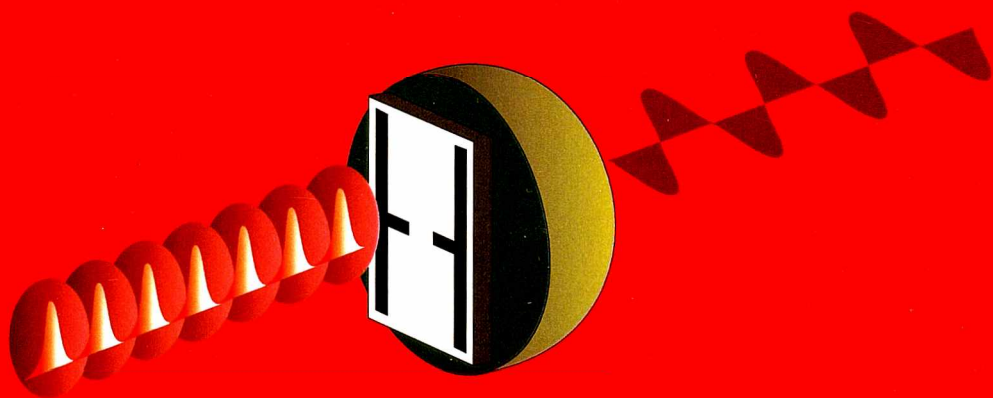


Edward Franciszek Pliński

Światło czy fale?

**Wybrane aspekty techniki terahercowej
od elektroniki do biomedycyny**



Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej

Edward Franciszek Pliński

Światło czy fale?

**Wybrane aspekty techniki terahercowej
od elektroniki do biomedycyny**



Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej
Wrocław 2012

Recenzenci
Ziemowit POPOWICZ
Ewaryst RAFAŁOWICZ

Opracowanie redakcyjne i korekta
Alina KACZAK

Projekt okładki
Edward F. PLIŃSKI

Wszelkie prawa zastrzeżone. Żadna część niniejszej książki, zarówno w całości, jak i we fragmentach, nie może być reprodukowana w sposób elektroniczny, fotograficzny i inny bez zgody wydawcy i właściciela praw autorskich.

© Copyright by Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2012

OFICyna WYDAWNICZA POLITECHNIKI WROCLAWSKIEJ
Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław
<http://www.oficyna.pwr.wroc.pl>
e-mail: oficwyd@pwr.wroc.pl
zamawianie.ksiazek@pwr.wroc.pl

ISBN 978-83-7493-665-1

Drukarnia Oficyny Wydawniczej Politechniki Wrocławskiej. Zam. nr 168/2012.

Darii
Łukaszowi
i Stasi

Spis treści

Podziękowania	7
Słowo wstępne – światło czy fale?	9
1. Zarys techniki terahercowej	11
2. Wytwarzanie fali terahercowej	21
2.1. Fotomieszanie	21
2.2. Efekt Dembera	27
2.3. Nieliniowe i liniowe zjawiska w kryształach w wytwarzaniu i wykrywaniu promieniowania terahercowego	28
2.3.1. Podstawowe parametry ośrodków przezroczystych	28
2.3.2. Nieliniowa odpowiedź ośrodka materialnego oświetlonego silnym promieniowaniem optycznym	32
2.4. Polarytony	38
2.4.1. Rozszczepienie podłużno-poprzeczne	38
2.4.2. Polarytonika	46
2.5. Silne źródła promieniowania terahercowego	48
2.5.1. Laser terahercowy	48
2.5.1.1. Laser terahercowy pompowany optycznie	49
2.5.1.2. Laser THz pompowany wyładowaniem elektrycznym	50
2.5.2. Synchrotron	51
2.5.3. Laser na swobodnych elektronach	52
2.5.4. Żyrottron	53
2.5.5. Lampa o fali wstecznej (BWO – <i>Backward-Wave Oscillator</i>)	59
3. Wykrywanie fali terahercowej	61
3.1. Fotomikser terahercowy – detekcja homodynowa	61
3.1.1. Homodynowa detekcja koherentna	64
3.1.2. Ograniczenia układu badawczego	71
3.2. Fotomikser terahercowy	72
3.2.1. Projekt fotomiksera terahercowego	73
3.3. Fotomikser – przegląd układów	79
3.3.1. Inne układy fotomikserów terahercowych	83
3.4. Wyznaczanie częstotliwości fotomiksera terahercowego	86
3.4.1. Metoda I – pomiar bezpośredni analizatorem widma	89
3.4.2. Metoda I – pomiar bezpośredni optycznym miernikiem długości fal	90

3.4.3. Metoda 2 – obliczenia na podstawie danych podawanych przez producenta ...	91
3.4.4. Metoda 3 – określenie częstotliwości fotomiksera metodą homodynowej detekcji koherentnej	92
3.5. Spektrometr terahercowy	97
3.5.1. Terahercowa spektroskopia czasowa (THz–TDS)	97
3.6. Próbkowanie optyczne (<i>Optical Sampling</i>)	111
3.7. Spektroskopia rozproszeniowa Ramana (R) <i>versus</i> spektroskopia transmisyjna (IR)	114
3.8. Metoda zanikającej fali (ATR – <i>Attenuated Total Reflectance spectroscopy</i>)	116
4. Fale terahercowe w naukach farmaceutycznych	123
4.1. Spektroskopia materiałów farmaceutycznych	123
4.2. Kompozycje materiałów farmaceutycznych w świetle fal terahercowych	129
4.3. Problemy hydratacji specyfików farmaceutycznych	131
4.4. Obrazowanie powłok tabletek	132
5. Fale terahercowe w biochemii	133
6. Telekomunikacja terahercowa	137
7. Epilog	141
Bibliografia	145

Podziękowania

Książka ta powstała za namową profesora Ewarysta Rafajłowicza, który użył niemal podstępnie, aby zachęcić mnie do napisania tej krótkiej monografii. Nie tylko, że nie żywię wobec niego żadnej urazy, ale wyrażam tu swoje najgłębsze podziękowanie. Wiele osób na różne sposoby miało wkład w powstanie niniejszej pracy. Dziękuję swoim doktorantom, Kacprowi Nowakowi, Michałowi Walczakowskiemu i Łukaszowi Augustynowi, którzy wykonali wiele badań, a zwłaszcza Przemysławowi Jarząbowskiemu, spod którego ręki, piętnastego czerwca 2008 roku, uleciała w przestrzeń pierwsza nasza fala terahercowa. Dziękuję Grzegorzowi Beziukowi za projekt i uruchomienie urządzeń niezbędnych do skompletowania systemu fotomiksera terahercowego oraz Andrzejowi Grobelnemu za pierwsze prace eksperymentalne. Podziękowania należą się również kolegom z Wojskowej Akademii Technicznej w Warszawie, profesorowi Mieczysławowi Szustakowskiemu oraz Norbertowi Pałce, za pomoc w wykonaniu wielu eksperymentów. Dziękuję za współpracę profesor Justynie Brasuń z Katedry Chemii Nieorganicznej Akademii Medycznej we Wrocławiu oraz Bogusławowi Fuglewiczowi, dzięki którym przeżyłem przygodę z „ciężkimi” molekułami. To samo dotyczy Bożeny Karolewicz z Zakładu Chemii Analitycznej Instytutu Farmakologii Akademii Medycznej we Wrocławiu za przygotowanie serii materiałów farmakologicznych, nakreślenie wizji badawczej oraz planu eksperymentów. Za lekcję pokory, której nigdy za dużo w uprawianiu nauki, dziękuję profesor Magdalenie Marii Szostak z Zakładu Chemii Fizycznej Politechniki Wrocławskiej, uznanej specjalistce od spektroskopii Ramana – też terahercowej (!). Nie zapominam również o owocnej współpracy z Tomaszem Misiaszkiem z Zakładu Chemii Kwantowej Politechniki Wrocławskiej odpowiedzialnego za modelowanie badanych molekuł. Serdeczne podziękowania należą się Monice Trzebiatowskiej-Gusowskiej, której dużo zawdzięczam dzięki jej przedsiębiorczości i uporczywości w poszukiwaniu nowych źródeł promieniowania terahercowego. Składam również podziękowania profesorowi Janowi Baranowi z Państwowej Akademii Nauk we Wrocławiu za opracowanie technologii kryształów molekularnych. Dziękuję za intrygującą prezentację o promieniowaniu terahercowym wygłoszoną w Politechnice Wrocławskiej przez doktoranta Politechniki Brunszwickiej Rafała Wilka przed gremium polskiej sekcji AP/AES/MTT, która była dla mnie inspiracją w podjęciu się nowego zadania badawczego. I tu wdzięczność swoją wyrażam wobec Wojciecha Krzysztofika, wtedy przewodniczącego sekcji z ramienia Politechniki Wrocławskiej, który długo sekundował mi w moich poczynaniach. Wiele słów podziękowań należy się profesorowi Martinowi Kochowi z Instytutu Wysokich Częstotliwości w Brunzwiku, który zorganizował dla mojego zespołu, na okoliczność pobytu w tym starym uniwersyteckim mieście, cykl wykładów swoich najlepszych specjalistów i zasugerował skuteczny plan eksperymentów, co doprowadziło do wysłania w przestrzeń pierwszej fali terahercowej we Wrocławiu. Rady udzielone mi przez doktorantów Politechniki Brunszwickiej, w tym przez Radosława Piesiewicza oraz Tomka Haskę, są nie do przecenienia, za co serdecznie dziękuję. Słowa podziękowań należą się również Martinowi Mikuliczowi z Centrum Technologicznego w Jülich za wsparcie technologiczne i wiele, wiele bezinteresownej życzliwości. Serdeczne podziękowania kieruję również na ręce profesor Renaty Jachowicz z Collegium Medicum Uniwersytetu Jagiellońskiego oraz profesora Tadeusza Dobosza z Akademii Medycznej we Wrocławiu, którzy odegrali ważną rolę w formułowaniu planów badawczych dotyczących

rozwoju techniki terahercowej w Polsce. Dziękuję również Waldemarowi Grzebykowi oraz Jerzemu Witkowskiemu za pomoc logistyczną. Konsultacje udzielone mi przez profesora Ryszarda Makowskiego oraz Jana Mazura i Roberta Hossę dla przybliżenia mi teorii sygnałów nie pozostały bez wpływu na kształt niniejszej książki, za co składam tu podziękowania. Profesorowi Ziemowitowi Popowiczowi z Uniwersytetu Wrocławskiego serdecznie dziękuję za pomoc w oprawie matematycznej niniejszej monografii i wiele cennych uwag merytorycznych. Z kolei tajniki elektroniki próżniowej odślaniał mi profesor Andrzej Francik, za co równie serdecznie mu tutaj dziękuję. Nie wypada mi również zapomnieć o profesorze Wiesławie Wolińskim z Politechniki Warszawskiej, który zachęcał mnie do najszybszego publikowania wyników badań. Poza tym wypada mi podziękować naukowcom z innych krajów, którzy przy okazji nieraz ulotnych spotkań służyli mi cennymi radami. Tu należy wymienić takie osoby, jak profesor Frank Tittel z Rice University w Houston, Texas, profesor Seizi Nishizawa z AISPEC Co. Ltd. w Japonii, profesor Masanori Hangyo z Osaka University w Japonii, profesor Masahiko Tani z University of Fukui w Japonii, Tomasz Rzeźnicki, Stefan Kern i Stefan Illy z Karlsruhe Institute of Technology w Niemczech, Michael Shapiro z Massachusetts Institute of Technology, Massachusetts, Gregory Nusinovich z Uniwersytetu Meryland i inni nie wymienieni z nazwiska. Dziękuję kolegom, którzy wspierali mnie w moich zamiarach i zespołowi dyplomantów, których entuzjazmu i poświęcenia nie w sposób nie docenić. To Łukasz Krzczanowicz, Rafał Kupis, Emil Leżoń, Kamil Markowiak, Grzegorz Matras, Michał Miotła, Przemysław Morawski, Szymon Pawłowski, Michał Pomochaczi, Michał Pruszyński, Dominik Surlej, Tomasz Szymczyszyn, Mikołaj Sułkowski, Bartosz Suszyński i inni. Szczególnie ciepłe słowa podziękowań należą się, jeszcze wtedy prorektorowi Politechniki Wrocławskiej, profesorowi Tadeuszowi Więckowskiemu, który bez wahania wspomógł budowę pierwszego zestawu aparatury terahercowej i gdyby nie jego wycucie chwili nie tak szybko powstałby Wrocławski Zespół Techniki Terahercowej.

Edward Pliński
Wrocław, 2012

Słowo wstępne – światło czy fale?

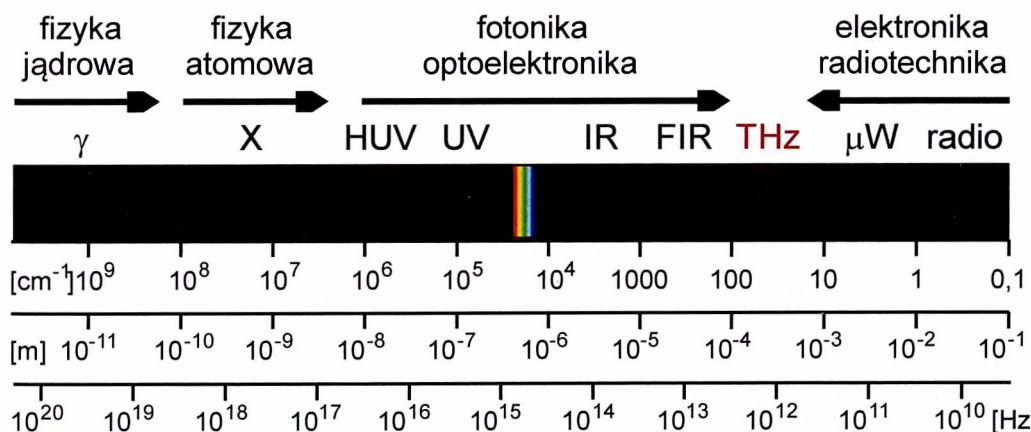
Technika, o której mowa w tytule, istniała dużo wcześniej, niż doczekała się nowej nazwy. Spektrometry ramanowskie sięgały od lat do trudno dostępnego pasma promieniowania elektromagnetycznego, choć w pośredni sposób. Dowodziły doświadczalnie istnienia molekularnych przejść między poziomami energetycznymi niedostępnymi wtedy innymi, bezpośrednimi technikami. Sięgały z użyciem promieniowania widzialnego do pasma tzw. dalekiej podczerwieni, z angielska FIR – *Far InfraRed*. Astrofizycy owładnięci pasją poszukiwania życia gdzieś daleko w otchłaniach przestrzeni kosmicznej badali dochodzące stamtąd na Ziemię niezwykle słabe promieniowanie, które nazywali po swojemu promieniowaniem submilimetrowym. To właśnie tak długie fale (patrząc od strony zakresu fal widzialnych) lub o tak wysokiej częstotliwości (patrząc ze strony użytkownika telefonu komórkowego) są chętnie absorbowane przez ciężkie, organiczne molekuly i dlatego wykrywane pośrednio lub bezpośrednio narzędziami spektroskopii dalekiej podczerwieni. To one zostawiają w tym pasmie swoje charakterystyczne linie spektralne, swoje „linie papilarne” czy „odciski palców” – *finger prints*. Narzędziem młodszym niż spektroskop ramanowski jest tak zwany laser submilimetrowy, zwany często z angielska FIR *laser*, czyli też określany kolorem. W każdym razie użytkownik tego promieniowania jest nadal skłonny nazywać go światłem. Nawet pasmo dalekiej podczerwieni jest nazywane przecież ciągle kolorem, a nawet z łatwością wyobrażane sobie bardzo, bardzo głęboka purpura. Tymczasem użytkownik telefonu komórkowego jest przekonany, że jego telefon przekazuje informacje falą elektromagnetyczną, a jego kuchenka mikrofalowa ogrzewa kurczaka również taką samą falą. Przecież nawet w jej nazwie mamy „falę”. Od strony radiotechniki zatrzymujemy się zatem na mikrofalach, a od strony optyki na dalekiej podczerwieni. Pojawia się zatem pytanie: *światło czy fale*? Od strony optyki badamy pasmo o falach długości rzędu milimetrów – bardzo długich, a od strony radiotechniki badamy pasmo o częstotliwościach terahercowych – bardzo dużych. Wiemy oczywiście, że to tylko sprawa nazewnictwa i odnosi się wrażenie, że badacze płaczą się tu pośród własnych terminologii, poczynawszy od koloru – daleka podczerwień, poprzez długość fali – fale submilimetrowe, częstotliwość – fale terahercowe, a nawet mają skojarzenia z promieniowaniem rentgenowskim. To ostatnie nazywane jest również promieniowaniem X (*X-rays*). Stąd *per analogiam* pojawia się często

nazwa „promienie T” (*T-rays*). W technice, o której tu mowa, częstotliwościowa opcja wzięła górę – zwyciężyło „lobby” radiotechniczne. Pasma sięgające od strony promieniowania widzialnego poza daleką podczerwień, a od strony radiotechniki sięgające poza mikrofałe, nazwano pasmem terahercowym. Nawet laser submilimetrový nazywany jest dzisiaj laserem terahercowym (*THz laser*). W każdym razie wypełniono lukę pomiędzy podczerwienią a mikrofalami. Z otaczającego nas promieniowania to z tej luki stanowi niedostrzegalną, niemal niemierzalną część. Dlatego tak trudno było opanować go zarówno w sensie wykrywania, jak i kontrolowanego wytwarzania. Często w literaturze anglosaskiej nazywane jest ono „zapomnianym pasmem” – *forgotten gap*, a nawet „martwą krainą” – *dead land*. Z czasem pojawiły się narzędzia badawcze wytwarzające i wykrywające to tajemnicze promieniowanie, które należy do tak zwanej techniki terahercowej. Technika terahercowa zajmuje przestrzeń badawczą pomiędzy narzędziami fotoniki a narzędziami elektroniki lub jeszcze inaczej usadawia się pomiędzy optyką a radiotechniką.

1. Zarys techniki terahercowej

Pasmo terahercowe, dawniej zwane submilimetrowym, czy jeszcze inaczej pasmem dalekiej podczerwieni, nie może być już nadal nazywane sentymentalnie zapomnianym pasmem *forgotten gap*, czy określeniem z pogranicza dreszczowców – martwą krainą *dead land*. Niektórzy autorzy obwieszczają nawet domknięcie trudnego technicznie do opanowania pasma, wprowadzając nową dziedzinę techniki tzw. polarytonikę. Coś pomiędzy elektroniką a fotoniką. Na rysunku 1.1 przedstawiono dostępne dla dzisiejszej nauki i techniki widmo promieniowania elektromagnetycznego. Zaznaczono część widzialną i pasmo terahercowe.

Elektronika i fotonika to dziedziny techniki, które niejako wyznaczają ramy dla rozpatrywanej tu techniki terahercowej, w sensie urządzeń obsługujących pasmo od 300 GHz do 10 THz. Niektórzy autorzy przeciągają to pasmo aż po 30 THz, domenę laserów na dwutlenku węgla. A przesuwając pasmo terahercowe aż tak wysoko, wcho-



Rys. 1.1. Dostępne dla nauki i techniki widmo promieniowania elektromagnetycznego.

Rozprzestrzenia się od promieni gamma γ (zwykle wytwarzane w procesach przemian jądrowych), poprzez promieniowanie rentgenowskie X (zwykle wytwarzane na skutek zderzeń elektronów z atomami), dalej jest skrajny nadfiolet HUV, nadfiolet UV, pasmo widzialne, podczerwień IR, daleka podczerwień FIR, w końcu pasmo terahercowe THz. Tu kończy się fotonika/optoelektronika.

Od strony fal dłuższych mamy domenę elektroniki czy też z radiotechniki

dzimy w obszar zainteresowania chemików. Można by dokonać swóistego rozdziału interesów fizyków i chemików według pasma spektralnego. Domena fizyków to długofalowy kraniec podczerwieni od 10 cm^{-1} do 300 cm^{-1} (pasma terahercowe). Wszystko, o czym chciałby wiedzieć chemik, rozpościera się w pozostałej części widma podczerwieni, tzn. od 300 cm^{-1} do 3000 cm^{-1} . Tymczasem pasmo terahercowe nazywane jest tym, gdzie molekuły często zostawiają swoje „odciski linii papilarnych”, zdradzając swoją obecność, a wręcz odsłaniając się w sensie ich łatwego rozpoznania. Stąd technika terahercowa, dzięki swoim właściwościom spektralnego „detektywa”, nieuchronnie kieruje zainteresowania badacza ku ciężkim molekułom i biochemii szeroko pojętej. Spektroskopia terahercowa wspomaga chemię analityczną ze względu na łatwość wykrywania i identyfikację oddziaływań międzycząsteczkowych (intermolekularnych) w związkach chemicznych. Spektroskopia THz identyfikuje wiązania wodorowe (jedne z najważniejszych w chemii), wykrywa zjawisko uwodnienia (hydratacji) substancji chemicznych, oraz pomaga w identyfikacji sieci molekularnych. Dzięki spektroskopii THz możliwa jest weryfikacja wyników uzyskiwanych metodami chemii obliczeniowej, jak wpływ siły wiązań kowalentnych, oddziaływań elektrostatycznych, oddziaływań wiązań wodorowych oraz oddziaływań van der Wallsa na wartość częstotliwości wibracyjnych molekuł. Takie właściwości stawiają nową technikę na pozycji znakomitego narzędzia przydatnego w takich obszarach badawczych, jak fizyka, chemia, biologia, farmakologia, czy biomedycyna. Silna absorpcja promieniowania terahercowego przez wodę, czy parę wodną, może być wykorzystana na korzyść techniki terahercowej. Wiadomo, że większość tkanek jest zanurzona w cieczach polarnych, a zatem wyjątkowo duże straty absorpcji przy częstotliwościach terahercowych sprawiają, że przenikanie promieni T (jak teraherc)



Chandrasekhara Venkata Raman
1888–1970.

Nagroda Nobla w 1930 r.

przez materiały biologiczne staje się niemożliwe. Jednak ten sam duży współczynnik absorpcji, który ogranicza przenikanie przez tkanki daje doskonały kontrast między substancjami z mniejszym lub większym stopniem nasycenia wodą. Wskazuje to wprost na zastosowania w medycynie. Niezwykle kierunkowe właściwości promieniowania THz rokują na zastosowanie w telekomunikacji, szczególnie intersatelitarnej, gdzie nie ma tłumienia spowodowanego parą wodną. Istotne jest tutaj szerokie pasmo i stąd ilość przekazywanych informacji tą drogą.

Spektroskopia terahercowa jest dziedziną, gdzie jak dotychczas technika terahercowa znajduje największe zastosowanie. Kiedy Chandrasekhara Venkata Raman poszukiwał sposobów na obserwację przejść kwantowych mieszczących się w zakresie dalekiej podczerwieni, wtedy nie wiedział, że tak intrygujący dla niego

zakres pasma promieniowania elektromagnetycznego będzie nazywany dzisiaj pasmem terahercowym. Raman zauważył, że odpowiedź układu kwantowego poddanemu naświetleniu promieniowaniem widzialnym może mieć inny „kolor”, lub inaczej częstotliwość, niż promieniowanie padające na badany obiekt. Różnica częstotliwości między jedną a drugą falą elektromagnetyczną mieściła się w zakresie dalekiej podczerwieni i wskazywała na istnienie poziomów energetycznych, które mogły brać udział w promieniowaniu lub absorpcji w zakresie terahercowym. Technika ta funkcjonuje do dzisiaj jako tzw. spektroskopia Ramana.

Promieniowanie terahercowe może być również analizowane w znanym od dawna przyrządzie zwanym spektroskopem fourierowskim (FTIR – *Fourier Transform Infra-Red*). Jak wiadomo, podstawowym elementem takiego spektroskopu jest interferometr Michelsona. Badana próbka wstawiona w jedno z ramion interferometru zmienia parametry optyczne w tym ramieniu (współczynnik absorpcji). Transformata Fouriera ze zmierzonego sygnału daje bezpośrednio obraz widma badanej próbki. Źródłem światła może być w takim przyrządzie również promieniowanie o częstotliwościach terahercowych. Metoda ta nie pozwala jednak na wyznaczenie związków fazowych – jest czuła tylko na amplitudę sygnału.

Inaczej jest z tak zwaną terahercową spektroskopią czasową THz–TDS (*Terahertz Time Domain Spectroscopy*). Technika ta umożliwia równoczesne wyznaczenie amplitudy i fazy analizowanego sygnału po przejściu przez badaną próbkę. Tym sposobem możliwe jest wyznaczenie wielu parametrów badanego ośrodka, jak widmo, współczynnik załamania, czy stała dielektryczna i to zarówno jej część rzeczywistą, jak i zespoloną. Spektroskopię THz–TDS można zaliczyć do tzw. spektroskopii IR (*InfraRed*), która jest komplementarną względem spektroskopii Ramana. Chodzi o to, że w obydwu metodach pomiarowa wiązka promieniowania penetruje ośrodek w odmienny sposób napotykać inne reguły wyboru przejść energetycznych. Dlatego poziomy energetyczne niedostępne techniką ramanowską mogą być wykryte techniką IR. Stąd obydwie metody uzupełniają się wzajemnie.

Farmakologia jest jedną z gałęzi przemysłu, gdzie spektroskopia terahercowa znajduje coraz większe zastosowanie. Jednym z celów przemysłu farmakologicznego jest takie doskonalenie leku, aby były one dostarczane do wybranych miejsc w organizmie, co dałoby zwiększoną sprawność ich działania. Opracowuje się tzw. systemy dostarczania leku (*Drug Delivery System*). Należy tu dodać, że w roku 1891 wrocławski uczony i laureat Nagrody Nobla z roku 1908 z dziedziny medycyny, Paul Ehrlich, podał podstawy teorii systemów dostarczania leku. (We Wrocławiu Paul Ehrlich uczęszczał do gimnazjum i studiował na lokalnym uniwersytecie). Według niemieckiego naukowca lek powinien być dostarczany z odpowiednim stężeniem do odpowiedniego miejsca i w odpowiednim czasie.

Do tego celu potrzebna jest wiedza o wielu parametrach komponentów leku. Należy mieć na uwadze możliwe postacie polimorficzne (*crystalline polymorphism*) sub-



Gabinet uczonego.

Paul Ehrlich ur. w Strzelinie pod Wrocławiem, 1854–1915. Nagroda Nobla w 1908 r.

stancji będących składnikami leku. (Polimorfizm to zdolność krystalizowania odczynnika chemicznego w różne postacie sieci krystalograficznej). Działanie leku może bardzo zależeć od rodzaju postaci polimorficznej. Inny parametr to stan uwodnienia substancji. Od tego zależy stopień rozpuszczania się leku w organizmie (*drug solubility*). Rozpuszczalność leku jest również zależna od rodzaju polimorfizmu oraz stopnia krystalizacji substancji. Wymienione właściwości mogą być badane metodami spektroskopii terahercowej. Poza tym, z racji stosunkowo małych częstotliwości, na których pracuje spektrometr terahercowy, możliwe jest rozpoznawanie aktywnych komponentów leku, który w pasmie tym (zwykle od 10 cm^{-1} do 60 cm^{-1}) ma swoje charakterystyczne linie absorpcyjne. Dlatego możliwe jest wykrywanie wadliwych produktów z zastosowaniem techniki terahercowej, czyli kontrola jakości. Szczególnie dotyczy to przemysłu spożywczego, gdzie istotne jest wykrywanie niebezpiecznych komponentów w produkowanych specyfikach, czy wykrywanie pleśni – bolączka przemysłu spożywczego. Technika wykrywania pleśni to wprost identyfikacja DNA i mamy tu bezpośredni związek z biomedycyną czy biologią molekularną. W dobie niebezpiecznych zawirowań społecznych niemniej jednak istotne jest wykrywanie metodami spektroskopii THz materiałów wybuchowych i biochemicznych, a to prowadzi do zastosowania fal terahercowych w bezpieczeństwie publicznym.

Inne zastosowania to astrofizyka, gdzie naukowcy mogą używać urządzeń terahercowych do głębokiej penetracji przestrzeni kosmicznej w obserwacji formowania się

obłoków molekularnych w badaniu formowania się gwiazd. Składnikiem takich obłoków jest często gaz o pasmach rotacyjnych, które zajmują obszar terahercowy. Podobnie poszukiwanie molekuł organicznych w kosmosie opiera się na wykrywaniu charakterystycznych dla nich widm w pasmie terahercowym (astrofizycy nazywają go submilimetrowym).

Innym sposobem wykorzystania fal terahercowych jest prześwietlanie lub inaczej obrazowanie przedmiotów czy materiałów. Czasami obraz taki otrzymuje się w warunkach odbicia wiązki promieniowania od badanego obiektu. Użycie promieniowania THz ze względu na jego specyfikę ma wiele zalet. Promieniowanie jest słabe i dlatego bezpieczne, zwłaszcza dla organizmów żywych.

Technika obrazowania terahercowego znajduje wiele zastosowań. Jednym z nich jest obrazowanie materiałów biologicznych. Głównie chodzi o zastąpienie urządzeń stosujących promieniowanie rentgenowskie nowym, niejonizującym, a zatem nieszkodliwym promieniowaniem. Wiele wyników wskazuje, że technika terahercowa może być pomocna w wykrywaniu raka skóry czy raka piersi. Promieniowanie terahercowe jest co prawda silnie absorbowane przez wodę, ale możliwe jest płytkie wnikanie w tkankę, co często wystarcza do odróżnienia tkani chorej od zdrowej. W przypadku piersi jest potrzebne głębsze wnikanie promieniowania w badany obiekt, ale w tym przypadku tkanka mamy do czynienia z tkanką, która składa się w dużej mierze z tłuszczu, czyli materiału dielektrycznego, słabo tłumiącego promieniowanie terahercowe. Podobnie można wykrywać próchnicę zębną zarówno powierzchniową, jak i w głębi tkanki zębnej.

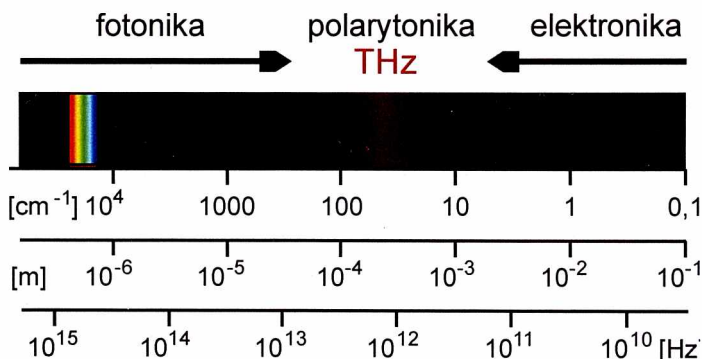
Kolejne zastosowanie obrazowania terahercowego można znaleźć w takich urządzeniach, jak skanery lotniskowe, które wykrywają niebezpieczne materiały ukryte pod warstwą ubrań. Podobnie promieniowanie to może znaleźć zastosowanie w przemyśle w kontroli produktów *in situ* w opakowaniach papierowych, kartonowych, czy plastykowych.

Obrazowanie materiałów botanicznych to kolejne zastosowanie fal terahercowych. Oczekuje się tu zastosowania „teraherców” w mikroskopii konfokalnej. Jest to urządzenie optyczne, w którym obraz obiektu badanego przedostaje się do detektora poprzez niewielki otwór (*pinhole*). Dzięki temu możliwe jest skanowanie obiektu po ściśle wybranej jego powierzchni – elewacji. Stąd otrzymuje się jej bardzo wyrazisty obraz. Tak powstaje obraz za pomocą promieniowania widzialnego. Znacznie bardziej wyszukany eksperyment można wykonać z użyciem fali terahercowej. Dla obiektów, które może penetrować promieniowanie terahercowe, można zmieniając stopniowo elewację w głąb badanego obiektu skanować jego kolejne warstwy. Tym samym możliwe jest bezinwazyjne obrazowanie kolejnych warstw obiektu niewidocznych dla oka ludzkiego, jeśli jest on wystarczająco suchy. Ta „przywara” techniki terahercowej, jej ograniczenia ze względu na wodę, czy parę wodną, może stać się wielką zaletą w botanice. Z łatwością tą techniką można śledzić (nieinwazyjnie) stopień transpiracji liści. Technika ta może również znaleźć zastosowanie w kontroli jakości elementów dielek-

trycznych, np. niektórych układów scalonych. W farmakologii duże nadzieje pokłada się w wykorzystaniu fal terahercowych w kontroli grubości powłok na tabletkach. Istotny parametr leku w postaci stałej, od którego zależy prawidłowe tempo rozpuszczania się specyfiku. W przemyśle spożywczym można wiązki terahercowej użyć do wykrywania niebezpiecznych wtrąceń w produktach spożywczych (np. piasek w czekoladzie).

Termowizja, czyli wykrywanie obiektów o temperaturze wyższej niż temperatura otoczenia, to kolejne zastosowanie techniki terahercowych, która ma poszerzyć możliwości kamer termowizyjnych. Tu podajmy prosty przykład: jeśli uznać, że 30 THz to górny zakres pasma terahercowego (niektórzy autorzy tak podają), to maksimum promieniowania ciała ludzkiego przypada właśnie na ten zakres podczerwieni.

Urządzenia wytwarzające lub wykrywające fale terahercowe oraz ośrodki promieniujące lub absorbujące na tych częstotliwościach operują, jak już to powiedziano w tzw. „zapomnianym pasmie”. Jeśli pasmo częstotliwości do 0,3 THz (idąc od radio-techniki) opanowane jest w sensie wykrywania i kontrolowanego wytwarzania przez urządzenia elektroniki, a pasmo od 10 THz wzwyż opanowane jest technicznie narzędziami fotoniki (idąc od optyki), to chciałoby się narzędziom służącym do opanowania „zapomnianego pasma” nadać również oddzielną nazwę. Jak już to zostało powiedziane, można tę lukę w nazewnictwie uzupełnić nazwą: „technika terahercowa”. Tymczasem pojawiła się technika, w której wykorzystuje się kompozycję fali elektromagnetycznej z drganiami sieci krystalograficznej do wytwarzania fal terahercowych. Jest to znane zjawisko wytwarzania specyficznych fal będących skutkiem właśnie wspomnianych oddziaływań, tak zwanych polarytonów. Nie mówi się tu elektronach lub fotonach jako o nośniku sygnału, ale o quasi-cząsteczkach (polarytonach), które w sensie falowym rozprzestrzeniają się w kryształach jako fala o częstotliwościach terahercowych. Dodajmy do tego sposób na prowadzenie takiej fali. To wykonane metodami obróbki laserowej struktury falowodowe na kryształach do prowadzenia fali polarytonowej. Razem ta technika i technologia, czyli sposób wytwarzania jak i prowadzenia takiej fali, nazywana jest przez jej twórców polarytoniką. Technika ta może usunąć



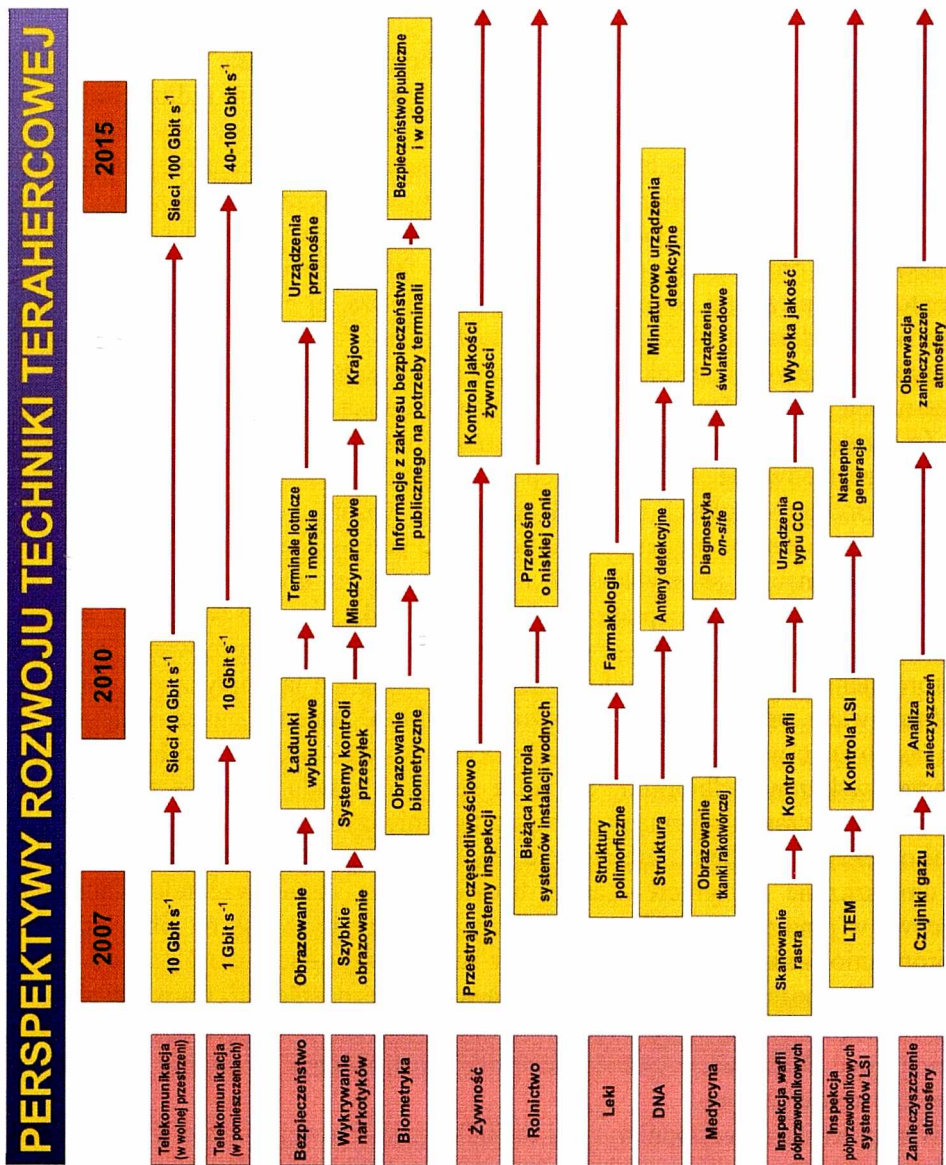
Rys. 1.2. Obraz spektralny zasięgu widmowego fotoniki, polarytoniki i elektroniki

swoistą niezgodność pomiędzy elektroniką, która nie daje sobie rady z pokonaniem barier technologicznych i fizycznych w zwiększeniu szybkości działania elementów elektronicznych, oraz fotoniką czy optoelektroniką, która napotyka bariery w scalaniu źródeł promieniowania ze wszelkimi strukturami prowadzącymi fale – falowodami (rys. 1.2).

Mimo to, w mniemaniu autora niniejszej monografii, za mało, aby polarytonikę traktować jako łącznik pomiędzy radiotechniką i optyką. Zarówno radiotechnika, jak i optyka mają wzmacniacze: tranzystor w elektronice i wzmacniacz światłowodowy w optoelektronice. Nie będzie można mówić o zamknięciu luki pomiędzy obydwoma obszarami techniki, elektroniką i fotoniką, bez wzmacniacza. Nie może być mowy o radiotechnice terahercowej bez tranzystora terahercowego. Technika wytwarzania fali terahercowej, prowadzenie tej fali, sprzęganie fali terahercowej z innym urządzeniami optoelektronicznymi, wzmacnianie tej fali i dalsza jej propagacja może w ostatecznym wyniku domknąć lukę pomiędzy elektroniką i fotoniką i nie wiadomo, jakie jeszcze nazwy pojawią się na określenie tego obszaru techniki i technologii.

Duże nadzieje pokładane są również w telekomunikacji w zakresie fal terahercowych. Ze względu na silne tłumienie fal terahercowych przez parę wodną pierwsze narzuca się zastosowanie w komunikacji intersatelitarnej w przestrzeni kosmicznej. Chociaż na krótkie odległości, na przykład między wozami bojowymi na polu walki, komunikacja taka jest również możliwa. Weźmy tu pod uwagę bardzo szerokie pasmo przesyłanej informacji i jej szybkość. Należy też mieć na uwadze, że tak długa fala – submilimetrowa nie jest rozpraszana przez cząsteczki pyłu, co występuje dla promieniowania laserowego z zakresu widzialnego lub bliskiej podczerwieni. Z drugiej strony, promieniowanie takie ciągle jeszcze zachowuje się jak optyczne i może być łatwo formowane przez układy klasycznej optyki. Dokładniej, zachowuje się jak wiązka laserowego wskaźnika – jest bardzo kierunkowe, dlatego może być odbierane tylko przez wskazane odbiorniki. To może sprzyjać zasadom bezpieczeństwa przy przesyłaniu i odbieraniu informacji przez satelity, między satelitami, czy między chronionymi obiektami na Ziemi, lub właśnie nieodbierane przez niepożądane odbiorniki nawet umieszczone na orbicie. Łatwiej będzie można zastosować telekomunikację terahercową w pomieszczeniach zamkniętych. Ze względu jednak na silną kierunkowość promieniowania terahercowego należy zabezpieczyć możliwość odbicia wiązki od ścian pomieszczenia w razie przesłonięcia wiązki bezpośredniej. Prowadzi się więc badania różnego rodzaju materiałów do budowy, czy też przebudowy pomieszczeń, które mogą być potencjalnie wykorzystane dla przekazu terahercowego, np. sale wykładowe czy konferencyjne.

Główną przeszkodą w popularyzacji techniki terahercowej jest nie tylko brak odpowiednich silnych i tanich źródeł, ale brak możliwości wzmacniania sygnału o częstotliwościach terahercowych. Dotychczasowe źródła promieniowania terahercowego, oprócz tak gigantycznych konstrukcji, jak synchrotron czy laser na swobodnych elek-



Rys. 1.3. Perspektywy rozwoju techniki terahercowej

tronach (FEL – *Free Electron Laser*), wytwarzają bardzo słabe promieniowanie, zwykle rzędu nanowatów, co najwyżej miliwatów. Stąd ograniczenia w zastosowaniu techniki terahercowej i duże zainteresowanie budową tranzystora terahercowego. Oczekuje się, że „realny” tranzystor terahercowy, w odróżnieniu od półprzewodnikowych układów o strukturze „tranzystoropodobnej”, powinien pokonać dotychczasowe bariery w zastosowaniu sygnałów o częstotliwościach terahercowych. Będzie to nowa era rozwoju radiotechniki – radiotechniki terahercowej.

Perspektywy rozwoju techniki terahercowej nakreśla przedstawiony tu diagram (rys. 1.3). Wzięto pod uwagę wiele możliwych kierunków rozwoju, takich jak telekomunikacja, bezpieczeństwo publiczne (wykrywanie narkotyków, przeciwdziałanie terroryzmowi), przemysł spożywczy i rolnictwo (kontrola żywności), biomedycynę (zdrowie, farmakologia, badania DNA), przemysł półprzewodnikowy. Dla poszerzenia wiedzy o technice i technologii terahercowej warto przeczytać następujące książki:

- Daniel Mittleman (Ed.), *Sensing with Terahertz Radiation*, Springer 2010.
- Xi-Cheng Zhang, Jingzhou Xu, *Introduction to THz Wave Photonics*, Springer 2010.
- Chitrlada T. Settakorn, *Coherent THz Transition Radiation: Generation, Characterization, and Applications*, VDM Verlag 2010.
- Yun-Shik Lee, *Principles of Terahertz Science and Technology*, Springer 2009.
- Susan L. Dexheimer, *Terahertz Spectroscopy: Principles and Applications*, CRC Press 2008.
- Kiymo Sakai (Ed.), *Terahertz optoelectronics*, Springer-Verlag 2005.

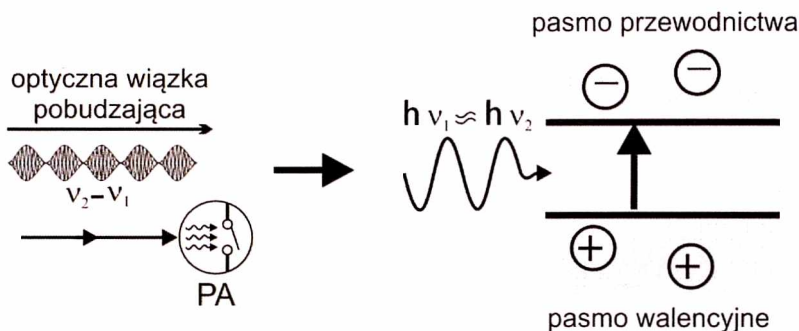
2. Wytwarzanie fali terahercowej

W rozdziale tym przedstawiono różne techniki wytwarzania fali elektromagnetycznej z zakresu pasma terahercowego. Rozdział ten poprzedza, wydawało by się całkiem logicznie, rozdział o wykrywaniu fali terahercowej. I tu ta systematyka nie udaje się. Technika terahercowa jest tak bogata we wszelkiego rodzaju zjawiska fizyczne, że czasami nie można dokonać logicznej systematyki i rozdzielić metody wytwarzania od metod wykrywania tej tajemniczej fali. Przykładem jest fotomikser – urządzenie, które służy do wytwarzania fali terahercowej i równocześnie może służyć do jej wykrywania.

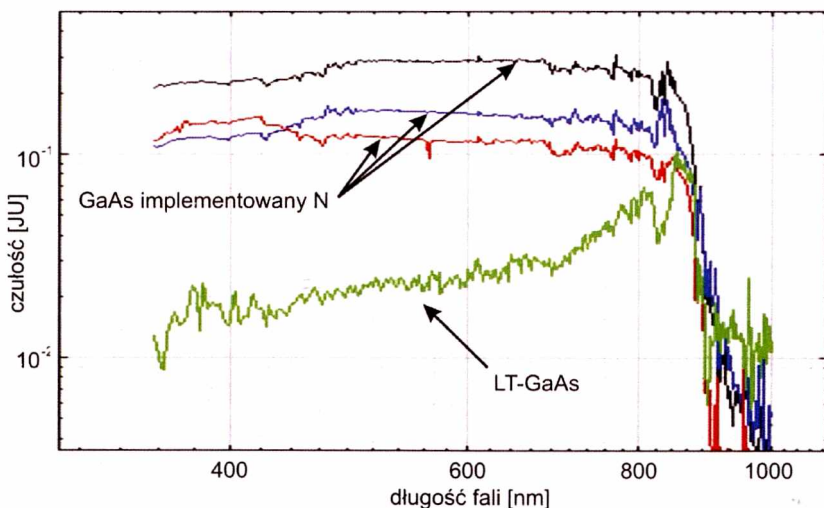
2.1. Fotomieszanie

Technika fotomieszania jest jak dotychczas najbardziej popularnym sposobem wytwarzania ciągłego promieniowania terahercowego z użyciem przełącznika fotoprzewodzącego, inaczej anteny fotoprzewodzącej. Przełącznik optyczny to element optoelektroniczny, gdzie następuje zwiększenie przewodności półprzewodnika lub izolatora na skutek oddziaływania światła. Fotomieszanie w literaturze anglosaskiej jest znane również jako tzw. *optical heterodyne downconversion*. Chodzi o to, że z dwóch fal o pewnych częstotliwościach otrzymuje się w wyniku fotomieszania sygnał optyczny o znacznie mniejszej częstotliwości, a dokładnie rzecz biorąc o częstotliwości różnicowej. Jeśli częstotliwość sygnału różnicowego ma znaleźć się w obszarze terahercowym, to należy znaleźć materiał, który da stosowną odpowiedź na sygnał o tak dużej częstotliwości.

Pierwszym technologicznie opracowanym takim materiałem był (i jest nadal powszechnie stosowany) tzw. hodowany w niskiej temperaturze arsenek galu (LT–GaAs *Low Temperature Grown Gallium Arsenide*). W „niskiej” znaczy tutaj warstwę GaAs otrzymaną w temperaturze 200–400 °C na podłożu hodowanym w temperaturze 600 °C [2.1]. Materiał taki wytwarza nośniki elektryczne (elektrony i dziury) w czasie około pikosekundy po oddziaływaniu z wiązką promieniowania optycznego i czasami nazywany jest przełącznikiem Austona [2.2–2.4]. Na rysunku 2.1 zilustrowano schematycznie zjawisko fotoprzewodnictwa.

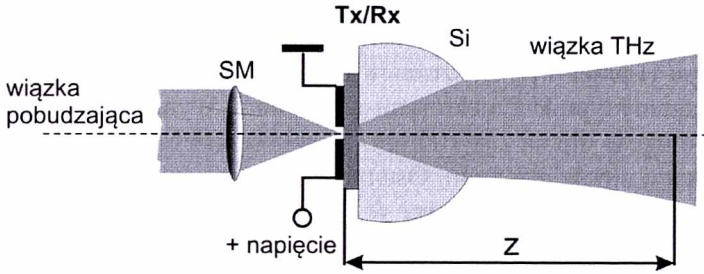


Rys. 2.1. Z lewej schematycznie pokazano proces pobudzenia anteny fotoprzewodzącej PA wiązką optyczną o częstotliwości różnicowej $\nu_2 - \nu_1$. Z prawej pokazano pokonywanie przerwy energetycznej w półprzewodniku pomiędzy pasmem walencyjnym a przewodnictwa na skutek oddziaływania fotonem o częstotliwości $h\nu_1 \approx h\nu_2$ oraz pojawianie się elektronów i dziur



Rys. 2.2. Charakterystyka czułości LT-GaAs. Maksimum przypada na około 850 nm. Wyżej na rysunku kilka charakterystyk arsenku galu implementowanego azotem [Dzięki uprzejmości Martina Mikulicsa z Jülich Forschungszentrum, Niemcy]

Oczywiście energia oddziałującego fotonu musi pokrywać się z przerwą energetyczną półprzewodnika. Dla LT-GaAs to optymalnie około 850 nm. Jak wynika z charakterystyki na rysunku 2.2, częstotliwość w okolicach 780 nm (typowa dla laserów femtosekundowych Ti:Sr) jest również akceptowalna, a nawet dla światła widzialnego w okolicach 600 nm. Na rysunku pokazano również trzy charakterystyki arsenku galu implementowanego azotem (dla trzech różnych warunków technologicznych). Jak widać, charakterystyki są bardzo wyrównane w całym pasmie od 300 nm do 850 nm.



Rys. 2.3. Ilustracja działania anteny fotoprzewodzącej (jako nadawczej Tx lub odbiorczej Rx). SM – soczewka mikroskopowa, Si – hiperhemisferyczna soczewka krzemowa, z – odległość od dipola. Wiązka promieniowania terahercowa jest kolimowana widoczną soczewką Si z wysokooporowego krzemu (ok. $10 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$)

Ze względu na obecnie rozwijane pasmo telekomunikacyjne w okolicach 1560 nm , a stąd dużą dostępność wszelkich materiałów optoelektronicznych, wytwarza się półprzewodniki pokrywające ten obszar promieniowania, takie jak GaInAs i inne [2.5]. Są one jednak znacznie droższe.

Jeśli na tak przygotowanym materiale półprzewodnikowym przytwierdzić technologicznie dipol elektryczny i spolaryzować go odpowiednim napięciem, to na skutek przyłożonego pola elektrycznego do półprzewodnika w dipolu pojawi się fotoprąd o gęstości J . Na rysunku 2.3 pokazano układ optyczny z anteną fotoprzewodzącą. Dla impulsowej optycznej wiązki pobudzającej nośniki wpływające do dipola będą ulegać przyspieszeniu, czego naturalną konsekwencją jest wypromieniowanie fali elektromagnetycznej. Natężenie pola elektrycznego w odległości z od dipola można zapisać następująco [2.6]:

$$E_{\text{THz}}(t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{A}{c^2 z} \frac{\partial J(t)}{\partial t} \quad (2.1)$$

gdzie: c – prędkość światła, ϵ_0 – przenikalność dielektryczna w próżni, z – odległość od źródła promieniowania przyjęta tu jako dużo większa od rozmiarów dipola lub inaczej

$$E_{\text{THz}}(t) = \frac{Ae}{4\pi\epsilon_0 c^2 z} \frac{\partial N(t)}{\partial t} \mu E_p \quad (2.2)$$

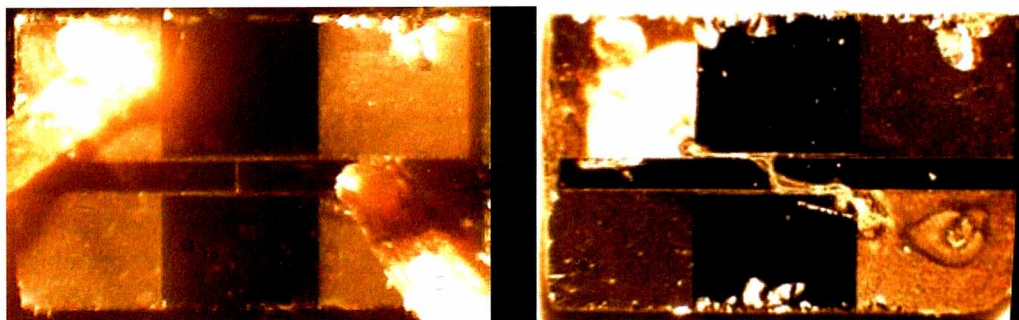
gdzie: $N(t)$ – gęstość nośników w czasie t , μ – ruchliwość elektronów (ruchliwość dziur jest pomijana, jako dużo wolniejsza), e – ładunek elektronu, E_p – przyłożone pole elektryczne do dipola.

