

KĄTOWO-ROZDZIELCZA SPEKTROSKOPIA FOTOEMISYJNA, CZYLI STRUKTURA PASMOWA OD A, PRZEZ Γ , DO K

Bogdan J. Kowalski

Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk, Aleja Lotników 32/46, PL-02 668 Warszawa

Streszczenie: Artykuł przedstawia podstawowe zasady kątowo-rozdzielczej spektroskopii fotoemisyjnej oraz jej możliwości jako narzędzia do badania elektronowej struktury pasmowej kryształów. Przedstawiono zasady fizyczne, na których ta metoda została oparta, jej podstawowe aspekty techniczne oraz zilustrowano jej zastosowanie za pomocą wyników zebranych podczas badań kryształów azotku galu.

Angle-resolved photoelectron spectroscopy or band structure from A, through Γ , to K.

Abstract: The most important features of the angle-resolved photoelectron spectroscopy, a useful tool for studying electronic structure of semiconductors, are presented. The physical principles of the method as well as the basic aspects of its practical implementation are described. The results of gallium nitride studies are shown as an example of application of the angle-resolved photoelectron spectroscopy for investigations of semiconductor electronic band structure.

1. Wstęp

Elektronowa struktura pasmowa, rozumiana jako związek energii dozwolonych stanów elektronowych kryształu z odpowiadającymi im wartościami i kierunkami wektora pędu krystalicznego (wektora k), jest jednym z najważniejszych elementów opisu kryształu, bezpośrednio związanym z jego własnościami elektrycznymi i optycznymi. Szerokość podstawowej przerwy energetycznej czy wartość masy efektywnej nośników ładunku w pasmach są zasadniczymi parametrami kryształu podawanymi w każdym podręczniku fizyki półprzewodników wraz z parametrami sieci krystalicznej czy gęstością kryształu. To one określają takie właściwości kryształu jak energia krawędzi absorpcji optycznej czy przewodnictwo kryształu. Pomiar tych wielkości były więc pierwszym źródłem danych doświadczalnych pozwalających weryfikować teoretyczne modele struktur pasmowych kryształów. Pomimo, że w miarę rozwoju technik doświadczalnych rosły czułość i zdolność rozdzielcza dostępne w takich eksperymentach, otrzymywane informacje dotyczyły tylko fragmentów struktury pasmowej, leżących w pobliżu środka strefy Brillouina (punktu Γ) lub innych punktów o wysokiej symetrii, często też były ograniczone do ekstremów pasm oddzielonych przerwą wzbronioną. Narzędziem pozwalającym zbadać strukturę pasmową w całej strefie Brillouina i w szerokim zakresie energetycznym okazała się dopiero spektroskopia fotoemisyjna. Co prawda dostarcza ona danych tylko na temat pasm obsadzonych, lecz mogą one zostać uzupełnione wynikami pomiarów fotoemisji odwrotnej, niosącej informacje o pasmach nieobsadzonych. W tym artykule ograniczymy się jednak do klasycznej fotoemisji i badań elektronowych stanów obsadzonych.

2. Eksperyment fotoemisyjny – podstawy fizyczne i problemy techniczne

Podstawą spektroskopii fotoemisyjnej jest sformułowane przez Einsteina [1] równanie:

$$E_{kin}^{max} = h\nu - \Phi$$

opisujące maksymalną energię kinetyczną (E_{kin}^{max}) elektronów wyemitowanych z próbki oświetlonej wysokoenergetycznym promieniowaniem elektromagnetycznym (o energii przekraczającej wartość pracy wyjścia większości materiałów czyli 4 -5 eV) jako różnicę energii fotonów $h\nu$ i pracy wyjścia Φ - parametru opisującego badaną substancję (a właściwie jej konkretną powierzchnię). Zatem w energii kinetycznej fotoelektronów zawarta jest informacja o tym jak były one związane w próbce. Spektroskopia fotoemisyjna ma służyć uzyskaniu tej informacji w sposób możliwie kompletny i jednoznaczny.

