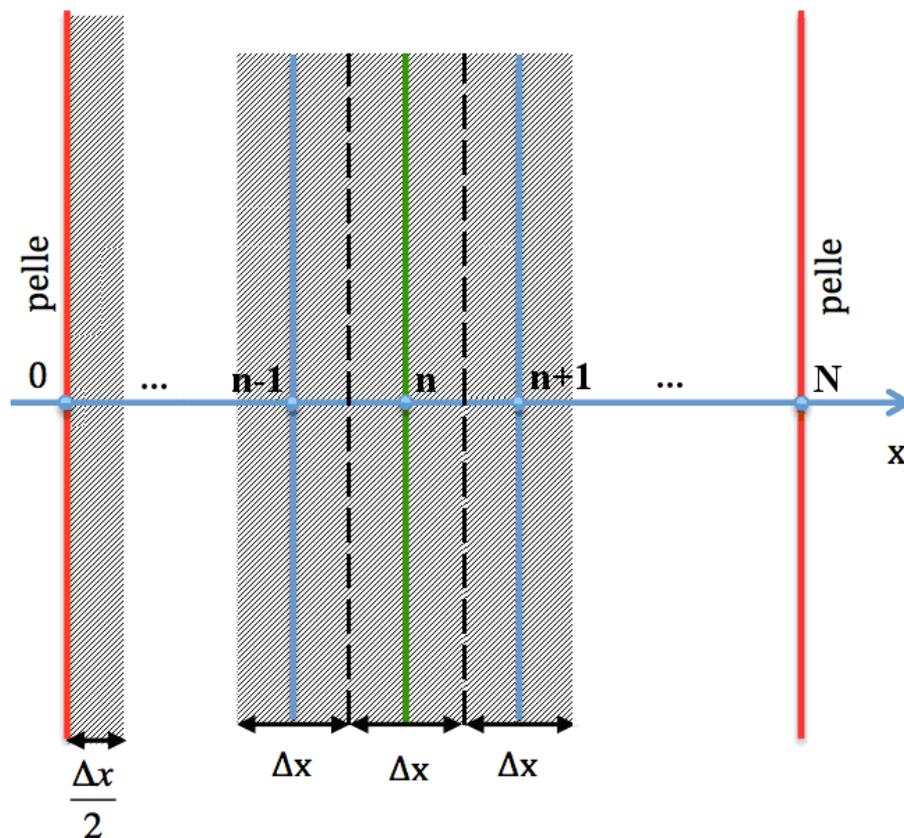


Soluzione numerica dei transitori termici: le differenze finite

Immaginiamo di voler fornire calore a una lastra piana di un determinato spessore e superficie laterale pari a 1 m^2 , che inizialmente si trova a T_0 in ogni punto. Suddividiamo (discretizziamo) lo spessore della lastra stessa negli N singoli strati che lo compongono.

Possiamo quindi immaginare di isolare il generico strato n , delimitato dai nodi $n-1$ e $n+1$.



Lo strato n riceverà calore dai due strati adiacenti: definendo con il passo Δx il campionamento spaziale che andiamo a condurre sullo spessore della lastra, vediamo che per ogni singolo nodo interno il calore scambiato con i nodi adiacenti si riferisce a una massa proporzionale a Δx , mentre il nodo della pelle godrà solo $\frac{1}{2}$ della massa di scambio:

- $M_n = \Delta x \cdot 1\text{m}^2 \cdot \rho$
- $M_0 = \frac{\Delta x}{2} \cdot 1\text{m}^2 \cdot \rho = M_N$

1) METODO ESPLICITO:

Eguagliamo ora lo scambio termico $\partial \dot{q}$ alla variazione di entalpia ∂h :

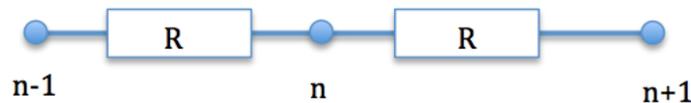
$$\lambda \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} \quad (1)$$

possiamo tradurre l'uguaglianza in **forma finita** indicando non più degli infinitesimi di tempo, spazio e temperatura, ma delle grandezze finite: per questo il metodo prende il nome di "differenze finite", riferendosi a Δ ragionevolmente grandi.

