

Termodinamika požara

(Zagreb, 2.11.2011.)

Mladen Pavičić

mpavicic@humboldt-club.hr ; Web: <http://www.humboldt-club.hr/pavicic>

Gradjevinski fakultet u Zagrebu

Fizikalni pristup

Energija

Fizikalni pristup

Energija

1. kao temperatura

Fizikalni pristup

Energija

1. kao temperatura
 - gibanja molekula dijela tvari ((pod)sistema)

Fizikalni pristup

Energija

1. kao temperatura

— gibanja molekula dijela tvari
((pod)sistema)

(locirana) unutarnja energija — stanje
sistema

Fizikalni pristup

Energija

1. kao temperatura

— gibanja molekula dijela tvari
((pod)sistema)

(locirana) unutarnja energija — stanje
sistema

2. kao toplina

Fizikalni pristup

Energija

1. kao temperatura

— gibanja molekula dijela tvari
((pod)sistema)

(locirana) unutarnja energija — stanje
sistema

2. kao toplina

— prenošenje gibanja molekula iz jednog dijela tvari u
drugi (iz jednog sistema u drugi)

Fizikalni pristup

Energija

1. kao temperatura

— gibanja molekula dijela tvari
((pod)sistema)

(locirana) unutarnja energija — stanje
sistema

2. kao toplina

— prenošenje gibanja molekula iz jednog dijela tvari u
drugi (iz jednog sistema u drugi)

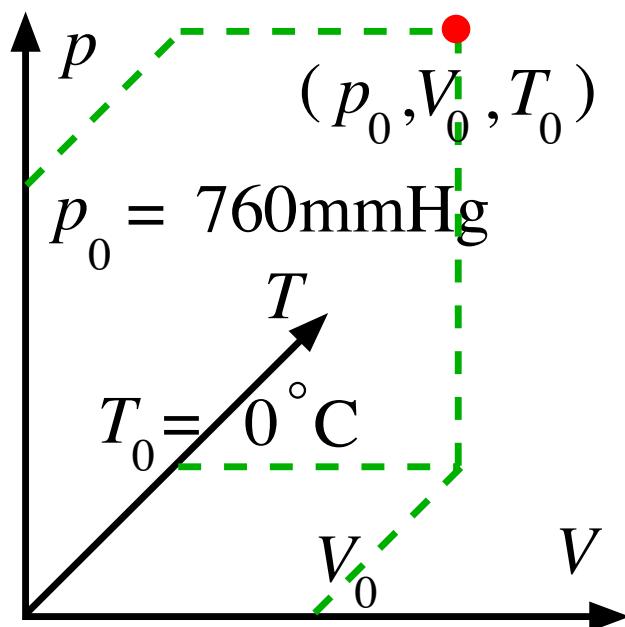
dislocirana energija u prijelazu —
proces u sistemu

Temperatura

Što je temperatura?

Misteriozna varijabla T !

- Početno stanje: $p_0 \approx 10^5 \text{ Pa}$, V_0 , $T_0 \approx 273 \text{ K}$



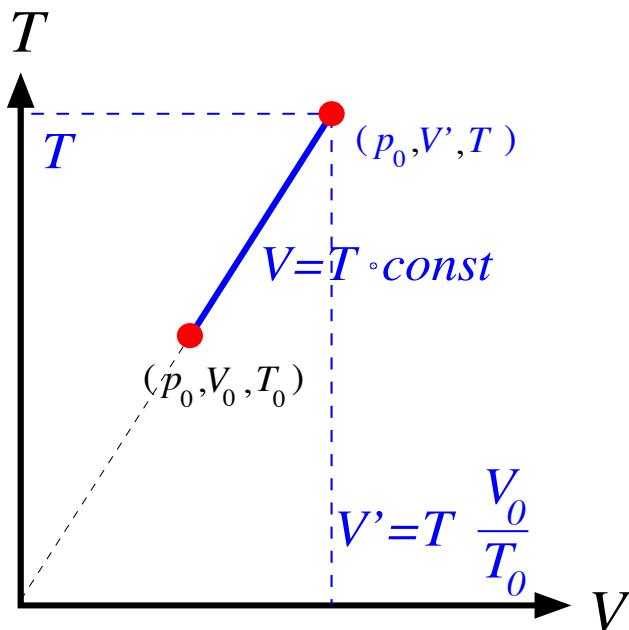
Plinu pridjeljujemo varijablu T o kojoj za sada ne možemo ništa reći osim opisno. Npr., kad balon zimi iznesemo na balkon on će se smanjiti.

Temperatura

Što je temperatura?

Misteriozna varijabla T !

- Početno stanje: $p_0 \approx 10^5 \text{ Pa}$, V_0 , $T_0 \approx 273 \text{ K}$



Gay-Lussac

- Izobarni proces (npr., zagrijavanje): $V' = T \frac{V_0}{T_0}$

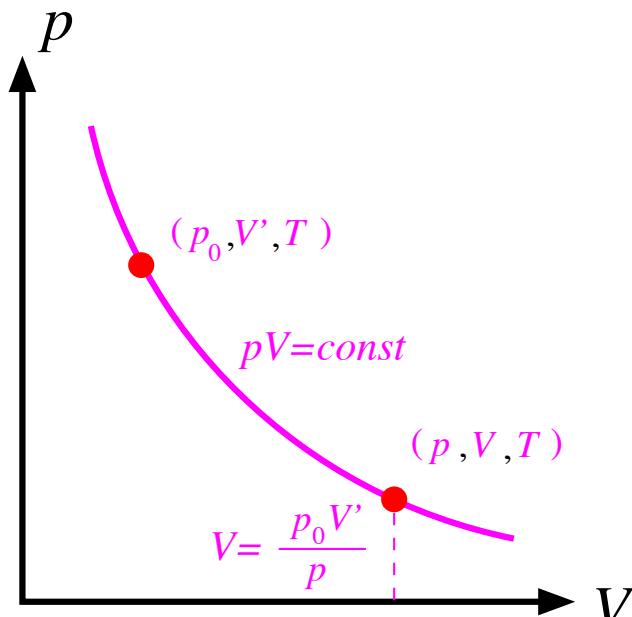


Temperatura

Što je temperatura?

Misteriozna varijabla T !

- Početno stanje: $p_0 \approx 10^5 \text{ Pa}$, V_0 , $T_0 \approx 273 \text{ K}$



Boyle-Marriotte

- Izobarni proces (npr., zagrijavanje): $V' = T \frac{V_0}{T_0}$

- Izotermni proces (npr., ekspanzija): $pV = \frac{p_0 V_0}{T_0} T$

Konačno stanje: p, V, T

Temperatura=rastezanje?

Dakle, temperatura je mjera rastezanja plinova?

Temperatura=rastezanje?

Dakle, temperatura je mjera rastezanja plinova?

Možemo li tu definiciju primijeniti na krute i tekuće materijale?

Temperatura=rastezanje?

Dakle, temperatura je mjera rastezanja plinova?

Možemo li tu definiciju primijeniti na krute i tekuće materijale?

— Možemo! Uzmimo npr. zakon o rastezanju krutih tijela: $V = V_0(1 + \gamma\Delta t)$

Temperatura=rastezanje?

Dakle, temperatura je mjera rastezanja plinova?

Možemo li tu definiciju primijeniti na krute i tekuće materijale?

— Možemo! Uzmimo npr. zakon o rastezanju krutih tijela: $V = V_0(1 + \gamma\Delta t)$

$$\text{Slijedi: } T = \frac{1}{\gamma V_0} [V + V_0(273.15\gamma - 1)]$$

Temperatura=rastezanje?

Dakle, temperatura je mjera rastezanja plinova?

Možemo li tu definiciju primijeniti na krute i tekuće materijale?

— Možemo! Uzmimo npr. zakon o rastezanju krutih tijela: $V = V_0(1 + \gamma\Delta t)$

$$\text{Slijedi: } T = \frac{1}{\gamma V_0} [V + V_0(273.15\gamma - 1)]$$

No, to je problem!

Temperatura=rastezanje?

Dakle, temperatura je mjera rastezanja plinova?

Možemo li tu definiciju primijeniti na krute i tekuće materijale?

— Možemo! Uzmimo npr. zakon o rastezanju krutih tijela: $V = V_0(1 + \gamma\Delta t)$

$$\text{Slijedi: } T = \frac{1}{\gamma V_0} [V + V_0(273.15\gamma - 1)]$$

No, to je problem!

Svako tijelo ima drugi γ , svaki plin drugi V_0 , ali najveći problem je u tome što nismo doznali zašto se zapravo tijela rastežu i stežu.

Temperatura=rastezanje?

Dakle, temperatura je mjera rastezanja plinova?

Možemo li tu definiciju primijeniti na krute i tekuće materijale?

— Možemo! Uzmimo npr. zakon o rastezanju krutih tijela: $V = V_0(1 + \gamma\Delta t)$

$$\text{Slijedi: } T = \frac{1}{\gamma V_0} [V + V_0(273.15\gamma - 1)]$$

No, to je problem!

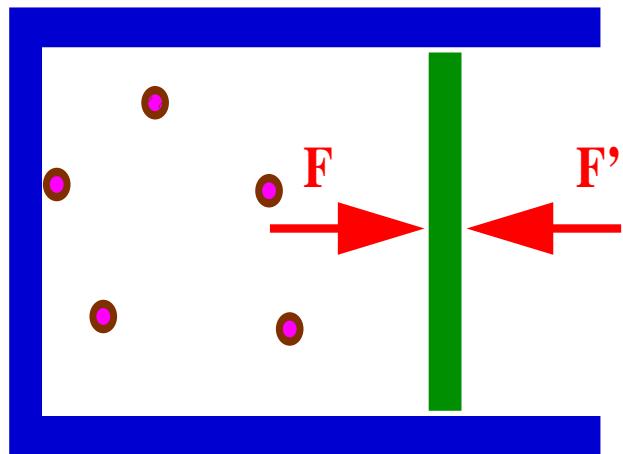
Svako tijelo ima drugi γ , svaki plin drugi V_0 , ali najveći problem je u tome što nismo doznali zašto se zapravo tijela rastežu i stežu.

Rješenje je u molekularnom pristupu!

Temperatura i molekule

Promatrajmo idealni plin uz slijedeće pretpostavke za molekule:

- One su materijalne točke = nemaju volumen

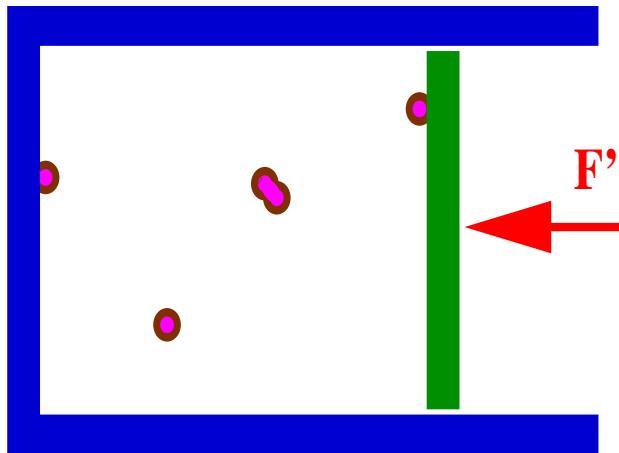


$$F' = -F$$

Temperatura i molekule

Promatrajmo idealni plin uz slijedeće pretpostavke za molekule:

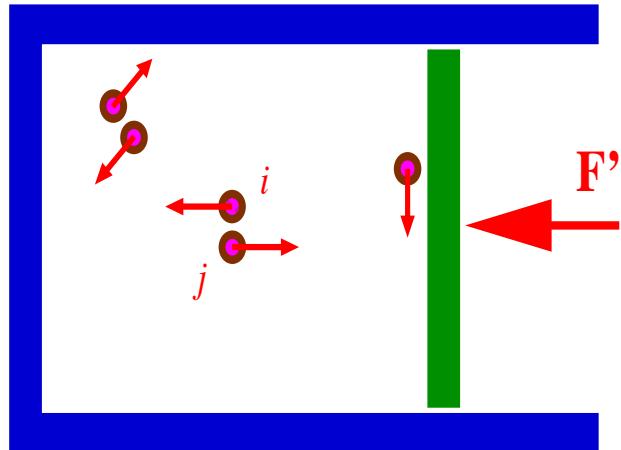
- One su materijalne točke = nemaju volumen
- Sudari su im savršeno elastični = nema gubitaka energije



Temperatura i molekule

Promatrajmo idealni plin uz slijedeće pretpostavke za molekule:

- One su materijalne točke = nemaju volumen
 - Sudari su im savršeno elastični = nema gubitaka energije
 - Nema sila među njima

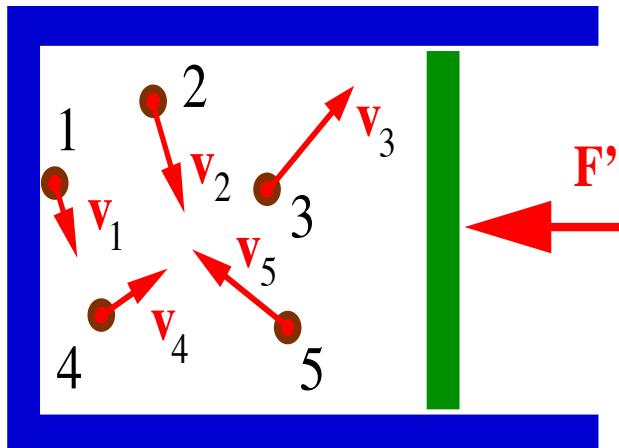


$$F_{ij} = 0$$

Temperatura i molekule

Promatrajmo idealni plin uz slijedeće pretpostavke za molekule:

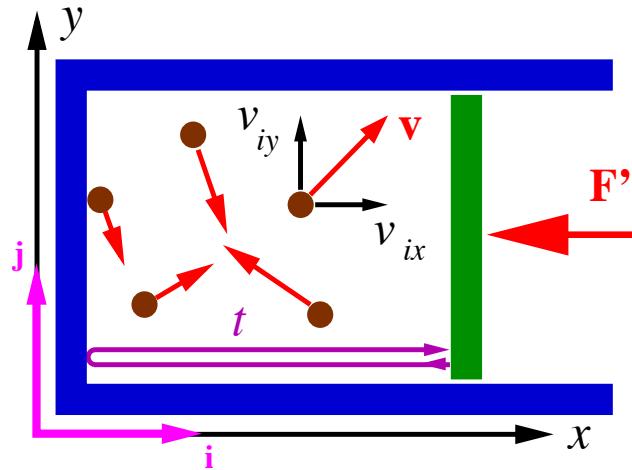
- One su materijalne točke = nemaju volumen
 - Sudari su im savršeno elastični = nema gubitaka energije
 - Nema sila među njima
 - Gibanja su potpuno klasična = kinetička energija je $E_k = \frac{mv^2}{2}$



Temperatura \leftrightarrow Molekule

Brzina i -te čestice: $\mathbf{v}_i = v_{ix}\mathbf{i} + v_{iy}\mathbf{j} + v_{iz}\mathbf{k}$

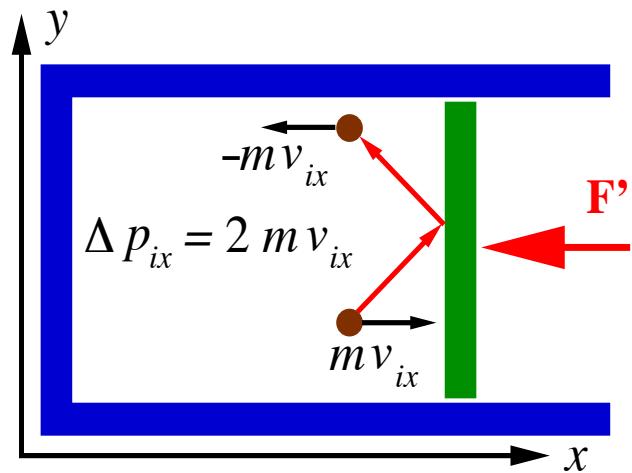
- Promatrajmo prvo samo projekcije na x -os.



Temperatura \leftrightarrow Molekule

Brzina i -te čestice: $\mathbf{v}_i = v_{ix}\mathbf{i} + v_{iy}\mathbf{j} + v_{iz}\mathbf{k}$

- Promatrajmo prvo samo projekcije na x -os.
 - Promjena količine gib.

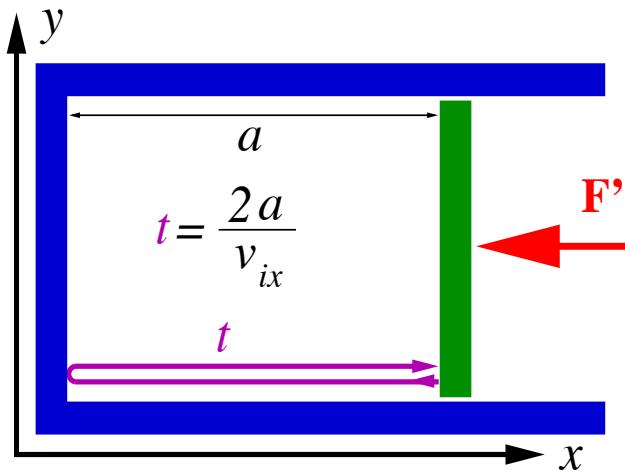


$$\Delta p_{ix} = mv_{ix} - (-mv_{ix})$$

Temperatura \leftrightarrow Molekule

Brzina i -te čestice: $\mathbf{v}_i = v_{ix}\mathbf{i} + v_{iy}\mathbf{j} + v_{iz}\mathbf{k}$

- Promatrajmo prvo samo projekcije na x -os.
 - Promjena količine gib.



$$\Delta p_{ix} = mv_{ix} - (-mv_{ix})$$

- Vrijeme t' između dva udara molekule
Broj udara u 1s u x smjeru: $n_{ix} = \frac{1}{t'} = \frac{v_{ix}}{2a}$

Temperatura \leftrightarrow Molekule

Ukupni impuls prenesen na stijenke u Δt je:

$$n_{ix} \Delta p_{ix} \Delta t = \frac{v_{ix}}{2a} 2m v_{ix} \Delta t = m v_{ix}^2 \frac{\Delta t}{a}$$

Temperatura \leftrightarrow Molekule

Ukupni impuls prenesen na stijenke u Δt je:

$$n_{ix} \Delta p_{ix} \Delta t = \frac{v_{ix}}{2a} 2m v_{ix} \Delta t = m v_{ix}^2 \frac{\Delta t}{a}$$

Srednja sila kojom N molekula djeluje na stijenke:

$$F_x = \frac{\Delta p_x}{\Delta t} = \sum_{i=1}^N \frac{\Delta p_{ix}}{\Delta t} = \frac{m}{a} \sum_{i=1}^N v_{ix}^2$$

Temperatura \leftrightarrow Molekule

Ukupni impuls prenesen na stijenke u Δt je:

$$n_{ix} \Delta p_{ix} \Delta t = \frac{v_{ix}}{2a} 2m v_{ix} \Delta t = m v_{ix}^2 \frac{\Delta t}{a}$$

Srednja sila kojom N molekula djeluje na stijenke:

$$F_x = \frac{\Delta p_x}{\Delta t} = \sum_{i=1}^N \frac{\Delta p_{ix}}{\Delta t} = \frac{m}{a} \sum_{i=1}^N v_{ix}^2$$

Tlak molekula na stijenke (V je volumen plina):

$$p = \frac{F_x}{S} = \frac{F_x}{a^2} = \frac{m}{a^3} \sum_{i=1}^N v_{ix}^2 = \frac{m}{V} \sum_{i=1}^N v_{ix}^2$$

Temperatura \leftrightarrow Molekule

Srednji kvadrat x -komponente brzine:

$$\langle v_x^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_{ix}^2$$

Temperatura \leftrightarrow Molekule

Srednji kvadrat x -komponente brzine:

$$\langle v_x^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_{ix}^2$$

Sve tri projekcije su ravnopravne:

$$\langle v^2 \rangle = \langle v_x^2 \rangle + \langle v_y^2 \rangle + \langle v_z^2 \rangle = 3\langle v_x^2 \rangle$$

Temperatura \leftrightarrow Molekule

Srednji kvadrat x -komponente brzine:

$$\langle v_x^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_{ix}^2$$

Sve tri projekcije su ravnopravne:

$$\langle v^2 \rangle = \langle v_x^2 \rangle + \langle v_y^2 \rangle + \langle v_z^2 \rangle = 3\langle v_x^2 \rangle$$

Makroskopski p i $V \iff$ molekularna energija:

$$pV = \frac{1}{3}Nm\langle v^2 \rangle = \frac{2}{3}N\langle E_k \rangle$$

Temperatura = Brzina Molekula

Sjetimo se sad:

$$pV = \frac{p_0 V_0}{T_0} T = \frac{1}{3} N m \langle v^2 \rangle = \frac{2}{3} N \langle E_k \rangle$$

Temperatura = Brzina Molekula

Sjetimo se sad:

$$pV = \frac{p_0 V_0}{T_0} T = \frac{1}{3} N m \langle v^2 \rangle = \frac{2}{3} N \langle E_k \rangle$$

Dakle, temperatura je mjera prosječne brzine gibanja molekula! To vrijedi za bilo koje agregatno stanje! Npr., u krutim tijelima atomi osciliraju oko položaja ravnoteže u kristalu.

Temperatura = Brzina Molekula

Sjetimo se sad:

$$pV = \frac{p_0 V_0}{T_0} T = \frac{1}{3} N m \langle v^2 \rangle = \frac{2}{3} N \langle E_k \rangle$$

Dakle, temperatura je mjera prosječne brzine gibanja molekula! To vrijedi za bilo koje agregatno stanje! Npr., u krutim tijelima atomi osciliraju oko položaja ravnoteže u kristalu.

Za plinove, Avogadroov zakon (*Jednaki volumeni svih plinova pri jednakoj temperaturi i tlaku imaju jednak broj čestica*) daje: $\frac{p_0 V_0}{T_0} = n R$

Temperatura = Energija

Ako uvedemo Boltzmannovu konstantu $k = 1.38 \cdot 10^{-28} \text{ J/K}$ i broj stupnjeva slobode ($i = 3, 5, 6$ za jedno-, dvo- i više-atomne molekule):

$$T = \frac{2}{ik} \langle E_k \rangle = \frac{m_{\text{molekule}}}{ik} \langle v^2 \rangle$$

Temperatura = Energija

Ako uvedemo Boltzmannovu konstantu $k = 1.38 \cdot 10^{-28} \text{ J/K}$ i broj stupnjeva slobode ($i = 3, 5, 6$ za jedno-, dvo- i više-atomne molekule):

$$T = \frac{2}{ik} \langle E_k \rangle = \frac{m_{\text{molekule}}}{ik} \langle v^2 \rangle$$

Na jednakim temperaturama svi plinovi imaju jednake prosječne kvadrate brzina i jednake prosječne kinetičke energije.

Temperatura = Energija

Ako uvedemo Boltzmannovu konstantu $k = 1.38 \cdot 10^{-28} \text{ J/K}$ i broj stupnjeva slobode ($i = 3, 5, 6$ za jedno-, dvo- i više-atomne molekule):

$$T = \frac{2}{ik} \langle E_k \rangle = \frac{m_{\text{molekule}}}{ik} \langle v^2 \rangle$$

Na jednakim temperaturama svi plinovi imaju jednake prosječne kvadrate brzina i jednake prosječne kinetičke energije.

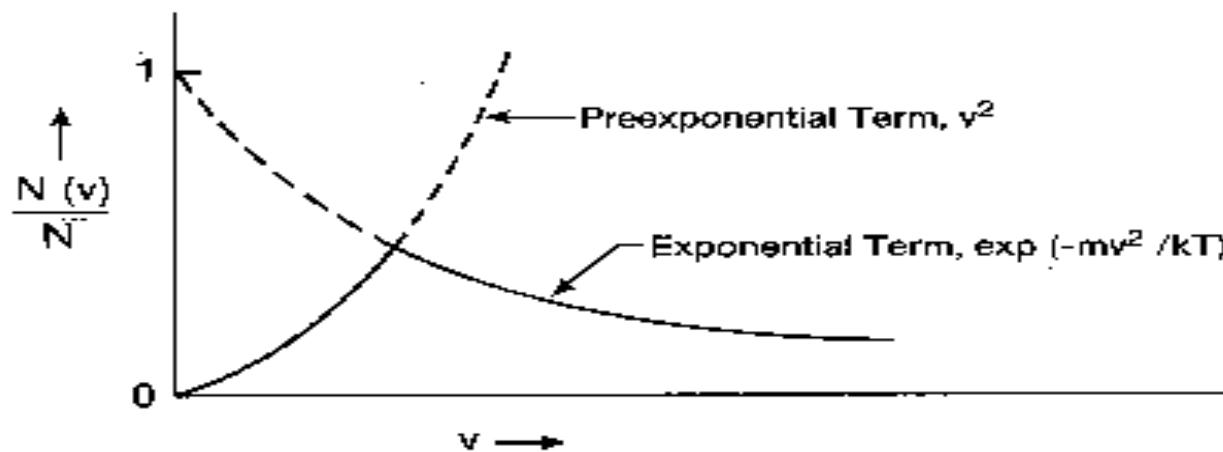
Temperatura tvari je kinetička energija molekula tvari.

Distribucija brzina

Maxwellov zakon distribucije brzina molekula:

$$\frac{N(v)}{N} = \sqrt{\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^3} 4\pi v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}$$

($N(v)$ je broj molekula koje se gibaju brzinom v)

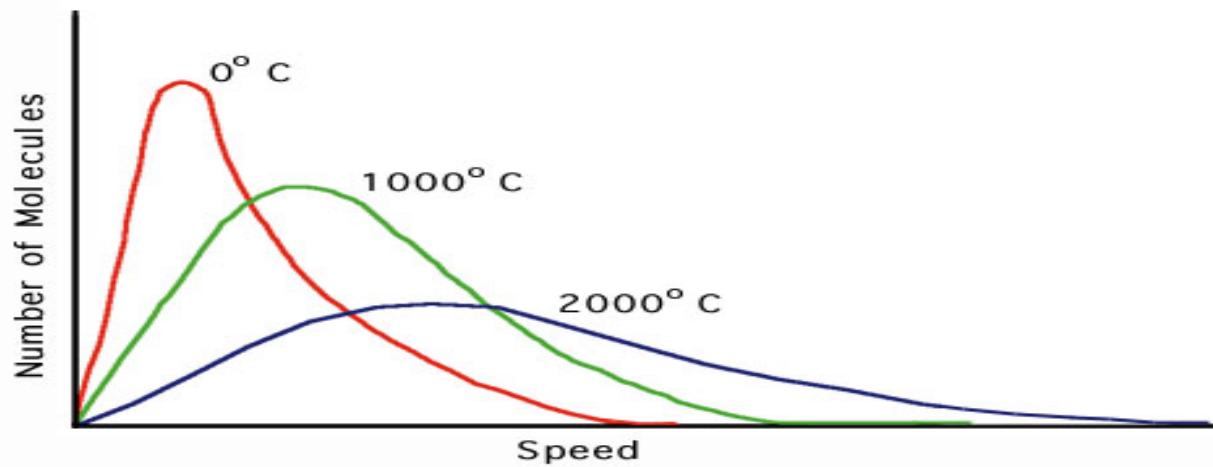


Distribucija brzina

Maxwellov zakon distribucije brzina molekula:

$$\frac{N(v)}{N} = \sqrt{\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^3} 4\pi v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}$$

($N(v)$ je broj molekula koje se gibaju brzinom v)



Unutarnja energija

No, plin je u gravitacijskom polju Zemlje, pa svaka molekula ima i potencijalnu energiju: $E_p = mgh$

Unutarnja energija

No, plin je u gravitacijskom polju Zemlje, pa svaka molekula ima i potencijalnu energiju: $E_p = mgh$

U svim tvarima (krutim, tekućim i plinovitim) postoje još i kinetičke i potencijalne energije unutar samih molekula i atoma.

Unutarnja energija

No, plin je u gravitacijskom polju Zemlje, pa svaka molekula ima i potencijalnu energiju: $E_p = mgh$

U svim tvarima (krutim, tekućim i plinovitim) postoje još i kinetičke i potencijalne energije unutar samih molekula i atoma.

Sve te energije zajedno nazivaju se *unutarnjom energijom U*.

Unutarnja energija

No, plin je u gravitacijskom polju Zemlje, pa svaka molekula ima i potencijalnu energiju: $E_p = mgh$

U svim tvarima (krutim, tekućim i plinovitim) postoje još i kinetičke i potencijalne energije unutar samih molekula i atoma.

Sve te energije zajedno nazivaju se *unutarnjom energijom U*.

Apsolutna unutarnja energija se ne može odrediti, ali se može njena promjena. Infinitezimalna promjena unutarnje energije: dU .

Toplina \neq Temperatura

Unutarnja energija u prijelazu s jednog dijela tvari na drugu (s jednog podsistema na drugi) se naziva toplinom. U procesu prijelaza podsistemi mogu vršiti rad.

Toplina \neq Temperatura

Unutarnja energija u prijelazu s jednog dijela tvari na drugu (s jednog podsistema na drugi) se naziva toplinom. U procesu prijelaza podsistemi mogu vršiti rad.

Termodynamički opis ovog procesa je dan *prvim zakonom termodinamike*:

$$dU = \delta Q - \delta W \quad (1)$$

Toplina \neq Temperatura

Unutarnja energija u prijelazu s jednog dijela tvari na drugu (s jednog podsistema na drugi) se naziva toplinom. U procesu prijelaza podsistemi mogu vršiti rad.

Termodynamički opis ovog procesa je dan *prvim zakonom termodinamike*:

$$dU = \delta Q - \delta W \quad (1)$$

dU je totalni diferencijal, a δQ i δW nisu!

\iff promjena unutarnje energije za dva stanja je uvijek ista, a prenesena toplina i izvršeni rad može ovisiti o načinu prijenosa i putu.

Energije

Kad integriramo jednadžbu (1) dobivamo:

$$\int_1^2 dU = U_2 - U_1 = \Delta U = \int_1^2 \delta Q - \int_1^2 \delta W$$

Energije

Kad integriramo jednadžbu (1) dobivamo:

$$\int_1^2 dU = U_2 - U_1 = \Delta U = \int_1^2 \delta Q - \int_1^2 \delta W$$

Integrale na desnoj strani ne možemo izračunati u obliku $Q_2 - Q_1 - (W_2 - W_1)$ nego jednostavno pišemo (nazivamo) $\int_1^2 \delta Q = Q$ i $\int_1^2 \delta W = W$. Dakle:

$$\Delta U = Q - W$$

Energije

Kad integriramo jednadžbu (1) dobivamo:

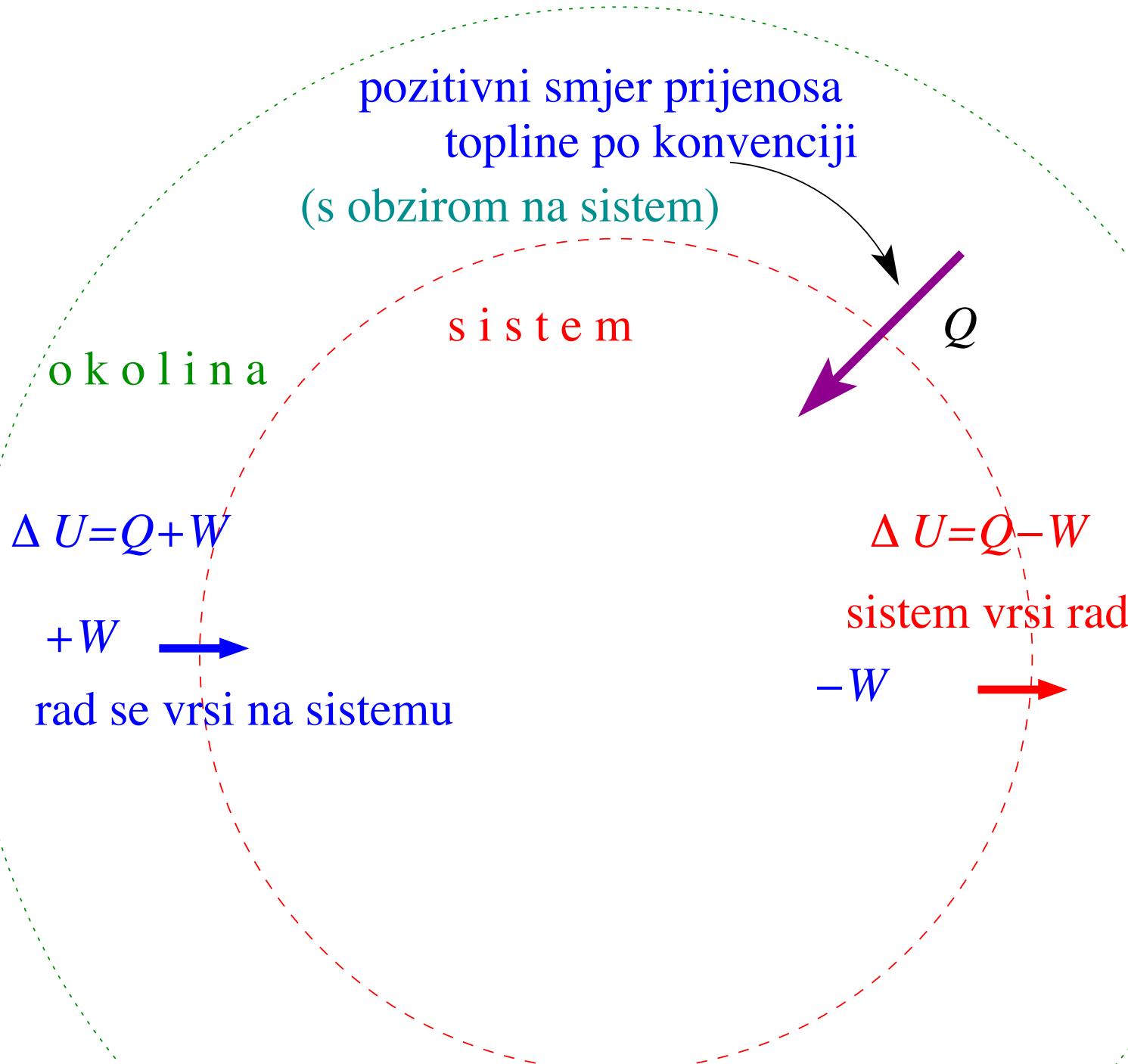
$$\int_1^2 dU = U_2 - U_1 = \Delta U = \int_1^2 \delta Q - \int_1^2 \delta W$$

Integrale na desnoj strani ne možemo izračunati u obliku $Q_2 - Q_1 - (W_2 - W_1)$ nego jednostavno pišemo (nazivamo) $\int_1^2 \delta Q = Q$ i $\int_1^2 \delta W = W$. Dakle:

$$\Delta U = Q - W$$

Ovo je drugi oblik 1. zakona termodinamike.

Konvencija



Entalpija

U dinamici požara *entalpija*, H , je centralni termodinamički pojam:

$$H = U + pV \quad (2)$$

Entalpija

U dinamici požara *entalpija*, H , je centralni termodinamički pojam:

$$H = U + pV \quad (2)$$

Zašto? Zato jer su požari (osim eksplozija zatvorenih kontejnera) uglavnom izobarni ($p = \text{const}$) procesi:

$$dH = dU + pdV = \delta Q - \delta W + pdV \quad (3)$$

Entalpija

U dinamici požara *entalpija*, H , je centralni termodinamički pojam:

$$H = U + pV \quad (2)$$

Zašto? Zato jer su požari (osim eksplozija zatvorenih kontejnera) uglavnom izobarni ($p = const$) procesi:

$$dH = dU + pdV = \delta Q - \delta W + pdV \quad (3)$$

Koliki je rad za izobarne procese?

