

Autoreferat

1. Imię i Nazwisko

Włodzimierz Ungier

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

Doktorat w 1978 roku

Praca doktorska w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie:

„Repliki fononowe rekombinacji promienistej ekscytronów związanych”

Promotor: Prof. Dr Maciej Suffczyński.

Magisterium w 1971 roku

Uniwersytet Warszawski, Wydział Fizyki

Promotor: Prof. Dr Maciej Suffczyński.

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

Począwszy od 1971 roku jestem zatrudniony w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie. W latach 1990-2002 byłem dodatkowo zatrudniony przez MEN na stanowisku sekretarza naukowego Olimpiady Fizycznej.

4. Opis prac stanowiących podstawę habilitacji

Na podstawie habilitacji składa się 5 prac autora opublikowanych w latach 2007-2014, dotyczących analizy absorpcji składowej elektrycznej promieniowania mikrofalowego w warunkach rezonansu spinowego w gazie elektronowym z oddziaływaniem Rashby.

Wstęp

Możliwość „manipulowania” spinem elektronu jest jednym z podstawowych problemów spintroniki. Większość schematów proponowanych do obliczeń uwzględniających własności dynamiczne spinu korzysta z oscylującego pola magnetycznego. Pole magnetyczne o częstości pobudzającej rezonans spinowy elektronów (ESR) indukuje przejścia kwantowe między różnymi stanami spinowymi elektronów co może prowadzić do magnetyzacji układu.

W ciągu ostatnich kilku dekad pokazano, że oddziaływania spinowo-orbitalne wprowadzone przez Rashbę¹ i Dresselhausa², sprzęgające quasi-pęd $\hbar\mathbf{k}$ oraz spin elektronu, otwierają możliwości efektywnego „manipulowania” spinem również przez elektryczną składową promieniowania. Idea pochodząca od Rashby³ sprowadzała się do obliczeń elementów macierzowych hamiltonianu $\alpha_R(\mathbf{k} \times \mathbf{n})\sigma$ (α_R - fenomenologiczna stała materiałowa, \mathbf{n} – kierunek „wbudowanego” pola elektrycznego σ - operator spinu Pauliego) określających elektryczne przejścia dipolowe pomiędzy różnymi spinowymi stanami elektronów w kryształach o złamanej symetrii zwierciadlanej, np. w kryształach o strukturze wurcytu. Idea ta została potwierdzona eksperymentalnie w przypadku elektronów związanych na donorach.⁴ Nazywana jest elektrycznym-dipolowym (ED) ESR i jest kojarzona z prądem przesunięcia. Inny mechanizm wzbudzenia ESR jest związany z prądem dryftowym indukowanym przez pole elektryczne (*current induced*) (CI) ESR.⁵ Rezonans jest wtedy pobudzany przez fikcyjne pole magnetyczne Rashby $-\alpha_R\mathbf{k} \times \mathbf{n}$. Właśnie ten mechanizm pobudzania rezonansu jest przedmiotem rozważań w pracach stanowiących podstawę habilitacji.

Eksperymenty związane z CI ESR w kontekście badań g-czynnika zostały wykonane przez grupę Z. Wilamowskiego w IF PAN w Warszawie oraz grupę W. Jantscha na Uniwersytecie

¹ E.I. Rashba, Sov. Phys. Solid State. **1**, 366 (1959); Y.L. Bychkov, E.I. Rashba, J. Phys. C **17**, 6039 (1984)

² G. Dresselhaus, Phys. Rev. **100**, 580 (1955)

³ E.I. Rashba, Sov. Phys. Solid State. **2**, 1109 (1960)

⁴ M. Dobrowolska, A. Witowski, J.K. Furdyna, T. Ichiguchi, H.D. Drew, P.A. Wolff, Phys. Rev. B, **29**, 6652 (1984)

⁵ E. Michaluk, J. Błoniarczyk, M. Pabich, Z. Wilamowski and A. Mycielski, Acta Phys. Pol A **110** (2) 263 (2006); obydwa mechanizmy wzbudzenia rezonansu mogą występować jednocześnie

Johannesa Keplera w Linzu. Jednym z ważniejszych osiągnięć tych zespołów było wykazanie możliwości strojenia rezonansu spinowego przez stały prąd elektryczny i towarzyszące mu stałe pole Rashby,⁶ co było bezpośrednim potwierdzeniem istnienia mechanizmu CI ESR.

W półprzewodnikach umiarkowanie domieszkowanych elektron pasmowy rozprasza energię uzyskaną z pracy wykonanej przez pole elektryczne. Moc absorbowana przez elektron w ESR jest funkcją czasu relaksacji pędowej τ . W obecności stałego, zewnętrznego pola magnetycznego w rezonansie biorą udział elektrony przewodnictwa z podpasma o niesparowanych spinach. W niskich temperaturach są to elektrony o energii bliskiej energii Fermiego. Absorpcja ESR jest zatem również funkcją czasu relaksacji spinowej poprzecznej T_2 . Badanie mocy absorpcji ESR umożliwia więc analizę dynamiki spinu elektronu.

Wszystkie prace składające się na habilitację dotyczą absorpcji promieniowania mikrofalowego przez gaz elektronowy w próbkach umieszczonych we wnęce mikrofalowej. Udział magnetycznego promieniowania mikrofalowego w absorpcji mocy w ESR jest raczej znikomy w porównaniu z analizowaną absorpcją rezonansową CI ESR, co wykazano w pracy 1) i co zostało również potwierdzone przez Edelsteina.⁷ Początkowo uważaliśmy, że jedynym kanałem rozpraszania energii mikrofal jest absorpcja magnetyczna pobudzana magnetycznym polem Rashby. Opis rezonansu przez równania Blocha⁸ uwzględniające relaksację spinową determinował proporcjonalność absorbowanej mocy do urojonej części podatności magnetycznej. Wyniki eksperymentów wskazywały na obecność w sygnale absorpcyjnym dyspersyjnej (rzeczywistej) składowej podatności magnetycznej. Wyjaśnienie tej obserwacji wymagało bardziej precyzyjnego opisu CI ESR, w związku z czym zdefiniowaliśmy moc absorpcji, jako pochodną czasową hamiltonianu elektronu podlegającego działaniu pola mikrofalowego. Następnie, podobnie jak w opisie spinowego efektu Halla zaproponowanym przez Chudnowskiego,⁹ rozszerzyliśmy model Drudego¹⁰ wprowadzając do prędkości elektronu poprawkę zależną od spinu, co w konsekwencji wymusiło pojawienie się w sile Lorentza poprawki do zewnętrznego, mikrofalowego pola elektrycznego. Istnienie tej, nieznaney wcześniej w literaturze poprawki zależącej od szybkości zmian spinu, zwanej odtąd polem elektrycznym Rashby, jest efektywne głównie dla częstości Larmora.

