

AUTOREFERAT

Dotyczy postępowania habilitacyjnego:
DR. GABRIELA ROBERTA WŁAZŁOWSKIEGO
na podstawie jednotematycznego cyklu publikacji:
BADANIE STATYCZNYCH I DYNAMICZNYCH WŁAŚCIWOŚCI UNITARNEGO GAZU FERMIEGO
METODAMI *ab initio*

Spis treści

1	Dane osobowe	2
2	Posiadane dyplomy i stopnie naukowe	2
3	Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych	2
4	Osiągnięcie naukowe stanowiące podstawę postępowania habilitacyjnego	2
4.1	Tytuł osiągnięcia naukowego	2
4.2	Publikacje wchodzące w skład osiągnięcia naukowego	3
4.3	Syntetyczny opis osiągnięcia naukowego	4
4.3.1	Wprowadzenie	4
4.3.2	Obiekt badań	4
4.3.3	Metodyka badań	5
4.3.4	Cele badań	9
4.3.5	Wyniki badań	10
4.3.6	Podsumowanie	20
4.3.7	Szczegółowy opis wkładu habilitanta do publikacji wchodzących w skład osiągnięcia naukowego	21
5	Pozostałe osiągnięcia nie stanowiące podstawy postępowania habilitacyjnego	23
5.1	Osiągnięcia naukowo-badawcze	23
5.1.1	Tematyka badań naukowych lub prac rozwojowych	23
5.1.2	Cytowania i wskaźniki	24
5.1.3	Lista publikacji nie stanowiących podstawy postępowania habilitacyjnego	24
5.1.4	Konferencje i seminaria międzynarodowe	26
5.1.5	Konferencje i seminaria krajowe	28
5.1.6	Stáže Naukowe	29
5.1.7	Granty badawcze	29
5.1.8	Granty obliczeniowe	29
5.1.9	Stypendia	30
5.1.10	Recenzje	31
5.2	Działalność dydaktyczna	31
5.3	Nagrody i wyróżnienia	32

1 Dane osobowe

Imiona i nazwisko: Gabriel Robert Wlazłowski

2 Posiadane dyplomy i stopnie naukowe

1. Stopień naukowy **doktora nauk fizycznych** nadany 27 maja 2010 r. przez Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej.
Tytuł rozprawy doktorskiej: *Zbadanie właściwości rozrzedzonego gazu silnie oddziałujących fermionów metodą Monte Carlo*.
Promotor: prof. dr hab. Piotr Magierski, recenzenci: prof. dr hab. Jacek Dobaczewski, prof. dr hab. Maciej Lewenstein.
2. Tytuł zawodowy **magistra inżyniera** fizyki uzyskany 22 czerwca 2005 r. na Wydziale Fizyki Politechniki Warszawskiej.
Tytuł pracy magisterskiej: *Propagacja neutrin w gorącej materii jądrowej z zastosowaniem do wybuchu gwiazdy supernowej*.
Promotor: prof. dr hab. Piotr Magierski, recenzent: dr hab. Tomasz Pawlak.

3 Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych

- od 01.09.2010: pracownik naukowo-dydaktyczny Wydziału Fizyki Politechniki Warszawskiej na stanowisku **adiunkta** w Zakładzie Fizyki Jądrowej.
- od 05.11.2014: **adiunkt afiliowany** ("Affiliate Assistant Professor") na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Stanu Waszyngton (University of Washington, Seattle, USA).
- od 01.10.2010 do 01.10.2014: pracownik naukowy Wydziału Fizyki Uniwersytetu Stanu Waszyngton (University of Washington, Seattle, USA) na stanowisku "Visiting Assistant Professor".
- od 01.09.2008 do 31.08.2010: pracownik naukowo-dydaktyczny Wydziału Fizyki Politechniki Warszawskiej na stanowisku asystenta w Zakładzie Fizyki Jądrowej.

4 Osiągnięcie naukowe stanowiące podstawę postępowania habilitacyjnego

4.1 Tytuł osiągnięcia naukowego

Jako osiągnięcie naukowe w rozumieniu 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 (Dz. U. nr 65. poz. 595 ze zm.) przedstawiam cykl 9 publikacji (opublikowanych w latach 2011-2017) pod wspólnym tytułem:

Badanie statycznych i dynamicznych właściwości unitarnego gazu Fermiego metodami *ab initio*

4.2 Publikacje wchodzące w skład osiągnięcia naukowego

(Współczynnik *impact factor* za rok w którym praca została opublikowana. Liczba cytowań - wartość na dzień: 16-02-2017)

- [A.1] P. Magierski, G. Wlazłowski, A. Bulgac,
Onset of a Pseudogap Regime in Ultracold Fermi Gases,
Phys. Rev. Lett. **107**, 145304 (2011),
Praca zawiera 5-stronicowy materiał uzupełniający dostępny na stronie wydawcy.
Impact factor czasopisma: 7.370; Punktacja MNiSW: 45;
Liczba cytowań: baza Web of Science - 30.
- [A.2] G. Wlazłowski, P. Magierski, J.E. Drut,
Shear Viscosity of a Unitary Fermi Gas,
Phys. Rev. Lett. **109**, 020406 (2012),
Praca zawiera 4-stronicowy materiał uzupełniający dostępny na stronie wydawcy.
Impact factor czasopisma: 7.943; Punktacja MNiSW: 45;
Liczba cytowań: baza Web of Science - 23.
- [A.3] J.E. Drut, T.A. Lähde, G. Wlazłowski, P. Magierski,
The Equation of State of the Unitary Fermi Gas: An Update on Lattice Calculations,
Phys. Rev. A **85**, 051601(R) (2012),
Impact factor czasopisma: 3.042; Punktacja MNiSW: 35;
Liczba cytowań: baza Web of Science - 17.
- [A.4] G. Wlazłowski, P. Magierski, J.E. Drut, A. Bulgac, K.J. Roche,
Cooper pairing above the critical temperature in a unitary Fermi gas,
Phys. Rev. Lett. **110**, 090401 (2013),
Praca zawiera 4-stronicowy materiał uzupełniający dostępny na stronie wydawcy.
Impact factor czasopisma: 7.728; Punktacja MNiSW: 45;
Liczba cytowań: baza Web of Science - 22.
- [A.5] A. Bulgac, M.M. Forbes, M.M. Kelley, K.J. Roche, G. Wlazłowski,
Quantized Superfluid Vortex Rings in the Unitary Fermi Gas,
Phys. Rev. Lett. **112**, 025301 (2014),
Praca zawiera 7-stronicowy materiał uzupełniający dostępny na stronie wydawcy.
Impact factor czasopisma: 7.512; Punktacja MNiSW: 45;
Liczba cytowań: baza Web of Science - 23.
- [A.6] G. Wlazłowski, P. Magierski, A. Bulgac, K.J. Roche,
The temperature evolution of the shear viscosity in a unitary Fermi gas,
Phys. Rev. A **88**, 013639 (2013),
Impact factor czasopisma: 2.991; Punktacja MNiSW: 35;
Liczba cytowań: baza Web of Science - 11.
- [A.7] G. Wlazłowski, A. Bulgac, M.M. Forbes, K.J. Roche,
Life cycle of superfluid vortices and quantum turbulence in the unitary Fermi gas,

Phys. Rev. A **91**, 031602(R) (2015),

Praca zawiera materiał uzupełniający dostępny na stronie wydawcy.

Impact factor czasopisma: 2.765; Punktacja MNiSW: 35;

Liczba cytowań: baza Web of Science - 7.

- [A.8] G. Włazłowski, W. Quan, A. Bulgac,
Perfect-fluid behavior of a dilute Fermi gas near unitary,
Phys. Rev. A **92**, 063628 (2015),

Impact factor czasopisma: 2.765; Punktacja MNiSW: 35;

Liczba cytowań: baza Web of Science - 4.

- [A.9] A. Bulgac, M.M. Forbes, G. Włazłowski,
Towards Quantum Turbulence in Cold Atomic Fermionic Superfluids,
J. Phys. B **50**, 014001, (2017),

Impact factor czasopisma: 1.833; Punktacja MNiSW: 25;

Liczba cytowań: baza Web of Science - 0.

Sumaryczny *impact factor* prac [A.1]-[A.9]: 43.949.

Sumaryczna liczba cytowań prac [A.1]-[A.9] wg. bazy Web of Science: 137.

4.3 Syntetyczny opis osiągnięcia naukowego

4.3.1 Wprowadzenie

Wspólnym elementem łączącym wszystkie publikacje stanowiące podstawę wniosku o przeprowadzenie postępowania habilitacyjnego jest:

- a) układ fizyczny, który jest taki sam dla wszystkich prac, mianowicie: *unitarny gaz Fermiego*,
- b) wspólna metodyka badań, która ograniczona jest jedynie do wykorzystania metod typu *ab initio*.

Publikacje mają charakter prac teoretycznych, w których skupiam się szczególnie nad tymi układami fizycznego dla których metody przybliżone zawodzą. Prace obejmują zarówno aspekty statyczne układu (równanie stanu, wielkości charakteryzujące stan nadciekły układu, współczynniki transportu) jak i cechy dynamiczne układu (dynamika procesów nieliniowych takich jak wzbudzenia solitonowe). Z tego powodu cykl publikacji został opatrzony wspólnym tytułem: *Badanie statycznych i dynamicznych właściwości unitarnego gazu Fermiego metodami ab initio*.

4.3.2 Obiekt badań

Unitarny gaz Fermiego zdefiniowany jest jako układ dwukomponentowy (zwyczajowo komponenty oznaczane poprzez zmienną spinową) dla którego oddziaływanie międzycząsteczkowe charakteryzuje się bardzo małym zasięgiem efektywnym r_{eff} (w porównaniu ze średnią odległością pomiędzy cząstkami) i jednocześnie prowadzi do istnienia silnych korelacji w układzie. Jest to odzwierciedlone poprzez dużą wartość długości rozpraszania a . Matematycznie unitarny gaz Fermiego definiuje się jako:

$$k_F r_{\text{eff}} \ll 1 \ll k_F |a|, \quad (1)$$

gdzie $k_F = \sqrt{2m\varepsilon_F/\hbar} = (3\pi^2n)^{1/3}$ jest wektorem falowym Fermiego, n jest gęstością układu oraz m jest masą cząstki. Szczególnie interesującym przypadkiem jest tzw. *punkt unitarny*, który odpowiada sytuacji: $k_F r_{\text{eff}} \rightarrow 0$ i $k_F a \rightarrow \pm\infty$. W tym przypadku amplituda rozpraszania wyraża się jako (zakładając, że proces zachodzi przy niskich energiach):

$$f(k) \simeq \frac{1}{-\frac{1}{a} + \frac{1}{2}r_{\text{eff}}k^2 - ik} \rightarrow \frac{i}{k}, \quad (2)$$

natomiast całkowity przekrój czynny osiąga wartość maksymalną $\sigma(k) = 4\pi/k^2$. Ponieważ amplituda rozpraszania staje się niezależna od szczegółów oddziaływania mówimy, że przyjmuje ona postać *uniwersalną*. Jedyną istotną skalą jaka pozostaje w problemie jest średnia odległość pomiędzy cząstkami $n^{-1/3}$, dokładnie tak samo jak dla nieoddziałującego gazu Fermiego. Z tego powodu wszystkie wielkości termodynamiczne powinny dać się zapisać jako iloczyn pewnej bezwymiarowej uniwersalnej funkcji oraz zależności opisującej nieoddziałujący gaz Fermiego, np. dla energii całkowitej mamy $E(T) = \xi(k_B T/\varepsilon_F)E_{\text{fg}}$, gdzie $E_{\text{fg}} = \frac{3}{5}N\varepsilon_F$ jest energią nieoddziałującego gazu Fermiego oraz $\xi(k_B T/\varepsilon_F)$ jest uniwersalną funkcją bezwymiarową.

Warto podkreślić dla gazu w reżimie unitarnym naturalny bezwymiarowy parametr $k_F|a|$ staje się bardzo duży, i nie można go wykorzystać do konstrukcji rachunku perturbacyjnego¹. Wymagane jest wykonanie pełnego rachunku nieperturbacyjnego. Z tego powodu, gaz atomów znajdujący się w reżimie unitarnym stanowi idealne pole dla testowania nieperturbacyjnych metod rozwiązywania problemów wielociałowych.

Uniwersalność granicy unitarnej powoduje, że badania nad tym układem przejawiają cechy interdyscyplinarne - można go traktować jako dobre przybliżenia fermionowego układu silnie skorelowanego, w którym oddziaływanie jest krótkozasięgowe. Z tego powodu badania nad tym układem przyciągają uwagę wielu środowisk naukowych takich jak: fizyka atomowa, fizyka jądrowa, fizyka plazmy kwarkowo-gluonowej a nawet fizyka nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego.

Doświadczalnie unitarny gaz Fermiego badany jest za pomocą ultrazimnych gazów atomowych (zazwyczaj ultrazimny gaz ⁶Li lub ⁴⁰K). Niewielka wartość zasięgu efektywnego oraz niska gęstość atomów zapewniają, że $k_F r_{\text{eff}} \rightarrow 0$. Dzięki wykorzystaniu rezonansu Feshbacha możliwe jest kontrolowanie długości rozpraszania a za pomocą zewnętrznego pola magnetycznego. Pozwala to na eksperymentalną eksplorację cech układu w funkcji bezwymiarowego parametru definiującego siłę oddziaływania $1/ak_F$. Wartość parametru $1/|a|k_F \ll 1$ odpowiada reżimowi unitarnemu o którym traktują prace [A.1]-[A.9].

4.3.3 Metodyka badań

W badaniach wykorzystałem dwa komplementarne podejścia teoretyczne: metodę kwantowego Monte Carlo oraz metodę funkcjonału gęstości energii.

1. Metoda kwantowego Monte Carlo (ang. *Quantum Monte Carlo*, QMC)

Metoda kwantowego Monte Carlo (nazywana również metodą całek po trajektoriach) umożliwia rozwiązanie zagadnienia oddziałującego układu wielu ciał zarówno dla zerowej jak i skończonej temperatury w sposób teoretycznie dokładny (tj. bez wprowadzania

¹Przypadki skrajne $k_F|a| \rightarrow 0$ nazywamy reżimem BCS jeśli długość rozpraszania a jest mała i ujemna oraz reżimem BEC jeśli długość rozpraszania jest mała i dodatnia. W obu przypadkach można wykorzystać metody przybliżone do rozwiązania problemu takie jak teorię BCS lub perturbacyjną teorię dla słabo oddziałującego gazu Bosego-Einsteina.

