

Załącznik nr 2

Autoreferat

*Badania właściwości dwuwymiarowego gazu swobodnych
nośników w zewnętrznym polu elektrycznym lub magnetycznym*

Aneta Drabińska

Zakład Fizyki Ciała Stałego, Instytut Fizyki Doświadczalnej,

Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski

Spis treści

1. Dane personalne	2
2. 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.).....	2
a) Tytuł osiągnięcia naukowego	2
b) Lista publikacji stanowiących osiągnięcie naukowe.....	2
c) Omówienie celu naukowego ww. prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania	3
Wstęp.....	3
Badania przestrzajalnych detektorów UV na bazie heterostruktur azotkowych	4
Badania kwantowego efektu Starka w azotkowych studniach kwantowych	9
Mikrofalowe badania przewodnictwa grafenu	10
Podsumowanie	15
3. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo - badawczych.	16
Badania przed uzyskaniem stopnia doktora	16
Badania po uzyskaniu stopnia doktora.....	16
4. Literatura.....	17

1. Dane personalne

Imię i nazwisko: *Aneta Drabińska*

Posiadane dyplomy, stopnie naukowe:

2000 r. – magister fizyki, Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, specjalność fizyka ciała stałego.

2004 r. – doktor nauk fizycznych, Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, w zakresie fizyki, tytuł rozprawy: *Fotoodbicie i elektroodbicie w niskowymiarowych strukturach azotkowych*.

Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych:

od 2005 r. – adiunkt na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

2. 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) Tytuł osiągnięcia naukowego

Badania właściwości dwuwymiarowego gazu swobodnych nośników w zewnętrznym polu elektrycznym lub magnetycznym

b) Lista publikacji stanowiących osiągnięcie naukowe

- A1. **Aneta Drabińska**, K. P. Korona, K. Pakuła, J. M. Baranowski, “Electroreflectance and Photorefectance Spectra of Tricolor III-Nitride Detector Structures”, *Physica Status Solidi (a)* 204, 459 (2007), doi:10.1002/pssa.200673965.
- A2. Krzysztof P. Korona, **Aneta Drabinska**, Piotr Caban, and Włodzimierz Strupinski, “Tunable GaN/AlGaIn Ultraviolet Detectors with Built-in Electric Field”, *Journal of Applied Physics* 105, 083712 (2009), doi:10.1063/1.3110106.
- A3. Krzysztof P. Korona, **Aneta Drabinska**, J. Borysiuk, P. Caban, “Nitride-Based Photodetectors Containing Quantum Wells in Tunable Electric Fields”, *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials* 11, 1108 (2009).
- A4. **Aneta Drabinska**, Jacek M. Baranowski, Krzysztof Pakula, Piotr Caban, and Włodzimierz Strupinski, “Electroreflectance Spectroscopy on III-N Quantum Wells”, *Physica Status Solidi (a)* 206, 816 (2009), doi:10.1002/pssa.200881411.
- A5. **Aneta Drabińska**, Agnieszka Wołoś, Maria Kamińska, Włodek Strupinski, and J. M. Baranowski, “Contactless Microwave Studies of Weak Localization in Epitaxial Graphene”, *Physical Review B* 86, 045421 (2012), doi:10.1103/PhysRevB.86.045421.
- A6. **Aneta Drabińska**, Maria Kamińska, Agnieszka Wołoś, Włodek Strupinski, Andrzej Wysmołek, Witold Bardyszewski, Rafał Bożek, and J. M. Baranowski, “Enhancement of Elastic and Inelastic Scattering Lengths in Quasi-Free-Standing Graphene Measured with Contactless Microwave Spectroscopy”, *Physical Review B* 88, 165413 (2013), doi:10.1103/PhysRevB.88.165413.
- A7. Agnieszka Wolos and **Aneta Drabinska**, “Application of Microwave Spectroscopy to Studies of Electron Transport Properties”, *Journal of Crystal Growth* 401, 314 (2014), doi:10.1016/j.jcrysgro.2013.11.040.
- A8. **Aneta Drabińska**, Piotr Kaźmierczak, Rafał Bożek, Ewelina Karpierz, Agnieszka Wołoś, Andrzej Wysmołek, Maria Kamińska, Iwona Pasternak, Aleksandra Krajewska, and Włodek Strupiński, “Electron scattering in graphene with adsorbed NaCl nanoparticles”, *Journal of Applied Physics* 117, 014308 (2015), doi:10.1063/1.4905418.

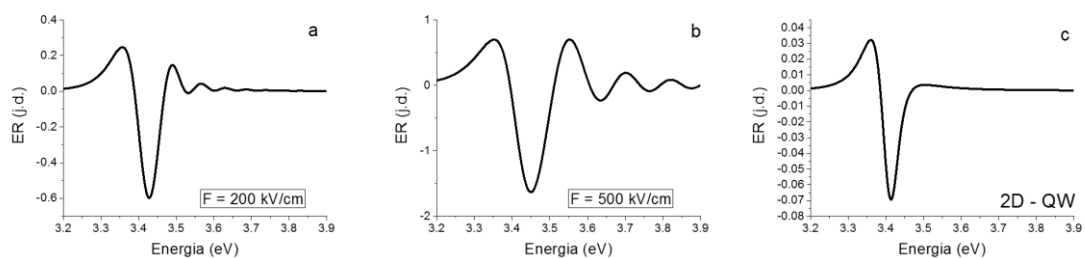
- c) Omówienie celu naukowego ww. prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania

Wstęp

Ze względu na wciąż odkrywane nowe zjawiska pozwalające na porządkowanie naszej wiedzy w zakresie układów niskowymiarowych i ich potencjalne zastosowania w szeroko pojętej elektronice, struktury wykazujące właściwości spontanicznego formowania się dwuwymiarowego gazu nośników (elektronów lub dziur) znajdują się obecnie w centrum intensywnych badań naukowych. Do takich struktur należą np. heterostruktury z grupy III-N (GaN, AlN, InN oraz ich stopy), krystalizujące w sieci wurcytu, czy też grafen. W przypadku heterostruktur III-N krystalizujących w sieci wurcytu, ze względu na dużą polaryzację spontaniczną oraz polaryzację piezoelektryczną, pomiędzy poszczególnymi warstwami występują ładunki polaryzacyjne sprzyjające spontanicznemu formowaniu się dwuwymiarowych ładunków swobodnych o dużej koncentracji i wysokich ruchliwościach. W przypadku grafenu, ze względu na jego dwuwymiarową strukturę, nałożenie go na dowolne podłoże tworzy dwuwymiarowy gaz nośników. Znak nośników czy też jego koncentracja może być zmieniana przez różne oddziaływanie z podłożem na jakie zostanie naniesiony.

W swojej pracy zajmowałam się badaniami właściwości spontanicznie formującego się dwuwymiarowego gazu elektronowego, czy też dziurowego, znajdującego się w zewnętrznym polu elektrycznym lub magnetycznym, metodami wykorzystującymi modulację pola elektrycznego (fotoodbicie i elektroodbicie) lub magnetycznego (spektroskopia mikrofalowa). Podstawową zaletą technik modulacyjnych jest fakt, że spektrum składające się z wielu szerokich linii może być znacznie bardziej czytelne przez redukcję do serii bardziej wyostrzonych pochodnych tych linii. Dodatkowo wszelkiego rodzaju zakłócenia czy szумы niezgodne z częstością modulacji są niwelowane ze spektrum.

Techniki fotoodbicia i elektroodbicia należą do technik odbicia elektromodulacyjnego, tzn. w trakcie modulacji pola elektrycznego w próbce mierzone są względne zmiany współczynnika odbicia. W przypadku fotoodbicia modulacja pola elektrycznego następuje przez impulsowe oświetlenie próbki laserem o energii większej od przerwy energetycznej badanego półprzewodnika. Jeśli w próbce istnieje wbudowane pole elektryczne, elektrony i dziury są separowane przestrzennie, prowadząc do zmniejszenia pola elektrycznego w strukturze. W przypadku elektroodbicia modulacja pola elektrycznego następuje przez napylenie na próbkę półprzezroczystego kontaktu Schottky'ego i modulację napięcia przykadanego pomiędzy kontaktem Schottky'ego a przewodzącym podłożem.



Rysunek 1. Symulacja widma fotoodbicia/elektroodbicia w przypadku warstw (a – dla pola elektrycznego 200 kV/cm i b – dla pola elektrycznego 500 kV/cm) oraz studni kwantowych (c).

Zmiany pola elektrycznego w strukturach powodują perturbacje funkcji dielektrycznej. W przypadku warstw, w widmie obserwowane są oscylacje Franza-Kiełdysza, których okres zależy liniowo od wielkości pola elektrycznego w próbce (Rysunek 1 a i b) [1], [2]. Dla stanów dwuwymiarowych zaobserwowany sygnał jest proporcjonalny do pierwszej pochodnej współczynnika odbicia po energii padającego światła (Rysunek 1 c) [3].

W przypadku pomiarów gazu dwuwymiarowego metodą spektroskopii mikrofalowej, wykorzystywany jest fakt, że w spektrometrze Elektronowego Rezonansu Paramagnetycznego (EPR), ze względu na modulację pola magnetycznego we wnęce mikrofalowej, mierzona jest pochodna dobroci wnęki po polu magnetycznym. Klasyczny pomiar EPR związany jest ze zmianą dobroci wnęki na skutek absorpcji mikrofal podczas zmiany kierunku spinu. Jednak w przypadku niezerowej składowej pola elektrycznego w miejscu próbki, zmiany dobroci wnęki mogą być spowodowane zmianą przewodnictwa próbki. Mierzony sygnał jest wówczas proporcjonalny do pochodnej przewodnictwa próbki po polu magnetycznym ($d\sigma/dB$). W przypadku struktur dwuwymiarowych możliwe jest wówczas bezkontaktowe mierzenie pochodnej magnetoprzewodnictwa próbki [4], [5].