Jak widać, natężenie pola „terahercowego” jest proporcjonalne do przyłożonego pola elektrycznego do półprzewodnika. Nie oznacza to dowolnej wartości przykładowego napięcia. Przekroczenie pewnej wartości może zaowocować zniszczeniem anteny. W przypadku arsenku galu nie należy przekraczać natężenia pola przebiecia równe-

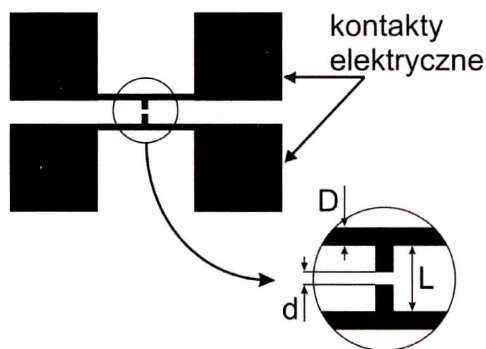
go około $4 \cdot 10^5$ V/cm [2.7]. Na rysunku 2.4 pokazano antenę fotoprzewodzącą (LT-GaAs) typu H przed i po zniszczeniu zbyt dużym prądem. Na rysunku 2.5 pokazano schemat anteny typu H z niektórymi wymiarami. Wymiary dla anteny na rysunku 2.4 wynosiły: długość dipola $L = 200$ μm , szerokość ścieżek $D = 10$ μm , przerwa pomiędzy ramionami dipola $d = 5$ μm . Ostatni wymiar uświadamia, jak trudno jest trafić ogniskiem skupionej wiązki laserowej w tak małą przerwę. Dlatego doprowadzenie wiązki laserowej do anteny fotoprzewodzącej światłowodem jest znacznie praktyczniejsze.

Fotoprąd $J(t)$ pojawiający się na skutek działania impulsu laserowego na półprzewodnik spolaryzowany polem E_p może być zapisany w postaci:

$$J(t) = N(t)e\mu E_p \quad (2.3)$$



Rys. 2.4. Z lewej – antena fotoprzewodząca (LT-GaAs) typu H, z prawej – antena fotoprzewodząca zniszczona na skutek przyłożonego zbyt dużego napięcia. Z lewej widoczne przewody doprowadzające przytwierdzone do kontaktów elektrycznych (duże kwadratowe pola w każdym rogu)



Rys. 2.5. Schemat anteny fotoprzewodzącej LT-GaAs typu H.
 D – szerokość ścieżki, d – przerwa w dipolu, L – długość dipola

Prąd ten jest wynikiem indukowanej impulsem laserowym przewodnością $\sigma(t)$ półprzewodnika. Według [2.8] może być zapisany w postaci:

$$J(t) = \frac{\sigma(t)E_p}{\frac{\sigma(t)\eta_0}{1+n} + 1} \quad (2.4)$$

gdzie: $\eta_0 - 377 \Omega$ (impedancja powietrza), $n -$ współczynnik załamania materiału półprzewodnika.

Po podstawieniu (2.4) do (2.1) otrzymuje się:

$$E_{\text{THz}} = \frac{A \left[2E_p \left(\frac{\sigma(t)\eta_0}{1+n} + 1 \right) \right]}{4\pi\epsilon_0 c^2 z} \frac{\frac{d\sigma(t)}{dt}}{\left(\frac{\sigma(t)\eta_0}{1+n} + 1 \right)^2} \quad (2.5)$$

lub krócej

$$E_{\text{THz}} = B \frac{\frac{d\sigma(t)}{dt}}{\left(\frac{\sigma(t)\eta_0}{1+n} + 1 \right)^2} \quad (2.6)$$

gdzie

$$B = \frac{A \left[2E_p \left(\frac{\sigma(t)\eta_0}{1+n} + 1 \right) \right]}{4\pi\epsilon_0 c^2 z} \quad (2.7)$$

Gdy indukowana przez pole optyczne przewodność $\sigma(t)$ jest proporcjonalna do natężenia I_0 wiązki laserowej, można wprost napisać, że:

$$E_{\text{THz}} = B \frac{I_0}{\left(\frac{\sigma(t)\eta_0}{1+n} + 1 \right)^2} \quad (2.8)$$

Dokonując niewielkich podstawień:

$$\kappa(t) = \frac{\sigma(t)\eta_0}{I_0} \quad (2.9)$$

oraz

$$k = \kappa(t) \frac{\eta_0}{1+n} \quad (2.10)$$

otrzymuje się dużo prostsze wyrażenie

$$E_{\text{THz}} = B \frac{I_0}{(kI_0 + 1)^2} \quad (2.11)$$

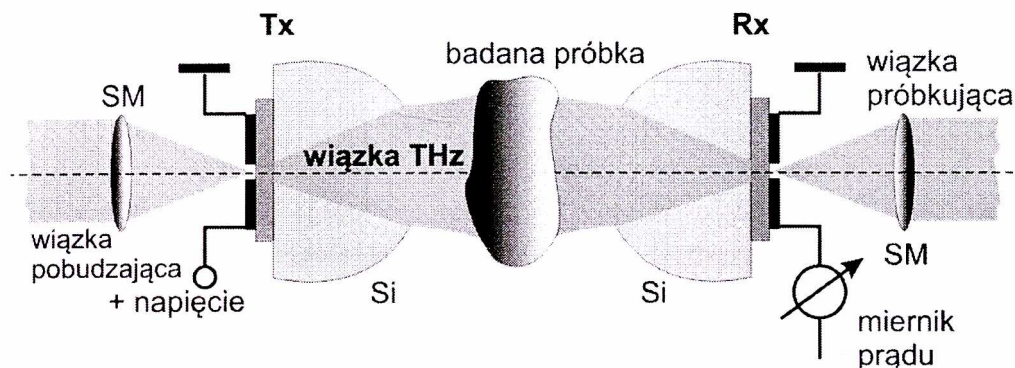
Przyłożone pole elektryczne do półprzewodnika ma największy wkład w wypromieniowane pole [2.6]. Kwantowa sprawność takiego systemu może być nawet większa od jedności (!). Energia impulsu terahercowego bierze się przede wszystkim z energii zmagazynowanej w półprzewodniku spolaryzowanym polem elektrycznym E_p . Pobudzający impuls laserowy działa tu jako przełącznik wyzwalaający zmagazynowaną w półprzewodniku energię. Dlatego jest korzystne przyłożenie do dipola nie stałego pola E_p , lecz impulsowego, co „przeszkadza” w nasyceniu układu, zwiększając tym samym jego sprawność. Zwykle to napięciowy sygnał prostokątny o napięciu plus–minus kilkudziesięciu woltów i częstotliwości od kilkuset herców do kilku kiloherców [2.9].

Antena fotoprzewodząca może również służyć do wykrywania fali terahercowej w układzie homodynowej detekcji koherentnej. Tym razem dipol nie jest spolaryzowany. Na dipolu indukuje się napięcie na skutek padającej na niego fali terahercowej. Aby można było zmierzyć prąd dipola, antena fotoprzewodząca jest kluczowana impulsami wiązki laserowej, takimi samymi, które wyzwalają na antenie nadawczej fale terahercowe. Zwieranie dipola na skutek indukowanej przewodności zamyka obwód elektryczny i pojawiający się w obwodzie prąd może być z łatwością mierzony, a wyrażenie (2.3) można przepisać następująco:

$$\bar{J}(t) = \bar{N}(t) e \mu E(t) \quad (2.12)$$

gdzie: $\bar{J}(t)$ – uśredniona gęstość prądu, $\bar{N}(t)$ – uśredniona gęstość nośników.

Na rysunku 2.6 zilustrowano działanie układu z anteną nadawczą i takim samym elementem służącym za antenę odbiorczą. W układzie impulsowym wiązkę próbkującą (lub pobudzającą) opóźnia się względem wiązki pobudzającej (lub próbkującej), mierząc prąd na antenie odbiorczej dla każdego stanu opóźnienia. Tak można z łatwością zrekonstruować kształt impulsu prądu pojawiającego się na antenie odbiorczej na skutek docierającej tam fali terahercowej. Otrzymuje się tym samym informacje nie tylko o amplitudzie badanego sygnału, ale również o fazie. Umożliwia to wyznaczenie wielu parametrów badanej próbki, przez którą przeszła wiązka terahercowa, jak widmo badanego materiału, jego współczynnik absorpcji, względna stała dielektryczna i to zarówno część rzeczywistą, jak i urojoną, co z kolei umożliwia wyznaczenie współczynnika załamania, a nawet tzw. rozszczepienie podłużno-poprzeczne LO–TO (*Longitudinal Optical mode – Transversal Optical mode*) – jeśli takowe w badanym materiale występuje. Znalezienie tego ostatniego parametru daje badaczowi nadzieję,



Rys. 2.6. Dwie identyczne anteny fotoprzewodzące z soczewkami krzemowymi Si jako nadajnik (z lewej) i jako odbiornik (z prawej) w układzie pomiarowym: SM – soczewki mikroskopowe

że badany przez niego kryształ może wykazać silne właściwości nieliniowe na skutek padającego na niego światła. Jeśli tak się stanie, to kryształ może wygenerować falę terahercową, np. w procesie prostowania optycznego. Tym sposobem technika terahercowa może pracować niejako sama na sobie.

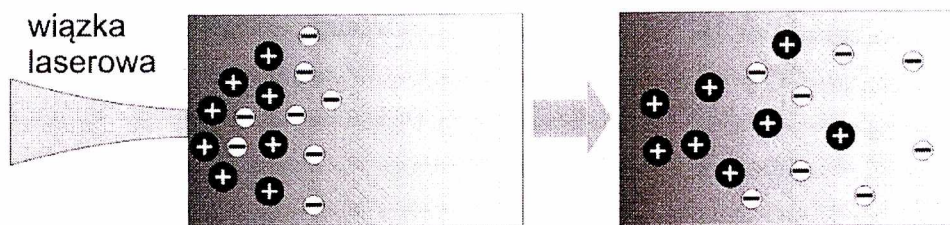
2.2. Efekt Dembera

Skoro już mowa o impulsie wiązki promieniowania optycznego pobudzającego antenę fotoprzewodzącą, warto wspomnieć o zjawisku, które może być przyczyną wypromieniowania fali terahercowej bez dipola na półprzewodniku. Jak już powiedziano, na skutek oddziaływania silnego impulsu promieniowania z półprzewodnikiem pojawiają się w nim nośniki elektryczne – elektrony i dziury. Jeśli wiązka lasera jest silnie absorbowana przy powierzchni półprzewodnika, to może powstać tam duża niejednorodność rozkładu par elektron–dziura. Asymetria (patrz rys. 2.7) może powodować dyfuzję par w głąb materiału półprzewodnika z prędkością:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} \quad (2.13)$$

gdzie: D – stała dyfuzji równa $D = k_B T \mu$ (k_B – stała Boltzmanna, T – temperatura).

Ponieważ elektrony, jako lżejsze, mają większą ruchliwość, następuje rozdzielenie (nierównomierne!) elektronów od dziur. Tak powstająca siła elektromotoryczna jest przyczyną wypromieniowania pola elektromagnetycznego, którego częstotliwość może mieścić się w pasmie terahercowym w zależności od półprzewodnika. Zjawisko to zwane jest efektem Dembera (*photo-Dember effect*) [2.10]. Efekt występuje w takich materiałach półprzewodnikowych, jak InAs lub InSb [2.10, 2.11].



Rys. 2.7. Ilustracja efektu Dembera. Padająca na półprzewodnik wiązka lasera impulsowego wywołuje pojawienie się nośników w materiale. Powstaje siła elektromotoryczna, która wywołuje nierównomierną dyfuzję par elektron–dziura w głąb materiału, z równoczesnym nierównomiernym rozdzielaniem się ładunków dodatnich i ujemnych

2.3. Nieliniowe i liniowe zjawiska w kryształach w wytwarzaniu i wykrywaniu promieniowania terahercowego

Jednym ze sposobów wytworzenia promieniowania terahercowego jest nieliniowa odpowiedź odpowiedniego kryształu na skutek padającego na niego silnej wiązki promieniowania elektromagnetycznego. Oddziaływanie pola elektromagnetycznego z materią może przebiegać na różne sposoby. Najbardziej proste wydaje się takie oddziaływanie, gdzie struktura materiału jest niszczona, rozpadają się wiązania sieci krystalograficznej i materia jest odparowywana w swobodną przestrzeń. Zjawisko takie zachodzi w przypadku odpowiednio dużych gęstości mocy padającego na obiekt promieniowania i jest wykorzystywane w laserowej obróbce materiałów, począwszy od cięcia, spawania, drażenia otworów, aby w końcu znaleźć zastosowanie w laserowym skalpeli chirurgicznym [2.12–2.14]. Innym, krańcowo różnym przykładem, może być brak oddziaływania – ośrodek jest przezroczysty dla fali promieniowania elektromagnetycznego. W rozdziale tym pokazano, że w przypadku techniki i technologii terahercowej wiele zjawisk fizycznych można zastosować w celach zarówno wytwarzania, jak i wykrywania promieniowania terahercowego.

2.3.1. Podstawowe parametry ośrodków przezroczystych

Wracając do postawionego w tytule pytania, fala czy też światło może trafić na ośrodek „chłonący” przechodzącą przez niego wiązkę promieniowania, który może przynajmniej częściowo ją „pochłoniąć” czy też zaabsorbować. Pojawiają tu się takie parametry ośrodka, jak transmisja T wyrażona poprzez natężenia wiązki padającej na ośrodek I_0 i wiązki opuszczającej ośrodek I w postaci formuły:

$$T = \frac{I}{I_0} \quad (2.14)$$

lub w procentach

$$T = \frac{I}{I_0} 100\% \quad (2.15)$$

Przez absorpcję α rozumie się

$$\alpha = 1 - T \quad (2.16)$$

Czasami łatwiej jest posługiwać się pojęciem absorbancji A zdefiniowanej jako:

$$A = \log \frac{I_0}{I} \quad (2.17)$$

lub absorbancji naturalnej κ zwanej również ekstynkcją:

$$\kappa = \ln \frac{I_0}{I} \quad (2.18)$$

Przyczyną absorpcji jest niezerowa przewodność materiału. Zależy ona od częstotliwości fali i może być bardzo różna dla różnych materiałów. Na przykład szkło (dobry dielektryk o małej przewodności) jest na ogół przezroczyste dla częstotliwości fali rzędu setek teraherców, a tymczasem nawet wysokooporowy, o małej przewodności krzem ($\sim 10 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$) jest całkowicie dla światła nieprzezroczysty. Ten ostatni z kolei jest używany skutecznie w technice terahercowej (soczewki, pryzmaty Dova), ponieważ jest przezroczysty w zakresie pasma terahercowego (0,3–30 THz).

Poza absorpcją światła w materii, prędkość fali czy też światła przechodzącego przez materię ulega spowolnieniu, czego konsekwencją może być zmiana kierunku padającej wiązki promieniowania, inaczej załamanie (jeśli tylko wiązka wpada w ośrodek inaczej niż prostopadle). Tu za zjawisko odpowiada parametr materii zwany współczynnikiem załamania n , który można odnieść do zmiany prędkości fali czy też światła w ośrodku v_1 i poza nim v_2 , jak następuje:

$$n = \frac{v_1}{v_2} \quad (2.19)$$

lub inaczej zgodnie z prawem Snelliusa wiążącym kąt padania α wiązki na ośrodek z kątem załamania β (między normalną do powierzchni ośrodka):

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \quad (2.20)$$

Ponieważ światło jest falą elektromagnetyczną, która jako jedyna ze znanych może przemieszczać się w próżni, więc czasami wygodnie współczynnik załamania odnieść do prędkości fali w próżni c :

$$n = \frac{c}{v} \quad (2.21)$$

Jest to tzw. bezwzględny współczynnik załamania światła (v – prędkość światła w ośrodku).

Obydwa omawiane tu parametry – ekstynkcję κ oraz współczynnik załamania n można powiązać jedną formułą, wprowadzając zespolony współczynnik załamania $\bar{n}$:

$$\bar{n} = n + i\kappa \quad (2.22)$$

Obydwa parametry są uzależnione od częstotliwości fali czy światła. Taki zapis uwzględnia polaryzację elektrostatyczną, która nie zawsze nadąża za zmianami pola elektromagnetycznego, co prowadzi do strat dielektrycznych, a te ostatnie można opisać za pomocą zespolonej przenikalności elektrycznej $\bar{\epsilon}$:

$$\bar{\epsilon} = \epsilon' + i\epsilon'' \quad (2.23)$$

gdzie: ϵ' – część rzeczywista, ϵ'' – część urojona.

Współczynnik załamania n może być teraz wyznaczony następująco:

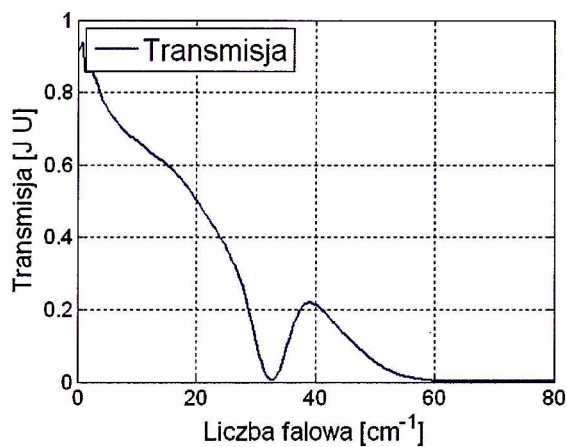
$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad (2.24)$$

gdzie: ϵ_r i μ_r – odpowiednio względna przenikalność elektryczna i magnetyczna (ta ostatnia jest bliska jedności dla większości materiałów dla częstotliwości optycznych).

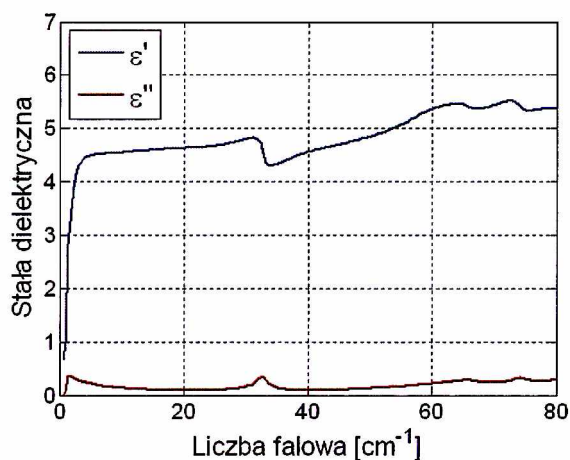
Na rysunku 2.8 przedstawiono komplet wyników doświadczalnych dla omawianych parametrów, tzn. transmisję T , względną przenikalność elektryczną zarówno rzeczywistą ϵ' , jak i urojoną ϵ'' , absorpcję A , współczynnik załamania n , oraz absorpcję α . Wyniki uzyskano dla impulsu femtosekundowego (~ 85 fs), który przeszedł przez 1 mm płytkę monokryształu bromianu dwuglicyny (DGBr). Należy zwrócić uwagę, że wyniki te uzyskano nie dla światła (setki teraherców), ale dla fali terahercowej (pojedyncze teraherce). Mimo to rozumowanie dalej pozostaje słuszne. Należy tylko podać dla jakiej częstotliwości fali dokonano pomiarów.

Im większa jest przenikalność elektryczna, tym większy jest współczynnik załamania. Chodzi o to, że przemieszczające się przez ośrodek pole elektromagnetyczne zaburza rozkład ładunku napotykanego atomu czy cząsteczki. Drgania ładunku, co prawda z taką samą częstotliwością jak fala padająca, wytwarzają też falę elektromagnetyczną, ale często opóźnioną w fazie względem fali padającej. I to jest przyczyną powstawania zjawiska załamania fali. Jak widać na rysunku 2.8d, współczynnik załamania rośnie wraz ze zwiększeniem częstotliwości (dyspersja normalna – zależność

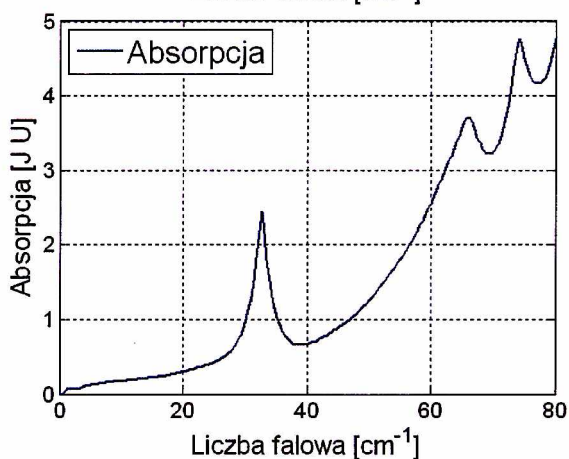
Rys. 2.8a. Transmisja T . Pomiary kryształu DGBr: płaszczyzna ab , kierunek padania wiązki lasera i polaryzacja – Ella [badania własne]

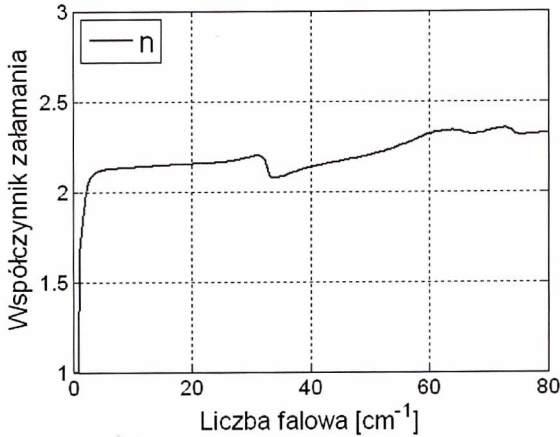


Rys. 2.8b. Względna przenikalność elektryczna. Pomiary kryształu DGBr: płaszczyzna ab , kierunek padania wiązki lasera i polaryzacja – Ella [badania własne]

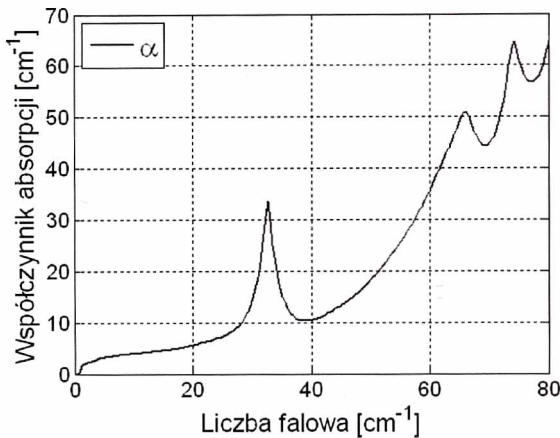


Rys. 2.8c. Absorbancja A . Pomiary kryształu DGBr: płaszczyzna ab , kierunek padania wiązki lasera i polaryzacja – Ella [badania własne]





Rys. 2.8d. Współczynnik załamania n . Pomiary kryształu DGBr: płaszczyzna ab , kierunek padania wiązki lasera i polaryzacja – Ella [badania własne]



Rys. 2.8e. Współczynnik absorpcji α . Pomiary kryształu DGBr: płaszczyzna ab , kierunek padania wiązki lasera i polaryzacja – Ella [badania własne]

prędkości fazowej od częstotliwości), ale w okolicach piku absorpcyjnego (rys. 2.8c i 2.8e) następuje gwałtowne zaburzenie jego wartości. Tam zachowaniem współczynnika załamania rządzi relacja Kramersa–Kroniga i zgodnie z nią, współczynnik załamania może tam maleć ze zwiększeniem częstotliwości, co wyraźnie widać na rysunku 2.8d. Lokalnie jest to tzw. dyspersja anormalna.

2.3.2. Nieliniowa odpowiedź ośrodka materialnego oświetlonego silnym promieniowaniem optycznym

Istnieją bardziej wyrafinowane zjawiska towarzyszące oddziaływaniu promieniowania elektromagnetycznego z materią niż jej destrukcja. Źródłem tych zjawisk jest nieliniowa odpowiedź komponentów struktury krystalograficznej materii – atomów

lub molekuł, po organiczne włącznie. Najprościej można to wyrazić słowami: odpowiedź cząsteczki „nie nadąży” za szybkimi zmianami pola elektromagnetycznego o odpowiednio dużym natężeniu. W przypadku odpowiednio dużych natężeń fali elektromagnetycznej może nastąpić zmiana współczynnika załamania ośrodka podczas przechodzenia przez niego fali. Współczynnik załamania może zmieniać się liniowo wraz ze wzrostem natężenia promieniowania lub być proporcjonalny do kwadratu jego wartości. Mogą też pojawić się inne zjawiska jako skutek nieliniowej odpowiedzi ośrodka na silną wiązkę promieniowania optycznego. Matematycznie nieliniowe zachowanie się ośrodka można zapisać jako rozwinięcie w szereg wyrażenia na polaryzację [2.15]:

$$\bar{P} = \sum_i \bar{P}^{(i)} = \varepsilon_0 \left[\bar{\chi}^{(1)} \bar{E} + \bar{\chi}^{(2)} \bar{E} \bar{E} + \bar{\chi}^{(3)} \bar{E} \bar{E} \bar{E} + \dots \right] \quad (2.25)$$

Po uwzględnieniu drugiego wyrazu rozwinięcia w szereg, który opisuje efekty nieliniowe drugiego rzędu, można napisać:

$$\bar{P} = \varepsilon_0 \bar{\chi}^{(2)} \bar{E} \bar{E} \quad \text{oraz} \quad P_i = \varepsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k \quad (2.26)$$

gdzie podatność dielektryczna jest opisana tensorem trzeciego rzędu $\chi_{ijk}^{(2)}$. (Przyjęto konwencję sumacyjną Einsteina, gdzie powtarzające się indeksy oznaczają sumowanie po tych indeksach).

Wyrażając pole $\bar{E}$ jako sumę pola statycznego oraz przemienneo o częstotliwości ω :

$$\bar{E} = \bar{E}^{(\omega)} \sin \omega t + \bar{E}^{(0)} \quad (2.27)$$

i po podstawieniu (2.27) do (2.26) otrzymuje się rozwinięcie (2.25) w postaci kilku składników, m.in.:

$$P_i^{(0)} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_i^{(\omega)} E_k^{(\omega)} \quad (2.28)$$

Dokonuje się symbolicznego zapisu tensora podatności dielektrycznej, dla zjawiska prostowania optycznego (OR – *Optical Rectification*):

$$\begin{array}{l} \omega \longrightarrow \\ \omega \longrightarrow \end{array} \chi_{ijk}^{(2)} \longrightarrow 0 \quad \chi_{ijk}^{(2)} (-0; \omega, -\omega): \omega - \omega \rightarrow 0 \quad (2.29)$$

Zapis oznacza tyle, że fala o częstotliwości ω oddziałująca sama ze sobą wytwarza stały komponent polaryzacji ośrodka, w którym się przemieszcza. Stąd nazwa zjawiska – „prostowanie optyczne” (OR – *Optical Rectification*) lub efekt DC. Zjawisko nie jest użyteczne, kiedy myślimy o możliwości wtórnej generacji fali elektromagnetycznej w ośrodku oświetlonym silną wiązką optyczną (choć może być miarą natężenia pada-

jącego na materiał promieniowania). Jak wiadomo, stałe pole elektryczne nie może być źródłem fali elektromagnetycznej. Kiedy jednak na ośrodek wykazujący efekt prostowania optycznego pada impuls promieniowania optycznego, wtedy wartość stałego komponentu pola elektrycznego (czy inaczej stałego komponentu polaryzacji) zmienia się w takt stosownych kompozycji składowych częstości impulsu, promieniając tym samym falę elektromagnetyczną. Zjawisko przebiega według mechanizmu wytwarzania częstotliwości różnicowych na nieliniowości ośrodka aż po częstotliwości bliskie zeru (stąd nazwa „prostowanie”). Jakich częstotliwości, zależy to od technologicznego przygotowania ośrodka. Na sprawność wytwarzania impulsu terahercowego i szerokość jego pasma ma wpływ wiele czynników, jak użyty materiał, orientacja kryształu, jego grubość, absorpcja, zachodząca w nim dyspersja, dyfrakcja, dopasowanie fazowe i inne. Kryształ tellurku cynku ZnTe poddany impulsowi lasera femtosekundowego (100 fs i krótszym) promieniuje falę elektromagnetyczną w zakresie terahercowym jako skutek zjawiska prostowania optycznego [2.15].

Kolejnymi rozwinięciami drugiego wyrazu szeregu (12) w symbolicznym zapisie są [2.16]:

- Generacja drugiej harmonicznej (SHG – *Second-Harmonic Generation*):

$$\omega \longrightarrow \chi_{ijk}^{(2)} \longrightarrow 2\omega \quad \chi_{ijk}^{(2)}(-2\omega; \omega, \omega): \omega + \omega \rightarrow 2\omega \quad (2.30)$$

- Liniowy efekt optoelektryczny (EO – *Linear Electro-Optical Effect*):

$$\begin{array}{l} \omega \longrightarrow \\ dc \longrightarrow \end{array} \chi_{ijk}^{(2)} \longrightarrow 0 \quad \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega; \omega, -0): \omega + dc \rightarrow 0 \quad (2.31)$$

Efekt jest co prawda liniowy (ma swoją własną nazwę – efekt Pockelsa), nie zależy od kwadratu natężenia pola elektrycznego, ale jest rządony również tensorem podatności dielektrycznej drugiego rzędu. Efekt Pockelsa jest stosowany w technice terahercowej do wykrywania fali THz w układzie tzw. optycznego próbkowania (*Optical Sampling*).

- Generacja częstości sumacyjnej (SFG – *Sum-Frequency Generation*):

$$\begin{array}{l} \omega_1 \longrightarrow \\ \omega_2 \longrightarrow \end{array} \chi_{ijk}^{(2)} \longrightarrow \omega_3 \quad \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_3; \omega_1, \omega_2): \omega_1 + \omega_2 \rightarrow \omega_3 \quad (2.32)$$

- Generacja częstości różnicowej (DFG – *Difference-Frequency Generation*):

$$\begin{array}{l} \omega_3 \longrightarrow \\ \omega_1 \longrightarrow \end{array} \chi_{ijk}^{(2)} \longrightarrow \omega_2 \quad \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_2; \omega_3, -\omega_1): \omega_3 - \omega_1 \rightarrow \omega_2 \quad (2.33)$$

- Optyczny wzmacniacz parametryczny (OPA – *Optical Parametric Amplifier*):

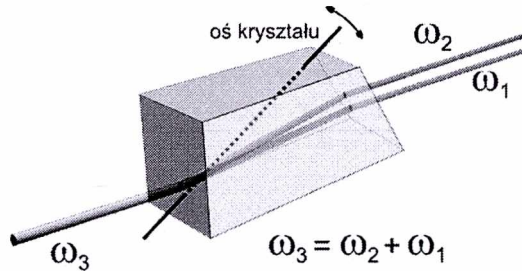
$$\omega_2 \rightarrow \chi_{ijk}^{(2)} \begin{matrix} \rightarrow \omega_3 \\ \rightarrow \omega_1 \end{matrix} \quad \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_2; \omega_3, -\omega_1): \omega_3 - \omega_1 \rightarrow \omega_2 \quad (2.34)$$

- Optyczny oscylator parametryczny (OPO – *Optical Parametric Oscillator*):

$$\omega_2 \rightarrow \left(\chi_{ijk}^{(2)} \right) \begin{matrix} \rightarrow \omega_3 \\ \rightarrow \omega_1 \end{matrix} \quad \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_2; \omega_3, -\omega_1): \omega_3 - \omega_1 \rightarrow \omega_2 \quad (2.35)$$

Ostatnie sposoby wytwarzania fali terahercowej wymagają szerszego wyjaśnienia. Wykorzystywane tu zjawisko jest podobne do generacji częstości różnicowej (DFG) tyle, że zjawisko tu występuje według schematu: ω_3 (sygnał pompujący) – ω_1 (sygnał wzmacniany) $\rightarrow \omega_2$ (sygnał wzmocniony), ω_2 (składowa bierna, tzw. *idler*). Nazwa „parametryczny” bierze się stąd, że parametrem jest tu częstotliwość wiązki pompującej ω_3 . W kryształach powstają dwie fale spełniające warunek zachowania energii, czyli $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ (patrz rys. 2.9).

Stosunek ω_1/ω_2 może być z łatwością regulowany – układ może być strojony poprzez obrót kryształu lub zmianę jego temperatury, ale wartość „parametru” ω_3 pozostaje niezmienną. Jak widać, obydwie fale ω_1 i ω_2 mają mniejsze częstości od wiązki pompującej. Stąd zastosowanie OPA w technice podczerwieni. Innym sposobem jest umieszczenie kryształu w rezonatorze laserowym. Urządzenie nazywa się wtedy optyczny oscylator parametryczny (OPO – *Optical Parametric Oscillator*). Wtedy może nastąpić generacja na częstościach ω_1 lub ω_2 , ale może się również zdarzyć, że na obydwu tych częstościach równocześnie (tzw. oscylator podwójnie rezonansowy). Podobnym sposobem do wymienionego tu OPA jest optyczny generator parametryczny (OPG – *Optical Parametric Generator*). Tu również kryształ umieszczony jest na zewnątrz rezonatora. Są to znakomite źródła promieniowa podczerwonego pracy ciągłej po fale terahercowe o szerokim zakresie przestrajania.



Rys. 2.9. Wiązka pompująca ω_3 oraz składowa bierna ω_2 i wiązka sygnałowa ω_1 w kryształach nieliniowych. Zaznaczono oś krystalograficzną kryształu, który może być przechylany w celu strojenia stosunku ω_2 do ω_1 z zachowaniem relacji $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$

Nieliniowe efekty drugiego rzędu, gdzie wartość polaryzacji jest proporcjonalna do kwadratu amplitudy pola elektrycznego, wykazują ośrodki tzw. niecentrosymetryczne. Dla takich ośrodków elementy tensora $\chi_{ijk}^{(2)}$ są różne od zera. W ośrodkach, gdzie elementy tensora $\chi_{ijk}^{(3)}$ są różne od zera i polaryzacja jest proporcjonalna do trzeciej potęgi pola elektrycznego, można oczekiwać również efektów nieliniowych. Są to ośrodki centrosymetryczne, gdzie obserwowane są zjawiska generacji trzeciej harmonicznej, absorpcji dwufotonowej i inne [2.15].

Wychodząc z równania ruchu dla elektronu w ośrodku centrosymetrycznym, można wyprowadzić funkcje na rozkład energii potencjalnej $U(x)$ elektronu w postaci [2.15]:

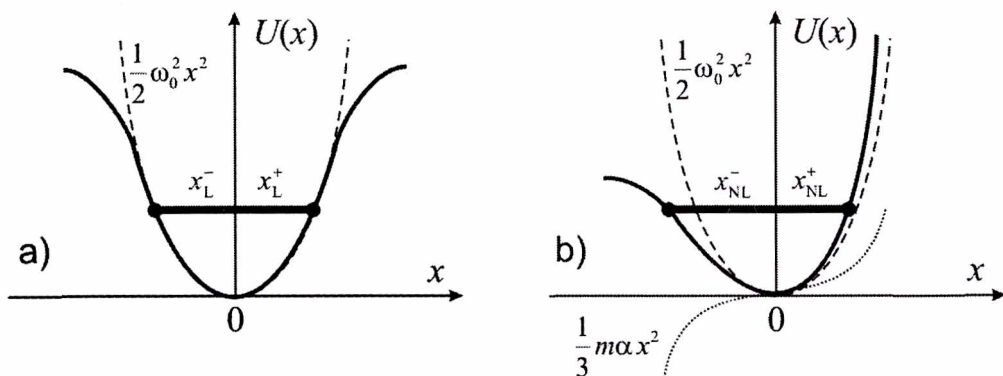
$$U(x) = \frac{1}{2} m \omega_0^2 x^2 \quad (2.36)$$

i dla ośrodka niecentrosymetrycznego

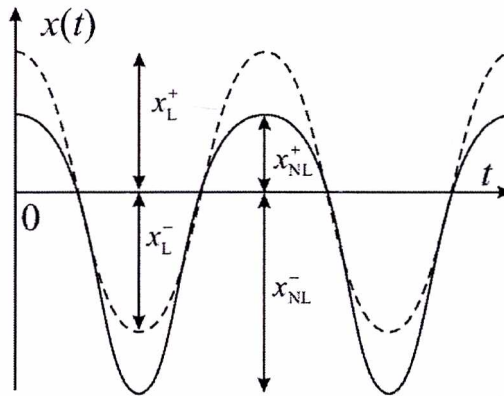
$$U(x) = \frac{1}{2} m \omega_0^2 x^2 + \frac{1}{3} m \alpha x^3 \quad (2.37)$$

gdzie: m – masa ładunku, ω_0 – częstość środkowa, x – pozycja ładunku, α – parametr charakteryzujący stopień nieliniowości układu.

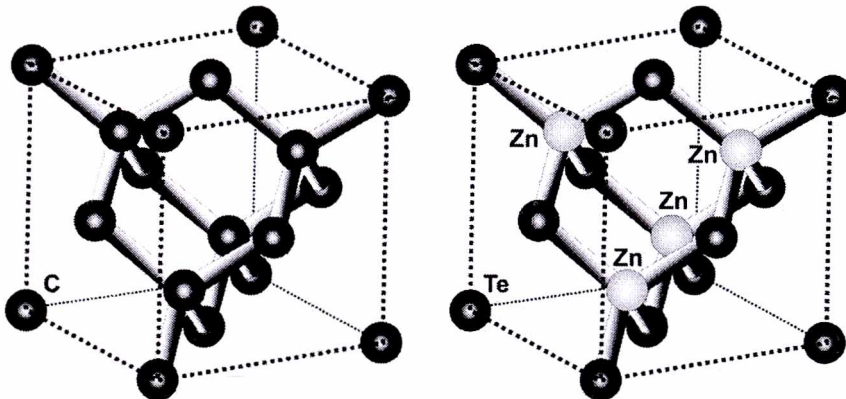
Na rysunku 2.10 zilustrowano rozkłady potencjałów według wyrażeń (2.36) i (2.37). Dodatkowo wrysowano w obydwu przypadkach jeden z możliwych poziomów energetycznych w takich studniach potencjału. Oznaczono wychylenia ładunku x_L^+ , x_L^- , x_{NL}^+ i x_{NL}^- dla przypadku liniowego L i nieliniowego NL. Tym samym różnica pomiędzy ośrodkiem centrosymetrycznym i niecentrosymetrycznym staje się bardziej



Rys. 2.10. Wykresy potencjału dla elektronu w studni potencjału: a) w ośrodku centrosymetrycznym, b) w niecentrosymetrycznym. Dla wyjaśnienia różnicy wrysowano poziomą linią jeden z poziomów energetycznych i oznaczono wychylenia ładunku. Linią kreskowaną i kropkowaną wrysowano składowe wyrażenia (1) i (2). Grube linie ilustrują rzeczywisty kształt rozkładów



Rys. 2.11. Liniowy x_L^+ , x_L^- i nieliniowy x_{NL}^+ , x_{NL}^- ruch ładunku w ośrodku niecentrosymetrycznym (porównaj z rys. 1)



Rys. 2.12. Struktura krystalograficzna diamentu (z lewej) i tellurku cynku ZnTe (z prawej)

widoczna. Jeszcze lepiej jest to widoczne na rysunku 2.11, gdzie pokazano możliwe wychYLENIA ładunku dla przypadku liniowego i nieliniowego w czasie.

Na rysunku 2.12 pokazano strukturę krystalograficzną ośrodka centrosymetrycznego na przykładzie diamentu i niecentrosymetrycznego na przykładzie tellurku cynku ZnTe [2.17]. Struktury, co do pozycji atomów w siatce krystalograficznej, są identyczne. W przypadku pierwszej struktury każdy atom węgla ma jako najbliższych sąsiadów też atomy węgla. W przypadku drugiej struktury większość atomów to atomy telluru, ale w czterech miejscach (wewnątrz zaznaczonego sześcianu – jaśniejsze elementy) znajdują się zamiast atomów telluru atomy cynku. To narusza równowagę układu. Co najważniejsze, atomy telluru są bardziej elektroujemne od atomów cynku. To sprawia, że rozkład ładunku elektronów w widocznych na rysunku wiązaniach chemicznych jest przemieszczony ku atomom telluru. Z kolei powoduje to asymetrię studni potencjału, jak na rysunku 2.10b.

2.4. Polarytony

Rozdział dotyczy zjawisk zachodzących w sieci krystalograficznej na skutek przemieszczającej się przez nią fali elektromagnetycznej. Zjawiska te mogą być również wykorzystane do wytwarzania fali terahercowej.

2.4.1. Rozszczepienie podłużno-poprzeczne

Ciało stałe często jest uformowane na kształt sieci krystalograficznej. Niech taki obiekt będzie pozbawiony swobodnych nośników. Zostają tylko do rozważenia jony, które tkwią w węzłach sieci. Dla uproszczenia przyjmuje się jednowymiarowy kształt sieci krystalograficznej o stałej sieciowej d_s – patrz rys. 2.13. Niech na taki jednowymiarowy kryształ pada fala elektromagnetyczna o wektorze falowym $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$, gdzie λ , ω , c – odpowiednio długość, częstość padającej fali i prędkość światła, zapisana standardowo:

$$E(\omega) = E_0 \exp[-j(\omega t - kx)] \quad (2.38)$$

gdzie x – wychylenie każdego z jonów na skutek oddziaływania z polem elektrycznym.

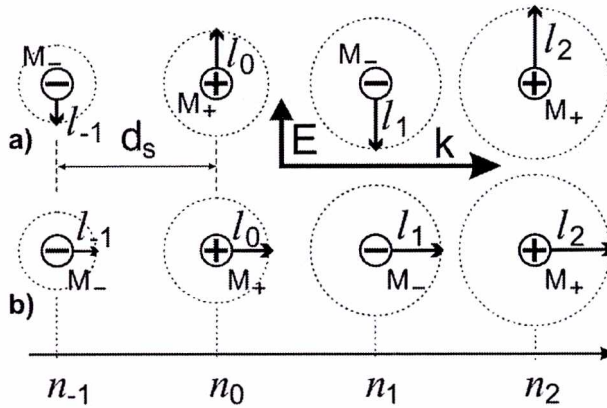
Każdy z jonów ma swoją masę M_+ – jon dodatni i M_- – jon ujemny oraz każdy z nich ma odpowiednio ładunek q_+ i q_- . Siła F pola elektrycznego działająca na ładunek elektryczny to:

$$F_e(\omega) = qE(\omega) \quad (2.39)$$

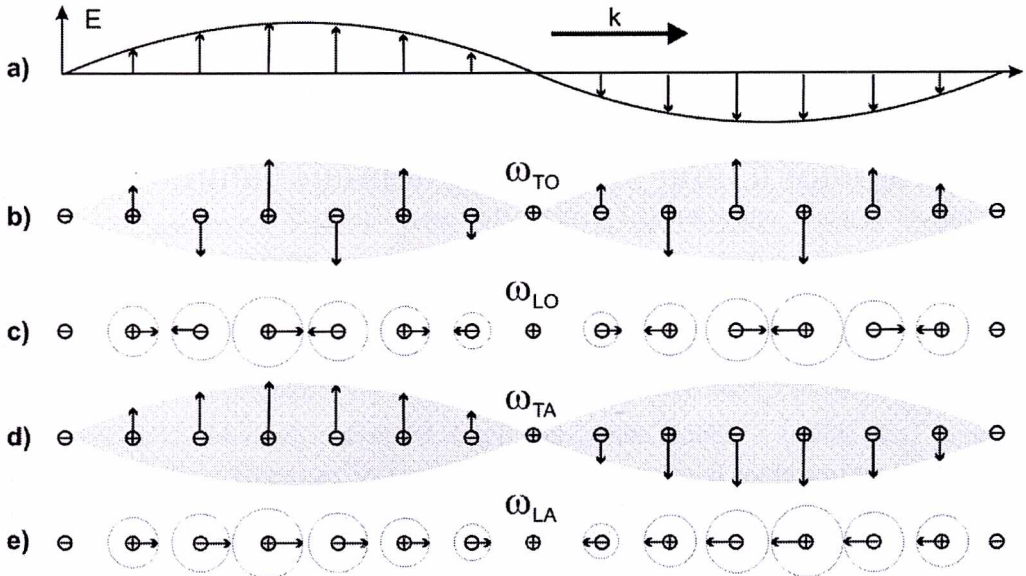
Stawiamy sobie teraz pytanie: jaki będzie wpływ na zachowanie się sieci krystalograficznej padającej na kryształ fali elektromagnetycznej?

Należy zwrócić uwagę, że drgania jonów sieci krystalograficznej mogą być równoległe do kierunku padającej fali lub prostopadłe. W pierwszym przypadku drgania sieci krystalograficznej przemieszczają się przez strukturę sieci jako fala poprzeczna, a w drugim przypadku – jako fala podłużna. Na rysunku widać wyraźniej, jaka jest różnica w drganiach poprzecznych (rys. 2.14b i 2.14d) oraz podłużnych (rys. 2.14c i 2.14e) na skutek oddziaływania z jednowymiarową strukturą krystalograficzną fali elektromagnetycznej przemieszczającej się w kierunku dodatnim osi X , jak to pokazuje wektor falowy $\mathbf{k}$ (rys. 2.14a).

Jak widać, w sieci mogą pojawić się fonony optyczne zarówno podłużne (LO – *longitudinal optical*), jak i poprzeczne (TO – *transverse optical*), oraz fonony akustyczne podłużne (LA – *longitudinal acoustical*) i poprzeczne (TA – *transverse acoustical*).



Rys. 2.13 a) Wychylenia jonów dodatnich M_+ i jonów ujemnych M_- w trakcie rozprzestrzeniania się fali poprzecznej (poprzeczny fonon optyczny TO), b) wychylenia jonów w trakcie rozprzestrzeniania się fali wzdłużnej (wzdłużny fonon optyczny LO). l_{-1} , l_0 , l_1 i l_2 – wartości wychyleń kolejnych jonów w siatce krystalograficznej; n_{-1} , n_0 , n_1 i n_2 – położenia kolejnych jonów w siatce; d_s – stała siatki, E i k – pole elektryczne i wektor falowy (kierunek propagacji)



Rys. 2.14. a) Przebieg pola elektrycznego (wektor E fali elektromagnetycznej przemieszczającej się w kierunku wektora k), b) drgania poprzeczne TO, c) drgania podłużne LO, d) drgania poprzeczne TA, e) drgania podłużne LA

Na opis ruchu jonów złoży się siła wymuszająca pola elektrycznego $F_e(\omega)$ oraz reakcja więzi sieci krystalograficznej F_c . Jeśli weźmie się pod uwagę tylko oddziaływanie pomiędzy najbliższymi sobie jonami, to ich ruch można zapisać jako (dla jonów dodatnich – patrz rys. 2.13) [2.18]:

$$F_{c,2n}^+(\omega) = K(l_{2n} + l_{2n+2} - 2l_{2n+1}) \quad (2.40)$$

gdzie: K – stała sprężystości, n – numery kolejnych płaszczyzn sieci krystalograficznej i dla jonów ujemnych jako:

$$F_{c,2n-1}^-(\omega) = K(l_{2n-1} + l_{2n+2} - 2l_{2n}) \quad (2.41)$$

Razem równania ruchu przyjmą postać:

$$M^+ \frac{d^2 l_n}{dt^2} = F_{c,2n}^+(\omega) + F_e(\omega) \quad (2.42)$$

oraz

$$M^- \frac{d^2 l_n}{dt^2} = F_{c,2n}^-(\omega) + F_e(\omega) \quad (2.43)$$

W ten sposób otrzymano niejednorodny liniowy układ równań różniczkowych drugiego stopnia. Rozwiązanie takiego układu może być przedstawione jako suma pewnej całki szczególnej oraz całki ogólnej odpowiedniego równania jednorodnego. Całka ogólna takiego jednorodnego równania opisuje ruch swobodny jonów w kryształach i jest omawiana w książce Kittela [2.18]. Całka szczególna, odpowiedzialna za wymuszone drgania jonów, może być przedstawiona w postaci:

$$l_{2n} = A^-(\omega) \exp[i[(2n+1)\mathbf{k}d_s - \omega t]] \quad (2.44)$$

i

$$l_{2n-1} = A^+(\omega) \exp[i[2n\mathbf{k}d_s - \omega t]] \quad (2.45)$$

gdzie $A^+(\omega)$, $A^-(\omega)$ – odpowiednio, amplituda wychyleń jonów dodatnich i ujemnych, a małe $\mathbf{k}$ to wektor falowy. Amplitudy wyrażają się skomplikowanymi wzorami, które z łatwością mogą być znalezione przez podstawienie rozwiązań (2.43) i (2.45), odpowiednio do równań (2.42) i (2.43).

Wyjaśnijmy tylko, że w uzyskanych rozwiązaniach pojawiają się częstości tzw. fononów poprzecznych akustycznych ω_{TA} oraz optycznych ω_{TO} zdefiniowanych odpowiednio jak:

$$\omega_{TA} = \sqrt{\frac{2K}{M_+ + M_-}} kd_s \quad (2.46)$$

i

$$\omega_{\text{TO}} = \sqrt{2K \left(\frac{1}{M_+} + \frac{1}{M_-} \right)} \quad (2.47)$$

Ponieważ nasze rozważania dotyczą fali elektromagnetycznej, zgodnie z postawionym wcześniej pytaniem, więc należy zauważyć, że wektor falowy $\mathbf{k}$ jest mały w porównaniu do stałej sieci, czy inaczej do rozmiarów d_s komórki elementarnej ($kd_s \ll 1$), a częstość poprzecznych fononów akustycznych ω_{TA} jest bliska zeru. Dla takich warunków amplitudy wychyleń jonów dodatnich i ujemnych sieci krystalograficznej będą miały postać odpowiednio:

$$A^+ = \frac{qE_0}{M^+ (\omega^2 - \omega_{\text{TO}}^2)} \quad (2.48)$$

oraz

$$A^- = \frac{-qE_0}{M^- (\omega^2 - \omega_{\text{TO}}^2)} \quad (2.49)$$

Wychylenia jonów sieci krystalograficznej tworzą momenty dipolowe p o wartości ładunku q i długości dipola l równe $p = ql$. W przypadku naszej sieci krystalograficznej jest:

$$p = q(A^+ - A^-) \quad (2.50)$$

Jak widać, padająca na kryształ fala elektromagnetyczna indukuje w nim dipole elektryczne. To jest punkt wyjścia do odpowiedzi na postawione pytanie: jak fala elektromagnetyczna może zmienić właściwości kryształu. Chodzi przede wszystkim o współczynnik załamania $n(\omega)$ materiału, z którego zbudowany jest kryształ. Już widać, że będzie on funkcją częstości fali. Współczynnik załamania jest równy zgodnie z teorią pola elektromagnetycznego pierwiastkowi ze stałej dielektrycznej $\varepsilon(\omega)$: $n(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega)}$. Zachowanie się stałej dielektrycznej (w istocie zależnej od częstości padającej fali) jest kluczowe dla odpowiedzi na zadane pytanie.

Z teorii pola elektromagnetycznego:

$$\varepsilon(\omega) = \frac{D}{E} \quad (2.51)$$

gdzie D – indukcja dielektryczna definiowana jako $D = \varepsilon_0 E + P$.

Polaryzację P rozбивa się na dwa składniki odpowiedzialne za jony dodatnie i ujemne, odpowiednio $P = P^+ + P^-$, polaryzację jonową i elektronową. Jak wiadomo, polaryzacja to liczba indukowanych dipoli w jednostce objętości. W naszym przypadku dla jednowymiarowej komórki elementarnej można napisać, że

$$P^+ = q(A^+ - A^-) = \frac{q^2 E}{\mu(\omega_{\text{TO}}^2 - \omega^2)} \quad (2.52)$$

gdzie μ – masa zredukowana

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{M^+} + \frac{1}{M^-} \quad (2.53)$$

Wiadomo też, że

$$P = \varepsilon_0 \chi E \quad (2.54)$$

gdzie χ – podatność dielektryczna.

Wyrażenie (2.51) można zapisać:

$$\varepsilon(\omega) = \frac{D(\omega)}{E(\omega)} = \varepsilon_0 + \varepsilon_0 \chi^+(\omega) + \varepsilon_0 \chi^-(\omega) \quad (2.55)$$

gdzie: $\chi^+(\omega)$ – podatność dielektryczna związana z obecnością jonów, $\chi^-(\omega)$ – podatność dielektryczna związana z obecnością chmury elektronów.

Wyrażenie (2.55) można zapisać prościej jako:

$$\begin{aligned} \varepsilon(\omega) &= \varepsilon_0 [1 + \chi^-(\omega)] + \varepsilon_0 \chi^+(\omega) \\ &= \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{we}}(\omega) + \varepsilon_0 \chi^+(\omega) \end{aligned} \quad (2.56)$$

gdzie ε_{we} – względna stała dielektryczna wynikająca z obecności chmury elektronów.