żadnych niekontrolowanych przybliżeń). W praktyce numerycznej rozwiązanie obarczone jest błędami statystycznymi wynikającymi z zastosowania algorytmu Monte Carlo do obliczania całek, oraz błędami wynikającymi ze skończonych rozmiarów układu (jeśli wyniki mają dotyczyć granicy termodynamicznej). Tym niemniej, w przeciwieństwie do metod przybliżonych, generowane błędy pozostają pod pełną kontrolą i otrzymany wynik jest obarczony niedokładnością, którą można ściśle wyznaczyć. W badaniach wykorzystałem wersję metody kwantowego Monte Carlo, która umożliwia dokładne wyznaczanie wartości oczekiwanych dowolnych obserwabli O w funkcji odwrotności temperatury $\beta = 1/k_B T$ i potencjału chemicznego μ (średnie po wielkim zespole statystycznym)²:

$$O(\beta, \mu) = \frac{1}{Z(\beta, \mu)} \text{Tr} \left\{ \hat{O} \exp[-\beta(\hat{H} - \mu\hat{N})] \right\}, \quad (3)$$

$$Z(\beta, \mu) = \text{Tr} \left\{ \exp[-\beta(\hat{H} - \mu\hat{N})] \right\}, \quad (4)$$

gdzie \hat{H} jest hamiltonianem układu, \hat{N} operatorem liczby cząstek. Idea metody polega na zastąpieniu problemu wielociałowego przez sumę problemów jednociiałowych:

$$O(\beta, \mu) = \frac{\int \mathcal{D}\vec{\sigma} \text{Tr} \left\{ \hat{O} \hat{U}(\vec{\sigma}) \right\}}{\int \mathcal{D}\vec{\sigma} \text{Tr} \left\{ \hat{U}(\vec{\sigma}) \right\}}, \quad (5)$$

gdzie $\mathcal{D}\vec{\sigma}$ oznacza całkę wielowymiarową a \hat{U} jest operatorem jednociiałowym:

$$\hat{U}(\vec{\sigma}) = \mathcal{T}_\tau \exp \left\{ - \int_0^\beta d\tau [\hat{h}(\vec{\sigma}) - \mu\hat{N}] \right\}. \quad (6)$$

\mathcal{T}_τ oznacza iloczyn chronologiczny operatorów w czasie τ , $\hat{h}(\vec{\sigma})$ jest wynikowym hamiltonianem jednociiałowym zależnym od zewnętrznego pola $\vec{\sigma}$. Ostatni wzór ujawnia bardzo bliski związek prezentowanej metody z sformułowaniem mechaniki kwantowej za pomocą całek po trajektoriach zaproponowanym przez R. Feynmana. Redukcja problemu wielociałowego do sumy problemów jednociiałowych możliwa jest dzięki wykorzystaniu transformaty Hubbarda-Stratonovicha³. Jeśli wyrażenie $\text{Tr} \left\{ \hat{U}(\vec{\sigma}) \right\}$ jest wielkością rzeczywistą oraz dodatnią dla całej dziedziny całkowania to całki wielowymiarowe występujące w formule (5) można wydajnie obliczyć numerycznie, wykorzystując metodę całkowania Monte Carlo⁴. Ten szczególnie przypadek realizowany jest dla unitarnego gazu Fermiego.

Metoda kwantowego Monte Carlo może być również wykorzystana do wyznaczeniu funkcji odpowiedzi układu ze względu na zewnętrzne zaburzenie. Procedura obliczeniowa polega na wyznaczeniu korelatora $\langle \hat{A}(\tau) \hat{B}(0) \rangle$ gdzie, \hat{A} jest operatorem reprezentującym wielkość, której podatność ze względu na zewnętrzne zaburzenie układu \hat{B} chcemy zmierzyć. Zależność dowolnego operatora od czasu urojonego wyraża się przez

$$\hat{O}(\tau) = \exp[\tau(\hat{H} - \mu\hat{N})] \hat{O} \exp[-\tau(\hat{H} - \mu\hat{N})]. \quad (7)$$

Następnym krokiem jest wykonanie przedłużenia analitycznego korelatora z osi czasów urojonych do osi czasów rzeczywistych. Znając korelator $\langle \hat{A}(t) \hat{B}(0) \rangle$ dla czasów rzeczywistych można z niego wyliczyć podatności układu wykorzystując teorię liniowej odpowiedzi układu. Wykonanie przedłużenia analitycznego w sposób numeryczny dla danych

²Dokładny opis metody podany jest w pracy: A. Bulgac, J. E. Drut, and P. Magierski, Phys. Rev. A **78**, 023625 (2008).

³Hubbard J., Phys. Rev. Lett. **3**, 77 (1959); Hirsch J.E., Phys. Rev. B **28**, 4059 (1983).

⁴Sytuacja, gdy $\text{Tr} \left\{ \hat{U}(\vec{\sigma}) \right\}$ nie jest wielkością dodatnią dla całej dziedziny całkowania znana jest jako *fermionowy problem znaku*.

obarczonych szumem statystycznym wymaga zastosowania specjalnie zaprojektowanych technik numerycznych. W swoich pracach wykorzystałem nową metodę nazwaną *samo-zgodną metodą maksymalnej entropii*, zaproponowaną przez mnie w pracy [B.3].

W pracach, które wchodzi w skład osiągnięcia naukowego wykorzystałem metodę QMC z oddziaływaniem kontaktowym:

$$V(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = -g\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (8)$$

gdzie g jest stałą sprzężenia, za pomocą której można kontrolować długość rozpraszania a :

$$\frac{1}{g} = -\frac{m}{4\pi\hbar^2 a} + \frac{k_c m}{2\pi^2 \hbar^2}. \quad (9)$$

Wielkość k_c jest pędem obciążenia, wymagany do regularyzacji oddziaływania kontaktowego. Pojawia się on w sposób naturalny w praktycznych obliczeniach, które wykonywane są na trójwymiarowej sieci przestrzennej. Wtedy pędy ograniczone są do pierwszej strefy Brillouina $[-\pi/l, +\pi/l]$, gdzie l jest stałą sieci. Wskutek regularyzacji, oddziaływanie kontaktowe nabiera zasięgu efektywnego, które wynosi $r_{\text{eff}} = \frac{4}{\pi k_c}$. Jak łatwo zauważyć, stałą sprzężenia g oraz stałą sieci l (która jest parametrem algorytmu) można wybrać w taki sposób aby spełniać zależność (1). Zatem, bardzo proste oddziaływanie kontaktowe (8) jest wystarczające do modelowania ultrazimnego gazu fermionowego w reżimie unitarnym. Należy podkreślić, że pomimo wykorzystania oddziaływania o bardzo prostej strukturze, rozważany problem jest ciągle bardzo skomplikowany z numerycznego punktu widzenia i jego rozwiązanie wymaga użycia superkomputerów.

2. Metoda funkcjonału gęstości energii (ang. *Density Functional Theory*, DFT).

Metoda funkcjonału gęstości jest powszechnie stosowaną metodą do badania układów elektronowych. Obserwuje się również ciągły wzrost znaczenia tej metody wśród metod wykorzystywanych do badania innych układów silnie skorelowanych, np. jąder atomowych. Idea metody opiera się na twierdzeniu Hohenberga-Kohna, które głosi, że gęstość elektronów w stanie podstawowym $n_0(\mathbf{r})$ umieszczonych w zewnętrznym potencjale $V_{\text{ext}}(\mathbf{r})$ wyznacza ten potencjał w sposób jednoznaczny⁵. Konsekwencją tego twierdzenia jest, że dla dowolnego układu fermionowego znajdującego się w zewnętrznym potencjale $V_{\text{ext}}(\mathbf{r})$, gęstość cząstek w stanie podstawowym $n_0(\mathbf{r})$ minimalizuje pewien uniwersalny funkcjonał (zależny tylko od rodzaju cząstek):

$$E[n] = F[n] + \int n(\mathbf{r})V_{\text{ext}}(\mathbf{r})d^3\mathbf{r}, \quad (10)$$

gdzie $F[n]$ jest pewnym *uniwersalnym* funkcjonałem gęstości układu oraz minimalna wartość funkcjonału jest dokładnie równa energii stanu podstawowego E_0 , tj.: $E_0 = E[n_0] = \min_n E[n]$. Ponieważ energia stanu podstawowego wyznaczona jest przez funkcję stanu podstawowego Ψ_0 , zatem jest ona jednoznacznie parametryzowana przez gęstość układu, tj. $\Psi_0 = \Psi_0[n]$. W ogólności każda obserwabla może zostać zapisana jako pewien funkcjonał gęstości to znaczy $O[n] = \langle \Psi_0[n] | \hat{O} | \Psi_0[n] \rangle$. Podejście DFT swoją użyteczność zawdzięcza metodzie Kohna-Shama, która polega na zastąpieniu problemu N oddziaływających ze sobą ciał przez (sztuczny i zdecydowanie łatwiejszy do rozwiązania) problem N nieoddziałujących ciał umieszczonych w efektywnym potencjale zewnętrznym $V_{KS}(\mathbf{r})$.

⁵Dowody przytaczanych poniżej twierdzeń można znaleźć w: C. Fiolhais, F. Nogueira, M. Marques, *A Primer in Density Functional Theory*, Lecture Notes in Physics, Springer, 2003.

W

Potencjał dobrany jest w taki sposób aby gęstości $n(\mathbf{r})$ dla obu przypadków były identyczne. Okazuje się że V_{KS} można łatwo wyznaczyć jeśli uniwersalna część funkcjonału gęstości jest znana: $V_{KS} = \delta F / \delta n + V_{\text{ext}}$.

Uogólnienie metody DFT na przypadek zależny od czasu znany jest jako TDDFT (ang. *Time-Dependent Density Functional Theory*). Bazuje ono na twierdzeniu Rungego i Grossa, które uogólnia twierdzenie Hohenberga-Kohna. W jego konsekwencji, gęstość układu $n(\mathbf{r}, t')$ dla chwil $t' \in [t_0, t]$ oraz funkcja falowa układu w chwili początkowej $\Psi_0 \equiv \Psi(t_0)$ wyznaczają z dokładnością do fazy funkcję falową układu w dowolnej chwili czasu $\Psi(t)$. Z tego względu zależność czasowa każdej obserwabli może zostać zapisana jako $O(t) = \langle \Psi[n, \Psi_0](t) | \hat{O} | \Psi[n, \Psi_0](t) \rangle$. Podobnie jak w poprzednim przypadku, dzięki zależności od czasu metodzie Kohna-Shama, możliwe jest zastąpienie problemu ewolucji czasowej układu N oddziałujących ciał poprzez ewolucję N nieoddziałujących ciał umieszczonych w zewnętrznym i zależnym od czasu polu $V_{KS}(t)$.

Ostatecznym krokiem jest uogólnienie całego formalizmu DFT i TDDFT na układy nadciekłe/nadprzewodzące. Uogólnienie to jest konieczne jeśli metoda ma zostać wykorzystana do opisu ultrazimnego gazu atomowego, który w niskich temperaturach jest nadciekły. Dokonuje się tego poprzez założenie, że funkcjonał gęstości zależy od dwóch gęstości $F[n, \nu]$, gdzie ν jest gęstością anormalną, która definiuje parametr porządku⁶. Bazując na tym samym podejściu co metoda Kohna-Shama, dokonuje się mapowania problemu oddziałującego na problem nieoddziałujących kwazicząstek, żądając aby gęstości oraz parametry porządku dla obu przypadków były identyczne. W ten sposób otrzymuje się równania typu BCS⁷, w których średni potencjał dany jest przez V_{KS} oraz szczelina energetyczna przez $\Delta = -\delta F / \delta \nu^*$.

Kluczowym dla całej metody jest poprawne wyznaczenie funkcjonału $F[n]$. W ogólności, z wyjątkiem kilku trywialnych przypadków, postać tego funkcjonału nie jest znana. Jednakże, znaczącego postępu dokonano wykorzystując tzw. przybliżenie lokalnej gęstości (ang. *Superfluid Local Density Approximation*, SLDA) w ramach którego zakłada się, że funkcjonał F można zapisać w postaci:

$$F[n, \nu, \tau] = \int \mathcal{E}_{\text{SLDA}}(n(\mathbf{r}), \nu(\mathbf{r}), \tau(\mathbf{r})) d^3 \mathbf{r}, \quad (11)$$

gdzie: $n(\mathbf{r})$, $\nu(\mathbf{r})$ i $\tau(\mathbf{r})$ są odpowiednio lokalną gęstością cząstek, lokalną anormalną gęstością oraz lokalną gęstością kinetyczną. W przypadku gazu unitarnego postać funkcjonału $\mathcal{E}_{\text{SLDA}}$ jest silnie ograniczona przez warunek uniwersalności, np. aby otrzymać skalowanie energii układu jako $E = \xi E_{\text{fg}}$ zależność od gęstości może pojawić się tylko jako $n^{5/3}$. Na podstawie analizy wymiarowej A. Bulgac założył, że dla gazu unitarnego funkcjonał gęstości ma postać⁸:

$$\mathcal{E}_{\text{SLDA}}(\mathbf{r}) = \alpha \frac{\tau(\mathbf{r})}{2} + \beta \frac{3(3\pi^2)^{2/3} n^{5/3}(\mathbf{r})}{10} + \gamma \frac{|\nu(\mathbf{r})|^2}{n^{1/3}(\mathbf{r})}, \quad (12)$$

gdzie gęstości $n(\mathbf{r})$, $\tau(\mathbf{r})$ i $\nu(\mathbf{r})$ dane są przez:

$$n(\mathbf{r}) = 2 \sum_k |v_k(\mathbf{r})|^2, \quad \tau(\mathbf{r}) = 2 \sum_k |\nabla v_k(\mathbf{r})|^2, \quad \nu(\mathbf{r}) = \sum_k v_k^*(\mathbf{r}) u_k(\mathbf{r}). \quad (13)$$

⁶Więcej informacji można znaleźć w pozycji: A. Bulgac, P. Magierski, and M.M. Forbes, *The Unitary Fermi Gas: From Monte Carlo to Density Functionals*, in BCS-BEC Crossover and the Unitary Fermi Gas, edited by W. Zwerger, Lecture Notes in Physics, Vol. 836, pp 305-373 (Springer, Heidelberg, 2012).

⁷Dokładnie, równania są równoważne równaniom występującym w zależnej od czasu metodzie Hartree-Focka-Bogolubowa lub Bogolubowa-de Gennesa.

⁸Bulgac A., Phys. Rev. A 76, 040502 (2007).

Funkcje $[u_k(\mathbf{r}), v_k(\mathbf{r})]$ są standardowymi funkcjami falowymi kwazicząstek Bogoliubowa, gdzie k numeruje stany kwazicząstkowe. Stałe α, β i γ zostały dobrane w taki sposób aby poprawnie odtwarzać trzy wielkości opisujące jednorodny gaz unitarny w temperaturze zera bezwzględnej, znane z obliczeń kwantowego Monte Carlo: E/E_{fg} , μ/ϵ_F i Δ/ϵ_F . Wszystkie te wielkości zostały wyznaczone w pracach wchodzących w skład osiągnięcia naukowego (przede wszystkim prace [A.1] i [A.3]). Przewidywania powyższego funkcjonału zostały skonfrontowane z danymi eksperymentalnymi zarówno dla układów jednorodnych i niejednorodnych i wykazują się bardzo dobrą zgodnością z eksperymentem.

