Kraków, 25 lutego 2016 r.

UNIWERSYTET
JAGIELLOŃSKI
W KRAKOWIE

Instytut Fizyki
im.
Mariana Smoluchowskiego

Zakład Teorii Materii
Skondensowanej i Nanofizyki

Kierownik Zakładu
Prof. dr hab. Józef Spałek
e-mail:ufspalek@if.uj.edu.pl
tel. (sekr): 12 664-45-62

adres IF UJ:
ul. St. Łojasiewicza 11
PL 30-348 Kraków
tel. +48(12) 664-47-03
fax +48(12) 664-49-06
e-mail: fizyka@uj.edu.pl

Recenzja rozprawy doktorskiej mgr. inż. Macieja Fidrysiaka
zatytułowanej: **Spin fluctuations in quantum antiferromagnetism**
wykonanej na Wydziale Podstawowych Problemów Techniki
Politechniki Wrocławskiej

Niniejsza rozprawa doktorska została wykonana pod kierunkiem prof. dr hab. Antoniego Mitusia oraz dr inż. Pawła Ruska jako promotora pomocniczego, obaj z Wydziału Podstawowych Problemów Techniki Politechniki Wrocławskiej. W dostępnej mi dokumentacji nie znalazłem żadnej informacji dotyczącej przebiegu studiów i życiorysu doktoranta, więc nie jestem w stanie ich podać. Jest to szczegół nieistotny dla oceny pracy.

Rozprawa dotyczy analizy teoretycznej wzbudzeń magnetycznych z zamierzeniem zastosowania jej do domieszkowanego antyferromagnetyka $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ dla $x \leq 0.02$, stanowiącego materiał wyjściowy do badań nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego, które z kolei występuje dla obszaru koncentracji $0.05 < x \lesssim 0.30$. Wzięcie takiego materiału wiąże się z tym, iż występują w nim nie tylko przejścia fazowe magnetyczne czy nadprzewodzące, ale pojawiają się także złożone fazy wstęgowe (ładunkowo-spinowe) oraz przede wszystkim, przejście od izolatora Motta-Hubbarda do silnie skorelowanego metalu dla $x \approx 0.05$. Można zatem powiedzieć, że fundamentalnym problemem fizycznym tutaj jest unikalne połączenie magnetyzmu, nadprzewodnictwa i silnych korelacji międzyelektronowych. Wszystkie te zjawiska mają miejsce dla tego samego układu elektronów i w związku z tym ich wystąpienie świadczy o tym, iż stany oddziałujących układów wielocząstkowych uważane dotąd za odrębne należy potraktować w ramach jednolitego opisu teoretycznego. Pod tym względem niniejsza rozprawa opisuje wycinek całości, gdyż doktorant skupia się głównie na właściwościach kwantowych izolatora antyferromagnetycznego. Takie postawienie głównych tez rozprawy uważam za poprawne. Należy się jednak liczyć z faktem, iż bogata literatura dotycząca tej tematyki pojawiła się już na przełomie lat osiemdziesiątych i dziewięćdziesiątych ubiegłego wieku (prace Chakravarty'ego i Halperina, praca przeglądowa Manousakisa w Rev. Mod. Phys., itp.).

Przejdę teraz do omówienia szczegółowego rozprawy. W rozdziale 1. mam małą korektę do definicji antyferromagnetyzmu wg doktoranta. Mianowicie, stan antyferromagnetyczny, ściśle mówiąc, to stan z całkowitym momentem magnetycznym (spinem) równym zero. Jest to globalny spinowy stan singletowy (całego układu). Podział na podsieci Néela jest podziałem przybliżonym, gdyż nie jest on stanem własnym antyferromagnetycznego modelu Heisenberga. Należy o tym pamiętać, szczególnie jeśli mamy do czynienia z antyferromagnetykiem kwantowym (o spinie s=1/2), gdyż prowadzi to do silnych drgań zerowych, zwłaszcza w układzie kwazi-dwuwymiarowym, co ma tutaj miejsce.