Andiamo perciò a sostituire ∂x , ∂T e $\partial \tau$ con Δx , ΔT e $\Delta \tau$; l'equazione diventa:

$$\Delta \dot{Q} = \Delta H$$

- $\Delta \dot{Q}$



$$\text{in cui } R = \frac{\Delta x}{\lambda}$$

perciò, se

$$\dot{Q}_{n-1} = \frac{T(n-1, t) - T(n, t)}{R}$$

$$\dot{Q}_{n+1} = \frac{T(n, t) - T(n+1, t)}{R}$$

avremo che:

$$\Delta \dot{Q} = \frac{T(n-1, t) - T(n, t) - T(n, t) + T(n+1, t)}{R} \cdot \Delta \tau \quad , \text{ con } R = \frac{\Delta x}{\lambda} \quad (2)$$

- ΔH

$$\Delta H = \Delta x \cdot \rho \cdot c_p \cdot [T(n, t+1) - T(n, t)]$$

Eguagliando i due termini evidenziati e distribuendo le variabili, possiamo ricavare la temperatura del nodo n al tempo t+1:

$$T(n, t + 1) = T(n, t) \cdot [1 - 2 \cdot K] + [T(n - 1, t) + T(n + 1, t)] \cdot K \quad (3)$$

e così via: possiamo individuare le temperature del nodo in tutti i tempi successivi, semplicemente sapendo le temperature precedenti.

Questo discorso è valido unicamente per i nodi interni, cioè per $n = 1, 2, \dots, N-1$.

Se vogliamo sapere il comportamento della pelle, è necessario un ulteriore passaggio:

• $n = 0$

$$\dot{Q}_{0,ss} = h \cdot [T_\infty - T(0, t)]$$

$$\dot{Q}_{0,dx} = \frac{T(0, t) - T(1, t)}{\Delta x / \lambda}$$

perciò

$$h \cdot [T_\infty - T(0, t)] - \frac{T(0, t) - T(1, t)}{\Delta x / \lambda} = \frac{\Delta x}{2} \cdot \rho \cdot c_p \cdot [T(0, t+1) - T(0, t)]$$

incognita

isolando l'incognita:

$$T(0, t+1) = T(0, t) \cdot \left[1 - \Delta \tau \left(\frac{2\lambda}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x^2} + \frac{2h}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x} \right) \right] + \frac{2h \cdot \Delta \tau}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x} \cdot T_\infty + T(1, t) \cdot \frac{2\lambda \cdot \Delta \tau}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x^2} \quad (4)$$

Nel caso in cui Biot sia molto elevato, si può ipotizzare che a tempo zero la temperatura di pelle sia uguale a quella del corpo, mentre non appena viene a contatto con il mezzo riscaldante si porta istantaneamente a T_∞ .

Il metodo esplicito è così chiamato perché *esplicita* la temperatura nuova, conoscendo la precedente: è un metodo che stima il futuro guardando al presente.

Il **metodo implicito** invece stima il presente attingendo dal passato, in un procedimento più complesso; viene utilizzato perché il metodo esplicito implica un limite al passo temporale $\Delta \tau$ da adottare, una volta fissato il passo spaziale.

Analizziamo infatti la (3): il termine

$$\left[1 - 2\Delta \tau \cdot \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x^2} \right]$$

deve essere necessariamente posto maggiore o al limite uguale a zero, in quanto se per assurdo così non fosse, il punto n, situato tra due punti più caldi, si raffredderebbe!!

Ponendolo uguale a zero si ricava il $\Delta\tau_{lim}$:

$$\Delta\tau_{lim} = \Delta x^2 \cdot \frac{\rho \cdot c_p}{2\lambda} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta x^2}{\alpha^2}$$

se ci poniamo in condizioni di $\Delta\tau_{lim}$, la soluzione diventa immediata: la temperatura successiva del nodo sarà il valor medio delle temperature dei nodi circostanti. Il che non è molto realistico.