Po uwzględnieniu (2.52) i (2.54) można napisać, że

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{we}} + \varepsilon_0 \frac{q^2}{\mu(\omega_{\text{TO}}^2 - \omega^2)} \quad (2.57)$$

Prosta analiza wyrażenia (2.57) pokazuje, że gdy częstość fali elektromagnetycznej przechodzącej przez kryształ dąży do nieskończoności (w praktyce do częstości widzialnych), wówczas:

$$\varepsilon(\infty) = \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{we}} \quad (2.58)$$

Z kolei dla małych częstości (stałego pola elektrycznego) mamy:

$$\begin{aligned} \varepsilon(0) &= \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{we}} + \varepsilon_0 \frac{q^2}{\mu \omega_{\text{TO}}^2} \\ &= \varepsilon(\infty) + \varepsilon_0 \frac{q^2}{\mu \omega_{\text{TO}}^2} \end{aligned} \quad (2.59)$$

Można też znaleźć wyrażenie, dla którego stała dielektryczna $\varepsilon(\omega)$ przyjmuje wartość równą zero:

$$\omega = \sqrt{\omega_{\text{TO}}^2 + \frac{q^2}{\mu\varepsilon_{\text{we}}}} \quad (2.60)$$

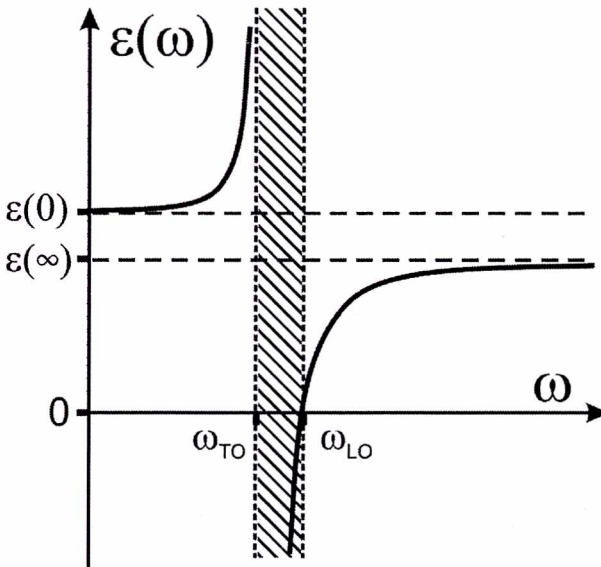
Wyrażenie to określa częstość optycznych fononów podłużnych ω_{LO} i stosownie przekształcone daje prostą formułę wiążącą stałe dielektryczne z częstościami optycznych fononów podłużnych i poprzecznych:

$$\frac{\omega_{\text{LO}}}{\omega_{\text{TO}}} = \sqrt{\frac{\varepsilon(0)}{\varepsilon(\infty)}} \quad (2.61)$$

Jest to znana relacja Lyddane'a–Sachsa–Teller [2.19].

W zrozumieniu tego, co się stało podczas podanych rachunków, może pomóc wykres funkcji zadanej wyrażeniem (2.57) na rysunku 2.15. Obrazuje on nam zachowanie się materiału poddanemu naświetlaniu falą elektromagnetyczną o różnych częstościach.

Wykres przedstawia nigdy nieprzecinające się krzywe, gdzie widać, że górna i dolna krzywa ma dwie poziome asymptoty. Górna krzywa zaczyna się na wartości $\varepsilon(0)$, a dolna dąży do wartości $\varepsilon(\infty)$. Krzywe mają również dwie pionowe asymptoty. Górna krzywa zmierza do $+\infty$ przy częstości równej ω_{TO} , a dolna krzywa schodzi



Rys. 2.15. Dynamika względnej stałej dielektrycznej $\varepsilon(\omega)$ podczas prześwietlania dielektryka falą o częstości ω

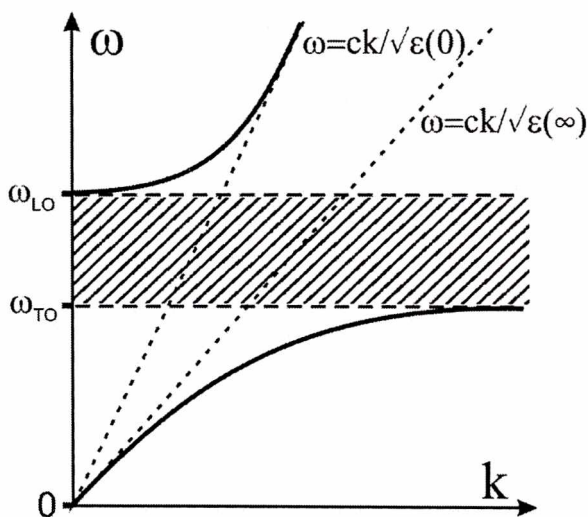
w wartości ujemne, przecinając oś ω w punkcie ω_{LO} . Jeśli przypomnimy, że współczynnik załamania $n(\omega)$ ma się tak do stałej dielektrycznej $\varepsilon(\omega)$, jak

$$n(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega)} \quad (2.62)$$

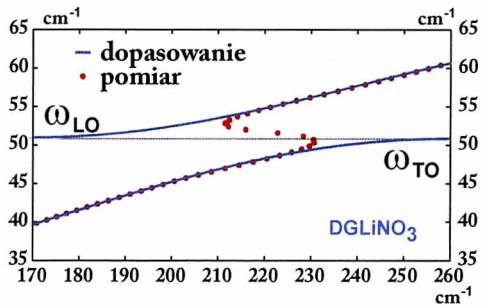
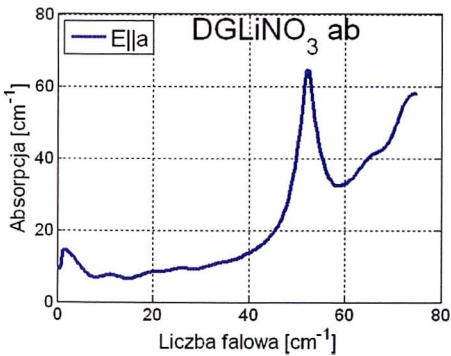
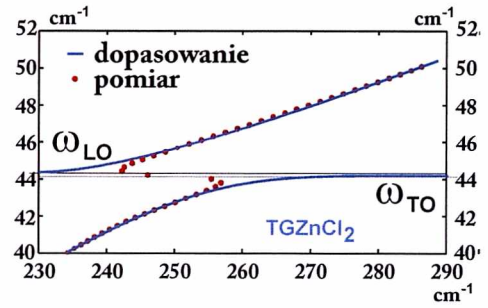
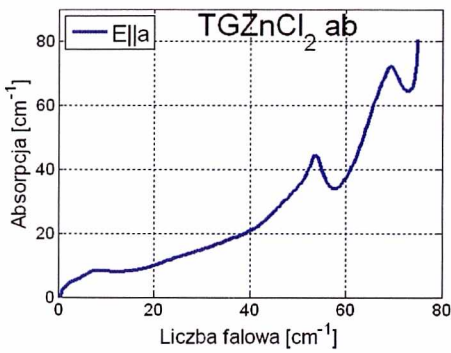
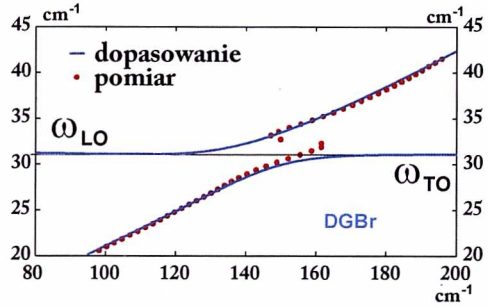
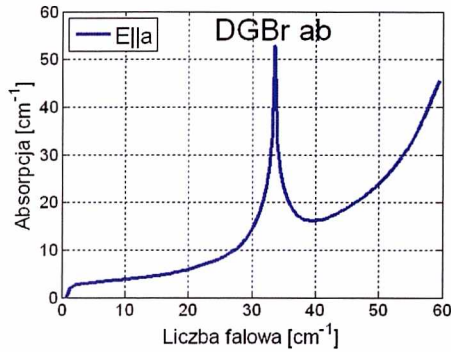
dla wartości ujemnych stałej dielektrycznej przyjmuje on wartość urojoną, co nie ma przełożenia na rzeczywistość. Mówi się, że fale w zakresie częstości $\omega_{TO} < \omega < \omega_{LO}$ nie mogą się rozchodzić w kryształach.

Obydwie pary asymptot odgrywają istotną rolę w poszukiwaniu odpowiedzi na odwrotnie postawione pytanie: **jaki będzie wpływ sieci krystalograficznej na padającą nań falę elektromagnetyczną?**

Na rysunku 2.16 pokazano diagram $\omega - k$ (zwany czasami diagramem Brillouina) dla drgań sieci krystalograficznej, na którą pada fala elektromagnetyczna. Jak widać, dla małych wartości wektora $\mathbf{k}$ mamy do czynienia z rozchodzącymi się w kryształach fotonami z prędkością $v = c / \sqrt{\varepsilon(\infty)}$ (dolna gałąź) oraz podłużnymi fononami optycznymi – LO (górna gałąź). Częstości ω fononów optycznych podłużnych zaczynają się od wartości ω_{LO} . Z zależności (2.57) i rysunku 1.3 wynika, że fale o częstościach z przedziału pomiędzy ω_{TO} i ω_{LO} nie mogą rozchodzić się w kryształach. Dla częstości $\omega \gg ck / \sqrt{\varepsilon(0)}$ mamy do czynienia z fotonami o prędkościach $v = c / \sqrt{\varepsilon(0)}$ (górna gałąź) oraz poprzecznymi fononami optycznymi, których częstości ω nie przekraczają wartości ω_{TO} .



Rys. 2.16. Diagram $\omega - k$ dla drgań sieci krystalograficznej, na którą pada fala elektromagnetyczna



Rys. 2.17. Skutek dopasowania do wyrażenia (2.63) wyników doświadczalnych uzyskanych dla bromianu diglicyny (DGBr), kompleksu chlorku cynku z triglicyną (TGZnCl₂) oraz kompleksu azotanu litu z diglicyną (DGLiNO₃)

Informację o rozszczepieniu podłużno-poprzecznym (LO–TO *splitting*) można uzyskać poprzez badanie widm ramanowskich materiału [2.20]. Inną metodą jest badanie w podczerwieni widm odbicia od badanego kryształu, co pokazali Hass i Horning [2.21]. Wyznaczenie rozszczepienia LO–TO możliwe jest również metodami spektroskopii transmisyjnej IR, co wykazał Tatsumi Kurosawa [2.22]. Wyrażenie

(2.63) pozwala na wykreślenie zależności dyspersyjnej wektora falowego $\mathbf{k}$ od częstości ω i znalezienie poprzez kolejne aproksymacje (dopasowywanie wyniku – *fitting*) częstości ω_{TO} i ω_{LO} :

$$k(\omega) = \frac{\sqrt{\varepsilon_{\infty}}}{c} \omega \sqrt{\frac{\omega_{\text{LO}}^2 - \omega^2 + j\omega\gamma_{\text{LO}}}{\omega_{\text{TO}}^2 - \omega^2 + j\omega\gamma_{\text{TO}}}} \quad (2.63)$$

gdzie: ε_{∞} – stała dielektryczna dla dużych częstości (tu światła), γ_{LO} , γ_{TO} – stałe tłumienia odpowiednio dla modu podłużnego i poprzecznego.

Na rysunku 2.17 przedstawiono realny wynik z badań kryształu bromianu diglicyny (DGBr), kompleksu chlorku cynku z triglicyną (TGZnCl₂) oraz kompleksu niobianu litu z diglicyną (DGLiNO₃) wg wyrażenia (2.63). Pokazane tu krzywe dyspersyjne otrzymano, uwzględniając wyniki spektroskopii THz–TDS wszystkich trzech specyfików (patrz prawa strona rysunku 2.17). (Dla DGBr widoczne jest maksimum absorpcyjne w okolicy 33,1 cm⁻¹ – prawie równo 1 THz!).

Często do wyznaczenia rozszczepienia LO–TO wystarcza uproszczone wyrażenie [2.22]:

$$k(\omega) = \frac{\sqrt{\varepsilon_{\infty}}}{c} \omega \sqrt{\frac{\omega_{\text{LO}}^2 - \omega^2}{\omega_{\text{TO}}^2 - \omega^2}} \quad (2.64)$$

Obliczone wartości rozszczepień LO–TO podano w tabeli 2.1.

Tabela 2.1. Częstości LO i TO oraz rozszczepienia LO–TO z rys. 2.17

DGBr	TGZnCl ₂	DGLiNO ₃
$\omega_{\text{TO}} = 51,46 \text{ cm}^{-1}$	$\omega_{\text{TO}} = 44,07 \text{ cm}^{-1}$	$\omega_{\text{TO}} = 31,95 \text{ cm}^{-1}$
$\omega_{\text{LO}} = 51,72 \text{ cm}^{-1}$	$\omega_{\text{LO}} = 44,16 \text{ cm}^{-1}$	$\omega_{\text{LO}} = 32,11 \text{ cm}^{-1}$
LO–TO = 0,26 cm ⁻¹	LO–TO = 0,09 cm ⁻¹	LO–TO = 0,16 cm ⁻¹

2.4.2. Polarytonika

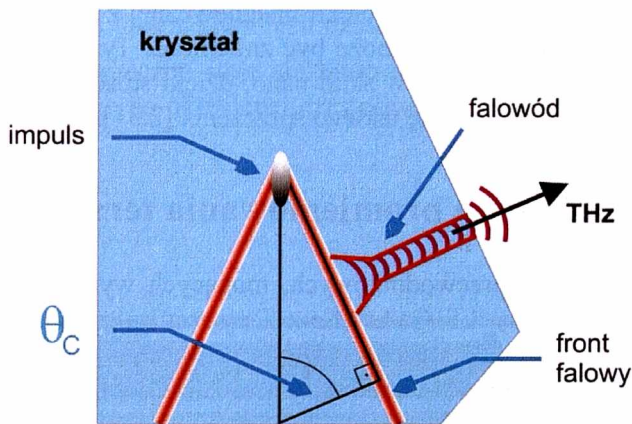
Na rysunku 2.14 widać, jak drgania sieci krystalograficznej na skutek oddziaływania z nimi fali elektromagnetycznej układają się w przemieszczające się przez sieć zaburzenie. Taki rodzaj drgań (modów) sprzężonych z falą elektromagnetyczną nazywano polarytonem [2.23–2.26]. Natomiast dyspersyjne zależności dla fali elektromagnetycznej wchodzącej w reakcje z fononami optycznymi, jak (2.63) i rysunek 2.17, są nazywane dyspersyjnymi zależnościami polarytonowymi [2.26].

Polarytonem nazwano zatem kwaszczyścieczkę, powstałą na skutek silnego sprzężenia fali elektromagnetycznej z fononem optycznym. Taka kwazicząsteczka, prze-

mieszczając się przez siatkę krystalograficzną, może stać się źródłem fali terahercowej. Ta kompozycja fali elektromagnetycznej i wędrującej przez kryształ fali drgań siatki krystalograficznej (fononu optycznego) jest czymś innym niż elektrony czy fotony. W elektronice przenoszenie informacji odbywa się za pomocą elektronów prowadzonych przewodem. W fotonice przenoszenie informacji odbywa się za pomocą fotonów prowadzonych światłowodem. Można wyobrazić sobie podobne relacje z wykorzystaniem polarytonów albo inaczej fononów polarytonowych.

Na rysunku 2.18 pokazano schematycznie jak impuls lasera femtosekundowego przemieszcza się przez kryształ. Impuls wyzwala w kryształcie fale polarytonową, która w tym przypadku nie jest w fazie z falą padającą na kryształ. Na skutek mniejszej prędkości fazowej (niedopasowania fazowego) fala polarytonowa „spóźnia się” za falą elektromagnetyczną, podobnie jak mamy w przypadku fali dźwiękowej wytwarzanej przez samolot mknący z prędkością ponaddźwiękową. (Tam powstaje znane zjawisko gromu dźwiękowego). W przypadku naładowanej cząsteczki przemieszczającej się w ośrodku z prędkością fazową większą od prędkości fazowej światła w tym ośrodku możemy obserwować tzw. promieniowanie Czerenkowa. Podobnych obserwacji można dokonać dla fali polarytonowej. Efekt ten czasami nazywany jest optycznym promieniowaniem Czerenkowa.

Na rysunku 2.18 wyjaśniono, jak powstaje fala polarytonowa. Przez kryształ przemieszcza się impuls lasera femtosekundowego. Fala elektromagnetyczna sprzęga się z fononami optycznymi w siatce krystalograficznej, tworząc przemieszczające się



Rys. 2.18. Idea układu polarytonicznego. Widoczny jest impuls lasera femtosekundowego wędrującego przez kryształ. Wytworzona przez niego fala polarytonowa tworzy front falowy na podobieństwo gromu dźwiękowego rozprzestrzeniającego się pod kątem θ_C . Część fali polarytonowej jest prowadzona falowodem w postaci naciętych laserem dwóch ścieżek

przez kryształ zaburzenie w postaci tzw. fali polarytonowej. Tworzy ona front falowy pod kątem θ_C , który można opisać wyrażeniem:

$$\tan \theta_C = \sqrt{\left(\frac{nv_g}{c}\right)^2 - 1} \quad (2.65)$$

gdzie: v_g – prędkość fali polarytonowej w ośrodku, n – współczynnik załamania ośrodka.

Na kryształach naciętych laserem dwie ścieżki, pomiędzy które dostaje się część frontu falowego. Przemieszcza się on pomiędzy ścieżkami jak w falowodzie.

Urządzenie takie realizuje ideę polarytoniki. Według autorów tego pomysłu jest to dziedzina techniki, która ma wypełnić lukę techniczną pomiędzy elektroniką a fotoniką [2.27–2.30]. Dokładniej polarytonika według takiej definicji ma atrybuty elektroniki i fotoniki, tzn. sposób na wytworzenie nośników informacji – elektrony i fotony, oraz sposoby na prowadzenie tych nośników – przewód i światłowód. Według autora tej książki, polarytonika w takim wydaniu nie spełnia wszystkich warunków, jakie spełnia elektronika i fotonika. Te techniki mają wzmacniacz. Dopóki nie zostanie opatrzona technologia wytwarzania tranzystora terahercowego (lub innego urządzenia wzmacniającego) i integrowania go z falą polarytonową nie będzie mowy o powstaniu radiotechniki terahercowej czy w pełni zaawansowanej polarytoniki.

Interesująca dla takiego rozwiązania wydaje się być nanotechnologia. Wydawało się dotychczas, że siła sprzężenia fali elektromagnetycznej z fononem optycznym jest właściwa dla danego ośrodka i nie może być zmieniona. Tymczasem okazuje się, że dla układów półprzewodnikowych w skali nano, dzięki stosownemu procesowi technologicznemu, można zmieniać siłę takiego sprzężenia [2.31].

2.5. Silne źródła promieniowania terahercowego

Oprócz materiałów półprzewodnikowych, mogących wytwarzać promieniowanie terahercowe, jak popularny LT-GaAs (*Low Temperature grown Gallium Arsenide*), istnieje parę urządzeń produkujących wiązki fal terahercowych o znacznie większej mocy, niż w przypadku półprzewodników w układzie fotomiksera, czy impulsowego spektrometru terahercowego.

2.5.1. Laser terahercowy

Przyjrzyjmy się bliżej urządzeniu, które jest źródłem koherentnego promieniowania w pasmie terahercowym uzyskiwanego bezpośrednio w wyniku akcji laserowej w stosownym ośrodku. Działanie lasera terahercowego (THz *laser*), dawniej zwanego

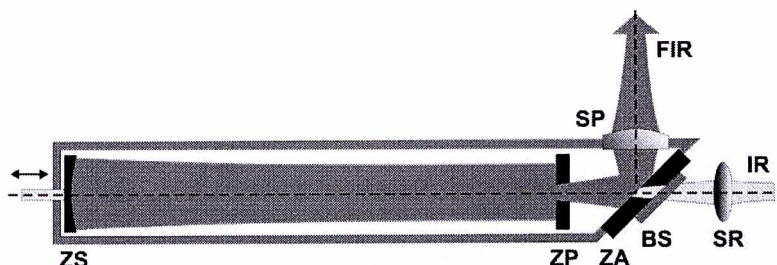
laserem submilimetrowym (*submillimeter laser*) lub w literaturze anglosaskiej *FIR laser* opiera się na technice pompowania optycznego ośrodka wiązką promieniowania innego lasera lub na technice bezpośredniego pobudzenia ośrodka wyładowaniem elektrycznym [2.33–2.35]. Obydwie wymienione techniki dotyczą ośrodków laserowych w formie gazowej. Istnieją poza tym rozwiązania oparte na ośrodkach półprzewodnikowych.

2.5.1.1. Laser terahercowy pompowany optycznie

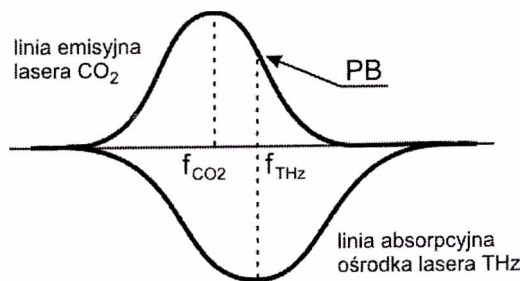
Na rysunku 2.19 przedstawiono konstrukcję lasera terahercowego optycznie pompowanego laserem CO₂. Wklęsłe zwierciadło ZS jest ruchome, napędzane zwykle silnikiem krokowym i służy do strojenia lasera THz na maksimum mocy wyjściowej (na centrum linii wzmocnienia).

Przez otwór drugiego zwierciadła ZP (zwykle płaskiego) i przez płytkę światłodzielną BS (np. z NaCl) przedostaje się do komory lasera THz pompująca wiązka lasera CO₂, a wcześniej przez otwór zwierciadła ZA, które równocześnie kieruje wiązkę THz poprzez soczewkę (np. polietylenową) na zewnątrz układu. Cały system komplikuje laser pompujący CO₂. Musi on być dostrojony do odpowiedniej linii emisyjnej CO₂. Zwykle jest to linia ze słabszej gałęzi R. Co gorsza, laser zwykle jest stabilizowany na określony punkt na zboczach krzywej wzmocnienia, bo akurat często taka częstotliwość przypada na centrum linii wzmocnienia ośrodka lasera THz.

Na rysunku 2.20 zilustrowano niedopasowanie częstotliwości lasera pompującego do centrum linii ośrodka lasera THz. Jeśli częstotliwości linii centralnych f_{CO_2} i f_{THz} różnią się od siebie, konieczna staje się budowa serwomechanizmu utrzymującego pracę lasera pompującego na określonej częstotliwości. Jest to tak zwana stabilizacja na odstęp częstotliwości.



Rys. 2.19. Typowa konstrukcja lasera terahercowego pompowanego optycznie laserem na dwutlenku węgla. ZS – zwierciadło sferyczne wklęsłe ruchome, ZP – zwierciadło płaskie z otworem wyjściowym dla wiązki FIR i dla wiązki pompującej IR, ZA – zwierciadło płaskie dla wiązki FIR i z otworem dla wiązki IR, BS – płytka światłodzielną dla wiązki IR, i równocześnie uszczelniającą komorę lasera THz, SR – soczewka skupiająca dla wiązki IR, SP – soczewka kolimująca dla wiązki FIR, FIR – wyjściowa wiązka promieniowania terahercowej, IR – pompująca wiązka lasera na dwutlenku węgla



Rys. 2.20. Linia emisyjna lasera CO₂ oraz linia absorpcyjna ośrodka lasera THz.

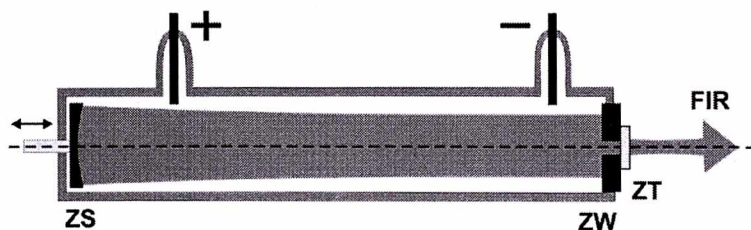
f_{CO_2} i f_{THz} odpowiednio częstotliwości centralne linii CO₂ i linii ośrodka lasera THz. PB – punkt na zboczu linii, na który należy nastroić częstotliwość lasera CO₂

Maksymalne pasmo, jakie pokrywa terahercowe lasery pompowane optycznie, na ogół określa taki ośrodek jak pary metanolu, gdzie akcja laserowa może zachodzić na liniach od 37 μm do 1217 μm (270 cm^{-1} do 8,2 cm^{-1} , 8,11 THz do 0,246 THz) [2.36].

2.5.1.2. Laser THz pompowany wyładowaniem elektrycznym

Przykładem takiego lasera jest laser na cząsteczkach HCN [2.37]. Na rysunku 2.21 pokazano schematycznie typową konstrukcję terahercowego lasera HCN z techniką pobudzania wyładowaniem elektrycznym wzdłuż ośrodka wyładowczego. Istnieją również techniki pobudzania poprzecznego: impulsowego, indukcyjnego i pojemnościowego – te ostatnie wyładowaniem wielkiej częstotliwości w.cz. Możliwe linie lasera HCN to 337 μm , 29,67 cm^{-1} , 0,890 THz oraz 373 μm , 26,81 cm^{-1} , 0,804 THz).

Niebagatelną zaletą laserów terahercowych (gazowych) jest ich stosunkowo duża moc wyjściowa rzędu miliwatów, ale przede wszystkim duża koherencja wiązki wyjściowej. Ważnym parametrem jest również małe rozpraszanie wiązki wyjściowej. Te dwa ostatnie parametry szczególnie predysponują te lasery do zastosowań w obrazo-



Rys. 2.21. Wersja lasera HCN z techniką wzdłużnego (wzdłuż ośrodka zamkniętego w rurze wyładowczej) wyładowania elektrycznego. ZS – ruchome zwierciadło dla strojenia lasera, ZW – zwierciadło wyjściowe z otworem przykrytym płytką transmisyjną ZT dla wiązki terahercowej (np. polietylenową)

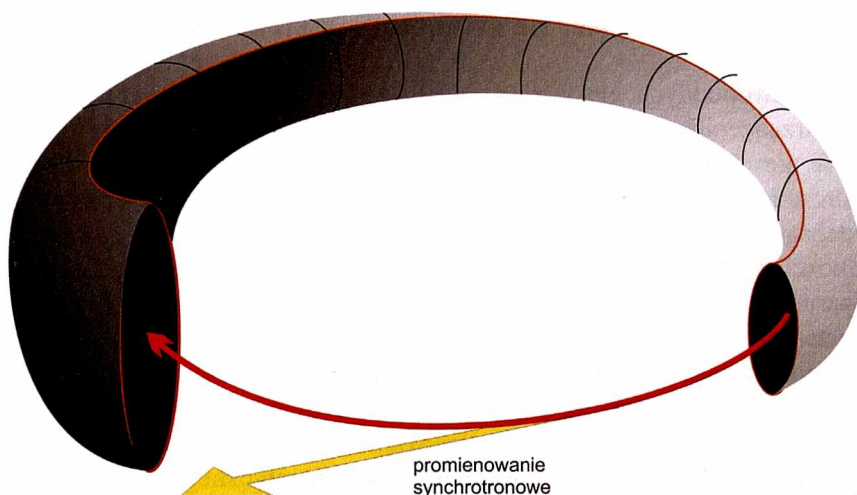
waniu (prześwietlaniu), a zwłaszcza w mikroskopii koherentnej. Tych zalet nie mają lasery terahercowe oparte na źródłach półprzewodnikowych – lasery kaskadowe [2.38].

2.5.2. Synchrotron

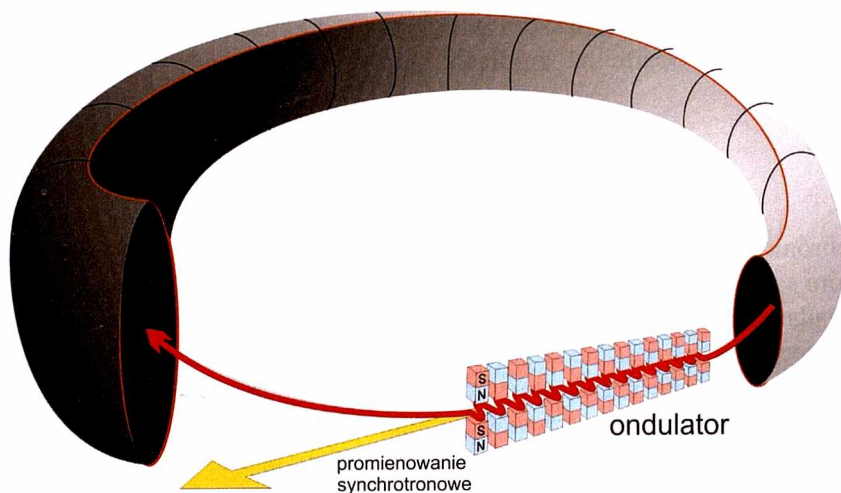
Synchronicznie (*synchro-*), za każdym obrotem, dodawana jest energia cząsteczkom, które są rozpędzane w urządzeniu (*-tron*) próżniowym, tak aby wytworzyć wiązkę o pożądanej częstotliwości promieniowania [2.39–2.41]. W synchrotronie naładowane cząsteczki przyspieszane są polem elektrycznym – patrz rys. 2.22.

We wnętrzu synchrotronu są umieszczone elektrody zasilane napięciem przemienym wielkiej częstotliwości o częstości synchronicznej z czasem obiegu przyspieszanych cząstek. Jeśli na drodze takich cząstek wstawimy ondulator, jak na rysunku 2.23, efekt zostanie wzmocniony. Ondulator to szpaler magnesów, choć może kojarzyć się z ondulowanymi fryzurami pań.

Częstotliwość i energia uzyskanego promieniowania będą zależały od tego, jaką prędkość nadamy naładowanym cząsteczkom, np. elektronom. (Oczywiście promieniowanie synchrotronowe otrzymamy również bez ondulatora – to zależy od nadanej prędkości cząsteczkom). Widać stąd, że urządzenie to dla uzyskania promieniowania terahercowego, czyli o bardzo małych energiach, jest najwyraźniej na wyrost. Mimo to odgrywa ono ważną rolę ze względu na możliwość przestrajania – pokrywa on całe pasmo podczerwieni, od 10 cm^{-1} do 3000 cm^{-1} . Przypomnijmy, że pasmo podczerwie-



Rys. 2.22. Zasada działania synchrotronu. Strumień elektronów, rozpędzonych polem elektrycznym oraz uformowanych w pierścień magnesami, emituje promieniowanie elektromagnetyczne



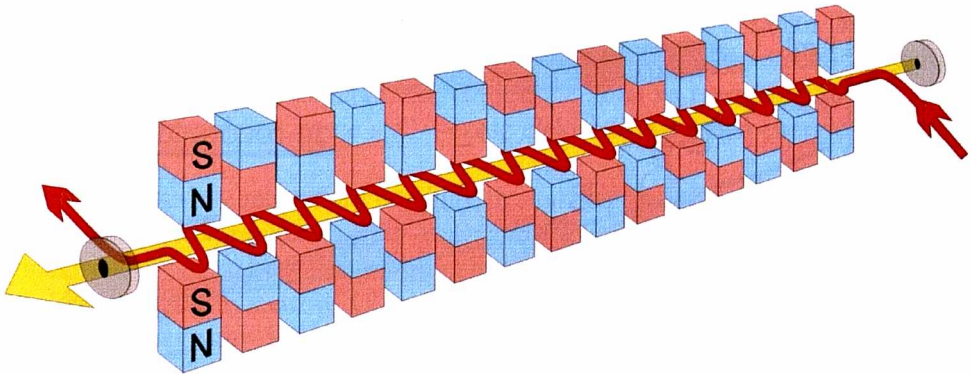
Rys. 2.23. Synchrotron. W strumień rozpędzonych polem elektrycznym oraz uformowanych w pierścien magnesami (tu niewidocznymi) elektronów wstawiony jest onduktor. W onduktorze następuje generacja fali elektromagnetycznej, m.in. w zakresie pasma terahercowego

ni od 10 cm^{-1} do 300 cm^{-1} jest interesujące dla fizyków, a od 300 cm^{-1} do 3000 cm^{-1} jest interesujące dla chemików. Istotna jest również moc osiągnięta w synchrotronie w zakresie promieniowania T.

2.5.3. Laser na swobodnych elektronach

Laser na swobodnych elektronach (FEL – *Free Electron Laser*) jest niezwykle zręcznym urządzeniem, gdzie wykorzystuje się zjawisko synchrotronowe, ale wiązka elektronów nie cyrkuluje jak w synchrotronie [2.42]. Wspomniany onduktor należy do tzw. urządzeń „wstawianych” (*insertion device*). Wystarczy zatem „wyjąć” onduktor z synchrotronu i zabezpieczyć go w zwierciadła jak na rysunku 2.24. Rozpędzone do prędkości relatywistycznych elektrony biegną wzdłuż urządzenia, sinusoidalnie modulując swój tor. To dzięki magnesom ustawionym przemiennie na drodze wiązki elektronów.

Magnesy ustawione w szpaler tworzą przemienne pole magnetyczne, wymuszając sinusoidalny tor wiązki elektronowej – patrz rys. 2.24, co powoduje wytworzenie fali elektromagnetycznej z każdym skrętem wiązki. To znany efekt synchrotronowy [2.39]. Energia elektronów oraz natężenie pola magnetycznego są tak dopasowane, aby ruch elektronów był w fazie już z wyemitowaną falą. Każda porcja fotonów wyemitowana podczas każdego skrętu elektronów w pobliżu magnesu jest synchroniczna z poprzednią. Tym samym otrzymuje się koherentne promieniowanie jak w laserze.



Rys. 2.24. Schemat działania lasera na swobodnych elektronach (FEL)

Regulując, zarówno natężeniem pola magnetycznego, jak i energią elektronów, można z łatwością przestrajać taki laser (po częstotliwości terahercowej). Natężenie promieniowania terahercowego uzyskiwanego z lasera na swobodnych elektronach jest przytłaczająco wielkie (dziesiątki watów) w porównaniu z urządzeniami opartymi na półprzewodnikach.

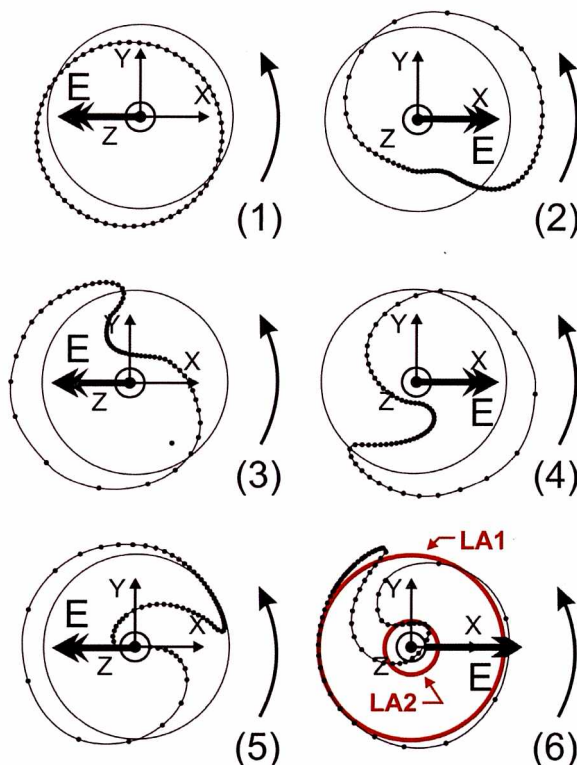
Na rysunku 2.24 zaznaczono symbolicznie kierunek biegu elektronów i szereg ustawionych w szpaler magnesów oraz zwierciadła. Urządzenie musi pracować w próżni ze względu na wiązkę elektronów, co już przypomina laser gazowy. Często w takim urządzeniu elektrony rozpędza się tak, aby emitowały fale elektromagnetyczną z drugiego krańca pasma promieniowania, czyli pasma rentgenowskiego. Stąd czasami urządzenie nazywa się laserem rentgenowskim.

2.5.4. Żyrottron

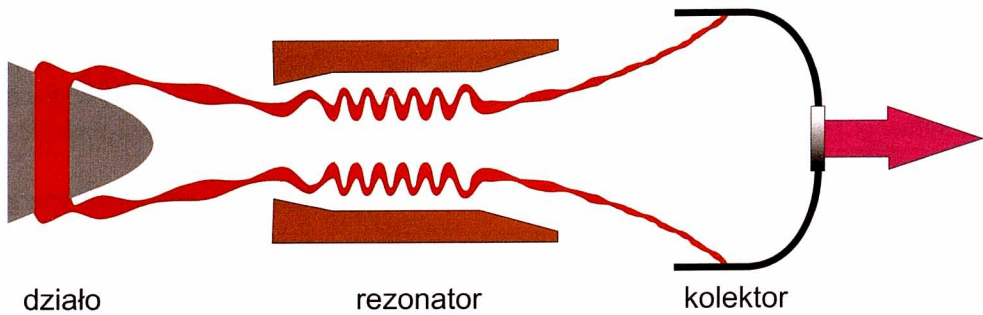
Jak sama nazwa wskazuje, coś musi się w urządzeniu kręcić (*żyro-*) oraz jest to urządzenie (*-tron*) próżniowe [2.43–2.45]. W żyrotronie wiązka elektronów przemieszcza się od katody do anody przyspieszana przyłożonym polem elektrycznym E . Wiazka ładunków elektrycznych wytwarzana w tzw. dziale elektronowym wpada we wzdłużne pole magnetyczne B pod pewnym kątem, jak to pokazano na rysunku 2.25. Zgodnie z kierunkiem siły Lorentza tor elektronów jest gwałtownie skręcany, jak to pokazano na rysunku. Jest to kluczowe miejsce i moment dla działania żyrotronu. To właśnie od tego miejsca elektrony zaczynają „żyrować”, przemieszczając się wzdłuż linii pola magnetycznego w kierunku rezonatora. To dlatego żarnik działu elektronowego jest uformowany tak, jak to pokazano na rysunku, aby wymusić kierunek przemieszczania się elektronów pod kątem do linii pola magnetycznego. Tego właśnie oczekujemy. Dalej wirujące elektrony, poddane znacznie większemu natężeniu pola magnetycznego w rezonatorze, zacieśniają helisę swojego toru, a poddane naprze-

traciły energię krążą po niższej orbicie LA2 (rys. 2.26). Na rysunku 2.24(4) widać konfigurację rozkładu elektronów, gdy zdecydowana większość nośników wypromieniowała energię i znalazła się na niższej orbicie. Z kolei na rysunku 2.26(6) widoczna jest sytuacja, gdy rozkład „psuje się” – część elektronów pobrała energię i wróciła na wyższą orbitę.

Pole oraz wymiary rezonatora powinny być tak zaprojektowane, aby bilans energetyczny (w sensie wypromieniowanej energii) był dodatni. Zjawisko tworzenia się grudek elektronów powstaje po przebyciu przez wiązkę elektronów drogi zaledwie około kilku, kilkunastu centymetrów. Obszar ten ograniczony cylindrem z materiału diamagnetycznego nazywany jest rezonatorem lub wnęką rezonansową żyrotronu. Odpowiednie dopasowanie częstości wirowania nośników w rezonatorze do ich prędkości liniowej oraz ustalenie rozmiarów rezonatora jest głównym problemem technicznym



Rys. 2.26. Cyrkulacja elektronów wyrzuconych z działa elektronowego. Elektrony w polu magnetycznym biegą w kierunku obserwatora i krążą w lewo, tworząc w przestrzeni charakterystyczną helisę. Na skutek naprzemiennego pola elektrycznego E w rezonatorze tworzą się „grudki” (*bunches*). Jak zaznaczono na rysunku, „grudki” krążą głównie po dwóch orbitach LA1 i LA2 (dzięki uprzejmości dr. Stefana Illy i dr. Stefana Kerna z Karlsruhe Institute of Technology)



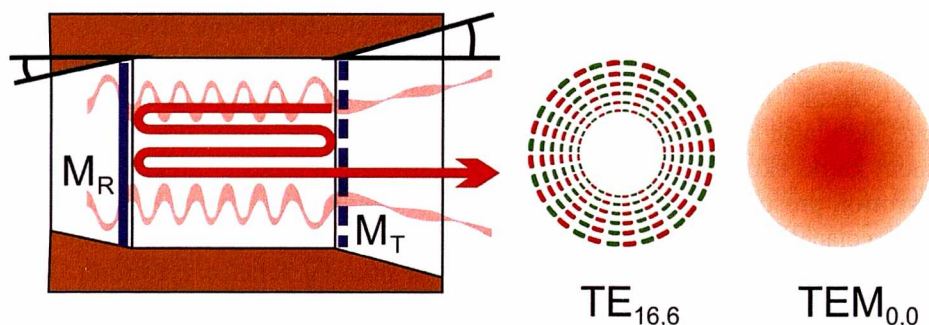
Rys. 2.27. Uproszczony rysunek konstrukcji żyrotronu.

Wiązki elektronów (tu zaznaczono dwie) wpadają w obszar rezonatora zacieśniając helisę swojego toru. Dalej elektrony przechwytywane są przez kolektor, a wypromieniowana w rezonatorze fala opuszcza urządzenie przez okienko na osi żyrotronu

w żyrotronie. Tu dodajmy, że takie efekty, jak pole magnetyczne wytwarzane przez sam strumień elektronów oraz promieniowanie synchrotronowe na skutek ich wirowania są pomijalnie małe i nie odgrywają większej roli w działaniu żyrotronu.

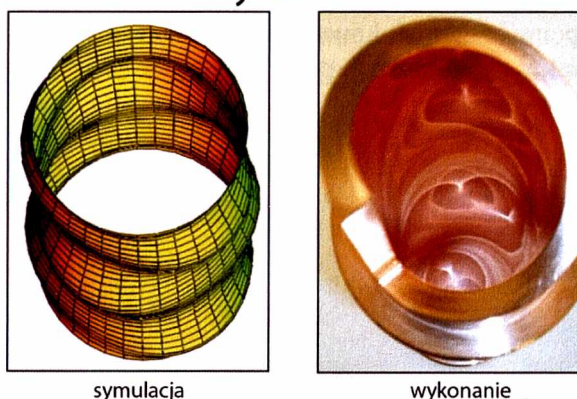
Na rysunku 2.27 pokazano bardzo schematycznie konstrukcję żyrotronu. Strumienie elektronów opuszczają żarnik działu i kierowane przez pole elektryczne anody (tu nienarysowanej) oraz pole magnetyczne magnesów nadprzewodzących (otaczających rezonator) skręcają w kierunku rezonatora. Wzdłużne pole magnetyczne nadaje elektronom ruch wirowy. Efekt relatywistyczny powoduje zbijanie się elektronów w grudki, a na skutek zacieśniania ich orbity (zwalniania) wypromieniowują one falę elektromagnetyczną, która w wersji pokazanej na rysunku opuszcza żyrotron przez okienko umieszczone na wprost wnętrza rezonatorowej. Kolektor (odizolowany elektrycznie od pozostałej części urządzenia) przechwytuje rozprędkowane elektrony.

Przyjrzyjmy się fragmentowi konstrukcji, która nazywana jest tutaj rezonatorem. Dla powstającej w tubusie fali stanowi on falowód. Krawędzie tubusu rezonatora są przycięte pod odpowiednimi kątami, jak to zaznaczono na rysunku 2.28. Przez to następują w tych miejscach „skoki” impedancji falowodu, co utrudnia fali wydostanie się z takiego obszaru. Kąty są tak dobrane, że pierwszy uskok powoduje, że fala powstająca w tubusie odbija się w tym miejscu jak od zwierciadła całkowicie odbijającego M_R . Drugi kąt jest tak dobrany, że fala częściowo wydostaje się z tubusu jak przez zwierciadło transmisyjne M_T . Jak widać, mamy tu pełną analogię z rezonatorem laserowym. Bardzo symbolicznie zaznaczono drogę promienia żyrotronowego. (Dokładniej, wiązka promieniowania obiega oś rezonatora, odbijając się od jego ścianek, nie przecinając kaustyki cylindra rezonatora). Dalej zilustrowano przykładowy mod $TE_{16,6}$, który mógłby powstać w takim rezonatorze. Liczby w dolnym indeksie oznaczają tylko tyle, ile razy zmienia się amplituda pola elektrycznego wiązki żyrotronowej, licząc wokół osi rezonatora – pierwsza liczba oraz, licząc poprzecznie do osi – druga liczba. Widoczna niewypełniona przestrzeń w centrum modu $TE_{16,6}$ to obszar ograniczony kaustyką.



Rys. 2.28. Z lewej rezonator żyrotronu. Zaznaczono kąty, pod jakimi formowane są obydwie krawędzie tubusu. Zaznaczono również symbolicznie „zwierciadła” rezonatora – całkowicie odbijające M_R oraz częściowo transmisyjne M_T . Wiązka żyrotronowa odbija się od „zwierciadeł” (i od ścianek rezonatora), układając się w mod TE. Narysowano szkic przykładowego modu $TE_{16,6}$ oraz dalej podstawowego modu gaussowskiego $TEM_{0,0}$. Dla modu $TE_{16,6}$ kolorami zaznaczono naprzemienną zmianę znaku amplitudy pola elektrycznego E

wyrzutnia



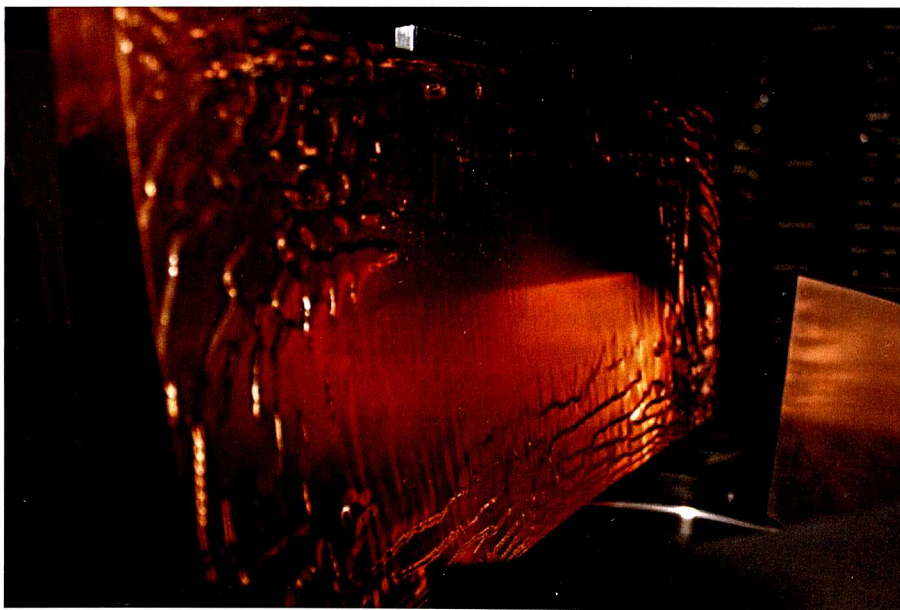
Rys. 2.29. Wyrzutnia żyrotronu – symulacja i wykonanie
(dzięki uprzejmości dr. Tomasza Rzeźnickiego
z Karlsruhe Institute of Technology)

Dla fizyka lub inżyniera zajmującego się laserami obraz takiego modu jest może interesujący, ale zupełnie nieciekawý, jeśli chodzi o zastosowanie. Rodzi się pokusa uformowania takiego obrazu przekroju poprzecznego wiązki żyrotronowej w regularny mod $TEM_{0,0}$ o przekroju poprzecznym gaussowskim w kształcie tzw. krzywej dzwonowej, gdzie poprzeczny rozkład natężenia jest skoncentrowany w środku wiązki. Symbolicznie zilustrowano rozkład natężenia promieniowania o modzie $TEM_{0,0}$ z prawej strony rysunku. Operację taką można wykonać, stosując dodatkowy tubus będący przedłużeniem rezonatora. Symulacja takiego tubusu na rysunku 2.29 pokazuje, że nie jest on łatwy zarówno do zaprojektowania, jak i do wykonania.

Tubus nazywany jest wyrzutnią (*launcher*), ponieważ równocześnie służy on do wyprowadzenia wiązki przez boczną ściankę urządzenia. Zwraca uwagę charakterystyczny „uskok” u szczytu wyrzutni (patrz rys. 2.29 z prawej). Łatwo go sobie wyobrazić, skręcając kartkę papieru w tutkę lub w tubus – ale wtedy odcinając wcześniej fragment kartki skośnie do przeciwległej z krawędzi. Wiązka promieniowania opuszcza żyrotron prostopadle do jego głównej osi (właśnie obok krawędzi „uskoku”) i po kilku odbiciach od dodatkowych metalowych zwierciadeł sferycznych ulatuje w przestrzeń przez diamentowe okno zamontowane w bocznej ścianie żyrotronu. Jedno ze zwierciadeł jest tak uformowane, aby dodatkowo skorygować fazę promieniowania w jego przekroju, co polepsza jakość wiązki wyjściowej (jej przekrój staje się bliższy gaussowskiemu) – rys. 2.30. Strumienie elektronów mkną dalej, omijając zwierciadła sferyczne i podobnie jak na rysunku 2.27 lądują na ściankach kolektora.

W rezonatorze warkocz wirujących elektronów ma średnicę rzędu zaledwie kilku centymetrów, a nawet milimetrów. Takie zawężenie średnicy helisy złożonej z wirujących z dużą prędkością elektronów jest możliwe tylko przy bardzo silnych polach magnetycznych rzędu kilku tesli (i więcej!), a to wymaga elektromagnesów pracujących w warunkach nadprzewodnictwa.

Urządzenie to potrafi wyprodukować fale terahercowe z początku pasma THz o mocy setek kilowatów w warunkach pracy ciągłej. W pracy impulsowej urządzenie

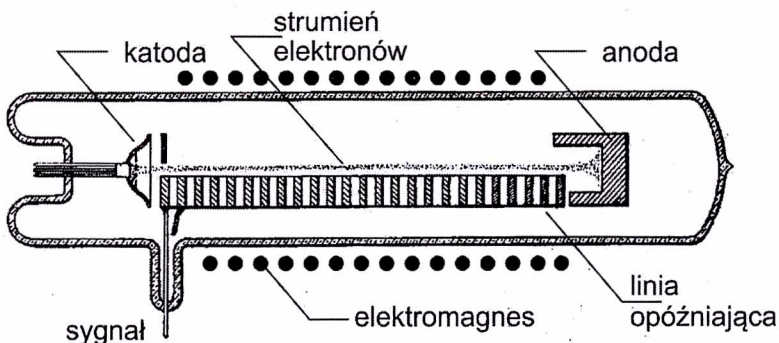


Rys. 2.30. Fazowe zwierciadło korygujące. Na powierzchni widać wykonane obrabiarką numeryczną „bąble”, których zadaniem jest korekcja fazowa odpowiednich (w przekroju poprzecznym) partii wiązki żyrotronowej. Chodzi o wygładzenie „ogonów” rozkładu gaussowskiego wiązki (dzięki uprzejmości dr. Tomasza Rzeńnickiego z Karlsruhe Institute of Technology)

może wyemitować milisekundowe impulsy o mocy rzędu megawatów. Są to tak duże poziomy mocy, że nie pozostają bez wpływu na organizmy żywe. Mimo to urządzenie może być nieinwazyjne, ze względu na płytką penetrację wiązki terahercowej w tkance. (Oddziałuje tylko z zakończeniami nerwów, wywołując wrażenie dotkliwego parzenia). Stąd zastosowania w dziedzinach bezpieczeństwa publicznego oraz militarnego (*Active Denial System* (ADS)). Poza tym, impulsy o tak dużej mocy znajdują zastosowanie w gwałtownej restrukturyzacji materii, co może przynieść nowe perspektywy w rozwoju wszelkiego rodzaju technologii. Głównym zastosowaniem żyrotronów dużej mocy jest grzanie plazmy do celów fuzji jądrowej w takich urządzeniach, jak tokamak czy stellarator.

2.5.5. Lampa o fali wstecznej (BWO – *Backward-Wave Oscillator*)

Do wypromieniowania fali terahercowej może służyć również wydawałoby się archaiczne urządzenie, czyli elektronowa lampa próżniowa. Lampy, tak zwane lampami o fali bieżącej lub wstecznej, znajdują zastosowanie przede wszystkim w radarach. Kiedy zaczął się rozwój tych lamp w kierunku fal o coraz większych częstotliwościach, znalazły one zastosowanie w spektrometrach terahercowych o pracy ciągłej [2.46]. Szczególnie cenną ich właściwością jest stosunkowo silny sygnał, rzędu miliwatów w zakresie terahercowym, oraz możliwość przestrajania, co czyni je bardzo wygodnymi w zastosowaniu do spektroskopii. Zakres częstotliwości takich lamp pokrywa pasmo terahercowe do ponad 1 THz. Zaletą urządzenia jest szerokie pasmo wzmacnianych czy wytwarzanych sygnałów. Ze względu na stosunkowo wysoką jakość frontu falowego wytwarzanego promieniowania lampa taka, zwana też karcinotronem, może służyć w urządzeniach do prześwietlania (obrazowania). Wadą jest ciężar urządzenia ze względu na elektromagnesy oraz konieczność wymiany całych modułów w celu pokrycia dostępnego pasma.



Rys. 2.31. Lampa o fali wstecznej (BWO).
Według patentu USA Nr 2,880,365 Bernarda Epszteina z 1952 roku

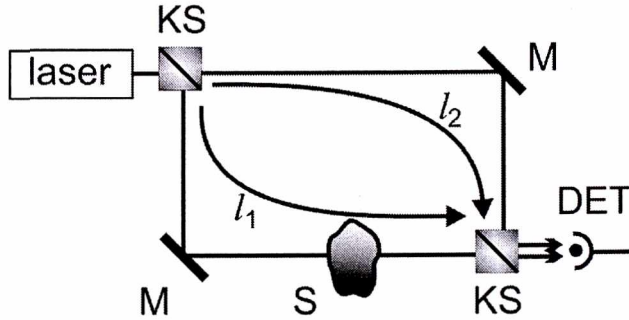
Istotą działania lampy o fali bieżącej (lub wstecznej, kiedy fala biegnie przeciwnie do strumienia elektronów) jest modulacja wiązki elektronów – biegnącej jak w każdej lampie od katody do anody – falą elektromagnetyczną, która oddziałuje tak ze strumieniem elektronów, że tworzą się w nim paczki nośników. Elektrony są raz przyspieszane, a raz spowalniane. Tworzy się w lampie strumień elektronów o zmiennej gęstości, co powoduje wzmocnienie podawanego sygnału. Technicznie realizuje się to przez prowadzenie fali elektromagnetycznej linią opóźniającą w postaci spirali otaczającej strumień elektronów – patrz rys. 2.30. Przez to fala przemieszczająca się wzdłuż bańki próżniowej jest spowalniana względem strumienia elektronów, modulując zarazem wiązkę nośników elektrycznych. Wiązka elektronów jest utrzymywana na swojej drodze, oraz skupiana za pomocą pola magnetycznego wytwarzanego przez zwoje elektromagnesu otaczające lampę próżniową.