Eksperyment fotoemisyjny polega więc na oświetleniu próbki promieniowaniem elektromagnetycznym o odpowiednio wysokiej energii i rejestrowaniu liczby wyemitowanych elektronów w funkcji ich energii kinetycznej, kąta emisji czy nawet kierunku spinu (Rys. 1). Wysokoenergetyczne („gorące”) elektrony, wzbudzone ze stanów obsadzonych – pasma walencyjnego i ewentualnie stanów rdzeniowych - kosztem energii zaabsorbowanych fotonów, mają rozkład energetyczny odwzorowujący rozkład ich stanów początkowych zmodyfikowany przez wpływ stanów końcowych przejść optycznych jak i elementy macierzowe tych przejść. Liczba elektronów wyemitowanych na zewnątrz kryształu i zarejestrowanych przez detektor układu doświadczalnego, wyznaczona w zależności od ich energii kinetycznej, tworzy rozkład energetyczny fotoelektronów czyli widmo fotoemisyjne. Elektrony, wyemitowane bez

strat energii, tworzą zasadnicze struktury widma zawierające informacje o elektronowej strukturze pasmowej badanego kryształu. Elektrony rozproszone nieelastycznie wewnątrz próbki tworzą tło narastające wraz ze spadkiem energii kinetycznej cząstek.

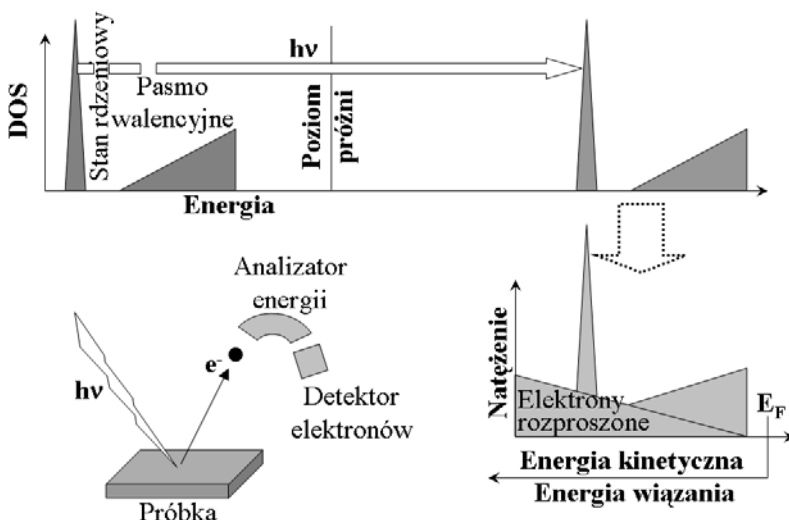
Interpretacja widm fotoemisyjnych wymaga, jak wspomniano powyżej, znajomości struktury stanów końcowych i wielkości elementów macierzowych przejść. Jednakże, w wielu przypadkach, przy uwzględnieniu uzasadnionych założeń, o szczegółach rozkładu energetycznego wzbudzonych elektronów decyduje struktura stanów początkowych. Pewne metody rutynowo stosowane przy interpretacji widm kątowno-rozdzielczej spektroskopii fotoemisyjnej zostaną omówione w dalszej części artykułu.

Choć zasady fizyczne eksperymentu fotoemisyjnego wydają się proste, narzucają one dość trudne warunki techniczne, które musi spełnić aparatura przeznaczona do takich badań. Ponieważ pomiar z reguły polega na zliczaniu elektronów wyemitowanych z próbki, określaniu ich energii kinetycznej oraz kierunku emisji, nie mogą one na swojej drodze rozpraszać się, zmieniać energii lub kierunku. Zatem zarówno próbka jak i układ detekcji muszą znajdować się w odpowiednio wysokiej próżni. Nie służy to jedynie zapobieganiu rozpraszaniu elektronów na molekułach powietrza. Jeszcze wyższe wymagania narzuca na próżnię w spektrometrze fotoemisyjnym fakt, że fotoelektrony emitowane są jedynie z bardzo cienkiej przypowierzchniowej warstwy kryształu. Jest to skutkiem ich rozpraszania w kryształach, przede wszystkim przez fonony, a także przez inne elektrony. W rezultacie, głębokość, z jakiej fotoelektrony mogą się wydostać bez rozproszeń, nie przekracza kilku nanometrów. A zatem, powierzchnia badanej próbki musi być starannie przygotowana i możliwie słabo zaburzona przez defekty i adsorpcję obcych atomów z otoczenia. Aby zmiany stanu powierzchni próbki wywołane tą adsorpcją, zachodzącą podczas kilkugodzinnych pomiarów, mogły być zaniedbane, niezbędne jest utrzymanie w spektrometrze fotoemisyjnym próżni rzędu 10^{-10} hPa. Wymagania dotyczące próżni, czy