Druga uwaga do rozdziału 1. to uwaga ogólna. Związki na bazie miedzi (tzw. kupraty) oraz te na bazie żelaza (tzw. pniktydki) to moim zdanie dwie odrębne klasy związków. Te pierwsze to izolatory Motta-Hubbarda i silnie skorelowane metale, czy ściślej mówiąc ich podklasa *charge-transfer insulators* i odpowiadające im stany metaliczne. Natomiast, te drugie nie są uważane za takie, tj. za układy mniej skorelowane przed przejściem do klasy pierwszej. Są one w klasie izolatorów magnetycznych *typu Slatera*, który to stan pochodzi od rozszczepienia Slatera stanów elektronowych w fazie antyferromagnetycznej dla stanów pasmowych (itinerant), a nie pod wpływem silnych korelacji elektronowych. Oczywiście, zadziwiającą cechą obu tych klas materiałów jest ich kwazi-dwuwymiarowość, a przede wszystkim fakt, iż obie klasy wykazują podobny diagram fazowy (c.f. Fig. 1.1.), aczkolwiek niedokładnie, jeśli się rozważy szczegóły. Czy oznacza to, że w związkach miedzi pod wpływem domieszkowania mamy przejście Motta do obszaru metalicznego? Jest to kapitalne pytanie na które nie znamy jeszcze odpowiedzi.

Rozdział 2. jest częściowo oparty o pracę oryginalną *„Magnons as pseudo-Goldstones in La-based cuprates: the effects of doping"*, M. Fidrysiak, P. Rusek, JPCM **25** 335602 (2013), str. 1-5. Bardzo konkretnym wynikiem w tej części jest porównanie wyników teoretycznych z eksperymentem, a dotyczące zależności od domieszkowania i temperatury przerwy w spektrum wzbudzeń spinowych (tzw. *przerwy Działoszyńskiego-Moriyi*) dla czystego i lekko domieszkowanego związku $La_{2-x}Sr_xCuO_4$. Użyty do opisu model Heisenberga z oddziaływaniem Działoszyńskiego-Moriyi jako rozszerzeniem pozwala na interpretację danych wspomnianych wyżej. Kwestią pozostaje źródło oddziaływania Działoszyńskiego-Moriyi, gdyż w wersji kanonicznej wymaga ono złamania symetrii względem inwersji przestrzennej w układzie, co ma zresztą miejsce w przypadku struktury rombowej. Nasze ostatnie prace (E. Kądzielawa-Major i J. Spałek) zdają się świadczyć o tym, że obecność dziur może prowadzić do takiego typu oddziaływania w modelach wielopasmowych. W tym wypadku byłaby to przyczyna czysto elektronowa, bez udziału momentu orbitalnego. Należy nadmienić, że doktorant w tej rozprawie nie uwzględnia w sposób jawny fermionowych stopni swobody (dziur).

Mam jeszcze dwie uwagi dotyczące sformułowania modeli w rozdziale 2. Po pierwsze, autor rozprawy przedyskutował niezbyt dokładnie relację wyjściowego modelu spinowego (2.7) z modelem σ (sigma) (równ. (2.14-17)). Odniesienie się do pozycji literaturowej [18] uważam za zbyt powierzchowne. W końcu jest to rozprawa doktorska. Podobnie ma się sprawa z wprowadzeniem modelu efektywnego (2.18). Po drugie, jest to model dwuwymiarowy. Dlaczego to jest wystarczające w świetle twierdzenia Bogoliubowa-Mermina-Wagnera? Rozumiem, że zbieżne wyniki w przybliżeniu jednopętlowym można otrzymać wychodząc ze stanu Néela. Czy drgania zerowe zostały policzone też w tym przybliżeniu?