Badania przestrajalnych detektorów UV na bazie heterostruktur azotkowych

Badania przestrajalnych detektorów UV na bazie heterostruktur azotkowych były rozwinięciem tematyki prowadzonej przeze mnie w ramach pracy doktorskiej, w której zajmowałam się między innymi badaniami heterostruktur AlGaIn/GaN z samoistnie formującym się dwuwymiarowym gazem elektronowym pomiędzy warstwą GaN a warstwą AlGaIn.

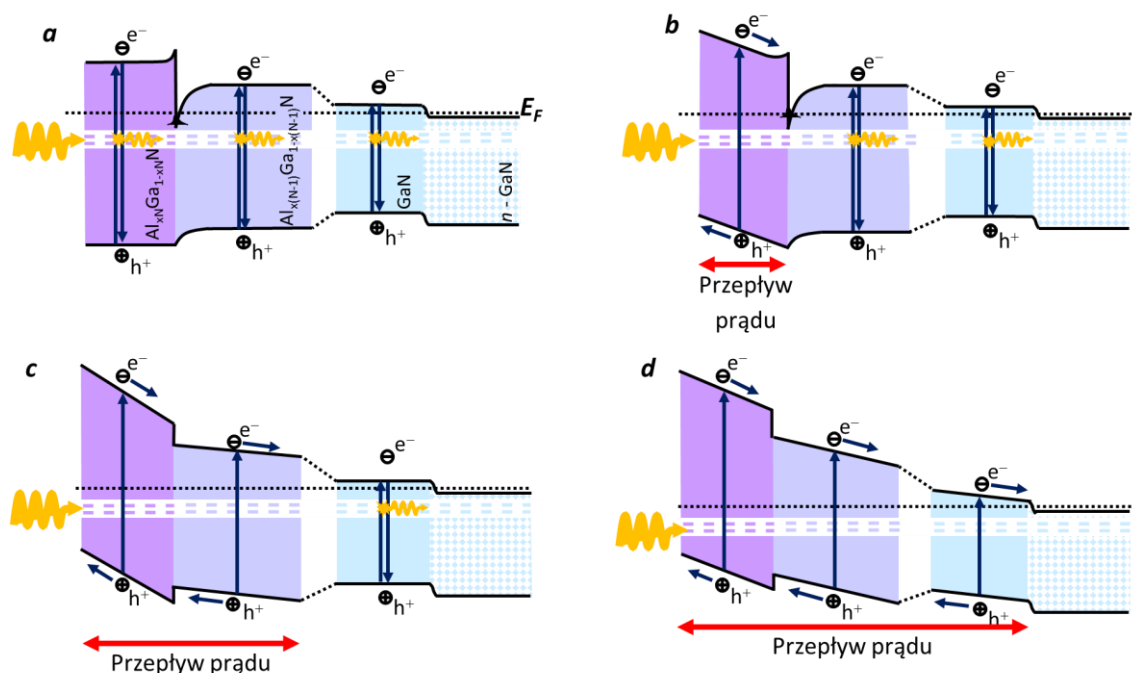
Pierwszą koncepcję detektora opartego na domieszkowanym magnezem GaN typu p z barierą Schottky'ego przedstawił w 1993 r. M. Khan [6]. W swojej pracy zaprezentował on odpowiedź detektora w zależności od energii padającego światła, pokazując jej zwiększenie o dwa rzędy wielkości przy oświetleniu detektora światłem o energii większej od przerwy energetycznej GaN (nadfiolet). Detektor taki działa dzięki napyleniu na warstwę GaN półprzezroczystego kontaktu tworzącego diodę Schottky'ego, przez co w przypowierzchniowej warstwie wbudowane zostaje pole elektryczne. Po oświetleniu tego detektora światłem o energii większej od przerwy energetycznej, następuje kreacja par elektronów i dziur, które zostają rozdzielone przestrzennie przez to pole, powodując indukowanie się napięcia elektrycznego między powierzchnią a przewodzącym podłożem.



Rysunek 2. Działający detektor UV typu „solar blind” oparty na warstwie AlGaIn. Detektor oświetlony światłem dziennym generuje napięcie 0,2 mV, po oświetleniu lampą rtęciową napięcie generowane przez detektor wynosi powyżej 300 mV i jest mierzalne uniwersalnym multimetrem.

W swojej pracy zajmowałam się rozszerzeniem tej koncepcji przez zbudowanie detektora na warstwie $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, w którym dzięki odpowiednio dobranemu składowi x , można skonstruować detektor czuły na światło o odpowiednio dużej energii. W szczególności skład x można dobrać tak, aby detektor nie był czuły na światło widzialne, a tylko na światło UV – detektor typu „visible blind”. Skład x można dobrać również w taki sposób aby detektor nie był czuły na światło słoneczne, a tylko na światło UV o odpowiednio dużej energii – detektor typu „solar blind”. Przykład działającego detektora typu „solar blind” skonstruowanego na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego został przedstawiony na rysunku 2. Detektor jest nieczuły na światło dzienne, natomiast po oświetleniu go lampą rtęciową generuje napięcie mierzalne uniwersalnym multimetrem.

Następnym etapem było zaprojektowanie detektora UV, którego czułość można przestrajać napięciem na różne zakresy energii padającego światła. Koncepcja takiego detektora zakłada wyhodowanie na przewodzącej warstwie GaN typu n kolejnych N warstw niedomieszkowanych $\text{Al}_{x_0}\text{Ga}_{1-x_0}\text{N}$, ..., $\text{Al}_{x_{(N-1)}}\text{Ga}_{1-x_{(N-1)}}\text{N}$, $\text{Al}_{x_N}\text{Ga}_{1-x_N}\text{N}$, gdzie $0 = x_0 < \dots < x_N \leq 1$. W ten sposób oprócz tego, że zwiększa się przerwę energetyczną kolejnych warstw, dzięki coraz większej polaryzacji spontanicznej na każdym interfejsie zlokalizowany jest dodatni ładunek polaryzacyjny, sprzyjający lokalizowaniu się tam dwuwymiarowego gazu elektronowego. Powoduje to, że w stanie naturalnym (niespolaryzowanym zewnętrznym napięciem) pola elektryczne w każdej z warstw są ekranowane (Rysunek 3 a). W stanie naturalnym detektor jest nieaktywny, oświetlenie go światłem o energii większej niż przerwa energetyczna GaN powoduje powstanie par elektron-dziura, które następnie rekombinują ze sobą.



Rysunek 3. Schemat struktury pasmowej przestrajalnego detektora UV.

Sytuacja zmienia się, gdy na powierzchnię takiego detektora zostanie naniesiony półprzezroczysty kontakt metaliczny i utworzy się dioda Schottky’ego. Wówczas, w pierwszej warstwie od powierzchni (odpowiednio cienkiej), o największej przerwie energetycznej (E_N), zostanie wbudowane pole elektryczne i pary electron-dziura

powstałe w wyniku oświetlenia detektora światłem o energii większej niż ta przerwa energetyczna zostaną rozseparowane przez pole elektryczne, powodując przepływ prądu (Rysunek 3 b). Przyłożenie napięcia zaporowego między diodą Schottky'ego a przewodzącym podłożem powoduje wbudowanie dodatkowego pola elektrycznego do struktury. Dla pewnego napięcia pole to będzie na tyle duże, że spowoduje opróżnienie gazu elektronowego z międzypowierzchni pomiędzy warstwą N i $N-1$ oraz wbudowywanie się pola elektrycznego w warstwie $N-1$. Wówczas oświetlenie detektora światłem o energii większej niż $E_{N-1} < E_N$ powoduje przepływ prądu i działanie detektora (Rysunek 3 c). Przykładając coraz większe napięcie do detektora można opróżniać kolejne międzypowierzchnie z gazu elektronowego i wbudowywać pole elektryczne do kolejnych warstw. W ten sposób, dla coraz większych napięć w kierunku zaporowym, detektor jest czuły na światło o coraz mniejszej energii, aż do energii odpowiadającej przerwie energetycznej warstwy GaN (Rysunek 3 d).

Działanie takiego detektora, choć proste koncepcyjnie, jest nietrywialne ze względu na istniejącą polaryzację spontaniczną i piezoelektryczną. Obliczenia teoretyczne wartości polaryzacji wskazywały istnienie bardzo dużych pól elektrycznych w strukturach azotkowych [7]–[9], jednak badania eksperymentalne pokazywały ekranowanie tych pól elektrycznych poprzez swobodne nośniki [10]–[12]. Poza tym, wszelkiego typu defekty powodowały relaksację naprężeń w warstwach i modele teoretyczne nie pozwalały na dokładne wyznaczenie wartości polaryzacji piezoelektrycznej. Dlatego też techniki fotoodbicia i elektroodbicia, w których kształt linii pozwala na bezpośrednie wyznaczenie wartości pola elektrycznego w warstwie, stały się bardzo przydatne w badaniach prowadzących do zaprojektowania takich detektorów.

Jako podstawowe struktury do przebadania wybrano detektory składające się z dwóch oraz trzech warstw aktywnych $Al_xGa_{1-x}N$, rozpoczynając od $x = 0$ (warstwa GaN) i stopniowo zwiększając zawartość Al w kolejnych warstwach. W pracach [A1] oraz [13] zostały opisane pomiary fotoodbicia, elektroodbicia, modelowania teoretycznego, fotoprądu oraz prądu stałego, mierzonego na strukturze detektora składającej się z trzech warstw aktywnych: GaN, $Al_{0.1}Ga_{0.9}N$ oraz $Al_{0.2}Ga_{0.8}N$. W pracy [A2] przedstawiono i porównano wyniki modelowania teoretycznego, pomiarów elektroodbicia, fotoprądu oraz charakterystyk prądowo napięciowych dla struktur detektora składającego się z dwóch warstw aktywnych: GaN i $Al_{0.23}Ga_{0.77}N$ oraz dla detektora składającego się z trzech warstw aktywnych: GaN, $Al_{0.15}Ga_{0.85}N$ i $Al_{0.27}Ga_{0.73}N$.

