

## AUTOREFERAT

1. Imię i nazwisko: Witold Aleksander Jacak

2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe/artystyczne – z podaniem nazwy, miejsca i roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej:

- Mgr inż. fizyki, Wydział Podstawowych Problemów Techniki Politechniki Wrocławskiej, 2005
- Mgr inż. informatyki, Wydział Informatyki i Zarządzania Politechniki Wrocławskiej, 2005
- Dr nauk fizycznych, Instytut Fizyki, Wydział Podstawowych Problemów Techniki Politechniki Wrocławskiej, 2008, tytuł rozprawy doktorskiej: „*Dekoherencja orbitalnych i spinowych stopni swobody w kropkach kwantowych*”

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych/artystycznych.

2005 – 2008 doktorant w Instytucie Fizyki Politechniki Wrocławskiej

2008 – 2009 asystent w Instytucie Fizyki Politechniki Wrocławskiej

2009 – adiunkt w Instytucie Fizyki Politechniki Wrocławskiej (od 2014 w Katedrze Technologii Kwantowych na Wydziale Podstawowych Problemów Techniki Politechniki Wrocławskiej po przekształceniu Instytutu Fizyki)

4. Wskazanie osiągnięcia wynikającego z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. nr 65, poz. 595 ze zm.):

- a) Przedkładanym osiągnięciem naukowym, o którym mowa w art. 16 ust. 2 ustawy, jest monotematyczny cykl 19 publikacji pod wspólnym tytułem:

**Radiacyjne własności plazmonów w metalicznych nanocząstkach i plazmono-polarytonów w metalicznych nano-łańcuchach oraz w układach jonowych wraz z zastosowaniami**

- b) zestawienie publikacji wchodzącego w skład osiągnięcia naukowego:

1. **W. Jacak**, *Plasmons in finite spherical electrolyte systems: RPA effective jellium model for ionic plasma excitations*, **Plasmonics** (Springer) **11/2**, 1-15 (2016), on-line publication, Open Access, 2015, DOI: 10.1007/s11468-015-0064-6
2. **W. Jacak**, *Size-dependence of the Lorentz friction for surface plasmons in metallic nanospheres*, **Optics Express** **23**, 4472-4481 (2015)
3. **W. Jacak**, *Propagation of Collective Surface Plasmons in Linear Periodic Ionic Structures: Plasmon Polariton Mechanism of Saltatory Conduction in Axons*, **J. Phys. Chem. C** **119(18)**, 10015–10030 (2015)
4. **W. Jacak**, *Lorentz Friction for Surface Plasmons in Metallic Nanospheres*, **J. Phys. Chem. C** **119(12)**, 6749–6759 (2015)

5. **W. Jacak**, *Exact solution for velocity of plasmo-polariton in metallic nano-chain*, **Optics Express** **22**, 18958-18965 (2014)
6. **W. Jacak**, *On plasmon-polariton propagation along metallic nano-chain*, **Plasmonics** (Springer) **8**, 1317-1333 (2013)
7. **W. Jacak**, J. Krasnyj, A. Chepok, *Plasmon-Polariton Properties in Metallic Nanosphere Chains*, **Materials**, **8**, 3910-3937 (2015)
8. **W. Jacak**, A. Henrykowski, K. Marszalski, *Plasmon enhanced photovoltaic effect in metallicity nanomodified photocells*, **Sol. Energy Mater. Sol. Cells** **117**, 663-666 (2013)
9. **W. Jacak**, J. Krasnyj, J. Jacak, W. Donderowicz, L. Jacak, *Mechanism of plasmon-mediated enhancement of PV efficiency*, **J. Phys. D: Appl. Phys.** **44**, 055301-1-14 (2011)
10. **W. Jacak**, J. Krasnyj, J. Jacak, L. Jacak, *Plasmons in metallic nanospheres: Towards efficiency enhancement of metallicity modified solar cells*, **Opt. Mater.** **33**, 1449-1452 (2011)
11. **W. Jacak**, J. Krasnyj, J. Jacak, R. Gonczarek, A. Chepok, L. Jacak, D. Z. Hu, D. Schaadt, *Radius dependent shift in surface plasmon frequency in large metallic nanospheres: Theory and experiment*, **J. Appl. Phys.** **107**, 124317 -1-14 (2010)
12. J. Jacak, J. Krasnyj, **W. Jacak**, R. Gonczarek, A. Chepok, L. Jacak, *Surface and volume plasmons in metallic nanospheres in a semiclassical RPA-type approach: Near-field coupling of surface plasmons with the semiconductor substrate*, **Phys. Rev. B** **82**, 035418-1-14 (2010)
13. **W. Jacak**, J. Krasnyj, J. Jacak, A. Chepok, L. Jacak, W. Donderowicz, D. Z. Hu, D. Schaadt, *Undamped collective surface plasmon oscillations along metallic nanosphere chain*, **J. Appl. Phys.** **108**, 084304-1-13 (2010)
14. E. Placzek-Popko, K. Gwózdź, Z. Gumienny, E. Zielony, R. Pietruszka, B. S. Witkowski, Ł. Wachnicki, M. Godlewski, **W. Jacak**, Liann-Be Chang, *Si/ZnO nanorods/Ag/AZO structures as promising PV plasmonic cells*, **J. Appl. Phys.** **117**, 193101-1-8 (2015)
15. K. Kluczyk, **W. Jacak**, *Damping-induced size effect in surface plasmon resonance in metallic nanoparticles: comparison of RPA microscopic model with numerical finite element simulation (COMSOL) and Mie approach*, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer** **168**, 78-88 (2016), <http://dx.doi.org/10.1016/j.jqsrt.2015.08.021>
16. M-J. Jeng, Zih-Y. Chen, Y-L. Xiao, L-B. Chang, J. Ao, Y. Sun, E. Popko, **W. Jacak**, L. Chow, *The efficiency enhancement of silicon and CIGS solar cells by the incorporation of metal nanoparticles*, **Materials** **8** (2015), 6761-6771; doi:10.3390/ma8105337
17. **W. Jacak**, E. Popko, A. Henrykowski, E. Zielony, K. Gwózdź, G. Luka, R. Pietruszka, B. Witkowski, L. Wachnicki, M. Godlewski, L-B. Chang, M-J. Jeng, *On the size dependence and the spatial range for the plasmon effect in photovoltaic efficiency enhancement*, **Sol. Energy Mater. Sol. Cells** **147**, 1-16 (2016)
18. **W. Jacak**, *On energy transfer in metallicity nanomodified photo-cells via surface plasmons in metallic nanoparticles: inclusion on nanoparticle size effect* **Proc of SPIE West (San Francisco 2013)**

19. **W. Jacak**, *Plasmon mediated energy transport in PV systems with photo-active surface modified metallicly in nano-scale and in metallic nano-chains* [1-15pp, chapter 18], invited chapter to the monograph, **Plasmonics - Principles and Applications, Intech, ISBN 978-953-308-91-2**, edited by Ki Young Kim, 2012

c) omówienie celu naukowego/artystycznego ww. pracy/prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania:

### Wstęp

Osiągnięcie naukowe pt. „*Radiacyjne własności plazmonów w metalicznych nanocząstkach i plazmono-polaritonów w metalicznych nano-łańcuchach i układach jonowych*” obejmuje 19 publikacji z tego obszaru (w tym 17 publikacji w czasopismach z LF, łączny IF. 55,9, śr. If 3.3). Cały dorobek autora obejmuje 46 publikacji. Prace wchodzące w zakres osiągnięcia naukowego dotyczą okresu 2010-2016, kiedy habilitant prowadził prace badawcze z zakresu plazmoniki. Praca doktorska habilitanta, obroniona w 2008 roku w Instytucie Fizyki PWr, dotyczyła innej tematyki, a mianowicie *Dekoherencji ładunkowych i spinowych stopni swobody w kropkach kwantowych* i oparta była o 14 publikacji. Po uzyskaniu stopnia doktora w 2008 roku habilitant opublikował też 13 publikacji niewłączonych do przedstawionego osiągnięcia, choć 5 z tych prac ściśle wiąże się z osiągnięciem i są to prace uzupełniające do głównego cyklu (w tym zaproszone obszernie rozdziały do międzynarodowych monografii z zakresu plazmoniki). Pozostałe 8 publikacji po uzyskaniu stopnia doktora dotyczy tematyki dekoherencji w kropkach kwantowych i informatyki kwantowej. Habilitant jest współautorem 3 monografii (*Dekoherencja orbitalnych i spinowych stopni swobody w kropkach kwantowych*, Oficyna Wydawnicza PWr 2009, *Introduction to Quantum Information and Communication*, Oficyna Wyd. PWr 2011 (wydanie w j. polskim i wydanie w j. angielskim) i *Wprowadzenie do kryptografii kwantowej: implementacja protokołów kryptografii kwantowej na systemach niesplątanych fotonów (system Clavis II) i splątanych fotonów (system EPR S405 Quelle)*, Oficyna Wydawnicza PWr 2013) oraz jest autorem kilku zaproszonych rozdziałów do książek (z kropek kwantowych, informatyki kwantowej i także z plazmoniki).

Tematyka koherentnego sterowania stanami kwantowymi w kropkach kwantowych rozwijana w zakresie pracy doktorskiej habilitanta zaowocowała rozpoznaniem i oceną przydatności nanostruktur półprzewodnikowych do kwantowego przetwarzania informacji. Sformułowane przez habilitanta tzw. ‘*granicy trzech rzędów*’ stosunku czasu dekoherencji do czasu sterowania (niekorzystnie lokując się pośrodku przedziału sześciu rzędów przewagi czasu sterowania nad czasem dekoherencji, wg warunków DiVincenzo koniecznych dla budowy komputera kwantowego [h1,h2])<sup>1</sup> zdecydowanie wskazała na nieprzekraczalne bariery lokalnej mechaniki kwantowej dla przetwarzania informacji kwantowej w półprzewodnikowych nanostrukturach sterowanych światłem. Mimo pewnych przewag spinowych stopni swobody w magnetycznych kropkach kwantowych [h3] (w tym również wymrażanie dekoherencji spinu przez magnony, co opisał oryginalnie habilitant [h4]) nie udaje się

---

<sup>1</sup> Literą h zaznaczone są cytowania do publikacji habilitanta niewchodzących w skład osiągnięcia, literą H zaznaczone są cytowania do prac wchodzących w skład osiągnięcia naukowego habilitanta (numery cytowań wg zestawienia Literatura na str 22)

przełamać ograniczeń dekoherencji i mimo intensywnych wysiłków nie uzyskano jak dotąd zasadniczego postępu w budowie kwantowych bramek i ich układów w technologii kropek kwantowych.

