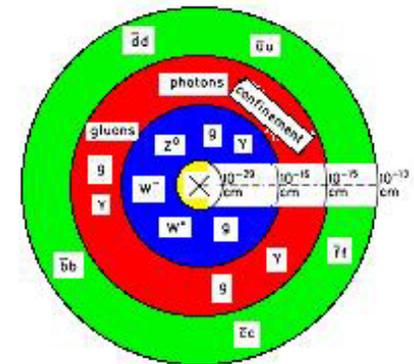
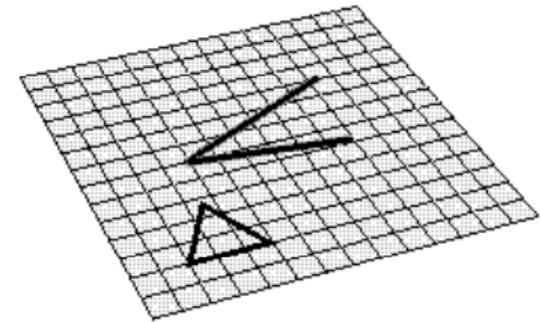
Expansion exponentielle ($\sim 10^{30}$) entre 10^{-36} s et 10^{-32} s



→ le problème de l'horizon, de l'homogénéité

→ le problème de la platitude de l'univers

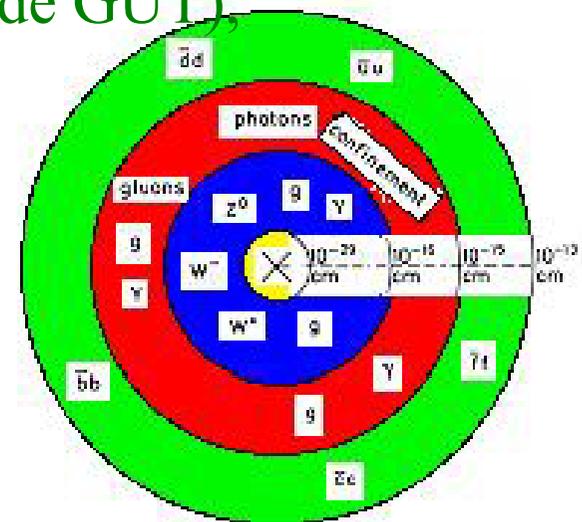
→ problème des monopoles (+cordes, textures, etc..)



Problème des monopoles (et autres textures)

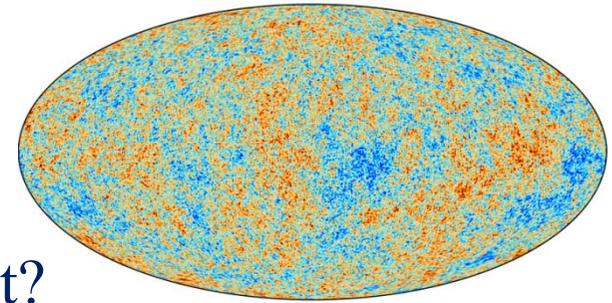
- A très haute énergie dans le Big-Bang très chaud, toutes les forces de la physique sont unifiées (GUT) $T = 10^{14}$ GeV
- Il se produit ensuite des brisures de symétries en cascade, et notamment le groupe électro-magnétique
- A chaque brisure, il se crée des monopoles magnétiques (stables)
- L'énergie d'un monopole $\sim 10^{16}$ GeV, mass $\sim 1.8 \times 10^{-8}$ g
- Avec 1 par horizon, $\rho \sim 1.7 \times 10^{65}$ g/cm³ (période GUT), puis 10^{-15} g/cm³ aujourd'hui $\gg \rho_c = 10^{-29}$ g/cm³

Monopole, en forme d'oignon $\sim 10^{15} \times m_p$



Problème de l'horizon

- L'horizon à l'époque du CMB était $< 2^\circ$
- Pourquoi T_{CMB} est la même à 10^{-5} près partout?
(régions non causalement reliées)



Homogénéité

$T_{\text{GUT}} = 10^{14} \text{ GeV}$, à $t = 10^{-35} \text{ s}$
et aujourd'hui

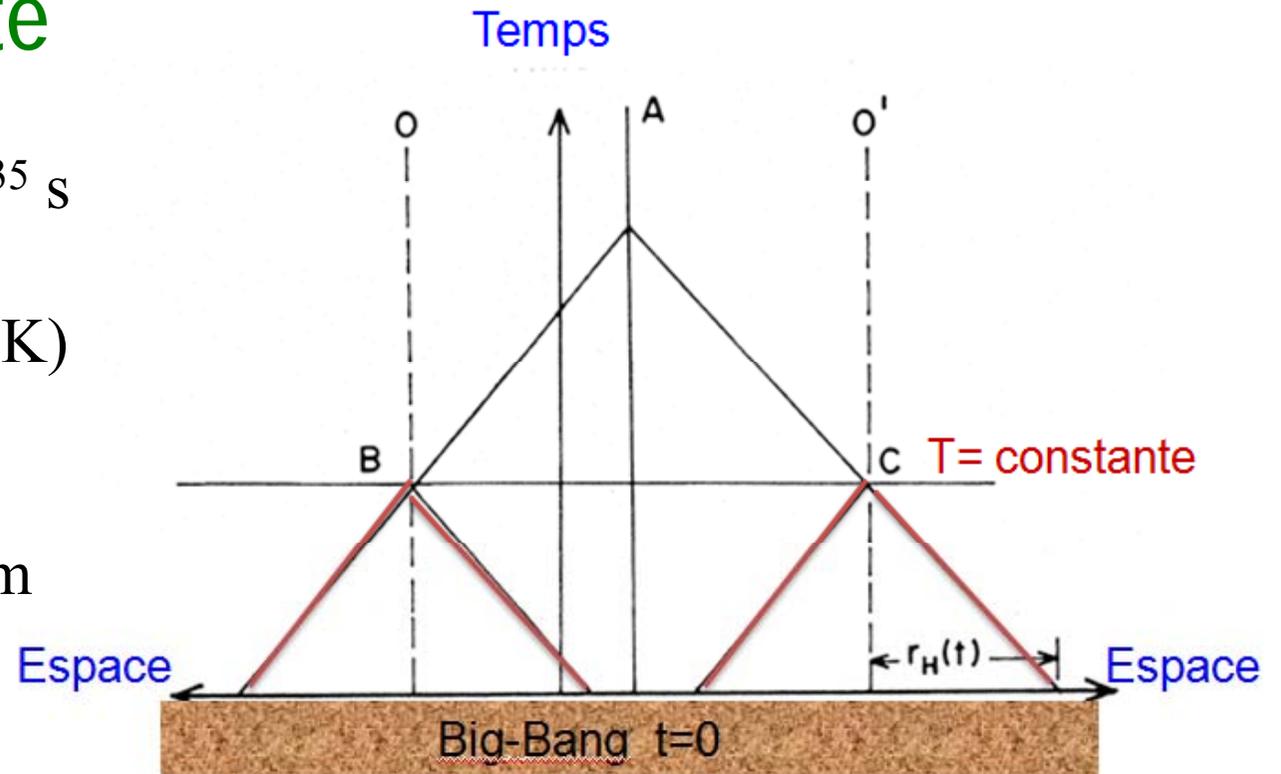
$T_{\text{CMB}} = 2.4 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$ (2.77K)

Expansion de $a = 4 \cdot 10^{26}$

Horizon(GUT) = $3 \cdot 10^{-25} \text{ cm}$

Homogénéité ($t=0$)

$\sim 10^2 \text{ cm!!}$



L'inflation résoud le problème de l'horizon

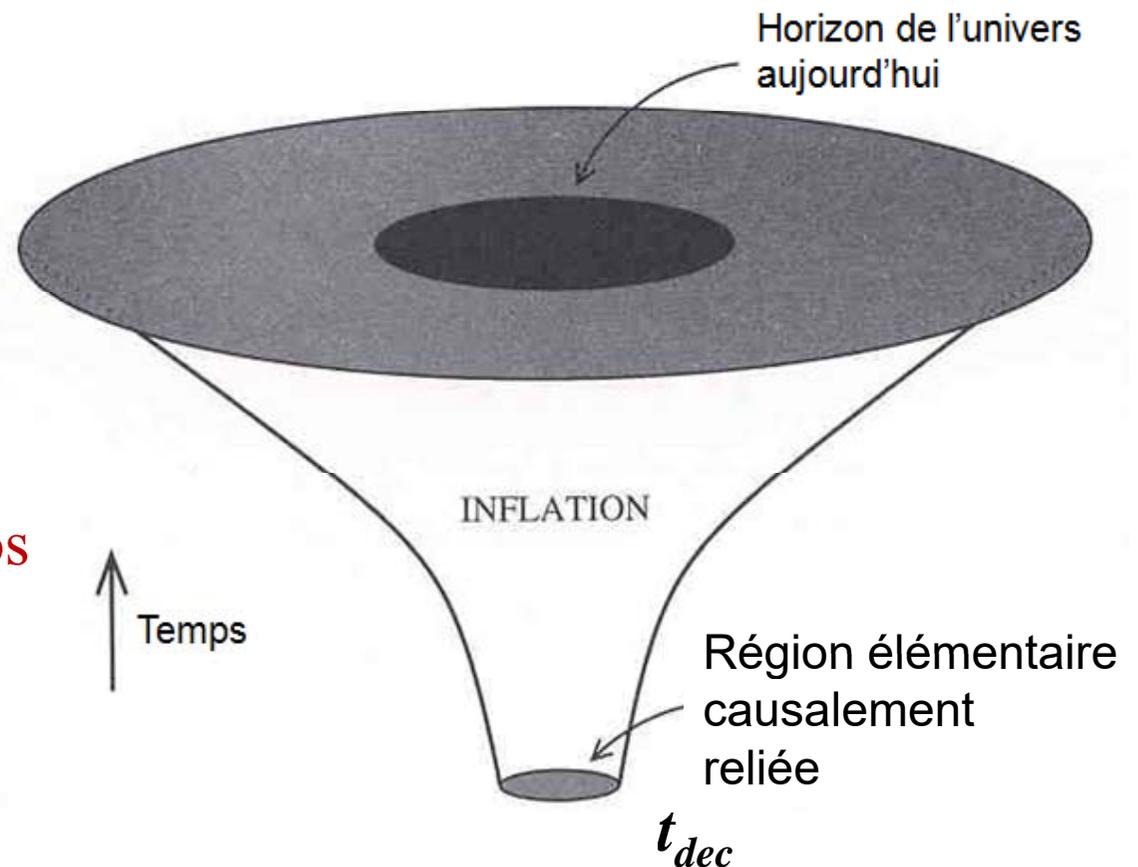
En l'absence d'inflation, l'horizon est $\int c dt/a(t)$

$l(t_{dec}, 0) = 2ct_{dec}/a_{dec}$, et le rapport à $l(t_0, t_{dec}) = 3c/a_{dec} t_{dec}^{2/3} t_0^{1/3}$

$R = 2/3 (t_{dec}/t_0)^{1/3} = 0.02 \ll 1$

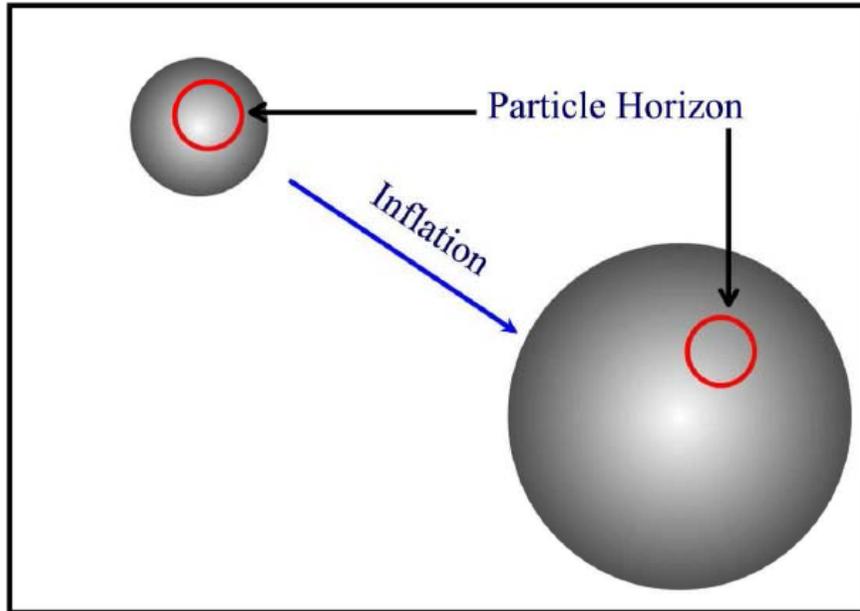
R devient $4 \cdot 10^4$, soit
 2×10^6 plus avec l'inflation.

Pendant l'inflation, l'horizon
en coordonnées comobiles
se contracte! (système au repos
% expansion)



L'inflation dilue aussi les monopoles magnétiques

Guth (1997)

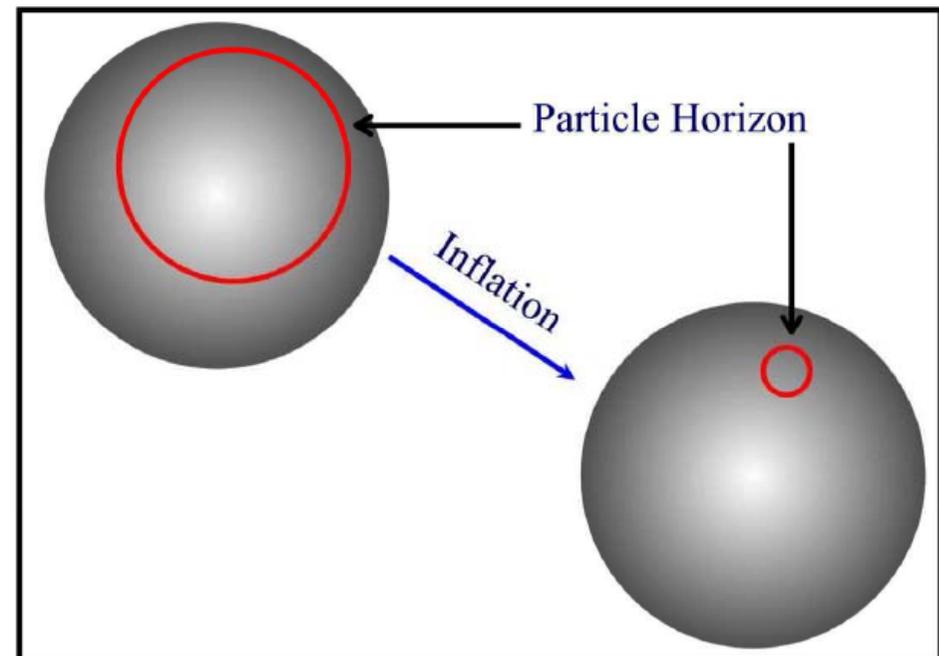


Référentiel au repos

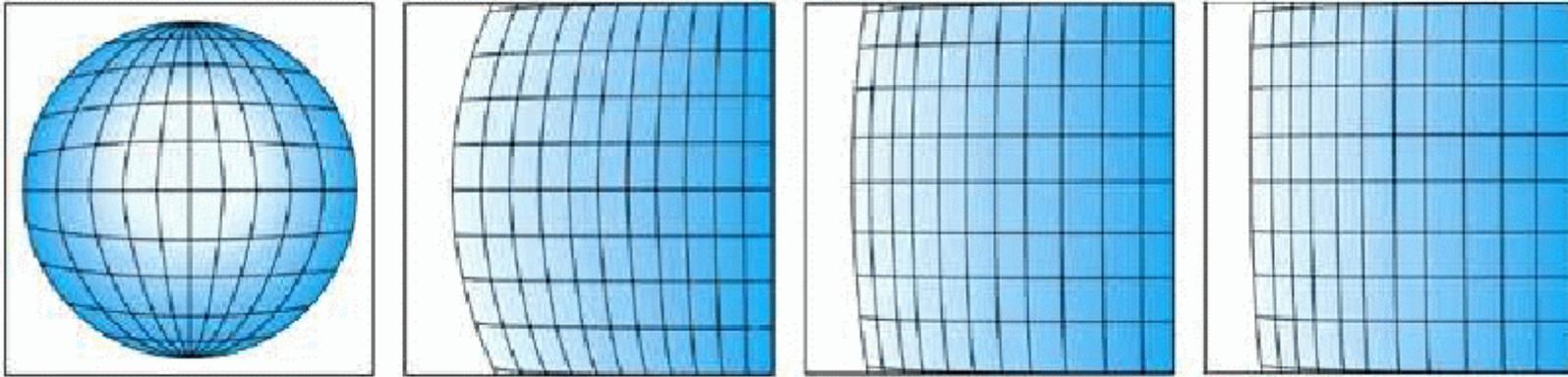
L'observateur accompagne
l'inflation de l'espace
L'horizon est constant

Référentiel comobile

L'observateur est au repos
L'horizon raccourcit



L'inflation résoud le problème de la platitude

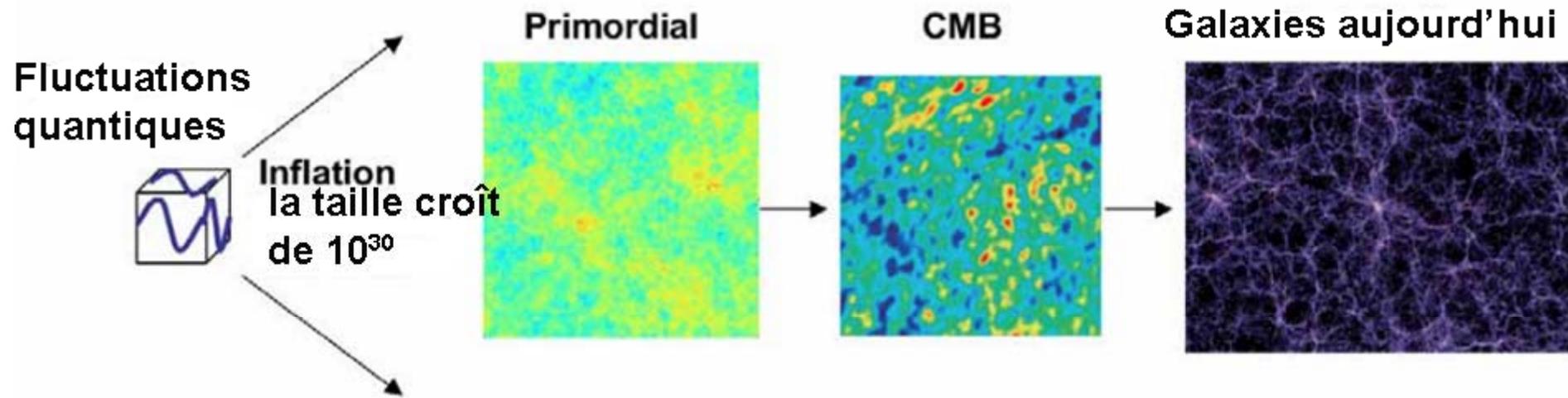


Quelles que soient les conditions initiales

L'expansion exponentielle d'un facteur $\sim 10^{30}$, réduit le terme de courbure kc^2/a^2 d'un facteur 10^{60}

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad | \Omega(t) - 1 | = \frac{|k|}{a^2 H(t)^2}$$

Inflation, source des fluctuations à $t < 10^{-32}s$



Le champ scalaire qui est la source de l'inflation est baptisé **inflaton**

L'univers est vide au départ (juste habité par les fluctuations)

→ Correspond à la solution de de Sitter

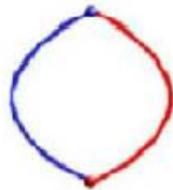
→ Après la phase dominée par le rayonnement, puis par la matière, l'Univers redevient vide (à 70%?) et démarre une autre phase d'inflation

Fluctuations d'origine quantique

Mécanique quantique (MQ): particules virtuelles dans le vide
Dans l'inflation, des régions connectées causalement, se trouvent soudain déconnectées: **les particules ne peuvent plus s'annihiler**

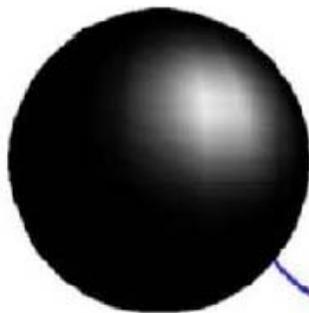
Inflation + MQ = Fluctuations

Paire **particule/antiparticule**

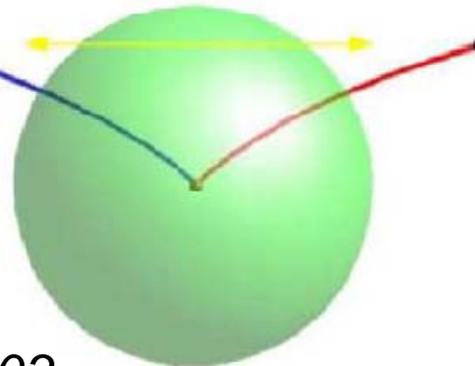


Trou noir :

