



dr hab. Kamila Kowalska, prof. NCBJ
Narodowe Centrum Badań Jądrowych
ul. Pasteura 7
02-093 Warszawa

Warszawa, 18.04.2025

**Recenzja rozprawy doktorskiej
mgr. Michała Łukawskiego
„Phenomenology of thermally produced
hot and cold dark relics in naturalness-motivated
extensions of the Standard Model”**

Przedstawiona do recenzji rozprawa doktorska pana mgr. Michała Łukawskiego, przygotowana na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego pod kierunkiem pana dr. hab. Marcina Badziaka, prof. ucz., dotyczy fenomenologii ciemnej materii w dwóch klasach modeli tzw. Nowej Fizyki motywowanych kryterium naturalności: modelach astrofobicznych aksjonów oraz supersymetrycznych modelach typu Twin Higgs. Wyjaśnienie natury ciemnej materii pozostaje jednym z największych wyzwań współczesnej fizyki cząstek elementarnych, rozprawa wpisuje się więc doskonale w główny nurt prac badawczych w tej dziedzinie

Praca opiera się na trzech artykułach naukowych, w których mgr Łukawski jest jednym z czterech współautorów i które zostały opublikowane w wiodących czasopismach w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych. Napisana jest po angielsku, liczy 191 stron i składa się z 8 rozdziałów, 2 dodatków oraz bibliografii liczącej 341 pozycji.

Dwa początkowe rozdziały stanowią wprowadzenie do tematyki rozprawy i dostarczają czytelnikowi informacji niezbędnych do zrozumienia pracy oraz umieszczenia prezentowanych wyników w odpowiednim kontekście. W rozdziale pierwszym („*Introduction*”) Autor pokrótce motywuje powody, dla których Model Standardowy (MS) nie może być uznany za fundamentalną teorię natury, wprowadza pojęcie naturalności oraz opisuje, w jaki sposób z pierwotnej termicznej łaźni wyłania się obserwowana dziś populacja cząstek ciemnej materii. Tematy te są później rozwinięte i bardziej szczegółowo omówione w rozdziale drugim („*Necessity for BSM*”).

Następnie Autor omawia dwa rodzaje Nowej Fizyki, które dyskutowane są w rozprawie. Pierwszy to aksjony, hipotetyczne cząstki wprowadzone w celu wyjaśnienia problemu symetrii CP w oddziaływaniach silnych. Drugi to supersymetryczne modele z bliźniaczym bozonem Higgsa, których

idea opiera się na skopiowaniu całej struktury minimalnego supersymetrycznego modelu standardowego (MSSM). W tych scenariuszach ciemna materia składa się albo z bliźniaczego stau, albo z bliźniaczego neutralina. Rozdział kończy podsumowanie zawartości kolejnych sekcji dysertacji. W szczególności, zaznaczono tutaj, że rozdział 5, dotyczący aksjonów, zawiera oryginalne wyniki rozprawy. Niestety, podobnej informacji brakuje w przypadku rozdziałów poświęconych modelom supersymetrycznym.

Rozdział trzeci („*Axions*”) zawiera dość szczegółowe omówienie teorii aksjonu jako rozwiązania problemu symetrii CP w oddziaływaniach silnych. Przedstawione są fenomenologiczne właściwości tej cząstki poniżej skali naruszenia symetrii chiralnej, w szczególności sprzężenia z fotonem, nukleonami, pionami i kaonami, a także eksperymentalne ograniczenia na ich dopuszczalną wielkość (co przekłada się na dolne ograniczenie stałej rozpadu aksjonu, $f_a \gtrsim 10^9$ GeV). W rozdziale czwartym („*Astrophobic axions*”) dyskutowane są konkretne realizacje modeli aksjonów astrofobicznych, których sprzężenia z nukleonami i pionami są zerowe, w związku z czym umykają one silnym ograniczeniom nakładanym przez pomiar rozbłysku neutronowego w supernowej SN1987A. Omówione są też dwa scenariusze tłumienia sprzężeń z elektronami. W przypadku rozszerzenia MS o dodatkowy elektrosłaby dublet skalarny można to osiągnąć poprzez precyzyjne dostrojenie ładunków Peccei-Quinna obu dubletów, $X_0 = -\frac{1}{2}X_1$. Autor argumentuje, że takie rozwiązanie jest sprzeczne z kryterium naturalności, w związku z czym rozważa scenariusz z dwoma dodatkowymi dubletami skalarnymi (3HDM), w którym spełniony jest warunek $X_0 \ll 1$. Dozwolone modele podsumowane są w czterech tabelach na końcu rozdziału. W modelach tych stała rozpadu aksjonu może przyjmować mniejsze wartości, co ma znaczenie dla aksjonu jako kandydata na ciemną materię. Część wyników przedstawionych w tym rozdziale została opublikowana w artykule cytowanym jako pozycja [209], stanowią więc oryginalny rezultat rozprawy. Trzeba się jednak tego domyślić, bo Autor nie podał tej informacji w tekście.

