

PRÉSENTATION DU MODÈLE GNMSSM

Charles-Christophe JEAN-LOUIS

LPT Orsay

Journées des Jeunes Chercheurs, 10/12/07

Présentation du modèle GNMSSM

1 INTRODUCTION

2 MODÈLES SUPERSYMETRIQUES MINIMAUX ET NON-MINIMAUX

- MSSM
- NMSSM
- GNMSSM

3 QUELQUES RÉSULTATS

- CAS DU NMSSM
- CAS DU NMSSM

4 CONCLUSION

Présentation du modèle GNMSSM

- 1 INTRODUCTION
- 2 MODÈLES SUPERSYMETRIQUES MINIMAUX ET NON-MINIMAUX
 - MSSM
 - NMSSM
 - GNMSSM
- 3 QUELQUES RÉSULTATS
 - CAS DU NMSSM
 - CAS DU NMSSM
- 4 CONCLUSION

Motivations pour la Supersymétrie

- La supersymétrie est une symétrie générale entre les fermions et les bosons
- Les couplages de jauge sont unifiés à l'échelle du GUT contrairement au cas du Modèle Standard
- La supersymétrie résout le problème de Hiérarchie
- Il existe une particule supersymétrique qui est un candidat pour la matière noire
- Toutefois, il est nécessaire de briser la SUSY car on n'observe pas les partenaires supersymétriques à basse énergie

Présentation du modèle GNMSSM

- 1 INTRODUCTION
- 2 MODÈLES SUPERSYMETRIQUES MINIMAUX ET NON-MINIMAUX
 - MSSM
 - NMSSM
 - GNMSSM
- 3 QUELQUES RÉSULTATS
 - CAS DU NMSSM
 - CAS DU NMSSM
- 4 CONCLUSION

MSSM

Il s'agit du modèle le plus simple que l'on puisse construire dans le cadre de la supersymétrie.

$$W = \mu \hat{H}_U \cdot \hat{H}_d + h_t \hat{Q} \cdot \hat{H}_U \hat{T}_R^c - h_b \hat{Q} \cdot \hat{H}_d \hat{B}_R^c - h_\tau \hat{L} \cdot \hat{H}_d \hat{L}_R^c \quad (1)$$

$$L = \mu \psi_{H_U} \cdot \psi_{H_d} + h_t \psi_Q \cdot H_U \psi_{T_R^c} - h_b \psi_Q \cdot H_d \psi_{B_R^c} - h_\tau \psi_L \cdot H_d \psi_{L_R^c} \\ (+h.c) + \dots \quad (2)$$

Ici L ne contient que les particules de matière et on n'a pas noté les indices de couleurs.

On a besoin en supersymétrie de 2 bosons de Higgs pour donner les masses aux autres particules.

MSSM

La brisure spontanée de la SUSY génère des termes de brisure soft qui sont tous proportionnels à l'échelle M_{SUSY} . Parmi ces termes, on a des termes de masse pour les particules scalaires:

$$m_{H_u}^2 |H_u|^2 + m_{H_d}^2 |H_d|^2 + m_Q^2 |Q|^2 + m_T^2 |T_R|^2 + m_B^2 |B_R|^2 + m_L^2 |L|^2 + m_{\tau}^2 |L_R|^2$$

des termes de masse pour les gauginos :

$$\frac{1}{2} M_1 \lambda_1 \lambda_1 + \frac{1}{2} M_2 \vec{\lambda}_2 \cdot \vec{\lambda}_2$$

et des termes soft associés au superpotentiel:

$$(m_3^2 H_u \cdot H_d + h_t A_t Q \cdot H_u T_R^c - h_b A_b Q \cdot H_d B_R^c - h_{\tau} A_{\tau} L \cdot H_d L_R^c + h.c)$$

Problème μ

- Il est nécessaire d'avoir $\mu \gtrsim 100 \text{ GeV}$ afin de satisfaire les contraintes du LEP sur les masses des charginos
- Il faut $\mu \lesssim M_{SUSY}$ pour que les champs de Higgs aient des vevs non nulles ($\langle H_{u,d} \rangle \neq 0$)
- Mais la brisure spontanée de la SUSY ne génère pas de terme de masse supersymétriques tels que μ de l'ordre de M_{SUSY} avec mSUGRA
- \longrightarrow Problème μ