Rayonnement Hawking



Inflation: **expansion**



Kinney 2003

Longueur d'onde (mode) quantique $\lambda \sim a \sim \exp(Ht)$

Horizon = $c/H \sim \text{cste}$
 Ondes gelées > horizon

Création d'ondes gravit (mode tenseur)

Température $\sim 1/H$

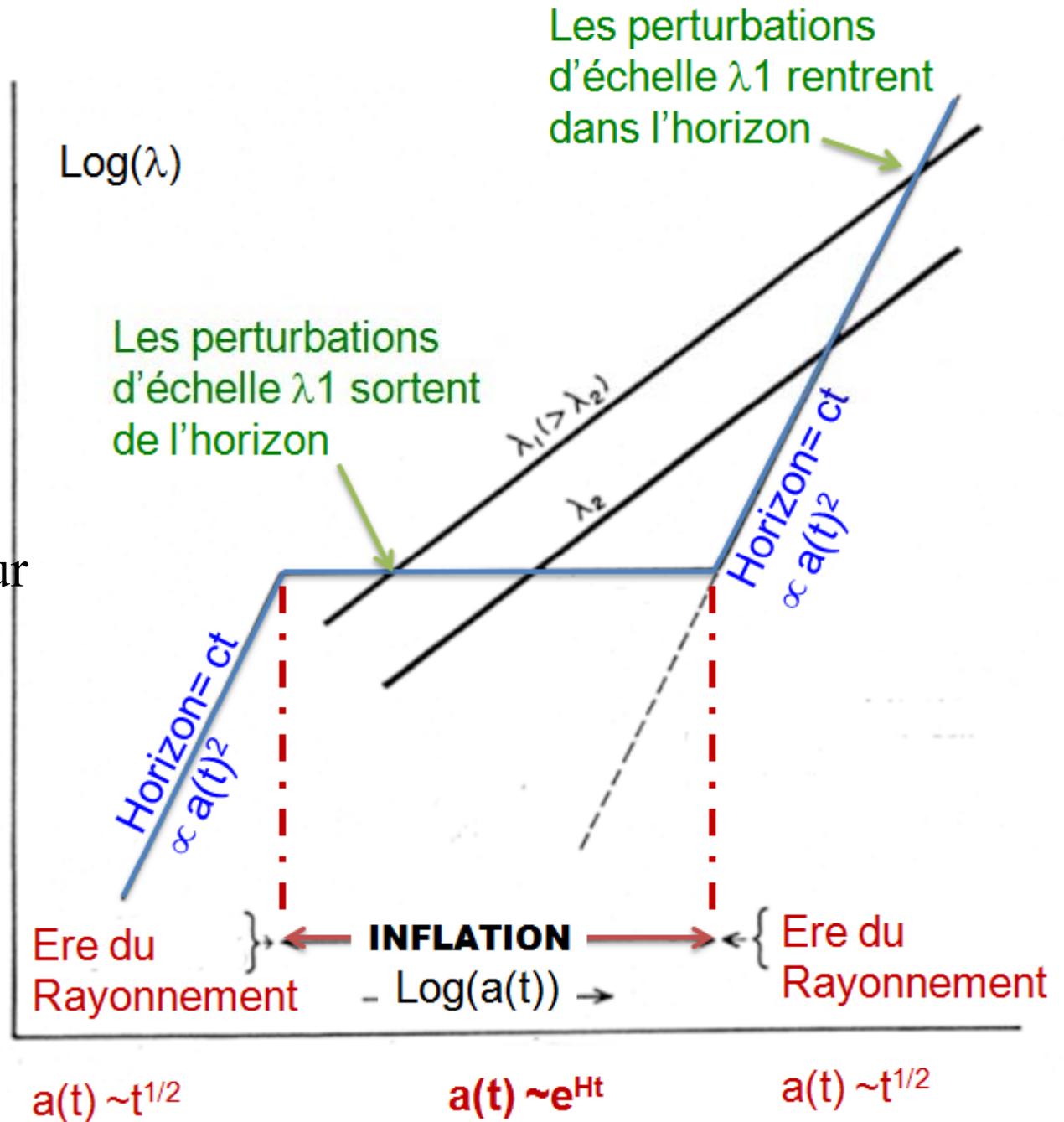
$$\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_{k=aH} = \frac{H^2}{4\pi^{3/2}\dot{\phi}}$$

$$P_S(k) \propto k^n$$

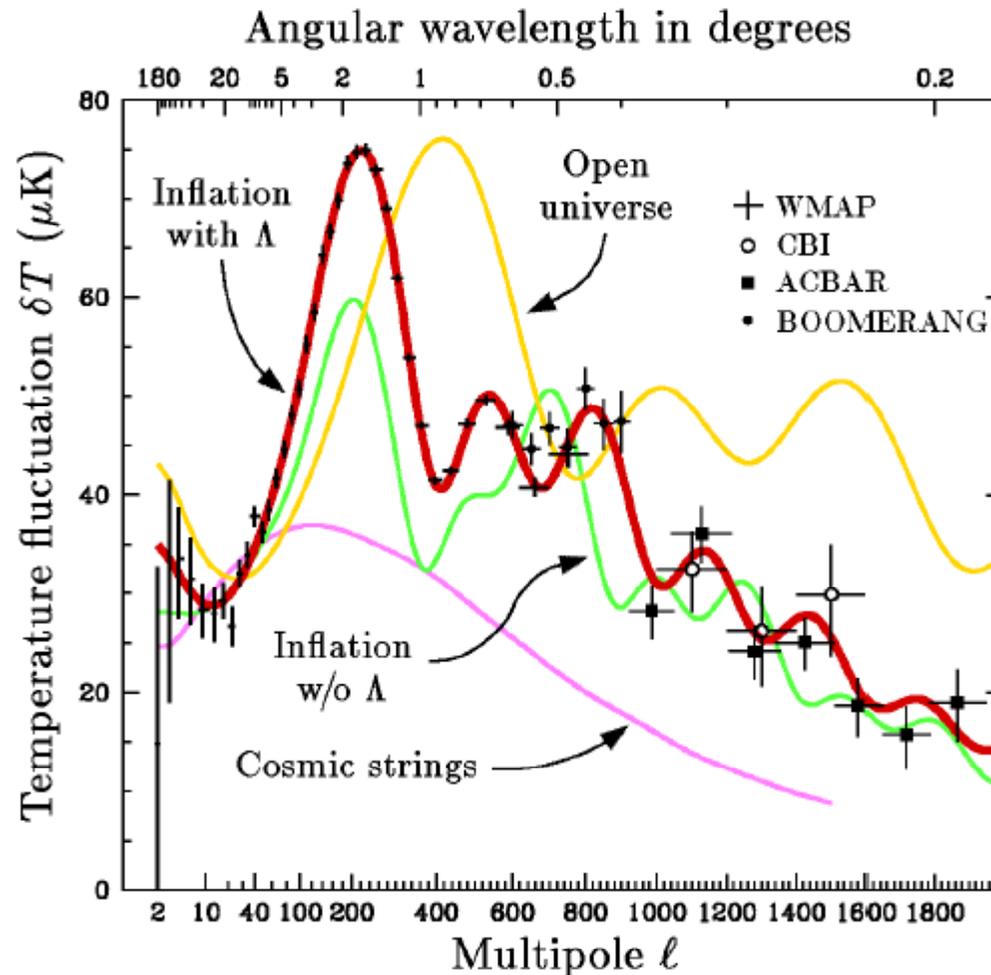
Inflation entre $t \sim 10^{-35} \text{s}$
 Echelle de GUT
 Jusqu'à $t = 70/H \sim 10^{-32} \text{s}$
 $H = 210^{53} \text{ km/s/Mpc} !$
 $a(t) \propto e^{Ht} = 2.5 \times 10^{30}$

La température à la fin de l'inflation est la même, grâce à la chaleur libérée par la transition de phase
 $T = 10^{14} \text{ GeV}$
 Autrement $T \sim 1/a(t)$

Amplitude des perturb. \sim égales quand elles croisent l'horizon



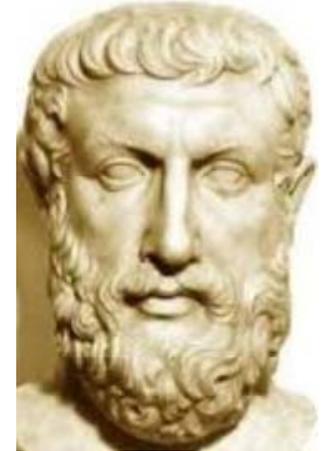
L'inflation: le seul modèle pour les anisotropies du fonds cosmique



Avant Planck
Avec WMAP +
Expériences sol

Elimine la
génération des
fluctuations par
les défauts
cosmiques

Conservation de l'énergie?



On ne crée rien à partir de rien! *nihil fit ex nihilo*

Parmenides (philosophe grec, ~500 av J-C),

Lucrèce (Rome ~100 av. J-C), de Rerum Natura

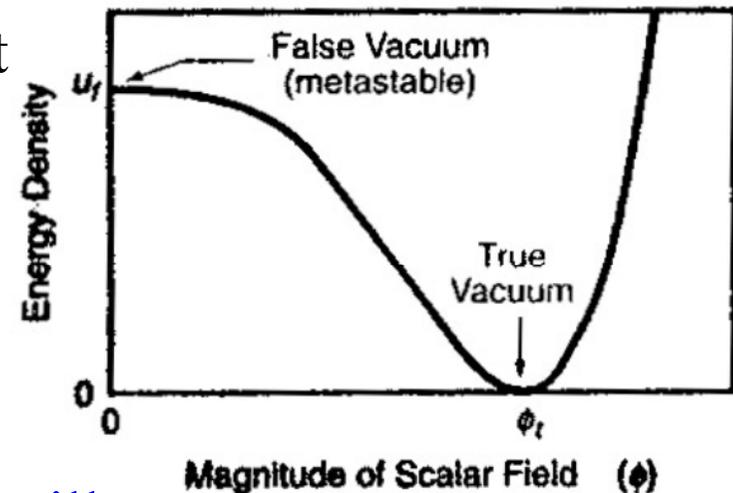
Champ scalaire (de GUT?) a la propriété d'être à l'équilibre dans un faux vide, dont $E \neq 0$

Puis le champ pourra descendre lentement vers le vrai vide $E=0$

Pression négative du faux vide $P=-\rho c^2$

Agit comme de la gravité négative

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\frac{\rho + 3P}{c^2} \right)$$

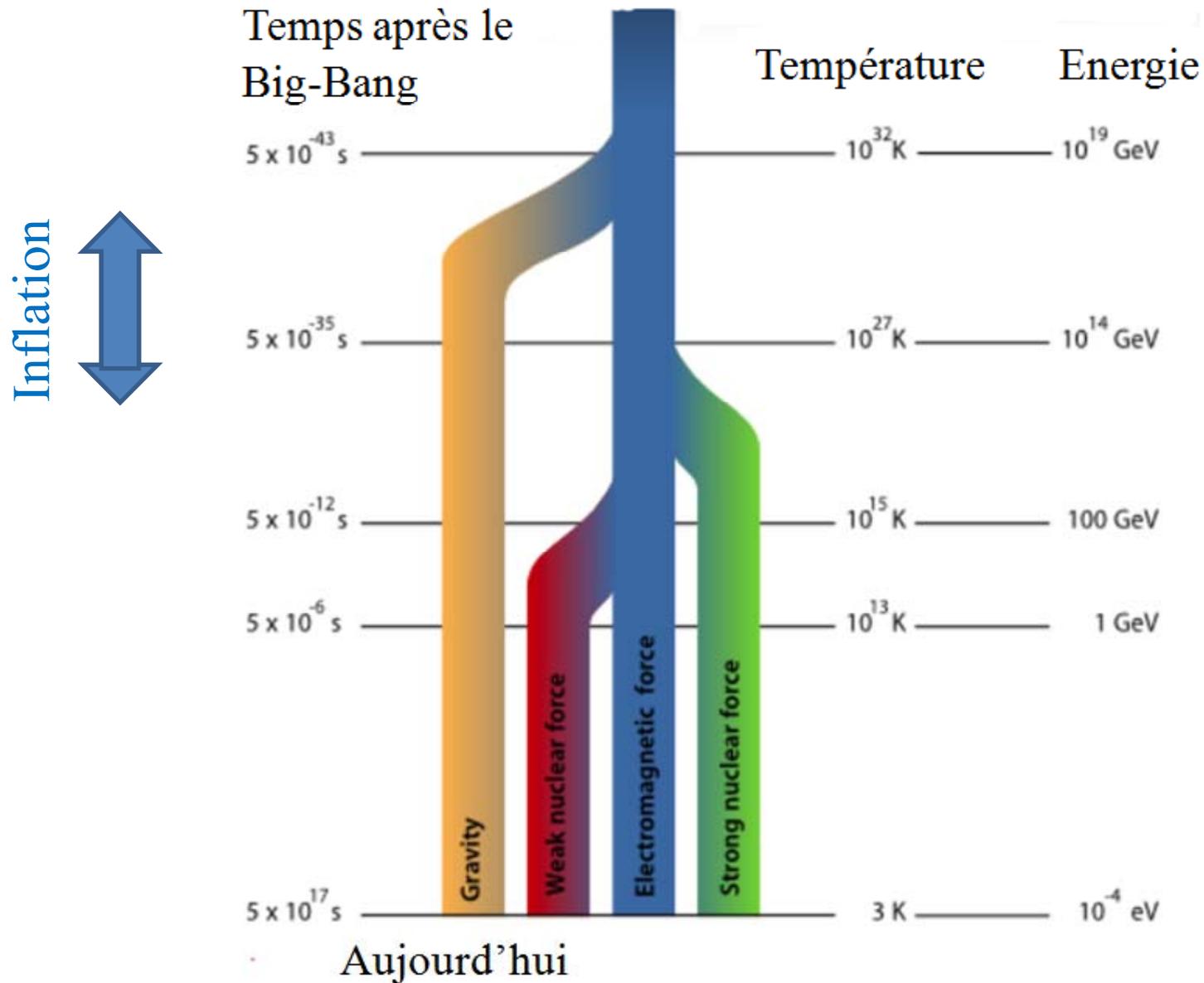


L'univers démarre tout petit $\sim 10^{-25}$ cm, Sa taille

s'accroît de 10^{30} , et son énergie de 10^{90} (volume); mais son énergie

gravitationnelle est très négative, et compense exactement. L'énergie de toute la matière qui est créée est prise sur l'énergie gravitationnelle

GUT: Grande Unification des forces



Fluctuations gaussiennes, en spectre de puissance

Les fluctuations sont self-similaires, pas de taille caractéristiques
Sauf à la traversée de l'horizon

Loi de puissance de pente plate $n_s = 1 + \mathcal{O}(10^{-2})$

Compatible avec Planck (2015) $n_s = 0.966 \pm 0.006$

Fluctuations adiabatiques

Dans le cas de l'inflation simple, on prévoit:

- Un univers plat, homogène et isotrope
- Des fluctuations gaussiennes et adiabatiques, avec un spectre plat
- Pente du spectre $n_s = 1 \pm 0.1$

Champ scalaire?

Tous les bosons de jauge correspondent à des « vecteurs » de spin 1

	masse →	charge →	spin →																									
	$\approx 2.3 \text{ MeV}/c^2$	$2/3$	$1/2$	u	up	$\approx 1.276 \text{ GeV}/c^2$	$2/3$	$1/2$	c	charm	$\approx 173.17 \text{ GeV}/c^2$	$2/3$	$1/2$	t	top	0	0	1	g	gluon	$\approx 125 \text{ GeV}/c^2$	0	0	0	H	boson de Higgs		
QUARKS	$\approx 4.8 \text{ MeV}/c^2$	$-1/3$	$1/2$	d	down	$\approx 65 \text{ MeV}/c^2$	$-1/3$	$1/2$	s	strange	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$	$-1/3$	$1/2$	b	bottom	0	0	1	γ	photon								
	$0.511 \text{ MeV}/c^2$	-1	$1/2$	e	électron	$105.7 \text{ MeV}/c^2$	-1	$1/2$	μ	muon	$1.777 \text{ GeV}/c^2$	-1	$1/2$	τ	tau	$91.2 \text{ GeV}/c^2$	0	1	Z^0	boson Z^0								
	$< 2.2 \text{ eV}/c^2$	0	$1/2$	ν_e	neutrino électronique	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$	0	$1/2$	ν_μ	neutrino muonique	$< 15.6 \text{ MeV}/c^2$	0	$1/2$	ν_τ	neutrino tauique	$80.4 \text{ GeV}/c^2$	± 1	1	W^\pm	boson W^\pm								
LEPTONS																												

Le graviton de spin 2 serait tensoriel

Comme scalaire (spin 0)
Il n'y a que le boson de Higgs, serait-il lié à L'inflaton?

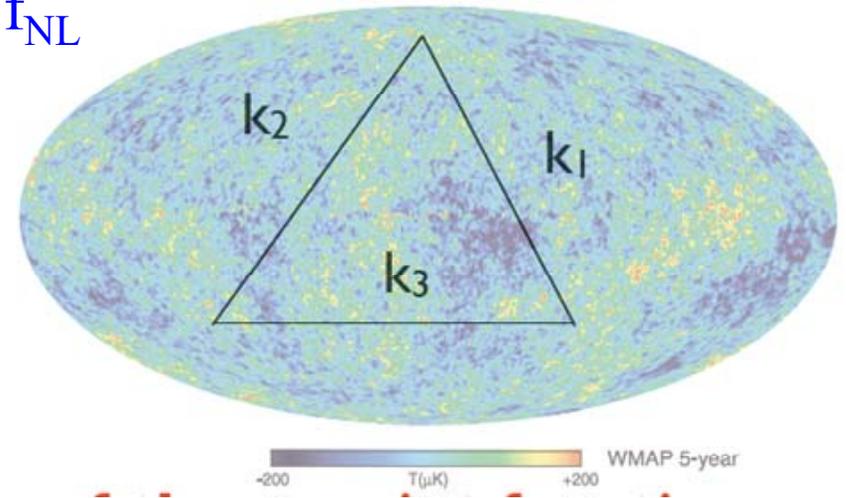
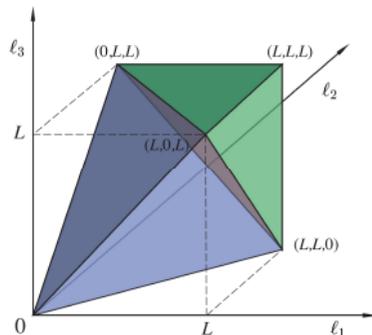
BOSONS DE JAUGE

Non-gaussianité

Amplitude quantifiée par les coefficients f_{NL}
calculés avec les corrélations à 3 points
Ou encore appelé « bi-spectre »

$$B(k_1, k_2, k_3) = \langle \Phi(k_1) \Phi(k_2) \Phi(k_3) \rangle = f_{\text{NL}} (2\pi)^3 \delta^3(k_1 + k_2 + k_3) b(k_1, k_2, k_3)$$

$\Phi(k)$ est la transformée de Fourier de la fluctuation, et $b(k_1, k_2, k_3)$ définit la forme des triangles



Forme locale des f_{NL}



Forme équilatérale

Komatsu 2008

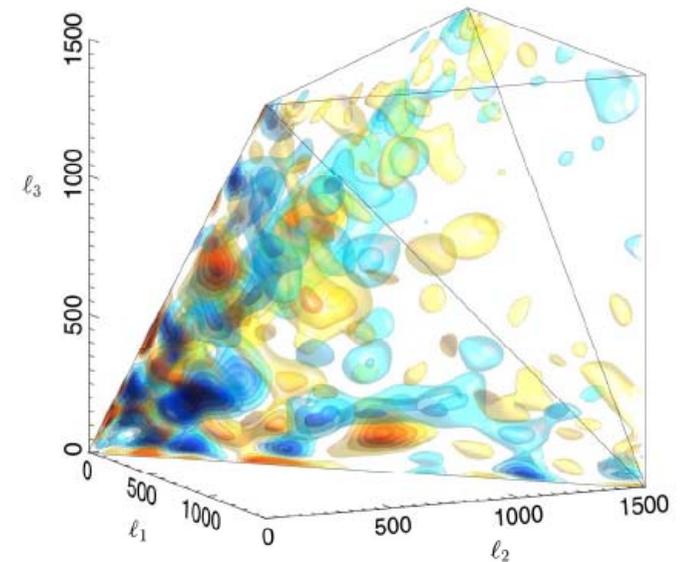
Résultats de Planck

La gaussianité est confirmée au niveau de 0.03%, mais des contraintes plus fines pourraient révéler le modèle cosmologique

Les lentilles gravitationnelles génèrent de la non-gaussianité

Cela doit être corrigé avant de faire le test

$$\begin{aligned} f_{\text{NL}}^{\text{local}} &= 2.7 \pm 5.8, \\ f_{\text{NL}}^{\text{equil}} &= -42 \pm 75, \\ f_{\text{NL}}^{\text{ortho}} &= -25 \pm 39 \end{aligned}$$



