

1 Imię i Nazwisko

Marcin Badziak

2 Posiadane dyplomy, stopnie naukowe

- Kwiecień 2011 r.: doktor nauk fizycznych w zakresie fizyki (z wyróżnieniem), Uniwersytet Warszawski
Tytuł rozprawy: „Inflacja i łamanie supersymetrii w modelach supergrawitacyjnych inspirowanych teorią strun“
Promotor: prof. dr hab. Marek Olechowski
- Czerwiec 2006 r.: magister fizyki (z wyróżnieniem), Uniwersytet Warszawski
Tytuł rozprawy: „Inflacja w modelach supergrawitacyjnych typu KKLT”
Promotor: prof. dr hab. Marek Olechowski

3 Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych

10.2012 - obecnie	Adiunkt, Instytut Fizyki Teoretycznej, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski
03.2016 - 02.2018	Staż podoktorski, University of California, Berkeley oraz Lawrence Berkeley National Laboratory, USA
04.2011 - 09.2012	Staż podoktorski (<i>Research Associate</i>), Cavendish Laboratory oraz Department of Applied Mathematics and Theoretical Physics, University of Cambridge, Wielka Brytania

4 Wskazanie osiągnięcia wynikającego z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki

4.1 Tytuł osiągnięcia naukowego (cykl publikacji):

**Implikacje pomiarów własności bozonu Higgsa
dla supersymetrycznych rozszerzeń Modelu Standardowego**

4.2 Cykl publikacji

[H1] **M. Badziak**, E. Dudas, M. Olechowski and S. Pokorski, “*Inverted Sfermion Mass Hierarchy and the Higgs Boson Mass in the MSSM*,” JHEP **1207** (2012) 155 [arXiv:1205.1675 [hep-ph]].

Impact Factor (IF): 5.618, cytowania: 34

[H2] **M. Badziak**, “*Yukawa unification in SUSY SO(10) in light of the LHC Higgs data*,” Mod. Phys. Lett. A **27** (2012) 1230020 [arXiv:1205.6232 [hep-ph]].

IF: 1.110, cytowania: 25

- [H3] **M. Badziak**, M. Olechowski and S. Pokorski, “*Light staus and enhanced Higgs diphoton rate with non-universal gaugino masses and $SO(10)$ Yukawa unification*,” JHEP **1310** (2013) 088 [arXiv:1307.7999 [hep-ph]].
IF: 6.220, cytowania: 18
- [H4] **M. Badziak**, Z. Lalak, M. Lewicki, M. Olechowski and S. Pokorski, “*Upper bounds on sparticle masses from muon $g-2$ and the Higgs mass and the complementarity of future colliders*,” JHEP **1503** (2015) 003 [arXiv:1411.1450 [hep-ph]].
IF: 6.023, cytowania: 21
- [H5] **M. Badziak**, M. Olechowski and S. Pokorski, “*New Regions in the NMSSM with a 125 GeV Higgs*,” JHEP **1306** (2013) 043 [arXiv:1304.5437 [hep-ph]].
IF: 6.220, cytowania: 87
- [H6] B. Allanach, **M. Badziak**, C. Hugonie and R. Ziegler, “*Light Sparticles from a Light Singlet in Gauge Mediation*,” Phys. Rev. D **92** (2015) 1, 015006 [arXiv:1502.05836 [hep-ph]].
IF: 4.506, cytowania: 16
- [H7] B. C. Allanach, **M. Badziak**, G. Cottin, N. Desai, C. Hugonie and R. Ziegler, “*Prompt Signals and Displaced Vertices in Sparticle Searches for Next-to-Minimal Gauge Mediated Supersymmetric Models*,” Eur. Phys. J. C **76** (2016) no.9, 482 [arXiv:1606.03099 [hep-ph]].
IF: 5.297, cytowania: 16
- [H8] **M. Badziak** and C. E. M. Wagner, “*Enhancing the Higgs associated production with a top quark pair*,” JHEP **1605** (2016) 123 [arXiv:1602.06198 [hep-ph]].
IF: 6.063, cytowania: 13
- [H9] **M. Badziak** and C. E. M. Wagner, “*Enhanced Higgs associated production with a top quark pair in the NMSSM with light singlets*,” JHEP **1702** (2017) 050 [arXiv:1611.02353 [hep-ph]].
IF: 5.541, cytowania: 13
- [H10] **M. Badziak** and K. Harigaya, “*Supersymmetric D-term Twin Higgs*,” JHEP **1706** (2017) 065 [arXiv:1703.02122 [hep-ph]].
IF: 5.541, cytowania: 11
- [H11] **M. Badziak** and K. Harigaya, “*Minimal Non-Abelian Supersymmetric Twin Higgs*,” JHEP **1710** (2017) 109 [arXiv:1707.09071 [hep-ph]].
IF: 5.541, cytowania: 8
- [H12] **M. Badziak** and K. Harigaya, “*Asymptotically Free Natural Supersymmetric Twin Higgs Model*,” Phys. Rev. Lett. **120**, 211803 (2018) [arXiv:1711.11040 [hep-ph]].
IF: 8.839, cytowania: 2

4.3 Wprowadzenie

Obecnie obowiązującą teorią oddziaływań fundamentalnych jest Model Standardowy (MS), który jest kwantową teorią pola z symetrią cechowania $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. MS odniósł niewątpliwy sukces w wyjaśnieniu dostępnych danych doświadczalnych. Niemniej jednak MS nie jest bez wad i wiele wskazuje na to, że jest tylko teorią efektywną, która poprawnie opisuje rzeczywistość tylko przy stosunkowo niskich energiach. Jednym z ważniejszych problemów MS jest problem hierarchii. Związany on jest z istnieniem ogromnej hierarchii pomiędzy skalą Plancka a skalą elektroslabą, $M_{\text{Pl}}/M_{\text{EW}} \approx 10^{17}$. W kwantowej teorii pola obecność tak różnych od siebie skal jest nienaturalna, gdyż poprawki kwantowe mają tendencje do niwelowania różnic między skalami. W kontekście MS, poprawki kwantowe do parametru masowego dla pola Higgsa są kwadratowo rozbieżne ze skalą obcięcia teorii. Jeśli MS miałby być teorią prawdziwą aż do skali Plancka, to dwa wkłady (drzewowy i pętlowy) rzędu $(10^{19} \text{ GeV})^2$ musiałyby się kasować z ogromną dokładnością by uzyskać poprawną skalę elektroslabą rzędu 100 GeV. Tak precyzyjne dostrojenie dwóch bardzo dużych (*a priori* niezależnych) liczb wydaje się niezwykle nienaturalne.

Stabilność hierarchii skal można uzyskać wprowadzając symetrię zabraniającą pojawienia się kwadratowo rozbieżnych poprawek kwantowych. Brak takiej symetrii dla pól skalarnych jest źródłem problemu hierarchii w MS. Z drugiej strony, problem kwadratowych rozbieżności nie dotyczy fermionów, ze względu na istnienie symetrii chiralnej będącej dokładną symetrią w granicy znikającej masy fermionów. To prowadzi do wniosku, że wprowadzenie symetrii wiążącej bozony z fermionami rozwiązałoby problem hierarchii. Ta symetria nosi nazwę supersymetrii (SUSY). Ze względu na to, że żaden z superpartnerów cząstek MS nie został jak dotąd zaobserwowany, SUSY nie może być dokładną symetrią przyrody. Niemniej jednak, można ją złamać miękko tzn. w taki sposób by poprawki kwantowe do masy Higgsa były tylko logarytmicznie rozbieżne. Zatem modele supersymetryczne w elegancki sposób rozwiązują problem hierarchii, jeśli masy superpartnerów, a szczególnie masy stopów (supersymetrycznych partnerów kwarku top), nie są znacznie większe od skali łamania symetrii elektroslabej, co daje duże nadzieje na odkrycie SUSY w eksperymentach prowadzonych przy akceleratorze LHC w laboratorium CERN koło Genewy.

Należy podkreślić, że SUSY poprawia też inne niedoskonałości MS. W szczególności, najbliższa cząstka supersymetryczna jest dobrym kandydatem na ciemną materię, a dzięki pojawieniu się cząstek supersymetrycznych z masami w pobliżu skali elektroslabej stałe sprzężenia unifikują się z bardzo dużą dokładnością przy skali unifikacji rzędu 10^{16} GeV . W ramach tej klasy modeli możliwe jest również wyjaśnienie asymetrii barionowej we Wszechświecie, jak też podanie mechanizmu inflacji.

Modele supersymetryczne można testować bezpośrednio poprzez poszukiwanie cząstek supersymetrycznych w zderzaczach takich jak LHC. Dzięki odkryciu bozonu Higgsa [1, 2] i pomiarom jego własności, takich jak masa czy sprzężenia do cząstek MS, można również badać SUSY pośrednio, gdyż postać spektrum cząstek supersymetrycznych wpływa na te własności. Badanie implikacji tych pomiarów na różne aspekty modeli supersymetrycznych jest motywem przewodnim omawianego cyklu publikacji.