Badanie mechanizmu rozpraszania pokazało, że absorpcja mikrofal indukowana składową elektryczną promieniowania jest opisana przez szerzej rozumiane ciepło Joule'a, w którym prąd elektronów zawiera poprawkę rezonansową związaną z zależnym od spinu polem elektrycznym

⁶ Z. Wilamowski, H. Malissa, F. Schaffler, and W. Jantsch, Phys. Rev. Lett. **98**, 187203 (2007)

⁷ V.M. Edelstein, Phys. Rev. B **81**, 165438 (2010)

⁸ F. Bloch, Phys. Rev. **70**, 460 (1946)

⁹ E.M. Chudnovsky, Phys. Rev. Lett. **99**, 206601 (2007)

¹⁰ P. Drude, Ann. Phys. (Leipzig) **1**, 566 (1900)

Rashby wprowadzonym w pracy 3). Ponadto obliczenia wykazały zależność absorbowanej mocy od części dyspersyjnej podatności magnetycznej, co już wcześniej było znanym faktem doświadczalnym. Przedstawienie ciepła Joule'a w postaci sumy wyrażen opisujących szybkość rozpraszania energii kinetycznej elektronów oraz absorpcję magnetyczną indukowaną polem magnetycznym Rashby dowiodło, że tylko pewna część rozpraszanej energii w CI ESR odbywa się w sposób rozważany wcześniej jako jedyny kanał absorpcji.

Kolejnym oryginalnym wynikiem obliczeń jest nieznikający prąd indukowany w płaszczyźnie dwuwymiarowej próbki przez zmienne mikrofalowe pole magnetyczne, równoległe do tej płaszczyzny. Wynik ten pozostaje, jak dotąd, niepotwierdzony doświadczalnie.

1) *W. Ungier, W. Jantsch i Z. Wilamowski*

„Spin resonance absorption in a 2D electron gas”

Acta Physica Polonica **112**, 345 (2007)

(praca była prezentowana na konferencji: XXXVI International School of Semiconducting Compounds, Jaszowiec)

W pracy przedstawiliśmy zarys mechanizmu elektryczno-magnetycznego rezonansu spinowego w dwuwymiarowym gazie elektronowym z oddziaływaniem Rashby. Przyjeliśmy, że absorpcja rezonansowa odbywa się poprzez wzbudzenia magnetyzacji mikrofalowym polem magnetycznym $\mathbf{H}_1 \sim \exp(-i\omega t)$ w kombinacji z polem Byczkova-Rashby \mathbf{H}_{BR} , towarzyszącym prądowi elektronów wzbudzanemu mikrofalowym polem elektrycznym $\mathbf{E}_1 \sim \exp(-i\omega t)$. Rozważaliśmy prostą geometrię doświadczenia, w którym stałe zewnętrzne pole magnetyczne \mathbf{H}_0 oraz elektryczne pole mikrofalowe \mathbf{E}_1 są do siebie równoległe zaś wektory tych pól leżą w płaszczyźnie próbki. Pole elektryczne może wzbudzać prąd elektryczny tylko w płaszczyźnie próbki, gdyż w kierunku \mathbf{n} , prostopadłym do tej płaszczyzny zachodzi uwięzienie elektronów. Nie występuje więc rezonans cyklotronowy, zaś amplituda Fouriera pola Rashby wyraża się wzorem

$$\mathbf{H}_{BR} \sim \alpha_{BR} \mathbf{j} \times \mathbf{n} \sim \alpha_{BR} \tau [(1 + i\omega\tau)/(1 + \omega^2\tau^2)] \mathbf{E}_1 \times \mathbf{n}.$$

Wektory \mathbf{H}_{BR} oraz \mathbf{E}_1 leżą więc w płaszczyźnie próbki i są wzajemnie prostopadłe. Obracając próbkę wokół osi równoległej do \mathbf{E}_1 (i \mathbf{H}_0) przy jednoczesnym zachowaniu warunku $\mathbf{H}_1 \perp \mathbf{E}_1$ można osiągnąć konfigurację pól magnetycznych, w której są one wzajemnie prostopadłe: $\mathbf{H}(t) = [H_1(t), H_{BR}(t), H_0]$. Dla tak określonego pola magnetycznego, korzystając z liniowego przybliżenia równań Blocha, otrzymaliśmy moment magnetyczny $\mathbf{M}(t)$

układu elektronów. Następnie obliczyliśmy średnią po okresie $2\pi/\omega$ z wyrażenia na moc absorpcji chwilowej $P(t) = \mathbf{M}(t)d\mathbf{H}(t)/dt$. Otrzymana moc absorbowana przez jednostkową powierzchnię próbki jest funkcją amplitud Fouriera H_1 , H_{BR} oraz E_1 odpowiednich pól:

$$dP/dA \cong \frac{\omega}{2} \chi''(\omega) \mu_0 [|H_1|^2 + |H_{BR}|^2 - 2\text{Im}(H_1 H_{BR}^*)]$$

$$= \frac{\omega}{2} \chi''(\omega) \mu_0 [|H_1|^2 + \frac{\beta^2}{(1 + \omega^2 \tau^2)} |E_1|^2 + \frac{2\beta}{(1 + \omega^2 \tau^2)} |E_1| |H_1|] \quad (*),$$

gdzie $\beta = e\tau\alpha_{BR} / g\mu_0\mu_B\hbar$ (we wzorze 2 omawianej pracy, w definicji \mathbf{H}_{BR} brakuje \hbar w mianowniku).

W obliczeniach skorzystaliśmy z faktu, że linia absorpcji rezonansowej, $\omega \approx \omega_0$ jest ostra (dla studni kwantowej Si/SiGe $\omega_0 T_2 \approx 10^4$, gdzie T_2 oznacza poprzeczny czas relaksacji spinowej) oraz uwzględniliśmy różnicę faz pól elektrycznego i magnetycznego we wnęce mikrofalowej. Obliczenie mocy wymaga znajomości różnicy faz pól H_1 i H_{BR} . Nie jest przy tym konieczna znajomość przesunięcia fazowego między wektorem natężenia pola mikrofalowego \mathbf{E}_1 i prądu \mathbf{j} . Zatem nie ma znaczenia, czy rezonans spinowy jest indukowany przez prąd elektronowy, czy przez elektryczne przejścia dipolowe. Z porównania dwóch pierwszych wyrazów równania (*) dla takich samych wartości amplitud E_1 i H_1 (w V/cm) można wywnioskować, że w przypadku studni kwantowej Si/SiGe optymalny sygnał pochodzący od pola Byczkova-Rashby H_{BR} jest około czterech rzędów wielkości silniejszy od optymalnego sygnału magnetycznego H_1 co potwierdzają wyniki pomiarów wykonanych we wnęce rezonansowej (dla Si/SiGe $\tau \approx 10^{-11}$ s, $\alpha_{BR} / \hbar \approx 4$ m/s).