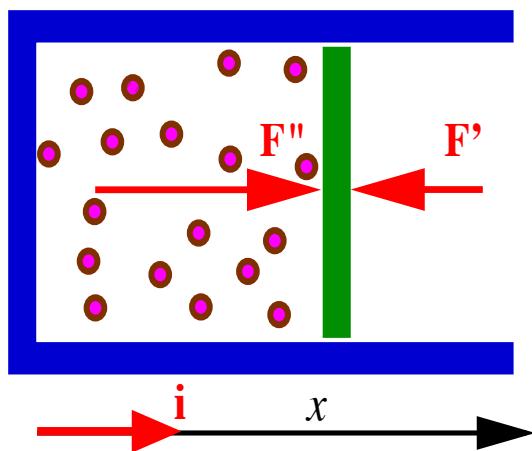
Rad plina

- Rad plina u izobarnom procesu je:

$$\int_1^2 \delta W = \int_1^2 \mathbf{F} \cdot \mathbf{i} dx \quad (4)$$

gdje je $F = pS$, \mathbf{a} $dV = Sdx$

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}'' - \mathbf{F}' > 0$$



Rad plina

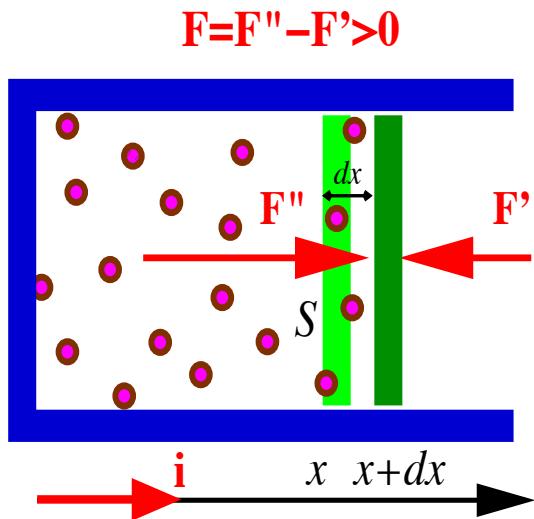
- Rad plina u izobarnom procesu je:

$$\int_1^2 \delta W = \int_1^2 \mathbf{F} \cdot \mathbf{i} dx \quad (4)$$

gdje je $F = pS$, $dV = Sdx$

- Dakle:

$$W = p \int_1^2 dV = p(V_2 - V_1) = p\Delta V$$



Rad plina

- Rad plina u izobarnom procesu je:

$$\int_1^2 \delta W = \int_1^2 \mathbf{F} \cdot \mathbf{i} dx \quad (4)$$

gdje je $F = pS$, $dV = Sdx$

- Dakle:

$$W = p \int_1^2 dV = p(V_2 - V_1) = p\Delta V$$

- To znači da je također

$$\delta W = dW = pdV \quad (5)$$

Da bi vrijedilo (4) rad ne mora biti izobaran.
Kad god (4) vrijedi
kažemo da je rad *mehanički reverzibilan*
jer je tada

$$W = W_2 - W_1$$

Entalpija

Dakle jednadžbe (3) i (5) daju:

$$dH = \delta Q$$

Entalpija

Dakle jednadžbe (3) i (5) daju:

$$dH = \delta Q$$

Za konačne procese to je:

$$\Delta H = \Delta Q \quad (4) \quad (6)$$

Entalpija

Dakle jednadžbe (3) i (5) daju:

$$dH = \delta Q$$

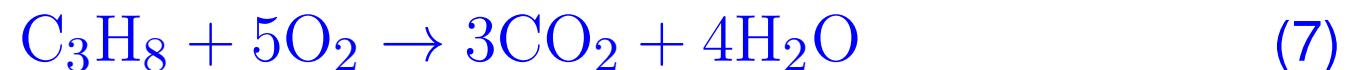
Za konačne procese to je:

$$\Delta H = \Delta Q \quad (4) \quad (6)$$

ΔH je glavni parametar koji treba znati kod procjene topline izgaranja pojedinih tvari. On je negativan za egzotermne procese (koji odaju toplinu), a pozitivan za endotermne (koji upijaju toplinu).

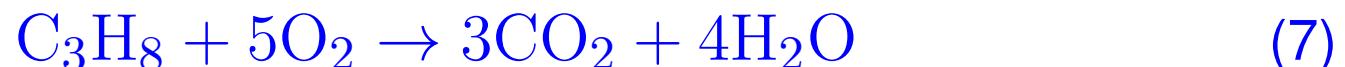
Računanje entalpije

Pogledajmo izgaranje plina propana:



Računanje entalpije

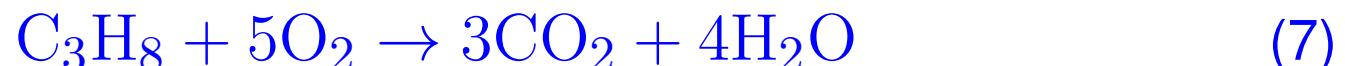
Pogledajmo izgaranje plina propana:



Čak i za neizobarne procese je $\Delta H = \Delta Q$ iz jednadžbe (4) dobra aproksimacija. (Npr., u zatvorenom kontejneru gdje je $\Delta H = \Delta U + p\Delta V$, uz $p\Delta V = \Delta nRT$, za $\Delta N = 7 - 6 = 1$ dobivamo zanemarivih $p\delta V \approx 2.5\text{kJ/mol.}$)

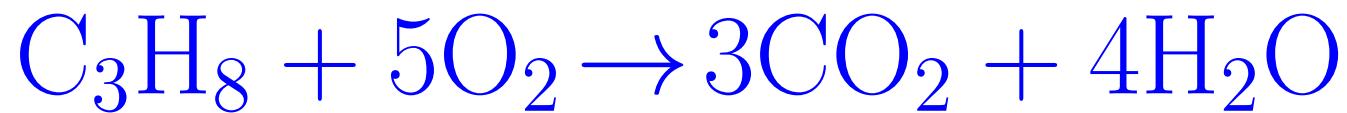
Računanje entalpije

Pogledajmo izgaranje plina propana:

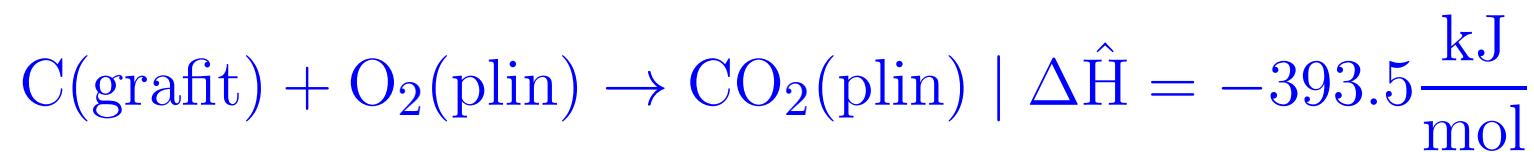


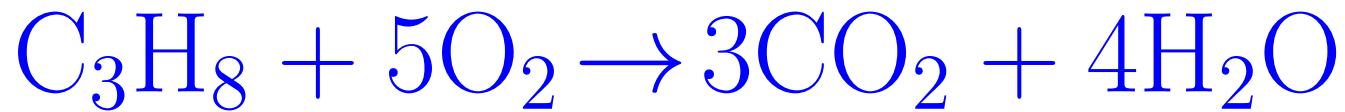
Čak i za neizobarne procese je $\Delta H = \Delta Q$ iz jednadžbe (4) dobra aproksimacija. (Npr., u zatvorenom kontejneru gdje je $\Delta H = \Delta U + p\Delta V$, uz $p\Delta V = \Delta nRT$, za $\Delta N = 7 - 6 = 1$ dobivamo zanemarivih $p\delta V \approx 2.5\text{kJ/mol.}$)

$U_1 \approx Q_1$ je unutarnja energija osnovnih konstituenata: H, C i O. Uzimamo $U_1 = 0$, tj. polazimo od toplina formiranja spojeva u (7)

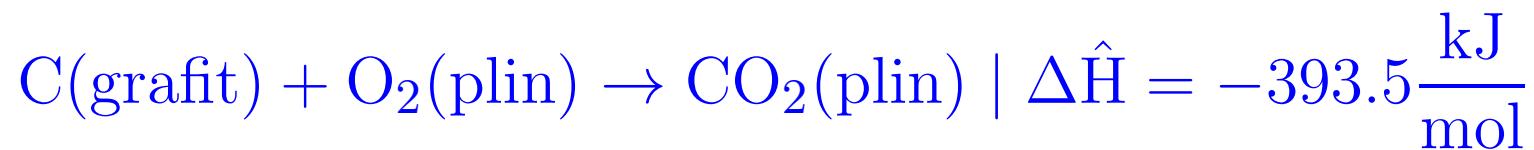


Za ugljični dioksiod je toplina formiranja:

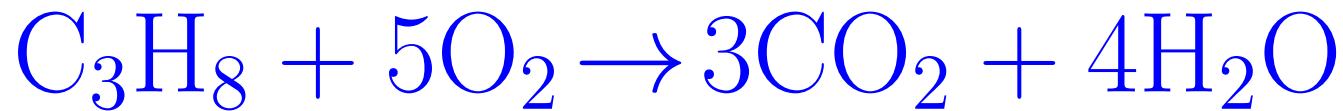




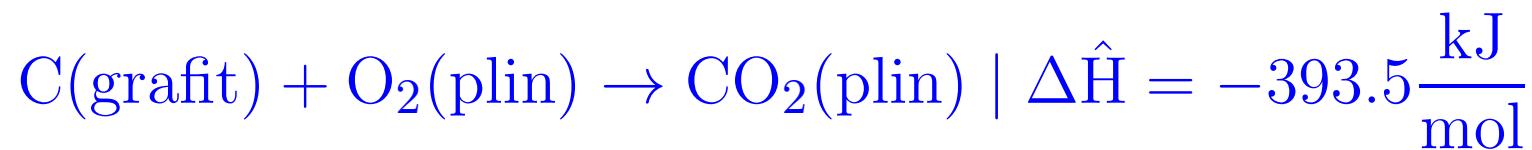
Za ugljični dioksiod je toplina formiranja:



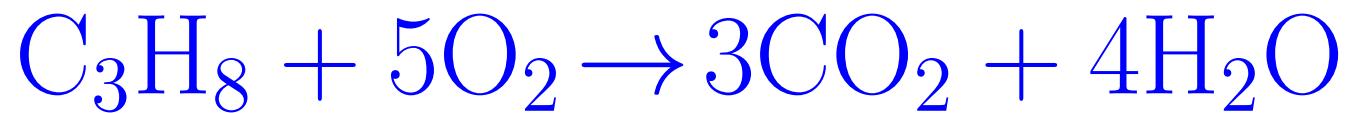
Toplina formiranja ($\Delta\hat{H}$) se definira kao promjena entalpije kad je spoj nastao u standardnom stanju (1 atm, 25° C) iz sastavnih konstituenata u njihovim standardnim stanjima.



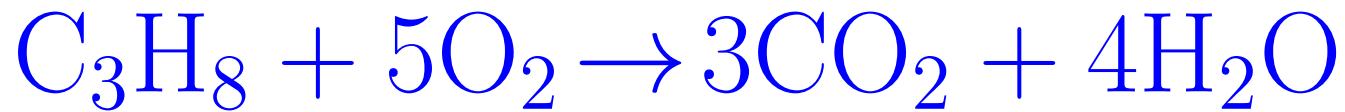
Za ugljični dioksiod je toplina formiranja:



Toplina formiranja ($\Delta\hat{H}$) se definira kao promjena entalpije kad je spoj nastao u standardnom stanju (1 atm, 25° C) iz sastavnih konstituenata u njihovim standardnim stanjima. No niti unutarnja energija niti entalpija se ne mogu absolutno definirati jer čak i na absolutnoj nuli materijal posjeduje energiju—npr. mc^2 . Dakle, sve ovisi o tome kako se dogovorimo.

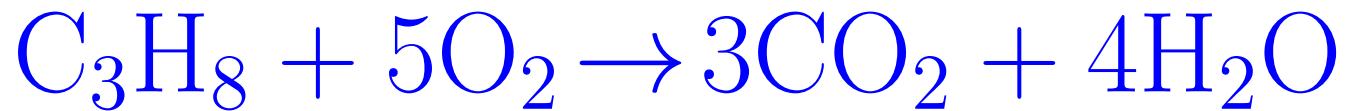


Dogovor (o tabeliranju): Pridjeljujemo $H = 0$ određenim materijalima u *referentnom stanju*.



Dogovor (o tabeliranju): Pridjeljujemo $H = 0$ određenim materijalima u *referentnom stanju*.

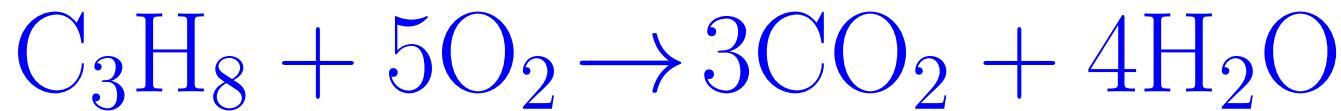
Konkretno, elementima u njihovom ravnotežnom standardnom stanju:



Dogovor (o tabeliranju): Pridjeljujemo $H = 0$ određenim materijalima u *referentnom stanju*.

Konkretno, elementima u njihovom ravnotežnom standardnom stanju:

$H_{\text{O}_2} = 0$ jer je O_2 na 1 atm i 25°C u ravnotežnom stanju.
(Jednoatomni O nije: $H_O \neq 0$).

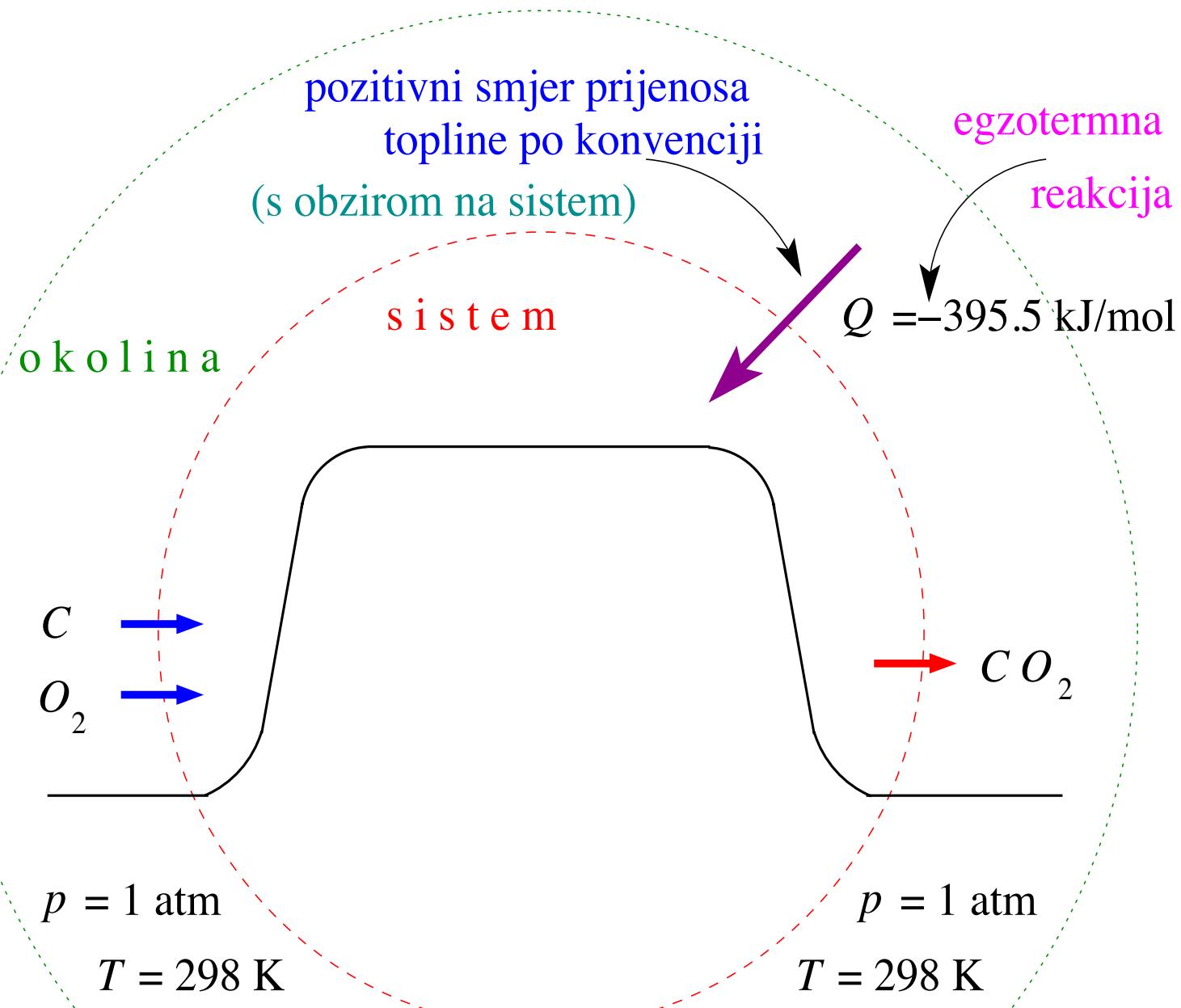
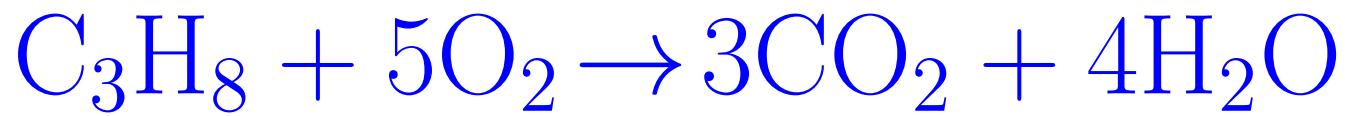


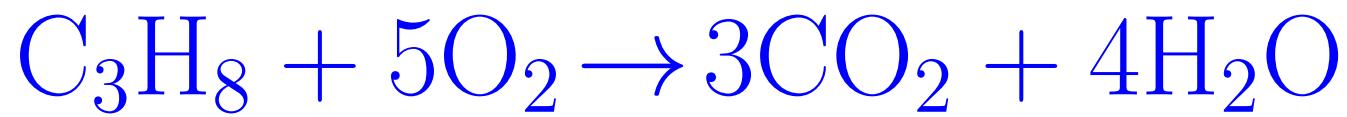
Dogovor (o tabeliranju): Pridjeljujemo $H = 0$ određenim materijalima u *referentnom stanju*.

Konkretno, elementima u njihovom ravnotežnom standardnom stanju:

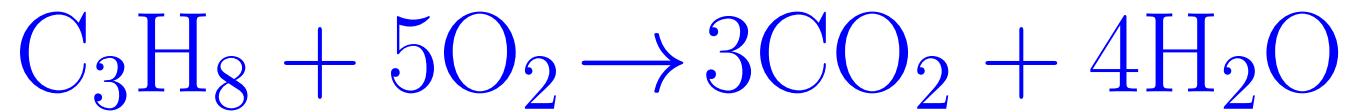
$H_{\text{O}_2} = 0$ jer je O_2 na 1 atm i 25°C u ravnotežnom stanju.
(Jednoatomni O nije: $H_O \neq 0$).

$H_{\text{grafit}} = 0$ jer je grafit na 1 atm i 25°C u ravnotežnom stanju.
(Dijamant nije: $H_{\text{dijamant}} \neq 0$).





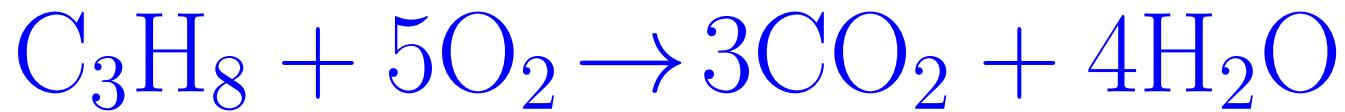
Dakle, mjerena toplina reakcije je -393.5 kJ/mol.



Dakle, mjerena toplina reakcije je -393.5 kJ/mol.

Imali smo

$$\Delta Q_{\text{CO}_2} = -393.5 = \Delta H_{\text{CO}_2}$$



Dakle, mjerena toplina reakcije je -393.5 kJ/mol.

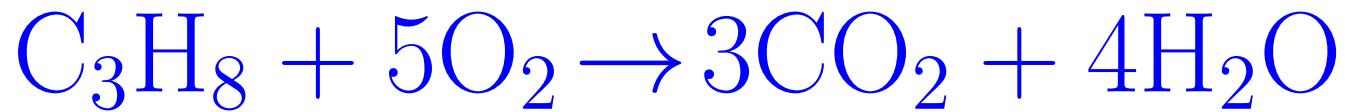
Imali smo

$$\Delta Q_{\text{CO}_2} = -393.5 = \Delta H_{\text{CO}_2}$$

No,

$$\Delta H_{\text{CO}_2} = H_{\text{CO}_2} - H_{\text{C}} - H_{\text{O}_2}$$

$$H_{\text{C}} = 0, H_{\text{O}_2} = 0 \quad \Rightarrow \quad H_{\text{CO}_2} = -393.5 \text{ kJ/mol.}$$



Dakle, mjerena toplina reakcije je -393.5 kJ/mol.

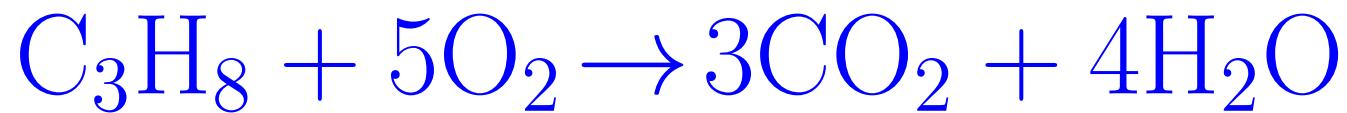
Imali smo

$$\Delta Q_{\text{CO}_2} = -393.5 = \Delta H_{\text{CO}_2}$$

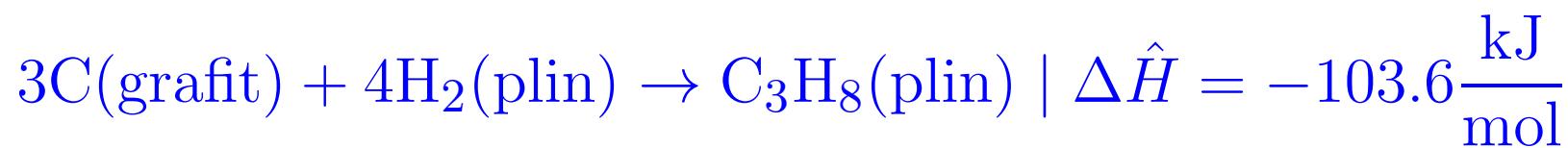
No,

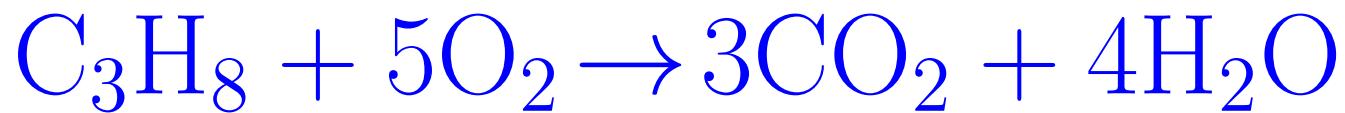
$$\Delta H_{\text{CO}_2} = H_{\text{CO}_2} - H_{\text{C}} - H_{\text{O}_2}$$

$$H_{\text{C}} = 0, H_{\text{O}_2} = 0 \quad \Rightarrow \quad H_{\text{CO}_2} = -393.5 \text{ kJ/mol.}$$

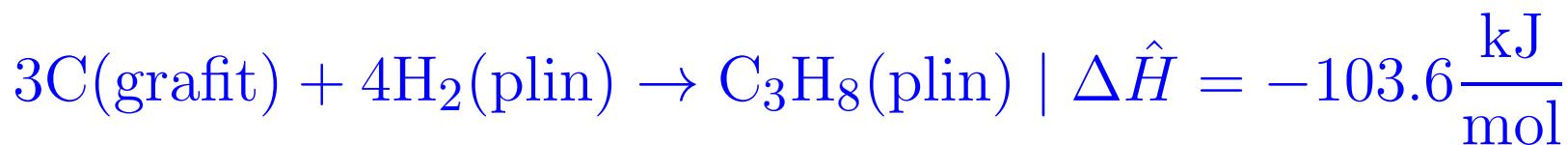


Toplina formiranja propana je:

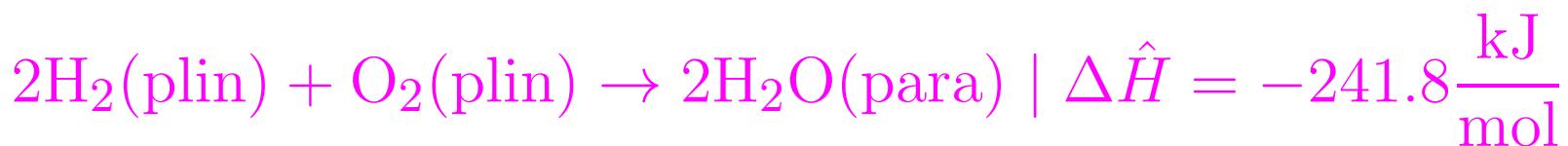




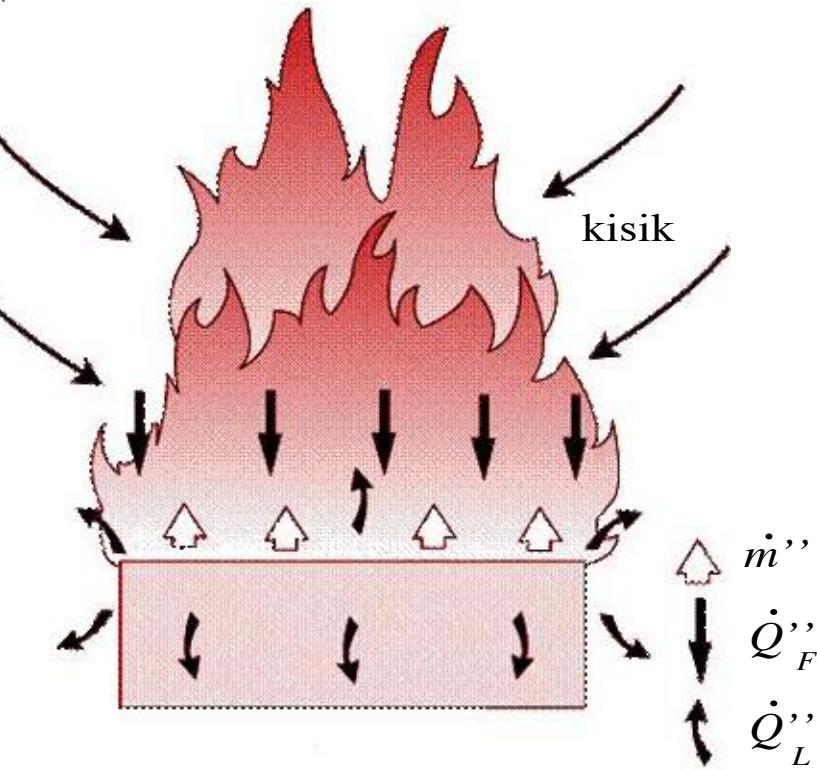
Toplina formiranja propana je:



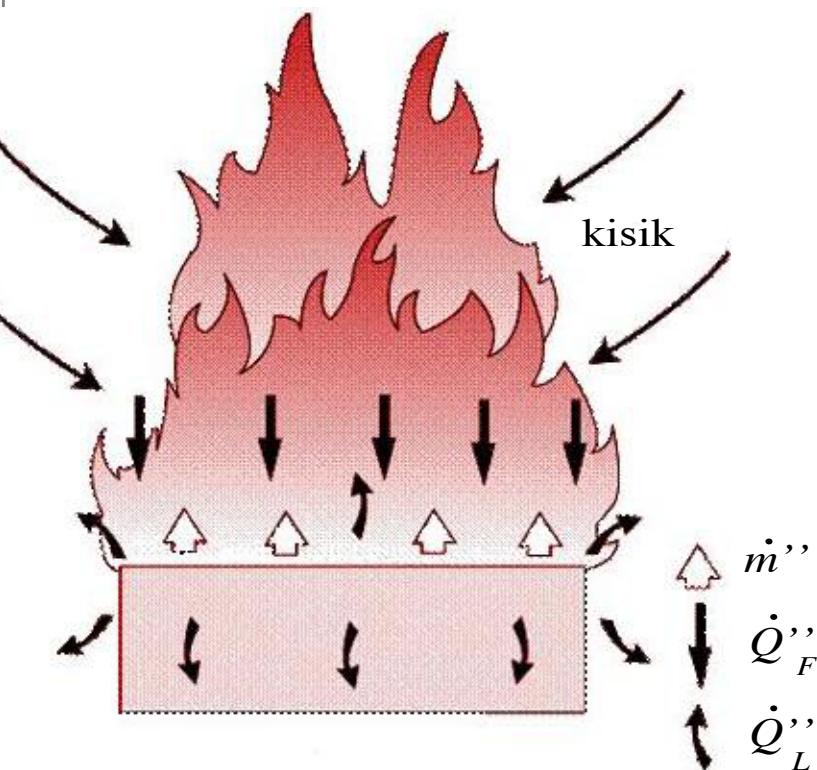
Za vodenu paru (latentna toplina! -44KJ/mol) imamo:



Brzina izgaranja



Brzina izgaranja



- Brzina izgaranja se definira kao tok goruće mase tekućeg ili krutog goriva: $[g/(m^2 s)]$

$$\dot{m}'' = \frac{\dot{Q}_F'' - \dot{Q}_L''}{L_v}$$

gdje je \dot{Q}_F'' ukupni toplinski tok plamena (kW/m^2),

\dot{Q}_L'' su gubici, a L_v je toplina isparavanja (kod tekućina latentna toplina).

Oznake

Brzina promjene neke veličine, t.j., derivacija po vremenu se označuje točkom iznad veličine:

$$\dot{m} \quad \text{ili} \quad \dot{Q}$$

Iznos neke veličine po jediničnoj duljini, površini ili volumenu se označuje jednom, dvije ili tri apostrofa; npr.:

Q'' znači toplinu po jediničnoj površini.

\dot{m}'' znači brzinu izgaranja po jediničnoj površini.

Brzina izgaranja

Brzina oslobađanja energije prilikom izgaranja (gorenja) je najznačajni faktor koji ga karakterizira:

Brzina izgaranja

Brzina oslobođanja energije prilikom izgaranja (gorenja) je najznačajni faktor koji ga karakterizira:

$$\dot{Q}_c = \chi \cdot \dot{m}'' \cdot A_f \cdot \Delta H_c \quad \text{kW}$$

gdje je A_f površina gorenja (m^2), ΔH_c toplina izgaranja plinova i $\chi \leq 1$ faktor nepotpunosti izgaranja.

Jednadžba izgaranja

$$\Delta H_c(\text{C}_3\text{H}_8) = 3\hat{\Delta H}(\text{CO}_2) + 4\hat{\Delta H}(\text{H}_2\text{O}) - \hat{\Delta H}(\text{C}_3\text{H}_8) - \hat{\Delta H}(\text{O}_2)$$

$$= -3 \cdot 393.5 - 4 \cdot 241.826 - (-103.6) = -2044.2$$

$(\hat{\Delta H}(\text{O}_2) = 0$ po gore navedenoj konvenciji)

Jednadžba izgaranja

$$\Delta H_c(C_3H_8) = 3\hat{\Delta H}(CO_2) + 4\hat{\Delta H}(H_2O) - \hat{\Delta H}(C_3H_8) - \hat{\Delta H}(O_2)$$

$$= -3 \cdot 393.5 - 4 \cdot 241.826 - (-103.6) = -2044.2$$

$(\hat{\Delta H}(O_2) = 0$ po gore navedenoj konvenciji)

Zapravo većina izgaranja (praktički sva u požarima) ima oblik:



Jednadžba izgaranja

$$\Delta H_c(C_3H_8) = 3\hat{\Delta H}(CO_2) + 4\hat{\Delta H}(H_2O) - \hat{\Delta H}(C_3H_8) - \hat{\Delta H}(O_2)$$
$$= -3 \cdot 393.5 - 4 \cdot 241.826 - (-103.6) = -2044.2$$

$(\hat{\Delta H}(O_2) = 0$ po gore navedenoj konvenciji)

Zapravo većina izgaranja (praktički sva u požarima) ima oblik:



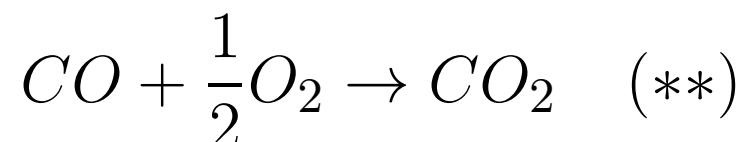
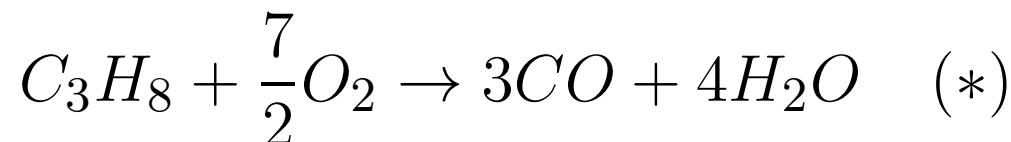
Izuzetak je npr., izgaranje vodika u fluoru koje daje čak 100% više kalorija od izgaranja vodika u kisiku (npr., u vodikovim ćelijama) koje je također izuzetak jer ne daje CO_2 .

Hess-ov zakon

Izgaranje se može događati u nekoliko sukcesivnih faza, ali je ukupna oslobođena toplina uvijek jednaka—Hess-ov zakon

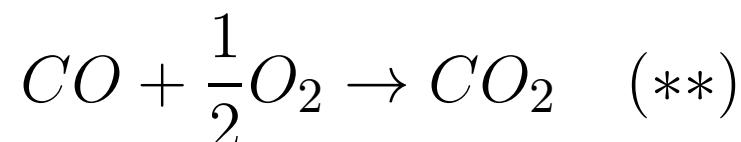
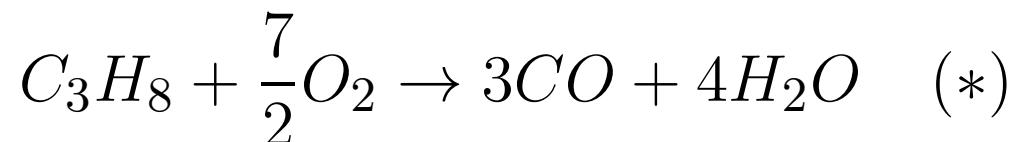
Hess-ov zakon

Izgaranje se može događati u nekoliko sukcesivnih faza, ali je ukupna oslobođena toplina uvijek jednaka—Hess-ov zakon



Hess-ov zakon

Izgaranje se može događati u nekoliko sukcesivnih faza, ali je ukupna oslobođena toplina uvijek jednaka—**Hess-ov zakon**



$$\Delta H_{cC_3H_8} = \Delta H_{c(*)} + \Delta H_{c(**)}$$

Temperatura plamena (1)

Kod procjene brzine izgaranja $\dot{Q}_c = \chi \cdot \dot{m}'' \cdot A_f \cdot \Delta H_c$ je najveći problem je to da je $\chi \cdot \dot{m}'' \cdot A_f$ teško procijeniti u prostoriji.

Temperatura plamena (1)

Kod procjene brzine izgaranja $\dot{Q}_c = \chi \cdot \dot{m}'' \cdot A_f \cdot \Delta H_c$ je najveći problem je to da je $\chi \cdot \dot{m}'' \cdot A_f$ teško procijeniti u prostoriji.

No, ako je dotok zraka poznat i ako pretpostavimo da će se potrošiti **sav kisik** u prostoriji tada je brzina oslobođanja topline

$$\dot{Q}_c = \dot{m}_{\text{zrak}} \cdot \Delta H_{c,\text{zrak}}$$

Temperatura plamena (1)

Kod procjene brzine izgaranja $\dot{Q}_c = \chi \cdot \dot{m}'' \cdot A_f \cdot \Delta H_c$ je najveći problem je to da je $\chi \cdot \dot{m}'' \cdot A_f$ teško procijeniti u prostoriji.

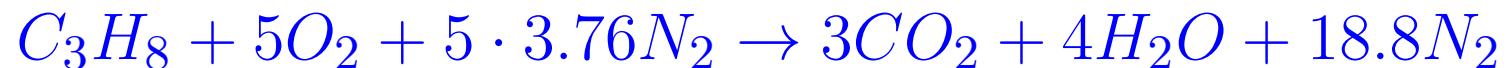
No, ako je dotok zraka poznat i ako pretpostavimo da će se potrošiti sav kisik u prostoriji tada je brzina oslobađanja topline

$$\dot{Q}_c = \dot{m}_{\text{zrak}} \cdot \Delta H_{c,\text{zrak}}$$

Postignute temperature ovise o toj brzini \dot{Q}_c i o brzini gubljenja topline u blizini plamena.

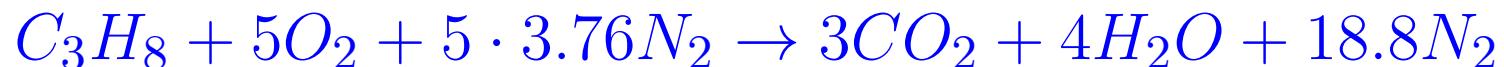
Temperatura plamena (2)

Reakciju izgaranja možemo modificirati tako da uključuje zrak koji se troši prilikom izgaranja (omjer dušika i kisika u zraku je oko 3.76):



Temperatura plamena (2)

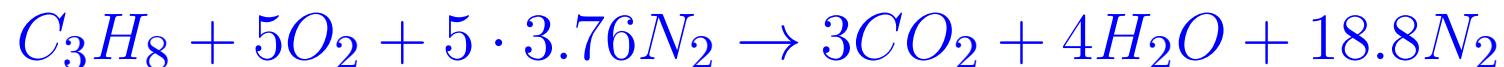
Reakciju izgaranja možemo modificirati tako da uključuje zrak koji se troši prilikom izgaranja (omjer dušika i kisika u zraku je oko 3.76):



Uzmimo prvo situaciju kad nema gubljenja topline. To je slučaj kad su gorivo i zrak početno pomiješani. To je "adijabatski" model gorenja.

Temperatura plamena (2)

Reakciju izgaranja možemo modificirati tako da uključuje zrak koji se troši prilikom izgaranja (omjer dušika i kisika u zraku je oko 3.76):



Uzmimo prvo situaciju kad nema gubljenja topline. To je slučaj kad su gorivo i zrak početno pomiješani. To je "adijabatski" model gorenja.