też szerzej – potrzeba opanowania technik przygotowania czystej powierzchni o dobrze określonej strukturze atomowej oraz sposobów utrzymania jej podczas eksperymentów, były ważnymi czynnikami ograniczającymi rozwój spektroskopii fotoemisyjnej pomiędzy rokiem 1905, w którym ukazała się wspomniana praca Einsteina a początkiem lat siedemdziesiątych XX wieku, kiedy to zaczął się burzliwy rozwój tej techniki eksperymentalnej. Oczywiście także rozwój optyki elektronowej i techniki komputerowej przyczynił się do rozkwitu spektroskopii fotoemisyjnej, zwiększenia jej czułości, rozdzielczości energetycznej, rozdzielczości przestrzennej, uczynienia jej spinowo-czułą, a w konsekwencji - znacznego poszerzenia zakresu jej zastosowań. Istotny był również rozwój źródeł promieniowania stosowanego w spektroskopii fotoemisyjnej, zwłaszcza w zakresie dalekiego nadfioletu i promieniowania rentgenowskiego. Przełom przyniosło udostępnienie dla eksperymentów spektroskopowych źródeł promieniowania synchrotronowego. Ich historię, rozwój i znaczenie dla różnych gałęzi spektroskopii ciała stałego opisał A. Kisiel w artykule zamieszczonym w tym zeszycie [2]. Więcej informacji dotyczących techniki ultra wysokiej próżni, technik detekcji elektronów czy pomiaru ich energii można znaleźć w jednej z monografii poświęconych tej metodzie eksperymentalnej, np. w Ref. [3].

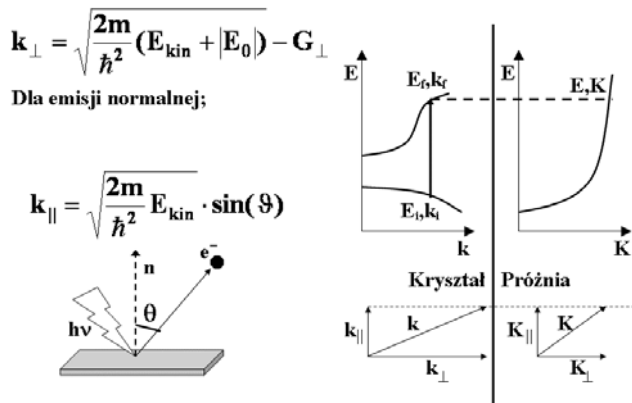
3. Kątowno-rozdzielcza spektroskopia fotoemisyjna - narzędzie badania elektronowej struktury pasmowej

Kątowno-rozdzielcza spektroskopia fotoemisyjna polega na pomiarze fotoemisji w funkcji energii kinetycznej elektronów i ich kąta emisji θ (Rys. 2). Podstawowym warunkiem, odróżniającym ją od kątowno-całkującej spektroskopii fotoemisyjnej, jest mały kąt bryłowy akceptacji analizatora energii elektronów. Pozwala to zliczać tylko te elektrony, które są emitowane wokół wybranego kierunku (zwykle z dokładnością nie gorszą niż $\pm 1^\circ$). W takiej sytuacji rejestrowane są elektrony w wąskim zakresie wektorów k , znacznie



Rys. 1. Zasada eksperymentu fotoemisyjnego.

Kątowo-rozdzielcza spektroskopia fotoemisyjna



Rys. 2. Zasady fizyczne kątowo-rozdzielczej spektroskopii fotoemisyjnej i równania stosowane przy interpretacji jej wyników, wyprowadzone w modelu stanów końcowych swobodnych elektronów (E_{kin} – energia kinetyczna elektronów, m – masa elektronu swobodnego, G_{\perp} – prostopadły do powierzchni wektor sieci odwrotnej, E_0 – energia wewnętrzna).

mniejszym niż rozmiary strefy Brillouina badanego materiału. W konsekwencji, jesteśmy w stanie przypisać każdemu maksimum w zarejestrowanych widmach zarówno energię kinetyczną jak i wektor pędu \mathbf{K} (w próżni). Kluczowym zadaniem w takim doświadczeniu jest określenie energii i wektora pseudopędu \mathbf{k} elektronów w kryształach.

