UOT 539.12

POZİTRONUN KANALLAŞMA ŞÜALANMASI

M.R.RƏCƏBOV
Bakı Dövlət Universiteti
m_rajabov@mail.ru

Sürətləndiricilər texnikasının təkmilləşdirilməsi və inkişafı yüksək enerjili zərrəciklərin maddə ilə qarşılıqlı təsirinin həm nəzəri, həm də təcrübi tədqiqinə təkan verir. İşdə kanallaşmış zərrəciklərin təsiri ilə qamma –kvantların şüalanması nəzəri tədqiq edilir.

Açar sözlər: kanallaşma, pozitron, şüalanma

Yüklü zərrəciklərin maddə ilə qarşılıqlı təsiri həm nəzəriyyəçi fiziklərin, həm də bu sahədə çalışan eksperimentatorlar üçün maraq kəsb edir. Yüklü zərrəciklərin və ya qamma-kvantların maddədən keçərkən yaranan sırf elektromaqnit proseslərin öyrənilməsi son zamanlar geniş vüsət almışdır. Belə proseslərə misal olaraq: yüksək enerjili elektronların elastiki səpilməsi, tormozlanma şüalanması, lepton-antilepton cütünün fotodoğulması, tərs tormozlanma şüalanması, Cerenkov şüalanması, yüklü zərrəciklərin kanallaşması, keçid şüalanması və s. göstərmək olar.

Son zamanlar elektronların və ya pozitronların monokristallarda kanallaşma rejimində hərəki zamanı yaranan şüalanmanın öyrənilməsi böyük maraq kəsb edir.

Kanallaşma effektində yüklü zərrəcik atom müstəviləri və ya atom zəncirləri arasında bir növ "kanala" salınmış olur (müstəvi kanallaşma və ya ox kanallaşması). Sübut olunur ki, yüklü zərrəciyin kristallik müstəvilərlə və ya kristallik oxla əmələ gətirdiyi bucaq Lindxard bucağından (θ_c) kiçikdirsə, kanallaşma müşahidə olunur. Lindxard bucağı aşağıdakı kimi təyin olunur.

$$\theta_c = (2\pi Ze^2 / \chi a^2 E)^{1/2}$$

$\chi = me^2 Z^{1/3}$-ekranlaşmanın tərs radiusu, a-monokristalın qəfəs sabiti, Z-atom nömrəsidir. Silisium kristalı halında E=1 QeV olduqda $\theta_c = 10^{-4}$ rad bərabər olur.

Bu zaman zərrəcik kifayət qədər böyük zaman intervalında kristallik müstəvilərin və ya kristallik oxların əmlə gətirdiyi kanallar boyunca hərəkət edir və bu halda kristalda zərrəciyin qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisi minimum olur. Nəticədə zərrəciyin hərəkəti finit oblastda baş verir. Kvant fizikası nöqtəyi nəzərindən hərəkət finitdirsə, diskret enerji səviyyələri yaranır. Kanallaşma rejimində hərəkət edən zərrəciyin enerjisi artdıqca, zərrəciyin hərəkəti klassik mexanika ilə daha yaxşı təsvir olunur. Kanallaşma rejimində hərəkət edən ultrarelyativistik elektronun atom müstəviləri və ya atom zəncirləri tərəfindən trayektoriyası əyildiyindən şüalandırır. Bilirik ki, yüklü zərrəciyin istənilən əyrixətli hərəkəti təcilli hərəkət olduğundan belə zərrəcik şüalandırmalıdır.

Kristallik oxa çox kiçik bucaq altında düşən yüklü zərrəcik bu oxda yerləşən müxtəlif atomlardan koherent səpilir. Bu zaman kristalda olan bütün atomların yaratdığı tam potensialı çox böyük dəqiqliklə kristal ox boyunca düzülmüş atomların yaratdığı potensial ilə əvəz etmək olar.Bu cür daxil edilmiş potensial yalnız oxdan olan məsafədən asılı olacaq və kanallaşma rejimində zərrəciyin hərəkətinin öyrənilməsi sadələşəcək. Biz Lindxard potensiallı sahədə zərrəciyin hərəkətinə baxacağıq.

$$V(x) = 2\pi Z_1 Z_2 e^2 N d_p [(x^2 + C^2 a^2)^{1/2} - x] \qquad (1.1)$$

Burada y- müstəvidən olan məsafə, d_p-kanalın eni, N-atomların konsentrasiyasıdır.