Dušik ne sudjeluje u kemijskog reakciji. On je samo "toplinski balast" koji absorbira glavni dio topline sagorijevanja.

Temperatura plamena (3)

Energija koja se oslobađa sagorijevanjem 1 mola propana tako preuzima 3 mola CO_2 , 4 mola H_2O i 18.8 molova N_2 .

Temperatura plamena (3)

Energija koja se oslobađa sagorijevanjem 1 mola propana tako preuzima 3 mola CO_2 , 4 mola H_2O i 18.8 molova N_2 .

Toplinski kapacitet (na 1000K) od CO – 2 je 54.3 J/(mol·K), od H_2O je 41.2 J/(mol·K) i od N_2 je 32.7 41.2 J/(mol·K).

Temperatura plamena (3)

Energija koja se oslobađa sagorijevanjem 1 mola propana tako preuzima 3 mola CO_2 , 4 mola H_2O i 18.8 molova N_2 .

Toplinski kapacitet (na 1000K) od CO – 2 je 54.3 J/(mol·K), od H_2O je 41.2 J/(mol·K) i od N_2 je 32.7 41.2 J/(mol·K).

Dakle, ukupan toplinski kapacitet gorenja gornje smjese je 942.5 J/K po molu sagorjelog propana.

Toplina \Leftrightarrow Temperatura

Iz veze temperature s unutrašnjom energijom i 1. zakona termodinamike slijedi:

$$Q = mc\Delta T \quad (8)$$

gdje je c specifični toplinski kapacitet: $c = \frac{1}{m} \frac{dQ}{dT}$

Toplina \Leftrightarrow Temperatura

Iz veze temperature s unutrašnjom energijom i 1. zakona termodinamike slijedi:

$$Q = mc\Delta T \quad (8)$$

gdje je c specifični toplinski kapacitet: $c = \frac{1}{m} \frac{dQ}{dT}$

Molarni toplinski kapacitet definiramo kao: $C = \frac{1}{n} \frac{dQ}{dT} = Mc$,
gdje je n broj molova, a M molarna masa.

Toplina \Leftrightarrow Temperatura

Iz veze temperature s unutrašnjom energijom i 1. zakona termodinamike slijedi:

$$Q = mc\Delta T \quad (8)$$

gdje je c specifični toplinski kapacitet: $c = \frac{1}{m} \frac{dQ}{dT}$

Molarni toplinski kapacitet definiramo kao: $C = \frac{1}{n} \frac{dQ}{dT} = Mc$,
gdje je n broj molova, a M molarna masa.

N.B.! *Prenesena toplina odgovara promjeni temperature.*
Temperatura je stanje, a prijenos topline je proces.

Temperatura plamena (4)

Dakle, uzimajući da je $\Delta T = T_k - 25^\circ$ dobivamo:

$$T_k = 25 + \frac{2044300}{942.5} = 2194^\circ\text{C} \quad (9)$$

Temperatura plamena (4)

Dakle, uzimajući da je $\Delta T = T_k - 25^\circ$ dobivamo:

$$T_k = 25 + \frac{2044300}{942.5} = 2194^\circ\text{C} \quad (9)$$

No, takav "adijabatski model" zapravo ne odgovara realnom požaru. On samo daje maksimalnu temperaturu u idealnim laboratorijskim uvjetima jer:

Temperatura plamena (4)

Dakle, uzimajući da je $\Delta T = T_k - 25^\circ$ dobivamo:

$$T_k = 25 + \frac{2044300}{942.5} = 2194^\circ\text{C} \quad (9)$$

No, takav "adijabatski model" zapravo ne odgovara realnom požaru. On samo daje maksimalnu temperaturu u idealnim laboratorijskim uvjetima jer:

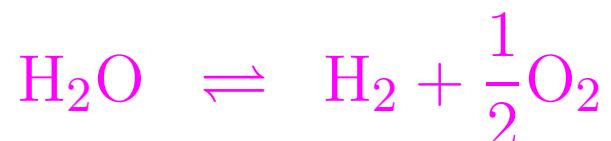
(a) toplinski kapacitet svakog plina je funkcija temperature—mi smo bili uzeli vrijednost za 1000K, no to je samo aproksimacija

Temperatura plamena (5)

(b) sistem nije adijabatski zbog zračenja čak i ako nema bitnog odtoka zraka;

Temperatura plamena (5)

- (b) sistem nije adijabatski zbog zračenja čak i ako nema bitnog odtoka zraka;
- (c) na visokim temperaturama molekule se djelomično disociraju u slobodne radikale i atome što možemo prikazati na sljedeći način



Temperatura plamena (6)

Svaka od prethodnih jednadžbi je **endotermna** (absorbira **toplinu**) i to smanjuje temperaturu dobivenu u jednadžbi (9).

Temperatura plamena (6)

Svaka od prethodnih jednadžbi je **endotermna** (absorbira toplinu) i to smanjuje temperaturu dobivenu u jednadžbi (9).

Efekt disocijacije na izračunatu temperaturu je značajan iznad 1700° C i kad se uzme u obzir za proces gorenja propana dobije se 1995° C [200° C niže nego u jednadžbi (9)].

Temperatura plamena (6)

Svaka od prethodnih jednadžbi je **endotermna** (absorbira toplinu) i to smanjuje temperaturu dobivenu u jednadžbi (9).

Efekt disocijacije na izračunatu temperaturu je značajan iznad 1700°C i kad se uzme u obzir za proces gorenja propana dobije se 1995°C [200°C niže nego u jednadžbi (9)].

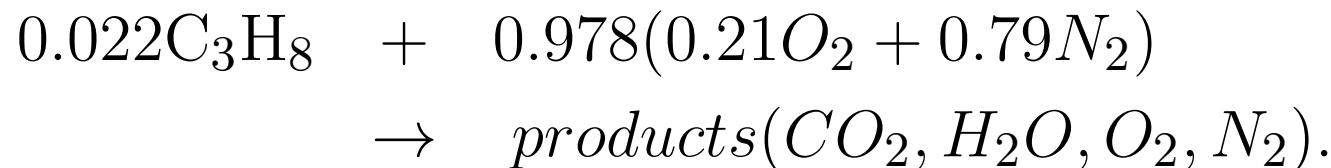
No, najviše od svega temperaturu smanjuju omjeri goriva i zraka (kisika, dušika, . . .).

Temperatura plamena (7)

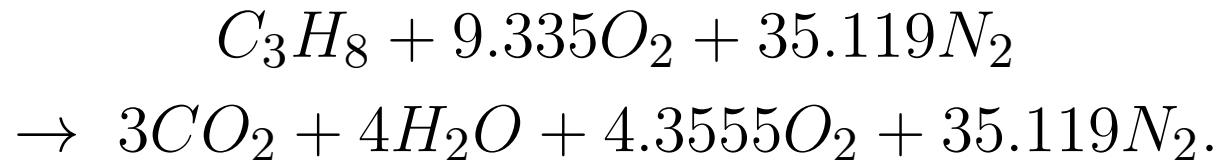
Izračunajmo slučaj kad propana ima 2.2% (što je minimalan omjer kod kojeg može doći do zapaljenja).

Temperatura plamena (7)

Izračunajmo slučaj kad propana ima 2.2% (što je minimalan omjer kod kojeg može doći do zapaljenja).

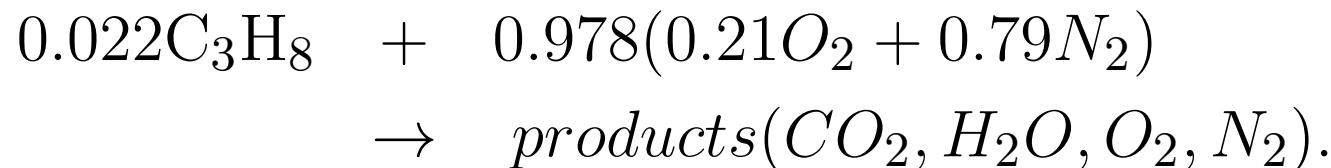


To se može napisati kao

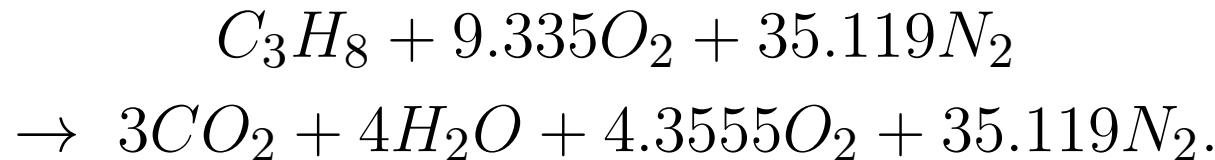


Temperatura plamena (7)

Izračunajmo slučaj kad propana ima 2.2% (što je minimalan omjer kod kojeg može doći do zapaljenja).



To se može napisati kao



Višak kisika će povećati termalni kapacitet smjese i konačna adijabatska temperatura plamena će biti 1281° C .

Twinsi i temperatura

- Temperatura ne ovisi o količini materijala koji gori. Jedna litra kerozina i 90,000 litara koliko je sagorjelo u Twinsima daju istu temperaturu.



Twinsi i temperatura

- Temperatura ne ovisi o količini materijala koji gori. Jedna litra kerozina i 90,000 litara koliko je sagorjelo u Twinsima daju istu temperaturu.
- Iz jednadžbe (6) slijedi da toplina direktno ovisi o masi i ta se toplina širi ovisno o toplinskom kapacitetu što određuje razvoj i dinamiku požara. No, strukturalne deformacije ovise samo o temperaturi—v. str. 58.



Twinsi, temp. i NIST

National Institute of Standards and Technology (NIST)
Federal Building and Fire Safety Investigation of the World
Trade Center Disaster.

Twinsi, temp. i NIST

National Institute of Standards and Technology (NIST)
Federal Building and Fire Safety Investigation of the World
Trade Center Disaster.

The melting point of steel is about 1500°C . Hydrocarbon (e.g., jet fuel) fires generate temperatures up to about 1100°C . NIST reported maximum upper layer air temperatures of about 1000°C . (v. str. 58)

Twinsi, temp. i NIST

National Institute of Standards and Technology (NIST)
Federal Building and Fire Safety Investigation of the World
Trade Center Disaster.

The melting point of steel is about 1500°C . Hydrocarbon (e.g., jet fuel) fires generate temperatures up to about 1100°C . NIST reported maximum upper layer air temperatures of about 1000°C . (v. str. 58)

However, when bare steel reaches temperatures of 1000°C , it softens and its strength reduces to roughly 10% of its room temperature value. In U.S. practice steel is not certified at all. (v. str. 58)

Izvođenje svojstava

Praktički sva svojstva tvari i materijala koja nam trebaju u praksi mogu se kvalitativno izvesti iz dva osnovna zakona termodinamike

Za to će nam trebati jednostavniji modeli i principi, pa ćemo često koristiti idealne plinove umjesto realnih i reverzibilne procese umjesto ireverzibilnih, iako u realnosti idealni plinovi i strogo reverzibilni procesi ne postoje.

Reverzibilnost i entropija

Proces je *mehanički reverzibilan* kad se izvršeni rad može prikazati kao $\delta W = pdV$. (v. str. 17)

Reverzibilnost i entropija

Proces je *mehanički reverzibilan* kad se izvršeni rad može prikazati kao $\delta W = pdV$. (v. str. 17)

Za *potpuno reverzibilne* procese možemo definirati *entropiju*:

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \quad S = S_0 + \int \frac{\delta Q}{T} \quad (10)$$

Reverzibilnost i entropija

Proces je *mehanički reverzibilan* kad se izvršeni rad može prikazati kao $\delta W = pdV$. (v. str. 17)

Za *potpuno reverzibilne* procese možemo definirati *entropiju*:

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \quad S = S_0 + \int \frac{\delta Q}{T} \quad (10)$$

Drugi zakon termodinamike je:

$$\boxed{\Delta S_{\text{ukupna}} \geq 0} \quad (11)$$

Jednadžbe svojstava

Ako, koristeći neki odabrani specijalni proces, dobijemo diferencijalnu jednadžbu koja sadrži samo svojstva stanja (samo d , ne δ) onda to svojstvo mora biti neovisno o procesu i vrijediti općenito.

Jednadžbe svojstava

Ako, koristeći neki odabrani specijalni proces, dobijemo diferencijalnu jednadžbu koja sadrži samo svojstva stanja (samo d , ne δ) onda to svojstvo mora biti neovisno o procesu i vrijediti općenito. Primjer:

Za reverzibilne procese iz 2. zakona termodinamike (6,7) i vrijednosti za rad ($\delta W = pdV$) (v. str. 17 i str. 41) dobivamo

$$dU = TdS - pdV$$

Jednadžbe svojstava

Ako, koristeći neki odabrani specijalni proces, dobijemo diferencijalnu jednadžbu koja sadrži samo svojstva stanja (samo d , ne δ) onda to svojstvo mora biti neovisno o procesu i vrijediti općenito. Primjer:

Za reverzibilne procese iz 2. zakona termodinamike (6,7) i vrijednosti za rad ($\delta W = pdV$) (v. str. 17 i str. 41) dobivamo

$$dU = TdS - pdV$$

Ovo je fundamentalno svojstvo svih pVT sistema

Totalni diferencijali U, S, H, a

Unutarnja energija, entropija, entalpija i Helmholtzova funkcija (str. 44) zatvorenog pVT sistema su funkcije od T i V (jer je $p = p(T, V)$). Dakle, za $Z = Z(x, y)$, $Z = U, S, H, a$ je:

$$dZ = \left(\frac{\partial Z}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial Z}{\partial V} \right)_T dV \quad (8)$$

Totalni diferencijali U, S, H, a

Unutarnja energija, entropija, entalpija i Helmholtzova funkcija (str. 44) zatvorenog pVT sistema su funkcije od T i V (jer je $p = p(T, V)$). Dakle, za $Z = Z(x, y)$, $Z = U, S, H, a$ je:

$$dZ = \left(\frac{\partial Z}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial Z}{\partial V} \right)_T dV \quad (8)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial V} \left(\frac{\partial Z}{\partial T} \right)_V \right)_T = \left(\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial Z}{\partial V} \right)_T \right)_V \quad (9)$$

jer su U, S, H, a i njihove derivacije neprekidne.

Helmholtzova funkcija

Helmholtzova funkcija se definira kao: $a = U - TS$. Za reverzibelne procese, prema 1. zakonu termodinamike (1) i $\delta W = pdV$ [(5), str. 17] je:

$$da = dU - TdS - SdT = -SdT - pdV$$

Helmholtzova funkcija

Helmholtzova funkcija se definira kao: $a = U - TS$. Za reverzibelne procese, prema 1. zakonu termodinamike (1) i $\delta W = pdV$ [(5), str. 17] je:

$$da = dU - TdS - SdT = -SdT - pdV$$

Prema jednadžbi (8) je $(\frac{\partial a}{\partial T})_V = -S$ i $(\frac{\partial a}{\partial V})_T = -p$

Helmholtzova funkcija

Helmholtzova funkcija se definira kao: $a = U - TS$. Za reverzibelne procese, prema 1. zakonu termodinamike (1) i $\delta W = pdV$ [(5), str. 17] je:

$$da = dU - TdS - SdT = -SdT - pdV$$

Prema jednadžbi (8) je $\left(\frac{\partial a}{\partial T}\right)_V = -S$ i $\left(\frac{\partial a}{\partial V}\right)_T = -p$

Iz jednadžbe (9) slijedi: $\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V$ (11)

Helmholtzova funkcija

Helmholtzova funkcija se definira kao: $a = U - TS$. Za reverzibelne procese, prema 1. zakonu termodinamike (1) i $\delta W = pdV$ [(5), str. 17] je:

$$da = dU - TdS - SdT = -SdT - pdV$$

Prema jednadžbi (8) je $\left(\frac{\partial a}{\partial T}\right)_V = -S$ i $\left(\frac{\partial a}{\partial V}\right)_T = -p$

Iz jednadžbe (9) slijedi: $\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V$ (11)

(To je jedna od četiri Maxwellove termodinamičke jednadžbe.)

$U \rightarrow C_V$

Prema 1. zakonu termodinamike (1):

$$dU = TdS - pdV = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V dT + \left[\left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T - p \right] dV \quad (12)$$

$U \rightarrow C_V$

Prema 1. zakonu termodinamike (1):

$$dU = TdS - pdV = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V dT + \left[\left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T - p \right] dV \quad (12)$$

Za izohorni proces (konstantan volumen), koji je još i reverzibilan, je prema (1): $dU = \delta Q = TdS$. Dakle, član uz dT u (12) je toplinski kapacitet (za $n = 1$) (v. str. 33) uz konstantan volumen

$$C_V = \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V$$

Adijabatski procesi

Za idealni plin, član uz dV u (12) je prema (11) jednak

$$T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V - p = T \frac{R}{V} - p = p - p = 0$$

Adijabatski procesi

Za idealni plin, član uz dV u (12) je prema (11) jednak

$$T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V - p = T \frac{R}{V} - p = p - p = 0$$

Dakle, za idealni plin, (12) daje: $dU = C_V dT$ (13) pa iz (1) i (10) za reverzibilne procese dobivamo:

$$dS = C_V \frac{dT}{T} + \frac{P}{T} dV = C_V \frac{dT}{T} + R \frac{dV}{V}$$

Adijabatski procesi

Za idealni plin, član uz dV u (12) je prema (11) jednak

$$T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V - p = T \frac{R}{V} - p = p - p = 0$$

Dakle, za idealni plin, (12) daje: $dU = C_V dT$ (13) pa iz (1) i (10) za reverzibilne procese dobivamo:

$$dS = C_V \frac{dT}{T} + \frac{P}{T} dV = C_V \frac{dT}{T} + R \frac{dV}{V}$$

Za adijabatske procese ($\delta Q = dS = 0$): $\frac{dT}{T} = -\frac{R}{C_V} \frac{dV}{V}$ (14)

Mayerova relacija

Definicija toplinskog kapaciteta uz konstantan tlak (izobarni proces) je $C_p = \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_p$. Iz (1) i (13):

$$\delta Q = C_p dT = dU + \delta W = C_V dT + pdV \quad (15)$$

Mayerova relacija

Definicija toplinskog kapaciteta uz konstantan tlak (izobarni proces) je $C_p = \left(\frac{\delta Q}{dT}\right)_p$. Iz (1) i (13):

$$\delta Q = C_p dT = dU + \delta W = C_V dT + pdV \quad (15)$$

Za izobarne procese, iz plinske jednadžbe $pV = RT$ slijedi $pdV = RdT$, pa (15) daje Mayerovu relaciju za idealni plin:

$$C_p = C_V + R \quad (16)$$

Reverzib. adijab. kompresija i ekspanzija

Iz (14) i (16) dobivamo

$$\frac{dT}{T} = -(\gamma - 1) \frac{dV}{V}, \quad \text{where} \quad \gamma = \frac{C_p}{C_V}$$

Reverzib. adijab. kompresija i ekspanzija

Iz (14) i (16) dobivamo

$$\frac{dT}{T} = -(\gamma - 1) \frac{dV}{V}, \quad \text{where} \quad \gamma = \frac{C_p}{C_V}$$

Integracijom dobivamo:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \quad \text{tj.} \quad TV^{\gamma-1} = const$$

Reverzib. adijab. kompresija i ekspanzija

Iz (14) i (16) dobivamo

$$\frac{dT}{T} = -(\gamma - 1) \frac{dV}{V}, \quad \text{where} \quad \gamma = \frac{C_p}{C_V}$$

Integracijom dobivamo:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \quad \text{tj.} \quad TV^{\gamma-1} = const$$

Na analogan način dobivamo:

$$Tp^{(1-\gamma)/\gamma} = const \quad \text{i} \quad pV^\gamma = const \quad (17)$$

Adijabate i izoterme

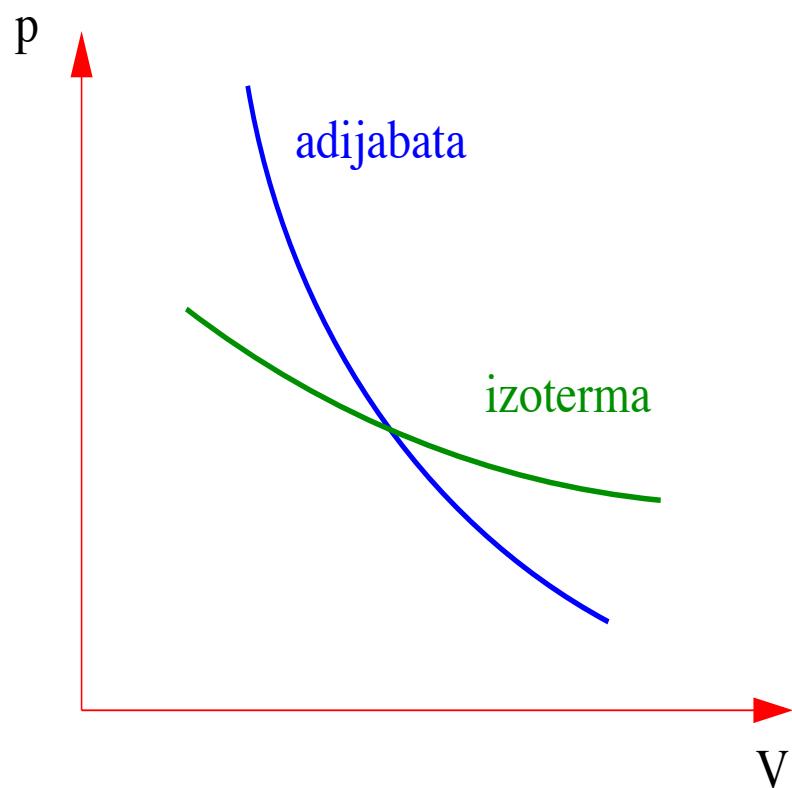
Derivacija jednadžbe (17) daje negativni nagib adijabate:

$$\frac{dP}{dV} = -\text{const}\gamma V^{-\gamma-1} = -\gamma(\text{const}V^{-\gamma})(V^{-1}) = -\gamma \frac{p}{V} \quad (18)$$

Adijabate i izoterme

Derivacija jednadžbe (17) daje negativni nagib adijabate:

$$\frac{dP}{dV} = -\text{const}\gamma V^{-\gamma-1} = -\gamma(\text{const}V^{-\gamma})(V^{-1}) = -\gamma \frac{p}{V} \quad (18)$$



Za izotermu, iz $p = RTV^{-1}$, također dobivamo negativni nagib: $\frac{dp}{dV} = -\frac{p}{V}$, ali je on, zbog $\gamma > 1$, blaži.

Kod simulacija požara i posebno eksplozija adijabatskim procesima, to treba uzeti u obzir.

Svojstva tvari

Materijali i tvari se sastoje od molekula, no, većina njihovih toplinskih svojstava se mogu izvesti iz dva zakona termodinamike (1) i (11).

Svojstva tvari

Materijali i tvari se sastoje od molekula, no, većina njihovih toplinskih svojstava se mogu izvesti iz dva zakona termodinamike (1) i (11).

Kvantna mehanika ili atomistika se za dobivanje većine svojstava materijala i tvari ili ne koristi ili uopće i neće moći koristiti dok u upotrebu ne uđu kvantni kompjuteri:

<http://www.humboldt-club.hr/pavicic/projekt>

Svojstva tvari

Materijali i tvari se sastoje od molekula, no, većina njihovih toplinskih svojstava se mogu izvesti iz dva zakona termodinamike (1) i (11).

Kvantna mehanika ili atomistika se za dobivanje većine svojstava materijala i tvari ili ne koristi ili uopće i neće moći koristiti dok u upotrebu ne uđu kvantni kompjuteri:

<http://www.humboldt-club.hr/pavicic/projekt>

Zbog toga ćemo sva svojstva izvesti iz naša dva osnovna zakona termodinamike da bismo mogli bolje razumijeti i uspješnije koristiti empirijske formule i kompjuterske simulacije.

Gibbsova funkcija

Promatramo m kemijskih komponenti s n_1, n_2, \dots, n_m molova. ($n_1 + n_2 + \dots + n_m = n$)

Gibbsova funkcija

Promatramo m kemijskih komponenti s n_1, n_2, \dots, n_m molova. ($n_1 + n_2 + \dots + n_m = n$)

Iz 1. i 2. zakona termodinamike i $\delta W = pdV$ slijedi:

$$d(nU) = Td(nS) - pd(nS) + \sum_i \mu_i dn_i$$

gdje je $\mu_i = [\frac{\partial(nU)}{\partial n_i}]_{nS, nV, n_j \neq i}$ *kemijski potencijal.*

Gibbsova funkcija

Promatramo m kemijskih komponenti s n_1, n_2, \dots, n_m molova. ($n_1 + n_2 + \dots + n_m = n$)

Iz 1. i 2. zakona termodinamike i $\delta W = pdV$ slijedi:

$$d(nU) = Td(nS) - pd(nV) + \sum_i \mu_i dn_i$$

gdje je $\mu_i = [\frac{\partial(nU)}{\partial n_i}]_{nS, nV, n_j \neq i}$ **kemijski potencijal**.

Gibbsova funkcija: $G = U + pV - TS$

$$d(nG) = -nSdT + nVdp + \sum_i \mu_i dn_i, \quad \mu_i = [\frac{\partial(nG)}{\partial n_i}]_{nS, nV, n_j \neq i}$$

Ravnoteža sistema

Uzmimo najopćenitiji heterogeni termodinamički sistem (tvar, materijal, spoj). Dakle, više različitih kemijskih spojeva u raznim agregatnim stanjima, preciznije: *fazama* (jedno agregatno stanje može imati nekoliko faza).

Ravnoteža sistema

Uzmimo najopćenitiji heterogeni termodinamički sistem (tvar, materijal, spoj). Dakle, više različitih kemijskih spojeva u raznim agregatnim stanjima, preciznije: *fazama* (jedno agregatno stanje može imati nekoliko faza).

Neka indeks $_s$ znači sistem, a indeks $_o$ okolinu. Okolina je reverzibilna, tako da imamo:

$$dS_o = -\frac{\delta Q}{T} \quad \Rightarrow \quad dS_s + dS_o \geq 0 \quad \Rightarrow \quad dS_s \geq \frac{\delta Q}{T}$$

Ravnoteža sistema

Uzmimo najopćenitiji heterogeni termodinamički sistem (tvar, materijal, spoj). Dakle, više različitih kemijskih spojeva u raznim agregatnim stanjima, preciznije: *fazama* (jedno agregatno stanje može imati nekoliko faza).

Neka indeks $_s$ znači sistem, a indeks $_o$ okolinu. Okolina je reverzibilna, tako da imamo:

$$dS_o = -\frac{\delta Q}{T} \quad \Rightarrow \quad dS_s + dS_o \geq 0 \quad \Rightarrow \quad dS_s \geq \frac{\delta Q}{T}$$

Kad sistem dođe u ravnotežu: $dS_s = \frac{\delta Q}{T}$

Ravnoteža sistema

$$(1) \quad \Rightarrow \quad dU_s - TdS_s + pdV_s = 0$$

Ravnoteža sistema

$$(1) \quad \Rightarrow \quad dU_s - TdS_s + pdV_s = 0$$

$$dG_s = dU_s + pdV_s + V_s dp - S_s - TdS_s = V_s dp - S_s dT$$

Ravnoteža sistema

$$(1) \quad \Rightarrow \quad dU_s - TdS_s + pdV_s = 0$$

$$dG_s = dU_s + pdV_s + V_s dp - S_s - TdS_s = V_s dp - S_s dT$$

Za $p = const$ i $T = const$ je uvjet ravnoteže: $(dG_s)_{T,p} = 0$

Ravnoteža sistema

$$(1) \quad \Rightarrow \quad dU_s - TdS_s + pdV_s = 0$$

$$dG_s = dU_s + pdV_s + V_s dp - S_s - TdS_s = V_s dp - S_s dT$$

Za $p = const$ i $T = const$ je uvjet ravnoteže: $(dG_s)_{T,p} = 0$

$$dG_s = \sum_{k=1}^{\pi} d(n_k G_k)_{T,p} = \sum_{k=1}^{\pi} \sum_{i=1}^m \mu_{k,i} dn_{k,i} = 0$$

gdje je π broj faza.

Primjer ravnoteže

Nadite uvjete ravnoteže zatvorenog sistema s dva spoja (1,2) i dvije faze (α, β).

Primjer ravnoteže

Nadite uvjete ravnoteže zatvorenog sistema s dva spoja (1,2) i dvije faze (α, β).

Iz slijedeće tri jednadžbe:

$$\begin{aligned}\mu_{\alpha,1}dn_{\alpha,1} + \mu_{\alpha,2}dn_{\alpha,2} + \mu_{\beta,1}dn_{\beta,1} + \mu_{\beta,2}dn_{\beta,2} &= 0, \\ n_{\alpha,1} + n_{\beta,1} &= const_1, \quad n_{\alpha,2} + n_{\beta,2} = const_2\end{aligned}$$

dobivamo: $(\mu_{\alpha,1} - \mu_{\beta,1})dn_{\alpha,1} + (\mu_{\alpha,2} - \mu_{\beta,2})dn_{\alpha,2} = 0,$

Primjer ravnoteže

Nadite uvjete ravnoteže zatvorenog sistema s dva spoja (1,2) i dvije faze (α, β).

Iz slijedeće tri jednadžbe:

$$\begin{aligned}\mu_{\alpha,1}dn_{\alpha,1} + \mu_{\alpha,2}dn_{\alpha,2} + \mu_{\beta,1}dn_{\beta,1} + \mu_{\beta,2}dn_{\beta,2} &= 0, \\ n_{\alpha,1} + n_{\beta,1} &= const_1, \quad n_{\alpha,2} + n_{\beta,2} = const_2\end{aligned}$$

dobivamo: $(\mu_{\alpha,1} - \mu_{\beta,1})dn_{\alpha,1} + (\mu_{\alpha,2} - \mu_{\beta,2})dn_{\alpha,2} = 0$,

odakle slijede uvjeti ravnoteže:

$$\mu_{\alpha,1} = \mu_{\beta,1}, \quad \mu_{\alpha,2} = \mu_{\beta,2}$$

Opća ravnoteža

Općenito vrijedi:

$$\mu_{\alpha,i} = \mu_{\beta,i} = \dots = \mu_{\pi,i} \quad (i = 1, \dots, m)$$

Opća ravnoteža

Općenito vrijedi:

$$\mu_{\alpha,i} = \mu_{\beta,i} = \dots = \mu_{\pi,i} \quad (i = 1, \dots, m)$$

Dakle, $\pi - 1$ jednadžbi za svaku komponentu, tj. ukupno $m(\pi - 1)$ jednadžbi.

Opća ravnoteža

Općenito vrijedi:

$$\mu_{\alpha,i} = \mu_{\beta,i} = \cdots = \mu_{\pi,i} \quad (i = 1, \dots, m)$$

Dakle, $\pi - 1$ jednadžbi za svaku komponentu, tj. ukupno $m(\pi - 1)$ jednadžbi.

Zatim, μ_i ovise o p , T i o $(m - 1)\pi$ faznih udjela. ($m - 1$ jer je $n_m = n - n_1 - \cdots - n_{m-1}$.)

Opća ravnoteža

Općenito vrijedi:

$$\mu_{\alpha,i} = \mu_{\beta,i} = \cdots = \mu_{\pi,i} \quad (i = 1, \dots, m)$$

Dakle, $\pi - 1$ jednadžbi za svaku komponentu, tj. ukupno $m(\pi - 1)$ jednadžbi.

Zatim, μ_i ovise o p , T i o $(m - 1)\pi$ faznih udjela. ($m - 1$ jer je $n_m = n - n_1 - \cdots - n_{m-1}$.)

Slijedi da je $2 + (m - 1)\pi$ varijabli u ravnoteži, tj. da zadovoljavaju $m(\pi - 1)$ ravnotežnih uvjeta.

Gibbsovo pravilo faza

Dobivamo da je broj neovisnih termodinamičkih veličina svakog heterogenog spoja jednak

$$2 + (m - 1)\pi - m(\pi - 1) = 2 + m - \pi$$

Gibbsovo pravilo faza

Dobivamo da je broj neovisnih termodinamičkih veličina svakog heterogenog spoja jednak

$$2 + (m - 1)\pi - m(\pi - 1) = 2 + m - \pi$$

To je Gibbsovo *pravilo faza*:

broj termodinamičkih stupnjeva slobode je

$$F = 2 - \pi + m$$

Gibbsovi primjeri

$$F \geq 0 \quad \Rightarrow \quad m + 2 \geq \pi$$

Gibbsovi primjeri

$$F \geq 0 \quad \Rightarrow \quad m + 2 \geq \pi$$

Pogledajmo nekoliko primjera za jedan spoj: $m = 1$.

Gibbsovi primjeri

$$F \geq 0 \quad \Rightarrow \quad m + 2 \geq \pi$$

Pogledajmo nekoliko primjera za jedan spoj: $m = 1$.

$$m = 1 \quad \& \quad m + 2 \geq \pi \quad \Rightarrow \quad \pi_{\max} = 3$$

Gibbsovi primjeri

$$F \geq 0 \quad \Rightarrow \quad m + 2 \geq \pi$$

Pogledajmo nekoliko primjera za jedan spoj: $m = 1$.

$$m = 1 \quad \& \quad m + 2 \geq \pi \quad \Rightarrow \quad \pi_{\max} = 3$$

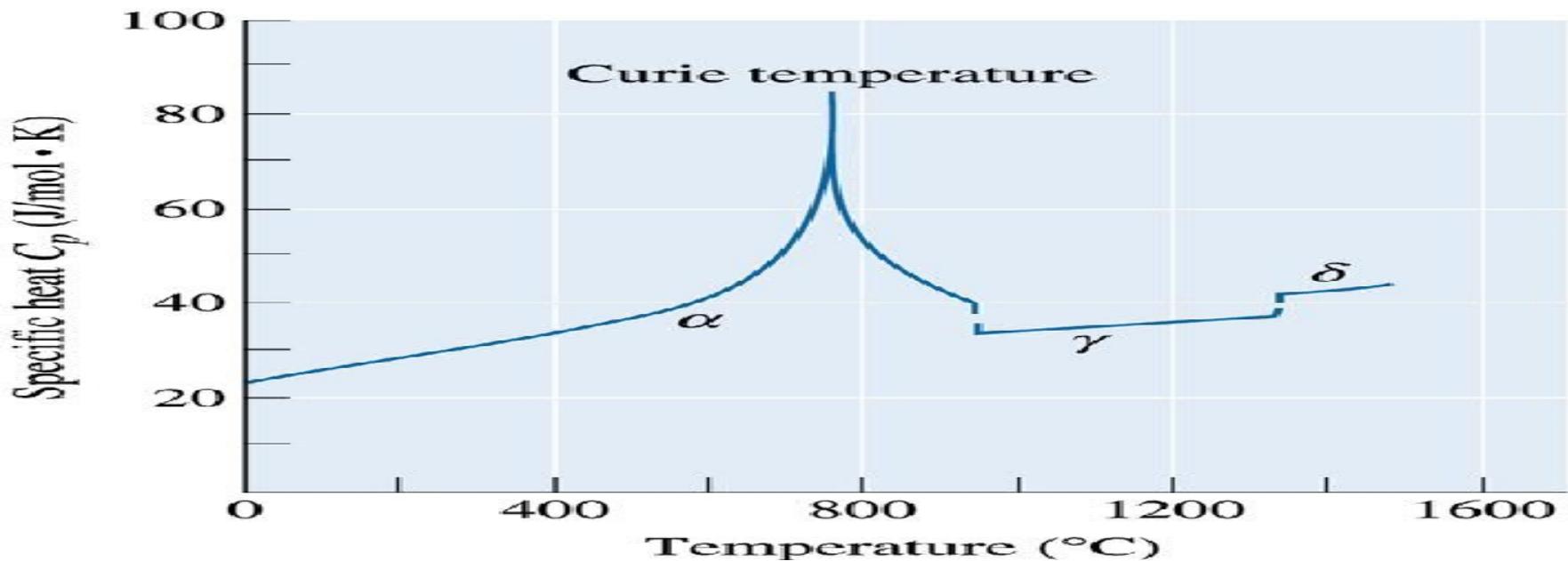
Dakle niti jedan spoj ne može istovremeno biti u više od 3 faze iako pojedini spojevi kao npr. sumpor i voda mogu imati i više od 6 krutih faza koje su potpuno različite po svojim svojstvima.

Faze željeza

Željezo ima 3 krute faze: α , γ i δ .

