

doi:10.15199/48.2018.07.16

Jonizacja izotopów radioaktywnych w gorącej wnęce o kształcie stożka

Streszczenie. Prezentowany jest model jonizacji we wnęce stożkowej, uwzględniający rozpad promieniotwórczy i przyleganie cząstek do ścianek. Rozpatrywane są różne kształty wnęki: zarówno mocno wydłużone, jak i bardziej kompaktowe. Badano zależności wydajności jonizacji od okresu półrozpadu i średniego czasu przylegania. Wykazano, że wnęka wydłużona jest efektywniejsza w przypadku izotopów stabilnych, w przypadku izotopów krótkożytych wydajniejsza jest wnęka kompaktowa. Badano też zależność wydajności jonizacji od rozmiaru otworu ekstrakcyjnego.

Abstract. Model of ionization in a conical hot cavity taking into account radioactive decay and sticking of particles to the cavity walls is presented. Both elongated and compact cavity shapes are considered. Dependences of ionization efficiency on nuclide half-life and mean sticking time were under investigation. It is shown that long cavity is effective in the case of stable isotopes, while compact shapes prevail for the short-lived species. Changes of ionization efficiency with the size of extraction opening were also studied (**Radioactive isotopes ionization in a hot conical cavity**).

Słowa kluczowe: źródła jonów, jonizacja powierzchniowa, symulacje komputerowe.

Keywords: ion sources, surface ionization, computer simulations.

Wstęp

Źródła jonów z gorącą wnęką, wykorzystujące zjawisko jonizacji powierzchniowej są szeroko wykorzystywane od blisko 50 lat [1-3] dla potrzeb spektroskopii jądrowej, separacji mas i implantacji jonowej. Przyczyniły się do tego ich liczne zalety, do których zaliczyć należy: wysoką wydajność, czystość uzyskiwanej wiązki jonowej oraz prostotę konstrukcji i niezawodność. Nie bez znaczenia pozostaje fakt, że średnie czasy przebywania atomów w tego typu źródłach jonów są bardzo krótkie, co ma niebagatelne znaczenie w przypadku badań sztucznie wytwarzanych izotopów o krótkich okresach półrozpadu [4-6]. Źródła tego typu są nadal rozwijane i udoskonalane [7-10], zwłaszcza w swej odmianie wykorzystującej także jonizację laserową [11-13].

Zasadniczą częścią omawianego źródła jonów jest jonizator, mający najczęściej postać wydłużonej rurki, aczkolwiek spotykane są również konstrukcje z tym elementem mającym kształt półsferyczny [14,15]. Jonizator jest grzany do wysokich temperatur (rzędu 2000 K a nawet wyższych) przy pomocy intensywnych wiązek elektronowych bądź omowo. Sam jonizator może być tarczą naświetlaną w celu produkcji pożądanych nuklidów [16] lub być połączony z oddzielną tarczą specjalnym transferem [17]. Atomy, które dostały się do wnętrza wnęki mogą zostać zjonizowane w trakcie zderzeń z jej gorącymi ściankami. Prawdopodobieństwo jonizacji w pojedynczym akcie zderzenia opisywane jest wzorem Sacy-Langmuira. Mając na uwadze fakt, że atomy ulegają dziesiątkom setkom czy nawet tysiącom zderzeń nim opuszczą wnękę można się spodziewać, że wydajność jonizacji źródła jonów może osiągać znaczne wartości.

