

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA
MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI
ALISHER NAVOIY NOMIDAGI
SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI**

**Mexanika-matematika fakulteti
"Nazariy va amaliy mexanika kafedrası"**

Burqutboyev Sh.M.

**TUTASH MUHIT MEXANIKASI FANIDAN
MA'RUZALAR MATNI
(Termodinamika, elektrodinamika,
TMM masalalarining qo'yilishi)**

Samarqand 2015

I. TERMODINAMIKANING ASOSIY TUSHUNCHA VA TENGLAMALARI

1-Ma'ruza. Tirik kuch haqidagi teorema va ichki sirt kuchlarining ishi

Reja:

1. V hajmdagi tutash muhitning kinetik energiyasi.
2. Ichki va tashqi massaviy kuchlarning ishi.
3. Tashqi sirt kuchlarining ishi. Ichki sirt kuchlarini ishini aniqlash.
4. Chekli hajmdagi tutash muhit uchun tirik kuch teoremasi.
5. Simmetrik kuchlanish tenzori holida ichki sirt kuchlari ishining ifodasi.
6. Tutash muhitning cheksiz kichik hajmi uchun tirik kuch teoremasi.
7. Ideal suyuqlik uchun ichki kuch ishining zichligi.

Tayanch iboralar: kuch, sirt kuchlari, ichki va tashqi kuchlar, massaviy kuchlar, hajm simmetrik tenzor, ideal suyuqlik, kinetik energiya, simmetrik kuchlanish tenzori, cheksiz kichik hajm, tirik kuch, ish, elementar ish, ish zichligi.

1. V hajmdagi tutash muhitning kinetik energiyasi

Tutash muhit harakatining dinamik tenglamalarining eng ahamiyatli umumiy xulosalaridan biri bu tirik kuch haqidagi teoremadir.

Faraz qilaylik V -material muhit zarrachalari bilan birga harakatlanuvchi ixtiyoriy chekli hajm, Σ esa uni chegaralovchi sirt bo'lsin. Bundan tashqari V hajm ichida $P = p^{ij} \partial_i \partial_j$ -kuchlanish tenzori komponentalari hamda $v = v^i \partial_i = v_i \partial^i$ -tezlik vektori komponentalari fazoviy koordinata va vaqtning uzluksiz differensiallanuvchi funksiyasi bo'lsin.

dt vaqt ichida cheksiz kichik hajmdagi tutash muhitning cheksiz kichik $d\tau$ -hajmning ko'chish vektori

$$d\vec{r} = \vec{v} dt$$

vektorni olamiz. Impulslar tenglamasini $d\vec{r}$ -ga skalyar ravishda ko'paytiramiz va V hajm bo'yicha integrallaymiz. U holda

$$\int_V \rho \vec{a} \vec{v} d\tau = \int_V \rho \vec{F} d\tau + \int_V (\Delta_j p^{ij}) v_i d\tau \quad (1.1)$$

bo'ladi. Bu munosabatga kiruvchi integrallarni almashtiramiz.

Skalyar (invariant) $\vec{v} \cdot \vec{a}$ miqdorni V koordinatalar sistemasini qo'llab hisoblash mumkin. Masalan, dekart koordinatalar sistemasida quyidagini osongina hosil qilish mumkin

$$\vec{v} \cdot \vec{a} = \frac{dx}{dt} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{dx}{dt} \right) + \frac{dy}{dt} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{dy}{dt} \right) + \frac{dz}{dt} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{dz}{dt} \right) = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \vec{v}^2$$

$dm = \rho d\tau$ - massa o'zgarish bo'lganligi uchun

$$\int_V \vec{a} \vec{v} \rho d\tau = \int_M d \left(\frac{\vec{v}^2}{2} \right) dm = d \int_M \frac{\vec{v}^2}{2} dm = dE,$$

bu yerda ta'rifga ko'ra

$$E = \int_V \frac{\rho \vec{v}^2}{2} d\tau \quad (1.2)$$

V hajmdagi tutash muhitning kinetik energiyasi.

2. Ichki va tashqi massaviy kuchlarning bajargan ishi

Massaviy $\vec{F}$ kuchlarni ikkita gruppaga bo'lamiz: butun V hajmga nisbatan $\vec{F}^{(i)}$ -ichki va $\vec{F}^{(t)}$ -tashqi kuchlarga. U holda

$$\int_V \rho \vec{F} \cdot d\vec{r} d\tau = \int_V \rho \vec{F}^{(i)} \cdot d\vec{r} d\tau + \int_V \rho \vec{F}^{(t)} \cdot d\vec{r} d\tau = dA_m^{(i)} + dA_m^{(t)}, \quad (1.3)$$

bu yerda $dA_m^{(i)}$ va $dA_m^{(t)}$ -cheksiz kichik ko'chishda V hajmga ta'sir qiluvchi va bu hajmga nisbatan tashqi va ichki massaviy kuchlarning elementar ishi.

Aytish kerakki, butun V hajmga ta'sir qiluvchi barcha ichki kuchlar yig'indisi hamma vaqt nolga teng, bu kuchlarning ishi esa noldan farqli bo'lishi mumkin.

(1.1) ifodadagi oxirgi integralni quyidagicha yozib olamiz

$$\int_V (\nabla_j p^{ij}) v_i dt d\tau = \int_V \nabla_j (p^{ij} v_i) dt d\tau - \int_V p^{ij} \nabla_j v_i dt d\tau. \quad (1.4)$$

(1.4) ifodadaning o'ng tomonida turgan birinchi integralni almashtirish uchun Gauss-Ostrogradskiy teoremasidan foydalanamiz, ikkinchisini esa quyidagi ayniyat yordamida almashtiramiz

$$\nabla_j v_i = \frac{1}{2} (\nabla_j v_i + \nabla_i v_j) + \frac{1}{2} (\nabla_j v_i - \nabla_i v_j) = e_{ij} + \omega_{ij}.$$

Natijada

$$\int_V (\nabla_j p^{ij}) v_i dt d\tau = \int_{\Sigma} p^{ij} v_i n_j d\tau - \int_V p^{ij} e_{ij} d\tau - \int_V p^{ij} \omega_{ij} dt d\tau \quad (1.5)$$

ni hosil qildik, bu yerda Σ - V hajmni chegaralovchi sirt, n_i esa Σ ga tushilgan (V hajmga nisbatan tashqi) normal birlik vektorining kovariant komponentalari $\omega_{ij} \vec{e}^i \vec{e}^j$ tenzor antisimmetrik bo'lganligi uchun

$$p^{ij} \omega_{ij} = p^{ij} \omega_{ij} + p^{ij} \omega_{ij} = \left(p^{ij} - p^{ji} \right) \omega_{ij} \quad (1.5')$$

tenglik o'rinli. Shuning uchun klassik holda, kuchlanish tenzori simmetrik ($p^{ij} = p^{ji}$) bo'lganda, (1.5) da oxirgi integral nolga teng.

3. Tashqi sirt kuchlarining ishi. Ichki sirt kuchlarining ishini aniqlash

Ma'lumki $p^{ij} \eta_j \vec{\epsilon}_i = \vec{p}_n$, u holda

$$\int_{\Sigma} p^{ij} v_i n_j d\sigma dt = \int_{\Sigma} \vec{p}_n \cdot d\vec{r} d\sigma = dA_{sirt}^{(l)} \quad (1.6)$$

bo'ladi, bu yerda $dA_{sirt}^{(l)}$ orqali Σ sirt nuqtalarining cheksiz kichik $d\vec{r} = \vec{v} dt$ ko'chishlaridagi V hajmdan ajratilgan Σ sirtga ta'sir qiluvchi tashqi sirt kuchlarining ishi belgilangan.

(1.4) ifodadagi oxirgi integral invariant miqdor bo'lib, ta'rifga ko'ra V hajmdagi ichki sirt kuchi kuchlanishlarning kuchi deyiladi va

$$-\int_V p^{ij} \nabla_j v_i dt dr = dA_{sirt}^{(i)} \quad (1.7)$$

4. Chekli hajmdagi tutash muhit uchun tirik kuchlar teoremasi

Shunday qilib (1.1) tenglikni quyidagicha yozish mumkin

$$dE = dA_m^{(e)} + dA_m^{(i)} + dA_{sirt}^{(e)} + dA_{sirt}^{(i)}, \quad (1.8)$$

ya'ni haqiqiy harakat uchun tutash muhit chekli individual hajmining kinetik energiyasining differensial, bu hajmga ta'sir qiluvchi tashqi massaviy, ichki massaviy, tashqi sirt va ichki sirt kuchlarining elementar ishlari yig'indisiga teng.

(1.8) munosabat *deformatsiyalanuvchi tutash muhitning chekli hajmiga qo'llaganda tirik kuchlar teoremasi* deyiladi. (1.8) tirik kuchlar teoremasini ifodasida dE - E funksiyaning to'liq differensial (bu yerda E -tutash muhit hajmining kinetik energiyasi) qolgan $dA_m^{(e)}$, $dA_m^{(i)}$, $dA_{sirt}^{(e)}$, $dA_{sirt}^{(i)}$ hadlar esa umumiy holda oddiy cheksiz kichik miqdorlar – tutash muhitning har bir nuqtasida aniqlangan

$$d\vec{n} = \vec{v} dt$$

uzliksiz cheksiz kichik ko'chishlar sistemasida mos kuchlarning elementar ishlari.

5. Simmetrik kuchlanish tenzori holida ichki sirt kuchlari ishining ifodasi

Yuqoridagi (1.4),(1.5),(1.5') ifodalardan ko'rinadiki, ichki sirt kuchlari ishi uchun ifodani qo'yidagicha yozish mumkin:

$$dA_{sirt}^{(i)} = -\int_V p^{ij} e_{ij} dt d\tau - \int_V p^{ij} \omega_{ij} dt d\tau \quad (1.9)$$

yoki simmetrik kuchlanish tenzori holida

$$dA_{sirt}^{(i)} = -\int_V p^{ij} e_{ij} dt d\tau. \quad (1.10)$$

Ma'lumki, uch o'lchovli fazoda ω_{ij} -antisimmetrik tenzorga mos qilib aksial vektor ω ni (tezlikning uyrma vektori) qo'yish mumkin. Yuqorida keltirilgan xulosalarga ko'ra, harakatlanuvchi tutash muhitda uyurmalarining borligi kuchlanishlarning simmetrik tenzori holida (xususan, harakat muqдорining ichki momentlari, tashqi massaviy va sirt kuchlari bo'lmagan holda) ichki sirt kuchlari bajargan elementar ishining miqdoriga va demak, kinetik energiyaning o'zgarishiga tog'ridan-tog'ri ta'sir qilmaydi.

6. Tutash muhitning cheksiz kichik hajmi uchun tirik kuch teoremasi

Endi cheksiz kichik hajmdagi tutash muhit uchun tirik kuch teoremasini yozamiz. Buning uchun tutash muhitning biz qarayotgan biror bir nuqtasini o'z ichiga olgan kichik ΔV hajmni olamiz. Hajmni bu nuqtagacha toraytirganimizda (1.1) tenglikni ΔV uchun yozib uni ΔV hajm ichidagi zarrachaning Δm massasiga bo'lsak, u holda (1.2) va (1.4) larni hisobga olib quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{dv^2}{2} = \vec{F} \cdot d\vec{r} + \frac{1}{\rho} \cdot \nabla_j (p^{ij} v_i) dt - \frac{1}{\rho} \cdot p^{ij} \nabla_j v_i dt,$$

bu yerda $v^2/2$ miqdorni kinetik energiyaning zichligi deyish mumkin, $\vec{F} \cdot d\vec{r}$, $\frac{1}{\rho} \nabla_j (p^{ij} v_i) dt$, $-\frac{1}{\rho} p^{ij} \nabla_j v_i dt$ -miqdorlar esa massaviy va sirt tashqi va ichki kuchlari ishining zichligi.

Tutash muhitning cheksiz kichik hajmi uchun tirik kuchlar teoremasiga ichki massaviy kuchlarning elementar ishi kirmaydi, sababi V hajmi nuqtagacha taraytirganda va $M \rightarrow 0$ da u nolga intiladi. Bu esa to'g'ridan to'g'ri massoviy kuchlarning zichligi bu hajmga ta'sir qiluvchi tashqi massoviy kuchlarning hajmining massasiga nisbati sifatida mavjud degan farazdan kelib chiqadi.

Fazar qilaylik, masalan, ichki massaviy kuchlar V hajm zarrachalari orasidagi N'yutonning o'zaro tortish kuchlaridan iborat bo'lsin. U holda ichki massaviy kuchlarning M massali V hajmdagi ishi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$f \int_M \int_M \frac{dm_1 dm_2}{(r_1 - r_2)} \cdot \frac{r_1 - r_2}{|r_1 - r_2|} \cdot dr_2.$$

Bu ifodani M ga bo'lib, V ni nuqtagacha toraytirsak, hosil bo'lgan nisbatning limiti nolga teng bo'ladi.

Shunday qilib, har bir cheksiz kichik zarracha uchun o'rinli bo'lgan tirik kuchlar teoremasi quyidagicha ta'riflanadi: *tutash muhitning har bir nuqtasida kinetik energiya zichligining differensial bu cheksiz kichik zarrachaga ta'sir qiluvchi tashqi massaviy, tashqi sirt va ichki sirt kuchlari bajargan elementar ish zichliklarining yig'indisiga teng.*

Yuqorida ko'rganimizga ko'ra tirik kuchlar teoremasi impuls tenglamasining natijasidir va u mexanik energiya balansi tenglamalarini ifodalaydi. Tirik kuchlar teoremasi energetik tabiatga ega, ammo bu munosabatlar umumiy holda energiyani saqlanish qonunini ifodalamaydi. Faqatgina mexanik energiya issiqlik yoki boshqa turdagi energiyaga o'tmagan holda energiyani saqlanish qonunini ifodalaydi. Aytib otish kerakki, energiyani saqlanish qonuni bu holda ikkiga bo'linadi: mexanik va nomexanik energiyalarning (har biri aloxida) saqlanish qonunlari. Ba'zi bir xususiy hollarda, $\frac{1}{dm} dA_{sirt}^{(i)}$

$$\frac{1}{dm} dA_{sirt}^{(i)} = -\frac{1}{\rho} p^{ij} e_{ij} dt - \frac{1}{\rho} p^{ij} \omega_{ij} dt = -\frac{1}{\rho} p^{ij} e_{ij} dt - \frac{1}{\rho} (p^{ij} - p^{ji}) \omega_{ij} dt.$$

Agarda muhit qattik jism sifatida harakatlanayongan bo'lsa, u holda barcha $e_{ij} = 0$ va

$$\frac{1}{dm} dA_{sirt}^{(i)} = -\frac{1}{\rho} (p^{ij} - p^{ji}) \omega_{ij} dt.$$

Agarda kuchlanish tenzori simmetrik bo'lmasa, $(p^{ij} \neq p^{ji})$, u holda muhitning absolyut qattiq jism sifatida harakatlanayonganida ishchi sirt kuchlari ishi nolga farqli bo'lishi mumkin, sababi aylanishda burchak tezligi $\vec{\omega}$ va demak w_{ij} noldan farqli bo'lishi mumkin.

Agarda kuchlanish tenzori simmetrik bo'lsa, u holda quyidagi tenglik orinli

$$\frac{1}{dm} dA_{sirt}^{(i)} = -\frac{1}{\rho} P^{ij} e_{ij} dt, \quad (1.11)$$

ya'ni bu holda ichi sirt kuchlarini ishi, umuman olganda, deformasiyalarga bo'g'liq. Agarda sistemani kuchlanish tenzoriga ega bo'lgan muhit absolyut qattiq jism sifatida harakatlansa, u holda undagi ichki sirt kuchlarining ishi hamma vaqt nolga teng.

7. Ideal suyuqlik uchun ichki kuch ishining zichligi

Ideal suyuqlik uchun $P^{ij} = -pg^{ij}$, shuning uchun

$$\frac{1}{dm} dA_{sirt}^{(i)} = \frac{p}{\rho} g^{ij} e_{ij} dt = \frac{p}{\rho} e_i^i dt = \frac{p}{\rho} \text{div } \vec{v} dt.$$

Oxirgi ifodada $\text{div } \vec{v}$ ni uzviylik tenglamasi yordamida almashtirib,

$$\frac{1}{dm} dA_{sirt}^{(i)} = -\frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} dt = pd \frac{1}{\rho} = pdV \quad (1.12)$$

ni hosil qilamiz, bu yerda V -solishtirma hajm. Muhitning cheksiz kuchik zarrachasi uchun tirik kuchlar teoremasi quyidagicha bo'ladi:

$$d \frac{v^2}{2} = \frac{1}{dm} dA_{m}^{(e)} + \frac{1}{dm} dA_{sirt}^{(l)} + pd \frac{1}{\rho} = \vec{F}^{(l)} \vec{v} dt - \frac{1}{\rho} \nabla_k (pv^k) dt + pd \frac{1}{\rho}. \quad (1.13)$$

Xulosa

Tutash muhit chekli hajmi uchun kinetik energiya va unga ta'sir qiluvchi kuchlar aniqlanib, tirik kuchlar haqidagi teorema keltirib chiqarildi. Bu teorema ba'zi muhitlar uchun konkretlashtirildi.

Adabiyotlar

1. Седов.Л.И. Механика сплошной среды. М. 1982, 1-том, стр 185-190.
2. Механика сплошных сред в задачах. Т. I. Теория и задачи. М.: Московский лицей, 1996, 396 с. Под ред. М.Э. Эглит.

2-Ма'ruza. Termodinamikaning birinchi boshlanishi (energiyaning saqlanish qonuni) va issiqlik oqimi tenglamasi

Reja:

1. Holat parametrlari.
2. Tutash muhit uchun holat parametrlarining soni.
3. Aniqlovchi parametrlarinig to'liq sistemasi.
4. Golonom va golonommas termodinamik sistemalar.
5. Holatlar fazoi. Proseslar va sikllar.
6. Sistemaning tashqi ob'ektlar bilan o'zaro ta'siri.
7. Energiyaning saqlanish qonuni.

Tayanch iboralar: energiya, tutash muhit, holat parametrlari, proses, sikl, o'zaro ta'sir, cheksiz kichik zarracha, ichki holat, deformatsiya tenzori, komponentalari, kontinium, temperatura, tezlik, zichlik, issiqlik o'tkazish koeffisienti, golonom va golonommas sistema, tashqi kuch ishi, kuch.

1.Holat parametri

Termodinamikaning va shu bilan birga butun tutash muhitning asosida yotuvchi tushunchalardan boshlaymiz, bular sistemaning „holati” va „holat parametri” tushunchalaridir. Biz qarayotgan *sistemaning (masalan biror chekli hajmdagi tutash muhit) holati berilgan deyiladi, agarda sistemaning (muhitning) bizni qiziqtiruvchi xarakteristikalarini to'liq aniqlovchi biror bir $\mu^1, \mu^2, \dots, \mu^n, \dots$ parametrlari berilgan bo'lsa.*

Biror bir diapazonda ixtiyoriy qiymatlarni qabul qila oladigan μ - aniqlovchi parametrlar *holat parametrlari* deyiladi. Tutash muhitni har xil modellari uchun holat parametri va ularning soni har xil .

Muhit holatini bilish nimadan iborat. Bu savolga quyidagi javobni berish mumkin. Barcha jismlar atom va molekulalardan iborat va agarda vaqtning har bir momentida (paytida) jismni tashkil qiluvchi barcha elementar zarrachalarning harakati va holati ma'lum bo'lsa, u holda butun jism holati ham ma'lum bo'ladi. Haqiqat agarda biz, masalan 1 sm hajmdagi tinch havoning holatini bermoqchi

bo'lsak, u holda biz bu hajmdagi molekula koordinatalarining vaqtdan bog'liq 3-27-10 ta funksiyalarini berishimiz kerak chunki hatto tinch holatdagi molekulalar ham harakatlanadi. Shu bilan birga ma'lumki makroskopik nuqtai nazarga ko'ra ko'p hollarda tinch holatdagi havo(va boshqa gazlar)ning holati faqat 2 ta parametrlarning - p bosim va ρ zichlikning berilishi bilan aniqlanadi.

Makroskopik nuqtai nazar - bu shunday nazarki bunga ko'ra tabiat va texnikada biz kuzatayotgan har xil hodisalarida faqat chekli jismlar uchun ahamiyatli bo'lgan effektlar, hossalari va jarayonlar hisobga olinadi.

Diskret sistema sifatida qaralayotgan muhit holatini aniqlovchi ko'p sonli parametrlardan muhitning makroskopik holatini aniqlovchi kamroq sondagi (masalan gaz uchun ρ va p) parametrlarga o'tish muommosi trivial emas va u suyuqlik, gaz va qattiq jismlar fizikasining muhim muommosi hisoblanadi. Bu muommoni yechish hamma vaqt qushimcha gipotezalar bilan bog'liq – bular nisbiylik qonuni va boshqa tabiatga ega bo'lgan gipotezalar.

Makroskopik parametrlar harakatlanuvchi va umuman ixtiyoriy joylashgan ko'p sonli molekula to'plamiga nisbattan biror bir farazlarda hisoblangan o'rta statik miqdorlar sifatiga qurulishi mumkin. Masalan, gazlarda, makroskopik tezlik $\bar{v}$ ni fizik jihatdan kichik hajmdagi molekulalar to'plamining og'irlik markazi tezligi sifatiga kiritish mumkin, T temperaturani atom va molekulalarning xaotik harakatining erkinligi birga teng makroskopik harakatga nisbattan o'rtacha energiya sifatida olish mumkin; biror bir yuzachadagi P_n kuchlanishni esa molekulalarning xaotik harakatida bu yuzachadan molekulalar bilan o'tayotgan impulsning o'rtacha xarakteristikasi sifatida qarash mumkin va xakazo.

Umumiy holda aniqlovchi parametrlar aniq qaralayotgan masalalar sinfi uchun gipotezalar yordamida kiritiladi shu bilan birga ular nazariy tadqiqotlarga hamda tajriba natijalariga asoslanadi. Ko'pgina murakkab holatlarda aniqlovchi parametr kiritish muommosi ochiq holatda turibdi va hali o'rganilmagan. Masalan, qovushoq-plastik qattiq jism uchun murakkablashgan fizik, kimyoviy yoki biologik sistemalardagi muvozanatsiz hodisalarda va ko'pgina boshqa muommolar.

2. Tutash muhit uchun holat parametrlari soni

Material kontinium kichik zarrachasining ichki holatini, umuman olganda diskret sistema elementar zarrachalariga nisbatan chekli va ancha kamroq sondagi aniqlovchi parametrlar bilan xarakterlash mumkin. Masalan klassik elastiklik nazariyasida deformatsiyalanuvchi qattiq jism zarrachasining ichki holati faqat ettita parametr bilan ε_{ij} - deformatsiya tenzorining 6 ta komponentasi va T - temperaturasi hamda berilgan konkret muhit uchun o'zgarmas fizik konstantalar – E - Yung moduli, ν - Puasson koeffisienti va C - issiqlik sig'imi bilan

xarakterlanadi. Shu bilan birga shunday holatlar ham bo'lishi mumkinki, kontiniumning bir modelida hatto kontiniumning cheksiz kichik zarrachasining holatini aniqlovchi parametrlar soni cheksiz bo'ladi.

Bu turdagi modellarga misol qilib “наследственность-nasl” ga ega jism modellarini olish mumkin. Bunday modellarni kiritishda P_{ij} kuchlanishlar nafaqat ayni paytdagi deformatsiya va temperaturadan bog'liq, balkim jism deformatsiyalanishining tarixiga bog'liq, ya'ni $P_{ij}(t)$ va $T(t)$ funksiyalarga bog'liq. Bu esa P_{ij} kuchlanishlar ε_{ij} , T va ularning vaqt bo'yicha hosilalariga bog'liq degan tasdiqqa ekvivalent, ya'ni bunday muhit holatining parametrlari soni cheksiz ko'p. Boshqa ancha murakkabroq misol qilib statistik fizikaning kinetik nazariyasida uchraydigan kontiniumlarini qarash mumkin, masalan Bolsman tenglamasi bilan ifodalanuvchi gaz. Ammo bu turdagi modellar ancha murakkab va nazariy va amaliy tajribalar shuni ko'rsatayaptiki, ko'pgina amaliy jihatdan muhim hollarda kichik zarracha holatini berish uchun chekli va umuman kichik sondagi parametrlar bilan chegaralanish mumkin.

Chekli hajmdagi tutash muhitni holatini aniqlash uchun, umuman olganda parametrlarni chekli soni emas balkim har doim funksiyalar berilishi kerak - deformatsiyalarning, temperaturaning va h.k. taqsimlanishi.

Funksiyaning berilishi cheksiz ko'p parametrlarning berilishiga ekvivalent. Shuning uchun umumiy holda tutash muhitning ixtiyoriy modellari uchun aniqlovchi parametrlar soni cheksiz. Keyinchalik (quyida) biz cheksiz kichik zarracha uchun chekli xarakteristikalar sistemasi mavjud deb qabul qilamiz. Bu sistema ishlatilayotgan koordinatalar sistemasida berilgan aniqlovchi parametrlardan iborat. μ^i orqali biz qabul qilingan hisob sistemasida o'zgaruvchi bo'lishi mumkin bo'lgan parametrlarni belgilaymiz, R^i orqali fizik o'zgarishlarni belgilaymiz.

3. Aniqlovchi parametrlarning to'liq sistemasi

Ta'rifga ko'ra *fiksirlangan kichik zarracha uchun $\mu^1, \mu^2, \dots, \mu^n, k^1, k^2, \dots, k^m$ miqdorlar ba'zisi, ya'ni aniqlovchi parametrlarning to'liq sistemasini tashkil qiladi deyiladi, agarda ular o'zaro bog'lanmagan (erkli) va ma'lum diapazonda ixtiyoriy bo'lsa.*

Masalan, gaz zarrachasi uchun zichlik va temperatura ma'lum chegaralarida ixtiyoriy berilishi mumkin, boshqa termodinamik funksiyalar, masalan, entropiya va bosim ular orqali aniqlanadi.

