

doi:10.15199/48.2018.02.41

Chłodzenie materii poprzez fluorescencję antystokesowską

Streszczenie Znane są różne metody chłodzenia wykorzystujące procesy termodynamiczne, zjawiska termoelektryczne i magnetoelektryczne. W artykule przedstawiono możliwości chłodzenia materii poprzez fluorescencję antystokesowską materiału luminescującego oświetlanego światłem laserowym o określonej długości fali. Materiałami szczególnie korzystnymi są szkła domieszkowane metalami ziem rzadkich n.p. szkło typu ZBLAN, zawierające iterb. Układy takie o niewielkich wymiarach są przeznaczone do chłodzenia elementów elektronicznych na satelitach czy w raketach do temperatur rzędu 150K.

Summary. Various cooling methods using thermodynamic processes, thermoelectric and magnetolectric phenomena are known. The article presents the possibilities of matter cooling by anti-Stokes fluorescence of luminescence material illuminated with laser light of a certain wavelength. Especially preferred materials are glass doped with rare earth metals n.p. ZBLAN glass containing ytterbium. Such small size systems are designed to cool electronic components on satellites or rockets up to 150K. **Matter cooling by anti-Stokes fluorescence**

Słowa kluczowe: energia kwantu, luminescencja, światło laserowe, chłodzenie.

Keywords: quantum energy, luminescence, laser light, cooling.

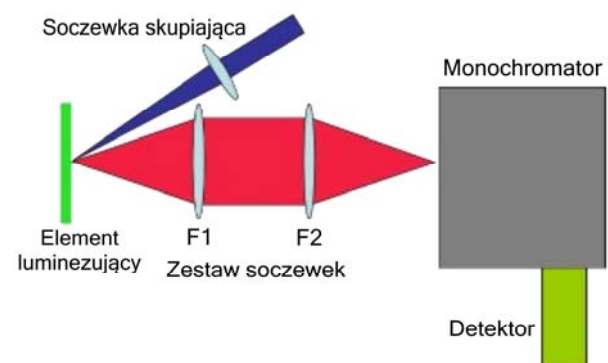
Wprowadzenie

Istnieje szereg zjawisk fizycznych pozwalających na obniżenie temperatury materii. Zwykle, do chłodzenia materii wykorzystuje się procesy termodynamiczne, zjawiska termoelektryczne oraz zjawiska magnetoelektryczne. Natomiast procesy chłodzenia materii oparte o zjawiska optyczne, są stosunkowo mało znane, aktualnie badane i wdrażane. Spośród zjawisk optycznych, do chłodzenia materii, jest wykorzystywana fluorescencja antystokesowska [1, 2], zderzenia strumienia fotonów z atomami gazu [3], rzadziej rozpraszanie ramanowskie [4]. Optyczne metody chłodzenia materii mają zalety ale i szereg wad. Istotnymi wadami tych metod jest to, że chłodzenie może być realizowane tylko w wybranych materiałach, a uzyskiwana moc chłodząca układu nie jest zbyt duża. Układy chłodzące oparte o metody optyczne mają także względnie niską wydajność i wymagają stosowania laserów. Najbardziej znaną metodą chłodzenia optycznego są systemy wykorzystujące fluorescencję antystokesowską. Istotnymi zaletami tej metody jest to, że można na tej bazie schłodzić obiekty do dość niskich temperatur oraz że system chłodzący jest niewielki i nie posiada części ruchomych. Metoda ta wykorzystuje lasery oraz materiały optyczne wysokiej jakości i obecnie, jej wykorzystanie jest przewidywane w zaawansowanych technicznie urządzeniach, używanych w technice kosmicznej czy raketowej. Należy oczekiwać, że wraz z rozwojem technologii otrzymywania odpowiednich materiałów optycznych oraz odpowiednich laserów, metoda ta będzie wkrótce wykorzystywana w urządzeniach powszechnego użytku do chłodzenia niewielkich elementów. W tym artykule przedstawiona zostanie istota metod chłodzenia materii oparta na fluorescencji antystokesowskiej. Istotę fizyczną tej metody chłodzenia materii zaproponował po raz pierwszy Pringsheim [1].

