

Jacek SOSNOWSKI

## NIEKONWENCJONALNE ŹRÓDŁA PROMIENIOWANIA OPTYCZNEGO

**STRESZCZENIE** *W obecnej dobie postępu technologicznego, transformacji ulegają również źródła promieniowania optycznego. Zgodnie z wymogami Unii Europejskiej wycofywane są klasyczne żarówki oporowe. Miejsce żarówek zajmują gazowe świetlówki energooszczędne, a w perspektywie półprzewodnikowe LED-y. W świetle tego postępu technologicznego, w artykule omówione zostaną nowe perspektywiczne źródła promieniowania optycznego oparte na kwantowych efektach. Przedyskutowane zostaną możliwości wykorzystania kropek kwantowych jako alternatywnych, wysokowydajnych źródeł promieniowania oraz zastosowanie w tym celu materiałów nadprzewodnikowych. Przedstawione zostaną koncepcje konstrukcji „lamp żyrotronowych” z wykorzystaniem elektromagnesów nadprzewodnikowych, jako nadajniki promieniowania mikrofalowego o wysokiej częstotliwości i dużej mocy. Omówione będą układy nadprzewodnikowe oparte na złączach Josephsonowskich, jako generatory promieniowania optycznego oraz wykorzystanie magnetycznych wirów w złączach nadprzewodnikowych jako źródeł promieniowania.*

**Słowa kluczowe:** *promieniowanie optyczne, efekty kwantowe, nadprzewodnictwo*

---

**Prof. doc. dr hab. Jacek SOSNOWSKI**  
sosnow@iel.waw.pl

Zakład Wielkich Mocy  
Instytut Elektrotechniki

PRACE INSTYTUTU ELEKTROTECHNIKI, zeszyt 244, 2010

## 1. WSTĘP

---

Klasyczne źródła promieniowania optycznego – światła oparte są na tradycyjnym grzaniu elementu oporowego i podwyższeniu wówczas temperatury danego rezystora, co prowadzi do emisji promieniowania zgodnie z odpowiednim widmem, będącym pewnym analogiem do promieniowania ciała doskonale czarnego. Metoda ta początki swoje bierze jeszcze w XIX wieku i funkcjonowała dotychczas pod postacią słynnej żarówki Edisona. Natomiast w ostatnich latach, a nawet miesiącach ze względów na ochronę środowiska i oszczędności energii pojawiło się zapotrzebowanie na nowe źródła promieniowania optycznego. Stąd też poszukuje się coraz to nowych rozwiązań. Analizie wybranych nowych koncepcji opartych na zjawiskach kwantowych poświęcony jest niniejszy artykuł.

## 2. KROPKI KWANTOWE JAKO ŹRÓDŁO PROMIENIOWANIA OPTYCZNEGO

---

Wśród programów ramowych Unii Europejskiej jednym z wiodących tematów są nanotechnologie, których ostatnim szczególnie modnym wytworem są druty i kropki kwantowe. Są to specyficzne, miniaturowe obiekty scharakteryzowane rozmiarami porównywalnymi z długością funkcji falowej elektronu  $\Psi$ . Do opisu właściwości tych obiektów nie wystarcza tradycyjne ujęcie teorii pola elektromagnetycznego oparte na równaniach Maxwella, ale niezbędne jest uwzględnienie efektów kwantowych. Kropki kwantowe są więc obiektami, w których elektron znajduje się w studni potencjału i jego ruch jest wobec tego ograniczony w trzech wymiarach do rozmiarów tej studni. Pojawia się stan związany zapuławkowanego elektronu, co opisuje się w języku mechaniki kwantowej równaniem Schrödingera:

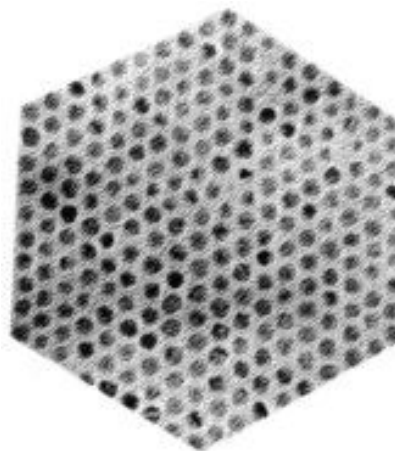
$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi \quad (1)$$