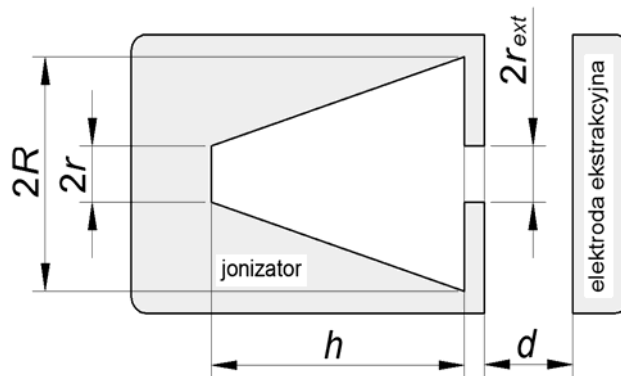
Procesy jonizacji i transportu jonów w źródłach z gorącą wnęką są stosunkowo rzadko opisywane w literaturze [18-20]. We wcześniejszych artykułach prezentowane były modele umożliwiające badania jonizacji we wnękach o kształcie cylindrycznym [21,22] jak i sferycznym [23]. Modele te zmodyfikowane zostały tak, by uwzględnić proces rozpadu promieniotwórczego pierwotnego nuklidu, jak również opóźnienia w emisji cząstek z wnęki wynikające z ich przylegania do jej wewnętrznych ścianek [24-26]. Rozważane były także wnęki o kształcie ściętego stożka [27], których niektóre konfiguracje można traktować jako uproszczenie wnęki półsferycznej, co jest o tyle istotne, że materiały z których wykonuje się jonizatory (W, Ta, Mo) są trudne w obróbce mechanicznej. We wspomnianym wyżej

artykule wykazano, że w przypadku izotopów stabilnych wyższe wydajności osiągnąć można dla wnęk wydłużonych.

W prezentowanym artykule omówiony jest model jonizacji we wnękach stożkowych uwzględniający rozpad promieniotwórczy jak i osiadanie cząstek na wewnętrznych powierzchniach wnęki. Badane są zmiany wydajności jonizacji źródła jonów z długością okresu półrozpadu, przy czym rozpatrywane są dwie konfiguracje wnęki, wydłużona i kompaktowa. Dyskutowany jest także związek wydajności jonizacji ze średnim czasem przylegania atomu do ścianki wnęki i zmiany średnich czasów przebywania atomów we wnęce wraz z jej kształtem. Sprawdzony został także wpływ rozmiaru otworu ekstrakcyjnego we wnęce na wydajność jonizacji - prezentowane i omawiane są wyniki obliczeń dla różnych konfiguracji wnęki i czasów półrozpadu nuklidu pierwotnego.

Model numeryczny

Program numeryczny śledzi trajektorie jonów i atomów obojętnych poruszającej się w gorącej wnęce. Geometria wnęki jest zilustrowana na rysunku 1. Ma ona kształt ściętego stożka o wysokości h i promieniach podstaw (dolnej i górnej) R oraz r . Przyjęto, że elektroda ekstrakcyjna (potencjał $-V_{ext}$) o uproszczonym, płaskim kształcie znajduje się w odległości d od otworu ekstrakcyjnego o promieniu r_{ext} w dolnej podstawie stożka wnęki. Obszar symulacji pokryty został prostokątną siatką numeryczną ($800 \times 100 \times 100$ węzłów) o wymiarach komórki $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0,05$ mm.



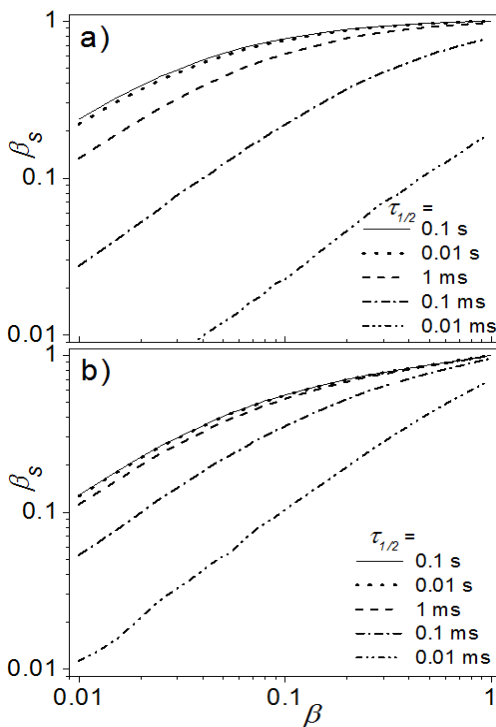
Rys.1. Schemat modelowanego źródła jonów z gorącą wnęką w kształcie stożka

Pierwszym krokiem symulacji jest znalezienie rozkładu pola elektrostatycznego przez rozwiązanie równania Laplace'a biorąc pod uwagę warunki brzegowe narzucone przez kształty i potencjały elektrod. Równanie to rozwiązywane jest iteracyjnie z wykorzystaniem metody kolejnych nadrelaksacji (*successive over-relaxation*), w podobny sposób jak w pracach [21-24].