Rozdział piąty („*Hot axions contribution to the dark radiation*”) dyskutuje termiczną produkcję aksjonów oraz ich wkład do efektywnej liczby neutrin, ΔN_{eff} , która parametryzuje gęstość energii bezmasowych stopni swobody w termicznej historii wszechświata. Pomiary kosmicznego promieniowania tła (CMB) nakładają na tę wielkość górne ograniczenie, $\Delta N_{eff} < 0.3$. W przypadku cząstek obdarzonych masą, ale dużo lżejszych niż cząstki MS, ograniczenie interpretuje się w funkcji dwóch parametrów, masy i ΔN_{eff} . W rozdziale piątym rozprawy wkład aksjonów do ΔN_{eff} obliczony jest analitycznie, a następnie zaprezentowany dla różnych modeli astrofobicznych. Ze względu na tłumienie sprzężeń z pionami i elektronami (a więc mniejsze wartości f_a), wkłady do ΔN_{eff} mogą być na tyle duże, że będzie je można przetestować w planowanym eksperymencie pomiaru CMB w Simons Observatory. Wyniki te stanowią oryginalny rezultat rozprawy. Muszę jednak zaznaczyć, że nie było dla mnie jasne przy pierwszym czytaniu, kiedy mamy do czynienia z generowaniem gęstości reliktovej ciemnej materii poprzez mechanizm freeze-in, a kiedy poprzez freeze-out. Ta część tekstu wymaga dopracowania.

W rozdziale szóstym („*Supersymmetry and Twin Higgs*”) Autor przechodzi do drugiego tematu swojej rozprawy, jakim jest ciemna materia w modelach supersymetrycznych. Omawia dwa scenariusze umożliwiające zmniejszenie dostrojenia (fine-tuning) parametrów modelu, które leży u podstaw problemu hierarchii w MS. Pierwszym jest mechanizm „bliźniaczego Higgsa” (Twin Higgs - TH), w którym wprowadza się kopię MS. Taka rozszerzona teoria wykazuje globalną symetrię SU(4), której naruszenie prowadzi do pojawienia się bozonu Higgsa jako bozonu Goldstone’a z masą chronioną przed kwadratowymi poprawkami radiacyjnymi. Problem hierarchii powraca jednak przy wyższych

energiach i model wymaga dopełnienia w ultrafiolecie. Takiego może dostarczyć supersymetria (SUSY), czyli symetria między fermionowymi i bozonowymi stopniami swobody prowadząca do kasowania kwadratowych poprawek radiacyjnych do mas skalarów. Połączenie obu koncepcji może ograniczyć fine-tuning w stosunku do modeli SUSY bez mechanizmu TH. Rozdział jest dobrze napisany, ale brakuje w nim wyjaśnienia, w jaki sposób sektor widzialny i bliźniaczy oddziałują ze sobą, co ułatwiłoby zrozumienie szczegółów dyskusji w dalszych częściach rozprawy.