Ostatnia uwaga dotycząca tego rozdziału dotyczy założeń przy porównaniu z eksperymentem dla $La_{2-x}Sr_xCuO_4$. Byłoby bowiem znacznie zręczniej, gdyby autor dał radę podać wartości całki wymiany i innych stałych sprzężenia występujących w oryginalnym hamiltonianie (2.7), gdyż są to prawdziwe parametry fizyczne. Czy jest to możliwe? Odnotowuję też dopasowanie przerwy D-M w zależności od temperatury, które nie zeruje się dla temperatury Néela. Dlaczego?

UNIWERSYTET
JAGIELLOŃSKI
W KRAKOWIE

Instytut Fizyki
im.
Mariana Smoluchowskiego

Zakład Teorii Materii
Skondensowanej i Nanofizyki

Kierownik Zakładu
Prof. dr hab. Józef Spałek
e-mail:ufspalek@if.uj.edu.pl
tel. (sekr): 12 664-45-62

adres IF UJ:

ul. St. Łojasiewicza 11
PL 30-348 Kraków
tel. +48(12) 664-47-03
fax +48(12) 664-49-06
e-mail: fizyka@uj.edu.pl

W ogólności, ten rozdział uważam za oryginalny wkład do konkretnego problemu fizycznego jakim jest określenie charakterystyk spektrum magnonowego. Rozumiem, że nazwanie w tym przypadków magnonów jako wzbudzeń pseudo-Goldstone'a jest trochę na wyrost, gdyż jest to po prostu wzbudzenie magnonowe z przerwą. Natomiast doktorant mógłby pociągnąć dyskusję na temat punktu krytycznego w którym znika ta przerwa i chyba równocześnie porządek antyferromagnetyczny ($x_c \simeq 2.4\%$). Czy można go uważać za magnetyczny kwantowy punkt krytyczny? Jest to bardzo nietrywialne pytanie, gdyż nieporządek atomowy może niszczyć tutaj kwantową krytyczność. Jednakże, z faktu, że autor wprowadza domieszkowanie w sposób fenomenologiczny (na podstawie Ref. [53]), pytanie o kwantową krytyczność jest najpewniej poza zasięgiem analizy teoretycznej autora. Czy tak jest? W gruncie rzeczy, autor powinien wystartować z modelu t-J z małą ilością dziur w stanie izolatora.

Przechodzę do uwag do rozdziału 3. Rozdział ten zawiera obliczenia magnetycznej podatności dynamicznej z zastosowaniem do macierzystych związków dla nadprzewodzących pniktydków żelazowych. Występuje tutaj zasadnicza różnica ze związkami miedzi pomimo pozornej dwuwymiarowości. A mianowicie, nominalny jon Fe^{2+} ma konfigurację elektronową $3d^6$ i w stanie zdelokalizowanym elektronów *3d* pochodzących od żelaza mamy do czynienia z ich orbitalną degeneracją. Po drugie, stan magnetyczny jest stanem fali gęstości spinowej (SDW) z jednowymiarowym wektorem $\boldsymbol{Q} = (\pi, 0\rangle$, a nie antyferromagnetyzmem $\boldsymbol{Q} = (\pi, \pi\rangle$, jak to ma miejsce dla związków miedzi. Obecność nominalnie 6. nierozróżnialnych elektronów *3d* może prowadzić, pod wpływem reguły Hunda, do lokalizacji Motta części tych elektronów (tzw. *orbital selective Mott-Hubbard transition*), aczkolwiek nie jestem pewien, czy korelacje są na to dostatecznie silne.

W tej sytuacji, doktorant zdecydował się podjąć analizę wzbudzeń spinowych w ramach jedno- i dwu-pasmowego modelu Hubbarda, przy czym hamiltonian w tym drugim przypadku nie został wypisany w postaci jawnej. W związku z tym, nie jest dla mnie jasne, czy autor wziął pod uwagę regułę Hunda w jej pełnej, rotacyjnej niezmienniczej formie w przestrzeni spinowej, co jest bardzo ważne przy rozważaniu składowych transwersalnych podatności dynamicznej. Wydaje mi się, że tak jest, ale słowo wyjaśnienia w trakcie obrony powinno wystarczyć.