3. Wykrywanie fali terahercowej

Najprostszym sposobem wykrycia fali terahercowej, czyli promieniowania z zakresu dalekiej podczerwieni, a nawet jeszcze dalej, bo stykającego się z pasmem mikrofal, jest bolometr. Innym urządzeniem może być cela Golaya, w istocie urządzenie akustooptyczne, gdzie na skutek promieniowania następuje deformacja (wybrzuszenie) cienkiej błony wykonanej ze złota, przykrywającej komórkę, gdzie absorbowane jest promieniowanie. Obydwa urządzenia można by zaszerzować do aparatów wykrywających promieniowanie cieplne bezpośrednio. Dużą wadą obydwu urządzeń jest zbyt duża bezwładność (jak to w procesach termicznych) uniemożliwiająca pomiary szybkich zmian natężenia promieniowania, szczególnie krótkich impulsów. W rozdziale omówiono metody pomiarów pośrednich, ale za to potrafiących zrekonstruować kształt impulsów promieniowania terahercowego, co ma istotne znaczenie w tzw. spektroskopii czasowej (*Time-Domain Spectroscopy*).

3.1. Fotomikser terahercowy – detekcja homodynowa

Fotomikser terahercowy działa podobnie jak interferometr optyczny. Układ interferometru Macha–Zehndera jest tu dobrą ilustracją do wyjaśnienia istoty detekcji homodynowej. Nazwa „homodynowa” bierze się stąd, że w interferencji biorą udział fale z tego samego źródła. (Oczywiście istnieją również układy detekcji heterodynowej). W układzie takim (rys. 3.1) wiązka światła z lasera, źródła o dużej spójności, rozdzielana jest za pomocą płytki lub kostki światłodzielącej na dwie wiązki, z których każda wędruje przez inne ramiona interferometru. Wiązki spotykają się na wyjściu układu, tworząc obraz interferencyjny, którego kształt zależy od różnicy faz pomiędzy obydwoma wiązkami fali świetlnej. Obraz można obserwować na ekranie lub mierzyć natężenie interferujących fal za pomocą detektora optycznego. Wstawienie mierzonej próbki do jednego z ramion takiego interferometru (dodajmy, każdego interferometru) powoduje zmianę wzajemnych relacji fazowych pomiędzy obydwoma wiązkami. Jest to spowodowane zmianą współczynnika załamania w jednym z ramion interferometru, a co za tym, zmianą jego długości – zmianą drogi optycznej dla wiązki światła. Obserwujemy, jak powstałe na skutek złożenia obydwu fal przesuwają się na ekranie



Rys. 3.1. Interferometr Macha–Zehndera. l_1 , l_2 – długości ramion;
DET – detektor optyczny; ν_1 , ν_2 – częstotliwości laserów heterodyny;

$$\nu_{\text{THz}} = |\nu_1 - \nu_2| \text{ – częstotliwość różnicowa (terahercowa);}$$

Tx, Rx – odpowiednio anteny nadawcza i odbiorcza;

w ramię pomiarowe l_1 została wstawiona próbka

prążki interferencyjne, a ich rozkład można mierzyć detektorem. Kierunek przesunięcia prążków zależy od użytego ramienia interferometru. Jak widać z tego opisu, interferometr optyczny jest precyzyjnym (jak dotąd najbardziej precyzyjnym) urządzeniem do pomiaru odległości lub jej zmian, a dokładniej do pomiaru różnicy dróg optycznych w obydwu ramionach interferometru. Właściwość ta może być wykorzystana do pomiarów współczynnika załamania materiałów przezroczystych dla światła. Przyrząd może mierzyć z dokładnością do długości użytej fali świetlnej. Podobnie można sobie wyobrazić interferometr, gdzie jako źródła użyto fali terahercowej.

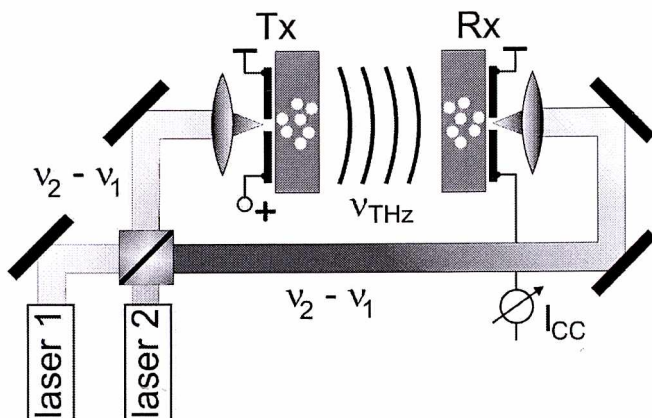
Fotomikser terahercowy jest urządzeniem, które łączy w sobie sposób wytwarzania i wykrywania fali terahercowej oraz wszystkie właściwości interferometru jako takiego [3.1]. Jak widać na rysunku 3.2, źródłem fali terahercowej jest heterodyna laserów optycznych oraz stosowny element półprzewodnikowy. Nie ma to jednak nic wspólnego z właściwościami pozostałej części układu. Układ ten nie opiera się na pomiarach heterodynowych, gdzie zmieniana jest częstotliwość jednego z dwóch źródeł promieniowania. Heterodynę laserową należy traktować jako źródło sygnału o pewnej częstotliwości pulsacji (równej różnicy częstotliwości fal obydwu laserów). Sygnał ten prowadzony jest oddzielnymi ramionami, tak jak w interferometrze Macha–Zehndera. Porównując konstrukcję fotomiksera terahercowego z interferometrem Macha–Zehndera, należy zwrócić uwagę na zachodzące relacje (porównaj rys. 3.1 i 3.2):

$$l_1 = l_{\text{pob}} + l_{\text{THz}} \quad (3.1)$$

oraz

$$l_2 = l_{\text{prob}} \quad (3.2)$$

gdzie l_1 jest tu ramieniem pomiarowym, a dokładniej jego część terahercowa l_{THz} .



Rys. 3.3. Ilustracja mechanizmu fizycznego powstawania fali terahercowej w antenie nadawczej Tx oraz jej wykrywania anteną odbiorczą

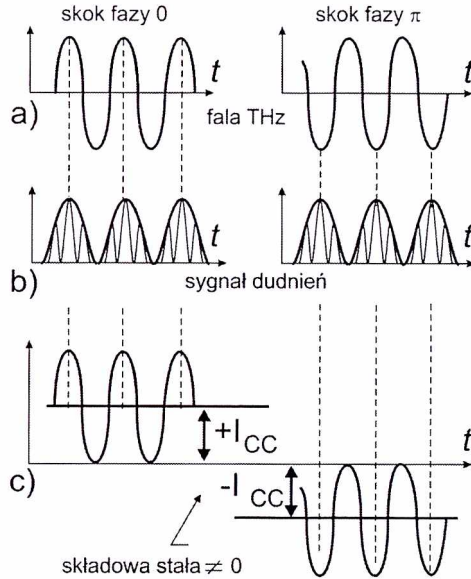
$$\nu_{\text{THz}} = |\nu_1 - \nu_2|, I_{\text{CC}} - \text{mierzony prąd w antenie odbiorczej}$$

trycznych, jak i w antenie nadawczej. Jednak przeciwnie niż w antenie nadawczej Tx, w antenie Rx dipol nie jest spolaryzowany. W sensie elektrycznym jest to układ otwarty. Docierająca tam fala terahercowa indukuje w nim przemienne napięcie o tej samej częstotliwości. Równocześnie pojawiają się w elemencie półprzewodnikowym nośniki na skutek docierającej tam wiązki próbkującej. Okresowo zwierają one układ elektryczny dipola, działając jak tzw. klucz optyczny. W ten sposób prąd płynący w układzie dipola może być zmierzony. Moment zwarcia dipola lub inaczej moment odczytu zależy od przesunięcia fazowego, inaczej opóźnienia pomiędzy sygnałem badanym (ramię $l_{\text{THz}} + l_{\text{pob}}$) a sygnałem próbkującym (ramię l_{prob}).

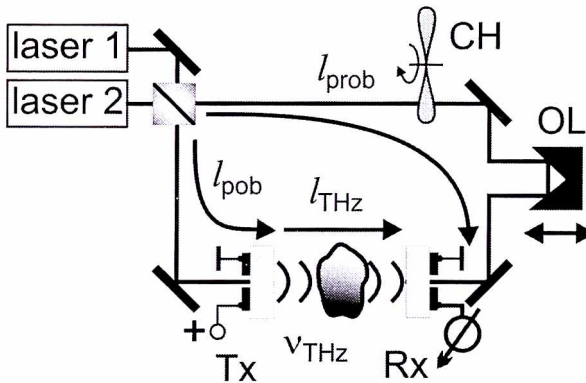
3.1.1. Homodynowa detekcja koherentna

Na rysunku 3.4 zilustrowano sposób wykrywania fali terahercowej. Metoda nosi nazwę homodynowej detekcji koherentnej. Sygnał o tak wielkiej częstotliwości indukowany w dipolu odbiorczym nie może być zmierzony lub obserwowany klasycznymi miernikami. Ponadto, ma on średnią wartość zerową. Stosując dodatkowy sygnał (zwany tu próbkującym) podawany na antenę odbiorczą Rx, powodujemy to, że pojawia się w dipolu składowa stała sygnału terahercowego. I ta może być już zmierzona klasycznymi środkami. Jak widać na rysunku, dla zgodnych faz obydwu sygnałów (próbkującego i indukowanego w dipolu) otrzymuje się maksymalną stałą składową dodatnią $+I_{\text{CC}}$, a w przeciwfazie maksymalną stałą składową ujemną $-I_{\text{CC}}$.

Prąd jest zwykle słaby i mierzy się go często nanowoltomierzem homodynowym. Niezbędny sygnał odniesienia dla pomiaru uzyskuje się przez wprowadzenie w jedno



Rys. 3.4. Relacje fazowe między sygnałem wiązki próbkującej i pobudzającej na antenie odbiorczej. Strona lewa: a) sygnał THz na antenie odbiorczej, b) sygnał dudnień w fazie z sygnałem THz, c) wynik detekcji homodynowej: $+I_{cc}$ – składowa stała (dodatnia) wykrywanego prądu. Strona prawa: a) sygnał THz na antenie odbiorczej, b) sygnał dudnień w przeciwfazie z sygnałem THz, c) wynik detekcji homodynowej: $-I_{cc}$ – składowa stała (ujemna) wykrywanego prądu



Rys. 3.5. Fotomikser terahercowy w układzie pomiaru współczynnika załamania badanej próbki. Retropryzmat OL użyty jest tu jako optyczna linia opóźniająca. Zaznaczono również przerywacz wiązki CH dla uzyskania sygnału odniesienia do nanowoltomierza homodynowego w układzie anteny odbiorczej Rx

z ramion fotomiksera optycznego przerywacza wiązki (czopera) lub polaryzując dipol nadawczy przemiennym sygnałem prostokątnym. Ten ostatni sposób zwiększa sprawność układu nadawczego.

Wprowadzona w ramię terahercowe próbka zmienia współczynnik załamania w ramieniu, tym samym zmienia drogę optyczną w ramieniu pomiarowym na l_1^{bis} , skutkiem czego następuje na wyjściu fotomiksera zmiana wartości stałej składowej prądu anteny odbiorczej. (W tym sensie układ zachowuje się dokładnie jak interferometr optyczny. Tam następuje zmiana rozkładu natężenia prążków interferencyjnych). Zmiana nastąpiła wskutek zmiany wzajemnych relacji fazowych pomiędzy sygnałami próbkującym i terahercowym. Zmianę w sygnale można skompensować, przywracając poprzednie relacje fazowe, czyli doprowadzając do poprzedniej wartości mierzonego sygnału. Można to wykonać poprzez wprowadzoną w jedno z ramion optycznych optyczną linię opóźniającą, jak to pokazano na rysunku 3.5. Przesuwając linię opóźniającą, można doprowadzić do poprzedniego stosunku dróg optycznych l_1 i l_2 . Odczytana zmiana dróg optycznych $\delta l = l_1^{\text{bis}} - l_1$, przy wzięciu pod uwagę grubości d_{prob} badanej próbki, daje wprost wartość współczynnika załamania n zgodnie z relacją:

$$n = n_0 + \frac{\delta l}{d_{\text{prob}}} \quad (3.3)$$

gdzie n_0 – współczynnik załamania powietrza.

W miarę zwiększania różnicy dróg optycznych $\Delta l = |l_2 - l_1|$ (za pomocą linii opóźniającej) dla zadanej częstotliwości źródła otrzymuje się na wyjściu fotomiksera okresowy przebieg stałej składowej $+I_{\text{CC}}$ (patrz rys. 3.4). Efekt następuje na skutek zmiany fazy, której wartość będzie powtarzać się wraz z przesunięciem linii opóźniającej o kolejną wartość wielkości $\Delta l = \lambda_{\text{THz}}$. Dokładniej, kiedy będzie zachowana relacja:

$$\Delta l = l_2 - l_1 = k \frac{c}{2\pi \nu_{\text{THz}}} \quad (3.4)$$

gdzie: $k = 0, 1, 2, \dots$, c – prędkość światła.

Uwaga ta nie ma znaczenia dla użytej metody pomiarowej, ale pozwala na bliższe zrozumienie działania fotomiksera.

Współczynnik załamania można w ten sposób zmierzyć dla różnych częstotliwości z zakresu terahercowego, dostępnych w danym układzie fotomiksera. Na zakres ten składa się możliwa do osiągnięcia częstotliwość różnicowa pomiędzy obydwojma laserami heterodyny na wejściu fotomiksera, ale również ma wpływ pasmo terahercowych anten nadawczych i odbiorczych. W ten sposób można wyznaczyć charakterystykę częstotliwościową współczynnika załamania danego materiału w dostępnym zakresie widma terahercowego. Zwykle nie jest ono większe niż kilka teraherców i nie zawsze

taka informacja jest potrzebna dla badacza. Czasami może on się zadowolić informacją o średniej wartości współczynnika w danym zakresie. Mierzenie wartości współczynnika załamania może okazać się żmudne i wygodniej zastosować tu metodę, gdzie ostateczny wynik uzyskuje się z użyciem szybkiej transformaty Fouriera (FFT).

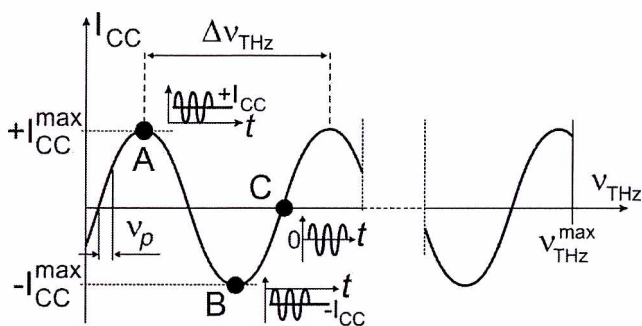
Rozpatrzono przypadek, kiedy są dokładnie zrównoważone ramiona fotomiksera: $I_{\text{pob}} + I_{\text{THz}} = I_{\text{prob}}$. Wtedy niezależnie od częstotliwości źródła (tu częstotliwości różnicowej heterodyny laserowej) związki fazowe dla obydwu sygnałów, pobudzającego czy terahercowego i próbkującego będą takie same. Zawsze mierzy się maksymalną wartość stałej składowej sygnału terahercowego. Inaczej jest dla rozrównoważonych ramion ($I_{\text{pob}} + I_{\text{THz}} \neq I_{\text{prob}}$). Wtedy otrzymuje się również okresowy przebieg składowej stałej sygnału terahercowego, jak to zilustrowano na rysunku 3.6 (podobnie jak dla zmian różnicy długości ramion fotomiksera). Rozważono szczegółowo taki eksperyment.

Na początek zwrócono uwagę, że w tym eksperymencie nie jest potrzebna optyczna linia opóźniająca. Układ doświadczalny wygląda jak na rysunku 3.7.

Można zapisać warunki początkowe eksperymentu:

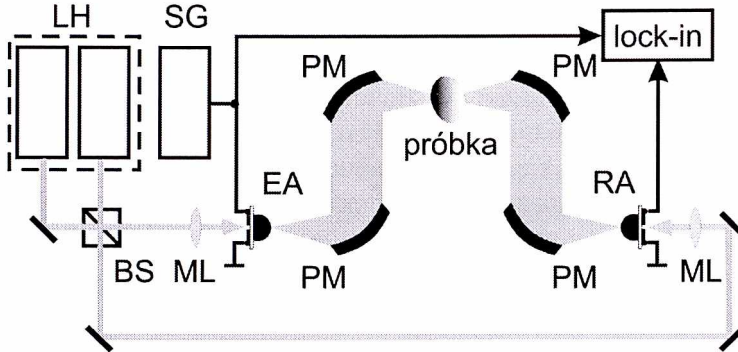
$$\Delta l \neq 0 \text{ oraz } \Delta l = \text{const} \quad (3.5)$$

co oznacza, że drogi optyczne dwóch ramion fotomiksera różnią się od siebie, a wartość Δl tej różnicy pozostaje stała w czasie trwania eksperymentu. Wystarczy teraz



Rys. 3.6. Wynik detekcji homodynej w układzie niezrównoważonych ramion ($I_1 \neq I_2$) fotomiksera, kiedy zmieniana jest częstotliwość różnicowa ν_{THz} heterodyny laserowej, czyli periodyczne zmiany składowej stałej prądu anteny odbiorczej w fotomikserze w funkcji ν_{THz} . $\nu_{\text{THz}}^{\text{max}}$ – pasmo fotomiksera (maksymalna do osiągnięcia w układzie częstotliwość różnicowa). $\Delta \nu_{\text{THz}}$ – okres sygnału prądu anteny. Zaznaczono specyficzne punkty. A – kiedy sygnał THz i sygnał próbkujący są w fazie, B – kiedy fazy obydwu sygnałów różnią się o π , C – kiedy fazy sygnałów różnią się o $\pi/2$. Oznaczono fluktuacje prądu anteny odbiorczej od $+I_{\text{cc}}^{\text{max}}$ do $-I_{\text{cc}}^{\text{max}}$.

Zaznaczono również symbolicznie częstotliwość próbkowania ν_p



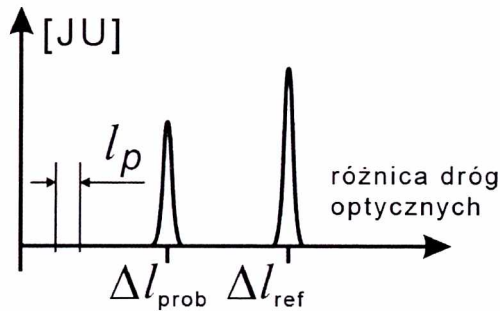
Rys. 3.7. Układ eksperymentalny do badań CW: LH – heterodyna laserowa, SG – generator sygnałowy, BS – kostka światłodziela, DL – optyczna linia opóźniająca, Tx – antena nadawcza, Rx – antena odbiorcza, PM – paraboliczne zwierciadło pozaosiowe

zmieniać częstotliwość heterodyny laserowej LH, aby otrzymać periodyczny sygnał jak na rysunku 3.6. Przebieg kończy się maksymalnym, możliwym do osiągnięcia rozstrojeniem jednej lub obydwu diod laserowych, zakresem $\nu_{\text{THz}}^{\text{max}}$. Na wykresie można wyróżnić trzy charakterystyczne punkty:

- Punkt A, kiedy faza obydwu sygnałów, terahercowego i próbkującego jest równa $n\pi$ dla $n = 0, 2, 4, \dots$ – wtedy średnia wartość stałej składowej I_{CC} prądu anteny odbiorczej osiąga maksimum.
- Punkt B, kiedy faza obydwu sygnałów docierających do anteny odbiorczej Rx jest równa $n\pi$ dla $n = 1, 3, 5, \dots$ – wtedy średnia wartość stałej składowej osiąga minimum.
- Punkt C, kiedy faza obydwu spotykających sygnałów jest równa $n\pi/2$ dla $n = 1, 3, 5, \dots$ – wtedy prąd I_{CC} anteny odbiorczej osiąga wartość równą zero.

Widać to wyraźniej, porównując rysunki 3.4 i 3.6. Prąd I_{CC} mierzony jest zwykle nanowoltomierzem homodynowym, a niezbędny do pomiaru sygnał odniesienia może być otrzymany po wprowadzeniu do układu badawczego mechanicznego przerywacza wiązki (w dowolne ramię fotomiksera) lub po modulacji napięcia polaryzującego na antenie nadawczej.

Wprowadzenie do ramienia terahercowego (pomiarowego) badanego materiału, jak na rysunku 3.7, zwiększa współczynnik załamania na drodze wiązki przechodzącej przez próbkę, a tym samym wydłuża długość optyczną ramienia. W konsekwencji zmienia się różnica Δl dróg optycznych pomiędzy obydwoma ramionami o pewną wartość δl . Współczynnik załamania n badanej próbki o grubości d_{prob} może być łatwo obliczony z wyrażenia (3.3). Otrzymany wynik to wartość współczynnika załamania próbki uśredniona w przedziale całego dostępnego pasma $\nu_{\text{THz}}^{\text{max}}$ fotomiksera.



Rys. 3.8. Ilustracja wyniku transformaty Fouriera sygnału na rys. 3.6 z próbką i bez.

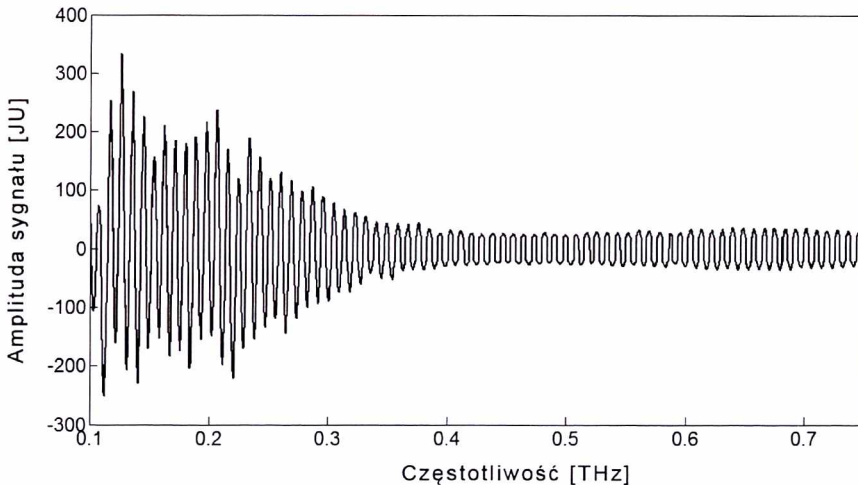
Δl_{prob} – różnica dróg optycznych ramion fotomiksera z próbką w jednym

z ramion, Δl_{ref} – różnica dróg optycznych bez próbki (wartość odniesienia).

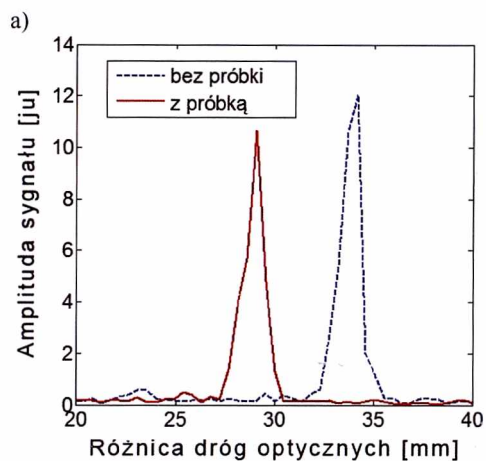
$l_p = c / \nu_p$ – rozdzielczość fotomiksera obliczona z częstotliwości próbkowania ν_p

Uśredniona wartość współczynnika załamania można również otrzymać, stosując transformatę Fouriera dla periodycznego sygnału, jak na rysunku 3.6. Procedura ta przekształca wynik otrzymany w dziedzinie częstotliwościowej na dziedzinę czasową. Po przeliczeniach według znanej formuły wiążącej prędkość światła c z częstotliwością ν i dystansem l pokonanym przez wiązkę światła ($l = c / \nu$) otrzymuje się przebieg jak na rysunku 3.8 wyskalowany już w różnicy Δl dróg optycznych. Ze znalezionej wartości δl obliczono współczynnik załamania według wyrażenia (3.3).

Na rysunku 3.9 przedstawiono wynik doświadczalny otrzymanego sygnału periodycznego w trakcie przestrajania heterodyny laserowej w zakresie od 0,1 THz do

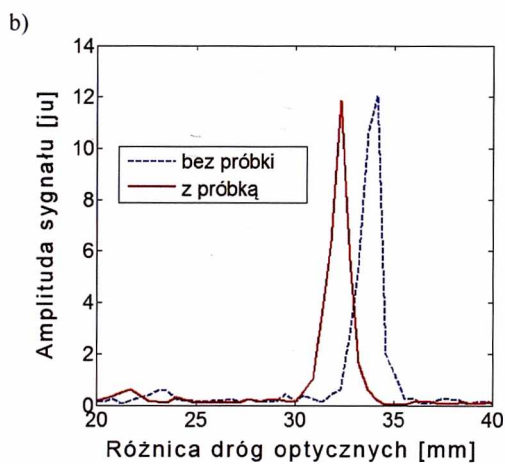


Rys. 3.9. Przykładowy sygnał doświadczalny (amplituda składowej stałej I_{cc} prądu anteny odbiorczej) otrzymana dla zmian częstotliwości fotomiksera od 0,1 THz do 0,75 THz [2.9]

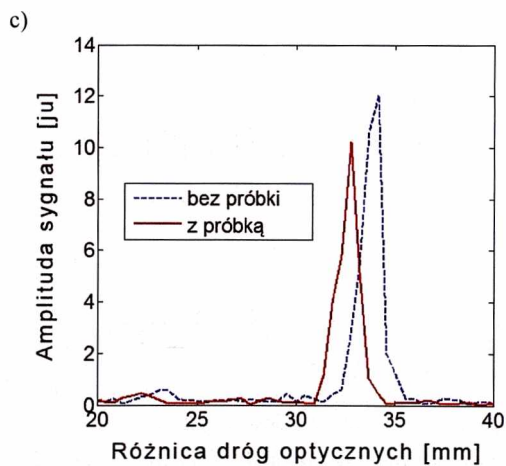


Rys. 3.10. Transformata Fouriera sygnału z rys. 3.9 (bez próbki) i dla trzech próbek [2.9], odpowiednio:

a) polietylen



b) plexi



c) PCW

0,75 THz, bez próbki dla różnicy dróg optycznych pomiędzy ramionami fotomiksera równej około 34 mm. Podobnie wygląda sygnał po wprowadzeniu badanej próbki w ramię terahercowe [2.9].

Z łatwością można poddać taki sygnał transformacie Fouriera, co pokazano na rysunku 3.10 dla trzech badanych próbek. Wprowadzenie próbki w terahercowe ramię fotomiksera zmienia okres przebiegu składowej stałej I_{CC} i tym samym otrzymuje się inną wartość sygnału FFT.

Jak widać, obliczono dokładną wartość różnicy dróg optycznych pomiędzy ramionami fotomiksera. Wyniosła ona $\Delta l_{ref} = 34,15$ mm (o tyle było dłuższe ramię próbkujące l_{prob}). Wprowadzenie próbki w ramię terahercowe zwiększyło drogę optyczną całego ramienia $l_{THz} + l_{prob}$, tak że różnica zmalała z $\Delta l_{ref} = 34,15$ mm do wartości $\Delta l_{bad} = 29,08$ mm, czyli zmieniła się o wartość $\delta l = |\Delta l_{ref} - \Delta l_{bad}|$. W tabeli 3.1 podano zestawienie wyników dla trzech wybranych próbek, gdzie współczynnik załamania n obliczono według wyrażenia (3.3).

Tabela 3.1. Przykładowe wyniki pomiarów wybranych materiałów dielektrycznych [2.9]

Próbka	Δl_{ref} [mm]	Δl_{bad} [mm]	d_{prob} [mm]	n
Polietylen PE	34,15	29,08	9,95	1,509
Polimetakrylan metylu PMMA (szkło akrylowe – Plexi)	34,15	32,31	3,88	1,474
Polichlorek winylu PCW	34,15	32,77	1,95	1,707

3.1.2. Ograniczenia układu badawczego

Analizując wynik doświadczalny na rysunku 3.6, widać, że w miarę zwiększania różnicy dróg optycznych pomiędzy ramionami fotomiksera otrzymuje się sygnał o coraz większej częstotliwości. Oczywiście jest, że transformata Fouriera z takiego przebiegu da dokładniejszą wartość różnicy dróg optycznych, a w konsekwencji będzie możliwe dokładniejsze wyznaczenie współczynnika załamania badanej próbki. Zwiększenie dróg optycznych, nawet do wielu kilometrów (!), można z łatwością uzyskać w warunkach laboratoryjnych, prowadząc sygnały próbkujące i pobudzający światłowodem. Na przeszkodzie stoi jednak rozdzielczość układu. Dokładniej, wartość możliwego do osiągnięcia skoku przestrajania częstotliwości heterodyny laserowej, czyli częstotliwość próbkiowania ν_{prob} . Jest to typowy problem cyfrowego przetwarzania pomiarów. Na maksymalną różnicę dróg optycznych Δl pomiędzy ramionami fotomiksera będzie tu narzucony warunek zgodny z twierdzeniem o próbkiowaniu,

zwanym również jako twierdzenie Whittakera–Nyquista–Kotelnikova–Shannona [3.4]:

$$\Delta l = \frac{c}{2\nu_{\text{prob}}} \quad (3.6)$$

Formuła (3.6) daje ograniczenie na Δl od „góry”. Istnieje również ograniczenie od „dołu”. Rozważmy rysunek 3.6.

Jest oczywiste, że przynajmniej jeden okres $\Delta\nu_{\text{THz}}$ widocznego tam sygnału okresowego jest niezbędny, aby dokonać na nim transformaty Fouriera. Oznacza to, że pasmo $\nu_{\text{THz}}^{\text{max}}$ fotomiksera powinno być nie mniejsze niż okres $\Delta\nu_{\text{THz}}^{\text{max}}$. Przechodząc z dziedziny częstotliwościowej na czasową, czyli przeliczając $\nu_{\text{THz}}^{\text{max}}$ na przebyta przez światło odległość, widząc, że minimalna różnica Δl dróg optycznych nie powinna być mniejsza niż $c/\nu_{\text{THz}}^{\text{max}}$. Dlatego pełny opis ograniczeń fotomiksera terahercowego wygląda następująco [3.1]:

$$\frac{c}{\nu_{\text{THz}}^{\text{max}}} < \Delta l < \frac{c}{2\nu_{\text{prob}}} \quad (3.7)$$

Dla przykładu podano, że sygnał na rysunku 3.9 został otrzymany w pasmie $\nu_{\text{THz}}^{\text{max}} = 750 \text{ GHz}$ i dla częstotliwości próbkowania $\nu_{\text{prob}} = 0,25 \text{ GHz}$. Stąd otrzymany wynik ograniczeń od „góry” i od „dołu”:

$$0,04 \text{ cm} < \Delta l < 60 \text{ cm} \quad (3.8)$$

Należy dodać, że jeszcze jednym ograniczeniem od góry jest droga koherencji [3.5]. Dla pasma lasera 1 MHz daje to aż 300 m. Jak widać, ograniczenia te nie są przeszkodą dla doświadczeń czy pomiarów w warunkach laboratoryjnych.

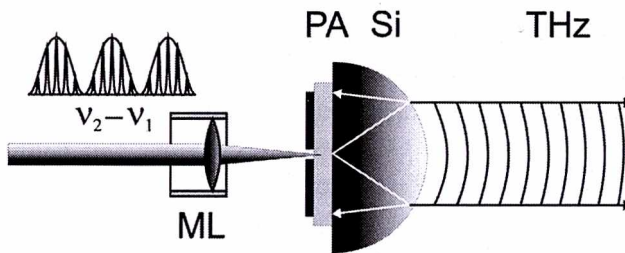
3.2. Fotomikser terahercowy

Techniczne aspekty urządzenia, zwanego fotomikserem terahercowym, zostały podane w oddzielnym rozdziale. Jest to urządzenie stosunkowo łatwe w wykonaniu i niedrogie. Elementem „napędzającym” system jest para jednomodowych diod laserowych, co znacznie ułatwia wykonanie systemu ze względu na koszt w porównaniu do kosztów z zastosowaniem lasera femtosekundowego [3.6]. System można łatwo usprawnić przez połączenie diod laserowych z antenami fotoprzewodzącymi światłowodem. Tym samym system staje się znacznie odporniejszy na wibracje, wstrząsy i inne zewnętrzne zaburzenia.

3.2.1. Projekt fotomiksera terahercowego

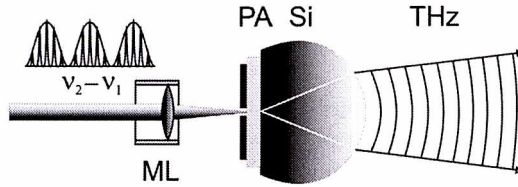
Główny problemem, z którym spotyka się badacz, posługując się fotomikserem terahercowym opartym na źródłach półprzewodnikowych, jest małe natężenie promieniowania terahercowego z anteny nadawczej (dipol – półprzewodnik), który wymusza zastosowanie zręcznych rozwiązań technicznych i odpowiedniej optyki. Wywołana czy to impulsem, czy też regularną pulsacją promieniowania optycznego wiązka promieniowania terahercowego rozprasza się i szybko jest tłumiona na cząsteczkach pary wodnej zawartej w powietrzu. Część urządzenia, począwszy od anteny nadawczej po antenę odbiorczą musi znaleźć się w przestrzeni osuszanej stosownym zeolitem lub wypełnionej gazem neutralnym dla fal terahercowych, np. azotem. Oddzielnym problemem jest skolimowanie rozpraszanej wiązki promieniowania w celu użycia jej w systemie pomiarowym. Dobiera się tu na soczewkę kolimacyjną materiał mało tłumiący fale terahercowe, ale również ze względu na odbicia materiał o zbliżonym współczynniku załamania do współczynnika elementu półprzewodnikowego użytego w antenie nadawczej. (Materiał anteny nadawczej oraz soczewki powinny być optycznie dopasowane). Warunek ten spełnia wysokooporowy krzem o oporności właściwej około $10 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$). Soczewka powinna być tak wykonana, aby nie pozostawić wolnej przestrzeni pomiędzy płytką półprzewodnika (anteną) a soczewką. Oczywistym rozwiązaniem jest soczewka kolimacyjna, jak to pokazano na rysunku 3.11. Jednak z powodu dużego współczynnika załamania (ok. 3,4) wiązka terahercowa w takim materiale ma duże skłonności do wewnętrznych odbić, co zmniejsza sprawność takiego układu optycznego. Rozsądnym rozwiązaniem jest kompromis.

Soczewka krzemowa cięta jest poza środkiem w tzw. soczewkę hiperhemisferyczną. Soczewka nie kolimuje wiązki terahercowej w całkowicie równoległą, ale unika się niepotrzebnych odbić wewnętrznych, jak to pokazano na rysunku 3.12.



Rys. 3.11. Antena fotoprzewodząca PA (*photo-conductive antenna*) umocowana na soczewce kolimacyjnej Si pobudzana wiązką zdudnionych laserów diodowych o częstotliwościach $\nu_2 - \nu_1$.

ML – obiektyw mikroskopowy



Rys. 3.12. Soczewka hiperhemisferyczna

Grubość cięcia soczewki można obliczyć ze wzorów [3.7, 3.8] – dla soczewki kolimacyjnej:

$$D_{\text{kolim}} = R \left(1 + \frac{1}{n_s - 1} \right) \quad (3.9)$$

gdzie: D_{kolim} – grubość cięcia dla soczewki kolimacyjnej, R – promień soczewki, n_s – współczynnik załamania materiału soczewki.

W praktyce wykorzystuje się tu wysokooporowy krzem, którego współczynnik załamania w szerokim pasmie terahercowym wynosi 3,418 [3.8]. Stąd praktyczna formuła:

$$D_{\text{kolim}} = 1,414 R \quad (3.10)$$

Dla soczewki hiperhemisferycznej grubość cięcia D_{hiper} wynosi:

$$D_{\text{hiper}} = R \left(1 + \frac{1}{n} \right) \quad (3.11)$$

Dla krzemu daje praktyczną formułę obliczeniową:

$$D_{\text{hiper}} = 1,293 R \quad (3.12)$$

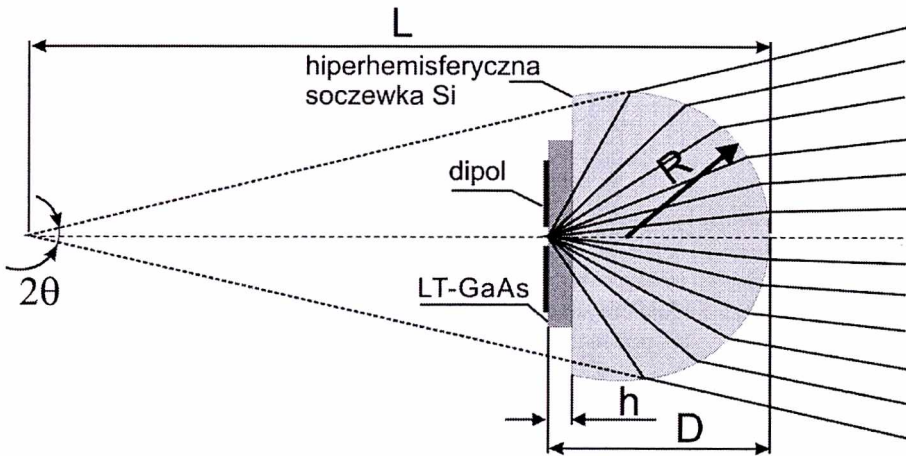
Schemat poglądowy dla obliczeń pokazano na rysunku 3.13.

Łatwo pokazać, że dla kąta krytycznego $\phi = 90^\circ$ (kąta emisji THz) – patrz rys. 3.14 z prawej, wiązka opuszcza soczewkę pod kątem θ równym:

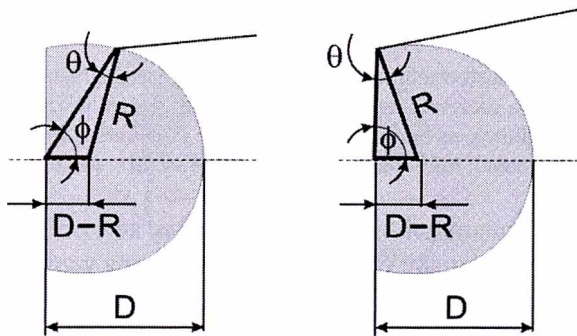
$$\theta = \arcsin \left(\frac{D - R}{R} \right) \quad (3.13)$$

(W obliczeniach pominięto grubość h materiału półprzewodnika – patrz rys. 3.13 – jako nieistotną). Stąd, biorąc pod uwagę wyrażenie (3.11), mamy:

$$\theta = \frac{R \left(1 + \frac{1}{n} \right) - R}{R} = \frac{1}{n} \quad (3.14)$$



Rys. 3.13. Rysunek poglądowy do obliczeń soczewki hiperhemisferycznej: h – grubość materiału półprzewodnika anteny fotoprzewodzącej, R – promień soczewki, D – grubość cięcia soczewki (w kolimującą lub hiperhemisferyczną), L – ognisko wirtualne, 2θ – kąt bryłowy, pod jakim wiązka THz opuszcza soczewkę

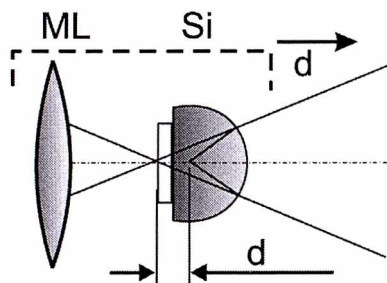


Rys. 3.14. Schemat do obliczeń kąta θ , pod jakim wiązka opuszcza soczewkę.

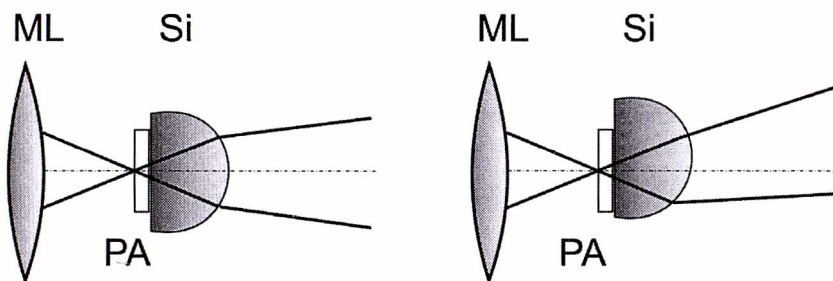
Z lewej – kąt emisji THz ϕ dowolny, z prawej – kąt emisji ϕ krytyczny

Dla współczynnika załamania krzemu $n = 3,418$ mamy $\theta = 17^\circ$, co daje kąt bryłowy równy 34° .

Jak wiele optycznych urządzeń, fotomikser terahercowy wymaga precyzyjnego justowania. Pierwszy problem pojawia się podczas próby trafienia wiązką laserową (pobudzającą) w środek dipola na elemencie półprzewodnikowym. Ramiona dipola często są tylko na $10\ \mu\text{m}$ szerokie, a w centrum jest zaledwie $5\ \mu\text{m}$ przerwy, gdzie powinna być skupiona wiązka pobudzająca w celu wytworzenia nośników w półprzewodniku [2.10, 2.11]. Jako soczewek używa się wysokiej jakości obiektywów mikroskopowych.



Rys. 3.15. Układ soczewka mikroskopowa ML i krzemowa Si:
 d – przesunięcie względem wiązki terahercowej

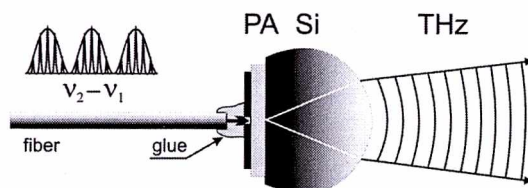


Rys. 3.16. Justowanie terahercowej anteny nadawczej/odbiorczej umieszczonej na soczewce hiperhemisferycznej względem wiązki laserowej: na lewo – prawidłowo, na prawo – nieprawidłowo: PA – antena fotoprzewodząca (przełącznik Austona), ML – obiektyw mikroskopowy, Si – soczewka krzemowa

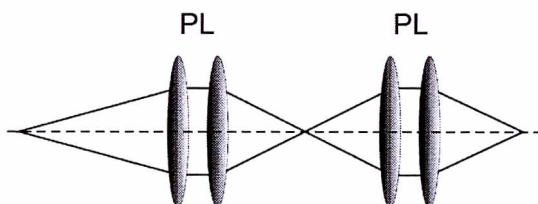
Duży współczynnik załamania użytego krzemu na soczewkę hiperhemisferyczną powoduje, że w soczewce ognisko przesunięte jest o pewną wartość d , jak to pokazano na rysunku 3.15. Aby poprawić sprawność propagacji fali terahercowej w takim układzie optycznym, należy dosunąć soczewkę mikroskopową ML o odległość d do soczewki krzemowej Si, jak to wyjaśniono na rysunku 3.15. Praktyka podpowiada, że najlepiej to wykonać przez kontrolę wskazania przyrządów.

Kolejnym problemem jest precyzyjne umocowanie elementu półprzewodnikowego na soczewce hiperhemisferycznej (rys. 3.16 – wyjaśnia problem). Niewłaściwe zamocowanie anteny na soczewce krzemowej może spowodować znaczne zniekształcenie kierunku propagacji fali terahercowej i dalsze jej prowadzenie układem optycznym.

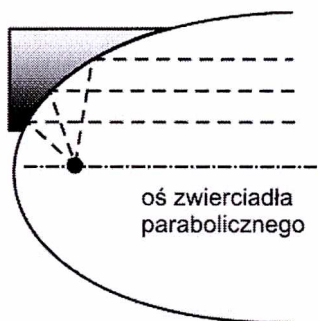
Wiele problemów z justowaniem układu fotomiksera terahercowego może być rozwiązanych przez prowadzenie wiązki laserowej światłowodem, który jest sprzęgnięty technologicznie z dipolem anteny nadawczej, jak to pokazano na rysunku 3.17 [3.9]. Niezawsze jednak taki „zamknięty” układ jest korzystny. Nierzadko badacz musi sam sobie zestawić układ badawczy dla zadanego celu i wtedy napotka opisywane tu problemy.



Rys. 3.17. Sposób doprowadzenia światłowodem wiązki laserowej pobudzającej do terahercowej anteny nadawczej. Można tu zastosować klej do łączenia światłowodów. Identyczne rozwiązanie dotyczy anteny odbiorczej, gdzie pada wiązka próbkująca



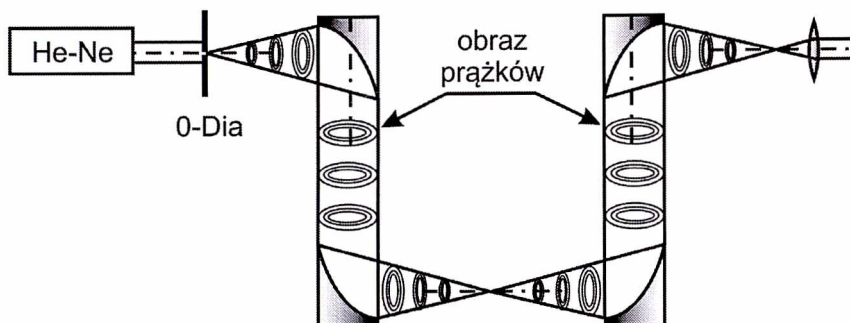
Rys. 3.18. Prosty układ kolimacyjno-skupiający złożony z czterech soczewek, np. polietylenowych



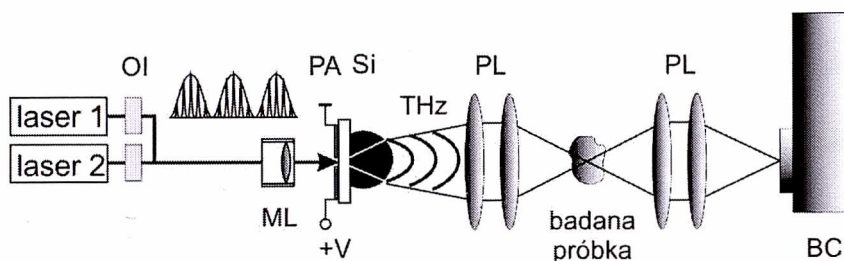
Rys. 3.19. Idea parabolicznego zwierciadła pozaosiowego (parabolic off-axis mirror)

Prowadzenie fali terahercowej w celach pomiarowych można z łatwością zrealizować soczewkami z odpowiednich materiałów transmisyjnych dla pasma terahercowego (rys. 3.18). Są to: polietylen PE (najtańsze rozwiązanie), polimetylopenten PMP, politeftafluoroetylen PTFE (teflon) lub wspomniany krzem wysokooporowy. Zaletą układów soczewkowych jest ich niski koszt, a wadą stosunkowo duża plamka w ognisku.

Inny popularny system optyczny jest złożony ze zwierciadeł parabolicznych pozaosiowych. Daje on akceptowalnie małą plamkę w ognisku – szczególnie do zastosowań w obrazowaniu przedmiotów, ale jest droższy i trudniejszy w justowaniu (rys. 3.19). Jedną z metod justowania układu jest użycie tzw. „zerowej” przesłony (zerodia-



Rys. 3.20. Układ zwierciadeł parabolicznych pozaosiowych prowadzących wiązkę promieniowania terahercowego 0-Dia przysłona z tzw. „zerowym” otworem

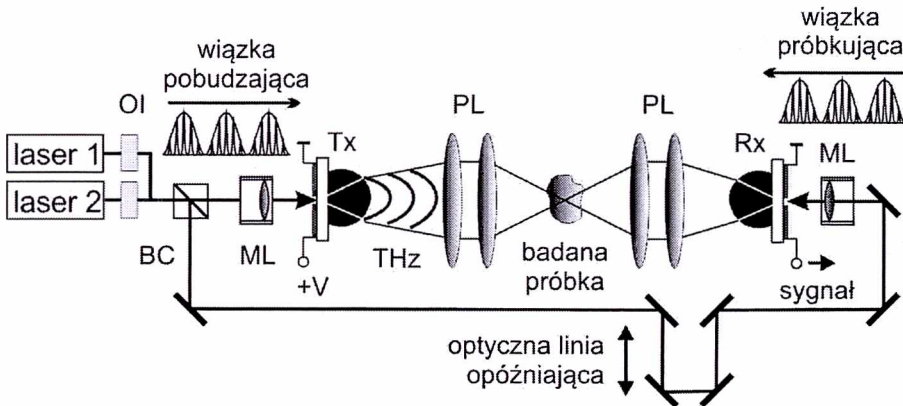


Rys. 3.21. Fotomikser z kriobolometrem BC. Heterodyna laserów diodowych chroniona jest przed promieniowaniem zwrotnym izolatorami optycznymi OI: PA – antena fotoprzewodząca, Si – soczewka krzemowa, ML – soczewki mikroskopowe, PL – soczewki polietylenowe

phragm). Tym sposobem można otrzymać regularny obraz dyfrakcyjny, a układ optyczny justuje się tak długo, aby w każdym jego miejscu obserwować ten sam co do wielkości i niezniekształcony obraz dyfrakcyjny (rys. 3.20 – ilustruje sposób postępowania).

Kompletny układ pomiarowy może wyglądać tak jak na rysunku 3.21. Układ składa się z anteny spolaryzowanej fotoprzewodzącej PA. Antena może być spolaryzowana napięciem stałym (kilkadziesiąt woltów), lub napięciem przemiennym prostokątnym, np. ± 50 V, co zwiększa sprawność układu. Fala terahercowa może być formowana za pomocą soczewek polietylenowych (tańsze rozwiązanie) zamiast zwierciadeł parabolicznych. Wiązka terahercowa w tym rozwiązaniu wykrywana jest za pomocą bolometru, często chłodzonego nawet do temperatury helowej.

Kriobolometr umożliwia pomiar przy dobrym stosunku szumu do sygnału, ale nie jest wygodny i nie jest na ogół przenośny. Innym, ale podobnym rozwiązaniem jest użycie celi Golaya, albo przystosowanie układu do systemu detekcji homodynowej, jak na rysunku 3.22 [3.9–3.13]. Działanie systemu zostało szczegółowo wyjaśnione w rozdziale 3.1.



Rys. 3.22. System fotomiksera w układzie pomiarowym detekcji homodynowej:
 OI – izolator optyczny, BC – kostka światłodzielną, ML – soczewki mikroskopowe,
 Tx – antena nadawcza, Rx – antena odbiorcza, PL – soczewki polietylenowe

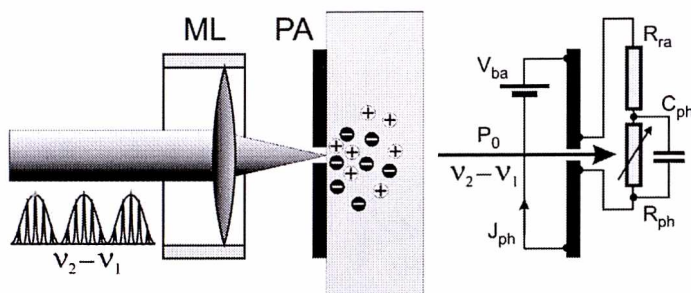
Odbierany na antenie odbiorczej Rx (antenie fotoprzewodzącej) sygnał I_{det} jest proporcjonalny do natężenia wiązki optycznej P_{opt} , do amplitudy E_{THz} padającego na antenę pola EM fali terahercowej, oraz jest zmodulowany funkcją cosinus zależną od częstotliwości ν_{THz} fali THz i różnicy dróg optycznych Δd ramion fotomiksera [2.10]:

$$\langle I_{\text{det}} \rangle \sim P_{\text{opt}} E_{\text{THz}} \cos\left(\frac{\nu_{\text{THz}} \Delta d}{c}\right) \quad (3.15)$$

Sygnał może być z łatwością mierzony nanowoltomierzem homodynowym.

3.3. Fotomikser – przegląd układów

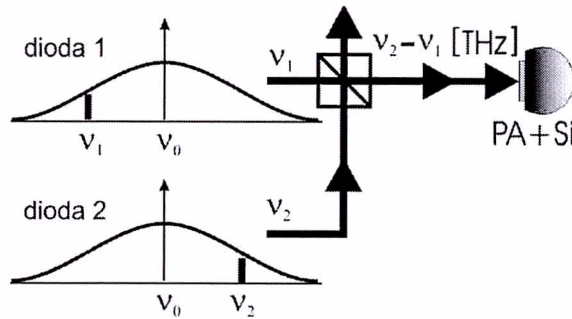
Idea fotomiksera terahercowego jest realizowana poprzez sprzęgnięcie dwóch niezależnych źródeł promieniowania koherentnego, zwykle laserów diodowych w układ heterodyny tak, aby uzyskać częstotliwość różnicową w zakresie teraherców. Mogą to również być dwa lasery impulsowe [3.13]. Sygnał z obydwu źródeł skupiony soczewką trafia na tzw. antenę fotoprzewodzącą, czyli technologicznie usadowiony dipol elektryczny na elemencie półprzewodnikowym, zwykle hodowany w niskiej temperaturze (200–400 °C) arsenek galu (LT-GaAs, *low temperature gallium arsenide*) [3.15,3.16]. Powstały na kryształach w obrębie dipola sygnał dudnień (optyczne prążki interferencyjne), czyli sygnał zmiennego natężenia wiązki optycznej, powoduje pojawienie się w półprzewodniku nośników elektrycznych. Zjawisko fizyczne zilustrowano na rysunku 3.23.



