

# Termometria stochastyczna

## do badania dynamiki procesów cieplnych w nanoskali

dr inż. Maciej Zgirski

Instytut Fizyki, PAN

ORCID: → [0000-0001-8266-5468](https://orcid.org/0000-0001-8266-5468), ResearcherID: → [S-6792-2016](https://pubs.acs.org/doi/10.26434/chemrxiv-2016-s-6792)

→ [Google Scholar](https://scholar.google.com/citations?user=...) , → [ResearchGate](https://www.researchgate.net/profile/...) , → [NASA ADS](https://arxiv.org/abs/...)

**Osiągnięcie:** stworzenie pionierskiej czasowo-rozdzielczej metody pomiaru niskiej temperatury i użycie jej do badania dynamiki procesów cieplnych w nanoskali

Profil badawczy (słowa kluczowe):

**Naukowy:** nadprzewodnictwo niskotemperaturowe, słabe złącza, złącza Josephsona (JJ), SQUIDy, eksperymentalna termodynamika w temperaturach milikelwinowych, termometria elektronowa w temperaturach milikelwinowych, nanokalorymetria, bolometria mikrofalowa, wiry nadprzewodzące

**Techniczny:** nanotechnologia (litografia elektronowa, napylenie cienkich warstw, niskoenergetyczne bombardowanie jonowe), techniki milikelwinowe, elektryczne pomiary niskosumowe, testowanie złączy nadprzewodzących i nanodrutów impulsami elektrycznymi, impulsowe pole magnetyczne, próbkowanie mikrofalowe

Procedura habilitacyjna oparta na zestawie publikacji na wspólny temat (podstawa prawna: art.219, §1 p.2 ustawy z dnia 20/07/2018 (Dz.U.2021 poz.478)):

**H1.** M. Foltyn, **M. Zgirski\***,

Phys. Rev. Applied **4**, 024002 (2015)

**H2.** **M. Zgirski\***, M. Foltyn, A. Savin, K. Norowski, M. Meschke, J. Pekola,

Phys. Rev. Applied **10**, 044068 (2018)

**H3.** **M. Zgirski\***, M. Foltyn, A. Savin, K. Norowski,

Phys. Rev. Applied **11**, 054070 (2019)

**H4.** **M. Zgirski\***, M. Foltyn, A. Savin, A. Naumov, K. Norowski,

Phys. Rev. Applied **14**, 044024 (2020)

**H5.** **M. Zgirski\***, M. Foltyn, A. Savin, K. Norowski,

Phys. Rev. B **104**, 014506 (2021)

## Spis treści

1. Opis osiągnięcia.....	3
1.1. Abstrakt.....	3
1.2. Dziedzina - motywacja, oryginalność, stan wiedzy.....	4
1.3. Nowy termometr: pomysł i metodologia.....	7
1.4. Przegląd uzyskanych wyników naukowych.....	11
1.5. Równanie przepływu ciepła.....	19
1.6. Podsumowanie.....	19
1.7. Bibliografia.....	20
2. Doświadczenie naukowe.....	22
3. Prace uzyskane po doktoracie.....	23
3.1. Publikacje stanowiące podstawę procedury habilitacyjnej.....	23
3.2. Inne publikacje.....	23
3.3. Patenty.....	24
4. Zdobyte granty badawcze.....	25
5. Działalność dydaktyczna.....	25
6. Działalność recenzencka.....	26
7. Konferencje i seminaria po uzyskaniu doktoratu.....	26
7.1. Wykłady zaproszone.....	26
7.2. Wykłady zwykłe.....	27
8. Budowa nowych laboratoriów na terenie IF PAN.....	28
9. Popularyzacja.....	32
10. Nagrody.....	32
11. Inna działalność.....	32

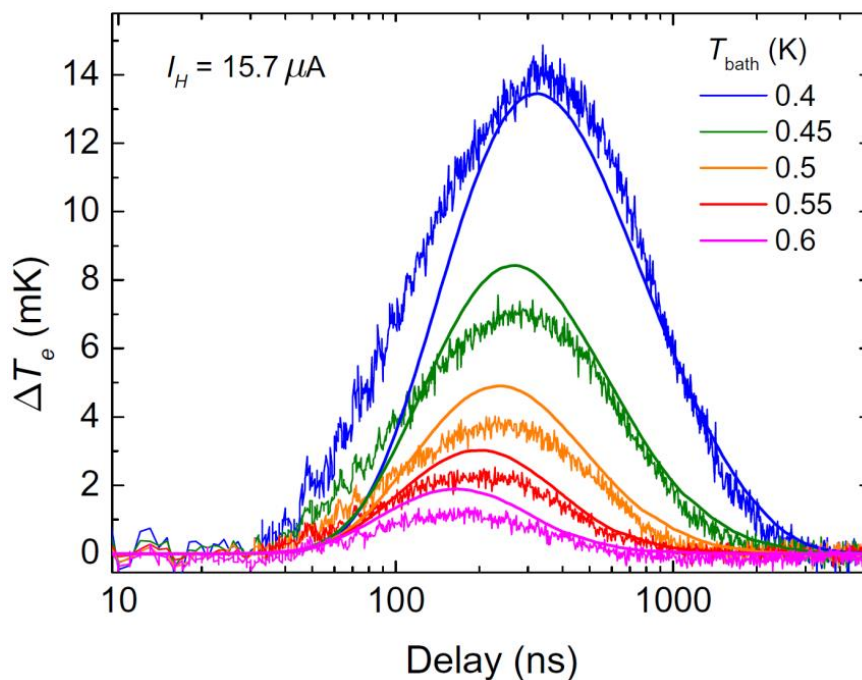
### Załączniki:

1. 5 publikacji stanowiących podstawę procedury habilitacyjnej
2. Oświadczenia współautorów dotyczące ich roli w przedstawionych publikacjach

# 1. Opis osiągnięcia

## 1.1. Abstrakt

Zaproponowałem i eksperymentalnie zademonstrowałem nowy rodzaj nanotermometrii, który nazwałem termometrią stochastyczną (ang. *switching thermometry*). Pozwala ona na testowanie temperatury elektronów w nanostrukturach podczas dynamicznych stanów nieustalonych z bezprecedensową rozdzielczością na poziomie jednej nanosekundy. W moich pionierskich badaniach używałem nadprzewodzące złącze Josephsona testowane krótkimi ( $\geq 1$  ns) impulsami prądowymi celem zmierzenia progu prądowego, przy którym następuje przełączenie się złącza ze stanu nadprzewodzącego do stanu normalnego [H1]. Złącze zasilane takim impulsem znajduje się w stanie metastabilnym (w analogii do atomu ulegającemu rozpadowi promieniotwórczemu ze skończonym średnim czasem życia) i może spontanicznie przełączyć się ze stanu nadprzewodzącego do stanu o niezerowym napięciu. Prawdopodobieństwo przełączenia zależy od amplitudy prądu testującego oraz, co istotne w prezentowanym kontekście, od temperatury. Takie złącze może być więc traktowane jako termometr. Proces przełączenia, zainicjowany fluktuacjami termicznymi bądź kwantowymi, wykazuje bardzo szybką dynamikę na poziomie pikosekund, świetnie nadając się do pomiarów gwałtownie zmieniających się parametrów fizycznych.



**Rys.1. Dynamika temperatury złącza nadprzewodzącego** będąca następstwem wytworzenia nierównowagowych kwazicząstek w miedzianej nanowyspie oddalonej o  $60 \mu\text{m}$  od złącza w wyniku jej podgrzania krótkim (10 ns) impulsem prądowym. Sygnał osiąga maksimum po czasie  $\sim 300$  ns (dla temperatury  $T = 0.4$  K) od przyłożenia impulsu grzejącego, co odpowiada oczekiwanemu czasowi dyfuzji pomiędzy punktami odległymi o  $60 \mu\text{m}$ . Opóźnienie pomiędzy impulsem grzejącym i początkiem sygnału rejestrowanym na złączu ( $\sim 40$  ns) pokazuje, że złącze jest czułe na lokalny rozkład kwazicząstek (ich lokalną temperaturę). Prezentowany pomiar jest przykładem doskonałej rozdzielczości czasowej i temperaturowej mojej metody. Uważam ten wynik za największe osiągnięcie w mojej niezależnej karierze naukowej, ze względu na eksperymentalne możliwości, które implikuje. Szczegóły w pracy H4.

Chociaż pomiary przełączeniowe złącz Josephsona są znane od lat, to jestem pierwszym naukowcem, który wykorzystał je do wysokorozdzielczej czasowo termometrii elektronowej. Moja metoda zapewnia najszybszą do tej pory możliwość ilościowego monitorowania raptownie zmieniającej się temperatury elektronów w ciele stałym. Po raz pierwszy została zaimplementowana w pomiarze relaksacji termicznej nadprzewodzącego drutu aluminiowego [H2,H3].

W kolejnym eksperymencie monitorowałem rozchodzenie się impulsu ciepła w nadprzewodniku I-go rodzaju (aluminium) przenoszonego przez nierównowagowe kwazicząstki, nazywane również niesparowanymi elektronami, stanowiącymi wzbudzenia ze stanu podstawowego nadprzewodnika (**Rys. 1**). Uzyskałem bezpośredni wgląd w czasową dynamikę kwazicząstek w nadprzewodniku, identyfikując i ilościowo potwierdzając procesy odpowiedzialne za ich propagację i anihilację. Mój eksperyment jest pierwszą bezpośrednią obserwacją dyfuzji kwazicząstek w nadprzewodniku [H4].

Wprowadzona nanotermometria pozwoliła mi na głębsze poznanie procesów cieplnych w nanoskali m.in. czasów życia nierównowagowych kwazicząstek, zarówno gorących elektronów, jak i fononów oraz pozwoliła wyjaśnić i zdefiniować mechanizm termicznego sprzężenia zwrotnego przedstawiony w pracy [H5]. Mechanizm ten zaobserwowałem w ramach sztucznie stworzonego stochastycznego procesu cieplnego, pozostającego w analogii do przejść fazowych obserwowanych w przyrodzie (np. przejścia metal-nadprzewodnik w wyniku skorelowanych fluktuacji).

Łatwość wytworzenia i integracji w ramach większej nanostruktury oraz nanoskopowy rozmiar mojego termometru czynią go dobrym kandydatem do badania termodynamiki obwodów kwantowych [6]. Może on również zostać wykorzystany w kwantowej kalorytronice [7] – nowo powstającej dyscyplinie zajmującej się generowaniem i manipulacją prądów cieplnych w nanoskali. Pionierskie eksperymenty opisane w pracach będących podstawą mojej aplikacji habilitacyjnej pokazują, że stworzona przeze mnie termometria jest solidnym narzędziem do badania procesów cieplnych w nanoskali z niedostępną dotychczas rozdzielczością czasową.

## **1.2. Dziedzina - motywacja, oryginalność, stan wiedzy**

Termometria jest kluczowym narzędziem w eksperymentalnej termodynamice, badającej przepływ ciepła pomiędzy dwoma ciałami fizycznymi. Poznawanie termicznych właściwości ciał w nanoskali jest znacznie rzadziej spotykane niż ich pomiary elektryczne i magnetyczne. Częściowo za taki stan rzeczy może odpowiadać brak szybkich termometrów, które mogłyby śledzić termiczne stany nieustalone pojawiające się w odpowiedzi na różnice temperatur w obrębie badanego ciała, wyindukowane np. poprzez podgrzanie nanostruktury impulsem prądowym (ciepło Joule'a) lub absorpcje fotonów w bolometrze. Nie ulega wątpliwości, że dogłębne rozumienie procesów termicznych w nanoskali jest kluczowe dla prawidłowego i bezawaryjnego funkcjonowania urządzeń kwantowych, m.in. nanokalorymetrów, bolometrów oraz komputerów kwantowych opartych na kubitach. Poniżej przedstawiam dwa cytaty, które motywują prowadzone przeze mnie badania:

*“Thermometry is a key in studies of thermodynamics. In small systems (...) temporal statistical variations become increasingly important and it would be of great benefit to determine the effective temperature over time scales shorter than the relevant thermal relaxation time of the measured system. Despite the apparent lack of fast thermometers in mesoscopic structures, interesting experiments in thermal physics have been performed (...). Fast thermometry and calorimetry would tremendously expand the variety of phenomena to be explored, providing direct access to the*

*temporal evolution of effective temperatures under nonequilibrium condition, the energy-relaxation rates, and the fundamental fluctuations of the effective temperature in small systems.”*

S.Gasparinetti, K.L. Viisanen, O.-P. Saira, T. Faivre, M. Arzeo, M. Meschke, and J.P. Pekola  
*Fast Electron Thermometry for Ultrasensitive Calorimetric Detection*  
Phys. Rev. Appl. 3, 014007 (2015)

*“Thermodynamic studies of mesoscopic devices have lagged far behind the corresponding electrical and magnetic investigations. This dearth can be attributed to a lack of fast, robust thermometers that can be easily integrated with nanoscale structures. Electronic thermometers that function at very low temperatures and have fast response times will enable future probes of thermal physics at smallest time scales and shorter time spans than have previously been explored, and are also a key technology for far infrared bolometry.”*

D.R. Schmidt, C.S. Yung, and A.N. Cleland  
*Nanoscale radio-frequency thermometry*, Appl. Phys. Lett. 83, 1002 (2003)

Pomiary w skalach czasowych krótszych niż termiczne czasy relaksacji są krytyczne dla kompletnego rozumienia termodynamiki ciał mezoskopowych. Tym niemniej, studia poświęcone transferowi ciepłemu bazowały dotychczas na metodach statycznych analizujących termiczne stany ustalone [8-13]. Jednym z czynników ograniczającym szybkość pomiaru jest pojemność kabli pomiarowych które zmniejszają częstotliwościowe pasmo odpowiedzi wielu urządzeń testowanych w temperaturach kriogenicznych do zakresu akustycznego. Aby rozszerzyć pasmo pomiaru, niektórzy badacze umieszczają nanosensory temperatury w radiowych lub mikrofalowych obwodach rezonansowych [14-17]. Takie podejście “przyspiesza” termometry do zakresu ok. 10 MHz. O ile taka metoda może sprawdzić się w detekcji fotonów absorbowanych przez zoptymalizowany absorber, to nie może ona równać się w szybkości detekcji z możliwościami oferowanymi przez złącza Josephsona (JJ), których wewnętrzna dynamika rozciąga się aż do częstotliwości terahercowych [18].

