

İONLARIN BƏRK CİSMƏ NÜFUZETMƏ PROSESİ ZAMANI ƏSAS FİZİKİ PROSESLƏR

H.S. ƏLİYEV*, E.Ə. KƏRİMOV, S.N. MUSAYEVA*

Dövlət Neft və Sənaye Universiteti, Azadlıq pr. 16/21, AZ 1010

*Azərbaycan Texniki Universiteti, H. Cavid pros. 25, AZ 1073**

e-mail: E_Kerimov.fizik@mail.ru

Sürətlənmiş ionun bərk cismin səthinə yaxınlaşdığı zaman 10^{-16} san. çox kiçik zaman müddəti ərzində düşən zərrəciyin yük halı (biryüklü, ikiyüklü, çoxyüklü ion) nəzərə cərpacaq dərəcədə dəyişə bilər (zərrəcik ya neytral atoma və yaxud da elektronuza nüvəyə - çoxyüklü iona çevrilir). Göstərilən vaxt müddətində nümunəyə nüfuz edən yüksüz və yüklənmiş zərrəciklərin nisbəti hədəfin elektronlarının sıxlığı və əsasən də bu maddənin edən zərrəciklərin sürəti və növü ilə təyin olunan hər hansı bir tarazlıq qiymətini alır. Deməli, hədəfi bombardman edən zərrəciyin halı – neytral, biryüklü və ya hətta çoxyüklüdür belə ki, atom və molekullar nüfuzetmə prosesinə praktiki olaraq təsir göstərə bilmir.

Açar sözlər: sürətlənmiş ionlar, lokal enerji, hədəf, ion bombardmanı, neytral atom, səpilmə ionları.

UOT: 621.383.5

PACS: 73.40.Ns, 73.40.Sx

Adətən, ion bombardmanı mənfi ionlara nisbətən daha sadə üsullarla alındığından müsbət ionlar vasitəsi ilə həyata keçirilir. Müsbət ionlar həm də daha asan sürətləndirilə bilər və müəyyən hədəfi bombardman etmək üçün istiqamətləndirilir. Müsbət ionların sayına şüalanma dozası nəzərə də daha effektiv olur. Sürətlənmiş ionların maddə ilə qarşılıqlı təsirinin nəticələri həm ionların enerji və kütlələrindən və həm də şüalanma maddənin atomlarının kütlələrindən asılıdır (aydındır ki, bu zaman bombardman edən ionun və eləcə də hədəfin atomunun atom sıra nömrələri nəzərə alınmalıdır). Nümunənin idarə olunan modifikasiyasını almaq üçün nümunəyə nüfuz etmiş zərrəciklər, bu zərrəciklər tərəfindən verilən enerji və nəticədə yaranan effektlər istifadə olunur.

İon mənbəyindən şüalanma nümunəyə qədər yolda bir neçə on keV enerjili, qaçış yolunun uzunluğu 1 m tərtibində olan ionlar üçün qurğudakı vakuumin təzyiqi 10^{-2} Pa-dan çox olmalıdır (belə enerjili ionların səpilməsinin ən kəsiyi 10^{-16} – 10^{-17} sm⁻²-dir). İon dəstəsinin aşkar səpilməsindən əlavə, pis vakuüm şəraitində nümunənin müəyyən səth sahəsinin şüalanması üçün ion dəstəsinin elektrostatik və maqnit meyli zamanı bəzi ionlar elektronu zəbt edərək neytrallaşma bilər. Göstərilən enerjili ionların yenidən yüklənməsinin ən kəsiyi səpilmənin ən kəsiyinin sahəsindən iki-üç tərtib aşağı olduğundan 10^{-3} Pa vakuüm və ion dəstəsinin 1 m uzunluğunda meyl etməmiş dəstədə təxminən 1% neytral atom olacaqdır (bu zaman meyl etmiş ion dəstəsində belə ionlar meyl etdirici sahəyə qeyri-həssas olduqları üçün ümumiyyətlə olmur).

