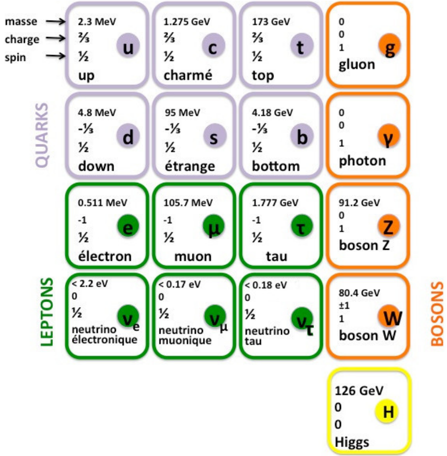
Émission d'axions à partir de matières étranges dans les supernovae (SNe) à effondrement de cœur

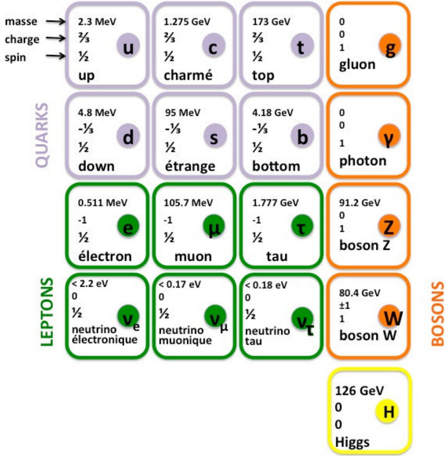
Maël Cavan - LAPTh (Annecy)

supervisé par Diego Guadagnoli

Modèle Standard



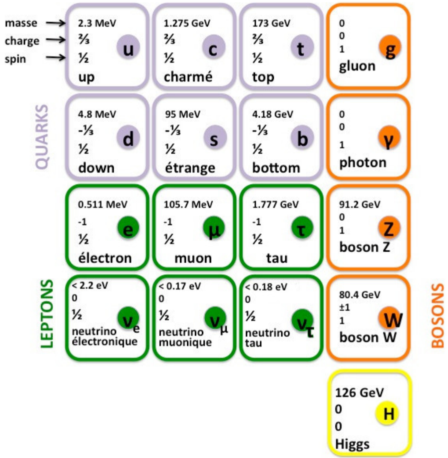
Modèle Standard



Points forts :

- théorie extrêmement précise,
- prédictions validées (Higgs),
- ...

Modèle Standard



Points forts :

- théorie extrêmement précise,
- prédictions validées (Higgs),
- ...

Points faibles :

- matière noire,
- énergie noire,
- gravité quantique,
- asymétrie matière-antimatière,
- problème du CP fort : $C = p \to \bar{p}$; $P = \vec{x} \to -\vec{x}$,
- ...

Parmi les particules légères,

l'axion QCD est particulièrement bien motivé, il

- résout, grâce à une symétrie, la question de pourquoi la force forte ne viole pas CP
- constitue un excellent candidat pour la matière noire
- ...

Interaction axion-matière

Les observables sont proportionnelles à

$$\left(\frac{\text{impulsions externes}}{f_a}\right)^2$$

Les observables sont proportionnelles à

$$\left(\frac{\text{impulsions externes}}{f_a}\right)^2$$

$$\uparrow$$

$$f_a \text{ grand pour l'axion QCD } (\gtrsim 10^9\,\mathrm{GeV})$$

Interaction axion-matière

Les observables sont proportionnelles à

$$\left(\frac{\text{impulsions externes}}{f_a}\right)^2$$

$$\uparrow$$

f_a grand pour l'axion QCD ($\gtrsim 10^9$ GeV)

$\Rightarrow$ Les interactions axion-matière sont généralement minuscules - aux collisionneurs

Interaction axion-matière

Les observables sont proportionnelles à

$$\left(\frac{\text{impulsions externes}}{f_a}\right)^2$$

$$\uparrow$$

$$f_a \text{ grand pour l'axion QCD } (\gtrsim 10^9\,\text{GeV})$$

$\Rightarrow$ Les interactions axion-matière sont généralement minuscules - aux collisionneurs

Des objets astrophysiques suffisamment denses et chauds peuvent émettre une grande quantité d'axions
$\Rightarrow$ ils refroidissent plus rapidement que prévu à partir des mécanismes établis (ex : neutrinos)

Comment les SNe contraignent l'axion ?