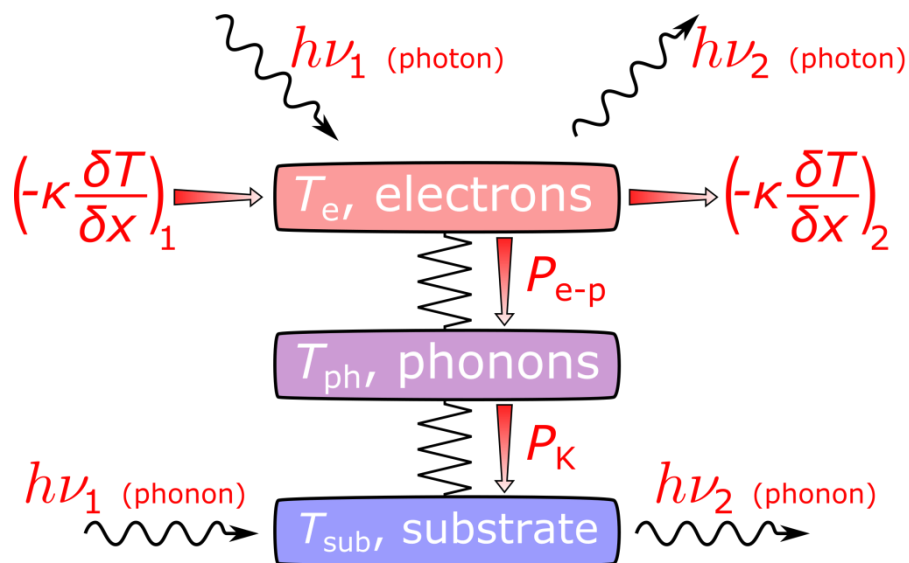
W dążeniu do jeszcze szybszego pomiaru temperatury wykorzystałem zdolność złącza nadprzewodzącego zasilanego prądem elektrycznym do natychmiastowego przejścia ze stanu nadprzewodzącego do stanu normalnego [H1]. Takie przełączanie zależy od temperatury i może stanowić podstawę fizyczną działania czujnika temperatury [H2]. Łatwość integracji w ramach większych nanostruktur, prostota wykonania, rozmiar rzędu nanometrów i powtarzalność otrzymywanych wyników sprawiają, że mój termometr jest dobrym kandydatem do badania termodynamiki niskotemperaturowych obwodów kwantowych i nanoskopowych. Umożliwia eksperymentalną analizę mechanizmów relaksacji ciepła: sprzężenie elektron-fonon [H2,H3,H4], dyfuzję gorących elektronów [H4], a także emisję i absorpcję fotonów (które mam nadzieję zaprezentować w przyszłości). Dodatkowo moje podejście pozwala badać relaksację energii na granicy nanostruktura-podłoże oraz propagację fononów w podłożu (obecnie takie badania są prowadzone w utworzonej przeze mnie grupie badawczej). Opisywane procesy rządzące dynamiką termiczną w nanoskali przedstawiono na **Rys. 2**.

Wprowadzona metoda może okazać się bardzo atrakcyjna w określaniu znikomo małych pojemności cieplnych i badaniu mechanizmów wymiany ciepła np. poprzez wizualizację w czasie rzeczywistym dyfuzji gorących elektronów w nanostrukturach [H4] oraz kalorymetryczne zliczanie fotonów mikrofalowych. Warto wspomnieć, że o ile kriogeniczne detektory fotonów optycznych są

znane już od co najmniej 30 lat [19] i znajdują komercyjne zastosowania, o tyle detekcja pojedynczych fotonów mikrofalowych o znacznie mniejszej energii pozostaje fundamentalnym wyzwaniem [20-23]. Opracowana termometria może znaleźć zastosowanie w rozwijającej się dyscyplinie eksperymentalnej termodynamiki kwantowej [6, 24] ze względu na łatwość integracji z kubitami nadprzewodzącymi działającymi na częstotliwościach mikrofalowych. Moje badania mogą również mieć wkład w rozwój nowopowstającej dziedziny nanokalorytroniki, która zajmuje się generowaniem i manipulacją prądów cieplnych w nowatorskich urządzeniach [7].

Nie należy również zapominać, że efekty termiczne mogą naśladować wiele zjawisk kwantowych. Zatem kontrolowanie bilansu termicznego nanostruktur badanych w reżimie kwantowym (lub w reżimie za taki uchodzący) i zrozumienie jego wpływu na ostateczną interpretację wyników wydaje się nieodzowne.

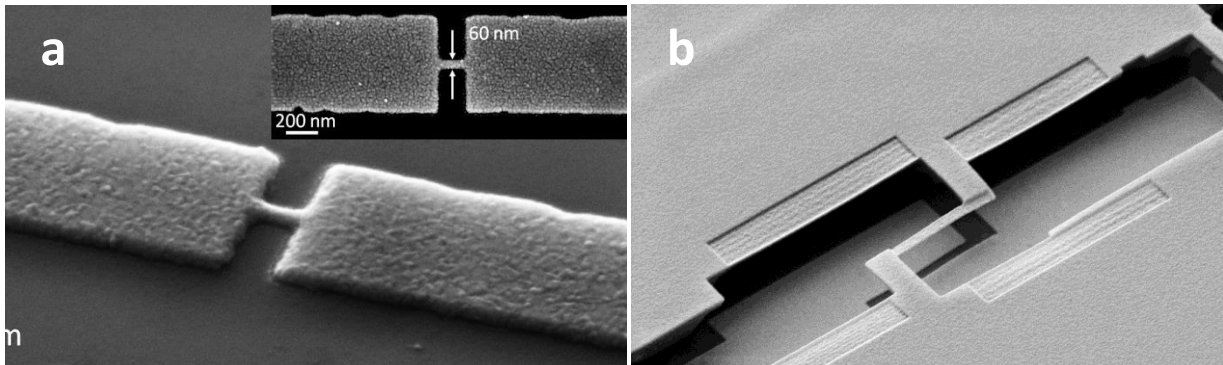
Bardziej ogólnie, moja termometria pozwala badać dynamikę kwazicząstek w nanostrukturach metalicznych [H4]. Takie kwazicząstki mogą mieć szkodliwy wpływ na działanie pomp pojedynczych elektronów opartych na blokadzie Coulomba i proponowanych jako kluczowe elementy nowoczesnego standardu prądowego, ponieważ powodują powstawanie prądów upływowych generujących błędy zliczania. Podobnie mikro-chłodziarki, oparte na złączach NIS (metalizator-nadprzewodnik) i kubity nadprzewodzące są czułe na niepożądaną obecność kwazicząstek. Z drugiej strony, tworzenie nierównowagowych kwazicząstek przez absorpcję fotonów padającego promieniowania jest niezbędne do prawidłowego działania bolometrów. W tym przypadku czas życia kwazicząstek determinuje pasmo przenoszenia bolometru.



**Rys.2. Schematyczna prezentacja kanałów relaksacji termicznej w nanostrukturze.** Elektrycy w niskich temperaturach są odsprężone termicznie od sieci. W związku z tym definiuje się dwie temperatury: jedną dla elektronów -  $T_e$  i drugą dla fononów -  $T_{ph}$ .  $P_{e-p}$  określa moc przekazywaną pomiędzy elektronami i fononami.  $P_{\kappa}$  jest mocą przepływającą pomiędzy fononami nanostruktury oraz fononami substratu.  $\kappa$  charakteryzuje przewodnictwo cieplne elektronów. Elektrycy mogą dodatkowo absorbować fotony (jest to proces odpowiedzialny za funkcjonowanie bolometrów) lub emitować je (jest to w istocie promieniowanie ciała doskonale czarnego) odpowiednio zwiększając lub zmniejszając swoją temperaturę. Fonony w izolującym substracie (np. w Si lub w  $Al_xO_y$ ) prowadzą do redystrybucji energii pomiędzy metalicznymi nanostrukturami, nawet jeśli nie są one połączone galwanicznie.

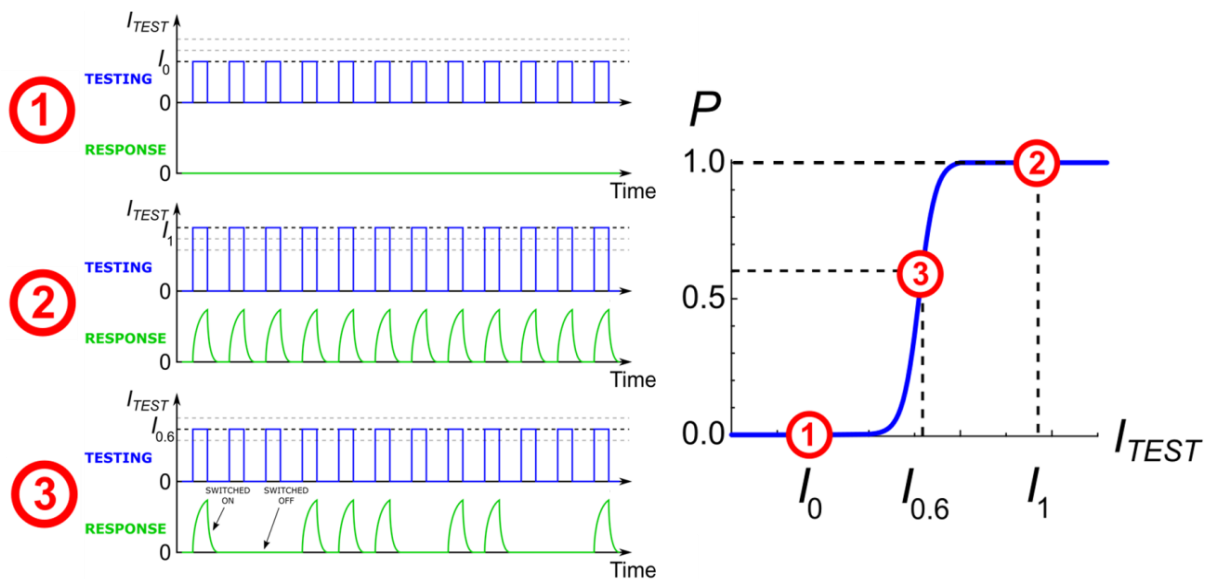
### 1.3. Nowy termometr: pomysł i metodologia

Sercem termometru jest nadprzewodzące złącze Josephsona (JJ, *ang. superconducting weak link*) w postaci nanomostka aluminiowego określanego w literaturze jako nanomostek Dayema (**Rys. 3a**). Innym typem JJ jest złącze tunelowe, czyli bardzo cienka warstwa tlenku umieszczona między dwiema nadprzewodnikowymi elektrodami (**Rys. 3b**), lub złącze nadprzewodnik-normalny-metal-nadprzewodnik (SNS), oparte na efekcie bliskości. JJ jest czasami nazywane przełącznikiem ze względu na jego zdolność do transportu nadprzewodzącego tylko do pewnego poziomu prądu elektrycznego i po jego przekroczeniu - do przełączania się do stanu dysypatywnego (**Rys. 4**).



**Fig.3.** Obrazy SEM nanostruktur powstających w mojej grupie badawczej: **(a)** mostek aluminiowy **(b)** Maska PMMA/MMA zdefiniowana przy użyciu mikroskopu elektronowego służąca do napylenia złącza tunelowego typu Al/Al<sub>x</sub>O<sub>y</sub>/Al (oba obrazy wykonane pod kątem, wstawka-widok z góry).

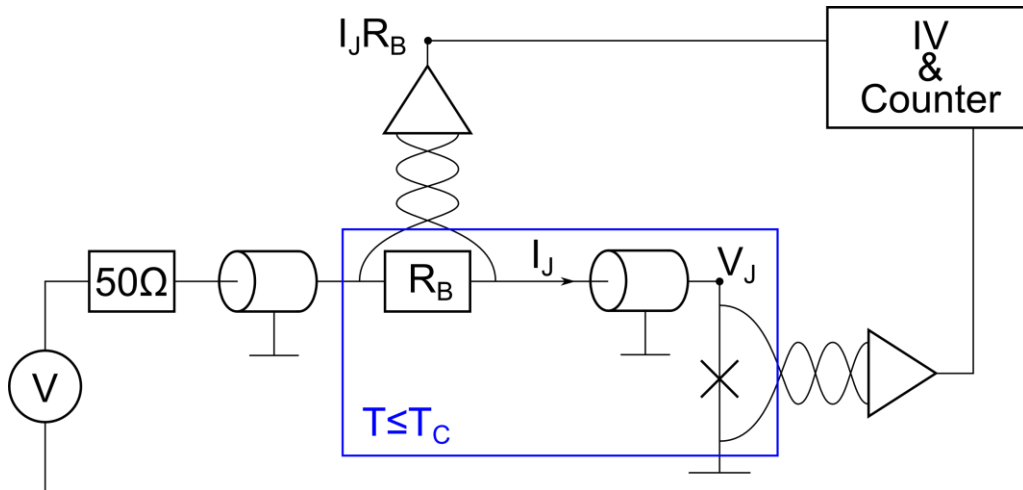
Metodologia pomiaru prądu przełączania jest znana [H1,25,26]: polega ona na przesłaniu prostokątnego impulsu prądu o zadanej amplitudzie i czasie trwania oraz weryfikacji, czy JJ się przełącza. Wystanie ciągu takich samych impulsów pozwala na eksperymentalne wyznaczenie estymatora prawdopodobieństwa przełączenia  $P$  dla danego impulsu. Powtórzenie eksperymentu dla różnych amplitud prądu określa tzw. krzywą  $S$ : zależność prawdopodobieństwa przełączenia od amplitudy (**Rys. 4**). Bardziej szczegółowe badanie procesu przełączania obejmuje analizę ucieczki termicznej JJ ze stanu metastabilnego (zgodnie z prawem Arrheniusa) [27,28]. Eksperymenty związane z przełączaniem JJ pozwoliły wnikać w naturę stanów związanych Andreeva w nadprzewodzących kontaktach atomowych [25, 26] oraz umożliwiły pomiary namagnesowania za pomocą nanoSQUIDów [29]. Przebywałem je statystycznie, wykazując przydatność do generowania liczb losowych [H1], a ostatnio zastosowałem sondowanie JJ za pomocą krótkich impulsów prądowych do szybkich pomiarów temperatury, tworząc w mojej pionierskiej pracy nowy paradygmat w nanoskalowej termometrii niskotemperaturowej [H2-H5], którą nazwałem termometrią stochastyczną (w jęz. ang. wybrałem inną nazwę: *switching thermometry*). Opisuję ją krótko poniżej. Bardziej zainteresowanych czytelników odsyłam do referencji H1-H5.



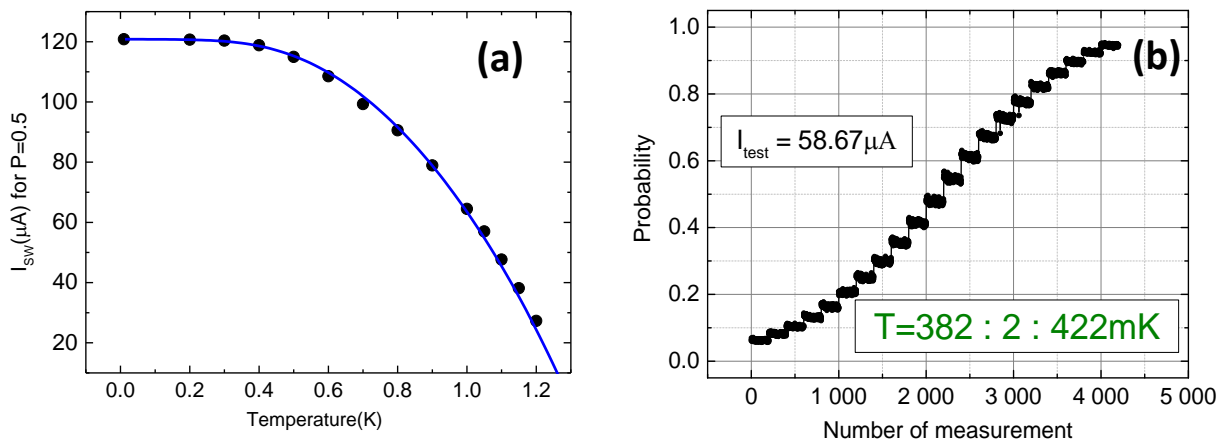
**Rys.4. Akwizycja krzywej prawdopodobieństwa  $S$ .** W odpowiedzi na pojedynczy impuls prądu JJ może pozostać w stanie nadprzewodzącym lub przełączyć się do stanu normalnego. Przełączenie jest obserwowane jako impuls napięcia. Gdy JJ jest testowane impulsami prądowymi o małej amplitudzie, nie obserwuje się przełączeń (scenariusz nr 1). Gdy JJ jest testowane impulsami prądowymi o wysokiej amplitudzie, przełączenia są obserwowane dla wszystkich impulsów testowych (scenariusz nr 2). Dla pośrednich amplitud testowania złącza istnieje zakres prądowy, w którym przełączenie ma charakter stochastyczny. W tym rejonie odpowiedź złącza można określić ilościowo mierząc prawdopodobieństwo przełączenia zdefiniowane jako stosunek liczby przełączeń  $n$  do całkowitej liczby prób  $N$  (scenariusz nr 3). Zależność prawdopodobieństwa przełączenia od prądu testowego jest nazywana ze względu na jej typowy kształt krzywą  $S$ . Zazwyczaj wysyłam  $N = 10000$  impulsów testowych o czasie trwania od  $1 \text{ ns}$  do  $1 \mu\text{s}$  i typowym okresie powtarzania  $100 \mu\text{s}$ , co odpowiada czasowi akwizycji równemu jednej sekundzie dla pojedynczego punktu na krzywej  $S$ .

