

*B.M.Əzizov, H.N.Məmmədov* (Milli Aviasiya Akademiyası)

## ÇOXTƏBƏQƏLİ MÜHİTLƏRDƏ FLUKTUATİV REZONANS SƏPƏLƏNMƏLƏRİ

**Giriş.** Peyklərdən alınan informasiyaların keyfiyyət göstəricilərini xarakterizə edən əsas amillərdən biri siqnal / mühit nisbətidir. Bu parametrin aşağı qiymət almasının əsas səbəblərindən biri atmosfer səpələnmələridir. Səpələnmələr isə əsasən atmosferin troposfer və ionosfer qatlarında müşahidə olunur. Troposferə adətən birtəbəqəli mühit kimi baxıldığı halda, ionosfer özünü çoxtəbəqəli mühit kimi aparır. Bütün bunlar isə bilavasitə ionosferdə gedən ionlaşma prosesi ilə izah olunur. Belə ki, bu proses kosmik şuaların, rentgen şüalarının və qısdaldığı ultra - bənövşəyi şuaların hesabına baş verir.

İonosferin tədqiqində elektromaqnit şüalanmalarının səpələnmə intensivliyinin qiymətləndirilməsi böyük əhəmiyyətə malikdir. Tədqiqatlarda əsas diqqət ionlaşmış mühitin plazma olan nöqtələrinin yaxınlığında yayılan dalğaların plazma rəqsənmələri ilə rezonansda olma göstəricisinə yönəldilir. Daha doğrusu plazma qeyd olunan nöqtədən dielektrik nüfuzluğunun qiymətinin sıfıra enməsi əsas götürülür, yəni  $E(r_0) = 0$  olur [1]. Bu onu göstərir ki, yayılan siqnalın  $\omega$  tezliyi  $\omega_{plaz}$  plazma tezliyi ilə üst-üstə düşür.

Yəni

$$\frac{\varepsilon(r)}{\varepsilon_0} = 1 - \frac{\omega_{plaz}(r)^2}{\omega^2} . \quad (1)$$

Araşdırmalar əsasında [2,3] müəyyən olunmuşdur ki, plazmanın qalınlığından asılı olaraq səpələnmə intensivliyinin qiymətləri müxtəlif üsullarla hesablanır. Çox nazik təbəqəli və aşağı sıxlıqlı plazmalarda  $\omega_{plaz}^2 \ll \omega^2$  Born yaxınlaşmasından (BY) istifadə olunur. Əgər plazma qalın, sıxlığı isə aşağı olarsa, şüalanmanın ötürülmə nəzəriyyəsi [3] istifadə olunur.

Sıxlığı çox yüksək olan plazmalarda BY tətbiq oluna bilməz. Bu isə onunla izah olunur ki, belə plazmalarda dielektrik nüfuzluğunun qiyməti sıfıra yaxınlaşdıqda, elektrik sahəsi baxılan səthi keçdikdə onun xüsusiyyətləri dəyişir. Bunun nəticələri olaraq baxılan mühitdə BY-nin istifadəsi səpələnmənin intensivliyinin qeyri-məhdud intervalda artmasına gətirib çıxarır. Bu isə təcrübi ölçmələrdə qeyd alınmışdır.

**Metodologiya.** Son zamanlar bərk plazma mühitində səpələnmə nəzəriyyəsinin işlənilməsi üçün xüsusi fərziyyə qəbul edilmişdir. Əgər məhdud həcmə malik, sıxlığı böyük olan plazmanın ölçüləri düşən dalğanın uzunluğundan böyük olarsa, fərz edilir ki, həcmi sərhəddin yaxınlığında plazma lokal müstəvi formasındadır [2]. Bu halda düşən şüalanmanı eninə elektrik (TE) və eninə maqnit (TM) dalğalarına bölmək olar. Baxılan halda TE dalğaları həmin mühitdə xüsusiyyətlərə malik olmadığından, BY-yə görə nəzərə alınmır. TM dalğalarına gəldikdə isə onun uzununa elektrik sahə komponenti  $\frac{1}{\varepsilon(x)} \cdot E_x$  kimi xüsusi formaya, elektrik sahəsinin eninə komponenti isə  $ln\varepsilon(x)$  formasına malik olur [3,4]. Maqnit sahəsinin eninə komponenti  $H_x$  heç bir təsir xüsusiyyətinə malik olmur. Həqiqətən, baxılan nöqtələrin yaxınlığında maqnit sahəsinin xüsusiyyəti elədir ki, dielektrik nüfuzluğunun fluktuasiyaları ortaqlaşdırılır və aşağıdakı qiyməti alır:

$$H_z a \int_0^x \varepsilon(x) dx. \quad (2)$$

Beləliklə, müstəvi təbəqəli mühitdə maqnit sahəsinin  $H_z$  komponentinin reallaşma dəqiqliyi yüksək olur. Lakin bu o halda yaranır ki, təsadüfi funksiya olan  $\varepsilon(x)$  stasionar qalsın.

