UOT 355/359

CİSİMLƏRİN YADDAŞA MALİK OLMASI PROBLEMLƏRİNİN HƏLLİ METODİKASI

m.t.h.e.ü.f.d., dosent, general-mayor Arif Həsənov
arifhasan2828@yandex.ru
r.e.d., professor Etibar Pənahov
f.-r.ü.f.d., dosent Arzuman Həsənov
gasqhapk@gmail.com
Aynurə Abdullayeva
aynure-huseynova-2015@mail.ru
Milli Müdafiə Universitetinin Hərbi Elmi Tədqiqat İnstitutu
DOI: 10.30546/9878.2024.1.10.65.

Xülasə. Məqalədə cisimlərin yaddaşa malik olması elmi araşdırılır. Belə ki, cisimlər qarşılıqlı təsirdə olarkən yaratdıqları yaddaş enerjisi ilə ifadə oluna bilər. Yaxın gələcəkdə bu istiqamətdə müəyyən elmi nəticələrin əldə edilməsi mümkün olacaqdır. Tədqiqat işinin məqsədi cisimlərin yaddaşa malik olması problemlərinin həlli metodikasını verməkdir. Bunun üçün bütün mühitlərdə yayılma xüsusiyyətinə malik uzununa dalğaları təsvir edən Bussinesk-Lyav tənliyi üçün yenitipli başlanğıc-sərhəd məsələsinə baxılır. Problemi həll etmək üçün tədqiqat metodları olaraq riyazi fizikada istifadə olunan model diferensial tənliklər verilir, Bussinesk-Lyav tənliyi ilə stasionar süzülmə nəzəriyyəsində geniş istifadə olunan Laplas tənliyi, o cümlədən Laplas tənliyinin Koşi-Riman tənliyi ilə əlaqəsindən bəhs edilir. Koşi-Riman tənliyinə uyğun olan diferensial operatorun aşağı tərtib kəsr törəməli diferensial operatorlarla təsviri nümayiş etdirilmişdir ki, bu da yaddaş məsələsinin, nəinki riyazi fizika tənlikləri, eyni zamanda riyazi biologiya tənlikləri ilə də bilavasitə əlaqəsi olduğunu riyazi olaraq sübuta yetirmişdir. Qeyd edək ki, baxılan yüklənmiş diferensial tənlik uzununa dalğaların yayılması zamanı yaddaşı xarakterizə edir. Aşağıdakı elmi nəticə əldə edilmişdir: cisimlərin yaddaşa malik olması problemlərinin həlli metodikası işlənmişdir. Bu isə hərb elmi sahəsində müstəsna əhəmiyyətə malik olub, lazım olan informasiyanı bərpa etməyə imkan verir.
Açar sözlər: cisimlərin yaddaşı, uzununa dalğalar, Bussinesk–Lyav tənliyi, səs dalğaları, enerji, kəşfiyyat məlumatı

Giriş

Müasir dövrdə hərb sahəsində, xüsusilə hərbi təyyarələrdə, raket texnikasında, hərbi təyinatlı radiolokasiya sistemlərində və digər hərbi texnikalarında $TiNi, TiZr,\ PtTi,\ PtGa,\ PtAl,$ $CuAlBe$ və $TiZrNb$ materiallar istifadə edilir. Bu baxımdan yaddaşa malik materialların tədqiqi xüsusi aktuallıq kəsb edir.

Kompüterlər icad edildikdən bir qədər sonra mühəndislər və proqramçılar məlumatların saxlanması və axtarışını "yaddaş" adlandırmağa başladılar. Bəzi obyektlərin illərdir bilinməyən hadisələri xatırlada biləcəyinə şübhə yoxdur. Xatirələr sadəcə beyinin sabit diskində saxlanılan görüntüdən ibarət deyil, onlar ətrafda və zehində baş verənlərlə sıx bağlı olan qavrayışın kulminasiya nöqtəsidir. Oxşar hissləri yaşamaq xatirələri geri qaytara bilər. Belə hesab edilir ki, qoxu reseptorları beyinin xatirələri saxlayan sahəsi ilə sıx bağlıdır. Buna görə də qoxular tez yaddaş zolağına çata bilir [1].

Bundan başqa, hazırda bəzi metallar var ki, qızdırıldıqda və deformasiya edildikdə, yenidən qızdırıldıqda orijinal formasına qayıdır. Bu möcüzəli metal sinfini hazırlayan mühəndislər onu "yaddaş" adlandırdılar. Beləliklə, indi "yaddaş" sözünün istilik kimi bəzi enerji müdaxiləsi ilə materialın əvvəlki formasına qayıtma qabiliyyəti kimi çox maraqlı və yeni bir mənası vardır. Texniki cəhətdən, demək olar ki, obyektlər əvvəlki vəziyyətlərinin məlumatlarını saxlayır. Deməli, cisim yaddaşa malik olur ki, əvvəlki vəziyyətinə qayıtsın [2]. Həmçinin metal tərkibli bəzi ərintilərin göstərdiyi "formaya görə yaddaş" haqqında məlumatlar bir çox mənbələrdə verilmişdir. Belə ərintilər deformasiya olunduqda, onlar rezin kimi davranış nümayiş etdirir: deformasiya kiçik olarsa, ərintilər eyni temperaturda əvvəlki formasını bərpa edir və temperatur dəyişdikdə öz formasını tamamilə bərpa edir. Yaddaş effekti 1932-ci ildə Hollanderin kadmium-qızıl $AuCd$ ərintisində formaya görə yaddaş effektinin müşahidəsi idi və o, bu cür ərintilərin "rezin kimi" xüsusiyyətə malik olmasını müəyyən etdi. Daha sonra 1938-ci ildə $CuZn$ ərintisi ilə oxşar davranış Groeninger və başqaları tərəfindən müşahidə edilmişdir. Keçmiş SSRİ-də oxşar effekt 1948-ci ildə alimlər G.V.Kurdyumov və L.G.Xandros tərəfindən aşkar edilmiş və "Kurdyumov effekti" adlandırılmışdır. Artıq 1954-cü ildə Brüsseldəki Ümumdünya Sərgisində istilik enerjisini mexaniki enerjiyə çevirən və bunun üçün kadmium-qızıl ərintisi istifadə edən sadə bir mühərrik nümayiş etdirildi. Daha sonra 1960-cı illərdə $TiNi$ ərintisi ("Nitinol" kimi də tanınır – tərkibi 45% titan və 55% nikel) və $CuAl$-da formaya görə yaddaş effekti aşkar edilmişdir ki, bu da materialların mövcudluğu və effektiv tətbiq olunma sayəsində laboratoriya tədqiqatlarında praktik işlərin aparılmasına imkan verdi. Məlumdur ki, polad bərkidildikdə və yüksək temperaturdan aşağı temperatura qədər soyuduqda onun sərtliyi artır. Metal tərkibli ərintilərin mikroskop vasitəsilə tədqiqi nəticəsində onların strukturu (atomların üçölçülü düzülüşü ilə xarakterizə olunur) üçün gözlənilən klassik bir kristal qəfəs olmadığı ortaya çıxdı. Bu qəfəs forması "martensitik" adlanır. Bu alman metallurqu Martensin (1850-1914) adını daşıyır. Burada metal kristal qəfəs atomlarının yerdəyişməsi bir-birinin ardınca baş verir və səth relyefinin formasının dəyişməsi ilə xarakterizə olunur. Yaddaş effektinə səbəb olan məhz bu dəyişiklikdir. Bəzi ərintilərin elə xüsusiyyəti var ki, onların formasını "xatırlayır" və deformasiyadan sonra ona qayıdır. Bir yay sıxılıb buraxılarsa, o, orijinal formasına qayıdır. Bu, metalların yaddaş effekti ilə əlaqələndirilir.