Znajomość rozkładu potencjału elektrostatycznego umożliwia wyznaczenie rozkładu natężenia pola elektrycznego w obszarze symulacji. Równania ruchu cząstek całkowane są numerycznie z wykorzystaniem metody Rungego-Kutty czwartego rzędu. Wartości siły działającej na poszczególne cząsteczki obliczane są przy pomocy liniowej interpolacji wartości natężenia pola elektrycznego w węzłach siatki numerycznej. Atomy i jony rozpoczynają swój ruch z wewnętrznej powierzchni wnęki jonizatora. Ich prędkości początkowe odpowiadają temperaturze T jonizatora. Kierunki wektora prędkości losowane są rozkładem jednorodnym. Ponieważ typowe wartości ciśnienia we wnętrzu jonizatora są rzędu 10^{-4} mbar i poniżej [28] zaniedbanie zderzeń cząstek między sobą wydaje się uzasadnione (średnia droga swobodna atomów i jonów jest rzędu 1m, to jest znacznie więcej niż rozmiary wnęki jonizatora, rzędu 1 cm). Prawdopodobieństwo jonizacji atomu w trakcie pojedynczego aktu zderzenia z gorącą ścianą wnęki opisane jest współczynnikiem, wiążącym się z tzw. stopniem jonizacji wzorem $\beta = \alpha / (1 + \alpha)$. Ta wielkość z kolei, definiowana jako stosunek liczby jonów do liczby neutralnych atomów odrywających się od gorącej powierzchni może być obliczona ze wzoru Sacy-Langmuira:

$$(1) \quad \alpha = G \exp(-(V_i - \phi_e) / kT)$$

gdzie: V_i i ϕ_e to potencjał jonizacji atomu i praca wyjścia materiału jonizatora, a G to współczynnik zależny od powierzchni jonizatora i wag statystycznych stanów kwantowych jonu i atomu neutralnego. Jak to już było wcześniej wspomniane model numeryczny uwzględnia rozpad promieniotwórczy jonizowanego nuklidu.



Rys.2. Wydajność jonizacji jako funkcja β dla różnych okresów półrozpadu. Wyniki dla jonizatora o $h = 30$ mm a) i $h = 2,5$ mm (b)

Zakładając, że okres połowicznego rozpadu nuklidu wynosi $\tau_{1/2}$, czas t_{dec} , po jakim śledzony atom ulega rozpadowi obliczany jest ze wzoru:

$$(2) \quad t_{dec} = -\tau_{1/2} \ln RND,$$

gdzie: RND jest liczbą pseudolosową z przedziału (0,1). Należy w tym miejscu podkreślić, że czas przebywania atomu we wnętrzu to nie tylko łączny czas lotu (między poszczególnymi zderzeniami) aż do opuszczenia źródła, lecz także czas spędzany przez atom na gorącej powierzchni jonizatora. Czas przylegania w trakcie każdego ze zderzeń losowany jest w oparciu o wzór:

$$(3) \quad t_{stick} = -\tau_s \ln RND,$$

w którym τ_s to średni czas przylegania dla rozpatrywanej kombinacji atom-powierzchnia w zadanej temperaturze (przykładowe wartości tej wielkości można znaleźć np. w [29]).