Wstępna charakteryzacja struktur i oszacowanie pól elektrycznych zostały przeprowadzone dzięki pomiarom fotoodbicia struktur bez kontaktu Schottky'ego. Przykładowe uzyskane widmo fotoodbicia przedstawione zostało na rysunku 3 w pracy [A1]. Kształty linii dla wszystkich warstw struktury są charakterystyczne dla reżimu słabego pola elektrycznego, co wskazuje na ekranowanie tego pola przez elektrony zlokalizowane na międzypowierzchniach. Dopasowanie teoretycznego kształtu linii pozwoliło na wyznaczenie energii odpowiadających przerwom energetycznym kolejnych warstw, a tym samym pozwoliło wyznaczyć wartości energii światła, na które będzie czuły działający detektor. Dodatkowo w widmie widoczne są linie odpowiadające przejściom związanym ze stanami dwuwymiarowego gazu elektronowego zlokalizowanego na kolejnych międzypowierzchniach, pozwalające wyznaczyć energie stanów w powstających samoistnie na poszczególnych międzypowierzchniach trójkątnych studniach kwantowych.

Widmo elektroodbicia detektora zmienia swój charakter w zależności od napięcia przyłożonego do diody Schottky'ego (np. Rys. 5 w [A1]). Dla struktury składającej się z trzech warstw aktywnych detektora dla małych napięć zaporowych i napięć w kierunku przewodzenia w widmie widoczne są oscylacje Franza Kiełdysza pochodzące od warstwy najbliższej powierzchni (o największej przerwie energetycznej) oraz słaba linia od warstwy następnej, charakterystyczna dla reżimu słabego pola elektrycznego. Potwierdza to istnienie gazu elektronowego między pierwszą a drugą warstwą AlGaIn i wbudowywanie się pola elektrycznego tylko w warstwie najbliższej powierzchni. Dla większych wartości napięć w kierunku zaporowym linia dla warstwy środkowej zmienia swój charakter i zaczynają być w niej widoczne oscylacje Franza-Kiełdysza. Jednocześnie pojawia się słaba linia charakterystyczna dla reżimu słabego pola elektrycznego o energii opowiadającej ostatniej warstwie aktywnej detektora – warstwie GaN. Świadczy to o opróżnieniu dwuwymiarowego gazu elektronowego z międzypowierzchni pierwszej i drugiej warstwy i wbudowywaniu się pola elektrycznego w środkowej warstwie. Natomiast istniejący dwuwymiarowy gaz elektronowy pomiędzy warstwą środkową a warstwą GaN ekranuje pole elektryczne w GaN. Szybka analiza oscylacji Franza-Kiełdysza jest możliwa dzięki asymptotycznemu rozwinięciu funkcji Airy, która pokazuje periodyczność oscylacji w funkcji $(E - E_g)^{3/2}$, gdzie E_g jest energią przerwy energetycznej materiału, a okres tych oscylacji zależy od wartości pola elektrycznego w warstwie. Wraz ze wzrostem przyłożonego napięcia w kierunku zaporowym, rośnie okres oscylacji Franza-Kiełdysza w związku ze wzrostem pola elektrycznego w poszczególnych warstwach. W pracy [A1] dzięki zastosowaniu transformaty Fouriera obliczono zależność wartości pola elektrycznego od przyłożonego napięcia oraz określono, dla jakich napięć następuje opróżnienie gazu elektronowego z poszczególnych międzypowierzchni. Pokazano, że pole elektryczne jest jednorodne w każdej z warstw oraz zależy liniowo od przyłożonego napięcia, co z kolei pozwoliło wyznaczyć grubości poszczególnych warstw. Różnica wartości pól elektrycznych pomiędzy poszczególnymi warstwami pozwoliła również wyznaczyć gęstość powierzchniową ładunku polaryzacyjnego zlokalizowanego na międzypowierzchni oraz różnicę polaryzacji całkowitej między warstwami.

Znając rozkład pól elektrycznych oraz ładunku polaryzacyjnego możliwe było wykonanie obliczeń samouzgodnionych prowadzących do wyznaczenia struktury pasmowej, koncentracji swobodnych elektronów i dziur oraz prądu płynącego w detektorze po przyłożeniu różnych napięć polaryzacyjnych oraz po oświetleniu detektora. Podstawy modelowania teoretycznego zostały dokładnie opisane w pracy [A2]. Z modelu numerycznego wynika, że w przypadku próbki nieoświetlonej i niespolaryzowanej elektrony są zlokalizowane w warstwie domieszkowanej GaN oraz na międzypowierzchniach między poszczególnymi warstwami. Elektrony zlokalizowane na międzypowierzchniach ekranują pole elektryczne w warstwach innych niż najbliższa powierzchni. Przyłożenie do diody Schottky'ego napięcia zaporowego wielkości kilku woltów zmienia koncentrację o ponad rząd wielkości, efektywnie opróżniając międzypowierzchnię ze swobodnych elektronów. Obliczenia dla oświetlonej próbki pokazują, że prąd indukowany przez elektrony słabo zależy od przyłożonego napięcia, natomiast przyłożone napięcie w kierunku zaporowym znacząco wpływa na transport dziurowy (rys. 2 w pracy [A2]). Dla małych napięć w kierunku zaporowym dziury napotykają na barierę na kolejnych międzypowierzchniach, gdzie rekombinują z elektronami. Ze względu na to, że koncentracja dziur wykreowanych światłem jest o

kilka rzędów wielkości mniejsza od koncentracji elektronów samoistnie zlokalizowanych na międzypowierzchniach dzięki polaryzacji, nie ma to istotnego wpływu na transport elektronów w strukturze. Tylko dla dużych napięć w kierunku zaporowym dziury mogą płynąć do powierzchni próbki bez przeszkód.

Następnym etapem badań struktur detektorowych były badania prądu płynącego przez detektor przy oświetleniu go monochromatycznym światłem o różnej długości fali. Widmo fotoprądu pokazywało bardzo wyraźną zależność od przyłożonego napięcia (np. rys. 4 w pracy [A2]). Dla detektora niespolaryzowanego fotoprąd jest generowany tylko przy oświetleniu detektora światłem o energii większej od przerwy energetycznej warstwy przypowierzchniowej. Po przyłożeniu napięcia w kierunku zaporowym czułość detektora stopniowo przesuwana się w niższe energie, przy czym po „włączaniu” kolejnych warstw czułość detektora na światło odpowiadające przerwie energetycznej tych warstw rośnie o ponad rząd wielkości. Odpowiedź detektora dla światła o niezbyt dużej gęstości mocy (do ok 1 mW/cm^2) jest liniowa, natomiast dla większych gęstości mocy padającego światła można było zaobserwować nieliniową odpowiedź detektora, spowodowaną najprawdopodobniej ekranowaniem pola elektrycznego przez dużą koncentrację fotonosników. Badania stało-prądowe pokazały, że w przypadku małej powierzchni diody Schottky’ego (poniżej 1 mm^2), bardzo wyraźnie można zaobserwować wpływ światła o różnej energii na mierzony prąd (rysunek 5 w [A2]). W przypadku dużej powierzchni diody Schottky’ego (powyżej 10 mm^2), ze względu na duży prąd upływu diody, widoczny wpływ światła można było zaobserwować tylko dla małych polaryzacji w kierunku zaporowym (rys. 8 w [A1]). Dla większych napięć polaryzacji prąd upływu w próbce był większy niż prąd generowany przez światło i niemożliwe było zaobserwowanie pożądanego efektu. Związane to było najprawdopodobniej z większą ilością obejmowanych przez diodę dyslokacji przewodzących prąd.

Następnym krokiem związanym z badaniami azotkowych struktur detektorowych były badania struktur zawierających studnie kwantowe we wnętrzu. Badania te zostały opisane w pracy [A3] oraz [14]. Badane struktury to: studnia kwantowa $\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{N}$ we wnętrzu $\text{Al}_{0,05}\text{Ga}_{0,95}\text{N}$ otoczona barierą $\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{N}$ oraz dwie studnie kwantowe GaN we wnętrzu $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{N}$ otoczone barierą $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}$. Struktura detektora została zaprojektowana tak, aby wyindukowane światłem nośniki zostały rozseparowane przez pole elektryczne, zmieniając jednocześnie potencjał we wnętrzu. Badania tego typu struktur pokazały, że nie tylko natężenie fotoprądu zależy od przyłożonego napięcia, ale również jego kierunek. W strukturach następowała akumulacja ładunku, dzięki czemu możliwa była szybka rekombinacja elektronów i dziur oraz zmiana pola elektrycznego wewnątrz aktywnego rejonu detektora. Oznacza to, że działanie detektora może być sterowane przez oświetlenie. W przypadku, gdy taki detektor zostanie oświetlony dwoma źródłami światła o różnej energii jego odpowiedź zależy od obu źródeł. W przypadku struktury z pojedynczą studnią kwantową po oświetleniu jej światłem z dwóch źródeł zaobserwowano wzmocnienie sygnału w szerokim zakresie energii padającego światła. W tym przypadku odpowiedź detektora jest większa niż w przypadku oświetlenia każdym ze źródeł osobno i można go potraktować jako optyczny odpowiednik elektrycznej bramki koniunkcji AND. W przypadku struktury z podwójną studnią kwantową odpowiedź detektora na oświetlenie jednym ze źródeł jest pozytywna natomiast w przypadku podwójnego oświetlenia detektora zaobserwowano osłabienie sygnału. Struktura ta jest więc optycznym odpowiednikiem alternatywnej bramki wykluczającej XOR.