W rozdziale siódmym („*Twin supersymmetric dark matter*”) omówiona jest możliwość wyjaśnienia obserwowanej gęstości reliktovej ciemnej materii za pomocą dwóch cząstek SUSY z sektora bliźniaczego: stau i neutralina. W pierwszym przypadku dodatkowe ograniczenie na dopuszczalną przestrzeń parametrów wynika z faktu, że czas życia stau może przekraczać 10 ns, a wtedy jego minimalna masa jest ograniczona przez negatywne rezultaty poszukiwania naładowanych cząstek długożyjących w LHC, $m_{\tilde{\tau}} \gtrsim 430$ GeV. Spośród kilku omawianych scenariuszy, zakładających różną hierarchię mas pozostałych cząstek SUSY, preferowane są modele, w których bliźniacze stau jest prawoskrętne, o masie między 400 a 500 GeV. Dostrojenie parametrów modelu wynosi tu co najwyżej 1% i jest niższe niż w podobnym scenariuszu w MSSM. Co ciekawe, dostrojenie jest ograniczone z góry przez limit na czas życia stau z pierwotnej nukleosyntezy. Interesująca jest też obserwacja, że ograniczenie z eliptyczności halo galaktycznego na samo-oddziaływanie ciemnej materii, $m_{DM} \gtrsim 210$ GeV, jest zawsze spełnione w przestrzeni parametrów preferowanej przez gęstość reliktową i bezpośrednią detekcję. Oznacza to, że w rozważanym scenariuszu symetria bliźniaczego elektromagnetyzmu może pozostać nienaruszona, co stanowi problemem w nie-supersymetrycznych wersjach modeli TH. W przypadku bliźniaczego neutralina preferowana jest sytuacja, w której jest ono głównie binem. O ile w MSSM otrzymanie obserwowanej gęstości reliktovej wymaga w takim przypadku rezonansów i koanhilacji (czyli bardzo specyficznego spektrum cząstek supersymetrycznych), w rozważanym w rozprawie scenariuszu Twin-SUSY nie jest to konieczne, pod warunkiem dopuszczenia naruszającej symetrię Z_2 stałej sprzężenia Yukawy dla bliźniaczego tau (jej obecność zwiększa przekrój czynny na anihilację poprzez uniknięcie tłumienia chiralnego). Dostrojenie w tym scenariuszu może wynieść zaledwie 10%, chociaż obszar z najmniejszym dostrojeniem jest już wykluczony przez wyniki eksperymentu LZ. Wyniki przedstawione w tym rozdziale są oryginalnym rezultatem rozprawy, opublikowanym w artykule cytowanym jako pozycja [307] oraz w publikacji w czasopiśmie *Symmetry* (*Symmetry* 15 (2023) 2, 386). Dziwi mnie, że ta ostatni pozycja nie jest nigdy wspomniana ani w tekście dysertacji, ani w bibliografii.

Ósmy i ostatni rozdział rozprawy („*Conclusions*”) stanowi podsumowanie zaprezentowanych wcześniej wyników. Praca zawiera również dwa dodatki, („*Elements of QFT*” i „*Cosmology of Homogenous Universe*”), w których wyprowadzone są różne formuły wykorzystywane w dysertacji.

Zaprezentowana rozprawa doktorska porusza temat ciekawy i bardzo aktualny. Osobiście nie jestem przekonana, czy najbardziej efektywnym podejściem do problemu hierarchii jest fuzja już istniejących mechanizmów, z których żaden tego problemu nie rozwiązuje. W dyskutowanych w pracy scenariuszach typu SUSY TH stopień komplikacji modelu, liczba nowych cząstek, parametrów i dodatkowych założeń wydaje się przewyższać potencjalny zysk, jakim jest redukcja dostrojenia o góra dwa rzędy wielkości. Autor jednak dobrze motywuje podejmowane tematy badawcze, a następnie prezentuje wyniki w sposób jasny i klarowny.

