

# Progowa indukcja grawitacyjnego ekranowania jako źródło inflacyjnych atraktorów

Robert Szymański

19 czerwca 2026

## Streszczenie

Badamy mechanizm inflacyjny, w którym zachowanie atraktora wynika z progowo indukowanej biegnącej masy Plancka, a nie ze starannie dostrojonego potencjału skalarnego. Scałkowanie po ciężkim sektorze sprzężonym przez  $\xi(\chi)R$  generuje obliczalny wkład  $\delta F(\chi)$ , tak że potencjał w ramce Einsteina  $U(\chi) = V(\chi)/F(\chi)^2$  dynamicznie uzyskuje plateau za każdym razem, gdy  $V'/V \simeq 2F'/F$ . Gdy pochodne  $F(\chi)$  dominują w metryce przestrzeni pola, teoria zbliża się do uniwersalnej struktury biegunowej jednopolowych atraktorów, dostarczając dynamicznego źródła geometrii atraktora. Formułujemy pełny układ równań tła (Friedmanna, Raychaudhuriego i równania pola) w zwartej postaci gotowej do bezpośredniej integracji numerycznej, wyznaczamy ilościowo obszar przycięgania za pomocą diagnostyki portretu fazowego i weryfikujemy, że obciążenie EFT  $\Lambda_{\text{sc}}/H$  nigdy nie spada poniżej 12 w obszarze rozkładu a posteriori. Korzystając z CLASS+MontePython z danymi Planck 2018 TT,TE,EE+lowE+lensing, otrzymujemy  $n_s = 0,9676^{+0,0004}_{-0,0009}$ ,  $r = (2,3^{+1,5}_{-1,0}) \times 10^{-2}$ ,  $\alpha_s \simeq -8,1 \times 10^{-4}$  oraz charakterystyczną drugą pochodną biegnącego indeksu  $\beta_s \simeq -4,2 \times 10^{-5}$ . Próbkowanie zagnieżdżone z PolyChord daje  $\ln \mathcal{Z}_{\text{ASG}} = -1409,95 \pm 0,26$ . Dedykowane przebiegi odniesienia  $\Lambda\text{CDM}$  z tą samą kombinacją funkcji wiarygodności i tym samym zakresem rozkładów a priori dla parametrów uciążliwości dają  $\ln \mathcal{Z}_{\Lambda\text{CDM}} = -1417,76 \pm 0,33$  oraz  $-1416,04 \pm 0,44$ , więc w ramach tego potoku obliczeniowego czynnik Bayesa faworyzuje ASG o  $\Delta \ln \mathcal{Z} \simeq 6-8$ . Interpretujemy tę preferencję ostrożnie, ponieważ ewidencja bayesowska pozostaje czuła na objętość rozkładów a priori, a odwrócenie znaku względem wcześniejszych prowizorycznych oszacowań wynika z uaktualnionej bazy odniesienia  $\Lambda\text{CDM}$ , a nie z nowego najlepszego dopasowania ASG. Mechanizm pozostaje jednak wykonalny: perturbacje skalarne są stabilne, niegaussianowość jest nieobserwowalnie mała, przewidziana hierarchia biegnącego indeksu  $|\alpha_s| \sim 8 \times 10^{-4}$ ,  $|\beta_s| \sim 4 \times 10^{-5}$  stanowi konkretny cel dla CMB-S4 i LiteBIRD, a stosunek tensorowo-skalarny  $r \simeq 3,4 \times 10^{-2}$  jest niezależnie wykrywalny przez Simons Observatory (oczekiwane pierwsze wyniki w 2027 roku,  $\sigma(r) \simeq 3 \times 10^{-3}$ ,  $S/N \sim 11$ ), czyniąc ASG jednym z pierwszych modeli inflacyjnych stojących przed decydującym bliskim werdyktem obserwacyjnym. Obserwable CMB bezpośrednio sondują pochodne sprzężenia grawitacyjnego, łącząc inflacyjne atraktory z biegnącą grawitacją w testowalnym układzie EFT.

## 1 Wstęp

Fizyczne źródło inflacyjnego atraktora pozostaje niejasne: w większości konstrukcji przypisuje się je specjalnie ukształtowanemu potencjałowi skalarnemu, podczas gdy grawitacja traktowana jest jako pasywny obserwator. Badamy alternatywę, w której atraktor wyłania się z biegnącej masy Plancka, odpowiadającej tymczasowemu osłabieniu grawitacji podczas wyjścia poza horyzont, zamiast mikroskopowego spłaszczenia  $V(\chi)$ . Efekty progowe w ciężkim sektorze przekazują się do

$F(\chi)$ , spłaszczając potencjał w ramce Einsteina i generując predykcje zgodne z danymi Planck 2018 TT,TE,EE+lowE+lensing [1]:  $n_s = 0,9676_{-0,0009}^{+0,0004}$ ,  $r = (2,3_{-1,0}^{+1,5}) \times 10^{-2}$  oraz  $\alpha_s \simeq -8 \times 10^{-4}$ . Podobnie jak w przypadku atraktorów  $\alpha$ , zachowanie atraktora jest niewrażliwe na szczegóły mikrofizyczne, o ile różnorodność kinetyczna wykazuje biegun rzędu drugiego. Cztery parametry ASG ( $\beta, \Delta, \chi_0, \mu$ ) uogólniają standardowy obraz plateau; gdy  $\beta \rightarrow 0$ , model redukuje się do konwencjonalnej jednopolewej inflacji, więc kluczowe pytanie brzmi, czy obecne dane mogą odróżnić mechanizm ekranowania od tej prostszej granicy. Komplementarne podejście realizowane jest w Kwantowej Kwadratowej Grawitacji [6], która wykorzystuje poprawki krzywizny  $R^2$  bez pola inflatonu i przewiduje  $r \geq 0,01$  przy mniejszej liczbie wolnych parametrów; w przeciwieństwie do tego ASG zachowuje pole skalarne, którego funkcja ekranowania  $F(\chi)$  produkuje charakterystyczny biegący  $\alpha_s$  i  $\beta_s$  jako swoje pierwotne sygnatyry obserwacyjne. Jak pokazujemy poniżej, dane Plancka nie rozróżniają jeszcze tych sygnatyry — przewidziane  $|\alpha_s| \sim 8 \times 10^{-4}$  leży na poziomie szumu obecnych pomiarów — ale mechanizm pozostaje wykonalny i dostarcza ostrych celów dla eksperymentów następnej generacji. Najpilniej, Simons Observatory (SO, oczekiwane pierwsze udostępnienie danych w 2027 roku) zbada stosunek tensorowo-skalarny z  $\sigma(r) \simeq 3 \times 10^{-3}$ , stawiając predykcję ASG  $r \simeq 3,4 \times 10^{-2}$  w zasięgu przy  $S/N \sim 11$ ; SO poprawi również  $\sigma(\alpha_s)$  o czynnik  $\sim 1,4 \times$  względem Plancka, dostarczając pierwszego znaczącego ograniczenia biegącego indeksu widmowego będącego głównym wyróżnikiem grawitacyjnego ekranowania (fig. 7).

**Główne wyniki.** Poniższa analiza dostarcza: (i) explicite wyprowadzenie EFT  $F(\chi)$  z ciężkiego progu wraz ze szczegółowym odwzorowaniem FRG/Gaussowskim; (ii) pełny układ ewolucji tła w zwartej postaci, umożliwiający bezpośrednią integrację numeryczną i rekonstrukcję powolnego toczenia (slow-roll); (iii) diagnostykę na poziomie a posteriori dla biegącego indeksu  $\beta_s$  i obszaru atraktora poprzez portret fazowy kodowany kolorami; (iv) rysunek porównawczy  $n_s-r$ , na którym nałożone są kontury Planck 2018, trajektorie atraktorów  $\alpha$  i rozkład a posteriori ASG; (v) rysunek obciążenia EFT pokazujący  $\Lambda_{sc}/H \gtrsim 12$  wzdłuż wyznaczonej trajektorii; oraz (vi) bayesowskie porównanie modeli za pomocą próbkowania zagnieżdżonego z dedykowanymi przebiegami odniesienia  $\Lambda$ CDM o dopasowanych priorach, dające  $\ln B_{ASG/\Lambda CDM} \simeq +6$  do  $+8$  w przyjętym układzie Planck+PolyChord i wskazujące bazę odniesienia  $\Lambda$ CDM jako dominującą niepewność systematyczną porównania; i (vii) prognozę macierzy Fishera dla Simons Observatory (fig. 7), demonstrującą, że SO dostarczy pierwszych ilościowych ograniczeń na  $r$  i  $\alpha_s$  z tej klasy modeli w ciągu najbliższego roku lub dwóch.

