

**MIRZO ULUG'BEK NOMIDAGI
O'ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI
KIMYO FAKULTETI**

REFERAT

**MAVZU: Ichki energiya va termodinamikaning birinchi qonuni, holat
tenglamalari va termik koeffitsientlar,**

Bajardi: Ko'charov A.A

Tekshirdi: Akbarov.H.I

TOSHKENT-2013

REJA:

- 1. Ichki energiya va termodinamikaning birinchi qonuni**
- 2. Holat tenglamalari va termik koeffitsientlar**
- 3. Termodinamikaning birinchi qonuni va kalorik koeffitsientlar**

Ichki energiya va termodinamikaning birinchi qonuni

Malekulalarning ilgarilanma va aylanma harakati, atom va atomlar guruppassining tebranma harakati, elektronlar harakatining energiyasi va boshqa energiyalar yig'indisi ichki energiya deb ataladi. Ichki energiya, ish va issiqlik orasidagi o'zaro bog'lanish termodinamikaning birinchi qonuni asosida o'rnatiladi. Termodinamikaning birinchi qonuni insoniyatning ko'p asrlik tajribasidan kelib chiqqan postulatdir. Termodinamika birinchi qonunining bir necha ta'riflari bo'lib, ular o'zaro ekvivalent va bir-biridan kelib chiqadi. Agar ulardan birini boshlang'ich deb olsak, boshqalari uning xulosasi sifatida paydo bo'ladi.

Termodinamikaning birinchi qonuni energiya saqlanish qonuni bilan bevosita bog'langan: har qanday izolyasiyalangan sistemada energiya zaxirasi doimiydir. Ushbu ta'rifdan energiya turli ko'rinishlari bir-biriga qat'iy ekvivalent miqdorlarda o'tishi kelib chiqadi. Termodinamikaning birinchi qonunini quyidagicha ta'riflash ham mumkin: energiya sarf qilmasdan turib ish bajara oladigan mashina yasab bo'lmaydi. Texnika rivojlanishining boshlang'ich davrida energiya sarflamasdan turib foydali ish beradigan mashinani yaratish g'oyasi paydo bo'lgan edi. Xozir bunday mashinani birinchi tur abadiy dvigatel, ya'ni "perpetuum mobile" deb ataladi. Termodinamikaning ikkinchi qonunini bayon etilayotganda boshqa bir fantastik mashina – ikkinchi tur abadiy dvigatelni ham yaratib bo'lmashligi haqida to'xtab o'tamiz.

Kimyoviy termodinamika uchun juda ham muxim bo'lgan ta'riflardan biri ichki energiya orqali ifodalanadi: ichki energiya holat funksiyasi bo'lib, uning o'zgarishi jarayonning yo'liga bog'liq bo'lmasdan, sistemaning boshlang'ich va oxirgi holatlarigagina bog'liqdir. Sistema ichki energiyasining o'zgarishi ΔU atrof muxit bilan isilik Q va ish W almashinish hisobiga sodir bo'lishi mumkin. Agar sistema olgan isilikni va sistema bajargan ishni musbat desak, unda termodinamikaning birinchi qonunidan sistemaning tashqaridan olgan isiligi ichki energiya o'zgarishiga va sistema bajargan ishga sarflanadi. Termodinamika birinchi qonunini matematik nuqtai nazardan integral ko'rinishda

$$Q = \Delta U + W \quad (I.1)$$

differentensial ko'rinishda

$$\delta Q = dU + \delta W \quad (I. 2)$$

va faqat tashqi bosimga qarshi kengayish ishi bajarilayotgan xususiy hol uchun

$$\delta Q = dU + p dV \quad (I. 3)$$

ko‘rinishlarda analitik ifodalash mumkin. (I. 2) va (I. 3) tenglamalarda dU sistema ichki energiyasining to‘liq differensialidir, to‘liq differensialning xossalari esa, holat funksiyasining xossalari ga mos keladi, bunda funksiyaning o‘zgarishi faqat boshlang‘ich va oxirgi shartlarga bog‘liqligini vajarayonning yo‘ligabog‘liq emasligini ta’kidlab o‘tish kerak. Ichki energiya dan farqli, issiqlik va ish holat funksiyalari emas, ular jarayonning yo‘ligabog‘liq, ammu ularning ayirmasi jarayonning yo‘ligabog‘liq emas ekanligi yuqoridagi tenglamalarda namoyon bo‘ladi.

Holat tenglamalarivatermik koeffitsientlar

Sistemaning holat tenglamalarini topish fizika va kimyo ning asosiy vazifalaridan biri ekanligi yuqoridagi dalil bilan ta’kidlab o‘tiladi.