Phénoménologie du NMSSM

Dans ce modèle, il y a :

- les fermions du Modèle Standard et leurs partenaires supersymétriques scalaires (sfermions)
- les bosons de jauge du Modèle Standard
- 3 Higgs neutres scalaires (h, H^0, S_R)
- 2 Higgs neutres pseudo-scalaires (A^0, S_I)
- 1 Higgs chargé (H^\pm)
- 2 charginos ($\chi_{1,2}^\pm$)
- 5 neutralinos ($\chi_{1\dots 4}^0, \chi_S^0$) dont le plus léger est en général le LSP et est ainsi le candidat naturel pour la matière noire

NMSSM

On considère un superchamp de Higgs supplémentaire S qui se couple aux Higgsinos

$$W = -\mu \hat{H}_U \cdot \hat{H}_d + \lambda \hat{S} \hat{H}_U \cdot \hat{H}_d + \frac{\kappa}{3} \hat{S}^3 \quad (3)$$

$$L = \lambda S \psi_{H_U} \cdot \psi_{H_d} + \kappa S \psi_S \psi_S + \dots \quad (4)$$

- On ne conserve ici que les couplages supersymétriques adimensionnés (cela engendre la symétrie \mathbb{Z}_3)
- $\langle S \rangle \sim M_{SUSY}$ résout le problème μ

GNMSSM

Si on considère comme mode de brisure de la supersymétrie la médiation de jauge, on peut voir que les corrections radiatives engendrent le GNMSSM. (Dans ce modèle, on brise la symétrie \mathbb{Z}_3 , on évite ainsi les murs de domaine.)

$$W = \lambda \hat{S} \hat{H}_u \cdot \hat{H}_d + \frac{\kappa}{3} \hat{S}^3 + \mu' \hat{S}^2 + \xi_F \hat{S} \quad (5)$$

$$L = \lambda \mathcal{S} \psi_{H_u} \cdot \psi_{H_d} + \kappa \mathcal{S} \psi_S \psi_S + \mu' \psi_S \psi_S + \dots \quad (6)$$

Le terme linéaire dans le singulet n'a pas de contribution fermionique.

Présentation du modèle GNMSSM

- 1 INTRODUCTION
- 2 MODÈLES SUPERSYMÉTRIQUES MINIMAUX ET NON-MINIMAUX
 - MSSM
 - NMSSM
 - GNMSSM
- 3 **QUELQUES RÉSULTATS**
 - **CAS DU NMSSM**
 - **CAS DU NMSSM**
- 4 CONCLUSION

Cas du NMSSM

Il y a de nombreux paramètres qui ne sont pas connus mais contraints par les données expérimentales (masses des particules, Higgs ...).

Dans le NMSSM, les paramètres nouveaux sont λ et κ ainsi que les paramètres soft A_λ et A_κ qui leur sont associés.

On utilise également comme input des paramètres effectifs tels que $\tan(\beta) = \frac{v_u}{v_d}$, $\mu_{eff} = \lambda x$ et M_A qui est relié à λ , κ , $\tan(\beta)$, μ_{eff} mais aussi aux paramètres soft.

Cas du NMSSM

Dans la figure qui suit, on inclut les corrections radiatives au Potentiel de Higgs.

m_t joue un rôle important car les corrections radiatives dépendent beaucoup de ce paramètre.

On va se placer dans une région de l'espace des paramètres qui maximise la valeur de la masse M_h du Higgs scalaire le plus léger (Mod.Phys.Lett.A22:1581-1590,2007 [U.Ellwanger, C.Hugonie])

Rappelons que les contraintes du LEP sont : $M_h \gtrsim 114\text{GeV}$ si h se désintègre en $b\bar{b}$ ET si le couplage de h au Z est celui du modèle standard (Eur.Phys.J.C47:547-587,2006 [The LEP Working Group for Higgs Boson Searches])

Masse du Higgs le plus léger M_h en fonction de $\tan\beta$

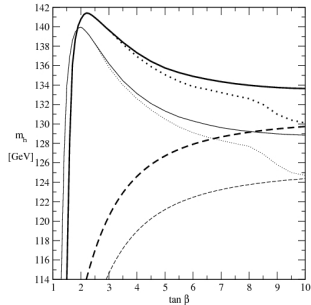
$$\tan\beta = \frac{v_u}{v_d}$$

NMSSM

- $m_t = 178\text{GeV}$ (courbe pleine épaisse : M_A arbitraire, pointillés épais : $M_A = 1\text{TeV}$)
- $m_t = 171.4\text{GeV}$ (courbe pleine fine : M_A arbitraire, pointillés fins : $M_A = 1\text{TeV}$)