$TiNi, TiZr, PtTi, PtGa, PtAl, CuAlBe, TiZrNb$ və s. digər metal ərintilərinin süni yer peykinin anteni, sensorların, istilik mühərriklərinin hazırlanmasında, eləcə də tibdə istifadəsi tətbiqini tapmışdır. Həmçinin Ray Chem (ABŞ) firması tərəfindən hazırlanmış $TiNi$ əsaslı birləşdirici hissələr hərbi təyyarələrin hidravlik sisteminin borularını birləşdirmək üçün istifadə olunur. Qırıcı təyyarələrdə çoxlu sayda belə əlaqə var [3; 4; 5; 6; 7; 8; 9].

Məlumdur ki, mühitin hər bir nöqtəsi qonşu nöqtələrlə elastiki qüvvələrlə bağlanırsa, belə mühit elastiki mühit adlanır. Mexaniki rəqslərin elastiki mühitdə yayılmasına mexaniki dalğa deyilir. Mexaniki dalğaların iki növü vardır: eninə və uzununa dalğalar.

Zərrəciklərin rəqs istiqaməti dalğanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar olarsa, belə dalğalara eninə dalğalar deyilir. Eninə dalğa yayılarkən, sürüşmə deformasiyası yaranır. Sürüşmə deformasiyası zamanı bərk cisimlərdə onu əvvəlki vəziyyətə qaytarmağa çalışan elastiki qüvvələr əmələ gəlir ki, bu da rəqsin yayılmasına səbəb olur. Qazlarda və mayelərdə isə layların bir-birinə nəzərən sürüşməsi elastiki qüvvələrin yaranmasına səbəb olmur. Buna görə də eninə dalğalar, yalnız bərk mühitlərdə və mayelərin səthində yayılır.

Zərrəciklərin rəqs istiqaməti, dalğanın yayılması istiqaməti ilə üst-üstə düşürsə, belə dalğalara uzununa dalğalar deyilir. Uzununa dalğalar yayılarkən, mühitdə sıxılma və gərilmə deformasiyaları yaranır. Sıxılma və gərilmə deformasiyaları zamanı bərk cisimlərdə, həmçinin maye və qazlarda elastiki qüvvələr meydana çıxdığından, uzununa dalğalar bütün mühitlərdə yayılır. Müəyyən olunmuşdur ki, səs uzununa, işıq eninə, zəlzələ isə həm eninə, həm də uzununa yayılan seysmo-akustik dalğalardır.

Yuxarıda verilmiş məlumatlara əsasən cisimlərin yaddaşa malik olması obyektiv reallıq olub, onun mövcud olma xüsusiyyətidir. Cisimlər qarşılıqlı təsirdə olarkən, müəyyən məlumat saxlayır ki, bu məlumatı digər cisimlərin yaddaşı hesab etmək olar. Bu enerji dəyişməsi ilə baş verir. Enerji dəyişikliyi qarşılıqlı təsirin nəticəsi olub, dalğaların mühitdə yayılmasıdır. Cisimlərin yaddaşa malik olmasının elmi araşdırılması həm məna və mahiyyət, həm də əhəmiyyətlilik baxımından vacibdir. [10]-də tədqiqat işinin aparılması aktuallığı və geniş tətbiqi əhəmiyyəti vurğulanır.

Nəzəri metodologiya

Ümumiyyətlə, cisimlərin yaddaşa malik olması elektromaqnit qarşılıqlı təsirin nəticəsi olub aktual problemlərdən hesab edilir. Cisimlərin qarşılıqlı təsirinin nəticəsində onu təşkil edən atomların yerləşdiyi qəfəsin forması dəyişmiş olur. Cisim həyəcanlanma halında olarkən, onun tam enerjisi dəyişir. Bu sahədə çoxlu sayda ideya və mülahizələr vardır. Bu istiqamətdə müasir elmi biliklərə əsaslanan fundamental işlərin aparılması zəruridir. Cisimlərin yaddaşa malik olması onların xassələrindən biri hesab oluna bilər. Mahiyyət etibarilə bu problemin öyrənilməsində enerjinin saxlanması qanunundan istifadə olunması məqsədəuyğundur.

Cisimlərin əsas halda mövcud olmasına uyğun gələn enerjisini onun yaddaşı hesab etmək olar. Cisim digər cisimlərlə qarşılıqlı təsirdə olarkən, onların haqqında məlumat saxlayır. Bu prosesin öyrənilməsi enerjinin mühitlərdə yayılması qanunları ilə təsvir oluna bilər. Hər bir cisim hərəkət edərkən öz ətrafında səs dalğaları yaradır və bu dalğalarla ətraf mühitə təsir edir. Bu təsirin nəticəsi digər cisimlərin enerjisinin udulması ilə xarakterizə olunur. Cisim tərəfindən udulan enerji ətrafdakı cismin yaddaşı hesab oluna bilər. Digər cisimlər haqqında enerji formasında olan yaddaş bu cismin daxili xüsusiyyəti ilə xarakterizə olunub, həmin cismin udduğu və ya şüalandıra biləcəyi fotonun dalğa uzunluğu ilə sıx əlaqədardır. Yəni cisim qarşılıqlı təsirdə olan digər cisimlərdən uda və şüalandıra biləcəyi fotonun dalğa uzunluğuna bərabər enerjini uda və yaddaşında saxlaya bilər. Bu digər cisim haqqında məlumatdır. Cismin şüalandıra biləcəyi fotonun dalğa uzunluğu λ (ölçü vahidi m), tezliyi ν (ölçü vahidi $1/san$), kütləsi m (ölçü vahidi kq) və impulsu p (ölçü vahidi $kq \cdot m/san$)

$$\lambda = \frac{c \cdot h}{E_g}, \quad \nu = \frac{c}{\lambda}, \quad m = \frac{h}{\lambda \cdot c}, \quad p = \frac{h}{\lambda} \tag{1}$$

düsturları ilə hesablanır.