Z_1 atom sıra sayı nüfuz edən zərrəciyin tarazlıq nisbəti zamanı sürətinin kifayət qədər dəyişildiyi qiymət atomun statistik Tomas–Fermi modelində elektronun orta orbital sürətinə bərabər olur [1-3]:

$$V_{or} = Z_1^{2/3} V_0 = Z_1^{2/3} \frac{c}{137}. \quad (1)$$

Bərk cismə nüfuz edən ionların sürəti V_{or} qiymətindən kiçik olduqda, hərəkətləri zamanı yolun başlan-

ğısında hədəfin elektronlarını zəbt edərək neytral atomlara çevrilirlər. Bombardman edən zərrəciklərin enerjilərinin kifayət qədər böyük qiymətlərində əks proses – nüfuz edən zərrəciyin elektronlarını itirməsi daha ehtimallı olur. $V \gg V_{or}$ zamanı zərrəcik nümunəyə elektronuza nüvə kimi nüfuz edir. Atom kütləsinin vahidi üçün sürətin keV-larla ölçülən kritik qiyməti $H^+ \rightarrow 25$ keV, $He^+ \rightarrow 250$ keV, $B^+ \rightarrow 2,5$ MeV, $Kr^+ \rightarrow 200$ MeV olacaqdır.

Bərk cismə daxil olub onun daxilində hərəkət edən ionlar enerjilərini itirərək səpirlər. Qeyd etmək lazımdır ki, elektronların nüfuzetməsindən fərqli olaraq bu halda həm nümunənin atom qəfəsinin düyün nöqtələrində yerləşən nüvələrlə toqquşma zamanı (diskret nüvə itkiləri), həm də nüfuz edən zərrəciyin nümunənin elektronları ilə qarşılıqlı təsiri zamanı (trayektoriya boyu – enerjinin elektron itkisi) nümunəyə enerji ötürülməsi müşahidə olunur (nüfuz edən zərrəciyin enerjisini itirməsi).

Ümumi halda, nüfuz edən zərrəciyin tormozlanması bir-birindən asılı olmadığı qəbul edilmiş bu iki komponentin cəmi kimi təyin olunur (uyğun olaraq indekslərlə göstərilmişdir: n – nüvə, e – elektron, Σ – enerjinin ümumi itkiləri):

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\Sigma} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_n + \left(\frac{dE}{dx}\right)_e. \quad (2)$$

Toqquşan zərrəciklərin parametrlərindən (Z_1 , Z_2 , M_1 , M_2 , E_1) asılı olan düşən ionun səpilməsi verilmiş bucaqda səpilmənin differensial kəsiyi ilə təyin olunur. Burada, 1 - indeksi ilə düşən, 2 – indeksi ilə isə səpilmə atomun parametrləri göstərilmişdir.

Qeyd etmək lazımdır ki, qarşılıqlı təsirdə olan iki zərrəciyin kütlələri müqayisə olunan olduğundan düşən və səpilmə zərrəcikləri arasında baş verən zərbə başlanğıcı bu zərrəciklərin kütlə mərkəzlərində yerləşən koordinat sistemində baxılır. Burada, θ – səpilmə bucağı hər iki zərrəcik üçün eynidir. Laboratoriya koordinat sistemində (müşahidəçi ilə bağlı) φ_1 və φ_2 – bucaqları müxtəlifdir. İmpuls və enerjinin saxlanması qanunlarından istifadə etsək aşağıdakı bərabərlikləri ala bilərik.