Faze željeza

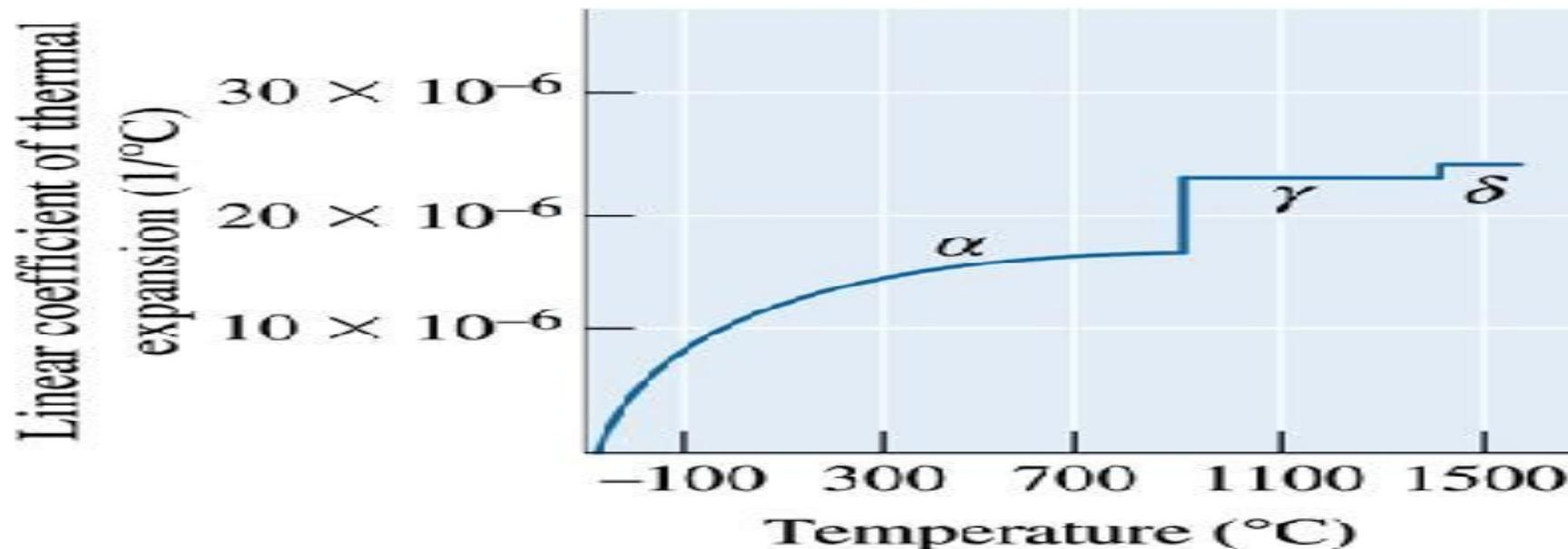
Željezo ima 3 krute faze: α , γ i δ .



Toplinski koeficijenti i magnetizam se naglo mijenjaju u fazi α željeza kod temperature od oko 750°C i opet kod promjene faze $\alpha \rightarrow \gamma$ na oko 950°C

Faze željeza

Željezo ima 3 krute faze: α , γ i δ .



Prilikom prelaska iz faze α u fazu γ i iz faze γ u δ koeficijent rastezanja se skokovito mijenja.

Faze željeza

Željezo ima 3 krute faze: α , γ i δ .

Kad se čelik zagrije do temperature 1000°C (faza γ) njegov se strukturalni integritet reducira na oko 10% integreteta koji je imao do 900°C (faza α).



Trojna linija i točka

Slijedeći primjer za jedan spoj: $m = 1$ je:

Trojna linija i točka

Slijedeći primjer za jedan spoj: $m = 1$ je:

$$m = 1 \quad & \quad \pi = 3 \quad \Rightarrow \quad F = 0$$

Trojna linija i točka

Slijedeći primjer za jedan spoj: $m = 1$ je:

$$m = 1 \quad & \quad \pi = 3 \quad \Rightarrow \quad F = 0$$

Dakle, kad su prisutne sve tri faze, onda su za mogući volumen fiksirani i tlak p i temperatura T . To je tzv. *trojna linija u pVT dijagramu* (v. str. 62), odnosno *trojna točka u pT dijagramu* (v. str. 63).

Trojna linija i točka

Slijedeći primjer za jedan spoj: $m = 1$ je:

$$m = 1 \quad & \quad \pi = 3 \quad \Rightarrow \quad F = 0$$

Dakle, kad su prisutne sve tri faze, onda su za mogući volumen fiksirani i tlak p i temperatura T . To je tzv. *trojna linija u pVT dijagramu* (v. str. 62), odnosno *trojna točka u pT dijagramu* (v. str. 63).

Postoji samo jedan jedini element od svih poznatih elemenata i spojeva koji nema trojnu točku: helij

Latentna toplina

Još jedan važan primjer:

Latentna toplina

Još jedan važan primjer:

$$m = 1 \quad \& \quad \pi = 2 \quad \Rightarrow \quad F = 1$$

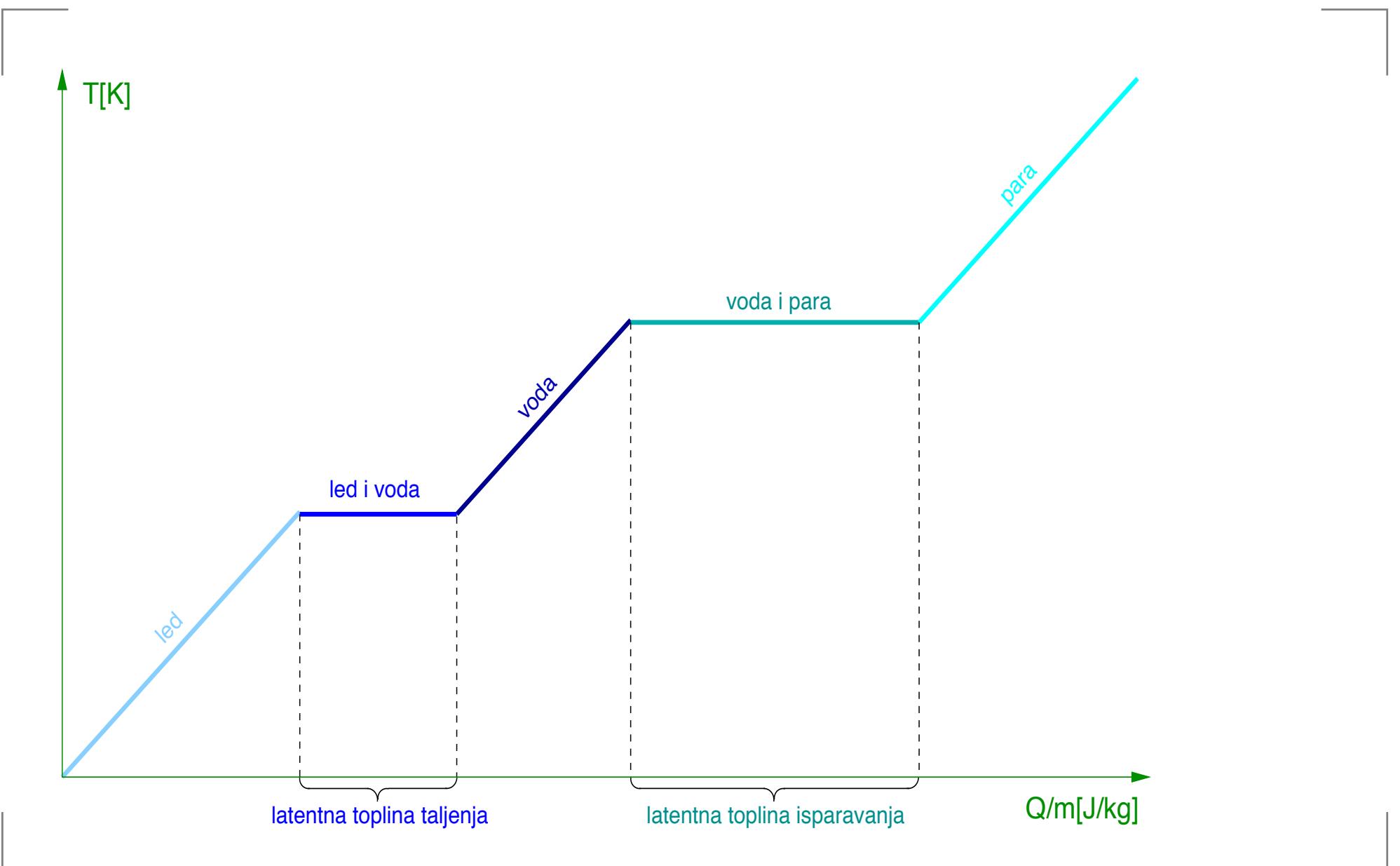
Latentna toplina

Još jedan važan primjer:

$$m = 1 \quad & \quad \pi = 2 \quad \Rightarrow \quad F = 1$$

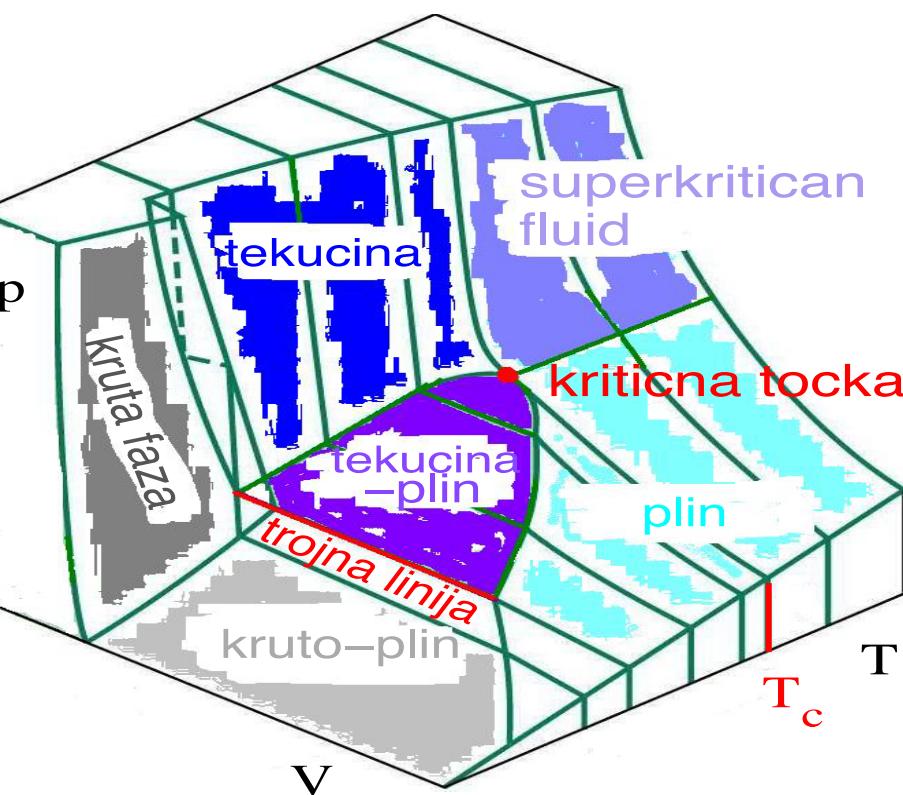
Dakle, kad su prisutne dvije faze, onda imamo samo jedan stupanj slobode: možemo, npr., odabrati proizvoljan tlak, ali time automatski određujemo temperaturu T . Ako se, npr., volumen kod isparavanja ili sublimacije ili taljenja mijenja tako da održava odabrani tlak, onda temperatura kod takvog konstantnog tlaka također mora ostati konstantna. Slijedi da tada dovođenje topline ne podiže temperaturu već samo mijenja masu jedne faze s obzirom na drugu—to je, tzv., *latentna toplina* — v. str. 61.

T-Q dijagram za vodu



pVT 3D diagrami

Odnos molarnog volumena prema tlaku i temperaturi za različite tvari prikazujemo 3D pVT dijagramima:

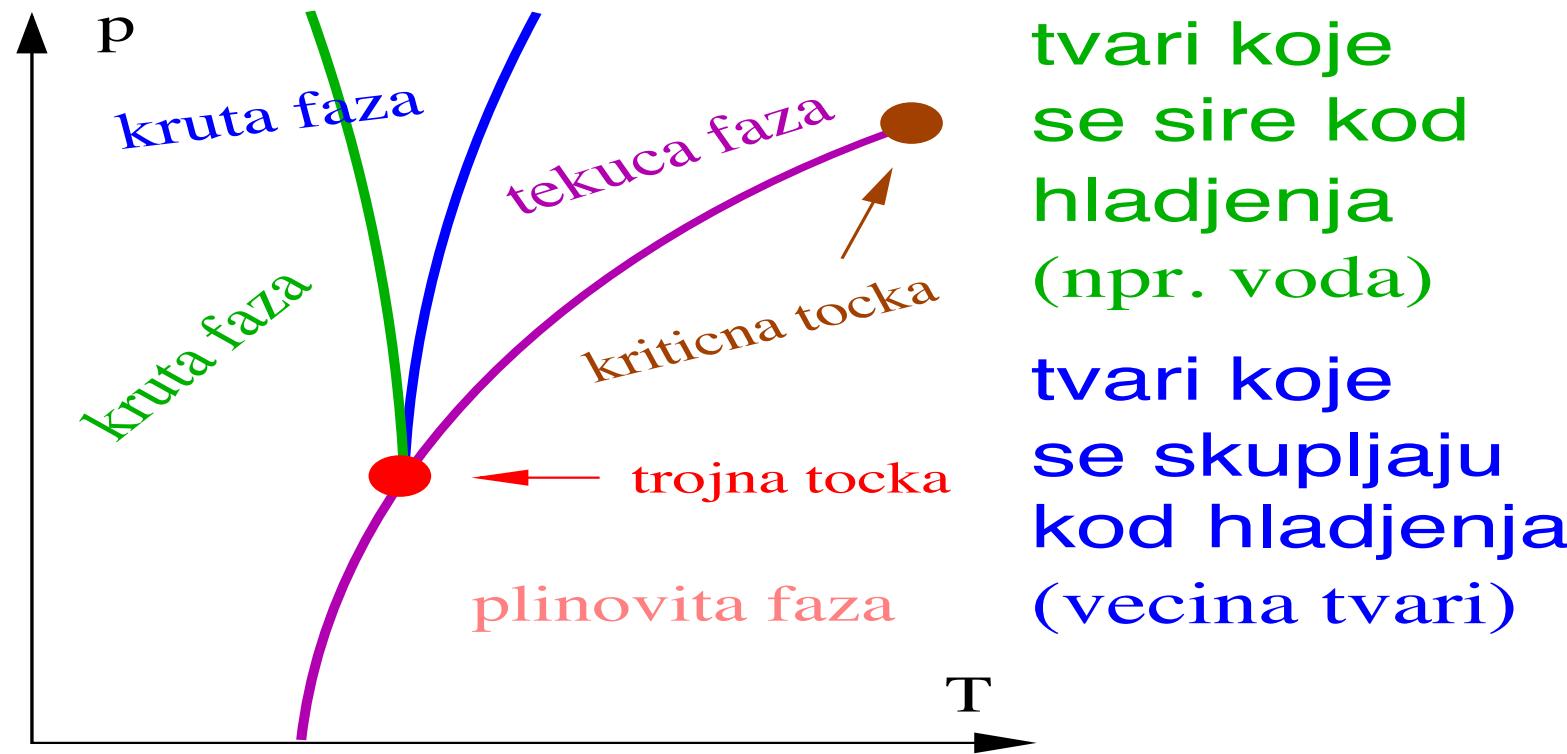


superkritičan fluid je onaj koji se nikakvim tlakom ne može ukapljiti

kritična točka je posljednja točka koegzistencije tekuće i plinovite faze na najvišoj temperaturi T_c

pT diagrami

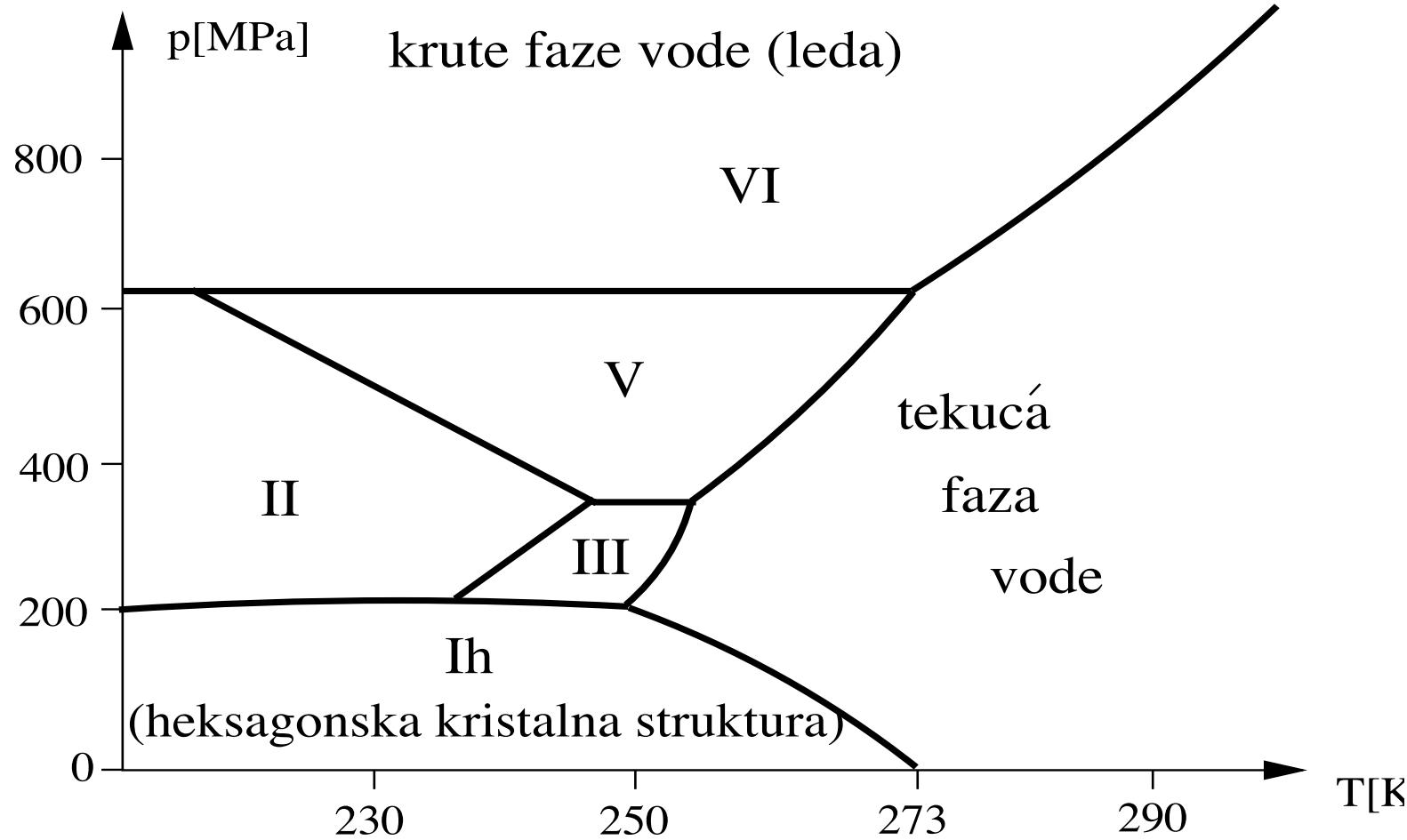
Pojedina svojstva tvari se bolje vide na pT diagramima



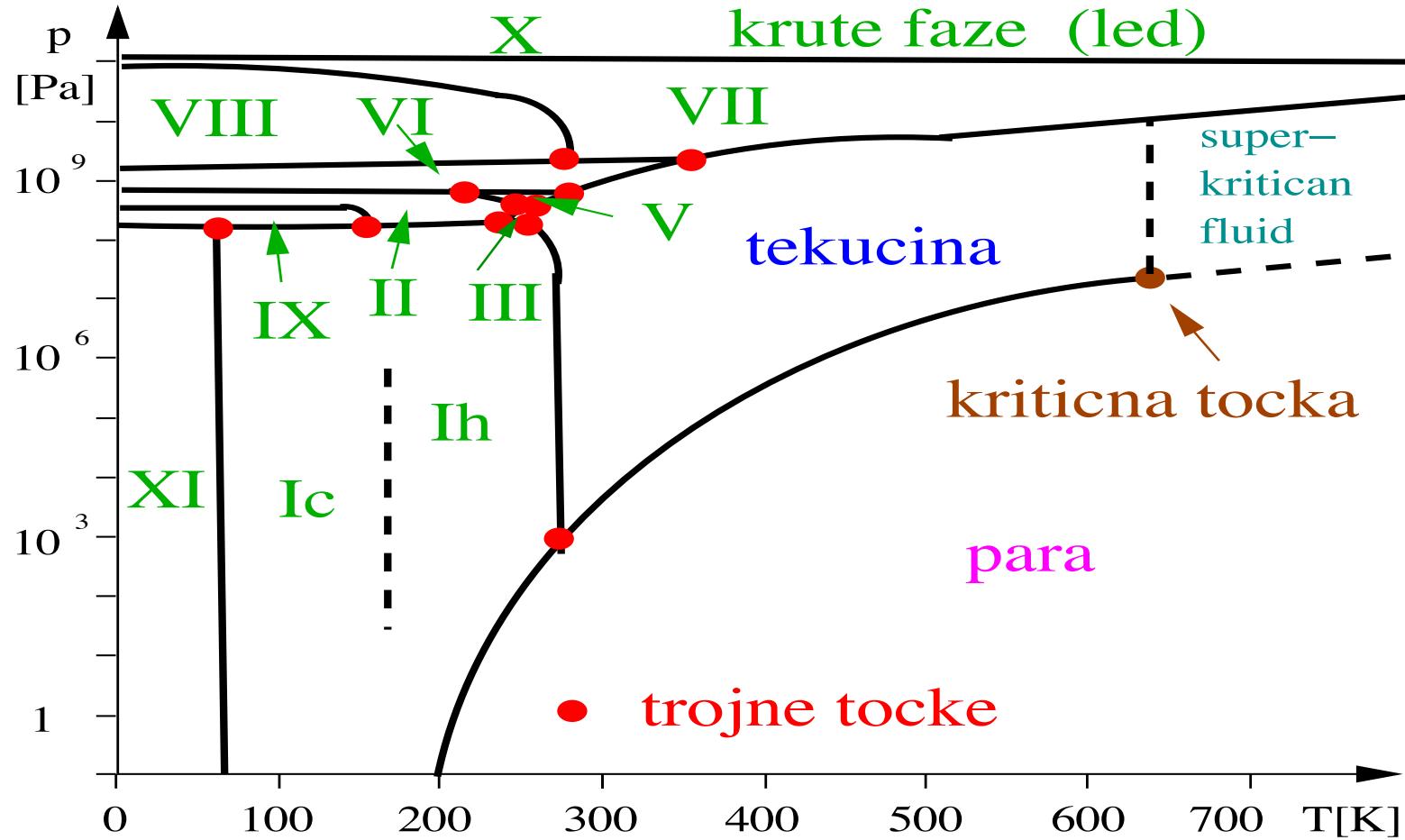
tvari koje
se sire kod
hladjenja
(npr. voda)

tvari koje
se skupljaju
kod hladjenja
(vecina tvari)

pT diagram vode

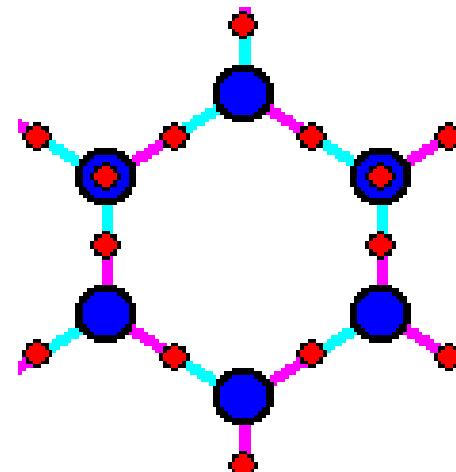
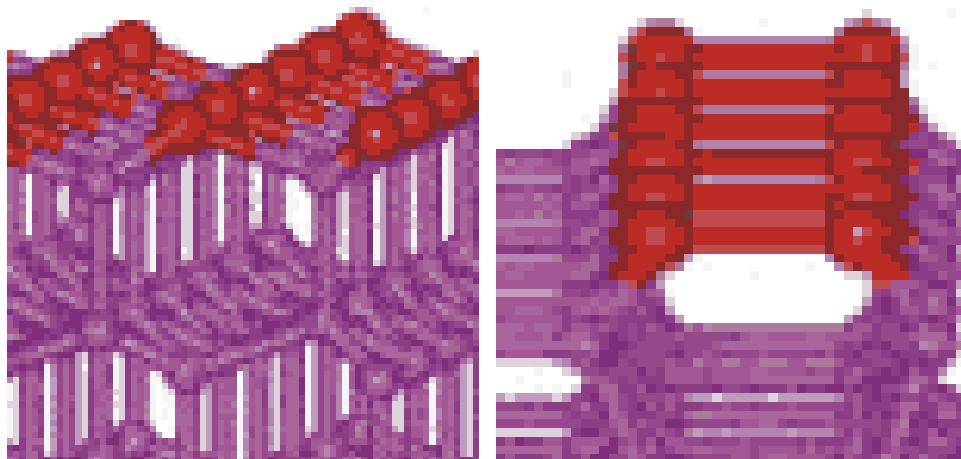


Krute faze vode



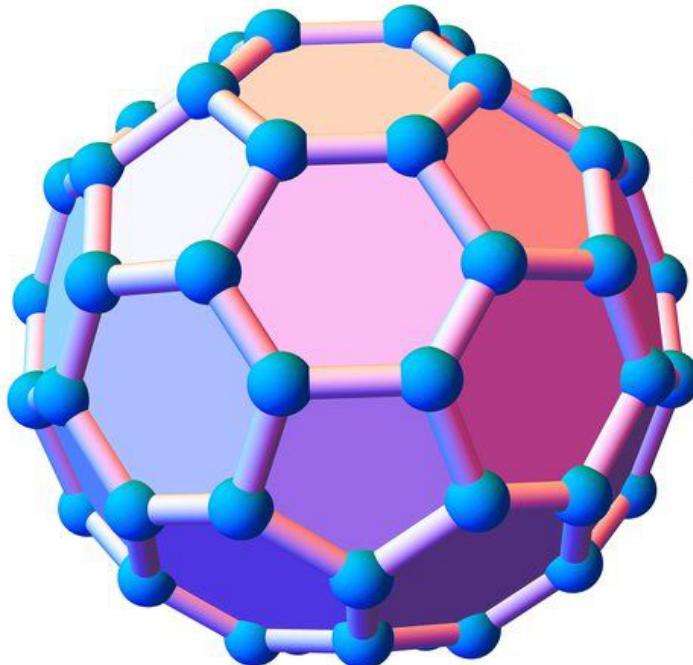
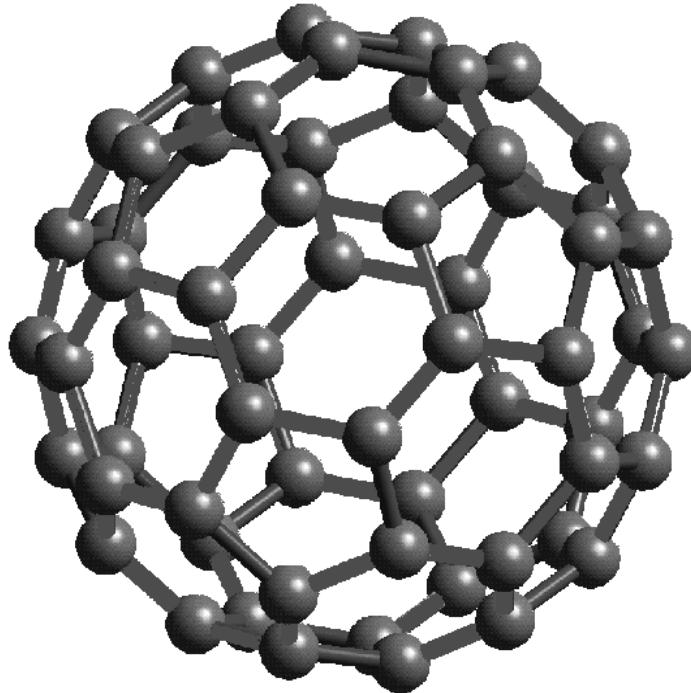
Krute faze vode

Ih faza leda ima veći volumen i manju specifičnu gustoću od (tekuće faze) vode zbog svog heksagonalnog oblika (“rupa” u sredini) koji nastaje zahvaljujući tzv. vodikovoj vezi (jaka dipol-dipol interakcija između susjednih H_2O molekula—svijetloplave veze na trećoj slici).



Krute faze ugljika (1)

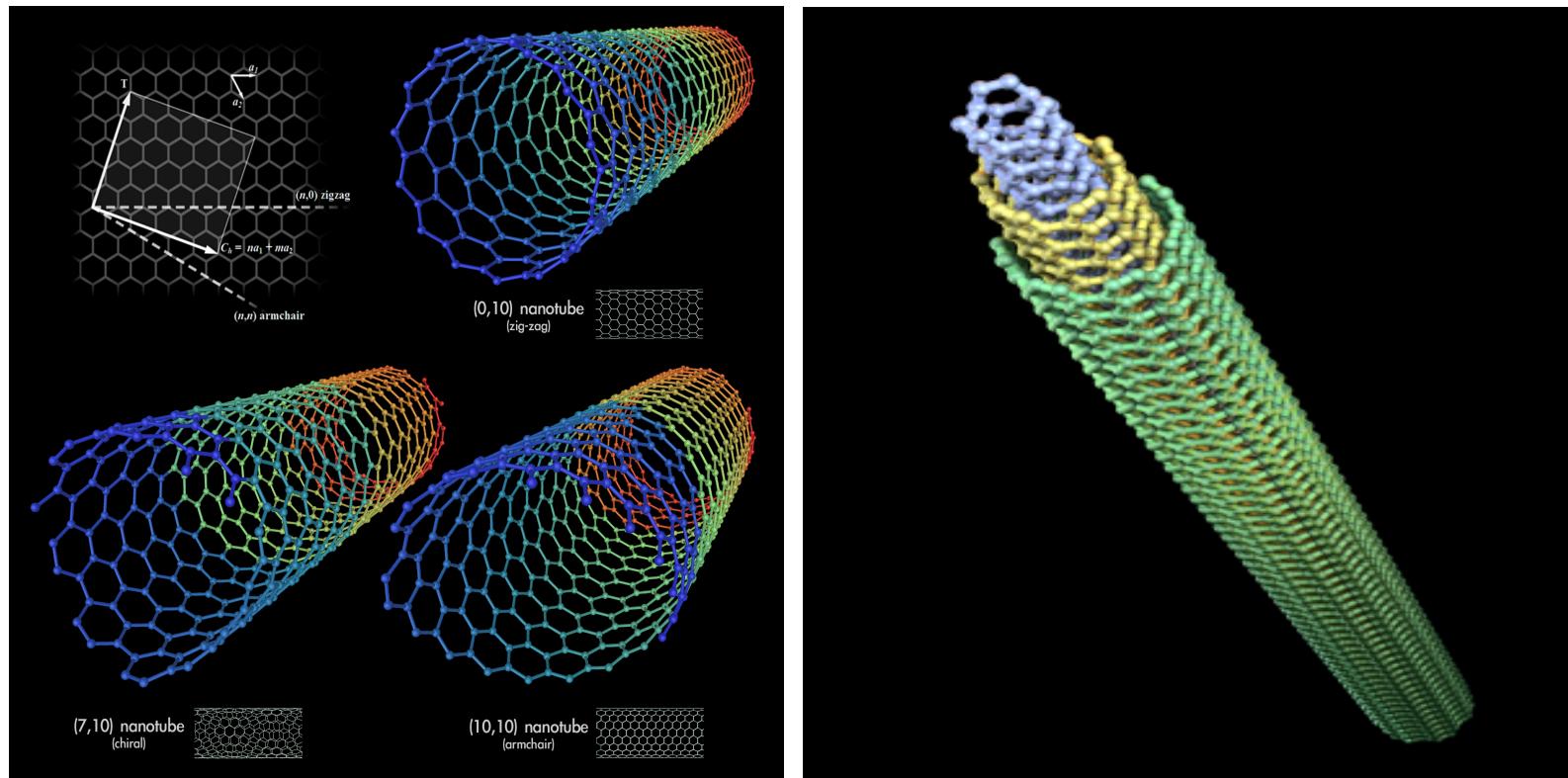
Krute faze se još nazivaju *alotropima*. Vizuelno najpoznatiji je vjerojatno Buckminsterfullerene allotrop ugljika.



SCIENCEPHOTOLIBRARY

Krute faze ugljika (2)

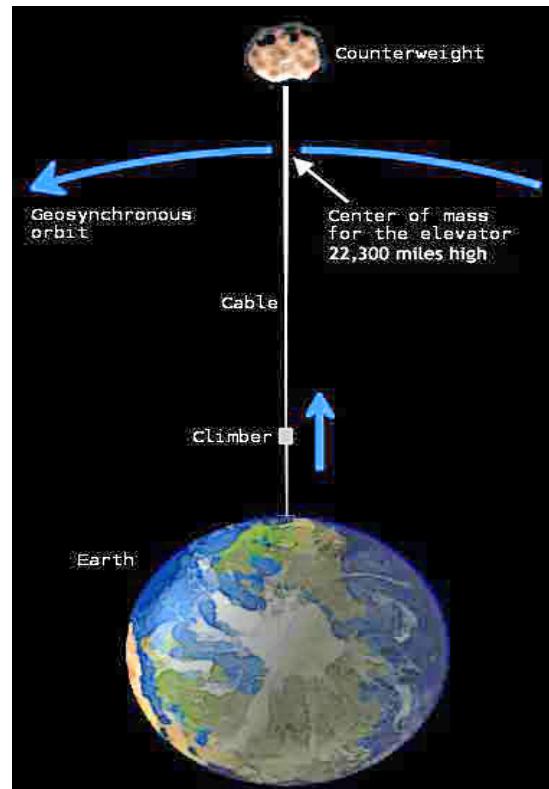
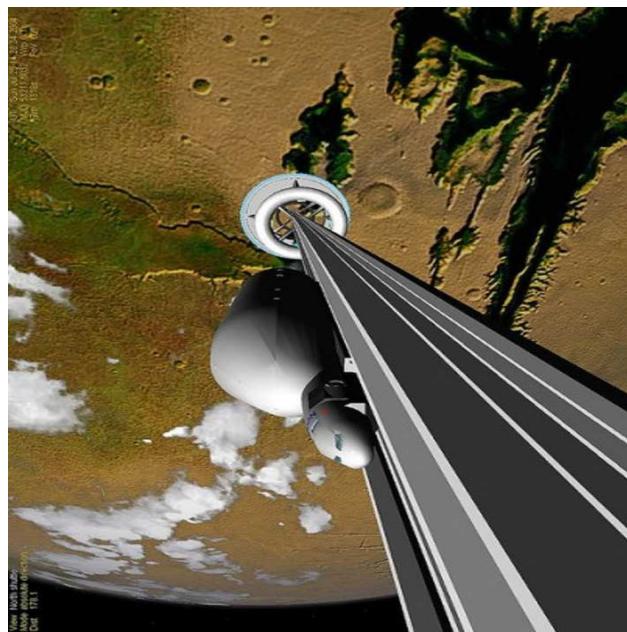
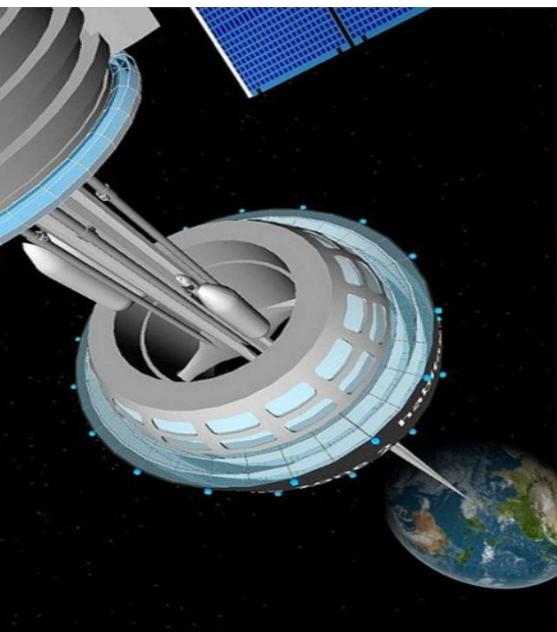
Sljedeći allotrop ugljika je *ugljikova nano cijev* (carbon nano tube, CNT).



http://www.bibliotecapleyades.net/luna/esp_lunaiapetus05.htm

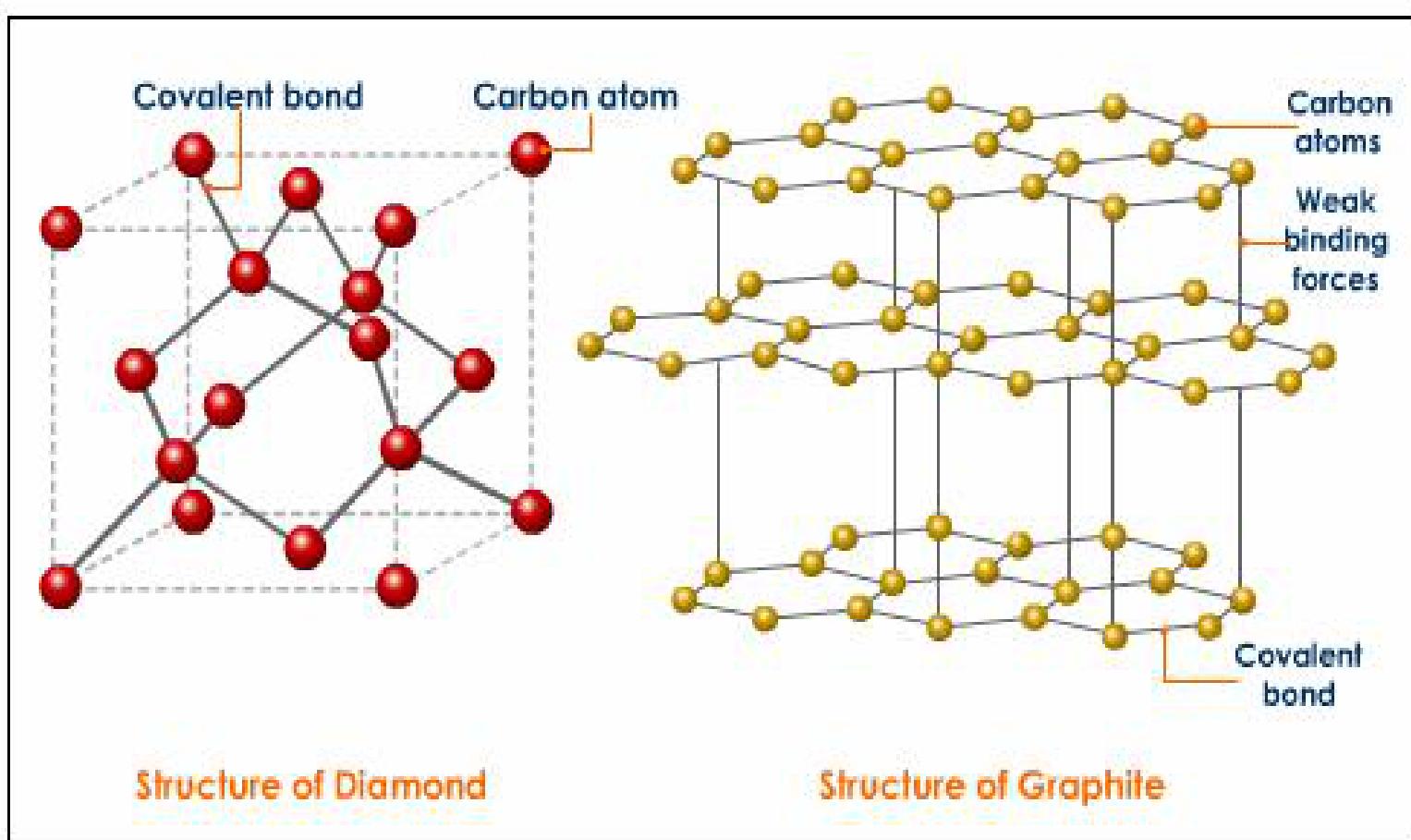
Krute faze ugljika (3)

Poznat po proračunima za orbitalnu stanicu u geosinhronoj orbiti. <http://wordlesstech.com/2011/01/04/space-elevator-from-carbon-nanotubes/>



Krute faze ugljika (4)

Dva klasična allotropa, <http://wn.com/allotrope>



Svojstva alotropa ugljika

Svojstva 4 alotropa ugljika

	DIAMOND	GRAPHITE	C₆₀	CNTs
Color	Colorless ¹	Steel black to grey ¹	Black solid / Magenta in solution	black
Density (g/cm³)	3.515 ^{2,5}	1.9-2.3 ⁵	1.69 ⁵	1.33-1.4 ⁸
Specific Gravity	3.52 ³	2.2 ⁴	1.7-1.9 ⁷	2
Hardness (Moh's Scale)	10 ¹	1-2 ¹	1-2	1-2
Melting Point (°C)	3550 ⁵	3652 – 3697 ⁵	>800 (sublimes) ⁶	<i>Similar to graphite</i>
Boiling Point (°C)	4827 ⁵	4200 ⁵	n/a	n/a
Electrical Conductivity	Insulator ¹	Conductor ¹	Semi-conductor ⁶	Conductor to semi-conductor ¹
Hybridization	sp ³ - tetrahedral ¹	sp ² – trigional planar ¹	sp ² – trigional planar	sp ² – trigional planar ¹
Crystal Shape and/or Structure	Cubic ¹	Tabular ¹	Truncated icosahedron ¹	Cylindrical ¹

Alotropi željeza (1)

Kad se rastopljeno željezo haldi ono se prvo kristalizira u prostorno centriranu kubičnu rešetku na temperaturi od 1538° C . To je δ alotrop ili δ faza željeza.