Powyższy funkcjonał gęstości wykorzystałem w pracach które wchodzi w skład osiągnięcia naukowego, do zbadania dynamiki defektów topologicznych (solitonów oraz wirów kwantowych) w unitarnym gazie Fermiego. Należy podkreślić, że pomimo redukcji problemu do problemu nieoddziałujących kwazicząstek, problem nadal charakteryzuje się bardzo dużą złożonością numeryczną i wymaga wykorzystania superkomputerów.

Obydwa podejścia zostały wykorzystane do badania układów 3D. Obliczenia wykonywane były na trójwymiarowej sieci przestrzennej bez żadnych dodatkowych założeń dotyczących symetrii układu. Typowy rozmiar sieci dla obliczeń w ramach metody kwantowego Monte Carlo mieścił się w przedziale $10^3 - 16^3$. W przypadku metody funkcjonału gęstości obliczenia wykonywane były na sieciach o rozmiarach $32^2 \times 128$ i $48^2 \times 128$.

Wykorzystane podejścia (QMC i DFT) zalicza się do metod typu *ab initio*. Metoda kwantowego Monte Carlo jest niezwykle skutecznym narzędziem do wyznaczania wartości oczekiwanych dowolnych obserwabli z zadaną dokładnością, bez wprowadzania niekontrolowanych przybliżeń. Jest ona szczególnie użyteczna do wyznaczania właściwości statycznych układu. Niestety, ze względu na dużą złożoność numeryczną w praktycznych zastosowaniach pozwala ona na traktowanie układów jednorodnych o niewielkiej liczbie cząstek, zazwyczaj mniejszej niż 100. Z drugiej strony badania eksperymentalne przeprowadza się na układach niejednorodnych (gaz uwięziony jest w zewnętrznym polu) gdzie liczba atomów jest rzędu $10^5 - 10^6$. Z tego powodu porównywanie wyników obliczeń teoretycznych dostarczonych przez tą metodę z wynikami eksperymentalnymi jest dość skomplikowane, a w niektórych przypadkach wręcz niemożliwe.

Metoda funkcjonału gęstości jest również formalnie równoważna rozwiązywaniu problemu wielociałowego w sposób dokładny pod warunkiem, że *dokładny* funkcjonał gęstości jest dostarczony. W praktyce wystarczające jest dobre przybliżenie owego funkcjonału gęstości. Przewagą tej metody jest to, że pozwala ona na badanie układów zdecydowanie większych (w praktycznych zastosowaniach liczba atomów może być rzędu 10^4) oraz w sposób naturalny umożliwia wykonywanie obliczeń dla układów niejednorodnych. Dlatego obie metody zazwyczaj wykorzystywane są w sposób komplementarny, tzn. metoda kwantowego Monte Carlo dostarcza informacji niezbędnych do stworzenia i następnie przetestowania jakości funkcjonału gęstości, natomiast metodę funkcjonału gęstości wykorzystuje się do rozwiązania problemów, które są zbyt skomplikowane lub wręcz niemożliwe dla metody typu Monte Carlo, np. zbadanie dynamiki układu. Przedstawioną metodykę wykorzystałem w moich pracach.

4.3.4 Cele badań

Podstawowym celem badań wchodzących w skład osiągnięcia naukowego było wyznaczenie temperaturowej ewolucji statycznych i dynamicznych właściwości unitarnego gazu Fermiego. Lista zbadanych cech obejmuje:

1. równanie stanu (praca [A.3]);

2. diagram fazowy układu, spektrum wzbudzeń układu: szczelina energetyczna, masa efektywna cząstki (praca [A.1]);
3. podatność spinowa (praca [A.4]);
4. współczynniki transportu: lepkość, przewodność spinowa, współczynnik dyfuzji spinowej (prace [A.2], [A.4], [A.6], [A.8]).

W szczególności badania skupiały się na zbadaniu zachowania tych wielkości w pobliżu temperatury krytycznej T_c przejścia fazowego pomiędzy stanem nadciekłym i normalnym. Cele te zrealizowano wykorzystując metodę kwantowego Monte Carlo, dzięki czemu uniknięto wprowadzania niekontrolowanych przybliżeń.

Naturalnym krokiem było wykorzystanie wyników otrzymanych w ramach metody kwantowego Monte Carlo do konstrukcji i walidacji funkcjonału gęstości. W skład osiągnięcia naukowego wchodzi prace, które dotyczą walidacji metody funkcjonału gęstości do opisu zjawisk dynamicznych w ultrazimnych gazach atomowych. W pracach [A.5] i [A.7] wykonano symulację dynamiki wzbudzeń solitonowych w czasie rzeczywistym. Podstawowym elementem tych prac było określenie dokładności z jaką opisywane są procesy dyssypacyjne przez teorię funkcjonału gęstości. Ponadto prace te dostarczyły wielu wskazówek dla eksperymentatorów wykorzystanych przy konstrukcji kolejnych ustawień eksperymentalnych. Należy podkreślić, że zbadanie takiej dynamiki jest poza zasięgiem metod kwantowego Monte Carlo. Jedyną dostępną obecnie metodą typu *ab initio*, która może być wykorzystana do badania dynamiki, jest zależna od czasu metoda funkcjonału gęstości.

Celem badań było określenie zdolności predykcyjnej wykorzystanych metod. Warto dodać, że obie metody nie zawierają w sobie żadnych ukrytych parametrów, które zostały dopasowane do wyników eksperymentalnych. Z tego powodu, wszelkie porównania z danymi eksperymentalnymi stanowią bardzo silne testy świadczące o niezwyklej dokładności tych metod.

Ostatnia praca [A.9] ma charakter pracy przeglądowej, w której w sposób syntetyczny dokonano podsumowania większości cech statycznych i dynamicznych unitarnego gazu Fermiego. Praca, ta w dużej mierze oparta jest na wynikach prac [A.1]-[A.8]. Wykazujemy w niej, że unitarny gaz Fermiego może dostarczyć wielu nowych informacji o zjawisku kwantowej turbulencji. Zagadnienia te są tematem aktywnie prowadzonych przez habilitanta prac badawczych.

4.3.5 Wyniki badań

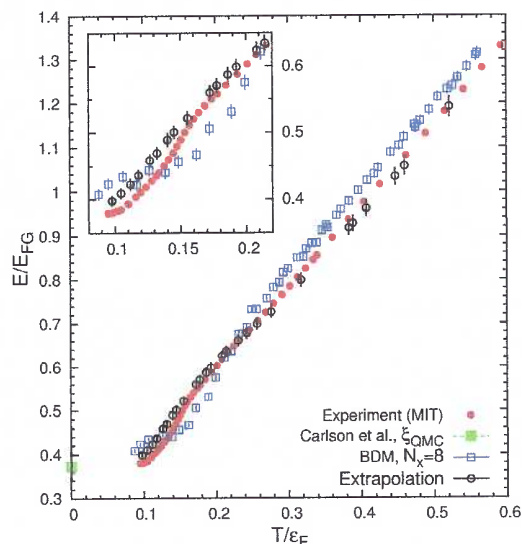
Układ jednostek Wyniki przedstawione są w naturalnym układzie jednostek $m = \hbar = k_B = 1$ (m - masa cząstki, \hbar - zredukowana stała Plancka, k_B - stała Boltzmanna).

Superkomputery Wszystkie obliczenia wykonane w ramach prac wchodzących w skład osiągnięcia naukowego wymagały użycia superkomputerów. Dostęp do superkomputerów był możliwy dzięki licznym grantom obliczeniowym w których uczestniczyłem (zobacz część 5.1.8). Obliczenia typu kwantowe Monte Carlo były wykonywane głównie z wykorzystaniem polskich superkomputerów udostępnianych przez Interdyscyplinarne Centrum Modelowania Matematycznego i Komputerowego Uniwersytetu Warszawskiego. Prace dotyczące dynamiki układów nadciekłych w ramach metody TDDFT wymagały wykorzystania jednych z najpotężniejszych superkomputerów świata. Dostęp do takich maszyn, zlokalizowanych głównie w USA, uzyskałem dzięki nawiązaniu bardzo bliskiej współpracy z grupą badawczą z Uniwersytetu Stanu Waszyngton w Seattle. W szczególności obliczenia wykonywane były na superkomputerze Titan⁹,

⁹<https://www.olcf.ornl.gov/titan/>

który od 2012 roku jest jedną z najszybszych maszyn na świecie.

Równanie stanu Najważniejszą wielkością fizyczną opisującą (dowolny) gaz jest równanie stanu. W pracy [A.3] wyznaczono tę charakterystykę za pomocą metody kwantowego Monte Carlo. Dzięki wykonaniu obliczeń na sieciach przestrzennych o różnych wymiarach (z przedziału $10^3 - 16^3$) możliwe było wykonanie ekstrapolacji do granicy kontinuum. Obliczenia wykonano dla temperatur zarówno powyżej jak i poniżej temperatury krytycznej przejścia fazowego pomiędzy stanem nadciekłym i normalnym $T_c/\varepsilon_F = 0.15$. Na Rys. 1 przedstawiono porównanie otrzymanego równania stanu z bardzo dokładnymi wynikami eksperymentalnymi¹⁰. Powyżej temperatury krytycznej otrzymano bardzo dobrą zgodność przewidywań teoretycznych z danymi eksperymentalnymi - wyniki przekrywają się w ramach niepewności statystycznych, która dla obliczeń Monte Carlo wynosi około 1%. Poniżej temperatury krytycznej względna rozbieżność pomiędzy przewidywaniami teoretycznymi a danymi eksperymentalnymi wynosi około 5%. Rozbieżność ta generowana jest najprawdopodobniej przez niezerowy zasięg efektywny oddziaływania, indukowany procedurą regularyzacyjną oddziaływania kontaktowego. W obliczeniach numerycznych parametr charakteryzujący wpływ zasięgu efektywnego wynosił $k_{FR_{eff}} \approx 0.3$, podczas gdy w warunkach eksperymentalnych jest on zdecydowanie mniejszy. Należy jednak podkreślić, że do chwili obecnej nasza praca przedstawia najdokładniejsze przewidywania teoretyczne, która w ramach jednolitego formalizmu traktuje zarówno układ w stanie nadciekłym jak i normalnym¹¹.



Rysunek 1: Równanie stanu dla unitarnego gazu Fermiego - energia w jednostkach energii nieoddziałującego gazu Fermiego, w funkcji bezwymiarowej temperatury T/ε_F (ε_F - energia Fermiego). Wyniki obliczeń kwantowego Monte Carlo wraz z błędami estymacji zostały przedstawione za pomocą czarnych kół (etykieta "Extrapolation"). Czerwone punkty przedstawiają wyniki eksperymentalne z pracy M. Ku, *et al.*, Science **335**, 563 (2012). Rysunek z pracy [A.3].

Diagram fazowy Praca [A.1] koncentruje się głównie na wyznaczeniu diagramu fazowego dla unitarnego gazu Fermiego, wykorzystując metodę kwantowego Monte Carlo. W szczególności precyzyjnie wyznaczono temperaturę ewolucję szczeliny energetycznej. Mierzy ona energię korelacji par Coopera i dostarcza kluczowej informacji pozwalającej na zbadanie zachowania się układu wokół temperatury przejścia fazowego pomiędzy stanem normalnym i nadciekłym.

W celu wyznaczenia diagramu fazowego wyznaczono numerycznie funkcję spektralną układu $A(\mathbf{p}, \omega)$. Fizycznie, funkcję spektralną można traktować jako funkcję wagową, która określa możliwe spektrum dostępnych energii ω dla cząstki o pędzie \mathbf{p} w ośrodku. W celu jej wyznaczenie policzono w ramach metody kwantowego Monte Carlo jednociąlową funkcję Greena w

¹⁰Wyniki eksperymentalne: M. J. H. Ku, A. T. Sommer, L. W. Cheuk, M. W. Zwierlein, Science **335**, 563 (2012).

¹¹Przewidywania teoretyczne o porównywalnej dokładności dla równania stanu powyżej temperatury krytycznej przedstawiono w pracy K. Van Houcke, *et al.*, Nature Phys. **8**, 366 (2012).

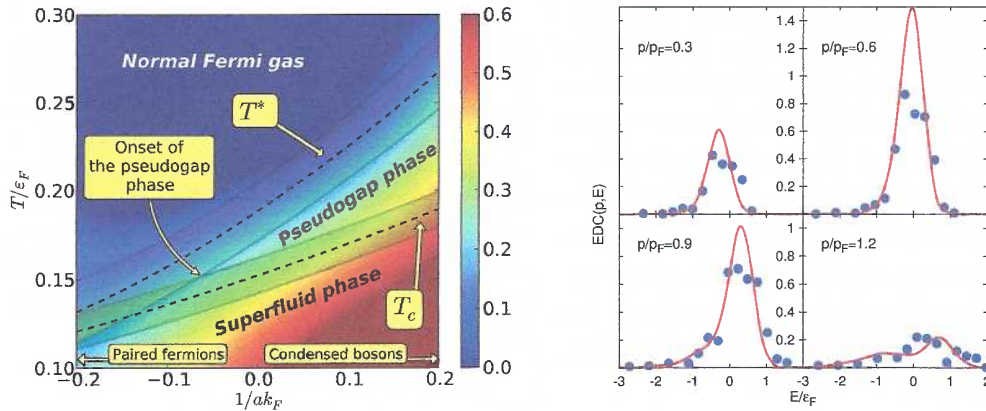
czasie urojonym¹²:

$$\mathcal{G}(\mathbf{p}, \tau) = -\frac{1}{Z} \text{Tr}\{\exp[-(\beta - \tau)(\hat{H} - \mu\hat{N})]\hat{\psi}(\mathbf{p}) \exp[-\tau(\hat{H} - \mu\hat{N})]\hat{\psi}^\dagger(\mathbf{p})\}, \quad (14)$$

gdzie $\hat{\psi}^\dagger(\mathbf{p})$ ($\hat{\psi}(\mathbf{p})$) jest operatorem kreacji (anihilacji) cząstki o pędzie \mathbf{p} (indeksy spinowe zostały pominięte). Następnie funkcję spektralną wyznaczono poprzez wykonanie przedłużenia analitycznego z osi czasów urojonych do rzeczywistych temperaturowej funkcji Greena. W praktyce sprowadza się to do rozwiązania równania całkowego:

$$\mathcal{G}(\mathbf{p}, \tau) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\mathbf{p}, \omega) \frac{\exp(-\omega\tau)}{1 + \exp(-\omega\beta)} d\omega. \quad (15)$$

Łatwo zauważyć, że problem ten jest bardzo podobny do obliczenia odwrotnej transformaty Laplace'a, o którym wiadomo, że jest to problem bardzo trudny, gdyż poszukiwana informacja zakodowana jest w subtelnych szczegółach propagatora $\mathcal{G}(\mathbf{p}, \tau)$. Sytuację pogarsza fakt, że w obliczeniach Monte Carlo otrzymujemy wartości propagatora w czasie urojonym tylko dla pewnego zbioru wartości $\{\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n\}$ oraz dla każdej wartości τ_i wartość propagatora \mathcal{G} jest obarczona, charakterystyczną dla podejścia Monte Carlo, niepewnością statystyczną $\Delta\mathcal{G}$. Pomimo wyżej opisanych trudności możliwe było rozwiązanie powyższego problemu za pomocą specjalnie opracowanych do tego celu metod. W pracy wykorzystaliśmy autorską metodę, która jest połączeniem metody SVD oraz metody maksymalnej entropii. Metoda wraz z załączoną biblioteką numeryczną została opublikowana w oddzielnej pracy [B.3].