MSSM ($M_A = 1\text{TeV}$)

- $m_t = 178\text{GeV}$ (tirets épais)
- $m_t = 171.4\text{GeV}$ (tirets fins)



Cas du nMSSM

Le superpotentiel dans le secteur du singulet s'écrit:

$$W = \lambda \hat{S} \hat{H}_u \cdot \hat{H}_d + \xi_F \hat{S} \quad (7)$$

Les paramètres nouveaux du nMSSM sont ξ_F et le paramètre soft associé ξ_S .

$$V_{soft} = \lambda A_\lambda \mathbf{S} \mathbf{H}_u \cdot \mathbf{H}_d + \xi_S \mathbf{S} + \dots \quad (8)$$

Désintégration du Higgs scalaire le plus léger en 2 Higgs pseudo-scalaires

Dans le GNMSSM, il est possible que le Higgs pseudoscalaire le plus léger soit tel que $M_p < \frac{M_h}{2}$.

Dans ce cas, la désintégration dominante du Higgs scalaire le plus léger h n'est plus $h \rightarrow b\bar{b}$ mais $h \rightarrow A_1 A_1$.

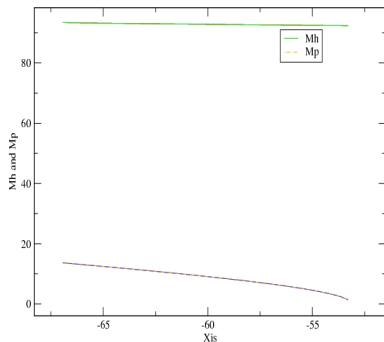
- Pour la première désintégration, les contraintes du LEP donnent : $M_h \gtrsim 114 \text{ GeV}$
- Si on considère la dernière désintégration, les contraintes du LEP donnent : $M_h \gtrsim 90 \text{ GeV}$ si $M_p \gtrsim 11 \text{ GeV}$

Eur.Phys.J.C47:547-587,2006 [The LEP Working Group for Higgs Boson Searches]

Désintégration du Higgs scalaire le plus léger en 2 Higgs pseudo-scalaires

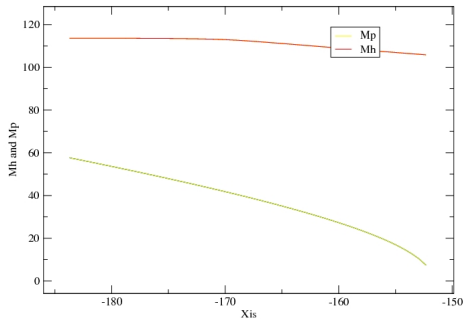
Mh and Mp as functions of Xis

MA=1000, Mu=400, Xif=-20000

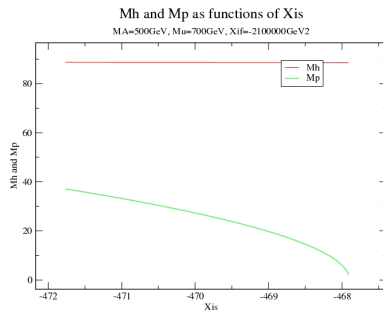
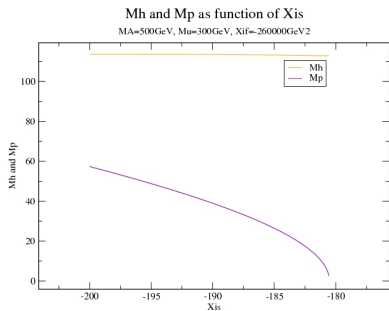


Mh and Mp as functions of Xis

MA=800GeV, Mu=400GeV, Xif=-300000GeV^2



Désintégration du Higgs scalaire le plus léger en 2 Higgs pseudo-scalaires



Présentation du modèle GNMSSM

- 1 INTRODUCTION
- 2 MODÈLES SUPERSYMETRIQUES MINIMAUX ET NON-MINIMAUX
 - MSSM
 - NMSSM
 - GNMSSM
- 3 QUELQUES RÉSULTATS
 - CAS DU NMSSM
 - CAS DU NMSSM
- 4 CONCLUSION