$H$  w równaniu (1) jest hamiltonianem, czyli operatorem energii układu, różniczkowanie przebiega po czasie, natomiast  $i = \sqrt{-1}$ .  $\hbar$  oznacza zredukowaną stałą Plancka. Rozwiązanie równania Schrödingera w takim zamkniętym ścianami

potencjału obszarze przybiera dobrze określone, dyskretne poziomy energetyczne, co w przypadku wykorzystania kropek kwantowych ma szczególnie istotne znaczenie. Definiuje bowiem precyzyjnie przejścia energetyczne, a więc na przykład monochromatyczną falę elektromagnetyczną, którą dana kropka kwantowa może promieniować. Tak więc kropki kwantowe mogą służyć właśnie jako źródło monochromatycznego promieniowania optycznego. Ze względu na ograniczenia geometryczne studni potencjału do wartości rzędu nanometrów kropka kwantowa jest przykładem nowego układu wręcz zerowymiarowego. Jest to więc kolejny krok na etapie przejścia od tradycyjnej przestrzeni

trójwymiarowej kartezjańskiej  $R^3$ , poprzez czasoprzestrzeń  $C^4$  stosowaną przez Einsteina, do układów niskowymiarowych. Istnieją także zagadnienia, w których wymiar przestrzeni opisany jest liczbą ułamkową, jak ma to miejsce w przypadku figur o wymiarze „podobnościowym”, niecałkowitym zwanych fraktalami. Z kolei idąc w drugą stronę, czyli w obszar mikroświata i zamykając elektron pomiędzy ścianami studni potencjału uzyskujemy mikro przestrzeń o obniżonym wymiarze. O ile pułapowane elektrony zlokalizowane zostaną pomiędzy kwantowymi ścianami potencjału i będą poruszać się tylko w płaszczyźnie, to przechodzimy do geometrii dwuwymiarowej. Jeśli następnie tę dwuwymiarową przestrzeń zaczniemy rozcinać w kierunku prostopadłym do dwuwymiarowej płaszczyzny, w której poruszają się elektrony to uzyskujemy pierwotnie strukturę jednowymiarowego drutu kwantowego, a następnie zerowymiarową geometrię kropki kwantowej, pokazaną na rysunku 1.

Dzięki gwałtownemu rozwojowi nanotechnologii w ostatnich latach powyższy model kwantowy znalazł swoją realizację w praktyce. Takie metody technologii cienkich warstw jak: MBE – Molecular Beam Epitaxy, CVD – Chemical Vapour Deposition, PVD – Physical Vapour Deposition, rozpylania katodowego – beam ion sputtering, nakładania laserowego umożliwiają otrzymanie mikro-struktur. Dodatkowo stosując mikro-litografię skonstruowano pierwsze mikro-urządzenia MEMSy – Micro Electro-Mechanical Systems, ale jednak o rząd wielkości większe od drutów kwantowych i kropek kwantowych. Badania nad układami nisko-wymiarowymi przyniosły odkrycie kwantowego efektu Halla, co zostało uhonorowane w 1986 r. nagrodą Nobla dla Klause von Klitzinga. Kolejną nagrodę Nobla za odkrycie i wytłumaczenie ułamkowego efektu Halla w systemach dwuwymiarowych uzyskali w 1998 r.