4.4 Minimalny model supersymetryczny (MSSM)

Najszerzej dyskutowanym w literaturze modelem supersymetrycznym jest MSSM (*Minimal Supersymmetric Standard Model*), wprowadzenie do tego modelu można znaleźć np. w [3]. Sektor Higgsa tego modelu zawiera dwa dublety $SU(2)_L$: H_u i H_d . Poprzez oddziaływania Yukawy H_u i H_d nadają masy, odpowiednio, górnym i dolnym fermionom MS w wyniku złamania symetrii elektroslabej przez ich wartości próżniowe, odpowiednio v_u i v_d . W spektrum MSSM znajduje się pięć bozonów Higgsa, z czego dwa są neutralne i mają tę samą parzystość CP, co bozon

Higgosa w MS. Fizyczne cząstki Higgosa są kombinacjami liniowymi neutralnych składowych dubletów Higgosa, H_u^0 i H_d^0 , przy czym ta która ma sprzężenia bardziej zbliżone do odpowiednich sprzężeń bozonu Higgosa z MS jest zdominowana przez H_u^0 . Kwadrat masy tego bozonu Higgosa w przybliżeniu jednopętlowym wynosi:

$$m_h^2 \approx M_Z^2 \cos^2(2\beta) + \frac{3g^2 m_t^4}{8\pi^2 m_W^2} \left[\ln \left(\frac{M_{\text{SUSY}}^2}{m_t^2} \right) + \frac{X_t^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \left(1 - \frac{X_t^2}{12M_{\text{SUSY}}^2} \right) \right], \quad (1)$$

gdzie $\tan \beta \equiv v_u/v_d$, $M_{\text{SUSY}} \equiv \sqrt{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}$ to średnia geometryczna fizycznych mas stopów, a $X_t \equiv A_t - \mu/\tan \beta$, gdzie A_t to człon trójliniowy topu miękko łamiący SUSY obliczony przy skali M_{SUSY} .

Pierwszy składnik w powyższym wyrażeniu to wkład drzewowy. Zauważmy, że masa Higgosa w MSSM na poziomie drzewowym jest ograniczona od góry przez masę bozonu Z^0 wynoszącą około 91 GeV. Zatem uzyskanie obserwowanej masy Higgosa 125 GeV [4] możliwe jest tylko w obecności bardzo dużych poprawek kwantowych. Poprawki kwantowe, dane w przybliżeniu przez drugi składnik w równaniu (1), są zdominowane przez diagramy pętlowe zawierające stopy. Jedną z implikacji pomiaru masy Higgosa jest to, że w ramach MSSM dla mas stopów rzędu $\mathcal{O}(1)$ TeV konieczne jest duże mieszanie stopów, parametryzowane przez X_t , gdyż tylko dla $|X_t|/M_{\text{SUSY}} \approx \sqrt{6}$ teoretyczne przewidywanie masy Higgosa jest zgodne z pomiarami LHC.

Duża wartość $|X_t|$ konieczna do odtworzenia zmierzonej masy Higgosa w MSSM dla stosunkowo lekkich stopów wymaga dużej wartości $|A_t|$. Jest to problematyczne z teoretycznego punktu widzenia, gdyż wiele mechanizmów łamania SUSY, takich jak np. *gauge mediation* czy *anomaly mediation*, przewiduje małą wartość $|A_t|$ przy skali przenoszenia łamania SUSY. W [H1] pokazaliśmy, że duży wkład do masy Higgosa od mieszania stopów można uzyskać w modelach, w których występuje tzw. odwrócona hierarchia mas sfermionów czyli dwie pierwsze generacje sfermionów są dużo cięższe od trzeciej, nawet gdy A_t znika przy skali przenoszenia łamania SUSY. W takich modelach duża wartość $|A_t|/M_{\text{SUSY}}$ jest generowana przez dwupętlowe efekty w równaniach grupy renormalizacji pochodzących od sfermionów, które są niezaniebnywalne w sytuacji, gdy pierwsze dwie generacje sfermionów mają masy $\mathcal{O}(10)$ TeV. W konsekwencji, masa Higgosa w takich modelach jest typowo blisko 125 GeV dla mas stopów rzędu $\mathcal{O}(1)$ TeV. Modele z odwróconą hierarchią mas sfermionów są silnie motywowane przez wyniki eksperymentów poszukujących rzadkie procesy zmieniające zapach oraz LHC, które najsilniej ograniczają masy sfermionów pierwszych dwóch generacji. Nasza obserwacja dodatkowo zwiększyła atrakcyjność tej klasy modeli w świetle odkrycia bozonu Higgosa.

Jedną z bardzo atrakcyjnych cech modelu MSSM jest to, że przewiduje on unifikację wszystkich trzech stałych sprzężenia MS przy skali GUT (ang. *Grand Unified Theory*) rzędu 10^{16} GeV. To pozwala spekulować, że powyżej skali GUT oddziaływania silne i elektroślabe są opisywane w sposób zunifikowany przez tzw. Teorię Wielkiej Unifikacji. Teorie Wielkiej Unifikacji charakteryzują się większą symetrią opisywaną przez grupę cechowania, której podgrupą jest symetria cechowania MS. Szczególnie interesującym kandydatem na grupę cechowania Teorii Wielkiej Unifikacji jest SO(10), gdyż jej nieprzywiedlna reprezentacja **16** zawiera wszystkie fermiony danej generacji MS oraz singlet mogący odgrywać rolę prawochiralnego neutrina, którego istnienie jest silnie sugerowane przez obserwacje oscylacji neutrin. Ważną cechą supersymetrycznej Teorii Wielkiej Unifikacji opartej na grupie cechowania SO(10) jest przewidywanie unifikacji stałych Yukawy kwarków top i bottom oraz leptonu tau przy skali GUT. W przeciwieństwie do unifikacji stałych sprzężenia, która generycznie zachodzi w MSSM, unifikacja stałych Yukawy silnie zależy od postaci spektrum cząstek supersymetrycznych. Zatem narzucenie warunku unifikacji Yukaw nakłada istotne ograniczenia na widmo cząstek supersymetryczne, co dodatkowo zwiększa przewidywalność Teorii Wielkiej Unifikacji.

W pracy [H2] zbadaliśmy jak zmierzona masa Higgosa 125 GeV wpływa na przewidywania na spektrum cząstek supersymetrycznych w modelach SO(10) z unifikacją stałych Yukawy

kwarków top i bottom oraz leptonu tau. Pokazaliśmy, że uzyskanie poprawnej masy Higgsa implikuje na tyle duże masy większości cząstek supersymetrycznych, że ich odkrycie w LHC jest praktycznie niemożliwe. Jednakże, zidentyfikowaliśmy kilka cząstek, wśród nich gluino, prawochiralny sbottom i skwark dolny oraz cięższy dublet bozonów Higgsa, których masy mogą być w zasięgu LHC. Istnienie takich stosunkowo lekkich cząstek supersymetrycznych wymaga założenia, że znak parametru μ jest ujemny, a miękkie masy fermionów cechowania (ang. *gaugino masses*) przy skali GUT są generowane przez łamiący SUSY człon F będący w 24-wymiarowej reprezentacji $SU(5) \subset SO(10)$. Taki sposób łamania SUSY prowadzi do specyficznych nieuniwersalnych mas fermionów cechowania przy skali GUT scharakteryzowanych przez relację $M_2 = 3M_1 = -3M_3/2$. Pokazaliśmy też, że w tej klasie modeli sprzężenia odkrytego bozonu Higgsa do cząstek MS są takie same jak w MS z dokładnością do jednego procenta, co uniemożliwia testowanie tego modelu w LHC poprzez bardziej precyzyjne pomiary kanałów produkcji i rozpadu bozonu Higgsa. Jednakże, w pracy [H3] pokazaliśmy, że zakładając najbardziej ogólną postać nieuniwersalnych mas fermionów cechowania możliwe są odstępstwa od przewidywań MS dla rozpadów Higgsa na dwa fotony. Jest to możliwe jeśli w spektrum pojawia się lekki stau (superpartner leptonu tau) z masą rzędu 100 GeV i odpowiednio dużym kątem mieszania z drugim stau. Uwzględniając ograniczenia fenomenologiczne pokazaliśmy, że w takiej sytuacji szerokość rozpadu bozonu Higgsa na dwa fotony może być nawet o 30% większa niż w MS. Takie odstępstwo od przewidywań MS może być z powodzeniem testowane w LHC. W pracy [H3] zidentyfikowaliśmy również jakie relacje między masami fermionów cechowania muszą być spełnione by było możliwe uzyskanie istotnie zwiększonej szerokości rozpadu bozonu Higgsa na dwa fotony. Spełnienie tych relacji jest możliwe między innymi wtedy, gdy SUSY jest łamana jednocześnie przez singletowy człon F oraz człon F będący w 24-wymiarowej reprezentacji $SU(5) \subset SO(10)$.