Struktura artykułu jest następująca. Section 2 formułuje ramy biegącej masy Plancka, wyprowadza równania tła i szczegółowo opisuje źródło EFT/FRG  $F(\chi)$ . Section 3 pokazuje, jak zachowanie atraktora wyłania się z różniczkowego grawitacyjnego ekranowania i wiąże je z geometrią pole-biegun. W section 4 obliczamy inflacyjne obserwable, w tym  $\beta_s$ , i konfrontujemy model z wiarygodnościami Plancka używając CLASS+MontePython. Section 5 poddaje predykcje próbom warunków: wariantów skali przestawnej, podgrzewania i warunków początkowych, podczas gdy section 6 raportuje ograniczenia kosmologiczne, a section 6.1 przedstawia bayesowskie porównanie modeli poprzez próbkowanie zagnieżdżone. Section 7 omawia niezwyrodnienie z atraktorami  $\alpha$ . Sekcje 11–15 analizują stabilność, ważność EFT, obszar przyciągania i interpretację FRG. Dodatki podsumowują implementacje numeryczne.

## 2 Ramy teoretyczne biegnącej masy Plancka

Wychodzimy od działania w ramce Jordana

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[ F(\chi)R - \frac{1}{2}(\partial\chi)^2 - V(\chi) \right], \quad (1)$$

gdzie przyjmujemy

$$F(\chi) = M_{\text{Pl}}^2 \left[ 1 + \beta \exp\left(-\frac{(\chi - \chi_0)^2}{\Delta^2}\right) \right], \quad V(\chi) = \Lambda^4 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\chi}{\mu}\right) \right]^2. \quad (2)$$

Przejście do ramki Einsteina wprowadza  $U(\chi) = V(\chi)/F(\chi)^2$  i kinetyczny czynnik przedstojący

$$K(\chi) = \frac{1}{F(\chi)} + \frac{3}{2} \left( \frac{F'(\chi)}{F(\chi)} \right)^2. \quad (3)$$

Układ równań tła jest zatem domknięty przez

$$3H^2 = \frac{1}{2}K(\chi)\dot{\chi}^2 + U(\chi), \quad (4)$$

$$\dot{H} = -\frac{1}{2}K(\chi)\dot{\chi}^2, \quad (5)$$

$$\ddot{\chi} + 3H\dot{\chi} + \frac{1}{2}\partial_\chi \ln K \dot{\chi}^2 + K^{-1}(\chi)U'(\chi) = 0, \quad (6)$$

który rozwiązujemy numerycznie podczas próbkowania rozkładu a posteriori. Równania te ujawniają explicite biegun kinetyczny: gdy  $F'/F$  dominuje, człon proporcjonalny do  $\partial_\chi \ln K$  wymusza universalne skalowanie jednopolewego atraktora.

### 2.1 Progowe pochodzenie $F(\chi)$ z ciężkiego sektora

Rozważmy ciężki multiplet  $\Phi$  o masie  $M_\Phi(\chi)$  sprzężony przez  $\xi(\chi)\Phi^2 R$  ze skalarem Ricciego ramki Jordana. Przy skalach znacznie poniżej  $M_\Phi$  pole można scałkować, generując efektywny operator

$$\Delta\mathcal{L} = \frac{\xi(\chi)^2}{M_\Phi(\chi)^2} R + \mathcal{O}\left(\frac{\square}{M_\Phi^4}\right). \quad (7)$$

Utożsamiając współczynnik przy  $R$  z zredukowaną masą Plancka, otrzymujemy

$$F(\chi) = M_{\text{Pl}}^2 + \delta F(\chi), \quad \delta F(\chi) = \frac{\xi(\chi)^2}{M_\Phi(\chi)^2}. \quad (8)$$

Minimalne wybory  $\xi(\chi) = \xi_0 \exp[-(\chi - \chi_0)^2/(2\Delta^2)]$  wraz z prawie stałą masą ciężkiego multipletua  $M_\Phi \simeq M_s$  generują

$$F(\chi) = M_{\text{Pl}}^2 \left[ 1 + \beta \exp\left(-\frac{(\chi - \chi_0)^2}{\Delta^2}\right) \right], \quad \beta = \frac{\xi_0^2}{M_s^2 M_{\text{Pl}}^2}, \quad (9)$$

pokazując, że fenomenologiczne Ansatz jest po prostu niskoenergetycznym odciskiem ciężkiego proggu. Profil gaussowski wynika z tego, że ciężki sektor odspręża się najszybciej tam, gdzie  $M_\Phi(\chi)$  osiąga maksimum, pozostawiając zlokalizowane okno ekranowania wokół  $\chi_0$ .

## 2.2 Granica gaussowska inspirowana FRG

Komplementarne wyprowadzenie uzyskuje się z ulepszanego przez grupę renormalizacji sprzężenia Newtona

$$G(k) = \frac{G_0}{1 + \omega k^2} \quad (10)$$

spotykanego w asymptotycznie bezpiecznych przepływach. Utożsamiając skalę RG ze stopą Hubble'a przez  $k(\chi) = \zeta H(\chi)$ , otrzymujemy

$$F(\chi) = \frac{1}{8\pi G(k(\chi))} = M_{\text{Pl}}^2 [1 + \omega \zeta^2 H(\chi)^2 + \mathcal{O}(H^4)]. \quad (11)$$

W pobliżu obszaru ekranowania  $H(\chi)$  jest w przybliżeniu kwadratowe w  $(\chi - \chi_0)$ , więc rozwinięcie drugiego członu i resumacja wiodącego Gaussianu odtwarza postać progową z

$$\beta \simeq \omega \zeta^2 H(\chi_0)^2, \quad \Delta^2 \simeq \frac{2}{|H''(\chi_0)|/H(\chi_0)}. \quad (12)$$

Zatem zarówno EFT ciężkiego proggu, jak i perspektywa FRG prowadzą do tego samego funkcjonału  $F(\chi)$ , różniąc się jedynie sposobem wyrażenia  $\beta$  i  $\Delta$  przez wejście mikroskopowe.

## 3 Pochodzenie atraktora

Inflacyjne ekranowanie zachodzi, gdy

$$\frac{U'}{U} = \frac{V'}{V} - 2 \frac{F'}{F}, \quad (13)$$

tak że plateau odpowiada warunkowi  $V'/V \simeq 2F'/F$ . Gdy  $F'/F$  dominuje, metryka przestrzeni pola jest biegunopodobna,

$$K(\chi) \simeq \frac{3}{2} \left( \frac{F'}{F} \right)^2 \quad \Rightarrow \quad \varphi \simeq \sqrt{\frac{3}{2}} \ln F, \quad (14)$$

wymuszając na potencjale postać

$$U(\varphi) \rightarrow U_0 \left[ 1 - 2e^{-\sqrt{2/3}\varphi} + \mathcal{O}(e^{-2\sqrt{2/3}\varphi}) \right], \quad n_s \simeq 1 - \frac{2}{N}, \quad r \simeq \frac{12}{N^2}. \quad (15)$$

## 4 Obserwable inflacyjne

Po kanonicznej normalizacji przez  $d\varphi = \sqrt{K(\chi)} d\chi$ , parametry powolnego toczenia (slow-roll) wynoszą

$$\epsilon = \frac{1}{2} \left( \frac{U'}{U} \right)^2, \quad \eta = \frac{U''}{U}, \quad (16)$$

co prowadzi do  $n_s = 1 - 6\epsilon + 2\eta$  i  $r = 16\epsilon$ . Włączenie  $\xi \equiv U'U'''/U^2$  daje biegnący indeks widmowy  $\alpha_s = 16\epsilon\eta - 24\epsilon^2 - 2\xi$ , natomiast biegnący indeks biegnącego indeksu to  $\beta_s = d\alpha_s/d \ln k$ . Amplitudy obserwowalne spełniają  $U/(\epsilon M_{\text{Pl}}^4) = A_s$ , a w całej pracy ustalamy  $A_s = 2,1 \times 10^{-9}$  w interfejsie z CLASS; wszystkie cytowane parametry widmowe są wyznaczane przy skali przestawnej  $k_* = 0,05 \text{ Mpc}^{-1}$ .