Doświadczenia z obszaru *nano* w odniesieniu do kropek kwantowych pozwoliły habilitantowi rozpocząć około 2010 roku nową tematykę – wzbudzeń kwantowych w metalicznych nanocząstkach. Wiązało się to ze wzrostem zainteresowania w świecie manipulacją światłem w poddyfrakcyjnym zakresie przy pomocy właśnie plazmonowych wzbudzeń w metalicznych nanocząstkach i ich strukturach [8] i związanego z tym gwałtownego rozwoju nowych dziedzin nano-fotoniki i nano-plazmoniki [6] o rozwijających się bardzo szerokich obszarach zastosowań [5-10]. Z punktu widzenia układu kwantowego, metaliczne nanocząstki są całkowicie różne od półprzewodnikowych kropek kwantowych mimo podobnego rozmiaru. Te ostatnie, w wielkim uproszczeniu, to technologicznie wyprodukowane nanometrowych rozmiarów niewielkiej głębokości studnie kwantowe w półprzewodnikowym otoczeniu mogące wiązać pojedyncze elektrony (a także dziury lub całe ekscytyny) na podobieństwo atomów ale bez niestabilności jądra atomowego przy zbyt dużej liczbie atomowej i przez to bez ograniczeń na ilość wiązanych elektronów (w praktyce niewielu z uwagi na niewielką głębokość studni). Mimo że analogia do atomów jest nieco myląca i powierzchowna (jak wskazywał habilitant w pracy doktorskiej, podkreślając silne rezonansowe defazowanie stanów w kropkach przez otoczenie, o wiele rzędów silniejsze niż w zwykłych atomach [h2]), sama koncepcja kropki kwantowej jest na tyle prosta, że pozwala na rozwinięcie komputerowych modeli. W przypadku nanocząstek metalicznych sytuacja jest całkowicie odmienna i wiąże się ze złożoną fizyką metali (bardzo precyzyjnie rozwiniętą w latach 60. XX wieku głównie przy użyciu zaawansowanych metod analizy układów o ogromnej liczbie stopni swobody w języku funkcji Greena [11]). Specyfika zdegenerowanej cieczy Fermiego swobodnych elektronów (w istocie efektywnych kwazicząstek Landaua [11]) określonych wyłącznie przy powierzchni Fermiego bardzo głębokiego w przypadku metalu morza Fermiego (o głębokości rzędu 10 000 – 100 000 K) powoduje, że jest to układ kwantowy odmienny od zwykle klasycznie (wg statystyki Boltzmana) traktowanych nośników w półprzewodnikach z niewielką ich pasmową koncentracją i wypełniających kropki kwantowe. Dodatkowe komplikacje wprowadza w metalu struktura krystaliczna jonów silnie oddziałująca elektrycznie z kolektywnymi elektronami. W przypadku materiału litego, sformułowana w latach 50. bardzo udana teoria RPA (*random phase approximation* – przybliżenie faz chaotycznych) D. Pinesa i D. Bohma [12,13], pozwoliła ilościowo ująć wysokoenergetyczne kolektywne wzbudzenia plazmy elektronów w metalu nazwane plazmonami [14]. Ze względu na niewspółmierność energetyczną plazmonów i kwazicząstek Landaua przy powierzchni Fermiego, plazmony praktycznie nie oddziałują z elektronami, mimo że to elektrony kolektywnie tworzą plazmy. Nie można zatem wzbudzić plazmonów kwazicząstkami przy powierzchni Fermiego, a potrzebna do wzbudzenia plazmonów wysoka energia (w skali rzędu 10 eV > energia Fermiego ~ 7-8 eV) jest charakterystyczna dla światła (nadfioletowego). Kiedy okazało się, że energie plazmonów w nanometrowych nanocząstkach metalicznych (tzw. plazmonów powierzchniowych) są znacznie mniejsze [15-19] i w przypadku metali szlachetnych (Au, Ag i też Cu) takie wzbudzenia kolektywne plazmy elektronowej mogą oddziaływać ze światłem widzialnym, rozpoczęła się druga rewolucja nanotechnologiczna związana z modyfikowaniem światła przez metaliczne nanostruktury [6-9] znacznie mniejsze rozmiarowo od długości fali modyfikowanego światła. Zauważyć trzeba, że plazma i jej wzbudzenia budziły ogromne zainteresowanie znacznie wcześniej [16] i były także szeroko badane w odniesieniu do wysokoenergetycznej plazmy (także protonowej i jonowej) w jądrach gwiazd i reaktorach termojądrowych (np. w tokamakach), a także w zjonizowanych obłokach galaktycznych czy w warstwach jonosfery. Zainteresowanie plazmoniką wzmagane było też rozwojem technik radarowych (zwłaszcza poza-horyzontalnych) i antyradarowych, czy w ostatnich latach, rozwojem metamateriałów

odkrywających inne niż odbicie i załamanie mechanizmów sterowania falami elektromagnetycznymi, w tym światłem.

### **Modelowe opisanie plazmonów rozwinięte przez habilitanta i przedstawione w ramach osiągnięcia naukowego**

Głównym obszarem zainteresowania habilitanta było skonstruowanie efektywnej teorii plazmonów w metalicznych nanocząstkach (w maksymalnie możliwej analitycznej wersji dla uniwersalności dalszych zastosowań i wobec ograniczeń komputerowych podejść numerycznych). W przypadku plazmonów w małych klastrach metalicznych możliwe były numeryczne symulacje *ab initio* z wykorzystaniem równania Kohna-Shama [17,18], ale ograniczone do około 300 elektronowego klastra (lata 80. XX w) ze względu na szybkie narastanie złożoności obliczeniowej wraz z liczbą cząstek [17,19]. Skuteczne okazały się natomiast numeryczne (metoda elementów skończonych) i analityczne (w symetrii sferycznej, klasyczna teoria Mie [15,16] i jej modyfikacje) rozwiązywania zagadnienia brzegowego: metaliczna nanocząstka/dielektryk otoczenia dla równań Maxwella (równania Fresnela) przy uwzględnianiu dynamiki plazmy. Tę ostatnią włączano poprzez modelowanie funkcji dielektrycznej metalu (standardowo – bez szczegółowej analizy plazmonów, a w fenomenologicznym podejściu Drudego-Lorentza [15] wspartym eksperymentalnie ustalonymi parametrami [20]). Dlatego analityczne (na ile możliwe) zbadanie kolektywnych wzbudzeń plazmonowych w metalicznych nanocząstkach ma duże znaczenie dla także udoskonalenia metod obliczeniowych i numerycznych (typu Mie, czy metod elementów skończonych, np. systemu Comsol) korzystających z deklarowanych fenomenologicznie funkcji dielektrycznych zawierających w sobie też informację o plazmonach. Zadanie zbudowania takiego modelu plazmonów zostało zrealizowane przy udziale habilitanta przez sformułowanie modelu mikroskopowego plazmonów powierzchniowych i objętościowych w metalicznej sferycznej nanocząstce w postaci kwantowego opisu RPA (przybliżenia faz chaotycznych) wzbudzeń kolektywnych w ograniczonej geometrii [H21], w postaci uogólnienia teorii Pinesa–Bohma [12,13]. Habilitant wraz ze współautorami odtworzyli wszystkie mody multipolowe powierzchniowych plazmonów i oryginalnie zbadali plazmony objętościowe w metalicznych nanocząstkach w zaproponowanym przez siebie ujęciu RPA dla ograniczonego nano-układu [H21]. O ile plazmony powierzchniowe odpowiadają translacyjnym modom kolektywnych oscylacji cieczy elektronowej, kiedy wewnątrz nanocząstki jednorodnie jellium kompensuje idealnie ładunki ujemne i fluktuacje gęstości elektronów pojawiają się tylko na powierzchni, to w przypadku plazmonów objętościowych drgania mają charakter ściśliwościowy/sprężeniowy wzdłuż promienia nanocząstki. Podane zostały analityczne formuły na rezonansowe częstotliwości poszczególnych modów w dobrej zgodności z wcześniejszymi, głównie numerycznymi wynikami i z obserwacjami eksperymentalnymi [H21,19,16,22]. Interesujące, że mody powierzchniowe mają energię mniejszą od

energii plazmonów w metalu litym (*bulk*)  $\omega_p$ ,  $\omega_l = \omega_p \sqrt{\frac{l}{2l+1}}$ , (dla  $l=1$  częstość Mie [16],  $l$  - multipolowość), natomiast plazmony objętościowe w nanocząstkach mają energię większą od  $\omega_p$ ,

$$\omega_{nl} = \omega_p \sqrt{1 + \frac{x_{nl}^2}{a^2 k_T^2}}, \quad (x_{nl} \text{ jest } n\text{-tym miejscem zerowym } l\text{-tej sferycznej funkcji Bessela, } k_T -$$

odwrotność długości Thomasa-Fermiego,  $a$  – promień nanocząstki) [H21]. Obydwa typy wzbudzeń plazmonowych – powierzchniowe i objętościowe w nanocząstkach nie występują w materiale litym

(choć w przypadku geometrii półprzestrzeni plazmony powierzchniowe mają energię  $\omega = \omega_p \sqrt{\frac{1}{2}}$ ,

częstość Ritchie [9]). Zasadnicze wyniki habilitanta w tym zakresie ujmuję syntetycznie punkt 1. poniższego zestawienia.

### 1. Opis RPA plazmonów powierzchniowych i objętościowych w metalicznej nanocząstce.

Podkreślić można tu, że: istotna różnica w stosunku do modelu RPA Pinesa-Bohma w materiale rozciąglonym (*bulk*) [14] polega na jawnym zdefiniowaniu jellium o kształcie nanocząstki [H21]; w teorii RPA Pinesa-Bohma nieskończone jellium ‘wyrenormalizowano’ przez kompensację z jednorodnym koherentnym (długofalowym,  $k \rightarrow 0$ ) wzbudzeniem gęstości elektronowej, w nanocząstce nie jest to możliwe (ze względu na ograniczoność układu, brak translacyjnej niezmienniczości, inne liczby kwantowe i obecność brzegu). Równanie dynamiczne w reprezentacji Heisenberga określa tu mody własne wzbudzeń kolektywnych lokalnej gęstości elektronowej. Gradienty pochodzące od operatora energii kinetycznej produkują ze skoków (funkcja Heaviside’a definiująca kształt jellium) delty Diraca na powierzchni nanocząstki w równaniu na dynamikę lokalnej gęstości ładunku [H21], co pozwala po złożonej ale w pełni analitycznej i kompletnej procedurze [H21], wydzielić mody powierzchniowe i odróżnić je od objętościowych. Dodatkowo zbadano w przybliżeniu RPA wylewanie się (*spill-out*) elektronów poza krawędź jellium (w skali długości Thomasa-Fermiego), nieistotne dla rozmiarów nanocząstek o promieniu  $>5$  nm (choć ważne dla promieni  $\sim 1-2$  nm, kiedy wylewanie znacząco zmniejsza gęstość elektronów i przesuwa w kierunku czerwieni rezonans plazmonowy zależny od gęstości [17-19]). Podobnie dla nanocząstek o promieniu  $> 5$  nm nieistotne jest tzw. tłumienie Landaua (rozpad plazmonu na bardzo odległe od powierzchni Fermiego i przez to nietrwale kwazicząstki), choć ważne dla klastrów o rozmiarach 1 nm [17]. Te przesłanki pozwalają na skuteczny opis RPA w kwaziklasycznej wersji [H21] dla przypadku metalicznych nanocząstek, których promień  $> 5$  nm. Warto dodać, że niemieszanie się wzbudzeń powierzchniowych i objętościowych (początkowo nieodróżnialnych w ultra-małych klastrach [17], z liczbą elektronów mniejszą niż 60 i z przewagą powłokowych efektów [17,19]) jest dla cząstek o rozmiarach rzędu 5-10 nm i większych niemal idealne [H21], tym dokładniejsze im większy jest rozmiar klastra.

Równanie dynamiczne (równanie Heisenberga na pochodną drugiego rzędu po czasie operatora lokalnej gęstości ładunku dla hamiltonianu elektronów z oddziaływaniem wyrażonym przez ten operator), po uśrednieniu kwantowym ma złożoną postać z uwagi na obecność jellium nanocząstki i po przybliżeniach typu RPA (w kwaziklasycznym sformułowaniu – formuła 5/3 Thomasa-Fermiego dla średniej energii kinetycznej [14]), opisuje całe bogactwo modów plazmonowych w nanocząstce [H21] w porównaniu z tylko jednym modem objętościowym w przypadku *bulk* [14].

Zaletą rozwiniętego przez habilitanta modelu RPA jest możliwość zbadania tłumienia plazmonów poprzez rozbudowę tego modelu i uwzględnienie dyssypacji energii poprzez rozpraszanie elektronów na innych elektronach, fononach, domieszkach i defektach oraz na ściankach nanocząstki – uzyskane z powodu tego tłumienia przesunięcie rezonansu plazmonowego skaluje się jak  $1/\text{promień}$  nanocząstki (głównie dlatego, że zderzenia ze ściankami w reżimie dyfuzyjnym i pośrednim do zwierciadlanego, dają czasowy wkład rzędu średnica nanocząstki/prędkość Fermiego) [22] – co zgadza się z eksperymentalnymi obserwacjami zwłaszcza dla średnich nanocząstek,  $5 \text{ nm} < \text{promień} < 10 \text{ nm}$  (Au w próżni) [23].

Habilitant ze współautorami odkryli w okolicy promienia 10-12 nm (Au w próżni, w ogólności w rozmiarowej okolicy zależnej od metalu i dielektrycznego otoczenia) silny *cross-over* w zależności tłumienia plazmonów od rozmiarów nanocząstki – przejście od zmniejszania jak  $1/\text{promień}$  do silnego wzrostu jak promień w trzeciej potęgze [H24]; trzecia potęga wiąże się z udziałem wszystkich

elektronów w nanocząstce w drganiach plazmonowych, nawet w przypadku plazmonów powierzchniowych. Jak wykazał habilitant [H21], mody objętościowe zawsze są bardziej energetyczne w nanocząstce niż w *bulk*, natomiast mody powierzchniowe są zawsze znacznie mniej energetyczne od wzbudzeń w *bulk* – dlatego nanocząstki (metali szlachetnych) oddziałują ze światłem widzialnym za pośrednictwem plazmonów powierzchniowych. Udział wszystkich elektronów w plazmach nawet powierzchniowych wyraża czynniki objętościowy ( $a^3$ ,  $a$  - promień nanocząstki) i tak skaluje się tłumienie radiacyjne plazmonów (tarcie Lorentza [H26,H24], czyli utrata energii oscylacji ładunków w wyniku wypromieniowania fali elektro-magnetycznej), i dla nanocząstek o dostatecznie dużej liczbie elektronów tarcie Lorentza przeważa nad tłumieniem przez rozpraszanie elektronów skalującym się jak  $\frac{1}{a}$ . Tarcie Lorentza szybko rośnie z rozmiarem nanocząstki (jak promień w trzeciej potęgze [H27,H28]), ale jak oryginalnie wykazał habilitant, wyłącznie w obszarze słuszności perturbacyjnego rozwiązania równania dynamicznego RPA dla rozważanych plazmonów w nanocząstce [H24,H25].