Podsumowanie

1. Rozważano prostą geometrię eksperymentu, w którym wektor był \mathbf{H}_0 równoległy do płaszczyzny próbki, a więc nie występował rezonans cyklotronowy.
2. Przyjęto, że moc absorbowaną przez gaz elektronowy należy obliczać tak, jak w przypadku rezonansu paramagnetycznego, przy czym pole Byczkova-Rashby należy traktować na równi z zewnętrznym, magnetycznym polem mikrofalowym.
3. W przypadku rozwiązań Blocha tak obliczona moc jest proporcjonalna do urojonej części podatności magnetycznej będącej funkcją kształtu Lorentza.

2) Z. Wilamowski, W. Ungier i W. Jantsch

„Electron spin resonance in a two-dimensional electron gas induced by current or by electric field”

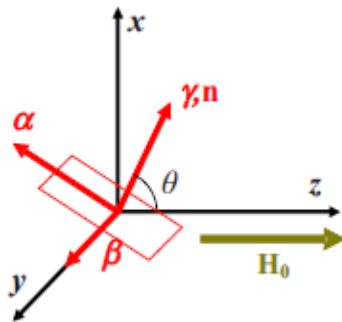
Physical Review B **78**, 174423 (2008)

and

Virtual J. Nanoscale Science & Technology **18** Issue 23 D Awschalom (2008)

W pracy badana jest absorpcja rezonansowa składowej elektrycznej promieniowania mikrofalowego w rezonansie spinowym pobudzonym przez pole magnetyczne Rashby. Tak, jak w poprzedniej pracy przyjęto, że absorpcja jest efektem wzbudzenia magnetyzacji układu elektronów.

Rozważana jest dowolna konfiguracja pól zewnętrznych oraz próbki. Badana jest zależność sygnału rezonansowego od nachylenia kierunku działania stałego pola magnetycznego \mathbf{H}_0 do płaszczyzny próbki w pełnym zakresie kątów θ . Dla przejrzystości opisu wprowadzono układ odniesienia, w którym \mathbf{H}_0 ma tylko jedną składową wzdłuż osi z , oraz układ związany z próbką, której orientację określa prostopadły do jej płaszczyzny wektor \mathbf{n} , rys. 1.



Rys. 1. Układy współrzędnych: wektor \mathbf{n} normalny do powierzchni próbki tworzy z wektorem pola \mathbf{H}_0 kąt θ . Układ α, β, γ jest związany z próbką (prostokąt).

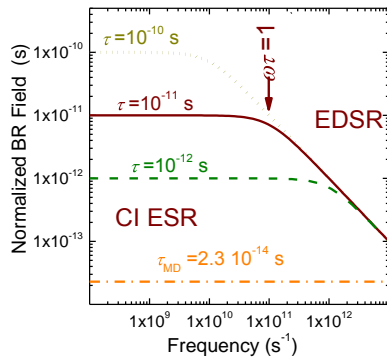
Ze względu na rezonans cyklotronowy zdefiniowano w płaszczyźnie próbki aktywną i pasywną składową tensora przewodnictwa elektronowego, $\sigma_{\pm} = (ne^2/m^*)\tau_{\pm}$, gdzie $\tau_{\pm} = \tau_p/[1 - i(\omega \pm \omega_c)\tau_p]$ (τ_p - czas relaksacji pędowej, $\omega \approx \omega_c = e\mu_0 H_0 |\cos\theta|/m^*$ - częstość cyklotronowa).

Następnie wprowadzono obracający się wokół \mathbf{H}_0 układ odniesienia $\mathbf{e}_{\pm} = (\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y)/\sqrt{2}$, w którym aktywna (+) i pasywna ¹¹ (-) współrzędna pola Rashby $H_{BR\pm}$ zostały wyrażone przez iloczyn skalarny wektora natężenia mikrofalowego pola elektrycznego oraz wektora \mathbf{T}_{\pm} , o współrzędnych będących funkcjami τ_+ i τ_- oraz $\cos\theta$.

Zbadano kilka konfiguracji układu.

¹¹ E.D. Palik and J.K. Furdyna, Rep. Prog. Phys. **33**, 1193 (1970)

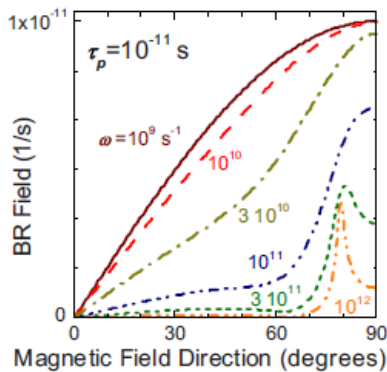
a) Dla pola elektrycznego mikrofal równoległego do stałego pola magnetycznego, $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}_0$ oraz dla $\theta = \pi/2$ otrzymano $\mu_0 H_{BR\pm} = \pm(\alpha_{BR} e E_z / g \mu_B \hbar) \tau_p / (1 - i \omega \tau_p)$. Moduł tego wyrażenia w zależności od częstości przedstawia rys. 2.



Rys. 2. Zależność $|H_{BR\pm}|$ od częstości oscylacji pola mikrofal dla różnych czasów relaksacji τ_p .

Zmiana częstości od małych wartości $\omega \tau_p \ll 1$ ($|H_{BR\pm}| \sim \tau_p$) do dużych $\omega \tau_p \gg 1$ ($|H_{BR\pm}| \sim \omega^{-1}$) odpowiada przejściu od rezonansu indukowanego prądem dryftowym CI ESR do rezonansu ED ESR rozważanego przez Rashbę, w którym zależność $|H_{BR\pm}|$ od ruchliwości $e \tau_p / m^*$ zanika, a dominującym staje się prąd przesunięcia.

b) Dla dużych częstości rozważano także przypadek $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}_0$ oraz dowolną orientację próbki. Zależność $\mu_0 |H_{BR\pm}|$ od kąta θ przedstawia rys. 3.