Üçölçülü koordinat sistemində  $\varepsilon(r)$ -in dəyişməsinin həlli mürəkkəb olduğundan, fərz edilmişdir ki, müstəvi təbəqəli mühitdə dielektrik nüfuzluğunun zəif fluktuasiyalı  $\varepsilon(r)$  rejimində koordinat sistemlərinə nisbətən maqnit sahəsi qeyri-sinqulyardır. Bu səbəbdən TM dalğaları üçün Maksvel tənlikləri əsasında BY-ni təyin etmək olar.

$$\left. \begin{aligned} \nabla x E &= i\omega\mu_0 H \\ \nabla x H &= i\omega\{\varepsilon(x) + \varepsilon'(r)\}E, \varepsilon' \ll \varepsilon_0 \end{aligned} \right\}. \quad (3)$$

(3) tənlikləri əsasında dalğa tənliyi müəyyənləşdirilir və burada bütün fluktuasiya effekti yaranan parametrlər sağ tərəfə keçirilir.

$$\nabla x \nabla x H - \frac{\nabla \varepsilon}{\varepsilon} \cdot (\nabla x H) - K_0^2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} H = \nabla x \left[ \frac{\varepsilon'}{\varepsilon + \varepsilon'} \nabla x H \right] + \left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon + \varepsilon'} \right) \frac{\nabla}{\varepsilon} \cdot (\nabla x H). \quad (4)$$

Göründüyü kimi alınmış ifadənin sol tərəfi qeyri-fluktuativ parametrlərdən ibarət olduğundan, Qrin funksiyası daxil edilir.

$$\nabla x \nabla \cdot \bar{\Gamma}(r, r') - \frac{\nabla \varepsilon}{\varepsilon} \cdot [\nabla \cdot \bar{\Gamma}(r, r')] - K_0^2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \bar{\Gamma}(r, r') = -I\delta(r - r'). \quad (5)$$

Baxılan hal üçün Qrin teoremindən istifadə etməklə maqnit sahəsi üçün inteqral tənliyi yazmaq olar:

$$H(\Gamma^s) = \frac{\wedge^i}{Z} \bar{\Gamma}(\Gamma^s, \Gamma^i) + \int_V d^3r \frac{\varepsilon'}{\varepsilon + \varepsilon'} \nabla \cdot \bar{\Gamma}(\Gamma^s, \Gamma) \cdot \nabla x H(r) + \int_V d^3r \Gamma \frac{\varepsilon}{\varepsilon + \varepsilon'} \bar{\Gamma}(\Gamma^s, \Gamma) \cdot \frac{\nabla \varepsilon}{\varepsilon} x (\nabla x H(\Gamma)). \quad (6)$$

(6) düsturunun 2-ci həddinin çevrilməsində üçölçülü Stoks teoreminə əsasən hissə-hissə inteqrallama aparılmışdır. (6) - cı inteqral tənliyinin təqribi həlli o halda alınır ki, inteqral işarəsi altında duran elektromaqnit sahəsinin orta qiyməti düşən sahə ilə əvəz olunsun, yəni aşağıdakı şərt ödənilsin:

$$H(\Gamma) = \bar{\Gamma}(r, r^i) = \Gamma_{zz}(\Gamma, \Gamma^i). \quad (7)$$

Məlum olduğu kimi səpələnmə sahədə Qrin funksiyası TM dalğaları üçün aşağıdakı sadə formada verilir:

$$\bar{\Gamma}(\Gamma^s, \Gamma) = \hat{Z}^s \hat{Z}^s \Gamma_{zz}(\Gamma^s, \Gamma).$$

Burada  $\hat{Z}^s$  - səpələnmə müstəvisinin normalıdır və səpələnmə müstəvisinin vəziyyəti ilə düşmə müstəvisinin vəziyyəti əks səpələnmə prosesində üst-üstə düşür.

