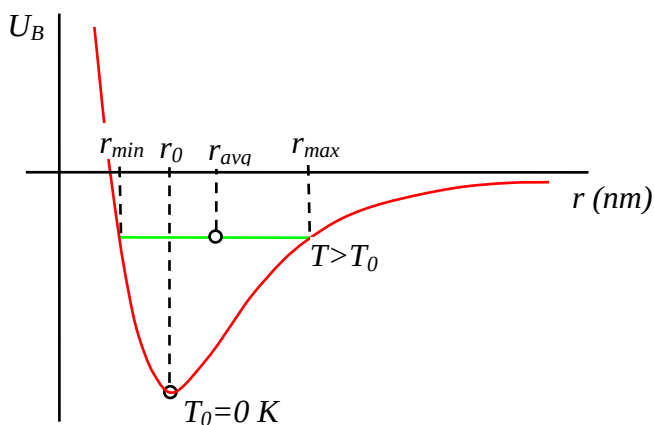


18 Θερμική Διαστολή

Δρ. Σιδεράς Ευστάθιος, Καθηγητής ΑΣΠΑΙΤΕ

Ο όρος θερμική διαστολή αναφέρεται στην αύξηση των διαστάσεων ενός σώματος όταν αυτό θερμαίνεται. Με ελάχιστες εξαιρέσεις, όπως π.χ. το νερό, όλα τα στερεά και τα υγρά σώματα διαστέλλονται όταν θερμαίνονται και συστέλλονται όταν αυτά ψύχονται. Για να γίνει κατανοητός ο μηχανισμός της θερμικής διαστολής των σωμάτων πρέπει να διερευνήσουμε τη συμπεριφορά του σώματος σε ατομικό ή μοριακό επίπεδο. Έχουμε ήδη αναφέρει και σε προηγούμενες παραγράφους ότι οι δεσμοί που συγκρατούν τα άτομα ή τα μόρια μεταξύ τους μέσα σε ένα σώμα αναπαρίστανται με «μικροσκοπικά ελατήρια». Όταν η απόλυτη θερμοκρασία του σώματος είναι 0 K , τα άτομα ή τα μόρια έχουν μηδέν θερμική ενέργεια, ή με άλλα λόγια είναι ακίνητα στα άκρα των «μικροσκοπικών ελατηρίων». Στην κατάσταση αυτή, η απόσταση r_0 των γειτονικών ατόμων ή μορίων είναι της τάξης του 10^{-9} m . Η δυναμική ενέργεια $U_B(r)$ καθενός από τα μικροσκοπικά αυτά ελατήρια συναρτήσει της απόστασης r μεταξύ των δυο ατόμων ή των δυο μορίων που συγκρατεί προσεγγίζεται ικανοποιητικά από το διάγραμμα της δυναμικής ενέργειας του Σχήματος 15.5. Όπως δείχνει το διάγραμμα αυτό, η δυναμική ενέργεια των μικροσκοπικών ελατηρίων δεν είναι συμμετρική ως προς τη θέση ισορροπίας r_0 . Συγκεκριμένα, η συνάρτηση $U_B(r)$ μεταβάλλεται πιο απότομα όταν $r < r_0$. Αυτό σημαίνει ότι, τα γειτονικά άτομα ή μόρια είναι ευκολότερο να απομακρυνθούν παρά να πλησιάσουν μεταξύ τους. Για να αντιληφθείτε καλύτερα την παρατήρηση αυτή, είναι σκόπιμο να θυμηθείτε τα ενεργειακά διαγράμματα και πως από αυτά υπολογίζονται οι δυνάμεις. Συγκεκριμένα, το μέτρο της δύναμης σε ένα δυναμικό πεδίο είναι ανάλογο με την κλίση dU/dr της συνάρτησης $U(r)$ της δυναμικής ενέργειας. Με άλλα λόγια, όσο πιο απότομα μεταβάλλεται η δυναμική ενέργεια μέσα στο χώρο τόσο πιο ισχυρές δυνάμεις αναπτύσσονται πάνω στα άτομα ή στα μόρια.