Biorąc pod uwagę straty wydajności związane z rozpadem nuklidu pierwotnego wydajność jonizacji w źródle jonów obliczana jest przy użyciu wzoru:

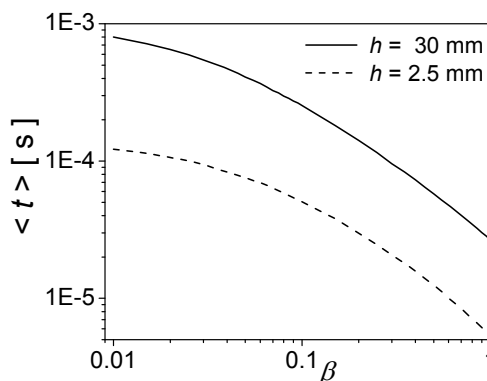
$$(4) \quad \beta_s = \frac{N_{p+}}{N_{p+} + N_{s+} + N_{p0} + N_{s0}},$$

gdzie: N_{p+} i N_{s+} to liczby jonów nuklidu pierwotnego i wtórnego, zaś N_{p0} i N_{s0} to liczby atomów neutralnych obydwu nuklidów przechodzących przez otwór ekstrakcyjny wnęki jonizatora.

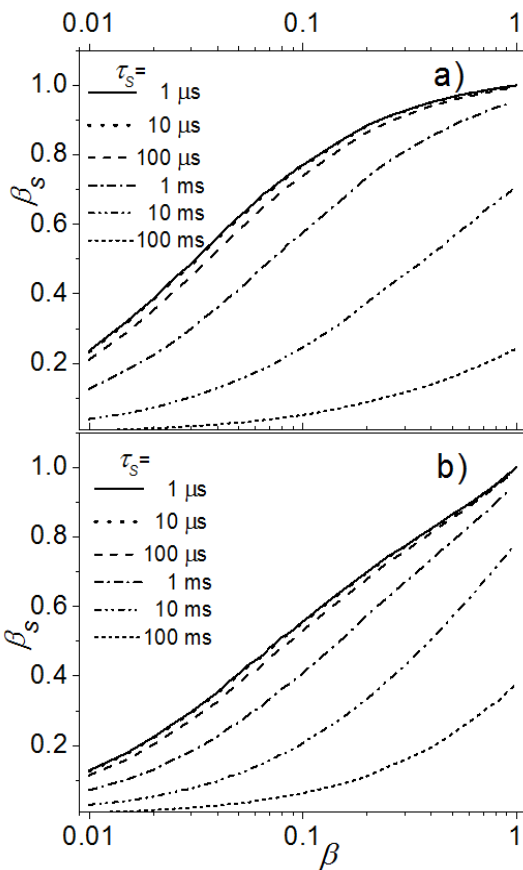
Wyniki symulacji

Badana była zależność wydajności jonizacji w gorącej wnęce o kształcie ściętego stożka od okresu półrozpadu nuklidu pierwotnego. Rozważano dwa typy kształtów wnęki. Pierwszy z nich, określany przez $R = 2,3$ mm, $r = 0,2$ mm i $h = 30$ mm jest stosunkowo wydłużony i w znacznym stopniu zbliżony jest do klasycznej wnęki cylindrycznej rozważanej we wcześniejszych pracach [21,22]. Drugi z kształtów jest znacznie bardziej zwarty ($R = 2,3$ mm, $r = 0,2$ mm i $h = 2,5$ mm) i można uznać, że stanowi przybliżenie wnęki półsferycznej rozpatrywanej w [23,26]. W obu przypadkach płaska elektroda ekstrakcyjna o potencjale $V_{ext} = -2$ kV umieszczona była w odległości $d = 2$ mm od otworu ekstrakcyjnego. W obliczeniach wykorzystano $5 \cdot 10^5$ cząstek próbnych o masie $m = 150$ jednostek masy atomowej, emitowanych z wewnętrznej powierzchni wnęki. Przyjęto, że temperatura jonizatora to $kT = 0,3$ eV. Krok czasowy symulacji to $\Delta t = 10^{-8}$ s.