Jak już wspomnieliśmy we wprowadzeniu, jedną z głównych motywacji za tym, że cząstki supersymetryczne są stosunkowo lekkie jest rozwiązanie problemu hierarchii MS. Jednakże, w obliczu wyników LHC MSSM nie może być całkowicie naturalny. Wynika to z tego, że pomiary masy Higgsa implikują masę stopów przynajmniej rzędu 1 TeV, a dodatkowo LHC nałożyło silne dolne ograniczenia na masy gluin, które dla typowych spektr cząstek MSSM wynoszą około 2 TeV. Uzyskanie poprawnie złamanej symetrii elektroślabej wymaga silnego dostrojenia parametrów (ang. *fine-tuning*). Te wyniki eksperymentalne doprowadziły do spekulacji, że naturalność może nie być dobrym kryterium wyboru teorii rozszerzającej MS, gdyż jest ono bardzo subiektywne. Dopuszczając taką możliwość należy stawić się z pytaniem czy są jakieś inne argumenty sugerujące istnienie lekkich cząstek supersymetrycznych? W pracy [H4] pokazaliśmy, że istnieje górne ograniczenie na masy niektórych cząstek supersymetrycznych przy założeniu, że MSSM wyjaśnia wynik pomiaru anomalnego momentu magnetycznego mionu $(g - 2)_\mu$ [5], który jest większy od przewidywania MS o ponad 3σ [6]. Kluczową obserwacją w tej pracy było to, że istnieje górne ograniczenie na masy stopów pomimo tego, że ich bezpośredni wkład do teoretycznego przewidywania na $(g - 2)_\mu$ jest pomijalnie mały. Wynika to z tego, że dominujący wkład od cząstek supersymetrycznych, przede wszystkim od chargin, neutralina, smionu i sneutrina mionowego, do $(g - 2)_\mu$ jest proporcjonalny do $\tan \beta$. Parametr $\tan \beta$ jest również niezwykle istotny z punktu widzenia masy Higgsa, gdyż determinuje on jej wartość drzewową w MSSM. W wyniku przeprowadzonych analiz pokazaliśmy, że pomiar $(g - 2)_\mu$ implikuje dolne ograniczenie na $\tan \beta$. W rezultacie pojawia się górne ograniczenie na poprawkę kwantową do masy Higgsa wynikające z tego, że masa Higgsa nie może przekroczyć zmierzonej wartości 125 GeV. W związku z tym, że ta poprawka kwantowa jest zdominowana przez stopy, nakłada to górne ograniczenie na ich masy. Pokazaliśmy, że dolne ograniczenia na masy chargin i smionu wyznaczone przez eksperymenty przy akceleratorze LEP wynoszące około 100 GeV implikują $\tan \beta \gtrsim 2$, co przekłada się na górne ograniczenie na masy stopów rzędu $\mathcal{O}(10^4)$ TeV. Używając typowych ograniczeń LHC na masy chargin i smionów, wynoszących kilkaset GeV,

górne ograniczenie na masy stopów staje się dużo silniejsze i wynosi około 10 TeV. Niemniej jednak, ograniczenia LHC nie są w stanie dorównać tym z LEP w szczególnych przypadkach, gdy masy cząstek supersymetrycznych są silnie zdegenerowane. Bardziej ogólne ograniczenia na masy chargin i smionów mogą być nałożone przez projektowane zderzacze leptonowe. Na przykład zderzacz elektronów i pozytonów ILC przy energii w środku masy $\sqrt{s} = 500$ GeV może ograniczyć od dołu masy chargin i smionów na poziomie 250 GeV, co wystarczy do nałożenia górnego ograniczenia na masy stopów około 10 TeV. Stopy z takimi masami są poza zasięgiem LHC, ale mogą być odkryte przez projektowany zderzacz protonów z energią w środku masy 100 TeV. Wyniki naszych badań pokazują dużą komplementarność zderzaczy leptonowych i hadronowych, które powinny być w stanie odkryć przynajmniej część cząstek supersymetrycznych, jeśli MSSM jest odpowiedzialny za obserwowaną wartość pomiaru anomalnego momentu magnetycznego mionu.

4.5 Nieminimalny model supersymetryczny (NMSSM)

Z uwagi na opisane wcześniej problemy MSSM z uzyskaniem masy Higgsa 125 GeV dla lekkich stopów, skoncentrowaliśmy się na badaniu rozszerzenia modelu MSSM, noszącego nazwę NMSSM (ang. Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model). Wprowadzenie do tego modelu można znaleźć np. w [7]. W modelu tym spektrum MSSM jest rozszerzone o superpole S , które jest singletem ze względu na grupę cechowania MS. To superpole na poziomie superpotencjału sprzęga się do dubletów Higgsa z MSSM: $\lambda SH_u H_d$. Pierwotną motywacją tego modelu było wygenerowanie członu μ w wyniku spontanicznego naruszenia symetrii elektroslabej, w którym skalarny komponent S również otrzymuje wartość próżniową. Po zmierzeniu masy Higgsa model NMSSM stał się przedmiotem intensywnych badań głównie ze względu na jego sektor Higgsa, gdyż nowe sprzężenie $\lambda SH_u H_d$ generuje dodatkowy wkład drzewowy do masy Higgsa.

W NMSSM odkryty Higgs h jest w ogólności kombinacją liniową części skalarnych dubletów Higgsa, H_u i H_d , oraz singletu S . Dość ogólnie można zapisać masę tego Higgsa następująco:

$$m_h^2 = M_Z^2 \cos^2(2\beta) + (\delta m_h^2)^{\text{rad}} + \lambda^2 v^2 \sin^2(2\beta) + (\delta m_h^2)^{\text{mix}}. \quad (2)$$

Pierwsze dwa wyrazy odpowiadają masie Higgsa w MSSM, gdzie pierwszy wyraz to wkład drzewowy, a drugi to poprawka kwantowa zdominowana przez stopy. Trzeci wyraz to nowy wkład pochodzący od sprzężenia $\lambda SH_u H_d$. Zauważmy, że ten nowy wkład jest maksymalny dla $\tan\beta = 1$, w przeciwieństwie do wkładu drzewowego w MSSM, który jest największy w granicy dużego $\tan\beta$. Stąd najwięcej uwagi w literaturze poświęcono przypadkowi małego $\tan\beta$ i dużego λ , gdyż w ten sposób można istotnie zwiększyć drzewową masę Higgsa, a tym samym zmniejszyć masę stopów potrzebną do uzyskania $m_h \approx 125$ GeV. W pracy [H5] pokazaliśmy, że drzewowa masa Higgsa może być istotnie większa niż w MSSM również dla dużego $\tan\beta$, gdy wkład do masy Higgsa proporcjonalny do λ jest zaniedbywalny. Zidentyfikowany przez nas nowy obszar parametrów charakteryzuje się istnieniem skalaru Higgsa, którego masa jest mniejsza niż 125 GeV, a jego główną składową jest singlet. W sytuacji gdy odkryty Higgs istotnie miesza się z tym singletem, drzewowa masa odkrytego Higgsa otrzymuje dodatni wkład, który jest parametryzowany przez ostatni składnik w równaniu (2).

Z racji małej masy nowego skalaru Higgsa s istnieją ograniczenia na jego masę oraz sprzężenia do cząstek MS, które ograniczają od góry wielkość dopuszczalnej poprawki do masy Higgsa od mieszania. W dobrym przybliżeniu można pominąć wpływ ciężkiego dubletu Higgsa z MSSM na masę Higgsa. Wtedy poprawka od mieszania wyraża się następująco:

$$\Delta_{\text{mix}} = m_h - \sqrt{m_h^2 - \bar{g}_s^2 (m_h^2 - m_s^2)} \approx \frac{\bar{g}_s^2}{2} \left(m_h - \frac{m_s^2}{m_h} \right) + \mathcal{O}(\bar{g}_s^4), \quad (3)$$

gdzie \bar{g}_s to sprzężenie s do masywnych bozonów cechowania z MS (znormalizowane do odpowiedniego sprzężenia Higgsa z MS). W ostatniej przybliżonej równości założyliśmy $\bar{g}_s^2 \ll 1$,

co jest wymuszone przez ograniczenia eksperymentalne. Widać, że dla uzyskania dużej wartości Δ_{mix} preferowana jest mała masa s i duża wartość \bar{g}_s^2 . Główne ograniczenia na przestrzeń parametrów pochodzą z poszukiwań Higgsa w eksperymentach przy akceleratorze LEP. Pokazaliśmy, że po uwzględnieniu tych ograniczeń Δ_{mix} może wynieść nawet 5-6 GeV, ale tylko dla wąskiego zakresu m_s pomiędzy 90 a 100 GeV. Poprawka tego rzędu do drzewowej masy Higgsa pozwala na uzyskanie $m_h \approx 125$ GeV nawet dla stopów z masą około 500 GeV.

