

UOT 539.12

**POLYARLAŞMIŞ  $\gamma$ -KVANTIN NÜVƏ SAHƏSİNDƏ  $e^-e^+$  CÜTÜNÜ  
FOTODOĞURMASI**

**İ.M.NƏCƏFOV, M.R.RƏCƏBOV, M.M.SADDİGH NİKJEH**

*Bakı Dövlət Universiteti*

*m\_rajabov@mail.ru*

*$\gamma + (Ze) \rightarrow e^- + e^+ + (Ze)'$  prosesində, yəni nüvə sahəsində cütün yaranmasında, qeyri-relyativistik hala baxılmış və ümumi effektiv kəsiyin ifadəsində yalnız elektron və pozitronun spin korrelyasiyalarını nəzərə almaqla göstərilmişdir ki, cütün spinləri əsasən anti paralel olur.*

**Açar sözlər:** elektron, pozitron, fotodoğulma

Nüvə sahəsində  $e^-e^+$  cütünün fotodoğulması və elektronun tormozlanma şüalanması prosesləri bir tərəfdən polyarlaşmış yüksək enerjili elektron, pozitron və  $\gamma$ -kvant dəstələrinin əsas mənbəyidir və digər tərəfdən adronların və nüvələrin elektromaqnit quruluşunu öyrənmək üçün çox əlverişli vasitədir. Bundan əlavə  $e^-e^+$  cütünün fotodoğulması və elektronun tormozlanma şüalanmasının böyük bucaqlar altında tədqiqi ötürülmə impulsunun böyük qiymətlərinə uyğun gəlir və bu kvant elektrodinamikasını kiçik məsafələrdə yoxlamaq imkanını yaradır.

Sürətləndiricilər texnikasının inkişafı və təkmilləşdirilməsi, yüksək enerjili şüa dəstələrinin alınması, polyarlaşmış zərrəciklər dəstəsindən istifadə olunması imkanlarının artması sürətlənmiş zərrəciklərin mühitlə qarşılıqlı təsirinin eksperimental və nəzəri tədqiqini daha da stimullaşdırır. Böyük sürətli yüklü  $e^\pm$ ,  $\mu^\pm$  leptonların və yüksək enerjili  $\gamma$ -kvantların mühitdən keçməsi müxtəlif elektromaqnit prosesləri ilə müşayiət edilir. Bu proseslər içərisində cütün fotodoğulması, tormozlanma şüalanması, Çerenkov şüalanması, yüklü zərrəciklərin kanallaşdırılması, keçid şüalanmasını göstərmək olar. Yüksək enerjili elektromaqnit proseslərinin xarakteristikaları mühitin strukturundan çox asılıdır. Yüksək enerjili zərrəciklərin kristal mühitin nüvələri ilə qarşılıqlı təsiri zamanı koherent effektlər hesabına tormozlanma şüalanmasının və fotodoğulmanın effektiv kəsiklərinin difraksiyasının artması (10 dəfə) baş verə bilər.

Yuxarıda qeyd etdiyimiz bütün hadisələrdə  $e^-e^+$  cütünün fotodoğulması relyativistik və ultrarelyativistik hallarda araşdırılmışdır. Bu prosesin qeyri-relyativistik halda tədqiqinə ciddi fikir verilməmişdir. Bu işdə nüvə sahəsində  $e^-e^+$  cütünün fotodoğulması qeyri-relyativistik yaxınlaşmada tədqiq edilmiş, bu prosesdə baş verən bütün polyarlaşma effektləri nəzəri araşdırılmışdır. İşdə elektron və pozitron spirallığını,  $\gamma$ -kvantın dairəvi polyarlaşmasını nəzərə almaqla prosesin diferensial və inteqral effektiv kəsikləri hesablanmışdır.

Böyük enerjili  $\gamma$  – kvant nüvə sahəsinə daxil olduqda nüvə ilə qarşılıqlı təsir nəticəsində elektron pozitron cütünə çevrilir.