Perciò occorre definire un $\Delta\tau$ ottimale:

$$\Delta\tau_{opt} = \frac{2}{3} \cdot \Delta\tau_{lim} = \frac{1}{3} \cdot \frac{\Delta x^2}{\alpha^2}$$

il passo temporale è più corto: il termine dell'equazione (3) non si annulla, e la nuova temperatura al tempo t+1 diviene:

$$T(n, t+1) = \frac{T(n-1, t) + T(n, t) + T(n+1, t)}{3}$$

Se però avevamo h finito, la formula per il Delta Tau Lim, valutata per il nodo sulla pelle, diventa:

$$\Delta\tau_{lim} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta x^2}{a} \cdot \frac{1}{1 + \frac{h \cdot \Delta x}{\lambda}}$$

TRANSITORIO TERMICO LASTRA PIANA

spessore $L=$ 0,12 m
 diffusività $a=$ 0,023 m²/h 6,389E-06 m²/s
 T iniziale $T_0=$ 38 °C
 T infinito $T_{inf}=$ 260 °C (olio bollente)
 delta x $\Delta x=$ 0,015 m

calcolo il transitorio termico per i primi 3 minuti

1) $T_{pelle} = 260^\circ\text{C} = T_{inf}$ perché stiamo ipotizzando che si porti alla temperatura esterna, causa $h=\infty$

1.1) METODO ESPLICITO ($h=+\infty$), $\Delta\tau$ limite

2) con Tau limite la risoluzione della tabella delle temperature avviene risolvendo la semplice **media aritmetica tra le temperature dei nodi adiacenti al tempo precedente.**

$\Delta\tau$ limite 17,6087

		x	0	0,15	0,3	0,45	0,6	0,75	0,9	1,05	1,2
		n	0	1	2	3	4	5	6	7	8
τ	t										
0	0	260	38	38	38	38	38	38	38	38	260
18	1	260	149,0	38,0	38,0	38,0	38,0	38,0	38,0	149,0	260
35	2	260	149,0	93,5	38,0	38,0	38,0	93,5	149,0	260	
53	3	260	176,8	93,5	65,8	38,0	65,8	93,5	176,8	260	
70	4	260	176,8	121,3	65,8	65,8	65,8	121,3	176,8	260	
88	5	260	190,6	121,3	93,5	65,8	93,5	121,3	190,6	260	
106	6	260	190,6	142,1	93,5	93,5	93,5	142,1	190,6	260	
123	7	260	201,0	142,1	117,8	93,5	117,8	142,1	201,0	260	
141	8	260	201,0	159,4	117,8	117,8	117,8	159,4	201,0	260	
158	9	260	209,7	159,4	138,6	117,8	138,6	159,4	209,7	260	
176	10	260	209,7	174,1	138,6	138,6	138,6	174,1	209,7	260	

.....

1.2) METODO ESPLICITO ($h=+\infty$), $\Delta\tau$ ottimo

$\Delta\tau$ ottimo 11,73913

con $\Delta\tau$ ottimo la risoluzione della tabella delle temperature avviene risolvendo la semplice **media aritmetica tra le temperature dei nodi adiacenti E DEL NODO STESSO al tempo precedente.**

		x	0	0,15	0,3	0,45	0,6	0,75	0,9	1,05	1,2
		n	0	1	2	3	4	5	6	7	8
τ	t										
0	0	260		38	38	38	38	38	38	38	260
12	1	260		112,0	38,0	38,0	38,0	38,0	38,0	112,0	260
23	2	260	136,7	62,7	38,0	38,0	38,0	62,7	136,7	260	
35	3	260	153,1	79,1	46,2	38,0	46,2	79,1	153,1	260	
47	4	260	164,1	92,8	54,4	43,5	54,4	92,8	164,1	260	
59	5	260	172,3	103,8	63,6	50,8	63,6	103,8	172,3	260	
70	6	260	178,7	113,2	72,7	59,3	72,7	113,2	178,7	260	
82	7	260	184,0	121,5	81,8	68,2	81,8	121,5	184,0	260	
94	8	260	188,5	129,1	90,5	77,3	90,5	129,1	188,5	260	
106	9	260	192,5	136,0	99,0	86,1	99,0	136,0	192,5	260	
117	10	260	196,2	142,5	107,0	94,7	107,0	142,5	196,2	260	
129	11	260	199,6	148,6	114,7	102,9	114,7	148,6	199,6	260	
141	12	260	202,7	154,3	122,1	110,8	122,1	154,3	202,7	260	

.....