$$\nabla \times H = i\omega(\varepsilon + \varepsilon')E$$

tənliyindən istifadə etməklə (6) düsturunun 3-cü həddi müəyyənləşdirilir, yəni

$$\bar{\Gamma} \cdot \frac{\nabla \varepsilon \times (\nabla \times H)}{\varepsilon + \varepsilon'} = i\omega \bar{\Gamma} \cdot \nabla \times E.$$

Bu hədd ikinci həddə nəzərən daha kiçik olduğundan, nəzərə alınmaya bilər. Müəyyən olunmuşdur ki, müstəvi təbəqəli mühitlərdə  $\nabla \varepsilon = \hat{x}|\nabla \varepsilon|$  dielektrik nüfuzluğu sıfıra bərabər olduğundan, ancaq eninə elektrik sahəsi yaraır, hansı ki, zəif loqarifmik xüsusiyyətlərə malik olur. Baxılan ifadənin 3-cü həddinə daxil olan və fluktuasiya nöqtələrindən kənarında olan  $E$  elektrik sahəsinin qiyməti 2-ci həddə daxil olan fluktuasiya nöqtələrindən kiçik olur.

(7)-ci ifadəni (6)-da nəzərə alsaq və fərz etsək ki, səpələnmə qeyri-koherentdir, bu hal üçün TM dalğalarını səciiyələndirən  $\langle \sigma \rangle$  səpələnməsi üçün yeni BY alırıq:

$$\langle \sigma \rangle = \frac{1}{4\pi} \left[ \int_V d^3r \frac{\varepsilon'(r)}{\varepsilon(x) + \varepsilon'(r)} \nabla x \hat{r}^s \Gamma_{zz}^H(r^s, r) \right]^2. \quad (8)$$

Burada  $\Gamma_{zz}^H$  - maqnit sahəsi üçün Qrin funksiyasıdır.

**Nəticə.** Qeyd etmək lazımdır ki, (8) düsturu üzrə hesablamalar apararkən  $\varepsilon + \varepsilon' = 0$  tənliyindən irəli gələn qiymətləndirmə nəzərə alınmalıdır ki, bu da səthin bilavasitə fluktuasiyalılıq xüsusiyyətini əks etdirir.

Alınmış ifadə qeyd olunan mühitin də maqnit sahəsinin səpələnmə göstəricilərinə təsirinin daha dəqiq qiymətləndirilməsinə imkan yaraır.

Alınmış nəticələr 600-1000 km hündürlükdə uçan peyk sistemlərindən alınmış təsvirlərdə qeyd olunan səpələnmələrdən yaranan təhriflərin aradan qaldırılması üçün önəmli üsul kimi qiymətləndirilə bilər.

**Ədəbiyyat siyahısı**

1. N.T. Creenspan. The End of the Certain World: The Life and Science of Max Born. – Basis. Books. 2005.
2. C.Gardiner, P. Zoller. Quantum Noise: A Handbook of Markovian and Non-Markovian Quantum Stochastic Methods with Applications to Quantum Optics. Berlin. Springer, 2004. - 449p.
3. H.J. Carmichael. Statistical Methods in Quantum Optics 1: Master Equations and Fokker Planck L.
4. Scully M. O., Fubairy M.S. Quantum Optics Cambridge: Cambridge University Press. 1997. - 630p.

**Б.М.Азизов, Х.Н.Мамедов**

**Флуктуационное резонансное рассеяние в многослойных средах**

**Резюме**

Предложенный метод основан на изменении свойств распространяющихся волн электрического поля. Показано, что результаты измерений, проведенных в последние годы, утверждали невозможность применения и непригодность этого метода для

достижения поставленной цели. Поэтому для многослойных сред как принято было установлено модифицированное борновское приближение, основанное исключительно на магнитных полях распространяющихся волн. В рассмотренном случае на основе результатов теоретических и экспериментальных работ исследованы вопросы, характеризующие показатели резонансного рассеяния в ионизированных многослойных средах (плазме).

*B.M. Azizov, H.N. Mammadov*  
**Fluctuational resonance scattering in multilayer media**  
*Abstract*

The proposed method is based on changing the properties of propagating waves of the electric field. The results of measurements carried out in the latter cases testify to the impossibility of applying and unsuitability of this method to achieve the set goal. Therefore, for multilayer media, a modified Born approximation has recently been established, based solely on the magnetic fields of propagating waves. In the presented article, based on the results of theoretical and experimental studies, the issues characterizing the resonant scattering indices in ionized multilayer media (plasma) are investigated.

Идти вперед может только память, а не забвение. Память  
возвращается к началу и обновляет его.

*М.Бахтин*