Alotropi željeza (1)

Kad se rastopljeno željezo haldi ono se prvo kristalizira u prostorno centriranu kubičnu rešetku na temperaturi od 1538° C . To je δ allotrop ili δ faza željeza.

Kad se dalje haldi, kristalna struktura se mijenja u plošno centrirarnu kubičnu rešetku na 1394° C . γ allotrop (faza) željeza.

Alotropi željeza (1)

Kad se rastopljeno željezo haldi ono se prvo kristalizira u prostorno centriranu kubičnu rešetku na temperaturi od 1538° C . To je δ alotrop ili δ faza željeza.

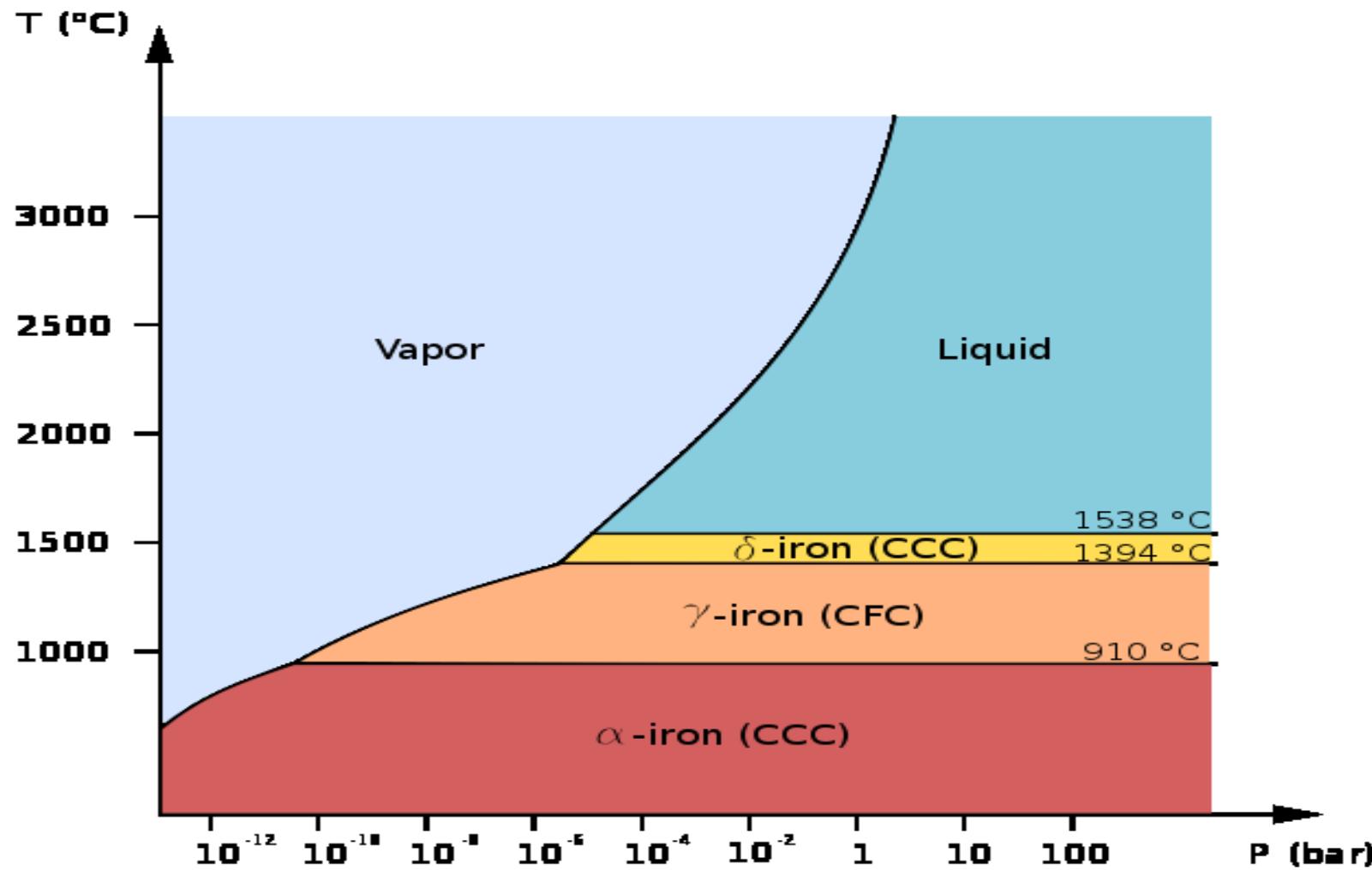
Kad se dalje haldi, kristalna struktura se mijenja u plošno centrirarnu kubičnu rešetku na 1394° C . γ alotrop (faza) željeza.

Na kraju se kristalna struktura ponovo mijenja u prostorno centrirarnu kubičnu rešetku na 912° C . α alotrop (faza) željeza.

Na 770° C (*Curieova točka*) željezo postaje magnetično.

Alotropi željeza (2)

Dijagram alotropa.



Vodenje topline

U promjeni faza i promjeni temperatura faza tvari, a time i u razvoju požara, bitnu ulogu igra vođenje topline. Tri su načina vođenja topline:

Vodenje topline

U promjeni faza i promjeni temperatura faza tvari, a time i u razvoju požara, bitnu ulogu igra vođenje topline. Tri su načina vođenja topline:

- kondukcijom

Vodenje topline

U promjeni faza i promjeni temperatura faza tvari, a time i u razvoju požara, bitnu ulogu igra vođenje topline. Tri su načina vođenja topline:

- kondukcijom
- konvekcijom

Vodenje topline

U promjeni faza i promjeni temperatura faza tvari, a time i u razvoju požara, bitnu ulogu igra vođenje topline. Tri su načina vođenja topline:

- kondukцијом
- konвекцијом
- радијацијом (зрачењем)

Energija u prijelazu

Toplinska kondukcija je spontani prijenos energije kroz materijal iz područja više u područje niža temperature pri čemu se međusobni položaj područja unutar materijala ili ne mijenja (kruta tijela) ili neznatno mijenja (tekućine i plinovi pod posebnim uvjetima).

Energija u prijelazu

Toplinska kondukcija je spontani prijenos energije kroz materijal iz područja više u područje niža temperature pri čemu se međusobni položaj područja unutar materijala ili ne mijenja (kruta tijela) ili neznatno mijenja (tekućine i plinovi pod posebnim uvjetima).

Prijenos topline zasniva se na molekularnom gibanju i za neke materijale (vodiče) još i na gibanju slobodnih elektrona.

Energija \leftrightarrow temperatura

Pri tome se kinetička energija molekula smanjuje od područja više prema području niže temperature zbog međusobnih nepotpuno elastičnih sudara molekula (i elektrona).

Energija \leftrightarrow temperatura

Pri tome se kinetička energija molekula smanjuje od područja više prema području niže temperature zbog međusobnih nepotpuno elastičnih sudara molekula (i elektrona).

Za idealni plin, toplinska vodljivost (λ) je proporcionalna prosječnoj molekularnoj brzini (v), srednjem slobodnom putu (l) i molarnom toplinskom kapacitetu (C): $\lambda = \frac{1}{3}Cvl$.

Energija \leftrightarrow temperatura

Pri tome se kinetička energija molekula smanjuje od područja više prema području niže temperature zbog međusobnih nepotpuno elastičnih sudara molekula (i elektrona).

Za idealni plin, toplinska vodljivost (λ) je proporcionalna prosječnoj molekularnoj brzini (v), srednjem slobodnom putu (l) i molarnom toplinskom kapacitetu (C): $\lambda = \frac{1}{3}Cvl$.

U krutim materijalima, toplina se prenosi valovima vibracija kristalne rešetke (fononima) i slobodnim elektronima (u vodičima). Slobodni elektroni iz područja viših temperatura prelaze u područje nižih temperatura gdje se dio njihove kinetičke energije prenosi na atome zbog sudara s fononomima. Ovdje govorimo o interakciji individualnog (elektrona) i kolektivnog (molekula; vibracije) gibanja. Kod vodiča se većina energije prenosi elektronima, a kod toplinskih izolatora fononima.

Energija \leftrightarrow temperatura

Pri tome se kinetička energija molekula smanjuje od područja više prema području niže temperature zbog međusobnih nepotpuno elastičnih sudara molekula (i elektrona).

Za idealni plin, toplinska vodljivost (λ) je proporcionalna prosječnoj molekularnoj brzini (v), srednjem slobodnom putu (l) i molarном toplinskom kapacitetu (C): $\lambda = \frac{1}{3}Cvl$.

U krutim materijalima, toplina se prenosi valovima vibracija kristalne rešetke (fononima) i slobodnim elektronima (u vodičima). Slobodni elektroni iz područja viših temperatura prelaze u područje nižih temperatura gdje se dio njihove kinetičke energije prenosi na atome zbog sudara s fononomima. Ovdje govorimo o interakciji individualnog (elektrona) i kolektivnog (molekula; vibracije) gibanja. Kod vodiča se većina energije prenosi elektronima, a kod toplinskih izolatora fononima.

Uočimo važnu razliku između toplinske i električne vodljivosti. Električna vodljivost raste kad temperatura pada jer tada vibracije molekula manje "smetaju" gibanju elektrona (sjetimo se supravodljivosti blizu absolutne nule). Toplinska vodljivost, naprotiv, raste s temperaturom, tj. prosječnom energijom molekula koja rezultira povećanim prijenosom topline.

Toplina ↔ temperatura

Unutrašnja energija svakog područja u materijalu je proporcionalna temperaturi (v. str. 10, 12).

Toplina \leftrightarrow temperatura

Unutrašnja energija svakog područja u materijalu je proporcionalna temperaturi (v. str. 10, 12). Fourierov zakon

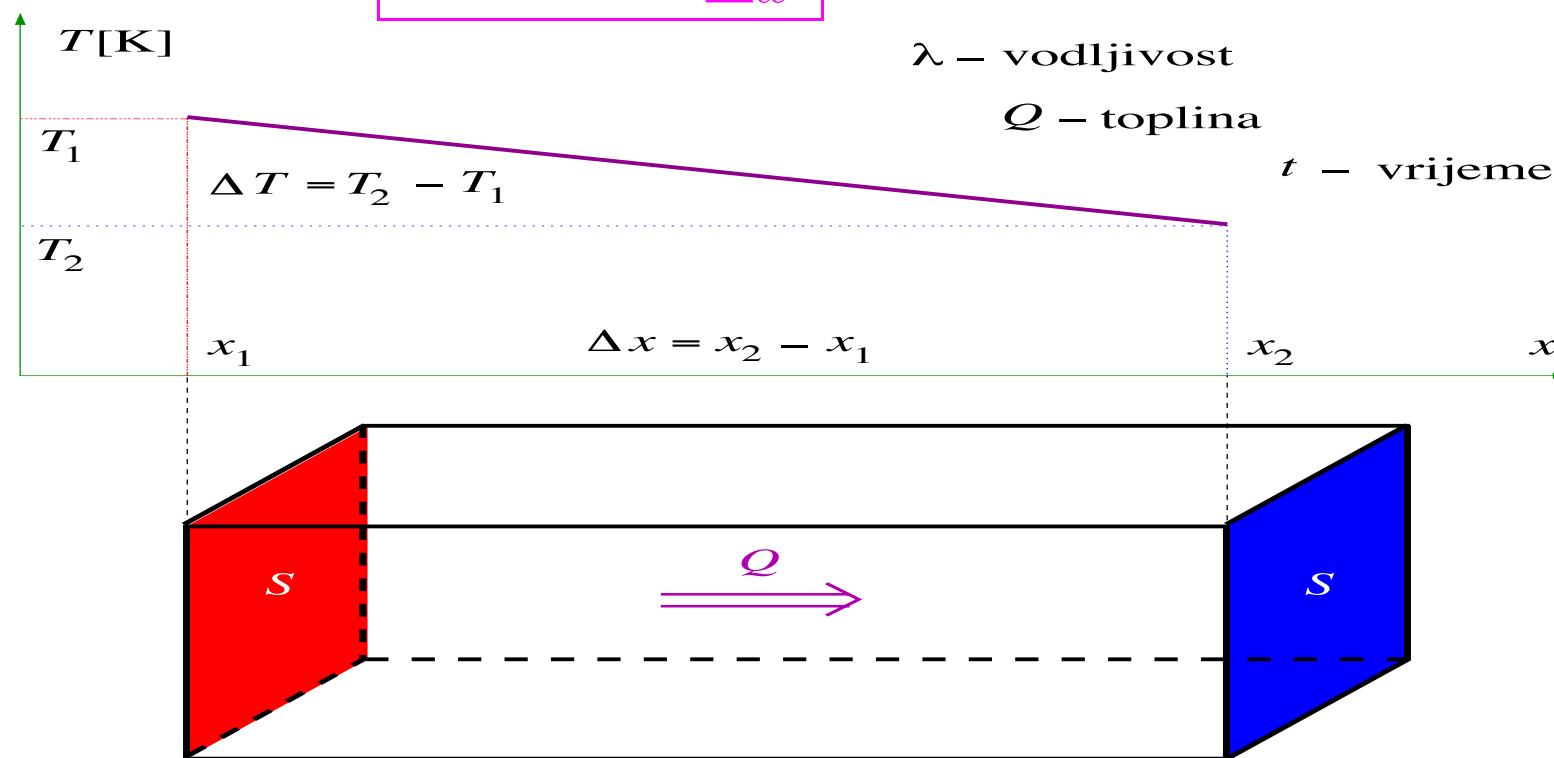
kondukcije:

$$Q = -\lambda St \frac{\Delta T}{\Delta x} \quad (19)$$

Toplina \leftrightarrow temperatura

Unutrašnja energija svakog područja u materijalu je proporcionalna temperaturi (v. str. 10, 12). Fourierov zakon

kondukcije:
$$Q = -\lambda St \frac{\Delta T}{\Delta x} \quad (19)$$



Konduksijski otpor

Fourierov zakon kondukcije u 3D:

$$\vec{Q} = -\lambda S \text{grad} T \quad (20)$$

(ireverzibilni disipativni proces)

Konduksijski otpor

Fourierov zakon kondukcije u 3D:

$$\vec{Q} = -\lambda S t \text{grad} T \quad (20)$$

(ireverzibilni disipativni proces)

Jednadžba (19) se može napisati kao:

$$Q = \frac{T_1 - T_2}{R} t \quad (21)$$

Konduksijski otpor

Fourierov zakon kondukcije u 3D:

$$\vec{Q} = -\lambda S \text{grad} T \quad (20)$$

(ireverzibilni disipativni proces)

Jednadžba (19) se može napisati kao:

$$Q = \frac{T_1 - T_2}{R} t \quad (21)$$

$R = \frac{\Delta x}{\lambda S}$ nazivamo toplinskim otporom kondukcije.

Konvekcija

Konvekcija je primarni oblik prijenosa topline kod požara. To je spontani ili prisilni prijenos topline kroz fluid (tekućina, plin) strujanjem fluida.

Konvekcija

Konvekcija je primarni oblik prijenosa topline kod požara. To je spontani ili prisilni prijenos topline kroz fluid (tekućina, plin) strujanjem fluida.

Newtonov zakon konvekcije:

$$Q = hSt\Delta T = hS(T_1 - T_2)t \quad (22)$$

gdje su h – konvekcijski toplinski koeficijent, S – promatrana površina čvrste plohe uz koju struji fluid i kroz koju ulazi (izlazi) toplina, T_1, T_2 temperature fluida neposredno uz promatrano čvrstu plohu i daleko od nje, t – vrijeme prijenosa topline.

Konvekcija

Konvekcija je primarni oblik prijenosa topline kod požara. To je spontani ili prisilni prijenos topline kroz fluid (tekućina, plin) strujanjem fluida.

Newtonov zakon konvekcije:

$$Q = hSt\Delta T = hS(T_1 - T_2)t \quad (22)$$

gdje su h – konvekcijski toplinski koeficijent, S – promatrana površina čvrste plohe uz koju struji fluid i kroz koju ulazi (izlazi) toplina, T_1, T_2 temperature fluida neposredno uz promatrano čvrstu plohu i daleko od nje, t – vrijeme prijenosa topline.

Konvekcijski otpor

Slično Fourierovom zakonu kondukcije (21), Newtonov zakon konvekcije (22) se može napisati kao:

$$Q = \frac{T_1 - T_2}{R} t \quad (23)$$

Konvekcijski otpor

Slično Fourierovom zakonu kondukcije (21), Newtonov zakon konvekcije (22) se može napisati kao:

$$Q = \frac{T_1 - T_2}{R} t \quad (23)$$

$R = \frac{1}{hS}$ nazivamo toplinskim otporom konvekcije.

Konvekcijski otpor

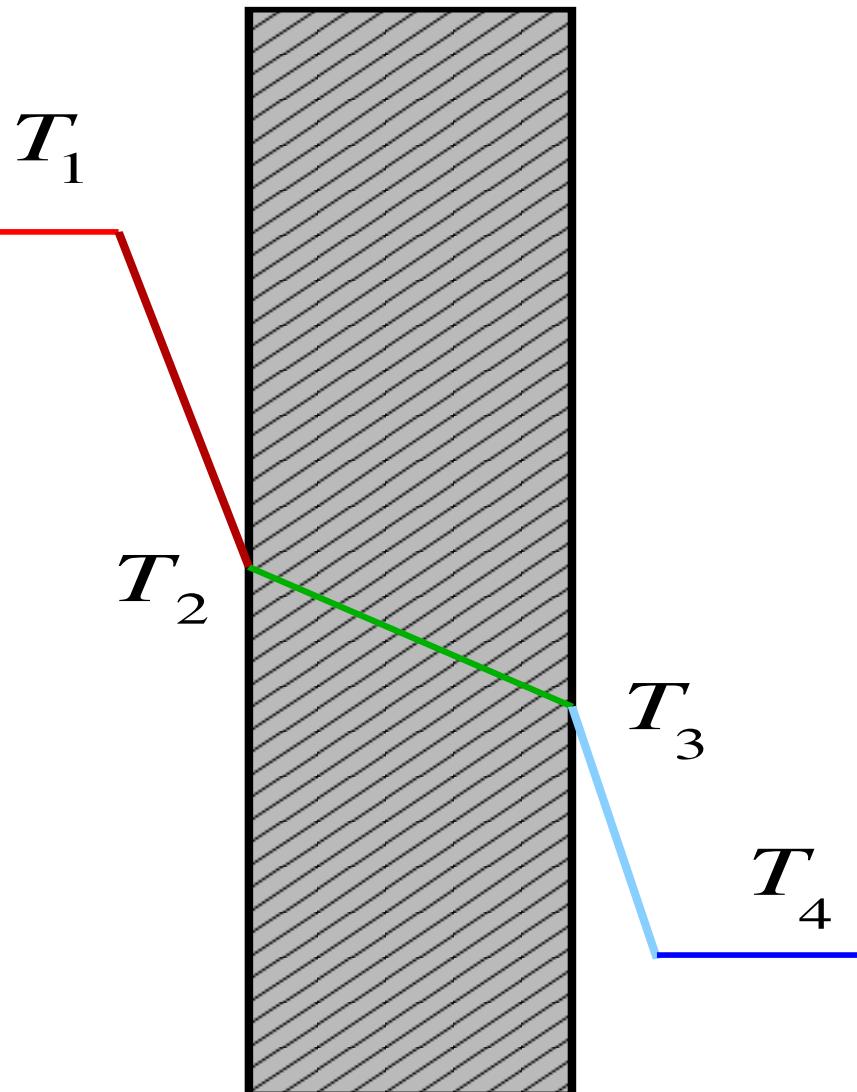
Slično Fourierovom zakonu kondukcije (21), Newtonov zakon konvekcije (22) se može napisati kao:

$$Q = \frac{T_1 - T_2}{R} t \quad (23)$$

$R = \frac{1}{hS}$ nazivamo toplinskim otporom konvekcije.

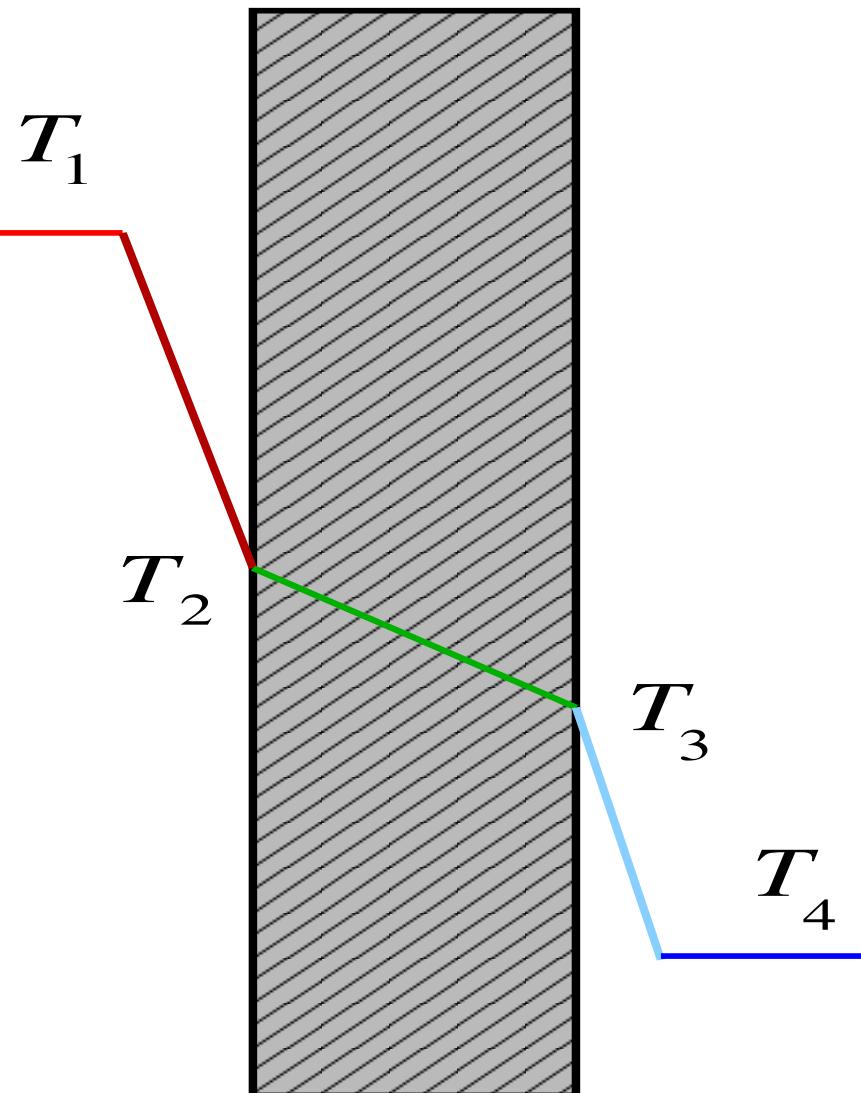
h se dobiva mjerenjem ili se računa kompjuterskim simulacijama; vrijednosti za razne fluide i/ili razne uvjete se razlikuju za nekoliko redova veličine

Kombinacije



Na nižim temperaturama, pa čak i kod požara u zatvorenim prostorima, dovoljno je kombinirati samo konvekciju i kondukciju, za određivanje ukupno prenesene topline.

Kombinacije



Na nižim temperaturama,
pa čak i kod požara u
zatvorenim prostorima,
dovoljno je kombinirati
samo konvekciju i
kondukciju, za
određivanje ukupno
prenesene topline.

Na višim temperaturama
moramo uzeti u
obzir i zračenje

Zračenje crnog tijela

Crno tijelo ne propušta i ne reflektira već samo absorbira upadno zračenje ili se jednostavno grije, a emitira zračenje svih frekvencija.

Zračenje crnog tijela

Crno tijelo ne propušta i ne reflektira već samo absorbira upadno zračenje ili se jednostavno grijе, a emitira zračenje svih frekvencija.

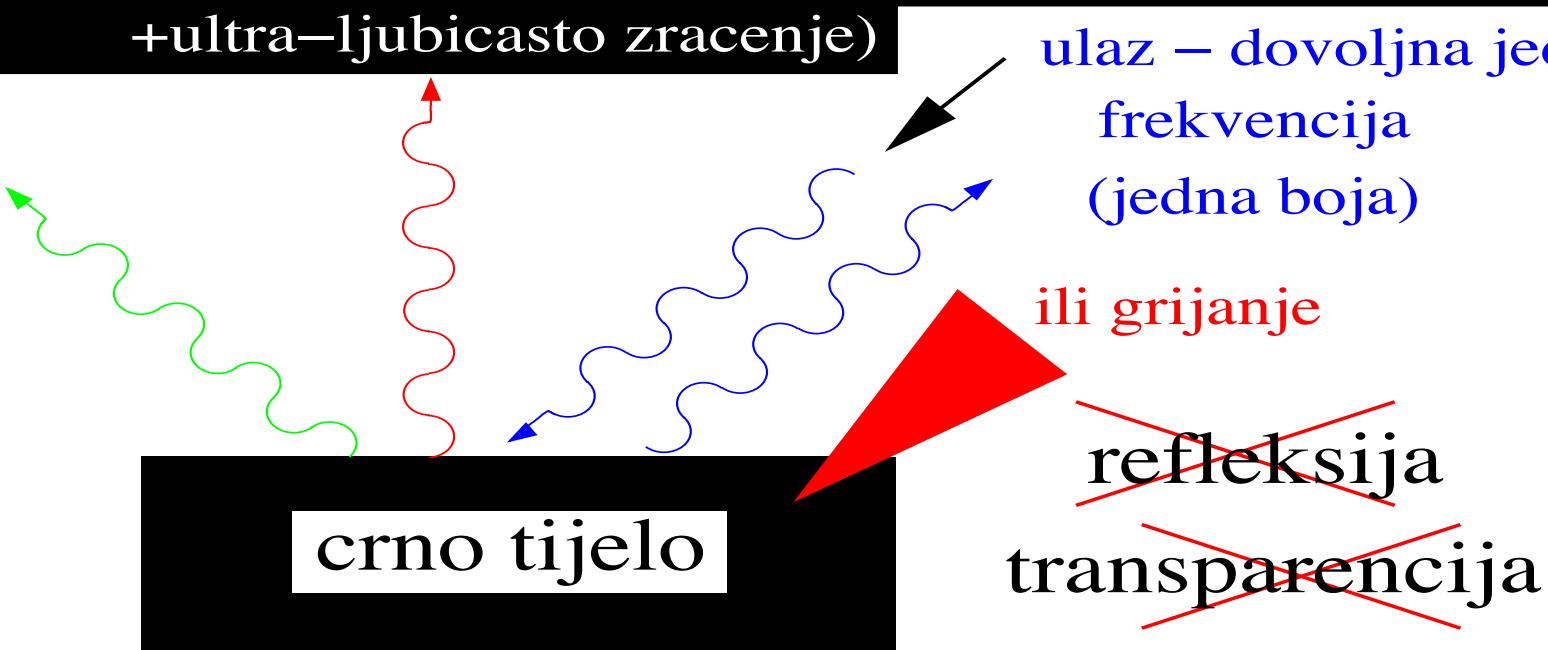
izlaz (zracenje) – sve frekvencije (sve boje + infracrveno
+ultra–ljubicasto zracenje)

ulaz – dovoljna jedna
frekvencija
(jedna boja)

ili grijanje

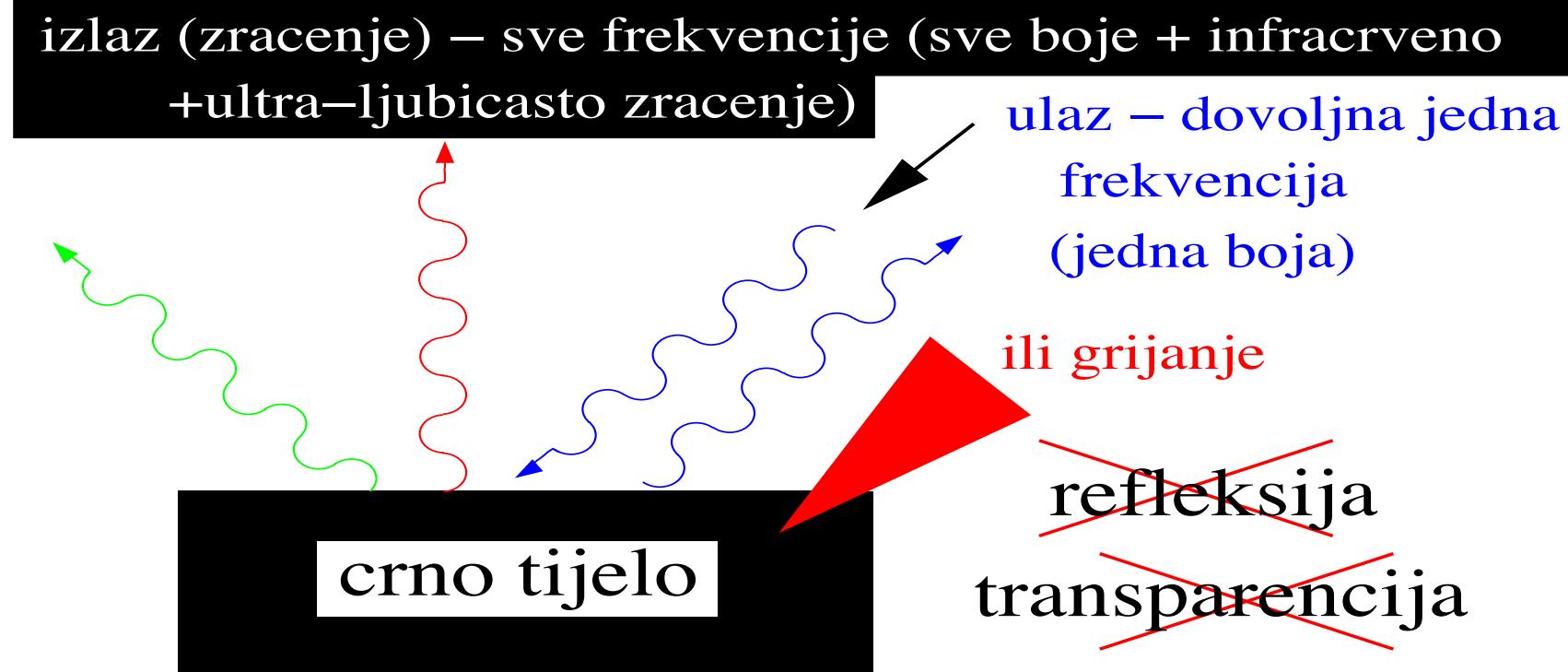
~~refleksija~~

~~transparencija~~



Zračenje crnog tijela

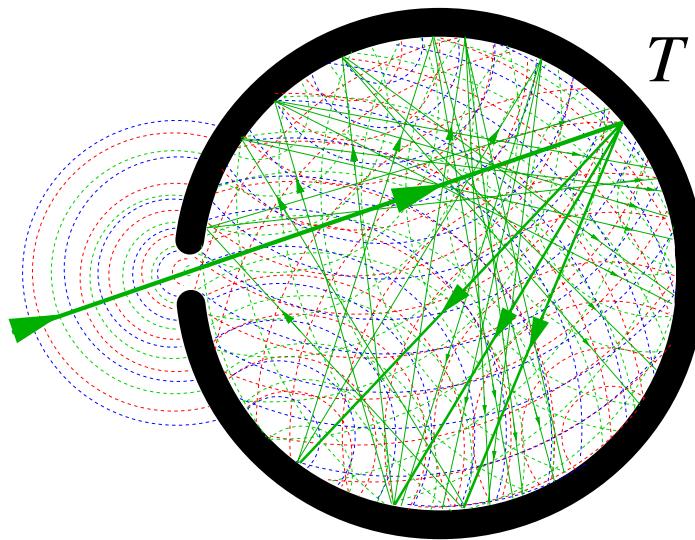
Crno tijelo ne propušta i ne reflektira već samo absorbira upadno zračenje ili se jednostavno grijе, a emitira zračenje svih frekvencija.



Tijelo je u toplinskoj ravnoteži, na konstantnoj temperaturi T

Modeliranje izvora

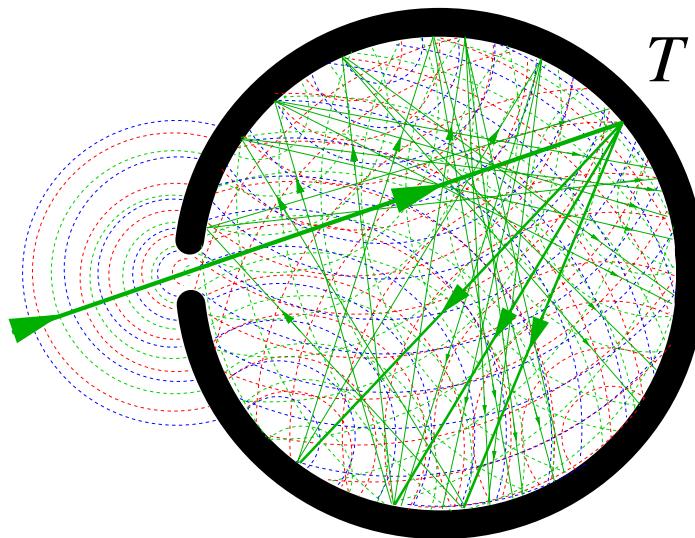
Za praktičnu realizaciju crnog tijela često se koristi šupljina kao ova prikazana na slici.



Svrha ovog oblika je da se maksimalno onemogući refleksija. Ovdje je prikazana ulazna zelena laserska zraka koja održava crno tijelo na temperaturi T . Crno tijelo istovremeno absorbira zelenu lasersku zraku i zrači na svim frekvencijama (u svim bojama).