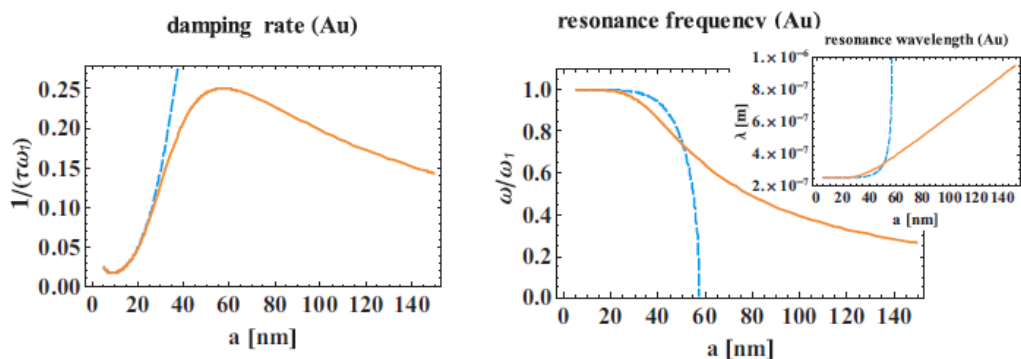
Habilitant wykazał, że dla dużych nanocząstek (promień  $> 20$  nm, Au w próżni) przybliżenie perturbacyjne załamuje się, ale znalazł także dokładne rozwiązanie równania RPA z tłumieniem przez rozpraszanie i przez tarcie Lorentza, daleko odbiegające od przybliżenia perturbacyjnego wraz ze wzrostem promienia i wyjaśniające związane z tym błędy i uproszczenia w literaturze (przykładem takich uproszczeń jest wielorzędowe niedoszacowanie tarcia Lorentza w prostym modelu [elektrodynamicznym] harmonicznego drgającego dipola powszechnie przyjmowanego w plazmonice, np. przez grupę H. Atwatera z Caltech [22] i nieuzasadnione pomijanie silnego tłumienia Lorentza) [H25]. Dla dużych nanocząstek metalicznych okazuje się niesłusznym model oscylatora i jego heurystyczne przyjmowanie (częste w literaturze) obarczone jest bardzo dużym błędem narastającym gwałtownie z rozmiarem nanocząstki. W miejsce proporcjonalnego do trzeciej potęgi promienia wzrostu tłumienia pojawia się wysycenie tłumienia radiacyjnego (przy promieniu około 60 nm [Au w próżni]) a następnie jego spadek. Nie występuje też (typowy dla oscylatora tłumionego) obszar przetłumienia, który przy perturbacyjnym ujęciu wzrostu tłumienia pojawiałby się już przy około 57 nm [Au w próżni]. Dokładne rozwiązanie dynamiczne (trzeciego rzędu równanie różniczkowe z niepertsurbacyjnym tarcie Lorentza) [H24,H25] posiada oscylacyjne tłumione rozwiązanie przy dowolnych promieniach, jednak nie takie jak dla tłumionego oscylatora harmonicznego – drugiego rzędu równania różniczkowego. Trzeciego rzędu równanie różniczkowe prowadzi do innego związku tłumienia i częstości rezonansowej niż w przypadku oscylatora harmonicznego, dla którego było

$\omega' = \sqrt{\omega_1^2 - \frac{1}{\tau^2}}$ ,  $\omega_1 = \frac{\omega_p}{\sqrt{3\varepsilon}}$ . Dokładny związek urojonej i rzeczywistej części dyspersji, inny niż dla tłumionego oscylatora, ma też analityczną postać (stosunkowo złożoną) i został oryginalnie znaleziony przez habilitanta [H24]. Ma on postać:

$$\omega' + i\frac{1}{\tau} = -\frac{i}{3l} + \frac{i(1+i\sqrt{3})A}{3 \times 2^{2/3}lB} + \frac{i(1-i\sqrt{3})B}{6 \times 2^{1/3}}, \quad l = \frac{2}{3\sqrt{\varepsilon}} \left( \frac{a\omega_p}{c\sqrt{3}} \right)^3, \quad A = 1 + 6lq,$$

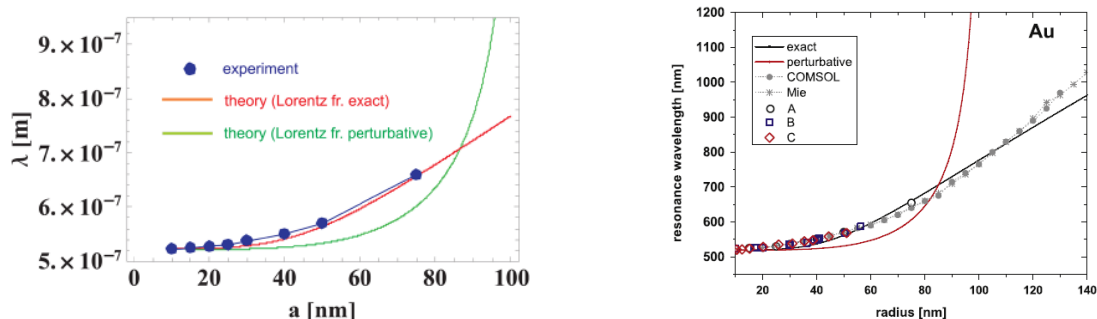
$$q = \frac{\sqrt{3\varepsilon}}{\tau_0\omega_p}, \quad B = \left( 2 + 27l^2 + 18lq + \sqrt{-4A^3 + (2 + 27l^2 + 18lq)^2} \right)^{1/3},$$

co pozwala zauważyć silne różnice w stosunku do tłumionego oscylatora harmonicznego (niebieski) – Rys. 1 (czerwony – dokładne rozwiązanie).



Rys.1. Porównanie częstości rezonansowej (prawy) i tłumienia (lewy) przy dokładnym uwzględnieniu tarcia Lorentza dla plazmonów powierzchniowych w nanocząstce (Au) o promieniu  $a$  [H24] – kolor czerwony, z rozwiązaniami perturbacyjnymi – harmonicznymi – niebieski (różnice narastają silnie dla promieni większych od 30 nm, przybliżone rozwiązanie znika przy 57 nm w wyniku przetłumienia, co jest artefaktem przybliżenia i nie występuje dla dokładnego uwzględnienia tarcia Lorentza)

Poprzez dokładne rozwiązanie zagadnienia tarcia Lorentza w modelu RPA plazmonów [H24] habilitant uzyskał bardzo dobrą zgodność z eksperymentem (odnośnie położenia rezonansu w zależności od rozmiaru nanocząstki [H25] i wskazał na możliwość precyzyjniejszego modelowania funkcji dielektrycznej metalu w danej konfiguracji kształtu i rozmiaru [H25], co poddane zostało następnie studiom przy wykorzystaniu systemu Comsol [H29] oraz schematom rachunkowym typu teorii Mie [h30]. Wynik został zweryfikowany eksperymentalnie dla Au i Ag w zakresie promieni 5 – 75 nm własnymi pomiarami [H31] (przy współpracy z grupą D. Schaadta [Clausthal]) i także w zgodności z innymi znanymi w literaturze danymi eksperymentalnymi rozmiarowej zależności rezonansu plazmonowego (dla Au, Rys. 2).



Rys. 2. Dobra zgodność z eksperymentem rozmiarowej zależności rezonansu plazmonowego w nanocząstkach Au (rezonansowa długość fali e-m,  $\lambda$ ) przy dokładnym uwzględnieniu tarcia Lorentza [H25] – własne pomiary [H31] – lewy, inne eksperymenty A, B, C [H29] – prawy

Rozwinięta teoria RPA plazmonów i ich radiacyjnych własności w metalicznych nanocząstkach okazała się przydatna do modelowania fotowoltaicznego efektu plazmonowego:

## 2. Mikroskopowe wyjaśnienie plazmonowego wzmocnienia efektywności zjawiska fotoelektrycznego wykorzystywanego w ogniwach słonecznych.

Tłumienie plazmonów zmienia się radykalnie gdy w bliskim otoczeniu nanocząstki metalicznej z plazmonami znajdzie się inny układ elektryczny, np. podłoże półprzewodnikowe z pasmowym układem elektronów lub inna metaliczna nanocząstka. Następuje wówczas znacznie silniejszy przepływ energii od plazmonów w nanocząstce do odbiornika (układu pasmowego w półprzewodniku) powodujący tłumienie plazmonów przeważające nad tarcie Lorentza w przypadku dielektrycznego otoczenia. Ten silny kanał transferu energii można opisać przy pomocy złotej reguły



Fermiego dla przejść kwantowych międzypasmowych pod wpływem pola plazmonów [H32]. Jest to uogólnienie efektu fotowoltaicznego w półprzewodniku, kiedy oddziaływanie z padającym światłem jest pośredniczone plazmonami w metalicznych nanocząstkach ulokowanych na powierzchni półprzewodnika [H33].

Jest to zagadnienie o dużym znaczeniu praktycznym wobec gwałtownie rozwijającej się fotowoltaiki w wielkiej skali (warto zauważyć, że w 2015 r. zainstalowanych na świecie było już ponad 250 GW fotoogniw, podczas gdy dla porównania łączna moc polskich siłowni węglowych/gazowych to 29 GW). Zwiększenie sprawności cienkowarstwowych fotoogniw (także organicznych) nawet o 2-3% procent w wyniku pośrednictwa plazmonów powierzchniowych w nanocząstkach metalicznych na powierzchni tych fotoogniw (o małej gęstości powierzchniowej,  $\sim 10^{8-10}/\text{cm}^2$ , metalicznych komponentów, przez to taniej technologii i łatwo dostępnej nawet przemysłowymi metodami) [38] może mieć wielkie znaczenie ekonomiczno-technologiczne dla rozwijanego fotowoltaicznego kierunku pozyskiwania 'ekologicznej' odnawialnej energii [34-38].

Nanocząstki Au, Ag, Cu o rozmiarach: promień  $\sim 10-50$  nm, podnoszą sprawność fotoefektu w laboratoryjnym układzie diody fotoczułej nawet o *czynnik* 2-10 poprzez pośrednictwo w przekazie energii do układu pasmowego w półprzewodnikowym podłożu od padających fotonów światła słonecznego [H34,H35,H38,34,35,36,37,38]. Należy dodać, że w bateriach słonecznych sprawność fotoefektu jest tylko jednym z elementów długiego łańcucha czynników określających sprawność ogniwa i dlatego silny wzrost fotoefektu nie przekłada się na równie silny wzrost sprawności ogniwa.

Habilitant wykazał w rachunku kwantowym [H39,H40,H41] wg schematu złotej reguły Fermiego, że sprzężenie w bliskim polu dipolowego modu plazmonu powierzchniowego w metalicznej nanocząstce osadzonej na powierzchni półprzewodnika z jego układem pasmowym jest bardzo efektywne (tzn. powoduje silny wzrost prawdopodobieństwa przejścia międzypasmowego w półprzewodniku na jednostkę czasu i na jeden padający foton w porównaniu ze zwykłym fotoefektem, czyli oddziaływaniem fali płaskiej padającego fotonu z pasmowym układem w półprzewodniku). Zaletą wyniku jest analityczna postać tego prawdopodobieństwa (podobnie jak w przypadku zwykłego fotoefektu, chociaż rachunek w przypadku plazmonów jest dużo bardziej złożony, ale wykonalny analitycznie jak wykazał habilitant [H32]), co pozwala na analizę różnych konkurencyjnych przyczyn wzrostu efektywności fotowoltaicznej (PV) przy obecności i pośrednictwie plazmonów [H41].

Rachunkiem tym wykazane zostało, że brak translacyjnej niezmienniczości w przypadku nanocząstki i bliskiego pola dipola plazmonu usuwa ograniczenia nakładane przez zasadę zachowania pędu (która w przypadku zwykłego fotoefektu, tzn. oddziaływania elektronów pasmowych z falą płaską fotonu, dopuszczała tylko przejścia proste, z zachowaniem pędu elektronu przy przejściu międzypasmowym w półprzewodniku, wobec znikomo małego pędu fotonu dla dużej prędkości światła i energii  $\hbar\omega = cp$ ). Dla oddziaływania z plazmonem w bliskim dipolowym sprzężeniu dopuszczone są też przejścia skośne międzypasmowe, tym bardziej im mniejsza jest nanocząstka – silniejsze naruszenie translacyjnej niezmienniczości. Z kolei jednak, większe nanocząstki mają więcej elektronów i silniejszy dipol proporcjonalny do trzeciej potęgi promienia. W wyniku dochodzi do konkurencji obu przeciwnych tendencji i możliwości realizacji rozmaitych reżimów przy uwzględnieniu jeszcze sposobu depozycji nanocząstki (korzystne, choć trudne technologicznie jest zanurzenie cząstki w półprzewodnik, np. przez epitaksjalne wielowarstwowe techniki, niepraktyczne dla przemysłowego zastosowania; może to jednak ulec zmianie w nadchodzących nowych technologiach np. perowskitowych ogniw przewidywanych nawet do druku 3D). W pracy [H21] uwzględniono

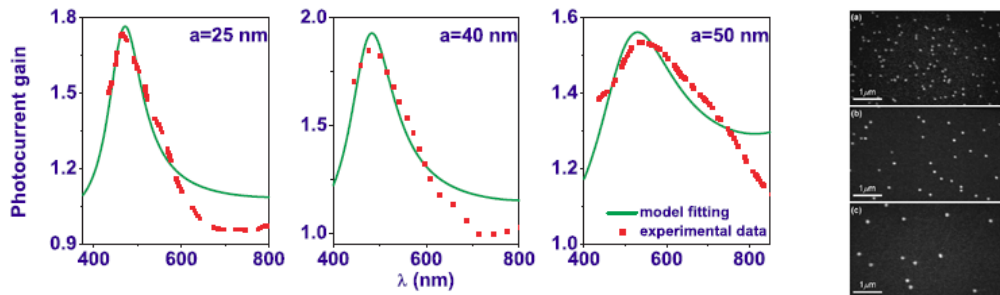
pośrednictwo plazmonów w fotoefekcie w granicy atomowej  $a \rightarrow 0$ , natomiast w pracach [H32,H41] rozwinięto pełny formalizm dla niezerowego promienia i zbadano konkurencję przeciwstawnych czynników rozmiarowych i także sposobu depozycji nanocząstki na powierzchni fotodiody.