Bu prosesin sxemi  $\gamma + (Ze) \rightarrow e^- + e^+ + (Ze)'$  şəklindədir. Nöqtəvi nüvə sahəsində fotonun yaratdığı elektron-pozitron cütünü tədqiq edəcəyik. Prosesdə fotonun  $\hbar\chi$  impulsunun bir hissəsini nüvə öz üzərində götürür. Onda prosesdə impulsun saxlanması qanunu

$$\hbar\chi \rightarrow \hbar\chi_+ + \hbar\chi_- + \hbar\chi' \quad (1)$$

şəklində yazılır. Burada  $\hbar\chi_{\mp}$ ,  $e^-e^+$  nun impulsu,  $\hbar\chi$  nüvəyə verilən impulsdur. Biz fərz etsək ki, nüvə xarici qüvvə mənbəyi kimi sükunətdədir, onda prosesdə enerjinin saxlanması qanunu

$$\hbar c\chi = E_+ + E_- \quad (2)$$

şəklində olar. Burada  $\hbar c\chi - \gamma$  kvantın enerjisi,  $E_{\pm}, e^-e^+$  -nun tam enerjisidir. Biz nəzərə almalıyıq ki, bu prosesdə elektron həm nüvənin Kulon sahəsilə, həm də kvantlanmış foton sahəsilə qarşılıqlı təsirdə olur. Belə elektron üçün Dirak tənliyi aşağıdakı şəkildə yazılır.

$$\left(-\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\hbar c}{i} \vec{\alpha} \vec{\nabla} - \rho_3 mc^2\right) \psi(\vec{r}, t, N) = (v + u + u^+) \psi(\vec{r}, t, N') \quad (3)$$

Burada

$$u = \frac{e}{L^2} \sum_{\vec{\chi}} \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{\chi}} (\vec{a}\vec{a}) e^{-ic\chi t + i\vec{\chi}\vec{r}} \quad (4)$$

$$u = \frac{e}{L^2} \sum_{\vec{\chi}} \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{\chi}} (\vec{a}\vec{a}^+) e^{ic\chi t - i\vec{\chi}\vec{r}} \quad (5)$$

- elektronun udulan və şüalanan elektronaqnit sahəsilə qarşılıqlı təsiri,

$$v = -\frac{Ze^2}{r} = -\frac{4\pi Ze^2}{L^3} \sum_{\vec{\chi}'} \frac{e^{-i\vec{\chi}'\vec{r}}}{\chi'^2} \quad (6)$$

- isə elektronun nüvənin Kulon sahəsilə qarşılıqlı təsir enerjisidir.

Biz kulon sahəsinə Teylor sırasına ayırmışıq. Yuxarıdakı ifadələrdə  $\vec{a}$  və  $\vec{a}^+$  fotonun udulması və doğulması operatorlarıdır,  $N'$  və  $N$  prosesin əvvəlində və sonunda fotonların sayıdır.  $L$  periodik kubun uzunluğudur. Biz

fotonun udulması ilə maraqlanırıq. Ona görə də (3) tənliyində yalnız  $V$  və  $U$  ilə kifayətlənəcəyik:

$$D\psi(\vec{r}, t, N-1) = (v+u)\psi(\vec{r}, t, N'), \quad (7)$$

$$\text{Burada } D = -\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\hbar c}{i} \vec{\alpha} \vec{\nabla} - \rho_3 mc^2.$$

Baxdığımız elektron-pozitron cütünün fotodoğulması prosesi 3-cü tərtib prosesdir ( $e^3$  ilə mütənəsbdir). Ona görə də (3) tənliyinə elə şəkil verək ki, bu 3-cü tərtib prosesi hesablamağa imkan versin:

$$D\psi(\vec{r}, t, N-1) = W\psi(\vec{r}, t, N'), \quad (8)$$

Burada

$$W = VD^{-1}u + uD^{-1}V \quad (9)$$

qarşılıqlı təsir enerjisinin operatorudur. Biz (8) tənliyini  $\frac{Ze^2}{\hbar v_{\pm}} \ll 1$  şərti daxilində (Born yaxınlaşması) həll edəcəyik.