Les SNe (avec l'effondrement du noyau) se démarquent en tant que sondes importantes de l'axion QCD

Comment les SNe contraignent l'axion ?

Les SNe (avec l'effondrement du noyau) se démarquent en tant que sondes importantes de l'axion QCD

Le sursaut de neutrinos associé à SN 1987A contraint fortement les sources exotiques de refroidissement de SN

Comment les SNe contraignent l'axion ?

Les SNe (avec l'effondrement du noyau) se démarquent en tant que sondes importantes de l'axion QCD

Le sursaut de neutrinos associé à SN 1987A contraint fortement les sources exotiques de refroidissement de SN

Contrainte : $Q_a < Q_\nu$ [voir Phys. Rept. de Raffelt]
(émissivité (Q_i) = puissance rayonnée dans la particule i par unité de volume)

Comment les SNe contraignent l'axion ?

Les SNe (avec l'effondrement du noyau) se démarquent en tant que sondes importantes de l'axion QCD

Le sursaut de neutrinos associé à SN 1987A contraint fortement les sources exotiques de refroidissement de SN

Contrainte : $Q_a < Q_\nu$ [voir Phys. Rept. de Raffelt]
(émissivité (Q_i) = puissance rayonnée dans la particule i par unité de volume)

Q_ν est intrinsèquement difficile à estimer

$$Q_\nu \sim L_\nu \frac{\rho}{M} \sim \frac{GM^{2/3}\rho^{4/3}}{2t_\nu} \sim 3 \times 10^{33}\ \mathrm{erg.s^{-1}.cm^{-3}}$$

$$\text{avec } \rho \sim \rho_{\text{cœur}} \sim 3 - 8 \times 10^{14}\, \mathrm{g/cm^3},\ M \sim M_\odot.$$

Émissivité d'axion

$$Q_a = \int \begin{bmatrix} \text{élément} \\ \text{espace} \\ \text{des phases} \end{bmatrix} \times E_a \times \begin{vmatrix} \text{élément de} \\ \text{matrice du} \\ \text{processus de} \\ \text{production} \\ \text{d'axions} \end{vmatrix}^2 \times \begin{bmatrix} \text{fonction de} \\ \text{distribution} \\ \text{des états} \\ \text{externes} \end{bmatrix}$$

Émissivité d'axion

$$Q_a = \int \begin{bmatrix} \text{élément} \\ \text{espace} \\ \text{des phases} \end{bmatrix} \times E_a \times \left| \begin{matrix} \text{élément de} \\ \text{matrice du} \\ \text{processus de} \\ \text{production} \\ \text{d'axions} \end{matrix} \right|^2 \times \begin{bmatrix} \text{fonction de} \\ \text{distribution} \\ \text{des états} \\ \text{externes} \end{bmatrix}$$

Calculable avec des <u>hypothèses</u> :

- Les fonctions de distribution ne sont pas évidentes en dehors de l'hypothèse des gaz parfaits.
- Effets dans le milieu : utilisation de quantités effectives comme dans l'approche du champ moyen (μ^*, m^*, E^*).

Processus dans la littérature

La contrainte la plus établie est obtenue à partir du nucléon-axionstrahlung ($N + N \to N + N + a$) [Ericson, Mathiot, 1989 ; Carenza *et al.*, 2019 ; Caputo, Raffelt, 2024]

Processus dans la littérature

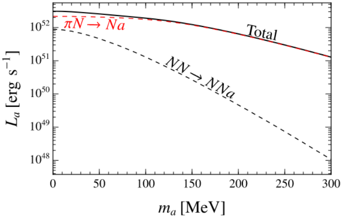
La contrainte la plus établie est obtenue à partir du nucléon-axionstrahlung ($N + N \rightarrow N + N + a$) [Ericson, Mathiot, 1989 ; Carenza *et al.*, 2019 ; Caputo, Raffelt, 2024]

Cependant, la littérature récente suggère que les processus de diffusion πN ($\pi + N \rightarrow N + a$) pourraient être dominants.