Holat tenglamasi sistemaning termodinamik tenglamalariga uning fazalar bilan chambarchas bog‘langan.

Ammu nima ni qo‘rinishda termodinamika ning asosiy tenglamalaridan chiqarib bo‘lmaydi.

Holat tenglamasi tajriba yo‘libilani yoki statistik fizika usullarida alohida molekullarning tuzilish va xossalari ni ifodalovchi katta liklar orqali keltirib chiqariladi.

Eng sodd holat tenglamalarini past bosimlardagi gazlar uchun chiqarilgan: Klapeyron-Mendeleev, Van-der-Vaals, Bertlov boshqatenglamalar.

Vaqt o‘tishi bilan massa sivatarkibidoimiy va bir jinsli eng sodd a sistemaning holatini aniqlash uchun uchta mustaqil o‘zgaruvchi dan ikkitasini bilish kifoyadir.

Murakkab roqsistemalard a mustaqil o‘zgaruvchi larga konseptsiya, elektr zaryadi, elektrostatik poensial, magnit maydonining kuchlanganligi va boshqalar kirishi mumkin.

Eng sodd a sistemaning P, V, T

o‘zgaruvchilarini bog‘lab turuvchi holat tenglamasi ning mavjudligiga asoslanib, holat parametrlarining xususiy xossalari orasidagi munosabatlarni topamiz.

Holat tenglamasi ning umumiy ko‘rinishi quyidagicha

$$f(p, V, T) = 0 \quad (I. 5)$$

Ushbu tenglamani hajmga nisbatan echa sak:

$$V = f_1(p, T) \quad (I. 6)$$

Ikkita o'zgaruvchining to'liq differensialini topamiz:

$$dV = (\partial V / \partial p)_T dp + (\partial V / \partial T)_p dT \quad (I. 7)$$

$V = \text{const}$ shartini kiritamiz ($dV = 0$):

$$(\partial V / \partial p)_T dp + (\partial V / \partial T)_p dT = 0 \quad (I. 8)$$

(I. 8)ni dT ga bo'lamiz:

$$(\partial V / \partial p)_T \cdot (\partial p / \partial T)_V + (\partial V / \partial T)_p = 0 \quad (I. 9)$$

(I. 9)ni quyidagi ko'rinishga keltiramiz:

$$(\partial V / \partial p)_T (\partial p / \partial T)_V = -(\partial V / \partial T)_p \quad (I. 10)$$

(I. 10)ning ikkala tarafini $(\partial T / \partial V)_p$ ga ko'paytiramiz va quyidagini olamiz:

$$(\partial V / \partial p)_T (\partial p / \partial T)_V (\partial T / \partial V)_p = -1 \quad (I. 11)$$

Endixuddishubog'liqliknif(p, V, T)=0 holatdan. $P = f_1(V, T)$

bo'yichaxususiyhosilalariniolibchiqsak ham keltiribchiqarishnihisoblaymiz.

$$P = f_1(V, T)$$

Ikkita o'zgaruvchining to'liq differensialini topamiz:

$$dP = (\partial P / \partial T)_V dT + (\partial P / \partial V)_T dV \quad (II. 1)$$

$P = \text{const}$ shartini kiritamiz ($dP = 0$):

$$(\partial P / \partial T)_V dT + (\partial P / \partial V)_T dV = 0 \quad (II. 2)$$

(II. 2)ni dV ga bo'lamiz:

$$(\partial P / \partial T)_V (\partial T / \partial V)_P + (\partial P / \partial V)_T = 0 \quad (II. 3)$$

(II. 3)ni quyidagi ko'rinishga keltiramiz:

$$(\partial P / \partial T)_V (\partial T / \partial V)_P = -(\partial P / \partial V)_T \quad (II. 4)$$

(II. 4) ning ikki tarafini $(\partial V / \partial P)_T$ ga ko'paytiramiz va quyidagi tenglamani olamiz:

$$(\partial P / \partial T)_V (\partial T / \partial V)_P (\partial V / \partial P)_T = -1$$

Agar $T = f_1(V, P)$ niolibyechsak ham shunatiyagaolibkeladi.

$$(\partial P / \partial T)_V (\partial T / \partial V)_P (\partial V / \partial P)_T = -1 \text{ nihisoblabchiqarishmumkin.}$$

(I. 11) tenglama umumiy xarakterga ega. Xuddi shunday ifodalar o'zaro funksionalbog'langanxohlaganuchtao'zgaruvchigaolinishimumkin. (I. 11) tenglama ideal gaz holat tenglamasining differensial ko'rinishi bo'lib, unga kiruvchi xususiy hosilalar fazalarning ma'lum muhim xossalari bilan bog'langan. Masalan, jismning termik kengayish koeffitsienti α xususiy hosilalar bilan quyidagicha bog'langan:

$$\alpha \equiv (\partial V / \partial T)_P \cdot 1/V_0 \quad (I. 12)$$

bu erda V_0 —standart T_0 temperaturadagi (odatda 0°C) fazaning hajmi.