Modeliranje izvora

Za praktičnu realizaciju crnog tijela često se koristi šupljina kao ova prikazana na slici.



Svrha ovog oblika je da se maksimalno onemogući refleksija. Ovdje je prikazana ulazna zelena laserska zraka koja održava crno tijelo na temperaturi T . Crno tijelo istovremeno absorbira zelenu lasersku zraku i zrači na svim frekvencijama (u svim bojama).

Šupljina će nam ujedno poslužiti kao model izvora zračenja koji će nam omogućiti da lakše izvedemo konačne formule kasnije.

Modeliranje zračenja

U tijelu na temperaturi T atomi imaju određenu prosječnu energiju, što znači da se elektroni u njima stalno ekscitiraju.

Modeliranje zračenja

U tijelu na temperaturi T atomi imaju određenu prosječnu energiju, što znači da se elektroni u njima stalno ekscitiraju. Prilikom njihove deeksitacije atom emitira svjetlost (fotone) točno određenih frekvencija.

Modeliranje zračenja

U tijelu na temperaturi T atomi imaju određenu prosječnu energiju, što znači da se elektroni u njima stalno ekscitiraju. Prilikom njihove deekscitacije atom emitira svjetlost (fotone) točno određenih frekvencija.

Ovo ograničenje na frekvencije koje dozvoljavaju energetski nivoi atoma koristimo za spektralnu identifikaciju vrsta atoma i spojeva prilikom izgaranja—njihova spektralna “legitimacija”.

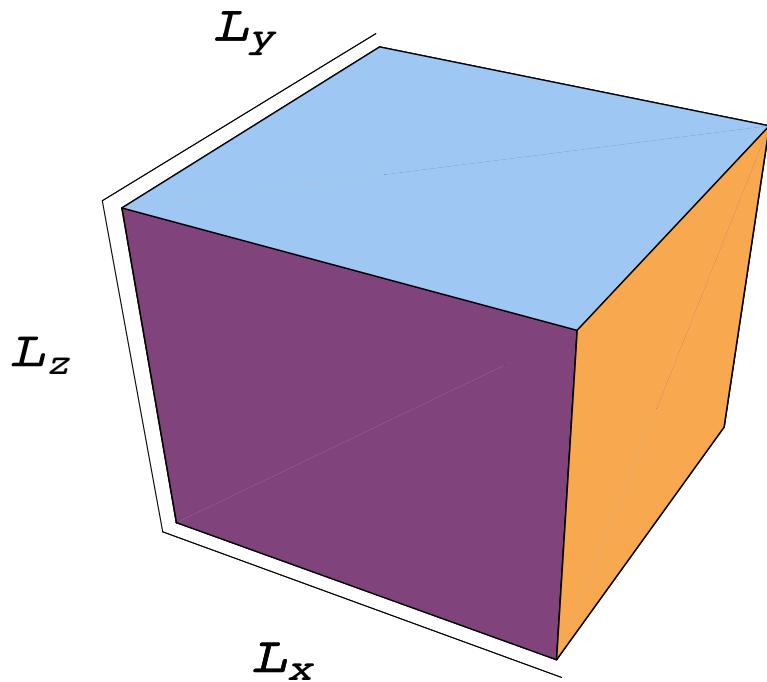
Modeliranje zračenja

U tijelu na temperaturi T atomi imaju određenu prosječnu energiju, što znači da se elektroni u njima stalno ekscitiraju. Prilikom njihove deeksitacije atom emitira svjetlost (fotone) točno određenih frekvencija.

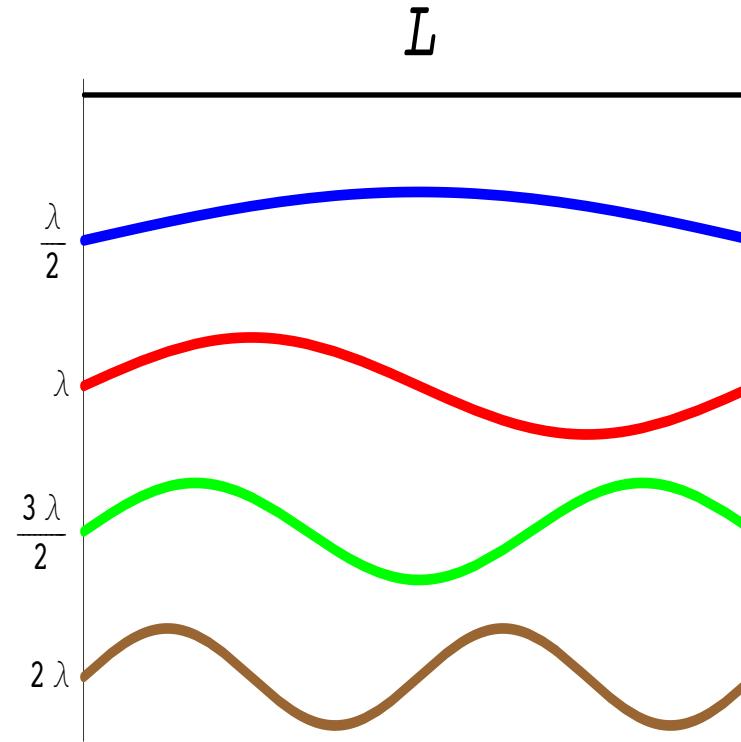
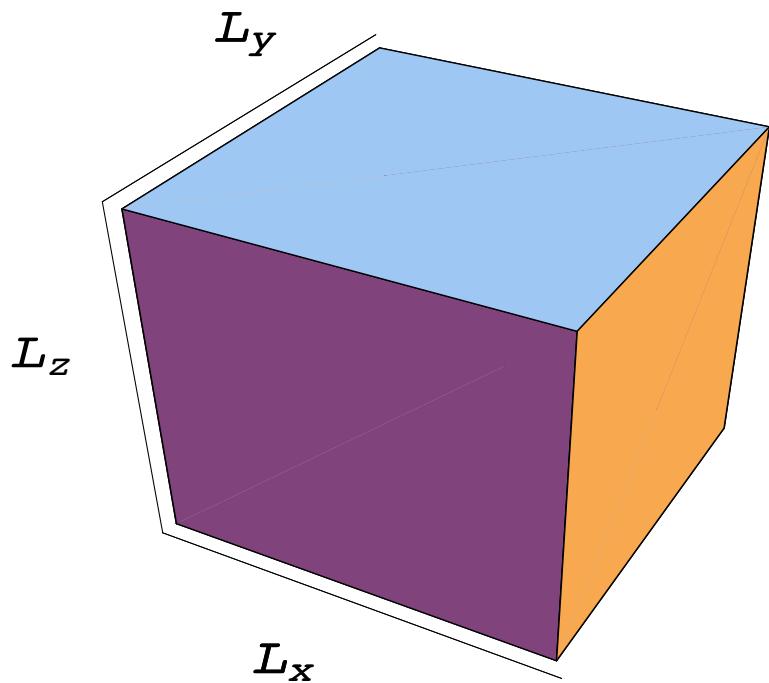
Ovo ograničenje na frekvencije koje dozvoljavaju energetski nivoi atoma koristimo za spektralnu identifikaciju vrsta atoma i spojeva prilikom izgaranja—njihova spektralna “legitimacija”.

Te “kvantizirane” frekvencije simuliramo jednostavnim modelom stojnih valova u kocki s bridovima duljine L .

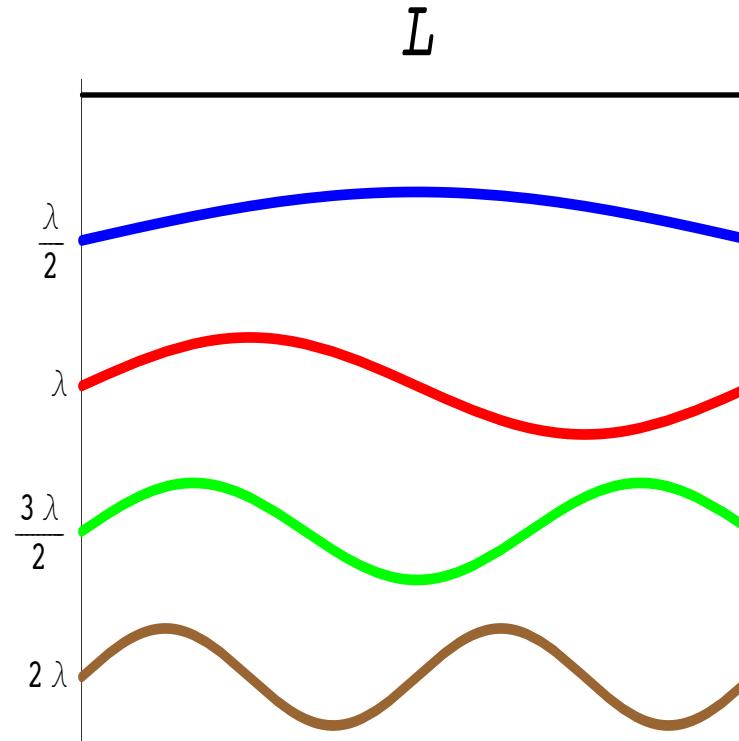
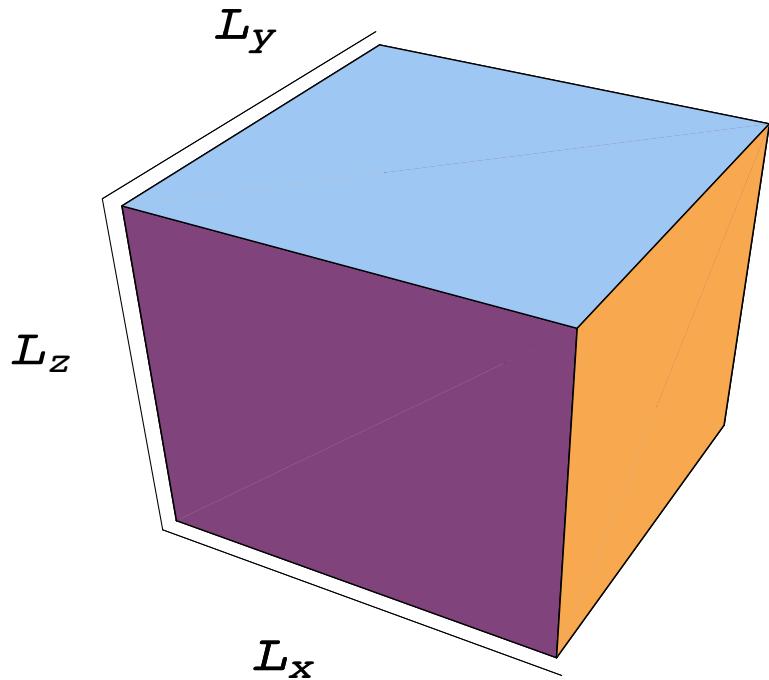
Stojni valovi



Stojni valovi



Stojni valovi



Valne duljine stojnih valova moraju zadovoljavati uvjete:

$$n_x \frac{\lambda}{2} = L_x, \quad n_y \frac{\lambda}{2} = L_y, \quad n_z \frac{\lambda}{2} = L_z, \quad n_x, n_y, n_z = 1, \dots, N$$

Broj stanja fotona

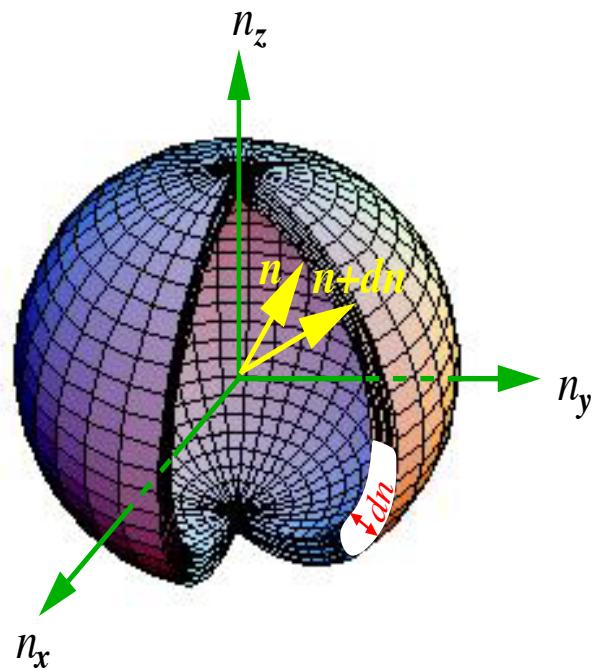
Frekvencija pojedinih stanja (stojnih valova; u materijalu—emitiranih fotona) je:

$$\nu = \frac{ck}{2\pi} = \frac{c}{2L} \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2} = \frac{cn}{2L}$$

Broj stanja fotona

Frekvencija pojedinih stanja (stojnih valova; u materijalu—emitiranih fotona) je:

$$\nu = \frac{ck}{2\pi} = \frac{c}{2L} \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2} = \frac{cn}{2L}$$



Broj stanja između n i $n + dn$, dakle, između ν i $d\nu = \frac{2L}{c}dn$. Volumen ljuške u prvom oktantu je

$$d\mu = \frac{\pi}{2} n^2 dn = \frac{4\pi L^3}{c^3} \nu^2 d\nu$$

(Negativna stanja u ostalim oktantima nemaju fizikalni smisao.)

Ukupan broj stanja

Budući da imamo dvije nezavisne ravnine polarizacije fotona (dva nezavisna stanja), trebamo rezultat pomnožiti s 2 i podijeliti s volumenom L^3 da bismo dobili *ukupan broj fotonskih stanja* u intervalu $d\nu$ po jedinici volumena:

$$\frac{8\pi}{c^3} \nu^2 d\nu = g(\nu) d\nu \quad (24)$$

Ukupan broj stanja

Budući da imamo dvije nezavisne ravnine polarizacije fotona (dva nezavisna stanja), trebamo rezultat pomnožiti s 2 i podijeliti s volumenom L^3 da bismo dobili *ukupan broj fotonskih stanja* u intervalu $d\nu$ po jedinici volumena:

$$\frac{8\pi}{c^3} \nu^2 d\nu = g(\nu) d\nu \quad (24)$$

($g(\nu)$ nazivamo gustoćom broja fotonskih stanja na frekvenciji ν)

Vjerojatnosti energija

Foton ima energiju u smjeru gibanja. Vjerojatnost da će u smjeru x imati energiju dE_x je $dw_x = f(E_x)dE_x$, gdje je f funkcija raspodjele energije. Analogno je $dw_y = f(E_y)dE_y$ i $dw_z = f(E_z)dE_z$.

Vjerojatnosti energija

Foton ima energiju u smjeru gibanja. Vjerojatnost da će u smjeru x imati energiju dE_x je $dw_x = f(E_x)dE_x$, gdje je f funkcija raspodjele energije. Analogno je $dw_y = f(E_y)dE_y$ i $dw_z = f(E_z)dE_z$.

Vjerojatnosti neovisnih događaja se množe, pa je vjerojatnost da foton ima energiju u rasponu $d^3E = dE_x dE_y dE_z$ jednaka $d^3w = dw_x dw_y dw_z = \rho(E) d^3E$, gdje je:

$$\rho(E) = f(E_x)f(E_y)f(E_z) \quad (25)$$

Rastav energije

S druge strane i u relativističkoj i u klasičnoj teoriji mora vrijediti: $E = E_x + E_y + E_z$

Rastav energije

S druge strane i u relativističkoj i u klasičnoj teoriji mora vrijediti: $E = E_x + E_y + E_z$

(U klasičnoj mehanici to slijedi iz oblika za kinetičku energiju: $E = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) = E_x + E_y + E_z$.

Isto dobivamo za relativističku energiju

$$E = m^2v^2c^2 + m_0^2c^2 = m^2c^2(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) + m_0^2c^2.$$

Rastav energije

S druge strane i u relativističkoj i u klasičnoj teoriji mora vrijediti: $E = E_x + E_y + E_z$

(U klasičnoj mehanici to slijedi iz oblika za kinetičku energiju: $E = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) = E_x + E_y + E_z$.

Isto dobivamo za relativističku energiju

$$E = m^2v^2c^2 + m_0^2c^2 = m^2c^2(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) + m_0^2c^2.$$

Funkcija raspodjele energije ima, dakle, i oblik

$$\rho(E) = f(E) = f(E_x + E_y + E_z) \quad (26)$$

Eksponencijalna vjerojatnost

Jedini način da vrijedi i (25) i (26) je da funkcija raspodjele energije imaju eksponencijalni oblik:

$$f(E) = Ce^{-\alpha E}, f(E_x) = C_x e^{-\alpha E_x}, f(E_y) = C_y e^{-\alpha E_y}, f(E_z) = C_z e^{-\alpha E_z}.$$

jer je tada (uz $C = C_x C_y C_z$)

$$f(E) = Ce^{-\alpha E_x - \alpha E_y - \alpha E_z} = C_x e^{-\alpha E_x} C_y e^{-\alpha E_y} C_z e^{-\alpha E_z}.$$

Minus predznak osigurava da je $0 \leq f(E) \leq 1$.

Eksponencijalna vjerojatnost

Jedini način da vrijedi i (25) i (26) je da funkcija raspodjele energije imaju eksponencijalni oblik:

$$f(E) = Ce^{-\alpha E}, f(E_x) = C_x e^{-\alpha E_x}, f(E_y) = C_y e^{-\alpha E_y}, f(E_z) = C_z e^{-\alpha E_z}.$$

jer je tada (uz $C = C_x C_y C_z$)

$$f(E) = Ce^{-\alpha E_x - \alpha E_y - \alpha E_z} = C_x e^{-\alpha E_x} C_y e^{-\alpha E_y} C_z e^{-\alpha E_z}.$$

Minus predznak osigurava da je $0 \leq f(E) \leq 1$.

Tada (25) dobiva oblik

$$\rho(E) = Ce^{-\alpha E} \quad (27)$$

Eksponencijalna vjerojatnost

Jedini način da vrijedi i (25) i (26) je da funkcija raspodjele energije imaju eksponencijalni oblik:

$$f(E) = Ce^{-\alpha E}, f(E_x) = C_x e^{-\alpha E_x}, f(E_y) = C_y e^{-\alpha E_y}, f(E_z) = C_z e^{-\alpha E_z}.$$

jer je tada (uz $C = C_x C_y C_z$)

$$f(E) = Ce^{-\alpha E_x - \alpha E_y - \alpha E_z} = C_x e^{-\alpha E_x} C_y e^{-\alpha E_y} C_z e^{-\alpha E_z}.$$

Minus predznak osigurava da je $0 \leq f(E) \leq 1$.

Tada (25) dobiva oblik

$$\rho(E) = Ce^{-\alpha E} \quad (27)$$

Energija jednog fotona je $h\nu$, gdje je h Planckova konstanta. ($h = 6.626 \cdot 10^{-34}$ Js)

Eksponencijalna vjerojatnost

Jedini način da vrijedi i (25) i (26) je da funkcija raspodjele energije imaju eksponencijalni oblik:

$$f(E) = Ce^{-\alpha E}, f(E_x) = C_x e^{-\alpha E_x}, f(E_y) = C_y e^{-\alpha E_y}, f(E_z) = C_z e^{-\alpha E_z}.$$

jer je tada (uz $C = C_x C_y C_z$)

$$f(E) = Ce^{-\alpha E_x - \alpha E_y - \alpha E_z} = C_x e^{-\alpha E_x} C_y e^{-\alpha E_y} C_z e^{-\alpha E_z}.$$

Minus predznak osigurava da je $0 \leq f(E) \leq 1$.

Tada (25) dobiva oblik

$$\rho(E) = Ce^{-\alpha E} \quad (27)$$

Energija jednog fotona je $h\nu$, gdje je h Planckova konstanta. ($h = 6.626 \cdot 10^{-34}$ Js) U našem slučaju imamo N fotona, pa je $E = Nh\nu$ i $\rho(E) = \rho(N, \nu)$.

Temperatura

Implicitno $\rho(E)$ ovisi i o temperaturi T jer ona određuje energiju zračenja, pa dakle i vjerojatnost da će neki fotoni imati energiju E .

Temperatura

Implicitno $\rho(E)$ ovisi i o temperaturi T jer ona određuje energiju zračenja, pa dakle i vjerojatnost da će neki fotoni imati energiju E .

α ima dimenziju E^{-1} i jedini je član koji može ovisiti o T . Dakle, $\alpha = \alpha(T)$.

Temperatura

Implicitno $\rho(E)$ ovisi i o temperaturi T jer ona određuje energiju zračenja, pa dakle i vjerojatnost da će neki fotoni imati energiju E .

α ima dimenziju E^{-1} i jedini je član koji može ovisiti o T . Dakle, $\alpha = \alpha(T)$.

Trebamo odrediti kakva je $\alpha(T)$ funkcija.

Temperatura

Implicitno $\rho(E)$ ovisi i o temperaturi T jer ona određuje energiju zračenja, pa dakle i vjerojatnost da će neki fotoni imati energiju E .

α ima dimenziju E^{-1} i jedini je član koji može ovisiti o T . Dakle, $\alpha = \alpha(T)$.

Trebamo odrediti kakva je $\alpha(T)$ funkcija.

α^{-1} kao funkcija od T treba biti proporcionalna srednjoj energiji fotona na temperaturi T koja odgovara energiji $N h\nu$ od N fotona.

Fotonski plin

Kod idealnog plina (str. 10) je prosječna kinetička energija jednoatomnih čestica plina linearno proporcionalna temperaturi plina $\langle E \rangle = \frac{3}{2}kT$

Fotonski plin

Kod idealnog plina (str. 10) je prosječna kinetička energija jednoatomnih čestica plina linearno proporcionalna temperaturi plina $\langle E \rangle = \frac{3}{2}kT$

Fotoni se također ponašaju kao čestice: gibaju se pravocrtno, sudaraju s drugim česticama i stijenkama, zadovoljavaju zakone o očuvanju količine gibanja i energije.

Fotonski plin

Kod idealnog plina (str. 10) je prosječna kinetička energija jednoatomnih čestica plina linearno proporcionalna temperaturi plina $\langle E \rangle = \frac{3}{2}kT$

Fotoni se također ponašaju kao čestice: gibaju se pravocrtno, sudaraju s drugim česticama i stijenkama, zadovoljavaju zakone o očuvanju količine gibanja i energije.

Zato, kod toplinskog zračenja (v. sliku na str. 83) s fotonima različitih frekvencija (energija) iz izvora na temperaturi T , govorimo o fotonskom plinu s prosječna energijom također linearno proporcionalnom temperaturi plina $\langle E \rangle \sim T$

$$\alpha \in C$$

Slijedi da je $\alpha^{-1} \sim T$ i to ćemo pisati kao $\alpha = \frac{1}{kT}$.

$$\alpha \in C$$

Slijedi da je $\alpha^{-1} \sim T$ i to ćemo pisati kao $\alpha = \frac{1}{kT}$.

Konstanta proporcionalnosti k se mjeranjem pokazuje jednakom Boltzmannovoj konstanti (str. 10) preko Stefan-Boltzmannovog zakona koji slijedi niže.

(k se može i izračunati korištenjem Bose-Einsteinove statistike, ali to prelazi okvire ove prezentacije.)

$$\alpha \in C$$

Slijedi da je $\alpha^{-1} \sim T$ i to ćemo pisati kao $\alpha = \frac{1}{kT}$.

Konstanta proporcionalnosti k se mjeranjem pokazuje jednakom Boltzmannovoj konstanti (str. 10) preko Stefan-Boltzmannovog zakona koji slijedi niže.

(k se može i izračunati korištenjem Bose-Einsteinove statistike, ali to prelazi okvire ove prezentacije.)

Odredimo sad konstantu C iz (27). Suma vjerojatnosti za sve fotone frekvencije ν mora biti jednaka 1, odakle slijedi:

$$\sum_{N=1}^{\infty} \rho(N, \nu) = C \sum_{N=1}^{\infty} e^{\frac{-Nh\nu}{kT}} = C \frac{1}{1 - e^{-h\nu/kT}} = 1$$

Energija zračenja

Prosječna energija zračenja frekvencije ν je suma umnožaka energije fotona na toj frekvenciji za N fotona— $Nh\nu$ —i vjerojatnosti— $\rho(\nu)$ —da ćemo u cijelokupnom zračenju imati N fotona te frekvencije:

$$\sum_{N=1}^{\infty} Nh\nu(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}})e^{-Nh\nu} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (28)$$

Energija zračenja

Prosječna energija zračenja frekvencije ν je suma umnožaka energije fotona na toj frekvenciji za N fotona— $Nh\nu$ —i vjerojatnosti— $\rho(\nu)$ —da ćemo u cijelokupnom zračenju imati N fotona te frekvencije:

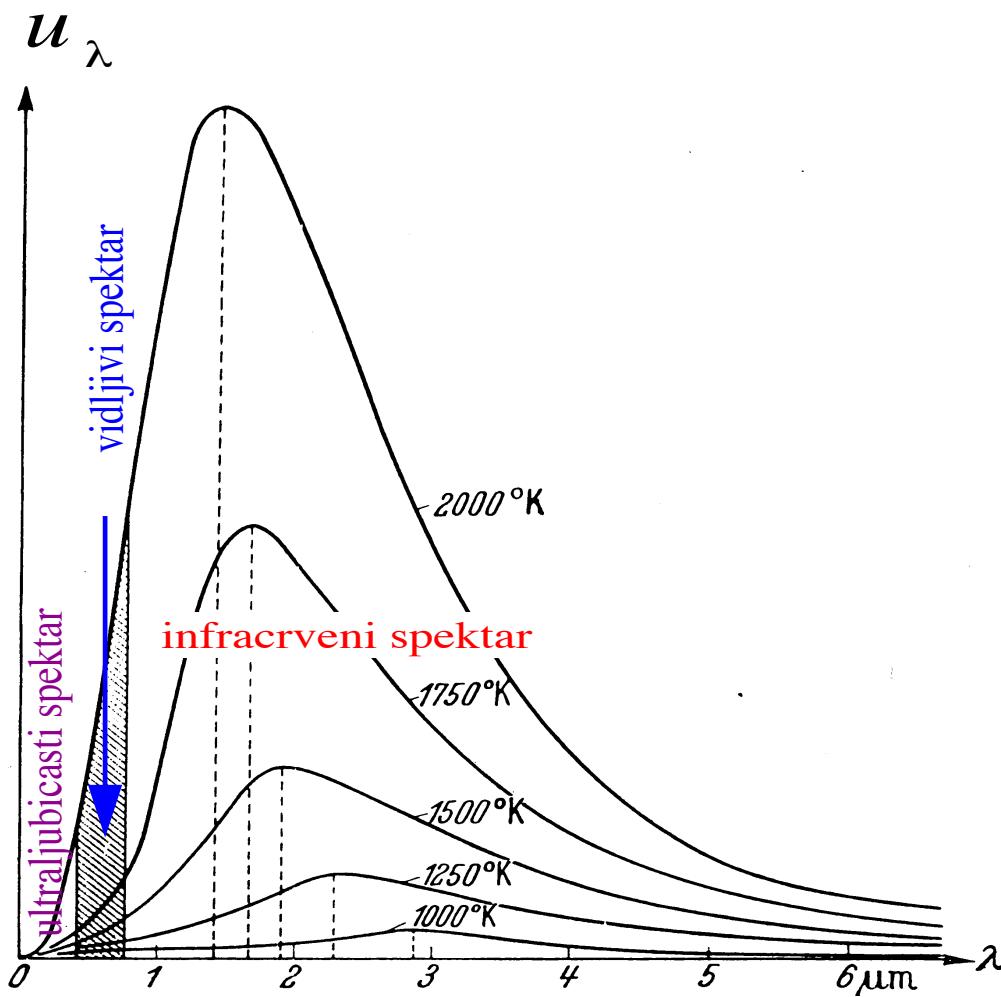
$$\sum_{N=1}^{\infty} Nh\nu(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}})e^{-Nh\nu} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (28)$$

Energija zračenja po jedinici volumena je umnožak broja stanja (24) i prosječne energije (28)

$$u_{\nu}(T)d\nu = \frac{8\pi}{c^3} \frac{h\nu^3 d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} = u_{\lambda}(T)d\lambda = \frac{8\pi}{\lambda^5} \frac{hc d\lambda}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (29)$$

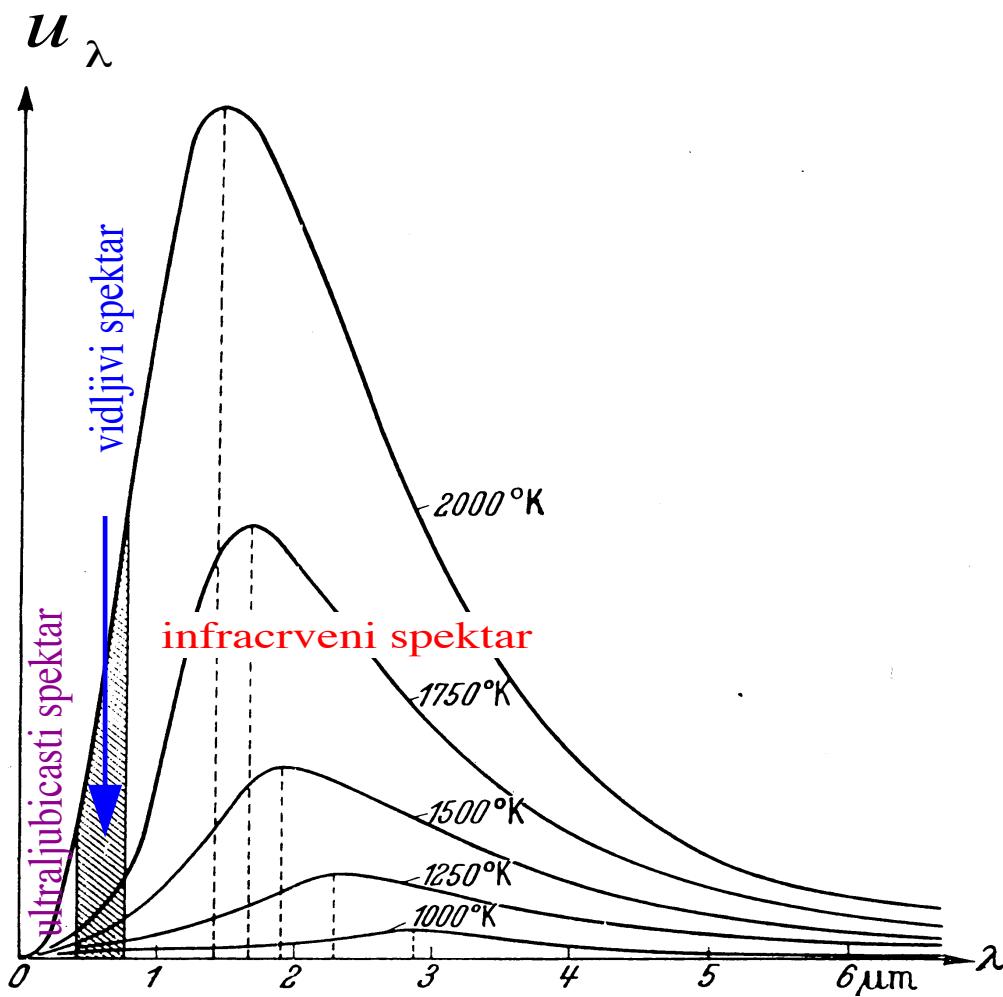
Planckova distribucija

Distribucija gustoće energije zračenja $u_\lambda(T)$



Planckova distribucija

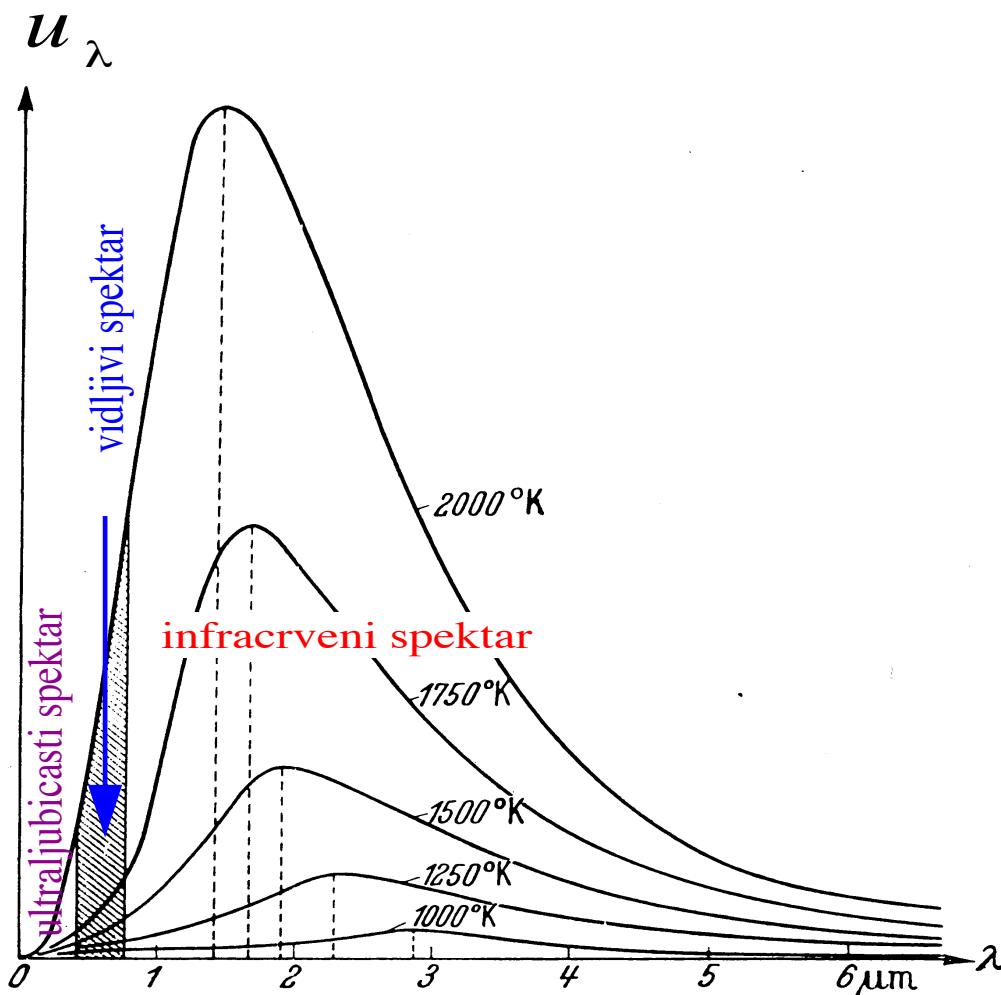
Distribucija gustoće energije zračenja $u_\lambda(T)$



Zračenje je fotonski plin: usporedi Planckovu distribuciju s Maxwellovim zakonom distribucije brzina čestica idealnog plina na str. 11

Planckova distribucija

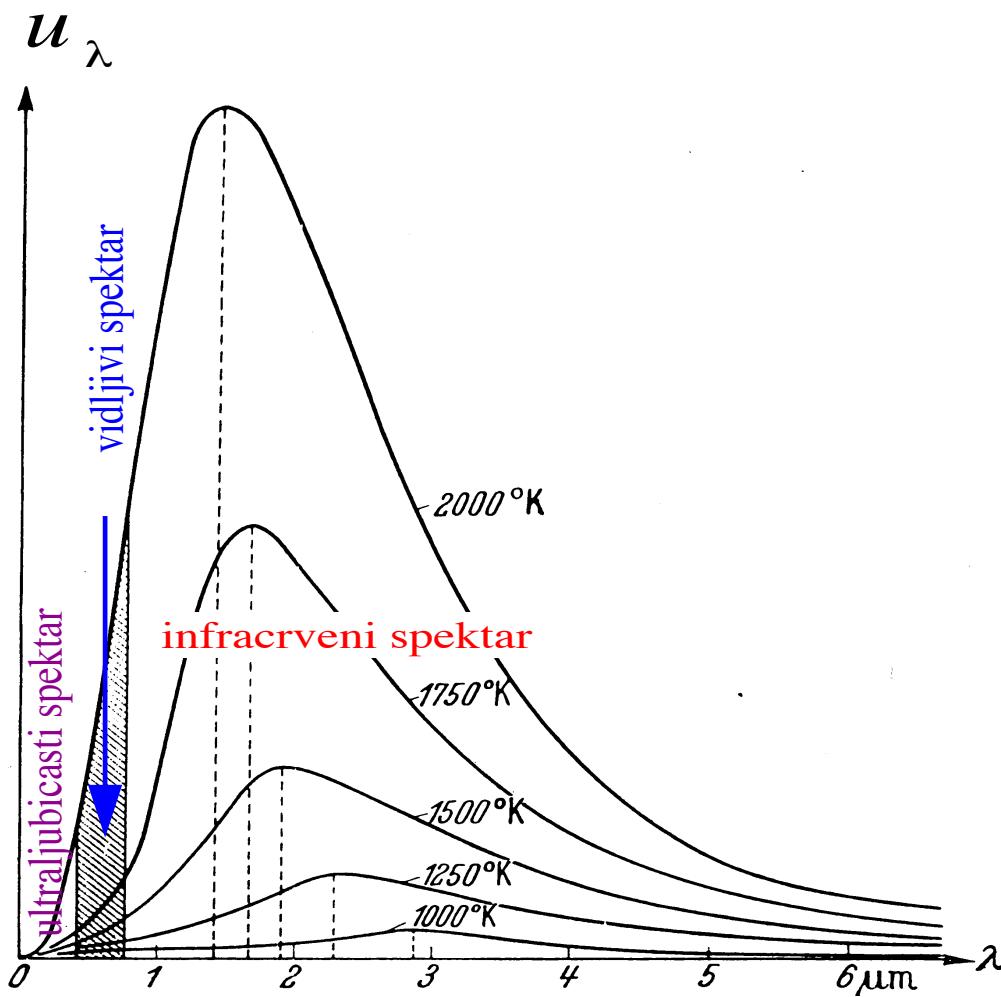
Distribucija gustoće energije zračenja $u_\lambda(T)$



Za sve toplinske izvore od praktičkog interesa, većina zračenja je u infracrvenom spektru.