Istota systemu chłodzenia

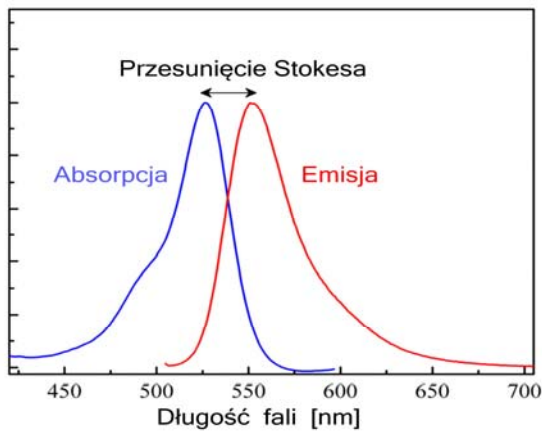
Aby dany element materii mógł być chłodzony, warunkiem koniecznym jest odprowadzenie ciepła z danego materiału. Odprowadzenie ciepła może się odbywać na drodze różnych mechanizmów fizycznych takich jak przewodzenie ciepła, promieniowanie termiczne, konwekcję, a także poprzez wypromieniowanie energii w wyniku luminescencji. Luminescencja materii jest dość złożonym procesem fizycznym i aby przedstawić istotę metody chłodzenia opartą o luminescencję przedstawiona zostanie pokrótce istota zjawiska luminescencji.

Luminescencja pojawia się wówczas, gdy dany materiał zostanie oświetlony promieniowaniem elektromagnetycznym o odpowiedniej energii, absorbowanej w danym materiale. Schemat podstawowego układu do pomiaru luminescencji przedstawia rys. 1. Badany element luminescujący jest oświetlany światłem, zwykle z zakresu promieniowania ultrafioletowego lub optycznego. Promieniowanie to powoduje wzbudzenie stanów elektronowych w luminescującym materiale i podczas powrotu tych wzbudzonych stanów do stanu podstawowego następuje emisja promieniowania elektromagnetycznego w postaci luminescencji o mniejszej energii kwantu niż energia kwantu wzbudzającego. W celu pomiaru widma luminescencji, promieniowanie to jest kierowane do monochromatora, który wraz z detektorem pozwala na określenie zależności widma luminescencji od długości fali (lub energii kwantu promieniowania elektromagnetycznego).



Rys. 1. Schemat układu do pomiaru luminescencji.

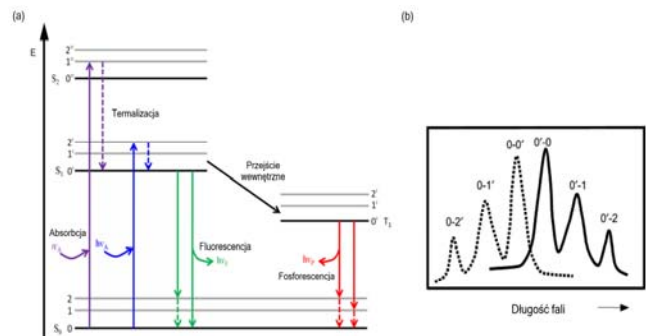
Typowe widmo absorpcji i luminescencji, dla rodaminu 6G w wodzie, jest przedstawione na rys. 2. Widma absorpcji i luminescencji, są znormalizowane, co do wielkości. Z przedstawionych widm absorpcji i emisji widać wyraźne przesunięcie względem siebie maksimum absorpcji i emisji. Różnica położenia maksimum absorpcji i emisji nazywa się przesunięciem Stokesa. Wartość tego przesunięcia zależy od rodzaju materiału luminescującego, otoczenia oraz od warunków fizycznych takich jak temperatura czy ciśnienie. Przesunięcie Stokesa na rys. 2, w skali długości fali wynosi 25 nm.



Rys. 2. Widmo absorpcji i emisji rodaminy 6G w wodzie.