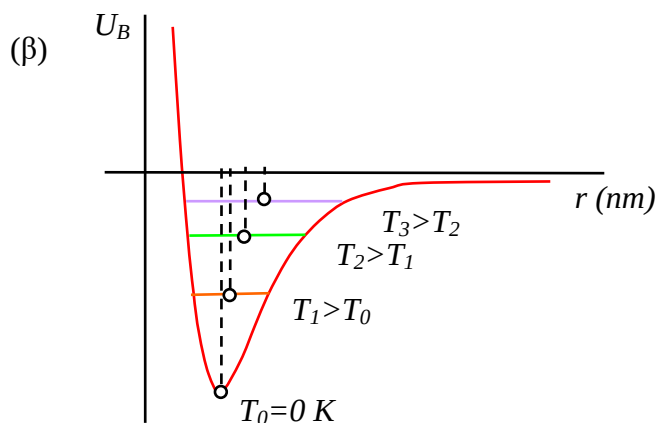
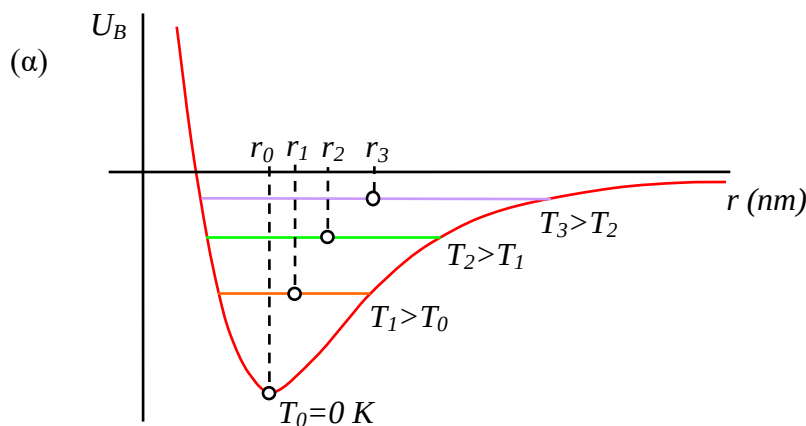
ΣΧΗΜΑ 18.1 Το διάγραμμα δυναμικής ενέργειας δυο γειτονικών ατόμων ή μορίων σε ένα σώμα συναρτήσει της απόστασής τους.

Όταν η θερμοκρασία T του σώματος είναι μεγαλύτερη από το απόλυτο μηδέν, όταν δηλαδή $T > T_0$, η θερμική ενέργεια που έχει το σώμα εξαναγκάζει τα άτομα ή τα μόρια να ταλαντώνονται γύρω από τη θέση ισορροπίας r_0 με πλάτη που περιορίζονται από την καμπύλη της δυναμικής ενέργειας. Συγκεκριμένα, όπως δείχνει και το Σχήμα 18.1, όταν η θερμοκρασία του σώματος είναι $T > T_0$ τα άτομα ή τα μόρια δεν μπορούν να πλησιάσουν σε αποστάσεις μικρότερες από την τιμή r_{min} ούτε να απομακρυνθούν σε αποστάσεις μεγαλύτερες από την τιμή r_{max} . Στην κατάσταση αυτή, και εξαιτίας της ασυμμετρίας του διαγράμματος της

δυναμικής ενέργειας, η μέση απόσταση $r_{avg} = \frac{r_{min} + r_{max}}{2}$ των γειτονικών ατόμων ή μορίων

είναι μεγαλύτερη από την απόσταση r_0 που έχουν αυτά στο απόλυτο μηδέν, όταν δηλαδή $T_0=0$ K. Επομένως, σε οποιαδήποτε θερμοκρασία $T>T_0$ οι διαστάσεις του σώματος θα είναι μεγαλύτερες από τις διαστάσεις που έχει αυτό στη θερμοκρασία T_0 του απόλυτου μηδενός.

Ας εξετάσουμε τώρα τη συμπεριφορά δυο διαφορετικών υλικών, ενός θερμοελαστικού υλικού και ενός θερμομονωτικού κεραμικού υλικού, στις μεταβολές της θερμοκρασίας. Τα δυο αυτά υλικά έχουν διαφορετικά διαγράμματα δυναμικής ενέργειας και όπως δείχνουν τα διαγράμματα του Σχήματος 18.2, η δυναμική ενέργεια στα θερμομονωτικά κεραμικά υλικά μεταβάλλεται πιο απότομα και επομένως, οι δυνάμεις συγκράτησης των μορίων σε ένα θερμομονωτικό κεραμικό υλικό είναι ισχυρότερες από τις αντίστοιχες δυνάμεις σε ένα θερμοελαστικό υλικό.