Tənliyin həllini həyəcanlanma nəzəriyyəsinə görə sıra şəklində axtaraq :

$$\psi = \psi_0 + \psi_3 + \psi_4 + \dots \quad (10)$$

$$D\psi_3 = W\psi_0 \quad (11)$$

Burada başlanğıc halın,  $\psi_3$  isə son halın dalğa funksiyasıdır.

$$\psi_0 = L^{-\frac{3}{2}} b(-\vec{K}_+, S_+, -1) e^{i\vec{K}_+ \vec{r}} f(N) \quad (12)$$

Son halı sərbəst elektronun dalğa funksiyalarının superpozisiya şəklində axtarıq:

$$\psi_0 = L^{-\frac{3}{2}} \sum_{\vec{K}'} c'(t) b(\vec{K}', S', 1) e^{-i\vec{K}' t + i\vec{K}' \vec{r}} f(N-1) \quad (13)$$

$V$  və  $U$ -nu (11) tənliyinin sağ tərəfində nəzərə alsaq,

$$D\psi_3 = \sum_{\vec{\chi}} W(\vec{\chi}, \vec{\chi}') e^{-i\vec{\chi} t + i\vec{r}(\vec{\chi} - \vec{\chi}')} \psi_0 \quad (14)$$

ifadəsi alınar. Burada:

$$W(\vec{\chi}, \vec{\chi}') = -\left(\frac{2\pi e^2}{c\hbar L^3}\right)^{\frac{3}{2}} 2Zc\hbar \frac{1}{\chi'^2 \sqrt{\chi}} \left\{ \frac{(\vec{a}\vec{a})[-k_+ - \vec{a}(\vec{\chi}' + \vec{K}_+) + \rho_3 k_0] b}{k_+^2 - (\vec{\chi}' + \vec{K}_+)^2 - K_0^2} + \frac{[\chi - K_+ + \vec{a}(\vec{\chi} - \vec{K}_+) + \rho_3 k_0] (\vec{a}\vec{a}) b}{(\chi - K_+)^2 - (\vec{\chi} - \vec{K}_+)^2 - k_0^2} \right\} \quad (15)$$

Fəza üzrə inteqrallasaq  $C(t)$  üçün aşağıdakı ifadəni alırıq :

$$C(t) = -\frac{i}{\hbar} \sum_{\vec{\chi}} b'^+ W(\vec{\chi}, \vec{\chi}') b \delta_{0, \vec{\chi} - K_+ - \vec{K}_- - \vec{\chi}'} \int_0^t e^{-i\vec{c}t(\chi - K_+ - K_-)} dt \quad (16)$$

Burada  $|C(t^2)|$  elektronun son hala keçmə ehtimalını aşağıdakı şəkildə

tapmaq olar :

$$\omega_p = \left( \frac{\partial}{\partial t} \sum_{\vec{K}, \vec{K}_+} c^+(t) c(t) \right)_{t \rightarrow \infty} = \frac{2\pi}{c\hbar^2} \sum_{\vec{\chi}, \vec{K}_+, \vec{K}_-} b^+ W^+(\vec{a}, \vec{\chi}') b' b'^+ W(\vec{\chi}, \vec{\chi}') b \delta_0, \vec{\chi} - \vec{K}_+ - \vec{K}_- - \vec{\chi}' \delta(\chi - K_+ - K_-) \quad (17)$$

Fotonun ( $l = \pm 1$ ), elektronun ( $s_- = \pm 1$ ) və pozitronun ( $s_+ = \pm 1$ ) spinlərini nəzərə almaqla  $e^- e^+$  cütünün fotodoğulması prosesinin effektiv kəsiyini hesablayaq.

Baxdığımız proses üçün şpurun ümumi ifadəsi aşağıdakı kimi olacaqdır :

$$\begin{aligned} \langle \gamma', \gamma \rangle &= b^+(-\vec{K}_+, S_+, -1) \gamma b(\vec{K}_-, S_-, -1) b^+(\vec{K}_-, S_-, 1) \gamma(-\vec{K}_+, S_+, -1) = \\ &= \frac{1}{16} Sp \gamma' \left( 1 + \rho_1 s_- \frac{K_-}{k_-} + \rho_1 \frac{K_0}{k_-} \right) \left( 1 + s_- \frac{\vec{\sigma} \vec{K}_-}{K_-} \right) \gamma \left( 1 - \rho_1 s_+ \frac{K_+}{k_+} - \rho_3 \frac{k_0}{K_+} \right) \left( 1 - s_+ \frac{\vec{\sigma} \vec{K}_+}{K_+} \right) \end{aligned} \quad (18)$$