Rysunek 2: Lewy panel: Szczelina energetyczna dla unitarnego gazu Fermiego otrzymana w ramach metody kwantowego Monte Carlo w funkcji bezwymiarowego parametru oddziaływania $1/ak_F$ oraz bezwymiarowej temperatury T/ε_F . Na diagramie zaznaczono dwie charakterystyczne temperatury wraz z błędami estymacji: temperatura krytyczna dla przejścia fazowego do stanu nadciekłego T_c oraz temperatura znikania szczeliny energetycznej T^* . Temperatura krytyczna została wyznaczona na podstawie analizy dalekozasięgowego parametru porządku. Temperatura T^* określa punkt w którym znika szczelina energetyczna. Prawy panel: porównanie krzywych rozkładu energetycznego (EDC) otrzymanych z obliczeń kwantowego Monte Carlo (czerwona linia) z danymi eksperymentalnymi (niebieskie punkty) dla unitarnego gazu Fermiego. Rysunki z publikacji [A.1].

W wyniku badań stwierdziliśmy, że dla gazu unitarnego, powyżej temperatury krytycznej, układ znajduje się w egzotycznym stanie, w którym obecność par Coopera nie wywołuje nadciekłości, tzw. *reżim pseudoszczeliny*¹³. Odzwierciedlone to jest poprzez niezerową wartość szczeliny energetycznej, podczas gdy dalekozasięgowy parametr porządku jest utracony, zobacz lewy

¹²Funkcja ta jest również nazywana temperaturową funkcją Greena.

¹³Zwiększając temperaturę układ przechodzi w sposób ciągły do stanu normalnego. Z tego względu nie jest

g

panel Rys. 2. Dowodzi to, że diagram fazowy układów silnie skorelowanych fermionów jest znacznie bogatszy niż diagramy fazowe układów słabo oddziałujących, w których nie występuje obszar pośredni pomiędzy stanem nadciekłym i normalnym. Od kilku lat spodziewano się, że układ ten może wykazywać zachowanie podobne do nadprzewodników wysokotemperaturowych, gdzie również obserwowane jest występowanie reżimu pseudoszczeliny. Posiada on bowiem największy (ze wszystkich znanych gazów i cieczy kwantowych) stosunek energii korelacji par Coopera do energii Fermiego. Nasza praca wykazała, że istotnie, podobnie jak nadprzewodniki wysokotemperaturowe, gaz atomów fermionowych wokół reżimu unitarnego charakteryzuje się istnieniem pseudoszczeliny i powyżej temperatury krytycznej istnieje w nietypowym stanie, który nie jest ani nadciekły ani normalny. Stanowi to wyraźne odstępstwo od przewidywań teorii BCS. Ze względu na uniwersalny charakter reżimu unitarnego prowadzi to do poważnych konsekwencji fizycznych - istnienie fazy pseudoszczeliny nie jest jedynie efektem obserwowanym w nadprzewodnictwie wysokotemperaturowym, lecz ogólnym zjawiskiem charakteryzującym wszystkie układy fermionowe, w których oddziaływanie jest wystarczająco silne i krótkozasięgowe. Powyższe konkluzje oparte są na solidnych fundamentach, gdyż jako jedyni na świecie wyznaczyliśmy szczelinę energetyczną w sposób teoretycznie dokładny, bez żadnych niekontrolowanych przybliżeń. Jest to niezwykle istotne w przypadku powyższych układów, dla których wszystkie efekty kwantowe dają znaczący wkład do końcowego wyniku i żaden z nich nie może być pominięty. Ponadto w pracy dokładnie określono parametry charakteryzujące natężenie oddziaływania (wartość parametru $1/ak_F$), przy których ten efekt zaczyna występować. W celu weryfikacji wyników obliczeń, dokonano porównania z danymi eksperymentalnymi otrzymanymi przez grupę z Uniwersytetu Stanu Kolorado w USA za pomocą metod spektroskopowych¹⁴. Uzyskano niezwykle dobrą zgodność, zobacz prawy panel Rys. 2.

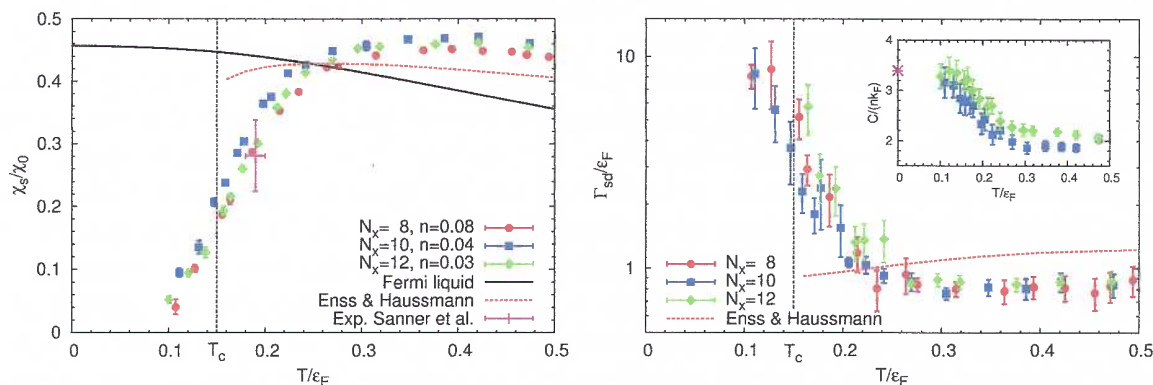
Podatność spinowa układu Jednym z elementów moich prac było zbadanie w jaki sposób istnienie egzotycznego reżimu pseudoszczeliny wpływa na statyczne i dynamiczne charakterystyki unitarnego gazu Fermiego. Reżim pseudoszczeliny charakteryzuje się istnieniem nieskondensowanych par Coopera, które zawierają informację o korelacjach pomiędzy cząstkami o przeciwnych spinach. Z tego powodu należy spodziewać się, że reżim pseudoszczeliny będzie istotnie wpływał na odpowiedź układu ze względu na zaburzenie zewnętrzne, które sprzęga się w różny sposób w zależności od spinu cząstki. Typowym przykładem jest podatność spinowa, która mierzy jak łatwo można spolaryzować układ $\chi_s = \partial(n_\uparrow - n_\downarrow)/\partial(\mu_\uparrow - \mu_\downarrow)$, gdzie n_i jest gęstością cząstek o spinie $i = \{\uparrow, \downarrow\}$ oraz μ_i jest potencjałem chemicznym dla komponentu o spinie i . Innym przykładem jest przewodność spinowa układu σ_s , czyli współczynnik proporcjonalności pomiędzy prądem spinowym $j_s = j_\uparrow - j_\downarrow$ i zewnętrzną siłą F , która sprzęga się z przeciwnym znakiem w zależności od spinu cząstki, tj. $j_s = \sigma_s F$. Praca [A.4] została poświęcona zbadaniu temperaturowej ewolucji tych charakterystyk za pomocą metody kwantowego Monte Carlo. Otrzymane wyniki wyraźnie wskazują, że dla ultrazimnych gazów atomowych charakterystyki opisujące odpowiedź spinową nabierają silnej i jednocześnie charakterystycznej dla układu w którym istnieją pary Coopera zależności temperaturowej już powyżej temperatury krytycznej¹⁵, zobacz Rys. 3. W ten sposób potwierdziliśmy nasze wcześniejsze przewidywania, że powyżej temperatury krytycznej, gaz atomów fermionowych wokół reżimu unitarnego znajduje się w egzotycznym stanie,

możliwe zdefiniowanie temperatury krytycznej dla przejścia fazowego pomiędzy stanem normalnym a "stanem" pseudoszczeliny. Można natomiast wprowadzić temperaturę charakterystyczną T^* powyżej której znikają pary Coopera. Dla podkreślenia tego faktu w pracach wykorzystywany jest zwrot "reżim pseudoszczeliny" zamiast "faza pseudoszczeliny".

¹⁴J.P. Gaebler, *et al.*, Nature Physics **6**, 569 (2010).

¹⁵Temperatura krytyczna została wyznaczona na podstawie analizy pozadiagonalnego dalekozasięgowego parametru porządku (ang. *off-diagonal long-range order*) w pracy: A. Bulgac, *et al.*, Phys. Rev. A **78** 023625 (2008).

w którym obecność par Coopera nie wywołuje nadciekłości. Otrzymane wyniki dla podatności spinowej χ_s i przewodności spinowej σ_s , pozwoliły na dokładne określenie temperatury poniżej której w układzie obecne są pary Coopera. Wynosi ona $T^* = 0.20 - 0.25 \varepsilon_F$, podczas gdy temperatura przejścia fazowego do stanu nadciekłego wynosi $T_c = 0.15(1) \varepsilon_F$, zobacz Rys. 3. Ponadto, znając podatność spinową oraz przewodność spinową dzięki relacji Einsteina możliwe było wyznaczenie współczynnika dyfuzji spinowej $D_s = \sigma_s/\chi_s$. Moje badania wykazały, że unitarny gaz Fermiego posiada najniższy zanany w przyrodzie współczynnik dyfuzji spinowej, co jest zgodne z danymi eksperymentalnymi¹⁶.



Rysunek 3: Lewy panel: Podatność spinowa unitarnego gazu Fermiego w jednostkach podatności spinowej nieoddziałującego gazu Fermiego w funkcji bezwymiarowej temperatury. Trzy serie punktów $N_x = 8, 10, 12$ pokazują wyniki kwantowego Monte Carlo otrzymane z symulacji na sieciach o różnych wielkościach. Przerywana pionowa linia wskazuje temperaturę krytyczną przejścia fazowego pomiędzy stanem normalnym i nadciekłym T_c . Dodatkowo zaznaczono wartość eksperymentalną z pracy: C. Sanner, *et al.*, Phys. Rev. Lett **106**, 010402 (2011). Prawy panel: Bezwymiarowa odwrotność przewodności spinowej $\Gamma_{sd} = n/\sigma_s$. Dla obu wielkości dobrze jest widoczne, że nabierają one silnej zależności temperaturowej już powyżej temperatury krytycznej T_c . Obszar temperaturowy $T \in [T_c, T^*]$, gdzie $T^* = 0.20 - 0.25 \varepsilon_F$ odpowiada reżimowi pseudoszczeliny. Rysunki z publikacji [A.4].

Praca [A.4] oprócz dokładnych przewidywań teoretycznych dla odpowiedzi spinowej unitarnego gazu Fermiego, posiada jeszcze jeden bardzo ważny walor naukowy. Podatność spinowa χ_s oraz przewodność spinowa σ_s są wielkościami silnie skorelowanymi ze sobą - obie powinny doznawać silnego tłumienia gdy tylko w układzie pojawią się pary Coopera, czyli poniżej T^* . Podatności spinowa opisuje statyczną odpowiedź układu, dlatego też można ją bardzo dokładnie wyliczyć w ramach standardowych obliczeń QMC, tzn. badając jedynie wartość oczekiwaną operatora $\langle \hat{s}^z(\tau) \hat{s}^z(0) \rangle$, gdzie $\hat{s}^z = \hat{n}_\uparrow - \hat{n}_\downarrow$ jest operatorem spin układu (składowa z). Fakt ten przekłada się na bardzo małe niepewności obliczeń dla podatności spinowej, zobacz lewy panel Rys. 3. Przewodność spinowa σ_s jest natomiast współczynnikiem transportu, który wyznacza dynamiczną odpowiedź układu. Z tego względu procedura wyznaczania wymaga wykonania przedłużenia analitycznego korelatora:

$$G_s^{(jj)}(\tau) = \frac{1}{V} \langle [\hat{j}_\uparrow^z(\tau) - \hat{j}_\downarrow^z(\tau)] [\hat{j}_\uparrow^z(0) - \hat{j}_\downarrow^z(0)] \rangle, \quad (16)$$

z osi czasów urojonych do osi czasów rzeczywistych, gdzie $\hat{j}_\uparrow^z - \hat{j}_\downarrow^z$ jest operatorem prądu spinowego (składowa z). Jest to zagadnienie bardzo skomplikowane, podobnie jak wyznaczanie funkcji spektralnej $A(\mathbf{p}, \omega)$ z funkcji Greena zadanej w czasie urojonym. Krok ten jest głównym źródłem błędów metody. Niepewności względne w tym przypadku wynoszą 10% - 20%, zobacz słupki błędów na prawym panelu Rys. 3. Pomimo znaczącego rozmiaru niepewności, dobrze

¹⁶Dane eksperymentalne: A. Sommer, *et al.*, Nature (London) **472**, 201 (2011).

widoczna jest spójność wyników dla χ_s i σ_s , tzn. obie wielkości doznają silnego tłumienia porównawszy od tej samej temperatury. Jest to nietrywialny test, demonstrujący możliwość rzetelnego wyznaczenia współczynnika transportu dla układu fermionowego, startując z zasad pierwszych, bez żadnych niekontrolowanych przybliżeń. Do chwili obecnej moje prace są jednymi w których udało się tego dokonać¹⁷.

Lepkość układu Dla wielu zastosowań praktycznych, opis hydrodynamiczny układu jest wystarczający. Jest on szczególnie użyteczny do opisu dynamiki układu. Równania hydrodynamiki wyrażają się przez zasady zachowania: masy, energii i pędu. Ta ostatnia ma postać

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} \Pi_{ij} = 0 \quad (i, j = x, y, z), \quad (17)$$

gdzie ρ jest gęstością “cieczy”, v jest polem prędkości oraz Π jest tensorem napięć:

$$\Pi_{ij} = P\delta_{ij} + \rho v_i v_j - \eta(\nabla_i v_j + \nabla_j v_i + \frac{2}{3}\delta_{ij} \nabla \cdot v) - \xi\delta_{ij}(\nabla \cdot v) + \dots \quad (18)$$

Współczynniki η oraz ξ są współczynnikami lepkości¹⁸, które zawierają w sobie mikroskopową informację o układzie. Dowiedziono, że dla unitarnego gazu Fermiego współczynnik lepkości ξ wynosi zero, gdyż układ jest niezmienniczy ze względu na skalowanie¹⁹. Zatem informacja o “dynamice” układu (w ramach podejścia hydrodynamicznego) zawarta jest głównie we współczynniku η .