4. Golonom va golonommas termodinamik sistemalar

Nazariy mexanikadagi erkinlik darajasi soni bilan tutash muhitlar mexanikasida aniqlovchi parametrlar soni orasida analogiyani (o'xshashlikni) kiritish mumkin. Haqiqatan erkinlik darajasi mexanik sistemaning holatini aniqlovchi erkli

parametrlar soni sifatida aniqlanadi. Masalan absolyut qattiq jismning erkinlik darajasi 6 ga teng. Agarda absolyut qattiq jismni fizik sistema sifatida qarasak, u holda uni aniqlash uchun yana 10 ta o'zgarmas parametrlarni - massani, jismda massalar markazining joylashishini va inersiya tenzori komponentalarining massalar markazidagi holatini berishimiz kerak bo'ladi.

Nazariy mexanikada golonommas sistemalar qaraladi. Tutash muhitlar mexanikasida ham, agarda μ^i - aniqlovchi parametrlar aniq chegaralarda ixtiyoriy ravishda o'zgarib, ularning $\delta \mu^i$ ortirmasi qarayotgan masalalar sinfining shartlariga ko'ra m ta

$$A_i \delta \mu^i = 0$$

ko'rinishdagi erkli integrallanmaydigan munosabatlar bilan o'zaro bog'liq bo'lsa, bunday holat o'rinli, bu yerda A_i - aniqlovchi parametrlarning bazi bir funksiyalari. U holda $n - m$ ta $\delta \mu^i$ erkin orttirmalar soni μ^i - aniqlovchi parametrlarning erkin o'zgaruvchilar sonidan kichik bo'ladi va termodinamik sistema golonommas deyiladi.

Golonommas sistemaning erkinlik darajasi $\delta \mu^i$ erkin orttirmalar soni sifatida aniqlanadi. Faraz qilaylik, masalan $\mu^1(\xi^1, \xi^2, \xi^3, t)$ - zarracha zichligi ρ ning biror bir skalyar parametri, t - vaqt, ξ^1, ξ^2, ξ^3 - ajratilgan zarracha markazining Lagranj koordinatalari, μ^2 va μ^3 parametrlar esa μ^1 ning t bo'yicha birinchi va ikkinchi hosilasidan iborat bo'lsin, ya'ni

$$\mu^2 = \partial \mu^1 / \partial t; \quad \mu^3 = \partial \mu^2 / \partial t = \partial^2 \mu^1 / \partial t^2. \quad (2.1)$$

Tabiiy fizik shartlarga ko'ra, t vaqt μ^i sistemaga kirmaydi. Har xil tashqi shartlarda biror bir chegaradagi har xil ixtiyoriy μ^1, μ^2, μ^3 qiymatli holatlar o'rinli, $d\mu^1$ va $d\mu^2$ orttirmalar esa dt vaqtning o'zgarishi hisobiga ξ^1, ξ^2, ξ^3 o'zgarmaslarda hamma vaqt bitta

$$\mu^2 d\mu^2 - \mu^3 d\mu^1 = 0 \quad (2.2)$$

ko'rinishdagi golonommas munosabat bilan bog'langan.

5. Holatlar fazosi. Proseslar va sikllar

Holatlar fazosi deganda koordinatalari μ_i holat parametrlaridan iborat fazo (fazaviy fazo) tushuniladi.

Termodinamik sistemaning har xil holatlariga holatlar fazosining har xil nuqtalari mos keladi. Holat parametrining biron bir ketma-ket qiymatlariga mos keluvchi muhit holatining majmuasi proses yoki jarayon deyiladi. Jarayon uzluksiz bo'lishi mumkin, agarda berilgan zarracha uchun $\mu^1, \mu^2, \dots, \mu^n$ holatlar majmuasi holatlar fazosida uzluksiz egri chiziqni hosil qilsa.

6. Sistemaning tashqi ob'ektlar bilan o'zaro ta'siri

Biz jarayonni bajarsak, sistema umumiy holda tashqi jism va maydonlar bilan o'zaro ta'sirda bo'ladi. Tutash muhit modellarini qurishda asosiy masala tutash tuhitning ajratilgan zarrachasi bilan unga nisbattan tashqi bo'lgan jism va maydonlar orasida, xususiyl holda o'zaro ta'sir qonunlari va mexanizmlarini o'rnatishdan iborat.

Hozirgi vaqtda ajratilgan zarracha va o'rab turuvchi muhit orasida energiya almashinuvining yangi makroskopik mexanizmlari va elementar zarrachalar orasida energiya almashuvi qonunlari o'rganilmoqda.

Ushbu $d\mu^1, d\mu^2, \dots, d\mu^n$ elementar zarrachaning kichik zarrachaga energiyaning to'liq tashqi oqimini quyidagicha tasvirlash mumkin:

$$dA^{(e)} + dQ^{(e)} + dQ^{**}, \quad (2.3)$$

bu yerda $dA^{(e)}$ - tashqi makroskopik massaviy va sirt kuchlarining ishi, $dQ^{(e)}$ - issiqlik oqimi; dQ^{**} - energiyaning zarrachaga nisbattan tashqi oqimi.

Tashqi kuchlarning elementar ishi uchun aniqlovchi parametrlar sistemasining asosiy manosiga ko'ra $d\mu^1, d\mu^2, \dots, d\mu^n$ parametrlarning o'zgarishiga mos keluvchi cheksiz kichik elementar jarayon uchun

$$dA^{(e)} = P_i(\mu^1, \mu^2, \mu^3, \dots, \mu^n, k^1, k^2, \dots, k^m) d\mu^i \quad (2.4)$$

ko'rinishidagi formulani yozish mumkin. Bu formulada $dA^{(e)}$ tashqi kuchning ishi qaralayotgan zarrachaning ichki parametrlari va ularning orttirmalari orqali tasvirlangan.

Tutash muhitning cheksiz kichik zarrachasi uchun (2.4) formulani quyidagi $\vec{v}$ tezlik bilan harakatlanuvchi m massali material nuqta uchun

$$dA^{(e)} = m \vec{v} d\vec{v} \quad (2.5)$$

formulaning yoki chekli o'lchamdagi ixtiyoriy absalyut qattiq jism uchun

$$dA^{(e)} = m \vec{v} d\vec{v}^* + A p d\vec{p} + B q d\vec{q} + C r d\vec{r} \quad (2.6)$$

formulani umumlashgani sifatida qarash mumkin, bu yerda m - jism massasi; $\vec{v}^*$ - jism massalar markazi tezligi, A, B, C lar inersiyaning markaziy o'qlariga nisbattan inersiya momenti; p, q, r - oniy burchak tezligining markaziy o'qqa proeksiyalari.

Ideal suyuqlik uchun tirik kuchlar teoremasiga ko'ra quyidagiga egamiz:

$$\frac{dA^{(e)}}{dm} = \vec{v} d\vec{v} - p d\frac{1}{S}. \quad (2.7)$$

Yuqoridagi (2.4)-(2.7) munosabatlarni har birini $dA^{(e)}$ ni muhitning uchki parametrlari orqali aniqlaydi.

Xuddi (2.4) munosabat kabi fizik xususiyatlar asosida va umuman, qaralayotgan muhit modelining ta'rifiga kiruvchi maxsus fizik farazlar asosida quyidagini yozish mumkin:

$$dQ^* = dQ^{(e)} + dQ^{**} = Q_i(\mu, \mu, \dots, \mu, \kappa, \dots, \kappa^m) d\mu^i. \quad (2.8)$$

Masalan deformatsiyalanayotgan qatiq jism yoki ideal siqilmaydigan suyuqlik uchun

$$DQ^* = dQ^{(e)} = C(T)dT \quad (2.9)$$

bo'ladi, bu yerda $C(T)$ - issiqlik sig'imi koeffisienti, T -temperatura.

7. Sistemaning saqlanish qonuni

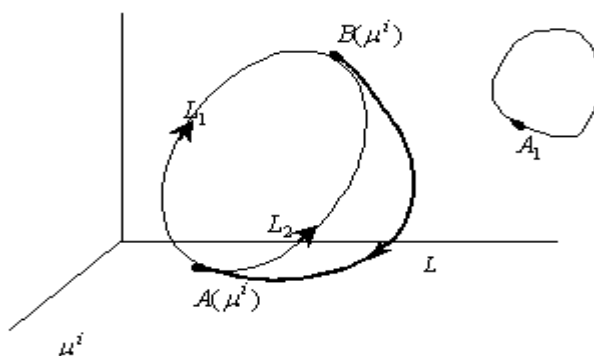
Faraz qilaylik holatlar fasosida holat parametri μ^i qiymatli A nuqtadan, μ^i parametrli B nuqtagacha L_1 egri chiziq bo'lab o'tayotgan jarayon sodir bo'lgan bo'lsin. Bu jarayonda sistema tashqaridan qabul qilayotgan energiyani to'liq oqimi tushunchasini kiritamiz, u quyidagiga teng:

$$A^{(e)} + Q^* = \int_{AB(L_1)} P_i d\mu^i + \int_{AB(L_1)} Q_i d\mu^i. \quad (2.10)$$

Faraz qilaylik sistema C -siklni bajarsin, u holda energiyani saqlanish qonuni qo'yidagicha ta'riflanadi:

$$\int_C (P_i + Q_i) d\mu^i = 0, \quad (2.11)$$

ya'ni ixtiyoriy siklni bajaruvchi sistemaga tashqaridan keluvchi energiyani to'liq oqimi 0 ga teng.



2.1.-chizma

Bu yerdan to'g'ridan-to'g'ri quyidagi xulosa kelib chiqadi: sistema qabul qilayotgan energiyani to'liq oqimi L_1 jarayondan emas, balkim faqat sistemaning boshlang'ich va keyingi holatiga bog'liq. Haqiqat agar A va B holatlar orasida ixtiyoriy L_1 jarayondan tashqari L_2 jarayonni va B holatdan A holatga o'tuvchi L jarayonni qarasak, u holda L_1L va L_2L jarayonlar yopiq siklni hosil qiladi va energiyani saqlanish qonuniga ko'ra

$$A^{(e)} + Q^* = \int_{L_1} (P_i + Q_i) d\mu^i = \int_{L_2} (P_i + Q_i) d\mu^i = - \int_L (P_i + Q_i) d\mu^i. \quad (2.12)$$

Mustaqil ishlash uchun savollar

1. Sistema holati va holat parametrlari tushunchasini bering.
2. Tutash muhit uchun holat parametrlari soni nimaga bog'liq.

3. Kichik zarracha uchun aniqlovchi parametrlarning to'liq sistemasini yo'zing.
4. Tutash muhitlar sistemasida qanday termodinamik sistemalar qaraladi.
5. Golonom termodinamik sistema deb nimaga aytiladi.
6. Golonommas termodinamik sistema ta'rifini bering.
7. Holat fazosi deganda nimani tushunasiz.
8. Jarayon va sikl tushunchalarini bering.
9. Energiyaning saqlanish qonuni yozing va uni sikllar yordamida tushuntiring.
10. Termodinamik sistemaning tashqi ob'ektlar bilan o'zaro ta'siri qay tarzda sodir bo'ladi?
11. Termodinamik jaraypnda sistema tashqaridan qabul qilayotgan energiyaning to'liq oqimi nimaga teng?

Xulosa

Tutash muhit uchun termodinamikaning birinchi qonuni, asosiy termodinamik paramtrlar, ish, energiya haqida tushunchalar berildi. Ular orasidagi ba'zi zarur munosabatlar keltirildi

Adabiyotlar

1. А.В. Болгарский, Г.А.Мухачёв, В.К.Шукин. Термодинамика и теплопередача. М."Высш.шк", 1975 г. стр. 25-40.
2. Седов Л.И. Механика сплошной среды. М. 1982. Том 1, стр. 196-202, 242.

3-Ma'ruza. Termodinamik muvozanat, qaytar va qaytmas jarayonlar

Reja:

- 1) Termodinamik muvozanat;
- 2) Muvozanatli va muvozanatsiz jaroyanlar;
- 3) Qaytar va qaytmas jarayonlar;
- 4) Amaliy jihatdan qaytar deb hisoblash mumkin bo'lgan jarayonga misol;
- 5) Muvozanatli va ehtimoli ko'proq bo'lgan jarayonlar ;
- 6) Ehtimoli o'rtacha va qaytmas mikroskopik jarayonlar;
- 7) Tempratura haqida tushuncha;

Tayanch iboralar: jarayon, holat parametrlari, sikl, muvozanat, temperatura, tezlik, zichlik, issiqlik o'tkazish koeffisienti.

1.Bizga malumki absalyut qattiq jismning mexanik muvozanatini qarash mumkin . Jism tanlangan biror sanoq sistemasiga nisbatan **muvozanatda** deyiladi, agar barcha tashqi shartlar uzoq vaqt davomida o'zgarmasdan qolsa.

Termodinamik muvozanat deb shunday holatga aytiladiki, sistema ichki holatining barcha xarakteristikalarini (mexanik xarakteristikalarini ham) tashqi shartlar saqlanib turgan o'z qiymatlarini uzoq vaqt saqlab tursalar. Holatlar fazosida termodinamik muvozanat xolati nuqta orqali ifodalanadi. Kichik hajmdagi sistemaning muvozanat holati uning temperatura xarakteristikasidan ko'proq bog'liq.

2. Termodinamik jarayon tez yoki sekin sodir bo'lishi mumkin. juda sekin bo'lgan termodinamik jarayonlarni iqtisodiylik, bunda barcha parametrlarning o'zgarish tezligi cheksiz kichik bo'ladi.

Holatlar fazosida bunday jarayon egri chiziqli orqali ifodalanadi, uning har bir nuqtasi muvozanat holati bo'ladi. juda sekin jarayonlarning har bir oraliq holat muvozanat holati bo'ladi va bunday jarayonlar **muvozanatli jarayon** deyiladi; Muvozanatli jarayonlarni ifodalovchi munosabatlarda parametrlarning o'zgarish tezligining qiymati ahamiyatga ega emas, faqat ularning o'zgarish yo'nalishi ahamiyatga ega bo'lishi mumkin.

Chetli tezlikda sodir bo'luvchi jarayonlar (agar tezliklar fizik bog'lanishlarga ta'sir ko'rsatsa) **muvozanatsiz jarayonlar** deb ataladi.

Muvozanatli va o'rnatilgan (statsonar) jarayonlar umumiy holda ustma ust tushmaydi. Jarayon o'rnatilgan bo'lishi mumkin, ya'ni geometrik fazodagi berilgan nuqtada holat parametrlari vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi

$$\frac{\partial \mu^i}{\partial t} = 0.$$

Shu vaqtning o'zida muvozanatsiz bo'lishi ham mumkin, ya'ni parametrlarning o'zgarish tezliklari muhit zarrachalaridagi jarayonlarga sezilarli ta'sir ko'rsatadi.

$$\frac{\partial \mu^k}{\partial t} = 0.$$

3. Biror A holatdan B holatga o'zgaruvchi jarayon qaytar jarayon deyiladi, agar parametrlarning cheksiz kichik ortirmasida oraliq holatlar uchun barcha tenglamalar shu ortirmalar qarama-qarshi ishora bilan olinganda ham o'rinli bo'lsa. Shunday qilib holatlar fazosida biror holatlar ketma-ketligi qaytar jarayonni tashkil qilsa, unga mos keluvchi energiya oqimlari $dA^{(e)}$, $dQ^{(e)}$ va dQ^{**} lar to'g'ri va qaytuvchi jarayonlarda faqat ishorasi bilan farq qilar ekan.

4. Tadqiqotlar shuni ko'rsatadiki, bazan juda tez sodir bo'luvchi jarayon - reaktiv dvigatel soplavidan gaz tashqariga chiqishini qaytar jarayon deb atash mumkin, bunda gaz zarrachalari muvozanat holatidagi 70 atm bosimli kameradan tartibi 3000 m/s bo'lgan tezlik bilan xarakatlanuvchi va bosim deyarli nol bo'lgan holatga o'tadi.

Bunday jarayonlar yuqori balandliklarda uchayotgan raketalarda sodir bo'ladi. Bu jarayonda issiqlik energiyasi turli temperaturali zarrachalararo o'zaro almashishga ulgurmaydi; zarrachadagi termadinamik parametrlar faqat boshlang'ich muvozanat holatdan bog'liq bo'ladi.

5. Molekulalar mikroskopik harakatiga mos keluvchi o'rta statistic parametrlardan T temperatura va ρ zichlikni qaraylik. Biz gamalumki T va ρ ning aniq qiymati mikroskopik harakat harakteristikalarining cheksiz ko'p taqsimlanishlari mos kelishi mumkin.

Demak makroskopik parametrlarning muvozanat qiymatiga juda ko'p mikro holatlar to'g'ri kelar ekan. Shu sababli, agar termodinamik sistema mumkin bo'lgan holatlardan eng ehtimolli holatda bo'lsa, uni muvozanat holatda deb hisoblash mumkin. Bularga ko'ra izomerlangan sistemani ham muvozanatda yoki unga yaqin holatda deb hisoblash mumkin.

Adabiyotlar

1. А.В. Болгарский, Г.А.Мухачёв, В.К.Шукин. Термодинамика и теплопередача. М."Высш.шк", 1975 г. стр. 25-40.
2. Седов.Л.И. Механика сплошной среды. М. 1982, 1-том, стр 185-190.
3. Механика сплошных сред в задачах. Т. I. Теория и задачи. М.: Московский лицей, 1996, 396 с. Под ред. М.Э. Эглит.

3-Ma'ruza. Termodinamik muvozanat, qaytar va qaytmas jarayonlar.

Reja:

1. Termodinamik muvozanat;
2. Muvozanatli va muvozanatsiz jarayonlar;
3. Qaytar va qaytmas jarayonlar;
4. Amaliy jihatdan qaytar deb hisoblash mumkin bo'lgan jarayonga misol;
5. Muvozanatli va ehtimoli ko'proq bo'lgan jarayonlar ;
6. Ehtimoli o'rtacha va qaytmas mikroskopik jarayonlar;

Tayanch iboralari. Muvozanat, holat parametrlari, temperatura, zichlik, jarayon, sikl,

1. Bizga malumki absolyut qattiq jismning mexanik muvozanatini qarash mumkin. Jism tanlangan biror sanoq sistemasiga nisbatan **muvozanatda** deyiladi, agar barcha tashqi shartlar uzoq vaqt davomida o'zgarmasdan qolsa. **Termodinamik muvozanat** deb shunday holatga aytiladiki, sistema ichki holatining barcha xarakteristikalarini (mexanik xarakteristikalarini ham) tashqi shartlar saqlanib turgan o'z qiymatlarini uzoq vaqt saqlab tursalar. Holatlar fazosida termodinamik muvozanat xolati nuqta orqali ifodalanadi. Kichik hajmdagi sistemaning muvozanat holati uning temperatura xarakteristikasidan ko'proq bog'liq.

2. Termodinamik jarayon tez yoki sekin sodir bo'lishi mumkin. juda sekin bo'lgan termodinamik jarayonlarni iqtisodiylik, bunda barcha parametrlarning o'zgarish tezligi cheksiz kichik bo'ladi.

Holatlar fazosida bunday jarayon egri chiziqli orqali ifodalanadi, uning har bir nuqtasi muvozanat holati bo'ladi. juda sekin jarayonlarning har bir oraliq holat muvozanat holati bo'ladi va bunday jarayonlar **muvozanatli jarayon** deyiladi; Muvozanatli jarayonlarni ifodalovchi munosabatlarda parametrlarning o'zgarish tezligining qiymati ahamiyatga ega emas, faqat ularning o'zgarish yo'nalishi ahamiyatga ega bo'lishi mumkin.

Chetki tezlikda sodir bo'luvchi jarayonlar (agar tezliklar fizik bog'lanishlarga ta'sir ko'rsatsa) **muvozanatsiz jarayonlar** deb ataladi.

Muvozanatli va o'rnatilgan (statsionar) jarayonlar umumiy holda ustma ust tushmaydi. Jarayon o'rnatilgan bo'lishi mumkin, ya'ni geometrik fazodagi berilgan nuqtada holat parametrlari vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi.

$$\frac{\partial \mu^i}{\partial t} = 0$$

Shu vaqtning o'zida muvozanatsiz bo'lishi ham mumkin, yani parametrlarning o'zgarish tezliklari muhit zarrachalaridagi jarayonlarga sezilarli tasir ko'rsatadi.

$$\frac{\partial \mu^k}{\partial t} = 0$$

3. Biror A holatdan B holatga o'zgaruvchi jarayon qaytar jarayon deyiladi, agar parametrlarning cheksiz kichik ortirmasida oraliq holatlar uchun barcha tenglamalar shu ortirmalar qarama –qarshi ishora bilan olinganda ham o'rinli bo'lsa. Shunday qilib holatlar fazosida biror holatlar ketma-ketligi qaytar jarayonni tashkil qilsa, unga mos keluvchi energiya oqimlari $dA^{(e)}$, $dQ^{(e)}$ va dQ^{**} lar to'g'ri va qaytuvchi jarayonlarda faqat ishorasi bilan farq qilar ekan.

4. Tadqiqotlar shuni ko'rsatadiki bazan juda tez sodir bo'luvchi jarayon - reaktiv dvigatel soplavidan gaz tashqariga chiqishini qayatr jarayon deb atash mumkin, bunda gaz zarrachalari muvozanat holatidagi 70 atm bosimli kameradan tartibi 3000 m/s bo'lgan tezlik bilan xarakatlanuvchi va bosim deyarli nol bo'lgan holatga o'tadi.

Bunday jarayonlar yuqori balandliklarda uchayotgan raketalarda sodir bo'ladi. Bu jarayonda issiqlik energiyasi turli tempraturali zarrachalar aro o'zoro almashishga ulgurmaydi; zarrachadagi termadinamik parametrlar faqat boshlang'ich muvozanat holatdan bog'liq bo'ladi.

5. Molekulalar mikroskopik harakatiga mos keluvchi o'rta statistic parametrlardan T tempratura va ρ zichlikni qaraylik. Bizgamalumki T va ρ ning aniq qiymati mikroskopik harakat harakteristikalarining cheksiz ko'p taqsimlanishlari mos kelishi mumkin.

Demak makroskopik parametrlarning muvozanat qiymatiga juda ko'p mikro holatlar to'g'ri kelar ekan. Shu sababli, agar termodinamik sistema mumkin bo'lgan holatlardan eng ehtimolli holatda bo'lsa, uni muvozanat holatda deb hisoblash mumkin. Bularga ko'ra izomerlangan sistemani ham muvozanatda yoki unga yaqin holatda deb hisoblash mumkin.

4-Ma'ruza. Ikki parametrlilik muhitlar. Mukammal gaz. Karno sikli

Reja

1. Ideal gazda issiqlik oqimi tenglamasi;
2. Mukammal gazning holat tenglamasi;
3. Mukammal gazning ichki energiyasi;
4. O'zgarmas hajm va bosimda issiqlik sig'implari, Mayer formulasi;
5. Muhitga issiqlik uzatishning fizik mexanizmlari;
6. Adiabatik va izotermik jarayonlar;
7. Politrop jarayonlar;
8. Mukammal gaz izotermalari;
9. Puasson adiabatasi;
10. Mukammal gaz uchun izoterma va adiabatalarining o'zaro joylashishi;
11. Sistemaning bajarilgan ishi;
12. Sistemaga tashqaridan keluvchi issiqlikning to'liq oqimi;
13. Karno sikli;
14. Karno sikli bo'yicha ishlovchi mashinalar;
15. Isitish va sovutish ko'rinishdagi karno siklini bajaruvchi sistema

Tayanch iboralar: jarayon, holat parametrlari, sikl, muvozanat, temperatura, tezlik, zichlik, issiqlik o'tkazish koeffitsienti.

Ikki parametrlilik muhitlar deb shunday muhitlarga aytiladiki unda barcha termodinamik funksiyalar faqat ikkita termodinamik parametrlardan bog'liq bo'ladi. Agar bu ikkita parametrlar P bosim va ρ zichlik bo'lsa, u holda bunday muhitlarga solishtirma energiya $u = u(p, \rho)$ kabi ifodalanadi.

1. Agar muhit o'zini ideal siqiluvchan suyuqlik kabi tutsa u holda birlik massaga to'g'ri keluvchi sirt kuchlarining bajarilgan ishi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{1}{dm} dA_{sirt} = p d \frac{1}{\rho}$$

va issiqlik oqimi tenglamasi $dq^{**} = 0$ deb olinganda quyidagi ko'rinishga yoziladi:

$$du = p d \frac{1}{\rho} = dq \quad (4.1)$$

2. Mukammal gazda bosim, zichlik va temperatura Klepeyron tenglamasi orqali bog'langan:

$$p = \rho RT ; \quad (4.2)$$

R -turli gazlar uchun turli qiymat qabul qiluvchi gaz o'zgarmasi. (4.2) ko'rinishdagi bosim, temperatura, zichlik muhitning boshqa fizik harakteristikalarini bog'lovchi tenglamalar holat tenglamalari deyiladi. Havo

$$\text{uchun} \quad R = 287,042 \frac{m^2}{\text{sek}^2 \text{ gradus}}$$

Quyidagi tenglik orqali universal gaz doimiysi R_0 va Bolsman doimiysi k larni kiritish mumkin :

$$R = \frac{R_0}{M} = \frac{k}{m},$$

bu yerda m -molekulalarining o'rtacha massasi (grammda), M -o'rtacha molyar massa bo'lib, quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

$$nM = n_1 M_1 + n_2 M_2 + \dots + n_n M_n = \sum_{i=1}^N n_i M_i ,$$

bu yerda $n - N$ ta komponentadan iborat berilgan hajmdagi modda miqdori mollar soni M_i - molyar massa

$$R_0 = 8,3144 \cdot 10^{17} \frac{\text{erg}}{\text{mol} \cdot \text{grad}} , \quad k = 1,38 \cdot 10^{-16} \frac{\text{erg}}{\text{mol}}$$

3. Mukammal gazni molekulalari o'zaro itarish kuchi bilan o'zaro ta'sirlashuvchi gaz deb qarash mumkin. Shuning uchun bir atomli mukammal gazning ichki energiyasi undagi (zarrachalarning) atomlarning xaotik harakati kinetik energiyalari yig'indisi sifatida qaraymiz.