Fotonun polyarlaşması  $\vec{a}$  vektoru ilə nəzərə alınır:

$$\vec{a} = \sum_{l=\pm 1} \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{\beta} + i\rho [\vec{\chi} \vec{\beta}]) g_l \quad (19)$$

Bunları nəzərə alaraq, uyğun hesablamalardan sonra aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$(S^+ S)_p = \frac{1}{4K_+ K_- \chi^2} \{ F_{p0} + s_+ s_- F_{p1} - l s_+ F_{p2} - l s_+ F_{p3} \} \quad (20)$$

Burada  $F_{p0}, F_{p1}, F_{p2}$  və  $F_{p3}$  enerjiden impulsdan və bucaqlardan asılı mürəkkəb funksiyalardır.

Alınmış ifadələrdə qeyri-relyativistik hala keçsək çox sadə düsturlar alarıq. Qeyri-relyativistik halda elektron və pozitronun kinetik enerjisi onların sükunət enerjisindən çox kiçikdir və ya  $v_{\pm} < c$

Bunu impulsla ifadə edək

$$\hbar \vec{K} = \vec{P} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Qeyri-relyativistik halda  $v \ll c$  olur. İndi qeyri-relyativistik hala keçsək,

$$\hbar k = p = mv \ll mc$$

olur. Bilirik ki,  $k_0 = \frac{mc}{\hbar}$ , onda  $\hbar K \ll mc = \hbar K_0$  burada  $K \ll K_0$ . Beləliklə, biz

yuxarıdakı düsturlarda aşağıda verilmiş ifadələri nəzərə almalıyıq:

$$\chi > 2K_0, K_+ \ll K_0, \chi'^2 \approx \chi^2 + k_+^2 + k_-^2 \approx \chi^2, K_+ \approx K_- \approx \frac{\chi}{2} \approx \frac{\chi'}{2}$$

$$dK_+ = d\sqrt{K_+^2 + K_0^2} = \frac{2K_+ dK_+}{2\sqrt{K_+^2 + K_0^2}} \approx \frac{K_+ dK_+}{K_+}$$

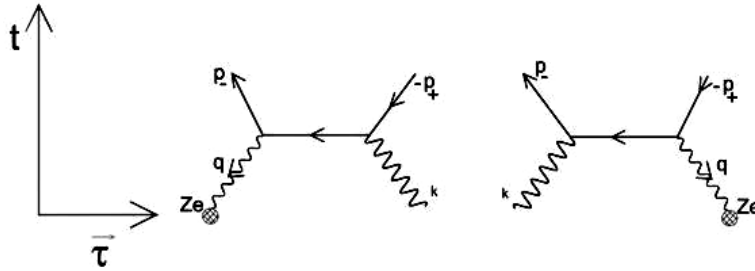
Bunları (3.3)-də nəzərə alsaq, qeyri-relyativistik halda

$$(s^+ s^-)_p^{q/r} = \frac{1}{8K_0^4} \{ K_+^2 \sin^2 \theta_+ + K_-^2 \sin^2 \theta_- - \frac{s_+ s_-}{K_+ K_-} [2K_+^2 K_-^2 \sin^2 \theta_+ \sin^2 \theta_- + (K_+^2 \sin^2 \theta_+ + K_-^2 \sin^2 \theta_-) K_+ K_- \cos \theta_+ \cos \theta_-] - P s_+ \cos \theta_+ (K_+^2 \sin^2 \theta_+ - K_-^2 \sin^2 \theta_-) - l s_- \cos \theta_- (K_-^2 \sin^2 \theta_- - K_+^2 \sin^2 \theta_+) \} \quad (21)$$

olar.

Düsturdan görünür ki, diferensial kəsikdə elektronun, pozitronun və fotonun spirallıqları bir-birinə korrelyasiya edir və bir zərrəciyin polyarlaşması digərinin polyarlaşmasını yaradır.

Nəzəri fizikada istənilən prosesi Feynman diaqramları ilə təsvir olunur (bax : şəkil 1)



Şəkil 1.