Burada

$c = 3 \cdot 10^8\ m/san$ – işığın vakuumda yayılma sürəti;

$h = 6{,}63 \cdot 10^{-34} C \cdot san$ – Plank sabiti;

E_g – cisimlərin energetik parametri olub, qadağan olunmuş zonanın enidir.

λ, ν, m və p kəmiyyətlərinin qiymətlərinin hesablanması E_g kəmiyyətinin tapılması ilə bağlıdır. E_g isə kvant mexaniki metodlarından istifadə edərək, tapmaq olar [11]. Belə kvant mexaniki metodlardan biri Xartri–Fok–Rutanın (XFR) qeyri-empirik metodudur. Bu metodun tənlikləri aşağıdakı kimidir:

$$\sum_{q=1}^{m} \left(F_{i,pq} - \varepsilon_i S_{pq}\right) c_{qi} = 0, (p = 1, 2, \ldots, m), \tag{2}$$

burada

$$F_{i,pq} = f_i H_{pq} + \sum_{jk\ell} \sum_{rs} c_{rk}^{*} c_{s\ell} \left(2A_{ij,k\ell} J_{pr,qs} - B_{ij,k\ell} J_{pr,sq}\right) \tag{3}$$

$$S_{pq} = \int \chi_p \chi_q dV \tag{4}$$

işarə edilmişdir.

Burada,

S_{pq} – örtmə inteqralı;

H_{pq} – Hamilton operatorunun $\widehat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 - \sum_a \frac{z}{r_{a1}}$;

$H_{pq} = \int \chi_p{}^{*} \widehat{H} \chi_q dV$, birelektronlu matris elementləri;

ε_i – i-ci elektronun orbital enerjisi;

f_i – i-ci təbəqənin elektronlarla məskunluğu dərəcəsi;

c_{qi}– naməlum əmsallar;

χ_p – bazis funksiyalar olub Sleyter.

$$\chi_{n\ell m}(\xi, r, \theta, \varphi) = \frac{(2\xi)^{n+\frac{1}{2}}}{\sqrt{(2n)!}} r^{n-1} e^{-\xi r} S_{\ell m}(\theta, \varphi) \tag{5}$$

və ya Qauss tipli

$$\chi_{n\ell m}(\mu, r, \theta, \varphi) = \left[\frac{2^{2n}\cdot(n-1)!}{(2n-1)!}\sqrt{\frac{(2\mu)^{2n+1}}{\pi}}\right]^{1/2} r^{n-1}e^{-\mu r^2}S_{\ell m}(\theta, \varphi) \tag{6}$$

funksiyalarından istifadə olunur.

Burada,

n, ℓ, m – baş, orbital və maqnit kvant ədədləri;

r, θ, φ – sferik koordinatlar;

μ – variasiya parametri;

$S_{\ell m}(\theta, \varphi)$ – həqiqi sferik funksiyalardır.

$$S_{\ell m}(\theta, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{\pi(1+\delta_{m0})}}P_{\ell|m|}(cos\theta)\begin{cases}cos|m|\varphi, m \geq 0\\ sin|m|\varphi, m < 0\end{cases} \tag{7}$$

$P_{\ell|m|}(x)$ – birləşmiş normalanmış Lejandr funksiyalarıdır [12]:

$$P_{\ell|m|}(x) = \frac{1}{2^\ell}\sqrt{\frac{2\ell+1}{2}\frac{(\ell-|m|)!}{(\ell+|m|)!}}\,(1-x^2)^{\frac{|m|}{2}}\cdot\sum_{k=0}^{E\left(\frac{\ell-|m|}{2}\right)}\frac{(-1)^k(2\ell-2k)!}{k!(\ell-k)!(\ell-|m|-2k)!}x^{\ell-|m|-2k} \tag{8}$$

k üzrə cəmin yuxarı sərhədi $\left(\frac{\ell-|m|}{2}\right)$ kəsrinin tam hissəsinə bərabər götürülür.

$\hbar = \frac{h}{2\cdot\pi}$,

$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – Laplas operatoru;

$J_{pr,qs}, J_{pr,sq}$ – ikielektronlu matris elementləri;

$J_{pr,qs} = \int \chi_p{}^*\chi_r{}^*\frac{1}{r_{12}}\chi_q\chi_s dV_1 dV_2$;

$A_{ij,k\ell}$ və $B_{ij,k\ell}$ – verilmiş dörd ölçülü matrislərdir [13].

c_{qi} naməlum əmsallarını tapmaq üçün (2) qeyri-xətti bircinsli cəbri tənliklər sistemini həll etmək lazımdır. Bu zaman atom daxilində elektronun halını xarakterizə edən χ_q bazis funksiyaları məlumdur və buna görə də bu tənliklərə daxil olan S_{pq} $H_{pq}, J_{pr,qs}, J_{pr,sq}$ $A_{ij,k\ell}$ və $B_{ij,k\ell}$ matris elementlərinin ədədi qiymətlərinin məlum olduğu fərz edilir. $F_{i,pq}$ kəmiyyətləri c_{qi} məchullardan qeyri-xətti asılıdır və buna görə də (2) tənliklər sistemi qeyri-xətti cəbri tənliklər sistemidir və bu tənliklər sistemini matris formasında aşağıdakı kimi də yazmaq olar:

$$FC = \varepsilon\cdot S\cdot C \tag{9}$$

Burada,

ε – elektronların orbital enerjiləri vektoru,

S – örtmə matrisi,

C – naməlum əmsallar matrisidir.