Analitycznie obliczona została efektywność plazmonowego kanału poprzez sprzężenie z dipolem w bliskim polu [H32,H41], co ma znaczenie podstawowe poznawcze (wobec zamkniętego kompletnego formalizmu) i praktyczne dla optymalizacji efektu plazmonowego w realnych ogniwach (np. w krzemie w zwykłym fotoefekcie potrzebny był udział trzeciej cząstki [fononu, domieszki] ze względu na skośną strukturę pasmową Si – efekt wydatnie zmniejszany jest przez pośrednictwo zwłaszcza małych nanocząstek metalicznych). Prowadzony jest obecnie projekt Polska-Tajwan dla optymalizacji efektu plazmonowego w bateriach słonecznych (habilitant jest koordynatorem pakietu teoretycznego tego projektu) i prowadzone wspólnie prace eksperymentalne potwierdzają zaproponowaną teorię [H41,H42,H43] (w testach uzyskano wzrost sprawności całego ogniwa Si ponad 5% [H43]).

$$\delta w_0 = \frac{4\sqrt{2}}{3} \frac{\mu^{5/2} e^2}{m_p^2 \omega \epsilon \hbar^3} \left( \frac{\epsilon E_0^2 V}{8\pi \hbar \omega} \right) (\hbar \omega - E_g)^{3/2} \quad \text{zwykły fotoefekt}$$

$$\delta w = \begin{cases} \frac{4}{3} \frac{\mu \sqrt{m_n m_p} (\hbar \omega - E_g) e^2 D_0^2}{\hbar^5 \epsilon^2}, & \text{for } a\xi \ll 1 \\ \frac{4}{3} \frac{\mu^{3/2} \sqrt{2} \sqrt{\hbar \omega - E_g} e^2 D_0^2}{a \hbar^4 \epsilon^2}, & \text{for } a\xi \gg 1 \end{cases} \quad \text{z plazmonami}$$

Porównanie analitycznych wyrażeń na prawdopodobieństwo przejść międzypasmowych w półprzewodniku dla zwykłego fotoefektu i przy pośrednictwie przekazu energii przez plazmony w metalicznej nanocząstce o promieniu  $a$  ulokowanej na powierzchni półprzewodnika;  $\xi = \sqrt{2(\hbar \omega - E_g)(m_n + m_p)} / \hbar$ ,  $m_{n(p)}$ ,  $\mu$ ,  $E_g$  - masa efektywna elektronów (dziur), masa zredukowana, przerwa wzbroniona,  $D_0$  - amplituda plazmonów dipolowych [H32,H39,H41]



Rys. 3. Dobra zgodność dyspersji rezonansowej odpowiedzi fotodiody Si z nanocząstkami Au o różnych rozmiarach – eksperyment – czerwona przerywana linia, Schaadt [35], teoria – zielona [H41], przy niewielkiej koncentracji nanocząstek Au [35] (prawy), odpowiednio  $6.6 \times 10^8, 1.6 \times 10^8, 7.7 \times 10^7 / \text{cm}^2$  dla  $a = 25, 40, 50$  nm (stała masa); największy wzrost fotoprądu ( $1.8 \times$ ) dla  $a = 40$  nm

Kanał transferu energii poprzez sprzężenie podfotonowe (na odległościach mniejszych od długości fali e-m) w bliskim polu dipola plazmonu powierzchniowego okazuje się bardzo efektywny. Wynikające stąd tłumienie plazmonu jest bardzo silne, o rzędy silniejsze niż radiacyjne tłumienie przez tarcie Lorentza w otoczeniu dielektrycznym [H32] i dlatego możliwy jest silny plazmonowy efekt PV. Duży potencjał wykorzystania tego kanału w fotowoltaice wiąże się ze sposobem depozycji cząstki na powierzchni półprzewodnika, co zwykle mocno redukuje efekt, podobnie jak zbyt duża gęstość powierzchniowa metalicznego nano-pokrycia, ze względu na interferencyjne efekty odbicia. W sytuacji silnie tłumionych tym kanałem wymuszonych stacjonarnych oscylacji plazmonowych, kształt krzywych rezonansowych dobrze zgadza się z obserwowanymi eksperymentalnie rezonansowymi wzmocnieniami plazmonowymi dla różnych rozmiarów nanocząstek i ich koncentracji

powierzchniowej na powierzchni fotodiody [H41,H42,H43]. W szczególności bardzo dobrze odtworzone zostały krzywe rezonansowe dla Si diody światłoczułej i kilku różnych pokryć nanocząstkami Au (dwukrotny wzrost fotoprądu dla nanocząstek o promieniu 40 nm eksperymentalnie został osiągnięty przez D. Schaadta [35]) – Rys.3. Inny eksperyment zinterpretowany przez habilitanta teorią plazmonowego efektu PV dotyczył dwuwarstwowej struktury Si/ZnO(*nanopillars*) czyli grubej warstwy p-Si pokrytej n-ZnO słupkami o średnicy 200-300 nm i wysokości około 1000 nm (próbki wykonane w IF PAN a pomiary w NLTK PWr) [H41] – obserwowany około 2-krotny wzrost foto-odpowiedzi w części widma (400-600 nm) po pokryciu całej podwójnej struktury od góry nanocząstkami Ag (o promieniu 5, 20, 50 nm) zidentyfikowany został jako pochodzący w części od ZnO przejść podprzerwowych i też od Si (o typowej zależności rozmiarowej [H32]), co wskazuje, że przestrzenny zasięg plazmonowego efektu jest nie mniejszy od 1 mikrometra (jest to korzystnie dla cienkowarstwowych technologii baterii słonecznych) [36-38]. Bardzo dobrą zgodność efektu plazmonowego z teorią uzyskał ostatnio też zespół z Tajwanu współpracujący z habilitantem w ramach wspólnego projektu [H43]. Zademonstrowane wzmocnienie plazmonowe jest wysokie dla przypadku nanocząstek Au i Ag o promieniu około 50 nm, zgodnie z przewidywaniami modelu. Zaobserwowane wzmocnienie efektywności ogniw krzemowych mc-Si (multicrystalline silicon) i CIGS (copper-indium-gallium-diselenide) wyniosło odpowiednio 5.6%(Au), 4.8%(Ag) dla ogniw mc-Si i około 1.2%(Au), 1.4(Ag) dla ogniw CIGS [H43]. Biorąc pod uwagę, że efekt plazmonowy jest tylko jednym z czynników wpływających na sprawność baterii słonecznych, te wyniki eksperymentalne należy uznać za bardzo obiecujące potwierdzenie przewidywań rozwiniętej teorii o dużym znaczeniu praktycznym. Zbadanych zostało [H43] ponad 40 ogniw obu typów modyfikowanych metalicznymi cząstkami i potwierdzono powtarzalność wyników ale też ograniczenia efektu plazmonowego zwłaszcza przy zbyt dużej koncentracji nanocząstek (odbicia interferencyjne).

Opis plazmonów w pojedynczej nanocząstce, a zwłaszcza określenie radiacyjnych ich efektów pozwala też na uogólnienie efektywnego modelu RPA plazmonów na oddziałujące układy nanocząstek metalicznych, w szczególności na periodyczne liniowe metaliczne nanostruktury, mogące pełnić rolę plazmonowych falowodów.

### **3. Plazmono-polarytony w łańcuchach metalicznych nanocząstek.**

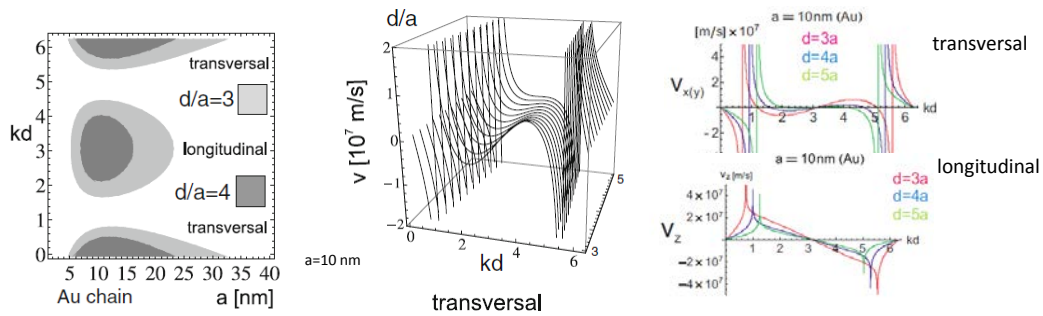
Innym poza fotowoltaicznym efektem plazmonowym jest niemal bezstratna kinetyka kolektywnego modu plazmonów powierzchniowych w periodycznym układzie metalicznych nano-komponentów – w analogii do powierzchniowego modu fali elektro-magnetycznej propagującej się wzdłuż powierzchni rozdzielającej przewodnik (metal) i dielektryk i nazywanego plazmono-polarytonem (identyfikowanym ze zhybrydizowanym wzbudzeniem plazmonu powierzchniowego z falą elektro-magnetyczną) [9,10]. Zmiana geometrycznej konfiguracji pola elektro-magnetycznego przy granicy metal-izolator jest efektem wykorzystywanym w wysoko-częstotliwościowej technice mikrofalowej (np. jednoprzewodowe linie transmisyjne Goubau [46]). Powstało interesujące zagadnienie propagacji podobnego modu wzdłuż dyskretnego metalicznego nano-łańcucha [44,45,47-51]; eksperymenty potwierdziły bezstratną propagację dipolowej plazmonowej oscylacji w takich łańcuchach na odległościach mikrometrowych [45,47] o prędkości grupowej co najmniej 10-krotnie mniejszej od prędkości światła – przy tej samej częstotliwości, plazmono-polaryton ma zatem co najmniej 10-krotnie mniejszą długość fali niż foton, co pozwolić ma na ominięcie rozmiarowych ograniczeń dyfrakcyjnych w przyszłej zunifikowanej technice opto-nano-elektronicznej [44]. Podstawową przeszkodą dla miniaturyzacji opto-elektroniki jest niewspółmierność skali sub-mikrometrowej (nano)elektroniki z typową energią dla takiego ograniczenia przestrzennego elektronów (w skali meV)

z odpowiadającymi tej energii dużo większymi długościami fali światła i związanymi z nimi ograniczeniami dyfrakcyjnymi niepozwalającymi na stosowną miniaturyzację techniki światłowodowej. Poddyfrakcyjne przetwarzanie światła zamienionego na plazmono-polaryton pozwala na ominięcie tych przeszkód i dlatego opanowanie nisko-stratnej falowodowej techniki plazmono-polarytonowej ma tu kluczowe znaczenie [8,44,49].

Habilitant rozwinął analizę kinetyki plazmono-polarytonu w łańcuchu metalicznych nano-cząstek w oryginalnym daleko posuniętym analitycznym sformułowaniu RPA [H51,H52,H53] (w stosunku do wcześniejszych wyników o silnie numerycznym charakterze [48-50]). Analityczne sformułowanie pozwoliło na precyzyjne zidentyfikowanie rozmaitych czynników trudnych do szczegółowej analizy w złożonym podejściu numerycznym [49], co było przyczyną związanych z tym niejasności w literaturze, które udało się w podejściu analitycznym w pełni rozstrzygnąć (przykładem takich niejasności było mylące interpretowanie daleko zasięgowych modów plazmono-polarytonów jako mniej tłumionych [49], podczas gdy większy ich zasięg wiąże się z większą prędkością grupową pakietu plazmono-polarytonów w osobliwych rejonach 1D strefy Brillouina [H52,H53], inny mylący wynik numeryczny to sugerowana nadświatlna prędkość specjalnych plazmono-polarytonów [54], wynikająca w istocie z przybliżonego perturbacyjnego numerycznego rozwiązania osobliwego nieliniowego równania określającego dynamikę plazmono-polarytonu w metalicznym nano-łańcuchu, jak wykazał habilitant [H52]).

