

AKSİAL-SİMMETRİK ENERJİ KÜTLƏ ANALİZATORLARINDA İONLARIN İKİQAT FOKUSLANMA ŞƏRTLƏRİ

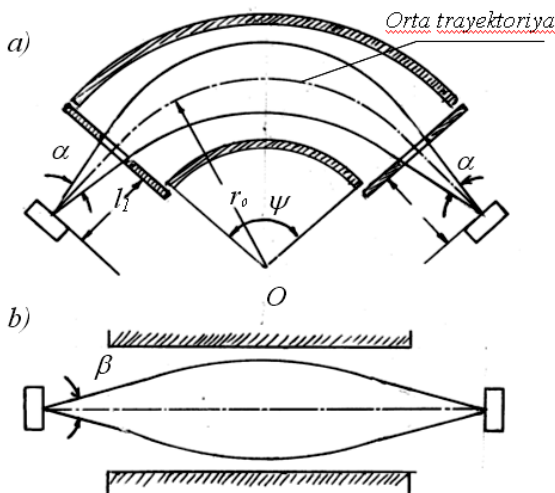
T.K. NURUBƏYLİ

AMEA Fizika İnstitutu, Az-1143, Bakı, H. Cavid, 33

İşdə aksial – simmetrik elektromaqnit sahəsinə malik sektorlu uçuş müddətli enerji – kütlə analizatorunda ionların hərəkət trayektoriyası nəzəri olaraq araşdırılmış, müxtəlif enerji və bucaq altında analizatora daxil olan ionların elektrik və maqnit sahələrində uçuş müddətinə görə ikiqat fokuslanma şərti alınmışdır. Göstərilmişdir ki, müəyyən paylanmaya malik elektrik və maqnit sahələri ionları bu tip analizatorada ikiqat (həm radial, həm də aksial istiqamətdə) fokuslanması mümkündür.

Sektorlu aksial–simmetrik elektromaqnit sahəsinə malik uçuş müddətli kütlə analizatorlarından geniş istifadə olunması bu tip cihazların ion – optik xarakteristikalarının və həndəsi ölçülərinin hesablanması üçün nəzəri metodların işlənməsinə böyük zəmin yaratmışdır [1-3]. Bu tip cihazların ionların aberrasiyası və onların uçuş müddətinə görə fokuslanmasına həsr olunmuş işlərə dövrü mətbuatda tez-tez rast gəlinir [4, 5]. Bu işlərdə əsasən ion paketinin trayektoriyasına və uçuş müddətlərinə bir neçə parametrlərin təsirinə xüsusi hallar üçün (elektrik və ya maqnit, ionların analizatorada müxtəlif dönmə bucaqlarına və i.a.) baxılmış və bir sıra qənaətbəxş nəticələr alınmışdır. Belə ki, istər ionların parametrlərinin (kütləyə və enerjiyə görə dağılıqlıq), istərsə də analizatorun parametrlərinin (həndəsi ölçülərinin, hazırlanma dəqiqliyi) kənarçıxımalarının cihazın ion – optik xarakteristikalarına təsirinin hesablanması üçün ifadələr alınmışdır [6]. Lakin xüsusi hallar üçün aparılan bu hesablamalar aksial – simmetrik enerji – kütlə analizatorlarının əsas parametrləri ilə (məsələn, ionların uçuş müddəti ilə) onların həndəsi ölçüləri arasında birqiymətli əlaqə yaratmağa imkan vermir.

Digər tərəfdən məhz ayırd etmə qabiliyyətinin və buraxma əmsalının yüksəldilməsinə xidmət edən bircins elektrik (və ya elektromaqnit) sahəli aksial – simmetrik tipli analizatorların kütlə reflektordan [7] fərqli olaraq başlanğıc enerjiyə, açılma bucağına, mənbədə yaranan ionların yaranma koordinatına görə fokuslama imkanı onların ciddi hesablanma metodlarının işlənməsini tələb edir.