[Carenza *et al.*, 2020]

ρ		$\bar{g}_{aN}$ ($\times 10^{-9}$)	m_a (meV)	f_a ($\times 10^8$ GeV)
ρ_0	only NN	0.81	21.02	2.71
	$\pi N + NN$	0.46	11.99	4.75
$\rho_0/2$	only NN	0.93	24.11	2.36
	$\pi N + NN$	0.42	10.96	5.20

[Lella *et al.*, 2022]



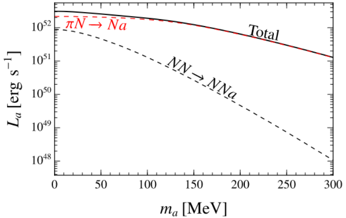
La contrainte la plus établie est obtenue à partir du nucléon-axionstrahlung ($N + N \to N + N + a$) [Ericson, Mathiot, 1989 ; Carenza *et al.*, 2019 ; Caputo, Raffelt, 2024]

Cependant, la littérature récente suggère que les processus de diffusion πN ($\pi + N \to N + a$) pourraient être dominants.

[Carenza *et al.*, 2020]

ρ		$\bar{g}_{aN}$ ($\times 10^{-9}$)	m_a (meV)	f_a ($\times 10^8$ GeV)
ρ_0	only NN	0.81	21.02	2.71
	$\pi N + NN$	0.46	11.99	4.75
$\rho_0/2$	only NN	0.93	24.11	2.36
	$\pi N + NN$	0.42	10.96	5.20

[Lella *et al.*, 2022]



Première étude avec matière étrange $\Lambda \to n + a$ [Camalich *et al.*]

Processus dans la littérature

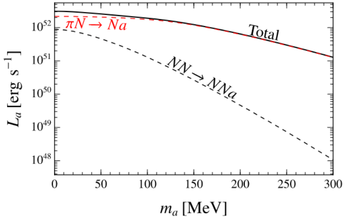
La contrainte la plus établie est obtenue à partir du nucléon-axionstrahlung ($N + N \to N + N + a$) [Ericson, Mathiot, 1989 ; Carenza *et al.*, 2019 ; Caputo, Raffelt, 2024]

Cependant, la littérature récente suggère que les processus de diffusion πN ($\pi + N \to N + a$) pourraient être dominants.

[Carenza *et al.*, 2020]

ρ		$\bar{g}_{aN}$ ($\times 10^{-9}$)	m_a (meV)	f_a ($\times 10^8$ GeV)
ρ_0	only NN	0.81	21.02	2.71
	$\pi N + NN$	0.46	11.99	4.75
$\rho_0/2$	only NN	0.93	24.11	2.36
	$\pi N + NN$	0.42	10.96	5.20

[Lella *et al.*, 2022]



Première étude avec matière étrange $\Lambda \to n + a$ [Camalich *et al.*]

Études couplage par couplage sans vue d'ensemble cohérente.

Hadrons

Les quarks : $\begin{pmatrix} u\ (2.3\ \mathrm{MeV}) \\ d\ (4.8\ \mathrm{MeV}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c\ (1.3\ \mathrm{GeV}) \\ s\ (95\ \mathrm{MeV}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t\ (173\ \mathrm{GeV}) \\ b\ (4.18\ \mathrm{GeV}) \end{pmatrix}$

Hadrons

Les quarks : $\begin{pmatrix} u \ (2.3\ \mathrm{MeV}) \\ d \ (4.8\ \mathrm{MeV}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \ (1.3\ \mathrm{GeV}) \\ s \ (95\ \mathrm{MeV}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \ (173\ \mathrm{GeV}) \\ b \ (4.18\ \mathrm{GeV}) \end{pmatrix}$

Ils peuvent s'assembler en hadrons :

mésons : $q_i \bar{q}_j$ (quark - anti-quark)

baryons : $q_i q_j q_k$ (3 quarks)

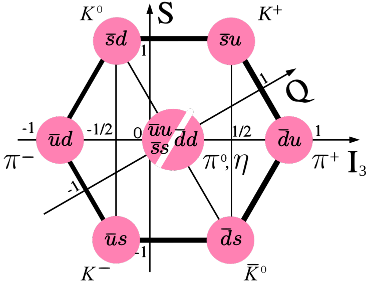
Hadrons

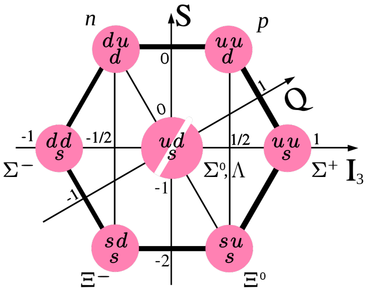
Les quarks : $\begin{pmatrix} u \text{ (2.3 MeV)} \\ d \text{ (4.8 MeV)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \text{ (1.3 GeV)} \\ s \text{ (95 MeV)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \text{ (173 GeV)} \\ b \text{ (4.18 GeV)} \end{pmatrix}$

Ils peuvent s'assembler en hadrons :

mésons : $q_i \bar{q}_j$ (quark - anti-quark)

baryons : $q_i q_j q_k$ (3 quarks)





Processus pris en compte

L'une des questions ouvertes est le rôle de la matière au-delà de la 1ère génération, car la différence de masse des hadrons est faible.