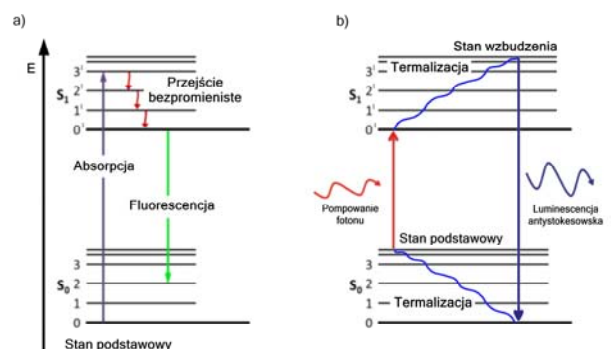
Naturę widm emisji wyjaśnił Jabłoński [5]. Schemat poziomów energetycznych w typowych materiałach lumineszujących przedstawia rys. 3. Zgodnie z schematem Jabłońskiego, w materiałach mamy poziomy singletowe (S) i tripletowe (T). Materiał lumineszujący w temperaturze pokojowej jest najczęściej w podstawowym stanie singletowym (S_0). W wyniku absorpcji fotonu ($h\nu_A$), następuje wzbudzenie stanu podstawowego do wyższego stanu singletowego (S_2) (linia fioletowe) lub do pierwszego stanu singletowego (S_1). Wzbudzenie następuje ze stanu podstawowego, który jest w zerowym stanie oscylacyjnym. Wzbudzenie z tego stanu jest najbardziej prawdopodobne, ponieważ stanów singletowych w zerowym stanie oscylacyjnym jest najwięcej, jeżeli temperatura luminoforu nie jest zbyt wysoka. Wzbudzenie, poprzez absorpcję do wyższych stanów singletowych, zależy od wartości energii fotonu. Na rys. 3 pokazane jest przejście elektronowe spowodowane absorpcją fotonu z podstawowego poziomu oscylacyjnego do pierwszego poziomu singletowego w drugim poziomie oscylacyjnym oraz do drugiego poziomu singletowego w pierwszym stanie oscylacyjnym. Opisany etap dotyczy przykładowej absorpcji energii padającego kwantu w materii. Kolejnym etapem jest strata energii przez stany wzbudzone. Wzbudzone stany oscylacyjne żyją bardzo krótki czas, rzędu 10^{-12} sekundy. Po tym czasie następuje bezpromienisty powrót z wyższego stanu wzbudzonego do podstawowego stanu wzbudzonego, którym jest pierwszy poziom singletowy, w podstawowym stanie oscylacyjnym. W wyniku tych przejść energia wzbudzenia z wyższych poziomów energetycznych, przechodzi więc do najbardziej długożyciowego wzbudzonego poziomu singletowego, jakim jest pierwszy poziom singletowy w zerowym stanie oscylacyjnym. Z tego poziomu możemy obserwować luminescencję, zwaną fluorescencją. Energia kwantu tej fluorescencji ($h\nu_F$) może być równa różnicy energii pomiędzy pierwszym i podstawowym poziomem singletowym lub może być pomniejszona o wielkość poziomów oscylacyjnych w zerowym stanie singletowym. Energia wzbudzenia pierwszego poziomu singletowego może być także tracona na innej drodze. Schemat Jabłońskiego, przedstawiony na rys. 3 pokazuje jeden z bardziej prawdopodobnych mechanizmów utraty energii, poprzez tzw. przejście wewnętrzne do stanu tripletowego (T_1) i utratę energii z tego stanu, zwykle w wyniku procesów bezpromienistych, takich jak fosforescencja. Każda forma utraty energii w sposób bezpromienisty prowadzi do obniżenia kwantowej wydajności emisji, która jest określana jako liczba fotonów emitowanych do liczby fotonów absorbowanych. Zwykle ta wydajność jest znacznie mniejsza od jedności i tylko

niektóre materiały mają wysoką wydajność kwantową, bliską jedności i takie materiały będą przedmiotem naszego zainteresowania do wykorzystania chłodzenia materii poprzez fluorescencję antystokesowska.



Rys. 3. Schemat poziomów energetycznych w materiałach lumineszujących (a) oraz widmo luminescencji będące wynikiem przejść singletowych i oscylacyjnych (b). Z lewej strony pokazany jest schemat Jabłońskiego, z prawej widmo absorpcyjne (linia przerywana) i widmo emisyjne (linia ciągła) wynikające z schematu Jabłońskiego, z włączeniem struktury oscylacyjnej.