Birlik massadagi ichki energiya uni quyidagigi formula orqali ifodalash mumkin:

$$u = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^N \frac{m_i v_i^2}{2} + \text{const}$$

M -atomlarning umumiy massasi, m_i v_a v_i -atomning massasi va massalar markaziga nisbatan tezligi, N esa berilgan hajmdagi atomlar soni. Agar hamma atomlar bir xil bo'lsa, u holda $M = Nm$ va

$$u = \frac{v_{ort}^2}{2} + \text{const}$$

bu yerda v_{ort}^2 - atomlar xaotik harakatning o'rtacha tezligi kvadrati. Mukammal gaz o'rtacha energiyasi temperatura orqali quyidagicha aniqlanadi:

$$u = c_v T + \text{const} \quad (4.3)$$

bu yerda $c_v - \frac{v_{ort}^2}{2}$ va T orasidagi o'lchovli proporsionallik koeffitsienti. Ichki energiya u ning (4.3) ko'rinishida Klepeyron tenglamasi bilan berilishi mukammal gazning aniq modelini ifodalaydi.

4. Issiqlik oqimi tenglamasi (4.1) ga asosan mukammal ideal gaz uchun solishtirma hajm o'zgarmas bo'lgan jarayonlarda ($d\frac{1}{\rho} = 0$)

$$dq_{N=const}^{(e)} = du = c_v dt \quad \text{yoki} \quad \frac{dq^{(e)}}{dT} = c_v \quad \text{ekanligi keltirib chiqarish mumkin.}$$

c_v hajm o'zgarmas bo'lganda birlik massadagi muhit harakatini $1^0 c$ ga ko'tarish uchun kerak bo'lgan issiqlik miqdorini bildiradi va hajm o'zgarmas bo'lgandagi solishtirma issiqlik sig'imi deyiladi.

Bosim o'zgarmas bo'lganda ideal mukammal gaz uchun issiqlik oqimi tenglamasidan

$$(dq^{(e)})_{p=const} = du + p \frac{1}{\rho} = c_v dT + d \frac{p}{\rho} = (c_v + R) dT \quad (4.4)$$

Bosim o'zgarmas bo'lganda birlik massadagi muhit harakatini $1^0 c$ ga ko'tarish uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdoriga o'zgarmas bosimdagi solishtirma issiqlik sig'imi deyiladi va c_p orqali belgilanadi

$$c_p = \left(\frac{dq^{(e)}}{dT} \right)_{p=const}$$

(4.4) dan c_p va c_v ni bog'lovchi Mayer formulasini keltirib chiqarish mumkin.

$$c_p - c_v = R. \quad (4.5)$$

5. Issiqlik oqimi kelishi yoki u qaytishi turli fizik holatlardan bog'liq bo'lishi mumkin:

1. Issiqlik o'tkazuvchanlik
2. Issiqlik nurlanishi yutilishi
3. Issiqlik ajralib chiqishi
4. Ba'zan esa ichki energiya yoki ichki kuchlarning bajargan ishlarining bir qismi hisobidan issiqlik ajralib chiqishi mumkin.

6.(I). Tashqi issiqlik oqimi yo'q ya'ni va zarralar o'zaro issiqlik almashmaydigan jarayonlar adiabatik jarayonlar deyiladi. Adiabatik jarayonlar haqidagi g'oya issiqlikdan izolizlangan yoki tez sodir bo'luvchi (lekin ba'zida qaytar) issiqlik almashishga yetarli darajada ulgurmaydigan jarayonlar bilan bog'liq.

(II). Issiqlik almashuvi issiqlik o'tkazuvchanlik yoki nurlanish orqali sodir bo'luvchi yetarlicha sekin sodir bo'luvchi hamma zarrachalarda temperatura o'zgarmas bo'lgan jarayonlar izotermik jarayonlar deyiladi.

Izotrop jarayon tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{dT}{dt} = 0$$

Bu tenglama holat tenglamasi bilan birgalikda issiqlik oqimi tenglamasining o'zini bosadi, umuman olganda muhit harakatini o'rganishda nazariy yechimni juda soddalashtiradi.

Issiqlik oqimi tenglamasidan faqat izotermik jarayonni tashlab turish uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdorida ni hisoblash mumkin.

Shuni aytib o'tish kerakki $\frac{dT}{dt} = 0$ shart muhitning har bir individual zarrachasida temperatura vaqt o'tishi bilan o'zgarmasligini bildiradi, turli individual zarrachalarda temperatura turlicha bo'lishi mumkin.

Ba'zida esa izotermik jarayon deb zarrachalardagi temperatura vaqt o'tishi bilan o'zgarishi mumkin, lekin barcha zarrachalarda bir xil bo'lgan jarayonga aytiladi. Bu holda $\frac{dT}{dt} = 0$ shartning o'rniga

$$\text{grad}T = 0, \quad T = T(t)$$

shart bajarilishi faraz qilinadi.

(III). Ikki parametrlilik muhitlar uchun fiksirlangan jarayonda issiqlik oqimi tenglamasi o'rniga zichlik va bosim orasidagi biror bog'lanish olinishi mumkin. Agar bu bog'lanish hamma zarrachalar uchun bir xil bo'lsa, u holda bunday jarayon borotrop jarayon deyiladi.

7.Ko'pincha quyidagi shart bajariladigan jarayonlarga politrop jarayon deyiladi.

$$P = c\rho^n$$

bu yerda n -politrop ko'rsatkichi deb ataluvchi o'zgarmas son, c – biror o'zgarmas.

Berilgan $p = f(\rho)$ bog'lanish uchun issiqlik oqimi tenglamasidan shu bog'lanishni ta'minlovchi tashqi issiqlik oqimini aniqlash qiyin emas.

Agar gaz mukammal issiqlik oqimi tenglamasidan $n > 1$ bo'lganda quyidagini topamiz

$$dq = du + c\rho^n d\frac{1}{\rho} = c_v dT - \frac{dRT}{n-1}$$

Bundan Mayer formulasi

$$R = c_p - c_v$$

gaasosan R o'zgarmas bo'lganda issiqlik oqimi uchun quyidagi formulani hosil qilamiz

$$dq = c_v \frac{n - \frac{c_p}{c_v}}{n - 1} dT = c^* dT$$

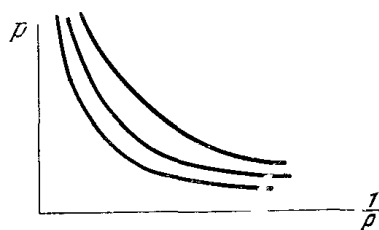
Agar $n > \frac{c_p}{c_v} > 1$ bo'lsa, u holda temperaturaning ko'tarilish $dT > 0$ issiqlik kelishi bilan bog'liq. Agar $1 < n < \frac{c_p}{c_v}$ bo'lsa, $dT > 0$ bo'lganda $dq < 0$ bo'lishi temperatura ko'tarilishi issiqlik chiqishi bilan bo'liq.

Agar $n = \frac{c_p}{c_v}$ bo'lsa, u holda $dq = 0$, ya'ni bunday politrop jarayon adiabatik jarayon bo'ladi. Ko'rsatilgan xususiyat politrop ko'rsatkichi n ning fizik ma'nosini xarakterlaydi.

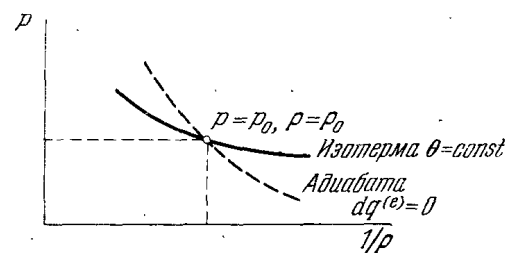
8. Ikki parametrlil muhitning p va $v = \frac{1}{\rho}$ holat parametrlari bilan brilgan holatlar fazosini qaraylik. Bunday muhitning barcha termodinamik funksiyalari xususan temperatura ham ulrni θ bilan belgilasak p va $\frac{1}{\rho}$ ning funksiyasi bo'lishi kerak

$$\theta = \theta(p, \frac{1}{\rho})$$

Bunday muhitdagi muvozanatlar izotermik ($\theta = const$) jarayonni qaraylik. Holatlar fazosi $(p, \frac{1}{\rho})$ da ($\theta = const$) egri chiziqlarni yasaymiz.(4.1a)



4.1.-chizma a) Mukammal gaz izotermasi



b) Puasson adiabatasi va

o'zaro joylashishi.

Mukammal gaz uchun $(p, \frac{1}{\rho})$ tekislikdagi izoterma giperpoladan iborat bo'ladi

$$\frac{p}{\rho} = const$$

(4.6)

Issiqlik oqimi tenglamasidan jarayon izotermik bo'lishi uchun zarur bo'lgan issiqlik oqimini topish mumkin. Bu issiqlik oqimi ideal mukammal gaz uchun quyidagiga teng

$$(dq)_{izot} = pd \frac{1}{\rho} = R\theta \rho d \frac{1}{\rho}$$

Izotermik kengayishda $dq > 0$, izotermik siqilishda $dq < 0$.

Shuni aytib o'tish kerakki, biror-bir $\theta = const$ izotermada, masalan suvning qaynash yoki muzlash temperaturalari mos kelishi mumkin, suvning qaynash va muzlash temperaturalari esa bosimdan bog'liq bo'ladi.

9. Adiabatik jarayonlarda $dq = 0$ quyidagi ko'rinishga keladi.

$$du + pd \frac{1}{\rho} = 0 \quad (4.7)$$

Bundan, agar $u(p, \frac{1}{\rho})$ ma'lum bo'lsa, uzluksiz adiabatik jarayonlardagi p va ρ orasidagi bog'lanishni topish mumkin. Mukammal gaz uchun (4.7) tenglik

$$\frac{c_v}{R} d \frac{p}{\rho} + pd \frac{1}{\rho} = 0$$

Ko'rinishini oladi. Agar $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ munosabatni kiritsak

$$\frac{1}{\gamma - 1} \left(\frac{dp}{\rho} + pd \frac{1}{\rho} \right) + pd \frac{1}{\rho} = 0$$

bundan

$$\frac{1}{\rho} dp + \gamma \cdot p \cdot d \frac{1}{\rho} = 0$$

Bu tenglikni integrallaymiz

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = const \quad (4.8)$$

$(p, \frac{1}{\rho})$ tekisligidagi bu egri chiziq Puasson adiabatasi deb ataladi,

$\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ esa adiabata ko'rsatkichi yoki Puasson koeffitsiyenti deyiladi.

Ko'rinib turibdiki, $(p, \frac{1}{\rho})$ holatlar fazosining har bir $p_0, \frac{1}{\rho}$ nuqtasidan (4.6) izoterma va (4.8) adiabatani o'tkazish mumkin.

10. Izoterma va Puasson adiabatalarining $(p, \frac{1}{\rho})$ tekislikda o'zaro qanday joylashishini qaraylik nuqtadan o'tuvchi izoterma uchun

$$\frac{p}{\rho} = \frac{p_0}{\rho_0}, \text{ yani } \frac{p_{izotrop}}{p_0} = \frac{\rho}{\rho_0}$$

xuddi shu nuqtadan o'tuvchi adibata uchun

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = \frac{p_0}{\rho_0^\gamma} \text{ yani } \frac{p_{ad}}{p_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\gamma$$

Adiabata ko'rsatkichi $\gamma = \frac{c_p}{c_v} > 1$ shuning uchun $p_{izot} > p_{adiab}$ $\frac{\rho}{\rho_0} < 1$ bo'lganda

$p_{izot} < p_{adiab}$ $\frac{\rho}{\rho_0} > 1$ bo'lganda, ya'ni izoterma $(p_0, \frac{1}{\rho_0})$ nuqtadan o'ng tomonda katta chap tomonda kichik.

11. Agar $p(\rho)$ bog'lanish (funksiya) ya'ni $(p, \frac{1}{\rho})$ tekislikdagi egri chiziq berilgan bo'lsa ichki kuchlarning bajargan ishi $\int p d\frac{1}{\rho} = \frac{1}{m} A$ ni har doim hisoblash mumkin. Bundan holatlar fazosidagi A holatdan B holatga o'tuvchi ixtiyoriy L_1 jarayon uchun ichki kuchlarning bajargan ishini hisoblash mumkin. Shunday qilib L_1 yo'nalish bo'yicha hisoblangan integral

$$\int_{AB(m)} p d\frac{1}{\rho} = \frac{1}{m} A \quad (4.9)$$

da $A > 0$ bo'lsa tashqi jism ustidan ish bajargan bo'ladi, $A < 0$ bo'lsa tashqi kuchlar L_1 jarayonni sodir etish uchun sistema ustida ish bajargan bo'ladi.

12. Xuddi shunday ixtiyoriy $L_1(p = p(\frac{1}{\rho}))$ jarayon uchun agar muhitning ichki energiyasi $(u = u(p, \frac{1}{\rho}))$ berilgan bo'lsa to'liq issiqlik oqimini hisoblash mumkin.

$$Q^{(e)} = \int_{AB(L_1)} dQ^{(e)} \quad (4.10)$$

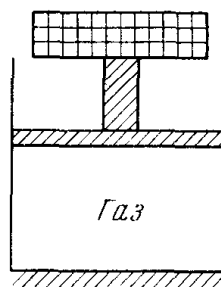
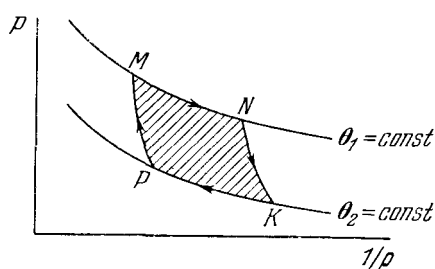
agar $Q^{(e)} > 0$ bo'lsa tashqi muhitdan issiqlik oladi, $Q^{(e)} < 0$ bo'lsa muhitga issiqlik uzatadi.

Issiqlik oqimi tenglamasiga ko'ra

$$Q^{(e)} = \int_{AB(L_1)} (du + p d\frac{1}{\rho}) dm = \int_A^B du_m + A = u_{mB} - u_{mA} + A \quad (4.11)$$

13. Karno sikli deb ataluchi muvozanatli qaytar yopiq jarayonni qaraymiz. Bu jarayonda ishchi jism ya'ni muhit sifatida p va $\frac{1}{\rho}$

parametrlar orqali aniqlanuvchi mukammal gaz yoki ixtiyoriy ikki parametrlilik muhitni olish mumkin. Holatlar fazosidagi $M(p_0, \frac{1}{\rho_0})$ gaz $\theta_1 = const$ izoterma



4.2-chizma a) Karno sikli mashina

b) Karno sikli bo'yicha ishlovchi mashina

bo'ylab N holatgacha sekin kengayadi, keyin K holatgacha $\theta_2 < \theta_1$ temperatura bilan adiabatik kengayadi va K dan P holatgacha izotermik siqiladi, bundan adiabatga bo'yicha dastlabki M holatga qaytadi.

14. Karno sikli sodir bo'luvchi sistemani mashina deb ataymiz. Bu mashina quyidagi ko'rinishda bo'ladi.

Temperaturasi θ_1 bo'lgan. Bir tomoni qo'zg'almas devor bilan berkitilgan ikkinchi esa porshen o'rnatilgan silindr temperaturasi θ_1 bo'lgan gaz bilan to'ldirilgan. Dastlab gaz silindrda M dan N gacha $\theta_1 = const$ temperaturada kengaysin Bunda silindrning yon tomonlari va porshen issiqlik o'tkazmaydigan va uning tubi issiqlikni yaxshi o'tkazuvchi bo'lib, θ_1 Temperatura o'zgarmasdan saqlab turish uchun isitkich ustida turibdi deb faras qilamiz. Porshendan yuklarni sekinlik bilan olib θ_1 temperaturani o'zgartirmasdan gazning hajmini oshiramiz va N holatgacha kelimiz. Silindr tagini issiqlik o'tkazmaydigan qoplama bilan qoplaymiz va porshendan yukni yana sekin olib borib K holatga kelimiz. Endi porshenga yuk qo'yib θ_2 o'zgarmas temperaturada gazni siqamiz, bunda temperatura ko'tarilishga harakat qiladi, shuning uchun silindr tagiga isitgich emas sovutgich o'rnatiladi. P holatga yetgandan so'ng uni dastlabki qiymatigacha ortirib borib adiabatiksiqamiz va M boshlang'ich holatga kelimiz.

Adabiyotlar

1. А.В. Болгарский, Г.А.Мухачёв, В.К.Шукин. Термодинамика и теплопередача. М."Высш.шк", 1975 г. стр. 25-40.
2. Седов.Л.И. Механика сплошной среды. М. 1982, 1-том, стр 185-190.

3. Механика сплошных сред в задачах. Т. I. Теория и задачи. М.: Московский лицей, 1996, 396 с. Под ред. М.Э. Эглит.

5-Ma'ruza. Termodinamikaning ikkinchi boshlanishi

Reja:

1. Karno siklining foydali ish ko'effitsiyenti va Karno teoremasi;
2. Termodinamika ikkinchi qonunining qaytar jarayonlarga qo'llaniluvchi miqdoriy formulirovkasi;
3. Entropiya;
4. Termodinamika ikkinchi qonunining qaytmas jarayonlarda ko'p parametrlı muhitlarga qo'llanilishi;
5. Termodinamika ikkinchi qonuni formulirovkalarining ekvivalentligi;
6. Ko'p parametrlı muhitlardagi qaytar jarayonlar uchun entropiyaning kiritilishi;
7. Issiqlik mashinasining $dQ^{**} = 0$ bo'lgandagi ishi.

Tayanch iboralar: Karno sikli, foydali ish ko'effitsiyenti, entropiya, issiqlik mashinasi.

Endi termodinamikaning 1-qonuni kabi fizik hodisalar haqidagi tajriba ma'lumotlari va nazariy ifodlarda o'z tasdog'ini topgan termodinamikaning ikkinchi boshlanishini qarab o'tamiz. Termodinamikaning ikkinchi qonuni shuni tasdiqlaydiki, temperaturasi past bo'lgan M jismdan temperaturasi yuqori bo'lgan N jimga boshqa jismlarda biror o'zgarish qilmay turib issiqlik o'tkazib bo'lmaydi (termodinamika 2-qonunining birinchi ifodasi).

Termodinamikaning ikkinchi qonunini yana quyidagicha ham ifodalash mumkin: ikkinchi tur abadiy dvigatelni yaratish mumkin emas, ya'ni termodinamikaning 1-qonuni bo'yicha davriy siklda faqat biror issiqlik manbasi sovushi hisobidan ishlovchi mashina yaratib bo'lmaydi.

Termodinamika ikkinchi qonunining bu ikki formulirovkasi ekvivalent ekanligini ko'rsatamiz.

Karno sikli yordamida termodinamika ikkinchi qonunining muhim natijasi va sifat formulirovkasini olamiz.

1. Karno sikli bo'yicha ishlovchi mashinaning foydali ish ko'effitsiyenti (FIK) tushunchasini kiritamiz. FIK bu siklda bajarilgan $A > 0$ mexanik ishning sistemaga sikl davomida keluvchi issiqlik miqdori $Q_1 > 0$ ga nisbatidir

$$\eta = f \frac{A}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} < 1. \quad (5.1)$$

Karno sikli uchun olingan $\eta < 1$ xossa termodinamika birinchi qonunining natijasidir.

Karno siklining foydali ish koeffitsiyentining xossasi haqidagi Karno teoremasi termodinamika ikkinchi qonunining natijasidir:

Orqaga qaytuvchi Karno siklining foydali ish koeffitsiyenti η faqat MN va KP izotermalarda berilgan θ_1 va θ_2 temperaturalardan bog'liq, na sikl sodir bo'layotgan ishchi jismning xususiyatlaridan, na siklning sodir etish yo'lidan, masalan ishchi jism o'lchovlaridan va izoterma bo'ylab kengayish darajasidan bog'liq.

Agar fiksirlangan θ_1 va θ_2 temperaturalarda orqaga qaytmaydigan Karno siklining FIK η' unga mos orqaga qaytuvchi Karno siklining FIK η dan katta bo'la olmaydi

$$\eta' < \eta. \quad (5.2)$$

Karno teoremasini isbot qilishda ishchi jism xususiyatlari va kengayish darajasidan umuman foydalanilmaydi. U faqat θ_1 va θ_2 temperaturalarning universal funksiyasi bo'ladi $\eta = \eta(\theta_1, \theta_2)$.

Karno siklining foydali ish koeffitsiyenti ta'rifiga ko'ra

$$\eta = \eta(\theta_1, \theta_2) = \frac{A}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}.$$

Quyidagi almashtirish olamiz

$$f(\theta_1, \theta_2) = 1 - \eta = \frac{Q_2}{Q_1}.$$

Temperaturasi θ_1, θ_2 va θ_3 bo'lgan uchta jismni va uchta orqaga qaytuvchi Karno siklini qaraylik, bu jismlar isitgich yoki sovutgich vazifasini o'taydi. Ma'lumki

$$f = \frac{Q_2}{Q_1} = \frac{Q_2}{Q_3} \frac{Q_3}{Q_1} = f(\theta_3, \theta_2) f(\theta_1, \theta_3). \quad (5.3)$$

$\theta_1 = \theta_2$ bo'lgan holda (5.3) quyidagi ko'rinishga keladi

$$1 = f(\theta_3, \theta_1) f(\theta_1, \theta_3),$$

Ya'ni argumentlarning o'rnini almashganda f funksiya $1/f$ ga aylanadi. Bu xossadan foydalanib quyidagini topamiz

$$\frac{Q_2}{Q_1} = f(\theta_1, \theta_2) = \frac{f(\theta_3, \theta_2)}{f(\theta_3, \theta_1)}. \quad (5.4)$$

(5.4) ning yechimi

Demak

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{\omega(\theta_2)}{\omega(\theta_1)}.$$

$\omega(\theta)$ funksiya qiymatini absolyut temperatura T deb ataymiz va quyidagiga ega bo'lamiz

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1}, \quad (5.5)$$

(5.5) ni qaytar jarayonlar uchun quyidagicha ifodalaymiz

$$\frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0.$$

2. Bundan keyin sistema olgan issiqlik miqdorini musbat $Q_1 = Q_1^{(e)}$, tashqariga chiqargan issiqlik miqdorini manfiy $-Q_2 = Q_2^{(e)}$ deb olsak quyidagi tenglikka ega bo'lamiz

$$\frac{Q_1^{(e)}}{T_1} + \frac{Q_2^{(e)}}{T_2} = 0. \quad (5.6)$$

U holda ixtoriy orqaga qaytuvchi jarayon uchun quyidagi munosabatga ega bo'lamiz

$$\sum_i \frac{Q_i}{T_i} = 0. \quad (5.7)$$

Adiabata va izotermalardan iborat siklni qarasak adiabatada qashqi issiqlik oqimi nolga teng bo'lgani uchun (5.7) quyidagi ko'rinishni oladi

$$\sum_i \frac{Q_i^{izot}}{T_i} = 0.$$

Uni integral ko'rinishida quyidagicha yozish mumkin

$$\oint_L \frac{dQ^{(e)}}{T} = 0. \quad (5.8)$$

Yuqoridagi tenglikdan quyidagi xulosani qilish mumkin: A va B holatlar orasidagi orqaga qaytuvchi L jarayon uchun $\int_{AB(L)} \frac{dQ^{(e)}}{T}$ integrallash yo'lidan bog'liq emas.

3. Ikki parametrli muhitning boshlang'ich A va ixtoriy B holatlarini holat parametrlari orqali kiritilgan entropiya deb ataluvchi quyidagi funksiya orqali bog'lash mumkin

$$S(B) = S\left(p, \frac{1}{\rho}\right) = \int_A^B \frac{dQ^{(e)}}{T} + S(A). \quad (5.9)$$

(5.9) ga ko'ra B nuqtaning koordinatalari ixtoriy o'zgarganda entropiya orttirmasi uchun quyidagi formula o'rinli bo'ladi

$$dS = \frac{dQ^{(e)}}{T}.$$

Agar issiqlik oqimi tenglamasidan foydalansak entropiya differensial uchun quyidagi formulaga ega bo'lamiz

$$dS = \frac{dQ^{(e)}}{T} = \frac{dU_m + dU^{(i)}}{T}, \quad (5.10)$$

yoki birlik massa uchun

$$ds = \frac{dq}{T} = \frac{dU + pd\frac{1}{\rho}}{T}. \quad (5.11)$$

Solishtirma issiqlik sig'imi o'zgarmas bo'lgan mukammal gaz ($p = \rho RT$, $U = C_v T$) uchun quyidagiga ega bo'lamiz

$$ds = \frac{c_v dT}{T} + \frac{Rd\frac{1}{\rho}}{\frac{1}{\rho}},$$

yoki

$$s = c_v \ln \frac{T}{\rho^{\frac{1}{\gamma-1}}} + \text{const} = c_p \ln \frac{T}{p^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} + \text{const}_1 = c_v \ln \frac{p}{\rho^\gamma} + \text{const}_2 = c_p \ln \frac{p}{p^\gamma} - c_v \ln \frac{p_0}{\rho_0^\gamma} + \text{const}_3. \quad (5.1$$

2)

(5.11) tenglik muhit holatining asosiy termodinamik funksiyalari $U(p, \rho)$ va $T(p, \rho)$ larga cheklanishlar qo'yadi. ds to'liq differensial bo'lishi kerak, u holda (5.11) ning integrallanuvchanlik sharti quyidagi ko'rinishda bo'ladi

$$\frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{T} \frac{\partial U}{\partial p} \right) = \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{T} \frac{\partial U}{\partial \rho} - \frac{p}{\rho^2 T} \right)$$

yoki

$$\frac{\partial T}{\partial \rho} \frac{\partial U}{\partial p} \left(\frac{1}{T} \frac{\partial U}{\partial p} \right) = \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial U}{\partial \rho} - \frac{p}{\rho^2} \right) + \frac{T}{\rho^2}. \quad (5.13)$$

Berilgan $U(p, \rho)$ va $T(p, \rho)$ funksiyalar (5.13) ning yechimi bo'lishi kerak,

Xulosa

Tutash muhit uchun termodinamikaning ikkinchii qonuni, asosiy termodinamik paramtrlar, ish, entropiya haqida tushunchalar berildi. Ular orasidagi ba'zi zarur munosabatlar keltirildi

Adabiyotlar:

1. А.В. Болгарский, Г.А.Мухачёв, В.К.Шукин. Термодинамика и теплопередача. М."Высш.шк", 1975 г. стр. 25-40.
2. Седов Л.И. Механика сплошной среды. М. 1982. Том 1, стр. 196-202, 242.