Rys. 3. Zależność $|H_{BR\pm}|$ od orientacji próbki względem pola \mathbf{H}_0 .

W granicy dużych częstości, w okolicach kąta $\theta \approx 80^\circ$ pojawia się w Si/SiGe rezonans cyklotronowy.

c) Dla wszystkich kierunków pola \mathbf{E} oraz wszystkich kątów θ , w przypadku $\omega \tau_p \ll 1$ rezonans cyklotronowy jest tłumiony.

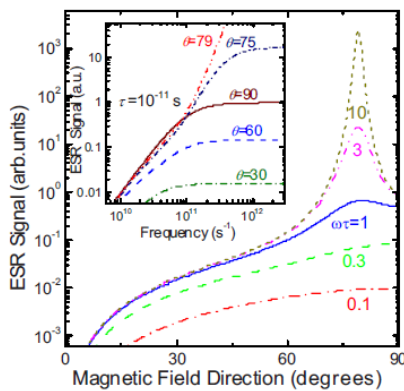
W celu obliczenia mocy absorpcji wykorzystano rozwiązania Blocha opisujące precesję magnetyzacji pobudzaną zmiennym polem Rashby, $M_{\pm} = \chi_{\pm}(\omega) H_{\pm}$, gdzie M_{\pm} oraz H_{\pm} są zespolonymi amplitudami oscylacji momentu magnetycznego oraz pola Rashby. Część urojona podatności magnetycznej została wyrażona funkcją kształtu Lorentza f_L : $\chi_{\pm}''(\omega) = \pm \pi \mu_0 \gamma_B M_0 f_L(\pm \omega)$. Dla długich czasów poprzecznej relaksacji spinowej T_2 ($\omega_L T_2 \gg 1$, ω_L - częstość Larmora) tylko jedna składowa H_{\pm} pobudza precesję spinów.

Dla dodatniego g-czynnika jest to H_+ . Przy słabym wzbudzeniu precesji, gdy zanikają oscylacje Rabiego, magnetyzacja elektronowa osiąga równowagową wartość $M_0 = (1/2)g\mu_B n_p$, gdzie koncentracja elektronów w dwóch wymiarach, w stanach o niesparowanych spinach jest równa $n_p = \hbar\omega_L D/2$ (D jest gęstością stanów elektronowych w obu spinowych podpasmach).

Otrzymane wyrażenie na moc absorpcji promieniowania przez jednostkę dowolnie zorientowanej powierzchni dla dowolnie skierowanego wektora pola elektrycznego \mathbf{E} jest postaci:

$$dP_M / dA = (1/2)\mu_0\omega(\beta_{BR}e / m^*)^2 [\chi_+''(\omega)|\mathbf{T}_+\mathbf{E}|^2 + \chi_-''(\omega)|\mathbf{T}_-\mathbf{E}|^2],$$

Na rys. 4 pokazana jest zależność kątowna sygnału dla konfiguracji pól $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}_0$.



Rys. 4. Zależność sygnału ESR od orientacji próbki. W oknie pokazano zależność ESR od częstości oscylacji pola mikrofalowego dla różnych kątów θ .

Traktując otrzymaną moc rezonansową, jako wkład do ciepła Joule'a, można poprzez równość $dP_M / dA = (1/2) \text{Re}(\mathbf{E}^* \hat{\sigma}_s \mathbf{E})$ zdefiniować tensor $\hat{\sigma}_s$, jako poprawkę do klasycznego tensora przewodnictwa. W przypadku Si/SiGe dla $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}_0$, leżących w płaszczyźnie próbki, stosunek tej poprawki do przewodnictwa Drudego $\sigma = n_s e^2 \tau_p / m^*$ jest w przybliżeniu równy 2×10^{-5} . Mimo stosunkowo małej wartości poprawka ta jest łatwo obserwowalna w eksperymentach.

Podsumowanie

1. W pracy przedstawiono aktualny stan wiedzy na temat elektrycznego rezonansu spinowego indukowanego prądem (CI ESR).
2. Rozważano dowolną konfigurację pól oraz dowolną orientację płaszczyzny próbki; zależność sygnału rezonansowego od orientacji próbki względem pól zewnętrznych istotnie odróżnia rezonans elektryczny od rezonansu paramagnetycznego.
3. Wyprowadzono wyrażenie na moc absorbowaną przez próbkę. Podano jawną zależność mocy od składowej elektrycznej promieniowania.
4. Pokazano wpływ rezonansu cyklotronowego na sygnał absorpcyjny.
5. Do opisu sygnału użyto funkcji-kształtu Lorentza.
6. Oszacowano poprawkę rezonansową do tensora przewodnictwa.

3) *W. Ungier, Z. Wilamowski i W. Jantsch*

„Spin-orbit force due to Rashba coupling at the spin resonance condition”

Physical Review B **86**, 245318 (2012)

W niniejszej pracy przeprowadzono szczegółową analizę absorpcji mikrofalowej przez dwuwymiarowy gaz elektronowy. W związku z tym, że pole Rashby jest funkcją prędkości każdego elektronu z osobna, odstąpiono od definiowania tego pola za pomocą prądu na rzecz analizy ruchu jedno elektronowego zgodnie z modelem Drudego⁹ związanym ściśle z tensorem przewodnictwa,¹² który uwzględnia ruch cyklotronowy elektronu oraz pozwala zdefiniować związek między fazą oscylującego prądu oraz fazą oscylującego pola mikrofalowego. Istotnym, bardzo ważnym elementem analizy ruchu (nieuwzględnianym we wcześniejszych pracach) jest dekompozycja prędkości elektronu na część zależną od pędu oraz część zależną od spinu: $\mathbf{v} = \mathbf{v}^{(p)} + \mathbf{v}^{(s)}$, przy czym $\mathbf{v}^{(s)}$ nie jest równe zero jedynie dla elektronów w stanach o niesparowanym spinie.