F– Fok matrisi olub, C – naməlum əmsallar matrisinin elementlərindən asılıdır. (9) ümumiləşmiş məxsusi qiymətlər tənliyidir. Unitar çevirmə vasitəsilə (9) ümumiləşmiş məxsusi qiymətlər tənliyini adi məxsusi qiymətlər tənliyinə gətirmək olar. Bunun üçün S matrisini Ivahid matrisə çevirən V – unitar matrisi üçün $V^TSV = I$ isə, onda $X = V^{-1}C$ və $F' = V^TFV$ onda

$$F'X = \varepsilon\cdot X \tag{10}$$

adi məxsusi qiymətlər tənliyi alınır. (10) tənliyini həll etmək üçün F' – Fok matrisinin diaqonallaşdırılması üsulundan istifadə olunur [14]. Nəticədə ε_i – orbital enerjilərinin və c_{qi} – əmsallarının qiymətləri tapılır. ε_i və c_{qi} kəmiyyətlərinin qiymətləri vasitəsilə sistemin tam elektron enerjisi E və cisimlərin qadağan olunmuş zonasının eninin enerjisi hesablanır E_g (Şəkil 1):

$$E = 2\sum_{ipq} c^*_{pi}c_{qi}\,f_iH_{pq} + \sum_{ijk\ell}\sum_{prqs} c^*_{pi}c^*_{rk}c_{qj}c_{s\ell}\left(2A_{ij,k\ell}J_{pr,qs} - B_{ij,k\ell}J_{pr,sq}\right) \tag{11}$$

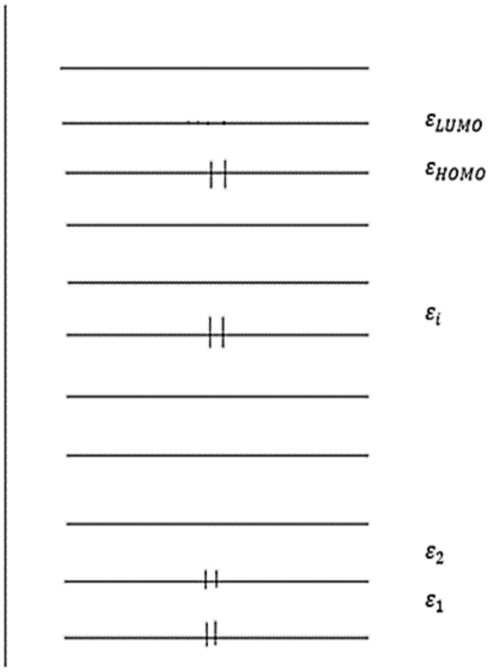
$$E_g = \varepsilon_{LUMO} - \varepsilon_{HOMO} \tag{12}$$

düsturlarından istifadə edərək hesablamaq olar.

Burada,

ε_{LUMO} – elektronlar olmayan ən aşağı boş molekulyar orbitalın enerjisi,

ε_{HOMO} – elektronlar tərəfindən tutulmuş ən yuxarı dolmuş molekulyar orbitalın enerjisidir.



Şəkil 1. Elektronların energetik diaqramı

Udulan və ya yaddaşda saxlanılan enerjinin hansı cismə aid olduğunun müəyyənləşdirilməsi çox vacib məsələlərdəndir. Cisimlər digər cisimlərlə qarşılıqlı təsirdə olarkən, enerji kimi saxlanılan yaddaş onun toxunması, sürtünməsi, zərbəsi, yaratdığı səs dalğalarının mühitdə enerji formasında yayılmasının və s. nəticəsidir. Saxlanılan yaddaşın səs dalğalarının mühitdə enerji formasında yayılmasının nəticəsinə baxaq. Səs enerjisinin mühitdə yayılması səs dalğalarını əmələ gətirir. İnsanlar və bir çox canlılar ətraf mühitlə əlaqə qurmaq üçün səs enerjisindən istifadə edir. Bunun üçün canlılar titrəmələr yarada bilən səs telləri kimi ixtisaslaşmış orqanlara malikdir. Səs enerjisi digər enerji mənbələrinə görə daha əlverişsiz qəbul edilsə də, bu ondan enerji əldə edə bilməyəcəyimiz mənasına gəlmir. Səs enerjisinin kinetik enerjiyə çevrilə bilməsi prosesini böyük bir səs ucaldıcının səsinin tam açdıqda hər hansı bir şarın hərəkətində müşahidə etmək olar. Səsin ötürülməsi zamanı enerjinin bir hissəsi mühitdəki zərrəciklərin bir-birinə toqquşması nəticəsində, əsasən istilik enerjisinə çevrilir. Mənbədən çıxan səs enerjisi, səs dalğaları əslində itmir və biz mənbədən uzaqlaşdığımız zaman səs enerjisinin daha çox mühit zərrəciklərinin arasında paylaşdığına görə səsi eşitməyəcəyik. Səs dalğaları səsin ötürülməsi zamanı maddi mühitdəki kiçik zərrəcikləri toqquşdurur və ya onlara hərəkət verir, bu zaman da ortaya istilik enerjisi çıxmış olur. Səs dalğalarının enerjisinin hesablanması üçün

$$E = E_K + E_P$$

düsturundan istifadə oluna bilər.

Burada

E – səs dalğasının tam enerjisi,

E_K – səs dalğasının kinetik enerjisi olub aşağıdakı düstur vasitəsilə hesablamaq olar:

$$E_K = \int_V \frac{\rho \cdot v_z^2}{2} dV$$

Burada
ρ – mühitin lokal sıxlığı,
v_z – zərrəciyin surətidir,
E_P – səs dalğasının potensial enerjisi olub, aşağıdakı düstur vasitəsilə hesablamaq olar:

$$E_P = \int_V \frac{P^2}{2 \cdot \rho_0 v_s^2} dV$$

P – səsin təzyiqi olub $P = 10^6 Pa$ bərabərdir,
ρ_0 – mühitin sıxlığı olub və

$$\rho_0 = \frac{P \cdot M}{R \cdot T}$$

kimi hesablanır.
Burada
$M = 29 \cdot 10^{-3} kq/kkmol$ – havanın molyar kütləsi;
R – universal qaz sabiti;
T – mühitin mütləq temperaturu;
v_s– səsin surəti;
V – mühitin həcmidir.

Əgər hər hansı diferensial tənlikdə axtarılan funksiyanın qeyd olunmuş nöqtələrdə qiyməti də iştirak edirsə, belə tənlik yüklənmiş diferensial tənlik adlanır. İstənilən diferensial tənlik təbiətdəki dəyişmə qanununu təsvir edir. Yüklənmiş tənliklər isə göstərir ki bu dəyişmənin özündə belə dəyişməyən parametrlər var. Buna elmi ədəbiyyatda çox vaxt yaddaş məsələsi də deyirlər.