Z powyższego, klasycznego opisu luminescencji nie wynika bezpośrednio możliwość chłodzenia materii. Należy jednak zauważyć, że taka możliwość byłaby wówczas, gdyby energia absorbowanego kwantu była mniejsza niż energia kwantu emitowanego. Bardziej uważna analiza danych przedstawionych na rys. 2 i rys. 3 pozwala zauważyć, że istnieje możliwość uzyskania większej energii emitowanego fotonu niż fotonu absorbowanego. I tak, gdyby widmo luminescencji przedstawione na rys. 2, można by było otrzymać w wyniku absorpcji kwantu promieniowania o długości np. 570 nm, to średnia długość fali emitowanej w postaci luminescencji wynosząca 550 nm, byłaby krótsza niż długość fali promieniowania absorbowanego. Proces ten można zrealizować jako przejście absorpcyjne z wyższych poziomów oscylacyjnych podstawowego stanu singletowego do niewzbudzonego oscylacyjnie pierwszego stanu singletowego i z kolei emisji fotonu luminescencji z tego stanu do niewzbudzonego pierwszego stanu singletowego. Bardziej precyzyjnie proces ten, dla stanów singletowych, jest przedstawiony a rys. 4.



Rys. 4. Schemat poziomów odpowiedzialnych za fluorescencję w przypadku braku chłodzenia przez promieniowanie absorbujące (a) i w przypadku chłodzenia poprzez emisję fluorescencji antystokesowskiej (b).

W przypadku klasycznej luminescencji (rys. 4a), kwant promieniowania jest zwykle absorbowany z podstawowego stanu singletowego, do wyższych poziomów oscylacyjnych pierwszego poziomu singletowego. Fluorescencję obserwujemy jako przejście z pierwszego poziomu singletowego do wyższych poziomów oscylacyjnych

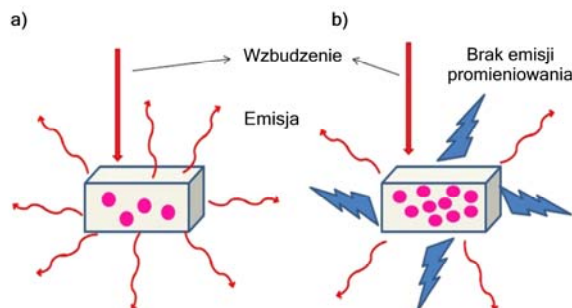
podstawowego poziomu singletowego. Energia kwantu luminescencji jest w takim przypadku mniejsza od energii absorbowanego fotonu. Różnica energii pomiędzy energią fotonu absorbowanego i emitowanego jest rozpraszana w postaci ciepła. Zupełnie inaczej przedstawia się charakterystyka energetyczna procesu luminescencji, gdy energia kwantu jest minimalna z możliwych do zaabsorbowania w danym materiale. I tak, jeżeli absorpcja kwantu promieniowania jest dokonywana z wyższych poziomów oscylacyjnych podstawowego stanu singletowego (rys. 4b), do niewzbudzonego oscylacyjnie pierwszego stanu singletowego, to możemy uzyskiwać podczas luminescencji energię emitowanego kwantu promieniowania luminescencji większą niż energia kwantu absorbowanego. Wynika to z faktu, że stan wzbudzony posiadający początkowo energię względnie niską, w czasie swojego życia osiąga równowagę termodynamiczną z otoczeniem. W wyniku tego procesu, trwającego zwykle około 10^{-8} sekundy, stan wzbudzony pobierze w postaci fononów energię od otoczenia i nastąpi wypromieniowanie kwantu promieniowania elektromagnetycznego o energii większej niż pobrana w wyniku absorpcji. Widmo emisji luminescencji jest w takim przypadku jednakowe z widmem jakie powstaje w wyniku klasycznego wzbudzenia stanów elektronowych przedstawionym na rys. 4a. Pobranie energii z otoczenia prowadzi do obniżenia temperatury takiego ciała. Proces chłodzenia materii, poprzez luminescencje może odbywać się w każdym stanie skupienia, ale do tego celu niezbędna jest odpowiednia długość promieniowania elektromagnetycznego, zwykle w postaci promieniowania laserowego. Emisja luminescencji z danego ciała może nastąpić z różną wydajnością kwantową. Promieniowanie luminescencyjne może też być powtórnie absorbowane. Wszystkie procesy, które prowadzą do utraty energii wzbudzenia w inny sposób niż emisja luminescencji antystokesowskiej prowadzą do obniżenia efektywności chłodzenia materiału luminezującego w wyniku absorpcji optycznej. Aby zrealizować proces chłodzenia materii w wyniku luminescencji antystokesowskiej niezbędne są materiały o wydajności luminescencji, bliskiej jedności. Jednocześnie takie materiały, muszą wykazywać inne odpowiednie cechy niezbędne do realizacji tego celu. Niestety, tylko nieliczne materiały wykazują cechy przydatne dla uzyskania zjawiska chłodzenia w procesie luminescencji antystokesowskiej. Podstawowe procesy prowadzące do zjawiska chłodzenia optycznego w wyniku luminescencji antystokesowskiej będą omówione w kolejnym paragrafie.