Şəkil 1. Statik kütlə – analizatorunda ionların radial (a) və aksial (b) istiqamətlərdə fokuslanma sxemi:

Bu baxımdan kütlələrinə (və ya enerjiyə) görə bir-birindən ayrılan yüklü zərrəciklərin analizatorun çıxışında fo-

kuslanmanı təmin etmək üçün onların sahədəki trayektoriyalarının hesablanması və bu trayektoriyaların analizatorun ölçülərindən asılılığının araşdırılması zənnimizcə vacib məsələdir.

Təqdim olunan işdə aksial – simmetrik elektromaqnit sahəsinə malik sektorlu uçuş-müddətli kütlə analizatorunda (şək. 1) ionların hərəkət trayektoriyasının hesablanması və həmin trayektoriyaların ionların uçuş müddətinə və analizatorun ion – optik xassələrinə təsiri araşdırılmışdır.

Ionların enerji – kütlə analizatorunda bir-birinə perpendikulyar elektrik və maqnit sahələrində hərəkət trayektoriyalarını və uçuş müddətinə görə fokuslanma şərtlərini təyin etmək üçün həmin sahələrdə hərəkətin vektor şəklində olan tənliyindən istifadə edəcəyik:

$$M \frac{d\vec{v}}{dt} = qe\vec{E} + \frac{qe}{c} [\vec{v} \vec{H}], \quad (1)$$

burada M - ionların kütləsi; q -ionların ionlaşma dərəcəsi; e -elektronların yükü; c -ışığın vakuumdakı sürətidir.

Hesablamanın sadəliyi xatirinə fərz edək ki, elektrik və maqnit sahələrinin fəzada paylanma sərhədləri məlumdur və üst-üstə düşür. Onda elektrik sahəsi olmayan hal üçün $\vec{E} \equiv 0$, maqnit sahəsi olmayan hal üçün isə $\vec{H} \equiv 0$ yazmaq olar.

Ionların trayektoriyalarını hesablamaq üçün silindrik koordinat sistemindən istifadə edək. Bu zaman sahənin intensivliklərinin ort vektorlarını $\vec{e}_r, \vec{e}_\varphi, \vec{e}_z$ ilə işarə edək (\vec{e}_φ -nin fırlanma istiqaməti saat əqrəbinin hərəkəti istiqamətindədir). Onda hərəkət edən ionun radius vektorunu

$$\vec{\rho} = r\vec{e}_r + z\vec{e}_z \quad (2)$$

şəklində yazmaq olar. Bu ifadəni zamana görə diferensiaslaşdırmaq və

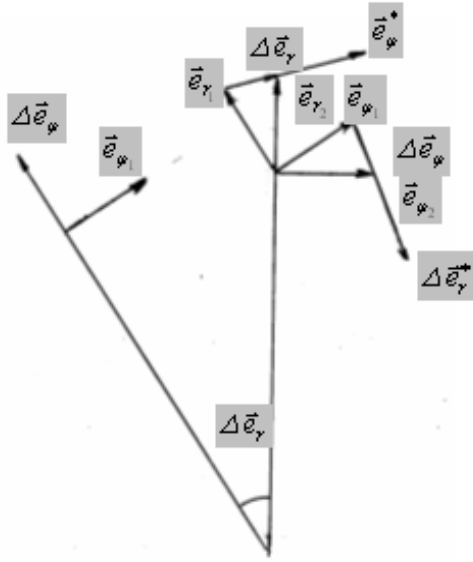
$$\frac{d\vec{e}_r}{dt} = \dot{\varphi} \lim_{\Delta\varphi \rightarrow 0} \frac{\Delta e_r}{\Delta\varphi} = \dot{\varphi} \lim_{\Delta\varphi \rightarrow 0} \vec{e}_\varphi^* \frac{\Delta\varphi}{\Delta\varphi} = \dot{\varphi} \vec{e}_\varphi \quad (3)$$

$$\frac{d\vec{e}_\varphi}{dt} = \dot{\varphi} \lim_{\Delta\varphi \rightarrow 0} \frac{\Delta e_\varphi}{\Delta\varphi} = \dot{\varphi} \lim_{\Delta\varphi \rightarrow 0} \vec{e}_r^* \frac{\Delta\varphi}{\Delta\varphi} = -\dot{\varphi} \vec{e}_r \quad (4)$$

nəzərə alsaq (şəkil 2-yə bax).

$$\vec{v} = \dot{r}\vec{e}_r + r\dot{\varphi}\vec{e}_\varphi + \dot{z}\vec{e}_z \quad (5)$$

alırıq.