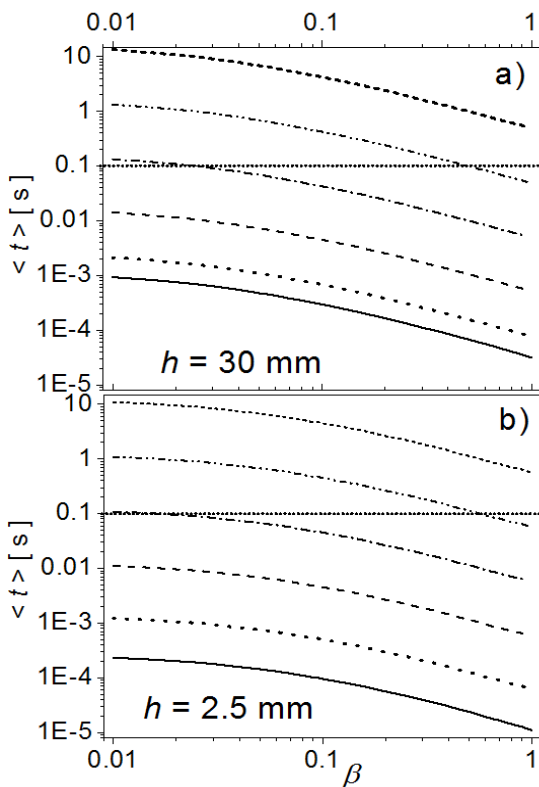
Wyniki obliczeń przy założeniu $\tau_s = 0$ pokazane są na rysunku 2. Dla nuklidów charakteryzujących się czasem półrozpadu rzędu 0.1 s przewaga jonizatora o wydłużonym kształcie jest wyraźna, podobnie jak dla nuklidów stabilnych – wydajność jonizacji dla $\beta = 0,01$ sięga 0,24, podczas gdy dla jonizatora o $h = 2,5$ mm jest dwukrotnie mniejsza (0.13).



Rys.3. Średnie czasy przebywania atomów we wnętrzu ($\tau_s = 0$) dla dwu rozważanych kształtów wnęki



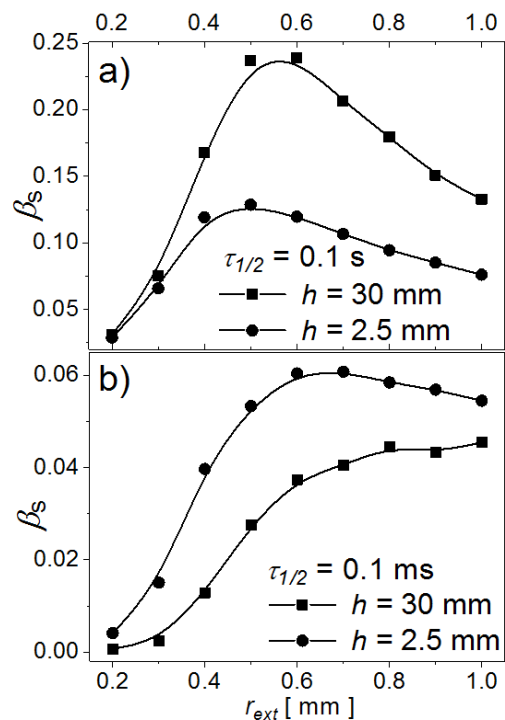
Rys.4. Wydajność jonizacji jako funkcja β dla różnych średnich czasów przylegania τ_s . Wyniki dla $h = 30$ mm a) oraz $h = 2.5$ mm b)



Rys.5. Średnie czasy przebywania atomów we wnęce dla różnych wartości τ_s dla $h = 30$ mm a) oraz $h = 2.5$ mm b). Linia kropkowaną zaznaczono długość okresu półrozpadu