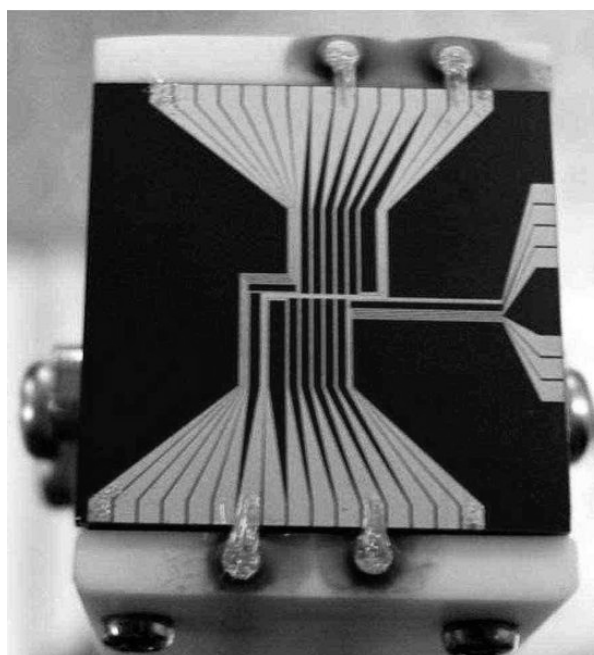


**Rys. 1. Struktura sieci kropek kwantowych, wyciętych metodami litograficznymi z nano-warstwy kwantowej (Internet)**

H. Stormer, D. Tsui oraz R. Laughlin. Pierwsze studnie kwantowe zrealizowano w laboratoriach amerykańskich IBM oraz Bell Laboratories wytwarzając heterostruktury półprzewodnikowe, w których elektrony mogą poruszać się w sposób kwazi-swobodny w dwuwymiarowej płaszczyźnie warstwy, natomiast w kierunku poprzecznym ich ruch jest skwantowany. Warstwa przewodząca heterostruktury utworzona jest z półprzewodnika o wąskiej przerwie energetycznej. Natomiast boki warstwy stanowią półprzewodniki o szerokiej przerwie energetycznej, a więc o znacznie obniżonej wartości przewodnictwa elektrycznego, co w języku kwantowym można określić jako ściany studni potencjału. Obecnie uzyskuje się już grubość warstwy przewodzącej nawet rzędu kilku nanometrów, co jest porównywalną wartością z długością fali elektronowej  $\Psi$ . Kropki kwantowe mogą mieć charakter spontaniczny, gdy powstają na granicach faz półprzewodników, głównie  $\text{Ga}_{(1-x)}\text{Al}_x\text{As}$  otrzymanych w technologii MBE, mogą powstawać w nanokryształach oraz jako kropki powierzchniowe, co pokazuje rysunek 1. Wraz z doprowadzeniami elektrycznymi noszą one czasem nazwę tak zwanych strojnych kropek kwantowych. Pierwsze konstrukcje drutów kwantowych pojawiły się w latach osiemdziesiątych ubiegłego wieku i otrzymano je wytrawiając paski o szerokości rzędu 10 – 500 nm w kryształach zawierającym studnię kwantową. Kontrolowana zmiana szerokości studni potencjału, odpowiada w języku matematycznym innym warunkom brzegowym w równaniu Schrödingera. Wpływa to więc na wartość stanów własnych tego równania, którymi jest energia układu. Procesem technologicznym możemy więc regulować poziomy energetyczne elektronów. Ponieważ relaksacja elektronów ze stanów wzbudzonych jest źródłem promieniowania elektromagnetycznego – emisji fotonów, więc sterujemy w ten sposób długością promieniowania optycznego, którą w danym przyrządzie optycznym chcemy uzyskać. Zauważmy co prawda, że efekt relaksacji elektronów ze stanów wzbudzonych do podstawowego zachodzi praktycznie we wszystkich źródłach promieniowania, w tym również w zwykłej żarówce. Wzrost temperatury podczas przepływu prądu, spowodowany grzaniem lub inaczej mówiąc efektami strat mocy, które mają miejsce w konwencjonalnych materiałach, ale także nadprzewodnikowych, powoduje przeniesienie elektronów do wyższych stanów energetycznych. Natomiast ich nieuporządkowana relaksacja do stanu podstawowego prowadzi następnie do emisji fotonów, co przejawia się wytworzeniem promieniowania optycznego o szerokim widmie. Jak więc z tego wynika promieniowanie optyczne jest dość złożonym procesem, w którym występuje wzbudzony elektron w paśmie przewodnictwa oraz dziura po tym elektronie w paśmie walencyjnym i foton optyczny. Ale ponieważ wzbudzony do pasma przewodnictwa elektron może ulegać w tym paśmie różnym procesom rozproszeń, więc zmienia się jego pęd w porównaniu do pędu dziury, którą zostawił w paśmie walencyjnym. I na tym polega właśnie jedna z zalet wykorzystania w celu