Şəkil 2. Silindrik koordinat sistemində ort-vektorlar.

(5)-i zamana görə diferensiallasaq ionların elektromaqnit sahəsindəki təcilini alarıq

$$\frac{dv}{dt} = (\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2)\vec{e}_r + (2\dot{r}\dot{\varphi} + r\ddot{\varphi})\vec{e}_\varphi + \ddot{z}\vec{e}_z.$$

Elektrik və maqnit sahələrinin intensivlik vektorlarını

$$\begin{aligned}\vec{E} &= E_r\vec{e}_r + E_\varphi\vec{e}_\varphi + E_z\vec{e}_z \\ \vec{H} &= H_r\vec{e}_r + H_\varphi\vec{e}_\varphi + H_z\vec{e}_z\end{aligned}$$

şəklində qəbul edib (1)-dəki vektorial hasilini silindrik koordinatlarda ifadə etdikdən sonra $\frac{dv}{dt}$, \vec{E} və $[\vec{v}\vec{H}]$ -nin ifadələrini (1)-də yerinə qoysaq və aksial – simmetriklilik şərtini nəzərə alsaq ($H_\varphi \equiv 0$, $E_\varphi \equiv 0$) ionların koordinat oxları boyunca hərəkət tənliklərini alarıq

$$\begin{aligned}\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 &= \frac{e}{m}E_r - \frac{e}{Mc}r\dot{\varphi}H_z \\ r\ddot{\varphi} + 2\dot{r}\dot{\varphi} &= -\frac{e}{Mc}(zH_r - \dot{r}H_z). \\ \ddot{z} &= \frac{e}{M}E_z + \frac{e}{Mc}r\dot{\varphi}H_z\end{aligned}\quad (6)$$

$$\frac{2z''(V-U)}{A} - \frac{z'}{A^2}[-(E_r r' + E_z z')A^2 + 2(V-U)(r'r'' + rr' + z'z'')] = E_z + \frac{1}{C}\sqrt{\frac{2e/M(V-U)}{A}} \cdot rH_r \quad (10)$$

(9) və (10) tənlikləri qeyri – relyavistik ionların aksial-simmetrik elektromaqnit sahəsindəki hərəkət tənliklərinin kifayət qədər dəqiq, diferensial formasıdır.

Aksial – simmetrik elektromaqnit sahəsində ionların uçuş müddətinə görə fokuslanma şərtini almaq üçün həmin sahədə ionların orta trayektoriyası (r_0 radiusu) ilə hərəkət şərtini araşdırırıq (şək. 1).

Məlum olduğu kimi aksial – simmetriklilik şərtinə görə elektrik və maqnit sahələri həmin trayektoriya boyu sabit-

ionların hərəkət trayektoriyasının diferensial şəkildə tənliklərini almaq üçün aşağıdakı əvəzləmələri aparaq:

$$\begin{aligned}\dot{r} &= r'\dot{\varphi} & \ddot{r} &= r''\dot{\varphi}^2 + r\ddot{\varphi} \\ \dot{z} &= z'\dot{\varphi} & \ddot{z} &= z''\dot{\varphi}^2 + z'\ddot{\varphi},\end{aligned}$$

burada φ -qeyri asılı dəyişən, ştrixlər isə həmin kəmiyyətlərin φ -yə görə törəmələridir. $\dot{\varphi}$ və $\ddot{\varphi}$ təyin etmək üçün enerjinin saxlanması qanunundan istifadə edək

$$\frac{1}{2}mv^2 = qe(V-U),$$

burada qeV - ionların ionlaşma oblastında (ion mənbəyində) əldə etdikləri enerji; U -ionun sürəti təyin olunan nöqtənin potensialıdır. (5)-də sürətinin kvadratının ifadəsinin

$$v^2 = \dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2 + \dot{z}^2 = \dot{\varphi}^2 A \quad (7)$$

olduğunu nəzərə alaraq (harada ki $A = r'^2 + r^2 + z'^2$) enerjinin saxlanması qanunundan

$$\dot{\varphi} = \left(\frac{2e}{M}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{V-U}{A}\right)^{1/2}$$

yazmaq olar.