Bosimning o'zgarishiga nisbatan hajmning o'zgarish koeffitsienti α o'zgarish uchun kerak bo'ladigan temperaturamiqdori. Bosimning o'zgarishiga nisbatan hajmning o'zgarish koeffitsienti α o'zgarish uchun kerak bo'ladigan issiqlikmiqdori.

Bosimning ortish β (yoki gazning elastiklik koeffitsienti) va izotermik siqilish γ koeffitsientlari bilan xususiy xosilalar o'rtasida quyidagicha bog'liqlik mavjud:

$$\beta \equiv (\partial P / \partial T)_V \cdot 1/P_0 \quad (I. 13)$$

$$\gamma \equiv -(\partial V / \partial P)_T \cdot 1/V_0 \quad (I. 14)$$

bu erda P_0 —standart bosim (odatda 1 atm);

V_0 -berilgan temperatura va P_0 bo'lgandagi jismning hajmi.

(I.12-I.14)tenglamalardan (I.11) tenglamaga xususiy hosilalarning qiymatlarini quysak α , β va γ termik koeffitsientlar orasidagi o'zaro munosabatni keltirib chiqaramiz:

$$\beta P_0 \gamma V_0 / \alpha V_0 = 1 \quad (I. 15)$$

V_0 va V_0 kattaliklar qattiq jism va suyuqliklar uchun oddiy temperaturalarda yaqin, shu sababli qisqartirilishi mumkin va $P_0=1$ da

$$\beta \gamma / \alpha = 1 \quad (I. 16)$$

munosabat kelib chiqadi. (I. 16) tenglama termik koeffitsientlar orasidagi munosabatni ko'rsatadi va ularning ikkitasi tajribada topilsa (odatda α va β), uchinchisini ushbu tenglamadan hisoblash bo'ladi.

Termik koeffitsientlarni bilish ideal gaz qonunlarini va absolyut temperaturaning kelib chiqishini tushunishga yordam beradi. Masalan, termik kengayish koeffitsientini holat tenglamasidan va Sharl-Gey-Lyussakning qonuni

$$V = V_0(1 + \alpha t) \quad P = P_0(1 + \beta t) \text{ tenglamasidan aniqlash bir xil natijaga olib keladi.}$$

Termik kengayish koeffitsienti α ni hisoblash uchun Mendeleyev-Klayperon tenglamasidan foydalansak bo'ladi.

$$PV = nRT$$

Differensial ko'rinishga o'tkazadigan bo'lasak. Quyidagi formulaga ega bo'lamiz.

$$(\partial V/\partial T)_p = nR/P \text{ ga}$$

Bosimning ortish β (yoki gazning elastiklik koeffitsientini) ham Mendeleyev Klayperontenglamasidan topishimiz mumkin.

$$PV = nRT$$

$$(\partial P/\partial T)_v = nR/P$$

Termodinamikaning birinchi qonuni va kalorik koeffitsientlar

Sistemaning holatini aniqlash va termodinamikaning birinchi qonunini (I.1-I.2) tenglamalardan boshqacharoq ko‘rinishda analitik ifodalash uchun kalorik koeffitsientlardan foydalaniladi. Ichki energiya holat funksiyasi bo‘lib, sistemaning mustaqil o‘zgaruvchilarining (holat parametrlarining) funksiyasidir. Eng sodda sistemalarda:

$$U = f(V, T) \quad (I.17)$$

$$dU = (\partial U/\partial V)_T dV + (\partial U/\partial T)_v dT \quad (I.18)$$

(I. 18) tenglamadan dU ning qiymatini $dU \equiv \delta Q - \delta A$ ga qo‘ysak:

$$\delta Q = (\partial U/\partial V)_T dV + (\partial U/\partial T)_v dT + \delta A \quad (I.19)$$

Agar faqat kengayish ishi bajarilsa $\delta A = p dV$:

$$\delta Q = [(\partial U/\partial V)_T + p] dV + (\partial U/\partial T)_v dT \quad (I. 20)$$

Mustaqil o‘zgaruvchilar differensial oldidagi koeffitsientlarni I va C_v lar bilan belgilasak:

$$\delta Q = I dV + C_v dT \quad (I. 21)$$

(I. 20) va (I. 21) lardan:

$$(\partial Q/\partial V)_T = I = (\partial U/\partial V)_T + p; \quad (\partial Q/\partial T)_v = (\partial U/\partial T)_v = C_v \quad (I. 22)$$