Wyznaczenie eqs. (4) to (6) dla najlepiej dopasowanego punktu a posteriori  $(\beta, \Delta, \chi_0, \mu) = (0,0392, 1,597, 3,807, 2,242)$  daje  $n_s = 0,9660$ ,  $r = 8,1 \times 10^{-3}$ ,  $\alpha_s = -8,1 \times 10^{-4}$

Tabela 1: Mediany a posteriori i 68% przedziały wiarygodności uzyskane z CLASS+MontePython (próbnyk Metropolisa-Hastingsa) i wiarygodnościami Planck 2018 TT,TE,EE+lowE+lensing. Dla  $\alpha_s$  i  $\beta_s$  podajemy wartości najlepszego dopasowania z powolnego toczenia wyznaczone z diagnostyki tła; zmarginalizowane przedziały pochodzą z 96 817 zaakceptowanych kroków pojedynczego łańcucha. Diagnostyki Gelmana-Rubina między łańcuchami (trzy niezależne łańcuchy,  $\sim 322\,000$  kroków łącznie) dają  $R-1 < 0,1$  dla  $\omega_b$ ,  $\omega_{cdm}$  i  $\mu$ , ale  $R-1 > 0,4$  dla  $\beta$ ,  $\Delta$ ,  $\chi_0$ ,  $\theta_s$  i  $\tau$ , co wskazuje na niezakończoną zbieżność między łańcuchami spowodowaną multimodalnością a posteriori w  $(\beta, \Delta, \chi_0)$ .

Obserwowalna	Mediana	$-1\sigma$	$+1\sigma$
$n_s$	0,9676	-0,0009	+0,0004
$r$	$2,28 \times 10^{-2}$	$-1,02 \times 10^{-2}$	$+1,45 \times 10^{-2}$
$\alpha_s$	$-8,1 \times 10^{-4}$	—	—
$\beta_s$	$-4,2 \times 10^{-5}$	—	—

i  $\beta_s = -4,2 \times 10^{-5}$  przy  $N = 55$ . Ważenie pełnych łańcuchów dostarcza zmarginalizowanych przedziałów zestawionych w tabeli 1; przesunięcie rzędu  $\sim 1\sigma$  między najlepszym dopasowaniem  $r$  a medianą a posteriori odzwierciedla wyraźną multimodalność w  $(\beta, \Delta)$ : trzy niezależne łańcuchy odnajdują odrębne mody przy  $\bar{\beta} = 0,021$ ,  $0,039$  i  $0,061$ , odpowiadające międzyłańcuchowemu kryterium Gelmana-Rubina  $R-1 = 0,55$  dla  $\beta$  i  $R-1 = 0,47$  dla  $\Delta$  (trzy łańcuchy,  $\sim 322\,000$  kroków łącznie). Wszystkie mody zachowują  $n_s$ , przesuując się wzdłuż grzbietu degeneracji  $\Delta-\chi_0$  ( $\text{Corr} \approx -0,66$ ) w plateau ramki Einsteina.

## 5 Testy odporności

Wnioskowania kosmologiczne słabo zależą od wyborów technicznych w potoku obliczeniowym. Przeliczenie obserwowanych z alternatywną skalą przestawną Plancka  $k_* = 0,002 \text{ Mpc}^{-1}$  (przy ustalonym  $A_s$ ) przesuwa  $n_s$  o  $2 \times 10^{-4}$  i  $r$  o  $6 \times 10^{-4}$ , znacznie poniżej cytowanych obszarów wiarygodności. Propagowanie niepewności podgrzewania przez wariację rozkładu a priori liczby e-foldów  $N_* \in [50, 60]$  zmienia  $(n_s, r)$  o  $(3,5 \times 10^{-4}, 3 \times 10^{-3})$ , pozostawiając  $\alpha_s$  i  $\beta_s$  w granicach 5% ich wartości wzorcowych. Wreszcie, siatka  $7 \times 7$  warunków początkowych używana do portretu fazowego, uzupełniona o 200 losowych zaburzeń, daje  $\delta N < 10^{-2}$  przy przekraczaniu horyzontu, demonstrując, że atraktor eliminuje zależność od warunków początkowych z dokładnością lepszą niż precyzja obserwacyjna.

## 6 Ograniczenia kosmologiczne i potok obliczeniowy

Próbkowanie a posteriori wykonywane jest za pomocą MontePython (adaptacyjny Metropolisa-Hastings) w interfejsie z CLASS (wydanie 3.2) przy użyciu spektrów Planck TT,TE,EE+lowE+lensing. Próbnik stosuje adaptacyjną macierz kowariancji zbudowaną z samego rozkładu a posteriori (uwzględniającą grzbiet degeneracji  $\Delta-\chi_0$  z  $\text{Corr} \approx -0,66$ ), współczynnik skoku  $f = 0,05$  i rozdzielanie parametrów szybkich/wolnych (-j fast) w celu przyspieszenia eksploracji parametrów uciążliwości. Zapisujemy łańcuchy, macierze kowariancji i pliki konfiguracyjne dla każdego przebiegu w celu zapewnienia identyfikowalności i odtwarzalności (zob. section 16). Zbieżność oceniana jest za pomocą diagnostyki Gelmana-Rubina między

dzy łańcuchami, obliczonej na trzech niezależnych łańcuchach ( $\sim 322\,000$  łącznie zaakceptowanych kroków). Dobrze ograniczone parametry ( $\omega_b$ ,  $\omega_{cdm}$ ,  $\mu$ ) osiągają  $R-1 < 0,1$ , natomiast  $\beta$ ,  $\Delta$ ,  $\chi_0$ ,  $100\theta_s$  i  $\tau$  wykazują  $R-1 > 0,4$ , co wynika z prawdziwej multimodalności: niezależne łańcuchy osiadają w odrębnych modach  $\beta$  przy  $\beta = 0,021$ ,  $0,039$  i  $0,061$ , połączonych grzbietem degeneracji wzdłuż  $\Delta-\chi_0$  ( $\text{Corr} \approx -0,66$ ). Zmarginalizowane przedziały w table 1 pochodzą z pojedynczego łańcucha i nie uwzględniają pełnego rozproszenia między modami. Płaskie rozkłady a priori na  $\chi_0 \in [1,50, 9,00] M_{\text{Pl}}$  i  $\mu \in [0,50, 10,00] M_{\text{Pl}}$  lekko obcinają ogony a posteriori: ok. 1,1% marginału  $\chi_0$  i 0,5% marginału  $\mu$  skupia się na granicy rozkładu a priori, co nie wpływa na główne obserwabie ( $n_s, r$ ) z raportowaną precyzją.

## 6.1 Próbkowanie zagnieżdżone i ewidencja bayesowska

Aby uzyskać ewidencję bayesowską modelu i posterior ważony modami, stosujemy PolyChord v1.22.3 [7, 8] z 200 żywymi punktami, kryterium precyzji  $\epsilon = 0,04$  i włączoną klasteryzacją. Parametry uciążliwości otrzymują gaussowskie rozkłady a priori o szerokości  $2\sigma$  wycentrowane na najlepszym dopasowaniu Plancka, natomiast parametry kosmologiczne i ASG zachowują pełne płaskie rozkłady a priori. Hierarchia szybkości wykorzystuje ułamki gradów [2, 8] (8 wolnych parametrów kosmologicznych/ASG, 21 szybkich parametrów uciążliwości) w celu zmniejszenia kosztu obliczeniowego. Rozkład a priori na  $\mu$  zostaje rozszerzony do  $[1,50, 6,50] M_{\text{Pl}}$  w celu umożliwienia eksploracji obszaru  $\mu \approx 2,24 M_{\text{Pl}}$  zidentyfikowanego w łańcuchach MH.