Seria prac [A.2], [A.6], [A.8] dotyczy wyznaczenia temperaturowej zależności współczynnika lepkości η dla unitarnego gazu Fermiego metodą kwantowego Monte Carlo. Praca [A.2] była pierwszą udaną próbą w skali światowej teoretycznego wyznaczenia współczynnika lepkości dla oddziałującego układu fermionowego, w sposób wolny od niekontrolowanych przybliżeń, startując z fundamentalnej teorii jaką jest mechanika kwantowa. Inspiracją do wykonania badań było przypuszczenie sformułowane przez Kovtun, Son i Starinets (ang. *KSS conjecture*) o istnieniu dolnego ograniczenia dla stosunku współczynnika lepkości do gęstości entropii $\eta/s \geq \hbar/(4\pi k_B)$, dla każdego układu fizycznego, którego źródłem są fundamentalne reguły mechaniki kwantowej. W literaturze przyjęto nazywać (hipotetyczny) układ, który nasyca ograniczenie KSS *cieczą doskonałą*, w odróżnieniu od cieczy idealnej która jest bezlepka ($\eta = 0$). Wiadomym jest, że układy silnie oddziałujące (skorelowane) charakteryzują się bardzo niską lepkością. Z tego powodu unitarny gaz Fermiego wydawał się być idealnym kandydatem do miana cieczy doskonałej, gdyż jest to układ w którym oddziaływanie nasyca całkowity przekrój czynny. Badania eksperymentalne potwierdziły, iż rzeczywiście ultrazimny gaz atomów fermionowych charakteryzują się nadzwyczaj niskim współczynnikiem lepkości²⁰.

Pierwsze próby wyznaczenia współczynnika lepkości w sposób w pełni kontrolowany za pomocą metod typu *ab initio* podjęto około 10 lat temu. Prace dotyczyły plazmy kwarkowo-gluonowej. Szybko okazało się, że problem jest niezwykle skomplikowany gdyż jednym z elementów jest rozwiązanie całkowego problemu odwrotnego, które z matematycznego punktu widzenia jest źle postawiony. Sukcesem zakończyły się jedynie próby wyznaczenia współczynnika

¹⁷Podobne próby podjęto dla innych układów fizycznych (np. dla plazmy kwarkowo-gluonowej), ale wyniki przedłużenia analitycznego okazały się obarczone nieakceptowalną niepewnością.

¹⁸Współczynnik η nazywany jest zwyczajową lepkością lub lepkością ścinania (ang. *shear viscosity*), współczynnik ξ nazywany jest lepkością objętościową (ang. *bulk viscosity*).

¹⁹Y. Nishida and D.T. Son, Phys. Rev. D **76**, 086004 (2007).

²⁰C. Cao, et al., Science **331**, 58 (2011).

lepkości dla plazmy gluonowej, która jest układem bozonowym²¹. Z tego powodu w środowisku naukowym pojawiło się przekonanie, że w praktyce nie jest możliwe wyznaczenie współczynników transportu takich jak lepkość dla układów fermionowych w tego typu podejściach, przez co jesteśmy skazani na snucie przypuszczeń, opierając się jedynie na wynikach metod przybliżonych. W pracy [A.2] udowodniliśmy, że badania tego typu są jednak możliwe. Otrzymane przez nas wyniki potwierdziły, że unitarny gaz Fermiego jest układem o najniższym współczynniku lepkości. Otrzymany stosunek współczynnika lepkości do gęstości entropii jest jedynie dwukrotnie wyższy od ograniczenia KSS.

Współczynnik lepkości został wyznaczony w podobny sposób jak to miało miejsce dla wyznaczenia współczynnika przewodności spinowej, przy czym analizie został poddany korelator typu tensor napięć – tensor napięć:

$$G_{\Pi}(\tau) = \frac{1}{V} \langle \hat{\Pi}_{xy}(\tau) \hat{\Pi}_{xy}(0) \rangle, \quad (19)$$

gdzie operator tensora napięć $\hat{\Pi}$ zdefiniowany jest poprzez kwantowy odpowiednik równania (17):

$$\frac{\partial \hat{j}_i}{\partial t} = -\frac{1}{i\hbar} [\hat{H}, \hat{j}_i] = -\frac{\partial \hat{\Pi}_{ij}}{\partial x_j}, \quad (20)$$

gdzie $\hat{j} = \rho \hat{v}$ jest operatorem prądu. Znając korelator, współczynnik lepkości η można wyznaczyć poprzez wykonanie przedłużenia analitycznego z osi czasów urojonych do osi czasów rzeczywistych i następnie stosując teorię liniowej odpowiedzi. Podobnie, jak w przypadku obliczeń dla współczynnika przewodności spinowej, krok ten jest głównym źródłem niepewności w obliczeniach kwantowego Monte Carlo. Niepewność względna obliczenia współczynnika lepkości η jest rzędu 10% – 20%.

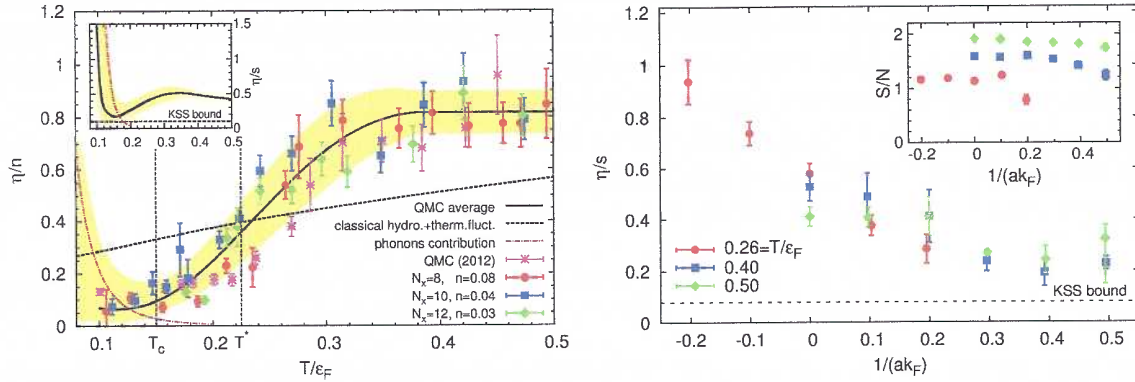
Na rysunku 4 przedstawiono wyniki obliczeń kwantowego Monte Carlo. Lewy panel przedstawia, bezwymiarową lepkość w funkcji temperatury dla unitarnego gazu Fermiego. Pomimo, dość znaczących niepewności oszacowania lepkości η , możliwe było zbadanie jej temperaturowej zależności. Nasze wyniki wskazują, że współczynnik lepkości η zaczyna szybko spadać już powyżej temperatury krytycznej. Podobne zjawisko obserwowane było dla współczynników opisujących podatność spinową. Również wyniki eksperymentalne potwierdzają takie zachowanie współczynnika lepkości²². Porównanie przewidywań kwantowego Monte Carlo dla lepkości z wynikami doświadczalnymi (praca [A.6]) na poziomie jakościowym wykazuje bardzo dobrą zgodność. Na poziomie ilościowym, wyniki eksperymentalne wskazują na wyższe wartości lepkości (około 2 razy). Należy jednak dodać, że procedura eksperymentalna wymaga wykonania pewnych założeń modelowych, które wprowadzają do procedury dodatkowe współczynniki. Wybierając inny zestaw współczynników modelu, niż ten który został uznany za najbardziej prawdopodobny przez autorów protokołu eksperymentalnego, możliwe jest uzyskanie lepszej zgodności ilościowej pomiędzy danymi eksperymentalnymi a przewidywaniami teoretycznymi²³.

Ponadto, wykonano badania zależności współczynnika η/s , dla którego sformułowane zostało ograniczenie KSS, w funkcji temperatury. Wyniki badań wskazują, że unitarny gaz Fermiego jest układem, szczególnie w okolicach temperatury krytycznej, charakteryzującym się bardzo małym stosunkiem lepkości do gęstości entropii, który jest jedynie około 2 – 3 razy większy niż

²¹A. Nakamura, S. Sakai, Phys. Rev. Lett. **94**, 072305 (2005); H.B. Meyer, Phys. Rev. D **76**, 101701(R) (2007); H.B. Meyer, Phys. Rev. Lett. **100**, 162001 (2008).

²²Dane eksperymentalne: J. A. Joseph, E. Elliott, and J. E. Thomas, Phys. Rev. Lett. **115**, 020401 (2015).

²³Wpływ modelu na wyniki w procedurze eksperymentalnej dyskutowany jest w materiale dodatkowym do pracy J. A. Joseph, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **115**, 020401 (2015).



Rysunek 4: Lewy panel: Bezwymiarowa lepkość w funkcji bezwymiarowej temperatury dla unitarnego gazu Fermiego. Punkty przedstawiają wyniki obliczeń otrzymane na sieciach przestrzennych o różnych rozmiarach. Czarna linia przedstawia gładką aproksymację wyników kwantowego Monte Carlo, przedział zaznaczony przez żółte pasmo prezentuje niepewność obliczeń. W obszarze niskich temperatur przy szacowaniu niepewności obliczeń uwzględniono wkład do współczynnika lepkości pochodzący od wzbudzeń fononowych, które nie są poprawnie uwzględnione w obliczeniach Monte Carlo, ze względu na zbyt małą rozdzielczość sieci przestrzennej. Zaznaczona jest również temperatura krytyczna T_c oraz temperatura tworzenia się par Coopera T^* . Wewnętrzny wykres przedstawia otrzymany współczynnik η/s , który został porównany w ograniczeniu KSS. Najmniejsza wartość współczynnika η/s obserwowana jest w okolicach temperatury krytycznej T_c . Rysunek z publikacji [A.6]. Prawy panel: Zachowanie się współczynnika η/s w funkcji parametru oddziaływania $1/ak_F$ dla trzech wybranych temperatur w ramach obliczeń kwantowego Monte Carlo. Widoczne jest, że dla ustalonej temperatury minimum przesunięte jest w kierunku dodatnich wartości parametru oddziaływania. Linia przerywana przedstawia ograniczenia KSS. Rysunek z publikacji [A.8].

ograniczenie KSS. Zainspirowani wynikami eksperymentalnymi z 2014 roku²⁴ wykonaliśmy obliczenia również poza punktem unitarnym. Podobnie jak w eksperymencie otrzymaliśmy, że minimalna wartość dla wielkości η/s znajduje się w reżimie dodatnich wartości parametru oddziaływania $1/ak_F$, zobacz lewy panel Rys. 4. Najniższa wartość η/s została znaleziona dla parametru oddziaływania $1/ak_F \approx 0.4$, który ciągle odpowiada układowi silnie skorelowanemu ($1/ak_F < 1$). Na podstawie moich prac można wyciągnąć wniosek, że ultrazimny gaz atomów fermionowych w reżimie unitarnym okazuje się być układem najbliższym “doskonałości”.

Dynamika wzbudzeń solitonowych W pracach [A.5] i [A.7] przedstawiono wyniki dotyczące dynamiki wzbudzeń solitonowych w unitarnym gazie Fermiego. Prace zostały zainspirowane eksperymentami wykonanymi przez grupę z MIT, w których obserwowano dynamikę takich wzbudzeń²⁵. Wzbudzenia generowane były poprzez zastosowanie procedury “nadruku fazy” (ang. *phase imprint*). Polegała ona na oświetleniu światłem laserowym o odpowiednio dobranej długości fali, jednej połówce chmury atomowej przez krótką chwilę. Dodatkowy potencjał zewnętrzny generowany przez to światło powodował, że faza funkcji falowej jednej części układu ewoluowała w szybszym tempie, co indukowało różnicę faz funkcji falowej pomiędzy dwoma połówkami chmury gazu. W wyniku tej procedury obserwowano powstanie ciemnego solitonu, krótkożyciowego wzbudzenia, który rozpadał się do wiru kwantowego. Powstały wir wykonywał ruch oscylacyjny, którego okres drgań został dokładnie zmierzony.

Od strony teoretycznej opis dynamiki unitarnego gazu Fermiego stanowi duże wyzwanie. O ile wybrane aspekty eksperymentu MIT zostały opisane w ramach uproszczonego modelu

²⁴E. Elliott, J. A. Joseph, and J. E. Thomas, Rev. Lett. **113**, 020406 (2014).

²⁵Prace eksperymentalne: T. Yefsah, *et al.*, Nature **499**, 426 (2013); M. J. H. Ku, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 065301 (2014); M. J. H. Ku, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 045304 (2016).

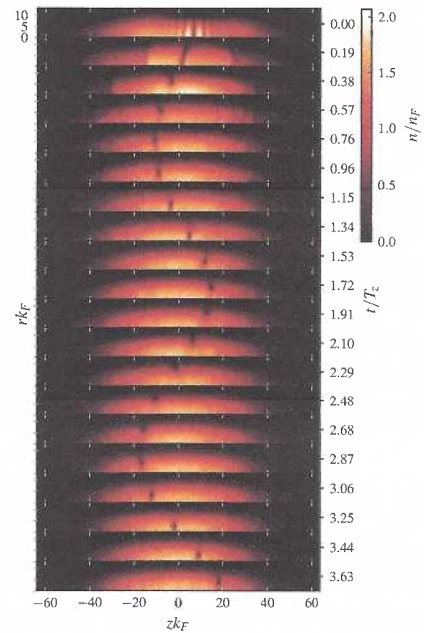
Grossa-Pitajewskiego (najpopularniejszy model używany do opisu wzbudzeń solitonowych), to dla całościowego opisu zjawiska (spójny opis wszystkich etapów kaskady solitonowej) model ten okazał się niewystarczający. Natomiast metoda funkcjonału gęstości okazała się wystarczająca do opisu wyników tego eksperymentu - zarówno na poziomie jakościowym jak i ilościowym.