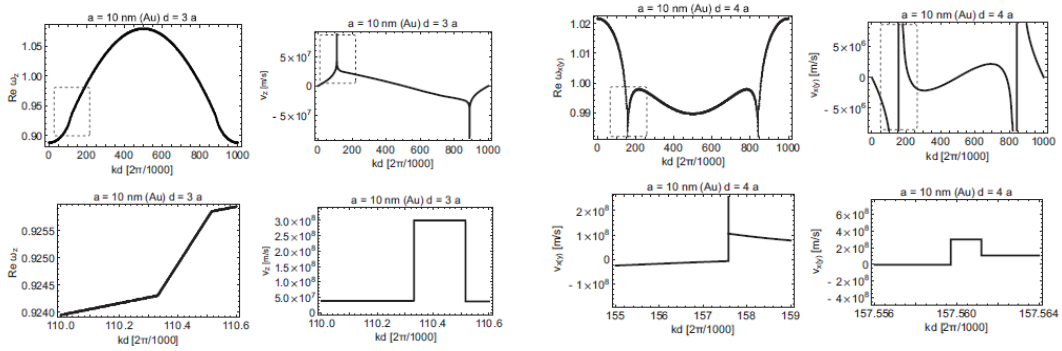
Dokładne uwzględnienie promieniowania w bliskim, średnim i dalekim polu przy wzięciu pod uwagę retardacyjnych efektów relatywistycznych, pozwoliło także na zidentyfikowanie niestabilności opisu dynamiki [H51,H55,H56] – Rys. 4 – w często stosowanym w literaturze reżimie tylko bliskiego pola [45,47] (stosowane przez grupę H. Atwatera przybliżenie bliskiego pola prowadzi do naruszenia zasady zachowania energii w procesach radiacyjnych w nano-łańcuchu) i numerycznego zaobserwowania (grupa V. Markela, Penstate [49,54]) rzekomo nadświatlnej propagacji bardzo wąskiego modu plazmono-polarytonu [54]. W zakresie plazmono-polarytonów w metalicznych nano-łańcuchach:

- a) Habilitant wykazał, że przy dokładnym uwzględnieniu sprzężenia dipolowego nanocząstek w łańcuchu, efekty retardacyjne (często niesłusznie pomijane [45,47]) oraz promieniowanie w dalekim, średnim i bliskim polu, prowadzą do *idealnej* kompensacji tarcia Lorentza w każdej z nanocząstek w łańcuchu przez promienisty napływ energii z pozostałych cząstek [H51]; oznacza to, że propagacja plazmono-polarytonu w łańcuchu jest radiacyjnie bezstratna [H51,H52,H53]; uwzględniając, że tarcie Lorentza w dużej (promień  $> 12$  nm, Au w próżni) nanocząstce metalicznej znacznie przekracza straty rozproszeniowe plazmonów (nieodwracalnej dyssypacji energii rozpraszanej w finale w ciepło Joule'a w wyniku zderzeń elektronów z elektronami, fononami, domieszkami, ściankami), łańcuch metalicznych nanocząstek jest radiacyjnie bezstratnym niemal idealnym falowodem dla plazmono-polarytonu [H52], co zgadza się z eksperymentalnymi obserwacjami [45,47,49] i wskazuje na możliwe aplikacje w poddyfrakcyjnej opto-elektronice, ze względu na małą prędkość grupową plazmono-polarytonu [H51,H52].



Rys. 4. Zaznaczenie obszarów niestabilności (szary kolor) dynamiki plazmono-polaritonu przy ograniczeniu tylko do bliskiego pola sprzężenia nanocząstek w łańcuchu ( $a$  – promień nanocząstek,  $d$  – separacja w łańcuchu,  $k$ - wektor falowy) (lewy) [H51]; przykład rozbieżności prędkości grupowej plazmono-polaritonu przy perturbacyjnym rozwiązaniu dynamiki (środkowy) [H51]; porównanie perturbacyjnych osobliwości dla poprzecznej i podłużnej polaryzacji prędkości grupowej plazmono-polaritonu – odpowiednio: złożenia logarytmicznej i hiperbolicznej i tylko logarytmicznej [H53]

- b) Rozwinięty przez habilitanta opis RPA plazmono-polaritonu [H51,H52] pozwolił oryginalnie zauważyć, że idealna kompensacja strat w wyniku tarcia Lorentza zachodzi wyłącznie wewnątrz stożka świetlnego, a na zewnątrz stożka pozostaje silne radiacyjne tłumienie – tam nie zachodzi opisana wyżej kompensacja energii (poza stożkiem świetlnym tłumienie plazmono-polaritonu silnie narasta [ze zmianą wektora falowego] w sposób ciągły dla modu podłużnie spolaryzowanego [oscylacje dipolowe wzdłuż łańcucha] i skokowo, dla modu poprzecznie spolaryzowanego) [H51,H52,H53].
- c) Na stożku świetlnym (w 1D są to dwa punkty strefy Brillouina związanej z periodycznością łańcucha, stożek świetlny jest tu raczej trójkątem w funkcji separacji w łańcuchu) występuje osobliwość logarytmiczna równania dynamiki RPA [H51], pochodząca od konstruktywnej interferencji dalekiego pola nanocząstek w łańcuchu dla poprzecznej polaryzacji plazmono-polaritonu i ta osobliwość powoduje lokalną rozbieżność dowolnego rzędu szeregu perturbacyjnego rozwiązania równania dynamicznego na dyspersję [H51]; rozbieżność ta wywołuje z kolei rozbieżność hiperboliczną prędkości grupowej poprzecznego modu plazmono-polaritonu, obserwowaną w numerycznych symulacjach w literaturze [50] (w numerycznym z natury rzeczy perturbacyjnym rozwiązaniu poprzez funkcje Greena i z konieczności przybliżonym numerycznie) i niesłusznie interpretowanych jako nadświetlna propagacja [54].
- d) Błąd ten został szczegółowo wyjaśniony i wykluczony przez dokładne (nieperturbacyjne) rozwiązanie równania dynamicznego dla plazmono-polaritonu przez oryginalnie zastosowaną przez habilitanta metodę [H52] (rozwiązanie w 20 000 punktów strefy Brillouina niezależnie równania dynamicznego przez procedury typu Newtona) co pozwoliło na nieperturbacyjne znalezienie dyspersji (i tłumienia) plazmono-polaritonu z silnie nieliniowego równania [H51,H52] – rozwiązanie to ujawniło dokładne obcięcie [H52] osobliwości hiperbolicznej prędkości grupowej modu poprzecznego na prędkości światła w danym ośrodku (w zgodzie z niezmienniczością Lorentza), wyjaśniając przy tym mylące numeryczne wyniki.



Rys. 5. Ilustracja dokładnego rozwiązania równania dynamiki plazmono-polarytonu w metalicznym nano-łańcuchu dla polaryzacji podłużnej (lewy) i poprzecznej (prawy) – linią przerywaną zaznaczone są rejony osobliwości na wykresach częstości i prędkości grupowej plazmono-polarytonu; dla polaryzacji podłużnej osobliwość logarytmiczna, dla poprzecznej – złożenie logarytmicznej i hiperbolicznej – obie osobliwości ucięte zostają przez dokładne rozwiązanie na prędkości światła [H52] (dolne rysunki są zbliżeniami osobliwych obszarów)

e) Habilitant oryginalnie zidentyfikował także osobliwość logarytmiczną w samej prędkości grupowej [H52,H53] (w dowolnym perturbacyjnym rozwinięciu) dla obu polaryzacji plazmono-polarytonu w nano-łańcuchu, wywołaną konstruktywną interferencją promieniowania w średniej strefie pola

(ponieważ pochodna po  $k$  z szeregu  $\sum_n \frac{\sin(nk)}{n^2}$  [występującego dla średniego pola] jest

logarytmicznie rozbieżna w  $k=0$ ,  $\sum_n \frac{\cos(nk)}{n} = \frac{-\ln(2-2\cos(k))}{2}$ ); poprzez dokładne

rozwiązanie dynamiki habilitant wykazał, że osobliwości te ucinane są także idealnie na wartości prędkości światła w danym ośrodku [H52].

f) Wyniki te wyjaśniły mylne interpretacje numeryczne nadświetlnej propagacji plazmono-polarytonu jako artefakt perturbacyjnego przybliżenia [54,H52] – interesująca może być tu analogia do rozbieżności na każdym rzędzie szeregów perturbacyjnych kwantowej teorii pola sztucznie usuwanych przez renormalizację – uzyskany wynik jest zatem modelowym przykładem uzasadnienia *explicite* takiej renormalizacji przez nieperturbacyjne dokładne rozwiązanie nieliniowego problemu, przy osobliwości rozwiązania na dowolnym rzędzie rachunku zaburzeń.

g) Podobnie wyjaśniony został numerycznie obserwowany daleko-zasięgowy mod plazmono-polarytonu w pobliżu stożka świetlnego [H50] i niesłusznie interpretowany jako mod mniej tłumiony – w istocie jest tłumiony tak samo jak inne mody, a lokalne zwiększenie prędkości grupowej (przy uciętej lokalnej osobliwości) daje obserwowany numerycznie zasięg kilkakrotnie większy niż innych modów, choć przy takim samym tłumieniu.

h) Poprzez analizę szybkości zbieżności odpowiednich szeregów związanych z promieniowaniem w łańcuchu, habilitant zademonstrował [H51,H53] niewielki wpływ skończoności łańcucha na rozwiązania dla nieskończonego przypadku i ich użyteczność do skończonych struktur periodycznych (już ilość dziesięciu periodycznych elementów bardzo dobrze przybliży rozwiązania dla nieskończonych łańcuchów [H51,H52], chociaż usuwa też wspomniane wyżej osobliwości rozwijane w pełni dla nieskończonego łańcucha).

Rozwinięta teoria wskazuje na propagację plazmono-polarytonu w metalicznym nano-łańcuchu z polem elektro-magnetycznym zamkniętym/skompresowanym wzdłuż łańcucha (co zgadza się z

wcześniejszymi symulacjami typu Comsol i mikroskopią SNOM) [45,47]. Ze względu na silną niewspółmierność długości fal światła i plazmono-polarytonu o tej samej energii, nie jest możliwe zakłócenie plazmono-polarytonu, ani jego detekcja, przy pomocy swobodnych fotonów, co czyni wzbudzenia plazmono-polarytonowe odporne na zakłócenia elektro-magnetyczne [H51-H53], ponadto niskotłumione i poddyfrakcyjne o regulowanej prędkości grupowej przez parametry łańcucha [H51]. Stwarza to np. możliwości rejestrowania drobnych nanometrowych zmian, np. odległości elementów łańcucha w elastycznym ośrodku dielektrycznym podlegającym naprężeniu i deformacji [H53] w zastosowaniu do ewentualnych plazmonowych czujników deformacji (w konstrukcjach podlegających naprężeniom).

Skuteczny mikroskopowy opis RPA elektronowych plazmonów i plazmono-polarytonów w metalicznych nanostrukturach stwarza możliwość rozwinięcia podobnej teorii dla innych (jonowych) nośników ładunku.

#### **4. Plazmony i plazmono-polarytony w ograniczonych jonowych układach**

Rozwinięta przez habilitanta teoria RPA plazmonów i plazmono-polarytonów oryginalnie została przez niego uogólniona na przypadek ograniczonych elektrolitów (zamkniętych dielektryczną błoną – np. lipidową błoną komórkową) i przy zastąpieniu elektronów przez jony [H57]. Uogólnienie to wymagało:

- a) Przystosowania modelu RPA sformułowanego dla zdegenerowanej kwantowo cieczy elektronów swobodnych w metalu do boltzmannowskiej cieczy jonów zarówno fermionowych jak i bozonowych (zastąpiono przybliżenie Thomasa-Fermiego dla oszacowania energii kinetycznej elektronów [tzw. formuła 5/3], przez odpowiednią dla jonów formułę wg rozkładu Boltzmann-Maxwella, zastąpiono też prędkość Fermiego w wyrażeniach na rozproszenie nośników przez boltzmannowską prędkość średnią – obie zmiany wprowadziły nową charakterystyczną zależność temperaturową) [H57].
- b) Najważniejszym elementem uogólnienia było wprowadzenie fikcyjnego jellium dla dwuskładnikowego elektrolitu (w elektrolicie oba układy jonów przeciwnych znaków są dynamiczne, co wyklucza model sztywnego jellium jonów sieci krystalicznej jak w metalu), poprzez dokładne modelowanie hamiltonianu dwuskładnikowego elektrolitu wprowadzić można jednak wzajemnie kompensujące się (i przez to fikcyjne, niezmiennające energii) dwa jellium o przeciwnych znakach [H57] i ocenić dokładność efektywnego modelu; taki efektywny model pozwala przy niewielkich wzbudzeniach lokalnej gęstości ładunku na analizę plazmonowych wzbudzeń elektrolitu w postaci sumy dwóch powiązanych wzbudzeń analogicznych do plazmonów w metalu.
- c) Model pozwala na klasyfikację plazmonów jonowych na plazmony powierzchniowe o różnej multipolowości i plazmony objętościowe (czyli odpowiednio – modów translacyjnych i sprężeniowych) oraz ocenę ich energii i tłumienia [H57].
- d) Ze względu na różnice mas jonów w stosunku do elektronów i wielką dowolność zwykle niższej od elektronowej koncentracji molowej (w przeciwieństwie do koncentracji elektronów w metalu) skala charakterystycznych rozmiarów plazmonych (określanych przez maksimum radiacyjnych efektów) jonowych skończonych układów przesuwają się w kierunku mikrometrów w stosunku do nanometrów dla metalu, a częstość plazmonowa maleje o wiele rzędów wielkości w zależności od koncentracji, masy i ładunku jonów [H57].