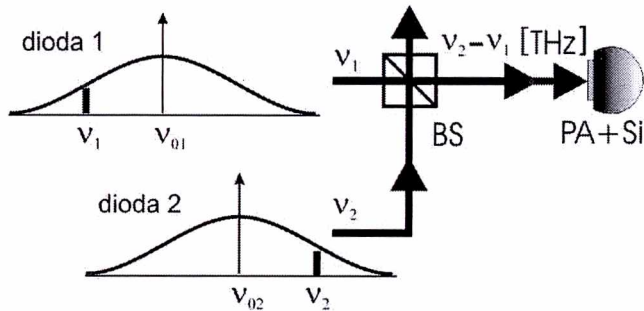
Rys. 3.23. Poglądowy rysunek działania anteny fotoprzewodzącej (często zwanej przełącznikiem Austona). Z lewej, złożone dwie wiązki laserowe (z częstotliwością różnicową $\nu_2 - \nu_1$) są skupione na płytce z półprzewodnika w przerwie pomiędzy dwoma ramionami dipola wytwarzają w półprzewodniku nośniki. Jeśli antena jest spolaryzowana nośniki tworzą zwarcie dla dipola. ML – soczewki mikroskopowe, PA – antena fotoprzewodząca. Z lewej, równoważny układ elektroniczny: V_{ba} – napięcie polaryzujące, P_0 – moc wiązki padającej, J_{ph} – fotoprąd, $\nu_2 - \nu_1$ – częstotliwość różnicowa, R_{ph} – oporność anteny PA, C_{ph} – pojemność przerwy pomiędzy ramionami dipola, R_{ra} – impedancja anteny nadawczej PA

Półprzewodnik jest tak przygotowany, aby produkcja nośników odbywała się wystarczająco szybko – w pikosekundę dla otrzymania pulsacji rzędu teraherca. Jeśli dipol elektryczny na półprzewodniku jest spolaryzowany, nośniki tworzą w nim pulsujący prąd, który jest generatorem fali elektromagnetycznej o częstotliwości dudnień heterodyny laserowej. Taki element elektroniczny nazywany jest kluczem fotooptycznym, lub dla tych zastosowań anteną fotoprzewodzącą (PA – *photoconductive antenna*), a czasami przełącznikiem Austona (*Auston switch*), od nazwiska jego twórcy [3.12, 3.17, 3.18]. Na rysunku 3.23 przedstawiono schematycznie sygnał dudnień o częstotliwości $\nu_2 - \nu_1$ padający na antenę fotoprzewodzącą PA oraz schemat zastępczy układu fotomiksera, który oznaczono stosownym symbolem Mx. Nie ma teraz nic łatwiejszego, jak zmieniać częstotliwość fotomiksera, regulując częstotliwość dudnień poprzez wzajemne odstranianie częstotliwości ν_1 i ν_2 laserów diodowych. Z łatwością realizuje się to poprzez niezależną regulację temperatury laserów diodowych (czasami prądu) odpowiednio wyskalowanymi elementami Peltiera [3.19]. Wykorzystuje się tu szerokie widmo przestrajania takich laserów, zwykle setek gigaherców i więcej – patrz rys. 3.24.

Na rysunku pokazano schematycznie linie emisyjne dwóch laserów, z których każdy odstrojony jest od częstotliwości centralnej ν_0 odpowiednio do częstotliwości ν_1 i ν_2 . Na antenie fotoprzewodzącej PA powstaje obraz interferencyjny, lub inaczej, obserwuje się sygnał dudnień o częstotliwości różnicowej. Skuteczność efektu zależy od tego, czy lasery pracują jednomodowo, czyli na ściśle określonych częstotliwościach ν_1 i ν_2 . Lasery diodowe pracują zwykle wielomodowo (co jest właściwe dla laserów

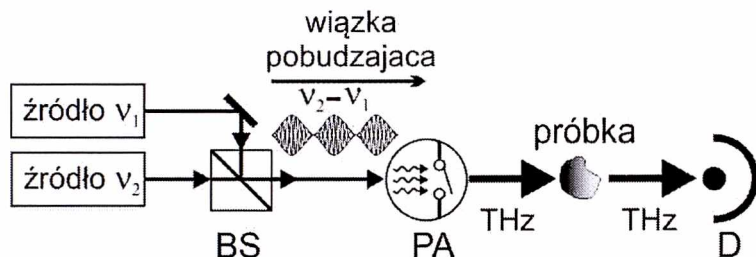


Rys. 3.24. Ilustracja heterodyny dwóch laserów diodowych o tej samej częstotliwości centralnej ν_0 . Każda dioda pracuje na różnych częstotliwościach ν_1 i ν_2 , i jest strojona poprzez zmiany temperatury lub prądu. BS – kostka światłodzielną, PA+Si – antena fotoprzewodząca i krzemowa soczewka hiperhemisferyczna

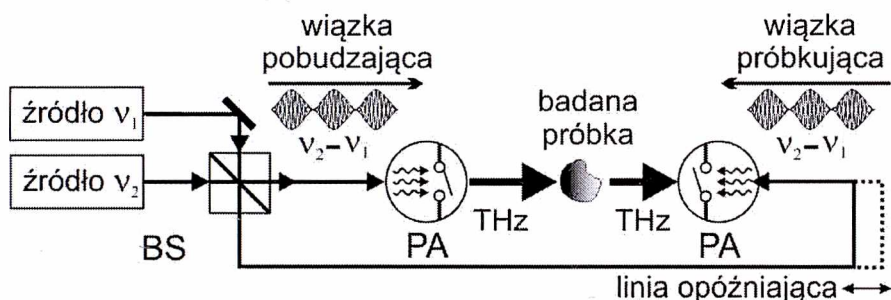


Rys. 3.25. Ilustracja heterodyny dwóch laserów diodowych o różnych częstotliwościach centralnych ν_{01} i ν_{02}

na ciele stałym). Ośrodek laserowy ma tak szeroką linię emisyjną (rzędu setek gigaherców i więcej), że nie trudno jest o pracę wielomodową nawet po uwzględnieniu małej długości lasera. Przypomnijmy, że odległość międzymodowa $\Delta\nu$ wynosi około $\Delta\nu = c/2L$, gdzie L – długość rezonatora laserowa. Dla lasera na ciele stałym to po prostu długość lasera. Dla niewielkiego kryształku generującego w naszych domowych urządzeniach to zaledwie kilka milimetrów. I tak na przykład dla $L = 3$ mm odległość między kolejnymi modami lasera wynosi $\Delta\nu = c/2L = 50$ GHz. Dla linii emisyjnej lasera szerokiej na 1 THz daje to 20 modów (częstotliwości) wytwarzanych równocześnie przez laser. (Można tę właściwość wykorzystać do formowania impulsów laserowych – patrz rys. 3.31). Dla eliminacji pracy wielomodowej stosuje się pewne techniki, jak zastosowanie dyfrakcyjnej siatki Bragga, technologicznie zespolonej z ośrodkiem laserowym. Są to tak zwane techniki DBR (*Bragg diffracted*) lub



Rys. 3.26. Dwa oddzielne źródła – diody laserowe o częstotliwości różnicowej $v_2 - v_1$, pobudzają przełącznik Austona PA (włączając antenę fotoprzewodzącą i soczewkę Si): BS – kostka światłodzielną, D – detektor



Rys. 3.27. Fotomikser terahercowy w układzie pomiarowym detekcji homodynowej. BS – kostka światłodzielną, PA – przełącznik Austona

DFB (*distributed feedback*). Elementy te działają jak filtry optyczne, selekcjonując jednoczęstotliwościową pracę laserów [3.20]. Aby zwiększyć pasmo przestrajania fotomiksera, można użyć dwóch diod laserowych o nieco przesuniętych względem siebie częstotliwościach centralnych, jak to zilustrowano na rysunku 3.25.

Na rysunku 3.26 przedstawiono schematycznie układ nadawczy fotomiksera, na który składają się dwa źródła promieniowania laserowego, kostka światłodzielną BS oraz tzw. antena nadawcza AS, skonstruowana zgodnie ze schematem na rysunku 3.23. Za układ odbiorczy może służyć cewa Golaya, kriobolometr lub detektor półprzewodnikowy.

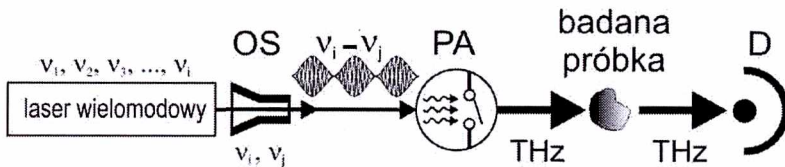
Do wykrycia fali terahercowej można również zastosować układ tak zwanej koherentnej detekcji homodynowej [3.6]. Na rysunku 3.27 dorysowano stosowny element układu. Tu wykrywanie fali terahercowej odbywa się za pomocą drugiego, często podobnego elementu jak ten nadawczy, czyli przełącznika Austona. Na rysunku pokazano drogę drugiego promienia, który dociera do anteny odbiorczej poprzez optyczną linię opóźniającą. Linia opóźniająca wpływa na zmianę relacji fazowych pomiędzy promieniem pobudzającym i promieniem wykrywającym.

3.3.1. Inne układy fotomikserów terahercowych

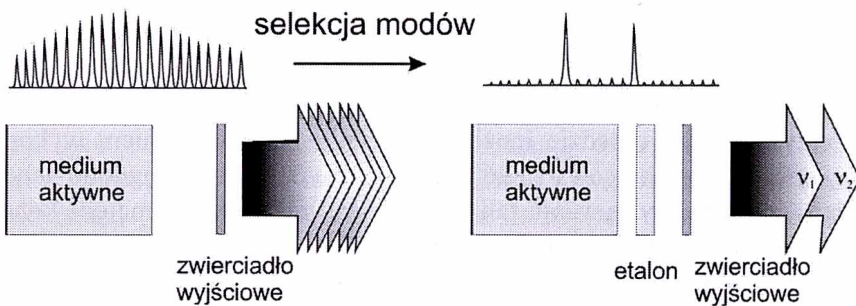
Zamiast dwóch niezależnych źródeł pobudzających antenę nadawczą można użyć laserowej diody wielomodowej i wyselekcjonować już na zewnątrz dwie wiązki promieniowania, takie aby dały w procesie interferencji oczekiwaną częstotliwość różnicową (rys. 3.28 – schemat). Można użyć filtra Fabry’ego–Pérot’a [3.21] jako optycznego selektora OS.

Na rysunku 3.29 zilustrowano zasadę działania systemu pobudzającego fotoprzewodzącą antenę nadawczą, gdzie użyto etalonu jako selektora modowego.

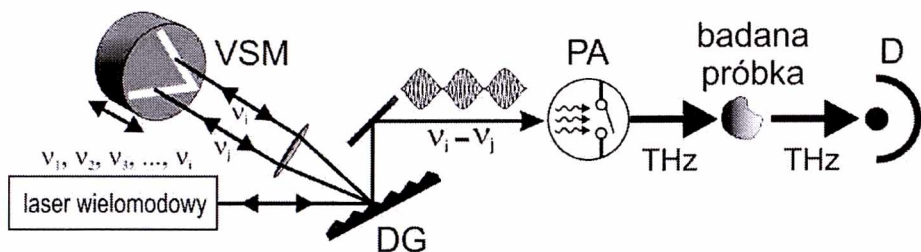
Bardziej złożone rozwiązanie pokazano na rysunku 3.30. Rolę optycznego selektora (tu wewnętrznego) pełni tu odbiciowa siatka dyfrakcyjna DG oraz wymyślne zwierciadło o kształcie litery V [3.22]. Selektor taki pełni rolę drugiego zwierciadła laserowego – wyjściowego. Na płycie ze zwierciadłem powstaje za soczewką S obraz dyfrakcyjny promieniowania z wielomodowej diody laserowej. (Używa się wiązek z pierwszego rzędu dyfrakcyjnego). Odbijane są tylko pożądane promienie odpowiednio odchyłone siatką dyfrakcyjną. Wyboru wiązek można dokonywać, przemieszczając zwierciadło poprzecznie do kierunku ich padania, jak to pokazano strzałką na rysunku. Tym samym można stroić system. Wyselekcjonowane wiązki wyprowadzane są na zewnątrz rezonatora poprzez zerowy rząd dyfrakcyjny siatki.



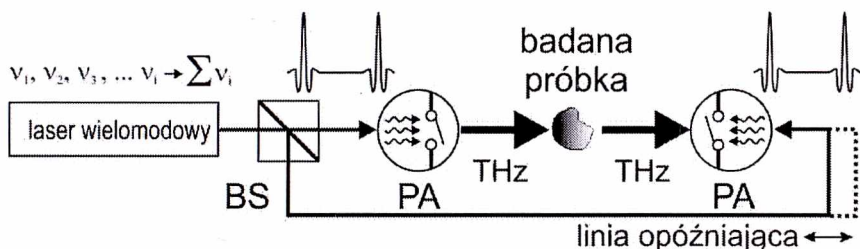
Rys. 3.28. Fotomikser terahercowy z laserem wielomodowym, OS – selektor modów, PA – przełącznik Austona, D – detektor



Rys. 3.29. Ilustracja zasady działania układu z wielomodowym laserem diodowym i etalonem (rezonatorem Fabry’ego–Pérot’a) jako elementem selekcyjnym



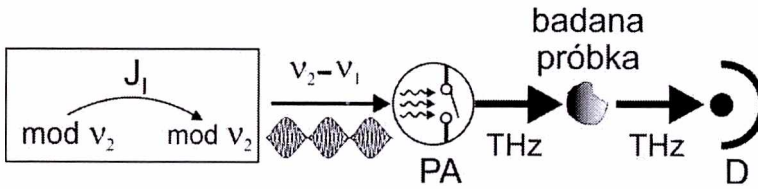
Rys. 3.30. Układ fotomiksera z laserem wielomodowym, gdzie rolę selektora modów odgrywa zwierciadło VSM w kształcie litery V. DG – odbiciowa siatka dyfrakcyjna, PA – przełącznik Austona, D – detektor



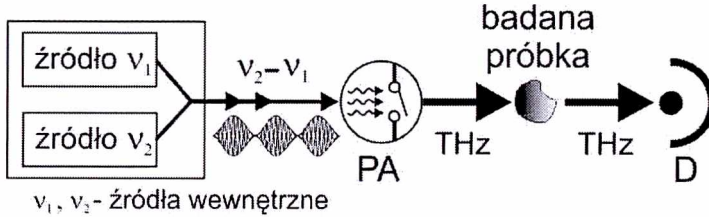
Rys. 3.31. Grzebieniowy laser wielomodowy w układzie pomiarowym spektroskopii czasowej

W wielomodowym laserze diodowym może nastąpić zjawisko synchronizacji modów. Na skutek interferencji tych modów laser pracuje impulsowo. Zjawisko to zostało wykorzystane w laserze światłowodowym, gdzie dziesiątki i setki tysięcy modów tworzą krótkie impulsy mocy wyjściowej lasera. Twórca takiego systemu, tak zwanego lasera grzebieniowego, Theodor Haensch, został uhonorowany nagrodą Nobla w 2005 roku [3.23]. W laserze diodowym można spodziewać się niewielu modów, co najwyżej kilkudziesięciu i mniej. Mimo to uzyskane tak impulsy są wystarczająco krótkie (rzędu setek femtosekund), aby zastosować taki system do impulsowej spektroskopii czasowej. Pasma takiego spektrometru terahercowego jest wąskie (około 1,5 THz), ale może być wystarczające do rozpoznawania molekuł, których linie absorpcyjne mieszczą się w tym przedziale częstotliwości [3.24, 3.25]. Przyrząd oparty na tak prostym i tanim układzie może być również z powodzeniem wykorzystany w obrazowaniu falą terahercową [3.26]. Na rysunku 3.31 przedstawiono schemat takiego układu, gdzie w wykrywaniu fali terahercowej zastosowano metodę koherentnej detekcji homodynowej (porównaj z rys. 3.27).

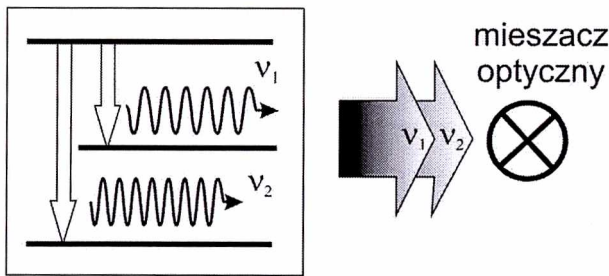
Innym pomysłem na fotomikser jest diodowy laser pracujący jednoczęstotliwościowo, ale z możliwością przestrojenia na inną częstotliwość poprzez zmianę jego prądu zasilania. Sterując odpowiednio prądem, można doprowadzić pracę lasera do regularnych „przeskoków” pomiędzy dwoma modami [3.27]. Zjawisko to (*mode hoppings*) pozwala na dwuczęstotliwościową pracę urządzenia, które zilustrowano na rysunku 3.32 i jako takie może być użyte w układzie fotomiksera terahercowego.



Rys. 3.32. Układ w z laserem wielomodowym, gdzie skoki międzymodowe wywoływane są zmianą prądu J_1 diody laserowej



Rys. 3.33. Fotomikser terahercowy z technologicznie zintegrowanymi dwoma źródłami laserowymi



Rys. 3.34. Ilustracja zasady działania układu z zintegrowanym technologicznie systemem dwóch diod laserowych

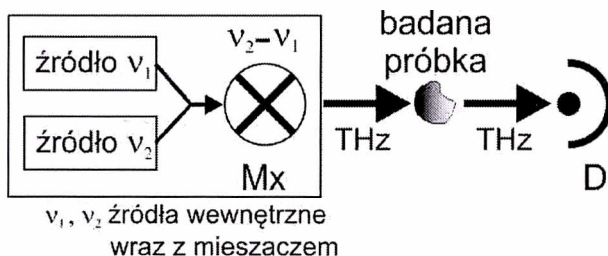
Bardziej zaawansowanym technologicznie urządzenie pokazano na rysunku 3.33. Mamy tu zintegrowane technologicznie dwa lasery diodowe [3.28]. Pozostała część układu fotomiksera się nie zmienia.

Na rysunku 3.34 zilustrowano zasadę działania technologicznie zespolonych dwóch diod laserowych. Wadą układu są problemy z niezależnym sterowaniem częstotliwością każdej z diod, co zwykle wykonuje się poprzez niezależną regulację temperatury każdej z diod.

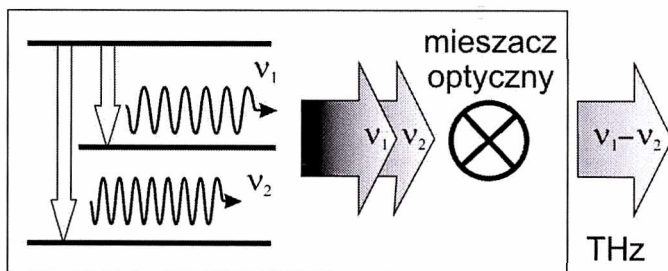
Najbardziej zaawansowaną technologicznie konstrukcją jest układ dwóch laserów kaskadowych pracujących w zakresie średniej podczerwieni wraz z wbudowanym ośrodkiem nieliniowym, gdzie zachodzi mieszanie częstotliwości [3.28] – rys. 3.35. W urządzeniu tym pokonano trudności z uzyskaniem z lasera kaskadowego promieniowania terahercowego bez schładzania do niskiej temperatury, nawet helowej. Lasery kaskadowe pracujące w zakresie średniej podczerwieni nie wymagają chłodzenia.

Wadą urządzenia jest niewielka możliwość strojenia częstotliwości pracy. Jak wspomniano, wykonuje się to poprzez niezależną regulację temperatury każdego lasera oddzielnie. Tu ze względu na technologiczną integrację jest to utrudnione.

Na rysunku 3.36 zilustrowano zasadę działania technologicznie zespolonych dwóch laserów kaskadowych wraz z silnie nieliniowym ośrodkiem służącym jako fotomieszacz. Podobnie jak zespolony układ diod laserowych wadą układu jest ograniczona możliwość regulacji częstotliwości różnicowej.



Rys. 3.35. Technologicznie zintegrowane trzy elementy: dwa lasery kaskadowe średniej podczerwieni (nie wymagające chłodzenia kriogenicznego) lub dwie diody laserowe o nieco różnych częstotliwościach centralnych i odpowiedni materiał półprzewodnikowy Mx o silnym stopniu nieliniowości



Rys 3.36. Ilustracja zasady działania układu z zintegrowanymi technologicznie dwoma laserami kaskadowymi i fotomieszaczem

3.4. Wyznaczenie częstotliwości fotomiksera terahercowego

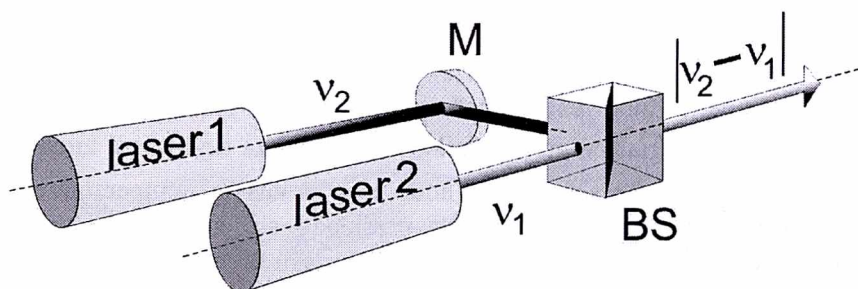
Najważniejszym parametrem fotomiksera terahercowego jest częstotliwość (czy częstość). Od znajomości wartości częstotliwości, na jakiej pracuje fotomikser, na jaką może być nastrojony, zależy dokładność naszego pomiaru. Sam Theodor W. Hänsch, laureat Nagrody Nobla z 2005 roku, podczas swojego wykładu w Akademii Nauk w Sztokholmie mówił:

Dobrą taktyką pomiarową, umożliwiającą uzyskanie dużej dokładności, jest dziś często zastąpienie pomiaru jakiejś wielkości fizycznej, np. długości czy napięcia, pomiarem częstości dla wykonania dokładnych pomiarów. To właśnie miał na myśli mój przyjaciel i mistrz, Arthur Schawlow, gdy radził swym studentom z Uniwersytetu Stanforda: „Mierzcie zawsze tylko częstość!” [3.29].

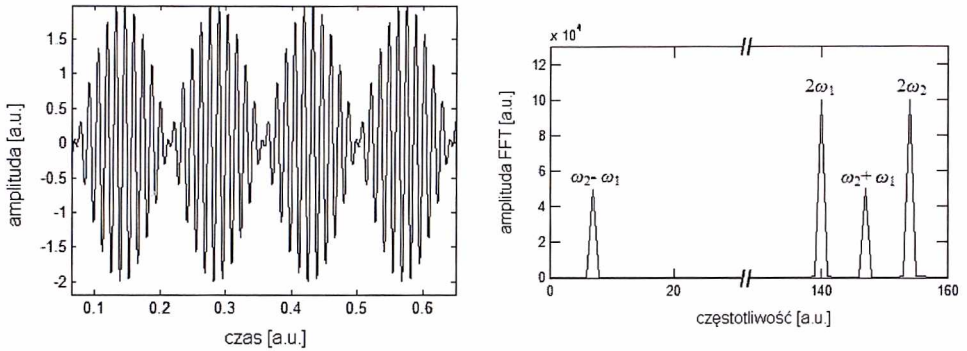
Częstotliwość pracy fotomiksera terahercowego jest równa częstotliwości różnicowej użytych źródeł promieniowania, najczęściej dwóch niezależnych laserów diodowych. Częstotliwość różnicowa takiej heterodyny laserowej może być regulowana poprzez zmianę temperatury lub prądu zasilania każdego z laserów oddzielnie. Jeśli opieramy się na danych podanych przez producenta, to znamy albo współczynnik temperaturowy długości fali emitowanej przez każdą z diod laserowych (minimalny do przestrojenia skok temperatury), albo współczynnik temperaturowy częstotliwości pracy każdej z diod. Znajomość tych parametrów jest wystarczająca do obliczenia pożądanej częstotliwości różnicowej. Innym sposobem jest bezpośredni pomiar częstotliwości różnicowej odpowiednim przyrządem. Jeszcze innym sposobem jest wyznaczenie częstotliwości różnicowej z pomiarów samego fotomiksera terahercowego za pomocą (zwykle obecnej w układzie) optycznej linii opóźniającej. Dokładna znajomość częstotliwości pracy fotomiksera terahercowego jest warunkiem niezbędnym, aby mógł on służyć za przyrząd pomiarowy w szczególności w spektroskopii.

Przypomnijmy zasadę działania fotomiksera terahercowego. Opiera się ona na zjawisku fotomieszania. Fotomieszanie [3.30–3.33] jest procesem optycznego przetwarzania, gdzie występują dudnienia dwóch fal o częstotliwościach ν_1 i ν_2 (rys. 3.37). Wynik interferencji takich dwóch optycznych sygnałów może posłużyć do wytwarzania fal elektromagnetycznych o gigahercowych lub terahercowych częstotliwościach.

Na rysunku 3.38 pokazano sygnał mieszania dwóch sygnałów o nieco różnych częstotliwościach – lewa strona. Po prawej pokazano ten sam sygnał w dziedzinie częstotliwości. Interferencja czy też mieszanie (heterodynowanie) dwóch równoległych linowo spolaryzowanych wiązek światła może być wyrażona matematycznie



Rys. 3.37. Heterodyna laserów: M – zwierciadło, BS – kostka światłodzieląca, $|\nu_1 - \nu_2|$ częstotliwość różnicowa między laserem 1 i laserem 2



Rys. 3.38. Wynik interferencji dwóch wiązek laserowych w dziedzinie czasowej (z prawej) i częstotliwościowej (z lewej)

prostym wzorem. To suma dwóch sygnałów o tych samych amplitudach E_0 i różnych częstotliwościach ν . (W opisie pola elektromagnetycznego stosuje się częstość $\omega = 2\pi\nu$):

$$E(t) = E_0 \cos(\omega_1 t) + E_0 \cos(\omega_2 t) = 2E_0 \cos\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t\right) \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t\right) \quad (3.17)$$

gdzie: E_0 – amplituda pola elektrycznego, tu dla prostoty przyjęta jako równa dla każdej wiązki, $\omega_1 = 2\pi\nu_1$, ν_1 – częstotliwość pierwszej wiązki, $\omega_2 = 2\pi\nu_2$, ν_2 – częstotliwość drugiej wiązki.

Użyteczną dla dalszych poczynąń jest wartość mocy P produktu mieszania. Jest ona proporcjonalna do kwadratu amplitudy pola elektrycznego E_0 :

$$P_t(t) = E_0^2 \left\{ 1 + \cos[(\omega_1 + \omega_2)t] + \cos[(\omega_1 - \omega_2)t] + \frac{1}{2} \cos(2\omega_1 t) + \frac{1}{2} \cos(2\omega_2 t) \right\} \quad (3.18)$$

Jak widzimy na rysunku 3.38 z prawej, produktem mieszania takich dwóch fal są dudnienia o częstotliwościach $|\nu_1 - \nu_2|$, $2\nu_1$, $2\nu_2$ i $\nu_1 + \nu_2$, co jest matematycznym wynikiem fotomieszania, jak to wyrażono we wzorze (3.18). W rzeczywistym systemie fotomiksera półprzewodnik reaguje tylko na sygnał o częstotliwości różnicowej $|\nu_1 - \nu_2|$. Po prostu materiał półprzewodnika nie nadąża za szybszymi zmianami pola elektrycznego. Popularny arsenek galu hodowany w niskiej temperaturze ma czas reakcji rzędu pikosekundy (10^{-12} s), co przekłada się na częstotliwość 1 THz (10^{12} Hz). Inne częstotliwości są zbyt wysokie dla czasu rekombinacji elektron–dziura w półprzewodniku [3.34] i mogą być pominięte we wzorze (3.18). Sygnał optycznego dudnienia wytwarza w półprzewodniku nośniki, a gdy do dipola technologicznie przytwierdzonego do półprzewodnika dołączone jest napięcie (jest spolaryzowany), nośniki pojawiające się w fotoprzewodniku tworzą prąd w antenie pulsujący periodycznie

z częstotliwością dudnień. Układ taki (półprzewodnik–dipol) nosi nazwę anteny foto-przewodzącej albo klucza optycznego [3.34]. Wytwarzana przez taką antenę fala elektromagnetyczna ma taką samą częstotliwość i fazę co sygnał dudnień. Wartość tej częstotliwości może być zmierzona czy wyznaczona na kilka sposobów.

Częstotliwość dudnień może być wyrażona poprzez częstotliwości mieszanych wiązek optycznych lub przez długości fal:

$$\nu_{\text{THz}} = |\nu_1 - \nu_2| = \left| \frac{c}{\lambda_1} - \frac{c}{\lambda_2} \right| \quad (3.19)$$

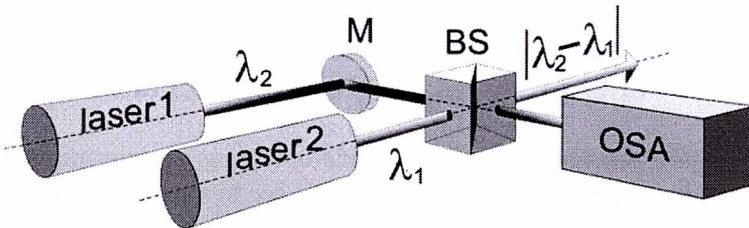
gdzie: ν_{THz} – częstotliwość mieszania (fali terahercowej), λ_1 , ν_1 – odpowiednio długość fali i częstotliwość pierwszego źródła, λ_2 , ν_2 – odpowiednio długość fali i częstotliwość drugiego źródła, c – prędkość światła.

Zależność (3.19) pokazuje, że dokładność pomiaru częstotliwości zależy od dokładności, z jaką zmierzono długość fali czy częstotliwość użytych źródeł optycznych. Dokładniej, będziemy tu uważali, że źródłami tymi są dwa lasery. Błąd spowodowany przez pomiar może być obliczony metodą różniczki zupełnej. Pomiar częstotliwości mogą być przeprowadzone na dwa sposoby: mierząc częstotliwość różnicową między dwoma laserami analizatorem optycznym lub mierząc częstotliwość każdego z laserów oddzielnie.

3.4.1. Metoda 1 – pomiar bezpośredni analizatorem widma

W metodzie tej częstotliwość obydwu laserów jest mierzona optycznym analizatorem widna (OSA), patrz rys. 3.39. (Tu należy dodać, że analizator widna mierzy długość fali, stąd konieczne przeliczenia).

Oznacza to, że pomiary obydwu długości fal λ_1 i λ_2 są obarczone takim samym błędem $\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_2 = \Delta\lambda_e$. Błąd pomiarowy $\Delta\lambda_e$ zawiera wspólną część dla pomiarów obydwu długości fal (błąd systematyczny) i część przynależną dla każdej długości fal oddzielnie. Błąd systematyczny jest niwelowany, ponieważ obydwa lasery pracują



Rys. 3.39. Hererodyna laserowa w układzie pomiarowym z optycznym analizatorem widna OSA: λ_1 , λ_2 – odpowiednio długości fal lasera 1 i lasera 2

w tym samym układzie. Wyrażenie (3.20) poniżej określa najgorszy przypadek błędu pomiarowego w przeliczeniu na częstotliwość:

$$\Delta f_{\text{THz}} = \frac{c}{(\lambda_2)^2} \Delta \lambda_e + \frac{c}{(\lambda_1)^2} \Delta \lambda_e = \Delta \lambda_e \left(\frac{c}{(\lambda_1)^2} + \frac{c}{(\lambda_2)^2} \right) \quad (3.20)$$

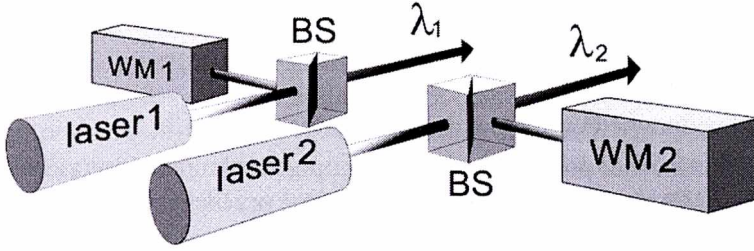
gdzie $\Delta \lambda_e$ – błąd pomiarowy optycznego analizatora widma.

Optyczny analizator widma można scharakteryzować kilkoma parametrami, z których dla pomiarów terahercowych ważna jest wartość długości wytwarzanej fali. Oczywiście jest, że rozdzielczość w pomiarze częstotliwości jest najważniejszym parametrem przyrządu. Określa ona, z jaką dokładnością może być zmierzona częstotliwość centralna wytwarzanego przez laser promieniowania. (Mówimy „częstotliwość centralna”, bo jak wiadomo promieniowanie lasera ma pewien rozkład w dziedzinie częstotliwości). Rozdzielczość częstotliwości analizatorów widma zwykle mieści się w granicach od 0,1 nm do 0,01 nm. Rozdzielczość jest tu podawana w jednostkach długości (fali). Wyjaśniamy, że w dziedzinie częstotliwości rozdzielczość 0,01 nm dla długości fali 850 nm jest równa 4 GHz, co łatwo przeliczyć poprzez znany wzór wiążący prędkość światła c z długością fali λ i częstotliwością ν : $c = \lambda \nu$. Rozdzielczość 4 GHz oznacza, że z taką dokładnością możemy określić położenie maksimum mierzonego sygnału na osi częstotliwości. Dwa kolejne parametry to dokładność określenia długości fali oraz zakres analizatora widma. Dokładność wyznaczenia długości fali określa granicę, przy której możliwe jest wyznaczenie minimalnej różnicy pomiędzy dwoma długościami fal λ_1 i λ_2 laserów, inaczej rozróżnienie dwóch blisko położonych sygnałów. Weźmy ostrożnie najgorszy przypadek – typową dokładność analizatorów widma równą 0,1 nm, co przy długości fali 850 nm daje minimalną wartość ok. 40 GHz. Z kolei podawany przez producentów minimalny dystans częstotliwości możliwy do rozróżnienia przez przyrząd wynosi ok. 80 GHz [3.35]. I takich możemy się spodziewać dokładności wyznaczenia częstotliwości fotomiksera terahercowego, stosując podaną metodę.

Ostatni ważny parametr to zakres analizatorów widma. Zwykle mieści się on w przedziale 400–1700 nm, co jest wystarczające dla pomiarów z użyciem anten LT–GaAs, których maksymalna sprawność (przerwa energetyczna) przypada na około 850 nm.

3.4.2. Metoda 1 – pomiar bezpośredni optycznym miernikiem długości fali

Miernik długości fali konstrukcyjnie zwykle opiera się na interferometrze Michelsona lub Fizeau. Producent zwykle podaje wartość błędu pomiarowego w długości fali mierzonej w próżni i/lub w jednostkach częstotliwości. Na rysunku 3.40 podano schematycznie układ pomiarowy. Długość fali jest tu mierzona niezależnie dla dwóch źródeł promieniowania.



Rys. 3.40. Heterodyna laserowa w układzie pomiarowym z miernikami długości fali WM1 i WM2

Mierniki WM1 i WM2 są czułymi i o wysokiej rozdzielczości przyrządami, którymi możemy wyznaczyć parametry częstotliwościowe użytych laserów w układzie - zwykle jednomodowych diod laserowych typu DFB (*Diffraction Feedback Bragg*). Dokładność takich urządzeń jest zwykle rzędu $\Delta\lambda = 60$ MHz [3.36]. W tej metodzie pomiarowej mogą być równocześnie użyte dwa mierniki (patrz rys. 3.40) i stąd błąd pomiaru częstotliwości $\Delta\nu_{\text{THz}}$ może być zdefiniowany, jak następuje:

$$\Delta\nu_{\text{THz}} = \Delta\nu_1 + \Delta\nu_2 \quad (3.21)$$

gdzie: $\Delta\nu_1$, $\Delta\nu_2$ – odpowiednio błąd pomiarowy pierwszego i drugiego miernika.

3.4.3. Metoda 2 – obliczenia na podstawie danych podawanych przez producenta

Głównym parametrem określającym długość fali wytwarzanej przez diodę laserową jest jej temperatura. Szczególnie dotyczy to diod jednomodowych, np. typu DFB. Zależność częstotliwości pracy od jej temperatury jest używana do kontroli długości fali takiego lasera. Zakładając stały prąd diody laserowej, możemy przestrajac częstotliwość pracy lasera z precyzją regulacji jej temperatury. Przestrajanie prądem jest możliwe, ale parametr ten jest zwykle 10 razy gorszy od parametru temperaturowego i stąd strojenie prądem odbywa się w znacznie węższym zakresie częstotliwości. Zakładając stały prąd diody laserowej, można obliczyć długość fali wytwarzanej przez diodę laserową, używając przybliżenia:

$$\lambda \approx \lambda_0 + \Delta\lambda = \lambda_0 + k_\lambda \Delta T \quad (3.22)$$

gdzie k_λ – temperaturowy współczynnik długości fali, $\Delta\lambda$ – zmiana długości fali wywołana zmianą temperatury ΔT , λ_0 – centralna długość fali lasera w temperaturze T_0 .

Ponieważ $\Delta T_1 = T_1 - T_0$ i $\nu = \frac{c}{\lambda}$, zatem:

$$\nu_{\text{THz}} = \frac{c}{\lambda_2} - \frac{c}{\lambda_1} = \frac{c(\lambda_1 - \lambda_2)}{\lambda_1 \lambda_2} = \frac{c}{k_\lambda} \frac{(T_2 - T_1)}{T_2 T_1} \quad (3.23)$$

gdzie T_1 i T_2 – odpowiednio temperatura absolutna diod 1 i 2.

Niektórzy producenci podają współczynniki przestrajania temperaturowego względem częstotliwości, stąd wyrażenie (3.22) może być przedstawione jako:

$$\nu_{\text{THz}} = k_\nu (T_2 - T_1) \quad (3.24)$$

gdzie k_ν – temperaturowy współczynnik przestrajania częstotliwości.

Błąd pomiaru częstotliwości $\Delta \nu_{\text{THz}}$ może być zapisany jako:

$$\Delta \nu_{\text{THz}} = (T_2 - T_1) \Delta k_\nu + k_\nu (\Delta T_2 - \Delta T_1) \quad (3.25)$$

gdzie Δk_ν – błąd temperaturowego współczynnika przestrajania częstotliwości.

Parametry λ_0 i k_λ mogą być wyznaczone z pomiarów analizatorem widma, ale często są podawane w danych katalogowych diod laserowych. Jeśli nie mamy do dyspozycji analizatora widma, należy mieć na uwadze, że współczynniki k_λ i k_ν nie są podawane z należytą precyzją, co może być źródłem poważnych błędów w wyznaczeniu położenia linii absorpcyjnych w badaniach spektroskopowych.

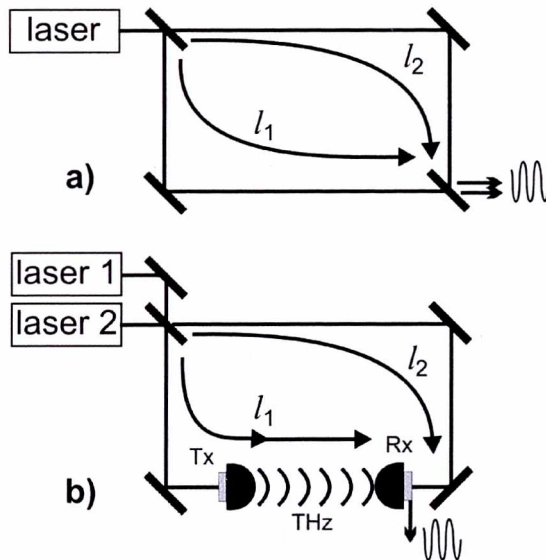
Metoda wyznaczania częstotliwości fotomiksera, opierająca się na znajomości współczynników częstotliwościowych czy falowych wziętych z danych katalogowych, wydaje się prosta i nie wymaga dodatkowego wyposażenia w drogie przyrządy pomiarowe. Temperatura lasera może być łatwo odczytana z towarzyszącemu urządzeniu kontrolerowi temperatury diody laserowej. Inną zaletą jest to, że kolejny punkt pomiarowy ma częstotliwość wyższą niż poprzedni (lub odwrotnie), dzięki czemu oś częstotliwości wykresu widma ma wartości narastające, co ułatwia wykreślenie charakterystyki widmowej badanej substancji. (Nie zawsze jest to możliwe). Z drugiej strony zmiany długości fali wraz ze strojeniem lasera temperaturą nie są monotoniczne i zwykle obserwuje się „skoki” charakterystyki widmowej. Stąd metoda ta niesie pewne ryzyko, że niewłaściwe częstotliwości (długości fal) mogą być przypisane do wielu punktów pomiarowych.

3.4.4. Metoda 3 – określenie częstotliwości fotomiksera metodą homodynowej detekcji koherentnej

W klasycznym optycznym interferometrze dwa sygnały optyczne o tej samej częstotliwości, z tego samego źródła promieniowania, prowadzone oddzielnymi ramionami, spotykają się na powierzchni ekranu lub detektora. Jest to idea koherentnej detekcji homodynowej – rys. 3.41a. (Inaczej niż w detekcji heterodynowej, gdzie

w detektorze mieszane są dwa niezależne od siebie sygnały z dwóch różnych źródeł). Obserwowany sygnał jest zależny od relacji fazowych pomiędzy sygnałem w jednym ramieniu (odniesienia) a sygnałem w drugim (pomiarowym). Wprowadzenie w jedno z ramion (np. pomiarowe) badanej próbki o innym niż powietrza współczynniku załamania wydłuża drogę optyczną tego ramienia. Na ekranie lub detektorze zaobserwujemy wtedy przesunięcie prążków interferencyjnych. Przesunięcie to jest miarą zmiany drogi optycznej, a dalej miarą wartości współczynnika załamania badanej próbki (jeśli jest znana grubość próbki).

Podobne zjawisko występuje w fotomikserze terahercowym [3.35]. Tu źródłem promieniowania jest heterodyna laserowa (laser 1 i laser 2 na rys. 3.41), co pozornie przeczy idei homodynowej. Sygnał dudnień jest rozprowadzany przez dwa ramiona interferometru (l_1 i l_2) do detektora, którym jest antena fotoprzewodząca Rx. Do detektora docierają dwa sygnały o takiej samej częstotliwości (dudnień). W tym sensie mamy nadal do czynienia z ideą detekcji homodynowej. W jednym z ramion sygnał dudnień jest „przetwarzany” w antenie fotoprzewodzącej (takiej samej jak ta detekcyjna) na falę terahercową o takiej samej częstotliwości i fazie co sygnał dudnień. Do anteny detekcyjnej Rx docierają zatem nadal dwa sygnały z tego samego źródła (heterodyny laserowej) i o takiej samej częstotliwości. Nadal jest realizowana w tym układzie idea



Rys. 3.41. a) Układ interferometru optycznego (Macha–Zehndera),
b) fotomikser terahercowy, l_1 – ramię pomiarowe, l_2 – ramię odniesienia
(Tx, Rx – odpowiednio terahercowe anteny nadawcza i odbiorcza).

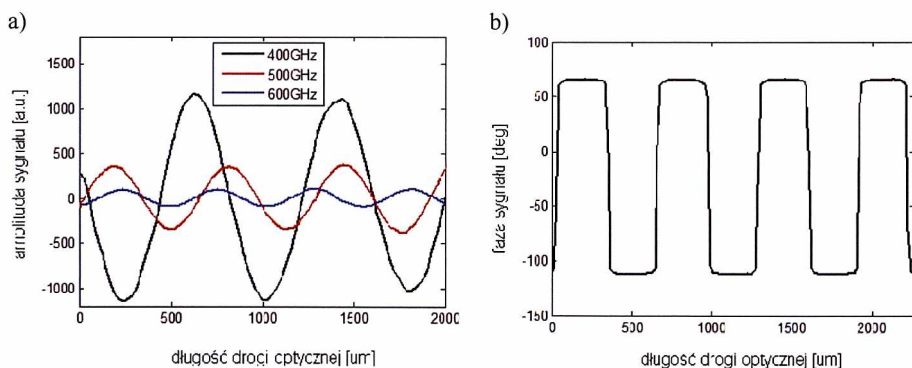
Symbolicznie zaznaczono wykrywane sygnały.

(Różnica $|l_1 - l_2|$ dróg optycznych pomiędzy obydwoma ramionami interferometrów
może być zmieniana za pomocą optycznej linii opóźniającej)

detekcji homodynowej. I nadal o wartości sygnału wykrywanego za pomocą anteny fotoprzewodzącej decydują wzajemne relacje fazowe pomiędzy obydwooma sygnałami. Inaczej to określając, realizowana jest tu tzw. detekcja fazoczuła.

W fotomikserze terahercowym ze względu na proces przetwarzania sygnału w antenach fotoprzewodzących (nadawczej i odbiorczej) sygnał dudnień docierający do anteny nadawczej często nazywany jest sygnałem pobudzającym (falę terahercową), a do anteny odbiorczej sygnałem próbkującym (wykrywającym falę terahercową) [3.35].

W zależności od różnicy faz pomiędzy obydwooma sygnałami na antenie odbiorczej otrzymuje się sygnał stały (pojawia się składowa stała). To właśnie dlatego może być on łatwo mierzalny. Gdy zmieniamy w sposób ciągły długość jednego z ramion interferometru/fotomiksera, obserwujemy ruch prążków interferencyjnych lub periodyczny sygnał napięciowy/prądowy na detektorze. Zmieniane są w sposób ciągły relacje fazowe obu sygnałów i składowa stała zmienia się cyklicznie, jak to pokazano na rysunku 3.42. Dokładnie taki sam sygnał (ruch prążków interferencyjnych) możemy obserwować w klasycznym interferometrze. Cykl zmian obserwowanego sygnału będzie zależał od częstotliwości dudnień. Dla przykładu pokazano taki sygnał dla częstotliwości dudnień, czyli częstotliwości fotomiksera terahercowego, równych 400, 500 i 600 GHz (rys. 3.42a). Wartość pełnego cyklu (tu wyskalowanego w zmianach długości ramienia) jest punktem wyjścia do obliczenia wartości częstotliwości fali terahercowej w systemie fotomiksera. Dokładność obliczeń będzie zależała od dokładności kalibrowania urządzenia zmieniającego długość jednego z ramion, zwykle tzw. optycznej linii opóźniającej [3.36, 3.37]. Innym sposobem obliczeniowym jest zastosowanie do zarejestrowanego cyfrowo sygnału transformaty Fouriera (dokładniej:



Rys. 3.42. a) Amplituda sygnału na terahercowej antenie odbiorczej Rx (patrz rys. 3.41b) w funkcji zmian różnicy dróg $|l_1 - l_2|$ optycznych pomiędzy ramionami fotomiksera (patrz rys. 3.41b). Podano trzy przykłady sygnałów dla częstotliwości fotomiksera $\nu_{\text{THz}} = 400, 500, 600$ GHz, b) sygnał fazy w funkcji zmian różnicy dróg optycznych

szybkiej transformaty FFT – *Fast Fourier Transform*). Otrzymuje się wtedy bezpośrednio wartość częstotliwości dudnień, czyli częstotliwość pracy fotomiksera terahercowego.

Procedura pomiarowa przeprowadzana jest w trzech krokach:

1 – częstotliwość fotomiksera ustala się na pożądaną wartość zwykle za pomocą kontrolerów temperatury diod laserowych,

2 – zmienia się długość jednego z ramion za pomocą optycznej linii opóźniającej w możliwym maksymalnym jej zakresie – chodzi o zarejestrowanie maksymalnej liczby cykli sygnału składowej stałej na antenie odbiorczej,

3 – cykliczny sygnał poddawany jest transformacji Fouriera, a oś X (zmian różnicy $|l_1 - l_2|$ dróg optycznych lub inaczej długości linii opóźniającej) jest przeliczana na częstotliwość za pomocą znanej relacji wiążącej prędkość światła c z częstotliwością ν i długością λ : $c = \lambda \nu$.

Trzeci krok wymaga wyjaśnień. Transformata FFT jest obliczana bezpośrednio z sygnału na rysunku 3.42a – wartości amplitudy, ale śledzony jest równocześnie przebieg fazowy (rys. 3.42b). Taka procedura jest korzystna do obliczeń, bo przejście fazy przez poziom zerowy precyzyjnie określa maksimum i minimum periodycznego sygnału amplitudy z rysunku 3.42a. Wynik transformaty wszystkich trzech sygnałów z rysunku 3.42a widoczny jest na rysunku 3.43. Maksimum amplitudy A_m sygnału FFT jest obliczana ze wzoru:

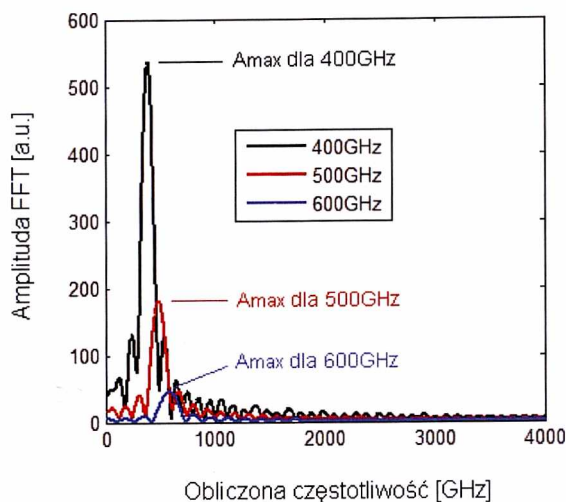
$$A_m = \frac{2A_{\max}}{N_F} \quad (3.26)$$

gdzie N_F – liczba punktów transformaty.

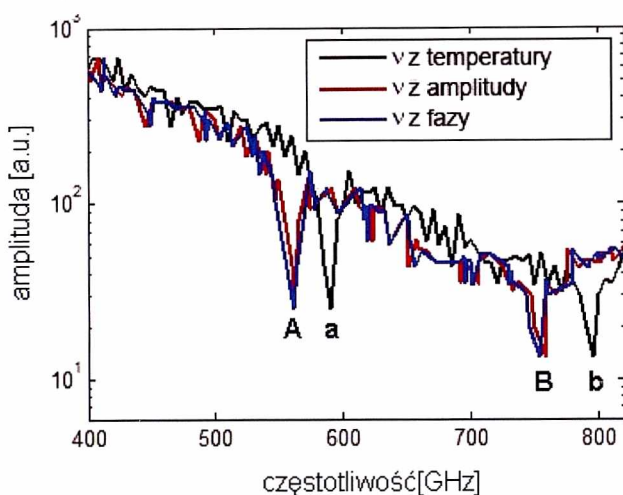
Rozdzielczość FFT może być sztucznie powiększona poprzez dodanie zer do zestawu punktów pomiarowych tak, aby liczba branych do transformaty punktów była potęgą 2, np. 1024, 2048, 4096 ... itd.

Pozycja maksimum charakterystyki FFT w funkcji częstotliwości (patrz rzeczywisty wynik pomiarowy na rysunku 3.43) określa częstotliwość fotomiksera. (Przy obliczeniach równocześnie otrzymuje się średnią wartość amplitudy opracowywanego sygnału). Następnie procedurę powtarza się dla innej wybranej częstotliwości, którą można zmieniać za pomocą kontrolerów temperatury diod w możliwie szerokim zakresie. Otrzymane wyniki pozwalają na prawidłowe wyskalowanie osi X charakterystyki spektroskopowej w jednostkach częstotliwości. To kluczowa operacja, która potem umożliwi prawidłowe wyznaczenie widma badanej substancji w pasmie terahercowym.

Dla uświadomienia badacza, jakie błędy może popełnić przy wyznaczaniu częstotliwości pracy fotomiksera terahercowego, pokazano przykład spektroskopii pary wodnej uzyskany w zakresie 0,40–0,85 THz [3.36].



Rys. 3.43. Transformata FFT sygnału amplitudowego z rys. 3.42a dla trzech częstotliwości fotomiksera $\nu_{\text{THz}} = 400 \text{ GHz}$, 500 GHz i 600 GHz



Rys. 3.44. Pomiary widma pary wodnej zawartej w powietrzu w zakresie 400–850 THz metodą 2 – linie a i b oraz metodą 3 – linie A i B

Wyniki uzyskano z pomiarów widma pary wodnej zawartej w powietrzu otaczającym układ badawczy. Dokładniej był to słup pary wodnej o długości około 50 cm, na drodze wiązki terahercowej fotomiksera. Zastosowano tu metodę 2 – skalowania osi częstotliwości na podstawie danych katalogowych producenta zestawu fotomiksera, oraz metodę 3 – metodą homodynowej detekcji koherentnej. Otrzymano

dwie linie absorpcyjne wody: linie a i b na rysunku 3.44 metodą 2 i linie A i B metodą 3. Jak widać, wynik uzyskany na podstawie danych producenta (w tym przypadku) bardzo odbiega od wyniku otrzymanego z samodzielnych pomiarów. Co gorsza, wynik ten odbiega od danych literaturowych uzyskanych i wzajemnie potwierdzonych przez innych autorów [3.37].