$Z_1 e$ və $Z_2 e$-uyğun olaraq zərrəciyin və atom hədəfinin yükü, $C = \sqrt{3}$, a-Tomas-Fermi modelində ekranlaşma parametridir. Kanallaşma üçün potensial enerjinin ifadəsi kifayət qədər mürəkkəbdir. Kanal zərrəciklərinin şüalanma spektrinin analitik ifadəsini tapmaq ücün potensialın bu ifadəsi çətinlik yaradır. Bir çox hallarda bu ifadəni böyük dəqiqliklə daha sadə ifadələrə approksimasiya etmək olur. Məsələn, pozitronların müstəvi kanallaşmasında potensialı birinci yaxınlaşmada parabola şəklində seçmək olar.

$$V(x) = \frac{4V_0 x^2}{d^2} \qquad (1.2)$$

(1.2) potensialına anharmonik düzəlişlər çox cüzı əlavə verir və bu əlavələri həyəcanlanma nəzəriyyəsinin köməyilə nəzərə ala bilərik. Elektronlar üçün potensialın ifadəsi böyük dəqiqliklə aşağıdakı kimi seçilə bilər.

$$V(x) = -V_0 ch^{-2} \frac{x}{d} \qquad (1.3)$$

V_0 və d parametrləri modelə uyğun seçilir. Məsələn, Si kristalı üçün V_0=13,1 eV, $d = 0{,}245\dot{A}^0$ seçilir.

Ümumi halda kanallaşmış zərrəciklərin hərəkətinə kvant mexanikası metodlarını tətbiq etməklə baxılmalıdır, çünki zərrəciyin eninə hərəkətinin de-Broyl dalğasının uzunluğu eninə hərəkət oblastının xarakteristik ölçüləri ilə eyni tərtibdədir. Lakin çox böyük enerjilərdə zərrəciyin hərəkətini klassik fizika qanunları ilə təsvir etmək olar.Ona görə biz zərrəciyin hərəkətini əvvəlcə klassik fizika qanunları ilə öyrənəcəyik.

Z oxunu pozitronun sürıtinin uzununa komponenti istiqamətində yönəldək. Parabolik potensiallı sahədə pozitronun hərəkət tənliyi aşağıdakı kimi olur:

$$\frac{d}{dt}\frac{mv_x}{\sqrt{1-(v_x^2+v_z^2)}}=-\frac{8V_0x}{d^2} \qquad (1.3)$$

Kanallaşma rejimində hərəkət zamanı $v_x << v_z$. Ona görə də məxrəcdəki v_x komponentini nəzərə almaya bilərik. $v_x = \frac{dx}{dt}$ olduğunu nəzərə alsaq, onda (1.3) tənliyi aşağıdakı şəklə düşər:

$$\frac{m}{\sqrt{1-v_z^2}}\frac{d^2x}{dt^2}=-\frac{8V_0x}{d^2}$$

Aşağıdakı əvəzləmələrlə bu tənliyin şəklini sadələşdirək.

$\omega^2 = \frac{8V_0}{md^2}\sqrt{1-v_z^2}$. Onda tənliyimiz

$$\frac{d^2x}{dt^2}+\omega^2x=0 \qquad (1.4)$$

şəklinə düşər. Bu tənliyin həllini

$$x(t)=Ae^{\lambda_1 t}+Be^{\lambda_2 t} \qquad (1.5)$$

şəklində axtaraq. λ_1, λ_2 (1.4) tənliyinə uyğun xarakteristik tənliyin kökləridir. Xarakteristik tənlik $\lambda^2+\omega^2=0$ şəklində olur. Buradan λ_1, λ_2-ni tapırıq.

$$\lambda_{1,2}=\pm i\omega$$

λ-nın bu qiymətlərini (1.5) –də yerinə qoyaq.

$$x(t)=Ae^{i\omega t}+Be^{-i\omega t} \qquad (1.6)$$

Eyler düsturlarını tətbiq etməklə (1.6) ifadəsini

$$x(t)=x_m cox\omega t \qquad (1.7)$$

şəklində yaza bilərik. Burada x_m -başlanğıc amplituddur. Qeyd etdik ki, zərrəcik atom müstəvisinin potensialının təsiri ilə trayektoriyasını əyir. Bu zaman zərrəcik şüalandırır. Bu şüalanmanın intensivliyini (gücünü) tapaq.

İxtiyari hərəkət edən relyativistik zərrəciyin vahid gecikmə zamanında şüalanma intensivliyinin sıxlığı üçün məlum ifadədən istifadə edək:

$$I_{\text{SIX}}(t')=\frac{dI(t')}{d\Omega}=\frac{e^2}{4\pi c}\frac{\left[\vec{n}\left[\vec{n}-\vec{\beta},\dot{\vec{\beta}}\right]\right]^2}{(1-\vec{\beta}\vec{n})^5}. \qquad (1.8)$$

Bu düstur $\vec{n},\vec{\beta}$ və $\dot{\vec{\beta}}$ vektorlarının ixtiyari yönəldiyi halda şüalanma intensivliyinin bucaqlara görə tam paylanmasını təsvir edir.