Grafico temperature per $\Delta\tau$ limite, $h=\infty$

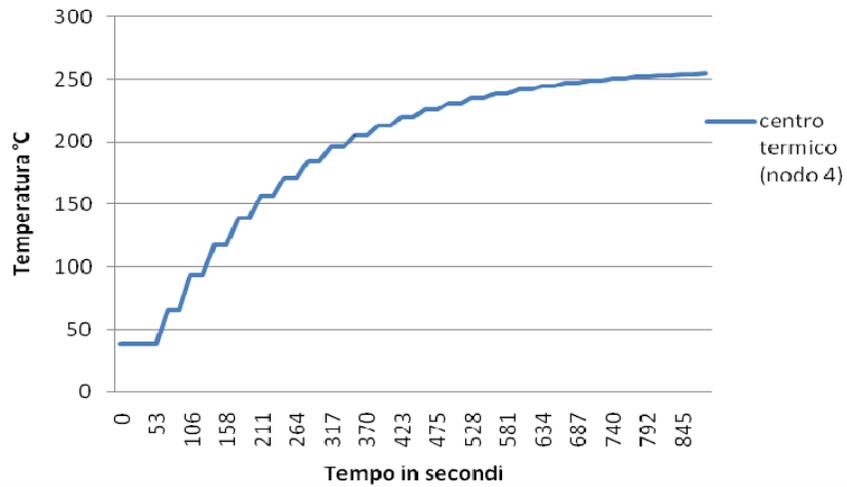
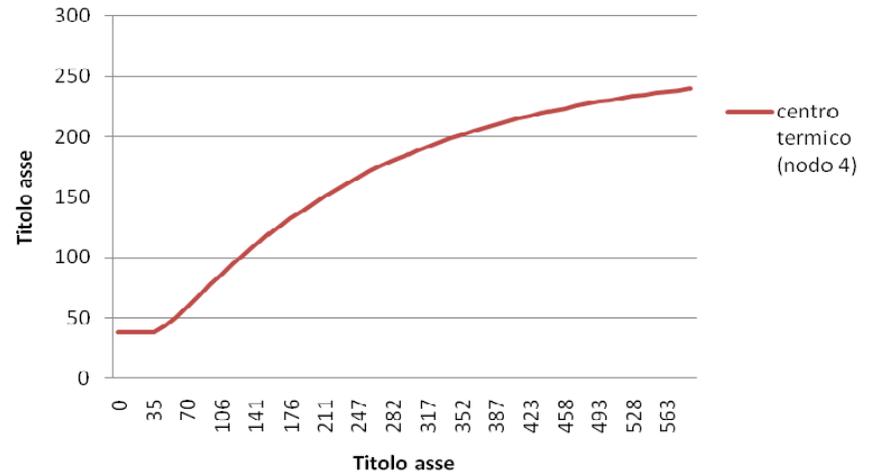
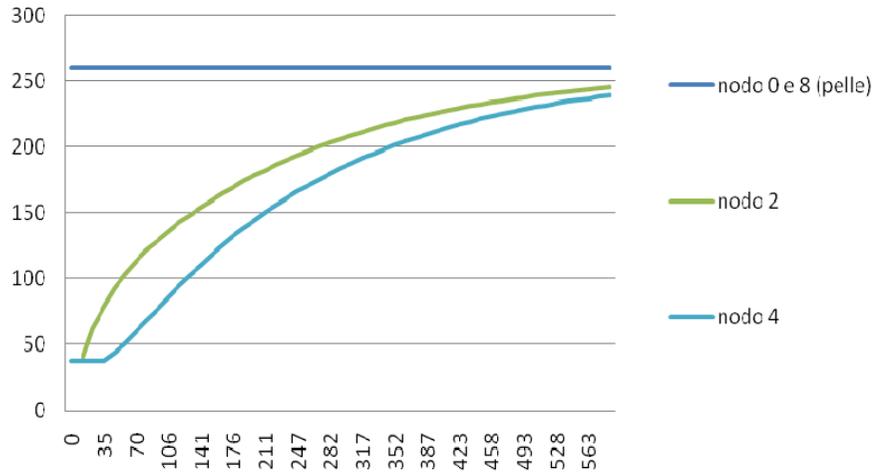