Układ doświadczalny, który stosuję w pomiarach przełączeniowych jest przedstawiony na **Rys.5**. Warto podkreślić ważną cechę JJ jako sensora: złącze osiąga pasmo odpowiedzi na impuls prądowy na poziomie częstotliwości terahercowych, ale ze względu na histerezę (prąd, przy którym JJ powraca do stanu nadprzewodzącego jest znacznie niższy niż prąd przełączenia) wynik pomiaru może zostać odczytany przy użyciu skrętki niskiej częstotliwości. Kluczową obserwacją w obecnym kontekście jest zależność progu prądu przełączenia od temperatury. Termometr JJ jest kalibrowany poprzez pomiar jego prądu przełączenia odpowiadającego  $P = 0.5$  w funkcji temperatury kriostatu  $T_{\text{bath}}$ , stabilizowanej w punktach wchodzących w zakres zainteresowań badawczych - jest to metoda „Temperatura z prądu przełączenia” (**Rys.6**). Alternatywnie, można wykorzystać bezpośrednio zależność prawdopodobieństwa przełączenia od temperatury - jest to metoda „Temperatura z prawdopodobieństwa” (**Rys.6**). Pełną, zarejestrowaną eksperymentalnie zmianę prawdopodobieństwa przełączenia w zależności od prądu pomiarowego i temperatury przedstawiam na **Rys.7**.

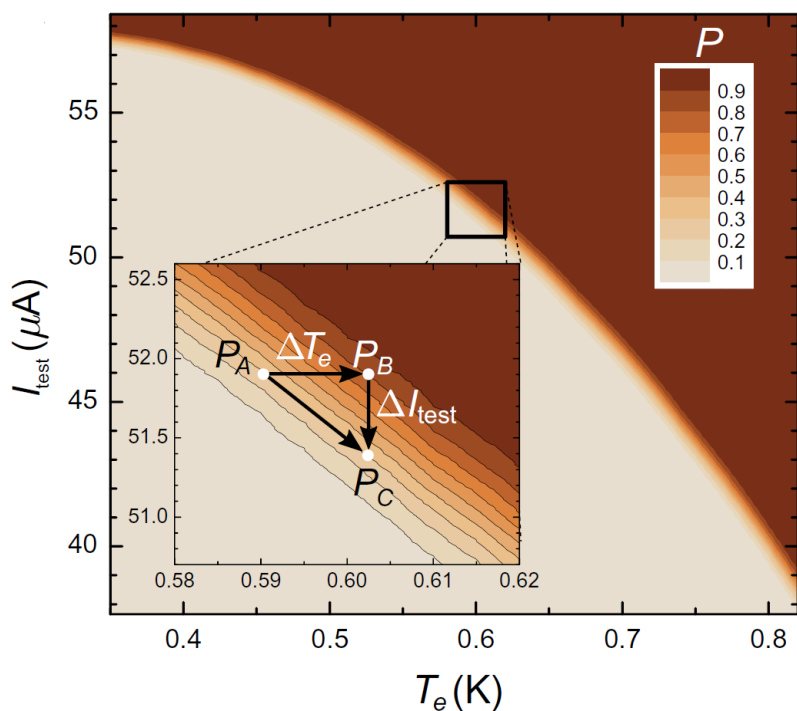




**Rys.5. Uproszczony schemat obwodu elektrycznego** używanego w moim laboratorium do sondowania złącza (X na rysunku) za pomocą impulsów prądowych. Układ umożliwi również pomiar charakterystyk prądowo-napięciowych (IV) złącza. Licznik (oscyloskop) rejestruje liczbę przełączeń obserwowanych jako impulsy napięcia  $V_J$  pojawiające się na złączu.  $R_B$  to opornik do monitorowania prądu przepływającego przez złącze  $I_J$ .  $V$  oznacza generator przebiegów arbitralnych (AWG) z wyjściem  $50\ \Omega$ .

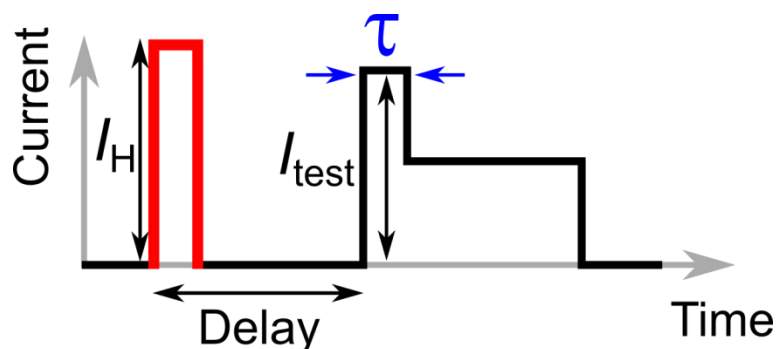


**Rys.6. Krzywe kalibracyjne.** (a) Zależność prądu przełączenia ( $P=0.5$ ) od temperatury dla nanomostka aluminiowego. Opublikowano [H2]. (b) Pomiar prawdopodobieństwa przełączenia  $P$  dla wskazanych temperatur. Każdemu plateau odpowiada stała wartość temperatury stabilizowana regulatorem PID w chłodziarce rozcieńczalnikowej Triton 400. Skok temperatury wynosi tylko 2 mK. Poszerzenie każdego plateau wynika z niepewności statystycznej pomiaru (szczegóły p.1.4e). Dane wskazują na doskonałą stabilność temperaturową układu doświadczalnego.



**Rys.7. Mapa prawdopodobieństwa przełączenia  $P(I_{\text{test}}, T_e)$ .** Eksperymentalna zależność prawdopodobieństwa przełączenia  $P$  od prądu testowego  $I_{\text{test}}$  i temperatury elektronów  $T_e$ . Wstawka: zbliżenie zależności ze wskazanymi prawdopodobieństwami  $P_A$ ,  $P_B$  i  $P_C = P_A$ . Wzrost temperatury  $\Delta T_e$  odpowiada wzrostowi prawdopodobieństwa przełączenia z  $P_A$  na  $P_B$  – jest to podstawa metody „Temperatura z prawdopodobieństwa”. Ewentualnie utrzymanie tego samego prawdopodobieństwa przełączenia  $P_C = P_A$  przy takim samym wzroście temperatury wymaga obniżenia prądu testowego o  $\Delta I_{\text{test}}$  – jest to podstawa metody „Temperatura z prądu przełączenia”. Publikacja [H4].

Aby wprowadzić czasową rozdzielczość termometru, wykorzystujemy protokół oparty na dwóch impulsach: wzbudzającym i testującym. Nanostruktura w kontakcie termicznym z JJ jest podgrzewana pierwszym impulsem, a następnie, powiedzmy kilkadziesiąt nanosekund później, JJ jest testowane impulsem testującym (**Rys. 8**). Opóźnienie między impulsami może być kontrolowane z dokładnością do jednej nanosekundy i w połączeniu z bardzo krótkim ( $\approx 1$  ns) czasem trwania impulsu testującego zapewnia niespotykaną wcześniej rozdzielczość czasową w dziedzinie pomiaru temperatury elektronów w nadprzewodniku. Prąd przełączenia (odpowiadający  $P=P_0$ ) lub prawdopodobieństwo przełączenia (dla  $I_{\text{test}}=I_{\text{test}0}$ ) mierzone przy danym opóźnieniu są jednoznacznie powiązane z temperaturą elektronów w złączu. Dzięki temu można zrekonstruować profil temperatury w dziedzinie czasu stosując odpowiednie krzywe kalibracyjne.



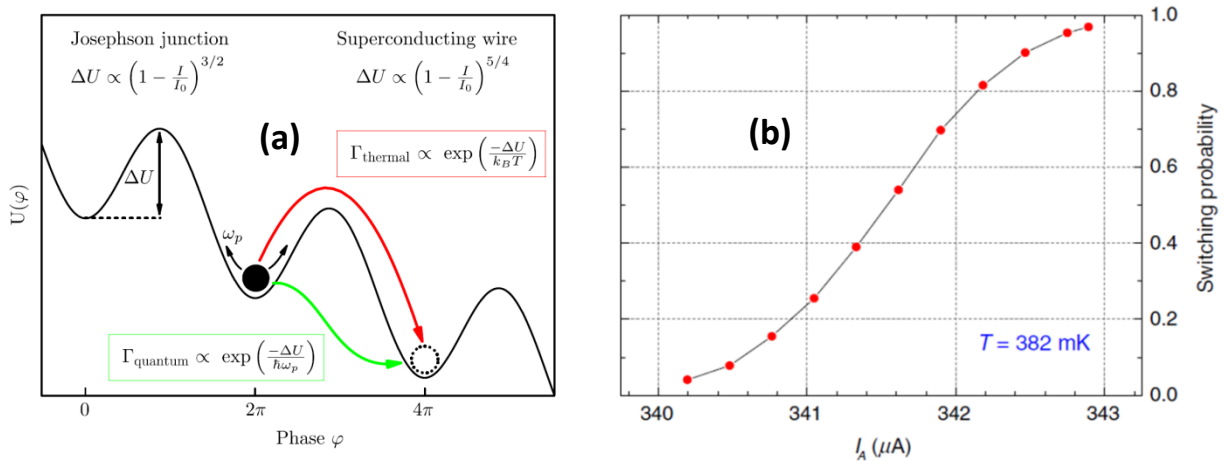
**Rys.8. Zasada eksperymentu relaksacyjnego.** Poprzez zastosowanie impulsu prądowego podgrzewamy nanostrukturę i tworzymy nadmierną populację kwazicząstek. Impuls testujący, opóźniony w stosunku do wzbudzenia, mierzy dynamiczną temperaturę elektronów w nanomostku: wyższa amplituda impulsu sondującego (tj. właściwy impuls testujący) służy do badania temperatury złącza, a niższa, znacznie dłuższa część (tzw. część podtrzymująca) pozwala na rozróżnienie stanu złącza przy użyciu elektroniki niskoczęstotliwościowej. Rozdzielczość czasowa metody jest determinowana czasem trwania impulsu testowego  $\tau$ , ograniczonego pasmem przenoszenia arbitralnego generatora napięciowego (w moich eksperymentach używam  $\tau$  na poziomie pojedynczej nanosekundy).

## 1.4. Przegląd uzyskanych wyników naukowych

Poniżej pokrótce opiszę kilka ważnych wyników przedstawionych w moich publikacjach, które stanowią podstawę aktualnego wniosku habilitacyjnego (H1-H5). Bardziej dociekliwych czytelników zachęcam do zapoznania się z moimi artykułami i towarzyszącymi im materiałami uzupełniającymi. Wszystkie prezentowane dane zostały uzyskane w moim laboratorium zbudowanym przeze mnie od podstaw (patrz p.8).

### a) Probabilistyczny charakter włączeń nadprzewodzącego mostka. Generowanie liczb losowych[H1]

W pracy [H1] zweryfikowałem stochastyczną naturę przejścia ze stanu nadprzewodzącego do stanu normalnego dla nadprzewodzącego nanomostka aluminiowego przy przepływie przez niego prądu elektrycznego. Praca ta warunkuje dalsze wykorzystanie złącza Josephsona jako narzędzia do probabilistycznego wyznaczania parametrów fizycznych, takich jak temperatura, strumień magnetyczny i prąd.



**Fig.9. (a) Cząstka Browna podlegająca losowym oscylacjom wokół lokalnego minimum potencjału może przeskoczyć nad barierą lub tunelować (odpowiada to przełączeniu do stanu dysypatywnego) lub może pozostać uwięziona w studni (brak przełączenia).  $\Gamma$  oznaczają odwrotności czasów życia. (b) Doświadczalnie uzyskana krzywa S. Każdy punkt jest estymatorem prawdopodobieństwa przełączenia przy zadanej amplitudzie prądu  $I_A$ , mierzonej ciągiem  $N = 10000$  impulsów. Publikacja [H1].**

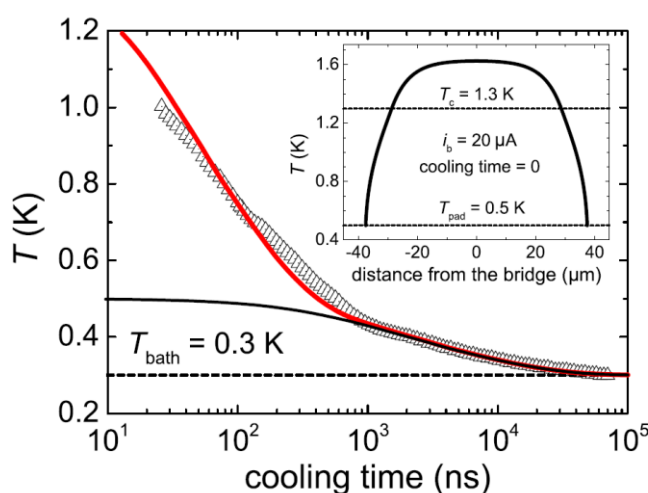
"A supercurrent-carrying state of a JJ or a superconducting nanowire is conveniently described with tilted washboard potential arising from the resistively and capacitively shunted junction model (RCSJ) [...] (Fig.9). In the model, the state of the superconducting wave function is mapped into a position of a particle moving in the one-dimensional potential. The particle exhibits Brownian fluctuations due to interaction with the constant temperature bath [...]. The fluctuations correspond to random changes in the superconducting phase across the JJ around a mean value, meaning, by virtue of dc Josephson effect, average dc supercurrent flowing in the JJ. The height of the potential barrier separating two local minima is controlled by biasing current. For supercurrents much below the critical current, the height of a potential barrier is much larger than accessible thermal energy  $k_B T$  and the particle cannot escape through the barrier. However, increasing the biasing current, one can reduce the barrier height to an extent that thermal or quantum fluctuations are

sufficient to drive the particle over the barrier [...]. If such a so-called phase slip happens [...], the particle acquires sufficient inertia to jump over lower barriers (this is true for an underdamped junction). The superconducting wave function accumulates the phase and this, by virtue of the ac Josephson effect, creates voltage across the JJ, giving an experimentalist a means to test the escape. We call such an event switching. In the case of superconducting wires and Dayem nanobridges, the voltage appears due to phase slip followed by overheating and transition to the normal state [...]. For current pulse of length  $T$ , the probability for the particle to escape is  $P = 1 - \exp(-\Gamma T)$ , where  $\Gamma$  is the corresponding thermal or quantum escape rate [cytat z H1, mój własny tekst].“

Złącze próbkowane impulsami prądu elektrycznego zachowuje się jak moneta, dla której prawdopodobieństwo wyrzucenia *orła* można przestrajać amplitudą prądu elektrycznego. Po przyłożeniu impulsu prądowego JJ można znaleźć w dwóch łatwo rozróżnialnych stanach: normalnym (odpowiednik *orła*, z prawdopodobieństwem  $P$ ) lub nadprzewodzącym (odpowiednik *reszki*, z prawdopodobieństwem  $1 - P$ ), bez konieczności arbitralnego rozdzielania tych dwóch stanów. Fakt ten pozwolił nam zademonstrować działanie generatora liczb losowych (RNG) opartego na złączu JJ. Jest to, według naszej najlepszej wiedzy, najmniejszy RNG oparty na ciele stałym (rozpadający się atom jest mniejszy, ale może generować tylko 1 bit bez możliwości regulacji okna pomiarowego, w którym rozkład nastąpi, podczas gdy nasz generator może pracować w cyklu ciągłym i generować bity na żądanie). Generator jest również bardzo prosty w konstrukcji — to kawałek nanodrutu zwężonego do ok. 50 nm na odcinku ok. 200 nm, a zatem nanostruktura wytwarzana bez jakichkolwiek problemów technologicznych. RNG przeszedł testy losowości [H1] i został opatentowany (Patent RP nr 227546, p.3.3.2).