Moje uwagi dotyczące rozprawy mogę podzielić na trzy kategorie. Pierwsza to usterki edytorskie, które nie wpływają znacząco na pozytywny odbiór pracy. Mankamentem, który najbardziej rzuca się w oczy, jest brak konsekwencji w użyciu akronimów. Na początku rozprawy (strona 1) zaprezen-

towane zostało zestawienie części akronimów pojawiających się w tekście. Są też jednak takie, które się na liście znalazły (np. FLWR, WIMP), oraz takie, które zostały zdefiniowane, a potem nie są używane (np. TH-Twin Higgs). Są też przypadki, kiedy akronim jest raz używany, a raz nie; na przykład na pierwszej stronie wstępu „*Standard Model*” pojawia się trzy razy jako akronim i pięć razy jako pełna nazwa. Wyłapałam też pomniejsze przeoczenia typu: kropka zamiast przecinka (równania (2.18), (4.64)) albo przecinek zamiast kropki (równania (2.45), (2.88)); brak symbolu pochodnej cząstkowej (∂) w mianowniku równania (2.111); niekonsekwentne używanie oznaczenia $\tan \beta$ i $\text{tg} \beta$ w rozdziale 7; m_h zamiast m_h^2 w linii powyżej równania (2.104); brak definicji symbolu $\tilde{G}_{\mu\nu}$ w równaniu (2.47) i $\tilde{H}$ w równaniu (2.99); brak wyjaśnień skrótów TT, TE, EE w podpisie do rysunku 2.4 oraz skrótu HB w podpisie rysunku 5.5; brak definicji oznaczeń X_a i X_b w równaniu (4.36); błąd w kompilacji cytowania na stronie 107; brak odnośników w tekście do rysunków 2.1, 5.1, 5.2 oraz tabeli 4.2; na stronie 68 powinna być Tab.4.3 (nie Tab.4.6), a na stronie 69 Tab.4.5 (zamiast Tab.4.1); na stronie 124, w paragrafie trzecim Autor pisze, że wyniki tej sekcji oparte są na publikacjach [307] i [60], ale druga z tych pozycji dotyczy naturalnie astrofobicznych aksjonów, a nie modeli TH; podrozdział 5.4 składa się z jednego paragrafu oraz ponad połowy pustej strony; w podpisie do rysunku 7.9 wspomniany jest kontur z masą stau 100 GeV oraz region wykluczony przez LEP, których na rysunku nie ma (i nie powinno być, zgodnie z tym co jest napisane w tekście podrozdziału 7.2.4); w kilku miejscach Autor używa samego nazwiska odkrywcy zjawiska/efektu, bez dodania, o jaki efekt chodzi, np. „*produced via Primakoff*”, „*compared with the Hubble*”.

Druga grupa uwag dotyczy błędów edytorskich, które jednak mają pewne konsekwencje merytoryczne. Na przykład: równanie (2.30) powinno mieć postać $Q_L^a - Q_R^a$; w równaniu (3.79) wkład NLO do masy aksjonu jest o rząd wielkości wyższy niż wkład drzewowy z równania (3.78); w wyrażeniu $X_0 = X_1/2$ powyżej równania (4.38) powinien być znak minus; warunek nukleofobii na stronie 62 powinien brzmieć $X_0 \ll 1$ (nie $X_0 \ll 0$); w trzeciej kolumnie Tabeli (4.3) i (4.4) powinno być chyba ξ_{ii} ; w równaniach (4.79) i (4.80) po prawej stronie powinno być $\sqrt{2}/3$ (nie $\sqrt{2/3}$); w równaniu (5.14) brakuje chyba czynnika $1/\pi^2$; na stronie 69 Autor pisze: „*In total, there are $10 \times 4 = 80$ distinct models.*”; masa nukleonu w linijce powyżej równania (7.18), 940 GeV, jest o trzy rzędy wielkości za duża; podrozdział 6.3.1 zatytułowany jest „*F-term SUSY TH*”, podczas gdy w tekście mowa jest o łamaniu symetrii SU(4) na poziomie drzewowym przez wyraz typu D; na stronie 74 Autor pisze: „*This yields a lower limit on ΔN_{eff} similar to the CMB bound Eq. (5.5)*”, podczas gdy we wspomnianym równaniu mamy górne ograniczenie.