Dans le futur, meilleures contraintes

Platitude à 0.01%, et non-gaussianité à 0.005% ($f_{\text{NL}} \sim 5$)

Inflation confirmée, mais scénario ekpyrotique ou cyclique en difficulté

Un peu d'histoire

- Théorie de Landau-Ginzburg, de brisure de symétrie (1950) pour les supraconducteurs: Transition de phase du 2ème ordre, paramètre d'ordre Φ . Minimisation du Lagrangien: donne un paramètre d'ordre s'annulant pour $T = T_c$
- Inflation proposée par Alexei Starobinski (1979/80, URSS) et Alan Guth (1980/81, USA). Mais le mécanisme de Guth demande une modification pour sortir de l'inflation
- ➔ Nouvelle inflation, proposée par A. Linde, A. Albrecht, P. Steinhardt indépendamment en 1982
- Les premiers modèles d'inflation: transition de phase du 1er ordre, Puis du 2eme ordre
- Enfin sans transition de phase du tout, comme pour l'inflation chaotique, supposée venir de conditions initiales chaotiques

Potentiel

Dépend de la température ambiante, par rapport à T_c
Température critique
 $T_c \sim 3 \cdot 10^{14}$ GeV

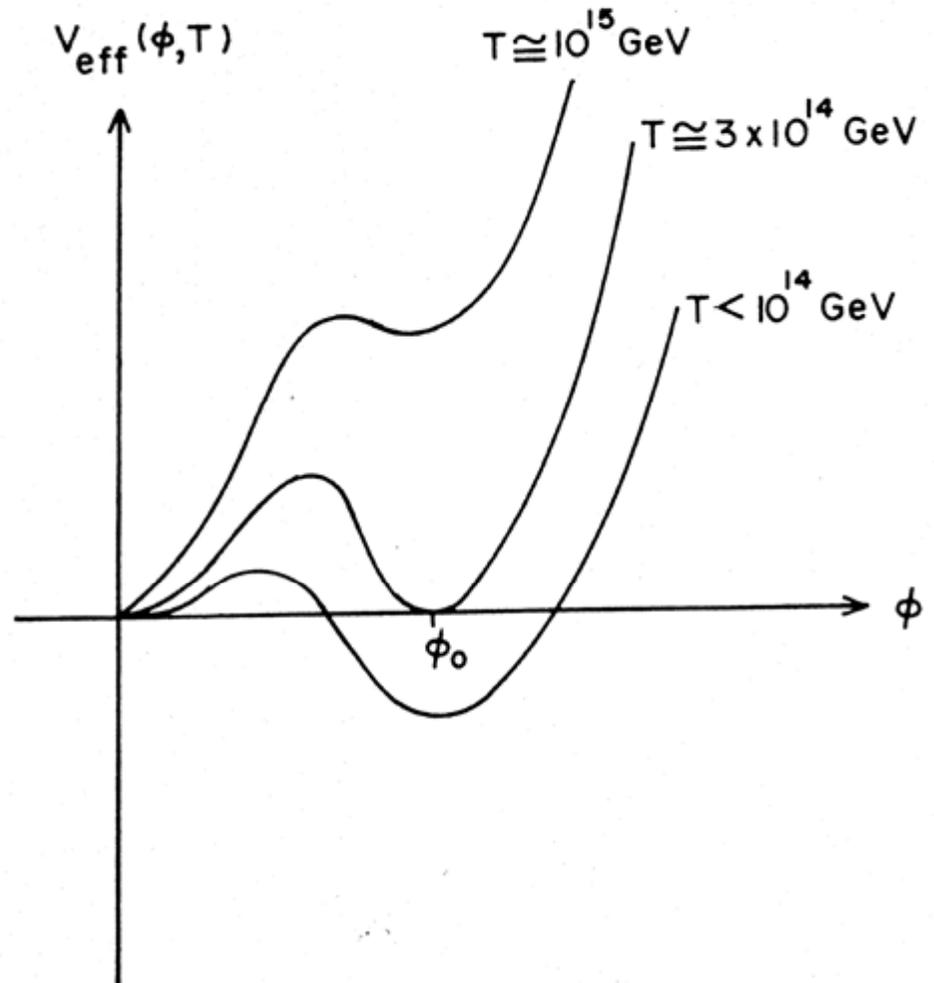
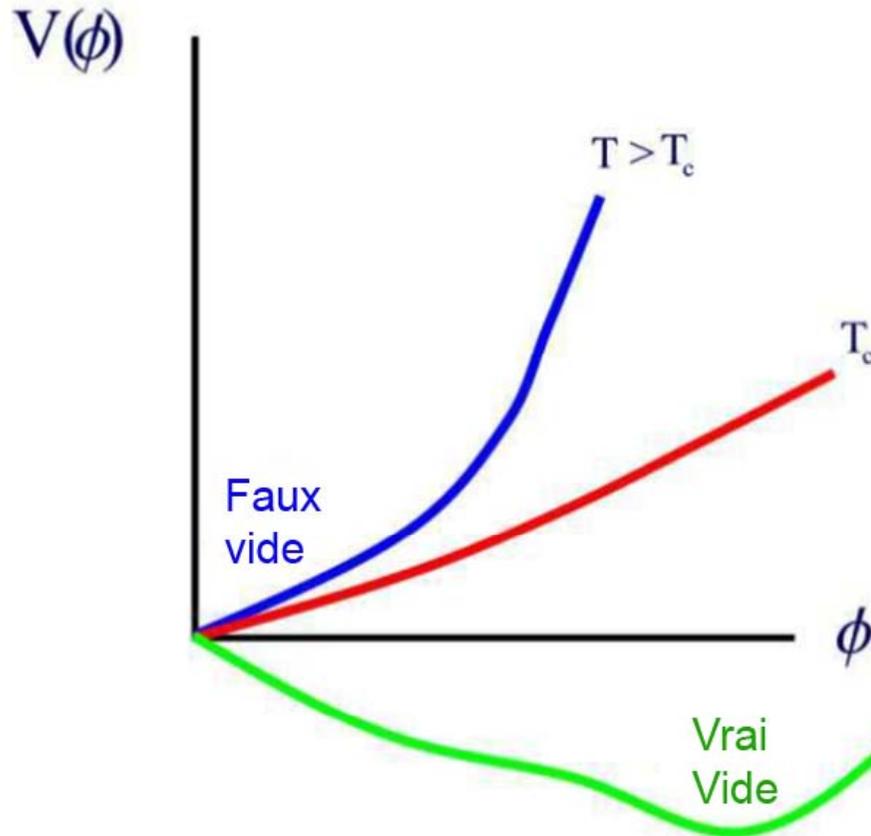


Schéma pour une inflation avec effet tunnel

Les fluctuations thermiques + effet tunnel \rightarrow transition faux vide \rightarrow Vrai vide, terminant l'inflation dans certaines régions, ou "bulles". Tout se termine quand les bulles en expansion se rejoignent coalescent et chauffent la matière

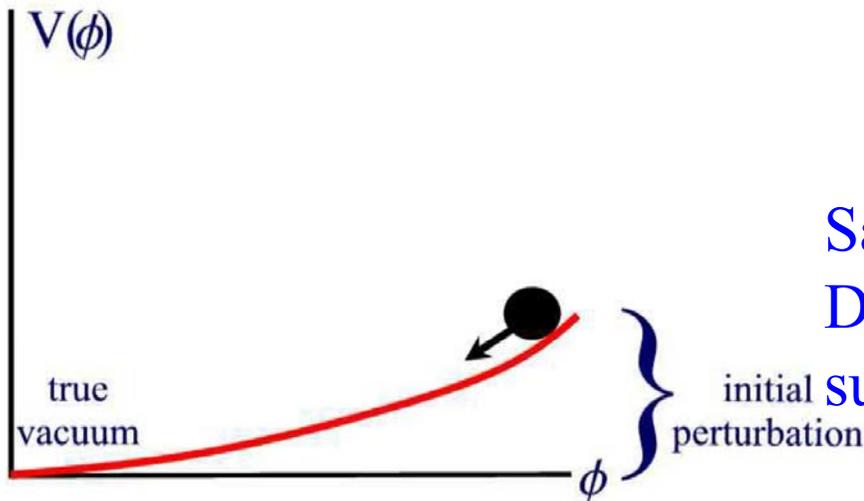
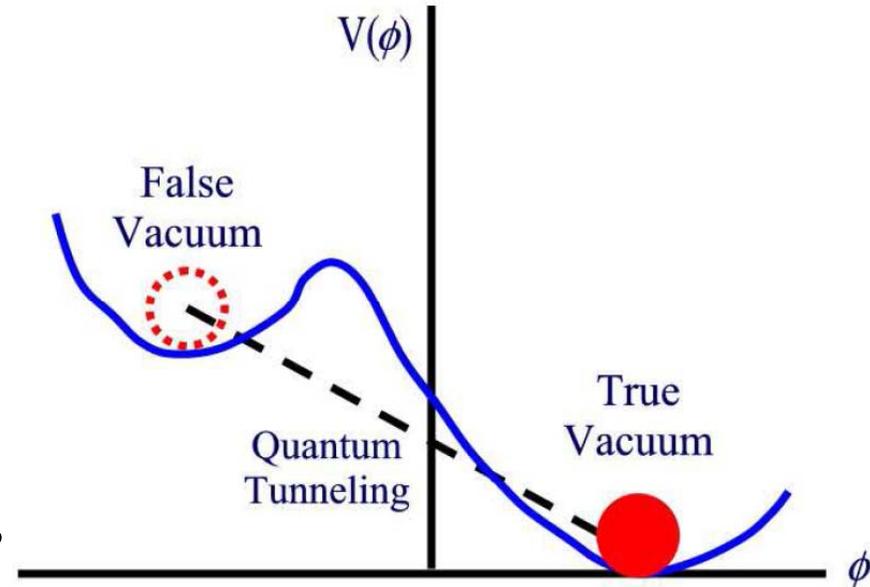


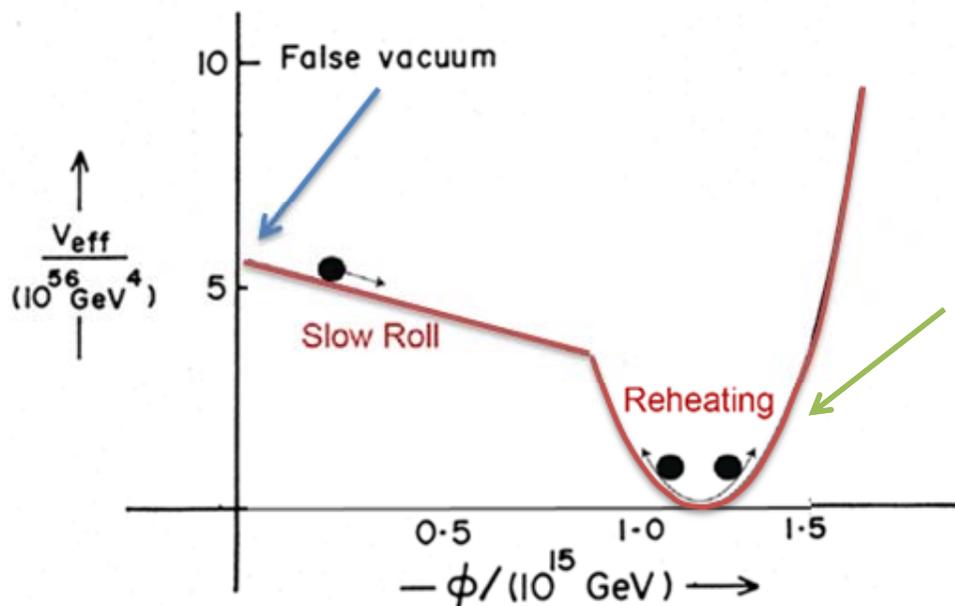
Schéma pour une inflation chaotique

Sans transition de phase, il faut $E_c \ll V$
 Demande que le champ soit homogène sur des échelles \gg horizon!!

Nouveau potentiel

En fait ces modèles ne marchent pas, trop inhomogènes, pas efficaces pour le réchauffement

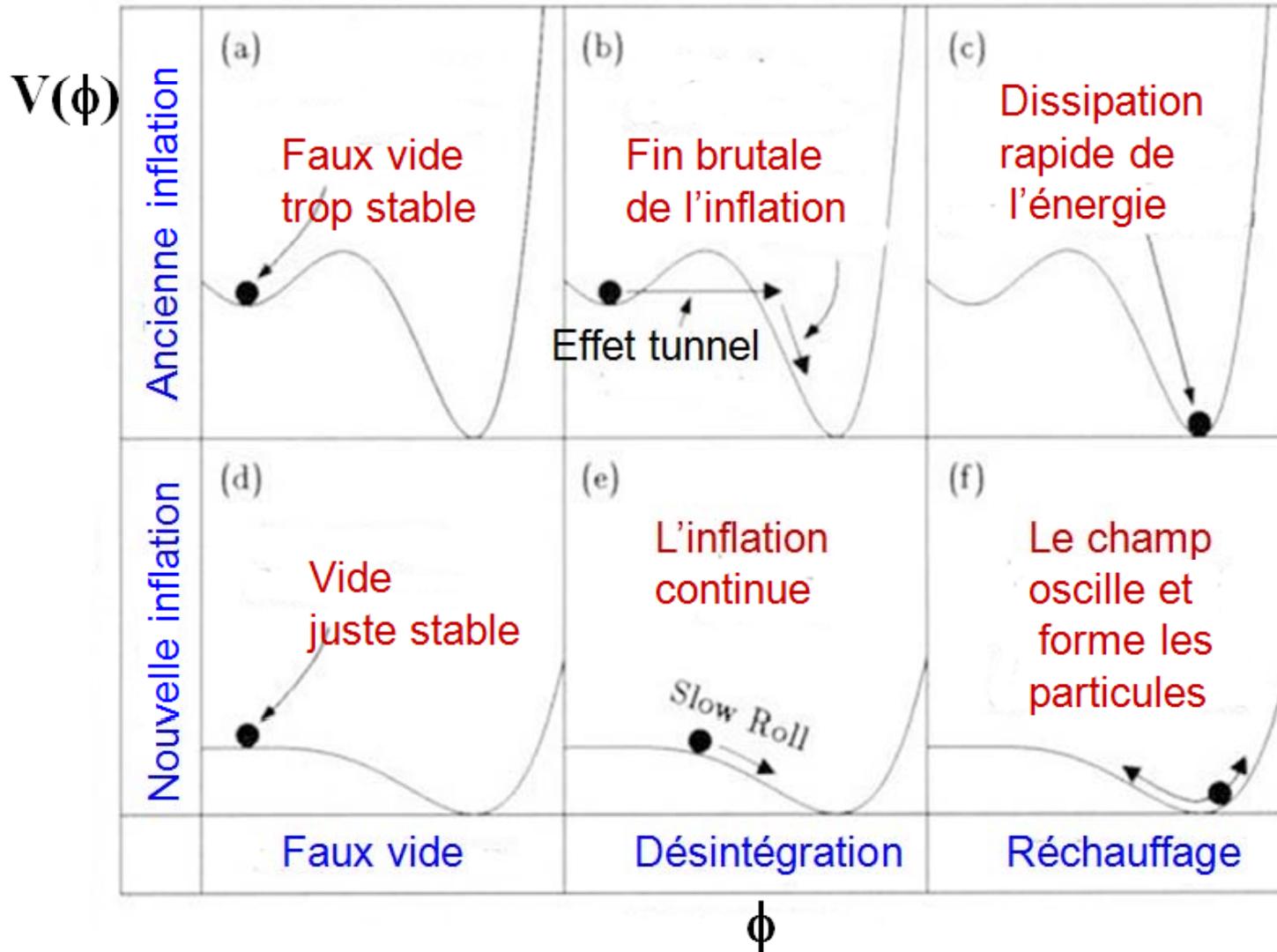
Il faut un potentiel de **pente plus douce (slow roll)**



L'inflaton se désintègre en photons et particules de matière
Les oscillations quantiques créent des perturbations initiales

Energie constante pendant l'inflation, chauffage efficace de la matière par l'inflaton, ou boson de Higgs ?

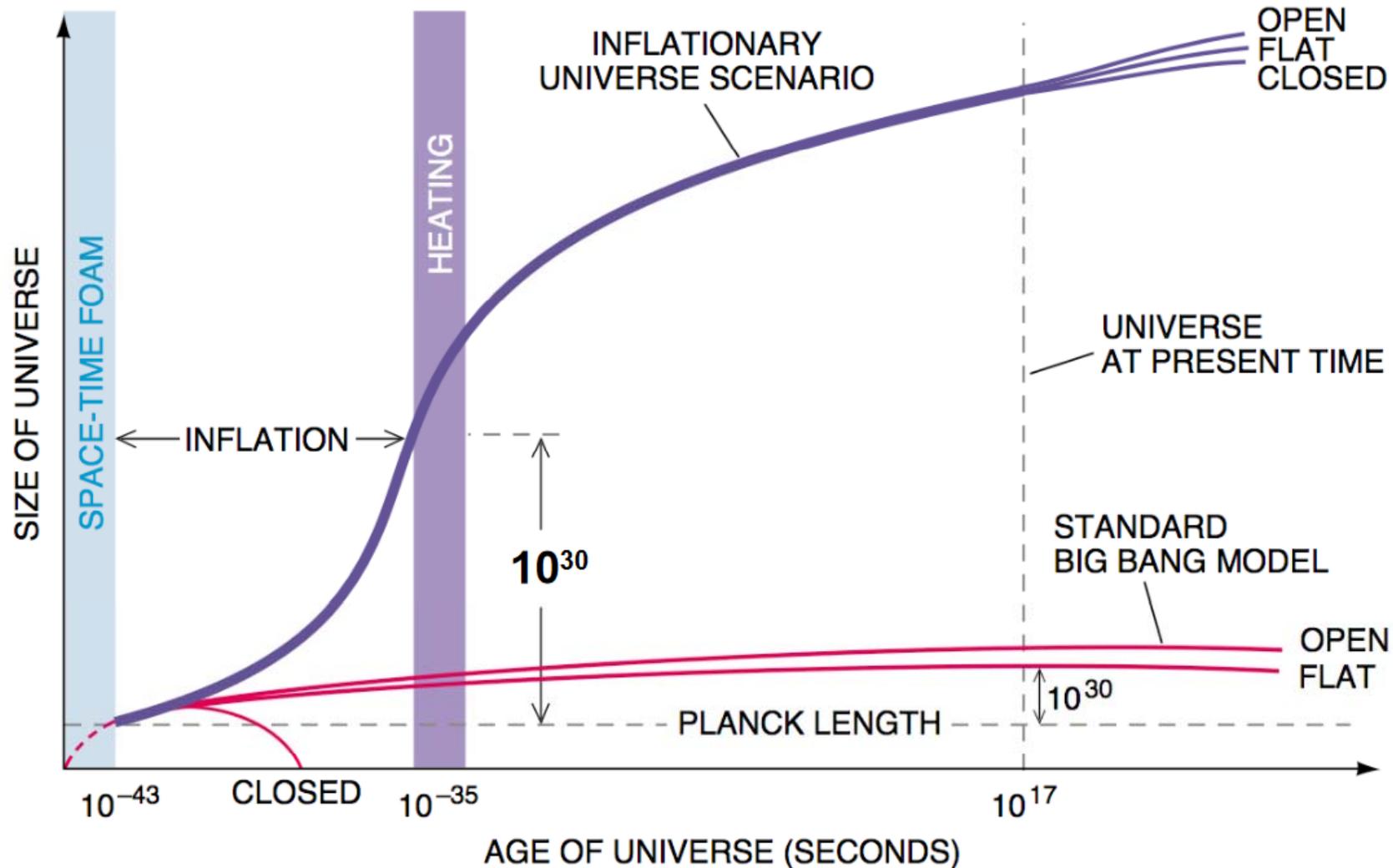
Nouvelle et ancienne inflation



➔ Sortie sans heurts de l'inflation

Scénario de l'inflation

Quantum, $L_p = 10^{-33}$ cm, $M_p = 10^{-5}$ g, $\rho = 10^{94}$ g/cm³



Les problèmes des modèles avec transition de phase

Les bulles ont une expansion trop rapide, laissant l'univers dépourvu de structures

Ajustement fin nécessaire pour éviter **les collisions de bulles** (formant des monopoles, domaines, etc.)