- Le GNMSSM est le modèle le plus général avec un singulet \hat{S}
- Le secteur de Higgs plus compliqué du GNMSSM lui permet de satisfaire plus facilement aux contraintes expérimentales du LEP, on a pu voir notamment dans le cas particulier du nMSSM qu'il était possible d'avoir $M_h \sim 90 \text{ GeV}$

Mes travaux concernant le GNMSSM seront bientôt disponibles dans 2 codes:

- "GNMHDECAY" : calcul du spectre des particules et des Higgs et des rapports d'embranchement avec les paramètres input à l'échelle de brisure de la SUSY M_{SUSY}
- "GMSBSPEC" : calcul du spectre et des rapports d'embranchement avec les paramètres input à l'échelle M_{Hidden}

RGE des paramètres du Superpotentiel W

$$\frac{d\mu^2}{d\ln(Q^2)} = \frac{\mu^2}{16\pi^2} (2\lambda^2 + 3h_t^2 + 3h_b^2 + h_\tau^2 - g_1^2 - 3g_2^2) \quad (9)$$

$$\frac{d\lambda^2}{d\ln(Q^2)} = \frac{\lambda^2}{16\pi^2} (4\lambda^2 + 2\kappa^2 + 3h_t^2 + 3h_b^2 + h_\tau^2 - g_1^2 - 3g_2^2) \quad (10)$$

$$\frac{d\kappa^2}{d\ln(Q^2)} = \frac{\kappa^2}{16\pi^2} (6\lambda^2 + 6\kappa^2) \quad (11)$$

$$\frac{d\xi_F^2}{d\ln(Q^2)} = \frac{\xi_F^2}{16\pi^2} (2\lambda^2 + 2\kappa^2) \quad (12)$$

$$\frac{d\mu'^2}{d\ln(Q^2)} = \frac{\mu'^2}{16\pi^2} (4\lambda^2 + 4\kappa^2) \quad (13)$$

RGE des paramètres softs

$$\frac{dm_{H_u}^2}{d\ln(Q^2)} = \frac{1}{16\pi^2} [\lambda^2(m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2 + m_S^2 + A_\lambda^2) + 3h_t^2(m_{H_u}^2 + A_t^2 + m_T^2 + m_Q^2) - g_1^2 M_1^2 - 3g_2^2 M_2^2 + \frac{S}{2}] \quad (14)$$

$$\frac{dm_{H_d}^2}{d\ln(Q^2)} = \frac{1}{16\pi^2} [\lambda^2(m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2 + m_S^2 + A_\lambda^2) + 3h_b^2(m_{H_d}^2 + A_b^2 + m_B^2 + m_Q^2) + h_\tau^2(m_{H_d}^2 + A_\tau^2 + m_\tau^2 + m_L^2) - g_1^2 M_1^2 - 3g_2^2 M_2^2 - \frac{S}{2}] \quad (15)$$

$$\frac{dm_S^2}{d\ln(Q^2)} = \frac{1}{16\pi^2} [2\lambda^2(m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2 + m_S^2 + A_\lambda^2) + 2\kappa^2(3m_S^2 + A_\kappa^2)] \quad (16)$$

RGE des paramètres softs

$$\frac{dA_\lambda}{d\ln(Q^2)} = \frac{1}{16\pi^2} [4\lambda^2 A_\lambda + 2\kappa^2 A_\kappa - 3h_t^2 A_t - 3h_b^2 A_b - h_\tau^2 A_\tau + g_1^2 M_1 + 3g_2^2 M_2] \quad (17)$$

$$\frac{dA_\kappa}{d\ln(Q^2)} = \frac{1}{16\pi^2} [6\lambda^2 A_\lambda + 6\kappa^2 A_\kappa] \quad (18)$$

$$\frac{dm_3^2}{d\ln(Q^2)} = \frac{1}{16\pi^2} [m_3^2 (3\lambda^2 + \frac{3h_t^2 + 3h_b^2 + h_\tau^2}{2} - \frac{g_1^2}{2} - \frac{3g_2^2}{2}) + 2\lambda\kappa B' \mu' + \mu (2\lambda^2 A_\lambda - 3h_t^2 A_t - 3h_b^2 A_b - h_\tau^2 A_\tau + g_1^2 M_1 + 3g_2^2 M_2)] \quad (19)$$