generacji światła drutów lub kropek kwantowych. Rekombinacja elektronu z dziurą wymaga spełnienia praw zachowania energii i pędu, czyli w rozbiu na poszczególne składowe mamy do spełnienia w przestrzeni trójwymiarowej cztery zestawy równań. Są to trzy równania zachowania poszczególnych składowych pędu i prawo zachowania energii. Natomiast w przypadku drutów kwantowych o wymiarze 1D będą to już tylko dwa zestawy równań. Z kolei dla kropek kwantowych, w których elektrony są uwięzione wymagane jest spełnienie tylko prawa zachowania energii. O ile nie ma większego problemu z prawem zachowania energii, bo energię tę odbiera wyemitowany foton, to pojawia się zasadniczy problem z prawem zachowania pędu. Energia fotonu zgodnie ze wzorem Einsteina określona jest wzorem  $E = mc^2$ , gdzie  $m$  jest masą relatywistyczną, podczas gdy masa spoczynkowa fotonu jest zerowa.

**Rys. 2. Widok nanodrutu kwantowego wykonanego ze złota z widocznymi doprowadzeniami elektrycznymi (Wikimedia Commons)**



Również pęd fotonu jest zanedbywalnie mały, co oznacza, że prawdopodobieństwo zajścia procesu rekombinacji wzbudzonego elektronu, z dziurą powstałą w paśmie walencyjnym jest ograniczone poprzez konieczność spełnienia dodatkowych warunków na prawo zachowania energii i poszczególnych składowych wektora pędu. Intensywność tych procesów prowadzących do emisji fotonów i dzięki temu natężenie promieniowania optycznego będzie wówczas znacznie mniejsza w przestrzeni trójwymiarowej, niż w przypadku drutów i szczególnie kropek kwantowych, które mogą stać się bardzo wydajnym źródłem promieniowania optycznego. Sterując parametrami geometrycznymi kropek

kwantowych takimi jak szerokość studni potencjału i jej głębokość możemy wpływać na częstotliwość promieniowania emitowanego przez daną kropkę kwantową. Powyższe rozumowanie wskazuje, że druty i kropki kwantowe mogą być wykorzystywane w przyrządach optycznych. Kropki kwantowe stosowane są obecnie w medycynie i biologii, jako znaczniki, znacznie czulsze od znaczników wykonanych z barwników organicznych. Mogą być wykorzystane do badań genetycznych oraz chorób zakaźnych, poprzez śledzenie przemieszczania się wirusów, na których zaczepiona jest kropka kwantowa.

### 3. UKŁADY PROMIENIOWANIA Z ELEKTROMAGNESAMI NADPRZEWODNIKOWYMI

---

Drugim niekonwencjonalnym źródłem promieniowania mogą być układy żyrotronowe wykorzystujące elektromagnesy nadprzewodnikowe [1-2]. Są to układy emitujące silne promieniowanie typu mikrofalowego. W układach tych pokazanych na rysunku 3 wstrzeliwane elektrony są rozpędzane do olbrzymich, prawie relatywistycznych prędkości, a z kolei w silnym polu magnetycznym ich tor jest zakrzywiany do częstotliwości cyklotronowej opisanej wzorem:

$$f = \frac{Bq}{2\pi m} \quad (2)$$

Ze wzoru (2) wynika, że na elektrony w polu magnetycznym działa siła dośrodkowa powodująca ich rotacje z częstotliwością proporcjonalna do pola magnetycznego i ilorazu ładunku do masy. Jest to też właśnie częstotliwość promieniowania mikrofalowego. Pole magnetyczne wytworzone jest tutaj w układzie żyrotronowym, pokazanym na rysunku 3, z pomocą elektromagnesów nadprzewodnikowych generujących pole magnetyczne 5T, zaznaczonych schematycznie na rysunku 3.