Elektrony emitowane z próbki do próżni przekraczają powierzchniową barierę potencjału i zmieniają wektor pędu – w szczególności, nie jest zachowana składowa pędu prostopadła do powierzchni. Pomimo tego, struktura pasmowa $E(\mathbf{k})$, także w kierunku prostopadłym do powierzchni, może zostać zbadana. Zależność $E(\mathbf{k})$ w kierunku prostopadłym do powierzchni bada się mierząc fotoemisję przy $\theta=0$ (emisja normalna do powierzchni). Zmiana energii fotonów prowadzi do zmiany energii kinetycznej elektronów i zmiany ich pędu. A zatem rejestrując kolejne widma przy coraz wyższych energiach pobudzającego promieniowania badamy przebieg pasm energetycznych właśnie wzdłuż kierunku \mathbf{k} prostopadłego do powierzchni. Jednakże, aby przypisać zaobserwowane maksima emisji wzbudzeniom w konkretnych punktach strefy Brillouina, musimy dysponować modelem stanów końcowych, do których te wzbudzenia zachodzą. Najprostszym, często stosowanym przy analizie danych fotoemisyjnych, jest model stanów elektronu swobodnego. Przebieg stanów końcowych przejść optycznych jest przybliżany parabolicznymi zależnościami $E(\mathbf{k})$ złożonymi do pierwszej strefy Brillouina zgodnie ze strukturą krystaliczną badanego kryształu (tak jak w tzw. modelu pustej sieci używanym do analizy struktury pasmowej kryształów). W takim modelu zostały wyprowadzone równania przedstawione na Rys. 2, używane do przetwarzania danych doświadczalnych na diagram $E(\mathbf{k})$. Jedynym parametrem, który musi zostać ustalony jest energia wewnętrzna - E_0 . Dokonuje się tego analizując dyspersję otrzymywanych pasm i zapewniając ich symetrię względem środka strefy Brillouina oraz, ewentualnie, porównując otrzymane wyniki z obliczoną strukturą pasmową badanego materiału, jeśli jest dostępna.

4. Przykład: struktura pasmowa powierzchni

GaN (0001) - (1×1)

Jako przykład zastosowania kątowo-rozdzielczej spektroskopii fotoemisyjnej do badania struktury elektronowej kryształu rozważmy przypadek powierzchni GaN(0001) - (1×1) [4].

Azotek galu i jego roztwory stałe z azotkami innych pierwiastków trzeciej grupy układu okresowego są najlepiej znane jako materiały przydatne w tzw. niebieskiej optoelektronice, czyli do konstrukcji przyrządów optoelektronicznych pracujących w zielono-niebieskiej, względnie nadfioletowej części widma promieniowania elektromagnetycznego [5]. Azotek galu okazał się również materiałem bardzo interesującym z punktu widzenia fizyki powierzchni. Powierzchnie prostopadłe do osi c jego komórki elementarnej typu wurcytu mogą rekonstruować na wiele sposobów, zależnie od warunków w jakich kryształ się tworzy [6]. Struktury elektronowe odpowiadające różnym konfiguracjom nadal nie są do końca znane.

Prezentowane wyniki otrzymano podczas kątowo-rozdzielczych eksperymentów fotoemisyjnych przeprowadzonych dla powierzchni (0001) objętościowych kryształów GaN o strukturze wurcytu. Kryształy te zostały wyhodowane metodą wysokociśnieniową w Instytucie Wysokich Ciśnień Polskiej Akademii Nauk w Warszawie. Kryształy miały bardzo niską gęstość dyslokacji ($10\text{-}100\text{ cm}^{-2}$) i wysokie przewodnictwo typu n (koncentracja elektronów wynosiła $3\text{-}6 \times 10^{19}\text{ cm}^{-3}$).