Badania kwantowego efektu Starka w azotkowych studniach kwantowych

W przypadku azotkowych studni kwantowych ze względu na istnienie polaryzacji spontanicznej i piezoelektrycznej po obu stronach studni istnieje wbudowany ładunek polaryzacyjny o przeciwnym znaku. W związku z tym w studni kwantowej jest wbudowane pole elektryczne, które dodaje liniowy potencjał i w efekcie obniża energie stanów kwantowych w studni, a elektrony zostają przestrzennie oddzielone od dziur. Objawia się to na przykład zmniejszeniem energii luminescencji ze studni oraz zmniejszeniem jej intensywności. W swojej pracy zajmowałam się badaniami elektroodbiccia i luminescencji w studniach, w których wbudowane pole elektryczne mogło być dodatkowo modyfikowane poprzez przykładanie zewnętrznego napięcia do półprzezroczystego kontaktu z diodą Schottky'ego. Badania te zostały opisane w pracach [A3], [A4] oraz [14]–[16].

W przypadku pojedynczej studni bez przyłożonego napięcia w widmie elektroodbiccia widoczne są linie pochodzące od przejść w studni kwantowej oraz oscylacje Franza-Kiełdysza z barier (np. rys. 1 w pracy [A4]). Dokładna analiza oscylacji pokazuje, że są to nachodzące na siebie oscylacje o dwóch podobnych częstościach. Oznacza to, że w barierze po jednej stronie studni kwantowej wbudowane jest pole elektryczne o innej wielkości niż w barierze po drugiej stronie studni. Różnica pól elektrycznych po obu stronach studni (ΔF) może zostać w prosty sposób wywołana przez istnienie ładunku zlokalizowanego w studni o koncentracji $n = \frac{\Delta F \epsilon \epsilon_0}{e}$. Ładunek polaryzacyjny wyindukowany przez różnicę polaryzacji pomiędzy studnią kwantową a barierą jest zlokalizowany po obu stronach studni i ma taką samą wartość na każdej z międzypowierzchni, ale przeciwny znak. Nie może on być więc źródłem skoku pola elektrycznego między barierami. Tak więc źródłem różnego pola elektrycznego w barierach są elektrony i dziury obsadzające stany kwantowe w studni (np. rys. 2 a w pracy [A4]).

Pole elektryczne wyindukowane przez polaryzację spontaniczną i piezoelektryczną w studni kwantowej ma odwrotny kierunek w stosunku do pola elektrycznego w barierach oraz pola wbudowywanego przez napięcie zaporowe przykładane do diody Schottky'ego. Wraz z przykładanym napięciem w kierunku zaporowym zwiększa się pole elektryczne w barierach. Można to zaobserwować po zwiększaniu się okresu oscylacji Franza-Kiełdysza z barier. Obliczona wartość pola elektrycznego w barierach zależy liniowo od przyłożonego napięcia. Dla dużych napięć zaporowych, w związku z wbudowanym dużym polem elektrycznym, bariera ma kształt trójkątny. Zwiększa to prawdopodobieństwo tunelowania nośników ze studni do bariery co zmniejsza obsadzenie stanów w studni kwantowej (np. rys.2 c w pracy [A4]). Wówczas widoczne są już oscylacje Franza-Kiełdysza o jednej częstości.

W przypadku omawianych studni kwantowych przykładanie napięcia w kierunku zaporowym powoduje początkowo zmniejszanie się pola elektrycznego w studni. Dla pewnego napięcia, pole wbudowywane przez napięcie ekranuje pole elektryczne wyindukowane przez polaryzację spontaniczną i piezoelektryczną. Wówczas efektywne pole elektryczne w studni znika. Dalsze przykładanie pola elektrycznego powoduje ponowne wbudowywanie się pola elektrycznego w studni, skierowanego przeciwnie do pola spontanicznego. Dopasowanie modelu teoretycznego pozwoliło w pracach [A4] oraz [16] wyznaczyć wartości energii i amplitudy przejść oraz poszerzenia linii w zależności od przyłożonego do struktury napięcia. Dzięki analizie oscylacji Franza-Kiełdysza w barierach i możliwości wyznaczenia zależności pola elektrycznego w

barierach od przyłożonego napięcia przedyskutowano zależność tych parametrów od wielkości pola elektrycznego w studni. Pokazano, że w sytuacji, gdy pole elektryczne w studni jest ekranowane, linia jest niewidoczna w widmie. Wraz ze wzrostem pola elektrycznego rośnie amplituda i szerokość obserwowanej linii oraz maleje energia przejść w studni. Faza sygnału zmienia się na przeciwną w przypadku zmiany kierunku pola elektrycznego. Aby wyznaczyć energie własne elektronów i dziur w studni należy rozwiązać równanie Schrödingera z liniowym potencjałem $V = -eFz$. W przypadku nieskończonej studni kwantowej rozwiązanie jest sumą funkcji Airy i dla małych wartości pól elektrycznych i małych szerokości studni (tzn. takich, dla których potencjał wbudowywany przez pole elektryczne na całej szerokości studni jest dużo mniejszy od energii własnych nośników w studni) może być przybliżone kwadratową zależnością energii własnej elektronu i dziury od pola elektrycznego. W pracach [A3], [A4] pokazano, że przybliżenie to dobrze opisuje przesunięcie Starka dla przejść obserwowanych w pomiarach elektroodbiccia jak i luminescencji. W pracy [16] pokazano dodatkowo, że prosta zależność kwadratowa obowiązuje również dla studni, w których założenie małego pola i wąskiej studni nie jest spełnione. Otrzymane współczynniki w zależności kwadratowej przesunięcia Starka od pola elektrycznego nie są jednak wówczas określone przez równanie (2) w pracy [A3].

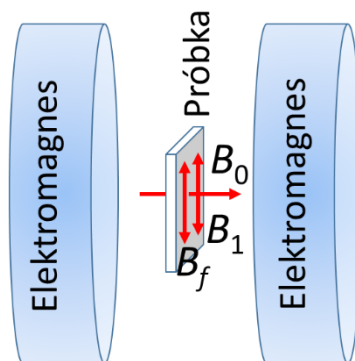
Mikrofalowe badania przewodnictwa grafenu

Ze względu na swoje interesujące właściwości fizyczne i potencjalne zastosowania grafen jest obecnie jednym z najintensywniej badanych materiałów. Choć właściwości fizyczne grafenu wynikające z jego budowy krystalicznej zostały opisane już w latach czterdziestych dwudziestego wieku [17], dopiero prace eksperymentalne, pokazujące możliwość uzyskania pojedynczej, dwuwymiarowej warstwy grafenu oraz zmierzenia wynikających z teorii właściwości [18], [19] doprowadziły do olbrzymiego wzrostu zainteresowania i badań prowadzonych nad grafenem. Niezwykle ciekawe są badania efektów odzwierciedlających kwantową i chiralną naturę nośników w grafenie. W swojej pracy zajmowałam się bezkontaktowymi pomiarami magnetotransportu, a w szczególności badaniami interferencji kwantowych elektronów w grafenie, ujawniającymi się w efekcie słabej lokalizacji i słabej antylokalizacji. Wyniki tych badań zostały opublikowane w pracach [A5]-[A8] oraz [20]-[22].

Efekty słabej lokalizacji, czy antylokalizacji są często obserwowane w przypadku struktur zawierających dwuwymiarowy gaz elektronowy. Ich obserwacja wynika z niedoskonałości systemu, w którym znajdują się centra rozpraszające. Idea leżąca u podstaw tego zjawiska wiąże się z interferencją dwóch funkcji falowych elektronów rozpraszanych po zamkniętej pętli w przeciwnych kierunkach [23]. Jeżeli fazy tych funkcji falowych w punkcie powrotu są takie same, następuje konstruktywna interferencja fal, co zwiększa prawdopodobieństwo rozpraszania wstecznego elektronów. Skutkuje to wzrostem oporu i spadkiem przewodnictwa gazu dwuwymiarowego. Efekt ten nazywany jest słabą lokalizacją. W przypadku przeciwnych faz funkcji falowych zachodzi destruktywna interferencja oraz wzrasta prawdopodobieństwo rozproszenia elektronu do przodu, co z kolei skutkuje spadkiem oporu i zwiększeniem przewodnictwa gazu elektronowego. Mówimy wówczas o słabej antylokalizacji elektronów. Efekt słabej lokalizacji czy antylokalizacji obserwowany jest eksperymentalnie w przypadku, gdy podczas rozpraszania powodujących przebycie przez elektron zamkniętej pętli, ma on zachowaną fazę – tzn. rozpraszania nieelastyczne powodujące dekoherencję elektronu są małe. Im większa droga koherencji nośników tym więcej nośników może brać udział

w zjawisku. Dlatego też efekt ten jest obserwowany w niskich temperaturach, w których drogi koherencji są większe niż długości rozpraszania elastycznych. W przypadku grafenu, opis teoretyczny musi uwzględniać chiralność nośników związaną z dodatkową liczbą kwantową – pseudospinem. Dla elektronów w grafenie, ze względu na fazę Berry'ego π – dodatkową fazę jaką otrzymuje elektron po przebyciu zamkniętej pętli, spodziewany był efekt słabej antylokalizacji. Jednak pierwsze doświadczenia nie potwierdziły tych przewidywań i zaobserwowano efekt słabej lokalizacji [24]. Ostatecznie opublikowana została teoria opisująca efekty słabej lokalizacji i antylokalizacji, uwzględniająca dodatkowe rozpraszania elastyczne [25]. Chiralność w grafenie jest spowodowana istnieniem dwuatomowej bazy w sieci krystalicznej grafenu. Prowadzi to do powstania stożków Diraca w dwóch nierównoważnych punktach strefy Brillouina (K i K'). Elastyczne rozpraszanie na potencjale dalekozasięgowym czy złamanie symetrii $p \rightarrow -p$ pasma niszczy efekt słabej antylokalizacji. Dodatkowo elastyczne rozpraszania pomiędzy dwoma stożkami Diraca prowadzą do zmiany pseudospinu elektronu i wprowadzają typowo obserwowaną słabą lokalizację. Tak więc obserwacja w konkretnej warstwie grafenu słabej lokalizacji czy antylokalizacji zależy od tego, które z tych rozpraszania będą dominujące.