Düşən zərrəciyin enerjisinin sükunətdə olan atoma verə biləcəyi maksimal hissəsi aşağıdakı kimi təyin oluna bilər:

$$\Delta E_{max} = \frac{4M_1M_2}{(M_1+M_2)^2}, \quad (3)$$

θ – bucağı qədər səpilmə zamanı ötürülən enerji isə

$$T_n = \Delta E_{max} E_1 \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (4)$$

olacaqdır. İki koordinat sistemində səpilmə bucaqları arasındakı münasibət

$$tg \varphi_1 = M_2 \sin \theta (M_1 + M_2 \cos \theta)^{-1}; \quad \varphi_2 = \frac{\pi - \theta}{2} \quad (5)$$

kimi hesablanır. Səpilmənin $d\sigma_n$ - differensial kəsiyini təyin etmək üçün qarşılıqlı təsirin potensialını – daha dəqiq desək, $F(r/a)$ - ekranlaşma funksiyasını bilmək lazımdır:

$$U(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi \epsilon_0 r} F(r/a). \quad (6)$$

Toqquşan zərrəciklərin elektron orbitlərinin radiuslarından da kiçik məsafəyə qədər yaxınlaşdığı enerjinin və səpilmə bucağının böyük qiymətlərində qarşılıqlı təsir Kulon qanununa uyğun baş verir, yəni $F(r/a) = 1$.

Ekranlaşma funksiyası elə seçilməlidir ki, aproksimasiyanın maksimal dəqiqliyi zərrəciklərin yaxınlaşma şərtinə cavab verən enerji diapazonunda alınmış (zərrəciklər arasında məsafə r olduqda). Tozlandırmanın universal nəzəriyyəsinin yaradıcıları İ. Lindhard, M. Şarf və H. Şiott (LŞŞ) elektron sıxlığının radiusa görə Tomas–Fermi statistik modellərində təsvir olunmuş paylanmasını qəbul edirlər. Bu zaman fərq yalnız a -nın ifadəsində olacaqdır. LŞŞ-yə görə [4,5]:

$$a = 0,8853 a_0 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}, \quad (7)$$

burada, $a_0 = 0,0529$ nm – Bora görə hidrogen atomunda birinci orbitin radiusudur. J. Molyer tərəfindən təklif olunmuş ekranlaşma funksiyası aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$F\left(\frac{r}{a}\right) = \sum_1^3 C_i \exp\left(-\frac{b_i r}{a}\right), \quad (8)$$

burada, $C_1 = 0,35$; $C_2 = 0,55$; $C_3 = 0,1$; $b_1 = 0,3$; $b_2 = 1,2$; $b_3 = 6,0$.

Bütün ekranlaşma funksiyaları r -in kiçilməsi ilə vahidə yaxınlaşır. $r/a = 1$ -ə qədər potensiallar üst-üstə düşür, yalnız $r > a$ olduğu zaman onlar arasında nəzərəçarpancaq fərqlər müşahidə olunur.

θ – səpilmə bucağını bütün məsafələr üçün (yaxınlaşmanın minimal məsafəsindən sonsuzluğa qədər) səpilmə inteqrallını hesablama yolu ilə təyin etmək mümkündür.

Nüfuz olunan zərrəciklərin qaçış yolunu və enerji itkilərini nəzərdən keçirdikdə iki ölçüsüz kəmiyyətin – ρ ölçüsüz qaçış yolunun və ε ölçüsüz enerjinin daxil edilməsi əlverişli olacaqdır. Bu ölçüsüz parametrlər real R qaçış yolu və E enerji ilə aşağıdakı kimi əlaqəlidir:

$$\rho = 4\pi N a^2 \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} R, \quad (9)$$

$$\varepsilon = \frac{a M_2}{Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2)} E, \quad (10)$$

burada, M_1, M_2 – kütlələr; Z_1, Z_2 – atom nömrələri, yəni uyğun olaraq bombardman edən zərrəciyin və hədəfin atomunun yükləri; N – səpələyici atomların sayı; a – qarşılıqlı təsirin atom potensialının ekranlayıcı ölçüsüdür.