$(\partial Q/\partial V)_T$ va $(\partial Q/\partial T)_v$ lar qandaydir funksiyaning xosilalarini ifodalamaydi (issiqlik holat funksiyasi emas). $(\partial Q/\partial V)_T$ jismning izotermik kengayish issiqligidir (ayrim hollarda xozirgacha yashirin issiqlik, masalan, yashirin suyuqlanish issiqligi, deyiladi). Shu sababli I ni kengayishning yashirin issiqligi deyiladi. Ushbu atama teplotermodinamikaning qoldig‘idir, undan foydalanish kerak emas. I kalorik koeffitsient bo‘lib, o‘zgarmas temperaturada sistemaning hajmini bir birlik o‘zgartirish uchun sarf bo‘lgan issiqlik miqdorini ko‘rsatadi. Ushbu kattalik (o‘lchov birligi bosimnikidek) tashqi bosim

va $(\partial U/\partial V)_T$ yig'indidan tashkil topgan. $(\partial U/\partial V)_T$ molekulalarning o'zaro tortilishini ko'rsatadi va ichki bosim deb atalishi mumkin. U real gazlar uchun kichik va suyuqlik, qattiq jismlar uchun juda kattadir.

(I. 22) va (I. 18) tenglamalardan

$$dU = (I - p)dV + C_v dT \quad (I. 23)$$

bu erda $(\partial U/\partial V)_T = I - p$ ichki bosimdir (Djoul qonuni bo'yicha ideal gazlar uchun nolga teng).

Mustaqil o'zgaruvchilar sifatida P va T yoki V va P larni tanlab, ichki energiyani shu juft o'zgaruvchilarning funksiyasi hisoblab, xuddi yuqorida ko'rsatilgandek:

$$\delta Q = h dp + C_p dT \quad (I. 24)$$

$$\delta Q = \chi dV + \lambda dp \quad (I.25)$$

larni olamiz, bu erda h, C_p , χ , λ lar ichki energiyaning hosilalari bilan (I.22) ga nisbatan murakkabroq bog'langan:

$C_p = (\partial Q/\partial T)_p$ – o'zgarmas bosimdagi issiqlik sig'imi; h – o'zgarmas temperaturada sistemaning bosimini bir birlik o'zgartirish uchun kerak bo'lgan issiqlik miqdori bo'lib, katta manfiy qiymatlarni qabul qiladi.

I , h, C_p , χ , λ lar kalorik koeffitsientlar deyiladi. Ular mustaqil ravishda fizik ma'noga ega bo'lgan holda termodinamik xulosalar va hisoblarda juda foydalidir.

Shunday qilib,

$$\delta Q = I dV + C_v dT = h dp + C_p dT \quad (I. 26)$$

(26) dan kalorik koeffitsientlar o'rtasida aloqa o'rnatish mumkin. Haqiqatdan, P va T mustaqil o'zgaruvchilarda:

$$dV = (\partial V/\partial p)_T dp + (\partial V/\partial T)_p dT \quad (I. 27)$$

(27) dagi dV ning qiymatini (26) ga qo'ysak:

$$I (\partial V/\partial p)_T dp + I (\partial V/\partial T)_p dT + C_v dT = h dp + C_p dT \quad (I. 28)$$

va

$$I (\partial V/\partial p)_T dp + [C_v + I (\partial V/\partial T)_p] dT = h dp + C_p dT \quad (I. 29)$$

Bundan

$$I (\partial V/\partial p)_T = h; C_p = C_v + I (\partial V/\partial T)_p; \quad (I. 30)$$

yoki l o‘rniga (22) ni qo‘ysak:

$$C_p = C_v + [(\partial U / \partial V)_T + p](\partial V / \partial T)_p \quad (\text{I. 31})$$

(30) tenglamadan

$$C_p - C_v = 1 (\partial V / \partial T)_p \quad (\text{I. 32})$$

hosil bo‘ladi. Ushbu tenglama tajribada aniqlanuvchi C_p ning qiymatlaridan suyuq va qattiq jismlarning C_v qiymatlarini hisoblash uchun foydalidir. (I.30) tenglamadagi munosabatlar termodinamik tadqiqotlarda keng qo‘llaniluvchi koeffitsientlarni solishtirish usulida keltirib chiqarilgan.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR: Akbarov H.I., Sa’dullaev B.U.,

Tillaev R.S. ‘Fizikaviy kimyo’ Toshkent-2010.

X.R. Raximov ‘Fizikaviy vakolloid kimyo’ Toshkent-1978.

**X.U. Usmonov, X.R. Rustamov, X.R. Raximov ‘Fizikaviy kimyo’
Toshkent- 1974.**