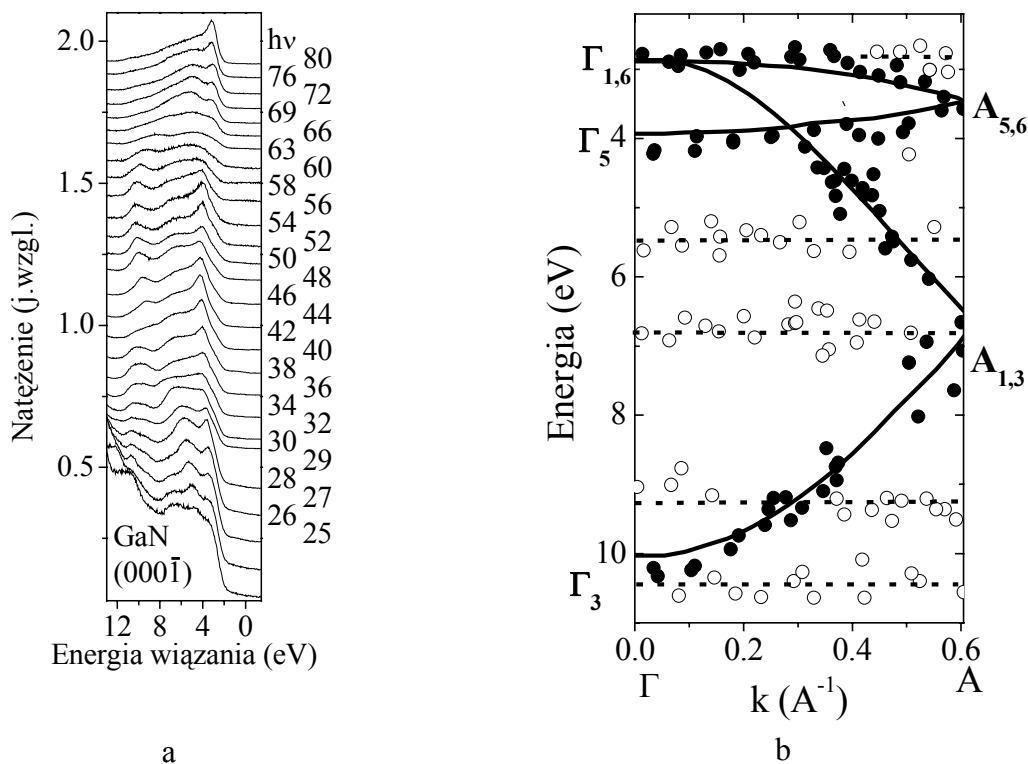
Powierzchnia do eksperymentów fotoemisyjnych była przygotowywana *in situ* przez kilkukrotne, cykliczne trawienie jonami argonu i wygrzewanie w temperaturze 500°C . Taka procedura dawała w rezultacie powierzchnie o strukturze heksagonalnej (1×1). Weryfikowano to przy pomocy dyfrakcji elektronów – technikami LEED i RHEED. Przedstawiane eksperymenty fotoemisyjne wykonano w laboratorium promieniowania synchrotronowego MAX-lab Uniwersytetu w Lundzie, w Szwecji.

Przykładową sekwencję widm fotoemisyjnych (krzywych rozkładu energetycznego fotoelektronów), otrzymanych w modzie kątowno-rozdzielczym, pokazano na Rys. 3a. Zmierzone je dla energii fotonów z zakresu 25–80 eV w warunkach emisji normalnej do powierzchni (rejestrowano elektrony wyemitowane prostopadłe do powierzchni kryształu). Zakres energii wiązania pokrywa całe pasmo walencyjne GaN. Pasma elektronowe były więc badane wzdłuż kierunku $\Gamma - A$ w strefie Brillouina. Główne maksimum odpowiada drugiemu pasmu walencyjnemu, najwyższe pasmo objawia się jako słabsza struktura na niskoenergetycznej krawędzi głównego maksimum, szczególnie przy energiach fotonów bliskich 50 eV. Analiza dyspersji pasm dowiodła, że osiągamy punkt Γ (środek strefy Brillouina) przy tej właśnie energii fotonów. Pozostała część widm odpowiada głębszym objętościowym pasmom elektronowym, ale zawiera również kilka struktur bezdyspersyjnych. Mogą one odpowiadać stanom elektronowym związanym z powierzchnią, nie wykazującym dyspersji w kierunku do niej prostopadłym.