## b) Pomiar gwałtownie zmieniającej się temperatury elektronów w nadprzewodzącym nanodrutach [H2]

W pionierskim eksperymencie zastosowałem termometrię stochastyczną do pomiaru gwałtownie zmieniającej się temperatury elektronów w długim nadprzewodzącym nanodrucie, uzyskując rozdzielczość nanosekundową (Rys.4, [H2]).



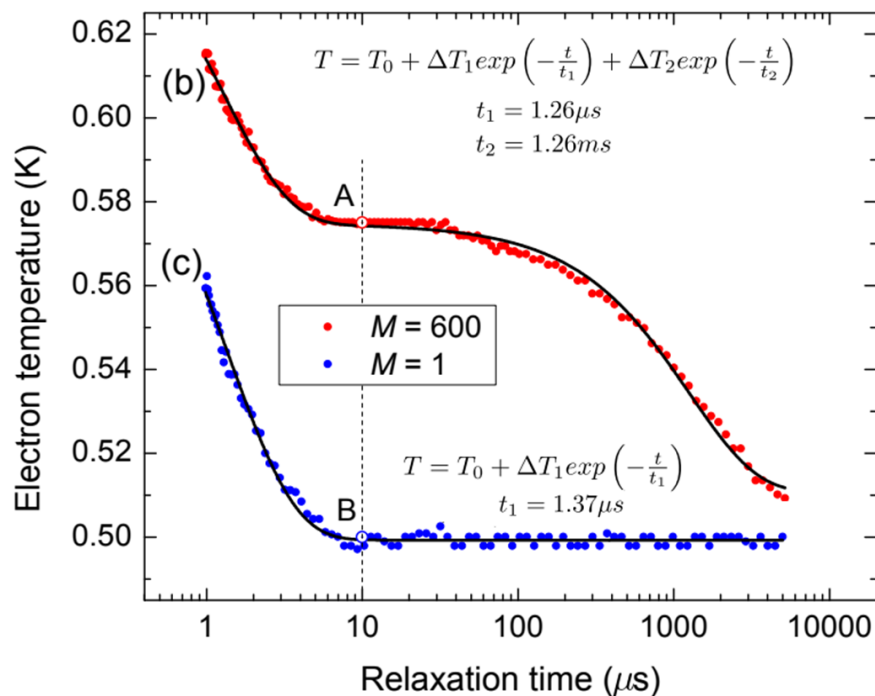
**Fig.10.** Eksperymentalnie wyznaczona relaksacja temperatury elektronów w nadprzewodzącym nanodrucie o długości  $75 \mu\text{m}$  (czarne trójkąty) i odpowiadający jej model termiczny (czerwona krzywa, por. p. 1.5), uwzględniający 2 kanały relaksacji: elektroniczną dyfuzję ciepła i rozpraszanie elektron-fonon. Wstawka pokazuje obliczony profil temperatury stanu ustalonego (przy zasilaniu nanodrutu stałym prądem w stanie dysypatywnym), który jest warunkiem początkowym dla modelowanej dynamiki. Publikacja [H2].

Zarówno pomiary i modelowanie wskazują na istotną rolę dyfuzji ciepła w obrębie podukładu gorących elektronów w procesie relaksacji energii elektronów w temperaturach poniżej ok. 600 mK. W wyższych temperaturach dominującym kanałem relaksacji energii dla gorących elektronów jest

emisja fononów. Pragnę podkreślić, że zaprezentowany w pracy eksperyment bezpośrednio bada czasową dynamikę relaksacji energii elektronów we wcześniej niedostępnych obszarach, tj. poniżej 1  $\mu\text{s}$ , polepszając rozdzielczość czasową eksperymentu o 2 rzędy wielkości w porównaniu z innymi technikami opisanymi w literaturze.

**c) Pomiar dwóch czasów relaksacji termicznej w nanostrukturze nadprzewodzącej doprowadzonej do silnej nierównowagi termicznej (mocno podgrzanej) [H3,H5].**

Termometria stochastyczna okazała się również przydatnym narzędziem do badania znacznie dłuższych czasów relaksacji przypisywanych przegrzaniu lokalnych fononów. Pozwoliła zaobserwować, że termalizacja silnie przegrzanej nanostruktury trwa znacznie dłużej, przekracza 1 ms. Co ważne, pomiar ujawnił również skalę czasową relaksacji energii elektronów na skutek sprzężenia z fononami, około 1  $\mu\text{s}$ , potwierdzając wcześniejsze wyniki (por. p.1.4.b). Obie relaksacje są dobrze widoczne w danych eksperymentalnych przedstawionych na **Rys.11**.

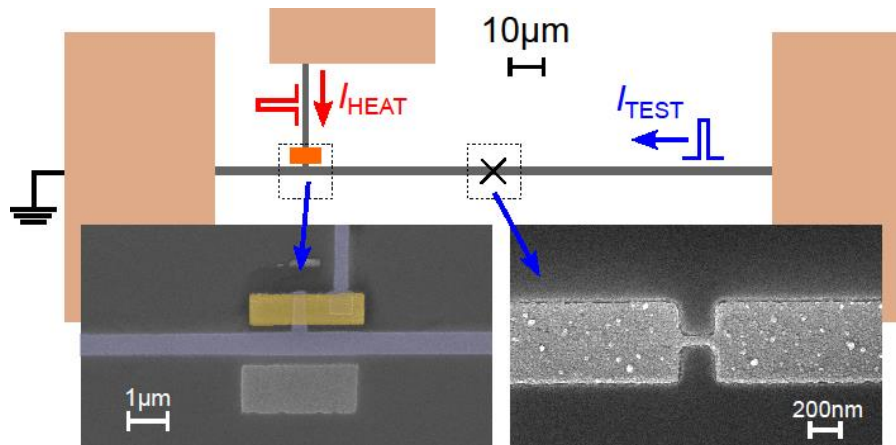


**Rys.11. Dwa czasy relaksacji. (b)** Relaksacja nanomostka po  $M = 600$  wymuszonych przełączaniach. Widoczne są dwa mechanizmy relaksacji: szybki proces jest taki sam jak w (c), a powolny jest około 1000 razy dłuższy i jest związany z termalizacją fononów krzemowego podłoża z kriostatem utrzymywanym w temperaturze 500 mK. Dopasowana zależność odpowiada sumie dwóch funkcji wykładniczych. **(c)** Relaksacja energii gorących elektronów z fononami nanostruktury po pojedynczym wymuszonym przełączeniu ( $M = 1$ ). Fonony nanostruktury są w tym wypadku w równowadze termicznej z fononami krzemu i kriostatu. Dopasowana zależność jest pojedynczą funkcją wykładniczą. Publikacja [H3].

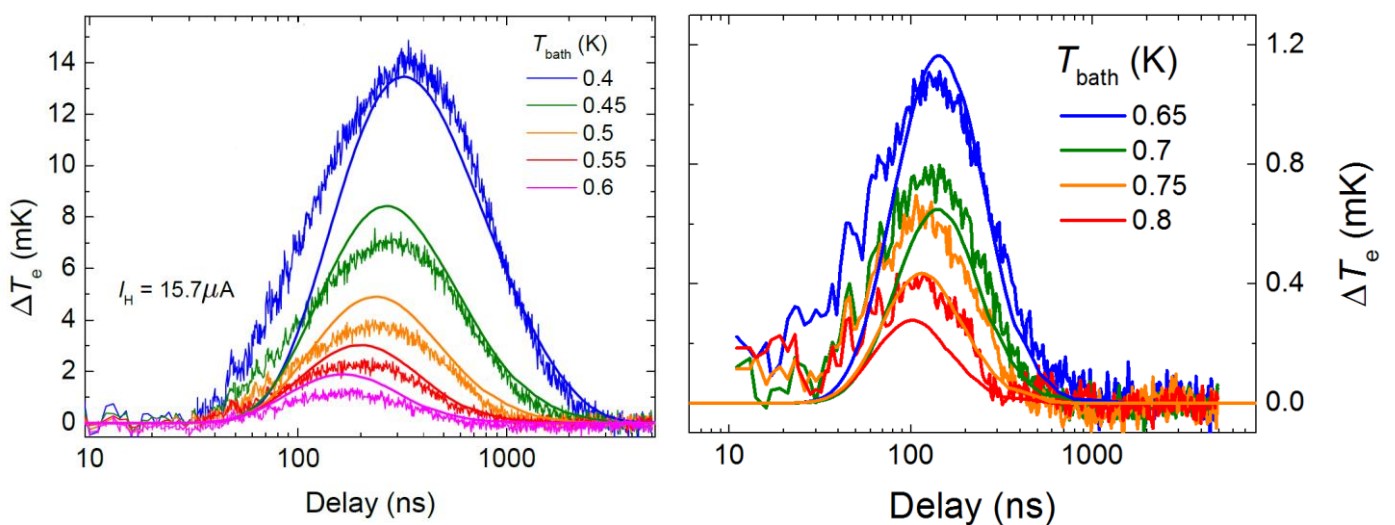
**d) Bezpośredni pomiar dyfuzji kwazicząstek w nadprzewodzącym aluminium [H4]**

Nanostruktura składa się z elementu dysypatywnego (grzałki) i zdalnego mostka nadprzewodzącego mierzącego temperaturę, umieszczonego w odległości 60  $\mu\text{m}$  od grzałki (**Rys.12**). Przyłożenie krótkiego impulsu grzejącego ( $\sim 10 \text{ ns}$ ) powoduje powstanie kwazicząstek

(nierównowagowych niesparowanych elektronów przegrzanych względem sieci tj. gorących elektronów) rozprzestrzeniających się w nanostrukturze. Mój termometr jest w stanie zaobserwować dynamikę kwazicząstek na złączu: przybycie pierwszych gorących elektronów  $\sim 30$  ns po przyłożeniu impulsu grzejącego, maksimum sygnału gorących elektronów i "powolny" ogon relaksacji.



**Rys.12. Próbkę do badania dynamiki dyfuzji gorących elektronów w temperaturach miliKelwinowych.** Zdjęcie SEM po lewej stronie przedstawia nanowyspę miedzianą (heater), a po prawej - czujnik temperatury (nanomostek aluminiowy). Krótki impuls grzejący  $I_{HEAT}$  wytwarza gorące elektrony, które zaczynają dyfundować w kierunku termometru wzdłuż nadprzewodzącego nanodrutu. Impuls testowy  $I_{TEST}$  jest wyzwalany z opóźnieniem czasowym i mierzy temperaturę mostka (**Rys.13**).



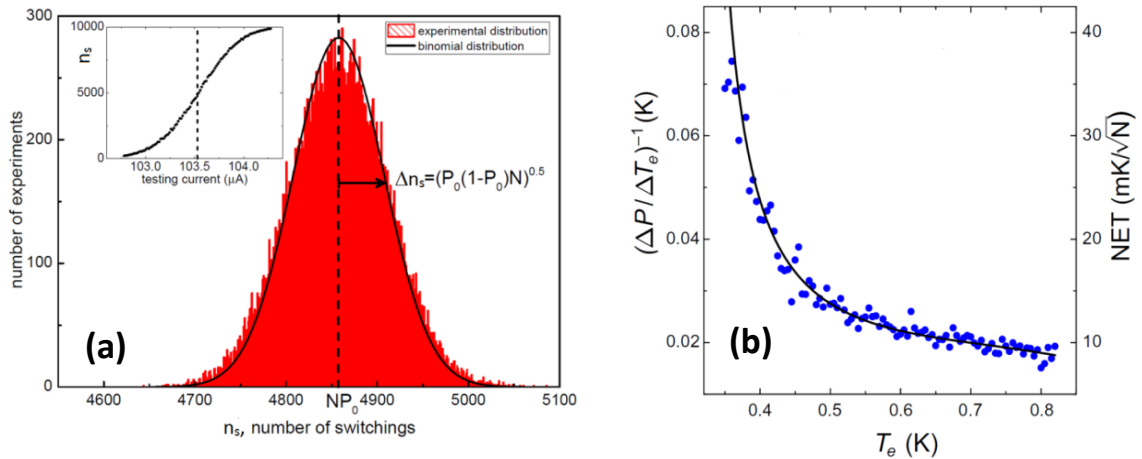
**Rys.13. Dyfuzja gorących elektronów.** Dynamika temperatury nanomostka nadprzewodzącego po wytworzeniu nierównowagowych kwazicząstek w miedzianym grzejniku umieszczonym w odległości  $60 \mu\text{m}$  za pomocą krótkiego impulsu prądowego. Godna podkreślenia jest czułość metody: sygnał gorących elektronów dla  $T = 800$  mK ma wysokość zaledwie  $400 \mu\text{K}$  z dokładnością lepszą niż  $100 \mu\text{K}$ . "Zaszumione" profile są danymi eksperymentalnymi, dla których temperatura została wyznaczona poprzez pomiar prawdopodobieństwa (metodą "temperatura z prawdopodobieństwa"). Tłumienie sygnału gorących elektronów w wyższych temperaturach wynika ze zwiększonego sprzężenia elektron-fonon i większej pojemności cieplnej elektronów. Linie ciągłe zostały obliczone numerycznie dla modelu 1D przepływu ciepła omówionego w p.1.5. Publikacja [H4].



*“We demonstrate the real-time measurement of the nonequilibrium QP diffusion  $D$  in the superconducting aluminum nanowire. Such an investigation is possible because our fast thermometry delivers resolution at single nanosecond level ( $t_{res} \sim 1$  ns) accessing the regime where  $t_{res} \ll L^2/D$  with  $L$  being the spatial extent of the experiment (i.e., distance between QP source and detector). Our data are in agreement both with the simple model of the free-particle diffusion (allowing for direct determination of the diffusion constant), and a more involved thermal model taking into consideration the electron-electron and electron-phonon scatterings with the first mechanism being accounted for by the electron heat capacity term and the second one by electron-phonon coupling in the heat-flow equation [cytat z H4, mój własny tekst].”*

**e) Złącze Josephsona jako moneta elektryczna. Definicja poprawnego pomiaru impulsowego [H3]. Niepewność termometrii stochastycznej [H4].**

Pomiar prawdopodobieństwa przełączenia jest analogiczny do znanego eksperymentu "orzeł czy reszka", w którym rzucamy monetą. W odpowiedzi na każdy impuls pomiarowy złącze może przejść do stanu normalnego - wtedy otrzymujemy „orła”, lub może pozostać w stanie nadprzewodzącym – wówczas otrzymujemy „reszkę”. Dlatego o złączu Josephsona sondowanym impulsami prądowymi myślę jak o elektrycznej monecie. Jednak w odróżnieniu od uczciwej monety, prawdopodobieństwo uzyskania „orła” podczas pojedynczego pomiaru impulsowego może być regulowane amplitudą impulsu sondującego. Jeśli rzucimy monetą elektryczną  $N = 10000$  razy, powinniśmy otrzymać pewną liczbę reszek  $n_s$ , powiedzmy  $n_s = 4807$ . Gdy powtórzymy ten sam eksperyment po raz drugi, zmierzona liczba reszek będzie prawie na pewno inna. Powtarzając wielokrotnie ten sam eksperyment, będziemy mogli zbudować histogram liczby  $n_s$ . Histogram ten powinien być opisany rozkładem dwumianowym charakteryzującym się średnią liczbą  $n_{s0} = NP_0$ , gdzie  $P_0$  jest prawdopodobieństwem przełączenia w pojedynczym impulsie, oraz odchyleniem standardowym  $\Delta n_s = \sqrt{P_0(1 - P_0)N}$ . I to właśnie otrzymujemy w starannie przeprowadzonym eksperymencie (**Rys.14a**). Zgodność liczby zmierzonych przypadków przełączenia  $n_s$  z oczekiwanym poszerzeniem statystycznym stanowi ważne kryterium poprawnego pomiaru prawdopodobieństwa przełączenia. Odchylenie standardowe rozkładu dwumianowego może być postrzegane jako nieunikniony szum statystyczny określający niepewność pomiaru i wpływające na dokładność wyznaczenia temperatury. Odpowiedź temperaturowa złącza  $\Delta P/\Delta T_e$  wraz z poszerzeniem statystycznym wyznacza najmniejszą mierzalną różnicę temperatur w eksperymencie  $\Delta T_{e,un} = (\Delta P/\Delta T_e)^{-1} \Delta P_{un}$  with  $\Delta P_{un} = \Delta n_s/N$  (**Fig.14b**). Taką wartość niepewności pomiarowej możemy znaleźć dla danych eksperymentalnych przedstawionych na **Rys.13**, gdzie dla wzrostu temperatury  $\Delta T_e$  spowodowanego dyfuzją kwazicząstek otrzymujemy imponującą liczbę 400  $\mu K$  z niepewnością na poziomie  $\Delta T_{e,un} = 100 \mu K$  (dla  $T_{bath} = 800$  mK). Zagadnienia związane z temperaturą równoważną szumowi (ang. *noise-equivalent-temperature*, NET) w termometrii stochastycznej są dokładnie i dogłębnie opisane w publikacji [H4].