Wynika to z faktu, że w pierwszym przypadku atomy mają większą szansę zostać zjonizowane, gdyż na swej drodze do otworu ekstrakcyjnego doświadczają znacznie większej liczby zderzeń. Wydajności obu typów jonizatorów zrównują się gdy $\tau_{1/2}$ jest rzędu 1 ms. Dla jeszcze krótszych okresów półrozpadu przewaga jonizatora o kompaktowym kształcie staje się ewidentna - wydajność dla $\beta = 0,01$ i $\tau_{1/2} = 0,01$ ms jest rzędu 0,011, podczas gdy dla jonizatora wydłużonego ponad czterokrotnie mniejsza. Wynika to z faktu, że czas przebywania atomu we wnęce jest znacznie krótszy w przypadku jonizatora o $h = 2.5$ mm. Na rysunku 3 widać, że dla $\beta = 0,01$ czas ten jest około pięciokrotnie krótszy niż dla konstrukcji o $h = 30$ mm. Podobne proporcje utrzymują się w całym rozpatrywanym zakresie β aczkolwiek widać, że czas przebywania atomu we wnęce szybko maleje wraz z β .

Zalety konfiguracji z krótką wnęką w przypadku krótkich czasów życia jonizowanego nuklidu zostały także potwierdzone przez wyniki obliczeń uwzględniających opóźnienia wynikające z przylegania atomów do gorących ścianek wnęki. Wyniki symulacji dla $\tau_{1/2} = 0,1$ s i tych samych co poprzednio konfiguracji wnęki zaprezentowane są na rysunku 4. Wprawdzie dla bardzo krótkich czasów przylegania i niewielkich β konfiguracja z $h = 30$ mm może być nawet o około 100% bardziej wydajna, jednakże te proporcje ulegają zmianie, gdy średni czas przylegania wydłuża się. Dla $\tau_s = 0,1$ s wydajności obu konfiguracji są porównywalne dla niewielkich β , zaś dla β rzędu 1, jak w przypadku jonizacji metali alkalicznych, wydajność wnęki o $h = 2.5$ mm jest nawet dwukrotnie większa. Dane zaprezentowane na rysunku 5. pokazują, że średni czas przebywania cząstki we wnęce dla konfiguracji wydłużonej jest przynajmniej o 50% dłuższy niż w przypadku $h = 2.5$ mm. Wynika to z faktu, że w przypadku krótszej komory średnia liczba zderzeń ze ściankami jest mniejsza.



Rys.6. Zależności wydajności jonizacji od promienia otworu ekstrakcyjnego obliczone dla dwu różnych kształtów wnęki. Wyniki dla $\tau_{1/2} = 0,1$ s (a) oraz $\tau_{1/2} = 0,1$ ms (b)

Analiza danych prezentowanych na rysunku 5 pozwala stwierdzić, że średnia liczba zderzeń na drodze do otworu ekstrakcyjnego jest w zakresie od 100 do 200, co sprawia,

że im dłuższy czas przylegania τ_s i krótszy okres półrozpadu, tym względnie wydajniejsza staje się konfiguracja z wnęką kompaktową.

Badano także wpływ wielkości otworu ekstrakcyjnego na wydajność jonizacji we wnękach o różnych kształtach. Promień otworu ekstrakcyjnego r_2 zmieniany był w zakresie od 0,2 mm do 1 mm. Wyniki obliczeń dla izotopów o okresie półrozpadu 0,1 s i 0,1 ms zaprezentowane są na rysunku 6. W przypadku dłuższego okresu półrozpadu optymalna wartość r_2 to około 0,5-0,6 mm, niezależnie od kształtu wnęki. Jak to już wcześniej było sygnalizowane, w takim przypadku wydajniejsza jest wnęka o kształcie wydłużonym. Dla $\tau_{1/2} = 0,1$ ms przewaga jest po stronie wnęki kompaktowej. Ponadto nie obserwuje się już tak wyraźnego maksimum krzywych $\beta_s(r_2)$. Dla wnęki kompaktowej obserwuje się wysycenie tej zależności powyżej $r_2 = 0,6$ mm – niemal wszystkie atomy są ekstrahowane tuż po jonizacji. Nieco inaczej rzecz się ma w przypadku wnęki wydłużonej, im większa średnica otworu ekstrakcyjnego tym bardziej ułatwiona jest penetracja pola ekstrakcyjnego w głąb wnęki. W rezultacie obserwuje się wzrost wydajności jonizacji wnęki wraz ze średnicą otworu ekstrakcyjnego.