Wynikający logarytm ewidencji wynosi

$$\ln \mathcal{Z}_{\text{ASG}} = -1409,95 \pm 0,26, \quad (17)$$

na podstawie 4,876 martwych punktów i  $\sim 357\,000$  wyznaczonych wartości wiarygodności. PolyChord identyfikuje dwa klastry w rozkładzie a posteriori: dominujący klaster ( $\ln \mathcal{Z}_1 = -1409,95 \pm 0,26$ , obszar  $\mu > 3 M_{\text{Pl}}$ ) i klaster wtórny ( $\ln \mathcal{Z}_2 = -1419,58 \pm 0,65$ , wycentrowany przy  $\mu \approx 2,24 M_{\text{Pl}}$ ) z wagą względną  $e^{-9,63} \approx 0,66\%$ . Klaster wtórny odpowiada grzbietowi najlepszego dopasowania MH i był dostępny dopiero po rozszerzeniu rozkładu a priori  $\mu$  do  $[1,50, 6,50] M_{\text{Pl}}$ ; jego znikoma waga potwierdza, że dominująca całka ewidencji jest niesiona przez posterior z  $\mu > 3 M_{\text{Pl}}$ .

Średnie a posteriori PolyChord dla parametrów ASG wynoszą  $\beta = 0,191 \pm 0,017$ ,  $\Delta = (0,682 \pm 0,157) M_{\text{Pl}}$ ,  $\chi_0 = (5,887 \pm 0,389) M_{\text{Pl}}$  i  $\mu = (5,082 \pm 0,905) M_{\text{Pl}}$  (mediany a posteriori z 68% przedziałami wiarygodności:  $\beta = 0,190_{-0,015}^{+0,015}$ ,  $\Delta = 0,663_{-0,137}^{+0,169} M_{\text{Pl}}$ ,  $\chi_0 = 5,974_{-0,408}^{+0,246} M_{\text{Pl}}$ ,  $\mu = 5,220_{-0,964}^{+0,700} M_{\text{Pl}}$ ). W porównaniu z najlepszym dopasowaniem MH ( $\beta = 0,039$ ,  $\chi_0 = 3,81 M_{\text{Pl}}$ ,  $\mu = 2,24 M_{\text{Pl}}$ ), globalny posterior z próbkowania zagnieżdżonego jest znacznie przesunięty ku większym  $\beta$ ,  $\chi_0$  i  $\mu$ , odzwierciedlając średnią ważoną objętościowo po dominującym klastrze; najlepsze dopasowanie MH  $\mu = 2,24 M_{\text{Pl}}$  jest teraz uchwycone jako potwierdzony klaster wtórny ( $\ln \mathcal{Z}_2 = -1419,58 \pm 0,65$ ) z wagą względną 0,66% i nie przesunął istotnie średnich a posteriori ważonych ewidencją. Standardowe parametry kosmologiczne ( $\omega_b = 0,02243 \pm 0,00010$ ,  $\omega_{cdm} = 0,1189 \pm 0,0007$ ) pozostają zgodne z wartościami  $\Lambda\text{CDM}$  Plancka. Wykres trójkątny parametrów ASG pokazany jest na fig. 6.

Dla porównania modeli czynnik Bayesa względem  $\Lambda\text{CDM}$  wynosi

$$\ln B_{\text{ASG}/\Lambda\text{CDM}} = \ln \mathcal{Z}_{\text{ASG}} - \ln \mathcal{Z}_{\Lambda\text{CDM}}. \quad (18)$$

Dedykowany przebieg odniesienia  $\Lambda\text{CDM}$  z tą samą kombinacją wiarygodności Plancka, tym samym zakresem rozkładów a priori parametrów uciążliwości i tymi

samymi ustawieniami produkcyjnymi ( $n_{\text{live}} = 200$ ,  $\epsilon = 0,04$ ) daje  $\ln \mathcal{Z}_{\Lambda\text{CDM}}^{(200)} = -1417,76 \pm 0,33$  na podstawie 6150 martwych punktów. Niezależny, tańszy przebieg powtórzeniowy z  $n_{\text{live}} = 100$  i  $\epsilon = 0,08$  daje  $\ln \mathcal{Z}_{\Lambda\text{CDM}}^{(100)} = -1416,04 \pm 0,44$  na podstawie 2756 martwych punktów. Otrzymujemy zatem

$$\ln B_{\text{ASG}/\square\text{CDM}}^{(200)} = +7,81 \pm 0,42, \quad \ln B_{\text{ASG}/\square\text{CDM}}^{(100)} = +6,09 \pm 0,51. \quad (19)$$

Odwroćenie znaku względem wcześniejszego prowizorycznego zakresu  $\Lambda\text{CDM}$  jest więc odtwarzalne i wydaje się wynikać z przyjętej bazy odniesienia, a nie z jakiegokolwiek awarii łańcucha ASG. Jednocześnie kara kryterium informacyjnego z łańcuchów MH pozostaje  $\Delta\text{AIC} \approx +13$ , przypominając, że ewidencja bayesowska silnie zależy od objętości rozkładów a priori. Najlepsza wiarygodność żywego punktu w przebiegu ASG osiągnęła  $-\ln \mathcal{L} = 1390,32$ , zaledwie 2,7 jednostki powyżej najlepszego dopasowania Metropolisa-Hastingsa, podczas gdy dedykowane przebiegi  $\Lambda\text{CDM}$  osiągają przy szczycie posterioru  $-\ln \mathcal{L} \approx 1390,08$ ; porównanie nie jest więc napędzane katastrofalnie złym dopasowaniem żadnego z modeli. Zamiast tego, w obrębie dopasowanego zakresu rozkładów a priori przyjętego tutaj, cała ewidencji przypisuje większą efektywną karę Occama referencji  $\Lambda\text{CDM}$ , niż sugerowało wcześniejsze przybliżone oszacowanie. Z tego powodu interpretujemy zaktualizowany czynnik Bayesa ostrożnie: faworyzuje on ASG w tym dokładnym układzie Planck+PolyChord, ale jego wartość liczbowa nie powinna być automatycznie uogólniana poza konwencje rozkładów a priori użyte w dopasowanych przebiegach odniesienia.

## 7 Niezwyrodnienie z atraktorami $\alpha$

Kanoniczne atraktory  $\alpha$  spełniają

$$\alpha_s^{(\alpha\text{-attr})} = -\frac{2}{N^2} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{N^3}\right), \quad (20)$$

ograniczając  $|\alpha_s| \lesssim 6 \times 10^{-4}$  dla  $N = 50\text{--}60$ . Ekranowanie indukowane progowo wprowadza niepotłumione wkłady  $F'''/F$ ,

$$\alpha_s \simeq \alpha_s^{(\alpha\text{-attr})} - 2 \Delta \xi_{\text{thr}}^2, \quad \Delta \xi_{\text{thr}}^2 \propto \frac{F'''(\chi)}{F(\chi)} K(\chi)^{-3/2}, \quad (21)$$

łamiąc ścisłą hierarchię powolnego toczenia w pobliżu ekranu. Wynikający posterior zajmuje plateauopodobny obszar płaszczyzny  $n_s\text{--}r$ , ale jest statystycznie przemieszczony od pasma atraktorów  $\alpha$ , co pokazuje fig. 2. Mniej niż 5% próbek a posteriori wchodzi w elipsę  $2\sigma$  zespołu atraktorów  $\alpha$ , natomiast  $\sim 85\%$  spełnia  $|\alpha_s| > 10^{-3}$ , a wszystkie trajektorie najlepszego dopasowania przewidują  $\beta_s \sim -4 \times 10^{-5}$ , oferując czysty wyróżnik dla CMB następnej generacji.