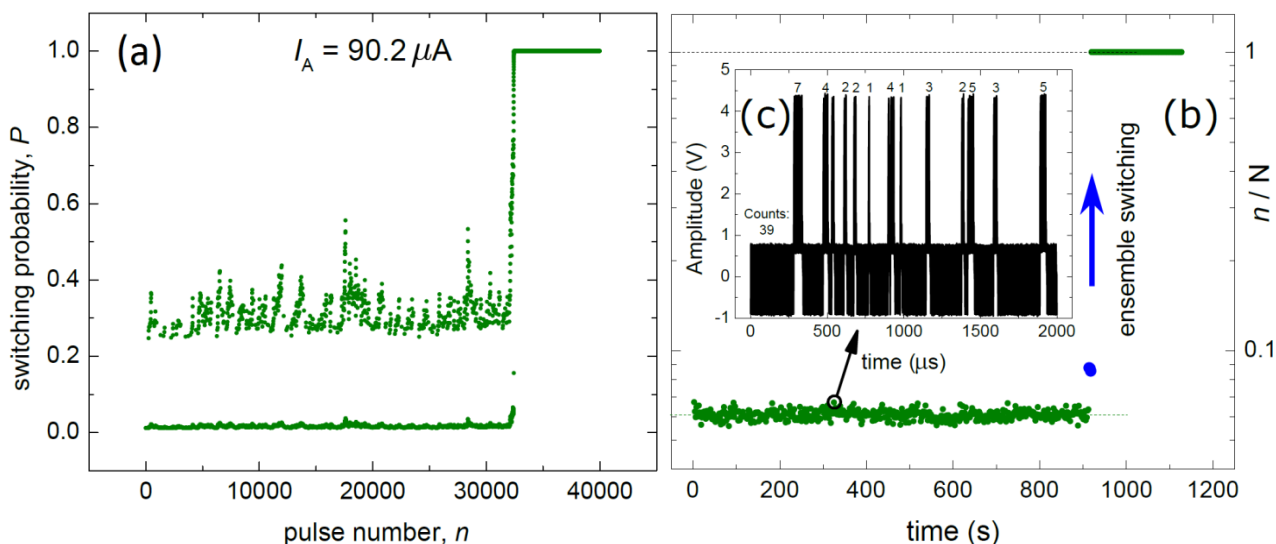
**Rys.14. (a) Eksperyment "rzucania monetą" dla niezależnych zdarzeń przełączających w temperaturze  $T = 300$  mK. Histogram przedstawia liczbę eksperymentów, których wynikiem jest dana liczba zdarzeń przełączających  $n_s$  dla stałego prądu testowego, zaznaczonego linią przerywaną we wstawce na tle krzywej  $S$ . Pojedynczy eksperyment polega na wystaniu  $N = 10000$  impulsów i zmierzeniu liczby przełączeń  $n_s$ . Eksperyment został powtórzony 35372 razy, aby zbudować przedstawiony histogram. Nałożona czarna linia ciągła jest oczekiwanym rozkładem dwumianowym.  $\Delta n_s$  jest statystycznym rozszerzeniem pomiaru. (b) Odwrotność odpowiedzi temperaturowej  $(\Delta P/\Delta T_e)^{-1}$  służąca jako krzywa kalibracyjna w metodzie "temperatura z prawdopodobieństwa" i odpowiadająca jej temperatura równoważna szumowi (NET).  $NET = 10 \text{ mK}/\sqrt{N}^{0.5}$  dla  $N = 10000$  odpowiada niepewności wyznaczenia temperatury elektronów  $\Delta T_{e,un} = 100 \mu\text{K}$ . Publikacje [H2,H3,H4].**

**f) Badanie skorelowanego przełączania: odkrycie stochastycznego sprzężenia zwrotnego w sztucznie stworzonym losowym procesie termicznym [H5]**

*"For pulses with low repetition rate each pulse transits the superconducting bridge to normal state with probability  $P$  independent of the outcomes in the preceding pulses. We show that with reduction of the time interval between pulses long range correlation between pulses occurs: stochastic switching in a single pulse rises temperature of the bridge and affects outcome of the probing for next pulses. As a result, an artificial intricate stochastic process with adjustable strength of correlation is produced (Fig.15) [cytat z H5, mój własny tekst]"*.

W celu wyjaśnienia przedstawionego procesu stochastycznego stworzyłem rekurencyjny model numeryczny zakładający stochastyczne podgrzewanie elektronów i ich deterministyczne chłodzenie, opisywane parametrami wyznaczonymi eksperymentalnie przy użyciu mojej termometrii. *"The model involves overheating of electrons, giving rise to nearest-neighbor correlation in the switching measurements, and overheating of phonons, accounting for long-range correlations between pulses. The engineered stochastic trajectories, like the one presented in the Fig. 15c, can be viewed as an artificial phase transition, and provide an interesting experimental framework for studying correlated systems and lifetimes of metastable states. The process resembles the familiar transition from superconducting to normal state in the current-bias nanowire, proceeding through phase slip avalanche. The introduced switching protocol, using continuous pulse trains, can be used as a basis for a hysteretic detectors of magnetic flux, current and temperature when a vanishingly small, but permanent changes of these parameters are traced [cytat z H5, mój własny tekst]"*.



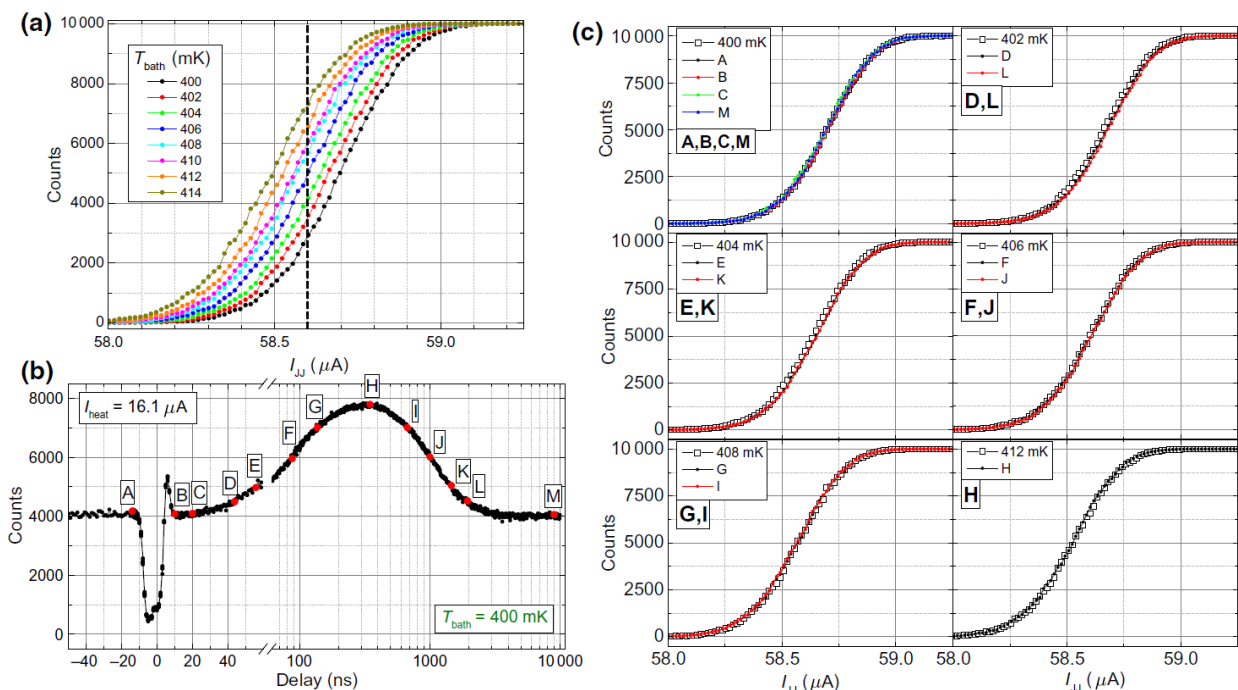


**Rys.15. Stan metastabilny w pobliżu punktu przejścia.** (a) Numerycznie obliczony przebieg prawdopodobieństwa przełączenia  $P(n)$ . Stochastyczna ewolucja  $P(n)$  przebiega wzdłuż dwóch gałęzi, przy czym  $P$  przeskakuje między nimi w zależności od historii układu: jeśli dla  $(n-1)$ tego impulsu wystąpiło zdarzenie przełączające, to prawdopodobieństwo dla  $n$ -tego impulsu należy do górnej gałęzi śladu; w przeciwnym razie ewolucja przebiega przez dolną gałąź. Trajektoria stochastyczna ujawnia moment, w którym układ przechodzi do stanu  $P = 1$ . To kolektywne zjawisko przejścia nazwałem przełączeniem zespołowym (ang. ensemble switching). (b) Eksperymentalna demonstracja przełączenia zespołu oraz (c) poprzedzające ją zgrupowania zdarzeń przełączających odpowiadające zwiększonemu prawdopodobieństwu przełączenia górnej gałęzi  $P(n)$  z panelu (a). Publikacja [H5].

### g) Temperatura termodynamiczna i dynamiczna (efektywna)

Można się zastanawiać, czy temperatura elektronów  $T_e$  jest właściwie zdefiniowanym pojęciem podczas szybkich nieustalonych stanów termicznych rozważanych w moich eksperymentach. Czy możemy zdefiniować populację elektronów o rozkładzie Fermiego-Diraca, która byłaby jednoznacznie opisana przez parametr  $T_e$  w stanach przejściowych? Takie wątpliwości powodują, że niektórzy fizycy używają terminu *temperatura efektywna* lub *dynamiczna* w badaniach dynamiki przepływów ciepła, aby odróżnić ją od temperatury termodynamicznej. W przypadku stanów nierównowagowych często rozważa się liczbę i energie kwazicząstek w sposób jawny ("podejście mikroskopowe"). Takie podejście jest znacznie bardziej skomplikowane obliczeniowo i musi uwzględniać wiele uproszczeń lub założeń. W stanie równowagi można je zastąpić podejściem termodynamicznym, ponieważ temperatura opisuje wtedy liczbę i energie kwazicząstek. W rzeczywistości odpowiedź na powyższe pytania zależy od tego, jaka jest szybkość oddziaływania elektron-elektron  $G_{ee}$  w materiale nadprzewodzącym. Jeżeli jest ona znacznie większa od szybkości relaksacji elektron-fonon  $G_{ep}$ , to temperatura jest właściwie określona. Elektrony mają wystarczająco dużo czasu, aby "uzgodnić" zajętość stanów, zanim będą miały szansę wyemitować fonony. W przeciwnym przypadku,  $G_{ee} \ll G_{ep}$ , elektrony mogą znajdować się w stanach nierównowagowych. Jest to głębokie fundamentalne zagadnienie, o którym do tej pory spekulowano na gruncie teoretycznym. Termometria stochastyczna rzuca pewne eksperymentalne światło na ten problem i wydaje się potwierdzać, że elektrony po początkowym zaburzeniu bardzo szybko zблиżają się do równowagowego rozkładu Fermiego-Diraca. Jak wynika z moich dotychczasowych badań, oddziaływanie elektron-elektron (e-e)

jest najszybsze w badanych nanostrukturach i bardzo szybko prowadzi do zmiany rozkładu elektronów w kierunku rozkładu równowagowego o dobrze zdefiniowanej temperaturze. Taką interpretację potwierdza praca H4, w której pokazano, że temperatura dynamiczna (mierzona podczas stanów nieustalonych) jest taka sama jak temperatura termodynamiczna (mierzona w stanie równowagi). Świadczy o tym dokładnie taki sam kształt krzywych  $S$  mierzonych w warunkach statycznych i dynamicznych (**Rys.16**). Wynik ten sugeruje, że w stanie ustalonym elektrony podgrzane ciepłem Joule'a bardzo szybko zbliżają się do rozkładu Fermiego-Diraca, co jest oczekiwane dla temperatur powyżej  $T_c=1.3$  K w stanie normalnym (choć temperatura sieci (fononów) wynosi, powiedzmy,  $T_0=0.4$  K). Po wyłączeniu prądu podgrzewającego, elektrony zaczynają tracić energię, schładzając się do temperatury fononów. Proces chłodzenia można traktować jako quasi-statyczną relaksację rozkładu Fermiego-Diraca: elektrony oddają energię fononom, a temperatura określająca rozkład Fermiego-Diraca obniża się wraz z upływem czasu. Tak więc temperatura elektronowa jest pojęciem poprawnie zdefiniowanym w omawianych eksperymentach.



**Fig.16. Porównanie krzywych prawdopodobieństwa zmierzonych w warunkach statycznych i dynamicznych.** (a) Zestaw statycznych krzywych prawdopodobieństwa zebranych w stałej temperaturze kriostatu tzn. w stanie równowagi termicznej. (b) Czasowa zależność prawdopodobieństwa przełączenia po wzbudzeniu termicznym elektronów krótkim impulsem grzejącym ( $<10$ ns) przyłożonym dla Delay = 0 (c) Dynamiczne krzywe prawdopodobieństwa (pełne kółka) zgromadzone dla różnych opóźnień względem impulsu grzejącego odpowiadające punktom A, B, . . . , M w panelu (b) porównane do krzywych statycznych (niewypełnione kwadraty). Zakładając że krzywa prawdopodobieństwa jest jednoznacznie związana z obsadzeniem wzbudzonych stanów elektronowych, zgodność statycznych i dynamicznych krzywych prawdopodobieństwa, implikuje dobrze zdefiniowaną temperaturę termodynamiczną gazu elektronowego przegrzanego względem fononów podczas termicznego stanu nieustalonego. Publikacja [H4].