RGE des paramètres softs

$$\frac{dB'}{d\ln(Q^2)} = \frac{1}{16\pi^2} \left[4\lambda^2 A_\lambda + 4\kappa^2 A_\kappa + 2\kappa^2 B' + \frac{2m_3^2 \lambda \kappa}{\mu'} \right] \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\xi_S}{d\ln(Q^2)} = & \frac{1}{16\pi^2} [\xi_S(\lambda^2 + \kappa^2) + 2\mu\lambda(m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2) + 4m_S^2\kappa\mu' \\ & + 2\lambda m_3^2(A_\lambda + 2\mu') + 2\xi_F(\lambda^2 A_\lambda + \kappa^2 A_\kappa) \\ & + 2\kappa B'\mu'(A_\kappa + 2\mu')] \end{aligned} \quad (21)$$

Corrections radiatives à une boucle

Nous utilisons ici la formule de Coleman-Weinberg qui permet d'obtenir la correction à une boucle du Potentiel effectif:

$$\Delta V^{rad} = \frac{1}{64\pi^2} \text{Str} \left[M^4 \ln\left(\frac{M^2}{Q^2}\right) \right] \quad (22)$$

Les différentes matrices de masse M qui interviennent dans cette expression sont les matrices de masse des particules qui se couplent aux Higgs dans les boucles. On a ainsi plusieurs contributions à une boucle:

- . sfermions/fermions
- . charginos/neutralinos
- . Higgs

CORRECTIONS RADIATIVES AUX MASSES DES BOSONS DE HIGGS

Matrices de masse au carré des fermions et des sfermions dans le GNMSSM

. Fermions

$$m_t^2 = h_t^2 v_u^2, m_b^2 = h_b^2 v_d^2, m_\tau^2 = h_\tau^2 v_d^2 \quad (23)$$

. Sfermions

$$\mathcal{M}_{st}^2 = \begin{pmatrix} h_t^2 v_u^2 + m_\tau^2 & h_t(A_t v_u + (\lambda x + \mu)v_d) \\ h_t(A_t v_u + (\lambda x + \mu)v_d) & h_t^2 v_u^2 + m_Q^2 \end{pmatrix} \quad (24)$$

$$\mathcal{M}_{sb}^2 = \begin{pmatrix} h_b^2 v_d^2 + m_B^2 & h_b(A_b v_d + (\lambda x + \mu)v_u) \\ h_b(A_b v_d + (\lambda x + \mu)v_u) & h_b^2 v_d^2 + m_Q^2 \end{pmatrix} \quad (25)$$

$$\mathcal{M}_{s\tau}^2 = \begin{pmatrix} h_\tau^2 v_d^2 + m_\tau^2 & h_\tau(A_\tau v_d + (\lambda x + \mu)v_u) \\ h_\tau(A_\tau v_d + (\lambda x + \mu)v_u) & h_\tau^2 v_d^2 + m_L^2 \end{pmatrix} \quad (26)$$

CORRECTIONS RADIATIVES AUX MASSES DES BOSONS DE HIGGS

Matrices de masse au carré des charginos et des neutralinos dans le GNMSSM

. charginos

$$\mathcal{M}_{\chi^\pm}^2 = \begin{pmatrix} M_2 & g_2 v_u \\ g_2 v_d & \lambda X + \mu \end{pmatrix} \quad (27)$$

. neutralinos

$$\mathcal{M}_{\chi^\pm}^2 = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & \frac{g_1 v_u}{\sqrt{2}} & -\frac{g_1 v_d}{\sqrt{2}} & 0 \\ & M_2 & -\frac{g_2 v_u}{\sqrt{2}} & \frac{g_2 v_d}{\sqrt{2}} & 0 \\ & & 0 & -(\lambda X + \mu) & -\lambda v_d \\ & & & 0 & -\lambda v_u \\ & & & & 2(\kappa X + \mu') \end{pmatrix} \quad (28)$$