İonlar daxil edildikdə trayektoriya üzrə qaçış yolları aşağıdakı bərabərlikdən təyin olunur:

$$R = \int_0^E \frac{dE}{\left(\frac{dE}{d\xi}\right)_\Sigma}. \quad (11)$$

Burada, $\left(\frac{dE}{d\xi}\right)_\Sigma$ - enerji itkiləri elektron və nüvə itkilərinin cəminə bərabər götürülür, trayektoriya üzrə R – qaçış yolu isə (9) ifadəsindən təyin olunur. Bəzi materialardan hazırlanmış hədəflər üçün ədədi qiymətlər cədvəldə verilmişdir.

Nüfuz edən zərrəciyin nüvə ilə toqquşması zamanı enerjisinin itirilməsinin (nüvə itkiləri) ədədi inteqrallaqla təyin olunan asılılığı (ölçüsüz şəkildə) şəkil 1-də verilmişdir. Şəkildə müqayisə üçün $k = 1$ olduqda, elektron itkilərdə göstərilmişdir. Nüfuz edən zərrəciyin böyük enerjilərində elektron qarşılıqlı təsiri əsas itkilər sayıldığı halda, kiçik başlanğıc enerjilərdə və qaçış yolunun sonunda nüvə ilə toqquşma zamanı itkilər kifayət qədər nəzərəçarpan olacaqdır. Belə itki növləri silisiyuma B^+ üçün 17 keV, P^+ üçün isə 140 keV implantasiya enerjilərində bərabər olur.

Aşağı enerjilərdə elektron itkiləri LŞŞ nəzəriyyəsinə hesablanır:

$$\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_{el} = k e^{1/2} \quad (12)$$

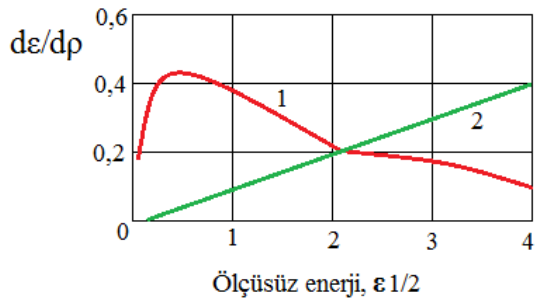
burada, k – aşağıdakı ifadədən təyin olunan 0,1–1,5 tərtibindən (cədvəl) sabitdir:

$$k = \frac{\zeta_e \cdot 0,0793 Z_1^{1/2} Z_2^{1/2} (M_1 + M_2)^{3/2}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/4} M_1^{3/2} M_2^{1/2}}, \quad (13)$$

ζ_e - $Z^{1/6}$ tərtibindən sabitdir.

Bombardman edən müxtəlif ionlar şəraitində ε , ρ və k -nın təyin olunması üçün ədədi qiymətlər