Swoją analizę autor oparł na propozycji (Ref. [30]) opisu magnetyzmu w oparciu o podłużne wzbudzenie spinowe. Jest tak ze względu na fakt, iż w magnetykach pasmowych oprócz spektrum wzbudzeń spinowych występują także *wzbudzenia elektronowo-dziurowe*, tzw. wzbudzenia (mody) Stonera. Takie wzbudzenia rzeczywiście występują w niektórych z tych materiałów, np. w $BaFe_2As_2$ i NaFeAs. Występują także inne charakterystyczne cechy wzbudzeń, które doktorant dość dokładnie i przejrzyście opisuje.

Autor po wstępnym omówieniu podatności w modelach Heisenberga (3.6), przechodzi następnie do opisu przy pomocy modelu Hubbarda.

W tym celu doktorant wychodzi z modelu Hubbarda obrazie Hartree-Focka opisu fali gęstości spinowej, a następnie do części poza Hartree-Fockowskiej modelu stosuje transformację Stratonowicza-Hubbarda, którą następnie traktuje w wiodącym rzędzie rozwinięcia *1/N*, które to podejście jest równoważne przybliżeniu RPA (*random phase approximation*). W taki sam sposób wyznaczone są obie składowe podatności dynamicznej – poprzeczną i podłużną. Jest to dość standardowa analiza. Jednakże zaskakującym

UNIWERSYTET
JAGIELLOŃSKI
W KRAKOWIE

Instytut Fizyki
im.
Mariana Smoluchowskiego

Zakład Teorii Materii
Skondensowanej i Nanofizyki

Kierownik Zakładu
Prof. dr hab. Józef Spałek
e-mail:ufspalek@if.uj.edu.pl
tel. (sekr): 12 664-45-62

adres IF UJ:

ul. St. Łojasiewicza 11
PL 30-348 Kraków
tel. +48(12) 664-47-03
fax +48(12) 664-49-06
e-mail: fizyka@uj.edu.pl

wynikiem takiej analizy jest to, że wyrażenia na podatność dynamiczną dają także dość poprawnie wyrażenie na efektywną całkę kinetycznej wymiany w obszarze silnych korelacji. Takie wyniki otrzymuje się także w równoważnym przybliżeniu punku stacjonarnego (*saddle-point-solution*) dla własności statycznych w podejściu pomocniczych (*slave*) bozonów dla modelu Hubbarda, co wykazaliśmy w naszym zespole w 2003 r. Rozumiem, że wyniki otrzymane dla modelu jednopasmowego stanowią „rozgrzewkę" do bardziej realistycznego modelu dwupasmowego.

I tak, w dwu-orbitalnym modelu Hubbarda sytuacja nie jest juz tak prosta. Rozumiem, że model użyty z Ref.[100] jest podobny jak dość popularny model S. Raghu i współpr. [PRB **77** 220503(R) (2008)], aczkolwiek w wyjściowym hamiltonianie (3.28) nie ma hybrydyzacji miedzy pasmami. Szkoda także, co podkreślam ponownie, że nie ma tutaj wypisanej w postaci jawnej części H_{int} związanej z oddziaływaniem międzycząstkowym. Doktorant ponownie stosuje transformację Stratonowicza-Hubbarda i dzieli wkłady do podatności dynamicznej na wewnątrz-pasmowe i między-pasmowe. Jest to rzetelnie przeprowadzona uciążliwa analiza algebraiczna z uwzględnieniem procesów dwu-magnonowych, a także numeryczna. Nie rozumiem jednak dlaczego nie wykreślono wprost podatności dynamicznej zwłaszcza, że podane są formuły analityczne. Dlaczego nie poddano wartości całki Hunda? Z założenia, że pewne parametry oddziaływania się zerują, nie jestem w stanie wyrobić sobie opinii, które z oddziaływań między-orbitalnych są zaniedbane. Ponownie, jest to spowodowane brakiem postaci jawnej startowego hamiltonianu. Sprawa wymaga wyjaśnienia w trakcie obrony. Podoba mi się koncepcja efektywnej całki wymiany. W jakiej relacji jest ona do wartości całki Hunda? Rysunek 3.11a jest dla mnie nieczytelny.