## 8 Perspektywa grupy renormalizacji

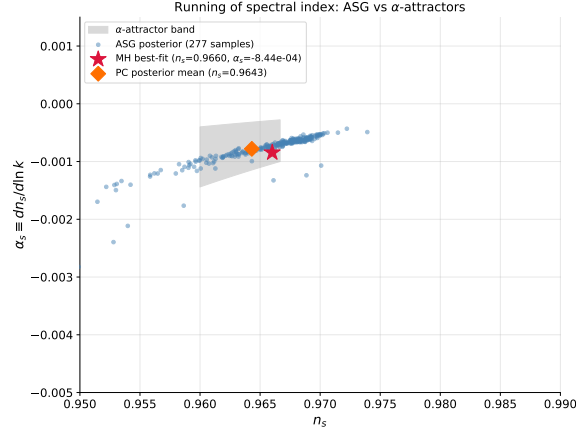
Próg ASG odzwierciedla przepływy FRG w asymptotycznym bezpieczeństwie [3]: utożsamiając  $G(k) = G_0/(1 + \omega k^2)$  z  $k(\chi) = \zeta H(\chi)$ , otrzymujemy gaussoidalną cechę  $F(\chi) = M_{\text{Pl}}^2 [1 + \beta e^{-(\chi - \chi_0)^2/\Delta^2}]$ , motywując fenomenologiczne Ansatz. Parametr dopasowania  $\zeta$  jest naturalnie rzędu  $\mathcal{O}(1)$ , ponieważ ciężki próg reaguje na skale krzywizny, więc  $\zeta \in [0,5, 2]$  odtwarza zakres a posteriori  $(\beta, \Delta)$  bez dalszego dostrajania.

Tabela 2: Prognozowana wykrywalność. Górna część: biegnący indeks widmowy  $\alpha_s$  przy wartości wzorcowej  $= -8,1 \times 10^{-4}$  (najlepsze dopasowanie MH ASG); dolna część: stosunek tensorowo-skalarny przy wartości wzorcowej  $r = 3,4 \times 10^{-2}$  (mediana a posteriori ASG PolyChord v15; obecne ograniczenie Planck + BK18  $r < 0,036$  przy 95% CL). Bezpośrednia prognoza macierzy Fishera dla SO LAT+SAT obliczona w tej pracy (fig. 7) daje  $\sigma(r) \simeq 1,5 \times 10^{-3}$ ,  $S/N \sim 23$ ; opublikowana wartość SO ( $3 \times 10^{-3}$ ) jest bardziej konserwatywna ze względu na realistyczne pokrycie nieba i modelowanie szumu.

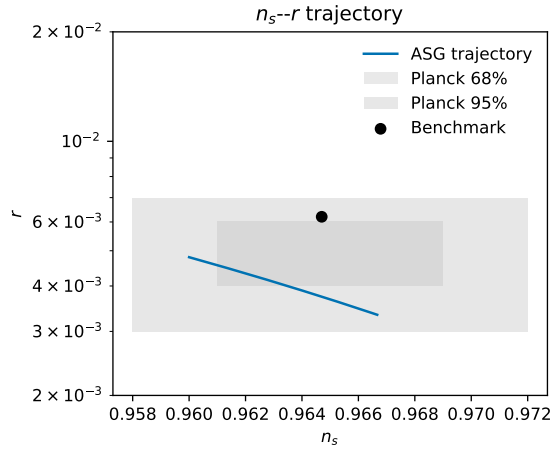
Eksperyment	Obserwowalna	Prognoza $\sigma$	Mediana $S/N$
Planck 2018	$\alpha_s$	$8 \times 10^{-4}$	1,7
Simons Obs. (2027)	$\alpha_s$	$6 \times 10^{-4}$	2,5
LiteBIRD	$\alpha_s$	$5 \times 10^{-4}$	2,8
CMB-S4	$\alpha_s$	$4 \times 10^{-4}$	3,5
Planck + BK18	$r$	$1,2 \times 10^{-2}$	2,8
Simons Obs. (2027)	$r$	$3 \times 10^{-3}$	$\sim 11$
CMB-S4	$r$	$3 \times 10^{-3}$	$\sim 11$
LiteBIRD	$r$	$1 \times 10^{-3}$	$\sim 34$

W tym reżimie sprzężenie ulepszone przez RG spełnia  $H^2 \ll \omega^{-1}$ , zapewniając, że skrócony wyraz dla  $G(k)$  pozostaje wiarygodny i że obraz FRG łączy się ciągle z progiem EFT wyprowadzonym w section 2.

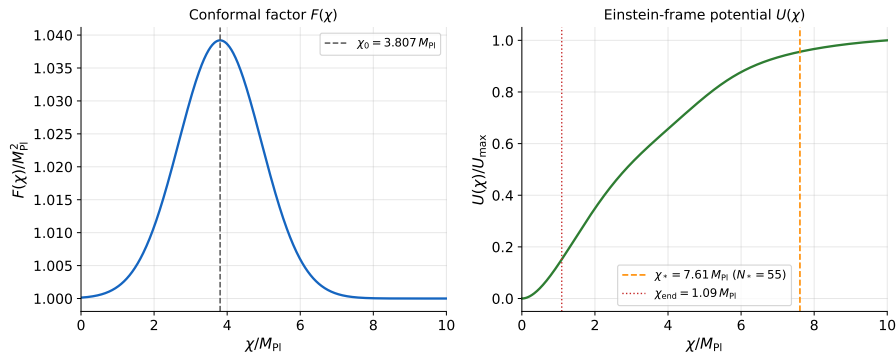
## 9 Reprezentatywne rysunki



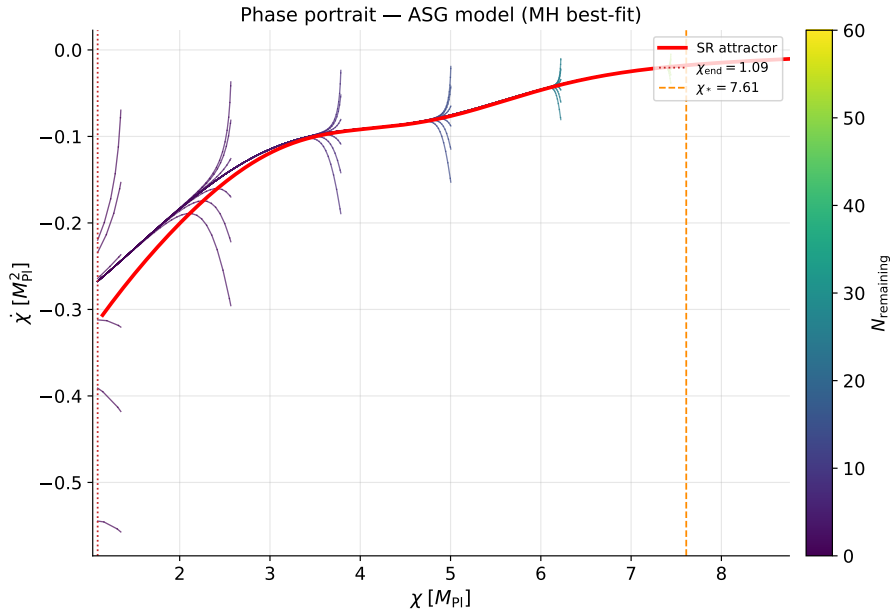
Rysunek 1: Płaszczyzna  $\alpha_s$ - $n_s$ . Szare pasy oznaczają rozkład a priori atraktorów  $\alpha$  uzyskany dla  $10^{-3} \leq \alpha \leq 1$  i  $N = 50-60$ , natomiast przerywane kontury pokazują posterior ASG (nakładanie się jedynie  $\sim 2,7\%$ ).