Biz hesablamada bilavasitə diaqramdan istifadə etmədik. Lakin bu diaqramlara uyğun hədlər (8) və (9) düsturlarında avtomatik iştirak edir. Burada  $q = \chi'$  nüvəyə verilən impulsdur. Beləliklə, bilavasitə Feynman diaqramından istifadə etməklə və ya prosedə qarşılıqlı təsir enerjisi operatorunu nəzərə alan Dirak tənliyini həll etməklə eyni bir nəticəyə gətirir.

Qeyri-relyativistik halda prosesin diferensial effektiv kəsiyini yazmaq və ondan lazım olan nəticələri alaıq

$$d\sigma_p^{q/r} = \frac{z^2}{\pi^2} \left(\frac{e^2}{c\hbar}\right)^3 \frac{K_+^2 K_- dK_+}{2^5 K_0^4} (s^+ s^-)_p^{q/r} d\Omega_+ d\Omega_- \quad (22)$$

(22) düsturunu elektronun cisim bucağı üzrə inteqrallayaraq fotonun və pozitronun spin korrelyasiyalarını təsvir edən düstur alarıq:

$$d\sigma_{ps_+s_-}^{q/r} = \frac{z^2 \alpha^3}{\pi} \frac{K_+^2 K_- dK_+ d\Omega_+}{2^6 K_0^8} [K_+^2 \sin^2 \theta_+ + \frac{2}{3} K_-^2 - \frac{4}{3} s_+ s_- K_+ K_- \sin^2 \theta_+ -$$

$$- l s_+ \cos \theta_+ (K_+^2 \sin^2 \theta_+ - \frac{2}{3} K_-^2)]. \quad (23)$$

Burada  $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$  incə quruluş sabitidir. Biz (4.1) düsturunu  $d\Omega_+$  üzrə inteqrallasaq ikinci uyğun düstur alarıq:

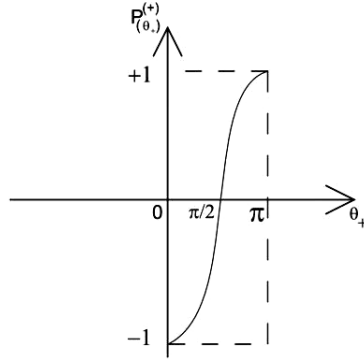
$$d\sigma_{pls_-}^{q/r} = \frac{z^2 \alpha^3}{\pi} \frac{K_+^2 K_- dK_+ d\Omega_-}{2^6 K_0^8} [K_-^2 \sin^2 \theta_- + \frac{2}{3} K_+^2 - \frac{4}{3} s_+ s_- K_+ K_- \sin^2 \theta_- -$$

$$- l s_- \cos \theta_- (K_-^2 \sin^2 \theta_- - \frac{2}{3} K_+^2)]. \quad (24)$$

Bu düsturlardan istifadə edərək, biz  $\gamma + (Ze) \rightarrow e^- + e^+ + (Ze)'$  prosesində pozitronun və elektronun uzununa polyarlaşma dərəcəsini hesablayıb, onun enerjisi və bucaqdan asılılığı qrafiklərini qura bilərik :

$$P^+ = \frac{d\bar{\sigma}_{s_+=1} - d\bar{\sigma}_{s_+=-1}}{d\bar{\sigma}_{s_+=1} + d\bar{\sigma}_{s_+=-1}} = \frac{-2l \cos \theta_- (K_+^2 \sin^2 \theta_+ - \frac{2}{3} K_-^2)}{(K_+^2 \sin^2 \theta_+ + \frac{2}{3} K_-^2)} = -l \cos \theta_- \frac{K_+^2 \sin^2 \theta_+ - \frac{2}{3} K_-^2}{K_+^2 \sin^2 \theta_+ + \frac{2}{3} K_-^2}$$

$$P^- = \frac{-l \cos \theta_- \frac{K_+^2 \sin^2 \theta_+ - \frac{2}{3} K_-^2}{K_+^2 \sin^2 \theta_+ + \frac{2}{3} K_-^2}}{\dots} \quad (25)$$

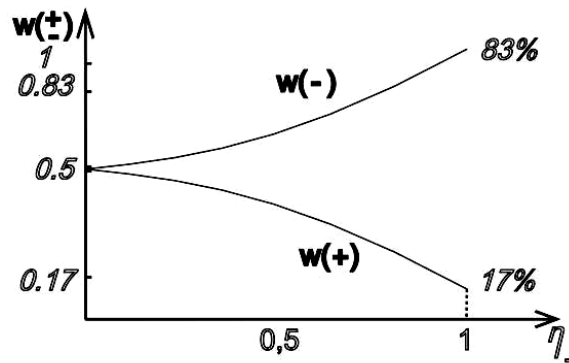


Şək. 2.