Zjawisko chłodzenia antystokesowskiego w wybranych materiałach

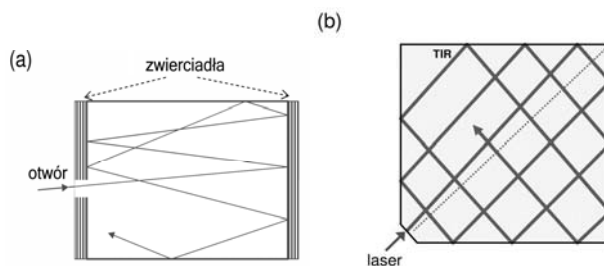
Warunkiem podstawowym dla uzyskania zjawiska chłodzenia w wyniku luminescencji antystokesowskiej jest wysoka wydajność kwantowa luminescencji. Wysoka wydajność luminescencji oznacza, że prawie każdy stan wzbudzony emituje foton promieniowania luminescencyjnego. Wydajność kwantową, jak już uprzednio wspomniano, definiuje się jako stosunek liczby kwantów zaabsorbowanych w wyniku wzbudzenia do liczby kwantów emitowanych w postaci luminescencji. Poglądowo materiał o bardzo dużej wydajności luminescencji jest przedstawiony na rys. 5a, a materiał o niskiej wydajności luminescencji na rys. 5b.

Aby uzyskać w danym układzie efekt chłodzenia wysoka wydajność luminescencji jest zjawiskiem niezbędnym, ale nie jedynym. Znaczące chłodzenie będzie wówczas, gdy znaczna liczba fotonów o odpowiedniej długości fali zostanie zaabsorbowana, a promieniowanie luminescencyjne opuści bez przeszkód materiał

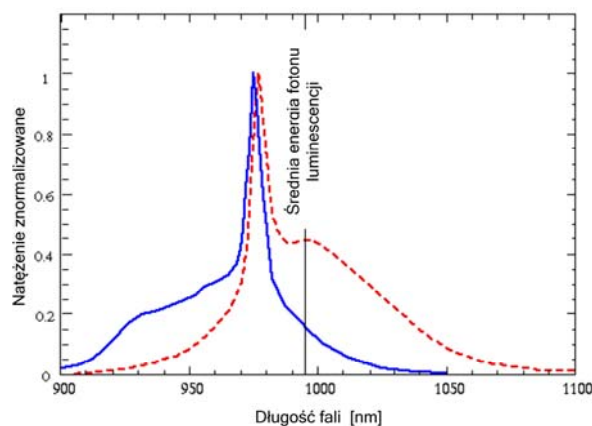
luminezujący. Należy zauważyć, że wzbudzenie optyczne odbywa się w obszarze słabego współczynnika absorpcji promieniowania, powodowanego przejściami z wyższych poziomów oscylacyjnych, które z definicji są słabo obsadzone. Aby uzyskać znaczącą absorpcję promieniowania wzbudzającego w obszarze słabego współczynnika absorpcji, wskazanym byłoby wydłużyć drogę optyczną wiązki absorbowanej. Istnieje szereg metod realizacji tego celu. Dwa podstawowe sposoby zostały pokazane na rys. 6.



Rys. 5. Zachowanie się materiałów luminezujących po wzbudzeniu światłem, a) bardzo wysoka wydajność emisji promieniowania luminescencyjnego, b) niska wydajność emisji luminescencji, część promieniowania wzbudzającego zamienia się na ciepło i nie jest emitowana promieniście.



Rys. 6. Sposoby wydłużenia drogi optycznej wiązki światła wzbudzającego: a) wielokrotne odbicie przy wykorzystaniu zwierciadeł, b) wielokrotne odbicie wykorzystujące kąt graniczny {uzyskane z wykorzystaniem [7]}.