(7) ifadəsinin zamana görə törəməsini alandan sonra alınan tənliyin sağ tərəfindən ifadədən φ -yə görə törəməyə keçsək aşağıdakı ifadəni alarıq

$$\ddot{\varphi} = \frac{eA[-(E_r r' + E_z z')A + 2(V-U)(r'r'' + rr' + z'z'')]}{M \cdot A^2}. \quad (8)$$

\dot{r} , \dot{z} , $\dot{\varphi}$, \ddot{r} , \ddot{z} və $\ddot{\varphi}$ -nin alınmış ifadələrini (6)-da yerinə yazsaq ionların hərəkət trayektoriyalarının tənliklərini alarıq

$$\begin{aligned}\frac{2(V-U)(r''-r)}{A} - \frac{r'(E_r r' + E_z z')A}{A^2} &= \\ = E_r - \frac{1}{C}\sqrt{\frac{2e/M(V-U)}{A}} \cdot rH_z\end{aligned}\quad (9)$$

və

dir. Onda $r=r_0$ olduqda $E_z=E_0$, $H_z=H_0$ və $U=U_0$ yazmaq olar. Bu zaman analizatorun girişində enerjisi qeV_0 olan yalnız M_0 kütləli ionlar $z=0$ müstəvisində orta trayektoriya (r_0) ilə hərəkət edəcəkdir.

Orta trayektoriya boyu $r(\varphi) \equiv r_0$, $z(\varphi) \equiv 0$ olduğundan həmin əyri üzərində $r' = r'' = z' = z'' = 0$. (9) və (10)-da bunları nəzərə alsaq

$$-1 = \frac{r_0 E_0}{2(V_0 - U_0)} - \frac{r_0 e H_0}{\sqrt{2M_0 c^2 e(V_0 - U_0)}} \quad (11)$$

alarlıq. Bu ifadə [8]-da alınan uyğun ifadə ilə üst – üstə düşür. (11) ifadəsi bir-birinə perpendikulyar olan elektrik və maqnit sahələrində ionların orta trayektoriya ilə hərəkət şərtini xarakterizə edir. Əgər

$$\frac{r_0 E}{2(V_0 - U_0)} = k \quad (12)$$

qəbul etsək (11) ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşər

$$-1 = k - \frac{r_0 e H_0}{\sqrt{2M_0 c^2 e(V_0 - U_0)}}. \quad (13)$$

Beləliklə, aksial-simmetrik analizatorun daxilində elektrik sahəsi olmayan halda ($E_0=0$) $k=0$. Bu zaman $U_0=0$ olmaya da bilər. Doğrudan da bu halda maqnit sahəsi olan yerdə xüsusi qurğuların köməyi ilə sıfırdan fərqli elektrik sahəsi yaradılır. Onda orta trayektoriyasının radiusu üçün

$$r_0 = \frac{\sqrt{2M_0 c^2 e(V_0 - U_0)}}{e H_0} \quad (14)$$

və ya

$$r_0 = 144 \frac{\sqrt{M_0(V_0 - U_0)}}{H_0}$$

alarlıq. Əgər H_0 erstedlərlə, M_0 - atom kütlə vahidi, U_0 və V_0 voltlarla ölçülsə, orta trayektoriyasının (14) ifadəsi ilə təyin olunan radiusu sm-lərlə alınır.

Əgər analizatorla yalnız elektrik sahəsi mövcuddursa ($H=0$), onda (11) və (12)-dən $k=-1$ və ya

$$r_0 = \frac{2(V_0 - U_0)}{E_0}$$

alarlıq.