Podobają mi się także podrozdziały 3.6 oraz 3.7 dotyczące niejednoznaczności w wyborze teorii pola średniego, zaindukowanej przede wszystkim niejednoznacznością wyboru kształtu transformacji Stratonowicza-Hubbarda i wyboru punktu odniesienia w postaci przybliżenia punktu siodłowego, które w przedziale słabych oddziaływań winno się redukować do przybliżenia Hartree-Focka. Ta dyskusja w rozprawie przypomina mi taką samą dyskusję w latach siedemdziesiątych ubiegłego wieku i szkoda, że autor nie przywołuje tutaj znakomitych prac J.R. Schrieffera i współpr., a także zasadniczej pracy Johna Hertza z 1976 roku, która zapoczątkowała teorię kwantowych zjawisk krytycznych w układach fermionowych opisywanych startując z modelu Hubbarda, sieci Kondo, czy też modelu sieci Andersona.

W tym momencie przychodzi mi na myśl uwaga, że autor startuje w rozdziale 2. z modelu Heisenberga (2.7) dla izolatora Motta-Hubbarda, a następnie w rozdziale 3. startuje z modeli typu Hubbarda do opisu żelazowców. Czy nie należało pociągnąć modelu Hubbarda dalej dla nadprzewodników wysokotemperaturowych zamiast wchodzić w nową klasę – pniktydków? Oczywiście, w przypadku nadprzewodników wysokotemperaturowych sytuacja nie jest taka prosta, gdyż mamy w fazie metalicznej dalej silnie skorelowane elektrony i start z przybliżenia Hartree-Focka czy przybliżenia punktu siodłowego jest dyskusyjne. Ale próbować trzeba! Ostatnio, okazuje się, że trzeba model Hubbarda wzbogacić o antyferromagnetyczne oddziaływania wymienne i w ten sposób można by wypróbować formalizm z tej pracy doktorskiej w tak rozszerzonym modelu startowym. Jest to dość ciekawa idea na przyszłość. Piszę o tym dlatego, iż w rozprawie widać dużą pracowitość i systematyczność doktoranta. Jednakże, ze względu na podejmo-

UNIWERSYTET
JAGIELLOŃSKI
W KRAKOWIE

Instytut Fizyki
im.
Mariana Smoluchowskiego

Zakład Teorii Materii
Skondensowanej i Nanofizyki

Kierownik Zakładu
Prof. dr hab. Józef Spałek
e-mail:ufspalek@if.uj.edu.pl
tel. (sekr): 12 664-45-62

adres IF UJ:
ul. St. Łojasiewicza 11
PL 30-348 Kraków
tel. +48(12) 664-47-03
fax +48(12) 664-49-06
e-mail: fizyka@uj.edu.pl

wanie coraz to nowego tematu w każdym rozdziale, wyniki wydają się niedoliczone i rozstrzelone. Trochę mi to wygląda na pracę w samotności, jeśli nie izolacji, a świat jest nieprawdopodobnie konkurencyjny i niedopracowane wyniki, jakkolwiek ciekawe, się nie liczą. Oczywiście drugą skrajnością jest grzebanie się w jednym wysoce specjalistycznym problemie całe życie, ale tutaj to nie jest ten przypadek. Np. konkretnym pytaniem jest w jakim stopniu wyniki otrzymane w drugiej części rozdziału 3 dają się porównać z eksperymentem? Bowiem podatność dynamiczna jest bezpośrednio mierzalna i szkoda zostawiać te wyniki na poziomie porównania czysto jakościowego. Czy są one w przygotowaniu do publikacji?