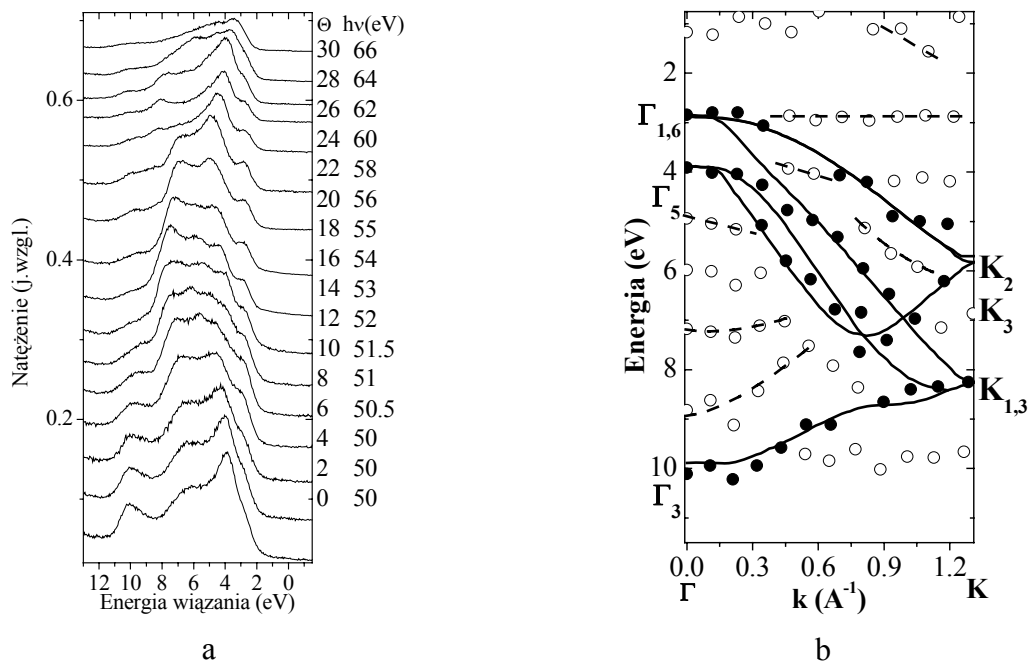
Rysunek 3b przedstawia eksperymentalną strukturę pasmową wyprowadzoną z widm pokazanych na Rysunku 3a. Pełne punkty oznaczają struktury zgodne z objętościową strukturą pasmową obliczoną przez Strassera i współpracowników [7] (wyniki tych obliczeń przedstawiono za pomocą linii ciągłych). Okręgi odpowiadają strukturom mającym zbliżone energie wiązania przy wszystkich użytych

energiach fotonów. Struktury te mogą być przypisywane emisji ze stanów powierzchniowych, ale także emisji z obszarów strefy Brillouina, gdzie pasma mają wysoką gęstość stanów. Głębsza ich analiza i interpretacja wymagała zebrania następnych danych eksperymentalnych. W szczególności, niezbędne były pomiary fotoemisji dla kierunków innych niż prostopadłe do powierzchni. W takich konfiguracjach możemy badać zarówno objętościową strukturę pasmową wzdłuż kierunków równoległych do powierzchni jak i elektronowe pasma powierzchniowe z dyspersją w płaszczyźnie równoległej do tej powierzchni.

Na Rysunku 4a pokazano widma emisji kątowej (nie prostopadłej) zebrane dla kątów od 0° do 30° , przy analizie energii elektronów poruszającym się w płaszczyźnie zawierającej kierunek $\Gamma-K$ strefy Brillouina. Energia fotonów również była modyfikowana, wzrastała od 50 do 66 eV. W ten sposób utrzymywana była stała długość składowej prostopadłej wektora pędu elektronów, bez względu na zmianę jego kierunku. Obserwowane struktury widm odpowiadają emisji z objętościowych pasm elektronowych położonych wzdłuż kierunku $\Gamma-K$ oraz ze stanów związanych z powierzchnią. W celu odróżnienia tych dwóch rodzajów struktur, opracowano diagram eksperymentalnej struktury pasmowej (Rys. 4b), a następnie porównano ją z dostępnymi wynikami obliczeń elektronowej struktury pasmowej badanej powierzchni.