ΣΧΗΜΑ 18.2 α) Διάγραμμα δυναμικής ενέργειας των μορίων θερμοελαστικού υλικού (ασθενείς δεσμοί).
β) Διάγραμμα δυναμικής ενέργειας των μορίων θερμομονωτικού κεραμικού υλικού (ισχυροί δεσμοί).

Από τα διαγράμματα του Σχήματος 18.2 προκύπτουν οι εξής ενδιαφέρουσες παρατηρήσεις:

- Όσο αυξάνεται η θερμοκρασία του σώματος τόσο αυξάνονται τα πλάτη των ταλαντώσεων των μορίων.
- Όσο αυξάνονται τα πλάτη των ταλαντώσεων των μορίων τόσο αυξάνονται και οι μέσες αποστάσεις των γειτονικών μορίων. Με άλλα λόγια, η αύξηση της θερμοκρασίας

ισοδυναμεί με την αύξηση των διαστάσεων του σώματος, δηλαδή τη **θερμική διαστολή** του σώματος.

- Όσο πιο απότομα μεταβάλλεται η δυναμική ενέργεια τόσο λιγότερο αυξάνεται η μέση απόσταση των γειτονικών μορίων με την αύξηση της θερμοκρασίας. Με άλλα λόγια, τα θερμοελαστικά υλικά διαστέλλονται περισσότερο από ότι τα θερμομονωτικά κεραμικά υλικά.
- Στα ισотροπικά υλικά, όπου το διάγραμμα της δυναμικής ενέργειας είναι το ίδιο σε όλες τις διευθύνσεις, η θερμική διαστολή λαμβάνει χώρα ομοιόμορφα προς όλες τις διευθύνσεις του σώματος.

Οι παρατηρήσεις αυτές έχουν επιβεβαιωθεί και πειραματικά.

Γραμμική Θερμική Διαστολή

Για να εκφράσουμε με μια μαθηματική εξίσωση το φαινόμενο της θερμικής διαστολής των σωμάτων εξετάζουμε αρχικά μια ράβδο που έχει μήκος L και είναι κατασκευασμένη από ένα ισотροπικό υλικό. Με πολύ ικανοποιητική προσέγγιση, μπορούμε να δεθούμε ότι, αν η απόλυτη θερμοκρασία T της ράβδου μεταβληθεί στοιχειωδώς κατά ποσότητα dT τότε το ποσοστό μεταβολής dL/L του μήκους της ράβδου είναι ανάλογο της μεταβολής dT της θερμοκρασίας. Επομένως, μπορούμε να γράψουμε την εξίσωσης:

$$\frac{dL}{L} = \alpha dT \quad (18.1)$$

όπου η σταθερά αναλογίας α ονομάζεται **συντελεστής γραμμικής θερμικής διαστολής** της ράβδου. Ο συντελεστής αυτός έχει μονάδα το K^{-1} και εξαρτάται κυρίως από τη φύση του υλικού κατασκευής της ράβδου αλλά και από την απόλυτη θερμοκρασία T . Στον Πίνακα 18.1 δίνονται οι μέσες τιμές του γραμμικού συντελεστή θερμικής διαστολής ορισμένων υλικών.

Η εξάρτηση από τη θερμοκρασία T μας αναγκάζει να χρησιμοποιούμε την Εξίσωση 18.1 σε συγκεκριμένες θερμοκρασιακές περιοχές στις οποίες δεχόμαστε ότι ο συντελεστής θερμικής διαστολής α διατηρείται περίπου σταθερός και επί πλέον το σώμα δεν υφίσταται **αλλαγή φάσης**. Με ολοκλήρωση της Εξίσωσης 18.1 από μια αρχική θερμοκρασία T_i όπου το μήκος της ράβδου είναι L_i σε μια τελική θερμοκρασία T_f όπου το μήκος της ράβδου είναι L_f θα έχουμε:

$$\int_{L_i}^{L_f} \frac{dL}{L} = \int_{T_i}^{T_f} \alpha dT \Rightarrow \ln L \Big|_{L_i}^{L_f} = \alpha T \Big|_{T_i}^{T_f} \Rightarrow \ln L_f - \ln L_i = \alpha(T_f - T_i) \Rightarrow$$

$$\ln \left(\frac{L_f}{L_i} \right) = \alpha(T_f - T_i) \Rightarrow$$

$$\frac{L_f}{L_i} = e^{\alpha \Delta T} \quad (18.2)$$

όπου $\Delta T = T_f - T_i$.