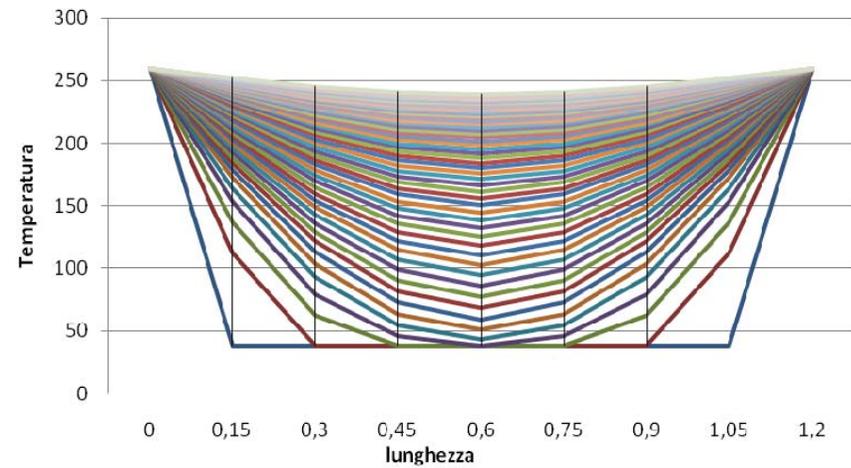
Grafico temperature per $\Delta\tau$ ottimo, $h=\infty$



Andamento temperature di ogni nodo, per $\Delta\tau$ ottimo e $h=\infty$



Andamento temperature della lastra nel tempo, per $\Delta\tau$ ottimo e $h=\infty$



1.3) METODO ESPLICITO (h=80 W/m²K), Δτ arbitrario

h= 80 W/m²K

λ= 1 W/mK

Δx= 0,015 m

1) T pelle ≠ 260°C = T inf perché stiamo ipotizzando che il coefficiente di convezione, finito, influisca sulla temperatura della pelle che necessita di un certo tempo, non più istantaneo per raggiungere T inf.

2) non essendo Δτ limite ' molto maggiore a Δτ ottimo = 11,73 possiamo utilizzare Δτ ottimo facendo attenzione che i dati non assumano un andamento troppo smorzato, seppur questo smorzamento non sia evitabile data la scelta arbitraria di un Δτ > Δτ limite, non viene evidenziato alcuno smorzamento invece nel caso in cui Δτ < Δτ limite, come mostrato nei grafici successivi

3) con Δτ scelto arbitrariamente la risoluzione delle temperature intermedie viene fatta con la formula:

Δτ limite ' 8,003953

Δτ ottimo 11,73913

$$T(n,t+1) = T(n,t) \cdot \left[1 - 2 \cdot \frac{\Delta\tau \cdot \lambda}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x^2} \right] + [T(n-1,t) + T(n+1,t)] \cdot \frac{\Delta\tau \cdot \lambda}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x^2}$$