Yuxarıdakı düsturda ikiqat vektor hasili açaraq, onu aşağıdakı şəkildə yaza bilərik:

$$I_{\text{şüx}}(t') = \frac{e^2}{4\pi c(1-\vec{\beta}\vec{n})^5}\times$$

$$\times\{(1-\vec{\beta}\vec{n})^2\dot{\vec{\beta}}^2 + 2(\vec{\beta}\dot{\vec{\beta}})(\vec{n}\dot{\vec{\beta}})(1-\vec{\beta}\vec{n}) - (1-\beta^2)(\vec{n}\dot{\vec{\beta}})^2\}. \qquad (1.9)$$

Bucaqlara görə asılılığı tədqiq etmək üçün $\vec{\beta}$ vektoru polyar oxu boyunca yönəlmiş sferik koordinat sistemindən istifadə etmək daha əlverişlidir (şəkil 1).

Vektorların yuxarıda iştirak edən skalyar hasillərini acıq yazaq:

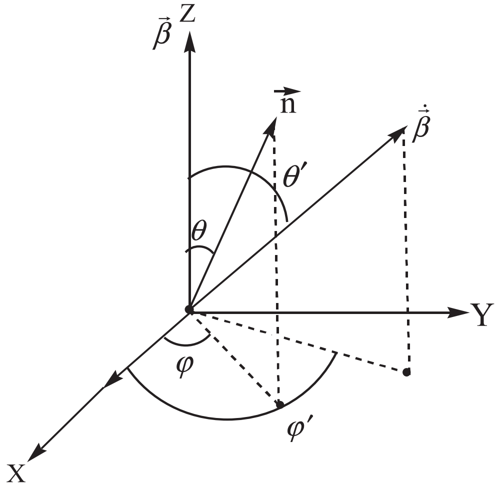
$$\vec{\beta}\vec{n} = \beta\cos\theta,\ \vec{\beta}\dot{\vec{\beta}} = \beta\dot{\beta}\cos\theta',\ \vec{n}\dot{\vec{\beta}} = \dot{\beta}(\cos\theta\cos\theta' + \sin\theta\sin\theta'\cos(\varphi-\varphi'))$$

İndi diferensial intensivliyin bucaqlardan aşkar asılılığı aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$dI(t') = I_{\text{şüx}}(t')d\Omega = \frac{e^2\dot{\beta}^2}{4\pi c}\left\{\frac{1}{(1-\beta\cos\theta)^3} + \right.$$

$$+ 2\beta\cos\theta'\frac{\cos\theta\cos\theta' + \sin\theta\sin\theta'\cos(\varphi-\varphi')}{(1-\beta\cos\theta)^4} -$$

$$\left. - \frac{(1-\beta^2)}{(1-\beta\cos\theta)^5}\left[\cos\theta\cos\theta' + \sin\theta\sin\theta'\cos(\varphi-\varphi')\right]^2\right\}d\Omega. \qquad (1.10)$$



Şək. 1.

Yuxarıda fiqurlu mötərizədəki adsız funksiyanı $f(\theta,\theta',\varphi,\varphi')$ ilə işarə edərək (1.10) düsturunu aşağıdakı şəkildə yazırıq:

$$dI(t') = \frac{e^2\dot{\beta}^2}{4\pi c}f(\theta,\theta',\varphi,\varphi')d\Omega\,. \qquad (1.10')$$

$f(\theta,\theta',\varphi,\varphi')$ funksiyası şüalanmanın bucaqlara görə tam paylanmasını təsvir edir.

Əgər f-ə sferik koordinat kimi baxsaq, onda $f(\theta,\theta',\varphi,\varphi')$ asılılığı verilmiş koordinat sistemində həndəsi olaraq hər hansı səthi təsvir edəcəkdir. Bu səthə *şüalanmanın indikatrisası* deyilir.