Cisimlərdə saxlanılan enerjinin və ya yaddaşın hansı cismə aid olması Businesk–Lyav tənliyi ilə adekvat təsvir olunur [15, 16]:

$$(B_{2,2}u)(x,y) \equiv u_{xxyy}(x,y) - u_{xx}(x,y) + u_{yy}(x,y) = 0, \quad (13)$$

burada, $u(x,y)$ axtarılan funksiya olub səs dalğasının mühitdə yayılma formasını göstərir.
$u = u(x,y)$ funksiyası G-də təyin olunmuş axtarılan funksiyadır. $G = G_1 \times G_2$.
(1) tənliyi hiperbolik tip tənlik olub iki həqiqi təkrar xarakteristikaya malikdir:

$$x = const, \qquad y = const.$$

Riyazi ədəbiyyatdan məlumdur ki, Bussinesk–Lyav tənliyi eninə inersiya effektləri nəzərə alınmaqla, nazik elastiki çubuqlarda uzununa dalğaları təsvir edir. Qeyd edək ki, Bussinesk–Lyav tənliyi uzununa dalğaları təsvir etdiyindən, uzununa dalğalar bütün mühitlərdə (bərk, maye, qaz, hətta plazma mühitində) yayılma xüsusiyyətinə malikdir. Bu tənlik böyük tətbiqi əhəmiyyətə malik olan model diferensial tənliklərdəndir. Qeyd edək ki, Bussinesk–Lyav tənliyi müxtəlif aspektdən [17; 18; 19; 20]-də tədqiq edilmişdir. İndi (13) əsasən Bussinesk–Lyav tənliyini aşağıdakı şəkildə yazaq:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\frac{\partial^2 u(x,y)}{\partial y^2} - u(x,y)\right) + \frac{\partial^2 u(x,y)}{\partial y^2} = 0 \quad (14)$$

fərz edək ki,

$$\frac{\partial^2 u(x,y)}{\partial y^2} - u(x,y) = u(x,y),$$

əlavə olaraq,

$$u(x,y) = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 u(x,y)}{\partial y^2}$$

şərtinin ödəndiyini fərz edək. Bu halda hiperbolik tənliklər sinfindən sayılan Bussinesk–Lyav tənliyi riyazi fizikanın əsas model elliptik tip diferensial tənliklərindən biri sayılan

$$\frac{\partial^2 u(x,y)}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u(x,y)}{\partial y^2}=0,$$

tənliyi ilə üst-üstə düşər. Yuxarıda verilən tənlik riyazi fizikada Laplas tənliyi adlanır və mayelər üçün stasionar süzülmə proseslərini təsvir edir. Tənlikdəki öz-özünə qoşma

$$\frac{\partial^2 u(x,y)}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u(x,y)}{\partial y^2}$$

Laplas operatorunu aşağıdakı şəkildə iki diferensial operatorun kompozisiyası şəklində yazaq:

$$\frac{\partial^2 u(x,y)}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u(x,y)}{\partial y^2}=\left(\frac{\partial}{\partial x}-i\frac{\partial}{\partial y}\right)\left(\frac{\partial}{\partial x}+i\frac{\partial}{\partial y}\right)u(x,y),$$

burada, i – xəyali vahiddir: $i^2=-1$. Laplas tənliyi ilə əlaqəli olan

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}+i\frac{\partial}{\partial y}\right)u(x,y)=0,$$

tənliyi birinci tərtib elliptik tip diferensial tənlikdir və Koşi–Riman tənliyi adlanır.

Koşi–Riman tənliyinin sol tərəfindəki birinci tərtib elliptik diferensial operatoru daha iki diferensial operatorun kompozisiyası şəklində yazmaq olar:

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}+i\frac{\partial}{\partial y}\right)u(x,y)=\left(\frac{\partial^{\frac{1}{2}}}{\partial x^{\frac{1}{2}}}-i\sqrt{i}\,\frac{\partial^{\frac{1}{2}}}{\partial y^{\frac{1}{2}}}\right)\left(\frac{\partial^{\frac{1}{2}}}{\partial x^{\frac{1}{2}}}+i\sqrt{i}\,\frac{\partial^{\frac{1}{2}}}{\partial y^{\frac{1}{2}}}\right)u(x,y),$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}-i\frac{\partial}{\partial y}\right)u(x,y)=\left(\frac{\partial^{\frac{1}{2}}}{\partial x^{\frac{1}{2}}}-\sqrt{i}\,\frac{\partial^{\frac{1}{2}}}{\partial y^{\frac{1}{2}}}\right)\left(\frac{\partial^{\frac{1}{2}}}{\partial x^{\frac{1}{2}}}+\sqrt{i}\,\frac{\partial^{\frac{1}{2}}}{\partial y^{\frac{1}{2}}}\right)u(x,y)$$

$$\left(\frac{\partial^{\frac{1}{2}}}{\partial x^{\frac{1}{2}}}-\sqrt{i}\,\frac{\partial^{\frac{1}{2}}}{\partial y^{\frac{1}{2}}}\right)u(x,y)=\left(\frac{\partial^{\frac{1}{4}}}{\partial x^{\frac{1}{4}}}-\sqrt[4]{i}\,\frac{\partial^{\frac{1}{4}}}{\partial y^{\frac{1}{4}}}\right)\left(\frac{\partial^{\frac{1}{4}}}{\partial x^{\frac{1}{4}}}+\sqrt[4]{i}\,\frac{\partial^{\frac{1}{4}}}{\partial y^{\frac{1}{4}}}\right)u(x,y),$$

$$\left(\frac{\partial^{\frac{1}{2}}}{\partial x^{\frac{1}{2}}}+\sqrt{i}\,\frac{\partial^{\frac{1}{2}}}{\partial y^{\frac{1}{2}}}\right)u(x,y)=\left(\frac{\partial^{\frac{1}{4}}}{\partial x^{\frac{1}{4}}}-i\sqrt[4]{i}\,\frac{\partial^{\frac{1}{4}}}{\partial y^{\frac{1}{4}}}\right)\left(\frac{\partial^{\frac{1}{4}}}{\partial x^{\frac{1}{4}}}+i\sqrt[4]{i}\,\frac{\partial^{\frac{1}{4}}}{\partial y^{\frac{1}{4}}}\right)u(x,y),$$

$$\left(\frac{\partial^{\frac{1}{4}}}{\partial x^{\frac{1}{4}}}-\sqrt[4]{i}\,\frac{\partial^{\frac{1}{4}}}{\partial y^{\frac{1}{4}}}\right)u(x,y)=\left(\frac{\partial^{\frac{1}{8}}}{\partial x^{\frac{1}{8}}}-\sqrt[8]{i}\,\frac{\partial^{\frac{1}{8}}}{\partial y^{\frac{1}{8}}}\right)\left(\frac{\partial^{\frac{1}{8}}}{\partial x^{\frac{1}{8}}}+\sqrt[8]{i}\,\frac{\partial^{\frac{1}{8}}}{\partial y^{\frac{1}{8}}}\right)u(x,y),$$