Jeszcze jedna uwaga ogólna do rozdziału 3. Kapitalnym problemem byłoby rozważenie wpływu fluktuacji spinowych na własności elektronowe, czyli w pewnym sensie problem uzupełniający do tego rozważanego w tej rozprawie, tj. wpływu wzbudzeń elektronowych i magnonowych na porządek magnetyczny, a zwłaszcza na wielkość momentu magnetycznego w podsieci. A mianowicie, równie ważnym, jeśli nie ważniejszym jest problem wpływu wzbudzeń (fluktuacji) spinowych na efektywne oddziaływanie między elektronami jako kwaziczątkami, przy niskich energiach. W szczególności chodzi mi o efektywne oddziaływanie parujące pomiędzy kwaziczątkami. Realistycznym byłoby podejście do porównania takiego mechanizmu parowania dla związków żelaza. W związkach miedzi słuszna jest raczej ekstremalna postać tego oddziaływania. A mianowicie, to antyferromagnetyczne oddziaływanie kinetycznej wymiany w przestrzeni rzeczywistej prowadzi w połączeniu z lokalnymi korelacjami do stanu nadprzewodzącego. Czy doktorant ma jakieś plany w tym kierunku? Byłoby marnowaniem wysiłku poprzestać na magnetyźmie w tych układach. Nadprzewodnictwo jest tutaj nowym i w ten sposób bardziej ważnym współcześnie problemem w tej klasie materiałów kwantowych.

Przechodzę do dyskusji ostatniego merytorycznego rozdziału czwartego. Tutaj doktorant zajął się tematyką modów Higgsa w kwantowych antyferromagnetykach. Moim ulubionym zagadnieniem w tym temacie jest dyskusja pojawienia się bozonu masowego w nadprzewodnictwie, kiedy to foton jako bozon Goldstone'a nabywa masy przy uwzględnieniu wzbudzeń amplitudowych parametru porządku, w tym przypadku przerwy nadprzewodzącej. Jest to prosta wersja genezy takiego bozonu Higgsa jako modu plazmonowego w ramach teorii BCS, zaproponowanego w 1963 r. przez Philipa W. Andersona jeszcze przed powstaniem prac Higgsa z 1964 r. Takie wzbudzenie zostało zresztą wykryte doświadczalnie w 1980 r. i poprawnie zinterpretowane przez Chandrę Varma krótko po tym odkryciu. Co prawda, w przypadku nadprzewodnictwa typu BCS mamy do czynienia ze złamaniem grupy symetrii abelowej U(1), natomiast w przypadku kwantowego magnetyzmu ($s=1/2$) mamy do czynienia ze złamaniem symetrii nieabelowej SU(2). Jakoś mi brakuje tych rozważań ogólnych dotyczących symetrii. Explicite, model nieliniowy σ posiada symetrię O(N) tylko jeśli współczynniki ω_α we wzorze (4.5) nie zależy od α. W przypadku $N=3$ jest to grupa O(3), dla której grupą nakrywającą jest grupa SU(2), ale powiedzmy, że takie postawienie sprawy w ramach podejścia klasycznego wystarczy. Centralnym wynikiem jest tutaj wzór (4.17) stanowiący górne oszacowanie masy bozonu Higgsa. Autor nie zdefiniował tutaj kluczowego czynnika f (poza podaniem jego definicji formalnej E(4)). Także rola „polarization buble" w tej formule jest „hanging in the air".