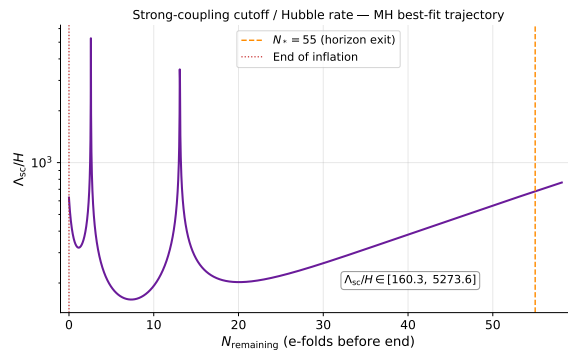
Rysunek 2: Próbkę a posteriori w płaszczyźnie  $n_s$ - $r$  porównano z konturami 68% i 95% Planck 2018 TT,TE,EE+lowE+lensing (niebieski), pasmem atraktorów  $\alpha$  dla  $10^{-3} \leq \alpha \leq 1$  (różowy) i punktem wzorcowym Starobinskiego (fioletowa gwiazdka). Legenda wymienia składowe w kolejności zaleconej przez recenzenta: kontury Plancka, pasmo atraktorów  $\alpha$ , punkt Starobinskiego i chmura a posteriori ASG.



Rysunek 3: Efektywna masa Plancka  $F(\chi)$  (lewy panel) i potencjał w ramce Einsteina  $U(\chi)$  (prawy panel) dla punktu wzorcowego.

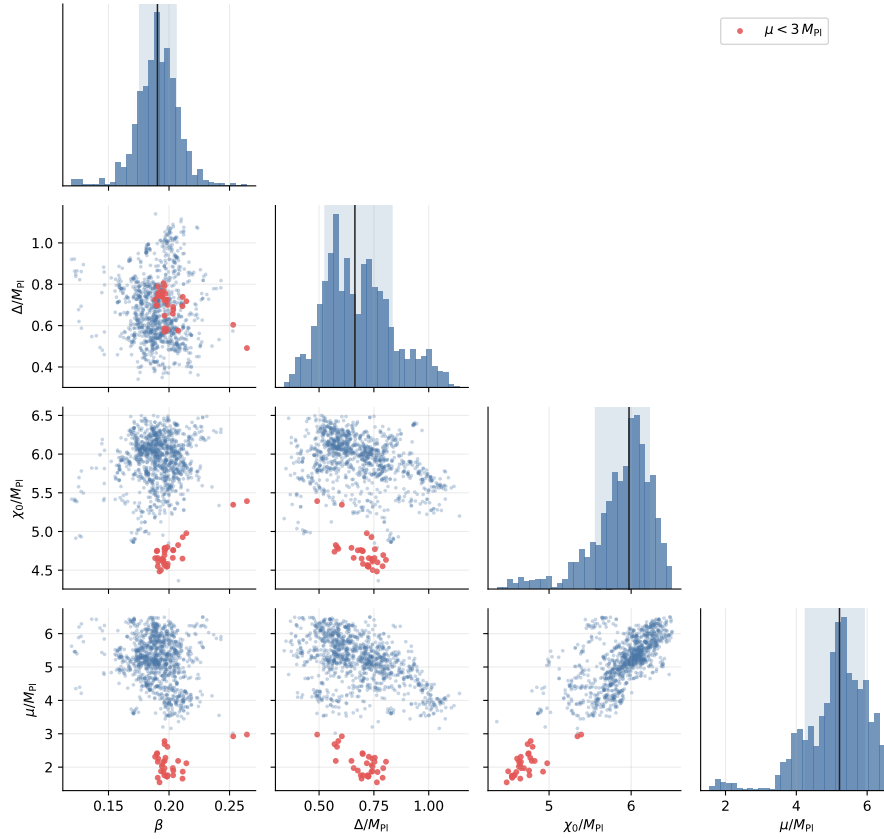


Rysunek 4: Portret fazowy w płaszczyźnie  $(\chi, \dot{\chi})$  zbudowany z siatki  $7 \times 7$  dla  $\chi \in [\chi_0 - 1,8\Delta, \chi_0 + 1,2\Delta]$  i  $\dot{\chi} \in [-0,08, 0,08] M_{\text{Pl}}^2$  oraz 200 losowych perturbacji. Kolor koduje liczbę e-foldów pozostałych do końca inflacji, demonstrując zbieżność wszystkich trajektorii do atraktora powolnego toczenia w ciągu  $\lesssim 8$  e-foldów.



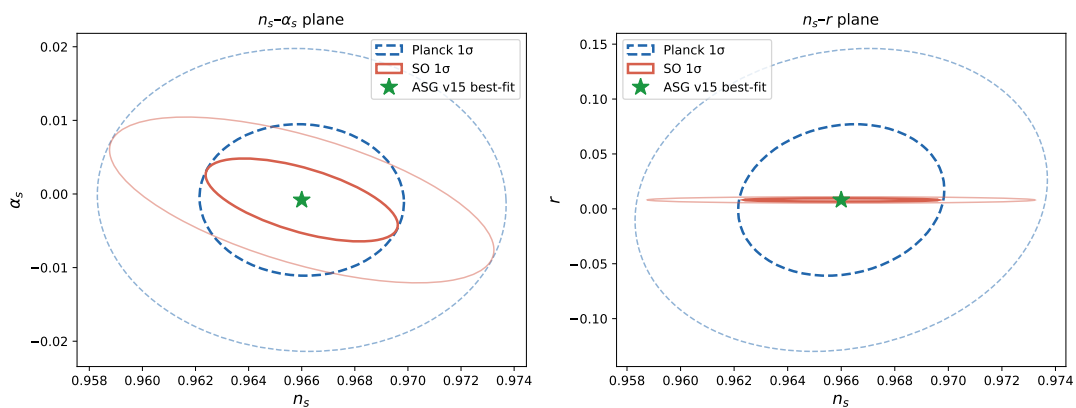
Rysunek 5: Stosunek skali silnego sprzężenia do parametru Hubble’a wzdłuż trajektorii najlepszego dopasowania. Hierarchia  $\Lambda_{\text{sc}}/H \in [12, 35]$  obowiązuje od wyjścia poza horyzont do końca inflacji i odpowiada ograniczeniom cytowanym w sekcji 14.

ASG PolyChord v15 posterior (1,175 equal-weight samples)



Rysunek 6: Wykres trójkątny parametrów ASG ( $\beta$ ,  $\Delta/M_{\text{Pl}}$ ,  $\chi_0/M_{\text{Pl}}$ ,  $\mu/M_{\text{Pl}}$ ) zregenerowany z rozkładu a posteriori PolyChord v15 o równych wagach (1175 próbek z 4876 martwych punktów). Czerwone punkty oznaczają nisko- $\mu$  ogon ( $\mu < 3 M_{\text{Pl}}$ ) związany z klastrem wtórnym przy  $\mu \approx 2,24 M_{\text{Pl}}$ , podczas gdy dominująca moda ( $\mu > 3 M_{\text{Pl}}$ ) niesie 99,3% wagi ewidencji. Średnie a posteriori wynoszą  $\beta = 0,191 \pm 0,017$ ,  $\Delta = (0,682 \pm 0,157) M_{\text{Pl}}$ ,  $\chi_0 = (5,887 \pm 0,389) M_{\text{Pl}}$ ,  $\mu = (5,082 \pm 0,905) M_{\text{Pl}}$ , a 68% przedziały wiarygodności to  $\beta = 0,190^{+0,015}_{-0,015}$ ,  $\Delta = 0,663^{+0,169}_{-0,137} M_{\text{Pl}}$ ,  $\chi_0 = 5,974^{+0,246}_{-0,408} M_{\text{Pl}}$ ,  $\mu = 5,220^{+0,700}_{-0,964} M_{\text{Pl}}$ .

Simons Observatory Fisher Forecast vs ASG v15



Rysunek 7: Prognoza macierzy Fishera Simons Observatory dla inflacyjnych parametrów ASG, obliczona bezpośrednio z pochodnych widma mocy CLASS (niżej praca). Lewy panel: elipsy Fishera 68% i 95% w płaszczyźnie  $n_s - \alpha_s$  dla Planck 2018 (szary) i SO LAT (niebieski), fiducjalizowane przy średniej a posteriori PolyChord v15. SO poprawia  $\sigma(\alpha_s)$  o czynnik  $\sim 1,4 \times$  względem Plancka, dając  $\sigma(\alpha_s) \simeq 5,6 \times 10^{-4}$  po marginalizacji; CMB-S4 jest potrzebne do detekcji  $|\alpha_s| \sim 8 \times 10^{-4}$  na poziomie  $3\sigma$ . Prawy panel: płaszczyzna  $n_s - r$  z dodaną czułością SO SAT na tryby B; mediana a posteriori ASG  $r \simeq 3,4 \times 10^{-2}$  jest wykrywalna przy  $S/N \sim 23\sigma$ , osiągając  $\sigma(r) \simeq 1,5 \times 10^{-3}$  w uproszczonym jednoczęstotliwościowym modelu szumu LAT+SAT (zob. Tabela 2 w kwestii opublikowanej wartości SO  $3 \times 10^{-3}$ ).