$(m_\pi \sim 140 \text{ MeV}, m_K \sim 500 \text{ MeV}, m_\eta \sim 550 \text{ MeV})$

$(m_N \sim 0.94 \text{ GeV}, m_\Lambda \sim 1.1 \text{ GeV}, m_\Sigma \sim 1.2 \text{ GeV}, m_\Xi \sim 1.3 \text{ GeV})$

Processus pris en compte

L'une des questions ouvertes est le rôle de la matière au-delà de la 1ère génération, car la différence de masse des hadrons est faible.
$(m_\pi \sim 140 \ \mathrm{MeV},\ m_K \sim 500 \ \mathrm{MeV},\ m_\eta \sim 550 \ \mathrm{MeV})$
$(m_N \sim 0.94 \ \mathrm{GeV},\ m_\Lambda \sim 1.1 \ \mathrm{GeV},\ m_\Sigma \sim 1.2 \ \mathrm{GeV},\ m_\Xi \sim 1.3 \ \mathrm{GeV})$

Nous avons effectué la première étude de l'émission d'axions à partir de matière étrange au sein des SNe.

Processus pris en compte

L'une des questions ouvertes est le rôle de la matière au-delà de la 1ère génération, car la différence de masse des hadrons est faible.

$(m_\pi \sim 140 \text{ MeV}, m_K \sim 500 \text{ MeV}, m_\eta \sim 550 \text{ MeV})$

$(m_N \sim 0.94 \text{ GeV}, m_\Lambda \sim 1.1 \text{ GeV}, m_\Sigma \sim 1.2 \text{ GeV}, m_\Xi \sim 1.3 \text{ GeV})$

Nous avons effectué la première étude de l'émission d'axions à partir de matière étrange au sein des SNe.

Nos conclusions doivent être prouvées robustes par rapport à la modélisation de :

- **Interaction axion-hadron :**
  Nous abordons cette question dans une approche EFT cohérente.
- **Équation d'état (EoS) et thermodynamique :**
  Nous considérons différents EoS et faisons également varier les paramètres thermodynamiques.

Processus pris en compte

Nous calculons l'émission d'axions à partir des octets complets de mésons (M) et de baryons (B) via :

- $B_i + M \to B_f + a$
- $B_i \to B_f + a$

Processus pris en compte

Nous calculons l'émission d'axions à partir des octets complets de mésons (M) et de baryons (B) via :

- $B_i + M \rightarrow B_f + a$
- $B_i \rightarrow B_f + a$

Argument intuitif expliquant pourquoi cela a un impact :

— Chaque processus contribue positivement à Q_a^{tot}

$\rightarrow$ le grand nombre de processus (~ 100) donne une contrainte pertinente — même si les fractions de B_i, B_f, ou M sont petites ($< 10^{-2}$).

Interaction axion-hadron

L'interaction axion-hadron est formalisée de manière consistante dans ChPT+a [Georgi, Kaplan, Randall, 1986]

Interaction axion-hadron

L'interaction axion-hadron est formalisée de manière consistante dans ChPT+a [Georgi, Kaplan, Randall, 1986]

$$\mathcal{L}_{axion-quark} = \frac{\partial_\mu a}{f_a} \bar{q} \left(k_R \gamma^\mu_R + k_L \gamma^\mu_L \right) q$$

faible $\downarrow$ énergie

$$\mathcal{L}_{axion-hadron} = \frac{\partial_\mu a}{f_a} \left(x^b_R(k_R) J^{\mu,b}_R(U;B) + x^b_L(k_L) J^{\mu,b}_L(U;B) \right)$$

$x^b_R(k_R)$, $x^b_L(k_L)$ $\uparrow$: couplages axion-hadron paramétrisés en termes de des couplages fondamentaux axion-quarks

U $\uparrow$: champs d'octet de mésons

B $\uparrow$: champs d'octet de baryons

Les interactions axion-hadron et leurs couplages sont fixés par les symétries globales (c'est-à-dire sous forme de courants de Noether).