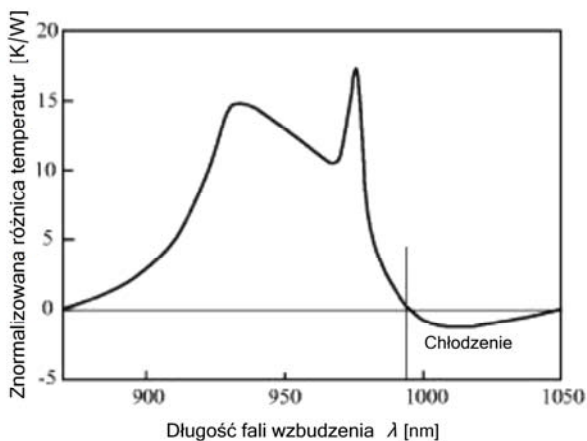


Rys. 7. Znormalizowane widmo absorpcji oraz emisji promieniowania elektromagnetycznego w szkłe ZBLAN, z domieszką iterbu. Linia ciągła przedstawia widmo absorpcji, natomiast linia przerywana widmo fluorescencji[2].

Jak już było wspomniane, niezbędnym dla chłodzenia materii poprzez luminescencje antystokesowską jest wydajna luminescencja. Tylko niektóre materiały spełniają ten warunek. W tym zakresie szczególnie korzystnymi są szkła domieszkowane metalami ziem rzadkich. Przykładem

takiego materiału jest szkło typu ZBLAN, zawierające iterb. Widmo absorpcji i emisji iterbu, jako domieszki w szkłe zwanym ZBLAN (skrót od składników szkła $ZrF_4 - BaF_2 - LaF_3 - AlF_3 - NaF$), jest pokazane na rys. 7. Materiał ten jest używany jako element schładzający, po oświetleniu światłem laserowym, w ramach emisji luminescencji antystokesowskiej.

Średnia długość fali emitowanego widma luminescencji, przedstawiona na rys. 7, jest zaznaczona linią pionową i wynosi 995 nm. Linia ta oznacza umowną granicę pomiędzy tzw. luminescencją stokesowską i antystokesowską. Jeżeli w Yb:ZBLAN absorbowane jest promieniowanie o długości fali dłuższej niż 995 nanometrów, to średnio energia emitowanego kwantu luminescencji jest większa od energii kwantu promieniowania absorbowanego. Poglądowy schemat energetyczny, takiego procesu jest przedstawiony na rys.4b. W przypadku domieszki iterbu w szkłe ZBLAN, poziomy energetyczne nie są wynikiem tylko stanów oscylacyjnych i wynikają z bardziej złożonych procesów, także powodowanych rozszczepieniem stanu jonowego Yb^{3+} w szkłe ZBLAN. Pomijając pochodzenie stanów elektronowych, aby oświetlany układ się chłodził w wyniku luminescencji, to musimy w tym materiale wzbudzać luminescencję promieniowaniem o długości fali większej niż średnia długość fali emitowanego widma luminescencji. W omawianym przypadku oznacza to, że długość fali wzbudzącego promieniowania laserowego musi być większa niż $\lambda = 995$ nm. Wytworzona różnica temperatury na jednostkę mocy promieniowania w funkcji długości fali jest przedstawiona na rys. 8.



Rys. 8. Zależność temperatury układu dla iterbu w ZBLAN w zależności od mocy padającego promieniowania [adapted z [6].

Moc promieniowania absorbowanego w danej próbce (P_{abs}) można zapisać jako;

$$(1) \quad P_{abs} = P_{in} [1 - \exp(-\alpha l)]$$

gdzie P_{in} jest mocą promieniowania padającego, α jest współczynnikiem absorpcji optycznej, natomiast l jest długością drogi optycznej. Wydajność energetyczna emisji w obszarze antystokesowskim, możliwa do wykorzystania w celu chłodzenia, jest iloczynem różnicy energii pomiędzy kwantem absorbowanym oraz średnią wartością kwantu emitowanego do średniej wartości kwantu emitowanego w wyniku luminescencji. Jeżeli tą wydajność pomnożymy przez moc absorbowaną to moc chłodzenia może być zapisana w postaci:

$$(2) \quad P_{chl} = P_{abs} (\lambda - \lambda_F) / \lambda_F,$$

gdzie P_{abs} jest mocą absorbowanego promieniowania, λ jest długością fali absorbowanego promieniowania, natomiast λ_F jest średnią długością emitowanej fluorescencji. Na podstawie powyższych wzorów możemy napisać, że wydajność chłodzenia wynosi:

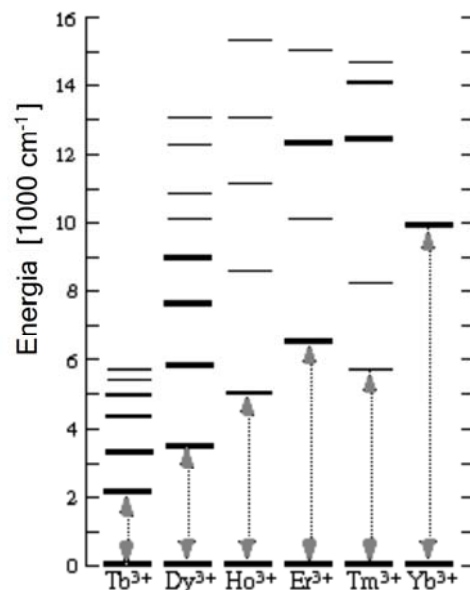
$$(3) \quad \eta = P_{chl} / P_{in} = [1 - \exp(-\alpha l)] (\lambda - \lambda_F) / \lambda_F$$

Wzór (3) opisuje idealizowany przypadek chłodzenia poprzez luminescencję antystokesowską. Aby bardziej urealnić opisywaną wydajność chłodzenia należy zauważyć, że nie każdy akt absorpcji dokonywany jest poprzez stan elektronowy wykazujący luminescencję. Część fotonów jest absorbowana na domieszkach lub rozpraszana na defektach. Stąd, tylko pewna część aktów absorpcji jest przydatna do procesu chłodzenia. Jeżeli wydajność przydatnych do chłodzenia aktów absorpcji oznaczymy przez η_{abs} , to wyrażenie (3) musi uwzględnić tą wydajność. Podobny problem pojawia się z wydajnością kwantową luminescencji. Nie każdy akt absorpcji w materiale luminezującym prowadzi do luminescencji z powodu istnienia przejść bezpromienistych (rys. 5). Oznaczając wydajność luminescencji przez η_{lum} , wzór na wydajność chłodzenia przybiera postać [8]:

$$(4) \quad \eta = \eta_{abs} \eta_{lum} [1 - \exp(-\alpha l)] (\lambda - \lambda_F) / \lambda_F$$

Z powyższego wzoru widać, że wydajność chłodzenia poprzez luminescencję antystokesowską zależy od szeregu parametrów. Istotnym jest, aby materiał użyty do tego celu był dobrej jakości, bez domieszek i defektów oraz posiadał wydajność kwantową luminescencji bliską jedności. Generalnie, chłodzenie materii poprzez luminescencję antystokesowską można zrealizować w różnych materiałach takich jak [9]:

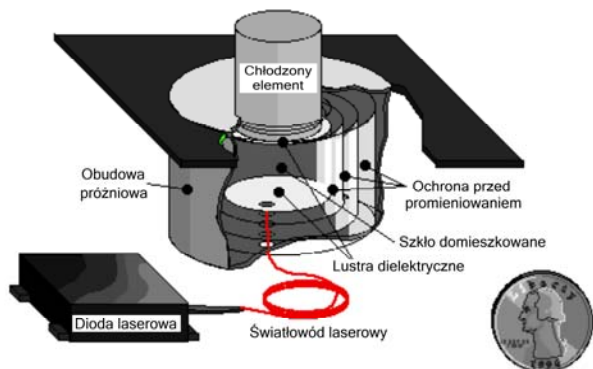
- w szklach domieszkowanych jonami, szczególnie atomów ziem rzadkich (rys. 9),
- w półprzewodnikach zawierających studnie kwantowe oraz nanostrukturach,
- w materiałach, gdzie następuje wymiana ciepła ze stanami wzbudzonymi emitującymi fluorescencję antystokesowską.



Rys. 9. Jony ziem rzadkich wykorzystywane jako domieszki w szklach do chłodzenia w wyniku luminescencji antystokesowskiej [10]

Wydajności chłodzenia w wyniku fluorescencji antystokesowskiej nie są wielkie i wynoszą do kilku procent. Obecnie zbudowano nieliczne urządzenia chłodzące wykorzystujące fluorescencję antystokesowską [2].