Pokazano, że pochodna czasowa części pędowej, z dodanym członem tłumienia wynosi

$$d\mathbf{v}^{(p)}/dt = (e/m^*)(\mathbf{E}_1 + c^{-1}\mathbf{v}^{(s)} \times \mathbf{B}_{0\perp} + c^{-1}\mathbf{v}^{(s)} \times \mathbf{B}_{0\perp}) - (\mathbf{v}^{(p)} - \mathbf{v}_{rel}^{(p)})/\tau \quad (*)$$

W równaniu (*) przyjęto, że relaksacja prędkości pędowej zachodzi znacznie szybciej niż relaksacja spinu, czyli że $\mathbf{v}_{rel}^{(p)} = -\mathbf{v}^{(s)}$, co odpowiada warunkowi ekstremum $\partial\mathcal{H}/\partial\mathbf{v}^{(p)} = 0$. Po dodaniu do obu stron (*) pochodnej czasowej składowej prędkości zależnej od spinu $d\mathbf{v}^{(s)}/dt = v_R \mathbf{n} \times d\boldsymbol{\sigma}/dt$ otrzymano ostatecznie uogólnione równanie Drudego $d\mathbf{v}/dt = (e/m^*)(\mathbf{E}_1 + e^{-1}\mathbf{F}^{(SO)} + c^{-1}\mathbf{v} \times \mathbf{B}_{0\perp}) - \mathbf{v}/\tau$, w którym obok siły elektrycznej, w przypadku elektronów w stanach o niesparowanym spinie pojawia się nieznaną dotąd siłą, $\mathbf{F}^{(SO)} = v_R m^* \mathbf{n} \times d\boldsymbol{\sigma}/dt$. W przeciwieństwie do wcześniej opisanych przez S.Q. Shena¹³ oraz E.M. Chudnovsky'ego⁹ sił zależnych od spinu elektronu, siła $\mathbf{F}^{(SO)}$ zależy tylko od szybkości zmian tego spinu.

Innym ważnym elementem pracy jest spostrzeżenie, że różnica fazy między oscylacjami pola \mathbf{E}_1 oraz prędkości \mathbf{v} jest stała ($\mathbf{v}_\omega = \text{const}$ w $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \text{Re}[\mathbf{v}_\omega \exp(-i\omega t)]$), czyli amplituda Fourierowska prędkości \mathbf{v}_ω nie ulega zmianie podczas zderzeń elektronu. Każdą zmianę prędkości początkowej \mathbf{v}_0 po kolejnym zderzeniu można interpretować jako zmianę układu

¹² B. Lax, H.J. Zeiger, and R.N. Dexter, *Physica* **20**, 818 (1954)

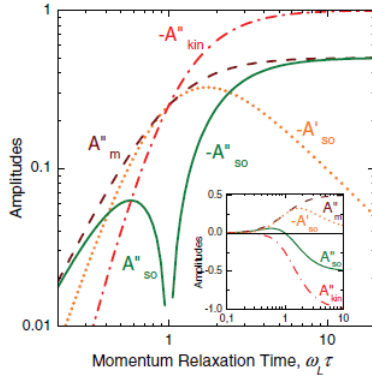
¹³ S.Q. Shen, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 187203 (2005)

odniesienia, w którym opisujemy ruch oscylacyjny. Z drugiej strony, w przypadku składowej prędkości zależnej od spinu, dopóki $\tau \ll T_2$, dopóty w interwale T_2 kolejne zderzenia elektronu zachodzą bez zmiany spinu, którego precesja praktycznie nie jest niczym zaburzona (zaniedbywane są małe odchylenia od osi precesji powodowane polem Rashby związanym z prędkościami $\mathbf{v}_0^{(p)}$ - M. Duckheim and D. Loss¹⁴).

Przechodząc do procesu absorpcji mikrofalowej zdefiniowano moc pobieranej chwilowo energii przez elektron jako czasową pochodną cząstkową hamiltonianu $\partial\mathcal{H}/\partial t = e\mathbf{E}_1(t)\mathbf{v}(t)$, w którym jawną zależność od czasu opisuje potencjał wektorowy \mathbf{A} . Po uśrednieniu po okresie $2\pi/\omega$ oraz po uwzględnieniu prądu wszystkich elektronów otrzymano moc absorpcji (na jednostkę powierzchni próbki) wyrażoną przez amplitudy Fourierowskie pola elektrycznego oraz prądu elektronowego: $P_E(\omega) = (1/2)\text{Re}\{\mathbf{E}_{1\omega}^*\mathbf{j}_\omega\}$ (wkład do uśrednionej mocy dają tylko części oscylacyjne pola i prądu, fazy oscylacji są uwzględnione w zespolonych amplitudach Fourierowskich). Uwzględniając fakt, że siła zależna od spinu $\mathbf{F}^{(SO)}$ ma wpływ na prąd elektronowy otrzymano, $P_E(\omega) = P_\omega^{(J)} + P_\omega^{(SO)}$ gdzie $P_\omega^{(J)} = (1/2)\text{Re}\{\mathbf{E}_{1\omega}^*\hat{\sigma}(\omega)\mathbf{E}_{1\omega}\}$ oznacza klasyczne ciepło Joule'a, natomiast $P_\omega^{(SO)} = (1/2)\text{Re}\{\mathbf{E}_{1\omega}^*\hat{\sigma}(\omega)e^{-1}\mathbf{F}_\omega^{(SO)}\}$ jest poprawką rezonansową absorbowanej mocy.

Bardzo ważnym osiągnięciem pracy jest wykazanie, że moc absorpcji można wyrazić w postaci sumy $P_E(\omega) = n_e m^* \langle |\mathbf{v}_\omega|^2 \rangle / 2\tau + P_\omega^{(M)}$ ($\langle X \rangle$ oznacza średnią po wszystkich zajętych stanach elektronowych), gdzie obok części kinetycznej ruchu oscylacyjnego ma swój udział również absorpcja magnetyczna indukowana polem Rashby, $P_\omega^{(M)} = (\omega/2)\text{Im}(\mathbf{B}_{R\omega}^* \mathbf{M}_\omega)$. Zatem absorpcja magnetyczna, traktowana we wcześniejszych pracach jako jedyny kanał transferu energii w rezonansie, odbywa się kosztem części energii kinetycznej układu elektronów będących pod wpływem oscylującego pola elektrycznego i jego rezonansowej poprawki.

¹⁴ M. Duckheim and D. Loss, Nat. Phys, **2**, 195 (2006)



Rys. 1. Zależność amplitud CIESR od czasu relaksacji pędowej

dla $\theta = \pi/2$. Linia ciągła opisuje amplitudę całkowitej absorpcji elektrycznej, zaś linia kropkowana amplitudę dyspersyjną. Linia przerywana opisuje przepływ energii do rezerwuaru energii magnetycznej, zaś przerywano – kropkowana opisuje redukcję ciepła Joule’a w warunkach rezonansu. W oknie pokazano znaki amplitud.