6-Ma'ruza. Ikki parametrlı muhitlarning termodinamik potentsiallari

Reja

1. Ichki energiya va entropiya termodinamik potentsiallar sifatida;

2. Erkin energiya;
3. Issiqlik tarkibi yoki entalpiya;
4. Gibbsning termodinamik potentsiali;
5. Termodinamik potentsiallarni tajribadan aniqlash.

Tayanch iboralar: *temperetura, ichki energiya, entropiya, issiqlik oqimi, bosim, zichlik, entalpiya, holat funksiyasi, potentsial*

Bundan oldingi mavzuda ikki parametrli muhitlar uchun U, s va T holat funksiyalari ixtiyoriy bo'la olmasligini qarab o'tgan edik. Masalan, agar ichki U energiya p va ρ larning funksiyasi sifatida berilgan bo'lsa, u holda $T(p, \rho)$ (5.13) ni qanoatlantirishi kerak bo'ladi, ya'ni $T(p, \rho)$ ga nisbatan berilgan xususiy hosilali differensial tenglamani yechish kerak.

Ikki parametrli muhitlar uchun termodinamik o'zgaruvchilar sifatida quyidagi parametrlar juftlarini olish mumkin: ρ va s , p va s , ρ va T va h.k. Shunday savol teg'iladi: U ichki energiya orqali bu parametrlarni ifodalash mumkinmi, bu holda boshqa termodinamik funksiyalar to'liq va bir qiymatli aniqlanadimi? Bu esa mumkin ekan.

1. U ichki energiya ρ va s larning funksiyasi bo'lsin. U holda differensiallash qoidasiga ko'ra va qaytar jarayonlar uchun termodinamikaning ikkinchi qonuni hisobga olingan (5.11) issiqlik oqimi tenglamasidan quyidagiga ega bo'lamiz.

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial s} \right)_{\rho} ds + \left(\frac{\partial U}{\partial \rho} \right)_{s} d\rho = Tds - pd \frac{1}{\rho}. \quad (6.1)$$

Bundan

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial s} \right)_{\rho}, \quad p = \rho^2 \left(\frac{\partial U}{\partial \rho} \right)_{s} \quad (6.2)$$

ya'ni T va p lar ρ va s ning funksiyasi sifatida bir qiymatli aniqlanadi. Bu holda ichki energiya U termodinamik potentsial deb ataladi. (6.1) dan ko'rinadiki, s entropiya U va ρ ning funksiyasi sifatida berilsa

$$\frac{1}{T} = \left(\frac{\partial s}{\partial U} \right)_{\rho}, \quad \frac{p}{\rho} = \left(\frac{\partial s}{\partial (1/\rho)} \right)_{U},$$

ya'ni bu holda U va ρ o'zgaruvchilar uchun entropiya termodinamik potentsial bo'ladi.

2. Agar aniqlanuvchi termodinamik o'zgaruvchilar ρ va T bo'lsa, u holda (6.1) ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin

$$d(U - Ts) = -s dT + \frac{p}{\rho^2} d\rho \quad \text{yoki} \quad dF = -s dT + \frac{p}{\rho^2} d\rho, \quad (6.3)$$

bu yerda F orqali erkin energiya deb ataluvchi holat funksiyasi ifodalangan

$$F \equiv U - Ts \quad (6.4)$$

Agar F , ρ va T ning funksiyasi sifatida ma'lum bo'lsa, u holda (6.3) dan p va s ni bir qiymatli aniqlash mumkin. Haqiqatan ham (6.3) dan

$$s = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_\rho, \quad p = \rho^2 \left(\frac{\partial F}{\partial \rho}\right)_T. \quad (6.5)$$

ρ va T o'zgaruvchilardan foydalanganimizda erki energiya $F(\rho, T)$ potensial bo'ladi.

3. Xuddi yuqoridagiga o'xshash agar aniqlanuvchi parametrlar p bosim va s entalpiya bo'lsa (6.1) munosabatni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin

$$d\left(U + \frac{p}{\rho}\right) = Tds + \frac{dp}{\rho}$$

yoki

$$di = Tds + \frac{dp}{\rho}. \quad (6.6)$$

Bunda issiqlik tarkibi yoki entalpiya deb ataluvchi holat funksiyasi

$$i(p, s) \equiv U + p/\rho \quad (6.7)$$

termodinamik potensial bo'ladi

$$T = \left(\frac{\partial i}{\partial s}\right)_p, \quad \frac{1}{\rho} = \left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_s. \quad (6.8)$$

4. Agar aniqlanuvchi parametrlar p bosim va T temperatura bo'lsa, u holda (6.1) ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin

$$d\left(U - Ts + \frac{p}{\rho}\right) = -sdT + \frac{dp}{\rho}$$

yoki

$$d\Psi = -sdT + \frac{dp}{\rho}.$$

Termodinamik potensial yoki Gibbsning termodinamik potentsiali deb ataluvchi holat funksiyasi

$$\Psi(p, T) = U - sT + p/\rho \quad (6.9)$$

orqali ρ va s lar bir qiymatli aniqlanadi

$$s = -\left(\frac{\partial \Psi}{\partial T}\right)_p, \quad \frac{1}{\rho} = \left(\frac{\partial \Psi}{\partial p}\right)_T. \quad (6.10)$$

Agar ichki energiya va entropiya additiv qo'shiluvchigacha aniqlikda berilgan bo'lsa, u holda erki energiya F va termodinamik potensial Ψ temperaturaning chiziqli funksiyasi sifatida aniqlanadi.

Ko'rinib turibdiki, yuqorida qarab o'tilgan hollarda ko'rsatilgan o'zgaruvchilarning kiritilishi barcha holat funksiyalarini aniqlash haqidagi masala faqat bitta potentsialni kiritish masalasiga keltirilgan ekan.

5. Real suyuqlik va gazlarga mos keluvchi potentsiallarni aniqlash uchun statistik fizikaning fizik modellar yoki tajribalar orqali aniqlangan ma'lumotlaridan foydalanish mumkin.

6. Ko'pincha issiqlik sig'imini aniqlash muhim ahamiyatga ega bo'ladi. Issiqlik sig'imi bu birlik massadagi moddaning temperaturasini 1 gradusga ko'tarish uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdoridir.

Ikki parametrlil muhitlar uchun issiqlik sig'imi ikkala parametrlarning o'zgarishidan bog'liq bo'ladi. Issiqlik sig'imi temperatura o'zgarishi bilan sodir bo'ladigan jarayonning o'zgarishiga bir qiymatli mos keladi.

Sqiluvchan muhitlar uchun o'zgarmas bosimdagi c_p va o'zgarmas hajmdagi c_v solishtirma issiqlik sig'implari muhim ahamiyatga ega. Ular uchun quyidagi formulalar o'rinli

$$c_p = \left(\frac{dq}{dT} \right)_p = \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_p - \frac{p}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial U}{\partial \rho} \right)_T \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p + \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_\rho - \frac{p}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad (6.11)$$

va

$$c_v = \left(\frac{dq}{dT} \right)_\rho = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_\rho = \left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho + \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_\rho - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho. \quad (6.12)$$

$c_p - c_v$ ayirma uchun (6.11) va (6.12) formulalardan quyidagi tenglik kelib chiqadi

$$c_p - c_v = \left[\left(\frac{\partial U}{\partial \rho} \right)_T - \frac{p}{\rho^2} \right] \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p = - \left[\left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T - \frac{1}{\rho} \right] \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho. \quad (6.13)$$

(6.13) va issiqlik oqimi tenglamasidan yana quyidagi tenglik kelib chiqadi

$$c_p - c_v = - \frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p, \quad (6.14)$$

bu esa

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho dT + \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T d\rho,$$

formuladan kelib chiquvchi $\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho = - \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$

tenglikka asosan quyidagi ko'rinishga keladi

$$c_p - c_v = \frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p^2. \quad (6.15)$$

(6.13)-(6.15) tenglik ixtiyoriy ikki parametrlil muhitlar uchun o'rinli.

Tajribalarda aniqlangan issiqlik sig'implari c_p va c_v larning qiymatlai, o'zgarmas bosimda zichlikning o'zgarish koeffitsiyenti $(\partial \rho / \partial T)_p = k_\rho$ va o'zgarmas hajmdagi bosimning ko'tarilish koeffitsiyenti $(\partial p / \partial T)_\rho = k_p$ larda ichki energiya va entalpiyadan hosilalarni quyidagi formulalar yordamida aniqlash mumkin

$$\left(\frac{\partial U}{\partial \rho}\right)_T = \frac{c_p - c_v}{k_\rho} + \frac{p}{\rho^2} = -\frac{1}{\rho^2} \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho - p \right], \quad \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_\rho = c_v \quad (6.16)$$

va

$$\left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_p = c_p, \quad \left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T = -\frac{c_p - c_v}{k_p} + \frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho^2} \left[T \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p + \rho \right]. \quad (6.17)$$

Bunda termodinamikaning birinchi va ikkinchi qonunlariga ko'ra quyidagi integrallanuvchanlik shartlari bajarilishi kerak

$$-\frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2} \right)_\rho = \left(\frac{\partial c_v}{\partial \rho} \right)_T \quad (6.18)$$

$$\text{va} \quad \left(\frac{\partial c_p}{\partial p} \right)_T = -T \left(\frac{\partial^2 \frac{1}{\rho}}{\partial T^2} \right)_p, \quad (6.19)$$

bulardan tajribalar sonini kamaytirish yoki tajriba natijalarini tekshirishda foydalanish mumkin.

Bundan oldingi paragraflarda barcha termodinamik sistemalar uchun har doim ikkita holat funksiyasi: ichki energiya U va entropiya s larni, muvozanatli jarayonlar uchun esa yana bitta holat funksiyasi absolyut temperatura T ni kirtildi; issiqlik oqimi tenglamasining yangi - universal tenglamasi olindi

$$dU = \frac{p^{ij}}{\rho} \nabla_j v_i dt + dq + dq^{**} \quad (6.20)$$

yoki $p^{ij} = p^{ji}$ bo'lganda

$$dU = \frac{p^{ij}}{\rho} e_{ij} dt + dq + dq^{**},$$

va termodinamikaning ikkinchi qonuni qaraldi

$$TdS = dQ^{(e)} + dQ', \quad dQ' \geq 0,$$

yoki (birlik massa uchun)

$$Tds = dq + dq', \quad dq' = \frac{dQ'}{dm} \geq 0. \quad (6.21)$$

Bular tutash muhitning konkret modellarini tuzishda zarur bo'ladi.

Xulosa

Ikki parametrlil muhit uchun issiqlik oqimi tenglamasi, termodinamikaning ikkinchi qonunidan foydalangan holda, potensial funksiyalar kiritish orqali holat parametrlari orasidagi o'zaro bir qiymatli mosliklar o'rganildi.

Adabiyotlar:

1. А.В. Болгарский, Г.А.Мухачёв, В.К.Шукин. Термодинамика и теплопередача. М."Высш.шк", 1975 г. стр. 25-40.

2. Седов Л.И. Механика сплошной среды. М. 1982. Том 1, стр. 196-202, 242.

7-Ma'ruza. Ideal va qovushoq muhitlarga misollar, hamda ularning termodinamik xususiyatlari. Issiqlik o'tkazuvchanlik

Reja

1. Ideal siqilmas suyuqlik modeli;
2. Ideal siqilmas suyuqlikning entropiyasi va ichki energiyasi;
3. Ideal siqiluvchan suyuqlik modeli;
4. Adiabatik va izotermik jarayonlarda ideal siqilmas suyuqlik yoki gaz harakatining to'liq tenglamalar sistemasi;
5. Mukammal gaz modeli;
6. Van-der-Vaals gazi;
7. Qovushoq suyuqlik modeli;
8. Qovushoq suyuqlikda ichki kuchlarning bajargan ishi;
9. Qovushoq suyuqlikda bosim va temperature;
10. Qovushoq suyuqlikda mexanik energiyaning dissipatsiyasi;
11. Issiqlik oqimi vektori;
12. Furyening issiqlik o'tkazuvchanlik qonuni;
13. Issiqlik o'tkazuvchan qovushoq suyuqlik uchun issiqlik oqimi tenglamasi;
14. Qovushoq suyuqlik harakatining to'liq tenglamalar sistemasi.

Oldin o'rganib chiqilgan universal tenglamalar (uzviylik, harakat miqdori, klassik holda $p^{ij} = p^{ji}$ bo'lgan harakat miqdori momenti tenglamalari, issiqlik oqimi tenglamasi va termodinamikaning ikkinchi qonuni) yordamida tutash muhitlarning harakati haqidagi xususiy masalalar qaralishida muhit xususiyatlarining konkret modelini beruvchi qo'shimcha munosabatlar bilan to'ldirish kerak b'ladi.

1. Har zarrachadagi siqilmaslik shartidan

$$\rho = \rho_0 = \text{const}.$$

Agar suyuqlik bir jinslimas bo'lsa ρ zichlikni ξ^1, ξ^2, ξ^3 Lagranj koordinatalarining funksiyasi sifatida qarash mumkin; bir jinsli suyuqlik uchun hamma zarrachalarda zichlik bir xil.

Oldin berilgan ta'rifga ko'ra agar $p^{ij} = -pg^{ij}$ bo'lsa suyuqlik ideal deb ataladi.

Bizga ma'lumki, ideal siqilmaydigan bir jinsli suyuqlik holida uzviylik tenglamasi

$$\text{div} \vec{v} = 0,$$

Eyler tenglamalari

$$a_i = F_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i}$$

$p = p(x^i, t)$ bosim va $\vec{v} = \vec{v}(x^i, t)$ tezlik vektorini aniqlash uchun tenglamalarning yopiq sistemasini tashkil qiladi. Agar ideal siqilmas suyuqlik bir jinslimas bo'lsa, bu tenglamalarga

$$\frac{d\rho}{dt} = 0$$

beshinchi shartni qoshish kerak bo'ladi va undan $\rho(x^1, x^2, x^3, t)$ ni topishda foydalaniladi.

Ideal siqilmaydigan suyuqlikda ichki bosim kuchlarining bajargan ishi har doim nolga teng

$$dA^{(i)} = -\frac{p^{ij}}{\rho} e_{ij} dt = \frac{p}{\rho} g^{ij} e_{ij} dt = \frac{p}{\rho} e^i_{\cdot j} dt = \frac{p}{\rho} \text{div} \vec{v} dt = 0.$$

U holda issiqlik oqimi tenglamasi

$$dU = dq.$$

Bu tenglamani ichki energiya zichligini aniqlovchi tenglama yoki suyuqlik oqimida issiqlik tarqalishi tenglamasi sifatida qarash mumkin.

2. Ideal siqilmaydigan suyuqlik modelini aniqlashda undagi mexanik jarayonlar orqaga qaytuvchi deb faraz qilamiz, shuning uchun

$$dq = Tds, \quad dq' = 0. \quad (7.1)$$

(7.1) hisobga olinganda issiqlik oqimi tenglamasi

$$dU = Tds.$$

Bundan kelib chiqadiki, agar $s = \text{const}$ bo'lsa, $U = \text{const}$, shuning uchun U faqat s ning funksiyasi $U = U(s)$. Boshqa tomondan esa

$$\frac{dU}{ds} = T,$$

korinib turibdiki $T = T(s)$ yoki $U = U(T)$ va $s = s(T)$.

Siqilmaydigan suyuqlik solishtirma issiqlik sig'imi uchun quyidagini yozish mumkin

$$c = \frac{dq}{dT} = \frac{dU}{dT} = c(T).$$

Ideal siqilmaydigan suyuqlik entropiyasi va ichki energiyasi temperaturaning funksiyasi bo'lgan $c(T)$ issiqlik sig'imi orqali quyidagi formulalardan aniqlanadi

$$U = \int c(T) dT, \quad s = \int \frac{c(T) dT}{T}. \quad (7.2)$$

Agar $c = \text{const}$ bo'lsa, u holda

$$U = cT + \text{const}, \quad s = c \ln T + \text{const}.$$

Issiqlik oqimi tenglamasi

$$\frac{dq}{dt} = c(T) \frac{dT}{dt} = c(T) \left[\frac{\partial T}{\partial t} + v^i \frac{\partial T}{\partial x_i} \right] \quad (7.3)$$

temperatura taqsimlaishini aniqlash uchun xizmat qilishi mumkin.

Shunday qilib, tutash muhit mexanikasi nuqtai nazarida ideal siqilmaydigan suyuqlik holatini (harakatini) aniqlash uchun uning zichligi va issiqlik sig'imi $c(T)$ ni bilish yetarli.

Bundan tashqari aniq masalalarni yechishda xususiy hosilali differensial tenglamalar sistemasining bir qiymatli yechimini olish uchun tashqi massaviy kuchlar, issiqlik oqimi, hamda chegaraviy, boshlang'ich yoki boshqa shartlarni berish zarur.

Xulosa qilib shuni aytish kerakki, berilgan tashqi kuchlar ta'sirida ideal siqilmaydigan suyuqlik harakatini aniqlash haqidagi mexanik masala yechimi suyuqlik hajmida temperatura taqsimlanishi haqidagi masala yechimidan bog'liq emas va ichki energiyani bilishni talab qilmaydi.

Aksincha, (7.3) tenglama yechimi esa mexanik masala yechimi $\vec{v}(x^i, t)$ aniqlangandan keyingina aniqlanishi mumkin.

Demak, muhit harakatida issiqlik masalasi yechimi mexanik masala yechimidan bog'liq bo'ladi.

3. Ideal deb shunday muhitga aytiladiki, birinchidan, unda kuchlanish tenzori sharsimon bo'ladi

$$p^{ij} = -pg^{ij};$$

ikkinchidan ikki parametrlil muhit sifatida undagi ichki energiya faqat ikkita parametrdan bog'liq bo'ladi, masalan ρ va s dan

$$U = U(\rho, s),$$

uchunchidan uzluksiz harakatda barcha mexanik jarayonlar orqaga qaytuvchi muhit sifatida qaraladi, bundan

$$dq' = 0.$$

Bu uchta faraz $U(\rho, s)$ berilganda ideal siqiluvchan suyuqlik yoki ideal gaz modelini ham termodinamik, ham mexanik ma'noda to'liq belgilaydi.

Haqiqatan, agar $\vec{F}$ massaviy kuchlar va tashqi issiqlik oqimi dq berilgan bo'lsa, u holda (6.2) dagi holat tenglamalari deb ataluvchi ikkita tenglama, termodinamikaning ikkinchi qonuni

$$Tds = dq$$

yoki issiqlik oqimi tenglamasi

$$dU = -pd \frac{1}{\rho} + dq,$$

uzviylik tenglamasi

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{v} = 0,$$

Eyler tenglamalari

$$a_i = F_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i}$$

yettita noma'lum ρ , v_i , p , s va T funksiyalarga nisbatan tenglamalarning yopiq sistemasini hosil qildik

Xulosa

Ideal siqilmaydigan va siqilmas suyuqlikning, mukammal gazning va qovushoq suyuqlikning to'liq tenglamalar sistemasi hosil qilindi.

Adabiyotlar:

1. А.В. Болгарский, Г.А.Мухачёв, В.К.Шукин. Термодинамика и теплопередача. М."Высш.шк", 1975 г. стр. 25-40.
2. Седов Л.И. Механика сплошной среды. М. 1982. Том 1, стр. 196-202, 242.

V. ELEKTRODINAMIKANING ASOSIY TUSHUNCHA VA TENGLAMALARI

1-Ma'ruza. Elektrodinamikaning asosiy tushunchalari. Bo'shliqda Maksvell tenglamalari

Reja

1. Tinch zaryad uchun Kulon qonuni;
2. Elektr toki, atomlarning qutblanishi;
3. Magnit o'zaro ta'sir;
4. Elektr va magnit kuchlanish vektori;
5. Elektrostatikada Maksvell tenglamalari;
6. N'yuton mexanikasida gravitasion maydon differensial tenglamalari;
7. Bo'shliqda elektromagnit maydon uchun Maksvell tenglamalari;
8. Moddiy jisimlarda Maksvell tenglamalarining qo'llanilishi.

Tayanch iboralar: elektromagnit effektlar, rotor, divergensiya, atom, molekula, masofa, hajm, kuch, massa, tortish kuchi, zarracha, maydon, kuch jufti momenti, vaqti, material nuqta, gradient,

1. Tinch zaryad uchun Kulon qonuni

Tajribalar ko'rsatadiki, q_1 va q_2 zaryadlarga ega bo'lgan muhitning 2ta zarrachalari ikkita massa orasidagi tortish kuchi.

$$F = \pm k \frac{q_1 q_2}{r^2} \text{ grad} \quad (1.1)$$

ga o'xshash kuch bilan o'zaro ta'sirda bo'ladi, bu yerda r – zaryadlangan zarrachalar orasidagi masofa, k – o'zgarmas koeffisient. Bu munosabat Kulon qonuni deb nomlangan.

Agarda q_1 va q_2 zaryadlar har xil bo'ladi F kuch tortilishi kuchidan iborat, agarda, ular bir xil bo'lsa (masalan, ikkalasi ham musbat yoki manfiy zaryadlangan bo'lsa) itarish kuchidan iborat.

Gravitasion tortilish kuchining ta'siri o'zaro ta'sir qiluvchi m_1 va m_2 massalar juda katta bo'lgan holda seziladi. Elektr o'zaro ta'sir kuchlari tortilish kuchlaridan ko'p marotaba katta. Ikkita elektron orasidagi gravitasion tortilish kuchlari ularning elektr itarish kuchlaridan 10^{39} marotaba kichik.

Tutash muhitlar mexanikasida e zaryadlarning uzluksiz taqsimlanishini massalarning uzluksiz taqsimlanishi kabi kiritish tabiiydir. Zaryad zichligi quyidagicha aniqlanadi:

$$\rho_e = \nabla v \rightarrow O \frac{\nabla \ell}{\nabla v},$$

bu yerda $\nabla \ell - \nabla v$ hajimdagi yig'ma zaryad.

Elektir netral jisimlar uchun $\nabla \ell = 0$ va $\rho_e = 0$ ρ_e zaryad zichligiani q biror bir joyda to'plangan ion va zaryadlardan bog'liq ravishda musbat ham manfiy ham bo'lishi mumkun. Haqiqatda esa ρ_e barcha jisimlar uchun polya yaqindir, sababi bir xil zaryadlar hamma vaqt o'zaro itariladi; shuning uchun musbat yoni manfiy zaryadlangan zaryadlarning ko'p bo'lib to'planishi uzoq vaqt mavjud bo'lmaydi.

2. Elektir toki. Atomlarning qutublanishi

Elektir toki zaryadlangan zarrachalarning tartibiy harakatidan iborat. Demak, agarda jisimda tonlarga nisbatan yo'nalib harakatlanuvchi ozob elektronlar mavjud bo'lsa, u holda jisimda elektir toki oqadi. Shu bilan birga ion va elektronlarning makroskopik oqimining mavjudligiga qaramasdan jism zarrachalarining makroskopik yig'ma tezligi nolga teng bo'lishi mumkun.

Elektir toki o'z tabiatiga ko'ra intensiv tartiblangan diffuziyaga o'xshash. Tokni ham muvazanatdagi, ham harakatdagi muhitlarda qarash mumkin. Tokning zichligi J tok zichligi vektori bilan xarakterlanadi, uning miqdori J' vektorga perpendikulyar birlik yuzadan vaqt birligida o'tuvchi yig'ma (yig'indi) zaryadlar miqdoriga teng.

Oddiy sharoitda modda atomi elektro- neytrdir uning yig'ma zaryadi nolga teng, ammo agarda bir biriga yaqin joylashgan atomlar to'plami E bo'lgan, u holda ularning har birida zaryadlar bir biriga nisbatan ko'radi – netral atom esa dipolga yoki multiboyga o'xshash bo'lib qoladi.

Bu hodisa qutublanish deyiladi. Ko'p miqdordagi qutublangan molekula va atomlarning tashqi elektir maydoni ta'sirida tartibli joylashishi makroskopik effektga olib keladi, yani muhit makroskopik qisimlarining elektir qutublanishiga, ayonki, xaotik issiq harakat, umuman olganda, makroskopik qutublanish payda bo'lishiga to'siq bo'ladi.

3. Magnit o'zaro ta'sir

Tinch holatdagi zaryadlarga zarrachalarining yuqorida ko'rsatilgan o'zaro ta'sirdagi tashqari yana magnit o'zaro ta'sir ham mavjud. Masalan, ma'lumki, temirni magnitlasak u temir kukunlarini o'zigaq tortadi, kompasning magnitlangan strelkasi.

Yr meridiani bo'ylab joylashgan. Demak, yerda har doim kompas stelkasini aniq bir yo'nalishga buruvchi kuchlar mavjud.