Wreszcie trzecia grupa uwag dotyczy fragmentów rozprawy, które wydają mi się niejasne lub błędne i wymagają wyjaśnień ze strony Autora:

- Brak wkładu od skalarów w równaniu (2.10).
- W równaniu (2.107) wkład od kwarka top wchodzi ze znakiem plus, a wkład od skalaru Higgsa i bozonów cechowania ze znakiem minus. Tymczasem w równaniach (2.103), (2.105) i (2.106) mamy plus dla skalaru i minusy dla fermionu oraz bozonów wektorowych.
- W podrozdziale 4.2 Autor stwierdza, że warunek $X_0 = -\frac{1}{2}X_1$ stanowi dostrojenie, a warunek $X_0 \ll 1$ (nb. błędnie sformułowany w tekście rozprawy jako $X_0 \ll 0$) już nie. Proszę o uzasadnienie.
- Nie jest jasne, jak z równania (4.47) można wyprowadzić ograniczenie na perturbacyjność sprzężeń Yukawy y^{3HDM} w funkcji kątów β_1 i β_2 . W pracy cytowanej jako pozycja [59] warunek ten ma postać $y_t^{3HDM} < \sqrt{16\pi/3}$.

- W modelach typu TH wprowadza się *ad hoc* symetrię Z_2 , która przekształca sektor widzialny na sektor bliźniaczy i vice versa. Czy jest jakieś inne uzasadnienie dla tej dodatkowej symetrii, poza tym wspomnianym powyżej?
- Nie widać kasowania poprawek radiacyjnych między równaniami (6.26) i (6.27) przy podanym w tekście poniżej warunku $\lambda_s = \lambda_{\bar{s}}^2$. Poza tym w obu równaniach powinno być chyba λ_s i $\lambda_{\bar{s}}$, a nie λ_s^2 i $\lambda_{\bar{s}}^2$.
- Dlaczego w supersymetrycznej wersji modelu TH potrzebny jest dodatkowy singlet skalarny S (równanie (6.36))?
- Ile dodatkowych wolnych parametrów, w stosunku do tych wymienionych w Tabeli 6.1, liczy model SUSY TH? Na stronie 107 Autor pisze: „(...) we choose to parametrize the MSSM with the set of parameters defined below the weak scale.” Czyli dokładnie przy jakiej skali?
- W podrozdziale 6.3.2, na ile istotne jest to, że masy multilpletów chiralnych P i $\bar{P}$ są równe? Przydałoby się też wyjaśnienie, w jaki sposób parametr ϵ z równania (6.47) może być uczyniony naturalnie małym.
- W rozdziale 7 dopuszczona jest możliwość nadprodukcji ciemnej materii we wczesnym Wszechświecie. Zakłada się przy tym, że gęstość reliktowa może zostać rozmyta przez dodatkowe źródło entropii. Czy taki sam mechanizm mógłby zostać zastosowany w MSSM-ie? A jeśli tak, czy nie zwiększyłyby to przestrzeni parametrów zgodnych z obserwowaną gęstością reliktową ciemnej materii, prowadząc być może do zmniejszenia dostrojenia parametrów modelu?
- Na podstawie dyskusji w ostatnim paragrafie na stronie 136 wydaje mi się, że etykiety $y_{\tau'} = 0.8$ i $y_{\tau'} = 1.6$ na rysunku 7.8 powinny być na odwrót.
- Proszę o wyjaśnienie, gdzie na rysunku 7.3 jest „blind spot” bezpośredniej detekcji ciemnej materii i w jaki sposób jego obecność może być wydedukowana z równania (7.16).

Mimo wymienionych powyżej niedociągnięć, uważam rozprawę pt. „*Phenomenology of thermally produced hot and cold dark relics in naturalness-motivated extensions of the Standard Model*” za ciekawą i wartościową. **Spełnia ona warunki stawiane pracom doktorskim** przez ustawę z dnia 20 lipca 2018 r Prawo o szkolnictwie wyższym i nauce (tekst jednolity: Dz. U. z 2024 r. poz. 1571 z późn. zm.), w związku z czym wnoszę o dopuszczenie mgr. Michała Łukawskiego do dalszych etapów postępowania doktorskiego.



Kamila Kowalska