Rys.1 przedstawia amplitudy poprawki rezonansowej mocy absorpcji A'_{SO} i A''_{SO} dla $\theta = \pi/2$ (w zależności od czasu relaksacji pędowej), które są współczynnikami rzeczywistej i urojonej części podatności magnetycznej; amplitudy A''_M oraz A''_{kin} odnoszą się odpowiednio do mocy absorpcji magnetycznej $P_{\omega}^{(M)}$ oraz do różnicy $n_e m^* \langle |\mathbf{v}_{\omega}|^2 \rangle / 2\tau - P_{\omega}^{(J)}$, gdzie klasyczne ciepło Joule’a odnosi się do prądu indukowanego przez siłę zewnętrzną $e\mathbf{E}_1$, natomiast amplitudy prędkości \mathbf{v}_{ω} są efektem działania siły wypadkowej $e\mathbf{E}_1 + \mathbf{F}^{(SO)}$.

Obecność współczynnika A'_{SO} wyjaśnia asymetrię sygnału rezonansowego obserwowanego w eksperymentach.⁵

Podsumowanie

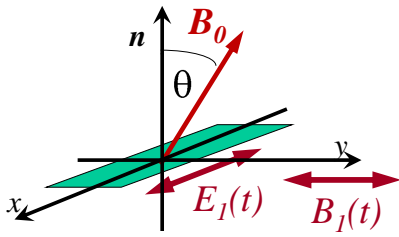
1. Wyprowadzono równanie ruchu elektronu w rozszerzonym modelu Drudego uwzględniającym zależność prędkości ładunku od spinu. Wprowadzono zależną od spinu poprawkę do siły elektrycznej, proporcjonalną do szybkości zmian momentu magnetycznego elektronu.
2. Zdefiniowano moc chwilową absorpcji składowej elektrycznej promieniowania mikrofalowego jako pochodną czasową funkcji Hamiltona. Uśredniona po czasie wartość tej pochodnej jest sumą klasycznego ciepła Joule’a oraz części rezonansowej, zależnej od prądu indukowanego przez wprowadzoną poprawkę do pola elektrycznego.
3. Wykazano, że część obliczonej mocy jest udziałem rezonansu magnetycznego wywołanego polem Rashby.
4. Dokonano analizy prądów w granicy małych częstości.
5. Obliczona moc absorpcji rezonansowej zawiera składową dyspersyjną funkcji podatności magnetycznej, co wyjaśnia obserwowaną w eksperymentach asymetrię sygnału rezonansowego.

4) W. Ungier and W. Jantsch

“Rashba fields in a two-dimensional electron gas at electromagnetic spin resonance”

Physical Review B **88**, 115406 (2013)

W pracy badano gaz elektronowy poddawany jednoczesnemu działaniu pola mikrofalowego elektrycznego \mathbf{E}_1 oraz pola mikrofalowego magnetycznego \mathbf{B}_1 . Rozważano zatem rezonans, w którym precesja spinu elektronowego jest wymuszana zewnętrznym polem \mathbf{B}_1 oraz „wewnętrznym” polem Rashby \mathbf{B}_R . Uśredniona po okresie $2\pi/\omega$ moc pobierana z pola mikrofal przez jeden elektron jest w tym przypadku równa $P_\omega = P_\omega^{(E)} + P_\omega^{(M)} = (e/2) \text{Re} \mathbf{E}_{1\omega}^* \mathbf{v}_\omega + (\omega/2)(g/2) \text{Im} \mathbf{B}_{1\omega}^* \boldsymbol{\mu}_\omega$. Badany układ dwuwymiarowy może być dowolnie zorientowany względem kierunku stałego pola magnetycznego \mathbf{B}_0 . Przyjęto przy tym, że wektor pola mikrofalowego \mathbf{B}_1 leży w płaszczyźnie próbki (to założenie umożliwia linearyzację równań względem oscylujących wielkości) i jest prostopadły do \mathbf{E}_1 , rys. 1.



Rys.1. Kierunki wektorów pól zewnętrznych względem płaszczyzny próbki.

Układ równań ruchu tworzy ciąg następujących zależności:

$$\boldsymbol{\mu}_\omega = (\delta n)^{-1} \hat{\chi}(\omega) [(g/2)\mathbf{B}_{1\omega} + \mathbf{B}_{R\omega}] \quad , \quad \mathbf{v}_\omega^{(p)} + \mathbf{v}_\omega^{(R)} = (ne)^{-1} \hat{\sigma}(\omega) (\mathbf{E}_{1\omega} + \mathbf{E}_{R\omega}) \quad \text{oraz}$$

$$\mathbf{v}_\omega^{(R)} = (\alpha_R / \hbar \mu_B) \mathbf{n} \times \boldsymbol{\mu}_\omega \quad , \quad \text{gdzie}$$

$$\mathbf{B}_{R\omega} = (\alpha_R m^* / \hbar \mu_B) \mathbf{n} \times \mathbf{v}_\omega^{(p)} \quad \text{i} \quad \mathbf{E}_{R\omega} = -i\omega (\alpha_R m^* / e \hbar \mu_B) \mathbf{n} \times \boldsymbol{\mu}_\omega \quad .$$

Pole elektryczne Rashby przyjęto równe $\mathbf{E}_{R\omega} = e^{-1} \mathbf{F}_\omega^{(SO)}$ z siłą $\mathbf{F}^{(SO)}$ wprowadzoną w pracy 3). Do rozwiązania powyższego układu równań wystarcza znalezienie rozwiązania na prędkość pędową. Z

dokładnością do α_R^2 otrzymano następującą zależność od \mathbf{E}_1 i \mathbf{B}_1 :

$$\mathbf{v}_\omega^{(p)} = (ne)^{-1} \hat{\sigma}(\omega) \{ [\hat{I} - \hat{\Delta}_E(\omega)] \mathbf{E}_{1\omega} - \hat{\Lambda}(\omega) (g/2) \mathbf{B}_{1\omega} \} \quad , \quad \text{gdzie dla częstości Larmora w}$$

SiSi/Ge $\Delta_E \approx 3 \times (10^{-3} - 10^{-2})$ oraz $\Lambda \approx 1.5 \times (10^{-5} - 10^{-4})$. Oszacowanie wartości

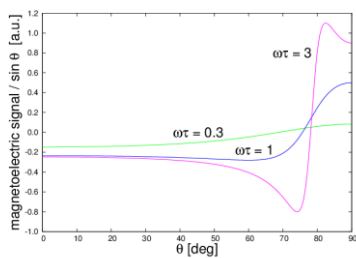
współczynników Δ i Λ pozwala określić skalę zależności efektów rezonansu od mikrofalowego

pola elektrycznego i magnetycznego. Dla $\mathbf{E}_1 = 0$ i $\mathbf{B}_1 \neq 0$ w przypadku elektronów