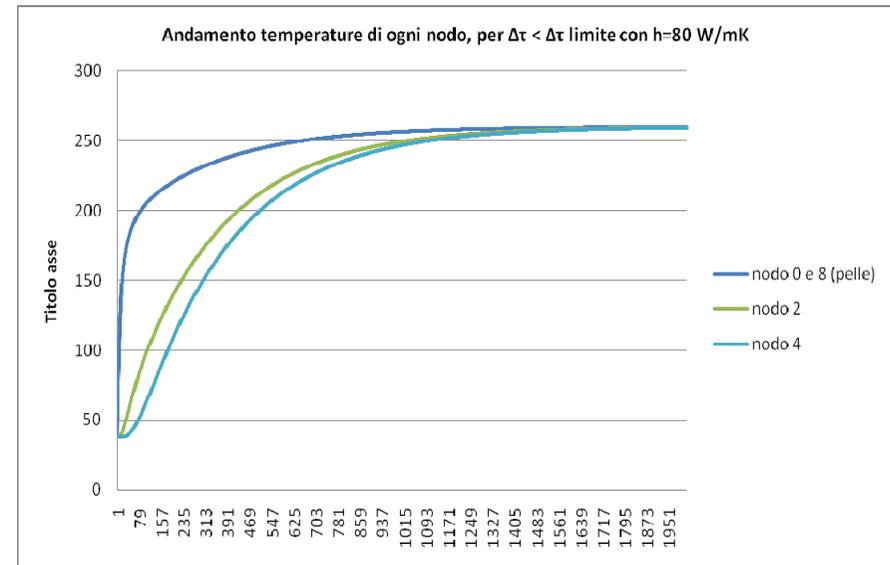
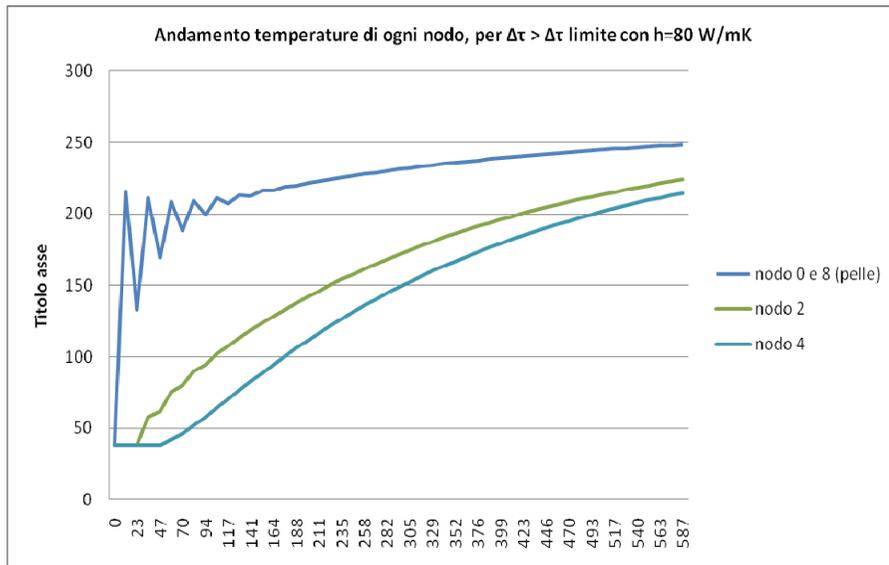
		x	0	0,15	0,3	0,45	0,6	0,75	0,9	1,05	1,2
		n	0	1	2	3	4	5	6	7	8
τ	t										
0	0		38	38	38	38	38	38	38	38	38
12	1		215,6	38,0	38,0	38,0	38,0	38,0	38,0	38,0	215,6
23	2		132,7	97,2	38,0	38,0	38,0	38,0	38,0	97,2	132,7
35	3		210,9	89,3	57,7	38,0	38,0	38,0	57,7	89,3	210,9
47	4		169,1	119,3	61,7	44,6	38,0	44,6	61,7	119,3	169,1
59	5		208,6	116,7	75,2	48,1	42,4	48,1	75,2	116,7	208,6
70	6		188,5	133,5	80,0	55,2	46,2	55,2	80,0	133,5	188,5
82	7		209,1	134,0	89,6	60,5	52,2	60,5	89,6	134,0	209,1
94	8		199,8	144,2	94,7	67,4	57,7	67,4	94,7	144,2	199,8
106	9		210,9	146,2	102,1	73,3	64,2	73,3	102,1	146,2	210,9
117	10		207,0	153,1	107,2	79,8	70,2	79,8	107,2	153,1	207,0

.....

$\Delta\tau$ limite ' 8,003953

$\Delta\tau$ scelto 1

		x	0	0,15	0,3	0,45	0,6	0,75	0,9	1,05	1,2
		n	0	1	2	3	4	5	6	7	8
τ	t										
0	0		38	38	38	38	38	38	38	38	38
1	1		53,1	38,0	38,0	38,0	38,0	38,0	38,0	38,0	53,1
2	2		66,4	38,4	38,0	38,0	38,0	38,0	38,0	38,4	66,4
3	3		78,0	39,2	38,0	38,0	38,0	38,0	38,0	39,2	78,0
4	4		88,2	40,3	38,0	38,0	38,0	38,0	38,0	40,3	88,2
5	5		97,2	41,6	38,1	38,0	38,0	38,0	38,1	41,6	97,2
6	6		105,1	43,1	38,2	38,0	38,0	38,0	38,2	43,1	105,1
7	7		112,1	44,7	38,3	38,0	38,0	38,0	38,3	44,7	112,1
8	8		118,4	46,4	38,5	38,0	38,0	38,0	38,5	46,4	118,4



2) METODO IMPLICITO:

$$T(n,t) \cdot \left[1 + 2\Delta\tau \cdot \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x^2} \right] = T(n,t-1) + [T(n-1,t) + T(n+1,t)] \cdot \frac{\Delta\tau \cdot \lambda}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x^2}$$

o, meglio:

$$-T(n-1,t) \cdot \frac{\Delta\tau \cdot \lambda}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x^2} + T(n,t) \cdot \left[1 + \frac{2 \cdot \Delta\tau \cdot \lambda}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x^2} \right] - T(n+1,t) \cdot \frac{\Delta\tau \cdot \lambda}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x^2} = T(n,t-1) \quad (5)$$

in cui $T(n,t-1)$, cioè il secondo membro, e' l'unica che conosco (termine noto):
ho così tre incognite in una sola equazione.