Ajustement fin du mécanisme **pour sortir du faux vide, en surfusion**

Une fois ajustement fait, pour être en accord avec le CMB, Les bulles **collisionnent trop souvent**

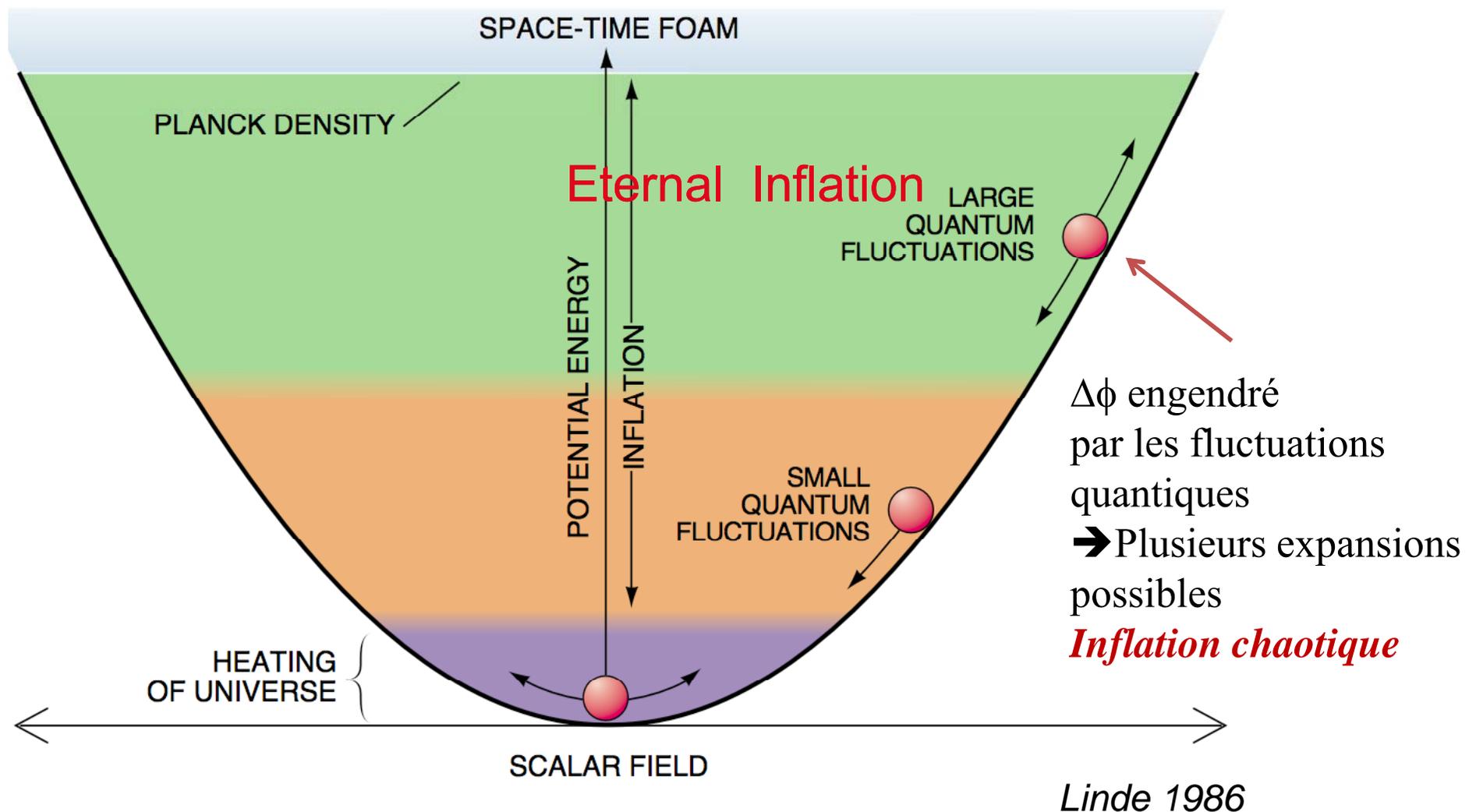
- Utiliser un champ en pente douce (slow roll) au lieu de l'effet tunnel (résoud les monopoles, les défauts cosmiques)
- Utiliser les fluctuations quantiques comme conditions initiales (évite l'ajustement fin)

Inflation comme un oscillateur harmonique

$$V(\phi) = m^2/2 \phi^2$$

$$V'(\phi) = m^2\phi$$

$$V''(\phi) = m^2$$



Les équations

Densité d'énergie

$$V(\phi) = m^2/2 \phi^2$$

Equation d'Einstein $H^2 = 8\pi G/3 \rho$

$$H^2 = (\dot{a} / a)^2 = 8\pi G m^2/6 \phi^2$$

$$\rho = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi)$$

slow roll

Klein-Gordon

(Shrödinger relativiste)

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V' = 0$$

avec $V' = m^2 \phi$

$$\alpha = 3H, \quad k=m^2$$

Semblable à l'équation d'un oscillateur harmonique **avec friction α**
(friction de Hubble)

$$\ddot{x} + \alpha\dot{x} + kx = 0$$

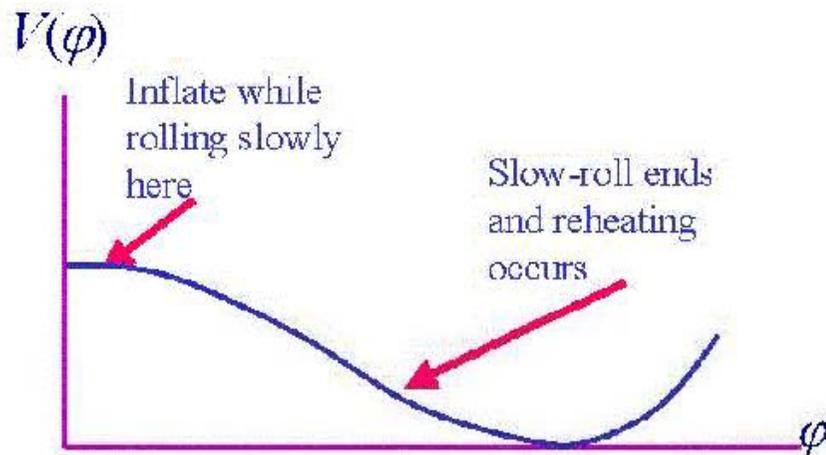
Principe de l'inflation

Grandes valeurs du champ ϕ + grandes valeurs de H
→ grande friction

→ Le champ ϕ varie très doucement, donc sa valeur en énergie est quasi constante

$$H = \frac{\dot{a}}{a} = \frac{m\phi}{\sqrt{6}} \approx \text{const}$$

$$\rightarrow a(t) \propto e^{Ht}$$



Dans ce cas, il n'y a pas de faux vide ni transition de phase

Conditions pour l'inflation

Il doit y avoir un “slow roll”, donc une décroissance douce du potentiel, de combien?

Il faut que $H \sim \text{constante}$, ou $-dH/dt \ll H^2$

$$H^2 = V / (3 M_p^2) \quad -dH/dt / H^2 = M_p^2 / 2 (V'/V)^2 = \varepsilon$$

$$\varepsilon = M_p^2 / 2 (V'/V)^2 \ll 1$$

$$\eta = M_p^2 V''/V \ll 1$$

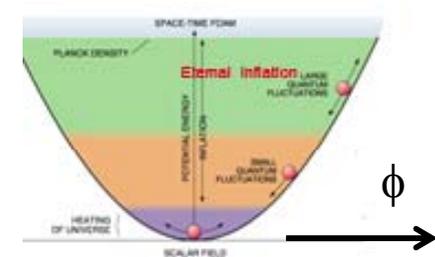
$$N = \ln(a_f/a_i) \propto V/V'$$

Si $V(\phi) = m^2/2 \phi^2$

$$V'(\phi) = m^2\phi$$

$$V''(\phi) = m^2$$

$$\rightarrow \varepsilon = \eta = 2 (M_p/\phi)^2 \ll 1 \rightarrow \phi \gg M_p$$

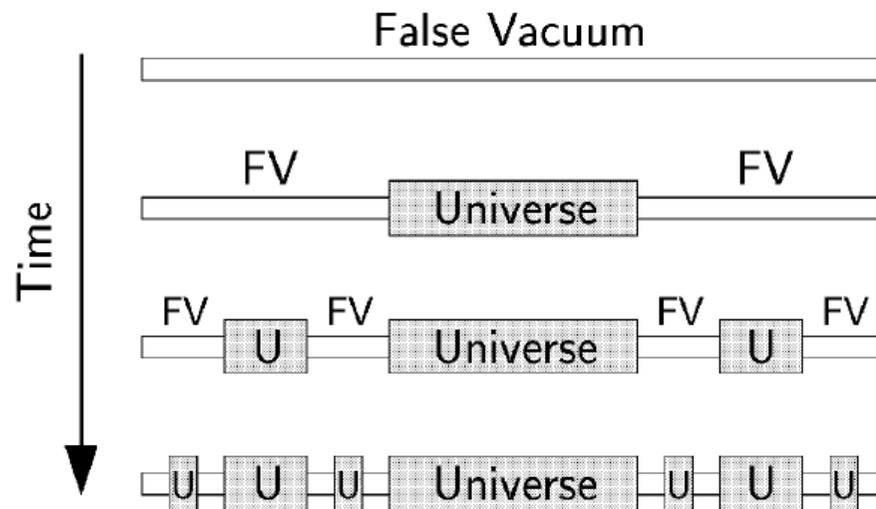


Inflation chaotique ou éternelle

Il est difficile d'arrêter l'inflation partout. On peut l'arrêter dans une bulle en particulier, avoir un ré-chauffement, et la création de particules dans un univers, mais l'espace continue son expansion ailleurs

Chaque partie de l'Univers évolue indépendamment, selon les valeurs initiales des paramètres quantiques

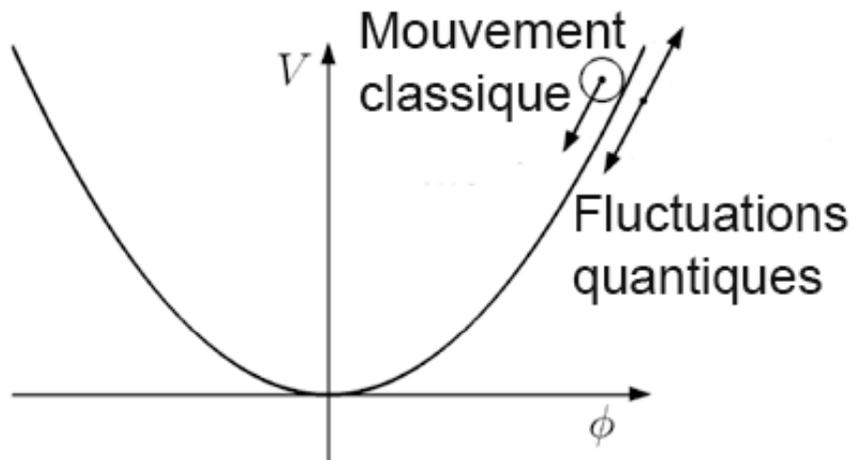
L'inflation s'auto-entretient, d'une façon chaotique, et indéfinie
Il n'y a plus de début ni de fin → inflation éternelle (Linde 1986)



Guth 2007

Inévitable!



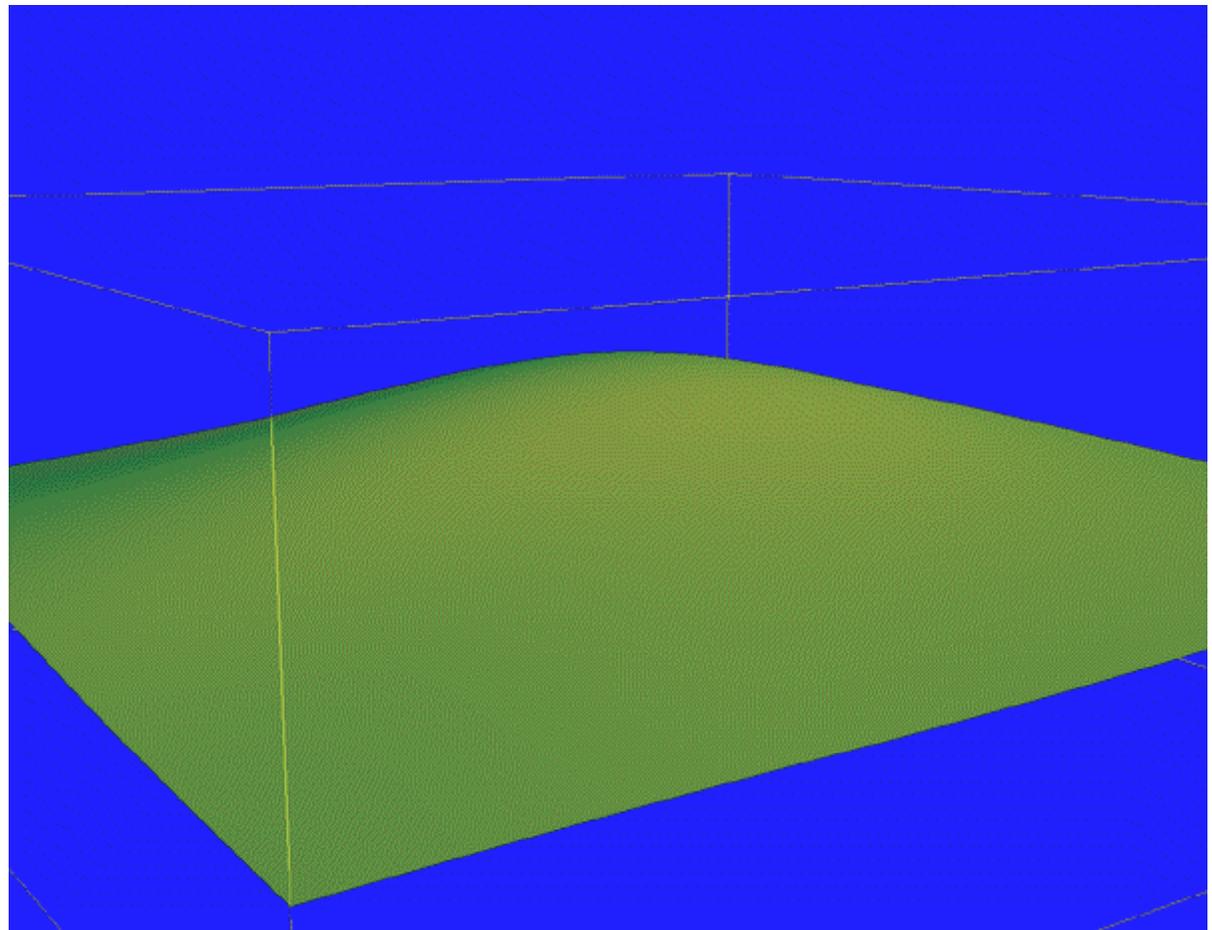


Evolution du champ de l'inflaton

A cause des fluctuations quantiques, la probabilité de revenir à de grandes valeurs de ϕ n'est pas nulle

Ces régions produisent une forte inflation et occupent une grande partie du volume

Film A. Linde



Eternelle dans le futur, mais pas le passé?

Les parties en inflation co-existent avec les univers thermalisés..

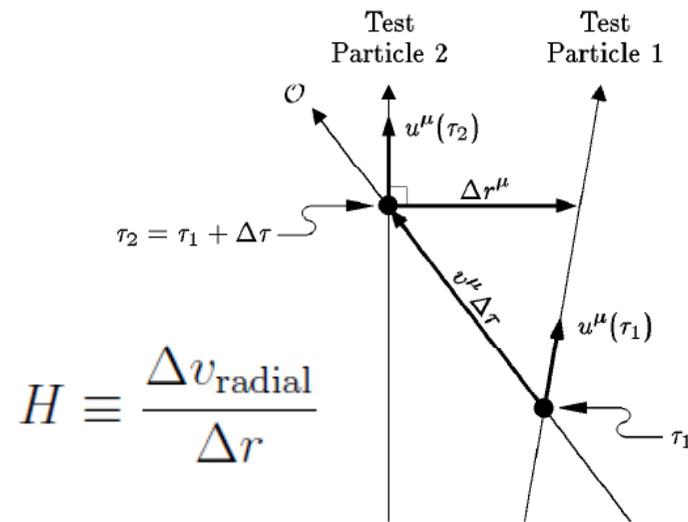
Une particule ou photon voyageant sur une géodésique d'un univers en expansion voit sa fréquence décalée vers le rouge

Dans le passé, ce décalage est vers le bleu

Une particule calcule la constante de Hubble avec des particules test comobiles 1 et 2

$$\gamma \equiv u_\mu v^\mu \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v_{\text{rel}}^2}}$$

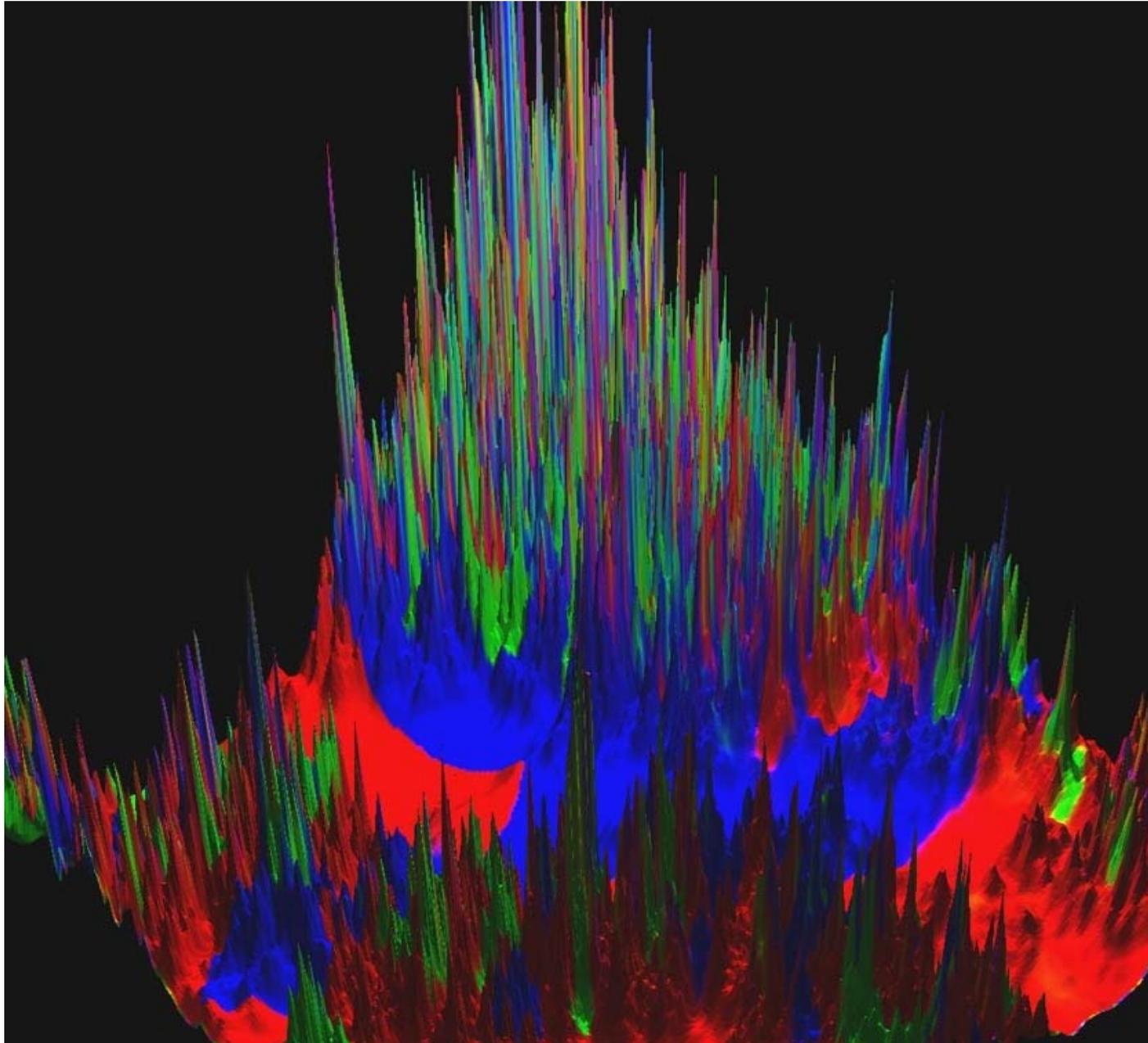
$$H = \frac{dF(\gamma)}{d\tau} \quad F(\gamma) = 1/\gamma$$



A l'origine, $F = 0$, et $\gamma \rightarrow \infty$ Il existe donc une singularité, et on doit faire appel à une nouvelle physique, ou des conditions quantiques

Borde, Guth, Vilenkin 2003

Structure fractale de l'inflation éternelle



Linde
Vanchurin
Vilenkin
Winitzki

2000-07

simulations

De multiples modèles!