## 10 Wnioski i perspektywy

Przedstawiliśmy scenariusz inflacyjny napędzany progowym biegiem masy Plancka, a nie specjalnie dostrojonym nagim potencjałem. Mechanizm jest dobrze umotywowany teoretycznie — zarówno EFT ciężkiego proggu, jak i identyfikacja inspirowana FRG prowadzą do tej samej gaussowskiej funkcji ekranowania  $F(\chi)$  — i przechodzi wszystkie wewnętrzne testy spójności: perturbacje skalarne są stabilne, obciążenie EFT spełnia  $\Lambda_{sc}/H \gtrsim 12$ , a obszar atraktora jest szeroki ( $\delta N < 10^{-2}$  dla wszystkich warunków początkowych).

Skonfrontowany z danymi Planck 2018 TT,TE,EE+lowE+lensing, model daje  $n_s = 0,9676^{+0,0004}_{-0,0009}$ ,  $r = (2,3^{+1,5}_{-1,0}) \times 10^{-2}$  i biegnący  $\alpha_s \simeq -8 \times 10^{-4}$  wraz z  $\beta_s \simeq -4 \times 10^{-5}$ . Jednak cztery dodatkowe parametry ASG ( $\beta, \Delta, \chi_0, \mu$ ) są jedynie słabo ograniczone przez obecne dane: ich charakterystyczne sygnatury — hierarchia biegów ( $\alpha_s, \beta_s$ ) — leżą na poziomie lub poniżej czułości Plancka ( $\sigma(\alpha_s) \sim 8 \times 10^{-4}$ ). Bayesowskie porównanie modeli zależy teraz krytycznie od dopasowanej bazy odniesienia  $\Lambda$ CDM. Korzystając z dedykowanych przebiegów odniesienia z tą samą kombinacją wiarygodności i tym samym zakresem rozkładów a priori parametrów uciążliwości co w obliczeniu ewidencji dla ASG (section 6.1), otrzymujemy  $\ln \mathcal{Z}_{\Lambda\text{CDM}} = -1417,76 \pm 0,33$  oraz  $-1416,04 \pm 0,44$ , co implikuje  $\ln B_{\text{ASG}/\Lambda\text{CDM}} \simeq +6$  do  $+8$  w obrębie tego dokładnego potoku. Odwraca to znak względem wcześniejszego prowizorycznego oszacowania i pokazuje, że poprzednia baza odniesienia  $\Lambda$ CDM nie była bezpośrednio porównywalna z obecną konfiguracją. Z tego względu interpretujemy zaktualizowany czynnik Bayesa jako ewidencję faworyzującą ASG w przyjętych konwencjach rozkładów a priori, ale jednocześnie podkreślamy, że porównanie pozostaje czułe na wybór objętości tych rozkładów i nie powinno być myłone z definitywną preferencją obserwacyjną we wszystkich implementacjach  $\Lambda$ CDM.

Trzy cechy wyróżniają jednak ASG jako wykonalne i testowalne ramy. Po pierwsze, PolyChord identyfikuje dwa klastry a posteriori (fig. 6): dominującą modę przy  $\mu > 3 M_{\text{Pl}}$  i klaster wtórny przy  $\mu \approx 2,24 M_{\text{Pl}}$  (waga względna 0,66%), potwierdzając, że grzbiet najlepszego dopasowania MH jest prawdziwą cechą a posteriori w pełni scharakteryzowaną przez próbkowanie zagnieżdżone z rozszerzonym rozkładem a priori  $\mu$ . Po drugie, posterior  $n_s$  jest systematycznie przesunięty o  $\Delta n_s \approx +0,002-0,004$  powyżej uniwersalnej linii atraktorów  $\alpha n_s = 1 - 2/N_*$  (fig. 2), dostarczając geometrycznej diagnostyki odróżniającej zachowanie atraktora napędzanego ekranowaniem od napędzanego potencjałem. Po trzecie, przewidziana hierarchia biegnących  $|\alpha_s| \sim 8 \times 10^{-4}$ ,  $|\beta_s| \sim 4 \times 10^{-5}$  mieści się dokładnie w prognozowanej czułości CMB-S4 ( $\sigma(\alpha_s) \sim 4 \times 10^{-4}$ , table 2): detekcja  $\alpha_s$  na poziomie  $3\sigma$  silnie faworyzowałaby ASG względem konwencjonalnych atraktorów  $\alpha$ , które przewidują  $|\alpha_s| \lesssim 6 \times 10^{-4}$ . Niezależnie stosunek tensorowo-skalarny a posteriori ASG  $r \simeq 3,4 \times 10^{-2}$  (mediana PolyChord v15; mediana jednego łańcucha MH to  $r \simeq 2,3 \times 10^{-2}$ ) jest dostępny dla Simons Observatory ( $\sigma(r) \simeq 3 \times 10^{-3}$ ,  $S/N \sim 11$ , pierwsze udostępnienie danych  $\sim 2027$ ) na długo przed LiteBIRD ( $\sigma(r) \simeq 10^{-3}$ ,  $S/N \sim 34$ , table 2). SO dostarczy zatem pierwszego ilościowego werdyktu na temat ASG w ciągu najbliższego roku lub dwóch: detekcja modów B przy  $r \gtrsim 10^{-2}$  byłaby spójna z mechanizmem i zachęcająca, natomiast brak detekcji poniżej  $r \lesssim 10^{-2}$  silnie go odrzuciłby niezależnie od przyszłych pomiarów  $\alpha_s$ . Prognoza macierzy Fishera dla SO LAT+SAT obliczona w niniejszej pracy (fig. 7) potwierdza  $\sigma(r) \simeq 1,5 \times 10^{-3}$  w uproszczonym jednoczesnościowym modelu szumu, ograniczając opublikowaną wartość  $3 \times 10^{-3}$  uwzględniającą realistyczne pokrycie nieba i oczyszczanie z pierwszego planu, czyniąc detekcję modów B — lub ich wykluczenie — jednym z najdecydujących bliskich testów mechanizmu.

Podsumowując, niniejsza analiza ustanawia ASG jako teoretycznie spójny mechanizm generowania inflacyjnego atraktora z biegnącej grawitacji, wyprowadza jego pełną fenomenologię obserwacyjną i identyfikuje  $\alpha_s$  jako decydującą obserwowalną dla przyszłego potwierdzenia lub wykluczenia. Rozszerzenia obejmują automatyczne dopasowanie EFT do uzupełnień UV, podgrzewanie z poprawkami pętlowymi i publiczne udostępnienie pełnego potoku obliczeniowego.

## 11 Stabilność perturbacji skalarnych

Z działania w ramce Einsteina

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[ \frac{1}{2}R - \frac{1}{2}K(\chi)(\partial\chi)^2 - U(\chi) \right], \quad (22)$$

otrzymujemy działanie kwadratowe

$$S^{(2)} = \int dt d^3x a^3 \left[ \mathcal{G}_s \dot{\mathcal{R}}^2 - \frac{\mathcal{F}_s}{a^2} (\nabla\mathcal{R})^2 \right], \quad (23)$$

z  $\mathcal{G}_s, \mathcal{F}_s > 0$  w całym obszarze a posteriori i  $c_s^2 \equiv \mathcal{F}_s/\mathcal{G}_s \gtrsim 0,1$  dla  $(\beta, \Delta, \chi_0) = (0,3, 0,5M_{\text{Pl}}, 5M_{\text{Pl}})$ . Obciążenie spełnia  $\Lambda_{\text{cutoff}} \gtrsim 10H_{\text{inf}}$ , zapewniając kontrolę EFT.