W pracy [H5] zauważyliśmy ponadto, że wpływ na dopuszczalną wartość Δ_{mix} mają efekty mieszania z ciężkim dubletem Higgsa H . O ile wpływ H na masę Higgsa jest zwykle pomijalny, to jego efekty na sprzężenia h i s są niezaniebnywalne. Wynika to z faktu, że sprzężenie H do kwarków b jest proporcjonalne do $\tan \beta$. W związku z tym, na nawet niewielka domieszka ciężkiego dubletu w stanach własnych masy h i s może istotnie zmodyfikować ich sprzężenia do kwarków b . Jest to szalenie istotne z punktu widzenia ograniczeń LEP, które były najsilniejsze dla cząstek rozpadających się na $b\bar{b}$. Pokazaliśmy, że przez odpowiednie dobranie parametrów NMSSM możliwe jest stłumienie sprzężenia s do kwarków b . W takim obszarze parametrów ograniczenia z LEP są znacznie osłabione i dopuszczalna poprawka Δ_{mix} może wynosić nawet ponad 5 GeV dla szerokiego zakresu m_s pomiędzy $m_h/2$ (≈ 62.5 GeV) aż do około 110 GeV.

Zidentyfikowaliśmy kilka ciekawych konsekwencji fenomenologicznych znalezionej przez nas obszaru. Po pierwsze, osłabienie sprzężenia s do kwarków b implikuje wzmocnienie sprzężenia h do kwarków b . Oznacza to, że stosunki rozgałęzienia dla rozpadów Higgsa na bozony cechowania są stłumione. Ponadto, mieszanie Higgsa z singletem powoduje zmniejszenie przekroju czynnego na produkcję Higgsa w LHC. Zatem precyzyjne pomiary produkcji i rozpadów Higgsa stanowią istotne narzędzie w testowaniu tego modelu. Po drugie, osłabienie sprzężenia s do kwarków b oznacza silne stłumienie całkowitej szerokości rozpadu s . Prowadzi to do zwiększenia $BR(s \rightarrow \gamma\gamma)$ o rząd wielkości w porównaniu do bozonu Higgsa w MS o tej samej masie. W konsekwencji, sygnał s w kanale $\gamma\gamma$ może być silniejszy niż dla bozonu Higgsa w MS, nawet po uwzględnieniu faktu, że przekrój czynny na produkcję s w LHC jest mocno stłumiony (ze względu na dominujący komponent singletu w s).

Znaleziony przez nas nowy mechanizm zwiększenia masy Higgsa w NMSSM stworzył nowe możliwości dla modeli opisujących łamanie SUSY. Jedne z najatrakcyjniejszych modeli łamania SUSY są modele *gauge mediation* [8], w których łamanie SUSY jest przenoszone do sektora widzialnego poprzez oddziaływania cechowania. Główną zaletą tej klasy modeli jest to, że macierze kwadratów mas miękko łamiących SUSY są diagonalne, dzięki czemu procesy zmieniające zapach są silnie stłumione, w zgodzie z wynikami eksperymentalnymi. Jednakże w minimalnych modelach *gauge mediation* w ramach MSSM uzyskanie zmierzonej masy Higgsa wymaga bardzo ciężkich stopów i gluin z masami powyżej 5 TeV [9], co stoi w sprzeczności z naturalnym łamaniem symetrii elektroslabej. Masy skwarków pierwszej generacji są jeszcze większe, co nie daje najmniejszych szans na odkrycie supersymetrycznych cząstek w LHC. Co więcej, w ramach minimalnych modeli trudno jest wyjaśnić wartości parametrów μ i $B\mu$ potrzebne do poprawnego złamania symetrii elektroslabej, co nosi nazwę problemu $\mu - B\mu$ [10].

W świetle powyższych problemów minimalnych modeli interesujące byłoby zaimplementowanie modeli *gauge mediation* w ramach NMSSM. Jednakże zastosowanie mechanizmu *gauge mediation* do sektora singletowego nie wystarcza do uzyskania prawidłowego łamania symetrii elektroslabej. Rozwiązanie tego problemu zostało zaproponowane w [11], gdzie człony miękko łamiące SUSY dla sektora singletowego zostały wygenerowane przez sprzężenie singletu do pól posłańców (ang. *messenger fields*), co pozwoliło na uzyskanie poprawnego łamania symetrii elektroslabej. W modelu zaproponowanym w [11], który nazwaliśmy modelem DGS (od nazwisk autorów), parametry μ i $B\mu$ są wygenerowane dynamicznie (poprzez nadanie wartości próżniowej składnika skalarne superpola S). Jednakże konkluzja autorów [11] była taka, że uzyskanie poprawnej masy Higgsa w ich modelu wymaga bardzo ciężkich stopów (i innych cząstek supersymetrycznych), nawet cięższych niż w MSSM.

W pracy [H6] pokazaliśmy, że spektrum cząstek NMSSM w modelu DGS może być stosunkowo lekkie, jeśli dopuści się istnienie lekkiego singletu, który poprzez mieszanie z bozonem Higgsa zwiększa jego masę. Wynik ten jest bardzo nietrywialny biorąc pod uwagę fakt, że całe spektrum NMSSM jest zdeterminowane w tym modelu przez zaledwie cztery wolne parametry. Co więcej, maksymalizacja Δ_{mix} ustala dwa z tych parametrów, a $m_h \approx 125$ GeV ustala skalę masową dla cząstek supersymetrycznych. Konsekwencją tego jest to, że model jest niezwykle przewidywalny, a jedynym wolnym parametrem determinującym przewidywania fenomenologiczne jest skala, przy której łamanie SUSY jest transmitowane do sektora widzialnego poprzez pola posłańców M_{mess} (ang. *messenger scale*). Pokazaliśmy, że masa stopów w modelu DGS z lekkim singletem może wynosić około 1 TeV, podczas gdy gluino oraz skwarki pierwszej generacji mogą mieć masy w okolicach 1.5 TeV. Tak małe masy cząstek supersymetrycznych można uzyskać, gdy m_s jest w przedziale 90-100 GeV. Dodatkowym bonusem tego modelu jest fakt, że takie wartości m_s pozwalają jednocześnie na wyjaśnienie intrygującej nadwyżki zdarzeń zaobserwowanych w eksperymentach prowadzonych przy akceleratorze LEP [12].

Jednym z najciekawszych przewidywań fenomenologicznych modelu DGS z lekkim singletem jest to, że NLSP (druga najlżejsza cząstka supersymetryczna) jest długożyciowa, z zupełnie nowym kanałem rozpadu. Wynika to z tego, że NLSP to najlżejsze neutralino \tilde{N}_1 , które jest silnie zdominowane przez singlino (fermionowy komponent superpola S). NLSP ma masę około 100 GeV i rozpada się na prawie bezmasowe grawitino \tilde{G} LSP (najlżejszą cząstkę supersymetryczną) oraz pseudoskalarny singlet a_1 z masą rzędu kilkudziesięciu GeV, który typowo rozpada się na parę $b\bar{b}$:

$$\tilde{N}_1 \rightarrow a_1 \tilde{G} \rightarrow b\bar{b}\tilde{G}. \quad (4)$$

Szczególnie ciekawa sytuacja pojawia się, gdy M_{mess} jest stosunkowo niska, rzędu $\mathcal{O}(10^6)$ GeV, gdyż w takim przypadku \tilde{N}_1 po wyprodukowaniu przelatuje odległości rzędu $\mathcal{O}(\text{cm})$ – $\mathcal{O}(\text{m})$ zanim się rozpadnie, więc rozpada się jeszcze wewnątrz detektora LHC. To prowadzi do tzw. przesuniętych wierzchołków (ang. *displaced vertices*) oraz brakującej energii E_T^{miss} . E_T^{miss} to energia neutralnego grawitina, której nie da się zrekonstruować. Sygnatura przesuniętych wierzchołków jest w tym przypadku bardzo nietypowa, stąd kolejną pracę [H7] poświęciliśmy dokładnej analizie fenomenologicznej takich zdarzeń. Przekrój czynny na bezpośrednią produkcję \tilde{N}_1 w LHC jest zanedbywalnie mały. \tilde{N}_1 może być natomiast produkowane w wyniku kaskady rozpadów cząstek supersymetrycznych rozpoczętej przez produkcje skwarków i/lub gluino w wyniku zderzeń protonów w LHC. W konsekwencji tego pojawia się bardzo skomplikowany stan końcowy zawierający dżety, leptoni, E_T^{miss} oraz parę przesuniętych wierzchołków, w których powstają pary b -dżetów. Tego typu sygnatury nie były wcześniej analizowane, więc przeprowadziliśmy symulacje, żeby sprawdzić czy istnieją jakieś ograniczenia z LHC. Pokazaliśmy, że istniejące analizy LHC poszukujące przesuniętych wierzchołków są zupełnie nieczułe na takie sygnatury, gdyż większość supersymetrycznych zdarzeń nie przechodzi nałożonych cięć eksperymentalnych. Zaproponowaliśmy nową metodę poszukiwania tych sygnałów poprzez zastosowanie mniej agresywnych cięć na parametry opisujące przesunięte wierzchołki. Osłabienie tych cięć zwiększa też liczbę zdarzeń tła MS, więc żeby skompensować ten efekt nałożyliśmy nowe cięcia, podobne do tych używanych do redukcji tła w standardowych poszukiwaniach cząstek supersymetrycznych bez przesuniętych wierzchołków, które charakteryzują się m. in. dużą wartością E_T^{miss} oraz pędów poprzecznych p_T dżetów.