Magnit o'zaro ta'siri borligi sababli magnit zaryadni kiritish va ular uchun kulon gonuniga (elektir zaryadlar uchun) o'xshash qonunni yozishga harakat qilindi. Ammo, tabiatda hech qanday magnit zaryadi mavjud emas ekanligi aniqlandi, magnit o'zaro tasirlar esa elektir toklari (ya'ni harakatlanuvchi zaryadlar) o'zaro ta'siriga obvb boriladi. Xususan, har xilmiqdorlarning magnit xossalari atom ichida elektronlarning yadro atrofida harakati hisobiga hamda elektron va yadrolarining xos "ayshlanishi" hisobiga o'quvchi mikroskopik tok mavjudligi bilan tushuntiriladi. Oddiy sharoitlarda ko'pgina jisimlarda atomlar xaotik orienttilangan va atom ichidagi tokning ta'siri bilinmaydi.

4. Elektr va magnit kuchlanish vektori

Faraz qilaylak, fazoda biror bir Kinersional koordinatalar sistemasiga nisbatan tinch holatda turgan zaryadlar to'plami berilgan bo'lsin. Fizikada fazoning berilgan x^1, x^2, x^3 nuqtasida joylashgan e elementor zaryadiga zaryadlar sistemasi tomonidan ta'sir qiluvchi elektir kuchlarini o'zgarish mumkun. Ma'lumki qo'zg'lmas zaryadga ta'sir qiluvchi kuch faqat uning holati va miqdoridan bog'liq.

$$\vec{F} = e \vec{E} \quad (1.2)$$

ga teng, buerda E elektir kuchlanish vektori deb biror bir ventor, $\vec{E} = \vec{E}(x^1, x^2, x^3)$ E vektor maydoni alohida zaryadlar maydoni yig'indisi sifatida hosil bo'ladi.

Zaryad va maydon orasidagi munosabatga 2ta nuqtai nazar bo'lishi mumkin. Mayda zaryadlar yordamida paydo bo'ladi yoki zaryadlar mavjud elektir maydonining xos nuqtalaridan iborat deb hisoblash mumkun.

Xuddi elektir kuchlanganlik Q vektoriga o'xshash elementor tok ta'sirini yig'ish yo'li bilan magnit maydon xarakteristkasi sifatida magnit kuchi langanlik vektori kiritiladi, uning yordamida magnit o'zaro ta'sir kuchlaini hisobga olish mumkin.

Elementarmagnit yoki tok xarakteristikalar uchun kichik magnit dipol moment $\vec{d}$ shunday kiritiladiki, maydon tomonidan momentli elementor magnit strelkasiga ta'sir qiluvchi kuch juflari momentlari ushbu

$$\sum = \vec{d} \times \vec{H} \quad (1.3)$$

Formula orqali hisoblanadi. Agarda magnit maydon bir jinsli bo'lsa, $H = \text{const}$, U holda maydonning elementar bipolga ta'siri holga teng. Faqatgina F. moment farqli. Agarda magnit maydon H bir jinsli bo'lmasa, u holda F. momentdan tashqari quyidagi formula bilan aniqlanuvchi $\vec{F}^{-1}$ kuch ham paydo bo'ladi:

$$F^1 = (\vec{d} \cdot \nabla) H = (d^i \nabla_i) H = d \frac{\partial H}{\partial S},$$

bu yerda $\partial/\partial S$ –elementar tok joylashgan nuqtada bipol yo'nalishi bo'yicha fazoning berilgan nuqtasida elektir va magnit maydoni kuchlanligi bu nuqtada joylashgan qo'zg'almas elektir zaryadlari va har xiloriyen tirlangan elementar magnitlarga ta'sir qiluvchi (1.2) kuch va (1.3) moment o'zgarishlari bo'yicha aniqlanishi mumkun.

Shunday qilib, elektromagnit maydon bo'shliqda fazoning har bir nuqtasida va vaqtning har bir momentida 2 ta vektor bilan xarakterlanadi – $\vec{E}$ elektir maydoni kuchlanganligi va H – magnit kuchlanganligi. $\vec{E}$ va $\vec{H}$ vektorlar, ρ_e - zaryad zichligi, $\vec{J}$ elektir toki zichligi ventori elektrodinamikaning asosiy tushunchalaridan iborat.

5. Elektrostatikada Maksvell tenglamalari

Ko'rsatish qiyin emaski inersval koordinatalar sistemasida qo'zg'almas nuqtali yoni taqsimlangan zaryadlarning $\vec{E}$ maydonini aniqlovchi Kulon qonunini differensial shaklda quyidagicha yozish mumkun.

$$\text{div} \vec{E} = 4\pi \rho_e, \text{rot} \vec{E} = 0. \quad (1.4)$$

(1.4) tenglamalar sistemasining umumiy ychimi cheksiz fazoda $\vec{F}$ vektorning cheksizlikda yo'q bo'lishi sharti bilan kulon qonuniga keladi .

6. N'yuton mexanikasida gravvtasion maydon differensial tenglamalari

Agarda ikkita m va m massali material nuqtalarni qarasak, ular N'yuton qonuni bo'yicha bir biriga va m nuqtaga m nuqta tomonidan quyidagi kuch ta'sir qiladi.

$$\vec{F}_k = -f \frac{mm_k}{r_k^2} \vec{\gamma},$$

buyeeda r_k - m va f nuqtalar orasidagi masofa, f-gravitasion o'zgarmas $\vec{\gamma}_k$ - m_k dan - m ga qarab yo'nalgan birlik vektori. Ma'lumki, bu kuch

potensiallar, ya'ni $\vec{F}_k = \text{grad}_k$ va potensial $U_k = f \frac{mm_k}{r_k}$

Agarda fazoda n va m massali ($k = \overline{1, n}$) material nuqta berilgan bo'lsa va ularning bitta m=1 massali nuqtaga ta'siri qaralsa hamda bu nuqta fazoning har xil

nuqtalarida joylashishim mumkin bo'lsa, u holda barcha f nuqtalar tomonidan $m=1$ massaga ta'sir qiluvchi kuch $F = \sum_k F_k$ va uning potentsiali

$$U = \sum_k U_k = f \sum_k \frac{mk}{S_k}, F_k = -\text{grad} U_k \quad (1.5)$$

massalarning taqsimlanishi fazoda U potentsialli gravitatsion maydonni paydo qiladi va uni fazoning berilgan nuqtasida joylashgan massa yordamida aniqlash mumkin.

Tortish kuchi potentsiali U ni qanoatlantiruvchi differensial tenglamani yozamiz f funksiya garmonik funksiyaadir, bu yrda

$$r_k = \sqrt{(x - x_k)^2 + (y - y_k)^2 + (z - z_k)^2}$$

$N=1$ massa joylashgan x, y, z nuqta va gravitatsion maydonni paydo qiluvchi k -massa joylashgan x_k, y_k, z_k nuqta orasidagi masofa. Ushbu $r_k \neq 0$ shart o'rinli bo'lgan barcha x, y, z nuqtalarda $1/r_k$ funksiya δ apas tenglamasini qanoatlantiradi:

$$\nabla \frac{1}{r_k} = \frac{\partial^2 (\Pi r_k)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 (\Pi r_k)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 (\Pi r_k)}{\partial z^2} = 0$$

Demak, bitta material nuqtaning gravitatsion maydon potentsial U_k , quyidagi tenglamalarni qanoatlantiradi $\nabla U_k = 0$ yoni

$$F_k = 0, F_k = \text{grad} U_k, \text{ ya'ni } \text{rot} F_k = 0 \quad (1.6)$$

$\int$ apas tenglamasi chiziqli tenglamadir. Biror bir V hajm bo'yicha masalalarning uzluksiz taqsimlanishini (1.5)ga ko'ra

$$U(x, y, z) = f \int \frac{d\varepsilon}{r} (\int d\varepsilon = dm) \quad (1.7)$$

ko'rinishda yozish mumkin

Ayonki bu $U(x, y, z)$ funksiya masalalar mavjud bo'lmagan nuqtalarda Laplas tenglamasini qanoatlantiradi:

$$\Delta U = 0$$

$U(x, y, z)$ funksiya uchun Laplas T -masi quyidagi tenglamalarga ekvivalent:

$$\text{div } F = 0, \text{rot} F = 0, F = \text{grad} U. \quad (1.8)$$

$\int$ zichlik taqsimlanishiga nisbatan umumiy amaliy qullaniladigan farazlarda, (1.7) gravitatsion maydon potentsial U V hajm ichida joylashgan x, y, z nuqtalar uchun Poisson tenglamasini qanoatlantiradi:

$$\Delta U = 4\pi\rho_e \quad (1.9)$$

(1.9) tenglama quyidagi tenglamalarga ekvivalent

$$\operatorname{div} \vec{F} = -4\pi \int f, \operatorname{rot} \vec{F} = 0, \vec{F} = \operatorname{grad} U \quad (1.10)$$

7. Bo'shliqda elektromagnit maydon uchun Maksvell tenglamasi

Material jisimlar bilan egallanmagan bo'sh fazoda (bu sohada $\int_e = 0$) inersial koordinatalar sistemasida bu tenglamalar quyidag ko'rinishga ega.

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{C} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \operatorname{div} \vec{H} = 0, \quad (1.11)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \operatorname{div} \vec{E} = 0 \quad (1.12)$$

(1.11) va (1.12) Maksvell tenglamalarini tajribaviy kuzatishlarning asosiy matematik abstrak formuluravkasi sifatida olish Kulon va elektrodinamikaning bosh qonunlari nisbatan ancha qulay (1.11) va (1.12) formulalarda C – tezlik o'lchoviga ega, uni elektromagnit qo'zg'lishlarning tarqalish tezligi sifatida qarash kerak, ya'ni g'o'rig'lik tezligi. (1.11) va (1.12) tenglamalar fuzikaning asosini tashkil qiladi. Ular bo'shliqda yorig'liq va umuman elektromagnit to'lqinlarning bo'shliqda tarqalishini va bosh ko'pgina hodisalarni ifodalashadi.

Ko'pgina elektromagnit xarakteristikalar o'lchovli miqdorlardir. Konkret formula va tenglamalar yozish, ularning tarkibiga kiruvchi miqdorlar uchun o'lchov birliklari orasida aniq bog'lanishlarini talab qiladi.

(1.11) va (1.12) tenglamalardagi o'lchovli $\vec{C}$ miqdorni yoki gravitatsiya qonunidagi f ni birga teng deb olish mumkin. Ammo, agarda (1.11) va (1.12)da $c=1$ bo'lsa, u holda bu shuni ko'rsatadiki yoruqlik tezligi tezlik o'zgarishining o'lchovi sifatiga olinadi yoki $\vec{E}$ va $\vec{H}$ larning o'lchov birligiga ega.

(1.11) va (1.12) tenglamalar sistemasi elektromagnit maydanning faqat 6 ta noma'lum xarakteristikasini aniqlovchi 8 ta tenglamalardan iborat

$\overbrace{E_1, E_2, E_3, H_1, H_2, H_3}$ Ammo bu sistema to'g'ri sistemadir sababi

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0 \text{ va } \operatorname{div} \vec{E} = 0$$

munosabatlarni (1.11) va (1.12) dagi 1- tenglamalarning natijasi sifatida qarash mumkin. (1.11) va (1.12) ko'rinishdagi maksbell tenglamalari elektromagnit maydonni nafaqat bo'shliqda jisimlardagi elektromagnit maydonini ifodalash uchun ham qo'llash mumkin, ularda makroskopik zaryadlar yo'q, tashqi elektromagnit maydoni ta'sirida ularda makroskopik polyarizasiya, magnitlanish elektr toki paydo bo'lmaydi.

Xulosa

Elektrodinamikaning asosiy tushunchalari va bo'shliqda Maksvell tenglamalarini o'rgandik.

Adabiyotlar

1. Седов Л.И. Механика сплошной среды. - М.: Наука, 1973 г. В 2-х томах.
2. Ильюшин А.А. Механика сплошной среды. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1990.- 310 с.
3. Механика сплошных сред в задачах. В двух томах. М.: «Московский лицей», 1996. Под ред. М.Э. Эглит.

2-Ma'ruza. Minkovskiy fazosida Maksvell tenglamalari

Reja

1. To'rt o'lchovli fazoda Maksvell tenglamalari;
2. C miqdorni yorug'lik tezligi sifatida talqin qilish;
3. Minkovskiy fazosi. Ixtiyoriy egri chiziqli koordinatalar sistemasida Maksvell tenglamalari.
4. Jorens almashtirishlari. Galiley almashtirishlari.

Tayanch iboralar: Elektr kuchlanganlik vektori, magnit kuchlanganlik vektori, yorug'lik tezligi, to'lqin tenglamasi, elektromagnit maydon, tenzor tenglama.

1. To'rto'lchovli fazoda Maksvell tenglamalari

Maksvell tenglamalarining fizik mohiyatini to'liqroq tushintirish uchun bu tenglamalarni yangicha belgilashlarda yozamiz.

Avvalo belgilash sifatida $F_{ij} = -F_{ji}$ antisimmetrik matrisani quyidagi matrisaviy tenglikka mos ravishda kiritamiz:

$$\|F_{ij}\| = \begin{vmatrix} 0 & F_{12} & F_{13} & F_{14} \\ F_{21} & 0 & F_{23} & F_{24} \\ F_{31} & F_{32} & 0 & F_{34} \\ F_{41} & F_{42} & F_{43} & 0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 & H^3 & -H^2 & cE_1 \\ -H^3 & 0 & H^1 & cE_2 \\ H^2 & -H^1 & 0 & cE_3 \\ -cE_1 & -cE_2 & -cE_3 & 0 \end{vmatrix} \quad (2.1)$$

va $x^1, x^2, x^3, x^4 = t$ koordinatali to'rt o'lchovli fazoni qaraymiz, shu bilan birga x^1, x^2, x^3 farni uch o'lchovli geometrik hajmdagi oddiy orthogonal dekart koordinatalar sifatida qaraymiz.

Tekshirish qiyin emaski (1.11) ning 4 ta tenglamasini dekart koordinata o'qlariga proeksiyalarda quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\frac{\partial F_{ij}}{\partial x^i} + \frac{\partial F_{ij}}{\partial x^j} + \frac{\partial F_{ij}}{\partial x^R} = 0 \quad (i, j, H = 1, 2, 3, 4) \quad (2.2)$$

Agarda F_{ij} matrisa qatorida o'sha koordinatalar sistemasida quyidagi tenglikka ko'ra F^{ij} matritsani ham kiritsak

$$\|F^{ij}\| = \begin{vmatrix} 0 & H_3 & -H_2 & -\frac{1}{c}E^1 \\ H_2 & -H_1 & 0 & -\frac{1}{c}E^2 \\ H_2 & -H & 0 & -\frac{1}{cE^3} \\ \frac{1}{c}E^1 & \frac{1}{c}E^2 & \frac{1}{c}E^3 & 0 \end{vmatrix} \quad (2.3)$$

u holda (1.11) qolgan 4ta tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{\partial F^{ij}}{\partial x^j} = 0 \quad (i=1,2,3,4). \quad (2.4)$$

2. c miqdorni yorug'lik tezligi sifatida talqin qilish.

Yuqoridagi (2.2) tenglamaning umumiy echimini

$$F_{ij} = \frac{\partial A_i}{\partial x_j} - \frac{\partial A_j}{\partial x^i}, \quad (2.5)$$

Ko'rinishda tasvirlash mumkinligini ko'rsatish qiyin emas, bu erda A_1, A_2, A_3, A_4 lar x^1, x^2, x^3, x^4 ning ixtiyoriy funksiyalari shu bilan birga F_{ij} antisimetriya xossasi qanoatlantiriladi. Aytish kerakki, agarda A_1, A_2, A_3, A_4 larga mos ravishda to'rto'lchovli vector gradient komponentalari $\frac{\partial \psi}{\partial x^1}, \frac{\partial \psi}{\partial x^2}, \frac{\partial \psi}{\partial x^3}, \frac{\partial \psi}{\partial x^4}$ larni qo'shsak F_{ij} ning qiymati o'zgarmaydi. Bundan foydalanib

$$\frac{\partial A_1}{\partial x^1} + \frac{\partial A_2}{\partial x^2} + \frac{\partial A_3}{\partial x^3} - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial A_4}{\partial x^4} = 0 \quad (2.6)$$

qo'shimcha shart bilan A_i funksiyalarni tanlashni normallashtiramiz.

To'rta A_i funksiyalarning ixtiyoriy berilgan sistemasi uchun ψ funksiyani shunday aniqlash mumkinki (2.6) tenglik qanoatlansin. (2.6) tenglikni ψ funksiyani tanlashdagi ixtiyoriylikni yo'qatuvchi shart sifatida qarash mumkin. (2.4)da F^{ij} ni quyidagicha almashtirib:

$$F_{ij} = \frac{\partial A_i}{\partial x_j} - \frac{\partial A_j}{\partial x^i}$$

(2.6) asosida to'rtta A_i funksiyalar uchun quyidagi to'rtta tenglamani hosil qilamiz:

$$\frac{\partial^2 A_i}{\partial (x^1)^2} + \frac{\partial^2 A_i}{\partial (x^2)^2} + \frac{\partial^2 A_i}{\partial (x^3)^2} - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 A_i}{\partial t^2} = 0 \quad (i=1,2,3,4) \quad (2.7)$$

Shunday qilib, Maksvell tenglamasini echimini, har biri (2.7) tenglamani qanoatlantirishi (2.6) munosabatga bo'ysinuvchi to'rtta A_i funksiyalarni topish masalasiga olib kelish mumkin. (2.7) tenglama to'liq tenglamasi deyiladi.

Faraz qilaylik $f(\xi)$ – ixtiyoriy, o'z argumenti bo'yicha ikki marta diffirensiallanuvchi funksiya bo'lsin ko'rish qiyin emaski

$$A = f(x^1 - ct)$$

Funksiya to'liq tenglamasini qanoatlantiradi. Bu echimga ko'ra berilgan $A = f(\xi)$ miqdori biror bir $\xi = x^1 - ct$ fiksirlangan qiymatga mos kelib, x^1 o'q bo'ylab c tezlik bilan tarqaladi. Bu erdan c miqdorning yorug'lik tezligi sifatidagi ma'nosi aniqlanadi.

3. Minkovskiy fazosi. Ixtiyoriy egri chiziqli koordinatalar sistemasida Maksvell tenglamalari

$x^1, x^2, x^3, x^4 = t$ koordinatalarga javob beruvchi to'rt o'lchovchi metrik Minkovskiy psevdoevklid fazosida kiritamiz, metrikasi ta'rifga ko'ra

$$ds^2 = dx^{1^2} - dx^{2^2} - dx^{3^2} + c^2 dt^2 = g_{ij} dx^i dx^j \quad (2.8)$$

Formula orqali beriladi. Bu metrikaning $\|g_{ij}\|$ va $\|g^{ij}\|$ matrisasi uchun quyidagilarga egamiz

$$\|g_{ij}\| = \begin{vmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c^2 \end{vmatrix}, \quad \|g^{ij}\| = \begin{vmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{c^2} \end{vmatrix}.$$

(2.1) va (2.3) ta'riflardan F^{ij} va F_{ij} lar

$$F^{ij} = F_{pq} g^{pi} g^{qj}$$

Agarda $x^1, x^2, x^3, x^4 = t$ koordinatalar bilan ixtiyoriy egrichiziqli koordinatalar sistemasi y^1, y^2, y^3, y^4 kiritib ular orasida bog'lanishni.

$$y^i = f^i(x^1, x^2, x^3, x^4) (i=1,2,3,4) \quad (2.9)$$

Ko'rinishda olsak, u holda ds^2 uchun almashtirgan formula quyidagi ko'rinishga ega

$$ds^2 = g_{ij}^1 dy^i dy^j, \quad \text{bu erda} \quad g_{ij}^1 = g_{pq} \frac{\partial x^p}{\partial y^i} \frac{\partial x^q}{\partial y^j}.$$

(2.2) va (2.4) almashtirilgan Maksvell tenglamalari va (2.5) formularni osongina yozish mumkin agarda F_{ij} va A_i miqdorlarni minkovskiy fazosida tenzol va vektorning kompenentalari sifatida qarasak, ya'ni F_{ij}^1 va A_i^1 larni yangi sistemada

$$F_{ij}^1 = F_{pq} \frac{\partial x^p}{\partial y^i} \cdot \frac{\partial x^q}{\partial y^j} \text{ va } A_i^1 = A_p \frac{\partial x^p}{\partial y^i} \quad (2.10)$$

$F = F_{ij} \cdot \bar{\Theta}^i \bar{\Theta}^j$ to'rtovli tenzor elektromagnet maydonning tenzor deyiladi, $\bar{A} = A_i \bar{\Theta}^i$ to'rtovli vector vektorli potensial deyiladi. Tenzor analizi formulasi asosida quyidagilarni hosil qilamiz:

$$\nabla_k^1 F_{ij}^1 + \nabla_j^1 F_{ki}^1 + \nabla_i^1 F_{jk}^1 = 0, \quad (2.11)$$

$$\nabla_j^1 F^{1ij} = 0, \quad (2.12)$$

$$F_{ij}^1 = \nabla_j^1 A_i^1 - \nabla_i^1 A_j^1 = \frac{\partial A_i^1}{\partial y^j} - \frac{\partial A_j^1}{\partial y^i}. \quad (2.13)$$

(2.7) to'rtinchi tenglamalari

$$\nabla_i^1 A_i^1 = 0 \quad (2.14)$$

shartlar bajarilganda

$$\nabla_q^1 \nabla_q^1 A_i^1 = 0 \quad (2.15)$$

Bu tenglamalar Minkovskiy fazosida (2.2), (2.4), (2.5), va (2.7) tenglamalarning tenzor ko'rinishida kelib chiqadi, sababi Minkovskiy fazosida x^1, x^2, x^3, x^4, t sistemada koordinata va vaqt bo'yicha hosilalar kovariant hosilalar bilan mos tushadi, chunki bu sistemada barcha Kristoffel simvollarini nolga teng.

Ixtiyoriy koordinatalar sistemasida (2.12) tenglamalarda F_{ij} ning antisimmetrikligidan Kristoffel simvollarini qatnashgan hadlar qisqaradi va shuning uchun (2.12) tenglamalarni egrichizikli koordinatalar sistemasida quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{F_{ij}^1}{\partial y^k} + \frac{\partial F_{ki}^1}{\partial y_j} + \frac{\partial F_{jk}^1}{\partial y^i} = 0 \quad (2.16)$$

(2.12) tenglamalarni yoyib yozish mumkin

$$\nabla_j^1 F^{1ij} = \frac{\partial F^{1ij}}{\partial y^j} + F^{1pj} F_{pj}^i + F^{1ip} F_{jp}^j = 0$$

F^{pj} ning antisimmetriigidan va Γ_{pj}^i ning pastki indekslar bo'yicha simmetrikligidan $F^{1pj} F_{pj}^i = 0$; bundan tashqari

$$\Gamma_{pj}^j = \frac{1}{\sqrt{-g}} \cdot \frac{\partial \sqrt{-g}}{\partial y^p}, \quad g = |g_{ij}|.$$

Shuning Maksvell tenglamalari (1.11) ning 2-jufti uchun quyidagi shakl o'rinli:

$$\nabla_j^1 F^{1ij} = \frac{1}{\sqrt{-g}} \cdot \frac{\partial \sqrt{-g} F^{1ij}}{\partial y^j} = 0 \quad (2.17)$$

Shunday qilib Maksvell tenglamalarining tenzor shaklda F_{ij} tenzor yordamida ta'rifga ko'ra maxsus kiritilgan 4-o'ltovli Minkovskiy fazosi bilan yozish mumkin.

Hosil qilingan tenzor tenglamalar yordamida har xil hisob sistemalarida Maksvell tenglamalari hamda magnit va elektr kuchlanganda vektori komponentalari H^1, H^2, H^3, H^4 va E_1, E_2, E_3 , ko'rinishlarini (2.10) va (2.3) tenglik va (2.11) almashtirish formulalari yordamida qarash mumkin.

4. Lorens almashtirishlari. Galiley almashtirishlari

Minkovskiy metric fazosi uchun (2.9) kvadratik shakl ko'rinishini saqlab qoluvchi eng umumiy ko'rinishdagi $y^i = f^i(x^k)$ almashtirishlarni qaraymiz, yani quyidagi tenglik o'rinli bo'lgan almashtirishlarni

$$ds^2 = -dx^{1^2} - dx^{2^2} - dx^{3^2} + c^2 dt^2 = -dy^{1^2} - dy^{2^2} - dy^{3^2} + c^2 dt^2 \quad (2.19)$$

bunday almashtirishlar Lorens almashtirishlari deyiladi. xuddi koordinatalarning almashtirishlaridagidek Lorens almashtirishlarida ham (2.11) va (2.12) va mos ravishda (2.16) va (2.17) yoyilma ko'rinishida faqatgina koordinata va F_{ij} komponentalarning belgilanishi bilan farq qiladi.

Lorens almashtirishlari (1.11) Maksvell vector tenglamalarining korinishini ham saqlab qoladi, ammo (2.11) almashtirish formulalaridan kelib chiqadiki vektorlari hamda y^i sistemadagi E^1, H^1 – vektorlar har xildir.

Shunday qilib Maksvel tenglamalari E va H vektorlarning almashtirishlariga nisbatan mos shartlarda Lorens almashtirishga nisbatan invariantdirlar.

Quyidagi ko'rishdagi almashtirishlar

$$\begin{aligned} y^\alpha &= x^\alpha + a_0^\alpha - v^a t, \quad \alpha = 1, 2, 3, \\ y^4 &= t^1 = t + t_0 = x^4 + t_0 \end{aligned} \quad (2.20)$$

Galiley almashtirishlari deyiladi, bu erda t_0, a_0^d va v^d - o'zgarmaslar Nyuton mexanikasida (2.20) almashtirishlar y^d hisob sistemasining x^d hisob sistemasiga nisbatan ilgarilanma tekis to'g'ri chiziqli harakatiga mos keladi, shu bilan birga v^d - bu harakatning x^d sistemadagi tezlik komponentasi.