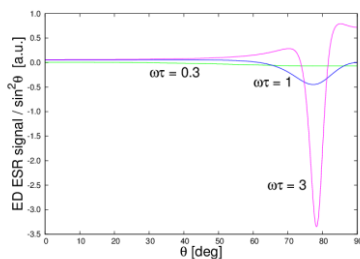
zajmujących stany o niesparowanym spinie amplitudy Fourierowskie prędkości pędowej $\mathbf{v}_\omega^{(p)}$

oraz \mathbf{v}_ω nie są równe zero. W szczególności, w przypadku pola \mathbf{B}_1 skierowanego równoległe do płaszczyzny próbki zachodzi sprzeczność z prawem indukcji Faradaya: strumień pola zmiennego (mikrofalowego) \mathbf{B}_1 przez powierzchnię próbki jest równy zero, a mimo to prąd elektronowy jest wzbudzany.

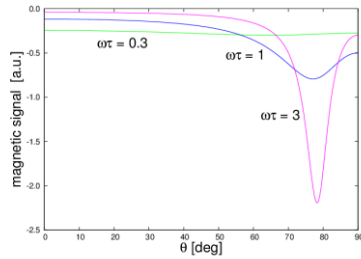
Całkowita moc promieniowania pobierana przez gaz elektronowy w próbce (równanie 14 omawianej pracy) jest funkcją prędkości pędowej $\mathbf{v}_\omega^{(p)}$, która określa pole magnetyczne Rashby pobudzające precesję spinu, co w końcu określa pole elektryczne Rashby. W części elektrycznej wyrażenia na moc występuje klasyczne ciepło Joule'a oraz poprawka rezonansowa, uwzględniająca dodatkowy prąd indukowany polem elektrycznym Rashby. Część magnetyczna składa się z dobrze znanego wyrażenia opisującego absorpcję magnetyczną oraz z poprawki pochodzącej od pola magnetycznego Rashby. Obie poprawki Rashby dają wkład do wyrażenia magnetoelektrycznego $\delta P_\omega^{(1)}$ (liniowego w α_R) opisującego absorpcję w przypadku, gdy próbka jest poddawana jednoczesnemu działaniu pola mikrofalowego elektrycznego i magnetycznego. Wyrażenie to staje się zerem, gdy jedno z tych pól można zaniedbać. W drugim rzędzie α_R^2 poprawka Rashby $\delta P_\omega^{(2)}$ składa się z dwóch członów, elektrycznego oraz magnetycznego. Obydwa mogą dawać wkład do mocy absorbowanej przy jednoczesnym działaniu elektrycznego i magnetycznego pola mikrofal. Dla takiej samej wartości amplitud \mathbf{E}_1 i \mathbf{B}_1 (w V/cm) udział absorpcji magnetycznej w Si/SiGe jest siedem rządów wielkości słabszy, zaś udział absorpcji magneto-elektrycznej jest około stukrotnie słabszy od udziału absorpcji elektrycznej. Na zamieszczonych rysunkach pokazano kształty linii absorpcji rezonansowej dla różnych czasów relaksacji pędowej elektronów w zależności od orientacji próbki względem stałego pola magnetycznego:



Rys. 1 Sygnał magneto-elektryczny $\delta P_\omega^{(1)}$.



Rys.2 Część elektryczna sygnału $\delta P_\omega^{(2)}$



Rys.3 Część magnetyczna sygnału $\delta P_{\omega}^{(2)}$.

Ekstrema sygnałów elektrycznego i magnetycznego występują w okolicy rezonansu cyklotronowego. Sygnał elektryczny jest bardziej czuły na czas relaksacji pędowej τ , co można wytłumaczyć wprost proporcjonalną zależnością pola Rashby (B_R) od ruchliwości elektronów $e\tau/m^*$.

Mając na uwadze fakt, że część elektryczna $\delta P_{\omega}^{(2)}$ dominuje nad pozostałymi sygnałami można przyjąć, że $\delta P_{\omega}^{(2)} = (1/2) \text{Re}(\mathbf{E}_{1\omega}^* \mathbf{j}_{R\omega})$, gdzie $\mathbf{j}_{R\omega} = (\delta n/n) \hat{\sigma}(\omega) \mathbf{E}_{R\omega}$ jest prądem elektronów zajmujących stany o nieskompensowanym spinie. Znak poprawki $\delta P_{\omega}^{(2)}$ zależy od kierunku i fazy prądu $\mathbf{j}_R(t) = \text{Re} \mathbf{j}_{R\omega} \exp(-i\omega t)$ względem wektora pola elektrycznego $\mathbf{E}_{1\omega}(t)$. Ujemna wartość tej poprawki odpowiada zmniejszonej mocy absorpcji całkowitej (równanie 14 omawianej pracy).

Podsumowanie

1. W pracy rozważano absorpcję mikrofal przez próbkę dwuwymiarową poddaną jednoczesnemu działaniu elektrycznej i magnetycznej składowej promieniowania.
2. Otrzymano rozwiązanie na amplitudę prędkości pędowej jako funkcję pól zewnętrznych, elektrycznego i magnetycznego z dokładnością do kwadratu małego parametru Rashby α_R .
3. Obliczono moc absorpcji mikrofal z dokładnością do α_R^2 dla sygnału magneto - elektrycznego, elektrycznego i magnetycznego. Wykresy w/w sygnałów przedstawiono w zależności od orientacji próbki.
4. Wyjaśniono ujemną wartość sygnału rezonansowego elektrycznego.

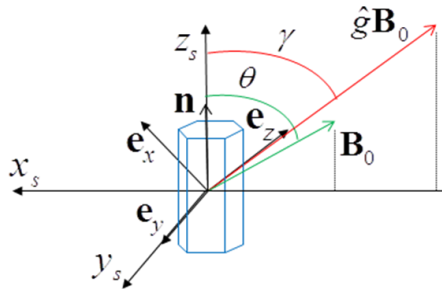
5) W. Ungier

“Rashba coupling in three-dimensional (wurtzite structure) electron gas at electric-dipole spin resonance”

Physical Review B **89**, 195208 (2014)

W (5), ostatniej z prac, rozważano elektryczny rezonans spinowy elektronów w trzech wymiarach. Tak jak we wcześniej omawianych pracach (3) i (4) do opisu rezonansu przyjęto model Drudego wraz z formalizmem tensora przewodnictwa. W odróżnieniu od opisu w dwóch wymiarach uwzględniono tensorową postać masy efektywnej oraz czynnika Landego. Zatem

w wyrażeniach na pola Rashby \mathbf{B}_R i \mathbf{E}_R (zdefiniowane w pracy 4) uwzględniono zależność od podłużnych i poprzecznych wartości mas efektywnych i g-czynnika. Wartości współrzędnych tensora Landego określają oś \mathbf{e}_z wirującego układu odniesienia, w którym najwygodniej opisuje się precesję momentów magnetycznych elektronów. Układ współrzędnych (x_s, y_s, z_s) związany z próbką jest przedstawiony na rys.1. Oś z_s jest równoległa do osi c (\mathbf{n}) wurcytu.