Żyrotron ma więc postać rury próżniowej, w której przyspieszane są elektrony emitując promieniowanie milimetrowej długości, co odpowiada częstotliwości od 20 do 250 GHz. Częstotliwość fali promieniowania opisana jest częstotliwością cyklotronową zgodnie ze wzorem (2). Żyrotron jest typem masera, a więc wzmacniacza mikrofalowego, w którym elektrony poruszają się z prędkościami relatywistycznymi, ale jednak nie są to jeszcze prędkości porównywalne z prędkością światła. Źródło promieniowania żyrotronu, tak zwane lampy żyrotronowe mogą być używane do procesów grzewczych, takich jak grzanie plazmy w procesie reakcji termojądrowej oraz w zastosowaniach prze-

mysłowych do gwałtownego grzania ceramiki, szkła, a także przy produkcji elementów półprzewodnikowych. Żyrotrony produkują się już w sposób półprzemysłowy np. przez Toshiba w Japonii.

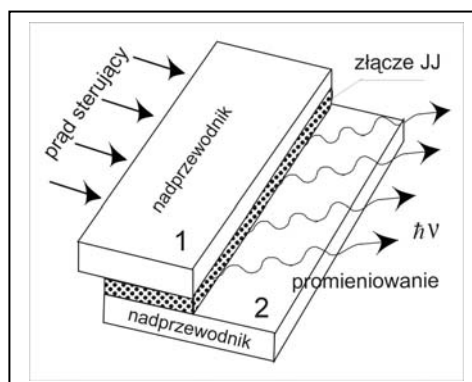


**Rys. 3. Widok układu żyrotronowego emitującego promieniowanie mikrofalowe o mocy sięgającej od kilowatów do 2 Megawatów**

#### 4. UKŁADY PROMIENIOWANIA WYKORZYSTUJĄCE ELEMENTY NADPRZEWODNIKOWE

Elektrony cyrkulujące z częstością cyklotronową występują także w magnetycznych wirach nadprzewodnikowych, co stwarza teoretycznie możliwość wykorzystania tego efektu jako źródło promie-

**Rys. 4. Schemat długiego złącza Josephsonowskiego emitującego promieniowanie mikrofalowe w wyniku tunelowania par Coopera**



niowania [3-6]. Jednak na razie taki mechanizm nie został wykorzystany, co wynika niewątpliwie z bardzo słabej mocy tego promieniowania. Natomiast układy nadprzewodnikowe oparte na złączach Josephsonowskich oraz wykorzystujące ruch wirów magnetycznych rzeczywiście służą już do generacji promieniowania optycznego, co pokazuje rysunek 4.

Tunelowe złącza Josephsonowskie przez które przenikają pary Coopera składają się z dwóch nadprzewodników rozdzielonych cienką barierą izolacyjną. Stanowią one podstawę konstrukcji szeregu elektronicznych przyrządów pomiarowych. Tunelowanie par Coopera przez barierę potencjału w złączu Josephsonowskim, utworzoną z cienkiego elementu izolacyjnego opisują następujące dwa równania zaproponowane przez B. Josephsona:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} = \mu_1 \Psi_1 + c_k \Psi_2 \quad (3)$$

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} = \mu_2 \Psi_2 + c_k \Psi_1 \quad (4)$$

Zmiana funkcji falowej  $\Psi_1$  na danej okładce złącza jest opisana przez wartość tej funkcji falowej, analogicznie jak ma to miejsce w równaniu Schrödingera (1) oraz przez wzajemne sprzężenie funkcji falowych w obydwu okładkach, co daje drugi wyraz prawej strony równań (3-4). Wskaźniki 1 oraz 2 odnoszą się do pierwszej i drugiej okładki złącza pokazanego na rysunku 4, natomiast  $\mu$  jest potencjałem chemicznym. Parametr  $c_k$  określa właśnie wzajemne sprzężenie funkcji falowych w obydwu okładkach. Zapiszmy następnie funkcję falową występującą w równaniach (3-4) w postaci zespolonej

$$\Psi_\alpha = \sqrt{n_\alpha} \exp(i\Phi_\alpha) \quad (5)$$

$n_\alpha$  jest koncentracją par Coopera przenoszących prąd elektryczny w obydwu okładkach złącza, natomiast  $\Phi_\alpha$  gdzie  $\alpha = 1$  lub  $2$  fazą funkcji falowej na lewej i prawej okładce złącza. Równania (3-4) przekształcają się do następujących dwóch relacji:

$$\hbar \frac{\partial n_1}{\partial t} = 2c\sqrt{n_1 n_2} \sin(\Delta\Phi) \quad (6)$$

$$-\hbar \frac{\partial n_2}{\partial t} = 2c\sqrt{n_1 n_2} \sin(\Delta\Phi) \quad (7)$$