$$\left(\frac{\partial^{\frac{1}{4}}}{\partial x^{\frac{1}{4}}}+\sqrt[4]{i}\,\frac{\partial^{\frac{1}{4}}}{\partial y^{\frac{1}{4}}}\right)u(x,y)=\left(\frac{\partial^{\frac{1}{8}}}{\partial x^{\frac{1}{8}}}-i\sqrt[8]{i}\,\frac{\partial^{\frac{1}{8}}}{\partial y^{\frac{1}{8}}}\right)\left(\frac{\partial^{\frac{1}{8}}}{\partial x^{\frac{1}{8}}}+i\sqrt[8]{i}\,\frac{\partial^{\frac{1}{8}}}{\partial y^{\frac{1}{8}}}\right)u(x,y)$$

Axırıncı düsturdan göründüyü kimi, Bussinesk–Lyav tənliyinin, hətta kəsr tərtib diferensial tənliklərlə riyazi əlaqələri vardır. Bussinesk–Lyav tənliyinin $u(x,y)$ həllini

$$W_p^{(2,2)}(G)=\left\{u\in L_p(G)/D_x^iD_y^ju\in L_p(G), i,j=\overline{0,2}\right\}$$

burada, $1\le p\le\infty$. S.L. Sobolev fəzasında axtaracağıq. $W_p^{(2,2)}(G)$ fəzasında normanı

$$\|u\|_{W_p^{(2,2)}(G)}=\sum_{i=0}^{2}\sum_{j=0}^{2}\left\|D_x^iD_y^ju\right\|_{L_p(G)}$$

bərabərliyi ilə təyin edəcəyik. (13) tənliyi üçün klassik şəkildə başlanğıc-sərhəd məsələsini

$$\begin{cases} u/_{x=x_0}=\Phi_1(y), \\ u_x/_{x=x_0}=\Phi_2(y), \\ u/_{y=y_0}=g_1(x), \\ u_y/_{y=y_0}=g_2(x) \end{cases} \tag{15}$$

şəklində qoymaq olar. Burada, $g_i(x)$ və $\Phi_i(y)$, $i=\overline{1,2}$ uyğun olaraq, G_1 və G_2 -də verilən ölçülən funksiyalardır. Aydındır ki, (6) şərtlərini ödəyən $\Phi_1(y)\in W_p^{(2)}(G_2);\Phi_2(y)\in W_p^{(2)}(G_2);$ $g_1(x)\in W_p^{(2)}(G_1);g_2(x)\in W_p^{(2)}(G_1)$ funksiyaları aşağıdakı şərtləri də ödəməlidir:

$$\begin{cases} \Phi_1(y_0)=g_1(x_0), \\ \Phi_2'(y_0)=g_2'(x_0), \\ \Phi_2(y_0)=g_1'(x_0), \\ \Phi_1'(y_0)=g_2(x_0) \end{cases}. \tag{16}$$

Bu şərtlər uzlaşma şərtləri adlanır. (13), (15) məsələsinin qoyuluşundakı (16) uzlaşma şərtləri göstərir ki, bu məsələnin həlli barədə artıq informasiya verilib. Buna görə də sərhəd şərtlərinin tapılması məsələsini qoyaq və burada həll artıq informasiyanı özündə saxlamasın və hər hansı uzlaşma tip şərtlərini ödənməsini tələb etməsin. Bununla əlaqədar, aşağıdakı sərhəd şərtlərinə baxaq:

$$\begin{cases} B_{0,0}u\equiv u(x_0,y_0)=\varphi_{0,0} \\ B_{1,0}u\equiv u_x(x_0,y_0)=\varphi_{1,0} \\ B_{0,1}u\equiv u_y(x_0,y_0)=\varphi_{0,1} \\ B_{1,1}u\equiv u_{xy}(x_0,y_0)=\varphi_{1,1} \\ (B_{2,0}u)(x)\equiv u_{xx}(x,y_0)=\varphi_{2,0}(x) \\ (B_{2,1}u)(x)\equiv u_{xxy}(x,y_0)=\varphi_{2,1}(x) \\ (B_{0,2}u)(y)\equiv u_{yy}(x_0,y)=\varphi_{0,2}(y) \\ (B_{1,2}u)(y)\equiv u_{xyy}(x_0,y)=\varphi_{1,2}(y) \end{cases}. \tag{17}$$

$\varphi_{0,0} \in R, \varphi_{1,0} \in R, \varphi_{0,1} \in R, \varphi_{1,1} \in R$ verilən ədədlərdir, qalan $\varphi_{i,j}$ isə $\varphi_{2,0}(x) \in L_p(G_1), \varphi_{2,1}(x) \in L_p(G_1), \varphi_{0,2}(y) \in L_p(G_2), \varphi_{1,2}(y) \in L_p(G_2)$ şərtlərini ödəyən verilən funksiyalardır.

Əgər, $u = u(x,y) \in W_p^{(2,2)}(G)$ funksiyası klassik şəkildə (15), (16) başlanğıc-sərhəd məsələsinin həllidirsə, o zaman

$$\begin{cases} \varphi_{0,0} = \Phi_1(y_0) = g_1(x_0) \\ \varphi_{1,0} = \Phi_2(y_0) = g_1^{'}(x_0) \\ \varphi_{0,1} = \Phi_1^{'}(y_0) = g_2(x_0) \\ \varphi_{1,1} = \Phi_2^{'}(y_0) = g_2^{'}(x_0) \\ \varphi_{2,0}(x) = g_1^{''}(x) \\ \varphi_{2,1}(x) = g_2^{''}(x) \\ \varphi_{0,2}(y) = \Phi_1^{''}(y) \\ \varphi_{1,2}(y) = \Phi_2^{''}(y) \end{cases} \tag{18}$$

bərabərliyi ilə təyin olunan $\varphi_{i,j}$-lər üçün (13), (17) məsələsinin də həllidir .