W końcu w podrozdziale (4.5) doktorant rozważył konkretny model spinowego dimera z zastosowaniem do $TlCuCl_3$ oraz $KCuCl_3$. Przy zastosowaniu triku wykorzystują-

UNIWERSYTET
JAGIELLOŃSKI
W KRAKOWIE

Instytut Fizyki
im.
Mariana Smoluchowskiego

Zakład Teorii Materii
Skondensowanej i Nanofizyki

Kierownik Zakładu
Prof. dr hab. Józef Spałek
e-mail:ufspalek@if.uj.edu.pl
tel. (sekr): 12 664-45-62

adres IF UJ:
ul. St. Łojasiewicza 11
PL 30-348 Kraków
tel. +48(12) 664-47-03
fax +48(12) 664-49-06
e-mail: fizyka@uj.edu.pl

cego zależność temperatury Néela od ciśnienia, autor jest w stanie wyznaczyć i dopasować się ilościowo do danych eksperymentalnych dla szeregu własności omówionych na rys. 4.5. Jest to rzeczywiście piękny wynik; szkoda, że nie ma odniesienia do publikacji autora. Czy ten wynik przynajmniej jest w trakcie publikacji? Jeśli nie, należy to uczynić jak najszybciej. Ciekawe, że autor jest w stanie z oszacowań ograniczenia na masę bozonu Higgsa, wyznaczyć ją w stopniu pozwalającym na to ilościowe porównanie z eksperymentem.

Dodatki, przynajmniej dla mnie, są za mało szczegółowe. Szkoda, bo każda rozprawa doktorska, jeśli to nie jest sklejka publikacji, powinna być minimonografią. Inaczej szkoda takiego wysiłku, bo nie przyda się następnym doktorantom/współpracownikom.

Podsumowując, uważam, że rozprawa z pewnością zasługuje na wystąpienie o stopień naukowy doktora nauk fizycznych dla mgr inż. Macieja Fidrysiaka. Wskazuje na intensywny wysiłek doktoranta skoncentrowany z jednej strony na otrzymaniu nietrywialnych wyników w nieliniowym modelu sigma, a z drugiej na modelu dwupasmowym Hubbarda. W obu przypadkach autor otrzymuje fizycznie znaczące wyniki dotyczące własności magnetycznych (i w części elektronowych) dla wybranych trzech klas materiałów. Szkoda, że wyniki te nie były lepiej udokumentowane publikacjami, ale w tym przypadku jest to raczej pretensja do jego promotorów. Bardzo dobrze została omówiona bieżąca literatura poruszanych problemów. Także, bardzo dobre opracowanie graficzne wyników, nieco za ubogie jak na otrzymane dobre wyniki. Wymagałoby to lepszego rozgraniczenia obszaru silnych korelacji (kupraty) i średnich korelacji (pniktydki). Brakuje także wykazu monografii, na których autor oparł, czy które stanowią punkt wyjścia do jego analizy diagramatycznej. Język angielski jest średni, drobne błędy (rodzajniki!) nie przeszkadzają jednak w płynnym czytaniu rozprawy. W końcu, rozprawę czyta się dobrze i z zaangażowaniem, co świadczy dobrze o przyszłych pracach autora i ich samodzielnej redakcji. Konkludując, stwierdzam że przedstawiona mi do oceny rozprawa spełnia warunki stawiane pracom doktorskim w odpowiedniej ustawie ministerialnej i wnioskuję o dopuszczenie mgr. inż. Macieja Fidrysiaka do dalszych etapów przewodu doktorskiego, w tym do publicznej obrony jego rozprawy.

Józef Spałek

Józef Spałek
profesor zwyczajny nauk fizycznych

UNIWERSYTET
JAGIELLOŃSKI
W KRAKOWIE

Instytut Fizyki
im.
Mariana Smoluchowskiego

Zakład Teorii Materii
Skondensowanej i Nanofizyki

Kierownik Zakładu
Prof. dr hab. Józef Spałek
e-mail:ufspalek@if.uj.edu.pl
tel. (sekr): 12 664-45-62

adres IF UJ:

ul. St. Łojasiewicza 11
PL 30-348 Kraków
tel. +48(12) 664-47-03
fax +48(12) 664-49-06
e-mail: fizyka@uj.edu.pl