Couplages axion-matière

Haute énergie: $\mu \gg \Lambda_{QCD}$	Basse énergie: $\mu \ll \Lambda_{QCD}$
$\mathcal{L}_{aqq} = \frac{\partial_\mu a}{f_a} \sum_{i=L,R} \bar{q}_i \gamma^\mu k_i q_i$	$\mathcal{L}_{aUB} = \frac{\partial_\mu a}{f_a} \sum_{i=L,R} x_i^b(k_i) J_i^{\mu,b}(U;B)$

Par conservation de la charge et hermiticité, nous avons 10 paramètres $k_{V,A}^{11,\,22,\,33,\,23\,\&\,32}$

$$k_{V,A} = \begin{pmatrix} k^{11} & 0 & 0 \\ 0 & k^{22} & k^{23} \\ 0 & \bar{k}^{23} & k^{33} \end{pmatrix}_{V,A}$$

Couplages axion-matière

Haute énergie: $\mu \gg \Lambda_{QCD}$	Basse énergie: $\mu \ll \Lambda_{QCD}$
$\mathcal{L}_{aqq} = \frac{\partial_\mu a}{f_a} \sum_{i=L,R} \bar{q}_i \gamma^\mu k_i q_i$	$\mathcal{L}_{aUB} = \frac{\partial_\mu a}{f_a} \sum_{i=L,R} x_i^b(k_i) J_i^{\mu,b}(U;B)$

Par conservation de la charge et hermiticité, nous avons 10 paramètres $k_{V,A}^{11,\,22,\,33,\,23\,\&\,32}$

$$k_{V,A} = \begin{pmatrix} k^{11} & 0 & 0 \\ 0 & k^{22} & k^{23} \\ 0 & \bar{k}^{23} & k^{33} \end{pmatrix}_{V,A}$$

- k_V^{ii} : inobservables sauf pour les contributions d'interaction faible (supprimées par $G_F F_0^2 \sim 10^{-7}$) [Bauer *et al.*, 2021]

Haute énergie: $\mu \gg \Lambda_{QCD}$	Basse énergie: $\mu \ll \Lambda_{QCD}$
$\mathcal{L}_{aqq} = \frac{\partial_\mu a}{f_a} \sum_{i=L,R} \bar{q}_i \gamma^\mu k_i q_i$	$\mathcal{L}_{aUB} = \frac{\partial_\mu a}{f_a} \sum_{i=L,R} x_i^b(k_i) J_i^{\mu,b}(U;B)$

Par conservation de la charge et hermiticité, nous avons 10 paramètres $k_{V,A}^{11,\,22,\,33,\,23\,\&\,32}$

$$k_{V,A} = \begin{pmatrix} k^{11} & 0 & 0 \\ 0 & k^{22} & k^{23} \\ 0 & \bar{k}^{23} & k^{33} \end{pmatrix}_{V,A}$$

- k_V^{ii} : inobservables sauf pour les contributions d'interaction faible (supprimées par $G_F F_0^2 \sim 10^{-7}$) [Bauer *et al.*, 2021]
- $|k_V^{23}|$: Q_a contraint moins que $\Gamma(K \to \pi + a)$

Haute énergie: $\mu \gg \Lambda_{QCD}$	Basse énergie: $\mu \ll \Lambda_{QCD}$
$\mathcal{L}_{aqq} = \frac{\partial_\mu a}{f_a} \sum_{i=L,R} \bar{q}_i \gamma^\mu k_i q_i$	$\mathcal{L}_{aUB} = \frac{\partial_\mu a}{f_a} \sum_{i=L,R} x_i^b(k_i) J_i^{\mu,b}(U;B)$

Par conservation de la charge et hermiticité, nous avons 10 paramètres $k_{V,A}^{11,\,22,\,33,\,23\,\&\,32}$

$$k_{V,A} = \begin{pmatrix} k^{11} & 0 & 0 \\ 0 & k^{22} & k^{23} \\ 0 & \bar{k}^{23} & k^{33} \end{pmatrix}_{V,A}$$

- k_V^{ii} : inobservables sauf pour les contributions d'interaction faible (supprimées par $G_F F_0^2 \sim 10^{-7}$) [Bauer *et al.*, 2021]
- $|k_V^{23}|$: Q_a contraint moins que $\Gamma(K \to \pi + a)$
- $arg(k_{V,A}^{23})$: non contraint par Q_a pour nos processus