$$f(R) = R + aR^2$$

1980

R^2 -inflation

Old Inflation

New Inflation

Chaotic inflation

SUGRA inflation

Double Inflation

Power-law inflation

Extended inflation

1990

$$V(\phi) \sim (1 + \cos\phi)$$

Natural inflation

Hybrid inflation

SUSY F-term
inflation

SUSY D-term
inflation

Assisted inflation

Brane inflation

2000

SUSY P-term
inflation

Super-natural
Inflation

K-flation

N-flation

$D3 - D7$ inflation

DBI inflation

Warped Brane
inflation

Racetrack inflation

Tachyon inflation

Roulette inflation Kahler moduli/axion

Hybrid inflation

Deux champs scalaires ϕ et χ

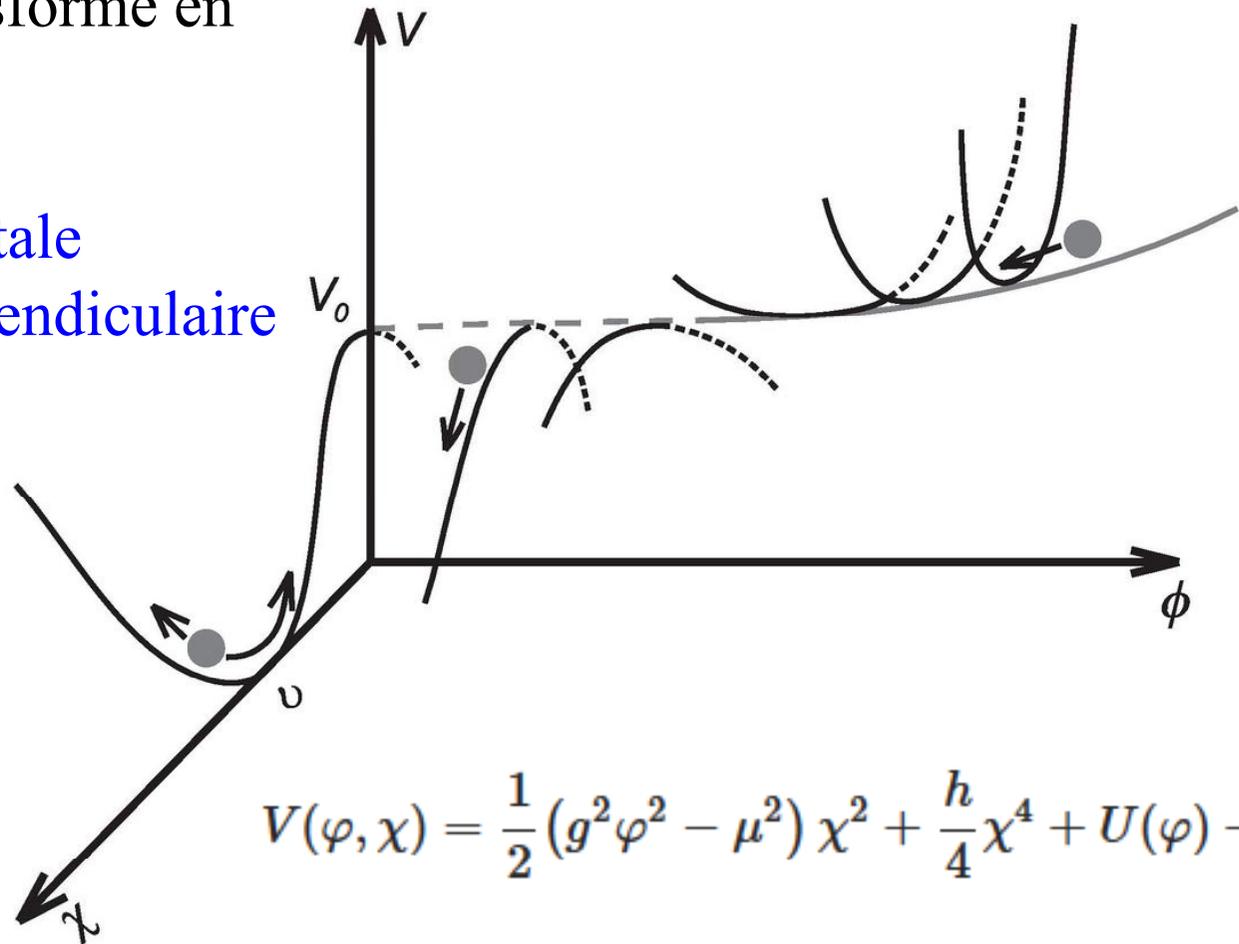
Inflation en pente douce (slow roll) dans la plan $\chi=0$

Le champ se transforme en
selle de cheval

Puis descente brutale
dans le plan perpendiculaire

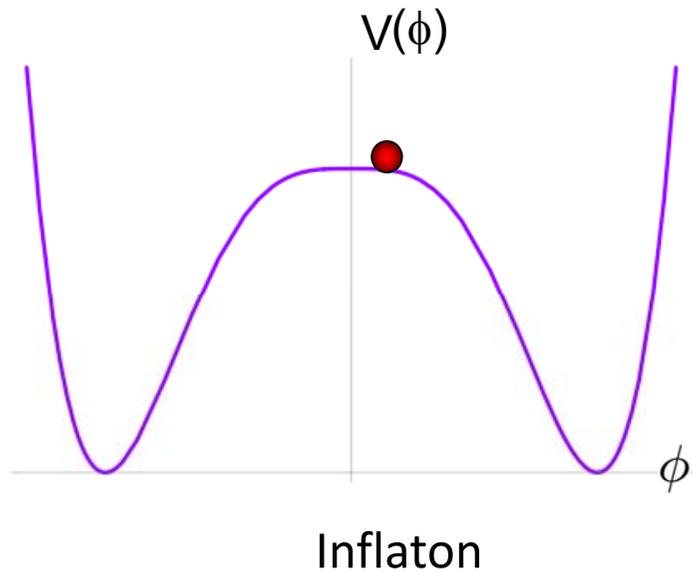
Oscillations
et réchauffage
de l'Univers

$U(\phi)$ inflaton



$$V(\phi, \chi) = \frac{1}{2} (g^2 \phi^2 - \mu^2) \chi^2 + \frac{h}{4} \chi^4 + U(\phi) + V_0,$$

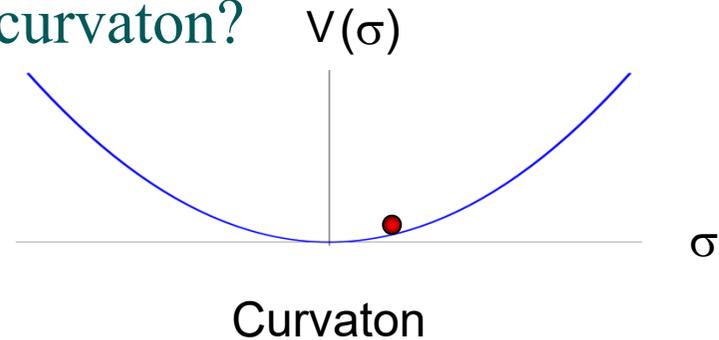
Peut-on avoir de fortes non-gaussianités ?



L'inflation ordinaire ne produit pas de non-gaussianités

Les cordes doivent en produire par contre

Ou alors le curvaton?



Perturbations adiabatiques

Perturbations iso-courbure

$\delta_H \sim \frac{\delta\sigma}{\sigma}$ σ est déterminée par les fluctuations quantiques, donc l'amplitude des perturbations est différente dans les différentes régions

Le curvaton

Le curvaton est un champ scalaire additionnel, produisant des fluctuations **de courbure**, vers la fin de l'inflation

Dans l'inflation, les perturbations sont adiabatiques: photons et matière fluctuent ensemble: γ , ν , CDM, baryons même $\delta n/n$

Après l'inflaton, le curvaton est la principale densité d'énergie

Enqvist & Sloth, 2001, Lyth & Wands, 2001

Pourrait même se passer d'inflation

$$\langle \sigma^2 \rangle = \frac{3H^4}{8\pi^2 m^2}$$

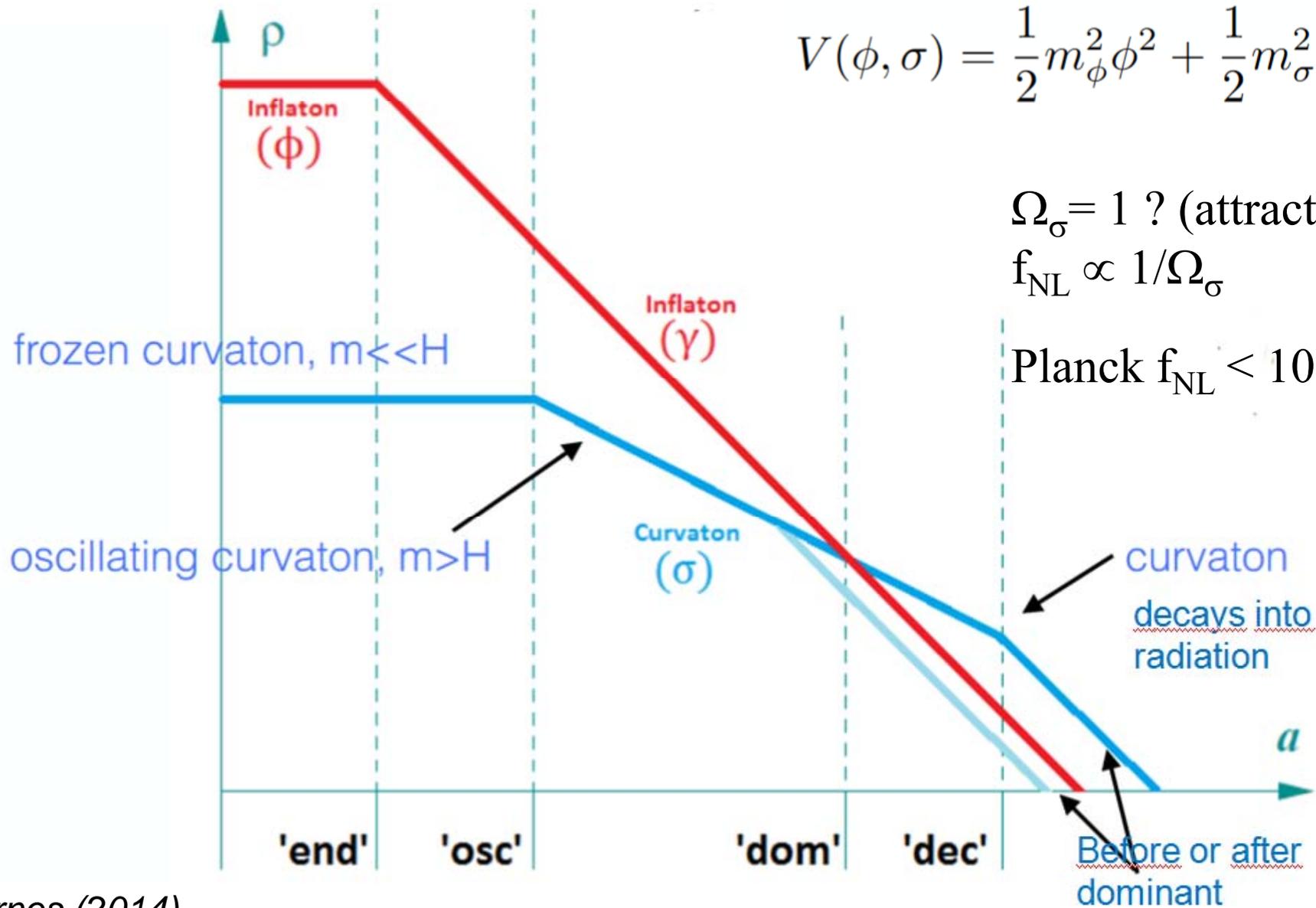
Modèle simple de curvaton, champ σ

La principale contribution à ces fluctuations est donnée par des longueurs d'onde croissant exponentiellement

$$\lambda_0 \sim H^{-1} \exp \frac{H^2}{m^2}$$

Mukhanov 1996, 2005

Curvaton dominant?



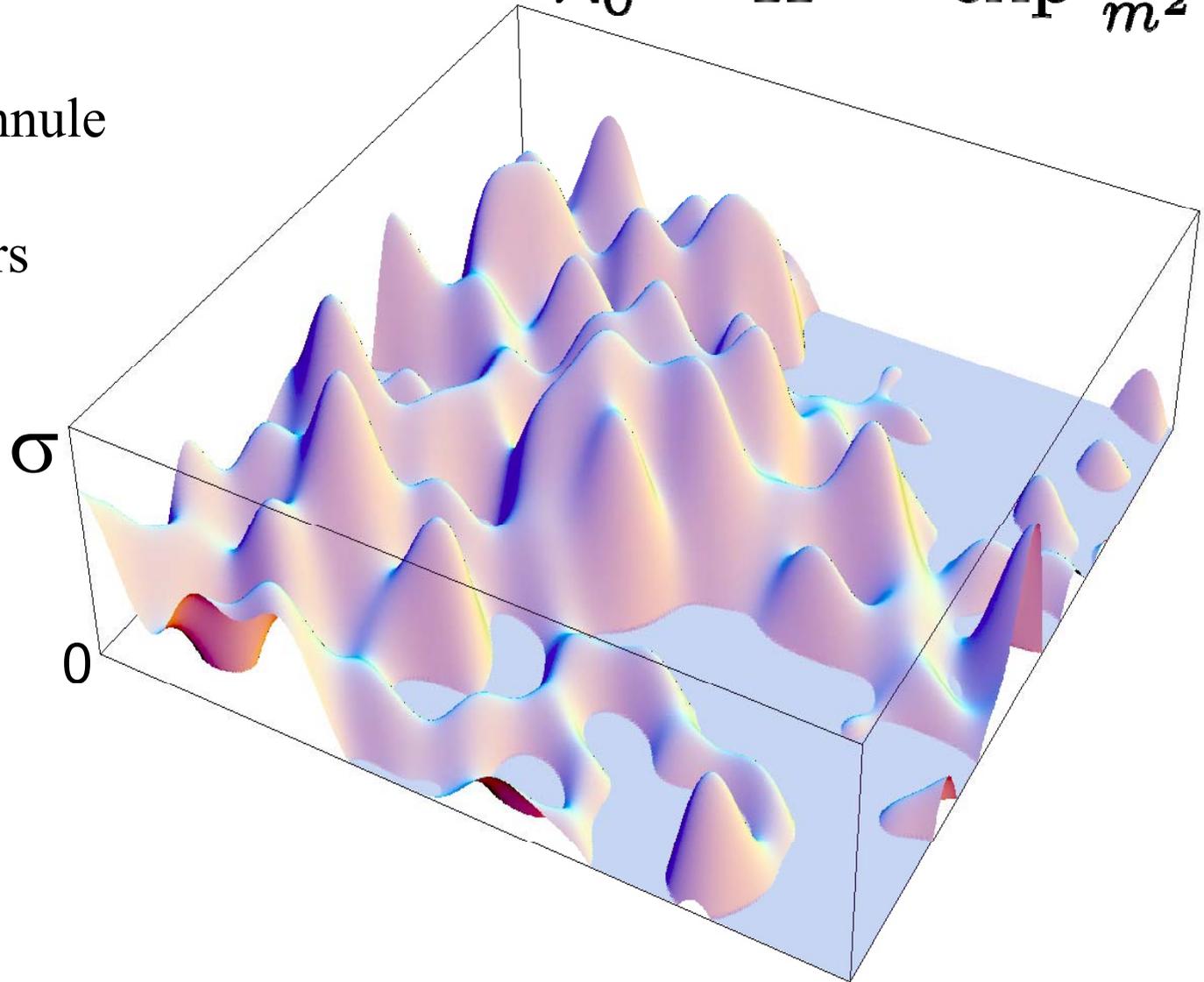
Distribution spatiale du curvaton

$$\delta_H \sim \frac{\delta\sigma}{\sigma}$$

$$\lambda_0 \sim H^{-1} \exp \frac{H^2}{m^2}$$

Le curvaton s'annule
sur la « côte »
Prend des valeurs
entre $\pm H^2/m$

Sur des
Échelles $\sim \lambda_0$

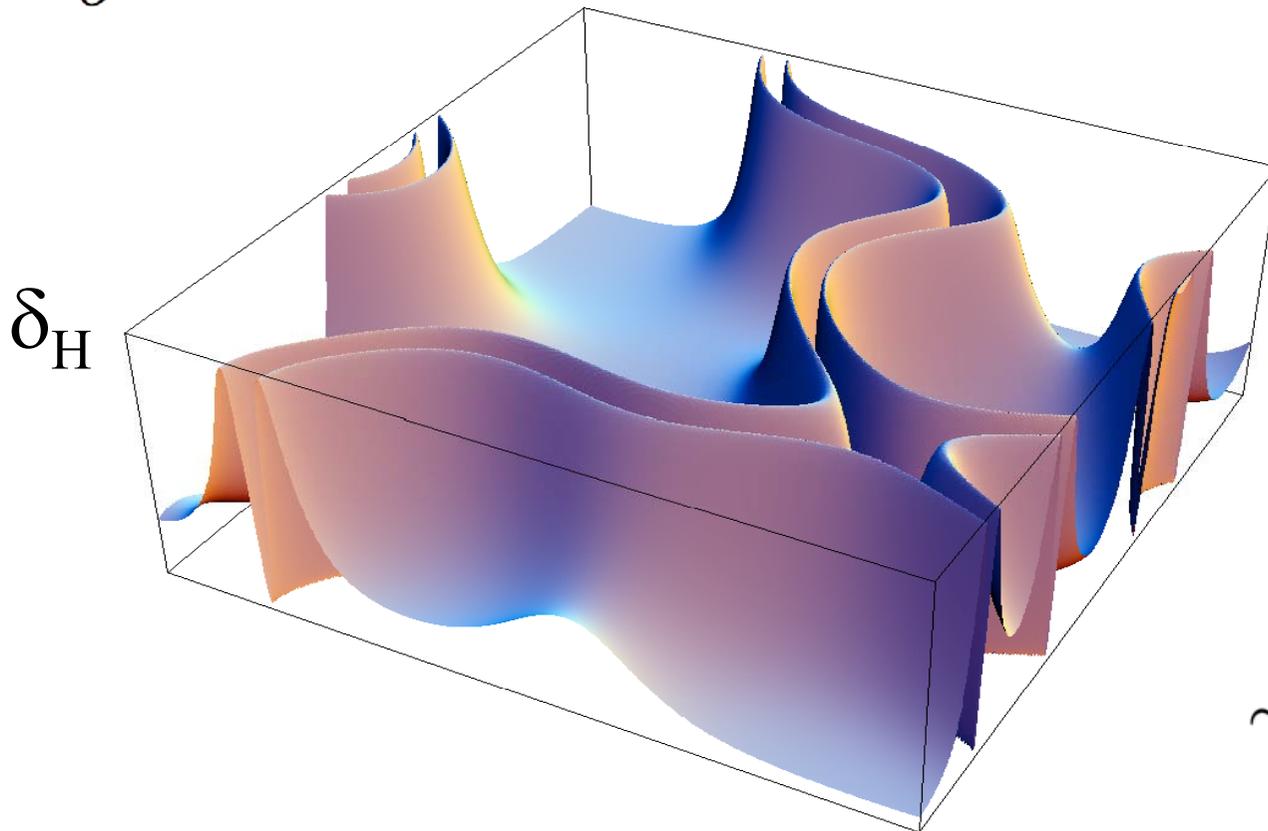


Le réseau du curvaton et la non-gaussianité

Pour l'inflation simple, on suppose l'amplitude des perturbations constante, $\delta_H \sim 10^{-5}$. Mais pour le curvaton δ_H peut être très différent, et donc introduire de la nongaussianité

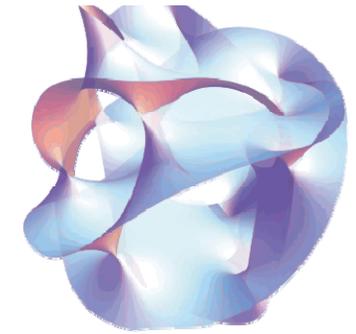
$$\delta_H \sim \frac{\delta\sigma}{\sigma}$$

Linde, Mukhanov, 2005



$$\frac{\delta\rho}{\rho} \sim \frac{\sigma H}{\pi(\sigma^2 + C^2)}$$

L'immense nombre de « paysages » de la théorie des cordes



Après avoir démontré que l'inflation dans tous les modèles est **éternelle**, on réalise que le nombre d'univers possibles est énorme dans le cadre de la théorie des cordes, vu le nombre de dimensions supplémentaires (*Susskind 2003, Bousso & Polchinski 2004*)

Un grand nombre de champs, avec un nombre énorme de minima ou « faux vides »

Les possibilités sont estimées à 10^{500} - 10^{1000} faux vides, en surfusion
Chaque vide aurait des paramètres (Λ , ϕ , ...) différents.