Do opisu dynamiki układu wykorzystano zależną od czasu metodę funkcjonału gęstości TDDFT. Równania TDDFT po uwzględnieniu nadciekłości są formalnie równoważne zależnej od czasu metodzie Hartree-Focka-Bogolubowa (lub Bogolubowa-de Gennesa):

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} u_k(\mathbf{r}, t) \\ v_k(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h(\mathbf{r}, t) & \Delta(\mathbf{r}, t) \\ \Delta^*(\mathbf{r}, t) & -h^*(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_k(\mathbf{r}, t) \\ v_k(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix}. \quad (21)$$

Hamiltonian jednocząstkowy h oraz potencjał korelacji par Δ otrzymano biorąc odpowiednie pochodne funkcjonalne wykorzystanego funkcjonału gęstości. Jako funkcjonał gęstości użyto funkcjonał, który został dopasowany do wyników statycznych, dany równaniem (12). Uproszczenie takie znane jest jako przybliżenie adiabatyczne. W ogólności, funkcjonał gęstości, który poprawnie opisuje dynamikę układu nie musi być tym samym funkcjonałem, który wykorzystywany jest w wersji statycznej. Ogólna forma funkcjonału dopuszcza obecność członów zależnych od chwil poprzednich (zwanymi czasami członami pamięciowymi). Człony takie odpowiedzialne są głównie za poprawny opis procesów dyssypacyjnych. Pominięcie takich członów w przybliżeniu adiabatycznym oznacza, że metoda może mieć problemy z poprawnym opisem zjawisk w których dyssypacja energii jest bardzo ważna. Przykładem takich procesów jest rozpad wzbudzeń solitonowych. Nie oznacza to, że metoda nie dopuszcza żadnych procesów dyssypacyjnych - przybliżenie adiabatyczne poprawnie uwzględnia tylko część procesów dyssypacyjnych zwanych dyssypacją jednocząstkową (np. wzbudzenia kwazicząstkowe, rozrywanie par Coopera). Z drugiej strony prace dotyczące współczynników transportu [A.2], [A.6], [A.8], wskazują, że unitarny gaz Fermiego charakteryzuje się bardzo małą lepkością, a więc patrząc na układ z perspektywy hydrodynamiki, dyssypacja energii nie powinna być procesem dominującym. Pozwala to przypuszczać, że przybliżenie adiabatyczne jest dobrym przybliżeniem w przypadku unitarnego gazu Fermiego. Konfrontacja przewidywań metody TDDFT z wynikami eksperymentu wykonanego przez grupę z MIT stanowi bardzo silny test dla poprawności założenia o "adiabatyczności" układu.

Rozwiązanie równań (21) wymaga użycia superkomputerów, gdyż w praktyce rozwiązywany jest układ dziesiątek lub setek tysięcy, zależnych od czasu, równań różniczkowych cząstkowych (tzn. $k = 1, 2, \dots, 10^5 - 10^6$). Wszystkie równania są sprzężone ze sobą poprzez gęstości ($n(\mathbf{r}, t)$, ...), które definiują hamiltonian h i potencjał Δ . Problem ten został rozwiązany poprzez stworzenie unikalnego narzędzia, które efektywnie wykorzystuje akceleratory graficznych GPU (ang. *Graphics Processing Unit*) wraz z najnowszymi rozwiązaniami numerycznymi oraz najszybszymi systemami obliczeniowymi²⁶. Problem został rozwiązany na



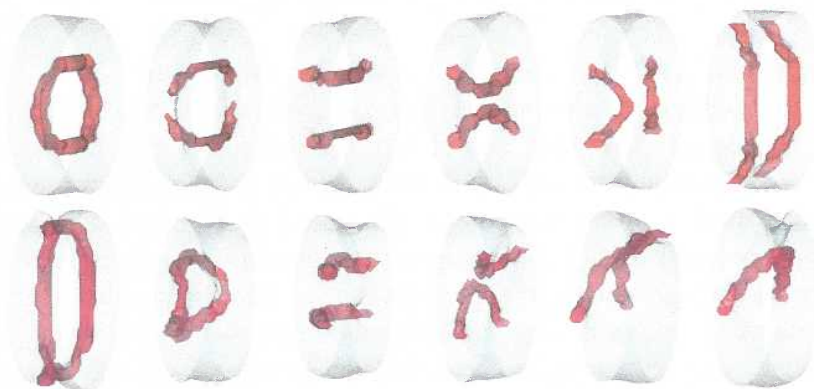
Rysunek 5: Numeryczna symulacja eksperymentu T. Yefsah, *et al.*, *Nature* **499**, 426 (2013). Obrazki przedstawiają przekroje przez chmurę atomów dla różnych chwil w czasie. Widoczne jest, że ściana domenowa (ciemny soliton) jest niestabilna, szybko rozpada się do wiru kwantowego (w tym wypadku wiru o topologii pierścienia) i zaczyna wykonywać ruch oscylacyjny. Rysunek z pracy [A.5].

²⁶Do obliczeń został wykorzystany superkomputer Titan: <https://www.olcf.ornl.gov/titan/>, jeden z najszybszych

przestrzennej sieci 3D bez żadnych dodatkowych więzów. Rysunek 5 przedstawia dynamikę układu uwięzionego w pułapce harmoniczej o symetrii osiowej $V(x, y, z) = \frac{m\omega_{\perp}^2}{2}(x^2 + y^2) + \frac{m\omega_z^2}{2}z^2$. Pierwszy panel pokazuje stan układu tuż po zakończeniu procedury nadruku fazy. Otrzymane wyniki z bardzo dobrą dokładnością odtwarzają wszystkie aspekty zebranego przez grupę MIT materiału doświadczalnego, począwszy od uformowania się ciemnego solitonu, poprzez jego rozpad do wiru kwantowego, kończąc na dynamice ruchu wiru. Jednocześnie prace prezentują skuteczność podejścia opartego na połączeniu metody kwantowego Monte Carlo (służącej do wyznaczenia parametrów funkcjonału gęstości) oraz metody funkcjonału gęstości. Zgodnie z moją wiedzą, jest to obecnie najdokładniejsza metoda służąca do opisu dynamiki ultrazimnych gazów fermionowych w reżimie unitarnym.

Warto dodać, że wyniki pracy [A.5] pokazały, iż dane eksperymentalne [T. Yefsah, *et al.*, Nature 499, 426 (2013)] zostały źle zinterpretowane przez zespół eksperymentalny. Autorzy eksperymentu bowiem doszli do wniosku, że oscylujący obiekt, który obserwują jest superciężkim solitonem. Nasza praca dowiodła, że obserwowany obiekt jest w istocie wirem kwantowym. Eksperyment został powtórzony. Wyniki w sposób jednoznaczny pokazały, że oscylującym obiektem jest wir kwantowy [M. J. H. Ku, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 113, 065301 (2014)].

Praca [A.7] jest rozszerzeniem pracy [A.5]. Zostało w niej usunięte założenie o osiowej symetrii potencjału pułapkującego. Ponadto w obliczeniach uwzględniono wpływ pola grawitacyjnego na dynamikę wiru kwantowego. W ramach symulacji udało się odtworzyć kolejne etapy kaskady solitonowej, która została zaobserwowana eksperymentalnie z wykorzystaniem ulepszonej techniki obrazowania²⁷. Na rysunku 6 zostały przedstawione wyniki symulacji numerycznej, pokazujące w jaki sposób przebiega proces, który transformuje wir kwantowy o topologii pierścienia w wir o topologii linii.



Rysunek 6: Rekoneksje wirów, które transformują wir o topologii pierścienia w wir o topologii linii. Pierwsza rekoneksja kończy się ponownym uformowaniem pierścienia (górny rząd). Nowy pierścień jest zdeformowany i podlega niesymetrycznej rekoneksji, która kończy się uformowaniem linii wirowej (dolny rząd). Rysunek z pracy [A.9].

Turbulencja kwantowa i klasyczna Istota ruchu turbulentnego w cieczach klasycznych przejawia się w powstawaniu i rozpadzie wirów. Podstawowym parametrem równań hydrodynamiki, określającym rodzaj przepływu jest liczba Reynoldsa $Re = \frac{nmvL}{\eta}$, gdzie n -gęstość cząstek, m -masa cząstek, v i L - charakterystyczna prędkość i rozmiar układu, η lepkość układu. Aby w układzie rozwinął się przepływ turbulentny $Re \gtrsim 10^4$. Jednakże praca [A.8] wskazuje na

komputerów na świecie w czasie gdy powstawały publikacje [A.5] i [A.7]

²⁷M. J. H. Ku, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 116, 045304 (2016).

gw

bardzo unikalną cechę ultrazimnych gazów fermionowych w reżimie unitarnym. Analiza liczby Reynoldsa wskazuje, że dla układów wytwarzanych w warunkach laboratoryjnych $Re < 10^4$. Oznacza to, że w układach takich powyżej temperatury krytycznej T_c nie jest możliwe powstanie przepływu turbulentnego. Z drugiej strony, sytuacja ulega drastycznej zmianie poniżej temperatury krytycznej, gdzie układ jest nadciekły. W układzie takim mogą występować wiry kwantowe oraz, ze względu na małe rozmiary rdzenia wiru²⁸, chmura gazu może pomieścić wiele takich wirów (maksymalnie rzędu 10^2). Warunki kwantyzacji cyrkulacji dla wiru kwantowego chronią go przed rozpadem. W 1955 roku R. Feynman przewidział, że przecinanie się i rekoneksja wirów kwantowych prowadzą do kwantowego odpowiednika ruchu turbulentnego. Od tego czasu jest to bardzo aktywny obszar badań, szczególnie z udziałem nadciekłego helu.

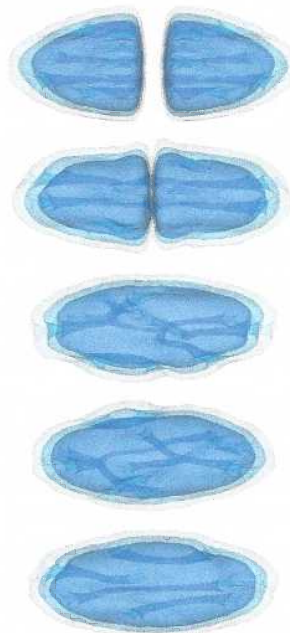
W pracy [A.7] zademonstrowaliśmy, że stan turbulencji kwantowej może być również wygenerowany z udziałem unitarnego gazu Fermiego. Korzystając ze sprawdzonego narzędzia - TDDFT - opracowaliśmy protokół eksperymentalny jego generacji, zobacz Rys. 7. Metoda generacji stanu turbulentnego, polega na zderzeniu dwóch chmur atomowych, w których została wygenerowana sieć wirów Abrikosowa (zobacz pierwsze dwa panele Rys. 7). Tuż przed zderzeniem jedna z chmur musi zostać poddana procedurze nadruku fazy, w analogiczny sposób jak było to wykonane we wcześniej dyskutowanym eksperymencie. Zaraz po zderzeniu wiry ulegną splątaniu i rozpocznie się proces przecinania i rekoneksji wirów, tzw. proces rozpadu stanu turbulentnego. Proces ten zakończy się gdy wszystkie wiry ulegną rozplątaniu i ponownie powstanie stan z siecią wirów (zobacz ostatni panel Rys. 7).

Podsumowując, moje badania wykazują, że chmura unitarnego gazu Fermiego jest unikalnym układem w którym poniżej temperatury krytycznej T_c możliwe jest powstanie stanu turbulencji kwantowej, natomiast powyżej T_c turbulentne zachowanie się układu jest wzbronione. Otwiera to nowe możliwości dla badań nad turbulencją kwantową, w szczególności nad podobieństwami i różnicami pomiędzy turbulencją kwantową i turbulencją klasyczną. W ostatniej pracy [A.9] zostały podsumowane dotychczasowe osiągnięcia z udziałem gazu unitarnego w kontekście badań nad turbulencją kwantową. Praca ta ma charakter pracy przeglądowej i w dużym stopniu opiera się na wynikach przedstawionych w pracach [A.1]-[A.8]. Praca przedstawia również przyszłe kierunki badań turbulencji kwantowej oraz potencjalny wpływ tych badań na inne dziedziny fizyki. Wytyczone w niej kierunki badań określają przyszłe plany prac badawczo-rozwojowych habilitanta.

4.3.6 Podsumowanie

Seria prac [A.1]-[A.9] poświęcona została zbadaniu cech statycznych i dynamicznych unitarnego gazu Fermiego. W badaniach wykorzystałem dwie komplementarne metody: metodę kwantowego Monte Carlo oraz metodę funkcjonału gęstości.

Dokładność metody kwantowego Monte Carlo została zademonstrowana w pracy [A.3], w której wyznaczono najbardziej podstawową cechę układu jaką jest równanie stanu. Porównanie



Rysunek 7: Etapy tworzenia się stanu turbulencji kwantowej i następnie jej rozpad. Rysunek z pracy [A.7].

²⁸Rozmiar wiru kwantowego wyznaczony jest przez długość koherencji ξ , która w ramach teorii BCS wyraża się jako $\xi \sim \hbar k_F / \Delta$. Unitarny gaz Fermiego charakteryzuje się bardzo dużą szczeliną w porównaniu do energii Fermiego $\Delta / \epsilon_F \sim 0.5$ co prowadzi do małej długości koherencji ξ , rzędu średniej odległości pomiędzy cząstkami.

otrzymanych wartości z bardzo dokładnymi danymi eksperymentalnymi jednoznacznie pokazuje, że metoda ta dostarcza poprawne wyniki w całym zakresie temperatur, począwszy od bardzo niskich temperatur, gdzie układ jest w stanie nadciekłym, aż do wysokich temperatur, gdzie układ przechodzi do stanu normalnego. Mając do dyspozycji przetestowane narzędzia moje badania skupiły się na dokładnym zbadaniu diagramu fazowego układu, prace [A.1] i [A.4]. Badania te ujawniły bogactwo diagramu fazowego dla gazu unitarnego. Zawiera on w sobie bardzo egzotyczny reżim pseudoszczeliny, tj. "stan" w którym istnieją nieskondensowane pary Coopera. W celu zweryfikowania poprawności tych wyników, wykonałem porównanie przewidywań teoretycznych z danymi eksperymentalnymi otrzymanymi za pomocą metod spektroskopowych. Otrzymałem niezwykle dobrą zgodność. W świetle otrzymanych wyników, w sposób naturalny nasuwa się pytanie: czy obecność pseudoszczeliny wpływa na cechy dynamiczne układu? Odpowiedź na to pytanie zawarta jest w pracach [A.2], [A.4] i [A.6]. W pracach tych wyznaczałem współczynniki transportu: przewodność spinową i lepkość. Są to pionierskie badania, w których po raz pierwszy udało się skutecznie pozyskać informację o współczynnikach transportu w ramach w pełni kontrolowanej metody typu *ab initio*. Prace wykazują, że "stan" pseudoszczeliny istotnie wpływa na charakterystyki dynamiczne układu. Ponadto dowodzą one, że unitarny gaz Fermiego charakteryzuje się najniższym znanym w przyrodzie współczynnikiem lepkości i współczynnikiem dyfuzji spinowej.