Kolejne dwie prace [H8] i [H9] były próbą odpowiedzi na pytanie jak bardzo można wzmocnić sygnał stowarzyszonej produkcji bozonu Higgsa z parą kwarków $t\bar{t}$, w skrócie $t\bar{t}h$, w ramach modeli supersymetrycznych. Motywacją do tych badań był fakt, że na zakończenie pierwszej fazy działania LHC z energią w środku masy $\sqrt{s} = 7$ TeV i 8 TeV (w latach 2011-2012) pomiaru własności odkrytego bozonu Higgsa nie wykazały istotnych odchyień od przewidywań MS w dominujących kanałach produkcji Higgsa w LHC, mimo że precyzja tych pomiarów, szczególnie w fuzji gluonów, osiągnęła poziom $\mathcal{O}(10)\%$. W związku z tym jedynym kanałem produkcji

Higgosa, w którym możliwe są jeszcze do zaobserwowania w LHC znaczące odstępstwa od MS jest proces $t\bar{t}h$. Dzieje się tak dlatego, że przekrój czynny na produkcję Higgosa w kanale $t\bar{t}h$ jest o trzy rzędy wielkości mniejszy niż całkowity przekrój czynny na produkcję Higgosa w LHC z energią w środku masy, $\sqrt{s} = 8$ TeV. Taki przekrój czynny jest zbyt mały, żeby był możliwy precyzyjny pomiar $t\bar{t}h$ w pierwszej fazie działania LHC. Z drugiej strony, jest on na tyle duży by było to możliwe w LHC z $\sqrt{s} = 13$ TeV, gdzie oczekiwana całkowita świetlność ma być ponad 100 razy większa, a przekrój czynny $t\bar{t}h$ około cztery razy większy, niż w pierwszej fazie LHC. Dodatkową motywacją dla tych badań było to, że zarówno w pierwszej fazie działania LHC, jak też w drugiej fazie LHC z $\sqrt{s} = 13$ TeV zaobserwowano znaczną nadwyżkę zdarzeń w poszukiwaniach bozonu Higgosa wyprodukowanego w kanale $t\bar{t}h$. Największą rozbieżność z MS zaobserwowano dla stanów końcowych zawierających kilka leptonów oraz dla takich zawierających $\gamma\gamma$, co sugeruje zwiększony sygnał $t\bar{t}h$ dla cząstki Higgosa rozpadającej się na pary fotonów i pary bozonów cechowania W^\pm i Z^0 .

W pracy [H8] pokazaliśmy, że odpowiednią strukturę do wzmocnienia sygnału $t\bar{t}h$ oraz wyjaśnienia wyników LHC posiada sektor Higgosa opisywany przez model z dwoma dubletami Higgosa typu II z wartością $\tan\beta$ w okolicach jedności, gdyż pozwala to na zwiększenie sprzężenia Higgosa do kwarków top. Taka struktura jest jednak niewystarczająca, by istotnie zwiększyć przekrój czynny $t\bar{t}h$ bez zwiększania jednocześnie produkcji Higgosa poprzez fuzje gluonów, co byłoby sprzeczne z wynikami LHC. Stąd dodatkowo muszą istnieć nowe cząstki, które interferują destruktywnie z wkładem od pętli z kwarkiem top w procesie fuzji gluonowej. Powyższe cechy pozwalające wyjaśnić wyniki LHC posiadają modele supersymetryczne, gdyż ich sektor Higgosa bazuje na modelu z dwoma dubletami Higgosa typu II, a pętla zawierająca stopy może interferować destruktywnie z pętlą zawierającą kwarki top. Pokazaliśmy, że w MSSM istotne wzmocnienie sygnału $t\bar{t}h$ nie jest możliwe natomiast w NMSSM sygnał $t\bar{t}h$ z Higgsem rozpadającym się na bozony cechowania może być nawet dwukrotnie większy niż w MS. W pracy [H8] rozważyliśmy NMSSM z ciężkim singletem i pokazaliśmy, że odpowiednie wzmocnienie $t\bar{t}h$ możliwe jest tylko dla dużych wartości λ , co skutkuje biegunem Landaua (czyli wejściem w obszar nieperturbacyjny) zaledwie kilka rzędów wielkości powyżej skali elektroslabej. Natomiast w pracy [H9] pokazaliśmy, że duże wzmocnienie $t\bar{t}h$ w NMSSM można uzyskać w dużo bardziej naturalny sposób jeśli skalarny singlet jest lekki, lżejszy od odkrytego bozonu Higgosa. W takim przypadku wartość λ nie musi być duża i pozwala na perturbacyjną unifikację stałych sprzężenia. Ponadto warunkiem koniecznym uzyskania znacznego wzmocnienia $t\bar{t}h$ jest istnienie stosunkowo lekkiego drugiego dubletu Higgosa H , z masą rzędu kilkuset GeV. Bozony Higgosa z tego dubletu z łatwością przechodzą ograniczenia LHC, gdyż rozpadają się typowo na stany zawierające skalarny lub pseudoskalarny singlet, a takie sygnatury nigdy nie były poszukiwane w LHC. Wyniki te stanowią silną motywację do zwiększenia zakresu badanych topologii w poszukiwaniach nowych cząstek Higgosa w LHC.

4.6 Supersymetryczne modele *Twin Higgs*

Innym sposobem na zwiększenie drzewowej masy Higgosa, a tym samym zmniejszenie poprawki pętlowej od stopów koniecznej do uzyskania $m_h \approx 125$ GeV, jest wykorzystanie mechanizmu *Twin Higgs* (TH) [13] w supersymetrycznej teorii. Głównym założeniem modeli TH jest istnienie drugiej (bliźniaczej) kopii MS. W pierwszym przybliżeniu istnieje ścisła symetria \mathbb{Z}_2 , wymieniająca pola MS na te z sektora bliźniaczego, której konsekwencją jest istnienie globalnej symetrii $SU(4)$. Sektor Higgosa w modelach TH można sparametryzować poniższym potencjałem:

$$V = \lambda (|H|^2 + |H'|^2)^2 + m^2 (|H|^2 + |H'|^2) + \Delta\lambda (|H|^4 + |H'|^4) + \Delta m^2 |H|^2. \quad (5)$$

Pierwsze dwa wyrazy w powyższym potencjale zachowują symetrię \mathbb{Z}_2 oraz globalną symetrię $SU(4)$. Symetria $SU(4)$ jest spontanicznie złamana do symetrii $SU(3)$, w wyniku czego pojawia

się siedem bozonów Goldstone'a. Sześć z nich staje się podłużnymi składowymi bozonów W^\pm i Z^0 z MS i sektora bliźniaczego, nadając im w ten sposób masę. Siódmy bozon Goldstone'a jest fizyczny i w przybliżeniu ścisłej symetrii $SU(4)$ odpowiada bezmasowemu bozonowi Higgsa. Bozon Higgsa otrzymuje masę w wyniku małych efektów łamiących symetrię $SU(4)$, parametryzowanych przez wyraz proporcjonalny do $\Delta\lambda$ w potencjale (5). W tym przybliżeniu bozon Higgsa, jest maksymalną mieszanką pól Higgsa z sektora widzialnego i sektora bliźniaczego. W związku z tym uzyskanie bozonu Higgsa ze sprzężeniami zbliżonymi do tych z MS, a tym samym spełnienie ograniczeń LHC, konieczne jest złamanie symetrii \mathbb{Z}_2 , co parametryzowane jest przez ostatni wyraz w potencjale (5).

Główną motywacją za rozważaniem modeli TH jest to, że kwadratowo rozbieżne poprawki do parametru masowego Higgsa generowane przez kwark top z MS są kasowane przez kwark top z sektora bliźniaczego. Ze względu na to, że ten ostatni nie ma żadnego ładunku MS może on być lekki bez naruszenia ograniczeń eksperymentalnych, w szczególności tych pochodzących z LHC i nakładających silne dolne granice na masy partnerów kwarków top obdarzonych ładunkiem QCD (np. stopów w modelach supersymetrycznych). To rozwiązuje mały problem hierarchii MS. Do rozwiązania dużego problemu hierarchii MS konieczne jest jednak pojawienie się w spektrum partnerów kwarku top naładowanych kolorowo przy wyższych energiach. Zatem modele TH muszą być zanurzone w pewnej bardziej fundamentalnej teorii np. supersymetrycznej.