Le principe anthropique assure des valeurs raisonnables des paramètres

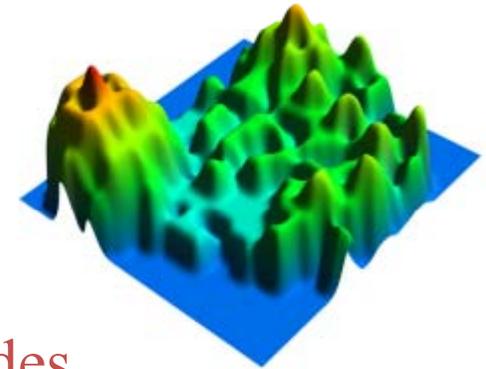
Comment évaluer les probabilités? On manque d'une théorie pour mesurer les probabilités: une sorte de renormalisation

Deux types de modèles d'inflation

Cordes fermées Les modèles les plus simples: l'inflaton est le **module** de la corde

Utilisent les champs scalaires déjà présents dans les modèles de compactification, avec leur grand nombre de minima

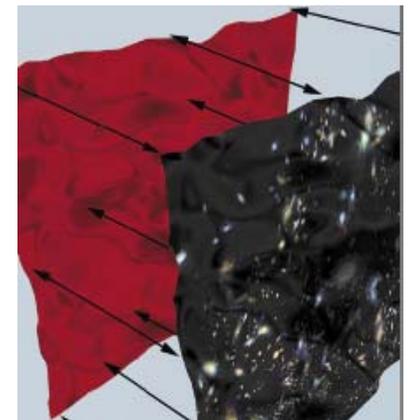
Un paysage avec 10^{100} à 10^{1000} minima



Branes (reliées par des cordes ouvertes)

Le champ d'inflaton correspond à la **distance** entre des branes de l'espace de Calabi-Yau

Ce genre de modèle était historiquement le premier proposé dans la théorie des cordes



Inflation dans la théorie des cordes

Le problème de la stabilisation du volume:

Un potentiel de la théorie obtenu par compactification
en théorie des cordes

$$V(X, Y, \phi) \sim e^{(\sqrt{2}X - \sqrt{6}Y)} V(\phi)$$

X et Y sont des champs canoniques normalisés correspondant au dilaton et au volume de l'espace compactifié; ϕ est le champ contrôlant l'inflation

Le potentiel est très raide par rapport à X et Y , ces champs évoluent rapidement, et l'énergie potentielle V disparaît. Il faut stabiliser ces champs

→ Stabilisation du volume: **construction "KKLT"**

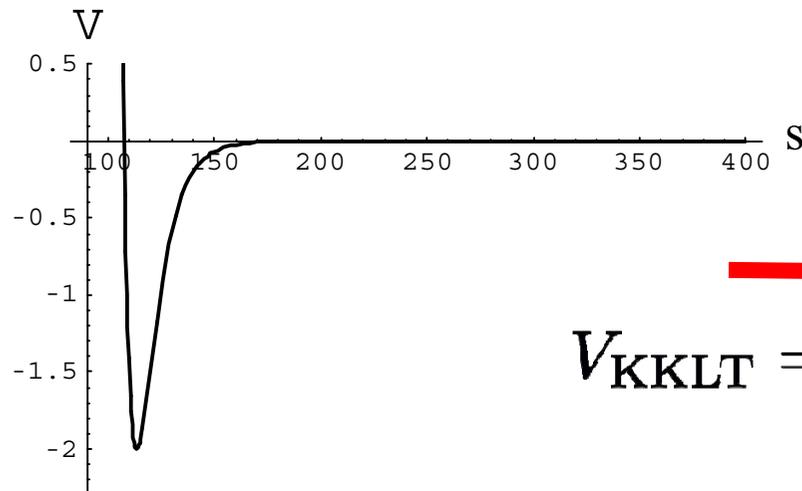
Kachru, Kallosh, Linde, Trivedi 2003

Stabilisation en volume

KKLT Kachru, Kallosh, Linde, Trivedi 2003

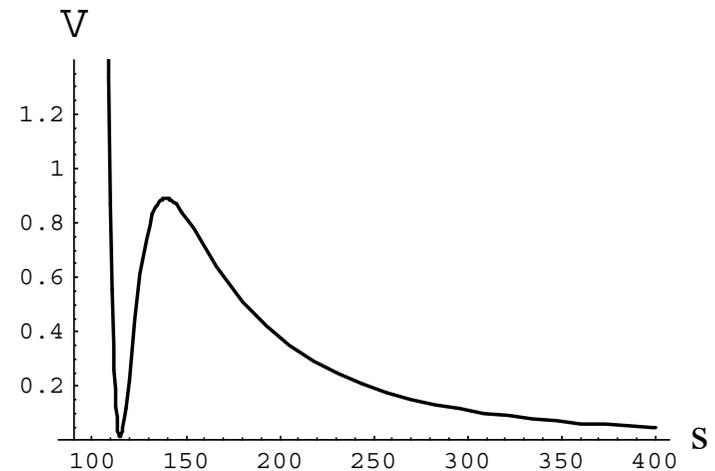
Principales étapes du scénario

- 1) Partir d'une théorie avec un potentiel exponentiel
- 2) Faire re-descendre ce potentiel grâce aux effets quantiques forts (non perturbatifs)
- 3) Relever le minimum jusqu'à l'état de l'énergie du vide positive par addition d'énergie d'une anti-D3 brane de l'espace Calabi-Yau



minimum AdS

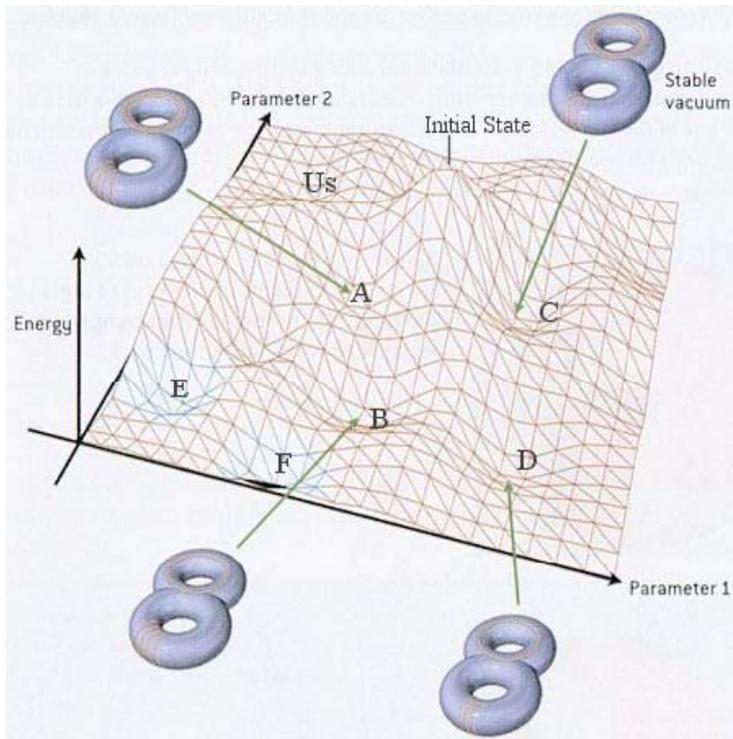
$$V_{\text{KKLT}} = V_{\text{AdS}} + \frac{D}{\sigma^2}$$



Minimum dS metastable

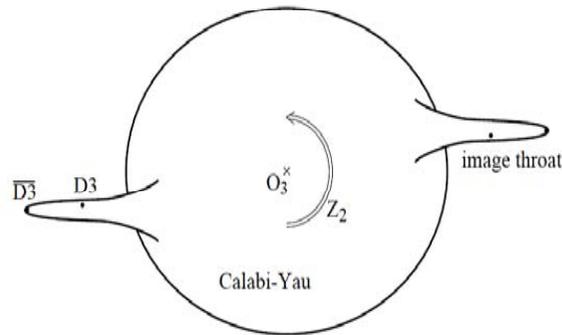
Résultats trop nombreux

- Il est possible de stabiliser le modèle dans ses dimensions propres, et d'avoir un univers en accélération. A la fin, notre région d'univers se désintègre et devient à 10-dimensions, mais cela survient seulement dans $10^{10^{120}}$ ans

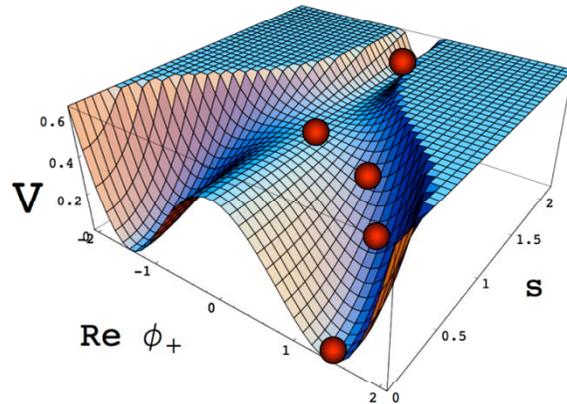


Apparemment, la stabilisation du vide peut se faire de $10^{100} - 10^{1000}$ différentes manières i.e. l'énergie potentielle V de la théorie des cordes peut avoir $10^{100} - 10^{1000}$ minima, correspondant à des univers possibles

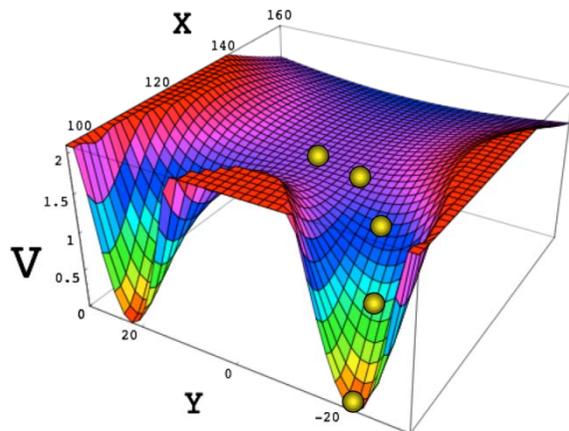
Inflation dans la théorie des cordes



Inflation brane-anti-brane



Inflation hybride D3/D7

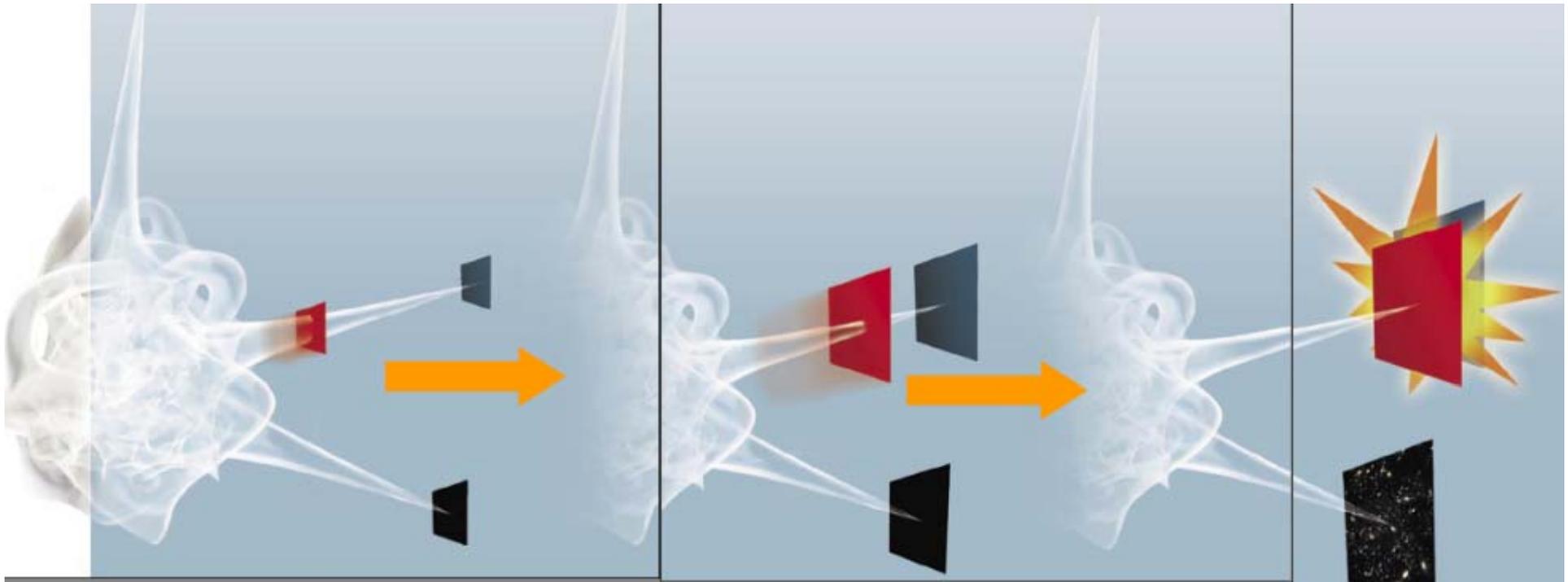


Inflation modulaire

Inflation DBI (Direct-Born-Infeld)
termes cinétiques non-minimum

Inflation Brane-Antibrane

Lors de l'inflation des branes, deux peuvent entrer en collision



Un problème de l'inflation des cordes

Dans toutes les versions de l'inflation de la théorie des cordes, le processus commence à $V \ll 1$

Typiquement $V = 10^{-16} M_p^4$

Mais un univers fermé et chaud s'effondre en un temps $t/t_p = S^{2/3}$ (S entropie). Pour survivre jusqu'au début de l'inflation à $t = 1/H = V^{-1/2}$ il faut $S > V^{-3/4}$

L'entropie initiale (le nombre de particules) doit être $S > 10^{12}$. Un tel univers au temps de Planck consistait de 10^{12} horizons non-reliés causalement. **Donc, pour expliquer pourquoi l'univers est si grand et homogène, il faut supposer qu'il était grand et homogène dès le début...**

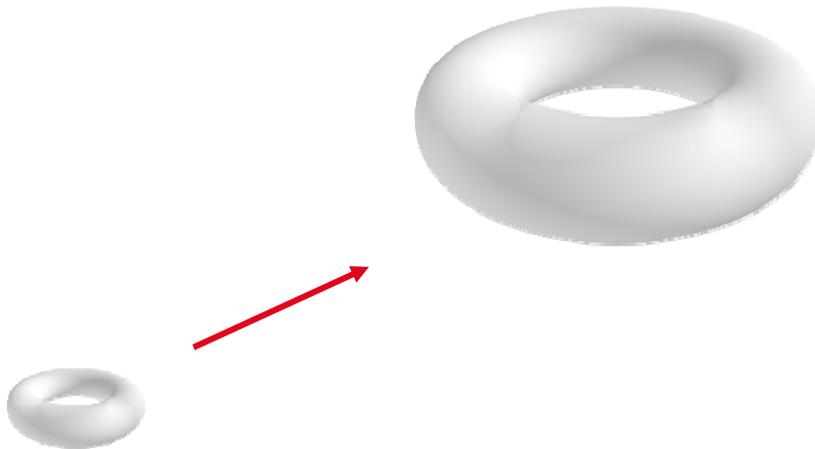
Une solution

Difficile de débiter l'inflation: **Comment créer un univers plat?**

→ Prendre une boîte (une partie de l'univers plat)
et coller ses faces opposées entre elles.

→ **tore, qui est un Univers plat!**

Sa taille croît comme $t^{1/2}$, alors qu'une
particule relativiste parcourt ct

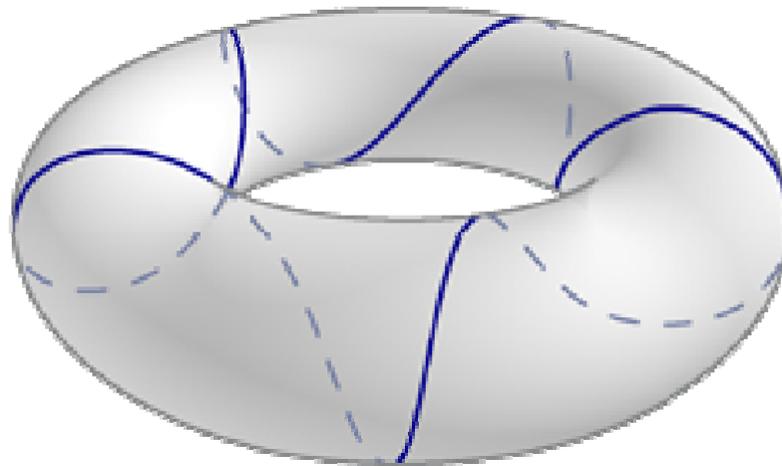


Donc jusqu'au début de
l'inflation la taille de
l'Univers est plus petite que
l'horizon

Homogénéité

Si l'Univers initialement avait la taille de Planck (la plus petite possible), alors dans un temps cosmologique $t \gg t_p$ (en unités de Planck) les particules ont le temps de parcourir le tore plusieurs fois et d'apparaître dans toutes ses régions avec égale probabilité,

→ Cela rend l'univers homogène et le garde homogène jusqu'au début de l'inflation



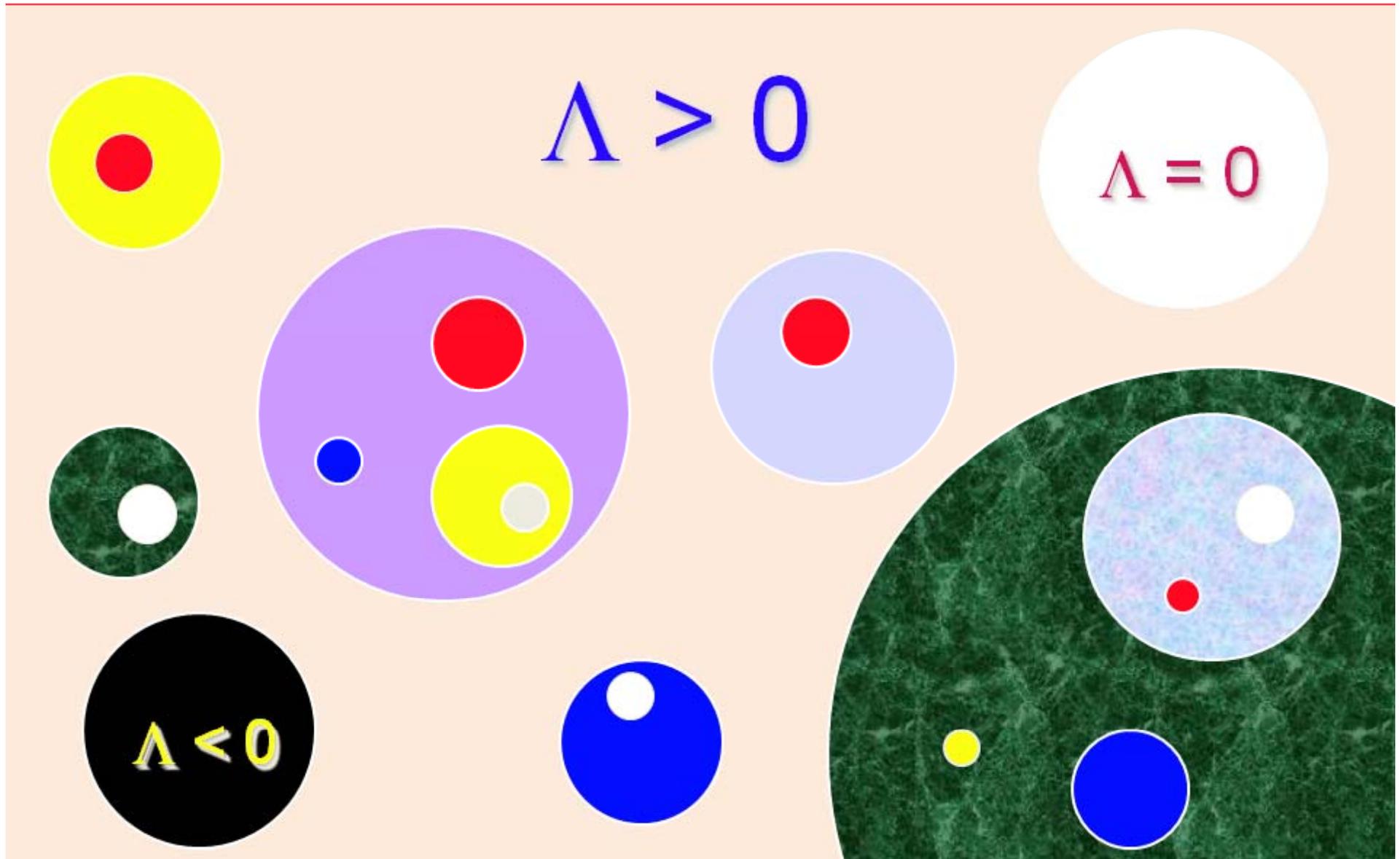
Inflation éternelle dans un paysage de cordes

L'inflation éternelle est une propriété générale de tous les modèles basés sur des paysages: Les champs sautent éternellement d'un minimum à l'autre, et l'univers continue son expansion exponentielle

Cependant, il arrive un moment où les champs s'arrêtent de sauter, comme dans l'inflation classique, et commence à descendre en pente douce (slow roll) comme dans l'inflation chaotique: **la dernière étape de l'inflation est toujours de ce type**

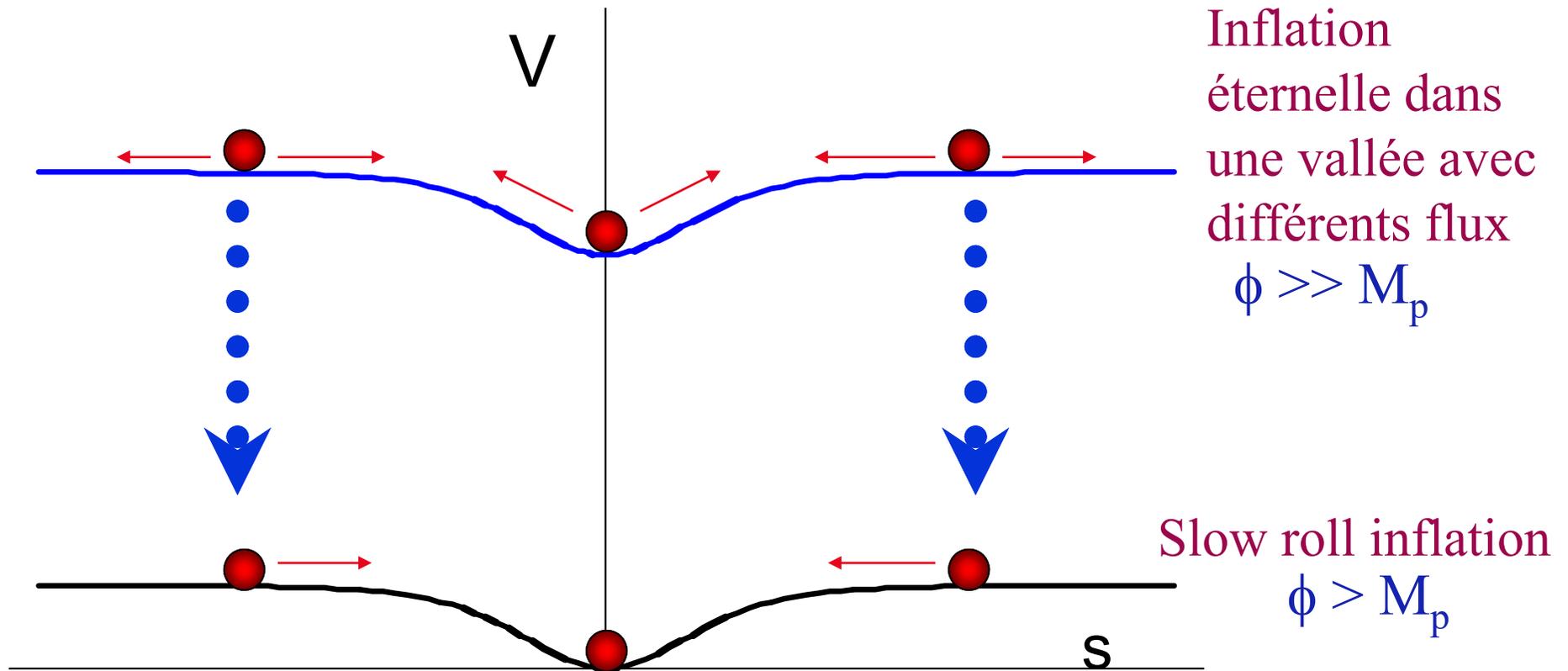
Comment créer les conditions initiales de cette inflation douce après l'effet tunnel?