Questa equazione posso però riscriverla per gli N-1 nodi interni, con $n = 1, 2, \dots, N-1$, attraverso una scrittura matriciale:

$$\{T(n,t)\} \times [C] = \{T(n,t-1)\}$$

in cui $[C]$ è la matrice dei coefficienti. Possiamo riscrivere l'equazione in modo da isolare il vettore delle incognite, moltiplicando entrambi i membri per la matrice inversa dei coefficienti:

$$\{T(n,t)\} = \{T(n,t-1)\} \times [C^{-1}]$$

Costruiamo quindi la matrice $[C]$, a partire dall'equazione (5):

chiameremo con \mathbf{K} il termine $\left[\frac{\Delta\tau \cdot \lambda}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x^2} \right]$;

lungo la diagonale avremo il termine sotto indicato, che chiameremo \mathbf{D} :

$$\mathbf{D} = \left[1 + \frac{2 \cdot \Delta\tau \cdot \lambda}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x^2} \right] = [1 + 2 \cdot \mathbf{K}]$$

mentre i termini subito a sinistra ed a destra di quello lungo la diagonale valgono $-\mathbf{K}$.

Avremo così una matrice C, di dimensioni $[N+1] \times [N+1]$, fatta in questo modo:

$$[C] = \begin{bmatrix} \textcircled{1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -K & D & -K & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -K & D & -K & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -K & D & -K & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -K & D & -K \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \textcircled{1} \end{bmatrix}$$

Nell'ipotesi in cui $h \rightarrow \infty$, ai vertici (i pallini azzurri) il coefficiente sarà 1, in quanto la pelle salterà subito a T_∞ .

Quando invece h è un numero finito, nella prima riga della matrice C avremo:

$$T(0,t) \cdot \left[1 + \left(h_c + \frac{\lambda}{\Delta x} \right) \frac{2 \cdot \Delta \tau}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x} \right] + T(1,t) \cdot \left[-\frac{2 \cdot \Delta \tau \cdot \lambda}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x^2} \right] = T(0,t-1) + T_\infty \cdot \left(h \cdot \frac{2 \cdot \Delta \tau}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x} \right)$$

↓ B
↓ -2K
↗ A

$$B = 1 + \left[\left(h_c + \frac{\lambda}{\Delta x} \right) \frac{2 \cdot \Delta \tau}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x} \right] \qquad A = T_\infty \cdot \left(h \cdot \frac{2 \cdot \Delta \tau}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x} \right)$$

I coefficiente B e $-2K$ sono rispettivamente il primo e secondo termine della prima riga della matrice C .

$$[C] = \begin{bmatrix} B & -2K & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -K & D & -K & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -K & D & -K & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -K & D & -K & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -K & D & -K \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -2K & B \end{bmatrix}$$

L'ultimo termine, invece, che possiamo chiamare A per brevità, va aggiunto solamente ai coefficienti che moltiplicano i nodi della pelle: per questo sarà necessario definire un vettore T da sommare prima che si faccia il prodotto tra matrici, per cui:

$$T = \begin{Bmatrix} A \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ A \end{Bmatrix}$$

e così avere:

$$\{T(n,t)\} = [T(n,t-1) + \{T\}] \times [C^{-1}]$$

Il modo migliore per fissare le idee è metterle in pratica in un'applicazione su Excel, in cui vedremo anche il caso in cui h sia un numero finito.

2.1) METODO IMPLICITO (h=∞)

T(0,0)=Tinfinito= 260 °C

$$D = 1 + \frac{2 \cdot \Delta\tau \cdot \lambda}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x^2} = 1 + \frac{2 \cdot \Delta\tau \cdot a}{\Delta x^2} = 1 + \frac{2 \cdot 10 \cdot 6,389 \cdot 10^{-6}}{0,15^2} = 1,5679$$

Δτ= 10 s

D= 1,5679

K= 0,2840

$$K = \frac{\Delta\tau \cdot \lambda}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x^2} = \frac{\Delta\tau \cdot a}{\Delta x^2} = 0,2840$$