Yalnız elektron və pozitronun spin korrelyasiyalarını tədqiq etmək üçün (4.2) düsturunu  $d\Omega_+ d\Omega_-$  cisim bucaqları üzrə inteqrallamaq lazımdır

$$d\sigma_{ps_+s_-}^{q/r} = z^2 \alpha^3 \frac{K_+^2 K_- dK_+}{3 \cdot 2^3 K_0^8} [K_+^2 + K_-^2 - \frac{4}{3} s_+ s_- K_+ K_-]. \quad (26)$$

Bu düsturdan istifadə edərək baxdığımız prosesdə elektron və pozitronun paralel ( $s_+ = s_-$ ) və antiparalel ( $s_+ = -s_-$ ) spin hallarında doğulmasının nisbi ehtimallarını hesablayıb və onların enerjisindən asılılığı qrafiklərini qura bilərik.



Şək. 3.

$\gamma + (Ze) \rightarrow e^- + e^+ + (Ze)'$  prosesində, yəni nüvə sahəsində cütün yaranmasında, qeyri rəlativistik hala baxdıqda, yalnız elektron və pozitronun spin korrelyasiyalarını ümumi effektiv kəsiyinin ifadəsindən hesabladıqda görürük ki, cütün spinləri əsasən antiparalel olur.

#### ƏDƏBİYYAT

1. Соколов А.А. Введение в квантовую электродинамику, М.,1958, с. 47
2. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика, М., 1969, с. 89
3. Peskin M., Schroeder D. An Introduction To Quantum Field Theory, Westview Press 1995, p. 112
4. Weinberg S. The Quantum Theory of Fields. v. 1, 2. Cambridge University Press 2005, p.118
5. Greiner W., J Reinhardt, Quantum Electrodynamics, Springer; 4th Edition; 2008, p.76
6. Hatfield B. Quantum field theory of point particles and strings, Westview Press, 1998, p.155
7. Simmon G., Schmitt Ch., Borowski F., Walther V.H. Nucl.Phys. A333, 381, (1980).
8. Arrington J., Melnitchouk W., Tjon J.A. Phys. Rev. C76, 035205 (2007).
9. Heitler W. The Quantum Theory of Radiation, Oxford University Press, Oxford; 1957, p.82
10. Bethe H., Heitler W. Proc. Roy. Soc. A146, 83 (1934).

#### ФОТООБРАЗОВАНИЕ $e^+e^-$ -ПАРЫ В ПОЛЕ ЯДРА ПОЛЯРИЗОВАННЫМ $\gamma$ –КВАНТОМ

И.М.НАДЖАФОВ, М.Р.РАДЖАБОВ, М.М.САДДИГ НИКЖЕН

#### РЕЗЮМЕ

В процессе фотообразования  $e^+e^-$  -пары в поле ядра, учитывая спиновые корреляции электрона и позитрона в выражении эффективного сечения, было показано, что спин пары, обычно, антипараллельны.

**Ключевые слова:** электрон, позитрон, фотообразование.

**$e^+e^-$  - PAIR PHOTOPRODUCTION IN THE NUCLEAR FIELD BY POLARIZED  
 $\gamma$  -QUANTA**

**I.M.NADZHAFOV, M.R.RAJABOV, M.M.SADDIGH NIKJEH**

**SUMMARY**

At the proceses of  $e^+e^-$  - pair photoproduction in the nuclear field was considered non-relativist case. Considering the spin correlation of electron and positron in expiration of the cross section, it was shown that the spin pairs are typically anti-parallel.

**Key words:** electron, positron, photoproduction

*Redaksiyaya daxil oldu: 19.06.2013-cü il*

*Çapa imzalandı: 17.10.2013-cü il*