Bu mülahizənin tərsinin doğruluğunu da asanlıqla isbat etmək olar. Başqa sözlə, əgər $u \in W_p^{(2,2)}(G)$ funksiyası (13)-(17) məsələsinin həllidirsə, onda o, aşağıdakı $\Phi_1(y), \Phi_2(y), g_1(x), g_2(x)$ funksiyalar üçün

$$\begin{cases} \Phi_1(y) = \Phi_1(y_0) + (y - y_0)\Phi_1^{'}(y_0) + \int\limits_{y_0}^{y} (y-\eta)\Phi_1^{''}(\eta)d\eta = \\ = \varphi_{0,0} + (y - y_0)\varphi_{0,1} + \int\limits_{y_0}^{y} (y-\eta)\varphi_{0,2}(\eta)d\eta, \\ \Phi_2(y) = \Phi_2(y_0) + (y - y_0)\Phi_2^{'}(y_0) + \int\limits_{y_0}^{y} (y-\mu)\Phi_2^{''}(\mu)d\mu = \\ = \varphi_{1,0} + (y - y_0)\varphi_{1,1} + \int\limits_{y_0}^{y} (y-\mu)\varphi_{1,2}(\mu)d\mu, \\ g_1(x) = g_1(x_0) + (x - x_0)g_1^{'}(x_0) + \int\limits_{x_0}^{x} (x-\tau)g_1^{''}(\tau)d\tau = \\ = \varphi_{0,0} + (x - x_0)\varphi_{1,0} + \int\limits_{x_0}^{x} (x-\tau)\varphi_{2,0}(\tau)d\tau, \\ g_2(x) = g_2(x_0) + (x - x_0)g_2^{'}(x_0) + \int\limits_{x_0}^{x} (x-\xi)g_2^{''}(\xi)d\xi = \\ = \varphi_{0,1} + (x - x_0)\varphi_{1,1} + \int\limits_{x_0}^{x} (x-\xi)\varphi_{2,1}(\xi)d\xi \end{cases} \tag{19}$$

.

(13), (17) məsələsinin də həllidir. Qeyd edək ki, bu halda (19) şəklində təyin olunan funksiyalar üçün uyğun (16) uzlaşma şərtlərinin yuxarıda göstərilən xassələrə malik $\varphi_{i,j}$ -lərin hamısı üçün avtomatik ödənilməsi ilə əlaqədar mühüm bir xüsusiyyətə malikdir. Buna görə də (19) bərabərliyinə (16) uzlaşma şərtlərini ödəyən

$$\Phi_1(y), \Phi_2(y) \in W_p^{(2)}(G_2),$$
$$g_1(x), g_2(x) \in W_p^{(2)}(G_1),$$

funksiyalarının ümumi şəkli kimi baxmaq olar. Beləliklə, ümumi halda, (13), (15) başlanğıc-sərhəd məsələsi və (13), (17) sərhəd məsələsi ekvivalentdirlər. (13), (17) məsələsi qoyuluşuna görə daha təbiidir, nəinki, (13), (15) məsələsi. Bu onunla əlaqədardır ki, (13), (17) məsələsinin qoyuluşundakı sərhəd şərtlərinin sağ tərəfindəki funksiyalar üçün uzlaşma tip hər hansı tamamlayıcı şərtlər tələb olunmur. Buna görə də (13), (17) məsələsinə yenitipli başlanğıc-sərhəd məsələsi kimi baxmaq olar. Qeyd etmək lazımdır ki, (13), (17) yenitipli başlanğıc-sərhəd məsələsi $u \in W_p^{(2,2)}(G)$ funksiyalarının aşağıdakı inteqral göstərilişinin köməkliyi ilə tədqiq edilir:

$$\begin{aligned} u(x,y) &= u(x_0,y_0) + (x-x_0)u_x(x_0,y_0) + (y-y_0)u_y(x_0,y_0) + \\ &+ (x-x_0)(y-y_0)u_{xy}(x_0,y_0) + \int_{x_0}^{x}(x-\tau)u_{xx}(\tau,y_0)d\tau + (y-y_0)\int_{x_0}^{x}(x-\tau)u_{xxy}(\tau,y_0)(\tau)d\tau + \\ &+ \int_{y_0}^{y}(y-\xi)u_{yy}(x_0,\xi)d\xi + (x-x_0)\int_{y_0}^{y}(y-\xi)u_{xyy}(x_0,\xi)d\xi + \\ &+ \int_{x_0}^{x}\int_{y_0}^{y}(x-\tau)(y-\xi)u_{xxyy}(\tau,\xi)d\tau d\xi \end{aligned}$$

Nəticə

Cisimlərin əsas halına uyğun enerjisi onun yaddaşı hesab oluna bilər. Onun digər cisimlərlə qarşılıqlı təsirdə olarkən, bir-birində yaratdıqları yaddaşı enerji ilə ifadə etmək olar. Bu enerji cisimlərin şüalandıracağı və uda biləcəyi fotonun enerjisinə bərabər götürülə bilər. Cismin yaddaşını oxuyarkən, əldə olunmuş məlumatların müxtəlif məqsədlərlə, xüsusilə də hərbi sahədə istifadəsi mümkündür. Gələcək elmi işlərdə yüklənmiş Bussinesk–Lyav tənliyi üçün yenitipli başlanğıc-sərhəd məsələsinin tədqiqi cisimlərin yaddaşa malik olması məsələsini aktuallaşdırır.

İstifadə edilmiş ədəbiyyat siyahısı

1. Why objects and memories are forever connected. Copyright © 2023 LEGACYBOX. All rights reserved. LEGACYBOX is a registered trademark of AMB Media LLC.: [Electronic resource] / URL: https://legacybox.com/blogs/analog/why-objects-and-memories-are-forever-connected
2. Do objects have a memory: [Electronic resource] / – June 24, 2019. URL: https://www.quora.com/Do-objects-have-a-memory
3. Металлы с памятью формы.: [Электронный ресурс] / – 15 сентябрь, 2023. URL: https://habr.com/ru/companies/ruvds/articles/760096/
4. Эффект памяти металлов.: [Электронный ресурс] / – 20 март, 2015. URL: https://mmetalloprom.ru/info/articles/effekt_pamyati_metallov/
5. Металлы с памятью формы. (В.Г. Шипша): [Электронный ресурс] / URL: https://www.naukaspb.ru/spravochniki/Demo%20Metall/4_25.htm
6. Память металла. ГОСТ Р ИСО 24497-1-2009: Контроль неразрушающий. Метод магнитной памяти металла. Часть 1. Термины и определения: [Электронный ресурс] /

URL: https://normative_reference_dictionary.academic.ru/48876/память_металла

7. Материалы с памятью формы (реферат)?: [Электронный ресурс] / – 24 Декабрь., 2011. URL: https://ukrreferat.com/chapters_ru/tehnauki/materialy-s-pamyatyu-formy.html

8. Металлы, обладающие памятью: их свойства и применение?: [Электронный ресурс] / – 24 Июль, 2023 URL: https://japnoj.ru/maynkraft/doklad-na-temu-metally-obladayushhie-pamyatyu

9. Материалы IV международная конференция «Сплавы с памятью формы». – Москва.: НИТУ «МИСиС», – 13-17 Сентября, – 2021, –100 с.: [Электронный ресурс] / URL: https://nanophys.ru/data/documents/2021_SPF_Sbornik-tezisov.pdf

10. Скрипко, З. А. Изучение темы "Эффект памяти формы материалов" в педагогическом вузе: учебно-методическое пособие / З. А.Скрипко; – Томск: Изд-во ТГПУ, – 2010. – 40 с.