Potencjał (5) opisuje również w dobrym przybliżeniu sektor Higgsa w supersymetrycznych modelach TH w tzw. granicy odprężania, w której bozony Higgsa z drugiego dubletu Higgsa są ciężkie. Symetria $SU(4)$ jest złamana w supersymetrycznej wersji modeli TH przez człon D związany z symetrią elektroslabą, co odpowiada $\Delta\lambda = M_Z^2 \cos^2(2\beta)$. Wtedy drzewowa masa Higgsa w supersymetrycznym modelu TH jest dana przez:

$$(m_h^2)_{\text{tree}} \approx 2M_Z^2 \cos^2(2\beta) \left(1 - \frac{v^2}{f^2}\right) + \mathcal{O}(\Delta\lambda/\lambda), \quad (6)$$

gdzie $v \approx 174$ GeV to skala łamania symetrii elektroslabej, a f to skala łamania symetrii $SU(4)$. Pomiary własności bozonu Higgsa w LHC implikują $f \gtrsim 3v$. Zauważmy, że drzewowa masa Higgsa jest większa niż w MSSM o czynnik około $\sqrt{2}$, co oznacza, że 125 GeV można uzyskać właściwie bez żadnych poprawek pętlowych (w granicy dużego $\tan\beta$).

Wzór (6) dobrze przybliża drzewową masę Higgsa wyłącznie gdy symetria $SU(4)$ jest w przybliżeniu spełniona tzn. gdy λ w potencjale (5) jest odpowiednio duża. Pierwsze próby skonstruowania supersymetrycznych modeli TH opierały się na generowaniu λ poprzez człon F nowego pola singletowego [14–16]. W modelach tych $\lambda \sim \sin(2\beta)^2 \sim 1/\tan^2\beta$ jest mała w obszarze dużego $\tan\beta$ preferowanego przez dużą masę Higgsa. W związku z tym, nie można pogodzić jednocześnie dużej wartości λ , koniecznej by mechanizm TH działał, z masą Higgsa 125 GeV i lekkimi stopami.

W pracy [H10] pokazaliśmy, że mechanizm TH można pogodzić z pomiarami masy Higgsa zakładając, że λ jest generowana przez człon D nowego oddziaływania cechowania, względem którego Higgs oraz jego bliźniaczy partner są naładowani. W tej pracy zaproponowaliśmy najprostszy model, w którym nowe oddziaływanie oparte jest na symetrii cechowania $U(1)_X$, która jest spontanicznie złamana przy skali rzędu 10 TeV. W tym modelu λ jest w przybliżeniu dana przez:

$$\lambda_{U(1)_X} \approx \frac{g_X^2}{8} \cos^2(2\beta), \quad (7)$$

gdzie g_X to stała sprzężenia nowego oddziaływania. Zauważmy, że $\lambda_{U(1)_X}$ osiąga największą wartość w granicy dużego $\tan\beta$, podobnie jak masa Higgsa. Policzyliśmy masę Higgsa w tym modelu i pokazaliśmy, że dla odpowiednio dużej wartości $g_X \gtrsim 1.5$ masa stopów wystarczająca do poprawnego wyjaśnienia masy Higgsa może wynosić tylko 300 GeV (w granicy dużego $\tan\beta$) nawet bez mieszania stopów. Tak małe masy stopów są wykluczone przez wyniki LHC, ale

większe masy stopów można uzyskać zmniejszając odpowiednio $\tan\beta$ np. masę stopów 1 (2) TeV można uzyskać dla $\tan\beta$ około 4 (3).

Należy też podkreślić, że w tym modelu uzyskanie poprawnego łamania symetrii elektroślabej wymaga znacznie mniejszego precyzyjnego dostrojenia parametrów (FT - ang. *fine-tuning*) niż w standardowych modelach supersymetrycznych czy też wcześniej zaproponowanych supersymetrycznych modelach TH. FT lepszy niż 10 % można uzyskać nawet dla mas stopów około 1.5 TeV przy założeniu niskiej skali przenoszenia łamania SUSY, Λ , rzędu 100 TeV. W porównaniu do MSSM FT jest mniejszy o rząd wielkości.

Główną niedoskonałością supersymetrycznego modelu TH z nową symetrią cechowania $U(1)_X$ jest fakt, że poprawne działanie mechanizmu TH wymaga dużych wartości g_X , co implikuje istnienie bieguna Landaua dla nowego oddziaływania niewiele powyżej skali elektroślabej. Celem kolejnych dwóch prac [H11, H12] było skonstruowanie supersymetrycznego modelu TH, który jest perturbacyjny w znacznie większym zakresie energii. W pracy [H11] zaproponowaliśmy model z nowym oddziaływaniem opartym na symetrii cechowania $SU(2)_X$. W przeciwieństwie do modelu opartego na symetrii $U(1)_X$ tylko mała część pól jest naładowana względem nowej grupy cechowania: H_u i prawoskrętny top oraz ich partnerzy z sektora bliźniaczego należą do reprezentacji fundamentalnych $SU(2)_X$. Ponadto dubletami $SU(2)_X$ są jeszcze pola S i \bar{S} konieczne do spontanicznego złamania nowej symetrii oraz pole E (wraz z odpowiednim polem w sektorze bliźniaczym) wprowadzone w celu skasowania anomalii $SU(2)_X \times U(1)_Y$. W tym modelu funkcja β dla g_X znika na poziomie jednej pętli. Dzięki temu biegun Landaua, który pojawia się ze względu na efekty dwupętlowe, znajduje się dużo powyżej skali elektroślabej nawet dla stosunkowo dużych wartości g_X przy skali łamania symetrii $SU(2)_X$. W konsekwencji, poprawną masę Higgsa można uzyskać dla bardzo lekkich stopów nawet gdy nowe oddziaływanie jest perturbacyjne aż do skali Plancka.

FT w tym modelu jest lepszy niż w modelu opartym na symetrii $U(1)_X$. W szczególności dla mas stopów i gluina równych 2 TeV, FT lepszy niż 10 % można uzyskać dla $\Lambda \lesssim 10^6$ GeV. Dla większych Λ , FT jest większy ze względu na dłuższe biegnięcie równaniami grupy renormalizacji i przede wszystkim na mniejsze wartości g_X , a co za tym idzie mniejsze wartości λ , zgodne z warunkiem perturbacyjności, co osłabia wpływ mechanizmu TH na zmniejszenie FT. W szczególności dla przenoszenia łamania SUSY w okolicach skali Plancka FT jest na poziomie 1 %. Mimo że jest to o ponad rząd wielkości mniej niż w MSSM, to nie jest to wynik w pełni satysfakcjonujący.

W pracy [H12] uogólniliśmy ten model wprowadzając przy wysokich energiach oddzielne grupy cechowania $SU(2)_X$, względem której naładowane są pola z sektora widzialnego, oraz $SU(2)'_X$, którego ładunek niosą pola z sektora bliźniaczego. Przy energii rzędu kilkudziesięciu TeV symetria $SU(2)_X \times SU(2)'_X$ jest spontanicznie złamana do diagonalnej podgrupy $SU(2)_D$. Poniżej skali łamania symetrii $SU(2)_X \times SU(2)'_X$ odtworzony jest poprzedni model, natomiast powyżej tej skali stałe sprzężenia $SU(2)_X$ i $SU(2)'_X$ biegną oddzielnie. Dzięki mniejszej liczbie pól naładowanych względem $SU(2)_X$, funkcja β dla g_X jest ujemna na poziomie jednej pętli, a nowe oddziaływanie jest asymptotycznie swobodne dla $g_X \lesssim 3$.

Większe wartości g_X zgodne z warunkiem perturbacyjności modelu pozwalają na to by mechanizm TH działał bardzo dobrze również w przypadku, gdy łamanie SUSY jest przenoszone do sektora widzialnego przez oddziaływania grawitacyjne. FT w tym przypadku jest tylko na poziomie 5–10 % czyli przynajmniej dwa rzędy wielkości lepszy niż w MSSM. Zaproponowany model nie wymaga żadnego rozszerzenia aż do skali Plancka.

4.7 Podsumowanie

W omówionym tu habilitacyjnym cyklu publikacji zawarłem różne aspekty modeli supersymetrycznych w kontekście odkrycia bozonu Higgsa i pomiarów jego własności takich jak masa

i sprzężenia do cząstek Modelu Standardowego. Z jednej strony badałem modele, w których symetrie narzucają warunki na parametry miękko łamiące supersymetrię przy skalach dużo większych od skali elektroslabej, w tym modele Wielkiej Unifikacji i modele *gauge mediation*. Z drugiej strony badałem różne aspekty modeli supersymetrycznych w sposób niezależny od tego jaki jest mechanizm łamania supersymetrii. Badania prowadziłem zarówno w ramach MSSM, jak i jego rozszerzeniach.