Couplages axion-matière

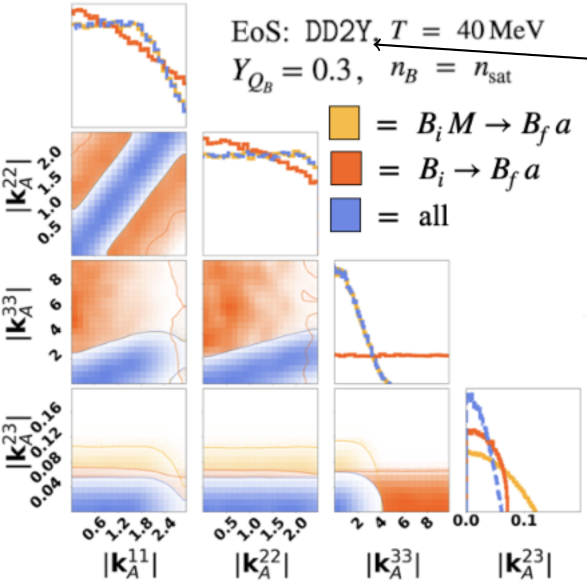
Haute énergie: $\mu \gg \Lambda_{QCD}$	Basse énergie: $\mu \ll \Lambda_{QCD}$
$\mathcal{L}_{aqq} = \dfrac{\partial_\mu a}{f_a} \sum_{i=L,R} \bar{q}_i \gamma^\mu k_i q_i$	$\mathcal{L}_{aUB} = \dfrac{\partial_\mu a}{f_a} \sum_{i=L,R} x_i^b(k_i) J_i^{\mu,b}(U;B)$

Par conservation de la charge et hermiticité, nous avons 10 paramètres $k_{V,A}^{11,\,22,\,33,\,23\,\&\,32}$

$$k_{V,A} = \begin{pmatrix} k^{11} & 0 & 0 \\ 0 & k^{22} & k^{23} \\ 0 & \bar{k}^{23} & k^{33} \end{pmatrix}_{V,A}$$

- k_V^{ii} : inobservables sauf pour les contributions d'interaction faible (supprimées par $G_F F_0^2 \sim 10^{-7}$) [Bauer *et al.*, 2021]
- $|k_V^{23}|$: Q_a contraint moins que $\Gamma(K \to \pi + a)$
- $arg(k_{V,A}^{23})$: non contraint par Q_a pour nos processus

k_A^{ii} et $|k_A^{23}|$: constraints par Q_a

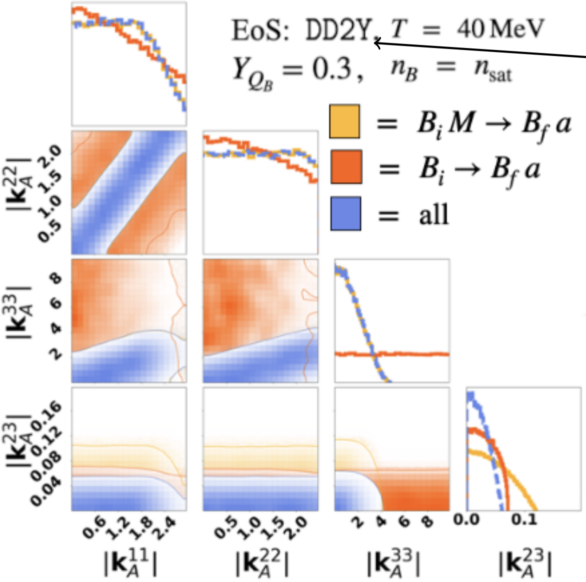


Deux modèles d'EoS alternatifs, avec différents contenus d'étrangeté.

Couplages uniquement contraints par les données :

- Refroidissement de NS
- Désintégration de mésons K
- Notre Q_a

Résultats



Deux modèles d'EoS alternatifs, avec différents contenus d'étrangeté.

Couplages uniquement contraints par les données :

- Refroidissement de NS
- Désintégration de mésons K
- Notre Q_a

Principaux résultats :

- Limites sur $|k_A^{23}|$
- $k_A^{ii} \leftrightarrow k_A^{jj}$

Resultats

TABLE I: Q_a bounds on $|(\boldsymbol{k}_A)_{23,33}|$, assuming $f_a = 10^9$ GeV. The larger boldfaced vs. smaller value quoted in each table entry refers to the EoS model being considered, `DD2Y` vs. `SFHoY`.