Podsumowanie

W artykule zaprezentowano model jonizacji atomów w źródle jonów z wnęką o kształcie stożka, biorący pod uwagę straty wynikające z rozpadu promieniotwórczego, a także opóźnienia w uwalnianiu jonów związane z ich przyleganiem do gorących ścian wnęki. Rozpatrywane były dwa mocno różniące się kształty wnęki stożkowej, jeden z nich zbliżony do klasycznej wnęki cylindrycznej, drugi zaś o niewielkiej długości, swym kształtem zbliżony do wnęki półsferycznej. Wykazano, że gdy czas przebywania atomu we wnęcie jest dużo dłuższy od okresu półrozpadu zasadne jest stosowanie wnęki wydłużonej, gdyż umożliwia ona osiągnięcie nawet dwukrotnie wyższej wydajności niż wnęka kompaktowa. W przypadku nuklidów o bardzo krótkim okresie półrozpadu, bądź gdy opóźnienia w emisji jonów są znaczne ze względu na ich przyleganie do ścian wnęki, bardziej celowe jest stosowanie wnęki kompaktowej, w której średni czas przebywania atomu może być o kilkadziesiąt procent krótszy. Badano także związek wydajności jonizacji we wnęcie z promieniem otworu ekstrakcyjnego we wspomnianych wyżej wnękach. W większości przypadków optymalny promień otworu ekstrakcyjnego to 0,5-0,6 mm. W przypadku nuklidów o bardzo krótkim okresie półrozpadu pożądane może być stosowanie większych otworów ekstrakcyjnych ułatwiających głębsze wnikanie pola elektrycznego do wnęki.

Autor: dr hab. Marcin Turek, Instytut Fizyki, Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej, pl. M. Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin, E-mail: mturek@kft.umcs.lublin.pl.