Ümumi $f(\theta,\theta',\varphi,\varphi')$ funksiyasında xüsusi hallara keçsək, yəni 1) $\theta'=0, \varphi'=0$ və 2) $\theta'=\frac{\pi}{2}, \varphi'=0$ yazsaq, biz boyuna (uzununa) sürətlənmiş və eninə sürətlənmiş elektronun şüalanma intensivliyinin bucaqlara görə paylanma düsturlarını alarıq:

$$f_{11}=\frac{\sin^2\theta}{(1-\beta\cos\theta)^5},\quad f_{\perp}=\frac{1}{(1-\beta\cos\theta)^3}\left[1-\frac{(1-\beta^2\sin^2\theta\cos^2\varphi)}{(1-\beta\cos\theta)^2}\right]. \quad (1.11)$$

İndi bu xüsusi hallarla məşğul olmayaraq istənilən sürət və təcilə malik elektronun ümumi halda şüalanmasının inteqral intensivliyini hesablayacağıq. (1.10) düsturunda əvvəlcə φ-yə görə inteqrallama apararaq ifadəni sadələşdiririk. Məlumdur ki,

$$\int_0^{2\pi}\cos(\varphi-\varphi')d\varphi=0,$$

$$\int_0^{2\pi}\cos^2(\varphi-\varphi')d\varphi=\frac{1}{2}\int_0^{2\pi}[1+\cos 2(\varphi-\varphi')]d\varphi=\frac{1}{2}\int_0^{2\pi}d\varphi=\pi.$$

Bu əməliyyatı (1.10) düsturunda aparsaq, aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$I(t')=\frac{e^2\dot{\beta}^2}{2c}\int_0^{\pi}\sin\theta d\theta\left\{\frac{1}{(1-\beta\cos\theta)^3}+\frac{2\beta\cos^2\theta'\cos\theta}{(1-\beta\cos\theta)^4}-\right.$$
$$\left.-\frac{(1-\beta^2)}{(1-\beta\cos\theta)^5}\left[\cos^2\theta'\cos^2\theta+\frac{1}{2}\sin^2\theta'\sin^2\theta\right]\right\}. \quad (1.12)$$

Burada aşağıdakı sadə inteqrallar iştirak edir:

$$\int_0^{\pi}\frac{\sin\theta d\theta}{(1-\beta\cos\theta)^m},\ m=3,4,5. \quad (1.13)$$

Bu inteqralları ən sadə üsulla açsaq

$$\int_0^{\pi}\frac{\sin\theta d\theta}{(1-\beta\cos\theta)^m}=\int_0^{\pi}\frac{-d\cos\theta}{(1-\beta\cos\theta)^m}=\frac{1}{\beta}\int\frac{d(1-\beta\cos\theta)}{(1-\beta\cos\theta)^m}=$$
$$=\frac{-1}{\beta(m-1)}\frac{1}{(1-\beta\cos\theta)^{m-1}}\Bigg|_{\theta=0}^{\theta=\pi}=\frac{1}{\beta(m-1)}\left(\frac{1}{(1-\beta)^{m-1}}-\frac{1}{(1+\beta)^{m-1}}\right)=$$
$$=\frac{1}{\beta(m-1)}\cdot\frac{(1+\beta)^{m-1}-(1-\beta)^{m-1}}{(1-\beta^2)^{m-1}} \quad (1.14)$$

alarıq. Bu ifadələri (1.12) düsturunda nəzərə alırıq. Məlumat üçün (1.12) düsturunda iştirak edən 4 ədəd toplananın inteqralının ifadəsini veririk.

$$i_1=\frac{2}{(1-\beta^2)^2},\ i_2=\frac{16\beta^2\cos^2\theta'}{3(1-\beta^2)^3},\ i_3=-\frac{2\cos^2\theta'}{3(1-\beta^2)^3}(1+5\beta^2),\ i_4=-\frac{2\sin^2\theta'}{3(1-\beta^2)^2}.$$

Bunları toplayaraq sadələşdirsək relyativistik zərrəciyin şüalanmasının inteqral intensivliyi üçün çox sadə düstur alarıq:

$$I(t')=\frac{e^2\dot{\beta}^2}{2c}(i_1+i_2+i_3+i_4)=\frac{2e^2\dot{\beta}^2}{3c(1-\beta^2)^3}(1-\beta^2\sin^2\theta'). \quad (1.15)$$

Bu relyativistik nöqtəvi yükün vahid gecikmə zamanında şüalandırdığı inteqral intensivliyin ən ümumi düsturudur. Burada zərrəciyin təcili onun sürətilə istənilən θ' bucağı əmələ gətirir. Bu düstur çox böyük tətbiq edilmə oblastına malikdir. Onu maqnit sahəsində dairəvi hərəkət edən elektronların sinxrotron şüalanmasına, elektronların nüvə sahəsində tormozlanma şüalanmasına və digər şüalanmalara tətbiq etmək olar. Burada klassik dəqiq ifadə almaq üçün elektronun təcilinin zamandan nə şəkildə asılı olmasını bilməliyik. (1.15) düsturunda θ' bucağına müxtəlif qiymətlər, məsələn, $\theta' = 0^0; \frac{\pi}{2}$ və s. verməklə digər müəlliflərin aldığı nəticələri xüsusi hal kimi ala bilərik.