11. Эффект памяти формы. Материал из Википедии — свободной энциклопедии. 20 июня 2022 года: [Электронный ресурс] / URL: https://www.wikiwand.com/ru/Эффект_памяти_формы#google_vignette

12. Həsənov, A., Həsənov, A., Həsənov, A. Cisimlərin yaddaşa malik olmasının tədqiqi. – Bakı: Hərbi Bilik, – № 2, –2020. – s. 5-10.

13. Щембелов, Г. А. Квантовохимические методы расчета молекул / Г.А.Щембелов [и др.]. – Москва: Химия, – 1980. – 255 с.

14. Paşayev, F. H. Atom və molekul fizikasinda riyazi metodlar. Dərs vəsaiti. / F.H.Paşayev, A.Q.Həsənov, – Bakı: Müəllim Nəşriyyatı, – 2013. – 124 s.

15. Mürselov, T. M., Hasanov, A.G. Açık tabakalı bazı ikiatomlu moleküllerin termleri için genelleşmiş Hartree-Fock-Roothaan denkleminin çözümü // Atom-molekül və çekirdek sistemlerinin yapilari ve spektrumları, –Çanakkale: Galiştay bildirileri, – 8-10 Temmuz, – 2005. – s. 60-64.

16. Zhegalov,V. I. On a problem for generalized Bouussinesg-Love equation. Vesth. Samar. Gos. Texn. Univ., – 2019.№2, – p.771-776.

17. Жегалов, В. И. Об одной задаче для обобщенного уравнения Буссинеска–Лява / Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки,/ – 2019.№23(4), – с.771–776.

18. Жегалов, В.И. Дифференциальные уравнения со старшими частными производными / В. И.Жегалов, А.Н.Миронов, – Казань: Казанск. матем. об-во, – 2001. – 226 с.

19. Жегалов, В. И. Уравнения с доминирующей частной производной / В. И.Жегалов, А.Н.Миронов, Е.А. Уткина. – Казань: Казанск. ун-т, – 2014. – 385 с.

20. Миронов, А.Н., Миронова, Л.Б. О методе Римана решения задачи Коши // – Диффер. уравн., – 2015. Т.51, № 1. – с. 131–135. doi: 10.1134/ S0374064115010136

21. Mamedov, I. G. Well-Posed Solvability of the Neumann Problem for a Generalized Mangeron Equation with Nonsmooth Coefficients / I.G.Mamedov, M.Dzh.Mardanov, T.K., Melikov, R.A. Bandaliev // – Differential Equations, – 2019.Vol. 55, p. 1362-1372

Аннотация

Методика решение проблем памяти объектов

Ариф Гасанов, Этибар Панахов, Арзуман Гасанов, Айнура Абдуллаева

В статье рассматривается наука об объектах, обладающих памятью. Это может быть выражено через энергию памяти, которую создают объекты при взаимодействии. В ближайшем будущем можно будет получить определенные научные результаты в этом направлении. Цель метода исследования – предложить методологию решения задач об объектах, обладающих памятью. Для этого рассматривается новая начально-краевая задача для уравнения Буссинеска-Лиава, описывающего продольные волны, обладающие свойством распространения во всех средах. Обсуждаются модельные дифференциальные уравнения, используемые в математической физике как методы исследования для решения задачи, и их взаимосвязь. Таким образом, была затронута связь между уравнением Бюссинеска-Льяве и уравнением Лапласа, широко используемым в теории стационарной фильтрации, а также связь уравнения Лапласа с уравнением Коши-Римана. Продемонстрировано описание дифференциального оператора, соответствующего уравнению Коши-Римана, с дифференциальными операторами младших дробных производных, что математически доказывает, что проблема памяти напрямую связана не только с уравнениями математической физики, но и с уравнениями математической биологии. Отметим, что рассматриваемое заряженное дифференциальное уравнение характеризует память при распространении продольных волн. Был получен следующий научный результат: Разработан метод решения задач об объектах, обладающих памятью. Это имеет исключительное значение в области военного дела и позволяет восстановить необходимую информацию.

Ключевые слова: память объектов, продольные волны, уравнение Бюссинеска-Лиава, звуковые волны, энергия, разведывательная информация

Abstract

Method for solution of object memory problems

Arif Hasanov, Etibar Panahov, Arzuman Hasanov, Aynura Abdullayeva

The article discusses the science of objects with memory. This can be expressed through the memory energy that objects create when interacting. In the near future it will be possible to obtain certain scientific results in this direction. The purpose of the research method is to propose a methodology for solving problems about objects with memory. To do this, we consider a new initial boundary value problem for the Boussinesq-Liave equation, which describes longitudinal waves that have the property of propagating in all media. Model differential equations used in mathematical physics as research methods for solving problems and their interrelation are discussed. Thus, the connection between the Bussinesq-Llavé equation and the Laplace equation, widely used in the theory of stationary filtration, was touched upon, as well as the connection between the Laplace equation and the Cauchy-Riemann equation. A description of the differential operator corresponding to the Cauchy-Riemann equation with differential operators of lower fractional derivatives is demonstrated, which mathematically proves that the memory problem is directly related not only to the equations of mathematical physics, but also to the equations of mathematical biology. Note that the charged differential equation under consideration characterizes memory during the propagation of longitudinal waves. The following scientific result was obtained: A method for solving problems about objects with memory was developed. This is of exceptional importance in the field of military affairs and allows you to recover the necessary information.

Keywords: memory of objects, longitudinal waves, Bussinesq-Liave equation, sound waves, energy, intelligence information.

Məqalə redaksiyaya daxil olmuşdur: 01.06.2023
Təkrar işlənməyə göndərilmişdir: 05.06.2023
Çapa qəbul edilmişdir: 08.01.2024