Mustaqil ishlash uchun savollar:

1. Simmetrik va antisimetrik matrisa deb nimaga aytiladi.
2. Maksvell tenglamalarini to'rto'lchovli fazoda antisimmetmatrisa orqali ifodasini yozing.
3. Minkovskiy fazosi tushunchasini bering.
4. Maksvell tenglamalaridagi c miqdor yorug'lik tezligidan iborat bo'lishini ko'rsatib beradi.
5. Maksvell tenglamalarini to'rt o'lchovli koordinatalar sistemasida yozing.
6. Lorens almashtirishi deb nimaga aytiladi.

XULOSA

Minkovski fazosida vektor ko'rinishida berilgan Maksvell tenglamalarini tenzor ko'rinishga keltirishni o'rgandik.

Adabiyotlar

1. Седов Л.И. Механика сплошной среды. - М.: Наука, 1973 г. В 2-х томах.
2. Мейз. Дж. Теория и задачи механики сплошной среды.- М.: Мир, 1974 г.
3. Ильюшин А.А. Механика сплошной среды. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1990.- 310 с.
4. Механика сплошных сред в задачах. В двух томах. М.: «Московский лицей», 1996. Под ред. М.Э. Эглит.

4-Ma'ruza. Elektromagnit maydonning o'tkazgichlar bilan o'zaro ta'siri

Reja

1. Uch va to'rt o'lchovli tok zichliklari;
2. O'tkazgichlarda maksvell tenglamalari;
3. To'liq zaryad saqlanish qonunini;
4. O'tkazuvchanlik;
5. Lorens kuchlari;
6. Maydonda energetik o'zaro ta'sir;
7. Umov – Poynting vektori va tenglamasi;
8. Elektromagnit maydon energiyasi. Ioul issiqligi.

Tayanch iboralar: O'tkazgich, elektr toki, qutblanish va magnitlanish, tok zichligi, minkovski fazosi, zaryad, vektor, rotor, divergesiya, elektr va magnit kuchlanganlik vektori, hajm, sirt, tashqi normal.

O'tkazgichlarda elektromagnit maydon ta'sirida, elektr toki paydo bo'ladi. Ushbu mavzuga qutublanish va magnitlanish hodisasi bilan bog'liq hodisalar qarolmaydi. O'tkazgichga misol bo'lib metall jismlar xizmat qilishi mumkin: mis, temir, alyuminiy va h.k; O'tkazuvchi muhitga misol qilib plazmaionlangan gazni olish mumkin.

1. Uch va to'rt o'lchovli tok zichliklari vektori

O'tkazgichlarda paydo bo'luvchi elektir toki zaryadlangan zarrachalarning harakatidan iborat. Agarda k-nomerli zarrachalarning mikroskopik tezligini $\vec{v}$ orqali, zaryadni f orqali belgilasak u holda tok zichligi $\vec{J}$ ni kichi f hajimdagi barcha zarrachalar uchun ΔV yig'indini ΔV ga nisbati sifatida kiritish mumkin:

$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_i e_i \vec{v}_i = \vec{j}^* + \int_e \vec{v} \quad (4.1)$$

Bu erda $\vec{V}$ -muhitning makroskopik tezligi. $\vec{J}^*$ -vektor oddiy “texnik tok” dan iborat. Bunday tok elektromagnit maydon ta'sirida ham qo'zgalmash ham harakatlanuvchi o'tkazgichlarda paydo bo'ladi. $\int_e \vec{V}$ Vektor makroskopik zaryadni olib o'tish bilan bog'liq tokdan iborat

ushbu

$$\sum_i L_i \vec{v}_i (\vec{v}_i - \vec{v}) + \Delta e \vec{v} \left(\Delta e = \sum_i e_i \right)$$

Munosabat o'rinli bo'lganligi uchun $\vec{J}^*$ tok o'tkazuvchanlik vektorini I_i diffuziya oqimi vektori orqali quyidagicha ifodalash mumkin:

$$j^* = \sum_i \frac{e_i}{m_i} I_i;$$

e_i/m_i munosibatlar zaryadlarni olib o'tuvchi ionlarning turidan bog'liq.

Geometrik fazoda aniqlangan uch o'lchovli j vector bilan birgalikda Minkovskiy fazosida yana to'rt o'lchovli tok zichligi vektori kiritiladi, u xususiy Dekart koordinatorlar sistemasida.

$$\bar{J} = J^i \bar{\partial}_i, \quad J^1 = j^1, \quad J^2 = j^2, \quad J^3 = j^3, \quad J^4 = \rho_e \quad (4.2)$$

formulalar bilan aniqlangan.

$\bar{J}$ vektorning komponentalari boshqa bir koordinatalar sistemasida minkovskiy fazosidagi to'rt o'lchovli vector almashtirishlarning umumiy formulalari bo'yicha xususiy sistemadagi komponentalar orqali aniqlandilar.

2.O'tkazgichlarda Maksvell tenglamalari

Maksvell tenglamalari jismlarda tok va zaryad E bo'lib, qutublanish va magnitlanish bo'lmagan holda quyidagi ko'rinishda ega:

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad \text{rot } \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (4.3)$$

hamda

$$\text{div } \vec{H} = 0; \quad \text{div } E = 4\pi\rho_e. \quad (4.4)$$

Xususan, stasionar elektomagnet maydon holda

$$\text{rot } \vec{E} = 0, \quad (4.5)$$

Shuning uchun $\vec{E}$ – potensial vektor;

$$\text{rot } \vec{E} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \quad (4.6)$$

Ya'ni elektr toki har doim $\vec{H}$ magnit kuchlanganlikning uyurmali maydonini paydo qiladi. $\frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t}$ miqdor tok siljishi deyiladi. Amaliyotda $\frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t}$ tok siljishi luda kichik. Tok siljishi Maksvell tenglamalariga Maksvell tomonidan natijalar asosida kiritilgan.

3.To'liq zaryad saqlanish qonuni

Agarda (4.3)ning ikkinchi tenglamasining ikkala tomonini divergensiyalasak hamda (4.4) tenglamalardan foydalansak Maksvell tenglamalarning muhim natijasini hosilqilamiz:

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \text{div } \vec{j} = 0, \quad (4.6)$$

uni zaryadlar uchun yzviylik tenglamalari yoki zaryadning saqlanish sharti sifatida qarash mumkin.

Haqiqatan, (4.6) tenglamani tutash muhit egallagan biror bir qo'zg'almas geometrik hajm bo'yicha integrallasak

$$\int_V \frac{\partial S_e}{\partial t} d\tau = \frac{\partial}{\partial t} \int_V e d\tau = - \int_V \operatorname{div} \vec{j} d\tau = - \int_{\Sigma} j_n d\delta \quad (4.7)$$

bo'ladi, bu erda Σ — V hajmni chegaralovchi sirt, $\vec{n}$ —esa Σ ga tashqi teormal. $\vec{j}$ tok vektori Σ sirtidan zaryadlarni o'tkazadi, $-\int_{\Sigma} j_n d\delta$ miqdor vaqt birligida Σ sirt orqali

V hajmga o'qib boruvchi yig'indi zaryaddan iborat. Bu miqdor vaqt birligida V hajmda zaryad o'zgarishiga teng, ya'ni

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V e d\tau = \frac{\partial e}{\partial t}$$

miqdorga bu erda e — V ning ichidagi to'la zaryad.

Agarda Σ sirtida $j_n = 0$ bo'lsa, u holda $\frac{\partial e}{\partial t} = 0$ va V ichida zaryad saqlanadi.

To'liq zaryad saqlanish sharti (qonuni) (4.3) va (4.4) Mansvell tenglamalarning aniq natijasida iborat

Qo'zg'almas o'tkazgichlar uchun tok o'tkazish zichligi va elektromagnit maydon orasidagi qonuniyat (om qonuni) quyidagicha bo'ladi:

$$\vec{j} = \delta \vec{E} \quad (4.8)$$

4. O'tkazuvchanlik

Yuqoridagi (4.8) munasabatdagi δ —o'tkazuvchanlik koeffsienti deyiladi. Izotrop o'tkazgichlar uchun δ —o'tkazuvchanlik skalyar miqdor bo'lib

$$\delta = \frac{1}{R},$$

bu erda R —qarshilik. Anizotrop o'tkazgichlar uchun, masalan kristallar uchun δ 2 rang tenzordan iborat.

Har xil o'tkazgichlar uchun δ o'tkazuvchanlik har xildir, berilgan o'tkazgich uchun u uning T temperaturasi va boshqa termodinamik parametrlardan bog'liq. Temperaturaning oshishi bilan gazning o'tkazuvchanligi oshadi. Masalan, havo oddiy sharoitlarda deyarli uonlanmagan va yomon o'tkazgich hisoblanadi, ammo temperaturaning oshishi bilan intensiv nurlanishda havoning ionlanishi oshadi, havoda erkin elektronlar soni ko'payadi va havo yaxshi o'tkazgichga aylanadi qattiq jismlar uchun temperatura oshishi bilan δ kamayishi mumkin. ko'pgina hollarda o'tkazuvchanlik materialning fizik konstantasi sifatida qaraladi.

Harakatlanuvchi o'tkazgichlar uchun (4.8) (om qonuni) muhitning xos koordinatalar sistemasining har bir nuqtasida bajariladi. Xos koordinatalar sistemasida bu qonuniyat quyidagicha bo'ladi:

$$\vec{J}^* = \delta \vec{E}, \quad (4.9)$$

belgisi mos miqdorlar. Xos koordinatalarga ta'luqli ekanligini bildiradi. Xos sistemadan asosiy inersial hisob sistemasiga o'tsak harakatlanuvchi o'tkazgichlar uchun Om qonuni hosil qilamiz

$$\vec{J}^* = \delta \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{H} \right) + R(\vec{J}^* \times \vec{H}),$$

bu erda $R = \text{const.}$

5. Lorens kuchlari

Elektromagnit maydon tomonidan muhida ta'sir qiluvchi kuchlar pondemotor kuchlar deyiladi

Agar muhim muvozanatda bo'lsa, u holda de zaryadli muhitning di cheksiz kichik elementiga ta'sir qiluvchi pondemotor kuch quyidagiga teng.

$$\vec{F} di = \frac{dl}{di} \vec{E} de = \int e \vec{E} de$$

Agarda de elementda de zaryaddan tashqari yana $\vec{J}$ toklar ham $\vec{E}$ bo'lsa, u holda muhit hajmi birligiga quyidagi

$$\vec{F} = \int e \vec{E} + \frac{1}{c} (\vec{j} \times \vec{H}), \quad (4.10)$$

Lorens kuchi deb ataluvchi pondemotor kuchi ta'sir qiladi.

Agarda harakatlanuvchi muhit $\vec{E}$ bo'lsa, u holda pondemotor kuch uchun xususiy koordinatalar sistemasida (4.10) da o'xshash formula o'rinli deb qabul qilish mumkin, ya'ni

$$\vec{F} = \int e \vec{E} + \frac{1}{c} (\vec{j} \times \vec{H}), \quad (4.11)$$

bu erda barcha c vektorlar xususiy koordinatalar sistemasida aniqlangan.

Agarda kinersial koordinatalar sistemasiganisbatan $\vec{V}$ tezlik bilan xarakatlanuvchi K' xususiy koordinatalar sistemasidan o'tish uchun taqtibiy formulalaridan foydalansak, u holda $\frac{V^2}{c^2}$ tartibdagi kichik miqdorlarni tshlab yuborish Kinersional sistemada quyidagini hosil qilamiz:

$$\vec{F} \int e \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{H} \right) + \frac{1}{c} (\vec{j}^* \times \vec{H}); \quad (4.12)$$

Bu yerda $\vec{j}^* = \vec{j}^*$. Bu yerda, (4.10) va (4.12) tengliklarni solishtirib va (4.1) ni hisobga olib quyidagilarni hosil qilamiz:

$$\vec{F} = \vec{F},$$

ya'ni Lorens kuchi norelyativistik yaqinlashishda K hisob sistemasida xuddiy qo'zg'almas muhit holdagidek (4.10) formula bilan tasvirlanadi, o'tkazuvchi muhitning birlik hajmiga ta'sir qiluvchi pondemotor kuchni aniqlovchi (4.10) tenglik tajribaviy faktlar asosida aniqlangan va elektrodinamikaning asosiy postulatlaridan biri sifatida qaraladi yoki maydon va tokning elektromagnit xarakteristikalarini aniqlash uchun asosiy qonuniyatlardan biri deb sanaladi.

O'tkazuvchi muhit zarrachasiga elektromagnit maydon tomonidan ta'sir qiluvchi pondemotor kuchlar hajmiy kuchlardir ularni xuddi masala og'irlik kuchi kabi material nuqta uchun impulsar tenglamasiga kiritish kerak

$$\vec{a} = \Delta_i p^i + F_{\text{lorens}} + \int F_{\text{og'irlik}} \quad (4.13)$$

O'tkazuvchi tutash muhitning harakatini aniqlash masalasi umumiy holda kompleks masala bo'lib hisoblanadi, uni yechish uchun tutash muhit mexanikasi tenglamalarni elektrodinamika tenglamalari bilan birgalikda echish kerak:

6. Maydonda energetik o'zaro ta'sir

Endi o'tkazuvchi muhit va elektromagnit maydon orasidagi energetik o'zaro ta'sirni qaraymiz. Ma'lumki, masalan, qo'zg'lmas o'tkazgich unda elektr toki oqib o'tishi natijasida qiziydi, bu esa o'z navbatida elektr maydoni va o'tkazgich orasida energiya almashishi bilan bog'liq.

Endi elektromagnit maydon energiyasining o'zgarishini aniqlovchi Maksvell tenglamalaridan – Umov Poynting tenglamalarini keltirib chiqaramiz.

(4.3) Maksvell tenglamalarini birinchisini $\vec{H}$ ga ikkinchisini $\vec{E}$ ga skalyar ko'paytirib, biridan ikkinchisini ayirsak quyidagiga ega bo'lamiz

$$\vec{H} \cdot \text{rot} \vec{E} - \vec{E} \cdot \text{rot} \vec{H} = -\frac{1}{c} \left(H \cdot \frac{\partial H}{\partial t} + E \frac{\partial E}{\partial t} \right) - \frac{4}{c} \vec{j} \cdot \vec{E} \quad (4.14)$$

7. Umov – Poynting vektori va tenglamasi

Agarda

$$\vec{S} = \frac{s}{4\pi} \left(\vec{E} \times \vec{H} \right) \quad (4.15)$$

Umov – Poynting vektori deb ataluvchi vektorni kiritsak, u holda (4.14) munosabatlarni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\operatorname{div} \vec{S} + \frac{\partial}{\partial t} \cdot \frac{1}{8\pi} (\vec{H}^2 + \vec{E}^2) + \vec{J} \cdot \vec{E} = 0 \quad (4.16)$$

Bu tenglama Umov – Poynting tenglamasi deyiladi. (4.16)ni qo'zg'lmas chekli V hajm bo'yicha integrallab

$$\int_{\Sigma} S_n d\sigma + \frac{d}{dt} \cdot \frac{1}{8\pi} \int_{\downarrow} (H^2 + E^2) d\tau + \int_{\downarrow} \vec{j} \cdot \vec{E} d\tau = 0 \quad (4.17)$$

ni hosil qilamiz, bu erda Σ - V hajmni chegaralovchi sirt, $\vec{n} - \Sigma$ ga tashqi yo'nalgan normal.

8. Elektromagnit maydon energiyasi. Joule issiqligi

(4.17) integral munosabatning har biri fizik ma'noga ega. Uch o'chovli skalyar

$$\frac{1}{8\pi} (H^2 + E^2)$$

ta'rifga ko'ra elektromagnit maydon energiyasining hajmiy zichligi sifatida kiritiladi; $\int_{\downarrow} \vec{j} \cdot \vec{E} d\tau dt$ ni $\vec{E}$ elektr maydonning mikroskopik ichki harakatda j tok

hisobida va $\int_{\downarrow} e \cdot \vec{v}$ hisobidagi makroskopik harakatda ko'chuvchi zaryadlangan zaryadlar ustida bajargan elementar ishi sifatida qarash mumkin.

Qo'zg'lmas o'tkazgich holida ushbu munosabat

$$\int_{\downarrow} \vec{l} \cdot \vec{E} d\tau dt = \int_{\downarrow} \vec{J}^* \cdot \vec{E} d\tau dt = dQ_j \quad (4.18)$$

joul issiqligini ifodalaydi. Qo'zg'almasi o'tkazgich uchun (4.17) tenglamani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\frac{dE}{dt} = - \int_{\Sigma} S_n d\sigma - \frac{dQ_j}{dt} \quad (4.19)$$

Elektromagnit maydon to'la energiyasi E qo'zg'lmaso'tkazgichni V hajmida Umov – Poynting vektorining V hajmini chegaralovchi Σ sirt bo'lab oqimi hisobiga va muhitga joul issiqligi o'tishi hisobiga o'zgaradi.

Maydondan tinch holatdagi o'tkazuvchi muhit massasi birligiga nisbatan dqce (e) issiqlik energiyasi oqimi

$$dq_{cl}^{(e)} = \frac{dQ^{(e)}}{dm} = \frac{1}{j} (\vec{J} \cdot \vec{E}) dt \quad (4.20)$$

gat eng.

Takidlashinuz lozimki, V hajmda elektromagnit maydon energiyasi faqatgina maydonning mihih bilan o'zaro ta'siri hisobiga o'zgarmaydi.

Umov – Poynting tenglamasi boshliqda (1.11) Maksvell tenglamalari uchun ham o'rinli. Bu holda (4.19) munosabat

$$\frac{dE}{dt} = - \int_{\Sigma} S_n d\sigma$$

ko'rinishda yoziladi, ya'ni bu holda V hajmda elektromagnit maydon to'la energiyasi faqat Umov – Poynting vektori oqimi hisobiga o'zgaradi. Ammo bu o'zgarish faqat nostasionar elektromagnit maydon holdanoldan farqli. Stasionar elektromagnit maydon $\left(\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial a} = 0 \right)$ holida Umov – Poynting vektorining yopiq $\sum$ sirt bo'ylab oqimi bo'shliqda Mksvell tenglamalariga ko'ra olga teng. O'tkazgichlarda yopiq $\sum$ sirt bo'yicha Umov – Poynting vektori oqimi stasionar elektromagnit maydon holday ham noldan farqli. Yopiqmas $\sum$ sirt bo'ylab Umov – Poynting vektorining oqimi, umuman olganda agarda $\vec{E} \times \vec{H} \neq 0$ bo'lsa, noldan farqli. Umov – Poynting vektori elektromagnit maydonning har xil uchastkalari orasidagi energiya almashuvini xarakterlaydi.

Mustaqil ishlash uchun savollar

1. Tok zichliklari vektori deb nimaga aytiladi.
2. $\vec{J}^*$ tok o'tkazuvchanligi vektorining ko'rinishining ifodasini yozing.
3. O'tkazgichlarda Maksvell tenglamalarini keltiring.
4. To'liq zarad saqlash qonuni yozing.
5. O'tkazuvchanlik deb nimaga aytiladi.
6. Om qonuni yozing (har xil ko'rinishda)
7. Ponderamotor kuchlar, deb nimaga aytiladi.
8. Lorens kuchlarini ko'rinishini keltiring?
9. Elektromagnit maydonda energitik o'zaro ta'sir qanday hosil bo'ladi?
10. Umov – Poynting vektorini yozing.
11. Vmov – Poynting tenglamasini har xil ko'rinishlarini keltiring
12. Elektromagnit maydon to'la energiyasi qanday o'zgaradi.
13. Umov – Poynting vektori nimani xarakterlaydi.

Adabiyotlar

1. Седов Л.И. Механика сплошной среды. - М.: Наука, 1973 г. В 2-х томах.

2. Механика сплошных сред в задачах. В двух томах. М.: «Московский лицей», 1996. Под ред. М.Э. Эглит.

5 - Ma'ruza. Qutblanish va magnitlanishni hisobga olganda elektromagnit maydonning jismlar bilan o'zaro ta'sirlashishi

Reja

1. Qutblanish va magnitlanish hisobga olinganda Maksvell tenglamalari. Elektr va magnit induksiya;
2. Elektr oqimi, qutblanish va magnitlanish hisobga olinganda Maksvell tenglamalarining integral va tenzor ko'rinishlari;
3. Bir sistemadan boshqasiga o'tganda elektromagnit maydon vektorlarini almashtirish;
4. Vektor potensial, Minkovskiy tenzori;

Tayanch iboralar: Elektr toki, qutblanish va magnitlanish, tok zichligi, minkovskiy fazosi, vektor, rotor, divergesiya, elektr va magnit kuchlanganlik vektori, hajm, sirt, tashqi normal.

1. Ba'zi jismlarda tashqi elektromagnit maydon ta'sirida magnitlanish va qutblanish yuzaga keladi.

Bunday jismlarda Maksvell tenglamalari quyidagicha bo'ladi

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (5.1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \vec{D} = 4\pi \rho_e, \quad (5.2)$$

bu yerda $\vec{D}$ va $\vec{B}$ lar mos ravishda elektr va magnit maydon induksiya vektorlari.

Magnit induksiya $\vec{B}$ o'rniga magnitlanganlik vektori $\vec{M}$ ni qarash mumkin. Ular quyidagicha bog'langan

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{M}. \quad (5.3)$$

$\vec{M}$ vektor makroskopik nuqtai nazarda jismda magnit dipollarining tartibli taqsimlanishini bildiradi. Xuddi shunday elektr induksiya vektori $\vec{D}$ o'rniga qutblanish vektori $\vec{P}$ ni qarash mumkin. Ular esa quyidagicha bog'langan

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi \vec{P}. \quad (5.4)$$

$\vec{P}$ qutblanish vektori jismda elektr dipollarining tartibli taqsimlanishini bildiradi.

2. (5.1) va (5.2) tenglamalar sistemasini integral ko'rinishda quyidagicha yozish mumkin

$$\oint_L \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\frac{1}{c} \int_{\Sigma_1} \frac{\partial B_n}{\partial t} d\sigma, \quad \int_{\Sigma} B_n d\sigma = 0, \\ \oint_L \vec{H} \cdot d\vec{s} = \frac{4\pi}{c} \int_{\Sigma_1} j_n d\sigma + \frac{1}{c} \int_{\Sigma_1} \frac{\partial D_n}{\partial t} d\sigma, \quad \int_{\Sigma} D_n d\sigma = 4\pi \int_V \rho_e d\tau. \quad (5.5)$$

Ularning natijasi – to'liq zaryadning saqlanish qonunini quyidagicha yozish mumkin

$$-\frac{d}{dt} \int_V \rho_e d\tau = \int_{\Sigma} j_n d\sigma,$$

bu yerda L - yopiq kontur, Σ_1 - shu kontur ichidagi sirt, Σ - V hajmni chegaralovchi sirt.

Minkovski fazosida to'rt o'lchovli tok vektori $\vec{J} = J^i \vec{e}_i$ ni kiritib, F va H antisimmetrik tenzorlarni kiritamiz, ularning komponentalari Dekart koordinatalar sistemasida ($ds^2 = -dx^{1^2} - dx^{2^2} - dx^{3^2} + c^2 dt^2$) quyidagicha aniqlanadi

$$\|F_{ij}\| = \begin{vmatrix} 0 & B^3 & -B^2 & cE_1 \\ -B^3 & 0 & B^1 & cE_2 \\ B^2 & -B^1 & 0 & cE_3 \\ -cE_1 & -cE_2 & -cE_3 & 0 \end{vmatrix} \quad (5.6)$$

$$\|H^{ij}\| = \begin{vmatrix} 0 & H_3 & -H_2 & -\frac{1}{c}D^1 \\ -H_3 & 0 & H_1 & -\frac{1}{c}D^2 \\ H_2 & -H_1 & 0 & -\frac{1}{c}D^3 \\ \frac{1}{c}D^1 & \frac{1}{c}D^2 & \frac{1}{c}D^3 & 0 \end{vmatrix}. \quad (5.7)$$

Korinib turibdiki, $\vec{P} = \vec{M} = 0$ bo'lganda (5.6) (2.1) ga, (5.7) (2.3) ga mos keladi.

H tenzor o'rniga komponentalari P_{ij} quyidagi P tenzorni kiritish mumkin

$$P_{ij} = \frac{1}{4\pi} (F_{ij} - H_{ij}).$$

(5.1) va (5.2) ni ixtiyoriy koordinatalar sistemasida quyidagicha kiritish mumkin

$$\nabla_i F_{jk} + \nabla_j F_{ki} + \nabla_k F_{ij} = 0 \quad (5.8)$$

$$\nabla_k H^{ik} = \frac{4\pi}{c} J^i. \quad (5.9)$$

3. Bir inersial sanoq sistemasidan boshqa harakatlanuvchi sanoq sistemasiga o'tganda $\vec{E}$, $\vec{D}$ va $\vec{M}$ lar

$$\vec{E}'_{\parallel} = \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{H} \right)_{\parallel}, \quad \vec{E}'_{\perp} = \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{H} \right)_{\perp} \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

larga o'xshash $\vec{H}$, $\vec{B}$ va $\vec{P}$ lar ham

$$\vec{H}'_{\parallel} = \left(\vec{H} - \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{E} \right)_{\parallel}, \quad \vec{H}'_{\perp} = \left(\vec{H} - \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{E} \right)_{\perp} \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

kabi almashtirildi. Bunda $\parallel$ belgi $\vec{v}$ tezlik yo'nalishiga parallel tuzuvchilarga, $\perp$ belgi esa $\vec{v}$ tezlik yo'nalishiga perpendikulyar tuzuvchilarga mos keladi.