Qeyd edək ki, (9) və (10) diferensial tənlikləri qeyri-xətti olduqları üçün bu tənliklərin həlli bir sıra çətinliklərlə üzləşir. Lakin sistemin aksial-simmetrik olduğundan və belə sistemlərdə adətən paraksial ion dəstəsindən istifadə edil-

diyindən bu tənliklərdə kifayət qədər dəqiqliyi saxlamaqla bir qədər sadələşdirmək olar. Bu sadələşmə o hallarda mümkündür ki, trayektoriyasının radial istiqamətdə hər hansı kənarçıxmaları orta trayektoriyasının əyrilik radiusundan çox-çox kiçik olsun, başqa sözlə

$$\frac{\Delta r}{r_0} = \eta \ll 1 \quad \text{və} \quad \frac{z}{r_0} = \xi \ll 1.$$

(9) və (10) tənliklərin bu şərtlə daxilində həll etmək üçün analizatorun daxilində elektrik sahəsini (E_r) və maqnit sahəsinin (H_z) paylanmaları məlum olmalıdır. Orta trayektoriya boyu elektrik və maqnit sahəsinin qiymətləri uyğun olaraq E_0 və H_0 olduğundan E_r və H_z aşağıdakı sıralar şəklində axtaraq.

$$\begin{aligned} E_r &= E_0 (1 + B_1 \eta + B_2 \eta^2 + \dots) \\ H_r &= H_0 (1 + A_1 \eta + A_2 \eta^2 + \dots) \end{aligned} \quad (15)$$

(15)-ə daxil olan B_1, B_2, A_1, A_2 əmsallarını və fəza yükü olmayan hal üçün elektrostatik sahəsinin paylanmasına statistik hal üçün Maksvell tənliyindən tapmaq olar.

$$\text{div } \vec{E} = 0; \quad \text{div } H = 0;$$

$$\text{rot } \vec{E} = 0; \quad \text{rot } H = 0.$$

Bu tənliklərin aksial-simmetriklilik şərti daxilində silindrik koordinat sistemində aşağıdakı şəkllə düşər

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_r) + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \quad (16)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = 0$$

(17)

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_z) + \frac{\partial H_r}{\partial z} = 0 \quad (18)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = 0. \quad (19)$$

(16) tənliyini r -ə, (17) tənliyini z görə differensiallayıb toplasaq, alınan tənliyin həlli potensialın analizatorun daxilində paylanmasını alarıq

$$E_r = r_0 E_0 \left\{ - \left(\eta + \frac{1}{2} B_1 \eta^2 + \frac{1}{3} B_2 \eta^3 + \dots \right) + \frac{1}{2} [1 + B_1 - (1 - B_1 - 2 B_2 \eta)] + U_0 \right\} \quad (20)$$

$$E_z = -E_0 \left[1 + B_1 - (1 - B_1 - 2 B_2) \eta + (1 + B_1 + B_2) \eta^2 + \dots \right] \xi \quad (21)$$

Analoji olaraq maqnit sahəsinin paylanması

$$H_{r'} = H_0 \left[(A_1 + 2 A_2 \eta + 3 A_3 \eta^2 + \dots) \xi + \left[\frac{1}{2} (A_1 - 2 A_2 - 6 A_3) \xi^3 \right] \right] \quad (22)$$

$$H_z = H_0 (1 + A_1 \eta + A_2 \eta^2 + \dots + A_1 \xi^2 + A_2 \xi^2 \eta + \dots) \quad (23)$$

Beləliklə, əgər elektrik və maqnit sahələrinin intensivliklərinin orta ($z=0$) müstəvidə paylanmaları (15) şəklində veril-

mişdirsə, onda həmin intensivliklərin radial və aksial toplanmalarının (20-23) ifadələrinin köməyi ilə təyin etmək olar.