Δεδομένου τώρα ότι ο συντελεστής α είναι της τάξης του 10^{-5} ανά K, σε μια ακραία μεταβολή ΔT της θερμοκρασίας της τάξης των 10^2 K, ο εκθέτης ($\alpha \Delta T \sim 10^{-3}$) θα είναι σε κάθε περίπτωση πολλές φορές μικρότερος από το ένα:

$$a \Delta T \ll 1 \quad (18.3)$$

Αναπτύσσοντας τον εκθετικό παράγοντα της Εξίσωσης 18.2 σε σειρά Taylor και λαμβάνοντας υπόψη την Ανισότητα 18.3 θα έχουμε:

$$e^{a \Delta T} = 1 + a \Delta T + \frac{(a \Delta T)^2}{1 \cdot 2} + \frac{(a \Delta T)^3}{1 \cdot 2 \cdot 3} + \frac{(a \Delta T)^4}{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4} + \dots + \frac{(a \Delta T)^n}{n!} \Rightarrow$$

$$e^{a \Delta T} \approx 1 + a \Delta T \quad (18.4)$$

Δεδομένης της Ανισότητας (18.3), ο παράγοντας:

$$\frac{(a \Delta T)^2}{1 \cdot 2} + \frac{(a \Delta T)^3}{1 \cdot 2 \cdot 3} + \frac{(a \Delta T)^4}{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4} + \dots + \frac{(a \Delta T)^n}{n!} \lll 1$$

και για το λόγο αυτό παραλείπεται.

Οπότε, από τις Εξισώσεις 18.2 και (18.4) παίρνουμε:

$$L_f = L_i(1 + a \Delta T) \quad (18.5)$$

ΠΙΝΑΚΑΣ 18.1 Συντελεστές θερμικής διαστολής ορισμένων υλικών.

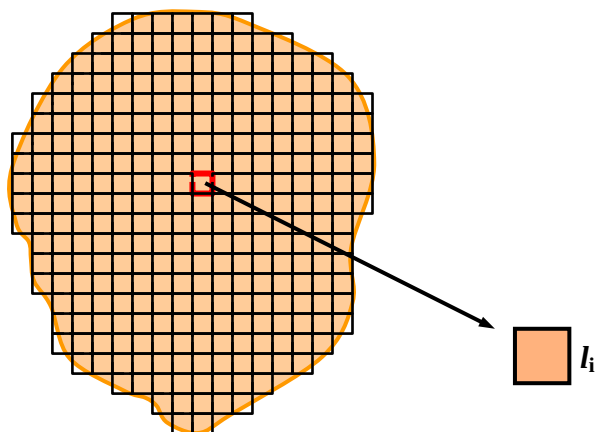
Υλικό	a ($\times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$)
Μόλυβδος, Pb	2,90
Αλουμίνιο, Al	2,30
Σίδηρος, Fe	1,10
Χάλυβας, (κράμα Fe με C)	1,20
Ορείχαλκος, κράμα Cu με Sn)	1,88
Τσιμέντο	1,44
Τσιμέντο με αμμοχάλικο	0,90 – 1,20
Μάρμαρο	1,10
Ξύλο	1,10
Γυαλί (E-glass)	0,54
Invar (κράμα 64% Fe, 36% Ni)	0,13
Kovar (κράμα 53,5% Fe, 29% Ni, 17% Co, 0,30% Si, 0,20% Mn)	0,55

Επιφανειακή Θερμική Διαστολή.