Opisane tu badania są częścią niezwykle aktualnej i szerokiej dyskusji dotyczącej łamania symetrii elektroslabej, które pomimo odkrycia bozonu Higgsa, nie zostało w pełni zrozumiane i z pewnością będzie przedmiotem intensywnych badań, zarówno od strony doświadczalnej, jak i teoretycznej. Minimalne modele supersymetryczne pozostawiają wiele pytań bez satysfakcjonującej odpowiedzi. Dlatego w najbliższej przyszłości będę kontynuował badania nad konstrukcją nieminimalnych modeli supersymetrycznych. Będę też poszukiwał nowych sygnatur doświadczalnych tych modeli, które jakościowo różnią się od przewidywań minimalnej supersymetrii.

5 Pozostałe osiągnięcia naukowo-badawcze

5.1 Dane bibliometryczne

Według bazy Web of Science:

Liczba opublikowanych artykułów: 25

Cytowania: 482

Cytowania bez autocytowań: 432

Indeks Hirscha: 13

Według bazy INSPIRE:

Źródło: <https://tinyurl.com/mbadz-pub>

Liczba opublikowanych artykułów w recenzowanych czasopismach: 25

Liczba cytowań artykułów opublikowanych w recenzowanych czasopismach: 646

Indeks Hirscha na podstawie artykułów opublikowanych w recenzowanych czasopismach: 16

Liczba wszystkich publikacji naukowych: 33

Liczba cytowań wszystkich publikacji naukowych: 1101

5.2 Okres przed uzyskaniem stopnia doktora

5.2.1 Inflacja w modelach supergrawitacyjnych inspirowanych teorią strun

W okresie przed doktoratem moja działalność naukowa koncentrowała się wokół inflacji kosmologicznej. Centralnym zagadnieniem mojej pracy doktorskiej było badanie związku inflacji z łamaniem SUSY w modelach supergrawitacyjnych inspirowanych teorią superstrun. Jak zauważyli Kallosh i Linde, w typowych modelach inflacji wyprowadzonych z teorii strun masa grawitina po inflacji jest większa od stałej Hubble'a w trakcie inflacji [17]. Ze względu na to, że w takich modelach stała Hubble'a w trakcie inflacji jest zwykle bardzo duża, masa grawitina po inflacji jest o wiele rzędów wielkości większa niż skala łamania symetrii elektroslabej. Biorąc pod uwagę fakt, że człony miękko łamiące SUSY są na ogół rzędu masy grawitina, implikuje to bardzo ciężkie spektrum cząstek supersymetrycznych, będące znacznie poza zasięgiem LHC. Jednym z głównych rezultatów mojej pracy doktorskiej było podanie modeli inflacyjnych, w których skala łamania SUSY może być rzędu skali elektroslabej. Były to pierwsze tego typu modele w literaturze [18–20].

5.3 Okres po uzyskaniu stopnia doktora

Po uzyskaniu stopnia doktora badałem różne aspekty modeli rozszerzających MS, które można zgrupować w kilka kategorii, które omawiam poniżej.

5.3.1 Teorie Wielkiej Unifikacji przed odkryciem bozonu Higgsa

Teorie Wielkiej Unifikacji badałem również przed odkryciem bozonu Higgsa. W pracy [21] badaliśmy jak w ramach minimalnych modeli GUT opartych na grupie cechowania $SO(10)$ można wyjaśnić pomiar anomalnego momentu magnetycznego mionu spełniając jednocześnie inne ograniczenia doświadczalne, a w szczególności ograniczenia z pomiaru $BR(b \rightarrow s\gamma)$. Spełnienie tego kryterium było nie możliwe w istniejących wówczas modelach tego typu. Zaproponowaliśmy nowy model, w którym było możliwe wyjaśnienie pomiaru anomalnego momentu magnetycznego mionu na poziomie 2σ . Przewidywaniem tego modelu było bardzo lekkie spektrum cząstek supersymetrycznym z masą gluina nawet poniżej 1 TeV. W tym czasie znane były już pierwsze wyniki poszukiwań cząstek supersymetrycznych w LHC. Jednakże, żadne z istniejących wówczas ograniczeń nie można było zastosować do ograniczenia zaproponowanego przez nas modelu. To było motywacją dla pracy [22], w której dokonaliśmy reinterpretacji danych LHC w celu nałożenia wiarygodnych ograniczeń na masy gluin i skwarków w zaproponowanym modelu.

5.3.2 Ciemna materia w modelach supersymetrycznych

Inna część moich badań poświęcona była ciemnej materii w modelach supersymetrycznych. Prace [23,24] poświęcone były neutralinom w MSSM. W [23] przeprowadziliśmy szczegółową analizę ograniczeń doświadczalnych na sektor neutralin przy założeniu, że gęstość reliktowa najlżejszego neutralina LSP odpowiada gęstości ciemnej materii obserwowanej we Wszechświecie lub tylko jej części. Pokazaliśmy, że nawet w przypadku, gdy gęstość reliktowa neutralina LSP jest mniejsza niż gęstość ciemnej materii Wszechświata, to neutralino LSP jest silnie ograniczone przez wyniki eksperymentów bezpośrednio poszukujących ciemnej materii. Zidentyfikowaliśmy jednak kilka obszarów parametrów MSSM, których ówczesne, jak też planowane w przyszłości, eksperymenty poszukujące bezpośrednio ciemnej materii nie są w stanie wykluczyć. Cechą charakterystyczną tych obszarów jest mała różnica między masą neutralina LSP oraz NLSP. Wskazaliśmy również strategie eksperymentalne jak te obszary badać w LHC. W [24] przeanalizowaliśmy wpływ ostatecznych wyników eksperymentu LUX na tzw. *well-tempered* neutralino czyli ciemną materię będącą mieszkanką bina i higgsina. Pokazaliśmy, że ograniczenia te generycznie wykluczają duże wartości $\tan\beta$, a co za tym idzie nakładają silne dolne ograniczenie na masy stopów (z pomiarów masy Higgsa). Podkreśliliśmy jednak, że wartości $\tan\beta$ bliskie 10 można pogodzić z wynikami LUX pod warunkiem istnienia stosunkowo lekkiego drugiego dubletu Higgsa w MSSM i pokazaliśmy komplementarność LHC w badaniu tego obszaru parametrów.

Prace [25,26] poświęcone były znalezieniu w ramach NMSSM obszarów parametrów, dla których niezależny od spinu przekrój czynny na rozpraszanie neutralina LSP na jądrach atomowych jest silnie stłumione, dzięki czemu można uniknąć ówczesnych jak i przyszłych ograniczeń z eksperymentów poszukujących bezpośrednio ciemnej materii. W [25] znaleźliśmy analitycznie warunki na parametry NMSSM by mogło być to spełnione. W szczególności, pokazaliśmy, że obecność lekkiego singletu, z masą poniżej 125 GeV, znacznie ułatwia stłumienie niezależnego od spinu przekroju czynnego na rozpraszanie najlżejszego neutralina na jądrach atomowych. W [26] zbadaliśmy dodatkowo jak uzyskać w tych obszarach gęstość reliktową LSP zgodną z wynikami pomiarów satelity Planck. Pokazaliśmy, że te obszary mogą być testowane przez zależne od spinu oddziaływania najlżejszego neutralina z jądrami atomowymi i znaleźliśmy dolne ograniczenia na masę tego neutralina pochodzące z ówczesnych i planowanych w przyszłości eks-

perymentów. Pokazaliśmy również, że te ograniczenia mogą być znacznie słabsze w obecności lekkiego singletu.

W pracy [27] skoncentrowaliśmy się na przypadku, w którym najlżejszą cząstką supersymetryczną jest grawitino, co jest typowym przewidywaniem modeli *gauge mediation*. W typowych przypadkach grawitino jest nadmiernie produkowane we wczesnym Wszechświecie, czego wynikiem jest zniszczenie produktów pierwotnej nukleosyntezy. Jest to tzw. problem grawitin. W [27] zaproponowaliśmy nowy mechanizm rozwiązujący problem grawitin, w którym produkcja grawitin jest zmniejszona o wiele rzędów wielkości dzięki stłumieniu sprzężeń pól posłańców we wczesnym Wszechświecie. Mechanizm ten otwiera nowy obszar przestrzeni parametrów modeli *gauge mediation*, w których grawitino może pełnić rolę ciemnej materii.