Rys. 3. (a) Zestaw widm fotoemisyjnych zebranych dla emisji prostopadłej do powierzchni [4]. Zero osi energii odpowiada energii Fermiego (zmierzonej dla referencyjnej próbki metalicznej). (b) Diagram struktury pasmowej w kierunku $\Gamma-A$, wyprowadzonej z widm fotoemisyjnych przedstawionych na Rys. 3a [4]. Symbole oznaczają punkty eksperymentalne. Pełne kropki to punkty, które pasują do obliczonej objętościowej struktury pasmowej [7] (oznaczonej ciągłymi liniami). Linie przerywane i okręgi wskazują pozycje struktur potencjalnie związanych z powierzchnią.



Rys. 4. (a) Zestaw widm fotoemisyjnych zebrany dla kątów emisji od 0° do 30° [2].

(b) Diagram eksperymentalnej struktury pasmowej dla kierunku Γ -K [2]. Symbole oznaczają punkty eksperymentalne. Pełne kropki korespondują z obliczoną objętościową strukturą pasmową [7] (oznaczoną ciągłymi liniami). Linie przerywane wskazują struktury, które mogą być powiązane z pasmami obliczonymi przez Wanga i współpracowników [8].

Zaznaczone pełne punkty dobrze odpowiadają objętościowej strukturze elektronicznej obliczonej przez Strassera i współpracowników [7] (wykreślonej liniami ciągłymi). Linie przerywane wskazują te struktury, które mogą być powiązane z powierzchniowymi pasmami elektronicznymi obliczonymi przez Wanga i współpracowników [8] dla dwu różnych

atomowych konfiguracji powierzchni GaN(0001). W szczególności, pozbawione dyspersji pasmo powierzchniowe położone na krawędzi pasma walencyjnego jest charakterystyczne dla zrelaksowanej powierzchni GaN(0001)-(1x1) (czyli powierzchni zakończonej atomami azotu). Trzy struktury położone blisko środka strefy Brillouina przy energiach wiązania 5-9 eV mogą być zinterpretowane jako pasma powierzchniowe występujące na powierzchni GaN(0001)-(1x1):Ga, pokrytej dodatkową warstwą atomów galu związanych na atomach azotu stanowiących idealną powierzchnię GaN(0001)-(1x1), powstającą przez przecięcie sieci azotku galu. Przedstawiona identyfikacja struktur związanych z powierzchnią kryształu GaN została potwierdzona przez obserwację zmian ich natężenia wywołanych osadzaniem galu na badanej powierzchni [4].

Zastosowanie kąto-rozdzielczej spektroskopii fotoemisyjnej pozwoliło zbadać doświadczalnie strukturę elektroniczną GaN wzdłuż kierunków Γ -A i Γ -K strefy Brillouina, zaobserwować i zidentyfikować struktury związane

ze strukturą elektroniczną powierzchni GaN(0001)-(1x1) i, w rezultacie, stwierdzić, że na badanej powierzchni występują obszary o różnych konfiguracjach: zrelaksowanej GaN(0001)-(1x1) oraz GaN(0001)-(1x1):Ga.

5. Podsumowanie

W artykule przedstawiono w skrócie podstawy i główne zasady spektroskopii fotoemisyjnej oraz zilustrowano je przykładem zastosowania tej techniki w badaniach kryształów azotku galu. Pokazano, że kąto-rozdzielcza spektroskopii fotoemisyjna jest użytecznym narzędziem do badania objętościowej i powierzchniowej struktury elektronicznej kryształów półprzewodnikowych. Efektywne użycie tej techniki jest jednak ściśle związane z dostępem do przestrzajnych źródeł promieniowania elektromagnetycznego. Ponadto, muszą to być źródła emitujące promieniowanie nadfioletowe lub miękkie promieniowanie rentgenowskie. W tej części widma promieniowania elektromagnetycznego źródła laboratoryjne (lampy wyładowcze lub lampy rentgenowskie) mają widma liniowe, co nie pozwala na dostrajanie energii promieniowania do wybranych wzbudzeń badanego układu. Właśnie dlatego synchrotronowe źródła promieniowania stały się niezbędne w tej dziedzinie badań. Obszerne informacje na temat wytwarzania promieniowania synchrotronowego, jego własności i zastosowań można znaleźć w jednej z wielu dostępnych monografii (zob. na przykład prace [9-11]).