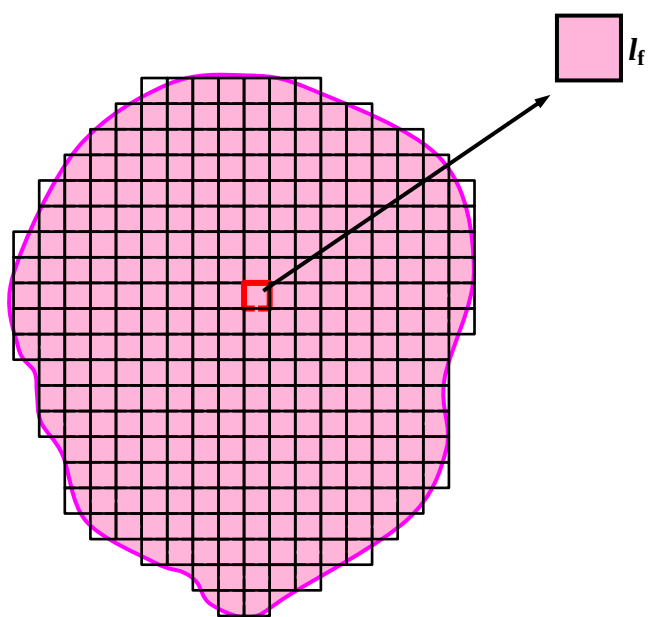
Θεωρούμε την επιφάνεια του Σχήματος 18.3α η οποία είναι κατασκευασμένη από ισотροπικό υλικό με γραμμικό συντελεστή θερμικής διαστολής a . Στη θερμοκρασία T_i η επιφάνεια αυτή έχει εμβαδόν A_i . Στην περίπτωση αυτή, για να μελετήσουμε το φαινόμενο της θερμικής διαστολής διαιρούμε νοητά τη συγκεκριμένη επιφάνεια σε N ίσα στοιχειώδη τετράγωνα που το καθένα έχει πλευρά l_i , όπως δείχνει το Σχήμα 18.3α. Επομένως, στην θερμοκρασία T_i το εμβαδόν ΔA_i κάθε τετραγώνου θα είναι ίσο με:

$$\Delta A_i = l_i^2 \quad (18.6)$$

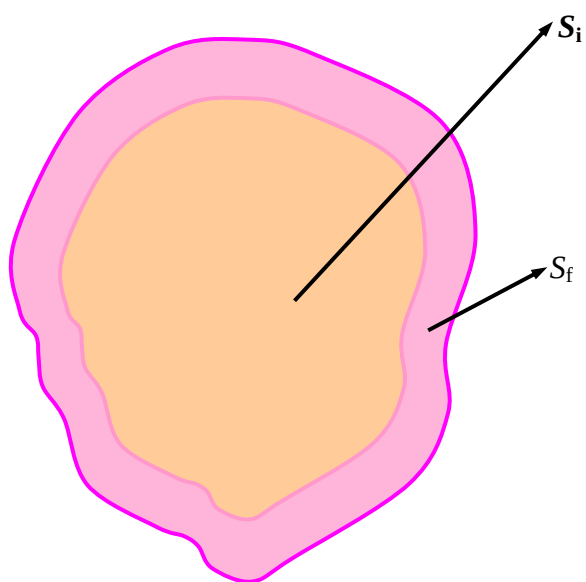
(α)



(β)



(γ)



ΣΧΗΜΑ 18.3 Υπολογίζοντας τον επιφανειακό συντελεστή θερμικής διαστολής.

Είναι προφανές ότι, όσο πιο μεγάλος είναι ο αριθμός N , τόσο πιο μικρά θα είναι τα εμβαδά ΔA_i των στοιχειωδών τετραγώνων και τόσο η διάταξη όλων των τετραγώνων θα προσεγγίζει περισσότερο τη μορφή και το εμβαδόν A_i της επιφάνειας. Κάτω από αυτές συνθήκες μπορούμε να γράψουμε:

$$A_i = N \Delta A_i = N l_i \quad (18.7)$$

Αν τώρα θερμάνουμε τη συγκεκριμένη επιφάνεια στη θερμοκρασία T_f , τότε οι πλευρές κάθε νοητού στοιχειώδους τετραγώνου θα διασταλούν από την αρχική τιμή l_i στην τελική τιμή l_f όπου

$$l_f = l_i(1 + \alpha \Delta T) \quad (18.8)$$

και $\Delta T = T_f - T_i$. Θυμηθείτε ότι το υλικό της επιφάνειας είναι ισотροπικό. Επομένως, στη θερμοκρασία T_f το εμβαδόν ΔA_f κάθε νοητού τετραγώνου του Σχήματος 18.3β θα είναι ίσο με:

$$\Delta A_f = l_f^2 = l_i^2(1 + \alpha \Delta T)^2 \quad (18.9)$$

Αναπτύσσοντας στο τετράγωνο το δυνάμιο που είναι μέσα στην παρένθεση:

$$(1 + \alpha \Delta T)^2 = 1 + 2\alpha \Delta T + (\alpha \Delta T)^2 \approx 1 + 2\alpha \Delta T$$