Badania efektów słabej lokalizacji/antylokalizacji prowadzi się w funkcji pola magnetycznego, które dodając własną fazę niszczy efekt słabej lokalizacji i antylokalizacji. Objawia się to ujemnym magnetooporem (dodatnim magnetoprzewodnictwem) w przypadku słabej lokalizacji oraz dodatnim magnetooporem (ujemnym magnetoprzewodnictwem) w przypadku słabej antylokalizacji. W swojej pracy, wraz z dr Agnieszką Wołoś, uruchomiłam na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego układ spektroskopii EPR. Układ został wyposażony nie tylko w standardowe pasmo X mikrofal, ale również w pasmo Q mikrofal (ok. 35 GHz) oraz impulsowe pomiary EPR. Układ został również rozszerzony, tak aby umożliwić na nim elektryczny pomiar rezonansu magnetycznego (EDMR – *electrically detected magnetic resonance*). Następnie kierowałam badaniami dotyczącymi grafenu z wykorzystaniem niestandardowych bezkontaktowych pomiarów $d\sigma/dB$ przy zastosowaniu spektrometru EPR. W pracy [A5] zostały one pierwszy raz zaproponowane do pomiarów słabej lokalizacji. Typowe widmo zmierzone w temperaturze 2 K wraz ze scałkowanym sygnałem odpowiadającym przewodnictwu przedstawione zostało na rys. 1 w pracy [A5]. Charakterystyczny sygnał pochodzący od słabej lokalizacji jest widoczny na tle klasycznego sygnału przewodnictwa Drudego. Dopasowanie modelu teoretycznego zaprezentowanego w pracy [25] pozwoliło wyznaczyć drogę koherencji elektronów oraz charakterystyczne długości rozpraszania elastycznych międzystożkowych i dalekozasięgowych. Ze względu na zastosowanie niestandardowej techniki bardzo ważne było zbadanie wpływu samej techniki na wyniki pomiaru. W szczególności należy pamiętać, że podczas pomiaru w spektrometrze EPR, istnieją trzy różne pola magnetyczne (rys. 4): pole magnetyczne w funkcji którego mierzony jest sygnał (B_0) oraz prostopadłe do niego pole magnetyczne modulujące (B_1) o częstotliwości ok. 100 kHz oraz pole magnetyczne mikrofal (B_f) o częstotliwości ok. 9,5 GHz.



Rysunek 4. Kierunki pól magnetycznych w spektrometrze EPR.

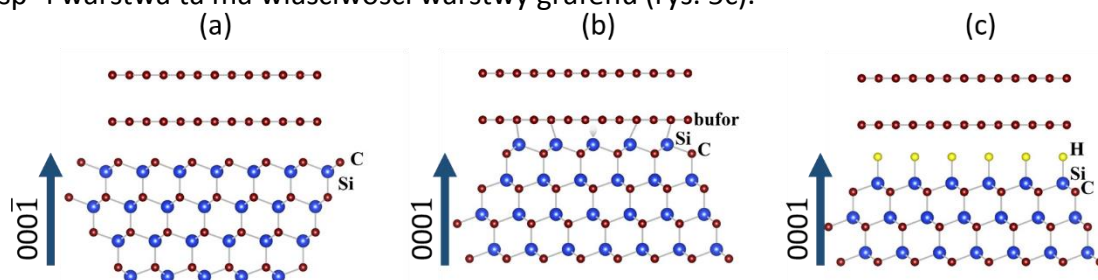
W celu przetestowania nowej techniki pomiaru efektów słabej lokalizacji/antylokalizacji zmierzono sygnał w funkcji amplitudy pola modulującego i mocy mikrofal (rys. 2 w pracy [A5]). Pokazano, że amplituda mierzonego sygnału zależy liniowo od amplitudy modulacji dla całego zakresu dostępnych w spektrometrze wartości (do 1 mT). Amplituda sygnału zależy również liniowo od pierwiastka z mocy mikrofal dla mocy mniejszych od ok. 4 mW, dla większych mocy zaobserwowano nasycenie sygnału i poszerzenie linii związane najprawdopodobniej z grzaniem próbki.

Jako, że sygnał pochodzi od dwumiarowego gazu elektronowego, efekt słabej lokalizacji zależy od składowej pola magnetycznego prostopadłej do płaszczyzny gazu dwuwymiarowego. W związku z tym sprawdzono również zależność kątową amplitudy i szerokości połówkowej sygnału (rys. 4 w [A5]). Pokazano, że szerokość sygnału jest odwrotnie proporcjonalna do cosinusa kąta między normalną do powierzchni dwuwymiarowego gazu i polem magnetycznym i w dużym zakresie kątów wokół zera bardzo słabo się zmienia. Amplituda sygnału natomiast wykazała zależność od kwadratu cosinusa tego kąta, co pokazuje dodatkowe obniżenie amplitudy sygnału w porównaniu ze spodziewanym z wielkości rzutu pola magnetycznego na kierunek normalny do powierzchni gazu dwuwymiarowego.

Tak więc choć amplituda sygnału zależy od parametrów pomiarowych, otrzymane wartości drogi koherencji i długości rozpraszania elastycznego są wiarygodne, niezależnie od warunków pomiarowych.

W swojej pracy zajmowałam się badaniem próbek grafenowych otrzymywanych metodą CVD na podłożu z węgla krzemu (SiC) w Instytucie Technologii Materiałów Elektronicznych. Struktura krystaliczna SiC, podobnie jak struktura GaN, jest strukturą heksagonalną, tzn. wiąże się ze złamaniem symetrii inwersji. W związku z tym w SiC można wyróżnić dwie polarności: (0001) – stronę krzemową SiC oraz (000-1) – stronę węglową SiC. Dynamika i parametry wzrostu grafenu po różnych stronach SiC są istotnie inne. W szczególności w przypadku grafenu wyhodowanego po stronie węglowej tempo wzrostu jest duże, w związku z tym zawsze mamy do czynienia z więcej niż jedną warstwą grafenu. Jednak ze względu na rotację poszczególnych warstw można je traktować jako kilka niezależnych warstw grafenu, a nie grafitu [26], [27] (rys 5a). Z kolei wzrost po stronie krzemowej SiC jest dużo wolniejszy, nie ma więc problemów z otrzymaniem jednej warstwy grafenu. Jest to bardzo ważne, gdyż w przypadku wyhodowania więcej niż jednej warstwy mają one bernalowskie ułożenie typu AB, co powoduje istnienie oddziaływań pomiędzy poszczególnymi warstwami. Dodatkowo, pierwsza warstwa atomów węgla jest silnie związana z podłożem przez wiązania sp^3 . Jest to tzw. warstwa

buforową, nieaktywna elektrycznie [28], [29] (rys. 5b). Dopiero następna warstwa atomów węgla ma hybrydyzację sp^2 i właściwości warstwy grafenu. Te silne wiązania sprawiają, że warstwy grafenu silniej oddziałują z podłożem. W związku z tym, ostatnio zaproponowano interkalację wodorem jako sposób odcięcia warstwy buforowej od podłoża [30]. Atomy wodoru dyfundują pomiędzy warstwę buforową a podłoże, zrywają wiązania bufora z podłożem wiążąc się z atomami krzemu w SiC. Dzięki temu atomy węgla w warstwie buforowej po interkalowaniu wodorem mają głównie hybrydyzację sp^2 i warstwa ta ma właściwości warstwy grafenu (rys. 5c).



Rysunek 5. Struktura krystaliczna grafenu wyhodowanego po stronie C SiC (a), po stronie Si SiC (b) oraz po stronie Si SiC, dodatkowo poddanemu interkalacji wodorem. Rysunki wykonane za pomocą programu VESTA [31].

W pracy [A6] zostały porównane sygnały słabej lokalizacji/antylokalizacji dla warstw grafenowych otrzymanych po stronie węglowej SiC oraz po stronie krzemowej zarówno bez interkalacji jak i interkalowanych wodorem. Dla małych pól magnetycznych (poniżej 50 mT), dla wszystkich typów próbek zaobserwowano dodatnie magnetoprzewodnictwo, świadczące o słabej lokalizacji nośników w grafenie. Dla wyższych pól magnetycznych, dla próbek wyhodowanych po stronie krzemowej SiC sygnał zbiegał do zera. Natomiast dla próbki wyhodowanej po stronie węglowej sygnał zmieniał swój znak i dla wyższych pól magnetycznych widoczne było ujemne magnetoprzewodnictwo świadczące o wkładzie słabej antylokalizacji (rys. 1 w [A6]). W przypadku grafenu nieinterkalowanego szerokość linii słabej lokalizacji była porównywalna dla obu próbek i była o rząd wielkości większa od szerokości linii w przypadku grafenu interkalowanego wodorem. Jednocześnie amplituda linii dla próbek nieinterkalowanych była o rząd wielkości mniejsza od amplitudy dla próbek interkalowanych. Szerokość i odwrotność amplitudy linii słabej lokalizacji jest proporcjonalna do pola dekoherencji (rys. 3b w [A5]), tak więc po interkalacji wodorem można było zaobserwować znaczne wydłużenie drogi koherencji elektronów. Dopasowanie modelu teoretycznego pozwoliło wyznaczyć drogi koherencji oraz charakterystyczne długości rozpraszania elastycznych. Dla wszystkich trzech typów próbek, dominującym rozpraszaniem jest rozpraszanie dalekozasięgowe. I chociaż zaobserwowano nieznaczne wydłużenie długości tego rozpraszania dla próbki wyhodowanej po stronie węglowej SiC oraz próbek interkalowanych wodorem hodowanych na stronie krzemowej (ok. 30-40 nm) w stosunku do próbki nieinterkalowanej hodowanej na stronie krzemowej (ok. 10 nm), to nie przekroczyło ono w żadnym przypadku 50 nm. Bardzo ciekawą obserwacją było wydłużenie długości rozpraszania międzystożkowych z wartości ok. 100 nm, typowych dla próbek nieinterkalowanych wyhodowanych po stronie krzemowej SiC [32], [33] do ponad mikrometra dla próbek słabo związanych z podłożem – zarówno tych interkalowanych wodorem, jak i próbki wyhodowanej po stronie węglowej SiC. Świadczy to nie tylko o drastycznym zmniejszeniu rozpraszania tego typu, ale również o decydującym udziale