LITERATURA

- [1] Beyer G.J., Herrmann E., Piotrowski A., Raiko V.I., Tyroff H., A new method for rare-earth isotope separation, *Nucl. Instrum. Meth.* 96 (1971), 437
- [2] Johnson P.G., Bolson A., Henderson C.M., A high temperature ion source for isotope separators, *Nucl. Instrum. Meth.* 83 (1973), 106
- [3] Latuszyński A., Zuber K., Zuber J., Potempa A., Żuk W., Method of electromagnetic separation of radioactive isotopes of rare-earth elements directly from targets, *Nucl. Instrum. Meth.* 120 (1974), 321
- [4] Kugler E., The ISOLDE facility, *Hyperfine Interactions*, 129 (2000), 23
- [5] Köster U., Arndt O., Bouquerel E., Fedoseyev V.N., Franberg H., Joinet A., Jost C., Kerkinis I.S.K., Kirchner R. and The TARGISOL Collaboration, Progress in ISOL target-ion source systems, *Nucl. Instrum. Meth. B* 266 (2008), 4229
- [6] Eléon C., Jardin P., Gaubert G., Saint-Laurent M.-G., Alcántara-Núñez J., Alvès Condé R., Barué C., Boilley D., Cornell J., Delahaye P., Dubois M., Jacquot B., Leherissier P., Leroy R., Development of a surface ionization source for the production of radioactive alkali ion beams in SPIRAL, *Nucl. Instrum. Meth. B* 266 (2008), 4362
- [7] Panteleev V.N., Recent ion source developments for production of radioactive beams, *Rev. Sci. Instrum.* 75 (2004), 1602
- [8] Kirchner R., Review of ISOL target-ion-source systems, *Nucl. Instrum. Meth. B* 204 (2003) 179
- [9] Stora T., Recent developments of target and ion sources to produce ISOL beams, *Nucl. Instr. Meth. B* 317 (2013), 402
- [10] Manzolaro M., Andrightto A., Meneghetti G., Rossignoli M., Corradetti S., Biasetto L., Scarpa D., Monetti A., Carturan S., Maggioni G., Ionization efficiency estimations for the SPES surface ion source, *Nucl. Instr. Meth. B* 317 (2013), 446
- [11] Bajeat O., Lecesne N., Leroy R., Maunoury L., Osmond B., Sjodin M., Maitre A., Pradeilles N., Study of surface ionization and LASER ionization processes using the SOMEIL ion source: application to the Spiral 2 laser ion source development, *Hyperfine Interactions* 216, (2013), 115
- [12] Schweltnus F., Blaum K., Catherall R., Crepieux B., Fedosseev V., Gottwald T., Kluge H.-J., Marsh B., Mattolat C., Rothe S., The laser ion source trap for highest isobaric selectivity in online exotic isotope production, *Rev. Sci. Instrum.* 81 (2010), 02A515
- [13] Lecesne N. Laser ion sources for radioactive beams (invited), *Rev. Sci. Instrum.* 83 (2012), 02A916
- [14] Alton G.D., Liu Y., Zaim H., Murray S.N., An efficient negative surface ionization source for RIB generation, *Nucl. Instrum. Meth. B* 211 (2003), 425
- [15] Hausladen P.A., Weisser D.C., Lobanov N.R., Fifield L.K., Wallace H.J., Simple concepts for ion source improvement, *Nucl. Instrum. Meth. B* 190 (2002), 402
- [16] Kalinnikov V.G., Gromov K.Ya., Janicki M., Yushkevich Yu.V., Potempa A.W., Egorov V.G., Byistrov V.A., Kotovsky N.Yu., Evtisov S.V., Experimental complex to study nuclei far from the beta-stability line — ISOL-facility YASNAPP-2, *Nucl. Instr. and Meth. B* 70 (1992), 62
- [17] Alton G.D., Zhang Y., A fast effusive-flow vapor-transport system for ISOL-based radioactive ion beam facilities, *Nucl. Instrum. and Meth. A* 539 (2005), 540
- [18] Mustapha B., Nolen J.A., Simulations of effusion from ISOL target/ion source system, *Nucl. Instrum. Meth. A* 521 (2004), 59
- [19] Turrión M., Tengblad O., Borge M. J. G., Reillo E., Morrissey E. R. and Santana M., On line Release Simulator of Radioactive Beams produced by ISOL technique, *AIP Conf. Proc.* 884 (2007), 278
- [20] Maden C., Baur H., Fauré A.-L., Hubert A., Pointurier F., Bourdon B. Determination of ionization efficiencies of thermal ionization cavity sources by numerical simulation of charged particle trajectories including space charge, *International Journal of Mass Spectrometry* 405 (2016), 39
- [21] Turek M., Pysznik K., Drozdziel A., Sielanko J. Ionization efficiency calculations for cavity thermoionization ion source, *Vacuum*, 82 (2008), 1103
- [22] Turek M., Drozdziel A., Pysznik K., Maczka D., Slowinski B. Simulations of ionization in a hot cavity surface ion source, *Rev. Sci. Instrum.* 83 (2012), 023303
- [23] Turek M., Modeling of Ionization in a Spherical Surface Ionizer, *Acta Phys. Pol. A* 120 (2011), 188
- [24] Turek M., Surface Ionization of Radioactive Nuclides - Numerical Simulations, *Acta Phys. Pol. A* 123 (2013), 847
- [25] Turek M., Ionization of short-lived isotopes in a hot cavity – Numerical simulations, *Vacuum* 104 (2014) 1
- [26] Turek M., Ionization of Short-Lived Isotopes in Spherical Hot Cavities, *Acta Phys. Pol. A* 128 (2015) 935
- [27] Turek M., Ionisation Efficiency in Conical Hot Cavities, *Acta Phys. Pol. A* 132 (2015) 259
- [28] Van Duppen P., Isotope Separation On Line and Post Acceleration, *Lect. Notes Phys.* 700 (2006) 37
- [29] Eichler B., Htibener S. and Rossbach H., *Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf Report Reports* 560 and 561(1985).