## 1.5. Równanie przepływu ciepła

Moje eksperymenty analizowałem używając jednowymiarowego równania przepływu ciepła (Fig.17):

$$I_{IN} + Ri^2 = P_{ep} + I_{OUT} + C_v \frac{dT}{dt}$$

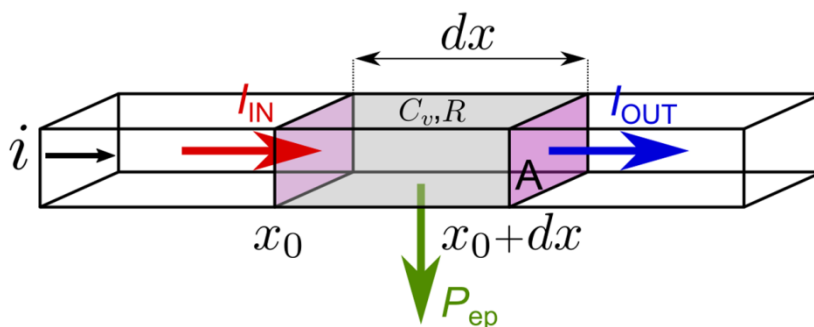
Równanie wyraża zasadę zachowania energii, uzależniając zmianę energii wewnętrznej gazu elektronowego  $C_v dT$  od bilansu wpływającego i wypływającego strumienia ciepła  $I_{IN}-I_{OUT}$ , mocy przekazywanej do fononów  $P_{ep}$  i ciepła Joule'a  $Ri^2$ . W zapisie różniczkowym równanie przedstawia się następująco:

$$\frac{\delta}{\delta x} \left( \kappa(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) = C_v(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} + P_{ep}(T_e) - \frac{ri^2}{A},$$

gdzie  $\kappa$  jest elektronowym przewodnictwem termicznym,  $C_v$  – elektronowym ciepłem właściwym,  $P_{ep}$  mocą przekazywaną przez elektrony fononom, natomiast  $r$  jest oporem jednostkowej objętości. Parametry te są dokładniej opisane w Materiałach Uzupełniających ref.H2 i H4.

Do rozwiązania powyższego równania używałem napisanego przeze mnie programu w środowisku *Matlab PDE toolbox*, wspomaganego numerycznymi obliczeniami funkcji  $\kappa(T_e)$  oraz  $P_{ep}(T_e)$  w środowisku *Wolfram Mathematica*.

Równanie zostało użyte w analizie eksperymentów zaprezentowanych w sekcjach 1.4b i 1.4d.



**Fig.17. Graficzna reprezentacja zasady zachowania energii w infinytymalnej objętości  $Adx$ .**

## 1.6. Podsumowanie

Przedstawiłem nowatorską metodę niskotemperaturowej termometrii elektronowej, nazwaną termometrią stochastyczną, opracowaną przeze mnie w ostatnich latach w Polsce. Zastosowałem tę metodę w kilku pionierskich eksperymentach w dziedzinie eksperymentalnej termodynamiki ciała stałego. Eksperymenty te zostały opisane w pięciu publikacjach z rodziny *Physical Review*, które stanowią podstawę obecnej procedury habilitacyjnej. Moja termometria oferuje unikalne możliwości pomiarowe, wykraczające poza możliwości innych metod w badaniach, w których szybkość

monitorowanie temperatury jest kluczem do zrozumienia procesów termicznych w nanoskali. Metoda opiera się na pomiarze prawdopodobieństwa przełączenia złącza do stanu normalnego, z którego można jednoznacznie wydedukować temperaturę elektronów. Przedstawione badania są pożądane, oryginalne i konkretne zarówno od strony naukowej jak i technologicznej. Zostały one docenione pozytywnymi ocenami wystawionymi przez recenzentów moich publikacji [H1-H5] oraz pozytywnie rozpatrzonymi wnioskami o granty badawcze (pkt.4). Jako lider projektów finansowanych przez FNP i NCN udało mi się pozyskać ok. 7 MPLN na wsparcie moich już zakończonych i wciąż trwających eksperymentów.

Opierając się na doświadczeniu zdobytym podczas siedmioletniej pracy za granicą, stworzyłem w Polsce podstawy nowej dziedziny badawczej: eksperymentalnej niskotemperaturowej termodynamiki ciała stałego. Nie prowadzę działań w ramach jednego z dobrze ugruntowanych kierunków w Polsce, ale staram się wnieść do świata naukowego świeże pomysły i koncepcje, wykorzystujące nowy potencjał technologiczny, który pojawił się w Polsce w ostatnim czasie wraz z zakupem drogiej i zaawansowanej aparatury, tj. urządzeń do wytwarzania nanostruktur funkcjonalnych oraz aparatury niskotemperaturowej.

## 1.7. Bibliografia

- H1. M. Foltyn, **M.Zgirski\***, *Gambling with Superconducting Fluctuations*, **Phys. Rev. Applied** **4**, 024002 (2015)
- H2. **M. Zgirski\***, M. Foltyn, A. Savin, K. Norowski, M. Meschke, J.Pekola, *Nanosecond thermometry with Josephson junctions*, **Phys. Rev. Applied** **10**, 044068 (2018)
- H3. **M. Zgirski\***, M. Foltyn, A. Savin, K. Norowski, *Flipping coin experiment to study switching in Josephson junctions and superconducting wires*, **Phys. Rev. Applied** **11**, 054070 (2019)
- H4. **M. Zgirski\***, M. Foltyn, A. Savin, A. Naumov, K. Norowski, *Heat Hunting in a Freezer: Direct Measurement of Quasiparticle Diffusion in Superconducting Nanowire*, **Phys. Rev. Applied** **14**, 044024 (2020)
- H5. **M. Zgirski\***, M. Foltyn, A. Savin, and K. Norowski, *Stochastic thermal feedback in switching measurements of superconducting nanobridge caused by overheated electrons and phonons*, **Phys. Rev. B** **104**, 014506 (2021)
6. J. P. Pekola, *Towards quantum thermodynamics in electronic circuits*, *Nature Physics* **11**, 118–123 (2015)
7. A.Fornieri, F.Giazotto, *Towards phase-coherent caloritronics in superconducting circuits*, *Nat.Nanotechnol.***12**, 944 (2017)
8. S. Jezouin, F.D. Parmentier, A. Anthore, U. Gennser, A. Cavanna, Y. Jin, F. Pierre, *Quantum Limit of Heat Flow Across a Single Electronic Channel*, *Science* **342**, 601-604 (2013)
9. M. Meschke, W. Guichard and J.P. Pekola, *Single-mode heat conduction by photons*, *Nature* **444**, 187 (2006)
10. A.V. Timofeev, M. Helle, M. Meschke, M. Mottonen, and J.P. Pekola, *Electronic Refrigeration at the Quantum Limit*, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 200801 (2009)
11. H. Courtois, M. Meschke, J.T. Peltonen, and J.P. Pekola, *Origin of hysteresis in a proximity Josephson junction*, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 067002 (2008)
12. J.N. Ullom, P.A. Fischer, and M. Nahum, *Energy-dependent quasiparticle group velocity in a superconductor*, *Phys. Rev. B* **58**,8225 (1998)
13. F. Giazotto, M. Martinez-Perez, *The Josephson heat interferometer*, *Nature* **492**, 401-405

- (2012)
14. D.R. Schmidt, C.S. Yung, and A.N. Cleland, *Nanoscale radio-frequency thermometry*, Appl. Phys. Lett. 83, 1002 (2003)
  15. D.R. Schmidt, C.S. Yung, and A.N. Cleland, *Temporal measurement of hot-electron relaxation in a phonon-cooled metal island*, Phys. Rev. B. 69, 140301(R) (2004)
  16. S.Gasparinetti, K.L. Viisanen, O.-P. Saira, T. Faivre, M. Arzeo, M. Meschke, and J.P. Pekola, *Fast Electron Thermometry for Ultrasensitive Calorimetric Detection*, Phys. Rev. Appl. 3, 014007 (2015)
  17. O.-P. Saira, **M. Zgirski**, K.L. Viisanen, D.S. Golubev, and J.P. Pekola, *Dispersive thermometry with a Josephson junction coupled to a resonator*, Phys. Rev. Appl. 6, 024005 (2016)
  18. A.V. Timofeev, M. Meschke, J.T. Peltonen, T.T. Heikkilä, and J.P. Pekola, *Wideband detection of the third moment of shot noise by a hysteretic Josephson junction*, Phys. Rev. Lett. 98, 207001 (2007)
  19. G.N. Gol'tsman et al., *Picosecond superconducting single-photon optical detector*, Appl. Phys. Lett. 79, 6 (2001)
  20. Y.-F. Chen, D. Hover, S. Sendelbach, L. Maurer, S. T. Merkel, E. J. Pritchett, F. K. Wilhelm, and R. McDermott, *Microwave Photon Counter Based on Josephson Junctions*, Phys. Rev. Lett. 107, 217401 (2011)
  21. E.D. Walsh, D.K. Efetov, G.-H. Lee, M. Heuck, J. Crossno, T.A. Ohki, P. Kim, D. Englund, and K.Ch. Fong, *Graphene-Based Josephson junction Single-Photon Detector*, Phys. Rev. Applied 8, 024022 (2017)
  22. Govenius, J., Lake, R. E., Tan, K. Y. & Mottonen, M., *Detection of zeptojoule microwave pulses using electrothermal feedback in proximity-induced Josephson junctions*, Phys. Rev. Lett. 117, 030802 (2016)
  23. R. Kokkonen et al., *Nanobolometer with Ultralow Noise Equivalent Power*, arXiv:1806.09397v2 (2018)
  24. Alberto Ronzani, Bayan Karimi, Jordan Senior, Yu-Cheng Chang, Joonas T. Peltonen, ChiiDong Chen, and Jukka Pekola, *Tunable photonic heat transport in a quantum heat valve*, Nature Physics 14, 991 (2018)
  25. M.L. Della Rocca, M. Chauvin, B. Huard, H. Pothier, D. Esteve, C. Urbina, *Measurement of the Current-Phase Relation of Superconducting Atomic Contacts*, Phys. Rev. Lett. 99, 127005 (2007)
  26. **M. Zgirski**, L. Bretheau, Q. Le Masne, H. Pothier, D. Esteve, C. Urbina, *Evidence for long-lived quasiparticles trapped in superconducting point contacts*, Phys. Rev. Lett. 106, 257003 (2011)
  27. M. Devoret, D. Esteve, C. Urbina, J. Martinis, A. Cleland, J. Clark, *Macroscopic Quantum Mechanics of the Current Biased Josephson Junction*, "Exploring the quantum/classical frontier" edited by J. Friedman, S. Han, Nova Science Publishers (2003)
  28. J. Martinis, M. Devoret, J. Clarke, *Experimental test for the quantum behavior of a macroscopic degree of freedom: the phase difference across a Josephson junction*, Phys. Rev. B 35, 10 (1987)
  29. W. Wernsdorfer, *From micro- to nano-SQUIDs: applications to nanomagnetism*, Superconductor Sci. Techn. 22 (2009) 064013

## 2. Doświadczenie naukowe

- Od 12/2010:** naukowiec w Instytucie Fizyki PAN, Laboratorium Kriogeniki i Spintroniki SL2.2, Warszawa
- 10/2021 – 12/2021:** wizyta w Laboratorium Niskich Temperatur, Uniwersytet Aalto, Finlandia, w ramach European Microkelvin Platform (<https://emplatform.eu/>).  
Realizacja autorskiego projektu:  
*Quasiparticle diffusion and thermal relaxation in Meissner and vortex states*
- 07/2014 - 12/2014:** wizyta w grupie PICO (Prof. Jukka Pekola), Laboratorium Niskich Temperatur, Uniwersytet Aalto, Finlandia.  
<http://ltl.tkk.fi/PICO/wordpress/>  
Eksperymentalne prace nad budową szybkiego termometru opartego na złączu Josephsona umieszczonym w nadprzewodzącym rezonatorze koplanarnym i próbkowanym mikrofalami.
- 10/2008 – 09/2010:** PostDoc, Quantronics Group , CEA Saclay, Francja,  
<http://iramis.cea.fr/spec/Pres/Quantro/static/index.html>  
Spektroskopia stanów związanych Andreeva w nadprzewodzącym kontakcie atomowym.
- 01/2004 – 09/2008:** studia doktoranckie PhD, Nanoscience Center, University of Jyväskylä, Finlandia. **Tytuł doktoratu: Eksperymentalne badania fluktuacji w ultra-cienkich drutach nadprzewodzących,**  
(<https://jyx.jyu.fi/handle/123456789/18917?locale-attribute=en>,  
Lista publikacji znajduje się na stronie XV doktoratu)
- 10/2001 – 06/2002:** Student, program wymiany studenckiej Socrates-Erasmus, Wydział Fizyki, University of Jyväskylä, Finlandia
- 09/2003:** Magisterium (z wyróżnieniem), Politechnika Warszawska, Wydział Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej, Jonika Ciała Stałego, Nagroda FIATa za pracę magisterską, 2003
- 1998 - 2003:** Student, Politechnika Warszawska, Wydział Fizyki, Specjalizacja: Ciało stałe  
Dwukrotnie stypendium za doskonałe wyniki (2001/2002, 2002/2003)

### 3. Prace uzyskane po doktoracie:

#### 3.1. Publikacje stanowiące podstawę procedury habilitacyjnej

Publikacje, które stworzyłem jako lider i główny wykonawca. Jestem korespondującym autorem dla wszystkich z nich. Wszystkie te publikacje pojawiły się jako efekt realizacji moich własnych grantów badawczych (Homing Plus, FNP and First Team, FNP). Napisane całkowicie przeze mnie. Przygotowałem odpowiedź na krytykę recenzentów we wszystkich przypadkach. Publikacje te traktuję jako dowód mojej naukowej dojrzałości i samodzielności. Wszystkie pomiary (oprócz H1) zostały wykonane w moim laboratorium w IF PAN. Eksperyment przedstawiony w H1 został również wykonany przeze mnie w IF PAN, ale nie w mojej chłodziarce. Laboratoria zostały zbudowane przeze mnie od podstaw, zarówno jeśli chodzi o sprzęt i oprogramowanie eksperymentu (szczegóły są przedstawione w pkt.8).

**H1.** M. Foltyn, **M. Zgirski\***,  
*Gambling with Superconducting Fluctuations,*  
Phys. Rev. Applied **4**, 024002 (2015)

**H2.** **M. Zgirski\***, M. Foltyn, A. Savin, K. Norowski, M. Meschke, J. Pekola,  
*Nanosecond Thermometry with Josephson Junctions,*  
Phys. Rev. Applied **10**, 044068 (2018)

**H3.** **M. Zgirski\***, M. Foltyn, A. Savin, K. Norowski,  
*Flipping-Coin Experiment to Study Switching in Josephson Junctions and Superconducting Wires,*  
Phys. Rev. Applied **11**, 054070 (2019)

**H4.** **M. Zgirski\***, M. Foltyn, A. Savin, A. Naumov, K. Norowski,  
*Heat Hunting in a Freezer:  
Direct Measurement of Quasiparticle Diffusion in Superconducting Nanowire,*  
Phys. Rev. Applied **14**, 044024 (2020)

**H5.** **M. Zgirski\***, M. Foltyn, A. Savin, K. Norowski,  
*Stochastic thermal feedback in switching measurements of superconducting nanobridge  
caused by overheated electrons and phonons,*  
Phys. Rev. B **104**, 014506 (2021)

#### 3.2. Inne publikacje

a) Publikacja, którą stworzyłem jako lider i główny wykonawca. Jestem jej korespondującym autorem. Napisana całkowicie przeze mnie. Powstała jako wynik realizacji mojego grantu badawczego (Homing Plus). Nie jest tematycznie związana z moją habilitacją.