Hədəf	Parametr	$^1\text{H}^1$	$^2\text{He}^4$	$^5\text{B}^{11}$	$^{10}\text{Ne}^{20}$	$^{15}\text{P}^{31}$	$^{18}\text{Ar}^{41}$
$^3\text{Li}^7$	ε/E , keV $^{-1}$	5,4068	1,802	0,370	0,108	0,0466	0,0294
	ρ/R , sm 2 mkq $^{-1}$	0,8426	1,497	1,127	0,678	0,4369	0,3303
	k	0,5052	0,142	2,095	0,090	0,0887	0,0873
$^6\text{C}^{12}$	ε/E , keV $^{-1}$	2,4132	0,920	0,227	0,072	0,0329	0,0214
	ρ/R , sm 2 mkq $^{-1}$	0,2285	0,531	0,555	0,408	0,2968	0,2384
	k	0,8799	0,210	0,126	0,111	0,1039	0,0994
$^{13}\text{Al}^{27}$	ε/E , keV $^{-1}$	0,0445	0,409	0,122	0,045	0,0228	0,0157
	ρ/R , sm 2 mkq $^{-1}$	0,0325	0,097	0,150	0,148	0,1318	0,1188
	k	1,9961	0,433	0,208	0,162	0,1362	0,1222
$^{14}\text{Si}^{28}$	ε/E , keV $^{-1}$	0,8598	0,374	0,113	0,042	0,0213	0,0147
	ρ/R , sm 2 mkq $^{-1}$	0,0290	0,088	0,138	0,138	0,1244	0,1128
	k	2,077	0,449	0,215	0,166	0,1398	0,1251
$^{32}\text{Ge}^{73}$	ε/E , keV $^{-1}$	0,3013	0,141	0,049	0,021	0,0118	0,0088
	ρ/R , sm 2 mkq $^{-1}$	0,0027	0,010	0,020	0,026	0,0294	0,0309
	k	5,5036	1,115	0,473	0,325	0,2434	0,2001
$^{41}\text{Nb}^{93}$	ε/E , keV $^{-1}$	0,2187	0,104	0,037	0,016	0,0093	0,0071
	ρ/R , sm 2 mkq $^{-1}$	0,0014	0,005	0,011	0,016	0,0186	0,0202
	k	7,0537	1,419	0,593	0,400	0,2935	0,2370
$^{79}\text{Au}^{197}$	ε/E , keV $^{-1}$	0,0930	0,045	0,017	0,008	0,0048	0,0038
	ρ/R , sm 2 mkq $^{-1}$	0,0002	0,001	0,002	0,003	0,0040	0,0047
	k	15,129	3,003	1,216	0,792	0,5533	0,4279



Şəkil 1. Ölçüsüz enerjinin kvadrat kökündən asılı enerjinin ölçüsüz itkilərinin nəzəri ayrılışı: 1 – nüvə itkiləri; 2 – $k=0,1$ olduqda elektron itkiləri.

Yüksək enerjilərdə elektron itkilər elektronların nüfuz etməsi üçün alınmış Bete–Blox düsturundan hesablanır. Lakin, bu zaman Z^2 əvəzinə $Z_1 Z_2$ götürülür. Nüfuz edən ionun enerjisinin istənilən qiymətlərində isə aşağıdakı bərabərlikdən istifadə olunur:

$$\frac{1}{\left(\frac{d\varepsilon}{d\xi}\right)} = \frac{1}{\left(\frac{d\varepsilon}{d\xi}\right)_{L\mathcal{S}}} - \frac{1}{\left(\frac{d\varepsilon}{d\xi}\right)_{BB}}. \quad (14)$$

Ölçüsüz enerjinin böyük qiymətlərində ($\varepsilon > 29$) nüvə itkilərinin enerjiden asılılığı aşağıdakı kimi aproksimasiya oluna bilər:

$$\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n = \frac{1}{2\varepsilon} \ln 2\varepsilon. \quad (15)$$

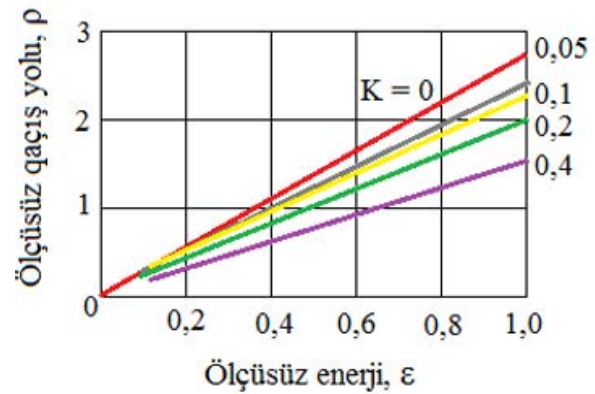
Kiçik qiymətlər də isə

$$\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n = \frac{3,44\varepsilon^{1/2} \lg(\varepsilon+2,72)}{1+6,36\varepsilon^{1/2} + \varepsilon(6,9\varepsilon^{1/2}-1,7)} \quad (16)$$

aproksimasiyası qəbul edilir.