$\boldsymbol{k}$ coupling	$n_B = n_{\rm sat}$		$n_B = 1.5\, n_{\rm sat}$	
	30 MeV	40 MeV	30 MeV	40 MeV
$\lvert(\boldsymbol{k}_A)_{23}\rvert$	0.35 **0.15**	0.12 **0.061**	0.38 **0.097**	0.14 **0.052**
$\lvert(\boldsymbol{k}_A)_{33}\rvert$	8.8 **8.9**	4.4 **4.8**	5.9 **3.9**	3.1 **2.9**

k_A^{11} et k_A^{22} sont contraints par des données d'étoiles à neutrons isolées [Buschmann *et al.*]

Ces limites sont "transférées" à k_A^{33} par le biais de Q_a.

Limites précédentes dans la littérature :
$|(k_A)_{23}| < 50$ (mélange $K - \bar{K}$) et $|(k_A)_{33}| <$?

Conclusion

- Les SNe sont d'excellentes sondes pour la physique fondamentale, en particulier pour les extensions du modèle standard.
- Les SNe permettent également d'étudier l'interaction au-delà de la première génération.
- Des progrès dans la compréhension des sources sont nécessaires pour aller au-delà des limites approximatives. (Cependant, ces limites sont déjà très contraignantes.)

Perspectives

- Mieux comprendre le baryon-axionstrahlung, en particulier la résonance du propagateur mésonique.
- Explorer davantage la dépendance thermodynamique.
- Étudier l'émission d'axions via d'autres objets compacts (exemple : étoiles à neutrons).
- Analyser comment cette potentielle émission d'axions pourrait être détectable.
- ...

Merci !

Emissivity formula

$$dQ_a = \left(\prod_{i=1}^{n_i} \frac{f_i d^3\vec{p}_i}{(2\pi)^3 2E_i}\right)\left(\prod_{f=1}^{n_f} \frac{\bar{f}_f d^3\vec{p}_f}{(2\pi)^3 2E_f}\right)|\mathcal{M}_{fi}|^2 (2\pi)^4 \delta^4(P_i - P_f)$$

Type of particle	f_k	$\bar{f}_k$
Axion	0	1
Bosons	$\left(e^{(E_k-\mu_k)/T} - 1\right)^{-1}$	$1 + f_k$
Fermions	$\left(e^{(E_k-\mu_k)/T} + 1\right)^{-1}$	$1 - f_k$

Axion-quark interaction

$$\gamma_i^\mu = \bar{P}_i \gamma^\mu P_i \Rightarrow \gamma_L^\mu = P_R \gamma^\mu P_L \ , \quad \gamma_R^\mu = P_L \gamma^\mu P_R \tag{1}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{aqq} =& \frac{\partial_\mu a}{f_a} \bar{q} \left(k_R \gamma_R^\mu + k_L \gamma_L^\mu \right) q & (2) \\
=& \frac{\partial_\mu a}{f_a} \bar{q} \gamma^\mu \left(k_V + k_A \gamma_5 \right) q & (3) \\
=& \frac{a}{f_a} \bar{q} \left([k_V ; M_q] + \{k_A ; M_q\} \gamma_5 \right) q + \partial_\mu O^\mu & (4)
\end{aligned}$$

$$k_V = k_R + k_L \quad \& \quad k_A = k_R - k_L \tag{5}$$

Conservation of charge, $k_{A,V}$ hermitian and (4) implie we can choose

$$k_A = \begin{pmatrix} k_A^{11} & 0 & 0 \\ 0 & k_A^{22} & k_A^{23} \\ 0 & \bar{k}_A^{23} & k_A^{33} \end{pmatrix} , \quad k_V = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & k_V^{23} \\ 0 & \bar{k}_V^{23} & 0 \end{pmatrix} \tag{6}$$

7 free parameters !

Theoretical models

To interpret our results we used two theoretical models (for QCD axion $m_a << T$ and $f_a = 10^9\,\mathrm{GeV}$) :

- **Flavor model** where we assume the flaxion/axiflavon model
- **Agnostic model** where we assume experimental bounds from previous analysis ($|k_V^{23}| < 3 \times 10^{-3}$, $|k_A^{23}| < 100$, $|k_A^{11}| < 3$, $|k_A^{22}| < 2.5$, $|k_A^{33}|$?)

In the agnostic model, the bounds over k_A^{11} and k_A^{22} propagate on k_A^{33} via the correlations.

EoS modeling

The SNe core is understood as a thermodynamic system therefore dependent on local variables T, n_B and Y_e.