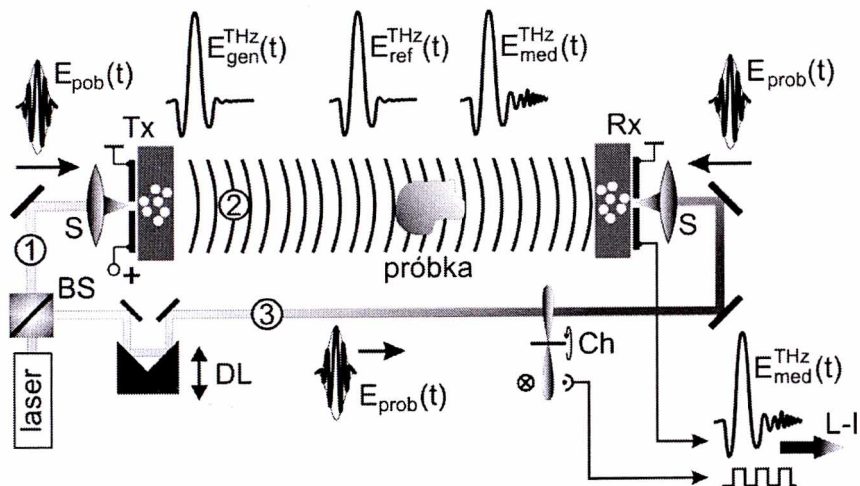
3.5. Spektrometr terahercowy

Układ spektrometru terahercowego jest wyrafinowaną konstrukcją pozwalającą zarówno na wytwarzanie, jak i wykrywanie fali terahercowej. Tu znowu jesteśmy bezradni w próbie przydzielenia tej techniki: do wykrywania czy wytwarzania promieniowania terahercowego? Podobnie jak fotomikser terahercowy, urządzenie wykorzystuje metodę homodynowej detekcji koherentnej w wykrywaniu promieniowania THz, ale równocześnie jest instrumentem do wytwarzania fali terahercowej.

3.5.1. Terahercowa spektroskopia czasowa (THz–TDS)

W nazwie „spektroskopia” odnajdujemy dziedzinę częstotliwościową, a zatem w nazwie „spektroskopia czasowa” tkwi metoda badawcza łącząca obie dziedziny – czas i częstotliwość. W metodzie tej impuls promieniowania (zapisany w dziedzinie czasowej) zniekształcony przez badany materiał zamieniany jest na jego widmo, czyli dziedzinę częstotliwościową. Podobnie działa spektroskopia fourierowska (FTIR – *Fourier Transform Infra-Red*), gdzie sygnał otrzymywany na skutek ruchu zwierciadła interferometru (a ruch to dystans, a dystans to czas przebiegu promieniowa przez badany materiał powiązane ze sobą wszystkimi prędkościami światła) zamieniany jest na swoje widmo poprzez transformatę Fouriera. Różnica pomiędzy obydwoma metodami tkwi w tym, że w sygnale otrzymanym w technice THz–TDS zawarta jest informacja o zmianie fazy tego sygnału po przejściu promieniowania przez materiał. Jest to kluczowa właściwość spektroskopii czasowej. Konsekwencje tej właściwości są dla badacza niezwykle fortunate. Można z zarejestrowanego sygnału impulsowego obliczyć nie tylko współczynnik absorpcji, ale również współczynnik załamania oraz przenikalność dielektryczną względną i to w całym zakresie częstotliwościowym takiego spektrometru. Ostatni parametr pozwala nawet na tak wymyślne badania, jak znajdowanie rozszczepienia podłużno-poprzecznego (LO–TO) w materiałach dielektrycznych. Wydawało się to wcześniej niemożliwe w tzw. transmisyjnej spektroskopii IR (*Infra-red*) na rzecz spektroskopii R, czyli spektroskopii rozpraszeniowej Ramana.

Zasada pomiaru opiera się na omówionej wcześniej koherentnej detekcji homodynowej. Również do anteny odbiorczej Rx (patrz rys. 3.45) docierają dwa sygnały, tera-



Rys. 3.45. Impulsowy spektrometr terahercowy w układzie spektroskopii czasowej (THz-TDS) z laserem femtosekundowym. BS – kostka światłodzielną, S – soczewki mikroskopowe, DL – retropryzmat w układzie optycznej linii opóźniającej, Tx, Rx – odpowiednio, anteny nadawcza i odbiorcza, $E_{pob}(t)$ – laserowy impuls pobudzający,

$E_{prob}(t)$ – laserowy impuls próbkujący, $E_{gen}^{THz}(t)$ – wygenerowany impuls w antenie Tx,

$E_{ref}^{THz}(t)$ – terahercowy impuls przed badanym materiałem jako sygnał odniesienia,

$E_{med}^{THz}(t)$ – terahercowy impuls po przejściu przez badany materiał (sygnał pomiarowy).

Zaznaczono próbkę badanego materiału na drodze wiązki terahercowej, przerywacz wiązki Ch dla sygnału odniesienia do wysterowania nanowoltomierza homodynowego L-I (Lock-In).

W kółkach: 1 – wiązka pobudzająca, 2 – wiązka pomiarowa, 3 – wiązka próbkująca
(1 + 2 = ramię pomiarowe spektrometru, 3 = ramię próbkujące spektrometru)

hercowy pomiarowy $E_{med}^{THz}(t)$ (po przejściu przez próbkę materiału) i laserowy próbkujący $E_{prob}(t)$, ale układ działa w trybie impulsowym. Stąd często nazwa Impulsowa Spektroskopia Terahercowa. Sygnał próbkujący $E_{prob}(t)$ jest w trakcie pomiaru opóźniany względem sygnału pomiarowego linią DL, w wyniku czego można dokonać rekonstrukcji sygnału pomiarowego. Istotę pomiaru ilustruje rysunek 3.46.

Docierający do anteny Rx sygnał próbkujący „kluczuje” antenę, a dokładniej pobudza nośniki elektryczne w półprzewodniku, zawierając tym samym sygnał indukowany na antenie impulsem pomiarowym. Impuls pomiarowy jest mierzony dwukrotnie – z próbką materiału i bez próbki. Ten ostatni pomiar jest dla uzyskania sygnału odniesienia $E_{ref}^{THz}(t)$, który wraz z sygnałem pomiarowym $E_{med}^{THz}(t)$ wchodzi w cykl obliczeń optycznych parametrów badanej substancji [3.38, 3.39].



Rys. 3.46. Rekonstrukcja terahercowego impulsu pomiarowego $E_{\text{med}}^{\text{THz}}(t)$ (górna seria), który przeszedł przez materiał badany, laserowym impulsem próbkującym $E_{\text{prob}}(t)$ (środkowa seria), o narastającym czasie opóźnienia τ względem siebie. Dolna seria – wynik rekonstrukcji impulsu terahercowego metodą koherentnej detekcji homodynowej

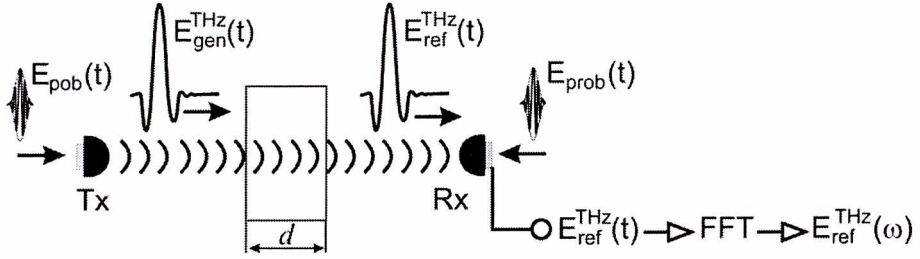
Otrzymane wyniki numeryczne (w dziedzinie czasowej), składające się na kształt impulsu odniesienia $E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(t)$, oraz po przejściu przez materiał badany $E_{\text{med}}^{\text{THz}}(t)$ należy poddać kolejnej obróbce matematycznej. Przede wszystkim należy dokonać transformaty Fouriera obydwu wyników i tym samym przejść do dziedziny częstotliwościowej, otrzymując odpowiednio $E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(\omega)$ i $E_{\text{prob}}(\omega)$. Na rysunku 3.47 pokazano jak przemieszcza się wiązka terahercowa przez część pomiarową spektroskopu terahercowego. Zaznaczono przestrzeń o grubości d , która jest równoważna grubości próbki badanego materiału. Impuls lasera femtosekundowego $E_{\text{pob}}(t)$ pobudza antenę nadawczą Tx, a wyemitowany w ten sposób impuls terahercowy $E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(t)$ przemieszcza się przez odcinek pomiarowy spektrometru.

Rekonstruowany w antenie odbiorczej Rx impuls $E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(t)$ jest poddawany transformacie Fouriera (FFT), aby mogły być użyte do dalszej obróbki matematycznej.

Wynik, jaki uzyskuje się na wyjściu anteny odbiorczej Rx, jest w gruncie rzeczy splotem funkcji $E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(t)$ i $E_{\text{pob}}(t)$ – patrz rys. 3.47:

$$E_{\text{ref}}^{\text{S}}(t) = E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(t) \otimes E_{\text{prob}}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(t) E_{\text{prob}}(t - \tau) d\tau \quad (3.27)$$

Dla wygody, w dalszej części tekstu zostanie utrzymane oznaczenie $E_{\text{ref}}^{\text{S}}(t) \Rightarrow E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(t)$.



Rys. 3.47. Propagacja fali terahercowej $E_{\text{gen}}^{\text{THz}}(t)$ przez pomiarowe ramię spektrometru THz–TDS bez próbki materiału badanego. $E_{\text{gen}}^{\text{THz}}(t)$ – wygenerowany impuls w antenie Tx, d – przestrzeń równoważna grubości badanego materiału, FFT – operacja szybkiej transformaty Fouriera na sygnale $E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(t)$ (po przejściu przez ramię pomiarowe THz bez badanego materiału) prowadząca do przejścia do dziedzinie częstotliwościowej – sygnał $E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(\omega)$. Zaznaczono laserowe wiązki pobudzającą $E_{\text{pob}}(t)$ i próbkującą $E_{\text{prob}}(t)$

Jak wiadomo, spłot po przeniesieniu obliczeń do dziedzinie częstotliwościowej sprowadza się do mnożenia funkcji:

$$E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(t) \otimes E_{\text{prob}}(t) \Leftrightarrow E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(\omega) E_{\text{prob}}(\omega) \quad (3.28)$$

oraz

$$E_{\text{med}}^{\text{THz}}(t) \otimes E_{\text{prob}}(t) \Leftrightarrow E_{\text{med}}^{\text{THz}}(\omega) E_{\text{prob}}(\omega) \quad (3.29)$$

Tak samo rozplot w dziedzinie częstotliwości sprowadza się do dzielenia funkcji, co pozwala na „oczyszczenie” wyniku, jak to zostało pokazane. To po to używamy tu transformaty Fouriera:

$$E(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{i\omega t} dt \quad (3.30)$$

Należy tu pamiętać, że w praktyce dla sygnałów cyfrowych stosuje się tzw. szybką transformatę Fouriera (FFT – *Fast Fourier Transform*) [3.5].

Ogólnie, sygnał (już po transformacji FFT), który przeszedł przez próbkę badanego materiału o grubości d , można zapisać jako [3.38]:

$$E(d, \omega) = E(0, \omega) \exp[-ik(\omega)d] \quad (3.31)$$

Impuls terahercowy, przechodząc przez materiał ulega opóźnieniu, dyspersji i tłumieniu. Opóźnienie wynika ze współczynnika załamania materiału badanego, dyspersja z widma materiału, a tłumienie ze współczynnika absorpcji. Wektor falowy $k(\omega)$

niesie w sobie komplet informacji o oddziaływaniu fali THz z badaną próbką. Można go wyrazić poprzez zespolony współczynnik załamania $n(\omega)$:

$$n(\omega) = n'(\omega) - in''(\omega) \quad (3.32)$$

gdzie:

$$k(\omega) = \frac{\omega n(\omega)}{c} \quad (3.33)$$

Przy okazji znajdujemy względną przenikalność dielektryczną $\varepsilon_w(\omega)$ badanego materiału, która wyraża się poprzez współczynnik załamania, jak:

$$\varepsilon_w(\omega) = [n(\omega)]^2 \quad (3.34)$$

a współczynnik absorpcji materiału próbki $\alpha(\omega)$:

$$\alpha(\omega) = \frac{2\omega n''(\omega)}{c} \quad (3.35)$$

Po podstawieniu (3.35) do (3.32), a następnie do (3.33), otrzymuje się:

$$k(\omega) = \frac{\omega n'(\omega)}{c} - i \frac{\alpha(\omega)}{2} \quad (3.36)$$

Po dodaniu i odjęciu jedynki do i od $n'(\omega)$ otrzymuje się wyrażenie:

$$k(\omega) = k_0 + \frac{\omega[n'(\omega) - 1]}{c} - j \frac{\alpha(\omega)}{2} \quad (3.37)$$

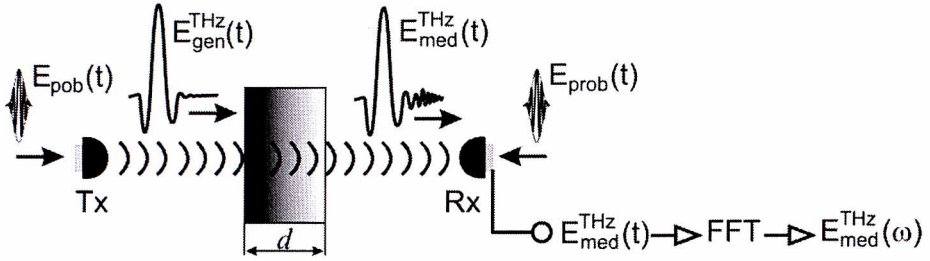
gdzie:

$$k_0 = \frac{\omega}{c} \quad (3.38)$$

Należy zwrócić uwagę, że sygnał $E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(\omega)$ (już po transformacie Fouriera) może być ogólnie zapisany jako:

$$\begin{aligned} E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(\omega) &= E_{\text{gen}}^{\text{THz}}(\omega) A(\omega) S_0(\omega, d) \\ &= E_{\text{gen}}^{\text{THz}}(\omega) A(\omega) \exp(-ik_0 n_0(\omega) d) \end{aligned} \quad (3.39)$$

gdzie: $E_{\text{gen}}^{\text{THz}}(\omega)$ – impuls THz wytwarzany przez źródło, $A(\omega)$ – funkcja odpowiedzi spektrometru THz po włączeniu detektora, $S_0(\omega, d)$ – funkcja odpowiedzi równoważnego obszaru d bez materiału próbki.



Rys. 3.48. Propagacja fali terahercowej $E_{\text{gen}}^{\text{THz}}(t)$ przez pomiarowe ramię spektrometru THz–TDS

z badaną próbką. $E_{\text{gen}}^{\text{THz}}(t)$ – wygenerowany impuls w antenie Tx, d – grubość badanej próbki,

FFT – operacja szybkiej transformaty Fouriera na sygnale $E_{\text{med}}^{\text{THz}}(t)$ (po przejściu przez ramię pomiarowe THz z badaną próbką) prowadząca do przejścia do dziedzin częstotliwościowej – sygnał $E_{\text{med}}^{\text{THz}}(\omega)$. Zaznaczono laserowe wiązki pobudzającą $E_{\text{pob}}(t)$ i próbkującą $E_{\text{prob}}(t)$

Jak widać

$$S_0(\omega, d) = \exp(-ik_0 n_0(\omega) d) \quad (3.40)$$

gdzie: $n_0(\omega)$ – współczynnik załamania powietrza lub gazu wypełniającego przestrzeń pomiarową (dla uproszczenia można założyć, że $n_0(\omega) = 1$).

Dalsza metodologia prowadzi do tego, aby wyeliminować wielkości zależne od wielu czynników eksperymentalnych i często bezpośrednio niemierzalnych. Powtarza się procedurę dla układu z badaną próbką – patrz rys. 3.48.

Podobnie jak w wyrażeniu (3.39) otrzymujemy:

$$\begin{aligned} E_{\text{med}}^{\text{THz}}(\omega) &= E_{\text{gen}}^{\text{THz}}(\omega) A(\omega) \text{TR}(\omega) S(\omega, d) \\ &= E_{\text{gen}}^{\text{THz}}(\omega) A(\omega) \text{TR}(\omega) \exp(-ik(\omega) d) \end{aligned} \quad (3.41)$$

gdzie: $\text{TR}(\omega)$ – współczynnik określający część mocy promieniowania przechodzącego na drodze zajętej przez badaną próbkę w stosunku do reszty drogi pokonywanej przez terahercową wiązkę pomiarową (od źródła THz do detektora THz) – patrz rys. 3.47 lub rys. 3.48, $S(\omega, d)$ – funkcja odpowiedzi obszaru d z badaną próbką.

Współczynnik $\text{TR}(\omega)$ można obliczyć ze wzoru:

$$\text{TR}(\omega) = 1 - \left[\frac{n_{\text{śred}}(\omega) - 1}{n_{\text{śred}}(\omega) + 1} \right]^2 \quad (3.42)$$

gdzie: $n_{\text{śred}}(\omega)$ – uśredniony współczynnik załamania na drodze wiązki pomiarowej od źródła THz do detektora THz; dokładniej, mierzona próbka plus powietrze lub gaz otaczający system pomiarowy (najczęściej azot lub suche powietrze).

Tym razem – porównaj z (3.40):

$$S(\omega, d) = \exp[-ik(\omega)d] = \exp[-ik_0 n(\omega)d] \quad (3.43)$$

Jeśli podzieli się teraz (3.41) przez (3.39), otrzymuje się znaną z techniki funkcję transmitancji, inaczej przejścia, która określa zachowanie się badanego układu niezależnie od wymuszenia:

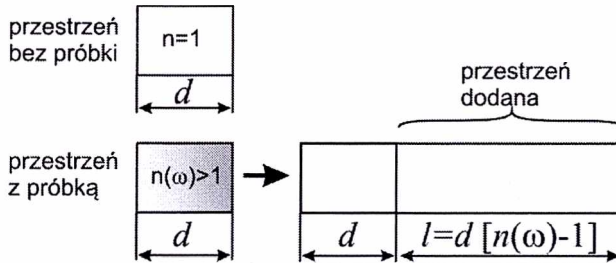
$$\begin{aligned} \frac{E_{\text{med}}^{\text{THz}}(\omega)}{E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(\omega)} &= \frac{E_{\text{gen}}^{\text{THz}}(\omega) A(\omega) \text{TR}(\omega) S(\omega, d)}{E_{\text{gen}}^{\text{THz}}(\omega) A(\omega) S_0(\omega, d)} \\ &= \text{TR}(\omega) \exp\{-i[k(\omega) - k_0]d\} \end{aligned} \quad (3.44)$$

Usuwa się tym samym odpowiedź częstotliwościową generowanego impulsu i całego systemu optycznego, a pozostaje tylko odpowiedź mierzonej próbki. Matematycznie jest to znana operacja dekonwolucji, rozplotu, w celu uzyskania niezakłóconych danych.

Zwróćmy uwagę na składnik $[k(\omega) - k_0]d$. Napiszmy, biorąc pod uwagę (3.33):

$$[k(\omega) - k_0]d = k_0 d [n(\omega) - 1] \quad (3.45)$$

Wartość wielkości $d[n(\omega) - 1]$ to dokładnie tyle drogi optycznej, ile przybyło w ramieniu pomiarowym spektrometru THz, po wstawieniu badanej próbki w przestrzeń o grubości d – patrz rys. 3.47 i rys. 3.48. Rysunek 3.49 bliżej wyjaśnia, jak operacja dana wyrażeniem (3.44) „usuwa” równoważny odcinek o grubości d (przeznaczony na mierzoną próbkę) z dalszych rozważań.



Rys. 3.49. Ilustracja do wyjaśnienia znaczenia operacji rozplotu danej wyrażeniem (3.44):

l – przestrzeń dodana do długości drogi optycznej ramienia pomiarowego

na skutek umieszczenia w nim badanej próbki grubości d ze współczynnikiem załamania $n(\omega)$

Uwzględniając oznaczenia na rysunku 3.49, można przepisać wyrażenie (3.44) następująco:

$$\begin{aligned}\frac{E_{\text{med}}^{\text{THz}}(\omega)}{E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(\omega)} &= \text{TR}(\omega) \exp\{-i[k(\omega) - k_0]d\} \\ &= \text{TR}(\omega) \exp(-ik_0 l)\end{aligned}\quad (3.46)$$

gdzie

$$l = d[n(\omega) - 1] \quad (3.47)$$

Zmiana drogi optycznej o l wiąże się ze zmianą fazy sygnału $\phi(\omega)$ – patrz wyrażenie (3.45) i (3.46) – o wielkość $k_0 l = \Delta\phi(\omega)$. Po uwzględnieniu zależności (3.47) współczynnik załamania $n(\omega)$ badanej próbki można zapisać wyrażeniem:

$$n(\omega) = \frac{l}{d} + 1 = \frac{\Delta\phi(\omega)}{k_0 d} + 1 = \frac{c[\phi_{\text{med}}(\omega) - \phi_{\text{ref}}(\omega)]}{\omega d} + 1 \quad (3.48)$$

gdzie: c – prędkość światła, $\phi_{\text{med}}(\omega)$ – faza otrzymanego sygnału w zależności od częstości ω po przejściu wiązki pomiarowej przez mierzoną próbkę, $\phi_{\text{ref}}(\omega)$ – faza sygnału odniesienia (bez badanej próbki).

W wyrażeniu (3.48) pojawia się jedynka. Tym samym mamy kompletną informację o współczynniku załamania badanej próbki, a nie tylko na drodze „dodanej” l – patrz rys. 3.49 z prawej.

W wyrażeniu (3.48) pojawiła się zmiana fazy sygnału zniekształconego obecnością badanej próbki. Jak już to powiedziano, jest to kluczowa właściwość spektroskopii czasowej, która umożliwia obliczenie współczynnika załamania czy stałej dielektrycznej, dając pełną informację o parametrach badanej próbki.

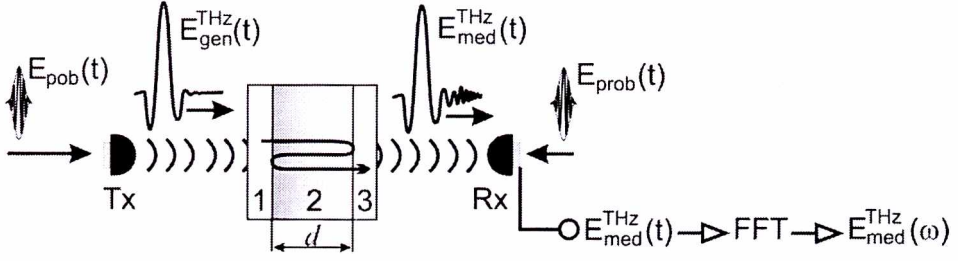
Z otrzymanych danych pomiarowych współczynnik absorpcji $\alpha(\omega)$ oblicza się z prawa Lamberta (I prawo absorpcji) [3.40]:

$$I(d) = I_0 \exp(-\alpha d) \quad (3.49)$$

gdzie: $I(d) = [E_{\text{med}}^{\text{THz}}(\omega)]^2$ – natężenie promieniowania, które przeszło przez próbkę o grubości d , $I_0 = [E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(\omega)]^2$ – natężenie promieniowania przed próbką, stąd

$$\alpha(\omega) = -\frac{2}{d} \ln \frac{E_{\text{med}}^{\text{THz}}(\omega)}{\text{TR}(\omega) E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(\omega)} \quad (3.50)$$

W mianowniku pojawia się współczynnik korygujący $\text{TR}(\omega)$ z wyrażenia (3.41).



Rys. 3.50. Propagacja fali terahercowej $E_{\text{gen}}^{\text{THz}}(t)$ przez pomiarowe ramię spektrometru THz–TDS

z mierzoną próbką 2 otoczonej warstwami 1 i 3. $E_{\text{gen}}^{\text{THz}}(t)$ – wygenerowany impuls w antenie Tx,

d – grubość próbki, $E_{\text{med}}^{\text{THz}}(t)$ sygnał po przejściu przez ramię pomiarowe THz z próbką

(warstwy 1, 2 i 3). Zaznaczono efekt etalonowy w próbce – możliwe odbicia od granicy ośrodków 1 i 2 oraz 2 i 3 (odbić może być więcej!)

Rozważania zostały uproszczone dla zrozumienia metody pomiarowej. Problem może być uogólniony do pomiaru ośrodka składającego się z trzech warstw, z których badana warstwa znajduje się pomiędzy pierwszą a trzecią – patrz rys. 3.50.

Wyrażenie (3.39), opisujące odpowiedź układu pomiarowego bez badanej próbki, można zapisać teraz następująco [3.41]:

$$\begin{aligned} E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(\omega) &= E_{\text{gen}}^{\text{THz}}(\omega) A(\omega) T_{13}(\omega) S_0(\omega, d) \\ &= E_{\text{gen}}^{\text{THz}}(\omega) A(\omega) T_{13}(\omega) \exp(-ik_0 n_0(\omega) d) \end{aligned} \quad (3.51)$$

gdzie: $E_{\text{gen}}^{\text{THz}}(\omega)$ – impuls THz wytwarzany przez źródło, $A(\omega)$ – funkcja odpowiedzi spektrometru THz po włączeniu detektora, $S_0(\omega, d)$ – funkcja odpowiedzi równoważnego obszaru bez badanej próbki lub inaczej propagacji fali THz przez odcinek d wypełnionego powietrzem, $n_0(\omega)$ – współczynnik załamania powietrza, $T_{13}(\omega)$ – współczynnik transmisji z ośrodka 1 do 3:

$$T_{13}(\omega) = \frac{2n_1(\omega)}{n_1(\omega) - n_3(\omega)} \quad (3.52)$$

$n_1(\omega)$ i $n_3(\omega)$ – odpowiednio, współczynniki załamania ośrodków 1 i 3.

Jak widać (podobnie jak w (3.40)):

$$S_0(\omega) = \exp[-ik_0 n_0(\omega) d] \quad (3.53)$$

Po wstawieniu badanej próbki w obszar d i po uwzględnieniu m -krotnych odbić od powierzchni granicznych materiału próbki i otaczających warstw 1 i 3 (patrz rys. 3.50) otrzymuje się:

$$\begin{aligned}
E_{\text{med}}^{\text{THz}}(\omega) &= E_{\text{gen}}^{\text{THz}}(\omega) A(\omega) T_{12}(\omega) T_{23}(\omega) S_2(\omega) \\
&\quad \sum_{m=0}^{+\infty} [R_{21}(\omega) R_{23}(\omega) S_2^2(\omega)]^m \\
&= E_{\text{gen}}^{\text{THz}}(\omega) A(\omega) T_{12}(\omega) T_{23}(\omega) S_2(\omega) \text{ET}(\omega)
\end{aligned} \tag{3.54}$$

gdzie: $E_{\text{gen}}^{\text{THz}}(\omega)$ – impuls THz wytwarzany przez źródło, $A(\omega)$ – funkcja odpowiedzi spektrometru THz po włączeniu źródła i detektora, $S_2(\omega)$ – funkcja odpowiedzi obszaru z próbką lub inaczej propagacji fali THz przez odcinek d wypełniony badanym materiałem, $T_{12}(\omega)$ – współczynnik transmisji z ośrodka 1 do 2:

$$T_{12}(\omega) = \frac{2n_1(\omega)}{n_1(\omega) + n_2(\omega)} \tag{3.55}$$

$T_{23}(\omega)$ – współczynnik transmisji z ośrodka 2 do 3:

$$T_{23}(\omega) = \frac{2n_2(\omega)}{n_2(\omega) + n_3(\omega)} \tag{3.56}$$

$R_{21}(\omega)$ – współczynnik odbicia między ośrodkami 2 i 1:

$$R_{21}(\omega) = \frac{n_2(\omega) - n_1(\omega)}{n_2(\omega) + n_1(\omega)} \tag{3.57}$$

$R_{23}(\omega)$ – współczynnik odbicia między ośrodkami 2 i 3:

$$R_{23}(\omega) = \frac{n_2(\omega) - n_3(\omega)}{n_2(\omega) + n_3(\omega)} \tag{3.58}$$

$n_1(\omega)$, $n_2(\omega)$ i $n_3(\omega)$ – odpowiednio współczynniki załamania ośrodków 1, 2 i 3, $\text{ET}(\omega)$ – współczynnik uwzględniający efekt etalonowy (Fabry’ego–Pérot), czyli możliwe m -krotne odbicia między ośrodkami 2 i 1 oraz 2 i 3 (patrz rys. 3.50), jak również propagację fali THz przez materiał próbki 2 o grubości d :

Podobnie jak w (3.53) można zapisać:

$$S_2(\omega) = \exp[-ik_0 n_2(\omega) d] \tag{3.59}$$

Podobnie jak w (3.44) dokonuje się dekonwolucji, czyli rozplotu wyników z badaną próbką i bez próbki:

$$\frac{E_{\text{med}}^{\text{THz}}(\omega)}{E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(\omega)} = \text{TR}_n(\omega) \text{ET}(\omega) \exp\{-ik_0 [n_2(\omega) - n_0(\omega)] d\} \tag{3.60}$$

gdzie:

$$\text{TR}_n(\omega) = \frac{2n_2(\omega)[n_1(\omega) + n_3(\omega)]}{[n_1(\omega) + n_2(\omega)][n_2(\omega) + n_3(\omega)]} \quad (3.61)$$

$$\text{ET}(\omega) = \left\{ 1 - \frac{n_2(\omega) - n_1(\omega)}{n_2(\omega) + n_1(\omega)} \frac{n_2(\omega) - n_3(\omega)}{n_2(\omega) + n_3(\omega)} \exp[-i2k_0 n_2(\omega)d] \right\}^{-1} \quad (3.62)$$

Przyjęto $m = 0$.

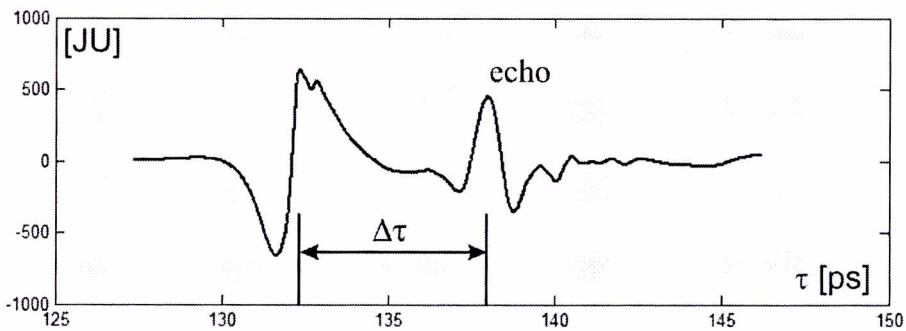
Effekt etalonowy może silnie zniekształcić pomiar, szczególnie dla grubości próbek porównywalnych z długością fali. Powstaje wtedy widoczne zjawisko kolejnych ech impulsu, który przeszedł przez mierzoną próbkę. W praktyce spektrometry terahercowe mają pasmo od 0,3 do 3 THz, czyli w granicach od 1 mm do 0,1 mm, przeliczając na długość fali pomiarowej. Stąd zaleca się pomiary próbek o grubościach co najmniej 3 mm. Na rysunku 3.51 pokazano wynik doświadczalny z pomiarów kryształu molekularnego dinitrobenzenu o grubości około 2,5 mm. Widać wyraźnie echo impulsu.

Z łatwością można obliczyć grubość d badanej próbki z czasem opóźnienia $\Delta\tau$ impulsu echa, mając współczynnik załamania n badanego materiału.

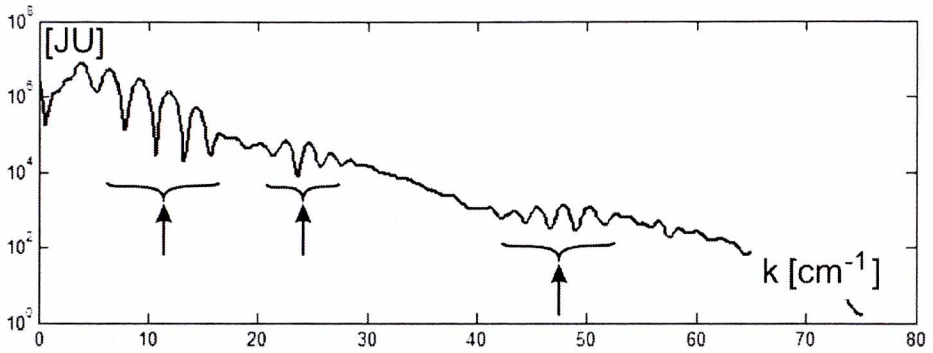
Widoczne na rysunku 3.52 obliczone widmo takiego przebiegu jest silnie zmodulowane. Czynnikiem modulującym jest fragment $\exp[-i2k_0 n_2(\omega)d]$ z wyrażenia (3.62), inaczej:

$$\exp\left[-i\frac{4\pi}{\lambda}n_2(\omega)d\right] = -\left\{ \cos\left[\left(\frac{4\pi}{\lambda}n_2(\omega)d\right)\right] + i\sin\left[\left(\frac{4\pi}{\lambda}n_2(\omega)d\right)\right] \right\} \quad (3.63)$$

Dopiero sztuczne „obcięcie” echa w procesie obliczeń daje nieznkształcone widmo, ale nigdy nie ma pewności, czy po takiej operacji nie utracono istotnych



Rys. 3.51. Sygnał $E_{\text{med}}^{\text{THz}}(t)$ zrekonstruowany na wyjściu anteny odbiorczej Rx za pomocą homodynowej detekcji koherentnej po przejściu przez kryształ dinitrobenzenu. Widoczne jest wyraźnie echo impulsu. To skutek tzw. efektu etalonowego – badana próbka tworzy dla padającej fali rezonator Fabry’ego–Pérot, $\Delta\tau$ – opóźnienie echa względem impulsu pierwotnego



Rys. 3.52. Widmo $E_{\text{med}}^{\text{THz}}(\omega)$ sygnału z rys. 3.51 – przejście do dziedziny częstotliwościowej.

Zaznaczono strzałkami zniekształcenia widma. To modulacja wywołana obecnością echa występującego w zmierzonym sygnale (patrz rys. 3.51). Oś X oznaczono w cm^{-1} , ulubionych jednostkach badaczy zajmujących się spektroskopią ($1 \text{ THz} \approx 33,3 \text{ cm}^{-1}$)

szczegółów spektralnych, a to ze względu na to, że bardzo zmniejsza się rozdzielczość obliczeń (liczba punktów pomiarowych).

Pomijając efekt etalonowy ($m = 0$) i zakładając dla uproszczenia, że $n_1 = n_3 = 1$, wyrażenie (3.60) przyjmuje postać:

$$\frac{E_{\text{med}}^{\text{THz}}(\omega)}{E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(\omega)} = \text{TR}_n(\omega) \exp\{-ik_0[n_2(\omega) - n_0(\omega)]d\} \quad (3.64)$$

podobnie jak w (3.46), gdzie tym razem:

$$\text{TR}_n(\omega) = \frac{4n_2(\omega)}{[n_2(\omega) + 1]^2} \quad (3.65)$$

Wyrażenie (3.64) w większości praktycznych przypadków daje porównywalne wyniki jak (3.42). Przy okazji otrzymujemy współczynnik odbicia $R_n(\omega)$ od badanej próbki:

$$R_n(\omega) = 1 - \text{TR}_n = \left[\frac{n_2(\omega) - 1}{n_2(\omega) + 1} \right]^2 \quad (3.66)$$

lub biorąc pod uwagę (3.34):

$$R_n(\omega) = \left[\frac{\sqrt{\varepsilon_w(\omega)} - 1}{\sqrt{\varepsilon_w(\omega)} + 1} \right]^2 \quad (3.67)$$

Dla zrozumienia metody pomiarowej bierze się wyrażenie (3.51) – bez mierzonej próbki (zakładając brak efektu etalonowego ($m = 0$) i przyjmuje dla uproszczenia: $n_1 = n_3 = 1$):

$$E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(\omega) = E_0^{\text{ref}} \exp(-ik_0 n_0(\omega) d) \quad (3.68)$$

gdzie

$$E_0^{\text{ref}}(\omega) = E_{\text{gen}}^{\text{THz}}(\omega) A(\omega)$$

Podobnie zapisuje się wyrażenie (3.54) z badaną próbką (zakładając brak efektu etalonowego ($m = 0$) i znowu przyjmuje: $n_1 = n_3 = 1$):

$$E_{\text{med}}^{\text{THz}}(\omega) = E_0^{\text{refined}}(\omega) \exp[-ik_0 n(\omega) d] \quad (3.69)$$

gdzie

$$E_0^{\text{refined}}(\omega) = E_{\text{gen}}^{\text{THz}}(\omega) A(\omega) T_{12}(\omega) T_{23}(\omega)$$

Otrzymano podobnie jak w (3.44):

$$\frac{E_{\text{med}}^{\text{THz}}(\omega)}{E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(\omega)} = A \exp\left\{\left[-ik_0 \left[(n(\omega) - 1)d\right]\right]\right\} \quad (3.70)$$

gdzie

$$A = \frac{E_0^{\text{refined}}(\omega)}{E_0^{\text{ref}}(\omega)} \quad (3.71)$$

Przypominamy, że $k_0 n(\omega) = k(\omega)$.

Ponieważ problem jest na różne sposoby przedstawiany w publikacjach, dla rozwiania wątpliwości czytelnika, przedstawiono w sposób jawny zespolony współczynnik załamania jak $n(\omega) = n'(\omega) - in''(\omega)$, wówczas:

$$\frac{E_{\text{med}}^{\text{THz}}(\omega)}{E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(\omega)} = A \exp\left\{\left[-k_0 n''(\omega) d - ik_0 (n'(\omega) - 1)d\right]\right\} \quad (3.72)$$

lub prościej

$$\frac{E_{\text{med}}^{\text{THz}}(\omega)}{E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(\omega)} = A_0 \exp[-ik_0 (n'(\omega) - 1)d] \quad (3.73)$$

gdzie

$$A_0 = \frac{E_0^{\text{refined}}(\omega)}{E_0^{\text{ref}}(\omega)} \exp[-k_0 n''(\omega) d] \quad (3.74)$$

Należy zwrócić uwagę na różnicę pomiędzy wyrażeniem (3.70) i (3.73).

Dokonuje się kolejnych modyfikacji, które mają na celu powiązanie wyprowadzonych wyrażeń z eksperymentem, gdzie dostaje się wartość amplitudy i fazy rejestrowanego sygnału. Po uwzględnieniu (3.48) można zapisać wyrażenia (3.68) i (3.69) następująco:

$$E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(\omega) = E_0^{\text{ref}} \exp[-i(\varphi_{\text{ref}} + k_0 d)] \quad (3.75)$$

gdzie skorzystano z zależności: $n_0(\omega) = \frac{\phi_{\text{ref}}(\omega)}{k_0 d} + 1$

oraz

$$E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(\omega) = E_0^{\text{refmed}}(\omega) \exp[-i((\varphi_{\text{med}} - \varphi_{\text{ref}}) + k_0 d)] \quad (3.76)$$

lub jeszcze prościej

$$E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(\omega) = E_0^{\text{refmed}}(\omega) \exp(-i\varphi_r) \quad (3.77)$$

i

$$E_{\text{med}}^{\text{THz}}(\omega) = E_0^{\text{ref}}(\omega) \exp(-i\varphi_{\text{rm}}) \quad (3.78)$$

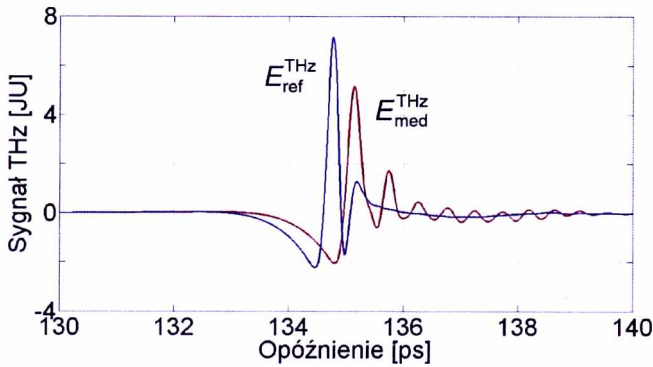
Potrzebne do obliczeń wartości amplitudy sygnałów $E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(\omega)$ i $E_{\text{med}}^{\text{THz}}(\omega)$ oraz odpowiednio ich fazy $\phi_r(\omega)$ i $\phi_{\text{rm}}(\omega)$ dostaje się z pomiarów metodą detekcji homodynowej (fazoczułej) prądu anteny odbiorczej Rx (po przejściu do dziedziny częstotliwościowej). Niezbędny ku temu sygnał odniesienia otrzymuje się po wprowadzeniu w układ optyczny mechanicznego przerywacza wiązki (np. w ramię próbujące spektrometru – patrz rys. 3.45) lub po zmodulowaniu napięcia polaryzującego antenę nadawczą Tx. Łatwo pokazać, że po dokonaniu operacji rozplotu otrzymuje się:

$$\frac{E_{\text{med}}^{\text{THz}}(\omega)}{E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(\omega)} = A \exp[-i(\varphi_{\text{rm}} - \varphi_r)] = A \exp(-i\varphi_{\text{med}}) \quad (3.79)$$

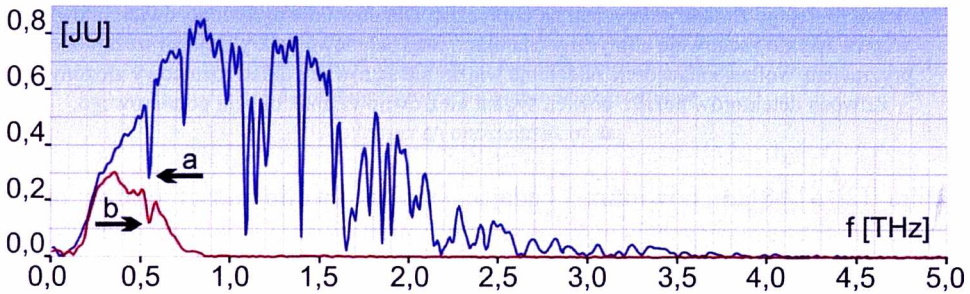
gdzie: $\varphi_{\text{med}} = \varphi_{\text{rm}} - \varphi_r$ – przesunięcie fazowe spowodowane zwiększeniem drogi optycznej w ramieniu pomiarowym spektrometru terahercowego spowodowane obecnością badanej próbki.

Jeszcze raz należy podkreślić istotę spektroskopii czasowej, która umożliwia monitorowanie fazy sygnału, zmienionej na skutek przejścia wiązki pomiarowej przez mierzoną próbkę.

Na rysunku 3.53 pokazano przykład wyniku otrzymanego w spektrometrze terahercowym. Widoczny jest impuls odniesienia $E_{\text{ref}}^{\text{THz}}(t)$ oraz wyraźnie różniący się impuls promieniowania $E_{\text{med}}^{\text{THz}}(t)$, które przeszło przez badaną próbkę. Informacja o spektralnych, optycznych i elektrycznych właściwościach badanego medium jest „ukryta” w „ogonie” impulsu $E_{\text{med}}^{\text{THz}}(t)$.



Rys. 3.53. Obraz impulsu odniesienia oraz impulsu zniekształconego przez badany materiał

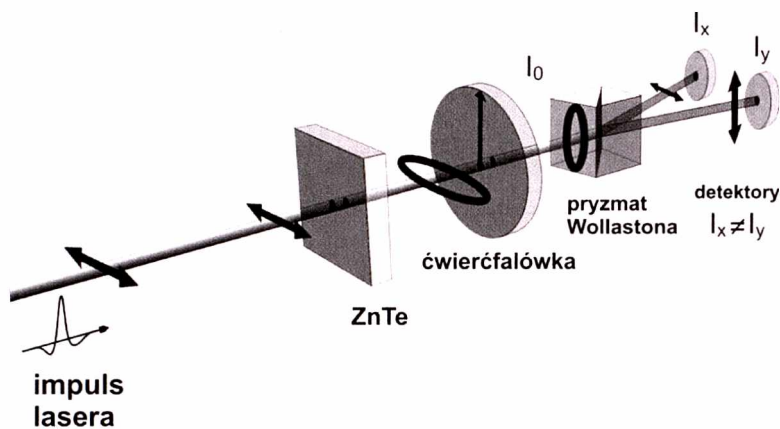


Rys. 3.54. Widmo pary wodnej (wyższy przebieg) oraz widmo kryształu dinitrobenzenu (niżej) uzyskane w warunkach nieosuszonego pola badawczego. Zaznaczono silne zniekształcenie w widmie kryształu (b) spowodowane obecnością pary wodnej – wpływ linii absorpcyjnej (a)

Na rysunku 3.54 pokazano wynik pomiaru $E_{med}^{THz}(\omega)$ po dekonwolucji sygnałów dla pary wodnej i kryształu dinitrobenzenu. Eksperyment został przeprowadzony w laboratorium bez osuszania przestrzeni pomiarowej lub wypełniania jej np. azotem. Widać bogate widmo pary wodnej. Jest to przykład na to, jak obecność pary wodnej w systemie pomiarowym może zakłócić i zniekształcić wyniki badań. Przebieg niżej na rysunku 3.54 przedstawia zbadane widmo kryształu dinitrobenzenu. Widoczne jest silne wysycenie przebiegu w miejscu pierwszej linii absorpcyjnej pary wodnej.

3.6. Próbkowanie optyczne (*Optical Sampling*)

Sposobem na wykrywanie promieniowania terahercowego jest m.in. tzw. próbkowanie optyczne. Zasada działania opiera się na zjawisku indukowanej dwójłomności w kryształach na skutek oddziaływania wiązki promieniowania. Jest to znany efekt



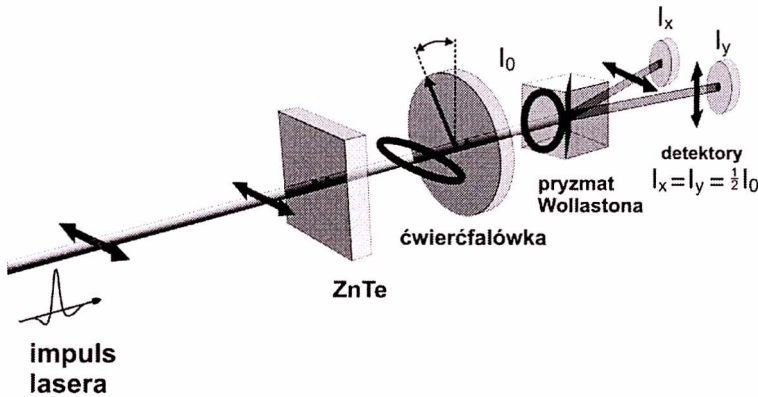
Rys. 3.55. Układ do próbkowania optycznego. Wiązka lasera pada na płytkę ZnTe, za którą następuje zmiana polaryzacji na eliptyczną. Dla dowolnie ustawionej ćwierćfalówki, wiązka zwykle zachowuje eliptyczny charakter. Stąd składowe polaryzacji rozszczepione pryzmatem Wollastona na dwie oddzielne wiązki nie są równe i układ różnicowy złożony z dwóch detektorów pokaże pewien sygnał niezrównoważenia układu pomiarowego, jak to zaznaczono na rysunku

Pockelsa [2.15]. Stąd, odwrotnie, badając stopień dwójłomności można określić, a przynajmniej wykryć, padające na kryształ promieniowanie elektromagnetyczne.

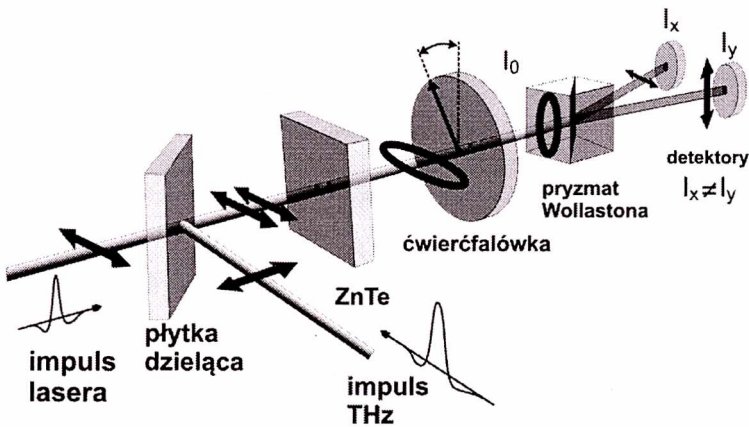
Na rysunku 3.55 pokazano układ pomiarowy. Spolaryzowany liniowo impuls lasera przechodzi przez ten sam tellurek cynku, który znajduje zastosowanie jako promiennik fal terahercowych metodą prostowania optycznego.

W układzie, jak na rysunku, dla promieniowania optycznego nie wiele się zmieni, co najwyżej kryształ ZnTe zmieni polaryzację padającej na niego wiązki na eliptyczną, jeśli nastąpi w nim efekt indukowanej dwójłomności. Za płytką ZnTe umieszcza się ćwierćfalówkę. Służy ona do strojenia układu. Na rysunku 3.55 pokazano sytuację, kiedy układ nie jest dostrojony. Za pryzmatem Wollastona następuje rozszczepianie składowych polaryzacji na dwie składowe liniowe prostopadłe do siebie i te są mierzone przez detektory. Układ elektroniczny porównuje obydwa sygnały. Dokładniej, jest to układ różnicowy i dla układu bez wiązki terahercowej mierzony sygnał różnicowy powinien równać się zeru. Dla kalibracji układu pomiarowego umieszcza się za kryształem ZnTe płytkę ćwierćfalową.

Po ustawieniu płytki pod odpowiednim kątem, jak to pokazano na rysunku 3.56, można skalibrować układ tak, aby na pryzmat Wollastona padała wiązka o polaryzacji kołowej, a po przejściu przez pryzmat dwie jednakowe już wiązki o polaryzacji liniowej wzajemnie prostopadłej padały na zestaw detektorów. W rezultacie układ różnicowy pokaże sygnał równy zeru. Jeśli teraz w tak skalibrowanym układzie pojawi się promieniowanie terahercowe, jak to pokazano na rysunku 3.57, kołowa polaryzacja za płytką ćwierćfalową zostanie zaburzona. Jest to skutek indukowanej dwójłomności

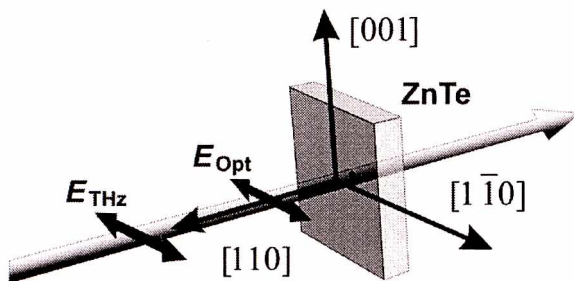


Rys. 3.56. Ustawiona pod odpowiednim kątem ćwierćfalówka zmienia polaryzację eliptyczną wiązki na kołową. Na tym polega kalibracja układu. Za pryzmatem Wollastona są dwie wiązki I_x i I_y , spolaryzowane liniowo o jednakowym natężeniu (równym w przybliżeniu połowie padającego na pryzmat promieniowania I_0), co daje mierzony sygnał różnicowy równy zeru. Tak powinien być przygotowany układ do pomiaru promieniowania terahercowego



Rys. 3.57. Do skalibrowanego układu pomiarowego, jak na rys. 3.56, przykładana jest za pomocą płytki światłodzielącej wiązka promieniowania terahercowego. Zaburzona indukowaną dwójłomnością polaryzacja kołowa za pryzmatem Wollastona jest rozszczepiana na dwie polaryzacje liniowe, a detektory wykrywają dwie wiązki o różnym natężeniu. Mierzony sygnał za układem różnicowym jest proporcjonalny do natężenia badanej wiązki terahercowej

w kryształach ZnTe. Do składowych liniowych rozszczepionych pryzmatem Wollastona odpowiednio dodadzą się i odejmą wkłady od wiązki terahercowej. Nastąpi rozróżnowanie układu różnicowego i zostanie zmierzony sygnał proporcjonalny do natężenia wykrywanej w układzie wiązki terahercowej.



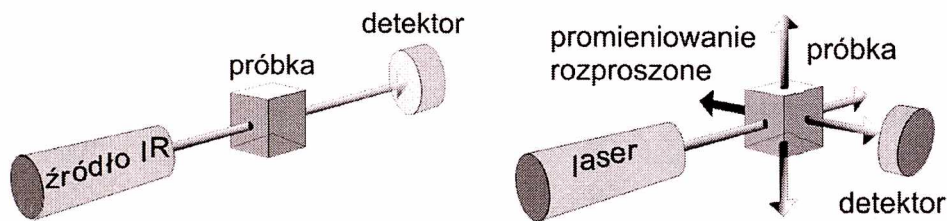
Rys. 3.58. Optymalne kierunki krystalograficzne kryształu ZnTe $\langle 110 \rangle$ względem kierunków i polaryzacji padających wiązek terahercowej E_{THz} i optycznej E_{Opt}

W przypadku kryształu ZnTe uzyskuje się największy efekt wymuszonej dwójłomności, kiedy obydwie wiązki, optyczna i terahercowa, są do siebie równoległe i zarazem równoległe do osi $[1\bar{1}0]$ kryształu zorientowanego jak $\langle 110 \rangle$, patrz rys. 3.58.

3.7. Spektroskopia rozproszeniowa Ramana (R) *versus* spektroskopia transmisyjna (IR)

Omawiając technikę terahercową, a zwłaszcza spektroskopię terahercową, nie można pominąć starej techniki spektroskopii Ramana [3.42]. Technicznie spektroskopia Ramana polega na pomiarze rozproszonego promieniowania od badanej próbki potraktowanej naświetleniu promieniowaniem na ogół widzialnym. Konsekwencją jest zmiana polaryzowalności elektronowej próbki. Na rysunku 3.59 pokazano schematycznie technikę spektroskopii IR oraz R.