Ən böyük nüvə itkiləri ölçüsüz enerjinin $\varepsilon \approx 0,36$ qiymətində baş verir. Əgər cədvəldən ε/E verilənlərindən istifadə etsək, görərik ki, H^+ ionlarla Li və ya C-dən olan hədəflər bombardman edildikdə, bu maksimum 0,068keV və ya 0,15keV qiymətlərinə, Au hədəfini Ar^+ ionları ilə bombardman edildikdə isə 350keV qiymətinə uyğun gəlir.

Linhard göstərilən münasibətlərdən ölçüsüz trayektoriya qaçış yolunun ölçüsüz enerjiden asılılığını hesablamış və şəkil 2 və 3-də qrafiki şəkildə vermişdir [6,7].

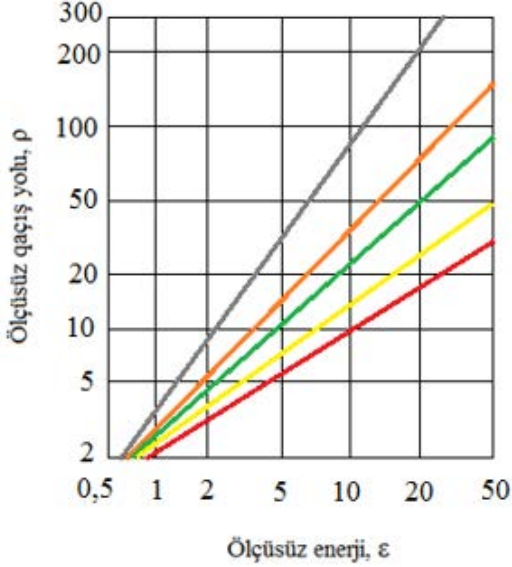


Şəkil 2. Müxtəlif k və $\varepsilon < 1$ olduqda ölçüsüz qaçış yolunun ölçüsüz başlanğıc enerjiden universal asılılığı.

Məlumdur ki, praktikada R - trayektoriya qaçış yolu ilə üst-üstə düşməyən R_p - proyeksiya qaçış yolu daha böyük maraq kəsb edir. $M_1 \geq M_2$ olan hallarda aşağıdakı münasibət qüvvədə qalır:

$$\frac{R}{R_p} = 1 + \frac{1}{3} \frac{M_2}{M_1}. \quad (17)$$

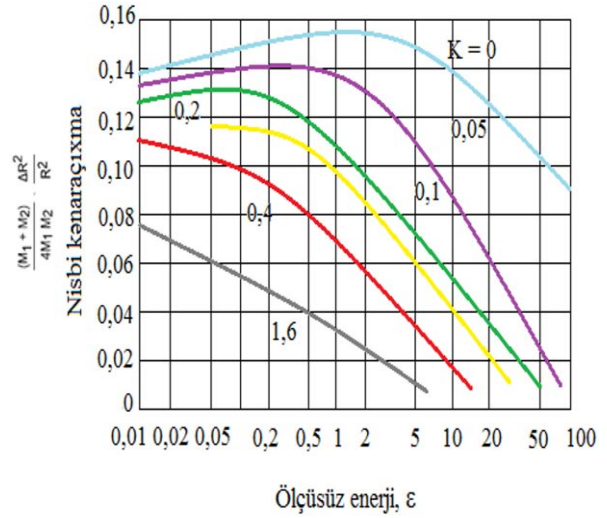
Maksimal və minimal qiymətlər diapazonunda dəyişən enerji itkisi prosesi bir sıra asılı olmayan təsadüfi toqquşmaların nəticəsində olduğundan qiymətləndirilmiş qaçış yollarının qiyməti orta qiymətlər olacaqdır. Bu zaman əsas xarakteristika kimi müxtəlif zərəciklərin qaçışının paylanması eni götürülür (orta qiymət ətrafında səpələnmə).



Şəkil 3. Müxtəlif k və ε -nin böyük qiymətlərində ölçüsüz qaçış yolunun ölçüsüz başlanğıc enerjiden universal asılılığı.