$\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$  w równaniach (6-7) jest różnicą faz na obydwu okładkach złącza zależną od czasu:

$$\hbar \frac{\partial(\Phi_1 - \Phi_2)}{\partial t} = \mu_2 - \mu_1 \quad (8)$$



Zmiana koncentracji nośników prądu w czasie oznacza przepływ ładunku, więc wyrażenie na przepływ prądu Josephsona  $I$  przybiera postać:

$$I = I_0 \sin(\Delta\Phi) \quad (9)$$

$I_0$  jest maksymalnym prądem Josephsonowskim złącza, natomiast zmiana potencjałów chemicznych, związana z przyłożonym do złącza napięciem  $V$ , określona jest zależnością:

$$\mu_2 - \mu_1 = 2eV \quad (10)$$

Rezultaty (9-10) wskazują, że bez przyłożonego napięcia przez złącze płynie prąd stały, a gdy  $V \neq 0$  przez złącze będzie płynął prąd przemienny. Z rozwiązania układu równań (6-10) wynika także, że prąd stały będzie płynął przez złącze przy napięciu:

$$2eV = n\hbar\omega = nhf \quad (11)$$

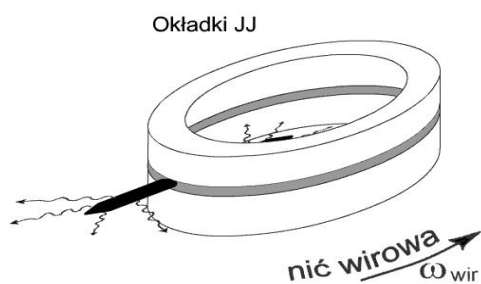
ale wówczas złącze będzie emitować promieniowanie elektromagnetyczne o częstotliwości

$$f = 483,5979 \text{ MHz}/\mu\text{V} \quad (12)$$

w przypadku, gdy parametr  $n = 1$ . Efekt ten jest wykorzystywany w szeregu przyrządach pomiarowych i na jego bazie skonstruowany został wzorzec napięcia – wolta. Kolejne skoki prądu związane są ze zmianą indeksu  $n$  i noszą nazwę stopni Shapiro. Powyższa analiza dotyczyła tunelowych złączy Josephsonowskich o zaniedbywalnej długości. W rzeczywistości złącza Josephsona nie są punktowe, ale mają określoną długość. W tym przypadku długiego złącza Josephsona umieszczonego w równoległym polu magnetycznym. różnica faz z równania (8)  $\Delta\Phi$ , w porównaniu do przypadku krótkiego złącza o długości 1 – 10 nm jest rozwiązaniem równania sine-Gordona:

$$\frac{\partial^2 \Delta\Phi}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \Delta\Phi}{\partial x^2} + \alpha \frac{\partial \Delta\Phi}{\partial t} + \sin \Delta\Phi = \frac{I}{I_0} \quad (13)$$

gdzie  $\alpha = \gamma \sqrt{\frac{\hbar}{2eCJ}}$  jest współczynnikiem tłumienia fali,  $C$  pojemnością na jednostkę przekroju złącza,  $\gamma$  konduktywnością złącza,  $J$  gęstością prądu