(3.16) ga ko'ra

$$J'^1 = j'^1 = \frac{j^1 - v\rho_e}{\sqrt{1-v^2/c^2}}; \quad J'^2 = j^2; \quad J'^3 = j^3; \quad J'^4 = \rho'_e = \frac{\rho_e - \frac{v}{c^2}j'}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \quad (5.10)$$

Tok zichligi vektori komponentalari va kattaligi, shuningdek zaryad zichligi inersial sistemaning tanlanishidan bog'liq.

4. Bo'shliqdagi elektromagnit maydon kabi, muhitdagi elektromagnit maydon uchun $\vec{A} = A_i \vec{e}^i$ potensialni

$$F_{ij} = \nabla_j A_i - \nabla_i A_j$$

kabi tanlab kiritish mumkin. Bundan esa (5.8)ning aynan bajarilishi kelib chiqadi. Qutblanish va magnitlanish bo'lmagan holda $J^i \neq 0, \nabla^i A_i = 0$ dan quyidagi bir jinslimas to'liq tenglamasiga kelimiz

$$\frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial x^{1^2}} + \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial x^{2^2}} + \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial x^{3^2}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c} \vec{J}.$$

Qutblanish va magnitlanish bo'lganda elektromagnit maydon energiya impuls tenzori sifatida quyidagi Minkovskiy tenzorini olish

$$S_i^{\cdot k} = -\frac{1}{4\pi} \left[F_{mi} H^{mk} - \frac{1}{4} \delta_i^k F_{mn} H^{mn} \right].$$

Xulosa

Shunday qilib magnit maydon ta'sirda jismlarda magnitlanish va qutblanish paydo bo'lganda Maksvell tenglamalari o'rganildi. Uning integral va to'rt o'lchovli fazodagi tenzor ko'rinishlari o'rganildi.

Adabiyotlar

1. Седов Л.И. Механика сплошной среды. - М.: Наука, 1973 г. В 2-х томах.
2. Мейз. Дж. Теория и задачи механики сплошной среды.- М.: Мир, 1974 г.
3. Ильюшин А.А. Механика сплошной среды. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1990.- 310 с.
4. Механика сплошных сред в задачах. В двух томах. М.: «Московский лицей», 1996. Под ред. М.Э. Эглит.

6-Ma'ruza. O'tkazuvchan suyuqliklar gidrodinamikasi

Reja

1. Ideal suyuqlik modeli;
2. Magnit gidrodinamikasi tenglamalari;
3. Elektrogidrodinamika tenglamalari.

Tayanch iboralar: Elektr toki, o'tkazuvchanlik, ideal suyuqlik, Maksvell tenglamalari, elektr va magnit kuchlanganlik vektori.

1. Elektromagnit effektlar hisobga olinuvchi T.M. modeliga misol sifatida qutblanish va magnitlanish bo'lmagan, lekin elektr toki mavjud, ya'ni $\vec{M} = \vec{P} = 0$, $\vec{j}^* \neq 0$ bo'lgan o'tkazuvchan suyuqlik yoki gaz modeli xizmat qilishi mumkin. $dq^{**} = 0$ deb olib, qarayotgan modellarda tutash muhitning individual zarrachasi qo'shni zarrachalar va boshqa tashqi ob'ektlar bilan faqat mexanik va issiqlik energiyasini almashadi deb hisoblaymiz.

Bundan keyin soddalik uchun ideal suyuqlik modelini qaraymiz: $p^{ij} = -pg^{ij}$. Umumiyroq holda muhitning yopishqoqlik xususiyatini ham hisobga olish mumkin.

Endi Nyuton mexanikasi doirasidagi quyidagi tenglamalarni qaraylik:

Uzviylik tenglamasi

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0; \quad (6.1)$$

Harakat tenglamasi

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right] = -\text{grad} p + \rho_e \vec{E} + \frac{1}{c} (\vec{j} \times \vec{H}) + \rho \vec{F}_{qo'sh}, \quad (6.2)$$

bu yerda $\vec{F}_{qo'sh}$ orqali suyuqlik bilan elektromagnit maydonning o'zaro ta'sirlashishidan bog'liq bo'lmagan oddiy massaviy kuchlar zichligi, masalan og'irlik kuchlari belgilangan.

Issiqlik oqimi tenglamasi

$$dU + p d \frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho} (\vec{j} \cdot \vec{E}) dt + dq_{qo'sh}^{(e)}, \quad (6.3)$$

bu yerda $dq_{q'o'sh}^{(e)}$ orqali birlik massadagi suyuqlikka keluvchi issiqlik oqimi belgilangan.

termodinamikaning ikkinchi qonunini ifodalovchi skalyar munosabat

$$Tds = \frac{1}{\rho} (\tilde{j} \cdot \vec{E}) dt + dq_{q'o'sh}^{(e)}; \quad (6.4)$$

bu tenglamada $dq' = 0$ deb olingan.

Agar muhitning ichki energiyasi U ni ρ va s larning funksiyasi sifatida aniqlasak, u holda

$$dU = Tds - p d \frac{1}{\rho}$$

munosabatdan ikkita holat tenglamasini hosil qilish mumkin:

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial s} \right)_{\rho}, \quad -p = \left(\frac{\partial U}{\partial \frac{1}{\rho}} \right)_s. \quad (6.5)$$

(6.1) – (6.5) dinamik va termodinamik tenglamalarga yana elektrodinamika tenglamalarini, ya'ni Maksvell tenglamalarini qoshish kerak bo'ladi

$$\begin{aligned} \text{rot} \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad \text{div} \vec{H} = 0, \\ \text{rot} \vec{H} &= \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad \text{div} \vec{D} = 4\pi \rho_e \end{aligned} \quad (6.6)$$

va elektr toki zichligi vektori quyidagicha bo'ladi

$$\vec{j} = \sigma \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{H} \right) + \rho_e \vec{v}. \quad (6.7)$$

Agar $dq_{q'o'sh}^{(e)}$ va $\vec{F}_{q'o'sh}$ lar berilgan bo'lsa (6.1)-(6.7) tenglamalar sistemasi yopiq bo'ladi.

Xulosa

Tutash muhit uchun elektr toki mavjud bo'lganda elektrogidrodinamika va magnitogidrodinamika tenglamalarining yopiq sistemasi hosil qilindi.

Adabiyotlar

1. Седов Л.И. Механика сплошной среды. - М.: Наука, 1973 г. В 2-х томах.
2. Мейз. Дж. Теория и задачи механики сплошной среды.- М.: Мир, 1974 г.

3. Ильюшин А.А. Механика сплошной среды. - М.: Изд-во МГУ, 1990.- 310 с.
4. Механика сплошных сред в задачах. В двух томах. М.: «Московский лицей», 1996. Под ред. М.Э. Эглит.

TUTASH MUHITLAR MEXANIKASI MASALALARINING QO'YILISHI

1-Ma'ruza. Aniq masalalar qo'yilishining umumiy asoslari

Reja:

1. Modellar va sanoq sistemasi;
2. Alohida harakatlarni ajratuvchi qo'shimcha shartlarning zarurligi;
3. Tutash jism egallagan soha va harakat vaqti intervali;
4. Cheksizlikdagi shartlar;
5. Muhit ichidagi maxsus nuqtalar;
6. Boshlang'ich shartlar va chegaraviy shartlar;
7. Chegaralarda ko'chish va tezlik uchun yopishish shartlari;
8. Ideal suyuqlikning oqib o'tish (yopishish) sharti;
9. Erkin sirtidagi shartlar.

Tayanch iboralar: Koordinatalar, vaqt, chegara, erkin sirt, ko'chish, tezlik, kuchlanish, bosim, harakat tenglamalari.

1. TMM ning konkret masalalarini nazariy jihatdan o'rganishda uning harakati va holatini ifodalovchi oshkor yoki oshkormas ko'rinishda biror sanoq sistemasi tanlanishi zarur. Faqat har doim inersial sanoq sistemasini ko'rsatish zarur bo'ladi, chunki u yordamida inersiya kuchlarini ifodalash mumkin. Zarur hollarda tutash muhit zarrachalarini individuallashtiruvchi va mohiyatiga ko'ra har doim muhit zarrachalari harakati va holatnini aniqlovchi xarakteristikalar beradigan Lagranj koordinatalarini kiritish ham talab qilinadi. Biz shu paytgacha mexanikaning universal tenglamalari, termodinamika tenglamalarini va elektrodinamika tenglamalarini o'rganib chiqdik. Bu tenglamalar ixtiyoriy konkret tutash muhit modellarini tuzishning fundamental munosabatlari hisoblanadi. Ular shu paytgacha aniqlangan hamma modellarning mumkin bo'lgan barcha harakatlari va fizik jarayonlarni o'zida saqlaydi. Bu tenglamalarni ixtiyoriy uzluksiz silliq taqsimlanishlardagi xususiy hosilali differensial tenglamalar sifatida yozish mumkin. Differensial tenglamalar bilan bir qatorda yuqoridagi fizik holatlar uchun ularning integral ko'rinishlari ham mavjud.

2. Modellar va harakatlarning alohida ko'rinishlari tanlangandan keyin qo'shimcha shartlar qo'yish talab qilinadi. Siqilmaydigan suyuqlik nazariy modellari doirasida suv, neft boshqa suyuqliklarni olish mumkin va xatto havoni ham kerak bo'lgan joylarda siqiluvchanligini e'tiborga olmaslik mumkin. Masalan: suvning turli oqimlari, dengiz va okeanlardagi to'lqinlar harakati, suyuqlikning naychalardagi harakati va hokazo. Yuqorida keltirilgan harakatlarda ham ana shu differensial tenglamalarning yopiq sistemasidan foydalanish mumkin.

3. Endi alohida harakatlarni ajratuvchi turli qo'shimcha tipik shartlarni qaraymiz. Matematik masalalarning yechimlari muhit egallagan hajmning nuqtalarida harakat qarayotgan vaqt intervalida aniqlangan biror funksiya ko'rinishida beriladi.

Vaqt intervali chekli bo'lishi yoki biror $t = t_0$ vaqtdan boshlanishi yoki unga bog'liq bo'lishi mumkin. Tutash muhit harakatini o'rganish vaqti ixtiyoriy $t \geq t_0$ yoki $t \leq t_0$ yoki umuman olganda $t \geq t_0$ bo'lishi mumkin.

Harakatlanuvchi muhit egallagan hajmiy D soha ba'zi hollarda oldindan berilgan boshqa hollarda noma'lum bo'lishi mumkin. Masalan: agar suyuqlik biror idishni to'ldirib oqayotgan bo'lsa, D sohani oldindan ma'lum deb hisoblash mumkin. Ko'p hollarda D soha oldindan berilmagan bo'ladi. Masalan: tashqi kuch ta'sirida deformasiyalanuvchi idish o'rganilayotgan bo'lsa, unda qolgan suyuqlik hajmi masalani yechish davomida aniqlanadi. Ba'zi hollarda D sohaning chegarasi aniq qismlardan iborat bo'ladi. Masalan: dengiz tubi, idish devorlari yoki umumiyroq olganda suyuqlikda harakatlanuvchi jism sirti va hokazolar TM egallagan soha chegarasi bo'lishi mumkin.

4. Masalalarning qo'yilishida ko'pincha suyuqlik yoki qattiq jism egallagan sohadan cheksiz uzoqlashgan nuqta ham qaraladi. Cheksizlikni o'z ichiga olgan D soha uchun masalalarni yechishda faraz qilingan fizik xarakter asosidacheksizlikdagi shartlarni kiritish zaruriyati paydo bo'ladi. Ko'p hollarda bunday shart sifatida muhit harakati va holati cheksiz uzoqlashgan nuqtadagi ko'chishlar mahalliy ko'chishlar orqali ifodalanadi. Masalan: chegaralanmagan suyuqlik hajmi harakatini o'rganishda cheksiz uzoqlashgan nuqtada tezliklar nolga teng deb olinadi.

5. Cheksizlikdagi shartni cheksiz uzoqlashgan nuqtadagi maxsuslik deb qarash mumkin. Muhit yoki maydonga ta'sir qiluvchi turli effektlarni hisobga olgan holda chekli D sohaningmaxsus nuqtalari va maxsus qismlarini ham kiritish mumkin. Masalan: suyuqlik manbasi va stokini, elektr maydonning dipol va multipollarini, tashqi kuchlar konsentirlangan sohani, shuningdek energiya manbaalarini kiritish mumkin. Bunday maxsusliklarni va qarayotgan muhitdan tashqaridagi jismlarning ta'siri sifatida ham qarash mumkin.

6. Oddiy va xususiy hosilali differensial tenglamalar nazariyasida Koshi masalasi kata ahamiyatga ega, masalan,

$$\frac{d^2x}{dt^2} = f\left(t, x, \frac{dx}{dt}\right) \quad (1.1)$$

tenglama uchun $t = t_0$ bo'lganda quyidagi shartlar olinishi mumkin.

$$x_{t=t_0} = x_0, \quad \left(\frac{dx}{dt}\right)_{t=t_0} = x'_0, \quad (1.2)$$

bu yerda t_0 , x_0 va x'_0 - berilgan sonlar. Differensial tenglamalar nazariyasidan ma'lumki Koshi masalasi yagona yechimga ega. (1.2) qo'shimcha shartlar boshlang'ich qiymatlar yoki Koshi qiymatlari deyiladi. Shunga o'xshash nostasionar harakatni tavsiflovchi xususiy hosilali differensial tenglamalar uchun ham vaqtning biror $t = t_0$ momentada izlanayotgan funksiya va uning vaqtga nisbatan hosilalarining qiymati berilishi mumkin. Masalan, elastik jism uchun dinamik masalalarni Lame tenglamalari yordamida qaralayotganda boshlang'ich ko'chish va boshlang'ich tezliklarni butun jism bo'yicha berish kerak bo'ladi.

D soha chekli yoki cheksiz bo'lganda S chegaraga ega bo'ladi. Boshlang'ich shartlardan tashqari aniq yechimni olish uchun S chegarada maxsus shartlardan foydalanish zarur. Bu shartlar chegaraviy shartlar deyiladi. Chegaraviy shartlar turli ko'inishda bo'lishi mumkin. Ular fizik tasavvurlar asosida chiqariladi.

7. Endi chegaraviy shartlarning ba'zi tipik va zarur hollarini qaraymiz. Faraz qilaylik chegaraviy sirt S yoki uning biror qismi S_1 ning holat va harakati ma'lum bo'lsin. S_1 sirtga urinma yo'nalishda siljishlar bo'lmagan holda muhit ko'chish vektori $\vec{w}_{muhit}$ va S_1 sirt ko'chish vektori $\vec{w}_{cheg}$ bir xil bo'ladi.

Ko'rinib turibdiki, agar chegara harakati berilgan bo'lsa, S_1 chegarada quyidagi shartlar o'rinli bo'ladi

$$\vec{w}_{muhit} = \vec{w}_{cheg}, \quad \vec{v}_{muhit} = \vec{v}_{cheg}. \quad (1.2')$$

(1.2') ko'rinishdagi shartlar DQJM va suyuqliklar mexanikasida qo'llaniladi va yopishish sharti deb ataladi.

8. Boshlang'ich va chegaraviy shartlarning soni tenglama tartibidan bog'liq. Shuning uchun ular soni turli modellar uchun tarlicha bo'ladi. Masalan: ideal suyuqlik uchun Eyler tenglamalarida koordinata bo'yicha birinchi tartibli xususiy hosilalar qatnashadi.

Navye-Stoks tenglamasida esa ikkinchi tartibli hosilalar qatnashadi. Ikala holda ham tezlik uchun (1.2') shartdan foydalanish tabiiy va qulay. Faqat ideal suyuqlik uchun bu shart juda ham kuchli. Devorga to'liq yopishish shartida Eyler tenglamalarining yechimi mavjud emas. Shuning sababli ideal suyuqliklar uchun chegarada siljish sodir bo'ladi deb olish zarur.

Ideal suyuqliklar uchun (1.2') shart soddalashadi va bita skalyar shart bilan almashtiriladi

$$v_{n \text{ suyuqlik}} = v_{n \text{ chegara}} \quad S_1 \text{ da} \quad (1.3)$$

v_n, v_n - S_1 ga normal tezliklar.

Shuningdek ideal suyuqlikda quyidagi shart ham o'rinli

$$v_{\tau \text{ suyuq}} \neq v_{\tau \text{ jism}} \quad (1.4)$$

Agar ideal suyuqlik harakati potentsialli ya'ni $\vec{v} = \text{grad}\varphi$ bo'lsa, u holda (1.3)

$$v_{n \text{ suyuq}} = \frac{\partial \varphi}{\partial n} = v_{n \text{ chegara}} \quad S_1 \text{ da}$$

ko'rinishni oladi. Agar chegara qo'zg'almas bo'lsa, u holda

$$v_{n \text{ suyuq}} = 0, \quad S_1 \text{ da}$$

yoki

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0, \quad S_1 \text{ da}$$

Berilgan chegaralarda (1.2') va (1.3) dan boshqa turli shartlarni qo'yish mumkin. Masalan S_1 da temperatura yoki issiqlik oqimini berish mumkin.

9. Ko'pgina masalalarda S sirt yoki uning bir qismida S_2 da tashqi kuch beriladi. Elastiklik nazariysi va boshqa nazariyalarda S_2 da sirt kuchlari zichligi beiladi

$$\vec{p}_n = p_{nn}\vec{n} + p_{n\tau}\vec{\tau} = f(M, t) \quad (1.5)$$

bu yerda M - S_2 sirt nuqtasi. Elastik va seysmik to'lqin tarqalishi masalalarida erkin sirdagi kuchlanish atmosfera bosimiga teng deb olinadi. Bu holda

$$p_{nn} = -p_0, \quad p_{n\tau} = 0 \quad (1.6)$$

shartga ega bo'lamiz, bu yerda p_0 - atmosfera bosimi. (1.5) yoki (1.6) ko'rinishdagi shartlar yopishqoq suyuqlik harakatini o'rganishda ham qo'llaniladi. Ideal suyuqlikda esa

$$p = p_0 \quad (1.7)$$

shart o'rinli bo'ladi.

Xulosa

O'quv yili davomida o'rganilgan tutash muhit dinamikasi, termodinamikasi va elektrodinamikasiga doir asosiy tenglama va munosabatlar takrorlandi va tahlil qilindi. Muhit chegaralari uchun shartlar kiritildi.

Adabiyotlar

1. Седов Л.И. Механика сплошной среды. - М.: Наука, 1973 г. В 2-х томах.

2. Мейз. Дж. Теория и задачи механики сплошной среды.- М.: Мир, 1974 г.
3. Ильюшин А.А. Механика сплошной среды. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1990. - 310 с.
4. Механика сплошных сред в задачах. В двух томах. М.: «Московский лицей», 1996. Под ред. М.Э. Эглит.

2-Ma'ruza. Masalalarning qo'yilishida noma'lumlar sonini kamaytirish bilan bog'liq tipik soddalashtirishlar

Reja

1. O'rnashgan harakat;
2. Tekis parallel harakat;
3. Siqilmaydigan suyuqlikning tekis parallel potentsialli harakati;
4. O'qqa nisbatan simmetrik harakat;
5. Bir o'lchovli o'rnashmagan harakat:
 - a) Tekis to'lqinli harakat,
 - b) silindrik to'lqinli harakat,
 - c) sferik to'lqinli harakat;
6. Avtomodelli harakat.

Tayanch iboralar: *koordinata, vaqt, potentsial funksiya, harakat, ko'chish, tezlik, to'lqin tarqalishi.*

Harakat va boshqa fizik jarayonlarni ifodalovchi tenglamalarning yechimini topish haqidagi matematik masalalar Eyler nuqtai nazarida x^1, x^2, x^3, t 4 ta o'zgaruvchilardan bog'liq noma'lum funksiyalarni aniqlashga keltiriladi. Masalan, tezliklar, bosim, temperatura, zichlik va h.k.

Noma'lum o'zgaruvilarning sonini kamaytirish bilan bog'liq bo'lgan soddalashtiruvchi farazlar va koordinatalarning tanlanishi masalalarni yechish imkoniyatini oshiradi. Quyida bular bilan bog'liq bo'lgan ba'zi hollarni qarab o'tamiz.

1. O'rnashgan harakat. Har doim bo'lmasada ba'zi hollarda biz qaralayotgan harakat va jarayonlarni mos koordinatalar sistemasida o'rnashgan deb olishimiz mumkin. Bu esa Eyler nuqtai nazaridan foydalanishda t vaqtni yo'qotish bilan noma'lum o'zgaruvchilarning sonini bittaga kamaytirish imkonini beradi. O'rnashgan harakat uchun vaqt bo'yicha boshlang'ich shartlarni qo'yish zaruriyati yo'q. Chunki tenglamalarda vaqt bo'yicha hosilalar yo'qolib ketadi. Bu esa matematik masalalarning yechimini soddalashtiradi.

2. Agar x, y, z Dekart koordinatalar sistemasida tutash muhit hamma zarrachalarining tezliklari x, y tekisligiga parallel bo'lsa, bunday harakatga tekis parallel harakat deyiladi. Bunda esa harakat va holatning barcha xarakteristikallari faqat x, y koordinata va t vaqtdan bog'liq bo'ladi. Bu harakat va holat z koodinatadan bog'liq bo'lmaydi. Tekis parallellik haqidagi faraz faqat xususiy masalalardagina o'rinli. Masalan: cheksiz uzunlikdagi silindrik qanotning suyuqlik yoki gazdagi o'z yasovchisiga perpendikulyar harakati haqidagi aerodinamika

masalasi, Og' suyuqliklarda sirt to'liqini tarqalishi haqidagi masala, sterjenlarning cho'zilishi yoki siqilishi haqidagi masalalar. Tekis parallel harakat haqidagi masalalarning effektiv yechimlari matematik nazariyasi hozirgi kunda kuchli rivojlangan ko'pgina fazoviy masalalarni ikki o'lchovli masalalarga keltirish uchun taqribiy usullar ishlab chiqilgan.

3. Siqilmaydigan suyuqlik tekis parallel harakatini o'rganishdagi kata yutuq potentsialli harakatlarni o'rganishdagi tezlik potentsiali $\varphi(x,y,t)$ ning garmonik funksiyadan iboratligidir

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0 \quad (2.1)$$

$\varphi(x,y,t)$ garmonik funksiya uchun unga qo'shma bo'lgan $\psi(x,y,t)$ funksiyani Koshi-Riman shartiga ko'ra topamiz

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad \frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} \quad (2.2)$$

ya'ni

$$d\psi = -\frac{\partial \varphi}{\partial y} dx + \frac{\partial \varphi}{\partial x} dy \quad (2.3)$$

(2.3) ning integrallanish shartini (2.1) taxminlaydi. $\psi(x,y,t)$ funksiya oqim funksiyasi deb ataladi. (2.3) ga ko'ra $\psi = const$ biror oqim chizig'ini ifodalaydi. (2.2) Koshi-Riman shartiga asosan $z = x + iy$ kompleks o'zgaruvchidan bog'liq bo'lgan quyidagi analitik funksiyani kiritish mumkin

$$w(z,t) = \varphi + i\psi \quad (2.4)$$

Bu funksiya xarakteristik funksiya deb ataladi.

4. O'qqa nisbatan simmetrik bo'lgan masalalar muhim masalalardan hisoblanadi. Bunday masalalarni silindrik koordinatalarda qarash tavsiya etiladi. Bunda izlanayotgan funksiyalar r, z, t ga bog'liq bo'ladi. θ koordinata esa hech qanday ahamiyatga ega bo'lmaydi. Hamma tenglama va munosabatlar z o'qi atrofida aylanishga nisbatan invariant bo'ladi. Ko'pgina aylanish jismlarining mustahkamligi masalalari masalan: trubalar, baklar, maxsus qobiqlar va h.k. yoki aylanish jismlarining suyuqlik bylab harakati yoki ularning simmetriya o'qi atrofidagi aylanishi haqidagi masalalar TMMning o'qqa nisbatan simmetrik harakati nazariyasi doirasida o'rganiladi.

5. Harakat va jaayonlar uchun faqat bita η koordinata ahamiyatga ega bo'lsa bunday harakatla bir o'lchovli deb ataladi. Bunday nomlanishga harakat t vaqtdan bog'liq bo'lgan holda o'rnashmagan so'zini ham qo'shishi mumkin. Suyuqliklar uchun bir o'lchovli harakatda tezliklar $\eta = const$ tekislikka perpendikulyar yo'nalgan bo'ladi va uning uchun quyidagi uchta holni qarab o'tish mumkin:

a) Tekis to'liqlik harakat. Bunda harakatni Dekart koordinatalarida o'rganish maqsadga muvofiq. Ahamiyatga ega bo'lgan bog'liqmas argument sifatida faqat x koordinata (bundan keyin $x = r$ belgilash kiritamiz) va t vaqtni olamiz. Bu holda $x = \text{const}$ tekislikda (to'liqlik fazalari tekisligida) harakatning hamma xarakteristikalarini bir xil, ya'ni harakat va jarayonning izlanayotgan xarakteristikalarining x va y bo'yicha hosilalari nolga teng.

b) Silindrik to'liqlik harakatni o'rganish uchun silindrik koordinatalarni tanlash mumkin. Ahamiyatga ega bo'lgan bog'liqmas o'zgaruvchi argument simmetriya o'qigacha bo'lgan masofani ifodalovchi r masofa va t vaqt bo'ladi. Bu holda $r = \text{const}$ (to'liqlik fazalari sirti) sirtida harakatning barcha xarakteristikalarini o'zgarimas, ya'ni z va φ bo'yicha hosilalar nolga teng.

c) Sferik to'liqlik harakatni o'rganish uchun silindrik koordinatalarni tanlash mumkin. Ahamiyatga ega bo'lgan bog'liqmas o'zgaruvchi argument simmetriya markazigacha bo'lgan masofani ifodalovchi r masofa va t vaqt bo'ladi. Bu holda $r = \text{const}$ (to'liqlik fazalari sirti) sirtida harakatning barcha xarakteristikalarini o'zgarimas, ya'ni θ uzoqlik va φ kenglik bo'yicha hosilalar nolga teng.