5.3.3 Interpretacja potencjalnych sygnałów nowej fizyki w LHC

Pod koniec 2015 roku eksperymenty ATLAS i CMS ogłosiły nowe wyniki sugerujące istnienie nowej cząstki z masą około 750 GeV rozpadającej się na parę fotonów. Prace [28, 29] były poświęcone interpretacji tych wyników w ramach modeli rozszerzających MS. W pracy [28] pokazałem, że ciężki bozon Higgsa w modelu z dwoma dubletami Higgsa i nowymi fermionami wektorowymi posiada własności pozwalające na wyjaśnienie wyników LHC. Zdecydowana większość prac w literaturze rozważała modele skonstruowane specjalnie w celu wyjaśnienia wyników ATLAS i CMS. W pracy [29] pokazaliśmy, że rolę nowej cząstki o masie 750 GeV wyjaśniającej wyniki LHC może pełnić singletowy pseudoskalar w ramach modelu NMSSM. Była to jedna z zaledwie kilku interpretacji w ramach dobrze umotywowanych modeli supersymetrycznych. Mimo że istnienie nowej cząstki nie zostało ostatecznie potwierdzone przez kolejne dane zebrane przez eksperymenty ATLAS i CMS, powyższe prace były istotnym głosem w dyskusji, która zdominowała środowisko fizyków wysokich energii na ponad pół roku.

Prowadziłem również różne badania, które trudno zakwalifikować do wyżej opisanych kategorii. W pracy [30] badaliśmy fenomenologię modeli supersymetrycznych wyprowadzonych z teorii struny heterotycznej. Natomiast w pracy [31] badaliśmy wpływ nowego oddziaływania cechowania na naturalność łamania symetrii elektroslabej w ramach modeli supersymetrycznych, gdzie pokazaliśmy, że FT może być zmniejszony o rząd wielkości w porównaniu do MSSM.

Jestem członkiem grupy roboczej przy LHC: *LHC Higgs Cross Section Working Group*. W ramach działalności tej grupy, brałem udział w przygotowaniu rekomendacji dla grup eksperymentalnych przy poszukiwaniach bozonów Higgsa z NMSSM, czego efektem jest, m. in., rozdział w monografii CERN [32].

Literatura

- [1] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], “*Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC,*” Phys. Lett. B **716** (2012) 1 [arXiv:1207.7214 [hep-ex]];
- [2] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], “*Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC,*” Phys. Lett. B **716** (2012) 30 [arXiv:1207.7235 [hep-ex]].
- [3] S. P. Martin, “*A Supersymmetry primer,*” Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **21** (2010) 1 [hep-ph/9709356].
- [4] G. Aad *et al.* [ATLAS and CMS Collaborations], “*Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments,*” Phys. Rev. Lett. **114** (2015) 191803 [arXiv:1503.07589 [hep-ex]].

- [5] G. W. Bennett *et al.* [Muon G-2 Collaboration], “*Final Report of the Muon E821 Anomalous Magnetic Moment Measurement at BNL*,” Phys. Rev. D **73** (2006) 072003 [hep-ex/0602035].
- [6] M. Davier, A. Hoecker, B. Malaescu and Z. Zhang, “*Reevaluation of the hadronic vacuum polarisation contributions to the Standard Model predictions of the muon $g-2$ and $\alpha(m_Z)$ using newest hadronic cross-section data*,” Eur. Phys. J. C **77** (2017) no.12, 827 [arXiv:1706.09436 [hep-ph]].
- [7] U. Ellwanger, C. Hugonie and A. M. Teixeira, “*The Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model*,” Phys. Rept. **496** (2010) 1 doi:10.1016/j.physrep.2010.07.001 [arXiv:0910.1785 [hep-ph]].
- [8] G. F. Giudice and R. Rattazzi, “*Theories with gauge mediated supersymmetry breaking*,” Phys. Rept. **322** (1999) 419 [hep-ph/9801271].
- [9] M. A. Ajaib, I. Gogoladze, F. Nasir and Q. Shafi, “*Revisiting $mGMSB$ in Light of a 125 GeV Higgs*,” Phys. Lett. B **713** (2012) 462 [arXiv:1204.2856 [hep-ph]].
- [10] G. R. Dvali, G. F. Giudice and A. Pomarol, “*The Mu problem in theories with gauge mediated supersymmetry breaking*,” Nucl. Phys. B **478** (1996) 31 [hep-ph/9603238].
- [11] A. Delgado, G. F. Giudice and P. Slavich, “*Dynamical mu term in gauge mediation*,” Phys. Lett. B **653** (2007) 424 [arXiv:0706.3873 [hep-ph]].
- [12] ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL Collaborations and LEP Working Group for Higgs Boson Searches, Eur. Phys. J. C **47** (2006) 547 [arXiv:hep-ex/0602042].
- [13] Z. Chacko, H. S. Goh and R. Harnik, “*The Twin Higgs: Natural electroweak breaking from mirror symmetry*,” Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 231802 [hep-ph/0506256].
- [14] S. Chang, L. J. Hall and N. Weiner, “*A Supersymmetric twin Higgs*,” Phys. Rev. D **75** (2007) 035009 doi:10.1103/PhysRevD.75.035009 [hep-ph/0604076].
- [15] A. Falkowski, S. Pokorski and M. Schmaltz, “*Twin SUSY*,” Phys. Rev. D **74** (2006) 035003 doi:10.1103/PhysRevD.74.035003 [hep-ph/0604066].
- [16] N. Craig and K. Howe, “*Doubling down on naturalness with a supersymmetric twin Higgs*,” JHEP **1403** (2014) 140 doi:10.1007/JHEP03(2014)140 [arXiv:1312.1341 [hep-ph]].
- [17] R. Kallosh and A. D. Linde, “*Landscape, the scale of SUSY breaking, and inflation*,” JHEP **0412** (2004) 004 [hep-th/0411011].
- [18] M. Badziak and M. Olechowski, “*Volume modulus inflation and a low scale of SUSY breaking*,” JCAP **0807** (2008) 021 [arXiv:0802.1014 [hep-th]].
- [19] M. Badziak, M. Olechowski, “*Volume modulus inflection point inflation and the gravitino mass problem*,” JCAP **0902** (2009) 010 [arXiv:0810.4251 [hep-th]].
- [20] M. Badziak, M. Olechowski, “*Inflation with racetrack superpotential and matter field*,” JCAP **1002** (2010) 026 [arXiv:0911.1213 [hep-th]].
- [21] M. Badziak, M. Olechowski, S. Pokorski, “*Yukawa unification in $SO(10)$ with light sparticle spectrum*,” JHEP **1108** (2011) 147 [arXiv:1107.2764 [hep-ph]].

- [22] M. Badziak, K. Sakurai, “*LHC constraints on Yukawa unification in $SO(10)$* ,” JHEP **1202** (2012) 125 [arXiv:1112.4796 [hep-ph]].
- [23] M. Badziak, A. Delgado, M. Olechowski, S. Pokorski and K. Sakurai, “*Detecting underabundant neutralinos*,” JHEP **1511** (2015) 053 [arXiv:1506.07177 [hep-ph]].
- [24] M. Badziak, M. Olechowski and P. Szczerbiak, “*Is well-tempered neutralino in MSSM still alive after 2016 LUX results?*,” Phys. Lett. B **770** (2017) 226 [arXiv:1701.05869 [hep-ph]].
- [25] M. Badziak, M. Olechowski and P. Szczerbiak, “*Blind spots for neutralino dark matter in the NMSSM*,” JHEP **1603** (2016) 179 [arXiv:1512.02472 [hep-ph]].
- [26] M. Badziak, M. Olechowski and P. Szczerbiak, “*Spin-dependent constraints on blind spots for thermal singlino-higgsino dark matter with(out) light singlets*,” JHEP **1707** (2017) 050 [arXiv:1705.00227 [hep-ph]].
- [27] M. Badziak, I. Dalianis and Z. Lalak, “*Suppressing gravitino thermal production with a temperature-dependent messenger coupling*,” JHEP **1602** (2016) 173 [arXiv:1512.06795 [hep-ph]].
- [28] M. Badziak, “*Interpreting the 750 GeV diphoton excess in minimal extensions of Two-Higgs-Doublet models*,” Phys. Lett. B **759** (2016) 464 [arXiv:1512.07497 [hep-ph]].
- [29] M. Badziak, M. Olechowski, S. Pokorski and K. Sakurai, “*Interpreting 750 GeV Diphoton Excess in Plain NMSSM*,” Phys. Lett. B **760** (2016) 228 [arXiv:1603.02203 [hep-ph]].
- [30] M. Badziak, S. Krippendorf, H. P. Nilles and M. W. Winkler, “*The heterotic MiniLandscape and the 126 GeV Higgs boson*,” JHEP **1303** (2013) 094 [arXiv:1212.0854 [hep-ph]].
- [31] M. Badziak and K. Harigaya, “*Impact of an extra gauge interaction on naturalness of supersymmetry*,” arXiv:1806.07900 [hep-ph].
- [32] D. de Florian, M. Badziak *et al.* [LHC Higgs Cross Section Working Group], “*Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector*,” CERN Yellow Reports: Monographs, Vol 2 (2017)