**Rys. 5. Schemat złącza Josephsonowskiego typu pierścieniowego z widocznym poruszającym się wirem magnetycznym**

Josephsonowskiego, natomiast prąd  $I_0$  zdefiniowany został w równaniu (9). Rozwiązaniem równania (13) jest występowanie osobliwości, solitonu przenoszącego kwant strumienia, co odpowiada pojawieniu się poruszającej się nici wirowej pokazanej na rysunku 5. Występuje wówczas emisja promieniowania elektromagnetycznego. W zależności od kształtu, złącza te emitują fale elektromagnetyczne o częstotliwości 100 – 1000 GHz, co jest częstotliwością stosowaną w szybkiej elektronice, astronomii radiowej i komunikacji satelitarnej. Częstotliwość promieniowania elektromagnetycznego zależy od rozwiązania równania (13) uzupełnionego odpowiednimi warunkami brzegowymi. Na rysunku 5 pokazane jest złącze Josephsona typu pierścieniowego. W tym przypadku ma miejsce wspólny warunek brzegowy ze względu na symetrię układu.

## LITERATURA

1. J. Sosnowski: Nadprzewodnictwo i zastosowania, 1-200, Wydawnictwo Książkowe Instytutu Elektrotechniki, Warszawa (2003).
2. J. Sosnowski: Materiały nadprzewodnikowe – modelowanie własności i zastosowania, 1-210, Wydawnictwo Książkowe Instytutu Elektrotechniki, Warszawa (2008).
3. J. Sosnowski: The influence of the vortices on the electromagnetic phenomena in the HTc superconductors, in Studies of High Temperature Superconductors, Ed. A. Narlikar, Nowy Jork, vol. 42, 351-393 (2002).
4. J. Sosnowski: Vortex pinning in HTc superconductors, Studies of High Temperature Superconductors, wyd. A.V. Narlikar, rozdział 3, str. 89-122, 2006 Nova Science Publishers, Inc.
5. J. Sosnowski: Vortex Pinning in HTc Superconductors, vol. 6, 219-251, International Journal of Condensed Matter, Advanced Materials and Superconductivity Research, vol. 6, no. 3-4, 219-251 (2008) USA.
6. J. Sosnowski: Analysis of electromagnetic phenomena in HTc superconductors, Acta Physica Polonica, vol. 114, no 1, 269 – 274 (2008).

*Rękopis dostarczono, dnia 26.032010 r.*

**Opiniował: prof. dr hab. inż. Maciej Rafałowski**

## UNCONVENTIONAL SOURCES OF OPTICAL RADIATION

Jacek SOSNOWSKI

**Abstract** *Presently in the time of very quick technological progress the sources of optical radiation are also modified. According to EU requirements classical resistive bulbs are replaced by gas lamps and in near future by semiconducting LED-s. In the paper it will be described according to this large progress new perspective sources of light emission based on quantum effects. It will be discussed the possibility to apply as optical radiation emitters the quantum dots and superconducting materials in the form of electromagnets and Josephson's junctions. Superconducting electromagnets are used in new large power lamps called the gyrotrons, while tunneling Josephson's junction as weak power radiation sources with controlled frequency. Also the insertion in them magnetic vortices should be useful for emission of GHz radiation.*

---

**Prof. dr hab. Jacek SOSNOWSKI.** Absolwent Wydziału Fizyki UW z 1971 r. Doktorat (1975 r.) poświęcony był badaniom własności nadprzewodnikowych półmetalicznego selenku lantanu, natomiast habilitacja (1982 r.) badaniom ważnych od strony aplikacyjnej również obecnie, materiałów nadprzewodnikowych o strukturze typu A15, Nb<sub>3</sub>Ga z domieszkami magnetycznymi. W październiku 2007 otrzymał tytuł profesora. Pracuje w Instytucie Elektrotechniki od 1980 r., od 1.01.2008 r. na stanowisku profesora tytularnego, w latach 1998...2003 profesora kontraktowego, nad zagadnieniami nowych materiałów w elektrotechnice, przede wszystkim nadprzewodnikowych. Zajmuje się modelowaniem zagadnień elektromagnetycznych w nadprzewodnictwie – prąd krytyczny, siły zakotwiczenia oraz zastosowaniami nadprzewodników wysokotemperaturowych np. w ogranicznikach prądowych. Odbił staże naukowe w Japonii, Francji, Rosji, Niemczech. Opublikował ponad 250 prac w regularnych czasopismach naukowych i wydawnictwach konferencyjnych.