Prace [A.5] i [A.7] wnoszą wkład do wiedzy o dynamice unitarnego gazu Fermiego. Badania przeprowadziłem za pomocą komplementarnej metody funkcjonału gęstości, która również zaliczana jest do metod typu *ab initio*. Sercem metody jest funkcjonał gęstości, do którego konstrukcji wykorzystałem wyniki uzyskane metodą kwantowego Monte Carlo. Dokładność podejścia opartego na metodzie funkcjonału gęstości została przetestowana poprzez porównanie wyników symulacji dynamicznych z wynikami eksperymentalnym, w których obserwowana była dynamika wzbudzeń solitonowych. W ramach badań udało mi się poprawnie odtworzyć wszystkie elementy zebranego materiału doświadczalnego. Przedstawiłem również poprawną interpretację fizyczną tych wyników. Interpretacja ta została jednoznacznie potwierdzona w kolejnej serii eksperymentów.

Ostatecznie w pracach [A.7], [A.8] i [A.9] wykazuję, że unitarny gaz Fermiego może w istotny sposób przyczynić się do zrozumienia bardzo złożonego zjawiska jakim jest turbulencja kwantowa. Dowiodłem, że w gazie tym może być wygenerowany stan turbulencji kwantowej, natomiast klasyczny przepływ turbulentny (powyżej temperatury krytycznej) jest wzbroniony. Jest to niezwykle cecha tego układu, która nie jest obserwowana w innych systemach. Prace, tworzą podwaliny dla długiej drogi nad badaniem ruchu turbulentnego w silnie skorelowanych układach fermionowych.

4.3.7 Szczegółowy opis wkładu habilitanta do publikacji wchodzących w skład osiągnięcia naukowego

Praca [A.1]: *Onset of a Pseudogap Regime in Ultracold Fermi Gases*

Autorzy: P. Magierski, G. Włazłowski, A. Bulgac.
Czasopismo: Phys. Rev. Lett. **107**, 145304 (2011).

Wykonałem obliczenia jednociąłowej funkcji Greena w funkcji czasu urojonego za pomocą metody kwantowego Monte Carlo. Uczestniczyłem w stworzeniu metody wykonującej przedłużenie analityczne i następnie jej numerycznej implementacji. Ponadto brałem udział w analizie wyników. Wykonałem porównanie danych teoretycznych z danymi eksperymentalnymi. Jestem współautorem tekstu oraz ilustracji. Swój udział oceniam na 40%.

Praca [A.2]: *Shear Viscosity of a Unitary Fermi Gas*

Autorzy: G. Wlazłowski, P. Magierski, J.E. Drut.
Czasopismo: Phys. Rev. Lett. **109**, 020406 (2012).

Byłem inicjatorem badań oraz twórcą koncepcji badań. Zaimplementowałem obliczanie korelatora w czasie urojonym. Przygotowałem metodologię wykonywania przedłużenia analitycznego. Wykonałem wszystkie obliczenia. Współuczestniczyłem w analizie wyników. Jestem współautorem tekstu oraz ilustracji. Swój udział oceniam na 60%.

Praca [A.3]: *The Equation of State of the Unitary Fermi Gas: An Update on Lattice Calculations*

Autorzy: J.E. Drut, T.A. Lähde, G. Wlazłowski, P. Magierski.
Czasopismo: Phys. Rev. A **85**, 051601(R) (2012).

Wykonałem obliczenia równania stanu. Brałem udział w dyskusji wyników. Jestem współautorem tekstu oraz ilustracji. Swój udział oceniam na 25%.

Praca [A.4]: *Cooper pairing above the critical temperature in a unitary Fermi gas*

Autorzy: G. Wlazłowski, P. Magierski, J.E. Drut, A. Bulgac, K.J. Roche.
Czasopismo: Phys. Rev. Lett. **110**, 090401 (2013).

Byłem inicjatorem badań oraz współtwórcą koncepcji badań. Jestem jednym z głównych autorów kodów numerycznych wykorzystanych w badaniach. Wykonałem wszystkie obliczenia. Współuczestniczyłem w analizie wyników. Jestem współautorem tekstu oraz ilustracji. Swój udział oceniam na 60%.

Praca [A.5]: *Quantized Superfluid Vortex Rings in the Unitary Fermi Gas*

Autorzy: A. Bulgac, M.M. Forbes, M.M. Kelley, K.J. Roche, G. Wlazłowski.
Czasopismo: Phys. Rev. Lett. **112**, 025301 (2014).

Stworzyłem kod numeryczny rozwiązujący równania TDDFT oraz wykonałem część obliczeń numerycznych. Współuczestniczyłem w analizie wyników. Jestem współautorem tekstu. Swój udział oceniam na 20%.

Praca [A.6]: *The temperature evolution of the shear viscosity in a unitary Fermi gas*

Autorzy: G. Wlazłowski, P. Magierski, A. Bulgac, K.J. Roche.
Czasopismo: Phys. Rev. A **88**, 013639 (2013).

Byłem inicjatorem badań oraz współtwórcą koncepcji badań. Przygotowałem kody numeryczne oraz wykonałem wszystkie obliczenia. Współuczestniczyłem w analizie wyników. Jestem współautorem tekstu oraz ilustracji. Swój udział oceniam na 60%.

Praca [A.7]: *Life cycle of superfluid vortices and quantum turbulence in the unitary Fermi gas*

Autorzy: G. Wlazłowski, A. Bulgac, M.M. Forbes, K.J. Roche.
Czasopismo: Phys. Rev. A **91**, 031602 (2015).

Jestem twórcą kodów numerycznych wykorzystanych do obliczeń. Wykonałem obliczenia. Współuczestniczyłem w analizie wyników. Jestem współautorem tekstu oraz ilustracji. Swój udział oceniam na 30%.

Praca [A.8]: *Perfect-fluid behavior of a dilute Fermi gas near unitary*

Autorzy: G. Włazłowski, W. Quan, A. Bulgac.

Czasopismo: Phys. Rev. A **92**, 063628 (2015).

Jestem twórcą kodów numerycznych oraz pomysłodawcą koncepcji obliczeń. Współuczestniczyłem w analizie wyników. Jestem współautorem tekstu oraz ilustracji. Swój udział oceniam na 50%.

Praca [A.9]: *Towards Quantum Turbulence in Cold Atomic Fermionic Superfluids*

Autorzy: A. Bulgac, M.M. Forbes, G. Włazłowski.

Czasopismo: J. Phys. B **50**, 014001, (2017).

Praca ma charakter pracy przeglądowej. Jestem współautorem tekstu oraz ilustracji. Swój udział oceniam na 33%.

5 Pozostałe osiągnięcia nie stanowiące podstawy postępowania habilitacyjnego

5.1 Osiągnięcia naukowo-badawcze

5.1.1 Tematyka badań naukowych lub prac rozwojowych

Moje zainteresowania obejmują szeroko pojęte studia nad właściwościami układów silnie skorelowanych fermionów. Najważniejsze obszary badań to:

1. Badania nad właściwościami statycznymi i dynamicznymi w ultrazimnych gazach atomów fermionowych.
Prace skoncentrowane są głównie na tzw. przypadku *granicy unitarnej* dla której układ nabiera cech *uniwersalnych* a otrzymane wyniki charakteryzują się dużą interdyscyplinarnością. W szczególności badania dotyczą:
 - (a) fizyki stanu nadciekłego/nadprzewodzącego w ultrazimnych gazach atomów fermionowych oraz jej połączenie ze zjawiskiem nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego,
 - (b) zjawiska transportu w ultrazimnych gazach atomów fermionowych,
 - (c) fizyki przejścia pomiędzy nadciekłością typu BCS a kondensatem Bosego-Einsteina (ang. *BCS-BEC crossover*),
 - (d) dynamiki kolizji chmur atomowych,
 - (e) dynamiki wirów nadciekłych w gazach atomowych,
 - (f) kwantowego ruchu turbulentnego.
2. Badania nad właściwościami statycznymi i dynamicznymi układów jądrowych.
Badania dotyczą zarówno nieskończonych układów jądrowych (materia jądrowa) oraz jąder atomowych, w szczególności:

- (a) temperaturowych właściwości materii jądrowej,
- (b) zjawiska indukowane nadciekłością w gwiazdach neutronowych,
- (c) dynamiki wirów nadciekłych w skorupie gwiazdy neutronowej,
- (d) dynamiki reakcji jądrowych,
- (e) indukowane rozszczepienie jądrowe.

3. *Supercomputing* - numeryczne symulacje złożonych procesów fizycznych z wykorzystaniem superkomputerów.

Prace dotyczą konstrukcji nowych algorytmów numerycznych oraz rozwiązań numerycznych (w formie kodów lub bibliotek) dedykowanych dla superkomputerów, testowania przydatności najnowszych rozwiązań technologicznych pod kątem ich zastosowania w badaniach silnie skorelowanych układów fermionowych.

5.1.2 Cytowania i wskaźniki

(Stan na dzień 16-02-2017 według bazy Web of Science)

- Liczba publikacji: 18
- Sumaryczny impact factor według listy JCR, zgodnie z rokiem opublikowania: 76.126
- Liczba cytowań: 244
- Liczba cytowań bez auto-cytowań: 200
- Średnia liczba cytowań na publikację: 13.56
- h-index: 8

5.1.3 Lista publikacji nie stanowiących podstawy postępowania habilitacyjnego

Po doktoracie

[B.1] G. Włazłowski, K. Sekizawa, P. Magierski, A. Bulgac, M.M. Forbes,
Vortex Pinning and Dynamics in the Neutron Star Crust,
Phys. Rev. Lett. **117**, 232701 (2016),

Impact factor czasopisma: 7.645; Punktacja MNiSW: 45;
Liczba cytowań: baza Web of Science - 0.

Wkład: Byłem inicjatorem badań oraz współtwórcą koncepcji badań. Jestem autorów kodów numerycznych wykorzystanych w badaniach. Przygotowałem stany początkowe dla symulacji. Współuczestniczyłem w analizie wyników. Jestem współautorem tekstu oraz ilustracji. Swój udział oceniam na 35%.

[B.2] G. Włazłowski, J. W. Holt, S. Moroz, A. Bulgac, K.J. Roche,
Auxiliary-Field Quantum Monte Carlo Simulations of Neutron Matter in Chiral Effective Field Theory,
Phys. Rev. Lett. **113**, 182503 (2014),

Impact factor czasopisma: 7.512; Punktacja MNiSW: 45;
Liczba cytowań: baza Web of Science - 24.

Wkład: Byłem współtwórcą koncepcji badań. Jestem jednym z głównych autorów kodów numerycznych wykorzystanych w badaniach. Wykonałem obliczenia za pomocą metody kwantowego Monte Carlo. Współuczestniczyłem w analizie wyników. Jestem współautorem tekstu oraz ilustracji. Swój udział oceniam na 30%.

- [B.3] P. Magierski, G. Włazłowski,
LINPRO: linear inverse problem library for data contaminated by statistical noise,
Comput. Phys. Commun. **183**, 2264 (2012),

Impact factor czasopisma: 3.078; Punktacja MNiSW: 45;
Liczba cytowań: baza Web of Science - 7.

Wkład: Opracowałem metodę wykonywania przedłużenia analitycznego w ramach podejścia opartego o dekompozycję SVD. Zaimplementowałem bibliotekę numeryczną Linpro. Jestem współautorem tekstu oraz ilustracji. Swój udział oceniam na 50%.

- [B.4] G. Włazłowski, P. Magierski,
Superfluid properties of dilute neutron matter,
Int. J. Mod. Phys. E **20**, 569 (2011),

Impact factor czasopisma: 0.597; Punktacja MNiSW: 15;
Liczba cytowań: baza Web of Science - 2.

Wkład: Wykonałem wszystkie obliczenia opisane w pracy. Jestem współautorem tekstu oraz ilustracji. Swój udział oceniam na 70%.

Przed doktorem

- [C.1] P. Magierski, G. Włazłowski, A. Bulgac, J.E. Drut,
The Finite Temperature Pairing Gap of a Unitary Fermi Gas by Quantum Monte Carlo Calculations,
Phys. Rev. Lett. **103**, 210403 (2009),

Impact factor czasopisma: 7.328; Punktacja MNiSW: 45;
Liczba cytowań: baza Web of Science - 61.

Wkład: Wykonałem obliczenia za pomocą metody kwantowego Monte Carlo. Wyznaczyłem ewolucję temperaturową funkcji spektralnej za pomocą metody SVD. Współuczestniczyłem w analizie wyników. Jestem współautorem tekstu oraz ilustracji. Swój udział oceniam na 30%.

- [C.2] G. Włazłowski, P. Magierski,
Quantum Monte Carlo study of dilute neutron matter at finite temperatures,
Phys. Rev. C **83**, 012801(R) (2011)

Impact factor czasopisma: 3.308; Punktacja MNiSW: 40;
Liczba cytowań: baza Web of Science - 7.

Wkład: Wykonałem wszystkie obliczenia opisane w pracy. Współuczestniczyłem w analizie wyników. Jestem współautorem tekstu oraz ilustracji. Swój udział oceniam na 60%.

- [C.3] G. Włazłowski, P. Magierski,
Quantum Monte Carlo method applied to strongly correlated dilute fermi gases with finite effective range,
Int. J. Mod. Phys. E **18**, 919 (2009),

Impact factor czasopisma: 0.634; Punktacja MNiSW: 15;
Liczba cytowań: baza Web of Science - 4.

Wkład: Skonstruowałem transformację Hubbard-Stratonovicha, która umożliwiła wykonanie symulacji Monte Carlo wolnej od problemu znaku. Wykonałem wszystkie obliczenia opisane w pracy. Jestem współautorem tekstu oraz ilustracji. Swój udział oceniam na 70%.

- [C.4] G. Wlazłowski, P. Magierski,
Effective Range Expansion for the Interaction Defined on the Lattice,
Int. J. Mod. Phys. E **19**, 781 (2010),

Impact factor czasopisma: 0.695; Punktacja MNiSW: 15;
Liczba cytowań: baza Web of Science - 2.

Wkład: Jestem autorem metody przedstawionej w pracy. Jestem współautorem tekstu. Swój udział oceniam na 70%.

- [C.5] G. Wlazłowski,
Neutrino propagation in hot nuclear matter and its applications to the supernovae explosion,
Int. J. Mod. Phys. E **15**, 511 (2005),

Impact factor czasopisma: 1.38; Punktacja MNiSW: 15;
Liczba cytowań: baza Web of Science - 0.