Bizim düsturumuzda $\theta' = \frac{\pi}{2}$ yazaraq, maqnit sahəsində hər hansı R radiuslu çevrə boyunca hərəkət edən relyativistik elektronun sinxrotron şüalanmasının tam inteqral intensivliyini ala bilərik. Doğrudan da $\dot{\beta} = \frac{1}{c}\frac{\upsilon^2}{R}$ və $\sin^2\frac{\pi}{2} = 1$ olduğunu nəzərə alsaq və elektronun relyativistik $\frac{E}{mc^2} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ enerjisindən istifadə etsək (1.15) düsturu aşağıdakı şəklə düşər:

$$I(t') = \frac{2e^2c\beta^4}{3(1-\beta^2)^2R^2} = \frac{2e^2c\beta^4}{3R^2}\left(\frac{E}{mc^2}\right)^4. \tag{1.16}$$

Bu düstur relyativistik elektronun sinxrotron şüalanması enerjinin tam ifadəsidir.

Burada R- əyrilik radiusu, E-zərrəciyin enerjisidir. Zərrəcik əyrixətli trayektoriya boyunca hərəkət etdiyi zaman yaranan mərkəzəqaçma təcili

$a = \frac{v^2}{R}$ ifadəsi ilə təyin olunur. Bu zaman ani əyrilik radiusu aşağıdaklı kimi təyin olunur.

$$R = \frac{v^2}{a} \tag{1.17}$$

$a = \frac{dv_\perp}{dt} = \dot{v}_\perp$ olduğunu nəzərə alsaq, burada $\dot{v}_\perp$-eninə sürətin dəyişməsidir. onda (1.17) ifadəsi

$$R = \frac{v^2}{\dot{v}_\perp} \tag{1.18}$$

kimi yazıla bilər. Bizim halda $\dot{v}_\perp = -\omega^2 x_m^2 \cos\omega t$. Bunu (1.18)-də, (1.18) ifadəsini (1.16)-da nəzərə alsaq,

$$I = \frac{2e^2 c\beta^4}{3\cdot 2\cdot v^4}\omega^4 x_m^2 \gamma^4 \qquad (1.19)$$

alarıq. Burada $\frac{E}{mc^2} = \gamma$, $\cos^2 \omega t = 1/2$ olduğu nəzərə alınmışdır. $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ - Lorens faktor, $\beta = \frac{v}{c}$. Bunları (1.19) –da nəzərə alsaq, müstəvi kanallaşma rejimində hərəkət pozitronun şüalanmasının intensivliyi üçün aşağıdakı ifadəni almış olarıq:

$$I = \frac{e^2\ \omega^4 x_m^2 \gamma^4}{3c^3} \qquad (1.10)$$

Göründüyü kimi şüalanmanın intensivliyi tezliyin dördüncü dərəcəsi ilə mütənasibdir.

ƏDƏBİYYAT

1. Наджафов И.М., Касимова А.М. Интенсивности излучения произвольно движущегося релятивистического электрона. Bakı Universitetinin Xəbərləri, Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası, 2010, №3, s.97
2. Кумахов М.А. Теория излучения заряженных частиц в кристалле при каналировании.// Журн.эксперим.и теор.физ., 1977, т.72, №4, с.1489-1502.
3. Nəcəfov İ.M. Müasir klassik elektrodinamika. Bakı: Adiloğlu, 2012, 534 s.

ИЗЛУЧЕНИЕ ПОЗИТРОНОВ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ В КРИСТАЛЛЕ

М.Р.РАДЖАБОВ

РЕЗЮМЕ

Совершенствование и развитие ускорительной техники стимулируют как теоретические, так и экспериментальные исследования взаимодействия частиц высоких энергий с веществом. В работе теоретически исследуется излучение под воздействием каналированных частиц.

Ключевые слова: каналирование, позитрон, излучение

RADIATION OF POSITRONS CHANNELED IN A CRYSTAL

M.R.RAJABOV

SUMMARY

It is known that the development and improvement of accelerator technology, and the production of high energy beams stimulate further theoretical and experimental investigations of fast particles interaction with matter. In this article, the process of radiation of gamma quantums by channeled particles has been studied.

Key words: channeling, positron, radiation.

Redaksiyaya daxil oldu: 09.09.2019-cu il
Çapa imzalandı: 28.12.2019-cu il