W przykładzie dyskutowanym w artykule, dostęp do szerokiego widma promieniowania miał znaczenie kluczowe. Dzięki niemu realne stało się przeskanowanie struktury elektronowej GaN w kierunku prostopadłym do powierzchni poprzez zwiększanie energii fotonów przy utrzymanym reżymie pomiaru kąto-rozdzielczego. Nie można byłoby zrobić tego w zakresie energii 25-80 eV bez dostępu do źródła promieniowania synchrotronowego. W pomiarach fotoemisji w funkcji kąta emisji, było możliwe badanie struktury pasmowej wzdłuż kierunku wysokiej symetrii, z kompensacją zmian wektora k przez zmianę energii fotonów. Takie eksperymenty stały się wykonalne dzięki równoległemu rozwojowi technik spektroskopii fotoemisyjnej oraz źródeł promieniowania synchrotronowego. Można oczekiwać, że obecny i przyszły postęp w tych dziedzinach będzie prowadził do dalszego poszerzenia zakresu zastosowań spektroskopii fotoemisyjnej w badaniach półprzewodników.

Podziękowania: Praca była częściowo finansowana przez MNiSzW w ramach projektów 1 P03B 053 26, N202 101 31/0749, 72/E-67/SPB/DESY/P-03/DWM68 /2004-2006 oraz Komisję Europejską w ramach projektu "The European Community - Research Infrastructure Action under the FP6 Structuring the European Research Area Programme (through the Integrated Infrastructure Initiative *Integrating Activity on Synchrotron and Free Electron Laser Science*)" realizowanego w laboratorium MAX-lab.

Literatura

- [1] A. Einstein, "Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt", *Ann. Physik* **17** (1905) 132.
- [2] A. Kisiel, "Synchrotron jako narzędzie: zastosowania promieniowania synchrotronowego w spektroskopii ciała stałego", *Synchrotr. Radiat. Nat. Sci.* **5** (3) (2006) 145-167.
- [3] S. Hüfner, *Photoelectron Spectroscopy. Principles and Applications*, 3rd edition, (Springer-Verlag-Berlin-Heidelberg-New York 2003).
- [4] B.J. Kowalski, R.J. Iwanowski, J. Sadowski, I.A. Kowalik, J. Kanski, I. Grzegory, S. Porowski, "Electronic structure of GaN(0001)-(1×1) surface", *Surf. Sci.* **548** (2004) 220.
- [5] *Group III Nitride Semiconductor Compounds. Physics and Applications*, B. Gil (Ed.), (Clarendon Press, Oxford 1998).
- [6] A.R. Smith, R.M. Feenstra, D.W. Greve, M.-S. Shin, M. Skowronski, J. Neugebauer, J.E. Northrup, "Determination of wurtzite GaN lattice polarity based on surface reconstruction", *Appl. Phys. Lett.* **72** (1998) 2114.
- [7] T. Strasser, C. Solterbeck, F. Starrost, W. Schattke, "Valence-band photoemission from the GaN(0001) surface", *Phys. Rev. B* **60** (1999) 11577.
- [8] F.-H. Wang, P. Krüger, J. Pollman, "Electronic structure of 1×1 GaN(0001) and GaN(000 $\bar{1}$) surfaces", *Phys. Rev. B* **64** (2001) 035305.
- [9] *Synchrotron Radiation: Techniques and Applications*, C. Kunz (Ed.), (Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1979).
- [10] P.J. Duke, *Synchrotron Radiation: Production and Properties* (Oxford University Press, Oxford 2000).
- [11] H. Wiedemann, *Synchrotron Radiation* (Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 2003).



O autorze:

doc. dr. hab Bogdan J. Kowalski
Instytut Fizyki PAN
członek Zarządu PTPS