oddziaływania z podłożem w rozpraszaniach w grafenie silnie związanym z podłożem i przełączeniu mechanizmu rozpraszania międzystożkowego na rozpraszanie na krawędziach płatków grafenu w przypadku grafenu słabo związanego z podłożem. O ile rozpraszania elastyczne zależą od defektów krystalicznych, które nie powinny zależeć od temperatury, o tyle zależność temperaturowa drogi koherencji mówi o mechanizmach rozpraszania nieelastycznych. We wszystkich trzech typach próbek zależność temperaturowa drogi koherencji świadczy o rozpraszaniach elektron-elektron: dla próbek interkalowanych wodorem w reżimie balistycznym, dla próbek nieinterkalowanych w reżimie dyfuzyjnym (rys. 2 w [A6]). Dla próbek nieinterkalowanych wodorem zaobserwowano dodatkowe rozpraszania nieelastyczne, dające niezależny od temperatury offset w zależności liniowej pola dekoherencji oraz znaczne skrócenie drogi koherencji do ok. 200-300 nm w temperaturze 2 K w porównaniu do ok. 1 μm dla próbki interkalowanej wodorem. Jako możliwy mechanizm rozpraszania tego typu zaproponowano relaksację spinu podczas rozpraszania na defektach o zlokalizowanym momencie magnetycznym [34], [35].

Ze względu na to, że obserwacja słabej lokalizacji czy antylokalizacji zależy od rodzaju dominującego rozpraszania, w pracy [A6] przedyskutowano również warunki obserwacji efektu słabej lokalizacji, słabej antylokalizacji oraz obu tych efektów jednocześnie (dla małych pól magnetycznych efektu słabej lokalizacji, a dla większych słabej antylokalizacji) (rys. 3 w [A6]). Na diagramie fazowym w funkcji stosunków drogi koherencji do długości rozpraszania międzystożkowych i dalekozasięgowych pokazano, że odcięcie grafenu od rozpraszania pochodzących z podłoża SiC prowadzi do zmniejszenia stosunku drogi koherencji do długości rozpraszania międzystożkowych o rząd wielkości. Z kolei znaczne zwiększenie drogi koherencji dla próbek interkalowanych wyhodowanych po stronie krzemowej SiC przy niewielkim zwiększeniu rozpraszania dalekozasięgowych zarówno dla próbek wyhodowanych po stronie węglowej SiC jak i interkalowanych wodorem wyhodowanych po stronie krzemowej SiC sprawia, że obserwacja słabej antylokalizacji jednocześnie ze słabą lokalizacją jest możliwa tylko dla próbek wyhodowanych po stronie węglowej SiC.

Innym aspektem prowadzonych przeze mnie badań był wpływ warunków zewnętrznych w jakich znajduje się grafen na sygnał słabej lokalizacji. W pracy [A8] zostały przedstawione wyniki pomiarów słabej lokalizacji dla grafenu moczonego w 0.1 M roztworze NaCl. Funkcjonalizacja powierzchni grafenu nanokryształami NaCl została potwierdzona mikroskopią sił atomowych oraz spektroskopią EPR. Badania słabej lokalizacji pokazały, że osadzanie się nanokryształów NaCl na powierzchni grafenu nie wpływa na długości ani międzystożkowych ani dalekozasięgowych rozpraszania elastycznych. Zaobserwowano natomiast znaczne zmniejszenie się drogi koherencji elektronów w grafenie po moczeniu w roztworze NaCl. Zależność temperaturowa drogi koherencji pokazała jako główny mechanizm dekoherencji elektronów rozpraszania elektron-elektron oraz zmianę z balistycznego na dyfuzyjny reżim transportu elektronów. Głównym powodem skrócenia drogi koherencji elektronów po moczeniu grafenu w roztworze NaCl, okazało się jednak dodatkowe, niezależne od temperatury rozpraszanie nieelastyczne. Zostało ono powiązane z obecnością magnetycznych jonów na powierzchni grafenu odpowiedzialnych za relaksację spinu elektronów w grafenie. Potwierdza to hipotezę zaproponowaną w pracach [A5]-[A7]. Dodatkową informację na temat natury defektów tworzonych po sfunkcjonalizowaniu grafenu nanokryształami NaCl dostarczyły badania spektroskopii ramanowskiej. Analiza statystyczna natężeń linii

ramanowskich pokazała, że dodatkowe rozpraszania są spowodowane zarówno dekoracją istniejących defektów (luk i granic ziaren) przez cząsteczki NaCl jak i tworzeniem się nowych defektów w strukturze sieci krystalicznej grafenu poprzez dekorację powierzchni grafenu cząsteczkami NaCl. Dodatkowo analiza energii linii ramanowskich pokazała, że funkcjonalizacja grafenu cząsteczkami NaCl nie prowadzi do zmiany koncentracji nośników, ale do zmniejszenia naprężeń w grafenie.

W pracach [A5] oraz [A7] zostało również przedyskutowane klasyczne przewodnictwo Drudego obserwowane na tle silnego sygnału słabej lokalizacji. Dla próbek o małej ruchliwości w całym zakresie pól magnetycznych dostępnym w spektrometrze EPR (do 1,7 T) jest ono obserwowane jako liniowe tło (rys. 1a w [A5]) i ze względu na zależność amplitudy sygnału od parametrów pomiarowych nie pozwala na wyznaczenie ruchliwości elektronów. Dla próbek o większej ruchliwości sygnał nie jest już jednak liniowy (rys. 5 w pracy [A7]). Dopasowanie $d\sigma/dB$ przedstawione w pracy [A7] pozwoliło wyznaczyć ruchliwość elektronów równą $4000 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$, zgodną z wartościami otrzymanymi klasycznymi pomiarami magnetotransportu.

Podsumowanie

Przedstawione powyżej badania dotyczyły badań dwuwymiarowych gazów nośników formujących się w szczególności na międzypowierzchniach, w studniach kwantowych (struktury azotkowe) oraz w grafenie.

W przypadku struktur azotkowych badania dotyczyły zmian własności gazów w zewnętrznym polu elektrycznym mierzonych metodami fotoodbicia i elektroodbicia. Pozwoliły one, w funkcji przyłożonego pola elektrycznego, zaobserwować zmianę koncentracji dwuwymiarowego gazu elektronowego zlokalizowanego zarówno w samoistnie formujących się na międzypowierzchniach trójkątnych studniach potencjału, jak i w intencjonalnie wyhodowanych studniach kwantowych.

Pokazano zastosowanie aplikacyjne samoistnego tworzenia się dwuwymiarowego gazu elektronów w heterostrukturach azotkowych do zaprojektowania przestrajalnego napięciem detektora UV. Przeprowadzono dokładne badania i modelowanie teoretyczne koncentracji nośników, wielkości pól elektrycznych oraz przepływu prądu w tego typu strukturach detektorowych.

W prostokątnych studniach kwantowych zostały przeprowadzone badania kwantowego efektu Starka. Przedyskutowano energię przejść w studni, intensywność linii oraz parametru poszerzenia związanego z czasem życia nośników w studni w zależności od wielkości pola elektrycznego w studni. Porównano wyniki otrzymane eksperymentalnie z przewidywaniami teoretycznymi oraz przedyskutowano je w zależności od szerokości studni.

W przypadku elektronów w grafenie badania dotyczyły bezkontaktowych pomiarów magnetoprzewodnictwa, wykonanych spektroskopią mikrofalową przy zastosowaniu spektrometru EPR.

Pomiary i ich analiza związane były głównie z efektem słabej lokalizacji oraz słabej antylokalizacji nośników w grafenie. Przedyskutowano różne mechanizmy rozprożeń elastycznych w próbkach silnie związanych z podłożem oraz słabo związanych z podłożem. Pokazano, że jednym z mechanizmów odpowiedzialnych za rozpraszania nieelastyczne, powodujące dekoherencję nośników w epitaksjalnym grafenie, są rozpraszania elektron-elektron. Poza tym wykazano istnienie drugiego mechanizmu rozpraszania nieelastycznych, powodującego znaczne obniżenie drogi koherencji do kilkuset nanometrów. Zaproponowano rozpraszania na defektach o zlokalizowanym

momencie magnetycznym jako mechanizm tego dodatkowego rozpraszania. Udowodniono, że po interkalacji wodorem mechanizm ten znika, a transport elektronowy przechodzi w reżim balistyczny. Przedyskutowano warunki obserwacji efektu słabej lokalizacji i słabej antylokalizacji w zależności od wzajemnego stosunku długości rozpraszania nieelastycznych do długości rozpraszania elastycznych.

W przypadku próbek o dużej ruchliwości pokazano również możliwość wyznaczenia wartości ruchliwości z obserwacji klasycznego magnetoprzewodnictwa typu Drude'go metodą bezkontaktową w spektrometrze EPR.

3. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo - badawczych.