5.1.4 Konferencje i seminaria międzynarodowe

(Uwaga: Lista zawiera tylko pozycje podczas których dr. inż. G. Wlazłowski prezentował wyniki swoich badań)

Po doktoracie

1. Quantum Technologies Conference VII - Manipulating photons, atoms, and molecules
Instytut Fizyki PAN, Warszawa, wrzesień 20 - 25, 2016,
Wykład: *Temperature evolution of transport coefficients in ultracold fermionic gases.*
2. The Phases of Dense Matter,
Institute for Nuclear Theory, Seattle, USA, lipiec 11 - sierpień 12, 2016,
Wykład: *Extraction of pinning force between quantized vortex and nucleus in superfluid nuclear matter.*
3. Advances in transport and response properties of strongly interacting systems, ECT*,
Villazzano, Włochy, maj 2 - 6, 2016,
Wykład: *Transport coefficients of ultracold atomic gases from quantum Monte Carlo simulations.*
4. XXII Nuclear Physics Workshop "Marie & Pierre Curie",
Kazimierz Dolny, Polska, wrzesień 22 - 27, 2015,
Wykład: *Solving quantum ground-state problems for large nuclear systems with pairing correlations: computational challenges.*

5. Quantum Technologies Conference VI - Manipulating photons, atoms, and molecules
Instytut Fizyki PAN, Warszawa, czerwiec 21 - 27, 2015,
Wykład: *From dynamics of a single superfluid vortex to quantum turbulence in the unitary Fermi gas: results of time-dependent superfluid density functional theory.*
6. Los Alamos National Lab, USA, 3 czerwiec, 2014,
Wykład: *Quantized superfluid vortices in the unitary Fermi gas within time dependent Superfluid Local Density Approximation*
7. Advances in quantum Monte Carlo techniques for non-relativistic many-body systems,
Institute for Nuclear Theory, Seattle, USA, czerwiec 24 - sierpień 2, 2013,
Wykład: *Response functions of the unitary Fermi gas from quantum Monte Carlo simulations.*
8. NT Brown-Bag Seminar,
University of Washington, Seattle, USA, 14 luty 2012,
Wykład: *Shear viscosity of unitary Fermi gas.*
9. Fermions from Cold Atoms to Neutron Stars: Benchmarking the Many-Body Problem,
Institute for Nuclear Theory, Seattle, USA, kwiecień 3-16, 2011,
Wykład: *Ab initio identification of the pseudogap phase in Fermi gas with large scattering length.*
10. International EFES-IN2P3 conference: Many Body Correlations from Dilute to Dense Nuclear Systems,
Institut Henri Poincaré, Paryż, Francja, luty 15-18, 2011,
Wykład: *Ab initio identification of the pseudogap phase in Fermi gas with large scattering length.*
11. XVI Nuclear Physics Workshop "Marie & Pierre Curie",
Kazimierz Dolny, Polska, wrzesień 22-26, 2010,
Plakat: *Superfluid properties of dilute neutron matter.*

Przed doktoratem

1. CompStar 2010 School and Workshop on Computational Tools for Compact Star Astrophysics,
GANIL Caen, Francja, luty 8-16, 2010,
Wykład: *Quantum Monte Carlo study of dilute neutron matter at finite temperatures.*
2. XVI Nuclear Physics Workshop "Marie & Pierre Curie",
Kazimierz Dolny, Polska, wrzesień 23-27, 2009,
Wykład: *The finite temperature pairing properties of dilute neutron matter by Quantum Monte Carlo.*
3. Arctic FIDIPRO-EFES Workshop,
Saariselkä, Finlandia, czerwiec 20-24, 2009,
Plakat: *Quantum Monte-Carlo study of dilute neutron matter.*
4. XV Nuclear Physics Workshop "Marie & Pierre Curie",
Kazimierz Dolny, wrzesień 24-28, 2008,
Wykład: *Quantum Monte Carlo study of strongly correlated dilute fermionic gases.*

5. The Complex Physics of Compact Stars,
Łądek Zdrój, Polska, 18-29 Luty 2008,
Wykład: *Quantum Monte Carlo study of strongly correlated fermionic gases.*
6. XII Nuclear Physics Workshop "Marie & Pierre Curie",
Kazimierz Dolny 2005,
Plakat: *Neutrino propagation in hot nuclear matter and its applications to the supernovae explosion.*

5.1.5 Konferencje i seminaria krajowe

(Uwaga: Lista zawiera tylko pozycje podczas których dr. inż. G. Wlazłowski prezentował wyniki swoich badań)

Po doktoracie

1. Seminarium Fizyki Teoretycznej,
Instytut Fizyki PAN, Warszawa, 31 styczeń, 2017,
Wykład: *Towards accurate description of non-equilibrium dynamics in superfluid Fermi systems.*
2. Seminarium Zakładu Optyki Atomowej,
Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, 12 październik 2015,
Wykład: *Dynamics of nonlinear processes in ultracold fermionic gases within Density Functional Theory.*
3. Seminarium Zakładu Fizyki Jądrowej,
Wydział Fizyki, Politechnika Warszawska, 13 kwiecień 2015,
Wykład: *Searching for perfect fluids - from hot quark gluon plasma to ultracold atomic gases.*
4. Seminarium Interdyscyplinarnego Centrum Modelowania, ICM, 29 styczeń 2015,
Wykład: *Time-dependent Superfluid Local Density Approximation: Computational Challenges.*
5. Jesienne Warsztaty Naukowe Centrum Studiów Zaawansowanych PW, 18-19 października 2014, Radziejowice, Wykład: *Od dynamiki wiru kwantowego do zjawiska kwantowej turbulencji w ultrazimnych gazach atomowych.*

Przed doktoratem

1. Sesja sprawozdawcza KDM,
ICM, Puszcza Piaska, marzec 25-28, 2009,
Wykład: *Zbadanie właściwości rozrzedzonego gazu silnie oddziałujących fermionów metodą Monte Carlo.*
2. Seminarium Struktury Jądra Atomowego,
Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, 2008-11-26,
Wykład: *Właściwości rozrzedzonych, silnie skorelowanych gazów fermionowych.*
3. Seminarium Zakładu Fizyki Jądrowej,
Wydział Fizyki, Politechnika Warszawska, 2008-03-19,
Wykład: *Kwantowe Monte Carlo i silnie oddziałujące gazy fermionowe.*

5.1.6 Staże Naukowe

1. University of Washington, Seattle, USA,
Okres pobytu: od 01.10.2011 do 30.09.2013 (2 lata),
Stanowisko: Visiting Assistant Professor,
Jednostka kierująca: program MNiSW: "Mobilność Plus" - I edycja.
2. University of Washington, Seattle, USA,
Okres pobytu: od 01.10.2013 do 31.08.2013 (1 rok),
Stanowisko: Visiting Assistant Professor,
Jednostka kierująca: Politechnika Warszawska (Centrum Studiów Zaawansowanych).

5.1.7 Granty badawcze

1. **Kierownik** grantu badawczego NCN (Sonata),
Tytuł projektu: *Dynamika procesów nieliniowych w ultrazimnych gazach atomów fermionowych w ramach teorii funkcjonatu gęstości*,
Numer rejestracji: UMO-2014/13/D/ST3/01940,
Okres realizacji: 2015 - 2017.
2. **Kierownik** programu MNiSW: "Mobilność Plus" - I edycja,
Tytuł projektu: *Zbadanie zjawiska transportu w zimnych gazach atomów fermionowych*,
Numer rejestracji: 628/MOB/2011/0,
Okres realizacji: 2011 - 2013,
Miejsce prowadzenia badań: University of Washington, Seattle, USA.
3. **Główny wykonawca** grantu badawczego NCN (Maestro),
Tytuł projektu: *Nierównowagowe procesy w nadciężkich układach fermionów*,
Kierownik projektu: prof. dr hab. Piotr Magierski (Politechnika Warszawska),
Numer rejestracji: UMO-2013/08/A/ST3/00708,
Okres realizacji: 2013 - 2017.
4. **Główny wykonawca** grantu badawczego MNiSW,
Tytuł projektu: *Zjawiska kolektywne w nadprzewodzących gazach atomów fermionowych*,
Kierownik projektu: prof. dr hab. Piotr Magierski (Politechnika Warszawska),
Numer rejestracji: N N202 128439,
Okres realizacji: 2010 - 2013.
5. **Wykonawca** grantu badawczego NCN (Opus),
Tytuł projektu: *Jądrowe funkcjonaty gęstości energii nowej generacji i ich zastosowania do badania korelacji oraz dynamiki ruchów i przemian jądrowych*,
Kierownik projektu: prof. dr hab. Wojciech Satuła (Uniwersytet Warszawski),
Numer rejestracji: UMO-2012/07/B/ST2/03907,
Okres realizacji: 2013 - 2016.

5.1.8 Granty obliczeniowe

1. **Kierownik** grantu obliczeniowego Interdyscyplinarnego Centrum Modelowania Matematycznego i Komputerowego Uniwersytetu Warszawskiego (ICM),
Tytuł projektu: *Investigation of superconductivity and superfluidity in strongly interacting*

Fermi systems,
Okres realizacji: 2017.

2. **Wykonawca** grantu obliczeniowego Global Scientific Information and Computing Center, Tokyo Institute of Technology/Cloudy Green Super Computer TSUBAME2.5,
Tytuł projektu: *Nuclear Reactions from Time-Dependent Density Functional Theory,*
Kierownik projektu: prof. Takashi Nakatsukasa (University of Tsukuba, Japonia),
Okres realizacji: 2017.
3. **Wykonawca** grantu obliczeniowego Interdisciplinary Computational Science Program in Center for Computational Sciences, University of Tsukuba, HA-PACS (PACS-VIII)
Tytuł projektu: *Superfluid dynamics in many-fermion systems using GPU,*
Kierownik projektu: prof. Takashi Nakatsukasa (University of Tsukuba, Japonia),
Okres realizacji: 2015-2017.
4. **Wykonawca** grantu obliczeniowego Oak Ridge Leadership Computing Facility - TITAN,
Tytuł projektu: *Structure and Dynamics of Nuclear Systems within Time-Dependent Density Functional Theory Approach,*
Kierownik projektu: prof. Aurel Bulgac (University of Washington, Seattle, USA),
Okres realizacji: 2012 - 2017.
5. **Wykonawca** grantu obliczeniowego National Energy Research Scientific Computing Center (NERSC),
Tytuł projektu: *Time-dependent density functional theory for nuclei: preparing the input for fission calculations,*
Kierownik projektu: dr Ionel Stetcu (Los Alamos National Laboratory, USA),
Okres realizacji: 2017.
6. **Wykonawca** grantu obliczeniowego National Energy Research Scientific Computing Center (NERSC),
Tytuł projektu: *Static and dynamic solutions for heavy nuclei ,*
Kierownik projektu: dr Ionel Stetcu (Los Alamos National Laboratory, USA),
Okres realizacji: 2012 - 2014.
7. **Główny wykonawca** grantu obliczeniowego Interdyscyplinarnego Centrum Modelowania Matematycznego i Komputerowego Uniwersytetu Warszawskiego (ICM),
Tytuł projektu: *Badanie struktury jąder atomowych i skorupy gwiazd neutronowych,*
Kierownik projektu: prof. dr hab. Piotr Magierski (Politechnika Warszawska),
Okres realizacji: 2006 - 2015.

5.1.9 Stypendia

1. **Stypendium** dla wybitnego młodego naukowca Ministra Nauki i Szkolnictwa Wyższego
Okres otrzymywania stypendium: 2014 - 2017.
2. **Stypendysta** Centrum Studiów Zaawansowanych PW
Tytuł projektu: *Zbadanie dynamiki wirów nadprzewodzących, w zimnych gazach atomów fermionowych,*
Okres realizacji: 2013 - 2014,
Miejsce prowadzenia badań: University of Washington, Seattle, USA.

5.1.10 Recenzje

Recenzent manuskryptów dla czasopism naukowych:

1. Physical Review Letters (IF: 7,512), liczba recenzji: 3.
2. Physical Review A (IF: 2.765), liczba recenzji: 3.
3. Physics Letters A (IF: 1,683), liczba recenzji: 1.
4. Journal of Low Temperature Physics (IF: 1,021), liczba recenzji: 1.

5.2 Działalność dydaktyczna

Działalność dydaktyczna prowadzona od 2005r. na Wydziale Fizyki Politechniki Warszawskiej (od 2005 do 2010 w ramach studiów doktoranckich, od 2010 jako nauczyciel akademicki).

Lista nauczanych przedmiotów:

- Fizyka (2009, 2010, 2014, 2015, 2016)
- Fizyka kwantowa (2009, 2010, 2014)
- Mechanika kwantowa (2005, 2006, 2007, 2009, 2014, 2015)
- Metody numeryczne (2005)
- Komputerowa Analiza Danych Doświadczalnych (2008)
- Podstawy Technologii Informacyjnej (2008)
- Bazy danych SQL (2008)
- Wprowadzenie do kwantowej teorii pola (2009)
- Elementy fizyki jądrowej (2010, 2014, 2015)
- Laboratorium specjalistyczne fizyki komputerowej (2014, 2015)

Promotor prac dyplomowych na Wydziale Fizyki PW:

1. Przemysław Tchórz, *Numeryczne zbadanie dynamiki zderzeń ultrazimnych chmur atomów fermionowych*, 2017 (praca inżynierska).
2. Konrad Kobuszewski, *Numeryczne zbadanie dynamiki wiru nadciełego w ultrazimnym gazie atomów fermionowych*, 2016 (praca inżynierska).
3. Patryk Marcolà, *Numeryczna analiza właściwości sieci wirów Abrikosowa w ultrazimnych gazach atomowych*, 2016 (praca inżynierska).

Ilość prac dyplomowych w trakcie realizacji: 3. Recenzent prac dyplomowych w Wydziale Fizyki PW.

5.3 Nagrody i wyróżnienia

czerwiec 2005	Ukończenie studiów magisterskich z wyróżnieniem
czerwiec 2008	Nagroda studentów Wydziału Fizyki Politechniki Warszawskiej za: <i>Najlepiej prowadzone ćwiczenia w semestrze letnim 2007/2008</i>
czerwiec 2009	Nagroda studentów Wydziału Fizyki Politechniki Warszawskiej za: <i>Najlepiej prowadzone ćwiczenia w semestrze letnim 2008/2009</i>
czerwiec 2009	Stypendysta: „Mazowieckie Stypendium Doktoranckie” Urzędu Marszałkowskiego Województwa Mazowieckiego
listopad 2010	Nagroda „Złota Kreda” w kategorii najlepszy nauczyciel prowadzący ćwiczenia/laboratoria/projekty
maj 2010	Wyróżnienie rozprawy doktorskiej
październik 2010	Zespołowa nagroda Rektora PW stopnia I za działalność naukową
październik 2010	Indywidualna nagroda Rektora PW za działalność dydaktyczną
październik 2012	Zespołowa nagroda Rektora PW stopnia I za działalność naukową
październik 2013	Indywidualna nagroda Rektora PW stopnia I za działalność naukową
październik 2015	Indywidualna nagroda Rektora PW stopnia II za działalność naukową