1. Ł. Pawlitzak, M. Tekielak, **M. Zgirski\***, *Miniature coils for producing pulsed inplane magnetic fields for nanospintronics,*  
Rev. Sci. Instrum. **86**, 034711 (2015)

**b)** Publikacja będąca głównym wynikiem mojego dwuletniego stażu podoktorskiego w grupie Quantronics (2008-2010). Jest tematycznie związana z moją habilitacją a opisany w niej eksperyment i metoda badawcza stanowią jedną z podstaw moich późniejszych działań naukowych. Byłem jednym z głównych wykonawców, ale nie liderem. Przygotowałem badaną nanostrukturę, wykonywałem pomiary, brałem udział w analizie i interpretacji wyników, ale nie napisałem publikacji.

1. **M. Zgirski**, L. Bretheau, Q. Le Masne, H. Pothier, D. Esteve, C. Urbina, *Evidence for Long-Lived Quasiparticles Trapped in Superconducting Point Contacts*, Phys. Rev. Lett. **106**, 257003 (2011)

**c)** Publikacja, która pojawiła się w wyniku mojej półrocznej wizyty w grupie PICO (07-12/2014). Byłem jednym z dwóch eksperymentatorów. Zaprojektowałem mikrofalowy uchwyt oraz koplanarne falowody mikrofalowe. Brałem udział w pomiarach niskotemperaturowych i analizie oraz interpretacji wyników. Nie pisałem publikacji.

1. O.-P. Saira, **M. Zgirski**, K. L. Viisanen, D. S. Golubev, and J. P. Pekola, *Dispersive Thermometry with a Josephson Junction Coupled to a Resonator*, Phys. Rev. Applied **6**, 024005 (2016)

**d)** Publikacje, które wsparłem od strony technicznej/technologicznej:

1. B. J. O'Dowd, T. Wojtowicz, S. Rouvimov, X. Liu, R. Pimpinella, V. Kolkovsky, T. Wojciechowski, **M. Zgirski**, M. Dobrowolska, I. V. Shvets, J. Furdyna, *Effect of catalyst diameter on vapour-liquid-solid growth of GaAs nanowires*, J. Appl. Phys. **116**, 063509 (2014)
2. D. Sztenkiel, M. Foltyn, G. P. Mazur, R. Adhikari, K. Kosiel, K. Gas, **M. Zgirski**, R. Kruszka, R. Jakiela, Tian Li, A. Piotrowska, A. Bonanni, M. Sawicki, T. Dietl, *Stretching magnetism with an electric field in a nitride semiconductor*, Nature Communications. **7**, 13232 (2016)
3. G. P. Mazur, K. Dybko, A. Szczerbakow, J. Z. Domagała, A. Kazakov, **M. Zgirski**, E. Lusakowska, S. Kret, J. Korczak, T. Story, M. Sawicki, T. Dietl, *Experimental search for the origin of low-energy modes in topological materials*, Phys. Rev. B **100**, 041408(R) (2019)

### 3.3. Patenty (z udziałem powyżej 50%)

1. **M. Zgirski**, Ł. Pawliszak, *Microscope stage for magnetic measurements*, Patent RP nr 226304
2. **M. Zgirski**, M. Foltyn, *Method for generating random numbers and the system for generating random numbers*, Patent RP nr 227546
3. **M. Zgirski**, M. Foltyn, *Method for measuring temperature of nonequilibrium thermal processes and the circuit for the application of this method*, Patent RP nr 231182



## 4. Zdobyte granty badawcze

### a) w których jestem lub byłem liderem:

1. SONATA BIS-9, Narodowe Centrum Nauki, *Thermodynamics of nanostructures at low temperatures*, start: 01/04/2020, czas trwania: 5 lat, budżet: **3 341 000 PLN**
2. First Team (0036) – przedłużenie grantu bazowego zdobyte na drodze konkursu, Fundacja na rzecz Nauki Polskiej, *Stochastic thermometry with Josephson Junction down to nanosecond resolution*, czas trwania: 01/04/2020 - 31/12/2022, budżet: **1 200 000 PLN**
3. First Team (0036), Fundacja na rzecz Nauki Polskiej, *Stochastic thermometry with Josephson Junction down to nanosecond resolution*, czas trwania: 01/09/2016 - 31/03/2020, budżet: **2 000 000 PLN**
4. Homing Plus (066), Fundacja na rzecz Nauki Polskiej, *Properties of magnetic nanostructures studied with superconducting devices*, czas trwania: 01/09/2011 – 30/11/2013, budżet: **328 000 PLN**

### b) w której odegrałem jedną z kluczowych ról:

1. FP7-REGPOT-2012-2013-1 (316014), EU & MNiSW, European Action towards Leading Centre for Innovative Materials – Byłem w małej grupie naukowców, którzy zainicjowali wniosek i określili skuteczną strategię oraz uczestniczyłem w pisaniu wniosku; jako Wicelider pakietu sprzętowego organizowałem zakup chłodziarek Triton i Heliox (615 000 EU), byłem również odpowiedzialny za współpracę z 2 partnerami zagranicznymi, czas trwania: 01/10/2013 – 30/11/2016, budżet: **5 000 000 EUR**,

## 5. Działalność dydaktyczna

### 5.1. Wykłady

1. Wykłady 5 x 2h na temat *Czy obiekty makroskopowe zachowują się kwantowo?* w ramach Współczesnych Problemów Fizyki, dla studentów 5-tego roku Wydziału Fizyki Politechniki Warszawskiej (dwie serie: 2011, 2012) [http://info.ifpan.edu.pl/~zgirski/zgirski\\_teach.html](http://info.ifpan.edu.pl/~zgirski/zgirski_teach.html)

### 5.2. Opieka nad doktorantami

1. Konrad Norowski (od 01/01/2018), zatrudniony w moim projekcie FNP.

### 5.3. Promotorstwo prac magisterskich (wykonywanych w ramach moich grantów badawczych)

1. Anna Jodko, *Zastosowanie metody impulsowej do pomiarów magnetycznych przy użyciu czujników SQUID*, Warszawa 2012
2. Łukasz Pawliszak, *Kontrola ruchu domen magnetycznych w nanodrutach permalojowych wytwarzanych metodą litografii elektronowej*, Warszawa 2014
3. Konrad Norowski, *Wytworzenie i charakteryzacja złącz Josephsona do zastosowań w magnetometrii i termometrii*, Warszawa 2017
4. Paulina Grzączkowska, *Wyznaczanie czasu relaksacji termicznej nanostruktur nadprzewodzących*, Warszawa 2020

#### **5.4. Promotorstwo prac licencjackich (wykonywanych w ramach moich grantów badawczych)**

1. Aleksandra Szymańska, *Pomiary impulsowe nanostruktur nadprzewodzących*, Warszawa 2020

#### **5.5. Nadzorowanie staży podoktorskich**

1. Andrii Naumov, zatrudniony w moim projekcie FNP od 01/04/2018 do 31/07/2020

### **6. Działalność recenzencka**

Nazwa czasopisma i liczba przygotowanych recenzji:

Physical Review Letters – 5

Physical Review X Quantum – 2

Physical Review Applied - 4

Physical Review B - 17

Physical Review Materials - 2

Physical Review A - 1

Physical Review Research - 3

Journal of Applied Physics – 1

### **7. Konferencje i seminaria po uzyskaniu doktoratu**

#### **7.1. Wykłady zaproszone**

1. *Josephson effect in weak superconducting links (Observation of single Cooper pairs)*, Wydział Fizyki, Uniwersytet w Białymstoku, Grudzień 2011
2. *Quasiparticle trapping in Andreev Bound States*, Conference: Non-equilibrium and coherent phenomena at nanoscale, Chernogolovka, Rosja, Czerwiec 2012
3. *SQUIDs in physics*, PTB Berlin, Niemcy, Listopad 2013
4. *Josephson Junction as a thermometer*, PICO group/Lounasmaa Low Temperature Laboratory, Aalto University, Finlandia, Lipiec 2014
5. *Sensitivity of NIS thermometer (linear microwave probing)*, PICO group/Lounasmaa Low Temperature Laboratory, Aalto University, Finlandia, Październik 2014
6. *Heat conduction in a superconducting wire*, PICO group/Lounasmaa Low Temperature Laboratory, Aalto University, Finlandia, Listopad 2014
7. *Stochastic thermometry with Josephson junction down to nanosecond resolution*, PICO group /Lounasmaa Low Temperature Laboratory, Aalto University, Finlandia, Wrzesień 2016
8. *Pomysł na Spin-off*, Center for Technology Transfer of the Institute of Physics PAS Workshop in the series „INNOVATION DAY: innowatorzy vs. Biznes”, Jachranka, Październik 2017

9. *Nanosecond thermometry with Josephson junction*, International Workshop – Probing Coherent Superconducting Hybrids at the Nanoscale, Eilat, Izrael, Luty 2019

10. *How to measure temperature by flipping a coin?*, Vortex 2019, Antwerpia, Belgia, Maj 2019, invited “super” poster

11. *Switching thermometry: How to measure temperature by flipping a coin?*, BTNT 2019, Bhubaneswar, Indie, Grudzień 2019

12. *Thermodynamics of nanostructures at low temperatures. How to measure temperature by flipping a coin?*, Wydział Fizyki, Uniwersytet Adama Mickiewicza w Poznaniu, Listopad 2020

13. *Switching thermometry for dynamical investigations of thermal processes at nanoscale*, LCN workshop, Laboratory of Superconducting Nanoelectronics, Nizhny Novgorod State Technical University and Center for Quantum Technologies, 01/10/2021 (online)

14. *Switching thermometry for dynamical investigations of thermal processes at nanoscale*, Aalto Quantum Physics Seminars, Aalto University, Finlandia, 07/12/2021 (stacjonarnie, transmitowany)

## 7.2. Wykłady zwykłe

15. *Wytwarzanie bramki typu T tranzystora HEMT metodą litografii elektronicznej*, Krajowa Konferencja Elektroniki, Darłówko, Polska, Czerwiec 2012

16. *Dispersive thermometry with a Josephson junction coupled to a resonator*, Sesja sprawozdawcza Instytutu Fizyki PAN, Luty 2017

17. *How to measure temperature by flipping a coin?*, Sesja sprawozdawcza Instytutu Fizyki PAN, Luty 2019

18. *Nanosecond thermometry with Josephson junction*, EUCAS 2019 – the 14<sup>th</sup> European Conference on Applied Superconductivity, Glasgow, Wielka Brytania

19. *Heat hunting in a freezer: direct measurement of quasiparticle diffusion*, Sesja sprawozdawcza Instytutu Fizyki PAN, Luty 2021

20. *Heat hunting in a freezer: direct measurement of quasiparticle diffusion in a superconducting nanowire*, Vortex 2021 - the 18<sup>th</sup> International Workshop on Vortex Matter in Superconductors (online)

21. *Heat hunting in a freezer: Direct measurement of quasiparticle diffusion in a superconducting nanowire*, EUCAS-2021 - the 15<sup>th</sup> European Conference on Applied Superconductivity, Moskwa, Rosja (online)

22. *Stochastic thermal feedback in switching measurements of a superconducting nanobridge caused by overheated electrons and phonons*, Sesja sprawozdawcza Instytutu Fizyki PAN, Luty 2022

## 8. Budowa nowych laboratoriów na terenie IF PAN

### Moje dokonania:

a) Zapewnienie finansowania (poprzez projekt EAGLE, pkt.5, 615kEU), organizacja i nadzór techniczny zakupu (rozpisanie przetargu, konsultacje z laboratoriami we Francji, Finlandii i Polsce - inspekcje na miejscu), instalacja i testy chłodziarki rozcieńczalnikowej Triton 400 (**Rys.18**) oraz chłodziarki sorpcyjnej He3 Heliox (**Rys.19**).

[http://www.eagle-regpot.eu/EAGLE-Equipment\\_Triton400.html](http://www.eagle-regpot.eu/EAGLE-Equipment_Triton400.html)

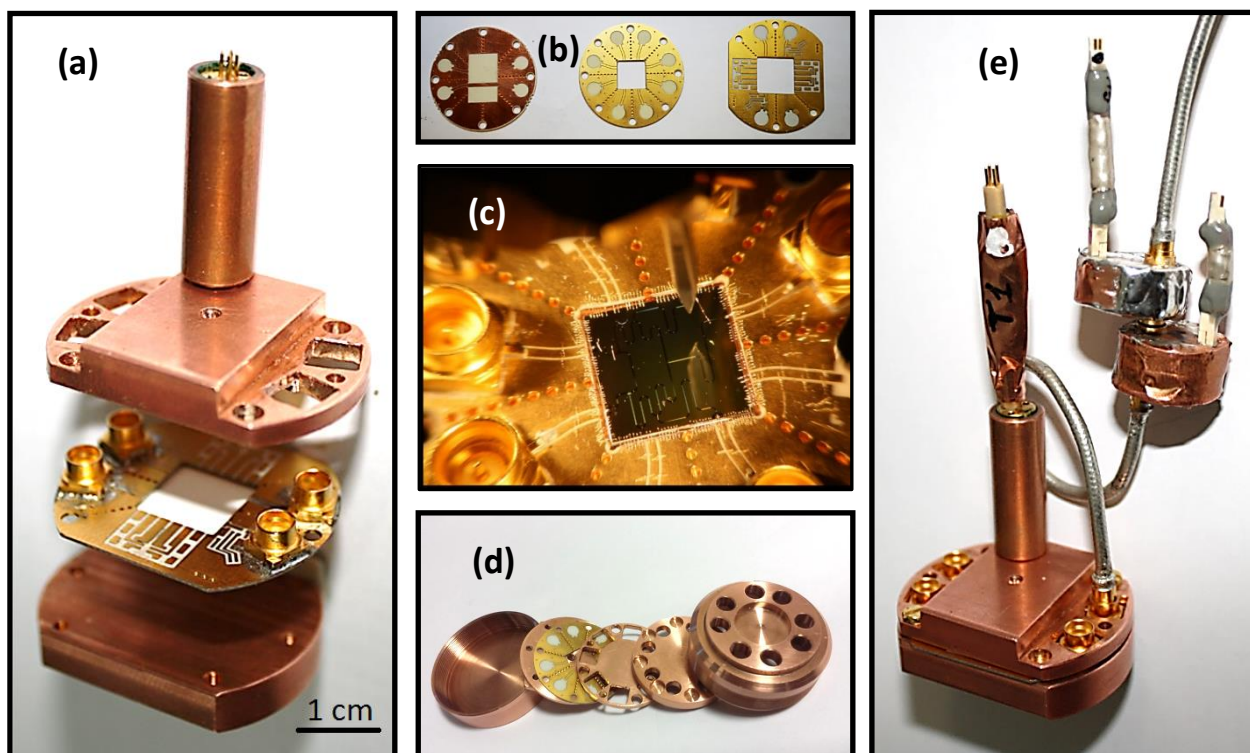
b) Budowa od podstaw dwóch laboratoriów (sprzęt, pomieszczenie, wyposażenie, uchwyty na próbki, rozbudowanie okablowania, ulepszenie termalizacji, instalacja własnoręcznie wykonanych i komercyjnych filtrów EM) w chłodziarkach Triton 400 i Heliox (2013-2021).

c) Skonstruowanie kompaktowego, łatwego w użytkowaniu systemu obsługi Helioxa oraz zaprojektowanie ergonomicznego dewara He4.

**Rys.18. Laboratorium Triton 400.** „Sucha” chłodziarka rozcieńczalnikowa. Próbka jest schładzana do temperatury bazowej 10 mK w ciągu 12 godzin. Wyposażona w magnes wektorowy 6-1-1T. ----->



**Rys.19. Laboratorium Heliox.** Temperatura bazowa 230 mK. Czas schładzania z temperatury pokojowej to tylko 45 minut. Czas trwania pojedynczego eksperymentu (bez konieczności dolewania He4) wynosi 12 dni.