- e) Wszystkie elementy uogólnionego dla jonów modelu RPA znajdują swoje odpowiedniki w stosunku do elektronów, w tym charakterystyki modów powierzchniowych i objętościowych (te ostatnie wykazują zależność termiczną dla przypadku jonów [H57], której nie było dla elektronów w metalu), tłumienia radiacyjnego (tarcia Lorentza dla jonów) oraz rozproszeniowego typu ciepła Joule'a (też inaczej zależnego dla jonów niż dla elektronów w metalu od temperatury, poprzez zależność temperaturową prędkości średniej jonów w porównaniu z praktycznie niezmienną w rozważanym przedziale temperatur prędkością Fermiego w metalu).

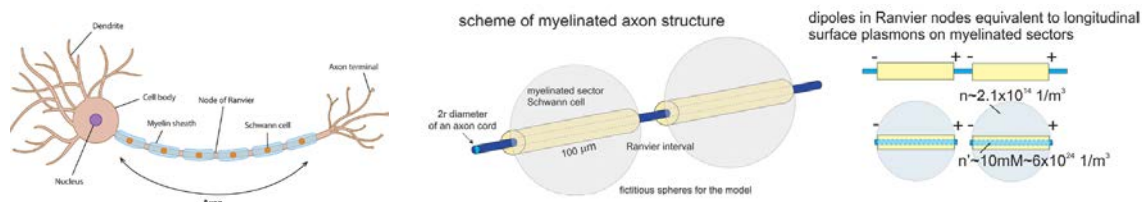
Oprócz plazmonów jonowych w pojedynczym ograniczonym elektrolicie, rozwinięta została oryginalnie przez habilitanta teoria jonowych plazmono-polarytonów w łańcuchu elektrolitycznych układów (ogólniej w periodycznym multi-układzie jonowym) [H59]. W analogii do plazmono-polarytonów metalicznych w 1D nano-strukturach periodycznych dla jonów opisano wszystkie analogiczne cechy jonowych plazmono-polarytonów i bezstratnych radiacyjnie ich falowodów. Przeanalizowano różnorodne zachowanie jonowych plazmono-polarytonów i ich falowodowej kinetyki w szerokim zakresie parametrów rozmiarowych, koncentracji i samych jonów, także przy uwzględnieniu absorpcyjnych charakterystyk (rotacyjnych i wibracyjnych) rozpuszczalnika – wody (wskazując na rezonansowe albo na niezależne z plazmonami obszary częstości sygnałów).

##### **5. Plazmono-polarytonowy model przewodnictwa skokowego (*saltatory conduction*) w mielinowanych aksonach**

Zastosowano rozwinięty przez habilitanta model plazmono-polarytonów w liniowej periodycznej strukturze elektrolitycznej do wytłumaczenia nieznanego i poszukiwanego mechanizmu przewodnictwa skokowego (*saltatory conduction*) [61,58] w periodycznej mielinowanej strukturze aksonu w obwodowym układzie nerwowym i w białej strukturze centralnego układu nerwowego [61]. Model kabla [60] (kabla podwodnego, pochodzący jeszcze od Williama Thomsona) dobrze opisuje dyfuzyjny charakter kinetyki sygnału elektrycznego w dendrytach i w niemielinowanych aksonach (w substancji szarej centralnego układu nerwowego). Prędkość sygnału wg modelu kabla zależy od przewodnictwa omowego elektrolitu wewnątrz dendrytu (aksonu) i pojemności elektrycznej poprzez błonę komórkową do elektrolitu międzykomórkowego [61], prędkość ta jest ograniczona i wynosi 1-2 m/s; jest to zbyt mała prędkość dla przesyłania sygnałów czynnościowych na duże odległości zwłaszcza w układzie obwodowym; zauważono, że sygnały w aksonach neuronów, które są periodycznie owijane grubymi mielinowymi (lipidowymi) otoczkami (produkowanymi w układzie obwodowym przez tzw. komórki Schwanna, a w układzie ośrodkowym [w białej substancji z powodu białej barwy mieliny] przez oligodendrocyty) [61] znacznie przyspieszają; prędkość sygnałów wzrasta około 100-200 krotnie i nieznanym jest mechanizm tego przyspieszenia; mielinowe otoczki mają długość rzędu 100 mikrometrów i oddzielane są krótkimi nieosłoniętymi mieliną fragmentami (przerwy Ranviera); uznano, że sygnał czynnościowy przeskakuje między kolejnymi przerwami Ranviera i przez to przyspiesza [61,58], jednak mechanizm przeskoku nie jest znany i nazywany tylko *saltatory conduction* (tj. przewodnictwem skokowym lub saltacyjnym) [61].

Przy oryginalnym założeniu propagacji plazmono-polarytonu jonowego wzdłuż periodycznie mielinowanego aksonu habilitant uzyskał ilościową zgodność prędkości sygnału czynnościowego przy realistycznych parametrach elektrolitu cytoplazmy aksonu [H59].





Rys. 5. Poglądowy schemat mielinowanego aksonu i modelu plazmono-polarytonu dla skokowego przewodnictwa [H59]

Uzyskano dobrą zgodność modelu z cechami *saltatory conduction* [H59], w tym:

- a) Dużą prędkość grupową falowego pakietu jonowego plazmono-polarytonu dla parametrów elektrolitu wnętrza aksonu, taką jaką obserwuje się w mielinowanych aksonach.
- b) Brak radiacyjnego tłumienia plazmono-porytonu i poprzez niewielkie energetyczne suplementacje (mniejsze niż dla zwykłego przewodnictwa – bardzo słabego w aksonach) uzyskuje się całkowicie nietłumiony mod wymuszony plazmono-polarytonu jonowego propagujący się bez zniekształceń na dowolnie duże odległości (co wyjaśnia też stabilność amplitudy sygnału).
- c) Suplementacja energii odbywa się w mechanizmie ADP/ATP resztkowo przy generacji potencjału czynnościowego na kolejnych przerwach Ranviera [61] (znany mechanizm wytwarzania milisekundowego ostrza (*spike*) potencjału czynnościowego przez nieliniowy mechanizm kanałów  $\text{Na}^+$  i  $\text{K}^+$  przez nieosłonięte mieliną fragmenty błony komórkowej aksonu w przerwie Ranviera i przez pochłaniający energię (ADP/ATP) mechanizm powrotny tego podukładu – aktywny transport jonów przeciw gradientowi) [61].
- d) Falowy charakter *saltatory conduction* potwierdzony jest obserwowanym utrzymaniem propagacji mimo przerwania aksonu lub uszkodzenia kilku nawet przerw Ranviera [61], kierunkiem propagacji przy inicjacji z synapsy lub dwukierunkowym przy inicjacji ze środka neuronu [61], co dobrze zgadza się z modelem plazmonowo-polarytonowym, a nie zgadzało się z prądowym modelem kabla (utrzymanie propagacji sygnału przy przerwaniu aksonu wyklucza model kabla).
- e) Zgodna jest też temperaturowa zależność typowa dla jonowych plazmono-polarytonów, zależność prędkości grupowej pakietu od średnicy aksonu i rola grubej mielinowej warstwy (większej niż potrzebna tylko dla izolacji elektrycznej, a potrzebnej do wytworzenia dielektrycznego otoczenia dla utworzenia plazmono-polarytonu [zmniejszenie grubości tej warstwy powoduje zmniejszenie prędkości plazmono-polarytonu, co obserwuje się w stwardnieniu rozsianym [61], chociaż mniejsza warstwa mieliny wciąż elektrycznie izoluje akson, dla utworzenia plazmono-polarytonu potrzebne jest jednak grubsze dielektryczne otoczenie separujące od międzykomórkowego elektrolitu – to zupełnie nowa koncepcja roli mieliny i jej ubytków w stwardnieniu rozsianym]).
- f) Zgodna jest też wyjątkowa cecha plazmono-polarytonów, których nie można zaburzyć ani wykryć falą elektro-magnetyczną (plazmon-polaryton nie oddziałuje z fotonami) i dlatego sygnalizacja w mielinowanych aksonach jest bezpieczna/niewrażliwa na zakłócenia elektro-magnetyczne i niezawodna oraz niewykrywalna elektro-magnetycznie (podczas gdy prądowe przewodnictwo sygnałów w strukturze szarej może być obserwowane [EEG, MEG] i nawet elektro-magnetycznie modyfikowane).

Wyjaśnienie mechanizmu skokowego przewodnictwa mielinowanego aksonu za pomocą kinetyki jonowego plazmono-polarytonu może okazać się ważnym odkryciem w zakresie elektrofizjologii układu nerwowego o dużym znaczeniu dla lepszego zrozumienia roli warstwy mieliny i jej uszkodzeń w przebiegu stwardnienia rozsianego i innych chorób związanych z ubytkami osłony mielinowej aksonów (np. zespołu Guillaina-Barrego). Wiąże się to, przy potwierdzeniu modelu, z dużym sukcesem elektronowej nano-plazmoniki uogólnionej na mikro-plazmonikę jonową.

## Podsumowanie<sup>2</sup>

W przedstawionym osiągnięciu naukowym (monotematycznym cyklu 19 prac, w dużym stopniu (8) jedno-autorskich publikacji i kilku prac o dominującym wkładzie habilitanta, poza dwiema pracami eksperymentalnymi realizowanymi przy współpracy habilitanta, a ilustrującymi rozwiniętą przez niego teorię) autor rozwiązał kilka istotnych problemów z zakresu plazmoniki. W ramach sformułowanego oryginalnie kwaziklasycznego kwantowego modelu RPA (przybliżenie faz chaotycznych) dla metalicznej nanocząstki określone zostały rezonanse plazmonów powierzchniowych i objętościowych w sferycznej nanocząstce o różnych rozmiarach i różnym materiale i otoczeniu dielektrycznym [A12][A18]. Zbadane zostało tłumienie tych plazmonów ze szczególnym uwypukleniem promienistych strat energetycznych wyrażanych przez tarcie Lorentza [A2][A4][A11], które zostało uwzględnione w dokładny sposób ponad często przyjmowanym heurystycznym modelem harmonicznym drgań plazmonowych [A2][A4]. Zidentyfikowane przez habilitanta silne odstępstwa od uproszczonego (perturbacyjnego) modelu harmonicznego zostały potwierdzone eksperymentalnie [A11][A4]. Znaleziona analitycznie zależność rozmiarowa tłumienia plazmonów przyczyniła się do korekty interpretacji eksperymentalnych obserwacji w ramach tzw. wewnętrznego reżimu efektu rozmiarowego (*intrinsic size-effect regime*) formalizmu Mie i numerycznego systemu COMSOL [A4][A15]. Wyjaśniony został silny plazmonowy mechanizm wzmocnienia fotoefektu przy pośrednictwie plazmonów w nanocząstkach ulokowanych na światłoczułej powierzchni baterii słonecznej [A9][A10][A8]. Określono rozmiarową zależność tego efektu [A17][A18][A19] uwzględniając konkurencyjne czynniki: uchylenie ograniczeń przez zasadę zachowania pędu dla przejść międzypasmowych w półprzewodniku w bliskim polu plazmonu w nanocząstce (wobec braku translacyjnej niezmienniczości), preferujące małe nanocząstki i z drugiej strony, wielkość amplitudy oscylacji plazmonowych preferującą większe nanocząstki. Uzyskano bardzo dobrą zgodność z eksperymentem [A17][A16][A19][14] i zastosowano model do optymalizacji metalicznie modyfikowanych baterii słonecznych w ścisłej współpracy z eksperymentem (w ramach wspólnego projektu międzynarodowego polsko-tajwańskiego [A16][A14][A17]). Rozwinięto oryginalną analizę w modelu RPA kolektywnych falowych tzw. plazmono-polarytonów w metalicznych nano-łańcuchach o poddyfrakcyjnym charakterze tych wzbudzeń – zhybrydowanych powierzchniowych plazmonów z falą elektro-magnetyczną [A7][A13][A18]. Wykazano metodami analitycznymi bezstratny radiacyjnie charakter kinetyki plazmono-polarytonu [A6][A7] i znaleziono jego charakterystyki (energii, tłumienia i prędkości grupowe poszczególnych modów) w zależności od parametrów nanocząstek, łańcucha i otoczenia [A6][A7][A5]. Wyjaśniono pewne artefakty (w literaturze przedmiotu) związane z perturbacyjnym przybliżeniem (w tym także numerycznym) rozwiązywaniem nieliniowego równania dynamiki z silnymi osobliwościami [A5][A7]. Szczegółowo zbadano te osobliwości, inne dla polaryzacji podłużnej a inne dla poprzecznej polaryzacji plazmono-polarytonu [A5][A6][7]. Rozwiązano problem osobliwości specjalnie dobranymi nieperturbacyjnymi