Badania przed uzyskaniem stopnia doktora

Swoją pracę doktorską rozpoczęłam w roku 2000 od budowy układu do pomiarów elektroodbicia i fotoodbicia w strukturach azotkowych. Wstępne badania luminescencji ze studni kwantowych nie potwierdzały teoretycznych przewidywań wartości wbudowanych pól elektrycznych na podstawie wielkości polaryzacji spontanicznej i piezoelektrycznej nie potwierdzały. Z tego powodu bardzo ważne było rozszerzenie badań nad azotkami przy zastosowaniu technik pozwalających na bezpośrednie mierzenie wielkości pól elektrycznych w tych strukturach. Zbudowany układ został przetestowany na strukturach arsenku galu z dwuwymiarowym domieszkowaniem poza studnią [36]. Następne moje badania dotyczyły już struktur azotkowych, początkowo koncentrowały się na możliwości wyznaczenia koncentracji dwuwymiarowego gazu elektronowego, intencjonalnie domieszkowanego [37] oraz wyindukowanego samoistnie w heterostrukturach AlGaIn/GaN [12], [38]. Prace te pokazały możliwości zastosowania technik odbicia elektromodulacyjnego do pomiarów tego typu struktur. W szczególności w pomiarach fotoodbicia pokazano ekranowanie pól elektrycznych przez swobodne nośniki zlokalizowane na międzypowierzchniach. Możliwe było również wyznaczenie energii przejść w samoistnie formujących się trójkątnych studniach potencjału na złączu AlGaIn/GaN.

W przypadku pomiarów elektroodbicia przez barierę Schottky'ego analiza pól elektrycznych w poszczególnych warstwach pozwoliła na wyznaczenie koncentracji swobodnych elektronów zlokalizowanych na międzypowierzchniach. Pokazano możliwość opróżnienia złącz z gazu elektronowego ze złącz przez przyłożenie napięcia. To z kolei pozwoliło na wyznaczenie koncentracji powierzchniowej ładunków wyindukowanych przez polaryzację spontaniczną i piezoelektryczną i porównanie ich z wyliczeniami teoretycznymi. Wykonane w ramach tych prac badania rentgenowskie pozwoliły wyznaczyć rzeczywiste stałe sieci oraz wartość polaryzacji piezoelektrycznej. W ten sposób można było wyznaczyć wartości różnicy polaryzacji spontanicznych pomiędzy warstwami w badanych heterostrukturach.

Badania po uzyskaniu stopnia doktora

Po uzyskaniu stopnia doktora jednym z tematów badawczych, jakimi się zajmowałam, były badania absorpcji optycznej grafenu. Pojedyncza wyizolowana warstwa grafenu absorbuje 2,3% białego światła. W przypadku grafenu wyhodowanego na podłożu SiC, głównym przyczynkiem do absorpcji jest samo podłoże o makroskopowej grubości. Dlatego też w przypadku badań transmisji światła przez grafen na podłożu SiC mierzona transmisja musi być znormalizowana do transmisji samego podłoża. W pracy [39] zostały zaprezentowane badania transmisji epitaksjalnego grafenu wyhodowanego na SiC w funkcji długości fali dla próbek z różną ilością warstw

grafenowych. Pokazano, że transmisja przez sam grafen bardzo słabo zależy od długości fali padającego światła w zakresie od 600 do 1150 nm. Pokazano również, że nawet w przypadku bardzo dużej ilości warstw grafenu (kilkudziesięciu) absorpcja liniowo zależy od ilości warstw oraz pokazano użyteczność tej techniki jako jednej z możliwości określenia ilości warstw grafenowych. Technika ta została wykorzystana do określenia ilości warstw w badanych próbkach w kilku pracach. Posłużyła ona jako podstawowa technika pomiarowa podczas badań kinetyki wzrostu warstw grafenowych [40], [41]. W pracach tych pokazano zależność szybkości wzrostu od warunków panujących w reaktorze (ciśnienia gazów), czasu wzrostu, polarności SiC, jakości mikroskopowej podłoża itp. Pokazano, że kinetyka wzrostu jest ograniczana przez szybkość odparowywania oraz dyfuzję krzemu z podłoża. W pracy [42] zbadano korelację ilości warstw otrzymanych z pomiarów transmisji grafenu z intensywnością pików 2D w widmie Ramana. W pracy [43] została użyta jako jedna z technik do charakteryzacji grafenu podczas badań grafenu słabo i silnie związanego z podłożem. Praca [44] pokazuje korelacje pomiędzy różnymi metodami wyznaczenia ilości warstw grafenu: absorpcją, spektroskopią ramanowską oraz dyfrakcją rentgenowską.

Pozostałe badania w których brałam udział obejmowały badania rezonansu spinowego i magnetoplazmowego w heterostrukturach AlGaIn/GaN opisanych w pracach [45] oraz [A7]. W pracach tych przedyskutowano efekt Rashby w objętościowym GaN oraz w heterostrukturach AlGaIn/GaN. Przedyskutowano wyniki pomiarów rezonansu magnetoplazmonu oraz oscylacji Shubnikova-de Haasa w heterostrukturach o różnej ruchliwości gazu dwuwymiarowego oraz pokazano możliwość wyznaczenia koncentracji elektronów, ich ruchliwości lub masy efektywnej. Pokazano również możliwość pomiaru efektu słabej lokalizacji w dwuwymiarowym gazie elektronowym na złączu AlGaIn/GaN oraz wyznaczenia z nich czasu koherencji elektronów, stałej oddziaływania spin-orbita oraz parametru Rashby oddziaływania spin-orbita.

Poza tym brałam udział w mikrofalowych badaniach trójwymiarowych izolatorów topologicznych Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 oraz $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ przedstawionych w pracach [46], [47] oraz [A7]. W pracach tych przedstawiono obserwacje rezonansu cyklotronowego relatywistycznych fermionów w Bi_2Te_3 , która pozwoliła wyznaczyć ich prędkość Fermiego. Pokazano również zaobserwowany efekt słabej antylokalizacji dwuwymiarowych elektronów w $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$, która pozwoliła na wyznaczenie długości koherencji nośników oraz jej zależności temperaturowej. Poza tym przedstawiono pomiary oscylacji Shubnikova-de Haasa w Bi_2Te_3 oraz rezonansu spinowego w Bi_2Se_3 pochodzące od nośników objętościowych. Z częstości oscylacji Shubnikova-de Haasa możliwe było wyznaczenie energii Fermiego w badanym materiale. Obserwacja rezonansu spinowego pozwoliła na dokładne wyznaczenie g-czynnika elektronu w tym materiale oraz jego zależność od pola magnetycznego.

4. Literatura

- [1] M. Cardona, K. Shaklee, and F. Pollak, "Electroreflectance at a Semiconductor-Electrolyte Interface," *Phys. Rev.*, vol. 154, no. 3, pp. 696–720, Feb. 1967.
- [2] D. Aspnes, "Band nonparabolicities, broadening, and internal field distributions: The spectroscopy of Franz-Keldysh oscillations," *Phys. Rev. B*, vol. 10, no. 10, pp. 4228–4238, Nov. 1974.

- [3] B. Shanabrook, O. Glembocki, and W. Beard, "Photoreflectance modulation mechanisms in GaAs-Al_xGa_{1-x}As multiple quantum wells," *Phys. Rev. B*, vol. 35, no. 5, pp. 2540–2543, Feb. 1987.
- [4] H. Linke, P. Omling, P. Ramvall, B. K. Meyer, M. Drechsler, C. Wetzel, R. Rudeloff, and F. Scholz, "Application of microwave detection of the Shubnikov–de Haas effect in two-dimensional systems," *J. Appl. Phys.*, vol. 73, no. 11, p. 7533, 1993.
- [5] H. A. F. Charles P. Jr. Poole, *Handbook of Electron Spin Resonance*. Springer, 2007.
- [6] M. Asif Khan, J. N. Kuznia, D. T. Olson, M. Blasingame, and a. R. Bhattarai, "Schottky barrier photodetector based on Mg-doped p-type GaN films," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, no. 18, p. 2455, 1993.
- [7] F. Bernardini, V. Fiorentini, and D. Vanderbilt, "Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides," *Phys. Rev. B*, vol. 56, no. 16, pp. R10024–R10027, Oct. 1997.
- [8] O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, and J. Hilsenbeck, "Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa_N/Ga_N heterostructures," *J. Appl. Phys.*, vol. 85, no. 6, p. 3222, 1999.
- [9] O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff, and L. F. Eastman, "Pyroelectric properties of Al(In)Ga_N/Ga_N hetero- and quantum well structures," *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 14, no. 13, pp. 3399–3434, Apr. 2002.
- [10] T. Takeuchi, C. Wetzel, S. Yamaguchi, H. Sakai, H. Amano, I. Akasaki, Y. Kaneko, S. Nakagawa, Y. Yamaoka, and N. Yamada, "Determination of piezoelectric fields in strained GaInN quantum wells using the quantum-confined Stark effect," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 12, p. 1691, 1998.
- [11] P. Perlin, C. Kieselowski, V. Iota, B. A. Weinstein, L. Mattos, N. A. Shapiro, J. Kruger, E. R. Weber, and J. Yang, "InGa_N/Ga_N quantum wells studied by high pressure, variable temperature, and excitation power spectroscopy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 19, p. 2778, 1998.
- [12] A. Drabińska, "Photo- and Electroreflectance Spectroscopy of Low-Dimensional III-Nitride Structures," *Acta Phys. Pol. A*, vol. 104, no. 2, p. 149, 2003.
- [13] K. P. Korona, A. Drabińska, K. Pakuła, and J. M. Baranowski, "Multiband Ga_N / AlGa_N UV Photodetector," *Acta Phys. Pol. A*, vol. 110, no. 2, pp. 211–217, 2006.
- [14] K. P. Korona, A. Drabińska, K. Surowiecka, L. Wołowiec, J. Borysiuk, P. Caban, and W. Strupinski, "InGa_N QW in External Electric Field Controlled by Pumping of 2D-Electron Gas," *Acta Phys. Pol. A*, vol. 114, no. 5, pp. 1179–1186, 2008.