De multiples Univers, avec des Λ différentes



Conditions initiales pour l'inflation D3/D7

Dans le scénario D3/D7, le caractère plat de l'inflaton ne dépend pas des flux



Le champ se déplace dans la vallée supérieure à cause des fluctuations quantiques, puis effet tunnel dû au changement de flux à l'intérieur d'une bulle

Critiques de l'inflation

Les conditions initiales doivent encore être **finement ajustées**
(*Steinhardt 2011*)

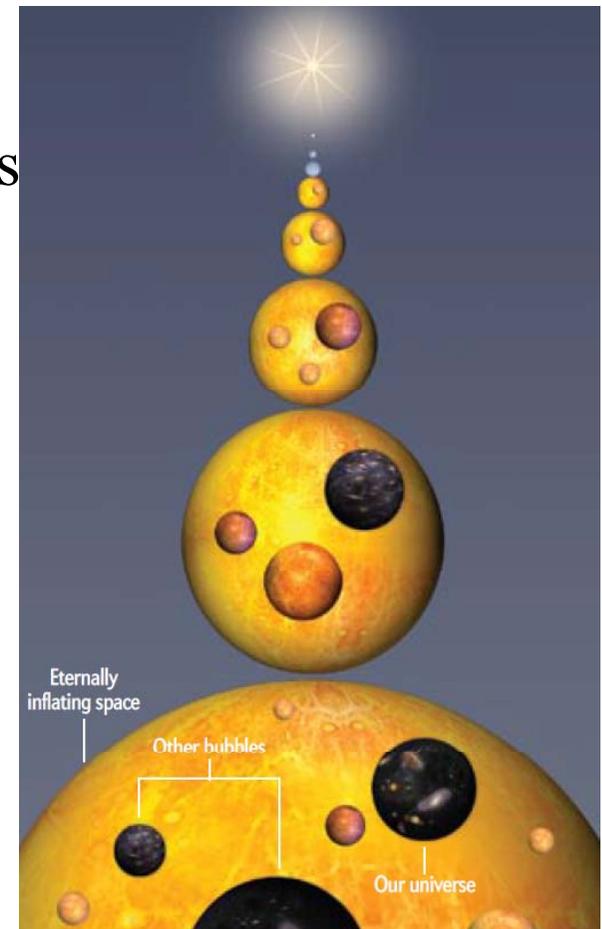
La probabilité d'inflations incompatibles avec les observations est très grande, le scénario sans inflation est encore plus probable (*Penrose*)

Inflation éternelle, qui ne s'arrête jamais (*Linde*)
produit une infinité d'univers → pas de prédictions

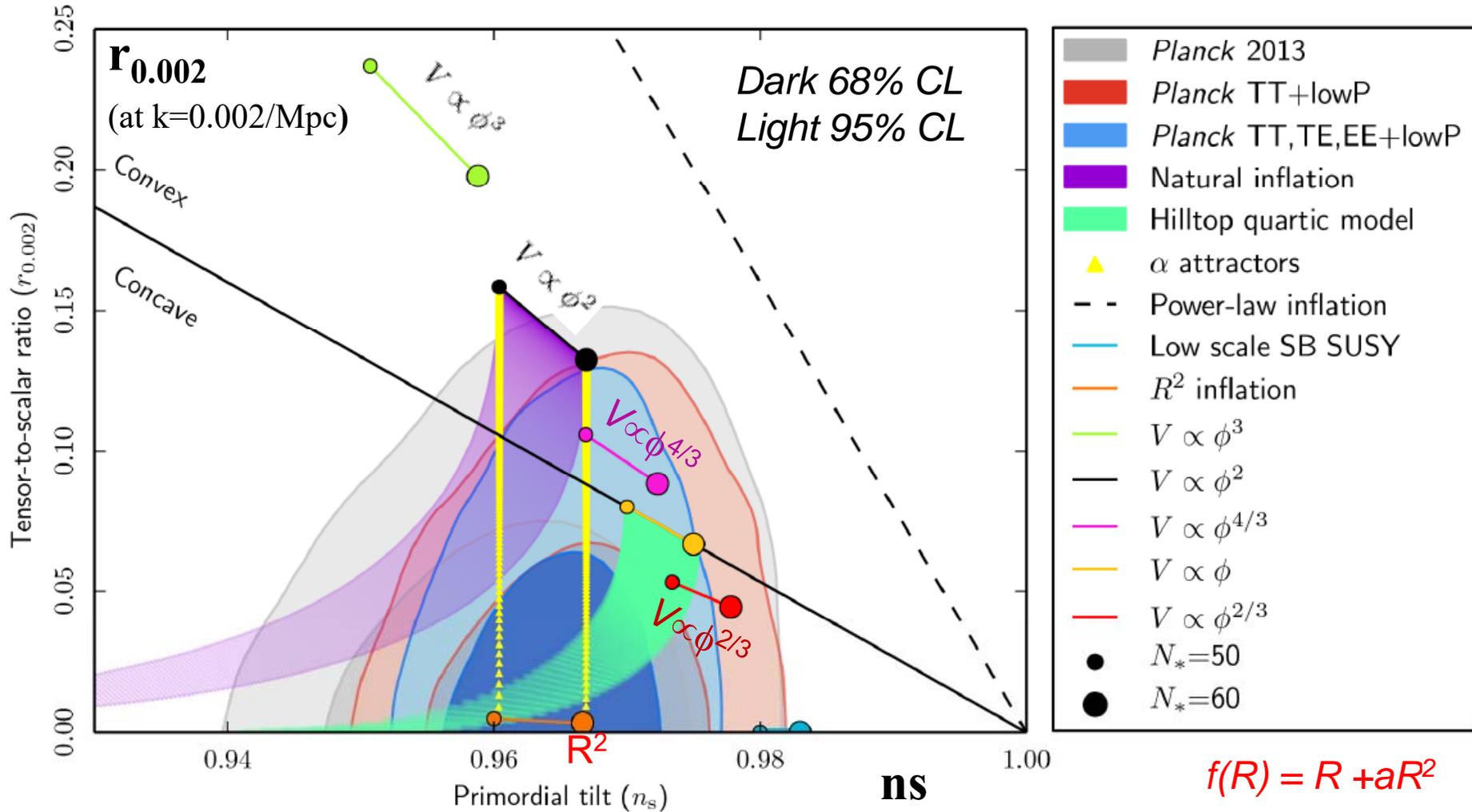
Valeur faible de $r < 0.11$ (cf Planck coll 2015)
 $V(\phi)$ en plateau favorisé, avec $V_I = 10^{-12} M_p^4$

Soit $V_I \sim M_I^4 \ll M_p^4$ (10^{76} GeV^4)
Que se passe-t-il de t_p à t_I ?

Ijjas et al 2013



Contraintes du CMB



$n_s = 0.968 \pm 0.006$ ($dn/dk=0$)

$r < 0.11$

(rapport tenseur/scalaire)

$V(\phi) \sim \phi^2$, inflation naturelle ($1 + \cos\phi$)
désfavorisées -- Inflation R^2 OK

Paramètres observationnels de l'inflation

Pente du spectre des perturbations scalaires $P(k) \propto k^{n_s-1}$

$$n_s = 1 - 6\varepsilon + 2\eta = 1 - 2/N$$

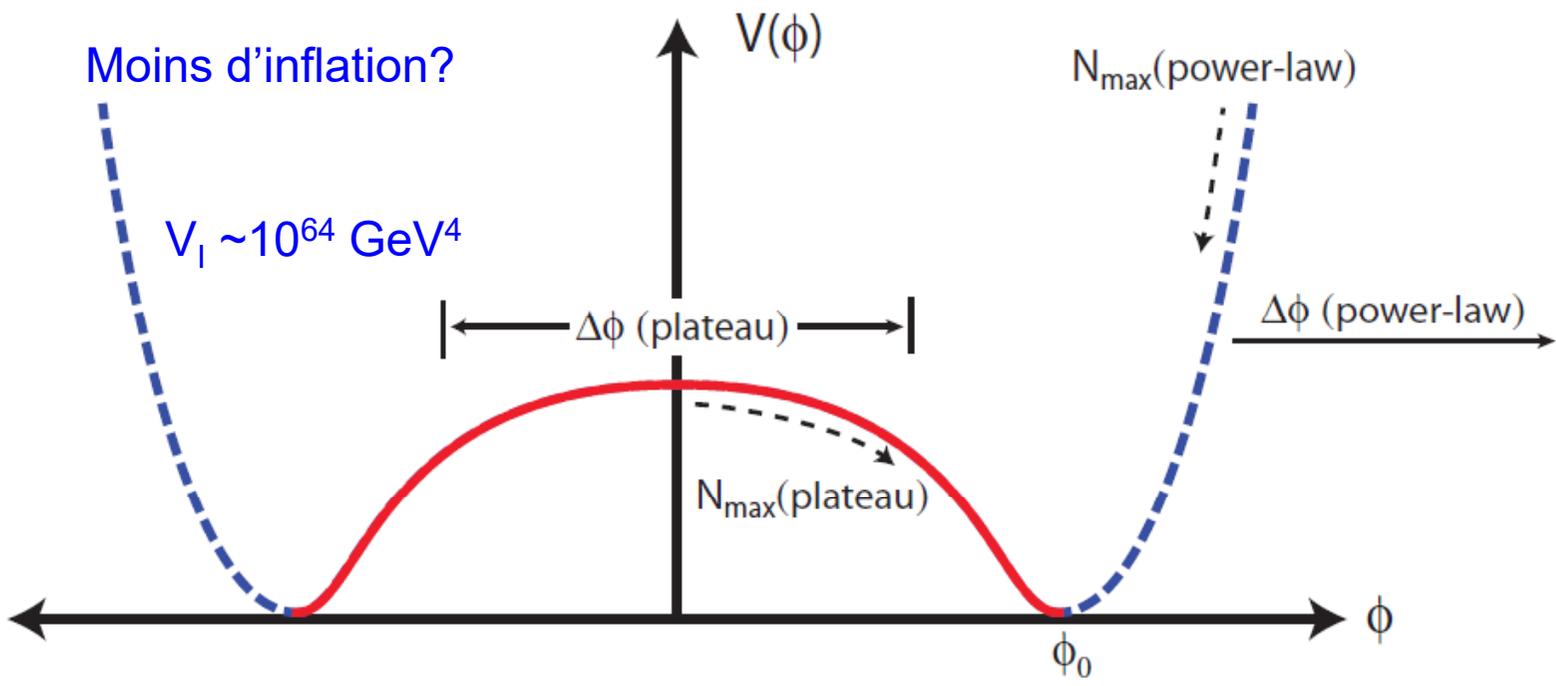
Rapport tenseur-scalaire $r = 16\varepsilon = 12/N^2 \propto (V'/V)^2$

$$\varepsilon = M_p^2/2 (V'/V)^2 \quad \eta = M_p^2 (V''/V) \quad N = 1/M_p^2 \int (V/V') d\phi$$

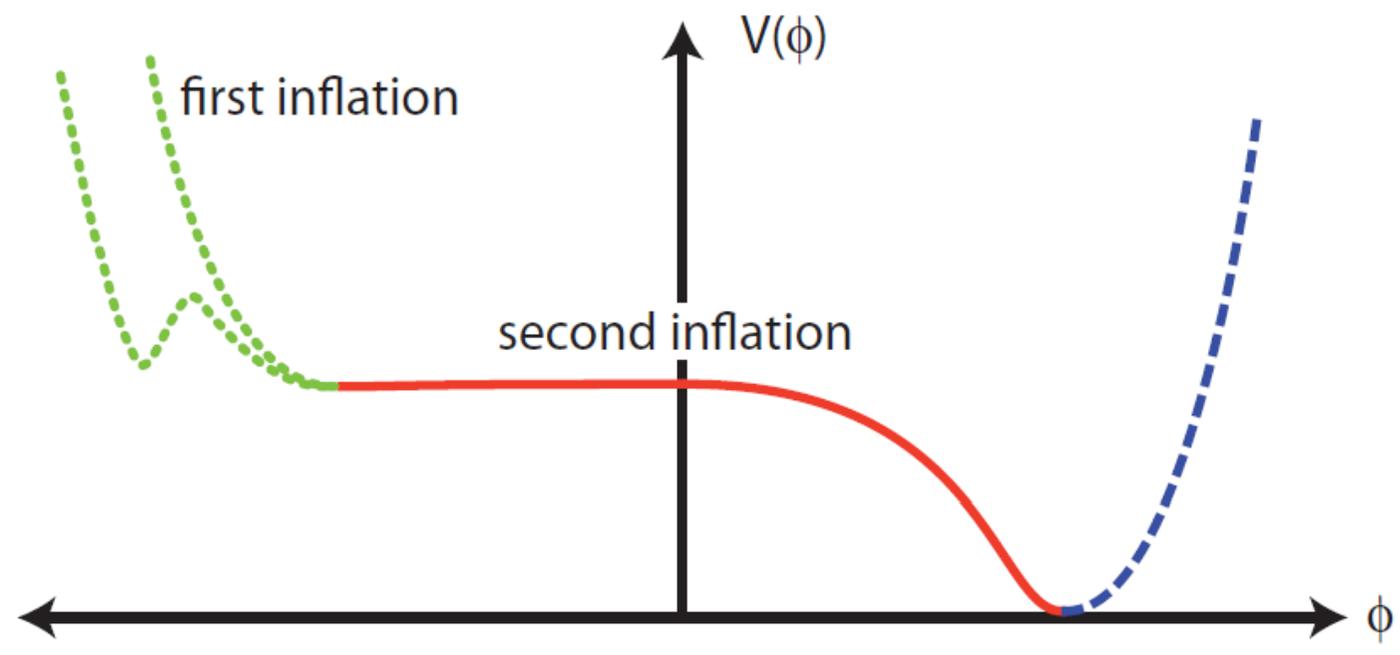
$N = \ln(a_f/a_i)$ nombre de multiplications par e à la fin de l'inflation

→ $N \propto V/V'$, très facile d'avoir une forte inflation (N grand) avec les potentiels en loi de puissance $V \propto \phi^n$

Par contre pour les plateaux → très difficile



Nous mesurons aujourd'hui la dernière phase de l'inflation



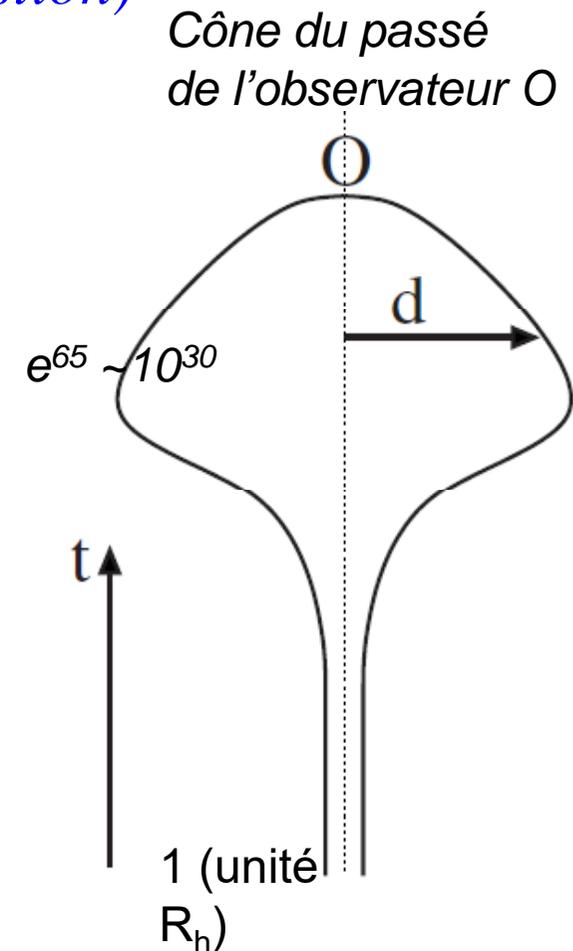
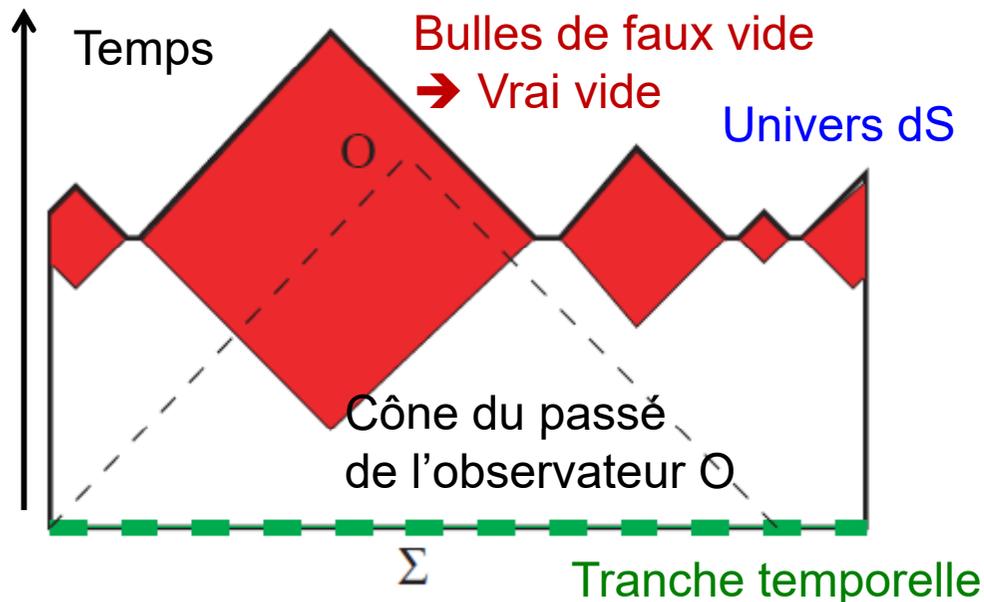
Alternatives: modèles cycliques

Dans notre passé, nous ne verrons jamais qu'une seule inflation.
Le concept d'inflation éternelle est philosophique
(*le principe de causalité n'est pas remis en question*)

Reste un problème de singularité initiale

Quelle est l'énergie de départ?