---

<sup>2</sup> W paragrafie **Podsumowanie** cytowania odnoszą się do prac habilitanta wchodzących w skład osiągnięcia naukowego wg zestawienia 4. b) na str 1 z literą A (autor)

dokładnymi metodami i wykazano znikanie osobliwości rozwiązań mimo osobliwości równań, w pełnej zgodności z niezmienniczością Lorentza [A5]. Wykazano m.in., że prędkość grupowa plazmono-polarytonów lokalnie wzrasta w pobliżu stożka świetlnego w wyniku interferencyjnych efektów w średnim i dalekim polu sprzężenia plazmonów w łańcuchu [A6], ale jest zawsze ograniczona przez prędkość światła w danym ośrodku, mimo że perturbacyjne rozwiązania wskazują na pozorną nadświetlną kinetykę [A5][A6][A7]. Lokalny wzrost prędkości grupowej zwiększa zasięg odpowiednio dobranych pakietów plazmono-polarytonów, co było mylnie interpretowane w numerycznych eksperymentach jako wynik *nadzwyczajnego* lokalnego zmniejszenia tłumienia [A7][A5]. Tłumienie okazuje się w istocie silnie zredukowane dla wszystkich modów wewnątrz stożka świetlnego ale jednak nie poniżej strat omowych [A5][A7]. Idealna kompensacja w nano-łańcuchu silnego tłumienia radiacyjnego przez tarcie Lorentza wewnątrz stożka świetlnego została oryginalnie wykazana analitycznie [A6][A7]. Zróznicowanie zasięgów modów i pakietów falowych wiąże się ze zróznicowaniem prędkości grupowej i silnym wzrostem tłumienia plazmono-polarytonów poza stożkiem świetlnym, co może być wykorzystane do sensoryki deformacji podłoża nano-łańcucha poprzez obserwację gwałtownej zmiany reżimu plazmonowej kinetyki [A7]. Wskazano na korzystne kinetyczne cechy dalekozasięgowych nisko-tłumionych modów plazmono-polarytonów i ich pakietów w niemal idealnych plazmonowych falowodach dla zastosowań poddyfrakcyjnej optoelektroniki [A5][A6][A7]. Oryginalnie uogólniono sformułowany model plazmonów elektronowych na przypadek plazmonów jonowych w mikrometrowych strukturach elektrolitycznych ograniczonych dielektrycznymi błonami (np. błonami komórkowymi) [A1]. W szczególności zastosowano z dużym powodzeniem oryginalnie opracowany model jonowych plazmono-polarytonów w periodycznie modyfikowanej ograniczonej strukturze elektrolitycznej do wyjaśnienia nieznanego i poszukiwanego mechanizmu przewodnictwa skokowego sygnału czynnościowego (*saltatory conduction*) w periodycznie mielinowanych aksonach neuronów w centralnym i obwodowym układzie nerwowym [A3]. Wskazano inną niż powszechnie przyjmowaną tylko izolacyjną rolę mieliny w tym przewodnictwie a istotną dla oceny spowolnienia impulsów w przypadku jej uszkodzenia (w stwardnieniu rozsianym) [A3].

Uzyskane wyniki autora wpisują się w intensywnie rozwijaną obecnie dziedzinę nano-plazmoniki struktur metalicznych i poddyfrakcyjnej fotoniki o już bardzo szerokich i wciąż rozwijanych nowych obszarach praktycznych zastosowań, także w nieoczekiwanych kierunkach oryginalnie rozwijanej przez habilitanta jonowej mikro-plazmoniki.

## 5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo - badawczych (artystycznych).

Po uzyskaniu stopnia doktora, Wnioskodawca opublikował 13 innych prac (w tym 3 opracowania monograficzne) niewchodzące w skład przedkładanego osiągnięcia naukowego. Te publikacje to:

- 1) **W. Jacak**, *Radiative properties of plasmons in metallic nano-particles: photo-voltaic and photonic applications*, invited chapter to the monograph **Handbook of Functional Nanomaterials Volume 2 - Characterization and Reliability**, Chapter 15, Nova Science Publishers, USA, 2012, **ISBN: 978-1-62948-172-2**
- 2) **W. Jacak**, J. Krasnyj, J. Jacak, A. Henrykowski, L. Jacak, *Mechanism of Plasmon Enhancement PV Efficiency for Metallic Nano-Modified Surface of Semiconductor Photo-Cell*, **Intern. Rev. Phys. (I.R.E. Phys.) vol 4(6)**, 335-348 (2010) (invited chapter)
- 3) A. Henrykowski, K. Marszalski, **W. Jacak**, *Efficiency of energy transfer in nanomodified photocells via plasmons in metallic nanoparticles*, **Fuelling the Future: Advances in Science and Technology for Energy Generation, Transmission and Storage**, pp 178-182, edited by A. Mendez-Vilas, Brown

Walker Press, USA (2012), ISBN 978-1-61233-556-2

- 4) K. Kluczyk, **W. Jacak**, *Size effect in plasmon resonance of metallic nano-particles: RPA versus COMSOL*, **Acta Phys. Pol. A 129**, 83-86 (2016)
- 5) **W. Jacak**, J. Krasnyj, J. Jacak, *Mechanism of plasmon effect in surface metallicity modified solar cells Plasmonics: Metallic Nanostructures and Their Optical Properties VIII*, (2010). SPIE, pp 77573-1-15, M. Stockman (Ed.) (2010)
- 6) **W. Jacak**, J. Krasnyj, L. Jacak, *Reducing of spin pure dephasing due to magnons in quantum dots*, **Phys. Rev. B 78**, 073303-1-4 (2008)
- 7) **W. Jacak**, J. Krasnyj, L. Jacak, *Quantum dot spin pure dephasing due to bulk magnons at low temperatures*, **Phys. Stat. Sol. C 6**, pp 841-845 (2009)
- 8) **W. Jacak**, J. Krasnyj, L. Jacak, W. Donderowicz, *Dephasing of QD exciton orbital and spin states due to hybridization with bulk collective excitations*, **Int. J. Mod. Phys. B 25 (10)** (2011) 1359-1375
- 9) **W. Jacak**, J. Krasnyj, L. Jacak, R. Gonczarek, *Dekoherencja orbitalnych i spinowych stopni swobody w kropkach kwantowych*, monografia, **Oficyna Wydawnicza PWr** (2009) pp 1-134, ISBN 978-83-7493-461-9
- 10) M. Jacak, I. Józwiak, J. Jacak, J. Gruber, **W. Jacak**, *Wprowadzenie do kryptografii kwantowej: implementacja protokołów kryptografii kwantowej na systemach niesplątanych fotonów (system Clavis II) i splątanych fotonów (system EPR S405 Quelle)*, 200 stron, monografia, **Oficyna Wydawnicza PWr**, W-w 2013, ISBN 978-83-7493-746-7
- 11) **W. Jacak**, W. Donderowicz, J. Jacak, *Wstęp do informatyki kwantowej*, monografia, **Oficyna Wydawnicza PWr**, Wrocław 2011, ISBN 978-83-7493-604-0
- 12) **W. Jacak**, W. Donderowicz, L. Jacak, *Introduction to Quantum Information and Communication*, monografia, **Printpap**, Łódź, 2011, ISBN 978-83-62098-91-0
- 13) **W. Jacak**, *On the 'three-orders time-limit' for phase decoherence in quantum dots*, invited chapter ( pp 1-26), *Quantum Dots – Theory and Applications*, **InTech** 2015, ISBN 978-953-51-2155-8

Wyżej wymienione prace w części (1-5) odnoszą się do habilitacyjnego osiągnięcia naukowego przedstawionego w poprzednim punkcie. Są to prace przeglądowe, zaproszone rozdziały do międzynarodowych monografii i publikacje pokonferencyjne w zakresie plazmoniki. Prace (1) i (2) dotyczą tematu osiągnięcia habilitacyjnego i są obszernymi zaproszonymi książkowymi rozdziałami opisującymi rozwijany model RPA plazmonów w nanocząstkach metalicznych i zastosowania PV i fotoniczne, praca (3) to praca konferencyjna z zakresu plazmonowego wzmocnienia efektywności baterii słonecznych zaproszona do wydania książkowego. Praca (5) to obszerne opracowanie w materiałach SPIE z zakresu plazmonowego wzmocnienia efektu fotowoltaicznego. Praca (4) wynika z funkcji promotora pomocniczego przewodu doktorskiego mgr inż. K. Kluczyk i opiera się w znacznym stopniu na wynikach habilitanta potwierdzonych następnie numerycznie symulacjami w systemie COMSOL.

Pozostałe wyżej wymienione prace odnoszą się do kontynuacji wcześniejszej tematyki dekoherencji stanów kwantowych w kropkach kwantowych (6-9,13). Habilitant rozwija w nich istotne swoje zauważenie ograniczające możliwość budowy skalowalnego komputera kwantowego w technologii

kropek kwantowych zarówno przy wykorzystaniu ładunkowych (orbitalnych) jak i spinowych stopni swobody w kropkach – sformułowane w postaci ‘granicy trzech rzędów’ (13) w stosunku do kryterium DiVincenzo o konieczności aż sześciu rzędów przewagi szybkości sterowania nad dekoherencją. Habilitant zaprezentował też oryginalną metodę ominięcia tego silnego wykluczenia przez ‘granicę trzech rzędów’ przy pomocy wymrażania dekoherencji spinu przez magnony w kropkach kwantowych w półmagnetycznym otoczeniu o pewnej perspektywie zwiększenia koherencji spinu w takich kropkach przy zwiększeniu też szybkości sterowania magnetycznego (6-9,13). Pozostałe pozycje (10,11,12) dotyczą szerszej tematyki – kwantowego przetwarzania informacji oraz praktycznego zastosowania kwantowej informatyki do już technologicznie zrealizowanej implementacji kryptografii kwantowej. Habilitant zorganizował na PWr unikalne laboratorium kryptografii kwantowej wyposażone w zestawy do QKD (*quantum key distribution*) zarówno na splątanych jak i niesplątanych fotonach, jest też współautorem opracowania monograficznego z tego zakresu (10).

Wyniki prac habilitanta przedstawione też zostały na licznych konferencjach międzynarodowych (łącznie 23 z zakresu plazmonów, 53 wszystkich). Habilitant rozwija współpracę międzynarodową – w zakresie plazmonowego efektu fotowoltaicznego uczestniczy w międzynarodowych badaniach:

- Jest koordynatorem pakietu badawczego dotyczącego teorii plazmonowego efektu w bateriach słonecznych w projekcie Polska-Tajwan pt. „*Plasmonics for Photovoltaics: Enhancement of Solar Cell Efficiency*”
- Jest przedstawicielem polskiej strony w Komitecie Sterującym akcji COST *MultiscaleSolar* (uczestniczy w tej akcji ponad 40 instytucji z UE, Japonii, Australii, USA pracujących nad usprawnieniem baterii słonecznych)
- Prowadzi współpracę z grupą prof. D. Schaadta (Klausthal) i grupą prof. J. Krasnego (Odessa) – kilka wspólnych publikacji z zakresu teorii plazmonów
- Był koordynatorem projektu NCN z zakresu plazmoniki 2013-2015 (projekt dla utworzenia nowego zespołu badawczego) pt. „*Badanie radiacyjnych efektów plazmonów powierzchniowych w metalicznych nanocząstkach i nieliniowa teoria kolektywnych plazmonopolarytonów w metalicznych nano-matrycach*”
- Brał udział w realizacji projektu NCN z zakresu plazmoniki 2008-2010, pt. „*Plazmony powierzchniowe w nanocząstkach metalicznych (opis RPA) – w kierunku podwyższenia sprawności nano-modyfikowanych ogniw słonecznych*”
- Uczestniczył też w realizacji kilku projektów z nanotechnologii, w tym V/VI FP UE.

Plazmonika jest przewidzianą specjalizacją na nowo otwieranym kierunku studiów na WPPT PWr (2016) z zakresu technologii kwantowych. Habilitant jest autorem stosownego programu i autorem skryptowych materiałów opartych w części o własne wyniki i zastosowania (przewidziane jest wydanie książkowe tych materiałów). Habilitant był promotorem kilku prac magisterskich i inżynierskich na WPPT, jest pomocniczym promotorem jednej pracy doktorskiej z zakresu zastosowania systemu Comsol do plazmoniki (w toku).