**Rys.20. Sprzęt własnego projektu** kompatybilny z chłodziarką rozcieńczalnikową Triton 400 i chłodziarką sorpcyjną Heliox He3. **(a)** Widok ekranowanego, kompatybilnego z mikrofalami uchwytu na próbki, zaprojektowanego przeze mnie i wykonanego w warsztacie IF PAN przez Stanisława Jasińskiego. Kolumna u góry zawiera termometr RuO<sub>x</sub> do czterosondowych pomiarów temperatury. **(b)** Płytki drukowane kompatybilne z mikrofalami opracowane w mojej grupie przeze mnie (dwie po lewej) lub pod moim kierunkiem (przez mojego doktoranta Konrada Norowskiego). **(c)** Płytką drukowaną z zainstalowaną próbką. **(d)** Zdemontowany, kompatybilny z mikrofalami uchwyt na próbki. Został on zaprojektowany i wykonany w ramach współpracy mojej i grupy PICO z Uniwersytetu Aalto (partnera w projekcie Eagle). **(e)** Widok zmontowanego uchwytu na próbki z dwoma cylindrycznymi „pudełkami” - jeden do pomiaru napięcia, drugi do pomiaru prądu, każdy podłączony do widocznego dolnoprzepustowego filtra EM. Wejście/wyjście termometru zakończone kolejnym filtrem. „Pudełka” i filtry zostały zaprojektowane przeze mnie i wykonane pod moim nadzorem przez mojego doktoranta Konrada Norowskiego i mojego postdoka Andrija Naumowa.

**d)** Organizacja przetargu na zakup napyłarki opartej na dziale elektronowym wyposażonej w działo jonowe. Moje zaangażowanie w projekt stworzenia nowej, prototypowej napyłarki w ramach współpracy pomiędzy IF PAN i firmą PREVAC w latach 2013-2016 pozwoliło na znaczące zredukowanie ceny urządzenia. W kolejnych latach modernizowałem urządzenie poprzez rozszerzenie i modyfikacje sprzętu uzyskując polepszenie funkcjonalności i ergonomii użytkownika.

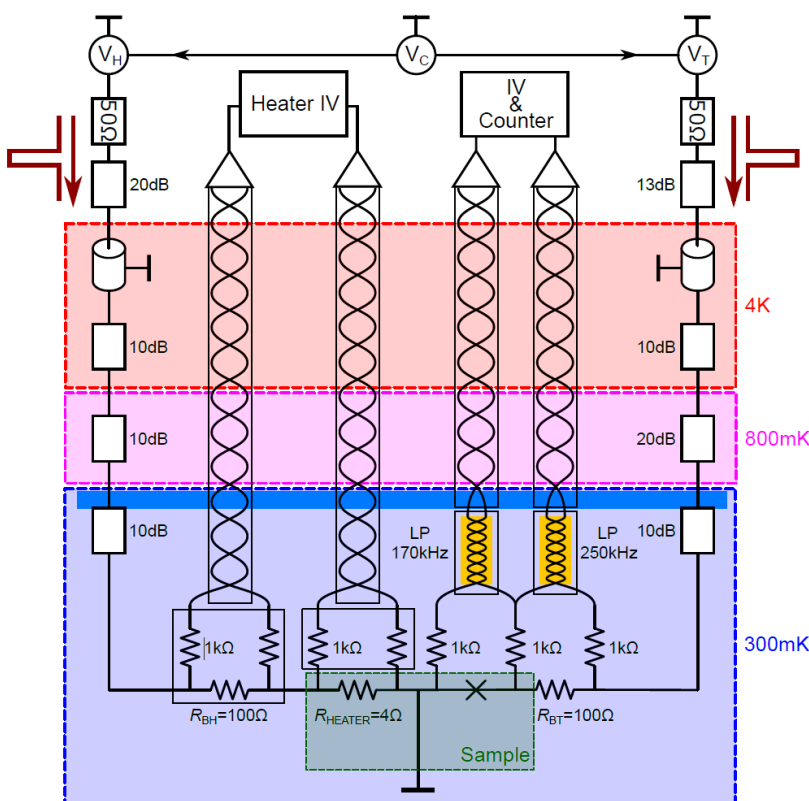
**e)** Stworzenie autorskiego układu do wykonywania pomiarów przełączeniowych złącza Josephsona, zarówno sprzętu (**Rys.20,22**) jak i oprogramowania w LabView **Rys.23**, z wykorzystaniem szybkich impulsów prądowych. Pionierskie użycie złącza Josephsona jako termometru z nanosekundową rozdzielczością (2014-2020). Zakup (z własnych grantów) i implementacja dwóch oscyloskopów wysokoczęstotliwościowych (LeCroy 12 bits, 600 MHz and LeCroy 12 bits, 4 GHz), trzech generatorów przebiegów arbitralnych (2 x 80 MHz and 120 MHz) i sześciu wzmacniaczy (NF-75, DL-1201).



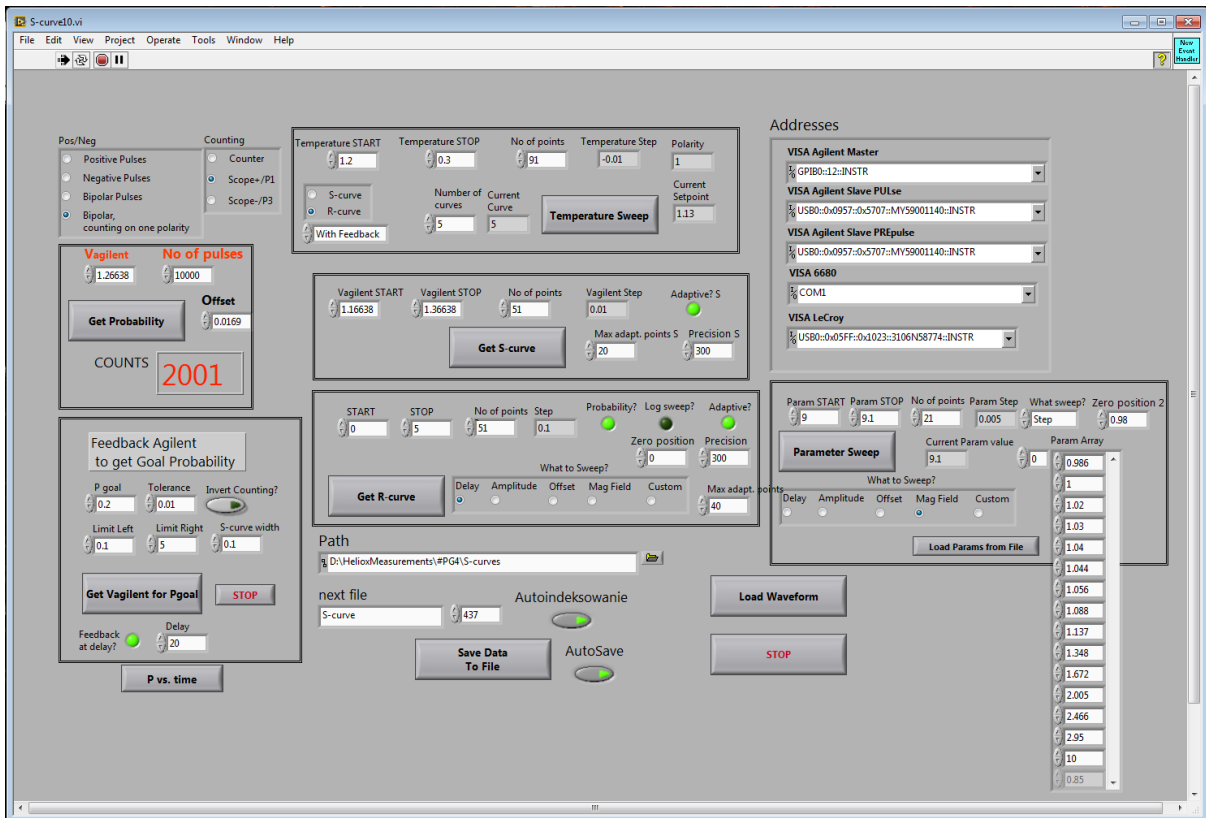
f) Organizacja przetargu na wektorowy analizator sieci (VNA) i generator mikrofalowy. Zakup elementów mikrofalowych (wzmacniacze (także kriogeniczny), tłumiki, kable, cyrkulatory). Stworzenie podstaw do pomiarów rezonansu ferromagnetycznego cienkich warstw magnetycznych sprzężonych z koplanarną linią transmisyjną. Budowa uchwytu mikrofalowego i napisanie oprogramowania w LabView (2014-2015).



**Rys.21.** Napylarka elektronowa z działem jonowym dla litografii elektronowej. Próżnia podstawowa  $2 \cdot 10^{-9}$  mBar (bez wygrzewania). System umożliwia napylanie cienkich warstw pod różnymi kątami.

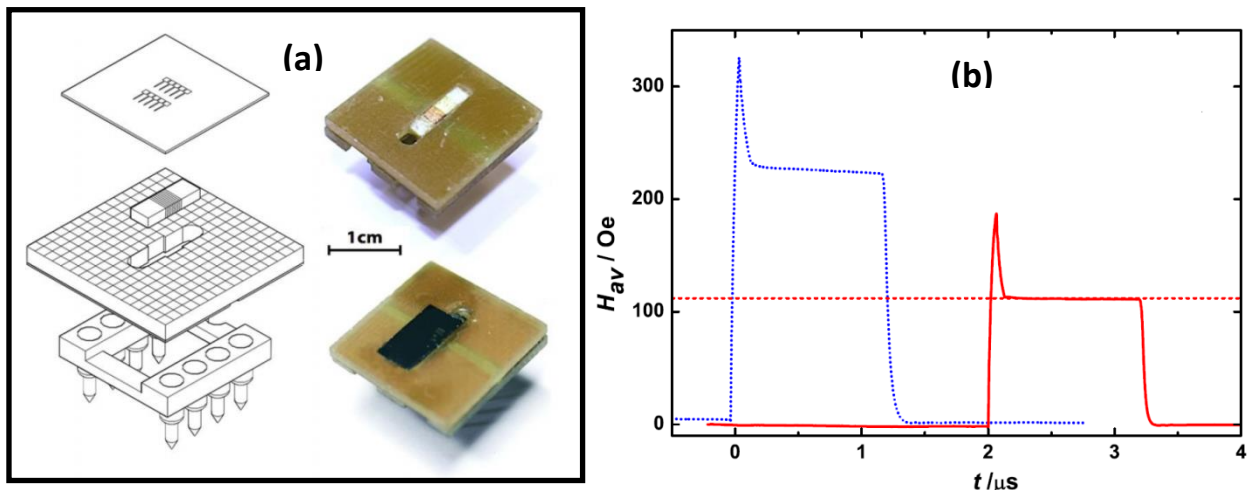


**Rys.22.** Okablowanie chłodziarki rozcieńczalnikowej Triton 400 do pomiarów impulsowych złącz Josephsona wykorzystane m.in. w publikacji H4. Na schemacie widoczne są dwie linie mikrofalowe z tłumikami umieszczonymi w różnych temperaturach. Służą one do przesyłania szybkich impulsów. Sygnał z próbki jest monitorowany za pomocą czterech skrętek. Dwie takie pary są dodatkowo zakończone dolnoprzepustowymi filtrami (LP). Dwa źródła impulsów pomiarowych (slaves)  $V_T$  (impuls grzejący) i  $V_H$  (impuls testujący) są wyzwalane synchronicznie przez generator kontrolny (master)  $V_C$ . Przetęczenia złącza są monitorowane na liczniku (oscyloskopie). Publikacja H4.



**Rys.23. Panel czołowy programu akwizycyjnego LabView do wykonywania pomiarów impulsowych na złączach Josephsona, opracowanego w ostatnich latach przeze mnie. Wszystkie dane przedstawione w publikacjach H1-H5 zostały uzyskane za pomocą tego rozbudowywanego w czasie programu.**

**g)** Stworzenie układu eksperymentalnego do pomiaru prędkości propagacji domen magnetycznych (zarówno sprzęt jak i oprogramowanie, lata 2012-2015 – **Rys.24**, por.3.2.a) (publikacja) i 3.3.1 (patent).



**Rys.24. Miniaturowa cewka do dostarczania szybkich impulsów pola magnetycznego o czasach narastania na poziomie kilkadziesiątu nanosekund. (a) Projekt cewki i rzeczywista realizacja pokazująca układ z zamontowanym chipem krzemowym i bez niego. Cewka jest nawinięta na kawałku patyczka i jest widoczna w środku „stolika”. (b) Pomiar pola magnetycznego wytwarzanego na powierzchni chipa - dla cewki z rdzeniem ferrytowym (po lewej, linia przerywana), oraz z rdzeniem teflonowym (po prawej, linia ciągła). Publikacja (pkt. 3.2.a) i patent (pkt 3.3.1).**

**h)** Konsultacje w zakresie zakupu aparatury zainstalowanej w Instytucie: Reactive Ion Etching Oxford PlasmaPro 100 Cobra, Atomic Layer Deposition FlexAl, litografia optyczna MBJ4, Wire Bonder HB10 TPT (2014).

## **9. Popularyzacja**

1. Warsztaty dla Młodych Naukowców (01.2012) – IF PAN
2. Uczestnik 17-ego Pikniku Naukowego Polskiego Radia i Centrum Nauki Kopernik ŻYCIE, Stadion Narodowy, 15/06/2013
3. Seminarium dla studentów Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego w ramach cyklu "Opowieści Nanotreści", *Stochastic thermometry with Josephson junction down to nanosecond resolution*, 21/11/2016

## **10. Nagrody**

**2015:** I nagroda dla pracy magisterskiej (p.5.3.2) wykonanej pod moim nadzorem i w ramach mojego grantu (Homing Plus) w XII edycji (2015) konkursu ABB na Najlepszą Pracę Magisterską lub Doktorską (jeden konkurs dla obu rodzajów prac), 30 000 PLN, Polska.

**2016:** Nagroda Dyrektora IFPAN za najlepszą publikację w roku 2016 (pkt.3.2.d2)

## **11. Inna działalność**

1. Członek Rady Naukowej IFPAN w kadencji 2019-2022.
2. Członek Komisji Rekrutacyjnej Szkoły Doktorskiej Warsaw-4-PhD (IFPAN) kierowanej przez Piotra Deuara (od czerwca 2020).



## **Załączniki:**

### **1. Zestaw publikacji stanowiących podstawę ubiegania się o habilitację (łącznie z opublikowanym materiałem uzupełniającym):**

**H1.** M. Foltyn, **M. Zgirski\***, *Gambling with Superconducting Fluctuations*, Phys. Rev. Applied **4**, 024002 (2015)

**H2.** **M. Zgirski\***, M. Foltyn, A. Savin, K. Norowski, M. Meschke, J. Pekola, *Nanosecond Thermometry with Josephson Junctions*, Phys. Rev. Applied **10**, 044068 (2018)

**H3.** **M. Zgirski\***, M. Foltyn, A. Savin, K. Norowski, *Flipping-Coin Experiment to Study Switching in Josephson Junctions and Superconducting Wires*, Phys. Rev. Applied **11**, 054070 (2019)

**H4.** **M. Zgirski\***, M. Foltyn, A. Savin, A. Naumov, K. Norowski, *Heat Hunting in a Freezer: Direct Measurement of Quasiparticle Diffusion in Superconducting Nanowire*, Phys. Rev. Applied **14**, 044024 (2020)

**H5.** **M. Zgirski\***, M. Foltyn, A. Savin, K. Norowski, *Stochastic thermal feedback in switching measurements of superconducting nanobridge caused by overheated electrons and phonons*, Phys. Rev. B **104**, 014506 (2021)

### **2. Oświadczenia współautorów odnośnie ich roli w przedstawionych publikacjach.**