- [15] A. Drabińska, K. Pakuła, J. M. Baranowski, and I. Frymak, "Electroreflectance and photorefectance studies of AlGaIn/GaN heterostructure with a QW placed inside AlGaIn layer," *Phys. status solidi*, vol. 202, no. 7, pp. 1308–1312, May 2005.
- [16] A. Drabińska, K. Pakuła, J. M. Baranowski, and A. Wyszomłek, "Electroreflectance investigations of quantum confined Stark effect in GaN quantum wells," *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 253, p. 012009, Nov. 2010.
- [17] P. Wallace, "The Band Theory of Graphite," *Phys. Rev.*, vol. 71, no. 9, pp. 622–634, May 1947.
- [18] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, and A. A. Firsov, "Electric field effect in atomically thin carbon films," *Science*, vol. 306, no. 5696, pp. 666–9, Oct. 2004.
- [19] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, M. I. Katsnelson, I. V. Grigorieva, S. V. Dubonos, and A. A. Firsov, "Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene," *Nature*, vol. 438, no. 7065, pp. 197–200, Nov. 2005.
- [20] A. Drabińska, A. Wołoś, M. Kamińska, W. Strupinski, and J. M. Baranowski, "Microwave studies of weak localization and antilocalization in epitaxial graphene," *AIP Conf. Proc.*, vol. 1566, pp. 159–160, 2013.
- [21] E. Karpierz, A. Drabińska, R. Bożek, P. Kaźmierczak, A. Wyszomłek, M. Kamińska, and W. Strupiński, "ESR Spectroscopy of Graphene with Adsorbed NaCl Particles," *Acta Phys. Pol. A*, vol. 126, no. 5, pp. 1187–1189, Nov. 2014.
- [22] J. Kierdaszuk, P. Kaźmierczak, A. Drabińska, A. Wyszomłek, K. Korona, M. Kamińska, K. Pakuła, I. Pasternak, A. Krajewska, and Z. R. Żytkiewicz, "Optical and Electrical Studies of Graphene Deposited on GaN Nanowires," *Acta Phys. Pol. A*, vol. 126, no. 5, pp. 1087–1089, Nov. 2014.
- [23] B. Altshuler, D. Khmel'nitzkii, A. Larkin, and P. Lee, "Magnetoresistance and Hall effect in a disordered two-dimensional electron gas," *Phys. Rev. B*, vol. 22, no. 11, pp. 5142–5153, Dec. 1980.
- [24] S. V. Morozov, K. S. Novoselov, M. I. Katsnelson, F. Schedin, L. A. Ponomarenko, D. Jiang, and A. K. Geim, "Strong Suppression of Weak Localization in Graphene," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, no. 1, p. 016801, Jul. 2006.
- [25] E. McCann, K. Kechedzhi, V. I. Fal'ko, H. Suzuura, T. Ando, and B. L. Altshuler, "Weak-Localization Magnetoresistance and Valley Symmetry in Graphene," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, no. 14, p. 146805, Oct. 2006.
- [26] J. M. B. Lopes dos Santos, N. M. R. Peres, and a. H. Castro Neto, "Graphene Bilayer with a Twist: Electronic Structure," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 99, no. 25, p. 256802, Dec. 2007.

- [27] S. Latil, V. Meunier, and L. Henrard, "Massless fermions in multilayer graphitic systems with misoriented layers: Ab initio calculations and experimental fingerprints," *Phys. Rev. B*, vol. 76, no. 20, p. 201402, Nov. 2007.
- [28] C. Riedl and U. Starke, "Structural properties of the graphene-SiC(0001) interface as a key for the preparation of homogeneous large-terrace graphene surfaces," *Phys. Rev. B*, vol. 76, no. 24, p. 245406, Dec. 2007.
- [29] K. V Emtsev, F. Speck, T. Seyller, and L. Ley, "Interaction, growth, and ordering of epitaxial graphene on SiC { 0001 } surfaces: A comparative photoelectron spectroscopy study," *Phys. Rev. B*, vol. 77, p. 155303, 2008.
- [30] C. Riedl, C. Coletti, T. Iwasaki, A. A. Zakharov, and U. Starke, "Quasi-Free-Standing Epitaxial Graphene on SiC Obtained by Hydrogen Intercalation," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, no. 24, p. 246804, Dec. 2009.
- [31] K. Momma and F. Izumi, "VESTA 3 for three-dimensional visualization of crystal, volumetric and morphology data," *J. Appl. Crystallogr.*, vol. 44, no. 6, pp. 1272–1276, Oct. 2011.
- [32] B. Jouault, B. Jabakhanji, N. Camara, W. Desrat, C. Consejo, and J. Camassel, "Interplay between interferences and electron-electron interactions in epitaxial graphene," *Phys. Rev. B*, vol. 83, no. 19, p. 195417, May 2011.
- [33] S. Lara-Avila, A. Tzalenchuk, S. Kubatkin, R. Yakimova, T. J. B. M. Janssen, K. Cedergren, T. Bergsten, and V. I. Fal'ko, "Disordered Fermi Liquid in Epitaxial Graphene from Quantum Transport Measurements," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, no. 16, p. 166602, Oct. 2011.
- [34] E. McCann and V. I. Fal'ko, " $z \rightarrow -z$ Symmetry of Spin-Orbit Coupling and Weak Localization in Graphene," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, no. 16, p. 166606, Apr. 2012.
- [35] A. A. Kozikov, D. W. Horsell, E. McCann, and V. I. Fal'ko, "Evidence for spin memory in the electron phase coherence in graphene," *Phys. Rev. B*, vol. 86, no. 4, p. 045436, Jul. 2012.
- [36] A. Drabińska, A. Babiński, T. Tomaszewicz, R. Bożek, and J. M. Baranowski, "Optical determination of the dopant concentration in the δ -doping layer," *J. Appl. Phys.*, vol. 92, no. 1, p. 163, 2002.
- [37] A. Drabińska, K. P. Korona, R. Bożek, A. Babiński, J. M. Baranowski, W. Pacuski, R. Stępniewski, and T. Tomaszewicz, "Determination of Si δ -Doping Concentration in GaN by Electroreflectance," *Phys. status solidi*, vol. 234, no. 3, pp. 868–871, Dec. 2002.
- [38] A. Drabińska, K. P. Korona, R. Bożek, J. M. Baranowski, K. Pakuła, T. Tomaszewicz, and J. Gronkowski, "Investigation of 2D Electron Gas on AlGaIn/GaN Interface by Electroreflectance," *Phys. status solidi*, vol. 0, no. 1, pp. 329–333, 2003.

- [39] A. Drabińska, J. Borysiuk, W. Strupinski, and J. M. Baranowski, "Optical Transmission of Epitaxial Graphene Layers on SiC in the Visible Spectral Range," *Mater. Sci. Forum*, vol. 645–648, pp. 615–618, Apr. 2010.
- [40] A. Drabińska, K. Grodecki, W. Strupinski, R. Bożek, K. P. Korona, A. Wyszomółek, R. Stępniewski, and J. M. Baranowski, "Growth kinetics of epitaxial graphene on SiC substrates," *Phys. Rev. B*, vol. 81, no. 24, p. 245410, Jun. 2010.
- [41] W. Strupinski, A. Drabińska, R. Bożek, J. Borysiuk, A. Wyszomółek, R. Stępniewski, K. Kościwicz, P. Caban, K. P. Korona, K. Grodecki, P. A. Geslin, and J. M. Baranowski, "Growth Rate and Thickness Uniformity of Epitaxial Graphene," *Mater. Sci. Forum*, vol. 645–648, pp. 569–572, Apr. 2010.
- [42] K. Grodecki, A. Drabińska, R. Bożek, A. Wyszomółek, and K. P. Korona, "Optical Absorption and Raman Scattering Studies of Few-Layer Epitaxial Graphene Grown on 4H-SiC Substrates," *Acta Phys. Pol. A*, vol. 116, no. 5, pp. 835–837, 2009.
- [43] K. Grodecki, J. Błaszczak, W. Strupinski, A. Wyszomółek, R. Stępniewski, A. Drabińska, M. Sochacki, A. Dominiak, and J. M. Baranowski, "Pinned and unpinned epitaxial graphene layers on SiC studied by Raman spectroscopy," *J. Appl. Phys.*, vol. 111, no. 11, p. 114307, 2012.
- [44] M. Tokarczyk, G. Kowalski, H. Kępa, K. Grodecki, A. Drabińska, and W. Strupinski, "Multilayer graphene stacks grown by different methods-thickness measurements by X-ray diffraction, Raman spectroscopy and optical transmission," *Crystallogr. Reports*, vol. 58, no. 7, pp. 1053–1057, Dec. 2013.
- [45] A. Wołoś, Z. Wilamowski, C. Skierbiszewski, A. Drabińska, B. Lucznik, I. Grzegory, and S. Porowski, "Electron spin resonance and Rashba field in GaN-based materials," *Phys. B Condens. Matter*, vol. 406, no. 13, pp. 2548–2554, Jul. 2011.
- [46] A. Wołoś, S. Szyszko, A. Drabińska, M. Kamińska, S. G. Strzelecka, A. Hruban, A. Materna, and M. Piersa, "Landau-Level Spectroscopy of Relativistic Fermions with Low Fermi Velocity in the Bi_2Te_3 Three-Dimensional Topological Insulator," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, no. 24, p. 247604, Dec. 2012.
- [47] A. Wołoś, A. Drabińska, S. Szyszko, M. Kamińska, S. G. Strzelecka, A. Hruban, A. Materna, and M. Piersa, "Three-dimensional topological insulators Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 , and $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ - a microwave spectroscopy study," *AIP Conf. Proc.*, vol. 1566, pp. 197–198, 2013.