Habilitant zapraszany był na kilka konferencji, gdzie wygłosił wykłady plenarne i inne prezentacje. Był chairmanem dużej międzynarodowej konferencji seQre2014 we Wrocławiu.

Prowadzi też prace badawcze i rozwojowe z zakresu informatyki kwantowej – kwantowej kryptografii. Jest współtwórcą Laboratorium Kryptografii Kwantowej prowadzącego badania kwantowej dystrybucji klucza (QKD) na układach splątaniowych i bezsplątaniowych i ich rozwoju oraz wdrożeń prowadzonych w Katedrze Technologii Kwantowych na Politechnice Wrocławskiej.

## LITERATURA

- [1] W. Jacak, *On the 'three-orders time-limit' for phase decoherence in quantum dots*, Quantum Dots – Theory and Applications, InTech 2015
- [2] W. Jacak, J. Krasnyj, L. Jacak, R. Gonczarek, *Dekoherencja orbitalnych i spinowych stopni swobody w kropkach kwantowych*, monograph, Oficyna Wydawnicza PWr 2009
- [3] W. Jacak, J. Krasnyj, L. Jacak, S. Kaim, *Low-temperature properties of diluted magnetic semiconductor, spin waves*, Phys. Rev. B 76, 165208-1-10 (2007)
- [4] W. Jacak, J. Krasnyj, L. Jacak, *Reducing of spin pure dephasing due to magnons in quantum dots*, Phys. Rev. B 78, 073303-1-4 (2008)
- [5] H. A. Atwater and A. Polman, *Plasmonics for improved photovoltaic devices*, Nature Materials 9, 205 (2010).
- [6] S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications*, Springer, Berlin, 2007.
- [7] F. J. G. de Abajo, *Optical excitations in electron microscopy*, Rev. Mod. Phys. 82, 209 (2010)
- [8] W. L. Barnes, A. Dereux, T. W. Ebbesen, *Surface plasmon subwavelength optics*, Nature 424, 824 (2003)
- [9] J. M. Pitarke, V. M. Silkin, E. V. Chulkov, P. M. Echenique, *Theory of surface plasmons and surface-plasmon polaritons*, Rep. Prog. Phys. 70, 1–87 (2007)
- [10] P. Berini, *Long-range surface plasmon polaritons*, Adv. Opt. Photonics 1, 484 (2009)
- [11] A. A. Abrikosov, L. P. Gorkov and I. E. Dzialoshinskii, *Methods of Quantum Field Theory in Statistical Physics*, Dover Publ. Inc., Dover, 1975
- [12] D. Pines and D. Bohm, *A collective description of electron interactions: II. collective vs individual particle aspects of the interactions*, Phys. Rev. 85, 338 (1952)
- [13] D. Pines and D. Bohm, *A collective description of electron interactions: III. Coulomb interactions in a degenerate electron gas*, Phys. Rev. 92, 609 (1953)
- [14] D. Pines, *Elementary Excitations in Solids*, ABP Perseus Books, Massachusetts, 1999.
- [15] C. F. Bohren and D. R. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, Wiley, New York, 1983
- [16] G. Mie, *Beitrige zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen*, Ann. Phys. 25, 376, (1908).
- [17] M. Brack, *The physics of simple metal clusters: self-consistent jellium model and semiclassical approaches*, Rev. of Mod. Phys. 65, 667 (1993)
- [18] W. Ekaradt, *Size-dependent photoabsorption and photoemission of small metal particles*, Phys. Rev. B 31, 6360 (1985)
- [19] V. V. Kresin, *Collective resonances and response properties of electrons in metal clusters*, Phys. Rep. 220, 1 (1992)
- [20] S. Link, M. A. El-Sayed, *Size and Temperature Dependence of the Plasmon Absorption of Colloidal Gold Nanoparticles*, J. Phys. Chem. B 103, 4212–4217 (1999)
- [21] J. Jacak, J. Krasnyj, W. Jacak, R. Gonczarek, A. Chepok, L. Jacak, *Surface and volume plasmons in metallic nanospheres in a semiclassical RPA-type approach: Near-field coupling of surface plasmons with the semiconductor substrate*, Phys. Rev. B 82, 035418-1-14 (2010)
- [22] M. L. Brongersma, J. W. Hartman, H. A. Atwater, *Electromagnetic energy transfer and switching in nanoparticle chain arrays below the diffraction limit*, Phys. Rev. B, 62, R16356–R16359 (2000)
- [23] U. Kreibig and M. Vollmer, *Optical Properties of Metal Clusters*, Springer, Berlin, 1995
- [24] W. Jacak, *Size-dependence of the Lorentz friction for surface plasmons in metallic nanospheres*, Optics Express 23, 4472-4481 (2015)
- [25] W. Jacak, *Lorentz Friction for Surface Plasmons in Metallic Nanospheres*, J. Phys. Chem. C 119(12), 6749–6759 (2015)
- [26] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Field Theory*, Nauka, Moscow, 1973
- [27] K. Kolwas, A. Derkachova, M. Shopa, *Size characteristics of surface plasmons and their manifestation in scattering properties of metal particles*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 110, 1490–501 (2009)
- [28] K. Kolwas, A. Derkachova, *Damping rates of surface plasmons for particles of size from nano- to micrometers; reduction of the nonradiative decay*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 114, 45–55 (2013)
- [29] K. Kluczyk, W. Jacak, *Damping-induced size effect in surface plasmon resonance in metallic nanoparticles: comparison of RPA microscopic model with numerical finite element simulation (COMSOL) and Mie approach*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 168, 78 (2016)
- [30] K. Kluczyk, W. Jacak, *Size effect in plasmon resonance of metallic nano-particles: RPA versus COMSOL*, Ata Phys. Pol. A (2015) (in press)
- [31] W. Jacak, J. Krasnyj, J. Jacak, R. Gonczarek, A. Chepok, L. Jacak, D. Z. Hu, D. Schaadt, *Radius dependent shift in surface plasmon frequency in large metallic nanospheres: Theory and experiment*, J. Appl. Phys. 107, 124317 -1-14 (2010)

- [32] W. Jacak, *Plasmon mediated energy transport in PV systems with photo-active surface modified metallicly in nano-scale and in metallic nano-chains*, *Plasmonics - Principles and Applications*, InTech 2012
- [33] W. Jacak, J. Krasnyj, J. Jacak, *Mechanism of plasmon effect in surface metallicly modified solar cells*, *Plasmonics: Metallic Nanostructures and Their Optical Properties VIII*, SPIE, 77573-1-15 (2010)
- [34] S. Pillai, K. R. Catchpole, T. Trupke, G. Zhang, J. Zhao, M. A. Green, *Enhanced emission from Si-based light-emitting diodes using surface plasmons*, *Appl. Phys. Lett.* 88, 161102 (2006)
- [35] D. M. Schaadt, B. Feng, E. T. Yu, *Enhanced semiconductor optical absorption via surface plasmon excitation in metal nanoparticles*, *Appl. Phys. Lett.* 86, 063106, (2005)
- [36] M. Westphalen, U. Kreibig, J. Rostalski, H. Lüth, D. Meissner, *Metal cluster enhanced organic solar cells*, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 61, 97 (2000)
- [37] A. J. Morfa, K. L. Rowlen, T. H. Reilly, M. J. Romero, J. Lagemaat, *Plasmon-enhanced solar energy conversion in organic bulk heterojunction photovoltaics*, *Appl. Phys. Lett.* 92, 013504 (2008)
- [38] M. A. Green, S. Pillai, *Harnessing plasmonics for solar cells*, *Nat. Photon.* 6, 130–132 (2012)
- [39] W. Jacak, J. Krasnyj, J. Jacak, W. Donderowicz, L. Jacak, *Mechanism of plasmon-mediated enhancement of PV efficiency*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 44, 055301-1-14 (2011)
- [40] W. Jacak, A. Henrykowski, K. Marszalski, *Plasmon enhanced photovoltaic effect in metallicly nanomodified photocells*, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 117, 663-666 (2013)
- [41] W. Jacak, E. Popko, A. Henrykowski, E. Zielony, G. Luka, R. Pietruszka, B. Witkowski, L. Wachnicki, M. Godlewski, L-B. Chang, M-J. Jeng, *On the size dependence and the spatial range for the plasmon effect in photovoltaic efficiency enhancement*, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 147, 1-16 (2016)
- [42] E. Placzek-Popko, K. Gwóźdź, Z. Gumieny, E. Zielony, R. Pietruszka, B. S. Witkowski, Ł. Wachnicki, M. Godlewski, W. Jacak, Liann-Be Chang, *Si/ZnO nanorods/Ag/AZO structures as promising PV plasmonic cells*, *J. Appl. Phys.* 117, 193101 (2015)
- [43] M-J. Jeng, Zih-Y. Chen, Y-L. Xiao, L-B. Chang, J. Ao, Y. Sun, E. Popko, W. Jacak, L. Chow, *The efficiency enhancement of silicon and CIGS solar cells by the incorporation of metal nanoparticles*, *Materials* 8, 6761–6771 (2015)
- [44] P. A. Huidobro, M. L. Nesterov, L. Martin-Moreno, F. J. Garcia-Vidal, *Transformation Optics for Plasmonics*, *Nano Lett.* 10, 1985–1990 (2010)
- [45] S. A. Maier, P. G. Kik, H. A. Atwater, *Optical Pulse Propagation in Metal Nanoparticle Chain Waveguides*, *Phys. Rev. B* 67, 205402–205407 (2003)
- [46] G. Goubau, *Surface Waves and Their Application to Transmission Lines*, *J. Appl. Phys.* 21, 119 (1950)
- [47] S. A. Maier, H. A. Atwater, *Plasmonics: Localization and guiding of electromagnetic energy in metal/dielectric structures*, *J. Appl. Phys.* 98, 011101 (2005)
- [48] D. S. Citrin, *Plasmon Polaritons in Finite-Length Metal-Nanoparticle Chains: The Role of Chain Length Unravelling*, *Nano Lett.* 5, 985 (2005)
- [49] D. S. Citrin, *Coherent Excitation Transport in Metal-Nanoparticle Chains*, *Nano Lett.* 4, 1561–1565 (2004)
- [50] V. A. Markel, A. K. Sarychev, *Propagation of surface plasmons in ordered and disordered chains of metal nanospheres*, *Phys. Rev. B* 75, 085426 (2007)
- [51] W. Jacak, *On Plasmon Polariton Propagation Along Metallic Nano-Chain*, *Plasmonics* 8, 1317 (2013)
- [52] W. Jacak, *Exact solution for velocity of plasmo-polariton in metallic nano-chain*, *Optics Express* 22, 18958-18965 (2014)
- [53] W. Jacak, J. Krasnyj, A. Chepok, *Plasmon-Polariton Properties in Metallic Nanosphere Chains*, *Materials* 8, 3910-3937 (2015)
- [54] A. A. Govyadinov, V. A. Markel, *From slow to superluminal propagation: Dispersive properties of surface plasmon polaritons in linear chains of metallic nanospheroids*, *Phys. Rev. B*, 78 (2008)
- [55] W. Jacak, J. Krasnyj, J. Jacak, A. Chepok, L. Jacak, W. Donderowicz, D. Z. Hu, D. Schaadt, *Undamped collective surface plasmon oscillations along metallic nanosphere chain*, *J. Appl. Phys.* 108, 084304-1-13 (2010)
- [56] W. Jacak, *Radiative properties of plasmons in metallic nano-particles: photo-voltaic and photonic applications*, *Handbook of Functional Nanomaterials Volume 2 - Characterization and Reliability*, Nova Science Publishers, 2012
- [57] W. Jacak, *Plasmons in finite spherical electrolyte systems: RPA effective jellium model for ionic plasma excitations*, *Plasmonics (Springer)* 11/2, 1-15 (2015) DOI: 10.1007/s11468-015-0064-6
- [58] T. Heimburg, A. D. Jackson, *On soliton propagation in biomembranes and nerves*, *Proc. of the National Academy of Sciences of the USA* 102, 9790 (2005)
- [59] W. Jacak, *Propagation of Collective Surface Plasmons in Linear Periodic Ionic Structures: Plasmon Polariton Mechanism of Saltatory Conduction in Axons*, *J. Phys. Chem. C* 119(18), 10015–10030 (2015)
- [60] W. Thomson, *On the theory of the electric telegraph*, *Proc. R. Soc. London* 7, 382 (1854-1855)

- [61] D. Debanne, E. Campanac, A. Białowąs, E. Carlier, G. Alcaraz, *Axon physiology*, *Physiol. Rev.* 91, 555 (2011)
- [62] S. Brzywczy, R. Poznański, *Mathematical Neuroscience*, Academic Press, San Diego, 2013

A handwritten signature in blue ink, appearing to read 'H. B. J. J.', is located in the upper right quadrant of the page.