Planckova distribucija

Distribucija gustoće energije zračenja $u_\lambda(T)$



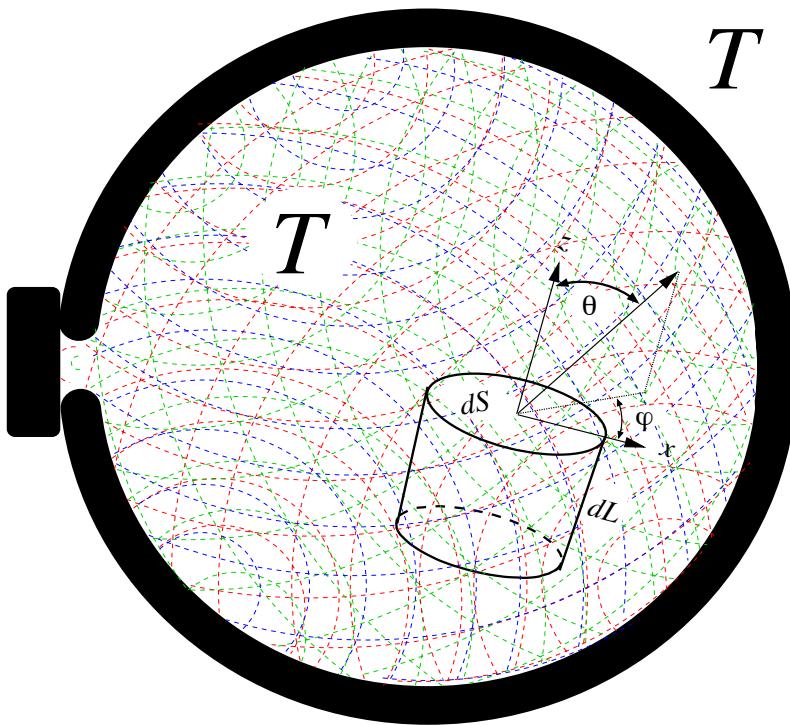
Plamen niže
temperature
nije značajan izvor
toplinskog zračenja.

Intenzitet zračenja

Intenzitet zračenja

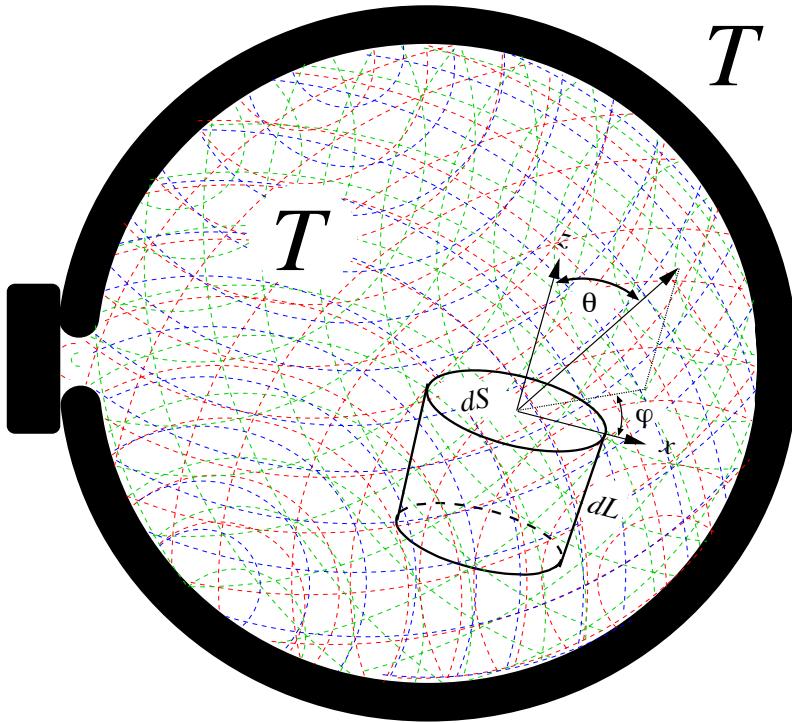
$I(\nu, T)$ je snaga (energija u jedinici vremena) zračenja frekvencije ν , na temperaturi T , po površini i po prostornom kutu.

Intenzitet zračenja



Promatrajmo energiju zračenja u zamišljenom cilindru s idealno reflektirajućim stjenkama plašta visine dL i šupljom bazom površine dS smještenom unutar "kugle crnog tijela" kao na slici. Računamo energiju du' po jedinici frekvencije unutar cilindra.

Intenzitet zračenja

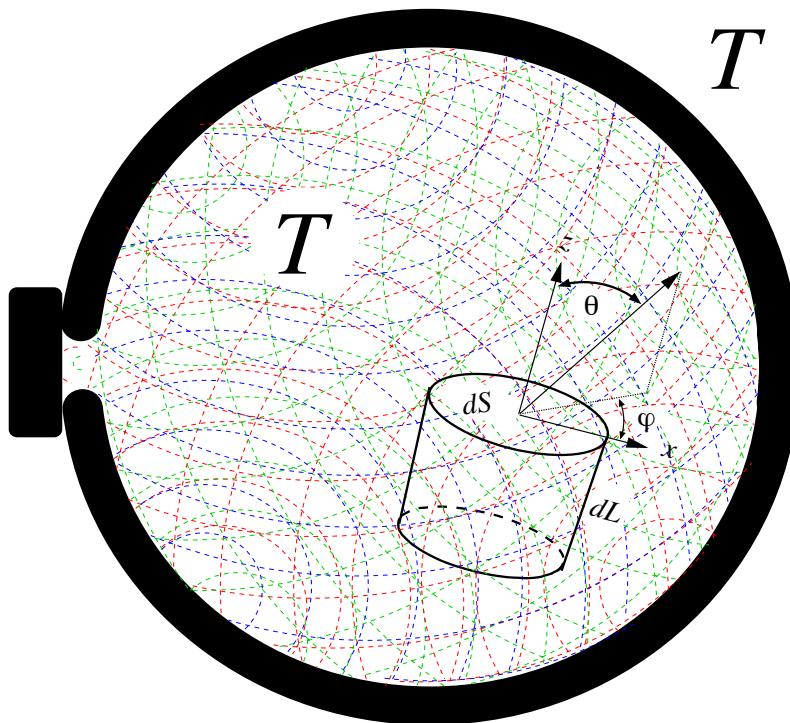


Zračenje intenziteta $I(\nu)$ ulazi u cilindar u θ, ϕ smjeru s obzirom na okomicu (os cilindra). Azimut ϕ se mijenja od 0 do 2π , a θ od 0 do $\pi/2$ kad zračenje ulazi kroz gornju bazu i od $\pi/2$ do π kad ulazi kroz donju bazu, dakle, ukupno od 0 do π .

Intenzitet zračenja

Zračenje je izotropno

→ količina koja ulazi u cilindar neovisna o azimutu ϕ .



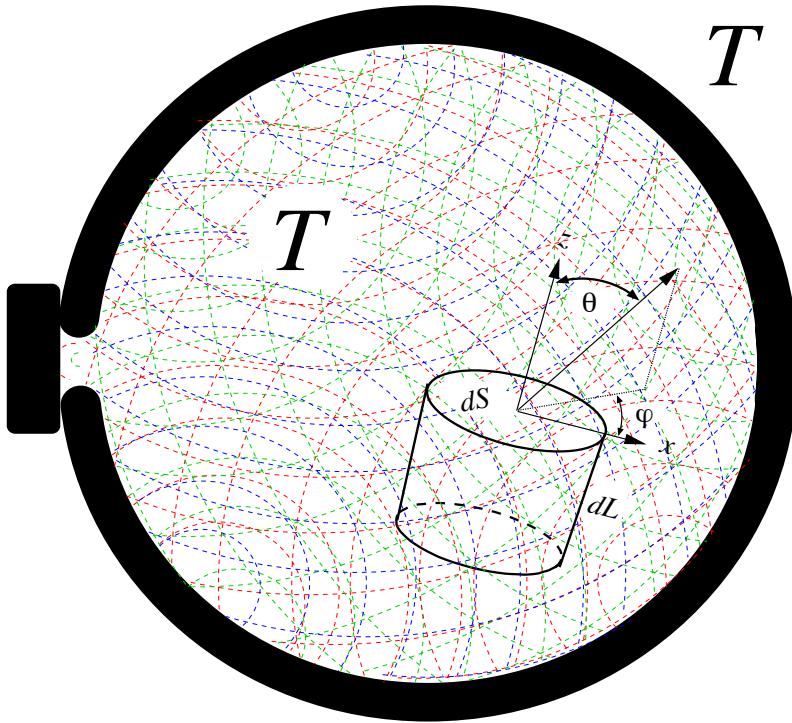
→ Vrijeme potrebno da zračenje napuni cilindar (od $t = 0$) ovisi samo o θ . Vertikalna komponenta brzine fotona je $c \cos \theta$, pa je $dt = dL/c \cos \theta$. Intenzitet zračenja se računa po jediničnoj površini okomitoj na smjer fotona; u smjeru θ se presjek zračenja kroz dS smanjuje na $\cos \theta dS$.

Intenzitet zračenja

Intenzitet zračenja računamo po jediničnoj površini okomitoj na smjer fotona: u smjeru θ se presjek zračenja kroz dS smanjuje na $\cos \theta dS$. Prema tome za energiju koja ispunjava volumen cilindra dobivamo:

$$\begin{aligned} du' &= \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} I(\nu, T) \frac{dL}{c \cos \theta} \cos \theta dS \sin \theta d\theta d\phi \\ &= \frac{2\pi}{c} I(\nu, T) dV \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta = \frac{4\pi}{c} I(\nu, T) dV \quad (30) \end{aligned}$$

Intenzitet zračenja

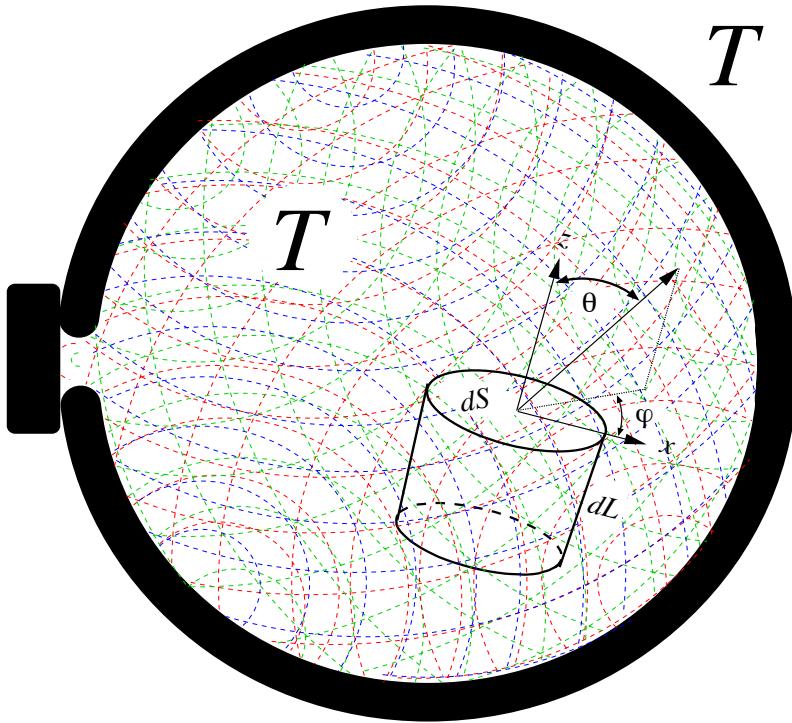


Budući da je $dV = dLdS$ volumen cilindra, iz (29) i (30) slijedi ($u = du'/dV$):

$$I(\nu, T) = \frac{c}{4\pi} u_\nu(T)$$

$$= \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (30)$$

Intenzitet zračenja



Budući da je $dV = dLdS$ volumen cilindra, iz (29) i (30) slijedi ($u = du'/dV$):

$$I(\nu, T) = \frac{c}{4\pi} u_\nu(T)$$

$$= \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (30)$$

No više nego intenzitet (snaga) zračenja po pojedinim frekvencijama, od praktičnog interesa je ukupna snaga po svim frekvencijama.

Stefan-Boltzmann-ov zakon

Ukupan intenzitet (snagu) zračenja, kojeg nazivamo *tokom* (ili *fluksom*) zračenja s površine crnog tijela, dobivamo integriranjem $I(\nu)$ iz jednadžbe (30) po svim frekvencijama:

$$I(T) = \int_0^{\infty} \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} = \frac{2k^4\pi^5}{15c^2h^3} T^4$$

Stefan-Boltzmann-ov zakon

Ukupan intenzitet (snagu) zračenja, kojeg nazivamo *tokom* (ili *fluksom*) zračenja s površine crnog tijela, dobivamo integriranjem $I(\nu)$ iz jednadžbe (30) po svim frekvencijama:

$$I(T) = \int_0^{\infty} \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} = \frac{2k^4\pi^5}{15c^2h^3} T^4$$

To je *Stefan-Boltzmann-ov zakon*:

$$I(T) = \sigma T^4 \quad (32)$$

Stefan-Boltzmann-ov zakon

Ukupan intenzitet (snagu) zračenja, kojeg nazivamo *tokom* (ili *fluksom*) zračenja s površine crnog tijela, dobivamo integriranjem $I(\nu)$ iz jednadžbe (30) po svim frekvencijama:

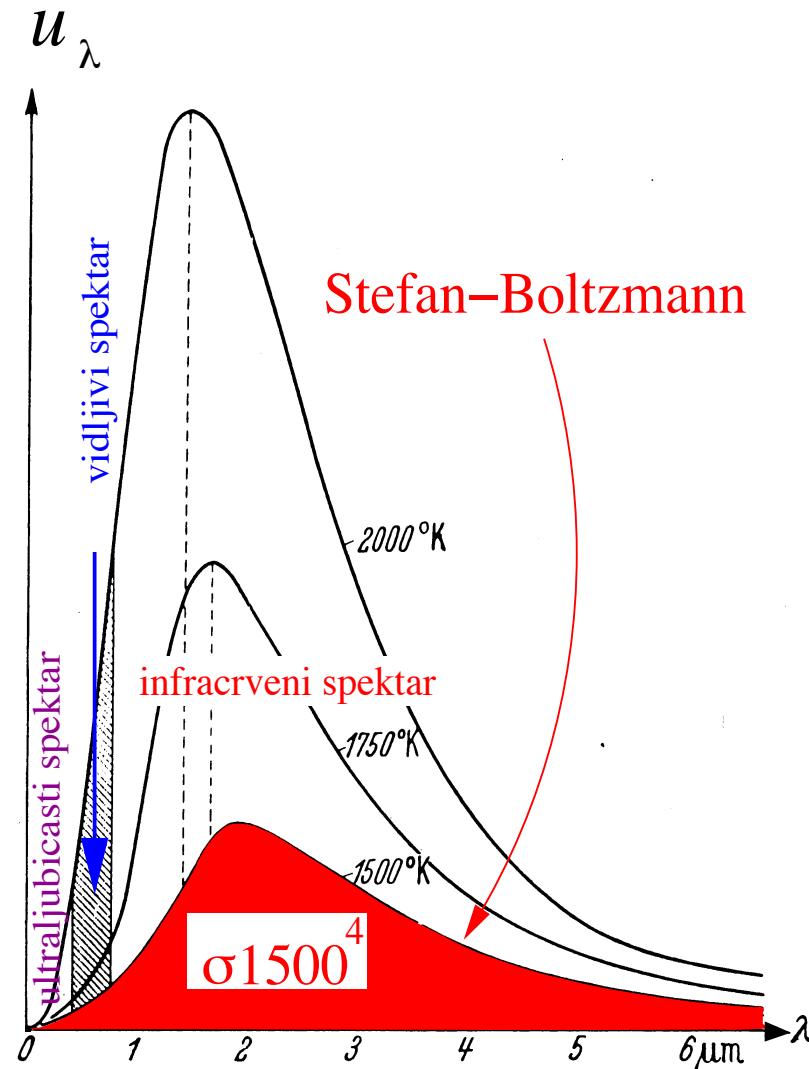
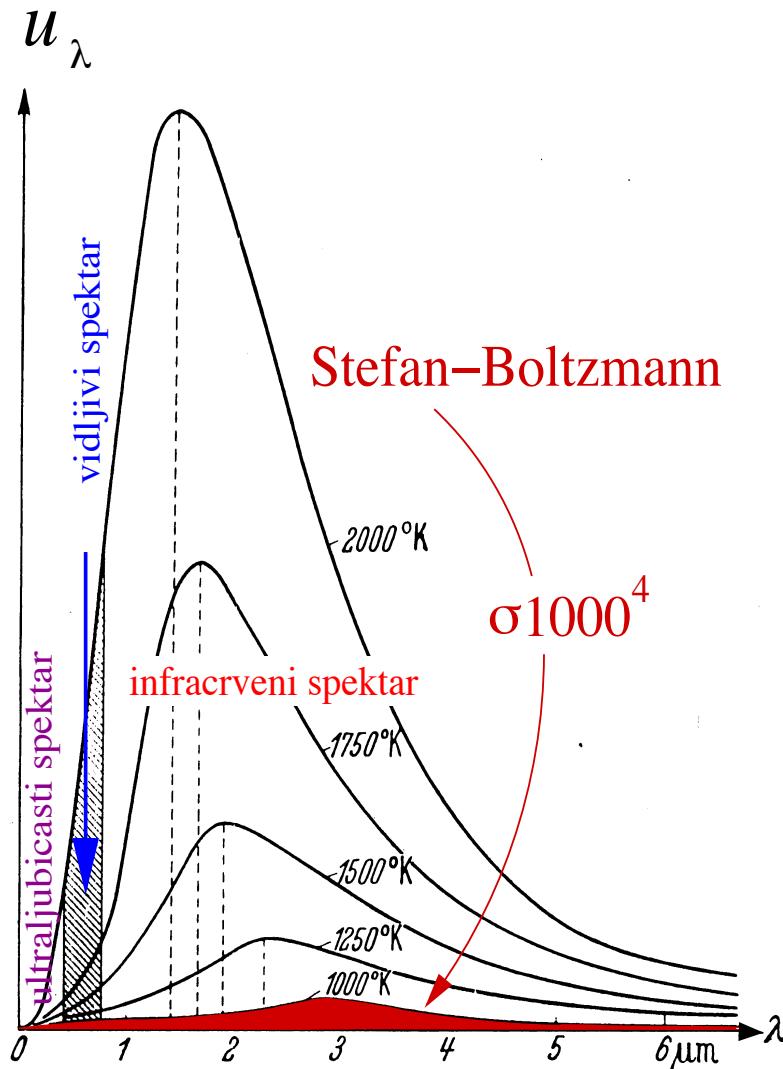
$$I(T) = \int_0^{\infty} \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} = \frac{2k^4\pi^5}{15c^2h^3} T^4$$

To je *Stefan-Boltzmann-ov zakon*:

$$I(T) = \sigma T^4 \quad (32)$$

$\sigma = \frac{2k^4\pi^5}{15c^2h^3} = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ je *Stefan-Boltzmann-ova konstanta*

Grafički prikaz S-B-a



Primjene

Stefan-Boltzmann-ov zakon nam kaže da je na dvostruko višoj temperaturi ukupna snaga zračenja 16 puta veća i zato ukupno zračenje treba uzeti u obzir prilikom simulacija požara, posebno kod visoko-temperaturnih sagorijevanja i flashovera.

Primjene

Stefan-Boltzmann-ov zakon nam kaže da je na dvostruko višoj temperaturi ukupna snaga zračenja 16 puta veća i zato ukupno zračenje treba uzeti u obzir prilikom simulacija požara, posebno kod visoko-temperaturnih sagorijevanja i flashovera.

Međutim, iako poznavanje zračenja za odabране frekvencije nije presudno za simulaciju požara, ono je značajno za mjerjenja temperature i određivanje vrste izgaranja i distribucije po frekvencijama. Ako možemo odrediti maksimalan tok, onda primjenjujemo *Wienov zakon* →

Wien-ov zakon

Podjimo od λ -oblika jednadžbe (30): $I(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}$ i potražimo za koji λ dobivamo maximum:

$$\frac{dI(\lambda, T)}{\lambda} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{hc}{\lambda_{\max} kT} = 5(1 - e^{-hc/\lambda_{\max} kT})$$

Wien-ov zakon

Podjimo od λ -oblika jednadžbe (30): $I(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}$ i potražimo za koji λ dobivamo maximum:

$$\frac{dI(\lambda, T)}{\lambda} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{hc}{\lambda_{\max} kT} = 5(1 - e^{-hc/\lambda_{\max} kT})$$

Odmah vidimo da je rješenje $hc/\lambda_{\max} kT \approx 5$.

Wien-ov zakon

Podjimo od λ -oblika jednadžbe (30): $I(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}$ i potražimo za koji λ dobivamo maximum:

$$\frac{dI(\lambda, T)}{\lambda} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{hc}{\lambda_{\max} kT} = 5(1 - e^{-hc/\lambda_{\max} kT})$$

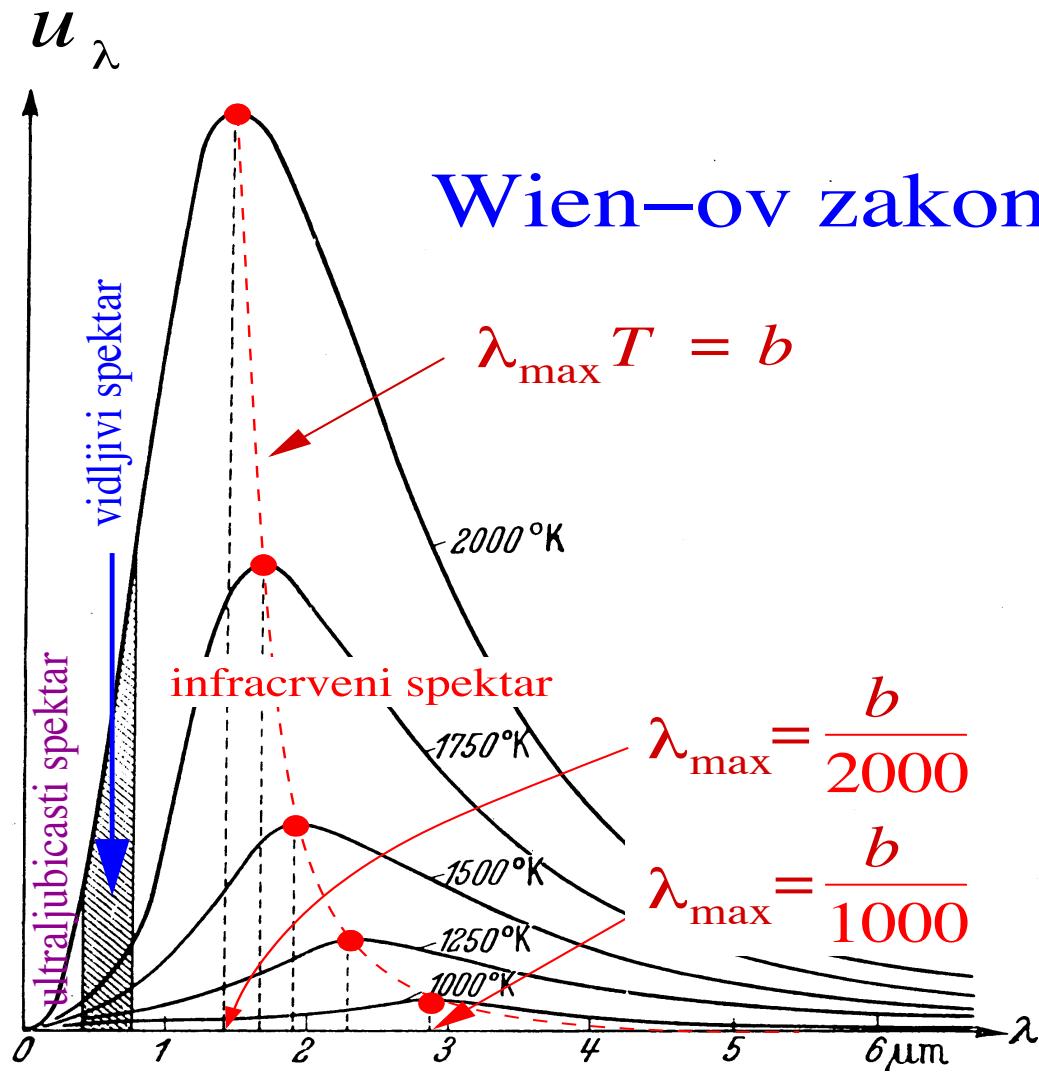
Odmah vidimo da je rješenje $hc/\lambda_{\max} kT \approx 5$.

Numeričkim računanjem se dobiva Wienov zakon

$$\lambda_{\max} T = b \quad b = 2.898 \cdot 10^{-3} \text{ K} \cdot \text{m}$$

Crtežne linije na slici na str. 95 prikazuju λ_{\max} za tamo prikazane temperature

Grafički prikaz Wien-a



Absorbcija, refleksija, transmisijsa

Kad je neko realistično tijelo ozračeno, onda ono dio energije zračenja može absorbitati (faktor absorbcije α), reflektirati (faktor refleksije ρ) i transmitirati (faktor transmisije τ):

$$\alpha + \rho + \tau = 1 \quad (33)$$

Absorbcija, refleksija, transmisijsa

Kad je neko realistično tijelo ozračeno, onda ono dio energije zračenja može absorbitati (faktor absorbcije α), reflektirati (faktor refleksije ρ) i transmitirati (faktor transmisije τ):

$$\alpha + \rho + \tau = 1 \quad (33)$$

Većina krutih tijela, čak i kad su transparentna u vidljivom području, nije transparentna za infracrveno zračenje. Dakle, za naše primjene, (33) se pojednostavljuje u

$$\alpha + \rho = 1$$

Absorbcija, refleksija, transmisijska

Kad je neko realistično tijelo ozračeno, onda ono dio energije zračenja može absorbitati (faktor absorbcije α), reflektirati (faktor refleksije ρ) i transmitirati (faktor transmisije τ):

$$\alpha + \rho + \tau = 1 \quad (33)$$

Većina krutih tijela, čak i kad su transparentna u vidljivom području, nije transparentna za infracrveno zračenje. Dakle, za naše primjene, (33) se pojednostavljuje u

$$\alpha + \rho = 1$$

Za plinove je obrnuto: $\alpha + \tau = 1$

Sivo tijelo

Intenzitet zračenja (emisija) sivog (realističnog) tijela I_s je manji od onog za crno tijelo I : $I_s(T) = \epsilon I(T) = \epsilon \sigma T^4$, gdje je $\epsilon(T) < 1$ faktor ukupne emisije.

Sivo tijelo

Intenzitet zračenja (emisija) sivog (realističnog) tijela I_s je manji od onog za crno tijelo I : $I_s(T) = \epsilon I(T) = \epsilon \sigma T^4$, gdje je $\epsilon(T) < 1$ faktor ukupne emisije.

Analogno je monokromatski (v. str. 95):

$I_s(\lambda, T) = \epsilon_\lambda I(\lambda, T)$, gdje je $\epsilon_\lambda(T)$ faktor monokromatske emisije.

Sivo tijelo

Intenzitet zračenja (emisija) sivog (realističnog) tijela I_s je manji od onog za crno tijelo I : $I_s(T) = \epsilon I(T) = \epsilon \sigma T^4$, gdje je $\epsilon(T) < 1$ faktor ukupne emisije.

Analogno je monokromatski (v. str. 95):

$I_s(\lambda, T) = \epsilon_\lambda I(\lambda, T)$, gdje je $\epsilon_\lambda(T)$ faktor monokromatske emisije.

Faktor monokromatske emisije i faktor monokromatske absorbcije $\alpha_\lambda(T)$ su na danoj frekvenciji i temperaturi jednaki: $\alpha_\lambda(T) = \epsilon_\lambda(T)$

Sivo tijelo

Intenzitet zračenja (emisija) sivog (realističnog) tijela I_s je manji od onog za crno tijelo I : $I_s(T) = \epsilon I(T) = \epsilon \sigma T^4$, gdje je $\epsilon(T) < 1$ faktor ukupne emisije.

Analogno je monokromatski (v. str. 95):

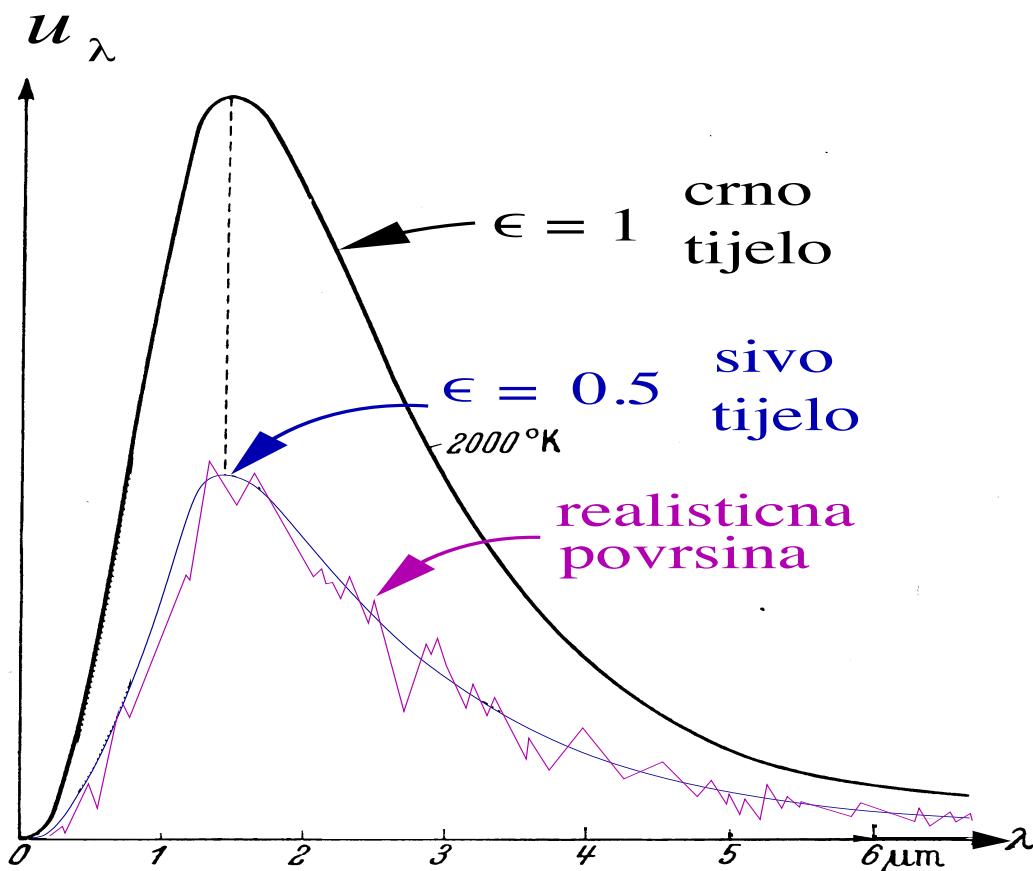
$I_s(\lambda, T) = \epsilon_\lambda I(\lambda, T)$, gdje je $\epsilon_\lambda(T)$ faktor monokromatske emisije.

Faktor monokromatske emisije i faktor monokromatske absorbcije $\alpha_\lambda(T)$ su na danoj frekvenciji i temperaturi jednaki: $\alpha_\lambda(T) = \epsilon_\lambda(T)$

To je *Kirchhoff-ov zakon*.

Sivo tijelo—aproksimacija realnog

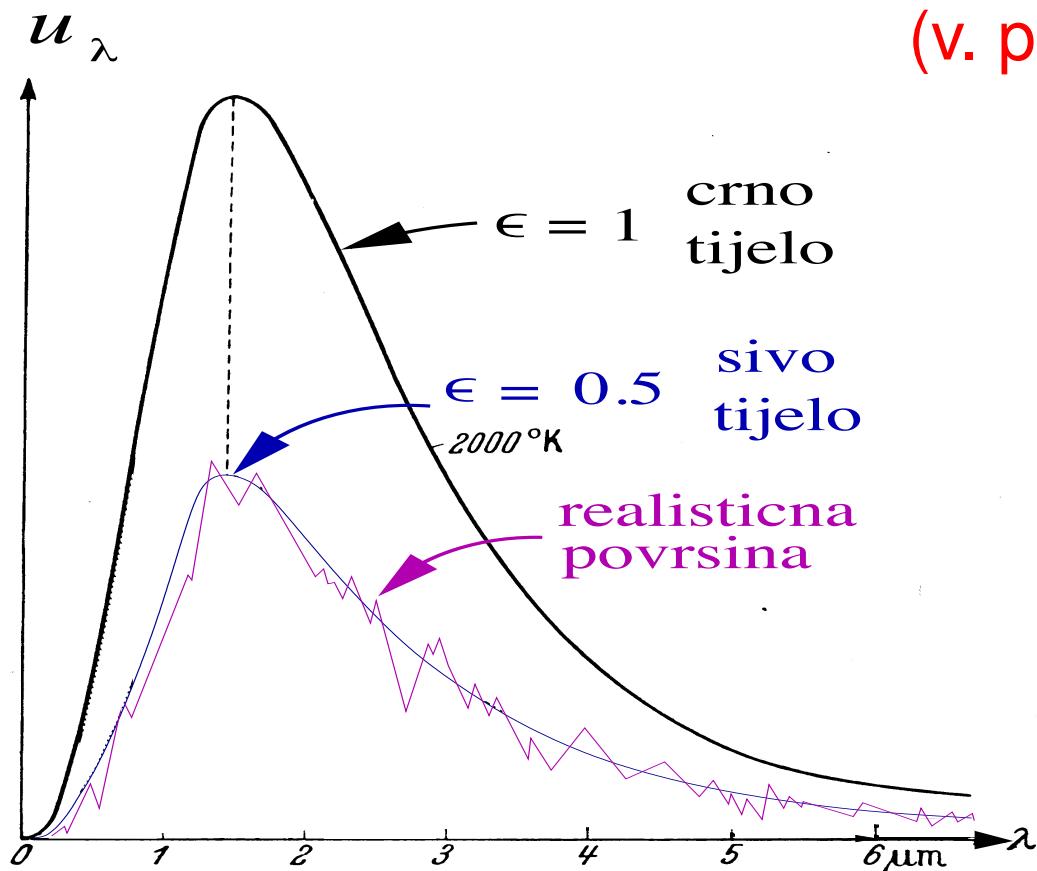
Sivo tijelo je zapravo aproksimacija realističnog tijela:



$$(\epsilon_\lambda)_{sivo} = \text{const} = \epsilon$$

Sivo tijelo—aproksimacija realnog

Sivo tijelo je zapravo aproksimacija realističnog tijela:
(v. prethodnu stranicu)

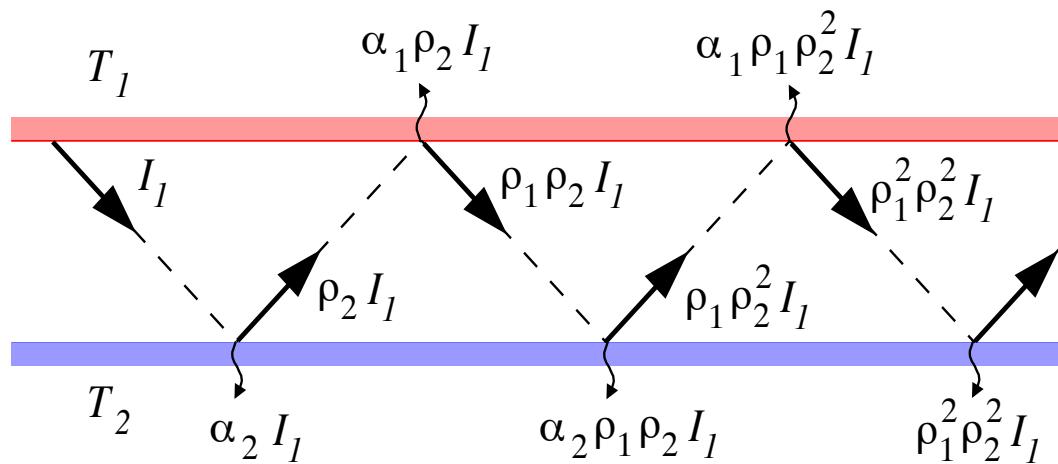


$$(\epsilon_\lambda)_{sivo} = \text{const} = \epsilon$$

$$\begin{aligned} I_s &= \int_0^\infty I_s(\lambda) d\lambda \\ &= \int_0^\infty (\epsilon_\lambda)_s I(\lambda) d\lambda \\ &= \epsilon \int_0^\infty I(\lambda) d\lambda \\ &= \epsilon \sigma T^4 \end{aligned}$$

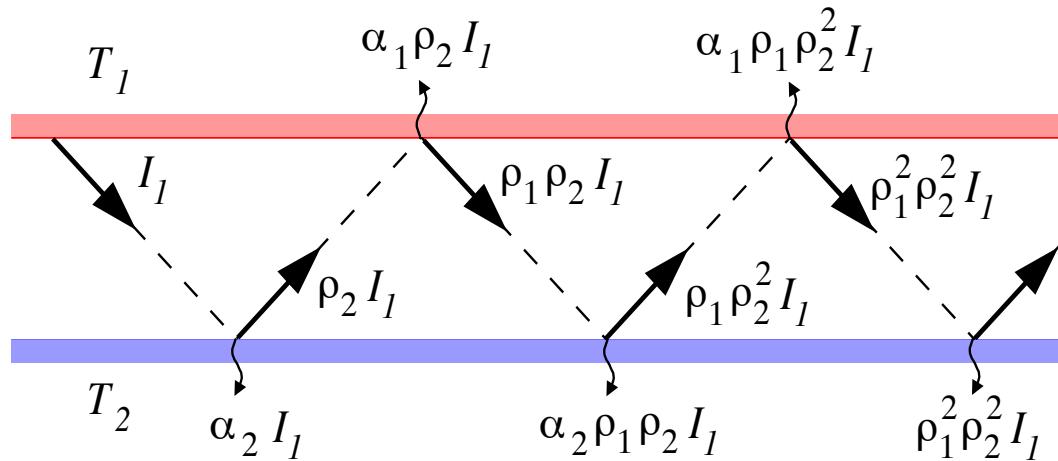
Sive površine

Simulacija interakcije s okolinom: dvije beskonačne sive ravnine:



Sive površine

Simulacija interakcije s okolinom: dvije beskonačne sive ravnine:



Toplina prenesena u jedinici vremena i kroz jediničnu površinu s ravnine 1 na ravninu 2 je:

$$\frac{Q_{1 \rightarrow 2}}{tS} = \alpha_2 I_I + \alpha_2 \rho_1 \rho_2 I_I + \alpha_2^2 \rho_1^2 \rho_2 I_I + \dots = \frac{\alpha_2 I_I}{1 - \rho_1 \rho_2}$$

Sive površine

Analogno dobivamo: $\frac{Q_{2 \rightarrow 1}}{tS} = \frac{\alpha_1 I_2}{1 - \rho_1 \rho_2}$

Sive površine

Analogno dobivamo: $\frac{Q_{2 \rightarrow 1}}{tS} = \frac{\alpha_1 I_2}{1 - \rho_1 \rho_2}$

Dakle, ukupna izmijenjena snaga zračenja je

$$\frac{Q_{1 \leftrightarrow 2}}{tS} = \frac{\alpha_2 I_1 - \alpha_1 I_2}{1 - \rho_1 \rho_2} \quad (34)$$

Sive površine

Analogno dobivamo: $\frac{Q_{2 \rightarrow 1}}{tS} = \frac{\alpha_1 I_2}{1 - \rho_1 \rho_2}$

Dakle, ukupna izmijenjena snaga zračenja je

$$\frac{Q_{1 \leftrightarrow 2}}{tS} = \frac{\alpha_2 I_1 - \alpha_1 I_2}{1 - \rho_1 \rho_2} \quad (34)$$

Uzimajući $\tau = 0$, iz (33) i Kirchhoffovog zakona slijedi $\rho = 1 - \alpha = 1 - \epsilon$ pa se (34), primjenom (32), pojednostavljuje u

$$Q_{1 \leftrightarrow 2} = \frac{\sigma S (T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1} t \quad (35)$$

Mnoge druge realističnije interakcije zračenjem su dobavljive iz literature.