LŞŞ nəzəriyyəsinə görə qaçış yollarının paylanmasının nisbi eninin $(\Delta R)^2/R^2$ ikinci tərtibi hesablanır. Bu nisbət ε və k -dan asılılıqları $((M_1+M_2)/4M_1M_2)$ -yə hasilinin) şəkil 4-də verilmişdir.

Simmetriya və “quyruq” xarakterizə edən qaçışın paylanmasının üçüncü və dördüncü tərtiblərinin momenti tabulyasiya (orta qiymətlərlə və ikinci tərtibin momenti ilə eyni alınır) olunmuşdur.



Şəkil 4. k -nin müxtəlif qiymətlərində $((M_1+M_2)/4M_1M_2) \cdot (\Delta R)^2/R^2$ – nisbi kənarqaçımın ε -dən asılılığı.

NƏTİCƏ.

$p - n$ keçidi implantasiya olunmuş atomların paylanmasının maksimumundan çox uzaqda yerləşdiyindən yarımkeçirici keçidlərin yaradılmasında ion implantasiyası zamanı bu xarakteristikalar mühüm əhəmiyyət kəsb edirlər.

- [1] G. Mladenov, K. Vutova. Izvestia SPGETU, «Solid St. Physics» № 1, 2002, Publ. SPGETU «LETI», pp. 133-173.
- [2] Ch. H. Park, S. Bae, H. Lee. Nano-oxidation of Si using ac modulation in AFM lithography, Colloids and surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects, 284-285, 2006, pp. 552–555.
- [3] C. Martin, G. Rius, X. Borris, F. P. Murano. Nanolithography of thin layer of PMMA, usin g AFM, Na notechnology 16, 2005, pp. 1016–1022.
- [4] Y. Li, B. W. Maynor, J. Liu. Electrochemical AFM «Dip-pen» Nanolithography, J. Am.

Chem. Soc., 123, 2001, pp. 2105-2106.

Б.П. Драгунов, И.Г. Неизвестный, В.А. Гридчин. Москва, Логос, 2006, 186 с.

- [5] W. Bainbridge. Journal of Nanoparticle Research, 2002, №4, pp. 461-470.
- [6] B. Legrand, D. Deresmes, D. J. Stievenard. Vac. Sci. Technol. B. 20, 2002, p. 862.
- [7] Z. J. Davis, G. Abadal, O. Hansen, H. Borice, N. Barniol, F. PerezMurano, A. Boisen. AFM lithography of aluminium for fabrication of nanomechanical systems, Ultramicroscopy. 97, 2003, pp. 467-472.

H.S. Aliyev, E.A. Kerimov, S.N. Musayeva

THE MAIN PHYSICAL PROCESSES AT ION PENETRATION INTO THE SOLID STATE

The charging state of incident particle can be significantly change at approximation of accelerated ion to solid state surface in very short time. The ratio of uncharged and charged penetrating particles in given time achieves the one equilibrium value which is determined by the density of target electrons and mainly, by the velocity and form of target particle. Thus, the state in which the particle bombarding the target surface is neutral, single-charged or even multi-charged ones like the atom or molecule, practically doesn't influence on penetration processes.

Х.С. Алиев, Э.А. Керимов, С.Н. Мусаева

ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ПРОНИКАНИИ ИОНОВ В ТВЕРДОЕ ТЕЛО

При приближении ускоренного иона к поверхности твердого тела, для очень короткого времени зарядное состояние падающей частицы может существенно измениться. За указанное время соотношение незаряженных и заряженных проникающих частиц достигает одного равновесного значения, которое определяется плотностью электронов мишени и, главным образом скоростью и видом бомбардирующей частицы. Поэтому состояние, в котором частица бомбардирует поверхность мишени – нейтральное, однозарядное или даже многозарядное, как атом или молекула, практически не влияет на процессы проникания.

Qəbul olunma tarixi: 29.01.2020