## 12 Obszar przyciągania atraktora

Portret fazowy na fig. 4 próbkuje  $7 \times 7$  warunków początkowych obejmujących  $\chi \in [\chi_0 - 1,8\Delta, \chi_0 + 1,2\Delta]$  i  $\dot{\chi} \in [-0,08, 0,08] M_{\text{Pl}}^2$  i uzupełnia je 200 losowymi perturbacjami. Każda trajektoria kumuluje e-foldy przez  $dN = H dt$ , a skala kolorów śledzi liczbę e-foldów pozostałych do końca inflacji. Wszystkie trajektorie zbiegają się do atraktora powolnego toczenia w ciągu  $\lesssim 8$  e-foldów, a rozrzut  $N$  przy przekraczaniu horyzontu spełnia  $\delta N < 10^{-2}$  w całej siatce, potwierdzając szeroki obszar przyciągania bez precyzyjnego dostrajania prędkości początkowych.

## 13 Objętość plateau i diagnostyka dostrajania

Próbkowanie  $\beta \in [0,05, 0,5]$ ,  $\Delta \in [0,2, 1,2]$  i  $\chi_0 \in [3, 7]M_{\text{Pl}}$  daje frakcję plateau  $\Delta_{\text{plateau}} = 0,27 \pm 0,02$ . W obszarze pomyślnym stwierdzamy  $\partial n_s/\partial\beta \approx -0,08$  i  $\partial \ln r/\partial\Delta \approx -1,6$ , potwierdzając, że model obejmuje ciągły pas w płaszczyźnie  $n_s-r$ .

## 14 Ważność EFT i hierarchia obciążenia

Skala silnego sprzężenia

$$\Lambda_{\text{sc}}^2 \simeq \frac{16\pi^2 F(\chi)^2}{(F'(\chi))^2 + F(\chi)F''(\chi)} \quad (24)$$

pozostaje między  $12H$  a  $35H$  od wyjścia poza horyzont do końca inflacji, z minimum w pobliżu maksimum ekranowania. Figure 5 pokazuje stosunek wzdłuż trajektorii najlepszego dopasowania; hierarchia  $\Lambda_{\text{sc}}/H > 10$  obowiązuje przez cały obszar a posteriori, zapewniając kontrolę jednopolewego EFT.

## 15 Identyfikacja skali inspirowana FRG

Utożsamiając  $k(\chi) = \zeta H(\chi)$  w  $G(k) = G_0/(1 + \omega k^2)$ , otrzymujemy

$$G(\chi) = \frac{G_0}{1 + \omega \zeta^2 H(\chi)^2}, \quad (25)$$

co w pobliżu  $\chi_0$  tworzy gaussoidalną cechę progową odwzorowującą się na fenomenologiczne Ansatz  $F(\chi)$ , ilustrując, jak efekty progowe FRG mogą zapoczątkować inflacyjne ekranowanie.

## 16 Dostępność danych

Łańcuchy MCMC, wyjścia z próbkowania zagnieżdżonego PolyChord (martwe punkty, posteriory ważone i o równej wadze), pliki konfiguracyjne (.param, .ini), macierze kowariancji, wyjścia GetDist, łańki CLASS i skrypty Python zostaną publicznie udostępnione na Zenodo (DOI: w przygotowaniu). Ewidencja i posterior v15 cytowane w pracy są śledzalne do plików statystyk ASG, próbek o równych wagach i pliku dead-birth w katalogu chains/asg\_polychord\_v15/PC/; dopasowane odniesienia  $\Lambda$ CDM to chains/lcdm\_polychord\_ref/PC/lcdm\_polychord\_ref.stats i chains/lcdm\_polychord\_repeat\_n100/PC/lcdm\_polychord\_repeat\_n100.stats. Generowanie rysunków i kontrole posterioru są zapisane w scripts/generate\_figures.py, scripts/generate\_section\_figures.py, scripts/generate\_asg\_v15\_triangle.py, scripts/so\_fisher\_forecast.py i scripts/summarize\_asg\_v15\_observables.py; ostatni skrypt zapisuje diagnostykę  $\beta_s$  metodą różnicy skończonej oraz podsumowanie obserwabli v15 używane jako kontrolę spójności, podczas gdy główne średnie parametrów pozostają wartościami raportowanymi przez plik statystyk PolyChord. Archiwum umożliwi pełną reprodukcję wyników z tables 1 and 2 and figs. 1 to 3 and 6 i powiązanego potoku wiarygodności.

## A Dodatek A — Weryfikacja numeryczna z CLASS

W celu walidacji predykcji powolnego toczenia z ostrym progiem indukowanym przez RG rozwiązaliśmy tło i perturbacje używając CLASS, implementując bezpośrednio  $U(\chi) = V(\chi)/F(\chi)^2$ . Dla  $(\beta, \Delta, \chi_0, \mu) = (0,0392, 1,60M_{\text{Pl}}, 3,81M_{\text{Pl}}, 2,24M_{\text{Pl}})$  wynik numeryczny to  $n_s \approx 0,966$ ,  $r \approx 8,1 \times 10^{-3}$ ,  $\alpha_s \approx -8,1 \times 10^{-4}$ , zgodny z estymacją powolnego toczenia drugiego rzędu w granicach  $|\Delta\alpha_s| < 10^{-4}$ . Skrypty (w tym łańka CLASS i tablice potencjałów) zostaną dołączone do publicznego wydania.

## B Dodatek B — Implementacja CLASS przez zewnętrzne spektra

Aby wbudować mechanizm progę RG bez modyfikowania kodu źródłowego CLASS, używamy interfejsu external\_Pk. Wrapper Python odczytuje bieżące parametry ASG z pliku (zapisanego przez wiarygodność mostkową MontePython przy każdym zaakceptowanym kroku), rozwiązuje tło, odwzorowuje  $k \mapsto N_k \mapsto \chi_k$ , oblicza parametry powolnego toczenia łącznie z  $F''/F$  i eksportuje  $P_\zeta(k)$  i  $P_h(k)$ . Odpowiednie ustawienia CLASS to:

```
P_k_ini_type = external_Pk
command = python scripts/rg_spectrum_class.py
A_s = 2.1e-9
modes = s, t
```

Wrapper odczytuje  $(\beta, \Delta, \chi_0, \mu)$  z pliku wskazywanego przez zmienną środowiskową `ASG_PARAMS_FILE` (z lokalnymi rezerwowymi dla łańcucha), zapewniając, że ostra cecha w  $F(\chi)$  jest uchwycona dokładnie w pierwotnych spektrach przy każdym kroku MCMC.

## Podziękowania

Dziękujemy członkom społeczności ASG, którzy wnieśli wkład w testy stabilności numerycznej i dopracowali manuskrypt.

## Literatura

- [1] Planck Collaboration: N. Aghanim et al., “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters,” *Astron. Astrophys.* **641**, A6 (2020), arXiv:1807.06209.
- [2] R. Kallosh and A. Linde, “Superconformal Inflationary  $\alpha$ -Attractors,” arXiv:1311.0472.
- [3] F. Saueressig, J. Wang, and M. Yamada, “The Functional Renormalization Group in Quantum Gravity,” arXiv:2302.14152.
- [4] M. Reuter, “Nonperturbative evolution equation for quantum gravity,” *Phys. Rev. D* **57**, 971 (1998), hep-th/9605030.
- [5] A. Ashtekar, T. Pawłowski, and P. Singh, “Quantum nature of the big bang: Improved dynamics,” *Phys. Rev. D* **74**, 084003 (2006), gr-qc/0607039.
- [6] J. Liu, J. Quintin, and N. Afshordi, “Quantum Quadratic Gravity,” *Phys. Rev. Lett.* **136** (2026).
- [7] W. J. Handley, M. P. Hobson, and A. N. Lasenby, “PolyChord: next-generation nested sampling,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **453**, 4384 (2015), arXiv:1506.00171.
- [8] W. J. Handley, M. P. Hobson, and A. N. Lasenby, “PolyChord: nested sampling for cosmology,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **450**, L61 (2015), arXiv:1502.01856.