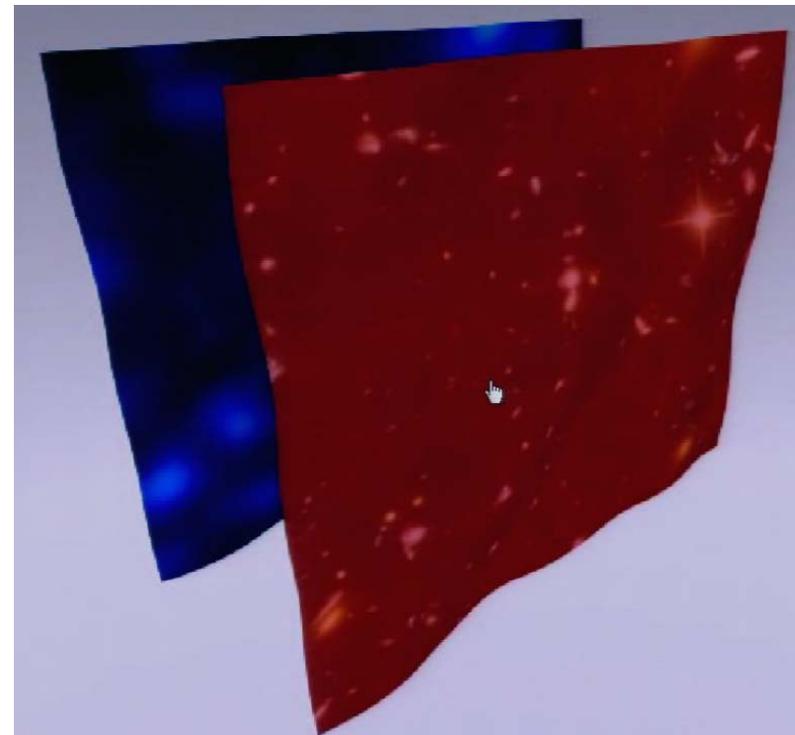
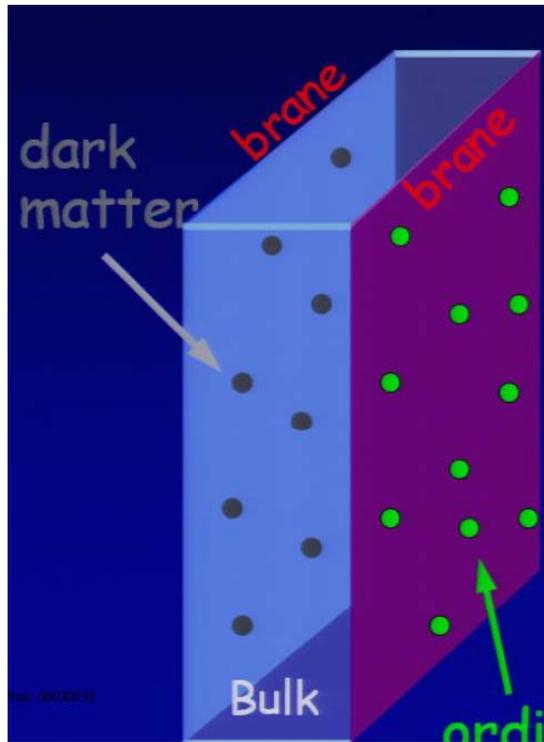
$$\Lambda_i \sim 10^{120} \Lambda_o$$



Turok 2002

Alternatives: modèles cycliques

Modèle ekpyrotique, à partir de branes en collision
Cyclique, avec rebond (Turok & Steinhardt 2005)
Le modèle cyclique a tout de même besoin de Λ

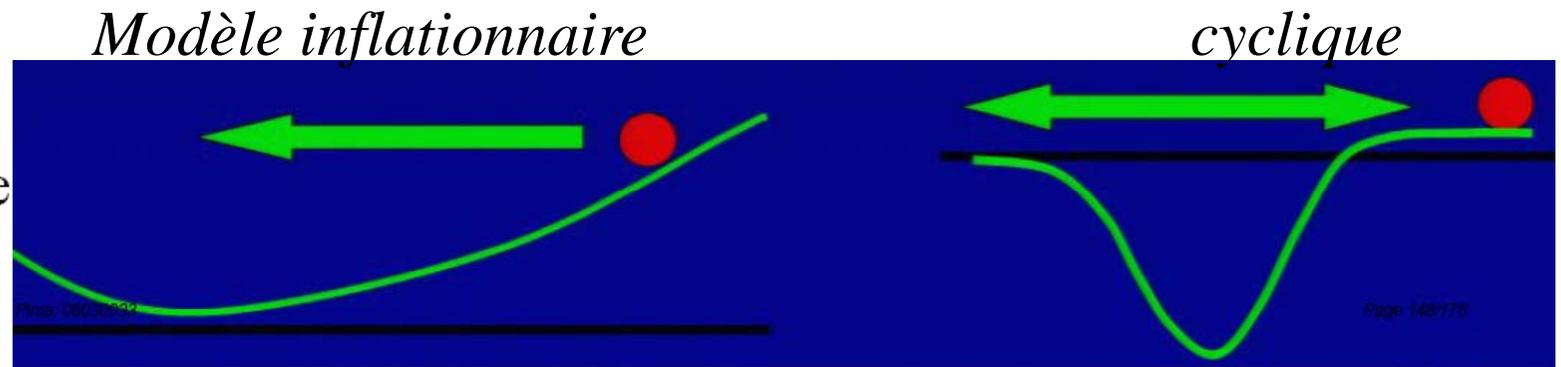
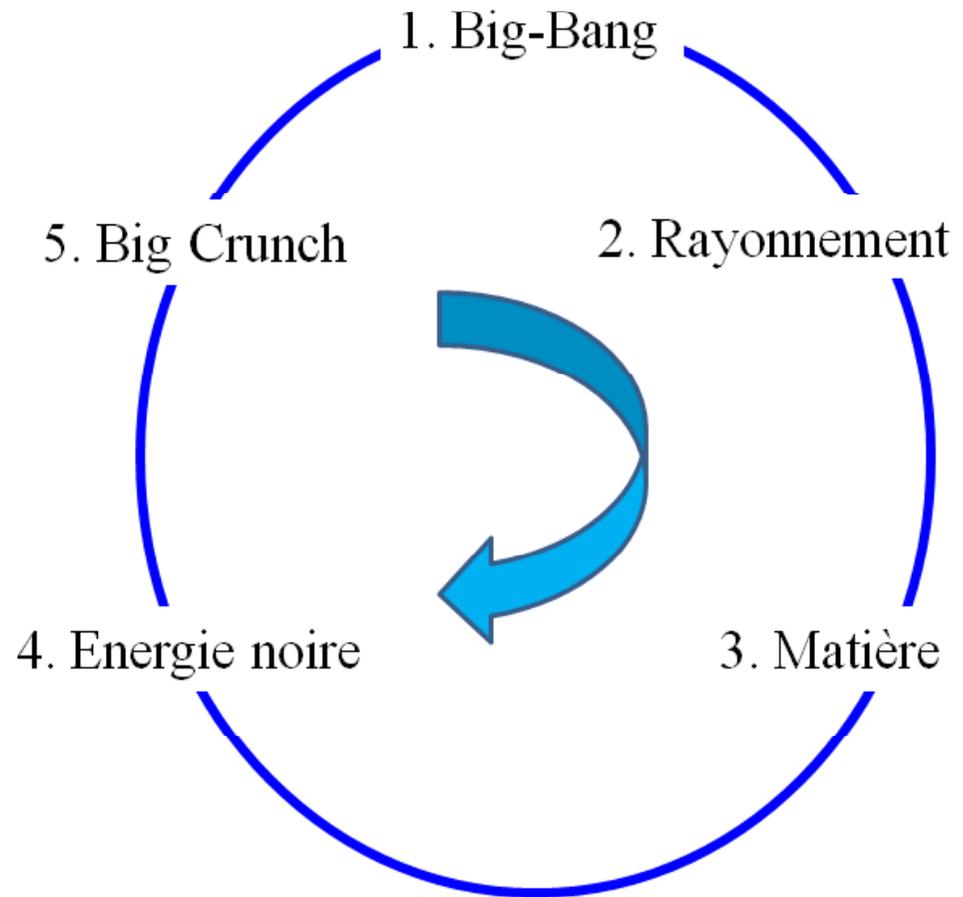


Gravité se propage en dehors de la 3-brane

Comparaison: inflation/ cyclique

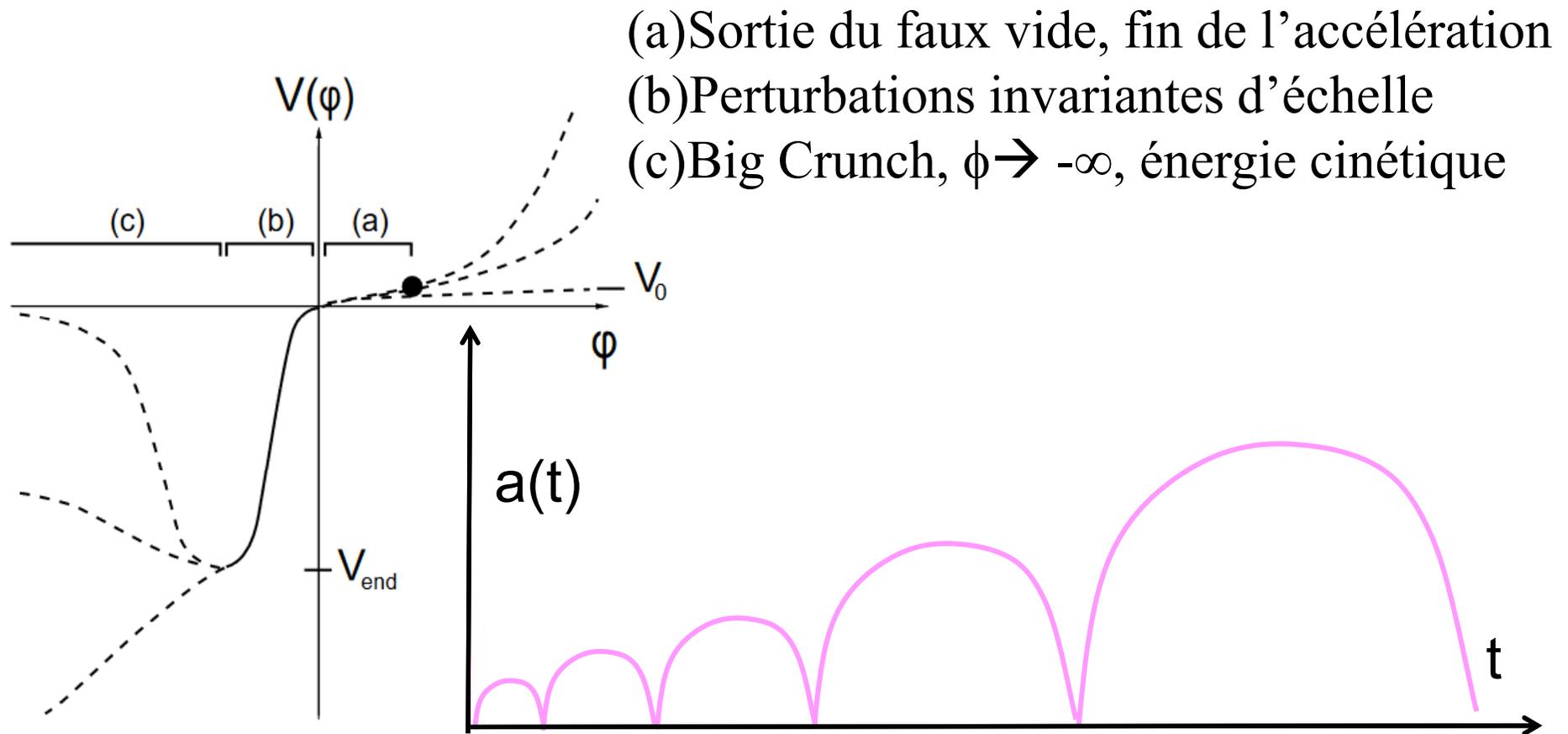
- 1. Big-Bang
- 2. Inflation
- 3. Rayonnement
- 4. Matière
- 5. Energie noire

Radiation $\sim 1/R^4$
Matière $\sim 1/R^3$
Courbure $\sim 1/R^2$
 \rightarrow *inflation*
Vide = *cste* = Λ



Test des ondes gravitationnelles

L'inflation prédit des ondes gravitationnelles primordiales
Leur mesure pourrait donner accès au potentiel $V(\phi)$
et éliminer les autres modèles cycliques

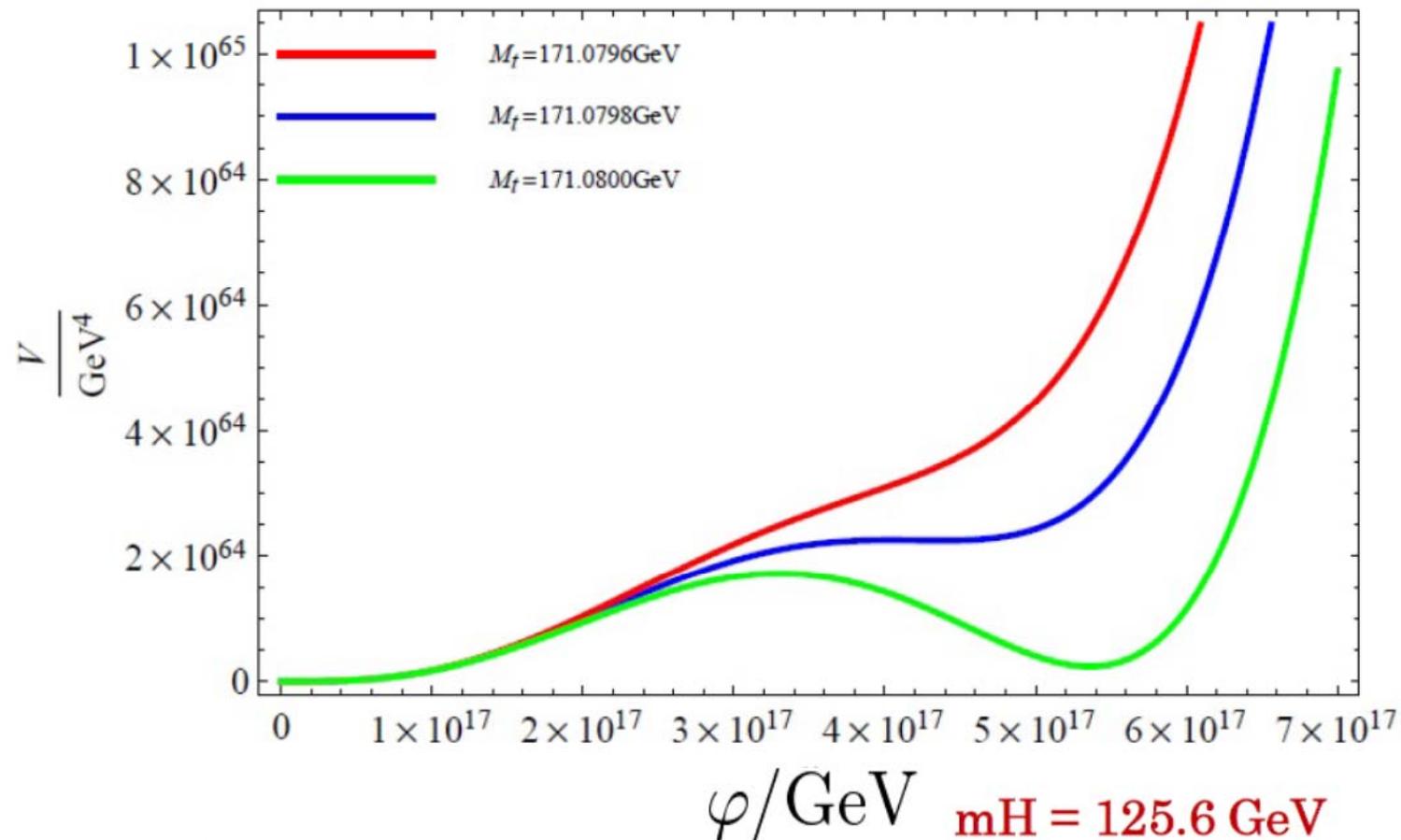


Mesure précise de M_t = masse du quark top

Le **champ scalaire de Higgs** pourrait-il être l'inflaton?

Possible (*Bezrukov & Shaposhnikov, 2008, Masina & Notari 2012*)

Ajustement fin de M_t pour avoir l'inflation du Higgs

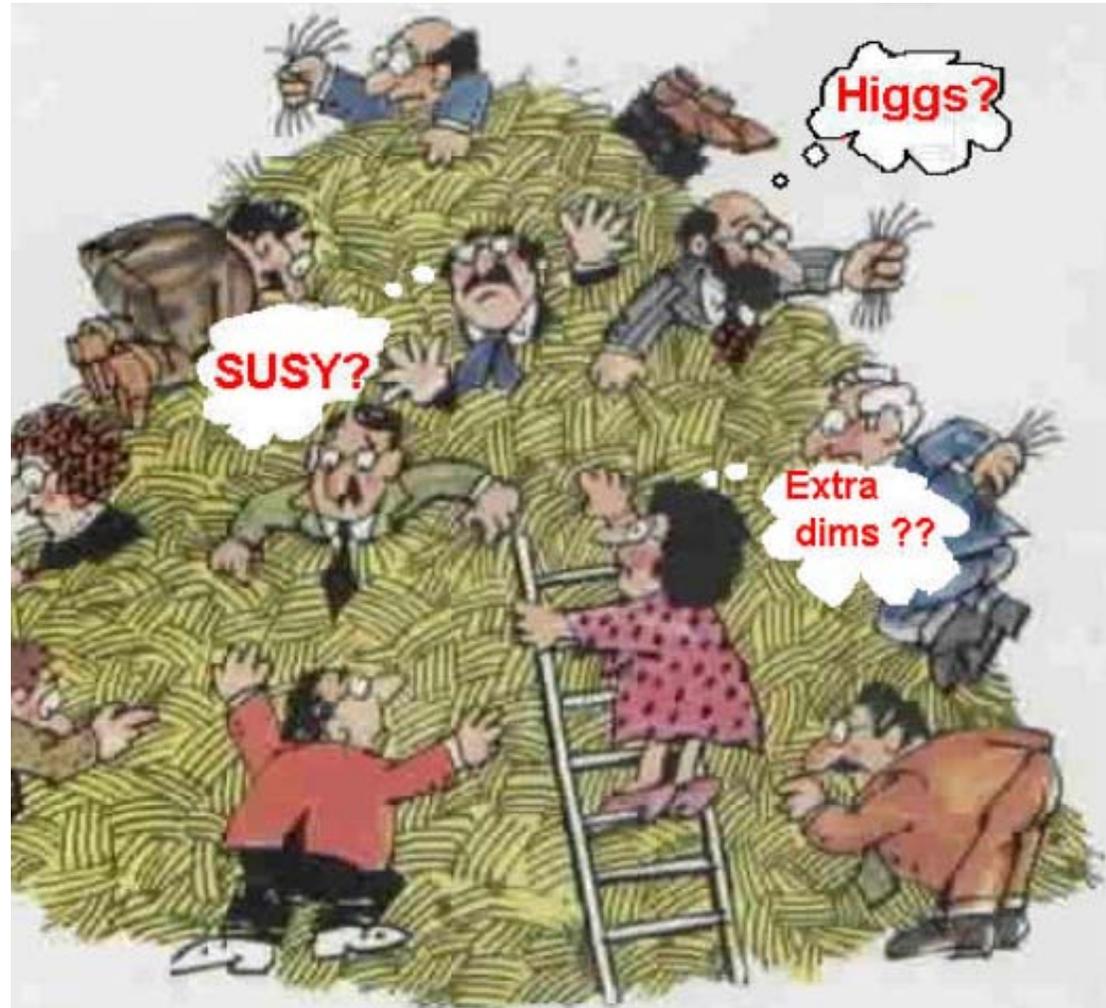


Hamada et al 2013, 2015

Une aiguille dans une botte de foin?

Encore énormément
d'inconnues !

→ Futures
expériences



Conclusion

Le modèle inflationnaire est encore **privilegié** par les observations

- résoud les problèmes de platitude, d'horizon, d'homogénéité
- l'absence de monopoles magnétiques, de textures
- fournit des fluctuations quantiques initiales, capables de développer les structures, avec le spectre observé
- très faible non-gaussianité f_{NL}

Problèmes: inflation éternelle, multiples univers

Ajustement fin, non-prédictibilité

Observations: inflations à un seul champ favorisées

forme: plutôt un plateau, qu'une loi de puissance
du moins dans la dernière phase

→ En attente: futures observations de r =Tenseur/scalaire, et f_{NL}