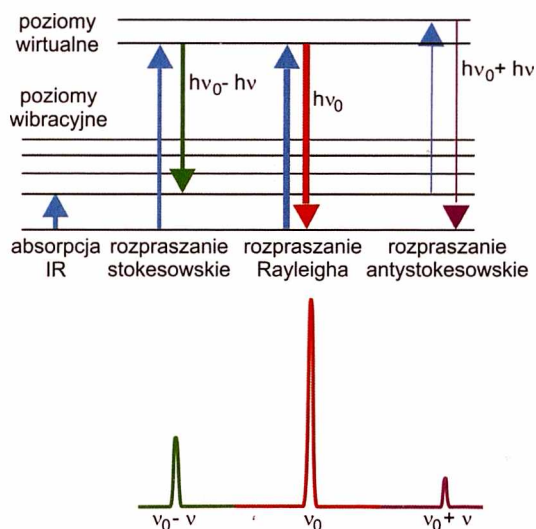
Istotą spektroskopii Ramana jest to, że obserwowane linie emisyjne mogą mieć częstotliwość światła padającego, ale również pojawiają się linie o nieco większej lub nieco mniejszej częstotliwości. Ta różnica częstotliwości niesie w sobie informację o właśnie „wykrytym” w ten sposób poziomie energetycznym leżącym blisko stanu podstawowego molekuly, czyli odpowiadającego za absorpcję lub emisję w dalekiej



Rys. 3.59. Z lewej – istota techniki spektroskopii transmisyjnej IR, z prawej – istota techniki spektroskopii rozproszeniowej Ramana (R)

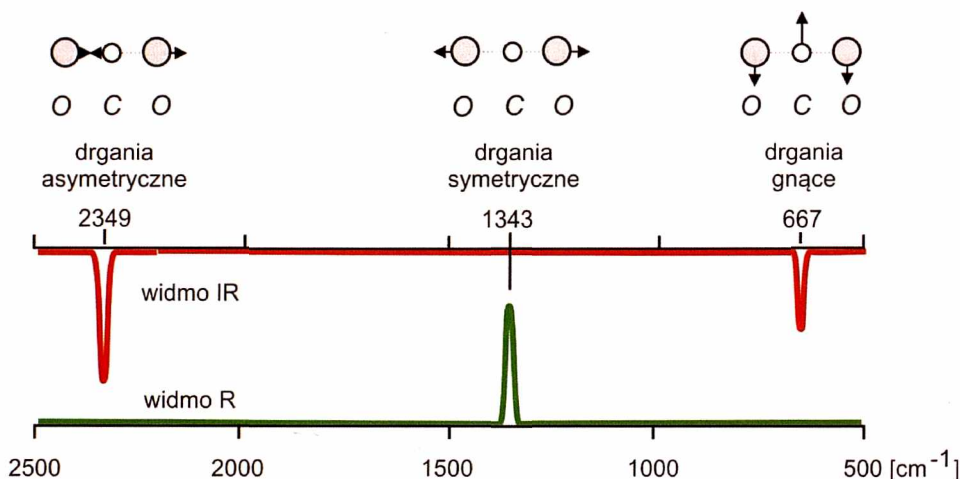
podczerwieni. Tym to sposobem spektroskopia Ramana, mimo że posługuje się na ogół źródłami za zakresu pasma widzialnego, wykrywa możliwe przejścia energetyczne leżące nawet w pasmie terahercowym.

Spektroskopia Ramana jest zwykle stosowana w chemii [3.43]. A chemia w zasadzie zadawała się pasmem od 300 cm^{-1} do 3000 cm^{-1} . To tam znajdziemy linie absorpcyjne, za które odpowiadają vibracje molekuł, lub drgania atomów składających się na molekułę. Poza tym spektroskopia Ramana, a dokładniej przejścia energetyczne, jak na rysunku 3.60, rządzą się innymi regułami wyboru. W metodzie spektroskopii rozproszeniowej Ramana przejścia energetyczne wiążą się ze zmianą stanu polaryzowalności cząsteczki, a w spektroskopii IR – ze zmianą momentu dipolowego cząsteczki. Tym samym nie zawsze oba przejścia się pokrywają. Stąd wymienionymi metodami można „wykryć” inne poziomy energetyczne niedostępne przez spektroskopię R lub IR. Jak widać, obydwie metody wzajemnie się uzupełniają. Na rysunku 3.61 pokazano na przykładzie molekuły dwutlenku węgla różnicę pomiędzy drganiami aktywnymi R i IR.



Rys. 3.60. Schemat możliwych przejść pomiędzy poziomami energetycznymi atomu/molekuły.

- Z lewej bezpośrednie przejście na skutek absorpcji promieniowania IR.
- Dalej w prawo – przejście na wyższy poziom (na skutek pochłonięcia promieniowania o częstotliwości zwykle z zakresu widma widzialnego) i natychmiastowy powrót, ale na poziom wyższy od wyjściowego $\nu_0 + \nu$, wskutek czego otrzymuje się linię widmową o częstotliwości mniejszej od częstotliwości promieniowania padającego na badaną próbkę (rozpraszanie stokesowskie).
- Dalej w prawo – absorpcja promieniowania i natychmiastowe wypromieniowanie oraz powrót na poziom wyjściowy ν_0 (rozpraszanie Rayleigha).
- Dalej w prawo – przejście z poziomu już wzbudzonego na wyższy poziom i natychmiastowy powrót, ale na poziom niższy od wyjściowego $\nu_0 - \nu$, na poziom podstawowy, wskutek czego otrzymuje się linię widmową o częstotliwości większej od częstotliwości promieniowania padającego na badaną próbkę (rozpraszanie antystokesowskie).

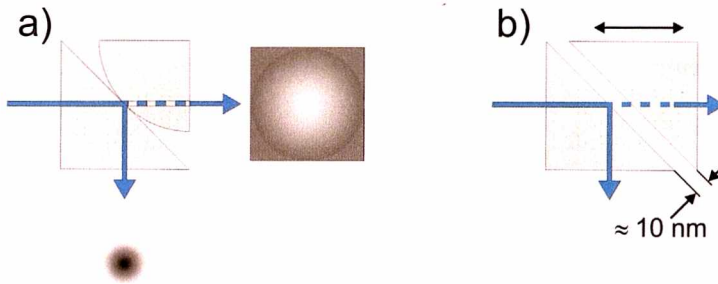


Rys. 3.61. Przykładowe drgania molekuly dwutlenku węgla: asymetryczne – polaryzowalność pozostaje taka sama (nieaktywne R), ale następuje zmiana momentu dipolowego i drganie jest aktywne IR; symetryczne – nie ma zmiany momentu dipolowego i drganie nie jest aktywne IR, ale jest zmiana polaryzowalności i drganie jest aktywne (R) ramanowsko; drgania gnące (deformacyjne) – aktywne IR

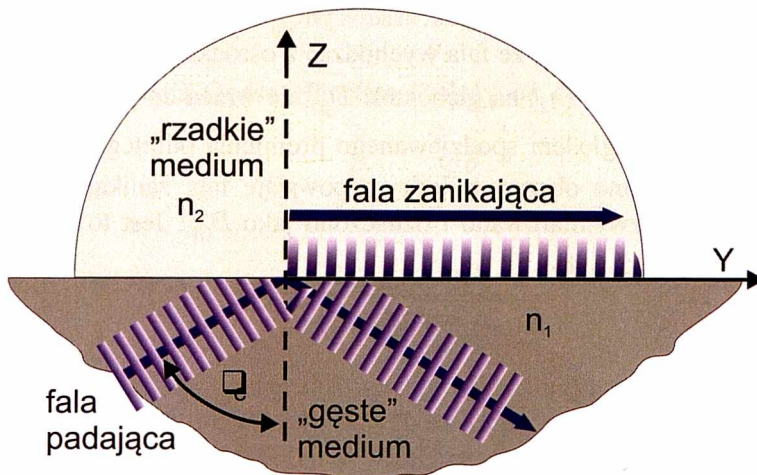
Jest jednak pewna przewaga spektroskopii IR w wydaniu tzw. spektroskopii THz–TDS, czyli terahercowej spektroskopii czasowej. Technika ta umożliwia na niemal bezpośrednie wyznaczenie (dodatkowo do współczynnika absorpcji) również współczynnika załamania i to obydwóch jego komponentów – urojonego i rzeczywistego. W przypadku spektroskopii Ramana jest to też możliwe, ale z pomocą żmudnych obliczeń relacji Kramersa–Kroniga.

3.8. Metoda zanikającej fali (ATR – *Attenuated Total Reflectance spectroscopy*)

Pod koniec XVII wieku sir Isaac Newton zaobserwował niewytłumaczalne w owym czasie zjawisko zachowania się wiązki optycznej przechodzącej z pryzmatu do soczewki w miejscu stykania się obydwu elementów optycznych (rys. 3.62a). Nie spodziewanie obserwowana za soczewką plamka światła miała znacznie większą średnicę niż miejsce styku obydwu elementów. Znacznie bardziej intrygujący był słynny eksperyment Newtona zwany eksperymentem dwóch pryzmatów (rys. 3.62b). Kiedy pryzmaty zostały rozsunięte tak, aby między nimi była zauważalna przerwa i kiedy należało się spodziewać w takiej aranżacji całkowitego wewnętrznego odbicia światła od powierzchni pierwszego pryzmatu, mimo to, co prawda znacznie osłabiona, część światła przedostawała się do drugiego pryzmatu. Newton obserwował to zjawi-



Rys. 3.62. Odkrycie zjawiska „zanikającej fali”. a) Eksperyment Newtona z dwoma stykającymi się elementami optycznymi – pryzmatem i soczewką (plamka światła za soczewką jest większa niż w miejscu styku obydwu elementów); b) Eksperyment Newtona z dwoma oddalonymi od siebie pryzmatami. Część światła przedostaje się do z pierwszego do drugiego pryzmatu mimo spodziewanego efektu całkowitego wewnętrznego odbicia



Rys. 3.63. Całkowite wewnętrzne odbicie fali od ośrodka rzadszego optycznie i rozprzestrzenianie się zanikającej fali j wzdłuż powierzchni granicznej

sko przy ustawionej przerwie między pryzmatami około 10 nm [3.44]. Małej, ale jednak! Tak odkryto zjawisko „zanikającej fali” (*evanescent wave*).

Jak to pokazano na rysunku 3.62b, dla odpowiednio dużej przerwy pomiędzy pryzmatami obserwujemy zjawisko całkowitego odbicia oraz zjawisko fali zanikającej w obszarze optycznie rzadszym. Dokładniej zjawisko zilustrowano na rysunku 3.63.

Powyżej pewnego kąta krytycznego θ_c następuje całkowite odbicie od powierzchni granicznej, a powstała w rzadszym ośrodku zanikająca fala rozprzestrzenia się wzdłuż powierzchni granicznej prowadzona jak falowodem. Natężenie I fali zanikającej

zmniejsza się w kierunku „z”, prostopadłym do kierunku rozchodzenia się „x”, zgodnie z wyrażeniem:

$$I = I_0 \exp(-z / D_p) \quad (3.80)$$

Oslabienie początkowego natężenia I_0 fali do poziomu $1/e$ następuje po wniknięciu w drugi ośrodek na głębokość D_p [3.45]:

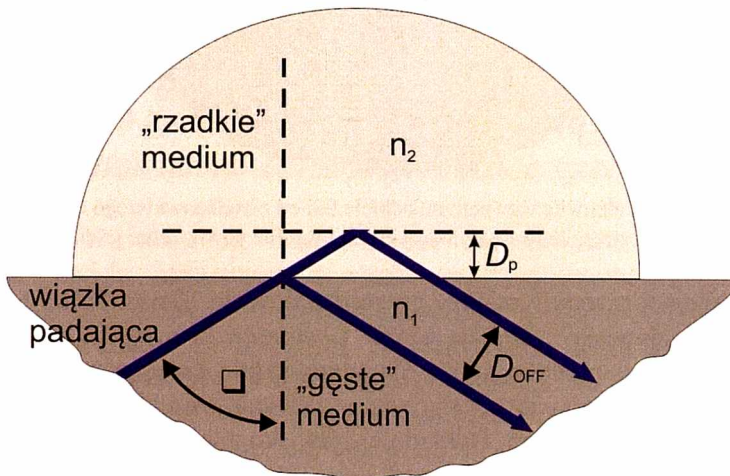
$$D_p = \frac{\lambda}{4\pi\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2}} \quad (3.81)$$

gdzie

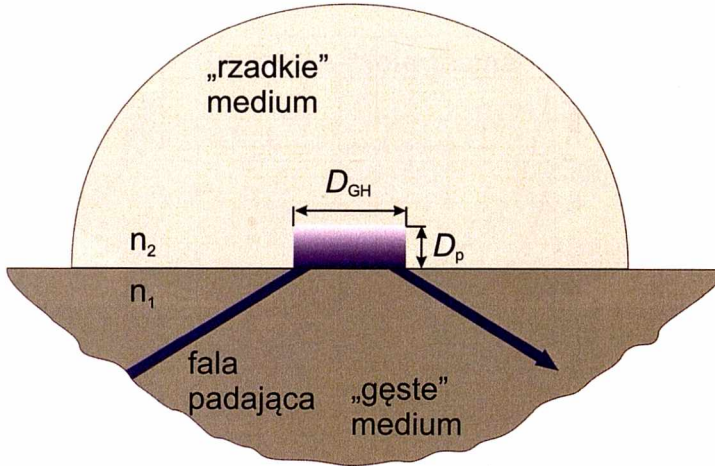
$$\theta = \arcsin(n_2 / n_1) \quad (3.82)$$

We wzorze (3.81), w mianowniku, może w niektórych publikacjach pojawić się liczba 2 zamiast 4 z powodu rozważań nad amplitudą pola elektrycznego ($\sim E$), zamiast natężenia ($\sim E^2$) [3.45, 3.46].

Na rysunku 3.64 pokazano, że fala wychodząc z ośrodka pierwszego (n_1) nie tylko, że wnika w drugi ośrodek (n_2) na głębokość D_p , ale wraca do pierwszego z pewnym przesunięciem D_{OFF} względem spodziewanego promienia odbitego. Na kolejnym rysunku 3.65 zilustrowano obszar, w którym powstaje fala zanikająca. Wspomniane przesunięcie inaczej zwymiarowano i oznaczono jako D_{GH} . Jest to tzw. przesunięcie Goosa–Hänchena [3.45, 3.46].



Rys. 3.64. Fala zanikająca absorbowana w rzadkim medium na głębokości D_p . Promień odbity odsunięty jest o dystans D_{OFF} względem spodziewanego kierunku



Rys. 3.65. Fala zanikająca absorbowana w rzadkim medium na głębokości D_p . Tworzone jest przesunięcie Goosa–Hänchena D_{GH} . Na rysunku zaznaczono obszar, gdzie następuje pomiar

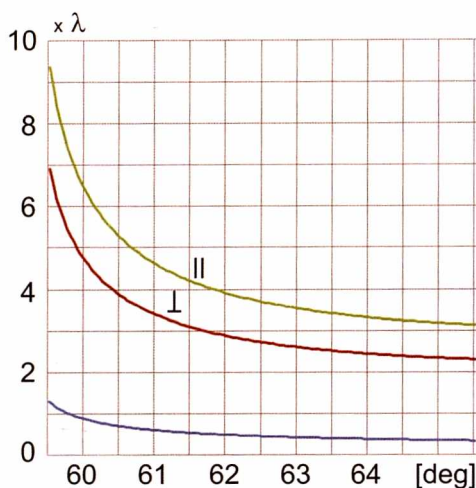
Wielkość przesunięcia Goosa–Hänchena zależy od polaryzacji fali padającej, co wyraża się wzorami:

$$D_{GH}^{\perp} = \frac{2}{k_{inc}} \frac{\operatorname{tg} \theta}{\sqrt{\sin^2 \theta - n_{21}^2}} \quad (3.83)$$

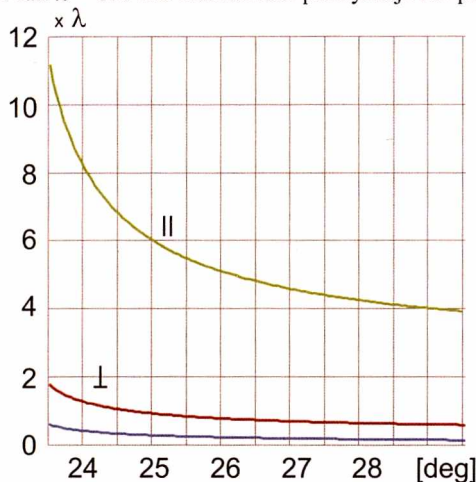
$$D_{GH}^{\parallel} = \frac{2}{k_{inc}} \frac{\operatorname{tg} \theta}{n_{21}^2 \sqrt{\sin^2 \theta - n_{21}^2}} \quad (3.84)$$

Można pokusić się, dla lepszej ilustracji zjawiska, narysować charakterystyki według wyrażeń (3.83) i (3.84) dla wybranych przykładów. Weźmy medium optycznie gęste raz szkło ($n_1 = 1,5$), a raz krzem wysokooporowy ($n_1 = 3,4$) i medium optycznie rzadkie wodę w każdym z tych dwóch przypadków ($n_2 = 1,33$). W pierwszym przypadku (dla szkła) jako wiązkę padającą weźmy promieniowanie o długości fali $\lambda = 600$ nm. Dla krzemu weźmy falę terahercową $\lambda = 300\,000$ nm (1 THz).

Jak widać z rysunku 3.66, głębokość wnikania ze szkła w ośrodek wodny dla światła widzialnego (nieco powyżej kąta krytycznego $59,1^\circ$) to kilka długości fali $\lambda = 600$ nm. A z rysunku 3.67 (wnikanie z krzemu do wody) wynika, że to też zaledwie kilka długości fali, ale znacznie dłuższej ($\lambda = 300\,000$ nm). Dla światła widzialnego głębokość wnikania sięga zaledwie do $1,2 \times \lambda = 1,2 \times 0,6 \mu\text{m} = 0,72 \mu\text{m}$ (720 nm), a dla fali terahercowej głębokość wnikania z krzemu (kąt krytyczny $23,03^\circ$) to aż $0,6 \times \lambda = 0,6 \times 300 \mu\text{m} = 180 \mu\text{m}$. Widać stąd, że dla światła widzialnego możliwe są

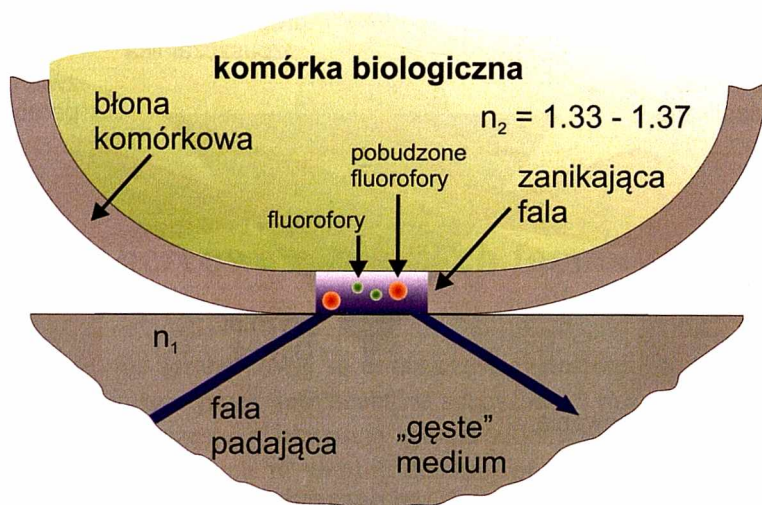


Rys. 3.66. Efekt Goosa–Hänchena (wyższe krzywe) i głębokość wnikania (niżej). Przejście fali ze szkła do wody. Długość fali $\lambda = 600$ nm. Zaznaczono polaryzacje fali padającej



Rys. 3.67. Efekt Goosa–Hänchena (wyższe krzywe) i głębokość wnikania (niżej). Przejście fali z krzemu do wody. Długość fali $\lambda = 300\,000$ nm (1 THz). Zaznaczono polaryzacje fali padającej

subtelne badania ośrodków biologicznych, np. badania błon komórkowych, jak to pokazano na rysunku 3.68. Na tym zjawisku opiera się mikroskopia fluoroscencyjna całkowitego wewnętrznego odbicia (*TIRF microscopy – Total Internal Reflection Fluorescence*). Na rysunku 3.68 pokazano szczegółowo, jak możliwe jest selektywne (falą o odpowiedniej długości) pobudzanie fluoroforów w zakresie grubości błony komórkowej, a to z powodu małego wnikania fali w błonę [3.47].

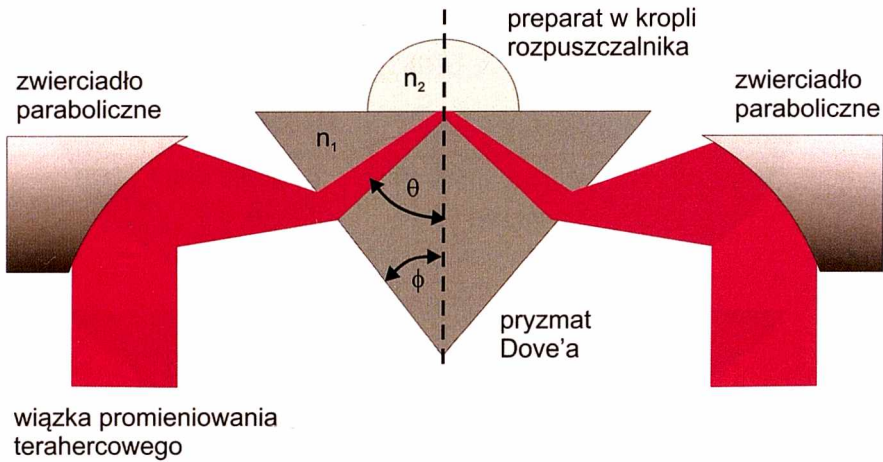


Rys. 3.68. Ilustracja spektroskopii TIRF. Fala zanikająca przenika do błony komórkowej i pobudza zawarte w niej fluorofory

Jak już to zostało powiedziane, fala o częstotliwości z zakresu pasma terahercowego jest silnie tłumiona przez ośrodki z zawartością wody. Tymczasem wiele preparatów przygotowywane jest w ośrodku wodnym, a preparaty biologiczne same w sobie mają znaczącą zawartość wody. Dodajmy do tego, że synteza niektórych preparatów biologicznych jest trudna i kosztowna. Żądanie od uczonego udostępnienia paru set miligramów z trudem zsyntetyzowanego preparatu może spotkać się z dużą niechęcią. Policzmy, jaką objętość może mieć obszar, w którym pojawia się fala zanikająca w ośrodku wodnym przy długości fali $\lambda = 0,3 \text{ mm}$ (1 THz)?

Założmy wartość przesunięcia Goosa–Hänchena D_{GH} jako średnicę obszaru, w którym powstaje fala zanikająca, a głębokość wnikania D_p jako jego wysokość. Dla fali spolaryzowanej prostopadle do płaszczyzny padania przesunięcie Goosa–Hänchena wynosi (dane z rysunku 3.67) $D_{\text{GH}}^{\perp} = 1,8 \times \lambda = 1,8 \times 0,3 \text{ mm} = 0,54 \text{ mm}$. To dla głębokości wnikania $D_p \approx 0,18 \text{ mm}$ daje objętość $V_{\text{GH}} = \pi D_{\text{GH}}^2 D_p / 4 \approx 0,04 \text{ mm}^3$. Dla fali spolaryzowanej równolegle do płaszczyzny padania otrzymujemy odpowiednio: $D_{\text{GH}}^{\parallel} = 11,4 \times \lambda = 11,4 \times 0,3 \text{ mm} = 3,4 \text{ mm}$, $D_p \approx 0,18 \text{ mm}$, $V_{\text{GH}} = \pi D_{\text{GH}}^2 D_p / 4 \approx 1,8 \text{ mm}^3$. Rozpuszczony w kropelce wody preparat zajmie na pewno większy obszar. Po założeniu ciężaru właściwego wody $\rho_v = 1 \text{ g/cm}^3$ otrzyma się w ostatnim przypadku wagę obszaru wnikania około 1,8 mg.

Eksperyment podany (z kropelką badanego preparatu) jest podstawą techniki tłumionego wewnętrznego odbicia (ATR – *Attenuated Total Reflectance*). W technice



Rys. 3.69. Pryzmat Dove'a w układzie spektrometru terahercowego.

Układ pozaosiowych zwierciadeł parabolicznych w systemie spektrometru pozostaje niezmieniony.

θ i ϕ odpowiednio dobrane kąty pryzmatu

terahercowej preparat umieszczany jest zwykle na pryzmacie wykonanym z wysokooporowego krzemu (przezroczystym dla fal terahercowych). Często pryzmat przycinany jest tak, aby nie trzeba było zmieniać konfiguracji systemu optycznego prowadzenia wiązki terahercowej. Jest to tzw. pryzmat Dove'a (rys. 3.69) [3.48]. (Czytelnikowi pozostawiamy wyliczenie odpowiednich kątów pryzmatu dla współczynnika załamania równego ok. 3,4).

4. Fale terahercowe w naukach farmaceutycznych

Możliwości techniki terahercowej są coraz częściej dostrzegane przez laboratoria farmaceutyczne. Używane przez farmaceutów specyfiki to najczęściej ciężkie organiczne molekuly, które często z łatwością można zidentyfikować na podstawie ich „linii papilarnych” odciskanych w widmie dalekiej podczerwieni. To jest pierwszy problem, z którym potykają się farmaceuci. Chodzi o szybkie rozróżnienie komponentów, z których składają się wytwarzane leki, najlepiej już w procesie ich produkcji.

Problemem często napotykanym w procesie wytwarzania leku jest możliwość uwodnienia opracowywanych substancji leczniczych. Materiały farmaceutyczne w postaci stałej (proszki, tabletki, peletki) często mogą znaleźć się w kontakcie z wilgotnym powietrzem lub pozostawać w kontakcie z opakowaniem nasyconym wodą. W rezultacie materiał taki ulega uwodnieniu (hydratacji), co zmienia jego parametry i jest to jeden z czynników wpływających na okres ważności leku. Głównie chodzi o stopień przyswajalności medykamentu przez organizm – materiał uwodniony niechętnie się rozpuszcza. Co więcej, istotne jest prawidłowe tempo rozpuszczania się tabletki, a to zależy od równomierności pokrycia tabletek. Obydwa te parametry – stopień uwodnienia oraz równomierność pokrycia, mogą być badane za pomocą fal terahercowych [4.1–4.3].

4.1. Spektroskopia materiałów farmaceutycznych

Komponenty chemiczne lekarstw w postaci stałej (krystalicznej), jeśli znajdują się w kontakcie z wodą, mogą w procesie wytwarzania (krystalizowania) tworzyć tzw. hydraty (wodziany). Cząsteczki wody zajmują wtedy określone miejsca w siatce krystalograficznej, tworząc wiązania wodorowe lub kowalentne wiązania koordynacyjne z nieuwodnioną molekułą medykamentu. Stąd uwodnione materiały farmaceutyczne różnią się od ich krystalicznych postaci nieuwodnionych. Różnice można zaobserwować w gęstości materiałów, ich rozpuszczalności, punkcie topnienia, przewodności termicznej i innych parametrach fizykochemicznych. Możemy również oczekiwać zmiany charakteru ich widma w zakresie dalekiej podczerwieni. Jest to metoda na

wykrycie nie tylko uwodnienia, ale i stanu uwodnienia materiału użytego do produkcji leku.

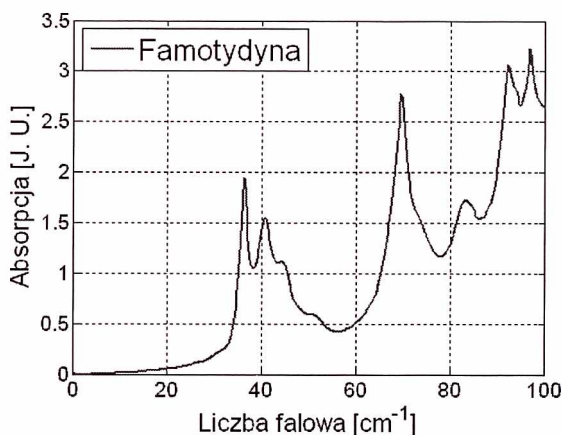
Do badań materiałów farmaceutycznych w zakresie dalekiej podczerwieni (pasmie terahercowym) może być pożyteczne użycie metod spektroskopii Ramana [3.42], za pomocą której z łatwością wykrywa się wibracyjne mody molekuł materiałów farmaceutycznych uwieczonych w siatce krystalograficznej. Urządzenie w tym zakresie fal (do kilku teraherców, czy inaczej kilkudziesięciu cm^{-1}) wykrywa wibracje międzycząsteczkowe, ruchy obrotowe molekuły, jak również widma wiązań wodorowych. Nie zawsze jest to bezpieczna metoda dla badanej substancji. W urządzeniach spektroskopii Ramana używa się laserów o stosunkowo dużej mocy, co może doprowadzić nawet do zniszczenia badanego materiału, zwłaszcza molekuł organicznych, poprzez uruchomienie reakcji fotochemicznych zniekształcających badany preparat. Poza tym nie zawsze metodami spektroskopii Ramana można dotrzeć do wszystkich możliwych linii widmowych (poziomów energetycznych) ze względu na tzw. reguły wyboru [3.42]. (W widmie Ramana aktywne są takie drgania, które powodują zmianę polaryzowalności cząsteczki). Metodą znacznie bezpieczniejszą (ze względu na poziom używanej mocy) może być spektroskopia terahercowa. Jeszcze jedną jej zaletą jest to, że fale terahercowe mogą z łatwością penetrować do wnętrza tabletek z badaną substancją (również z pokryciem), a nawet poprzez opakowania (jeśli tylko jest wykonane z materiałów dielektrycznych). To znaczne poszerza możliwości zastosowania techniki terahercowej. Spektroskopia terahercowa należy do kategorii spektroskopii IR (Infrared – podczerwonej) w odróżnieniu od spektroskopii Ramana i również podlega stosownym regułom wyboru [3.42]. (W widmie IR – podczerwonym aktywne są takie drgania, które powodują zmianę momentu dipolowego cząsteczki). W tym sensie obydwie metody mogą być w pewnych warunkach wzajemnie się uzupełniające.

Terahercowa spektroskopia czasowa (THz-TDS) daje znakomite możliwości badania parametrów fizykochemicznych materiałów farmaceutycznych. Ponieważ ze swojej natury technika ta dostarcza informacji nie tylko o amplitudzie, ale również o fazie badanego sygnału transmitowanego lub odbitego od badanych materiałów, prowadzi to do wyznaczenia nie tylko pozycji linii widmowych, ale również daje informacje o współczynniku absorpcji oraz o przenikalności względnej badanego materiału i to zarówno części rzeczywistej jak i urojonej. Tym samym można wyznaczyć współczynnik załamania badanej substancji (jeśli taki jest badaczowi potrzebny).

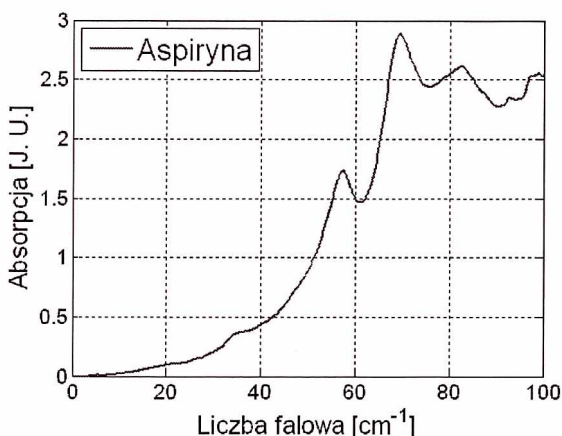
Podano kilka przykładów spektroskopii terahercowej materiałów farmaceutycznych popularnie stosowanych w postaci tabletek. Pokazano również jak zmienia się widmo wybranych materiałów w stanie uwodnienia i następnie poddanych osuszeniu. Wybrano dla przykładu typowe specyfiki stosowane w przemyśle farmaceutycznym, takie jak: famotydyna, fenofibrat, kwas acetylosalicylowy (aspiryna), lowastatyna, ketokonazol, Pluronic F-127, simwastatyna, glukoza, laktoza i ranitydyna. Przedstawiono również widma mieszanin wybranych komponentów leków również typowych i w typowych proporcjach, takich jak 44% fenofibratu + 56% aspiryny, 27,8%

lowastatyny + 72,2% aspiryny, 83,6% lowastatyny + 16,4% aspiryny i 50% Pluronicu F-127 + 50% ketokonazolu. Pokazano również jak może zmienić się widmo substancji poddanych procesowi uwodnienia (hydratacji). Wybrano dla przykładu popularną glukozę.

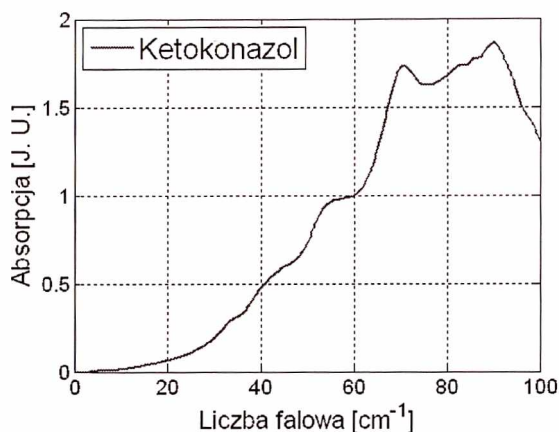
Na rysunku 4.1 przedstawiono widmo famotydyny zmierzone w zakresie terahercowym. Oś X wyskalowano w cm^{-1} dla łatwiejszego odbioru przez czytelników zajmujących się spektroskopią. Famotydyna jest chemicznym związkiem organicznym popularnie stosowanym w dolegliwościach gastrycznych. Hamuje ona wydzielanie kwasu solnego wydzielanego przez ścianki żołądka. Stosuje się ją przede wszystkim w leczeniu choroby wrzodowej żołądka i dwunastnicy. Chemiczny wzór famotydyny $\text{C}_8\text{H}_{15}\text{N}_7\text{O}_2\text{S}_3$, a nazwa chemiczna (w języku angielskim) to N'-(aminosulfonyl)-3-[[[2-[(diaminomethylene)amino]-4-thiazolyl]methyl]thio]propanimidamide.



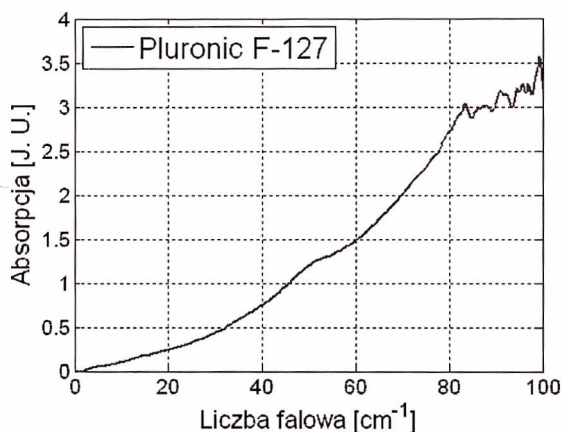
Rys. 4.1. Widmo famotydyny



Rys. 4.2. Widmo kwasu acetylosalicylowego (aspiryny)



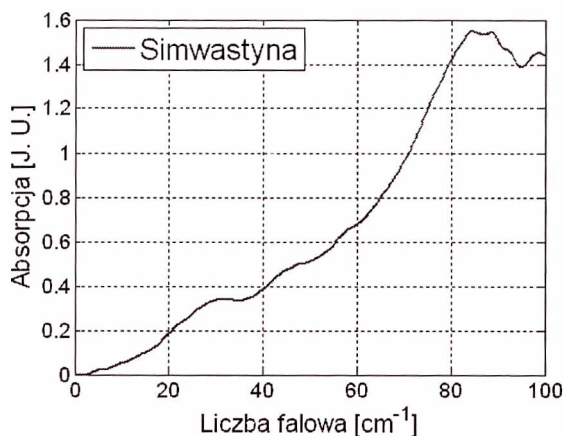
Rys. 4.3. Widmo ketokonazolu



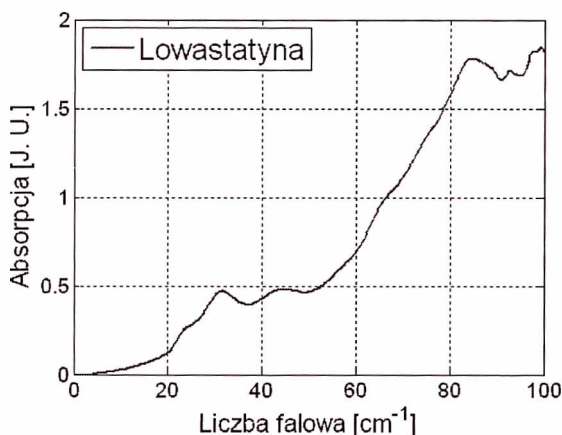
Rys. 4.4. Widmo Pluronicu F-127

Aspiryna to inaczej kwas acetylosalicylowy, o wzorze chemicznym $C_9H_8O_4$. Na rysunku 4.2 widać widmo samej aspiryny. Z kolei na rysunku 4.3 przedstawiono widmo ketokonazolu o wzorze chemicznym $C_{26}H_{28}Cl_2N_4O_4$. Ketokonazol zwykle stosuje się jako lek przeciwgrzybiczy.

Pluronic F-127 to nazwa handlowa znanej firmy BASF. Dokładniej, to Poloksamer 407-hydrofilowy niejonowy surfaktant należący do grupy kopolimerów, zwanej poloksamerami. Ma interesujące dla przemysłu kosmetycznego właściwości powierzchniowo czynne. Jest stosowany w kosmetykach, służąc do rozpuszczania tłustych składników w wodzie, a czasami można go spotkać w płynach do płukania jamy ustnej. Na rysunku 4.4 widać jego widmo w zakresie pasma terahercowego. Specyfik jest złożoną substancją, dlatego jego widmo nie wykazuje charakterystycznych szczegółów spektralnych.



Rys. 4.5. Widmo simwastatyny

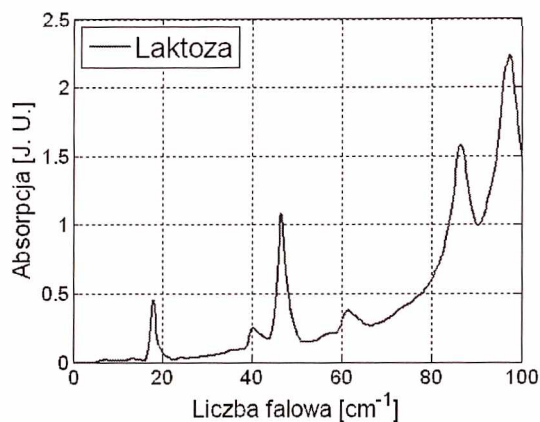


Rys. 4.6. Widmo lowostatatyny

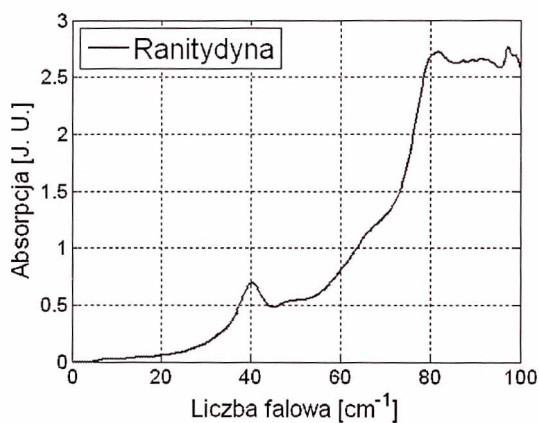
Simwastatyna należy do kategorii statyn – grupy leków stosowanych w celu obniżenia poziomu cholesterolu we krwi. Na rysunku 4.5 pokazano jej widmo.

Lowostatyna, podobnie jak simwastatyna, należy do grupy statyn i podobnie służy do obniżania cholesterolu we krwi, zmniejsza ryzyko zachorowań na chorobę wieńcową. Na rysunku 4.6 zaprezentowano jej widmo. Na rysunku 4.7 z kolei przedstawiono widmo laktozy. Laktoza stosowana jest w przemyśle farmaceutycznym jako wypełniacz w lecznictwie, przemyśle spożywczym, a nawet w pirotechnice. W recepturze aptecznej używana jest jako środek rozcieńczający (*excipiens*).

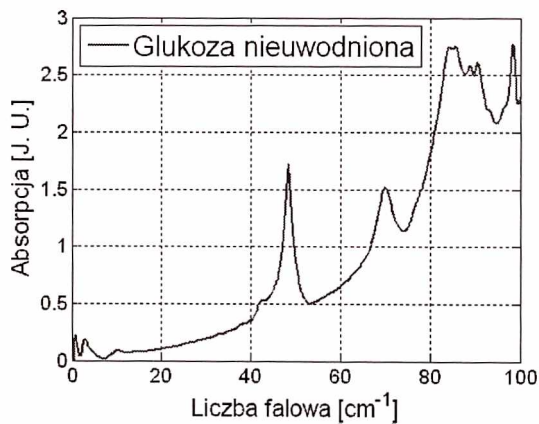
Na rysunku 4.8 przedstawiono widmo ranitydyny. Ranitydyna hamuje wydzielanie kwasu solnego przez komórki okładzinowe żołądka – tzw. „bloker”. Jest stosowana głównie w terapii choroby wrzodowej żołądka i dwunastnicy. Na rysunku 4.9 przed-



Rys. 4.7. Widmo laktozy



Rys. 4.8. Widmo ranitydyny



Rys. 4.9. Widmo glukozy

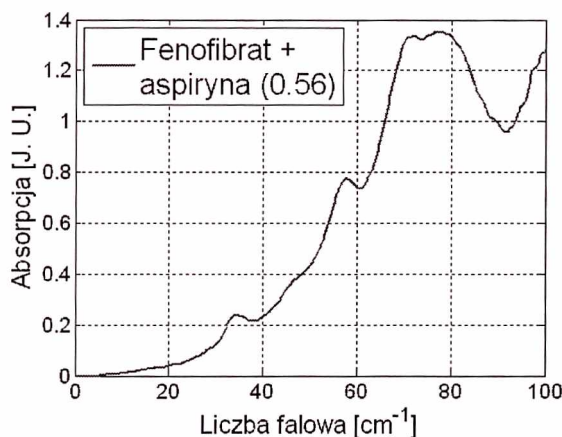
stawiono widmo glukozy. Glukoza to węglowodan należący do cukrów prostych, często zwany D-glukozą lub cukrem winogronowym. Chemiczny wzór glukozy to $C_6H_{12}O_6$. Glukoza stosowana jest w medycynie jako środek wzmacniający serce.

4.2. Kompozycje materiałów farmaceutycznych w świetle fal terahercowych

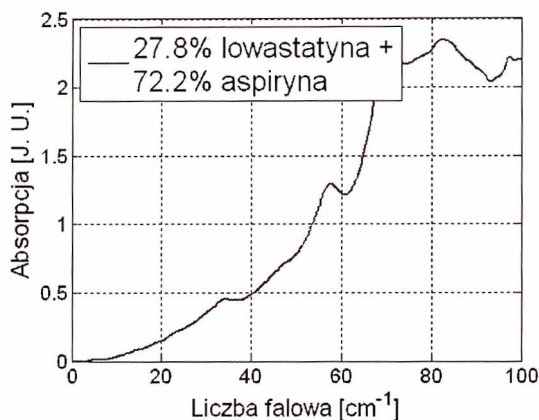
Promieniowanie terahercowe może być wykorzystane w identyfikacji materiałów w procesie ich wytwarzania, co wiąże się bezpośrednio z kontrolą jakości i bezpieczeństwem produkcji. Tu zadaniem techniki terahercowej jest umożliwienie wykrycia np. pomyłki w procesie produkcji i identyfikacja niepożądanego materiału, który mógłby dostać się do specyfiku. Można również oczekiwać, że technika terahercowa umożliwi kontrolę pożądanej mieszaniny kilku specyfików w jednej tabletce, co często jest stosowane w farmaceutyce w celu przyspieszenia lub wzmocnienia działania danego leku. Na rysunku 4.10 pokazano przykład, gdzie do fenofibratu dodano 56% aspiryny.

Jak widać, widmo takiego specyfiku umożliwia wyróżnienie linii widmowych odpowiednich komponentów mieszaniny. Porównując widma z rysunków 4.2 i 4.3 można w mieszaninie komponentów na rysunku 4.10 z łatwością odróżnić linie absorpcyjne samej aspiryny.

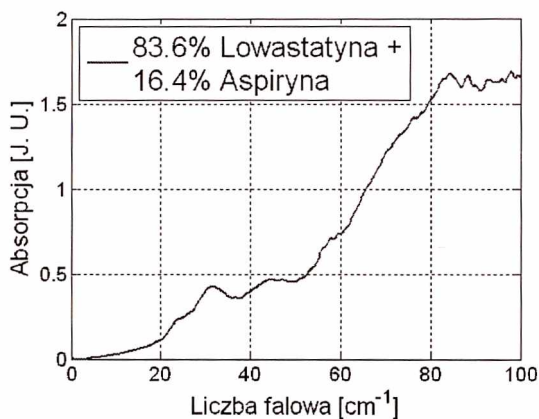
Inne przykłady to widma mieszanin lowastatyny i aspiryny w stosunku odpowiednio, 27,8% do 72,2%. Na rysunku 4.11 przedstawiono widmo mieszaniny. Aspiryna z rysunku 4.2 wyraźnie odróżnia się od widma lowastatyny z rysunku 4.6.



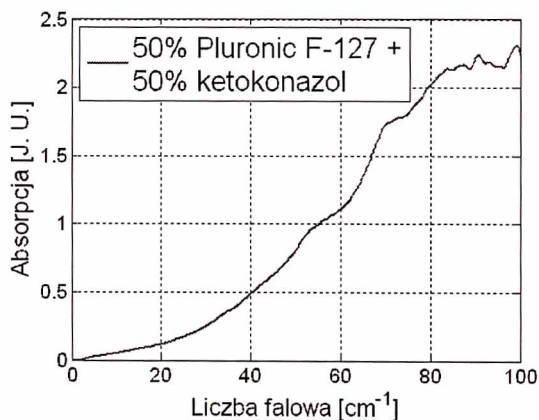
Rys. 4.10. Mieszanina fenofibratu z aspiryną w stosunku od 0,44 do 0,56



Rys. 4.11. Mieszanina lowastatyny z aspiryną w stosunku od 0,278 do 0,722



Rys. 4.12. Mieszanina lowastatyny z aspiryną w stosunku od 0,836 do 0,164



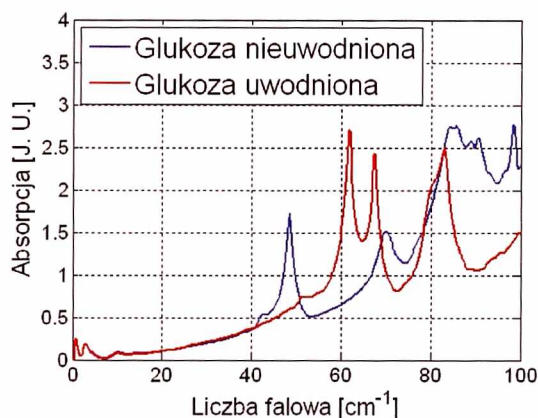
Rys. 4.13. Mieszanina Pluronic'u F-127 z ketokonazolem w stosunku 50/50

Widmo tej samej mieszaniny w stosunku: 83,6% lowastatyny i 16,4% aspiryny pokazano na rysunku 4.12. Również można rozróżnić charakterystyczne dla odpowiednich molekuł linie absorpcyjne (porównaj rysunek 4.6 z rysunkiem 4.2).

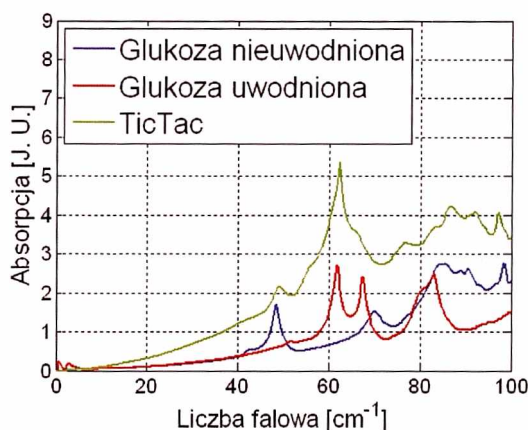
Następny wynik to mieszanina Pluronicu F-127 z ketokonazolem w stosunku 50/50. Widmo mieszaniny pokazano na rysunku 4.13.

4.3. Problemy hydratacji specyfików farmaceutycznych

Technika terahercowa, jak to już wspomniano we wstępie, pozwala również na kontrolę stopnia uwodnienia medykamentu w procesie jego wytwarzania lub podczas jego składowania. Na rysunku 4.14 pokazano dla porównania glukozę uwodnioną i nieuwodnioną. Jak widać, proces hydratacji całkowicie zmienił widmo badanej substancji.



Rys. 4.14. Porównanie widm glukozy nieuwodnionej z uwodnioną [4.4]



Rys. 4.15. Widmo popularnej tabletki *tic-tac* na tle widm glukozy nieuwodnionej z uwodnioną

Z bardziej przyziemnych badań na rysunku 4.15 pokazano widmo popularnej pastylki *tic-tac* na tle glukozy uwodnionej i niewodnionej. Najwyraźniej pastylka zawiera cukier i to w postaci zarówno uwodnionej, jak i niewodnionej.

4.4. Obrazowanie powłok tabletek

W procesie wytwarzania tabletek bardzo istotną rolę odgrywa równomierne pokrycie substancji czynnej przez cienką warstwę sacharozy lub polimerów. Warstwa ta ma za zadanie stopniowo uwalniać substancję czynną w organizmie ludzkim oraz powinna być pozbawiona defektów oraz wtrąceń podobnie jak substancja czynna tabletki.

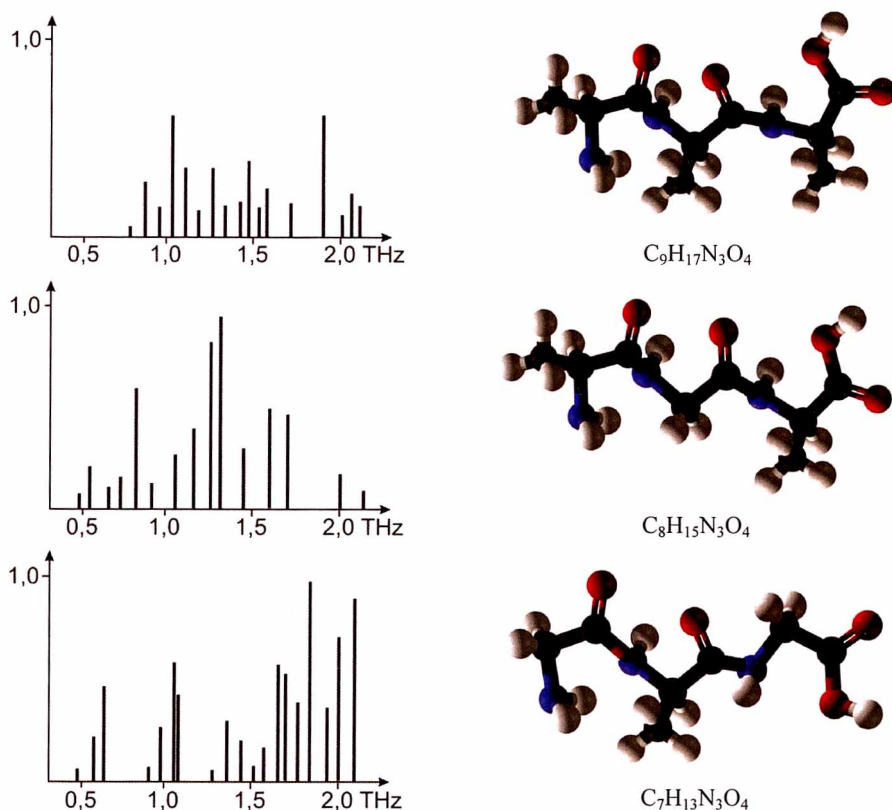


Rys. 4.16. Obraz tabletki prześwieczonej promieniowaniem terahercowym

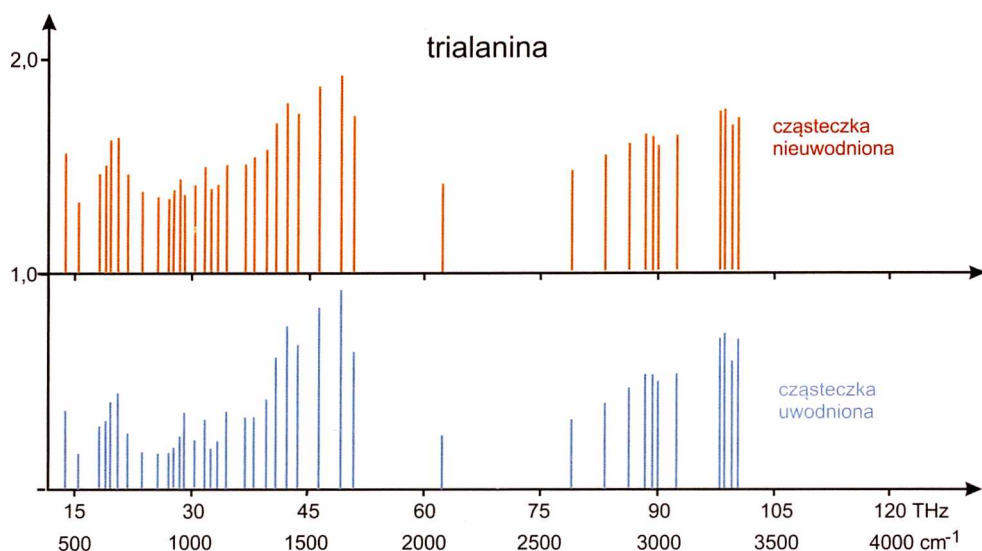
Niezbędna jest także kontrola grubości powłoki wokół tabletki, aby specyfik z rozpuszczanej tabletki uwalniał się równomiernie na całej powierzchni, z zamierzoną szybkością. Na rysunku 4.16 pokazano przykład przeświecłania dowolnej tabletki promieniowaniem terahercowym z podziałem na przeświecłane warstwy.