E_r və H_z bu ifadələrini (9) və (10) tənliklərində yerinə qoysaq və bəzi çevirmələri buraxsaq ionların aksial və radial istiqamətində fokuslanma şərtləri üçün aşağıdakı tənlikləri alarıq.

$$\frac{tg \omega \psi}{\omega} = \frac{\lambda_1 [1 - (1 - k)\lambda_2] + \lambda_2 [1 - (1 - k)\lambda_1]}{\omega^2 \lambda_1 \lambda_2 - \lambda_2 [1 + (1 - k)\lambda_1] [1 - (1 - k)\lambda_2]} \quad (24)$$

$$\frac{tg \Omega \psi}{\Omega} = \frac{\lambda_1 [1 + (1 + k)\lambda_2] + \lambda_2 [1 - (1 + k)\lambda_1]}{\Omega^2 \lambda_1 \lambda_2 - \lambda_2 [1 - (1 + k)\lambda_1] [1 + (1 + k)\lambda_2]}, \quad (25)$$

burada $\lambda_1 = \frac{l_1}{r_0}$; $\lambda_2 = \frac{l_2}{r_0}$ (şəkl. 1) ψ -ionların dönmə bucağıdır.

$$\omega^2 = (1 + k)(1 + k + A) - k(B_1 - 3) \quad (26)$$

$$\Omega^2 = -(1 - k)A_1 + k(1 + B_1) \quad (27)$$

-
- [1] *A.A. Сысоев, Г.А. Самсонов.* Теория и расчет статических масс – анализаторов. М., Изд. МИФИ. 1987, 172 с.
- [2] *В.А. Олейников, А.А. Сысоев.* Методика расчета и исследование фокусирующих по времени пролета секторных статических полей. Препринт № 32797. М. ВИНТИ, 1989, 32 с.
- [3] *Г.Г. Манагадзе, Н.Г. Манагадзе.* ЖТФ 1999, т.69, № 10, с. 138.
- [4] *А.М. Гашимов, К.З. Нуриев, К.Б. Гурбанов, Т.К. Нурубейли, З.К. Нурубейли.* ЖТФ 2007, т. 77, № 11, с. 82-87.
- [5] *К.З. Нуриев, Н.А. Мамедов, Т.К. Нурубейли.* Fizika, 2000, с.VI, s.17-20.
- [6] *А.М. Нəşимов, Т.К. Nurubəyli, К.З. Nuriyev.* Fizika, 2006, с.XII, №1, s. 72-75.
- [7] *Б.А. Мамырин, В.И. Каратаев, Д.В. Шмакк, В.А. Загулин.* ЖЭТФ, 1973, т.64, в.1, с. 82 –86.
- [8] *А.А. Сысоев.* Физика и техника масс-спектрометрических установок. М., Энергоатомиздат, 1989, 256 с.
- [9] *М.А. Чупахин, А.А. Сысоев.* Введение в масс-спектрометрию. М., Атомиздат, 1983, 250 с.

Т.К. Nurubeyli

CONDITIONS FOR DOUBLE FOCUSING OF IONS IN AXIAL SYMMETRIC ENERGY MASS-ANALYSER

The trajectory of ions' motion in the time – span energy mass- analyzer with axial – symmetric electric and magnet fields is considered. The conditions for double focusing of ions going out of source under various angles and having various energies on span period are obtained. It is shown, that upon determined type distribution of electric and magnetic fields the focusing in radial and axial directions takes place.

Т.К. Нурубейли

УСЛОВИЯ ДВОЙНОЙ ФОКУСИРОВКИ ИОНОВ В АКСИАЛЬНО СИММЕТРИЧНОМ ЭНЕРГО-МАСС-АНАЛИЗАТОРЕ

Теоретически рассмотрена траектория движения ионов во времяпролетном энерго-масс-анализаторе с аксиально симметричными электрическим и магнитным полями. Получены условия двойной фокусировки по времени пролета ионов, выходящих из источника ионов под различными углами и обладающими различными энергиями. Показано, что при определенном распределении электрического и магнитного полей, имеют место фокусировки в радиальном и аксиальном направлениях.

Received: 19.12.07