Data l'ipotesi del coefficiente di convezione infinito, il vettore delle temperature dei nodi è calcolabile facendo una convoluzione tra la matrice dei coefficienti C, inversa e il vettore delle temperature al tempo precedente:

$$\{T(n, t + 1)\} = \{T(n, t)\} \times [C^{-1}]$$

Matrice dei coefficienti [C]

n	0	1	2	3	4	5	6	7	8
0	1	0	0	0	0	0	0	0	0
1	-0,2840	1,5679	-0,2840	0	0	0	0	0	0
2	0	-0,2840	1,5679	-0,2840	0	0	0	0	0
3	0	0	-0,2840	1,5679	-0,2840	0	0	0	0
4	0	0	0	-0,2840	1,5679	-0,2840	0	0	0
5	0	0	0	0	-0,2840	1,5679	-0,2840	0	0
6	0	0	0	0	0	-0,2840	1,5679	-0,2840	0
7	0	0	0	0	0	0	-0,2840	1,5679	-0,2840
8	0	0	0	0	0	0	0	0	1

1 perché stiamo ipotizzando che $h=+\infty$ e quindi istantaneamente $T_{pelle} = T_{inf}$ al tempo 0

2.1) METODO IMPLICITO (h=100 W/m²K)

h= 100 W/m²K
 Δτ= 60 s
 λ= 1 W/mK
 Δx= 0,015 m

D= 4,4074
 K= 1,7037

Data l'ipotesi del coefficiente di convezione finito, il vettore delle temperature dei nodi è calcolabile facendo una convoluzione tra la matrice dei coefficienti C inversa e il vettore delle temperature al tempo precedente addizionato ad un opportuno vettore correttivo che tenga conto della convezione:

$$\{T(n, t)\} = [\{T(n, t - 1)\} + \{T\}] \times [C^{-1}]$$

Matrice dei coefficienti [C]

n	0	1	2	3	4	5	6	7	8
0	9,518519	-3,40741	0	0	0	0	0	0	0
1	-1,7037	4,4074	-1,7037	0	0	0	0	0	0
2	0	-1,7037	4,4074	-1,7037	0	0	0	0	0
3	0	0	-1,7037	4,4074	-1,7037	0	0	0	0
4	0	0	0	-1,7037	4,4074	-1,7037	0	0	0
5	0	0	0	0	-1,7037	4,4074	-1,7037	0	0
6	0	0	0	0	0	-1,7037	4,4074	-1,7037	0
7	0	0	0	0	0	0	-1,7037	4,4074	-1,7037
8	0	0	0	0	0	0	0	-3,407407	9,518519

$$1 + \left(h + \frac{\lambda}{\Delta x} \right) \frac{2 \cdot \Delta \tau}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x}$$

Vettore correttivo

T

$$\frac{2 \cdot h \cdot \Delta \tau}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta x} \cdot T_\infty$$

1329
0
0
0
0
0
0
0
1329

Matrice dei coefficienti INVERSA

n	0	1	2	3	4	5	6	7	8
0	0,126476	0,119660998	0,056605	0,026774	0,012659	0,005973	0,002793	0,001253	0,000224
1	0,05983	0,33427	0,15813	0,07479	0,03536	0,01669	0,00780	0,00350	0,00063
2	0,02830	0,15813	0,35246	0,16671	0,07882	0,03719	0,01739	0,00780	0,00140
3	0,01339	0,07479	0,16671	0,35649	0,16854	0,07953	0,03719	0,01669	0,00299
4	0,00633	0,03536	0,07882	0,16854	0,35719	0,16854	0,07882	0,03536	0,00633
5	0,00299	0,01669	0,03719	0,07953	0,16854	0,35649	0,16671	0,07479	0,01339
6	0,00140	0,00780	0,01739	0,03719	0,07882	0,16671	0,35246	0,15813	0,02830
7	0,00063	0,00350	0,00780	0,01669	0,03536	0,07479	0,15813	0,33427	0,05983
8	0,000224	0,001253183	0,002793	0,005973	0,012659	0,026774	0,056605	0,119661	0,126476

Tabella delle temperature

	0	60	120	180	240	300	360	420	480	540	600	660
n	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
0	38	182	211	223	230	235	239	243	245	248	250	251
1	38	107	146	170	187	199	209	218	224	230	235	239
2	38	72	105	132	153	171	185	197	208	216	223	229
3	38	57	83	109	132	153	170	184	197	207	215	223
4	38	52	76	101	125	146	165	180	193	204	213	220
5	38	57	83	109	132	153	170	184	197	207	215	223
6	38	72	105	132	153	171	185	197	208	216	223	229
7	38	107	146	170	187	199	209	218	224	230	235	239
8	38	182	211	223	230	235	239	243	245	248	250	251