Są one przeznaczone do chłodzenia niewielkich elementów elektronicznych. Układy tego typu charakteryzują się szczególnymi cechami. Ze względu na niewielkie wymiary urządzenia chłodzącego stosuje się je w technice kosmicznej i raketowej. Niewątpliwą zaletą tych układów jest brak drgań wynikający z nieobecności w układzie chłodzącym elementów poruszających się. Schemat takiego urządzenia chłodzącego, wykorzystywanego w technice satelitarnej, jest przedstawiony na rys. 10. Systemy chłodzące tego typu uzyskują około jeden wat mocy chłodzącej z trzech kilogramów



Rys. 10. Urządzenie chłodzące wykorzystujące luminescencję antystokesowską [2].

Najniższą temperaturę w procesie chłodzenia antystokesowskiego uzyskano z użyciem szkła Yb:YLF (szkło itrowo-litowo-fluorowe domieszkowane iterbem) i wynosiła ona 155K [11]. Systemy chłodzące, działające w oparciu o luminescencję antystokesowską generowaną promieniowaniem laserowym, są w ciągłym rozwoju i należy oczekiwać wykorzystania do tego celu wielu nowych materiałów o zwiększonej wydajności chłodzenia. Nie będą to jednak systemy chłodzące dużej mocy, natomiast będą niezwykle przydatne w specjalistycznych technicznych urządzeniach.

Podsumowanie

Pokrótkie przedstawione zostały podstawy systemów chłodzących wykorzystujących luminescencję antystokesowską. Realizacja takich systemów chłodzących pozwala na budowę niewielkich, przenośnych systemów chłodniczych. Urządzenia te bazują na najnowszym osiągnięciach nauki i reprezentują niezwykle wysoki poziom zaawansowania technicznego oraz technologicznego. Kolejne generacje tych urządzeń będą podstawą rozwoju nowych urządzeń chłodniczych stosowanych w najnowocześniejszych obszarach nauki i techniki.

Autorzy: dr Jolanta Fieducik, Uniwersytet Warmińsko-Mazurski w Olsztynie, Wydział Nauk Technicznych, Katedra Elektrotechniki, Energetyki, Elektroniki i Automatyki, ul. Oczapowskiego 11, 10-817 Olsztyn, E-mail: jolanta.fieducik@uwm.edu.pl.
prof. dr hab. Jan Godlewski prof. zw. Politechnika Gdańska, Wydział Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej ul. Narutowicza 11/12, Gdańsk, E-mail: jago@mif.pg.gda.pl

LITERATURA

- [1] Pringsheim, P., Zwei Bemerkungen Über den Unterschied von Lumineszenzen und Temperaturstrahlung, Z. Phys., (1929), 57, pp. 739–746.
- [2] Epstein, R.I., Buchwald, M.I., Edwards, B.C., Gosnell, T.R., and Mungan, C.E., Observation of laser-induced fluorescent cooling of a solid, (1995), Nature 377, 500.
- [3] Phillips W. D., Laser cooling and trapping of neutral atoms, (1997), Nobel Lecture, 8.
- [4] Bahl G., Laser cooling: Raman cooling in a semiconductor, (2016), Nature Photonics, 10, 566–567.
- [5] Jabłoński, A., Efficiency of Anti-Stokes Fluorescence in Dyes, (1933), Nature, volume 131, pp. 839-840.
- [6] Ruan X. L., Kaviany M., Advances in Laser Cooling of Solids, (2006), Journal Heat Transfer 129(1), 3-10.
- [7] Nemova G., Kashyap R., Laser cooling of solids, (2010), Publishing Ltd Reports on Progress in Physics, 73/ 8.
- [8] Rand S.C., in Laser Cooling of Solids, Pan Stanford Publishing, (2016), Chapter 1, Methods for Laser Cooling of Solids.
- [9] Bowman S. R., Optically cooled lasers, in Laser cooling: fundamental properties and applications, edited by Galina Nemova, (2016), Pan Stanford Publishing
- [10] Macfarlane, R.M., Shelby, R.M., in Spectroscopy of Solids Containing Rare Earth Ions, eds. A.A. Kaplyanskii and R.M. Macfarlane p. 51. (1987),
- [11] Seletskiy D.V. Melgaard S. D., Bigotta S., Di Lieto A., Tonelli M. & Sheik-Bahae M., Laser cooling of solids to cryogenic temperatures, (2010), Nature Photon., 4, 3, 16.