Ko'pgina nazariy va amaliy masalalar bir o'lchovli harakat nazariyasi doirasida qaraladi. Masalan: yorug'lik va tovush to'liqlari tarqalishi nazariyasi, portlash to'liqlari va detonasiya.

Shunday qilib, yuqorida keltirilgan soddalashtirishlar bitta, ikkita yoki xatto uchta (o'rnashgan bir o'lchovli harakatda faqat r ahamiyatga ega, nol o'lchovli o'rnashmagan harakatda esa t) bog'limas o'zgaruvchilarni yo'qotishga keltirilgan ekan.

6. Bog'liqmas o'zgaruvchilarning ba'zi kombinatsiyalari hisobidan argumentlar sonini kamaytirish muhim ahamiyatga ega. Bunday yechimlarga avtomodelli harakat misol bo'la oladi, bunda to'rtta x, y, z, t o'zgaruvchilar o'rniga uchta bog'liqmas o'zgaruvchilarni kiritish mumkin

$$\frac{x}{t^\alpha}, \frac{y}{t^\alpha}, \frac{z}{t^\alpha},$$

bu yerda α - biror o'zgarimas.

Bir o'lchovli o'rnashmagan harakatlarda ikkita r va t o'zgaruvchilar o'rniga faqat bitta o'zgaruvchini quyidagicha kiritish mumkin

$$\lambda = \frac{r}{t^\alpha}.$$

Ko'rinib turibdiki, bu holda r va t bo'yicha xususiy hosilali differensial tenglamalar bitta bog'liqmas λ o'zgaruvchili oddiy differensial tenglamaga keladi.

Xulosa

Shunday qilib, tutash muhit harakatiga ko'ra tenglamalarni soddalashtirish o'rganib chiqildi. Ba'zi harakatlar uchun soddalashtirilgan tenglamalar keltirildi.

Adabiyotlar

1. Седов Л.И. Механика сплошной среды. - М.: Наука, 1973 г. В 2-х томах.
2. Мейз. Дж. Теория и задачи механики сплошной среды.- М.: Мир, 1974 г.
3. Ильюшин А.А. Механика сплошной среды. - М.: Изд-во МГУ, 1990. - 310 с.
4. Механика сплошных сред в задачах. В двух томах. М.: «Московский лицей», 1996. Под ред. М.Э. Эглит.

3-Ма'ruza. Tutash muhitlar mexanikasi tenglamalari va masalalarini chiziqlashtirish

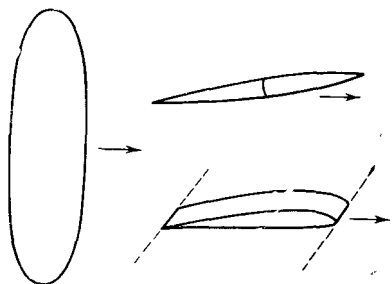
Reja

1. TMM masalalarining chiziqlimasligi;
2. Muvozanat holati yoki asosiy harakatdan kichik chetlashishlar;
3. TMM masalalarini chiziqlashtirish;
4. Maxsus o'zgaruvchilar yordamida chiziqlashtirish;

Tayanch iboralar: *koordinata, vaqt, chiziqlimaslik, harakat, ko'chish, deformatsiya, kuchlanish.*

1. TMM ning asosiy tenglamalari umuman olganda chiziqlimas tenglamalardir. TMM masalalarining chiziqlimasligi shundan iboratki, izlanayotgan funksiyalar tenglamalar va chegaraviy shartlarda chiziqlimas holda qatnashadi. Masalan, Eyler tenglamalarida (tezlanish ifodalarida) $\mathcal{G}^i(\partial \mathcal{G}^k / \partial x^i)$ ko'paytma qatnashadi. Shuningdek, siqiluvchan suyuqliklarning zichligi va bosimining kuchli o'zgarishlarida $\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x^k}$ chiziqlimas had qatnashadi.

Keltirilgan tenglamalardagi chiziqlimaslik bilan ko'pgina maxsus fizik effektlar bog'liq bo'lib, ular umumiy holda katta amaliy ahamiyatga ega. Chiziqlimaslik xususiyati tadqiqotlarning matematik usullari va qaralayotgan masalalarni yechishda katta qiyinchiliklarga olib keladi.



2. Harakat va jarayonlar tadbiq etiluvchi tutash muhitlar mexanikasining ba'zi masalalarida biror muvozanat holati yoki asosiy harakatdan chetlashishlar xarakterga ega bo'ladi.

Masalan, elastik jismlarda (turli mashina va inshootlar detallarida) ko'pincha deformasiya

ko'pincha kichik bo'ladi va deformasiya tenzori komponentalari ham kichik bo'ladi. Shuning uchun ularning ko'paytmalarini hisobga olmaslik mumkin.

Og'ir suyuqliklarda to'lqin tarqalish nazariyasida ko'pincha quyidagicha masala qaraladi. Suyuqlikning erkin sirti gorizont tekislikdan juda kam farq qiladi. Bu esa mos yo'nalishdagi tezliklarning kichik deb olish mumkinligini bildiradi.

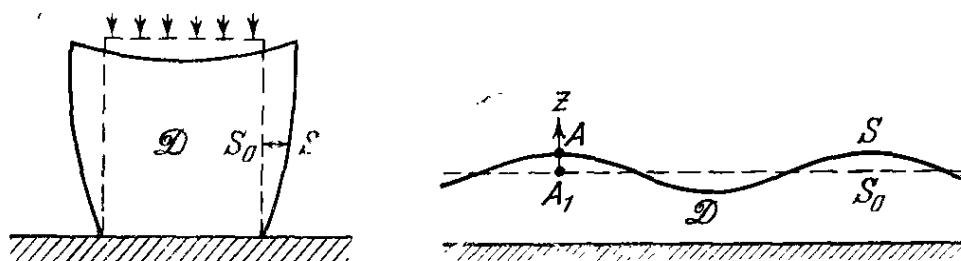
Aerodinamikada ko'pincha turli yupqa jismlar (qanot profili, snaryadlar va h.k.) asosiy o'lchovi yo'nalishida havodagi harakati o'rganiladi (3.1-chizma). Bunda jism sirti elementlariga nisbatan tezlik yo'nalishi kichik burchakka farq qilsa havoda uchish yo'nalishi tezligiga proporsional bo'lgan kichik siljish tezliklari yuzaga keladi. Bunday misollarni juda ko'p keltirish mumkin.

3. Izlanayotgan funksiyalarni kichik deb faraz qilish qaralayotgan masalalarda quyidagi soddalashtirishlarga olib keladi:

a) Izlanayotgan funksiyani kichik deb olsak harakat tenglamalari, uzviylik tenglamasi, holat tenglamalarida va boshqa yordamchi tenglamalarda birinchi tartibidan yuqori bo'lgan kichik hadlarni tashlab yuboramiz. Natijada chiziqli tenglamalar sistemasiga kelimiz.

b) faraz qilinganiga ko'ra chegaradagi deformasiya ham kichik bo'ladi. Shuning uchun D sohani chegaralovchi S sirdagi shartlar normal asosiy harakat yo'nalishi bilan bir xil bo'lgan D_0 sohani chegaralovchi S_0 sirdagi shartlar bilan almashadi.

Masalan, asosi qattiq mahkamlangan elastik brusning taqsimlangan kuch ta'sirida kichik deformatsiyalanishini qarasak chegaraviy shartlarni Deformatsiyalanmagan S_0 sirtida olish mumkin. Og'ir suyuqliklarda sirt to'lqini tarqalishi nazariyasida suyuqlikning erkin sirti S uchun qo'yiladigan shartlar gorizont S_0 sirdagi shart bilan almashtiriladi.



3.2-chizma. Chegaraviy shartlarni chiziqlashtirish. a) Taqsimlangan kuch ta'siri ostidagi elastik brus. Brusning pastki asosi qattiq mahkamlangan. b) Kichik amplitudali to'lqin tarqalish masalasining qo'yilishiga.

4. Ba'zi hollarda chiziqlimas tenglamalarni hech qanday yaqinlashishlarsiz, o'zgaruvchilarning biror maxsus ko'rinishini tanlash yo'li bilan chiziqli tenglamalarga keltiriladi.

Masalalarni chiziqlashtirishning bunday usullari barotrop suyuqlik va gazlarning o'rnashgan tekis parallel potentsialli harakati nazariyasida uchraydi.

Shunday qilib, izlanayotgan funksiyalar bizga ma'lum D_0 sohada chiziqli tenglamalar sistemasining mos chiziqli chegaraviy shartlar bilan birgalikda yechishga keltirilgan ekan.

Xulosa

Shunday qilib, tutash muhit harakatiga ko'ra tenglamalarni chiziqlashtirish o'rganib chiqildi. Ba'zi harakatlar uchun soddalashtirilgan tenglamalar keltirildi

Adabiyotlar

1. Седов Л.И. Механика сплошной среды. - М.: Наука, 1973 г. В 2-х томах.
2. Мейз. Дж. Теория и задачи механики сплошной среды.- М.: Мир, 1974 г.
3. Механика сплошных сред в задачах. В двух томах. М.: «Московский лицей», 1996. Под ред. М.Э. Эглит.

4-Ma'ruza. Uzilish sirtlaridagi shartlar

Reja:

1. Tutash muhitlardagi uzilish sirtlari haqida;
2. Turli murakkablashgan modellar uchun uzluksiz harakat chegarasidan keyingi uzilishga ega bo'lgan harakat;
3. Kuchli va kuchsiz uzilish;
4. Uzilish sirti nuqtasining tezligi

Tayanch iboralar: *tezlik, zichlik, bosim, hosila, uzluksizlik, uzilish, sirt, normal vektor, elastik jism, suyuqlik*

1. Shu paytgacha TMM modellaridan bog'liq asosiy tushunchalarni kiritish va tenglamalar sistemalarini keltirib chiqarishda egallangan D sohada mos tenglamalar, berilgan va izlanuvchi funksiyalar uzluksiz va yetarlicha tartibli uzuluksiz hosilalarga ega deb faraz qilingan edi.

Bunday faraz juda kuchli chegaralanish bo'lib, amaliyotda zarur joylarga qo'llab bo'lmaydi. Haqiqatan ham, masalan ideal suyuqlik va unga botirilgan elastik jismdan iborat sistemaning vibratsiyasi masalasini o'rganishda tutash muhitlarning o'zaro ta'sirini juda tez o'zgaruvchi xususiyat va karakteristikallari bilan qarash zarur bo'ladi. Bu muhitlarning chegaraviy sirtida, holat va harakat karakteristikallari zichlik, tezlik va ko'chishlar koordinataning uzilishga ega bo'lgan funksiyalari bo'ladi.

Bu masalada suyuqlik va elastik jism chegarasini uzilish sirti sifatida qarash mumkin. Bunda izlanuvchi funksiyalar uchun harakatlanuvchi va oldindan ma'lum bo'lmagan chegarada chegaraviy shart vazifasini bajaruvchi maxsus shartlar qo'yilishi kerak bo'ladi.

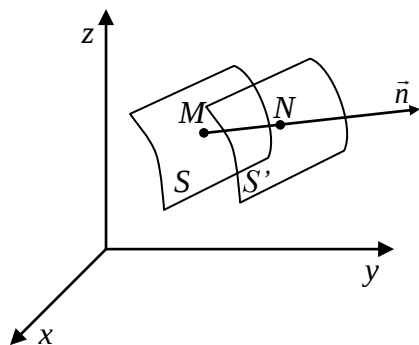
Gaz dinamikasining bir qator masalalarida egallab turgan D sohada koordinatalar bo'yicha hosilalarning uzuluksizligini talab qilish masalaning yechimga ega emasligiga olib keladi. Izlanayotgan funksiyalardan uzluksizlik talabining olib tashlanishi va bo'lakli silliqlik qo'yilgan masala yechimi mavjudligi va yagonaligini ta'minlaydi. Olingan natijalar amaliyotda kuzatiladigan real effektlarga mos keladi.

2. Uzilish sirtiga ega bo'lgan tutash muhit harakatini o'rganishda keng tarqalgan nuqtai nazar shundan iboratki, real jarayonlarni qarashda harakatni faqat uzluksiz deb qarash kerak bo'ladi. Biror vaqtdan boshlab yechim mavjud bo'lmasa, harakat tenglamalariga qo'shimcha hadlar qo'shilgan boshqa modellardan foydalanish kerak bo'ladi. Masalan ideal gaz modeli doirasida qo'yilgan masalaning Eyler tenglamasi uchun yechimi mavjud bo'lmasada, harakat va holatning tez o'zgaruvchi parametrlarida Nave-Stoks tenglamasining yechimi mavjud bo'ladi.

3. Kuchsiz va kuchsiz uzilish sirlari mavjuddir . Ular bir-biridan quyidagi xususiyatlariga ko'ra farq qiladi.

Biror sirtida funksiyaning o'zi uzluksiz bo'lib, uning koordinata va vaqt bo'yicha hosilalari uzilishga ega bo'lsa, bunday uzilish sirtiga kuchsiz uzilish sirti deyiladi.

Sirtida izlanayotgan funksiyaning o'zi uzilishga ega bo'lsa, bu sirt kuchli uzilish sirti deyiladi.



4. Tenglamasi quyidagicha berilgan harakatlanuvchi S sirtni qaraymiz

$$f(x, y, z, t) = 0. \quad (4.1)$$

sirt harakatda bo'lganligi uchun S sirt vaqtning t va $t + \Delta t$ momentlarida turli S va S' holatlarni egallaydi. t momentdagi S sirtga biror M nuqtani olamiz va M nuqtada S ga normal mavjud deb faraz qilamiz. M nuqtadagi birlik normal vektor $\vec{n}$ ni $\vec{MN}$ vektor bo'ylab yo'naltiramiz. N S' dagi nuqta. $f(x, y, z, t)$ funksiyaning ishorasini quyidagi shartdan topamiz

$$f(M, t) = 0, \quad f(N, t) > 0,$$

shuning uchun

$$\vec{n} = \frac{\text{grad} f}{|\text{grad} f|}. \quad (4.2)$$

S sirdagi M nuqtaning normal bo'ylab ko'chish tezligi quyidagicha aniqlanadi

$$\vec{D} = \vec{n} \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{MN}{\Delta t}. \quad (4.3)$$

Agar S sirtning (4.1) tenglamasi berilgan bo'lsa, u holda $\vec{D}$ vektorni topish qiyin emas. $\vec{n}$ birlik vektor komponentalari uchun quyidagicha belgilash olamiz

$$n_x = \frac{1}{|\text{grad} f|} \frac{\partial f}{\partial x}; \quad n_y = \frac{1}{|\text{grad} f|} \frac{\partial f}{\partial y}; \quad n_z = \frac{1}{|\text{grad} f|} \frac{\partial f}{\partial z}.$$

Bundan

$$f(x + MN n_x, y + MN n_y, z + MN n_z, t + \Delta t) = 0.$$

Oxirgi tenglikdan vaqt bo'yicha to'liq differensial

$$MN \left(\frac{\partial f}{\partial x} n_x + \frac{\partial f}{\partial y} n_y + \frac{\partial f}{\partial z} n_z \right) + \frac{\partial f}{\partial t} \Delta t = 0$$

yoki

$$MN |\text{grad} f| + \frac{\partial f}{\partial t} \Delta t = 0.$$

Yuqoridagi munosabatdan foydalanib (4.3) dan tezlikni topamiz

$$\vec{D} = -\frac{\frac{\partial f}{\partial t}}{|\text{grad}f|} \vec{n}. \quad (4.4)$$

Ko‘rinib turibdiki, agar f funksiya t dan bog‘liq bo‘lmasa tezlik nolga teng.

Adabiyotlar

1. Седов Л.И. Механика сплошной среды. - М.: Наука, 1973 г. В 2-х томах.
2. Мейз. Дж. Теория и задачи механики сплошной среды.- М.: Мир, 1974 г.
3. Ильюшин А.А. Механика сплошной среды. - М.: Изд-во МГУ, 1990.- 310 с.
4. Механика сплошных сред в задачах. В двух томах. М.: «Московский лицей», 1996. Под ред. М.Э. Эглит.

5-Ma'ruza. Fizik miqdorlarning o'lchovi va π teorema

Reja

1. O'lchovli miqdorlar;
2. Turli o'lchov birliklari sistemalari;
3. O'lchov formulalari;
4. π teorema.

Tayanch iboalar: o'lchov birligi, SI sistemasi, SGS sistemasi, MKS sistemasi, metr, sekund, kilogram, kuch, vaqt, masofa

1. Muhit, maydonlar va jaraenlar xarakteristikalarini ifodalovchi miqdorlar – massa, zichlik, energiya tezlik, zaryad miqdori va hokazolar biror bir o'lchov birliklarida berilib, ularni tanlash tadqiqotchining o'zidan bog'liq.

Qaralaetgan masalada o'lchov birliklarini tanlashdan bog'liq bo'lgan miqdorlar o'lchovli miqdorlar deyiladi. Masalan, energiyani kilogrammetrda, joulda, kaloriyada, tonna ko'mirda, kilogramm uranda, so'mda va boshqa o'lchov birliklarida o'lchash mumkin. Energiyani ifodalovchi miqdorning son qiymati o'lchov birligini tanlashdan bog'liq bo'ladi.

Tajribadan etalon erdamida kiritilgan o'lchov birliklari birinchi eki asosiy o'lchov birliklari deyiladi.

Birinchi o'lchov birliklari orqalikiritilgan o'lchov birliklari hosilaviy eki ikkinchi o'lchov birliklari deyiladi.

2. Turli sohalarda turlicha o'lchov birliklari qo'llanilishi mumkin. Quyidagi o'lchov birliklari keng tarqalgan:

SGS – bunda birinchi o'lchov birliklari sifatida *santimetr, gramm, sekund* qabul qilingan;

MKS – bunda birinchi o'lchov birliklari sifatida *metr, kilogramm kuch, sekund* qabul qilingan;

SI – birinchi o'lchov birliklari sifatida *metr, kilogramm massa, sekund, Amper, Kelvin* qabul qilingan.

3. Odatda o'lchovlar formulalar ko'rinishida ifodalanadi. CGS sistemasida o'lchov formulalari uchta argument: L – uzunlik, T – vaqt va M – massa orqali ifodalanuvchi o'lchov belgilarini o'z ichiga oladi. Masalan, kuchning o'lchov birligi quyidagicha eziladi

$$K = \frac{ML}{T} = MLT^{-1}$$

Barcha o'lchov formulalari darajali birhad ko'rinishida beriladi

$$N = L^l M^t T^m \quad (5.1)$$

MKS sistemasida o'lchov formulasi

$$N = L^{l_1} T^{t_1} K^{k_1} \quad (5.2)$$

(5.1) dan (5.2) ga o'tishda M belgi $M = KT^2 L^{-1}$ kabi almashtiriladi.

Agar L uzunlik, T vaqt va M massa o'lchov birliklaridan uzunlik uchun α marta, vaqt uchun β marta va massa uchun γ marta kichik bo'lsa, N miqdor dastlabki holatdan

$$\alpha^l \beta^t \gamma^m \quad (5.3)$$

marta kichik bo'ladi. Bu esa ikkinchi e'ki hosilaviy o'lchov birliklari uchun asosiy o'lchov birliklari o'zgarganda masshtab ko'paytuvchisini topishni engillashtiradi.

5. Endi o'lchovli miqdorlarning o'lchov birliklariga nisbatan invariant bo'lgan funktsional munosabatlarni qaraymiz.

Biror o'lchovli e'ki o'lchovsiz bo'lgan a miqdor o'zaro bog'liq bo'lmagan $a_1, a_2, \dots, a_n$ miqdorlarning funktsiyasi bo'lsin

$$a = f(a_1, a_2, \dots, a_k, a_{k+1}, \dots, a_n). \quad (5.4)$$

$a_1, a_2, \dots, a_n$ miqdorlardan ba'zilar o'zgarmas, qolganlari o'zgaruvchi bo'lishi mumkin. Berilgan o'zgaruvchilarning nol e'ki cheksizdan farqliligi, e'ki (5.4) funktsiya mos argumentlar nolga aylanganda uzluksiz funktsiya deb faraz qilamiz. Endi (5.4) dagi f funktsiya qabul qilingan farazga ko'ra o'lchov birliklarini tanlashdan bog'liq bo'lmagan holda biror fizik qonuniyatni ifodalashini topamiz.

$a_1, a_2, \dots, a_n$ o'lchov birliklaridan dastlabki k tasi $a_1, a_2, \dots, a_k$ bog'liqmas o'lchov bo'lsin. Bog'liqmas o'lchov formulasida faqat bitta kattalik qatnashadi, boshqa o'lchov birliklarining darajali birliklari kombinatsiyasi ko'rinishida kelishi mumkin emas. Masalan, uzunlik L bog'liqmas kattalik tezlik va tezlanish bog'langan kattalik deyiladi. Mexanik kattaliklar odatda 3 dan katta bo'lmagan o'lchovlarga ega bo'ladi. k ni bog'liqmas o'lchovlarning eng kattasi soniga teng deb olamiz. Shuning uchun $a_{k+1}, a_{k+2}, \dots, a_n$ o'lchov miqdorlarini $a_1, a_2, \dots, a_k$ o'lchov miqdorlari orqali ifodalash mumkin. $a_1, a_2, \dots, a_k$ larning o'lchov birliklarini quyidagicha belgilaymiz

$$[a_1] = A_1, [a_2] = A_2, \dots, [a_k] = A_k.$$

Qolgan kattaliklarning o'lchovlari esa quyidagicha bo'ladi

$$[a] = A_1^{m_1} A_2^{m_2} \dots A_k^{m_k},$$

$$[a_{k+1}] = A_1^{p_1} A_2^{p_2} \dots A_k^{p_k},$$

.....

$$[a_n] = A_1^{q_1} A_2^{q_2} \dots A_k^{q_k}.$$

Endi esa $a_1, a_2, \dots, a_k$ kattaliklarning o'lchov birliklarini mos ravishda $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_k$ marta o'zgartiramiz. Yangi o'lchov sistemasida $a_{k+1}, a_{k+2}, \dots, a_n$ kattaliklarning son qiymatlari uchun quyidagiga ega bo'lamiz

$$\begin{aligned} a'_1 &= \alpha_1 a_1, \quad a' = \alpha_1^{m_1} \alpha_2^{m_2} \dots \alpha_k^{m_k} a, \\ a'_2 &= \alpha_2 a_2, \quad a'_{k+1} = \alpha_1^{p_1} \alpha_2^{p_2} \dots \alpha_k^{p_k} a_{k+1}, \\ &\dots\dots\dots, \\ a'_k &= \alpha_k a_k, \quad a'_n = \alpha_1^{q_1} \alpha_2^{q_2} \dots \alpha_k^{q_k} a_n. \end{aligned}$$

Yangi o'lchov birliklar sistemasida (5.4) munosabat quyidagi ko'rinishni oladi

$$\begin{aligned} a'' &= \alpha_1^{m_1} \alpha_2^{m_2} \dots \alpha_k^{m_k} a = \alpha_1^{m_1} \alpha_2^{m_2} \dots \alpha_k^{m_k} f(a_1, a_2, \dots, a_n) = \\ &= f(\alpha_1 a_1, \alpha_2 a_2, \dots, \alpha_1^{p_1} \alpha_2^{p_2} \dots \alpha_k^{p_k} a_{k+1}, \dots, \alpha_1^{q_1} \alpha_2^{q_2} \dots \alpha_k^{q_k} a_n) \end{aligned} \quad (5.5)$$

Bu tenglik f funktsiyaning $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_k$ larga nisbatan bir jinsli ekanligini ko'rsatadi. f funktsiyadagi bog'liqmas o'zgaruvchilarni qisqartirish uchun quyidagicha tanlash olamiz

$$\alpha_1 = \frac{1}{a_1}, \quad \alpha_2 = \frac{1}{a_2}, \dots, \alpha_k = \frac{1}{a_k}.$$

Bunday tanlash natijasida (5.5) dagi dastlabki k ta had $a_1, a_2, \dots, a_k$ larning son qiymatidan bog'liq bo'lmagan holda 1 ga teng bo'ladi.

Bu nisbiy o'lchov sistemasida $a, a_{k+1}, a_{k+2}, \dots, a_n$ parametrlarning son qiymatlari quyidagi formula orqali ifodalanadi.

$$\begin{aligned} \Pi &= \frac{a}{\alpha_1^{m_1} \alpha_2^{m_2} \dots \alpha_k^{m_k}}, \\ \Pi_1 &= \frac{a_{k+1}}{\alpha_1^{p_1} \alpha_2^{p_2} \dots \alpha_k^{p_k}}, \\ &\dots\dots\dots \\ \Pi_{n-k} &= \frac{a_n}{\alpha_1^{q_1} \alpha_2^{q_2} \dots \alpha_k^{q_k}}. \end{aligned}$$

$\Pi, \Pi_1, \dots, \Pi_{n-k}$ lar o'lchov birliklari sistemasining tanlanishidan bog'liq emas va ularning o'lchov birliklari nolga teng. SHuning uchun ixtiëriy o'lchov birliklari sistemasida (5.4)ni quyidagicha ifodalash mumkin

$$\Pi = f\left(\underbrace{1, 1, \dots, 1}_{k \text{ ta}}, \Pi_1, \dots, \Pi_{n-k}\right). \quad (5.6)$$

SHunday qilib, Bu tenglikka *II* teorema deb ataladi.

Adabiyotlar

1. Седов Л.И. Механика сплошной среды. - М.: Наука, 1973 г. В 2-х томах.

2. Ильюшин А.А. Механика сплошной среды. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1990.- 310 с.
3. Механика сплошных сред в задачах. В двух томах. М.: «Московский лицей», 1996. Под ред. М.Э. Эглит.