5. Fale terahercowe w biochemii

Niskoczęstotliwościowe, w obszarze terahercowym, drgania molekuł o dużych masach zredukowanych zdecydowanie różnią się od ich drgań obserwowanych w średniej podczerwieni. Zbiorowe, współgrające ze sobą, ruchy całych fragmentów



Rys. 5.1. Górny rząd – z lewej: widmo cząsteczki Ala-Ala-Ala (Ala – alanina) i struktura cząsteczki z prawej oraz jej wzór. Środkowy rząd – z lewej: widmo cząsteczki Ala-Gli-Ala (Gli – glicyna) i struktura cząsteczki z prawej oraz jej wzór. Dolny rząd – z lewej: widmo cząsteczki Gli-Ala-Gli i struktura cząsteczki z prawej oraz jej wzór [4.4]

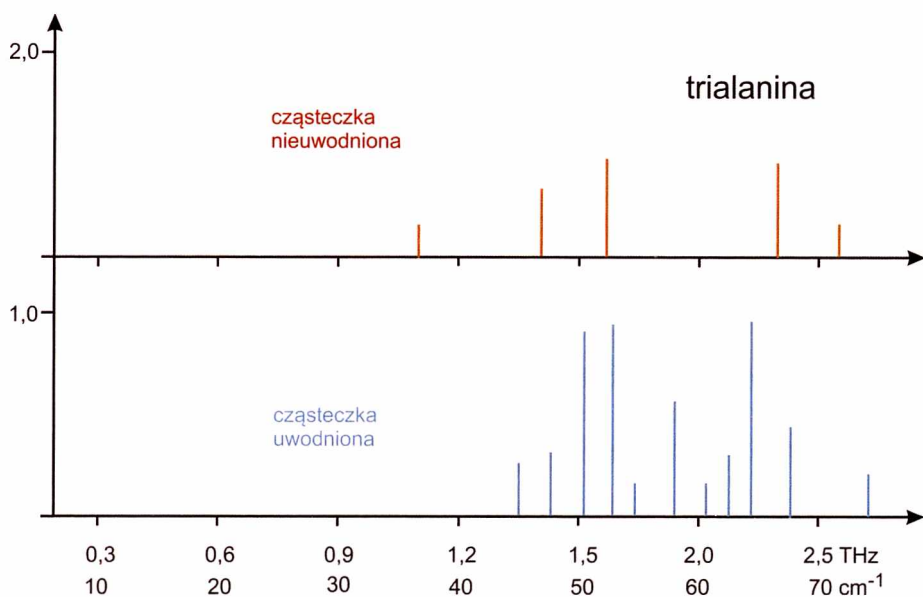


Rys. 5.2. Widmo trialaniny nieuwodnionej (góra) oraz uwodnionej (dół) – $4(\text{C}_9\text{H}_{17}\text{N}_3\text{O}_4) \cdot 2(\text{H}_2\text{O})$
– w zakresie pasma średniej podczerwieni. Różnice są widoczne
tylko w intensywności linii absorpcyjnych [4.4]

dużych molekuł, mogą być identyfikowane poprzez obserwacje ich widm w zakresie THz. Badania takie są istotne do rekonstrukcji ich struktur i zrozumienia dynamiki ruchów fragmentów molekuly [5.1–5.5].

Obserwacje takie dają informacje o dynamice molekuł w czasowej skali pikosekund i więcej. Otrzymane metodą spektroskopii czasowej THz–TDS wyniki absorpcji i współczynnika załamania próbek biologicznych pozwalają na określenie na przykład stopnia polimeryzacji molekuł oraz na stwierdzenie wpływu polimeryzacji na dynamikę momentów dipolowych molekuly, co jest możliwe do obserwacji właśnie w przedziale terahercowym widma molekuł [5.5, 5.6]. Kolejnym przykładem są badania wodorotlenków i ich pochodnych, które należą do molekuł spełniających ważne biologiczne funkcje w organizmach. Oddziaływania pomiędzy jonami metali a wodorotlenkami są istotne w wielu biologicznych procesach. Mogą one być również badane i obserwowane w pasmie terahercowym [5.6].

W zakresie terahercowym molekuly pozostawiają swoje charakterystyczne „linie papilarne”, co pozwala nawet rozróżnianie całkiem podobnych do siebie w swojej strukturze molekuł. Prostim przykładem jest tripeptyd złożony z cząsteczek alaniny (Ala–Ala–Ala). Podmiana jednego ze składników na glicynę (Gli) w sekwencjach, takich jak Ala–Gli–Ala, czy Gli–Ala–Gli, mimo dużego podobieństwa wszystkich trzech struktur daje całkowicie odmienne widma w zakresie terahercowym [5.7]. Na rysunku 5.1 pokazano widmo i strukturę alaniny i dwie kombinacje alaniny z glicyną. Różnice w widmach są aż nadto widoczne.



Rys. 5.3. Widmo trialaniny nieuwodnionej (góra) oraz uwodnionej (dół) – $4(\text{C}_9\text{H}_{17}\text{N}_3\text{O}_4) \cdot 2(\text{H}_2\text{O})$ – w zakresie pasma terahercowego. Zauważalne są wyraźne różnice pomiędzy formą nieuwodnioną a uwodnioną [4.4]

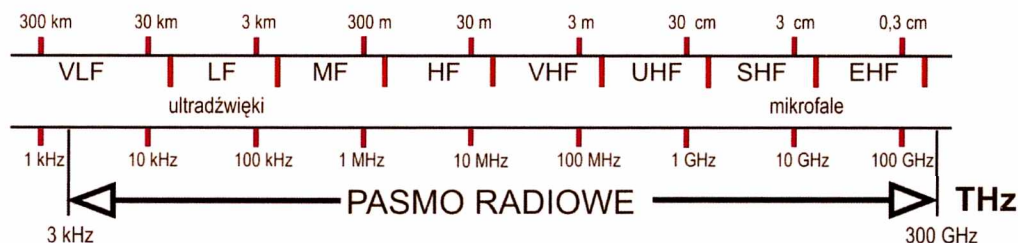
Technika terahercowa, a dokładniej spektroskopia w zakresie pasma terahercowego, pozwala również na rozróżnianie polimorfizmów, czyli różnych sposobów, w jaki mogą krystalizować molekuly. Przykładem może być tu tzw. pseudopolimorfizm. Chodzi o hydratację, czyli uwodnienie. Cząsteczka tu nie krystalizuje na różne sposoby (zjawisko polimorfizmu), ale wkomponowuje w sieć krystalograficzną cząsteczkę wody, dając wyraźne różniące się widmo od formy nieuwodnionej. Zjawisko jest trudne do wykrycia metodami spektroskopii średniej podczerwieni (zwykle Ramana lub FTIR). Znowu za przykład podano widmo trialaniny w zakresie średniej podczerwieni – patrz rys. 5.2. Widma w tym zakresie pasma są niemal identyczne, mimo poważnego zaburzenia struktury krystalograficznej obecnością cząsteczki wody [5.8]. Tymczasem hydratacja komponentów leku może poważnie zakłócić jego działanie.

Efekt uwodnienia tej samej cząsteczki jest z łatwością widoczny z użyciem spektroskopii terahercowej. Na rysunku 5.3 pokazano widma trialaniny w postaci uwodnionej i nieuwodnionej. Widma zdecydowanie różnią się w tym zakresie pasma częstotliwości.

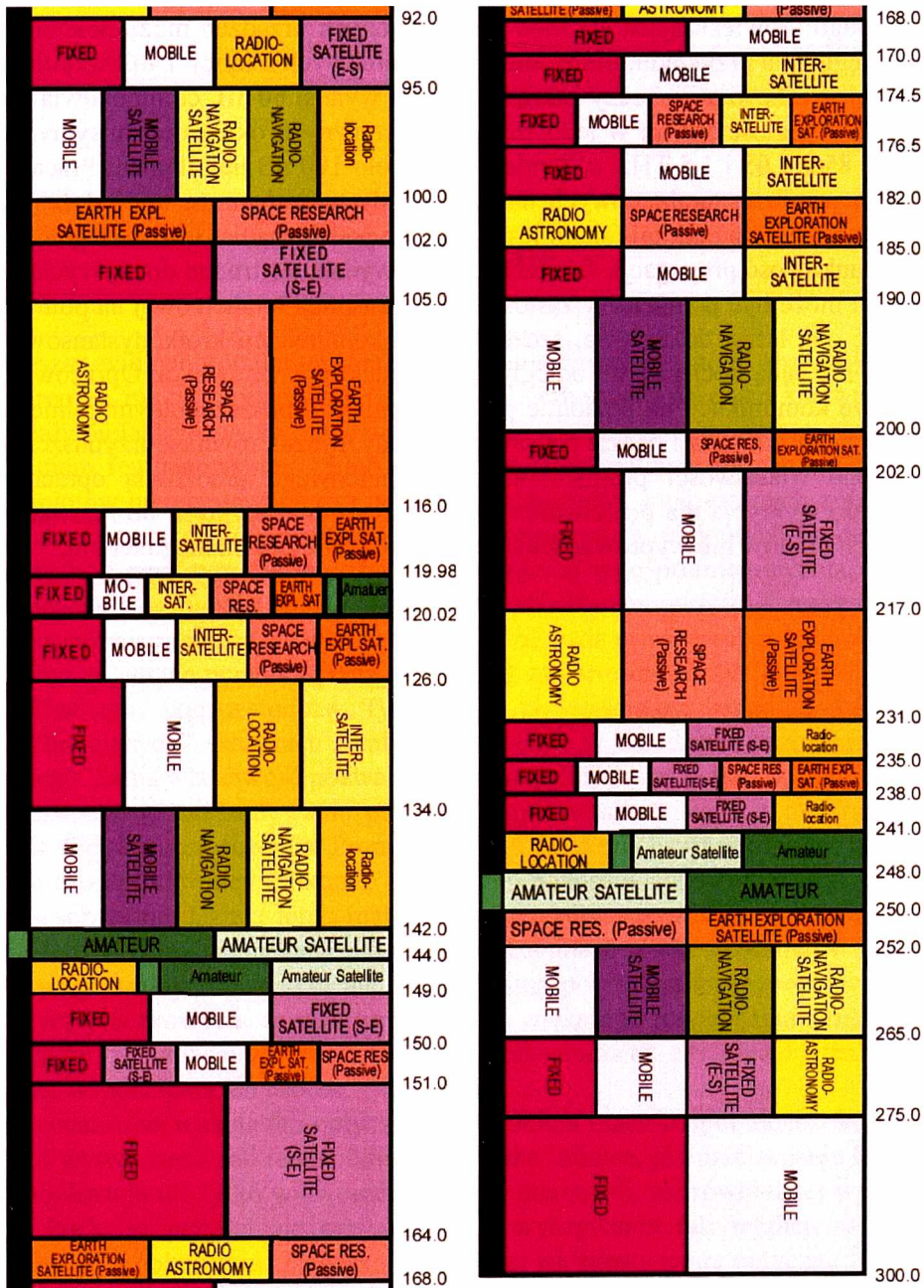
6. Telekomunikacja terahercowa

Częstotliwości terahercowe oferują szersze pasmo komunikacyjne niż częstotliwości radiowe czy mikrofalowe [6.1–6.3]. W świetle takich możliwości następuje gwałtowny rozwój elementów, takich jak modulatory i filtry niezbędnych do budowy systemów telekomunikacyjnych.

Na rysunku 6.1 pokazano widmo elektromagnetyczne zajmowane przez różnego rodzaju urządzenia telekomunikacyjne. Jak widać, kończy się na 300 GHz. Przykładowo obsadzenie ostatniego fragmentu tego pasma, od 30 GHz do 300 GHz, według tabeli alokacji Stanów Zjednoczonych pokazane jest szczegółowo na rysunku 6.2. Pasma terahercowe, od 300 GHz do 10 THz, pozostaje dla telekomunikacji *terra incognita*. Problem stanowi nie tylko trudności w wytwarzaniu stosowych nadajników, odbiorników i modulatorów, ale ograniczona propagacja fal o częstotliwościach terahercowych w otwartej przestrzeni. Mamy do czynienia z silnym tłumieniem dla takich fal wywołanym obecnością pary wodnej w powietrzu. Ogranicza to propagację fal terahercowych do kilkuset metrów. Innym istotnym czynnikiem może być rozpraszanie fali na drobinach kurzu. Wiadomo, że tłumienie powodowane przez rozpraszanie się zwiększa, kiedy rozmiary rozpraszających cząsteczek zbliżają się do długości fali. Długość fali terahercowej, szczęśliwie dla użytkownika, jest na tyle duża, że nie rozprasza się ona na drobinach kurzu w przeciwieństwie do promieniowania widzialnego



Rys. 6.1. Widmo elektromagnetyczne wykorzystywane przez urządzenia telekomunikacyjne: VLF – fale myriametrowe, LF – fale kilometrowe (długie), MF – fale hektometrowe (średnie), HF – fale dekametrowe (krótkie), VHF – fale metrowe (ultrakrótkie), UHF – fale decymetrowe, SHF – fale centymetrowe, EHF – fale milimetrowe, fale submilimetrowe (dzisiaj zwane terahercowymi)



Rys. 6.2b. Obsadzenie pasma od 30 GHz do 300 GHz wg tabeli alokacji USA.

Źródło: www.ntia.doc.gov/osmhome/allochrt.pdf

– laserowego. Powiększająca się moc produkowanych urządzeń może pokonać problem zasięgu. Dla przykładu, dla źródła fal terahercowych o mocy 1 miliwata i czułości detekcji 1 pikowata, roboczy zakres dynamiki wynosi 60 dB, co umożliwia komunikację na odległość 500 m w jednym z atmosferycznych okien transmisyjnych, np. 300, 650, 850, 1,05 i 1,5 THz, o tłumienności około 100 dB na kilometr. Praca transmisyjnych urządzeń terahercowych na krótkich dystansach może mieć duże zalety: informacja przesyłana takimi falami jest trudna do podsłuchania. Jeśli do tego dodamy silną kierunkowość propagacji, fale terahercowe wydają się trudne do wykrycia. Właściwość ta może być pomocna w zastosowaniu transmisji terahercowej na polu walki. Może być ona łatwa do ukrycia, szczególnie w komunikacji krótkodystansowej, bo meldunki nie będą docierały do odległych posterunków przeciwnika. Opracowuje się scenariusze komunikacji na poziomie plutonu pomiędzy poszczególnym żołnierzami, licząc, że z czasem sprzęt będzie odpowiednio mały. Można również przypuszczać, że wymienione właściwości promieniowania terahercowego umożliwią opracowanie trudnych do wykrycia dla przeciwnika tzw. znaków nawigacyjnych do ratowania zestrzelonych pilotów lub wyprowadzenia sił specjalnych z zagrożonego terenu.

7. Epilog

Obszar widma promieniowania elektromagnetycznego, który obsługuje technika terahercowa, ma niezwykle właściwości. Fala terahercowa przenika z łatwością przez materiały dielektryczne, co może nie jest czymś niezwykłym w porównaniu z promieniowaniem rentgenowskim. Mimo to łatwość prześwietlania tym promieniowaniem przedmiotów niemetalowych czy niektórych materiałów biologicznych z małą zawartością wody, opakowań plastikowych, czy kartonowych, niektórych produktów spożywczych, a przy tym nadzwyczaj małe natężenie tego promieniowania, czyli bezpiecznego dla człowieka, może wskazywać, że promieniowanie T może powtórzyć sukcesy promieniowania X. Wydawałoby się, że wadą promieniowania terahercowego może być to, że nie przenika przez materiały z zawartością wody, jak materiały biologiczne w tym tkanka ludzka. Tymczasem ta właściwość znajduje zastosowanie w „rozbierających” skanerach lotniskowych, czyli w dziedzinie bezpieczeństwa publicznego. Sama właściwość pozwala na rozróżnianie chorej tkanki od zdrowej.

Rezonansowe oddziaływanie promieniowania terahercowego z materią przynosi jeszcze większe zastosowania. Promieniowanie trafia na obszar widmowy, gdzie materiały o skomplikowanej strukturze chemicznej pozostawiają swoje charakterystyczne linie absorpcyjne. Dzięki temu materiały w tym obszarze widma spektralnego mogą być z łatwością rozpoznawane nawet w mieszaninach wielu składników. Informacje z widm spektralnych pozyskiwane z tego pasma pozwalają na rozpoznawanie drgań międzycząsteczkowych, co dalej prowadzi do większego rozpoznania struktury badanej materii. Symulacje z dziedziny chemii obliczeniowej, czy modelowania molekularnego, wspomagają ten proces.

Rezonansowa reakcja fali optycznej z ośrodkiem materialnym może z kolei prowadzić do wytwarzania fali terahercowej. Zjawiska liniowe, jak przełączanie fotooptyczne umożliwiają nie tylko wytworzenie fali terahercowej, ale również jej wykrywanie. Efekt Pockelsa przydał się przy metodzie wykrywania fali terahercowej metodą optycznego próbkowania. Zjawiska nieliniowe, jak prostowanie optyczne i inne, stały się kolejnym mechanizmem prowadzącym do wytworzenia fali T. Nawet znane wcześniej polarytony, czyli zrozumiałe tylko w świecie teorii twory powstające na skutek oddziaływania fali elektromagnetycznej z drganiami sieci krystalograficznej, również zostały zaprzęgnięte do wytwarzania fali terahercowej.

Elektrony w urządzeniach do wytwarzania silnego promieniowania elektromagnetycznego, takie jak synchrotrony czy lasery na swobodnych elektronach zwykle rozpędza się do takich szybkości, aby mogły wypromieniować falę rentgenowską lub jeszcze krótszą. Tymczasem coraz częściej spogląda się na podczerwony kraniec widma, przestrajając te urządzenia w mniej agresywne warunki pracy. Uzyskuje się tym samym stosunkowo silne promieniowanie terahercowe, co znajduje znakomite zastosowanie w prześwietlaniu materiałów biologicznych o nawet sporej zawartości wody, tak niechętnie widzianej przez fale T. Z kolei pocziwą, starą lampę o fali wstecznej czy żyrotron, urządzenia wytwarzające promieniowanie mikrofalowe, konstrukcyjnie przystosowuje się do wytwarzania promieniowania o wyższej częstotliwości, czyli terahercowego. Żyrotron umożliwia nawet wytworzenie impulsów promieniowania T rzędu megawatów. Cieszy to wojsko, bo przy małym wnikanii promieniowania, a równocześnie wysokim jego natężeniu można wywołać uczucie silnego parzenia i rozpędzić atakujący batalion, nie czyniąc większej krzywdy żołnierzom.

Niezwykłe właściwości jeszcze do niedawna tajemniczego promieniowania T znajdują równie niezwykle i zaskakujące zastosowania, a jesteśmy dopiero na początku drogi. Drogi, która jak zawsze prowadzi do podniesienia jakości życia, poziomu cywilizacyjnego i jak zwykle niesie nieprzewidziane niebezpieczeństwo.

Tematyka poruszana w niniejszej monografii wynika z doświadczeń autora w dziedzinie techniki średniej podczerwieni. Chodzi o technikę i technologię laserów na dwutlenku węgla. Już sama wiedza o fizyce i technice laserowej jest niezbędna w zrozumieniu wielu zjawisk, z którymi może się spotkać czytelnik, studiując dziedzinę techniki terahercowej [7.1]. Po uwzględnieniu, że często pasmo terahercowe poszerzane jest w kierunku większych częstotliwości – do 30 THz, tzn. do częstotliwości pracy lasera CO₂, to technika terahercowa staje się naturalnym rozszerzeniem tej dziedziny w kierunku dalekiej podczerwieni. Poznanie fizyki lasera na dwutlenku węgla może być dobrym wstępem do zrozumienia wielu metod i technik stosowanych w zakresie pasma terahercowego. Już sama częstotliwość 30 THz, na której generuje laser CO₂, plasuje ten laser pośród urządzeń techniki terahercowej, choćby przez rolę jaką odgrywa w pompowaniu optycznym ośrodków aktywnych lasera terahercowego [7.2, 7.3]. Studia nad wieloma zjawiskami spektralnymi, możliwymi do zaobserwowania w laserze CO₂, lub z jego pomocą, są dobrym wstępem do pogłębiania wiedzy zarówno o laserach, jak i o technice terahercowej [7.1, 7.4–7.9]. Poznanie występujących w laserze CO₂ lub jego hybrydzie CO₂/SF₆ zjawisk nieliniowych z pewnością może ułatwić zrozumienie podobnych zjawisk występujących w technice terahercowej [7.10–7.14]. Podobnie można powiedzieć o zjawiskach termodynamicznych [7.15–7.19]. Wersja falowodowa lasera na dwutlenku węgla [7.20–7.27] odkrywa jeszcze więcej zjawisk fizycznych wartych studiów do pogłębiania wiedzy o technice terahercowej. Z kolei, metody techniki heterodynowej wzięte z techniki laserowej, w tym laserów CO₂, mają bezpośrednie przełożenie na technikę terahercową [7.28, 7.29].

Książka opiera się na wynikach badań wykonanych na aparaturze skompletowanej i uruchomionej w zespole autora. Opisane w monografii eksperymenty przeprowadzono z elementami półprzewodnikowymi LT-GaAs otrzymanymi z Jülich Forschungszentrum. Część pomiarów przeprowadzono w Instytucie Optoelektroniki Wojskowej Akademii Technicznej w Warszawie. Niektóre materiały badawcze pozyskano na Wydziale Farmacji z Oddziałem Analityki Medycznej Akademii Medycznej we Wrocławiu. Analiza metod badawczych prezentowanych w monografii została również przeprowadzona w zespole autora [2.9, 2.23, 3.1, 3.6, 3.14, 3.36].

Bibliografia

Do rozdziału 2

- [2.1] Mikulics M., Adam R., Marso M., Förster A., Kordoš P., Lüth H., Wu S., Zheng X., Sobolewski R., *Ultrafast Low-Temperature-Grown Epitaxial GaAs Photodetectors Transferred on Flexible Plastic Substrates*, IEEE Phot. Tech. Lett., **17**, 1725–1727 (2005), No. 8.
- [2.2] Auston D.H., *Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon*, Appl. Phys. Lett., **26**, 101–103 (1975) No. 3.
- [2.3] Brown E.R., Smith F.W., McIntosh K.A., *Coherent millimeter-wave generation by heterodyne conversion in low-temperature-grown GaAs photoconductors*, J. Appl. Phys., **73**, 1480–1484 (1993) No. 3.
- [2.4] Brown E.R., *A photoconductive model for superior GaAs THz photomixers*, Appl. Phys. Lett., **75**, 769–771 (1999).
- [2.5] Lloyd-Hughes J., Castro-Camus E., Fraser M.D., Tan H.H., Jagadish C., Johnston M.B., *Carrier dynamics in ion-implanted semiconductors studied by simulation and observation of terahertz emission*, Proc. SPIE, **6118**, 6180K–1–11 (2006).
- [2.6] Zhang X.-C., Xu J., *Introduction to THz Wave Photonics*, Springer 2010.
- [2.7] Mikulics M., Marso M., Wu S., Fox A., Lepsa M., Grützmacher D., Sobolewski R., Kordoš P., *Sensitivity Enhancement of Metal–Semiconductor–Metal Photodetectors on Low-Temperature-Grown GaAs Using Alloyed Contacts*, IEEE Phot. Tech. Lett., **20**, 1054–1056 (2008) No. 12.
- [2.8] Darrow J.T., Zhang X.-C., Auston D.H., *Power scaling of large-aperture photoconducting antennas*, Appl. Phys. Lett., **58**, 25–27 (1991) No. 1.
- [2.9] Witkowski J.S., Jarzab P., Nowak K., Wilk R., Mikulics M., Pliński E.F., *Fourier Transform in THz Measurements of Refractive Index*, 34th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, IRMMW-THz 2009, Busan, Korea, September 21–25, 2009.
- [2.10] Johnston M.B., *Simulation of terahertz generation at semiconductor surfaces*, Physical Review **B 65**, 16530–1–8 (2002).
- [2.11] Que Ch.T., Edamura T., Nakajima M., Tani M., Hangyo M., *Terahertz Radiation from InAs Films on Silicon Substrates Excited by Femtosecond Laser Pulses*, Jap. J. Appl. Phys. **48**, 010211–1–3 (2009).
- [2.12] Steen W.M., *Laser material processing*, Springer-Verlag, London 2003.
- [2.13] Dahotre N.B., Harimkar S.P., *Laser fabrication and machining of materials*, Springer Science, New York 2008.
- [2.14] Kannatey-Asibu E., Jr., *Principles of laser materials processing*, John Wiley & Sons, New Jersey 2009.
- [2.15] Boyd R.W., *Nonlinear optics*, Elsevier, London 2008.
- [2.16] Günter P., *Nonlinear optical effects and Materials*, Springer-Verlag, Berlin 2000.
- [2.17] Bojarski Z., Gigla M., Stróż K., Surowiec M., *Krystalografia*, PWN, Warszawa 2008.

- [2.18] Kittel C., *Wstęp do fizyki ciała stałego*, PWN, Warszawa 1976.
- [2.19] Lyddane R.H., Sachs R.G., Teller E., Phys. Rev. **59**, 673–676 (1941).
- [2.20] Szostak M.M., LeCalve N., Romain F., Pasquier B., *LO-TO splittings, effective charges and interactions in electro-optic meta-nitroaniline crystal as studied by polarized IR reflection and transmission spectra*, Chem. Phys., **187**, 373–380 (1994).
- [2.21] Haas C., Horning D.F., *Calculation of Dipole Derivatives from Infrared Reflection Spectra or Raman Spectra of Crystals*, J. Chem. Phys., **26**, 707–707 (1957).
- [2.22] Kurosawa T., *Polarization waves in solids*, J. Phys. Soc. Jap., **16**, 1298–1309 (1961) No. 7.
- [2.23] Gusowska-Trzebiatowska M., Jarzab P., Nowak K., Walczakowski M., Augustyn L., Baran J., Szostak M., Pałka N., Szustakowski M., Pliński E.F., *LO-TO splitting in terahertz measurements of NLO molecular crystals*, 36th International Conference on Infrared, Millimeters, and Terahertz Waves, IRMMW-THz, Houston, Texas, USA, October 2–7, 2011, M5.23.2.
- [2.24] Huang K., *On the interaction between the radiation field and ionic crystals*, Proc. Roy. Soc. (London), **A208** 352–365 (1951).
- [2.25] Fano U., *Atomic Theory of Electromagnetic Interactions in Dense Materials*, Phys. Rev., **103**, 1202–1218 (1956).
- [2.26] Hopfield J.J., *Theory of the Contribution of Excitons to the Complex Dielectric Constant of Crystals*, Phys. Rev., **112**, 1555–1567 (1958).
- [2.27] Mills D.L., Burnstein E., *Polaritons: the electromagnetic modes of media*, Rep. Prog. Phys., **37**, 817–926 (1974).
- [2.28] Feurer T., Stoyanov N.S., Ward D.W., Vaughan J.C., Statz E.R., Nelson K.A., *Terahertz polaritonics*, Annu. Rev. Mater. Res., **37**, 317–350 (2007).
- [2.29] Stoyanov N.S., Ward D.W., Feurer T., Nelson K.A., *Terahertz polariton propagation in patterned materials*, Nature Materials, **1**, 95–98 (2002).
- [2.30] Koehl R.M., Nelson K.A., *Terahertz polaritonics: automated spatiotemporal control over propagating lattice waves*, Chemical Physics, **267**, Issues 1–3, 1 June 2001, Pages 151–159.
- [2.31] Ward D.W., *Polaritonics. An Intermediate Regime between Electronics and Photonics*, Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 2005.
- [2.32] Van Vugt L.K., Piccione B., Cho C.-H., Nukala P., Agarwal R., *One-dimensional polaritons with size-tunable and enhanced coupling strengths in semiconductor nanowires*, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A., **108**, 10050–5 (2011) No. 25.
- [2.33] Radford H., Peterson F., Jennings D., Mucha J., *Heterodyne measurements of submillimeter laser spectrometer frequencies*, IEEE Journal of Quantum Electronics, **13**, 92–94 (1977) No. 3.
- [2.34] Sattler J.P., Leavitt R.P., Worchesky T.L., Tobin M.S., *Prediction of New Optically Pumped Submillimeter-Wave Laser Lines in Deuterated Fluoroform*, IEEE J. Quant. Electron., **QE-20**, 1170–1177 (1984) No. 10.
- [2.35] Temkin R.F., *Theory of Optically Pumped Submillimeter Lasers*, IEEE J. Quant. Electron., **QE-13**, 450–454 (1977) No. 6.
- [2.36] Zerbetto S.C., Zink L.R., Evenson K.M., Vasconcellos E.C.C., *Frequency measurements of 3 to 11 THz laser lines of CH₃OH*, Int. J. Infr. Millim. Waves, **17**, 1049–1054 (2005) No. 6.
- [2.37] Pichamuthu J.P., *The excitation mechanism of the HCN laser*, J. Phys. D: Appl. Phys., **7**, 1096–1100 (1974).
- [2.38] Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Sirtori C., Hutchinson A.L., Cho A.Y., *Quantum cascade laser*, Science, **264**, 553–556 (1994).
- [2.39] Byrd J.M., Leemans W., Loftsdottir A., Marcelis B., Martin M.C., McKinney W.R., Sannibale F., Scarvie T., Steier C., *Observation of broadband self-amplified spontaneous coherent terahertz synchrotron radiation in a storage ring*, Phys. Rev. Lett., Vol. 89, 224801–5, 2002.

- [2.40] Byrd J.M., Martin M.C., McKinney W.R., Munson D.V., Nishimura H., Robin D.S., Sannibale F., Schlueter R.D., Thur W.G., Jung J.Y., Wan W., *CIRCE: a dedicated storage ring for coherent THz synchrotron radiation*, *Infrared Physics & Technology* 45 (2004) 325–330.
- [2.41] Karantzoulis E., Penco G., Perucchi A., Elettra, Lupi S., *Coherent THz radiation at ELETTRA*, Proceedings of EPAC08, WEPC027, Genoa, Italy 2008.
- [2.42] Tecimer M., Brunel L.C., Van Tol J., *A design study of a FIR/THz FEL for high magnetic field*, in Proceedings of FEL 2006, BESSY, Berlin, Germany.
- [2.43] Eichmeier J.A., Thumm M., *Vacuum electronics. Components and devices*, Springer-Verlag, Berlin 2008.
- [2.44] Kartikeyan M.V., Borie E., Thumm M., *Gyrotrons. High-Power Microwave and Millimeter Wave Technology*, Springer-Verlag, Berlin 2004.
- [2.45] Nusinovich G.S., *Introduction to the physics of gyrotrons*, The Johns Hopkins University Press, Baltimore 2004.
- [2.46] Gorshunov B., Volkov A., Spektor I., Prokhorov A., Mukhin A., Dressel M., Uchida S., Loidl A., *Terahertz BWO-Spectroscopy*, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **26**, 1217–1240, (2005). No. 9.

Do rozdziału 3

- [3.1] Nowak K., Jarzab P.P., Pliński E.F., *Limitations of the THz photomixer*, *Rev. Sci. Instrum.*, **82**, 123113–1–4 (2011) No. 12.
- [3.2] Johnston M.B., Whittaker D.M., Corchia A., Davies A.G., Linfield E.H., *Simulation of terahertz generation at semiconductor surfaces*, *Phys. Rev.* **B65**, 165301–1–8 (2002).
- [3.3] Saeedkia D., Mansour R.R., Safavi-Naeini S., *The interaction of laser and photoconductor in a continuous-wave terahertz photomixer*, *IEEE J. Quant. Electron.*, **41**, 1188–1196 (2005) No. 9.
- [3.4] Lyons R.G., *Wprowadzenie do cyfrowego przetwarzania sygnałów*, WKŁ 2010.
- [3.5] Scheller M., Kinder T., Peters O., Müller-Wirts T., Koch M., *Single sampling point detection of frequency modulated terahertz waves*, *J. Infrared Milli. Terahz Waves*, **33**, 36–42 (2012).
- [3.6] Pliński E.F., Wilk R., Mikulics M., *Terahertz optical mixer design*, *Phot. Lett. Pol.*, **1**, 28–30 (2009), No. 1.
- [3.7] Van Rudd J., Mittleman D.M., *Influence of substrate-lens design in terahertz time-domain spectroscopy*, *JOSA B*, **19**, 319–329 (2002), No. 2.
- [3.8] Grischkowsky D., Keiding S., Van Exter M., Fattinger Ch., *Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors*, *JOSA B*, **7**, 2006–2015 (1990) No. 10.
- [3.9] Gong Y.D., Chia M.Y.W., Luo B., *Terahertz spectroscopy technology trend using 1550-nm ultra-fast fiber laser*, *Micr. Opt. Tech. Lett.*, **49**, 439–443 (2007).
- [3.10] Mittleman D., *Sensing with THz Radiation*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 2003.
- [3.11] Sakai, Kiyomi (Ed.), *Terahertz Optoelectronics*, Springer-Verlag, Series: Topics in Applied Physics, Vol. 97, New York 2005.
- [3.12] Pfeiffer Th., Kuhl J., Serenyi M., Habermeier H.-U., Gobel E., Palmetschofer L., Axmann A., *Picosecond optoelectronic switches*, *Physica Scripta*, **T13**, 100–103 (1986).
- [3.13] Mouret G., Matton S., Bocquet R., Bigourd D., Hindle F., Cuisset A., Lampin J.F., Blary K., Lippens D., *THz media characterization by means of coherent homodyne detection, results and potential applications*, *Appl. Phys. B: Lasers and Optics*, **89**, 395–399 (2007) No. 2–3.
- [3.14] Pliński E.F., *Terahertz photomixer*, *Bull. PAS-Tech. Sci.*, **58**(4), 463–470 (2010).
- [3.15] Kiyomi Sakai (Ed.), *Terahertz Optoelectronics*, Series: Topics in Applied Physics, **97**, 2005.
- [3.16] Kordoš P., Marso M., Mikulics M., *Performance optimization of GaAs-based photomixers as sources of THz radiation*, *Appl. Phys.*, Vol. A 87, 563–567, 2007.

- [3.17] Auston D.H., Cheung K.P., Smith P.R., *Picosecond photoconductive Hertzian dipoles*, Appl. Phys. Lett., **45**, 284–286 (1984).
- [3.18] Smith P.R., Auston D.H., Nuss M.C., *Subpicosecond Photoconducting Dipole Antennas*, IEEE J. Quant. Electron., **QE-24**, 255–260 (1988) No. 2.
- [3.19] Sands D., *Diode lasers*, Taylor & Francis, 2004.
- [3.20] Klehr A., Fricke J., Knauer A., Erbert G., Walther M., Wilk R., Mikulics M., Koch M., *High-power monolithic two-mode DFB laser diodes for the generation of THz radiation*, IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron., **14**, 289–294 (2008) No. 2.
- [3.21] Willer U., Wilk R., Schippers W., Böttger S., Nodop D., Schossig T., Schade W., Mikulics M., Koch M., Walther M., Niemann H., Güttler B., *A novel THz source based on a two-color Nd:LSB microchip-laser and a LT-GaAsSb photomixer*, Appl. Phys. B: Lasers and Optics, **87**, 13–16 (2007) No. 1.
- [3.22] Hoffmann S., Hofmann M., Bründermann E., Havenith M., Matus M., Moloney J.V., Moskalenko A.S., Kira M., Koch S.W., Saito S., Sakai K., *Four-wave mixing and direct terahertz emission with two-color semiconductor lasers*, Appl. Phys. Lett., **84**, 3585–3587 (2004) No. 18.
- [3.23] Steinmetz T., Wilken T., Araujo-Hauck C., Holzwarth R., Hänsch T.W., Pasquini L., Manescau A., Odorico S., Murphy M. T., Kentischer T., Schmidt W., Udem Th., *Laser Frequency Combs for Astronomical Observations*, Science, **321**, 1335–1337 (2008).
- [3.24] Tani M., Morikawa O., Matsuura S., Hango M., *Generation of terahertz radiation by photomixing with dual- and multiple-mode lasers*, Sem. Sc. Tech., **20**, S151–S163 (2005).
- [3.25] Scheller M., Koch M., *Terahertz quasi time domain spectroscopy*, Opt. Expr., **17**, 17723–17733 (2009).
- [3.26] Shibuya K., Tani M., Hangyo M., Morikawa O., Kan H., *Compact and inexpensive continuous-wave subterahertz imaging system with a fiber-coupled multimode laser diode*, Appl. Phys. Lett., **90**, 161127–1–3 (2007).
- [3.27] Suzuki T., Hido N., Zhao X., Sasaki O., *Dual-color operation of a laser diode under current and temperature control*, Appl. Opt., **42**, 6640–6644 (2003) No. 33.
- [3.28] Belkin M.A., Capasso F., Xie F., Belyanin A., Fisher M., Wittmann A., Faist J., *Room temperature terahertz quantum cascade laser source based on intracavity difference-frequency generation*, Appl. Phys. Lett., **92**, 201101–1–3 (2008).
- [3.29] Hänsch T.W., *Nobel Lecture: Passion for precision*, Rev. Mod. Phys., **78**, 1297–1309 (2006).
- [3.30] Saeedkia D., Mansour R.R., Safavi-Naeini S., *The interaction of laser and photoconductor in a continuous-wave terahertz photomixer*, IEEE Journal of Quantum Electronics, **41**, 1188–1196 (2005) No. 9.
- [3.31] McIntosh K.A., Brown E.R., Nichols K.B., McMahon O.B., DiNatale W.F., Lyszczarz T.M., *Terahertz photomixing with diode lasers in low-temperature-grown GaAs*, Appl. Phys. Lett., **67**, 3844–3846 (1995) No. 26.
- [3.32] Mikulics M., Marso M., Wu S., Fox A., Lepsa M., Grützmacher D., Sobolewski R., Kordoš P., *Sensitivity enhancement of metal-semiconductor-metal photodetectors on low-temperature-grown GaAs using alloyed contacts*, IEEE Photonics Technology Letters, **20**, 1054–1056 (2008) No. 12.
- [3.33] Wilk R., *Switchable THz Reflectors*, PhD. Dissertation, Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig 2007.
- [3.34] Deninger A.J., Göbel T., Schönherr D., Kinder T., Roggenbuck A., Köberle M., Lison F., Müller-Wirts T., Meissner P., *Precisely tunable continuous-wave terahertz source with interferometric frequency control*, Rev. Sci. Instrum., **79**, 044702–1–6 (2008).
- [3.35] Wilk R., *Continuous wave Terahertz spectrometer with coherent detection*, Bull. PAS-Tech. Sci., **58**, 713–716 (2010) No. 4.

- [3.36] Jarzab P.P., Nowak K., Pliński E.F., *Frequency aspects of the THz photomixer*, Opt. Commun., (2011), (w druku) doi:10.1016/j.optcom.2011.09.053.
- [3.37] Van Exter M., Fattinger C.H., Grischkowsky D., *Terahertz time-domain spectroscopy of water vapour*, Optics Letters, **14**, 1128–1130 (1989) No. 20.
- [3.38] Dexheimer S.L., *Terahertz spectroscopy: principles and applications*, CRC Press, 2008.
- [3.39] Naftaly M., Miles R.E., *Terahertz beam interaction with amorphous materials* w Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop on Terahertz Frequency Detection and Identification of Materials and Objects, ed. R. Miles et al., Spiez 2006.
- [3.40] Meyer-Arendt J.R., *Wstęp do optyki*, PWN, Warszawa 1979.
- [3.41] Duvillaret L., Garet F., Coutaz J.L., *A reliable method for extraction of material parameters in terahertz Time-Domain Spectroscopy*, IEEE J. Quant. Electron., **2**, 739–746 (1996) No. 3.
- [3.42] Barańska H., Łabudzińska A., Terpiński J., *Laserowa spektroskopia ramanowska*, PWN, Warszawa 1981.
- [3.43] Kazuo Nakamoto, *Infrared and Raman Spectra of Inorganic and Coordination Compounds: Theory and applications in inorganic chemistry*, Wiley, New Jersey 2009.
- [3.44] Courjon D., *Near-field microscopy and near-field optics*, Imperial College Press, London 2003.
- [3.45] Harrick N.J., *Internal Reflection Spectroscopy*, John Wiley & Sons Inc., 1967.
- [3.46] de Fornel F., *Evanescence waves. From Newtonian optics to atomic optics*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg 2001.
- [3.47] Axelrod D., Burghardt T.P., Thompson N.L., *Total internal reflection fluorescence*, Ann. Rev. Biophys. Bioeng., **13**, 247–268 (1984).
- [3.48] Nagai M., Yada H., Arikawa T., Tanaka K., *Terahertz time-domain attenuated total reflection spectroscopy in water and biological solution*, Int. J. Infra. Millim. Waves, **27**, 505–515 (2006) No. 4.

Do rozdziału 4

- [4.1] Liu H.-B., Chen Y., Zhang X.-C., *Characterization of Anhydrous and Hydrated Pharmaceutical Materials with THz Time-Domain Spectroscopy*, J. Pharm. Sci., **96**, 927–934 (2007) No. 4.
- [4.2] Zeitler J.A., Kogermann K., Rantanen J., Rades T., Taday P.F., Pepper M., Aaltonen J., Strachan C.J., *Drug hydrate systems and dehydration processes studied by terahertz pulsed spectroscopy*, Int. J. Pharm., **334**, 78–84 (2007).
- [4.3] Liu H.-B., Zhang X.-C., *Dehydration kinetics of D-glucose monohydrate studied using THz time-domain spectroscopy*, Chem. Phys. Lett., **429**, 229–233 (2006).
- [4.4] Karolewicz B., Pliński E.F., Górniak A., Owczarek A., Nartowski K., Pluta J., Fuglewicz B., Plińska S., Jarzab P.P., Nowak K., Walczakowski M.J., Austyn Ł., *Promienowanie terahercowe w naukach farmaceutycznych*, Farm. Pol., **68**, 138–145 (2012).

Do rozdziału 5

- [5.1] Plusquellic D.F., Siegrist K., Heilweil E.J., Esenturk O., *Applications of Terahertz Spectroscopy in Biosystems*, Chem. Phys. Chem., **8**, 2412–2431 (2007).
- [5.2] Kambara O., Kaneko A., Zhang F., Tamura A., Tominaga K., *Terahertz time-domain spectroscopy on proteins, peptides, and small biological molecules*, 35 Int. Conf. IRMMW-THz, 1–2, Rome, 5–10 Sept. 2010.
- [5.3] Tao Ding, Ruoyu Li, Zeitler J.A., Huber T.L., Gladden L.F., Middelberg A.P.J., Falconer R.J., *Terahertz and far infrared Spectroscopy of alanine-rich peptides having variable ellipticity*, Opt. Expr., **18**, 27431–27444 (2010) No. 26.
- [5.4] Shen S.C., Santo L., Genzel L., *THz spectra for some bio-molecules*, Int J Infrared Milli Waves, **28**, 595–610 (2007).

- [5.5] Yamaguchi M., Yamamoto K., Tani M., Hangyo M., *Terahertz spectroscopy of short peptides*, Biological and Medical Applications, Ultrafast Chemistry and Physics, IEEE, **WB3-3**, 477–478 (2005).
- [5.6] Yamamoto K., Tominaga K., Sasakawa H., Tamura A., Murakami H., Ohtake H., Sarukura N., *Terahertz time-domain spectroscopy of amino acids and polypeptides*, Bio. J.: Bio. Lett., **89**, 22–24 (2005) Nr 3.
- [5.7] Hor Y.L., Lim H.C., Federici J.F., Moore E., Bozelli J.W., *Terahertz study of 8. L. Yang, H. Sun, S. Weng, K. Zhao, L. Zhang, G. Zhao, Y. Wang, Y. Xu, X. Lu, C. Zhang, J. Wu, C. Jia'er, Terahertz absorption spectra of some saccharides and their metal complexes*, Spectr. Acta A, **69**, 160–166 (2008).
- [5.8] Siegrist K., Bucher C.R., Mandelbaum I., Walker A.R.H., Balu R., Gregurick S.K., Plusquellic D.F., *High-Resolution Terahertz Spectroscopy of Crystalline Alanine: Extreme Sensitivity to α -Sheet Structure and CocrySTALLIZED Water*, J. Am. Chem. Soc., **128**, 5764–5775 (2006).

Do rozdziału 6

- [6.1] Piesiewicz R., Kleine-Ostmann T., Krumbholz N., Mittleman D., Koch M., Schoebel J., Kurner T., *Short-Range Ultra-Broadband Terahertz Communications: Concepts and Perspectives*, Anten. Propag. Magaz., **49**, 24–39 (2007) No. 6.
- [6.2] Kürner T., Jacob M., Piesiewicz R., Schoebel J., *An Integrated Simulation Environment for the Investigation of Future THz Communication Systems: Extended Version*, Simulation, **84**, 1230130 (2008) No. 2–3.
- [6.3] Krumbholz N., Gerlach K., Rutz F., Koch M., Piesiewicz R., Kürner T., Mittleman D., *Omnidirectional terahertz mirrors: A key element for future terahertz communication systems*, Appl. Phys. Lett., **88**, 202905 1–3 (2006).

Do rozdziału 7

- [7.1] Abramski K.M., Pliński E.F., *Principles of gas lasers* (Optical Science and Engineering; 121), w: *Gas Lasers*, Ed. Masamori Endo, Robert F. Walter, Boca Raton: CRC Press, 2007.
- [7.2] Pliński E.F., Sobolewski A., Nowicki R., *Spectroscopic measurements of CH₃OH pumped by CW CO₂ laser*, Optica Applicata, **14**, 533–538, 1984, No. 4.
- [7.3] Abramski K.M., Pliński E.F., *Other gas lasers* (Optical Science and Engineering; 121), w: *Gas Lasers*, Ed. Masamori Endo, Robert F. Walter, Boca Raton: CRC Press, 2007.
- [7.4] Pliński E.F., *Spectral phenomena in CO₂ lasers. A review*, Optica Applicata, **31**, 509–544 (2001) No. 3.
- [7.5] Pliński E.F., Witkowski J.S., *Well-ordered laser signature*, Opt. Commun., **176**, 207–211 (2000) No. 1, 2, 3.
- [7.6] Witkowski J.S., Plinski E.F., Kalicinski T., Majewski B.W., Plawecki T., Abramski K.M., *Spectral features of a pulsed CO₂ laser*, Journal of Applied Physics, **92**, 4870–4873 (2002) No. 9.
- [7.7] Pliński E.F., *Właściwości promieniowania falowodowych laserów CO₂ wzbudzanych prądem w.cz.*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2001.
- [7.8] Abramski K.M., Pliński E.F., Witkowski J.S., Nowicki R., *Technologiczny dziesięciofalowodowy laser CO₂*, Przegląd Mechaniczny, **7–8**, 28–30 (1995).
- [7.9] Pliński E.F., Abramski K.M., Witkowski J.S., *Optical resonators for slab lasers*, in: *Optical Resonators – Science and Engineering*, 267–279, R. Kossowski, M. Jelinek, J. Novak (eds.), Kluwer Academic Publishers, 1998, Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop on Optical Resonators – Theory and Design, Smolenice Castle, Slovak Republic, July 1–5, 1997.

- [7.10] Pliński E.F., Nowicki R., *Nonlinear laser spectroscopy applied to SF₆*, Optica Applicata, Vol. **XV**, 39–43 (1985), 10, Pliński E.F., Nowicki R., Rzepka J., *Frequency stabilisation of cw CO₂/SF₆ lasers*, Optica Applicata, Vol. **XV**, 225–229 (1985).
- [7.11] Pliński E.F., Nowicki R., Abramski K.M., Pieńkowski J., Rzepka J., *Laser molekularny CO₂ małej mocy o stabilizowanej częstotliwości promieniowania wyjściowego*, Pomiary, Automatyka, Kontrola, **11**, 366–368 (1983).
- [7.12] Pliński E.F., Abramski K.M., *Saturation of infrared absorption in sulfur hexafluoride near 10.5 μ m at the P12, P14, P16, P18 and P20 of emission CO₂ laser lines*, Optica Applicata, Vol. **XIV**, 301–306 (1984) No. 3.
- [7.13] Pliński E.F., Abramski K.M., *Spectral analysis and frequency control of CO₂ laser radiation*, Journal of Technical Physics, **40**, 85–96 (1999) No. 3.
- [7.14] Abramski K.M., Michalski W., Nowicki R., Percak H., Pliński E.F., *Laserowe wzorce częstotliwości*, Rozprawy Elektrotechniczne, **34**, 437–457 (1988) No. 2.
- [7.15] Pliński E.F., Witkowski J.S., *Prediction of the thermal properties of RF excited CO₂, CO, and Xe laser media*, Opt. Las. Techn., **33**, 61–66 (2001) No. 1.
- [7.16] Nowicki R., Pliński E.F., Rzepka J., *The use of discharge electric field variations to CO₂ laser stabilization*, Optics Communications, **53**, 113–116 (1985) No. 2.
- [7.17] Pliński E.F., Abramski K.M., *Representation of CO₂ laser gain curve in optovoltic signal*, Optica Applicata, Vol. **XV**, 73–75 (1985) No. 1.
- [7.18] Pliński E.F., Abramski K.M., *Opto-voltaic representation of a gain profile in a cw CO₂ laser*, Optics Communications, **50**, 162–164 (1984) No. 3.
- [7.19] Pliński E.F., *Theoretical and experimental investigations on coupling-out mirrors with hole for a cw CO₂ laser*, Optica Applicata, **14**, 333–340 (1984) No. 3.
- [7.20] Pliński E.F., Witkowski J.S., *Thermal conductivities and temperature distribution in RF excited CO₂, CO, and Xe laser media*, Optica Applicata, **31**, 209–222 (2001) No. 1.
- [7.21] Wojaczek D.A., Pliński E.F., Witkowski J.S., *Thermodynamic and optical parameters of the RF pulse excited slab-waveguide CO₂ laser*, Optica Applicata, **35**, 215–224 (2005) No. 2.
- [7.22] Pliński E.F., *Transversely radio-frequency excited waveguide CO₂ laser*, Optica Applicata, **19**, 63–74 (1989) No. 1.
- [7.23] Pliński E.F., Abramski K.M., *DC-excited continuous - wave conventional and RF-excited waveguide CO₂ lasers* (Optical Science and Engineering; 121), w: *Gas Lasers*, Ed. Masamori Endo, Robert F. Walter, Boca Raton: CRC Press, 2007.
- [7.24] Pliński E.F., Witkowski J.S., Abramski K.M., *Algorithm of RF excited slab-waveguide laser design*, J. Phys. D: Appl. Phys., **33**, 1–4 (2000).
- [7.25] Pliński E.F., Witkowski J.S., Majewski B.W., Abramski K.M., *The laser pulse from a rf waveguide CO₂ laser*, Applied Physics B – Lasers and Optics, **76**, 375–382 (2003) No. 4.
- [7.26] Wojaczek D.A., Dobrucki A.B., Pliński E.F., *Acoustic processes in RF excited CO₂ laser plasma in pulse regime*, Optica Applicata, Vol. 40, 143–153 (2010) Iss. 1.
- [7.27] Pliński E.F., Witkowski J.S., Abramski K.M., *Diffraction mechanism for laser marker*, Opt. Las. Techn., **32**, 33–37 (2000).
- [7.28] Abramski K.M., Pliński E.F., *Heterodyne analysis of laser modes*, Optica Applicata, Vol. **XII**, 329–340 (1982) No. 3–4.
- [7.29] Abramski K.M., Pliński E.F., *Some aspects of heterodyne detection of laser beams*, Optica Applicata, **11**, 563–570 (1981) No. 4.

W książce przedstawiono właściwości tzw. promieniowania terahercowego z obszaru zwanego dawniej podczerwienią oraz jego niezwykle zastosowania, które same w sobie tworzą obecnie silnie rozwijaną nową gałąź wiedzy pod ogólną nazwą technika terahercowa. W monografii zaprezentowano metody wytwarzania i wykrywania fali terahercowej oraz metodologię diagnostyczną i badawczą stosowaną w wielu obszarach nauki i techniki. Publikacja jest przeznaczona dla studentów biochemii, chemii, fizyki, biologii, medycyny, farmacji, elektroniki, optoelektroniki, telekomunikacji, materiałoznawstwa i innych. Mogą z niej też korzystać osoby zajmujące się naukami podstawowymi, zwłaszcza spektroskopią dalekiej podczerwieni czy krystalografią. Podstawowe informacje znajdują w książce również osoby związane z przemysłem spożywczym, farmakologicznym oraz obronnością i bezpieczeństwem publicznym.



**Wydawnictwa Politechniki Wrocławskiej
są do nabycia w księgarni „Tech”
plac Grunwaldzki 13, 50-377 Wrocław
budynek D-1 PWR., tel. 71 320 29 35
Prowadzimy sprzedaż wysyłkową
zamawianie.ksiazek@pwr.wroc.pl**

ISBN 978-83-7493-665-1