Local values T, n_B, Y_e make it possible to determine point per point the effective quantities according to the equation of state (EoS) here DD2Y or SFHoY (more strange matter than DD2Y) [Oertel *et al.*, 2016]

We consider the global values T, n_B, Y_{Q_B} (Y_{Q_B} correlates with Y_e).

Different standard scenarios:

- DD2Y or SFHoY
- $T \in \{30; 40\}\,\mathrm{MeV}$
- $n_B \in \{1; 1.5\}\, n_{sat}$
- $Y_{Q_B} = 0.3$

which corresponds to $2 \times 2 \times 2 \times 1 = 8$ SNe scenarios

Results

$$Q_a = \alpha_V \left(\frac{|k_V^{23}|}{f_a} \right)^2 + \alpha_A \left(\frac{|k_A^{23}|}{f_a} \right)^2 + \sum_{i=1}^{2} \alpha_i \left(\sum_{j=1}^{3} \beta_{ij} \frac{k_A^{jj}}{f_a} \right)^2$$

$Q_a < Q_\nu$ (Raffelt bound) implies

- bounds over $|k_{A,V}^{23}|$
- new correlations between k_A^{ii}

$B_i + M \to B_f + a$ diagrams

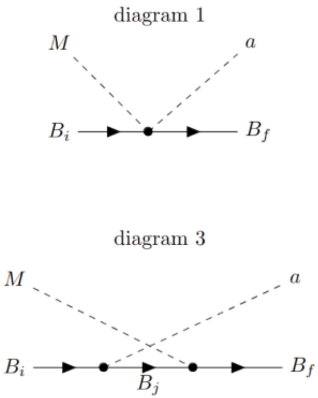
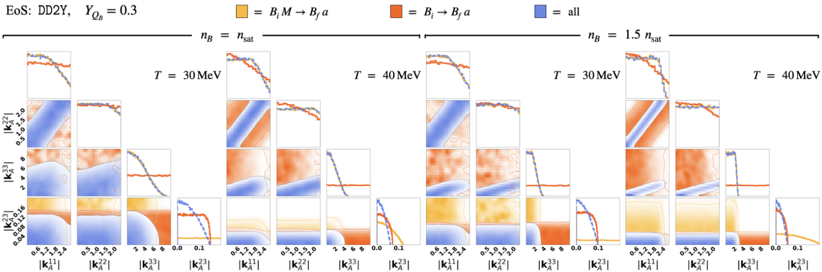
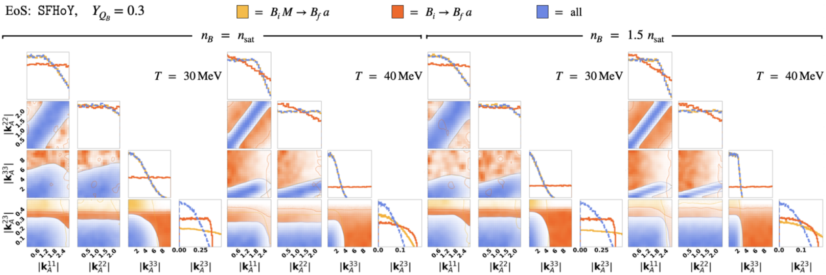


FIG. 1: The diagrams contributing to $B_i\, M \to B_f\, a$, with $B_{i,f}$ initial- or final-state octet baryons, M octet mesons, and a the axion.

DD2Y+SFHoY



EoS: DD2Y, $Y_{Q_B} = 0.3$
$= B_i M \to B_f a$
$= B_i \to B_f a$
= all
$n_B = n_{sat}$
$n_B = 1.5\, n_{sat}$
$T = 30\,\mathrm{MeV}$
$T = 40\,\mathrm{MeV}$
$|\mathbf{k}_A^{22}|$
$|\mathbf{k}_A^{33}|$
$|\mathbf{k}_A^{23}|$
$|\mathbf{k}_A^{11}|$



EoS: SFHoY, $Y_{Q_B} = 0.3$
$= B_i M \to B_f a$
$= B_i \to B_f a$
= all
$n_B = n_{sat}$
$n_B = 1.5\, n_{sat}$
$T = 30\,\mathrm{MeV}$
$T = 40\,\mathrm{MeV}$
$|\mathbf{k}_A^{22}|$
$|\mathbf{k}_A^{33}|$
$|\mathbf{k}_A^{23}|$
$|\mathbf{k}_A^{11}|$