Otpor zračenja

(35) se može napisati i u obliku

$$Q_{1 \leftrightarrow 2} = \frac{T_1 - T_2}{R} t, \quad (36)$$

gdje je R toplinski otpor zračenja:

$$R = \frac{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1}{(T_1 + T_2)(T_1^2 + T_2^2)\sigma S} \quad (37)$$

Otpor zračenja

(35) se može napisati i u obliku

$$Q_{1 \leftrightarrow 2} = \frac{T_1 - T_2}{R} t, \quad (36)$$

gdje je R toplinski otpor zračenja:

$$R = \frac{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1}{(T_1 + T_2)(T_1^2 + T_2^2)\sigma S} \quad (37)$$

analogno prikazu toplina kondukcije i konvekcije, (21) i (23), na str. 78 i 80.

Otpori u seriji

Toplina koja na jednoj strani uđe, mora na drugoj izaći.

Dakle $Q_1 = Q_2 = \dots = Q_n$, odakle je

$$\frac{T_1 - T_2}{R_1} = \frac{T_2 - T_3}{R_2} = \dots = \frac{T_n - T_{n+1}}{R_n}$$

Otpori u seriji

Toplina koja na jednoj strani uđe, mora na drugoj izaći.

Dakle $Q_1 = Q_2 = \dots = Q_n$, odakle je

$$\frac{T_1 - T_2}{R_1} = \frac{T_2 - T_3}{R_2} = \dots = \frac{T_n - T_{n+1}}{R_n}$$

$$\Rightarrow T_2 = \frac{T_1 R_2 + T_3 R_1}{R_1 + R_2} \quad \Rightarrow \quad \frac{T_1 - T_3}{R_3} = \frac{T_1 - T_3}{R_1 + R_2}$$

Otpori u seriji

Toplina koja na jednoj strani uđe, mora na drugoj izaći.
Dakle $Q_1 = Q_2 = \dots = Q_n$, odakle je

$$\frac{T_1 - T_2}{R_1} = \frac{T_2 - T_3}{R_2} = \dots = \frac{T_n - T_{n+1}}{R_n}$$

$$\Rightarrow T_2 = \frac{T_1 R_2 + T_3 R_1}{R_1 + R_2} \quad \Rightarrow \quad \frac{T_1 - T_3}{R_3} = \frac{T_1 - T_3}{R_1 + R_2}$$

$$\Rightarrow R_3 = R_1 + R_2; \quad \text{slično: } R_4 = R_1 + R_2 + R_3$$

Otpori u seriji

Toplina koja na jednoj strani uđe, mora na drugoj izaći.
Dakle $Q_1 = Q_2 = \dots = Q_n$, odakle je

$$\frac{T_1 - T_2}{R_1} = \frac{T_2 - T_3}{R_2} = \dots = \frac{T_n - T_{n+1}}{R_n}$$

$$\Rightarrow T_2 = \frac{T_1 R_2 + T_3 R_1}{R_1 + R_2} \quad \Rightarrow \quad \frac{T_1 - T_3}{R_3} = \frac{T_1 - T_3}{R_1 + R_2}$$

$$\Rightarrow R_3 = R_1 + R_2; \quad \text{slično: } R_4 = R_1 + R_2 + R_3$$

Indukcijom dobivamo:

$$R_s = \sum_{i=1}^n R_i \quad (38)$$

Otpori u paraleli

Ukupna toplina je suma svih pojedinačnih:

$Q_p = Q_1 + Q_2 + \dots + Q_n$, odakle je

$$\frac{T_1 - T_2}{R_1} + \frac{T_1 - T_2}{R_2} + \dots + \frac{T_1 - T_2}{R_n} = \frac{T_1 - T_2}{R_p}$$

Otpori u paraleli

Ukupna toplina je suma svih pojedinačnih:

$$Q_p = Q_1 + Q_2 + \cdots + Q_n, \text{ odakle je}$$

$$\frac{T_1 - T_2}{R_1} + \frac{T_1 - T_2}{R_2} + \cdots + \frac{T_1 - T_2}{R_n} = \frac{T_1 - T_2}{R_p}$$

Slijedi: $\frac{1}{R_p} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i} \quad (39)$

Otpori u paraleli

Ukupna toplina je suma svih pojedinačnih:

$Q_p = Q_1 + Q_2 + \dots + Q_n$, odakle je

$$\frac{T_1 - T_2}{R_1} + \frac{T_1 - T_2}{R_2} + \dots + \frac{T_1 - T_2}{R_n} = \frac{T_1 - T_2}{R_p}$$

Slijedi: $\frac{1}{R_p} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i}$ (39)

Pogledajmo sad primjenu dobivenih rezultata na požar visokih temperatura s intenzivnim toplinskim tokovima u zatvorenim prostorima.

Temperature u zatvorenim prostorima

Gore navedena kombinirana metoda toplinskih prijenosa i otpora se koristi, npr. u okviru švedske protupožarne regulative.

Temperature u zatvorenim prostorima

Gore navedena kombinirana metoda toplinskih prijenosa i otpora se koristi, npr. u okviru švedske protupožarne regulative.

Mićemo je primijeniti na određivanje temperature u zatvorenim prostorima gdje se prethodno, u kratkom vremenu, razvio požar s vrlo visokim temperaturama i velikim toplinskim prijenosom (koji može uzrokovati strukturalna oštećenja)—tzv., flashover.

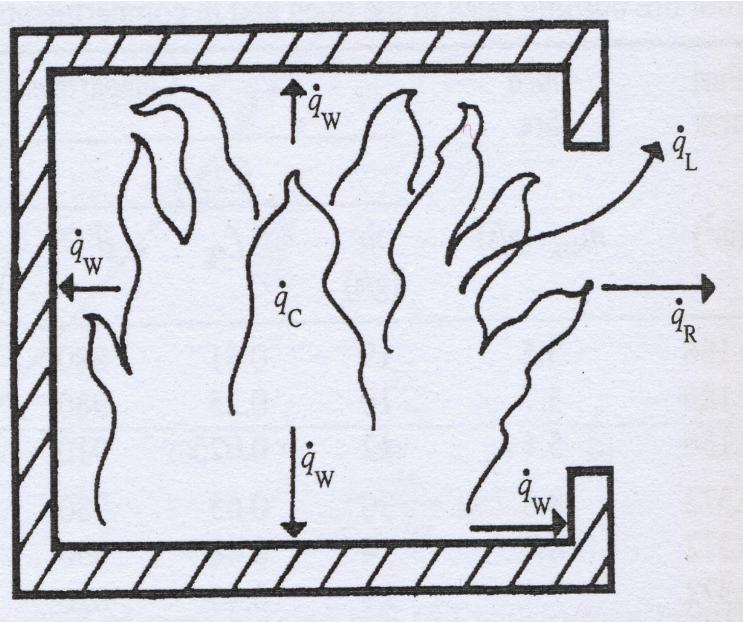
Temperature u zatvorenim prostorima

Gore navedena kombinirana metoda toplinskih prijenosa i otpora se koristi, npr. u okviru švedske protupožarne regulative.

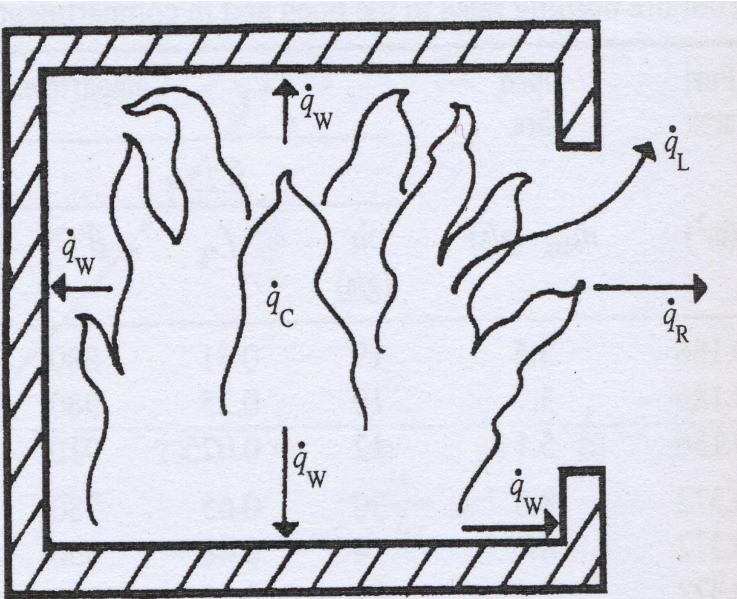
Mi ćemo je primijeniti na određivanje temperature u zatvorenim prostorima gdje se prethodno, u kratkom vremenu, razvio požar s vrlo visokim temperaturama i velikim toplinskim prijenosom (koji može uzrokovati strukturalna oštećenja)—tzv., flashover.

U tom modelu određivanja temperature mi ćemo zanemariti razvoj požara prije flashovera; dakle, $t = 0$ se odnosi na potpuno razvijen požar (vatru), tj., onaj nakon flashover-a—tzv., post-flashover.

Post-flashover



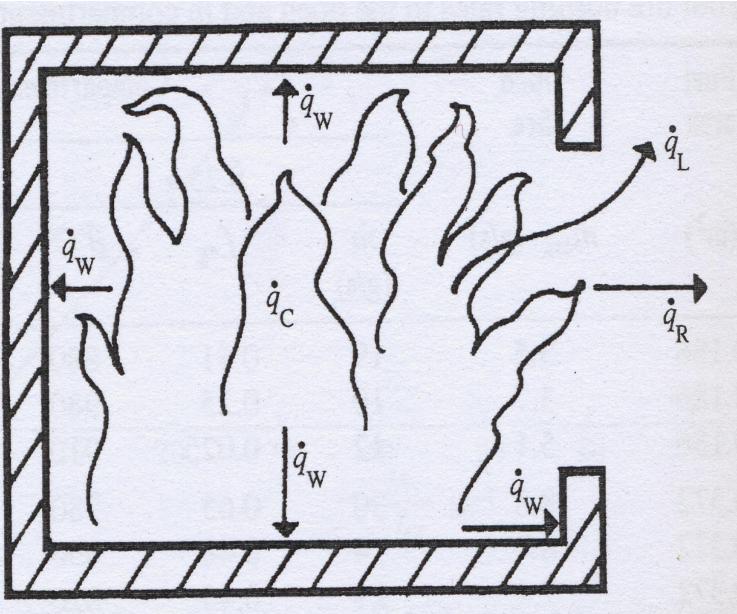
Post-flashover



- ! Ideja je da se prostor smatra kalorimetrom i da se temperatura dobije rješanjem slijedeće ravnoteže toplina

$$\dot{q}_C = \dot{q}_R + \dot{q}_L + \dot{q}_W \quad (40)$$

Post-flashover



- ! Ideja je da se prostor smatra kalorimetrom i da se temperatura dobije rješanjem slijedeće ravnoteže toplina

$$\dot{q}_C = \dot{q}_R + \dot{q}_L + \dot{q}_W \quad (40)$$

gdje je \dot{q}_C brzina oslobođanja topline gojenja; \dot{q}_R brzina gubitka topline zbog zračenja kroz otvore; \dot{q}_L brzina gubitka topline zbog zamjene vrućih plinova hladnim; \dot{q}_W brzina gubitka topline kroz zidove, strop i pod.

Prepostavke

Slijedeće prepostavke pojednostavljaju model:

Prepostavke

Slijedeće prepostavke pojednostavljaju model:

- sagorijevanje je potpuno i ograničeno na promatrani zatvoreni prostor;

Prepostavke

Slijedeće prepostavke pojednostavljaju model:

- sagorijevanje je potpuno i ograničeno na promatrani zatvoreni prostor;
- temperatura je svuda jednaka;

Prepostavke

Slijedeće prepostavke pojednostavljaju model:

- sagorijevanje je potpuno i ograničeno na promatrani zatvoreni prostor;
- temperatura je svuda jednaka;
- koristimo samo jedan koeficijent površinskog transfera topline;

Pretpostavke

Slijedeće pretpostavke pojednostavljaju model:

- sagorijevanje je potpuno i ograničeno na promatrani zatvoreni prostor;
- temperatura je svuda jednaka;
- koristimo samo jedan koeficijent površinskog transfera topline;
- toplinski tok do i kroz zidove, stropove i pod je jednodimenzionalan; dakle uglovi i spojevi se ignoriraju i površine se zamjenjuju beskonačnim ravninama.

Brzina oslobođanja topline

Prepostavljamo da je brzina oslobođanja topline određena veličinom ventilacijskih otvora. Pettersson - Kawagoe - Drysdale empirijska jednadžba:

$$\dot{q}_C = 0.09 A_W \sqrt{H} \Delta H_C \quad (41)$$

Brzina oslobođanja topline

Prepostavljamo da je brzina oslobođanja topline određena veličinom ventilacijskih otvora. Pettersson - Kawagoe - Drysdale empirijska jednadžba:

$$\dot{q}_C = 0.09 A_W \sqrt{H} \Delta H_C \quad (41)$$

gdje je A_W površina ventilacijskih otvora, H njihova visina, a ΔH_C toplina sagorijevanja (obično izražena u ekvivalentu sagorijevanja drveta).

\dot{q}_C smatramo konstantnim od $t = 0$ (t.j., od flashover-a) do kraja sagorijevanja. Nakon toga je $\dot{q}_C = 0$.

Zračenje

Stefan-Boltzmannov zakon daje: (str. 99)

$$\dot{q}_R = A_W \epsilon_F \sigma (T_g^4 - T_0^4) \quad \text{kW}$$

gdje su T_g, T_0 temperature unutar i izvan prostora.

Budući da je $T_g \gg T_0$ možemo pisati

$$\dot{q}_R \approx A_W \epsilon_F \sigma T_g^4, \quad (42)$$

gdje je ϵ_F efektivna emisivnost (relativna snaga emisije) plinova u prostoru:

Zračenje

Stefan-Boltzmannov zakon daje: (str. 99)

$$\dot{q}_R = A_W \epsilon_F \sigma (T_g^4 - T_0^4) \quad \text{kW}$$

gdje su T_g, T_0 temperature unutar i izvan prostora.

Budući da je $T_g \gg T_0$ možemo pisati

$$\dot{q}_R \approx A_W \epsilon_F \sigma T_g^4, \quad (42)$$

gdje je ϵ_F efektivna emisivnost (relativna snaga emisije) plinova u prostoru:

$$\epsilon_F = 1 - \exp(-K \chi_F)$$

gdje je χ_F debljina plamena (m) (obično jednaka dimenziji prostora), a K je koeficijent emisije (Pettersson uzima da je $K = 1.1 \text{ m}^{-1}$).

Gubici konvekцијом

Zbog konvekcijskih tokova fluida imamo slijedeći gubitak:

$$\dot{q}_L = \dot{m}_F c_p (T_g - T_0)$$

gdje je \dot{m}_F brzina odtoka plinova (integral brzine koju dobivamo iz tlaka iz Bernoullieve jednadžbe po otvorima).

Gubici konvekцијом

Zbog konvekcijskih tokova fluida imamo slijedeći gubitak:

$$\dot{q}_L = \dot{m}_F c_p (T_g - T_0)$$

gdje je \dot{m}_F brzina odtoka plinova (integral brzine koju dobivamo iz tlaka iz Bernoullieve jednadžbe po otvorima).

Uzimajući da je $\dot{m}_F \approx \dot{m}_{\text{zrak}}$ i stavljajući $\chi = \dot{m}_{\text{zrak}}/(A_W \sqrt{H})$ dobivamo:

$$\dot{q}_L = \chi c_p (T_g - T_0) A_W \sqrt{H} \quad (43)$$

Gubici kroz zid

Gubici će ovisiti o temperaturi (T_g) plina u prostoru i o temperaturi (T_i) površina u prostoru.

Gubici kroz zid

Gubici će ovisiti o temperaturi (T_g) plina u prostoru i o temperaturi (T_i) površina u prostoru.

Za tako velike razlike u temperaturama Fourierov linearni zakon kondukcije više ne vrijedi, već moramo podijeliti zid na slojeve i računati toplinski transfer numerički i empirijski prema vrsti materijala od kojeg je napravljen.

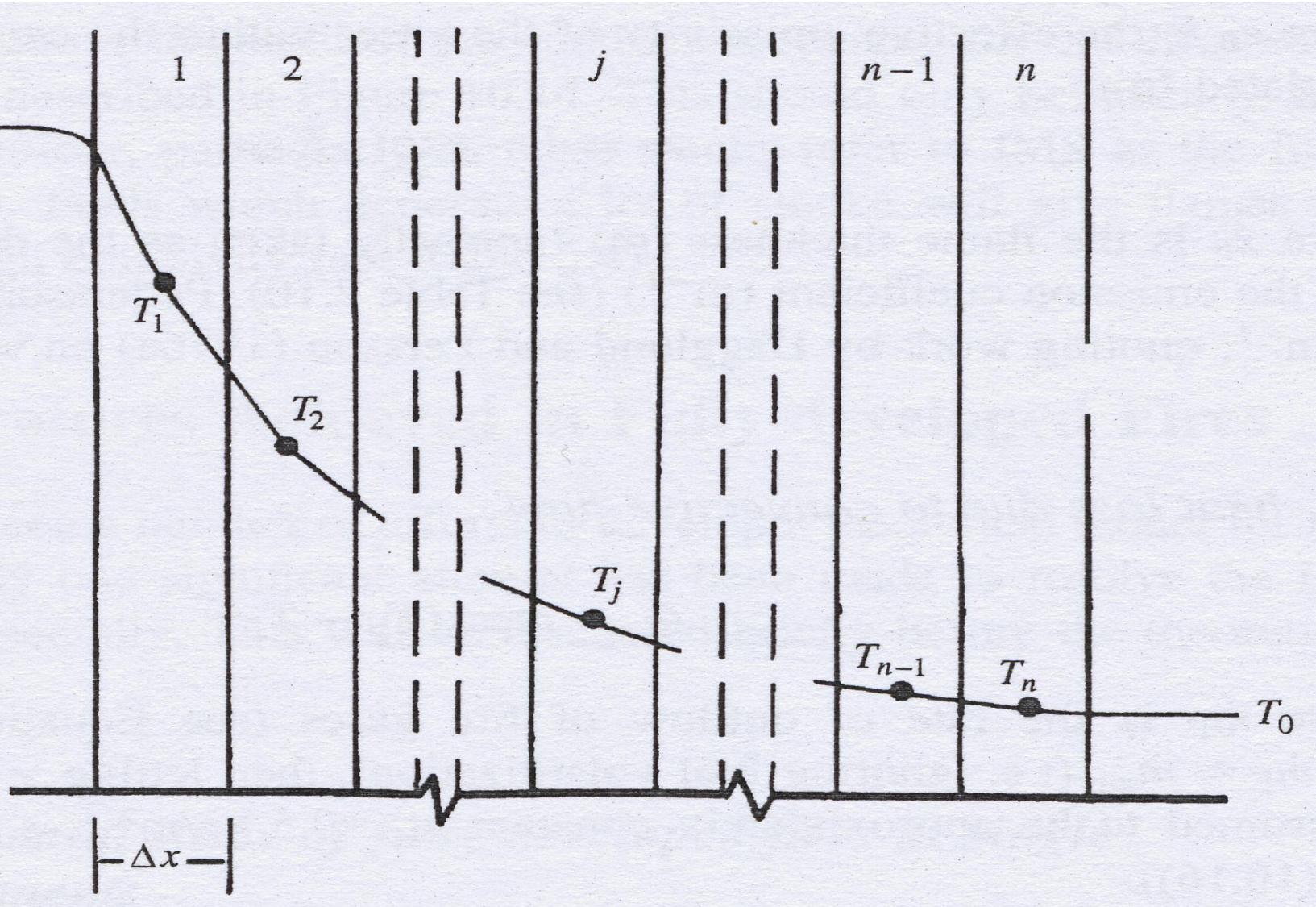
Gubici kroz zid

Gubici će ovisiti o temperaturi (T_g) plina u prostoru i o temperaturi (T_i) površina u prostoru.

Za tako velike razlike u temperaturama Fourierov linearni zakon kondukcije više ne vrijedi, već moramo podijeliti zid na slojeve i računati toplinski transfer numerički i empirijski prema vrsti materijala od kojeg je napravljen.

Zid dijelimo na n slojeva svaki debljine δx i dobivamo jednadžbe prema slici.

Ne-Fourier



Jednažbe za \dot{q}_W

$$\Delta x c_1 \rho \frac{\Delta T_1}{\Delta t} = \frac{T_g - T_1}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{\Delta x}{2k_1}} - \frac{T_1 - T_2}{\frac{\Delta x}{2k_1} + \frac{\Delta x}{2k_2}} \quad (44)$$

Jednažbe za \dot{q}_W

$$\Delta x c_1 \rho \frac{\Delta T_1}{\Delta t} = \frac{T_g - T_1}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{\Delta x}{2k_1}} - \frac{T_1 - T_2}{\frac{\Delta x}{2k_1} + \frac{\Delta x}{2k_2}} \quad (44)$$

$$\Delta x c_j \rho \frac{\Delta T_j}{\Delta t} = \frac{T_{j-1} - T_j}{\frac{\Delta x}{2k_{j-1}} + \frac{\Delta x}{2k_j}} - \frac{T_j - T_{j+1}}{\frac{\Delta x}{2k_j} + \frac{\Delta x}{2k_{j+1}}} \quad (45)$$

Jednažbe za \dot{q}_W

$$\Delta x c_1 \rho \frac{\Delta T_1}{\Delta t} = \frac{T_g - T_1}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{\Delta x}{2k_1}} - \frac{T_1 - T_2}{\frac{\Delta x}{2k_1} + \frac{\Delta x}{2k_2}} \quad (44)$$

$$\Delta x c_j \rho \frac{\Delta T_j}{\Delta t} = \frac{T_{j-1} - T_j}{\frac{\Delta x}{2k_{j-1}} + \frac{\Delta x}{2k_j}} - \frac{T_j - T_{j+1}}{\frac{\Delta x}{2k_j} + \frac{\Delta x}{2k_{j+1}}} \quad (45)$$

$$\Delta x c_n \rho \frac{\Delta T_n}{\Delta t} = \frac{T_{n-1} - T_n}{\frac{\Delta x}{2k_{n-1}} + \frac{\Delta x}{2k_n}} - \frac{T_n - T_0}{\frac{\Delta x}{2k_n} + \frac{\Delta 1}{\gamma_0}} \quad (46)$$

$$\gamma_{1,0} = \frac{\epsilon_r \sigma}{T_g - T_{1,0}} (T_g^4 - T_{1,0}^4) + 0.023; \quad \epsilon_r = \left(\frac{1}{\epsilon_F} + \frac{1}{\epsilon_1} - 1 \right)^{-1}$$

Jednažbe

Jednadžbe (44)-(46) se rješavaju numerički za svaki vremenski korak, a \dot{q}_W se dobiva iz

$$\dot{q}_W = \frac{(A_t - A_W)(T_g - T_1)}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{\Delta x}{2k_1}} \quad (47)$$

Jednažbe

Jednadžbe (44)-(46) se rješavaju numerički za svaki vremenski korak, a \dot{q}_W se dobiva iz

$$\dot{q}_W = \frac{(A_t - A_W)(T_g - T_1)}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{\Delta x}{2k_1}} \quad (47)$$

gdje je A_t ukupna površina zidova, stropa i poda, uključujući ventilacijske otvore A_W .

Uvrštenje jednadžbi (41), (42), (43) i (47) u (40) daje:

Jednažbe

Jednadžbe (44)-(46) se rješavaju numerički za svaki vremenski korak, a \dot{q}_W se dobiva iz

$$\dot{q}_W = \frac{(A_t - A_W)(T_g - T_1)}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{\Delta x}{2k_1}} \quad (47)$$

gdje je A_t ukupna površina zidova, stropa i poda, uključujući ventilacijske otvore A_W .

Uvrštenje jednadžbi (41), (42), (43) i (47) u (40) daje:

Jednažbe temperature

$$T_g = \frac{\dot{q}_C + 0.09c_p A_W \sqrt{H} T_0 + \frac{(A_t - A_W)(T_g - T_1)}{\frac{T_g^4 - T_1^4}{T_g - T_1} \epsilon_r \sigma + 0.023} - A_W \epsilon_F \sigma (T_g^4 - T_0^4)}{0.09c_p A_W \sqrt{H} + \frac{(A_t - A_W)}{\frac{\epsilon_r \sigma}{T_g - T_1} (T_g^4 - T_1^4) + 0.023}}$$

Jednažbe temperature

$$T_g = \frac{\dot{q}_C + 0.09c_p A_W \sqrt{H} T_0 + \frac{(A_t - A_W)(T_g - T_1)}{\frac{T_g^4 - T_1^4}{T_g - T_1} \epsilon_r \sigma + 0.023} - A_W \epsilon_F \sigma (T_g^4 - T_0^4)}{0.09c_p A_W \sqrt{H} + \frac{(A_t - A_W)}{\frac{\epsilon_r \sigma}{T_g - T_1} (T_g^4 - T_1^4) + 0.023} + \frac{\Delta x}{2k}}$$

T_1 , koji ovisi o T_g , se dobiva uzastopnim iteracijama iz jednadžbi (44)-(46); c_p je također funkcija od T_g .

Jednažbe temperature

$$T_g = \frac{\dot{q}_C + 0.09c_p A_W \sqrt{H} T_0 + \frac{(A_t - A_W)(T_g - T_1)}{\frac{1}{\frac{T_g^4 - T_1^4}{T_g - T_1} \epsilon_r \sigma + 0.023} + \frac{\Delta x}{2k}} - A_W \epsilon_F \sigma (T_g^4 - T_0^4)}{0.09c_p A_W \sqrt{H} + \frac{(A_t - A_W)}{\frac{1}{\frac{\epsilon_r \sigma}{T_g - T_1} (T_g^4 - T_1^4) + 0.023} + \frac{\Delta x}{2k}}}$$

T_1 , koji ovisi o T_g , se dobiva uzastopnim iteracijama iz jednadžbi (44)-(46); c_p je također funkcija od T_g .

Sagorijevanje traje $M_f / 0.09 A_W \sqrt{H}$ sekundi, gdje je M_f "drveni ekvivalent" materijala koji sagorijeva. Nakon tog vremena je $\dot{q}_C = 0$.

Usporedba sa stvarnim požarom

Na slijedećem slideu, str. 124, su tako dobivene temperature nanesene kao isprekidana linija.

Usporedba sa stvarnim požarom

Na slijedećem slideu, str. 124, su tako dobivene temperature nanesene kao isprekidana linija.

Pune linije su eksperimentalno dobivene linije.

Usporedba sa stvarnim požarom

Na slijedećem slideu, str. 124, su tako dobivene temperature nanesene kao isprekidana linija.

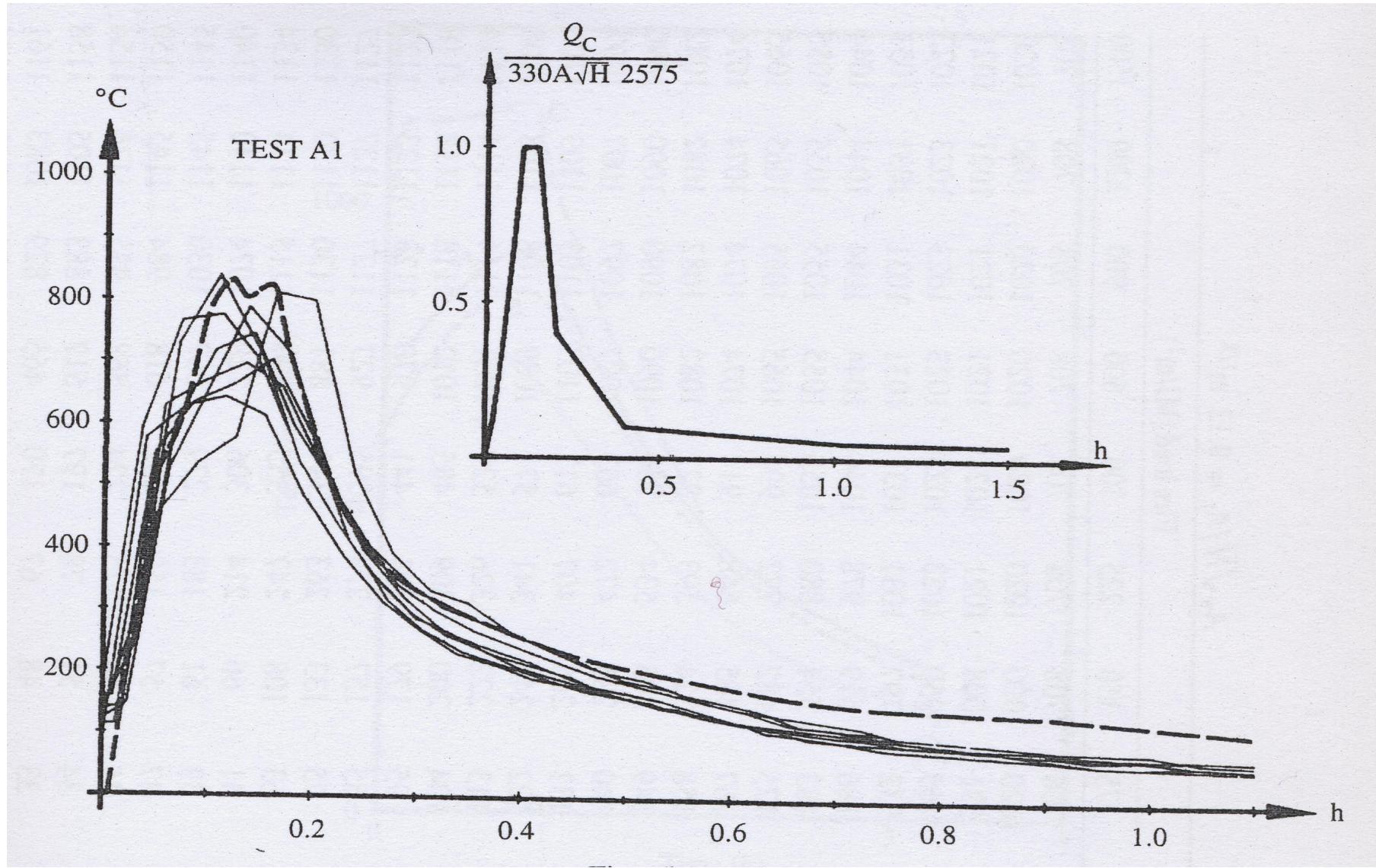
Pune linije su eksperimentalno dobivene linije.

Svakako usporediti sa

<http://fire.gov/flashover/index.htm>

(v. linkove i filmove na toj stranici).

Usporedba sa stvarnim požarom



Jednostavan zadatak

Kolika se toplina prenese u jednoj sekundi kroz jediničnu površinu kroz dvostruki prozor ako je unutrašnja temperatura 20°C , a temperatura vanjskog zraka -10°C . Koeficijent konvekcije s vanjske strane je $20 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$, s unutrašnje $6 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$. Toplinska vodljivost stakla je $0.8 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$, a koeficijent prijenosa topline kroz sloj zraka između stakala je $4 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$.

Jednostavan zadatak

Kolika se toplina prenese u jednoj sekundi kroz jediničnu površinu kroz dvostruki prozor ako je unutrašnja temperatura 20°C , a temperatura vanjskog zraka -10°C .

Koeficijent konvekcije s vanjske strane je $20 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$, s unutrašnje $6 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$. Toplinska vodljivost stakla je $0.8 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$, a koeficijent prijenosa topline kroz sloj zraka između stakala je $4 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$.

Rezultat je 305 W , od čega čak 241 W otpada na zračenje. Dakle, zračenje (čitaj: prozori) je najveći uzrok gubitka energije.

Jednostavan zadatak

Kolika se toplina prenese u jednoj sekundi kroz jediničnu površinu kroz dvostruki prozor ako je unutrašnja temperatura 20°C , a temperatura vanjskog zraka -10°C . Koeficijent konvekcije s vanjske strane je $20 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$, s unutrašnje $6 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$. Toplinska vodljivost stakla je $0.8 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$, a koeficijent prijenosa topline kroz sloj zraka između stakala je $4 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$.

Rezultat je 305 W , od čega čak 241 W otpada na zračenje. Dakle, zračenje (čitaj: prozori) je najveći uzrok gubitka energije.

Izrada: domaća zadaća! 😊

Post scriptum

Sjećate se kad smo na stranici 92 uspoređivali fotonski plin s idealnim plinom? Tada smo rekli da je prosječna energija pojedinih fotona proporcionalna temperaturi, no, tada još nismo mogli reći koji je faktor proporcionalnosti. Za čestice idealnog plina to je $1.5k$, jer je $\langle E \rangle = \frac{3}{2}kT$. A za fotone?

Post scriptum

Sjećate se kad smo na stranici 92 uspoređivali fotonski plin s idealnim plinom? Tada smo rekli da je prosječna energija pojedinih fotona proporcionalna temperaturi, no, tada još nismo mogli reći koji je faktor proporcionalnosti. Za čestice idealnog plina to je $1.5k$, jer je $\langle E \rangle = \frac{3}{2}kT$. A za fotone?

Odgovor je $2.7k$, tj. $\langle E_{\text{foton}} \rangle = 2.7kT$

Post scriptum

Sjećate se kad smo na stranici 92 uspoređivali fotonski plin s idealnim plinom? Tada smo rekli da je prosječna energija pojedinih fotona proporcionalna temperaturi, no, tada još nismo mogli reći koji je faktor proporcionalnosti. Za čestice idealnog plina to je $1.5k$, jer je $\langle E \rangle = \frac{3}{2}kT$. A za fotone?

Odgovor je $2.7k$, tj. $\langle E_{\text{foton}} \rangle = 2.7kT$

Kako biste to izračunali? 😊