Matrices de masse au carrées Higgs dans le GNMSSM

. Higgs chargés

$$\mathcal{M}_{\pm}^2 = \{m_3^2 + \lambda(A_\lambda X + \kappa X^2 + \xi_F + 2\mu' X) + v_u v_d (\frac{\bar{g}^2}{2} - \lambda^2)\} \begin{pmatrix} \cot(\beta) & 1 \\ 1 & \tan(\beta) \end{pmatrix} \quad (29)$$

. Higgs neutres CP-even

$$\mathcal{M}_S^2 = \begin{pmatrix} \mathcal{M}_{S,11}^2 & \mathcal{M}_{S,12}^2 & \mathcal{M}_{S,13}^2 \\ & \mathcal{M}_{S,22}^2 & \mathcal{M}_{S,23}^2 \\ & & \mathcal{M}_{S,33}^2 \end{pmatrix} \quad (30)$$

. Higgs neutres CP-odd

$$\mathcal{M}_P^2 = \begin{pmatrix} \mathcal{M}_{S,11}^P & \mathcal{M}_{P,12}^2 & \mathcal{M}_{P,13}^2 \\ & \mathcal{M}_{P,22}^2 & \mathcal{M}_{P,23}^2 \\ & & \mathcal{M}_{P,33}^2 \end{pmatrix} \quad (31)$$

Eléments de matrices CP-even

$$\mathcal{M}_{S,11}^2 = \bar{g}^2 v_u^2 + \frac{v_d}{v_u} (m_3^2 + \lambda(A_\lambda X + \kappa X^2 + \xi_F + 2\mu' X)) \quad (32)$$

$$\mathcal{M}_{S,22}^2 = \bar{g}^2 v_d^2 + \frac{v_u}{v_d} (m_3^2 + \lambda(A_\lambda X + \kappa X^2 + \xi_F + 2\mu' X)) \quad (33)$$

$$\mathcal{M}_{S,33}^2 = \lambda \frac{v_u v_d}{X} (A_\lambda + 2\mu') - \lambda \mu \frac{v_u^2 + v_d^2}{X} - \frac{\xi_S}{X} - 2\xi_F \frac{\mu'}{X} + \kappa X (A_\kappa + 4\kappa X + 6\mu') \quad (34)$$

$$\mathcal{M}_{S,12}^2 = \{2\lambda^2 - \bar{g}^2\} v_u v_d - (m_3^2 + \lambda(A_\lambda X + \kappa X^2 + \xi_F + 2\mu' X)) \quad (35)$$

$$\mathcal{M}_{S,13}^2 = 2\lambda v_u (\lambda X + \mu) - \lambda v_d (A_\lambda + 2\kappa X + 2\mu') \quad (36)$$

$$\mathcal{M}_{S,23}^2 = 2\lambda v_d (\lambda X + \mu) - \lambda v_u (A_\lambda + 2\kappa X + 2\mu') \quad (37)$$

Eléments de matrices CP-odd

$$\mathcal{M}_{P,11}^2 = \frac{v_d}{v_u} (m_3^2 + \lambda(A_\lambda X + \kappa X^2 + \xi_F + 2\mu' X)) \quad (38)$$

$$\mathcal{M}_{P,22}^2 = \frac{v_u}{v_d} (m_3^2 + \lambda(A_\lambda X + \kappa X^2 + \xi_F + 2\mu' X)) \quad (39)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{P,33}^2 = & 4\lambda\kappa v_u v_d - 4\xi_F \kappa - 3\kappa A_\kappa X - 4B' \mu' + 2\lambda\mu' \frac{v_u v_d}{X} \\ & - 2\kappa\mu' X - 2\xi_F \frac{\mu'}{X} - \lambda\mu \frac{v_u^2 + v_d^2}{X} + \lambda A_\lambda \frac{v_u v_d}{X} - \frac{\xi_S}{X} \end{aligned} \quad (40)$$

$$\mathcal{M}_{P,12}^2 = m_3^2 + \lambda(A_\lambda X + \kappa X^2 + \xi_F + 2\mu' X) \quad (41)$$

$$\mathcal{M}_{P,13}^2 = \lambda v_d (A_\lambda - 2\kappa X - 2\mu') \quad (42)$$

$$\mathcal{M}_{P,23}^2 = \lambda v_u (A_\lambda - 2\kappa X - 2\mu') \quad (43)$$