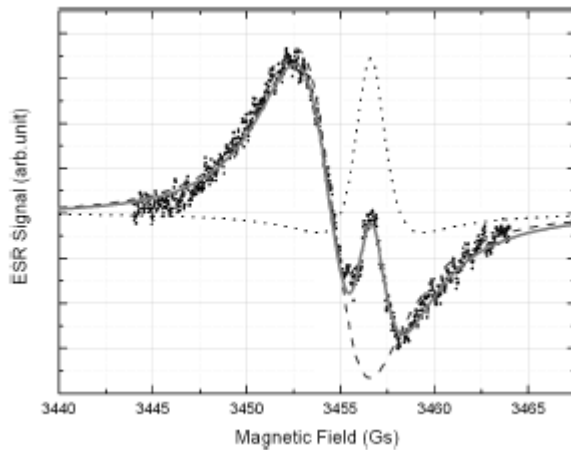
Rys. 1. Układy współrzędnych; pole magnetyczne \mathbf{B}_0 jest nachylone pod kątem θ do osi c kryształu wurcytu.

We wszystkich wzorach łącznie z poprawkami rzędu α_R^2 zachowana jest ścisłość opisu tensorowego bez odniesienia do jakiegokolwiek układu współrzędnych. Jednakże każdy z tych układów ma szczególne zalety przy opisie tensorowym różnych wielkości bądź równań. W układzie wirującym ($\mathbf{e}_\pm = (\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y)/\sqrt{2}$) część oscylacyjna równań Blocha separuje się na dwa równania, z których jedno (+) odpowiada właściwemu rezonansowi spinowemu. Z rozwiązań tych równań dla amplitud Fouriera $\mu_{\omega\pm} = (\delta n)^{-1} \chi_\pm(\omega) B_{R\omega\pm}$ (μ - moment magnetyczny elektronu, B pole magnetyczne Rashby) wynika, że w układzie wirującym tensor podatności magnetycznej ma postać $\hat{\chi} = \text{diag}(\chi_+, \chi_-, 0)$, gdzie elementy diagonalne są prostymi funkcjami zespolonymi: $\chi_\pm(\omega) = \mp \gamma M_0 / (\omega \mp \omega_L + i/T_2)$.

W obliczeniach mocy $\delta P_{res}^{(E)}$ przyjęto przybliżenie izotropowe masy efektywnej i g-czynnika Landego. Zatem, w układzie wirującym zarówno tensor podatności, jak i tensor przewodnictwa mają postać diagonalną.

W przypadku pola mikrofalowego $\mathbf{E}(t)$ skierowanego równoległe do stałego pola magnetycznego \mathbf{B}_0 oraz dla $\theta = 90^\circ$ rozkład przestrzenny prądu elektronów i pól \mathbf{B}_R oraz \mathbf{E}_R względem kierunku pola $\mathbf{E}(t)$ jest taki sam jak w przypadku dwuwymiarowym. Dla $\omega\tau > 1$ poprawka rezonansowa $\delta P_{res}^{(E)}$ mocy absorbowanej przez gaz elektronowy w trzech wymiarach jest zawsze nieujemna, podczas gdy w przypadku gazu dwuwymiarowego poprawka $\delta P_{res}^{(E)}$ ma ujemną wartość w pobliżu rezonansu cyklotronowego ($\theta = \arccos(\omega_L / \omega_c)$). Obliczona

poprawka rezonansowa absorbowanej mocy $\delta P_{res}^{(E)}$ (wzór 19 omawianej pracy) zawiera dyspersyjny wkład podatności magnetycznej (χ'_{\perp}), co jest oczekiwanym wynikiem np. w balkowym związku ZnO⁵. Rys. 2 przedstawia linię rezonansową ESR (kształt linii opisują pochodne funkcji Lorentza).



Rys.2. Obserwowany kształt sygnału elektrycznego ESR. Linia przerywana odpowiada EDES, natomiast linia kropkowana odpowiada CIESR (pochodne funkcji Lorentza). (rysunek z artykułu E. Michaluk⁵)

Linia przerywana (czysto absorpcyjna) odpowiada rezonansowi dipolowemu (ED ESR) elektronów związanych na donorach, centrowanemu w $B=3454.5G$, linia kropkowana (dyspersyjna), odpowiada CI ESR i jest centrowana w $B=3456.8G$ – polu rezonansowym elektronów przewodnictwa.

W pracy podano współrzędne tensorów w wybranych układach odniesienia oraz macierze transformacji między tymi układami, co pozwala określić współrzędne tych tensorów w dowolnie wybranym układzie i w konsekwencji obliczyć dokładne poprawki $\delta P_{res}^{(E)}$ uwzględniające anizotropię masy efektywnej oraz g-czynnik Landego.

Podsumowanie

1. W pracy opisano wkład do absorpcji składowej elektrycznej mikrofal przez trójwymiarowy gaz elektronów przewodnictwa. W rozważaniach uwzględniono anizotropię masy efektywnej oraz g-czynnik Landego.
2. W obliczeniach poprawki rezonansowej $\delta P_{res}^{(E)}$ (CIESR) zastosowano przybliżenie izotropowe masy oraz g-czynnik. Dla kierunku pola $\mathbf{E}(t)$ równoległego do \mathbf{B}_0 dokonano porównania otrzymanej poprawki rezonansowej z analogicznym wynikiem uzyskanym w przypadku dwóch wymiarów.
3. Kształt linii absorpcyjnej ESR zmierzonej w ZnO (w rozdziale IV omawianej pracy zamiast referencji 14 jest błędne odniesienie do 8) można wytłumaczyć obecnością składowej dyspersyjnej podatności magnetycznej, występującej w otrzymanym wyrażeniu $\delta P_{res}^{(E)}$ dla CIESR.

N. Urygi