και λαμβάνοντας υπόψη την Ανισότητα (18.3), ο παράγοντας $(\alpha \Delta T)^2$ είναι πολλές φορές μικρότερος από τη μονάδα και για το λόγο αυτό τον έχουμε παραλείψει. Οπότε, η Εξίσωση (18.9) γίνεται:

$$\Delta A_f = l_i^2(1 + 2\alpha \Delta T) \Rightarrow$$

$$\Delta A_f = l_i^2(1 + \beta \Delta T) \quad (18.10)$$

όπου

$$\beta = 2\alpha \quad (18.11)$$

είναι ο συντελεστής επιφανειακής θερμικής διαστολής των υλικών. Επομένως, στη θερμοκρασία T_f , το εμβαδόν της επιφάνειας που μελετήσαμε θα είναι ίσο με:

$$A_f = N \Delta A_f = N l_i^2(1 + \beta \Delta T) \Rightarrow$$

$$A_f = A_i(1 + \beta \Delta T) \quad (18.12)$$

Καταλήξαμε στην τελευταία εξίσωση λαμβάνοντας υπόψη την Εξίσωση 18.7 και το γεγονός ότι το υλικό της επιφάνειας είναι ισотροπικό. Στο Σχήμα 18.3γ δίνεται η ομοιόμορφη διαστολή της επιφάνειας όταν η θερμοκρασία της μεταβάλλεται από την τιμή T_i στην τιμή $T_f > T_i$.

ΣΗΜΕΙΩΣΗ. Όταν ένας αριθμός $x \ll 1$, τότε ισχύουν οι ταυτότητες, (προσέγγιση μικρών αριθμών)

$$e^x = 1 + x$$

$$(1 \pm x)^n = 1 \pm nx$$

Θερμική Διαστολή Όγκου.

Και στην περίπτωση αυτή εξετάζουμε ένα ισοτροπικό σώμα, στερεό ή υγρό, το οποίο στη θερμοκρασία T_i έχει όγκο V_i ακολουθώντας την ίδια διαδικασία με την περίπτωση της επιφανειακής θερμικής διαστολής. Συγκεκριμένα, διαιρούμε τον όγκο V_i σε ένα πολύ μεγάλο αριθμό N ίσων νοητών στοιχειωδών κύβων με πλευρά l_i και όγκο $\Delta V_i = l_i^3$ ο καθένας. Είναι προφανές ότι στον πολύ μεγάλο αυτό διαμερισμό του όγκου V_i , το γινόμενο $N(\Delta V_i)$ θα προσεγγίζει πολύ ικανοποιητικά τον όγκο V_i , δηλαδή

$$V_i = N \Delta V_i = N l_i^3 \quad (18.13)$$

Αν θερμάνουμε το σώμα αυτό στη θερμοκρασία T_f οι ακμές όλων των στοιχειωδών κύβων θα διασταλούν γραμμικά και θα έχουν μήκος:

$$l_f = l_i(1 + \alpha \Delta T)$$

και κάθε νοητός κύβος θα έχει όγκο:

$$\Delta V_f = l_f^3 = l_i^3(1 + \alpha \Delta T)^3 = l_i^3(1 + 3(\alpha \Delta T) + 3(\alpha \Delta T)^2 + (\alpha \Delta T)^3)$$

Δεδομένης της Ανισότητας 18.3, ο παράγοντας $3(\alpha \Delta T)^2 + (\alpha \Delta T)^3 \ll 1$ και για το λόγο παραλείπεται. Οπότε, η τελευταία εξίσωση γίνεται:

$$\Delta V_f = l_i^3(1 + 3(\alpha \Delta T)) = l_i^3(1 + 3\alpha \Delta T)$$

Σύμφωνα με την Εξίσωση 18.3, ο τελικός όγκος V_f στη θερμοκρασία T_f θα είναι τότε ίσος με:

$$V_f = N \Delta V_f = N l_i^3(1 + 3\alpha \Delta T) \quad \Rightarrow$$

$$V_f = V_i(1 + \gamma \Delta T) \quad (18.14)$$

όπου

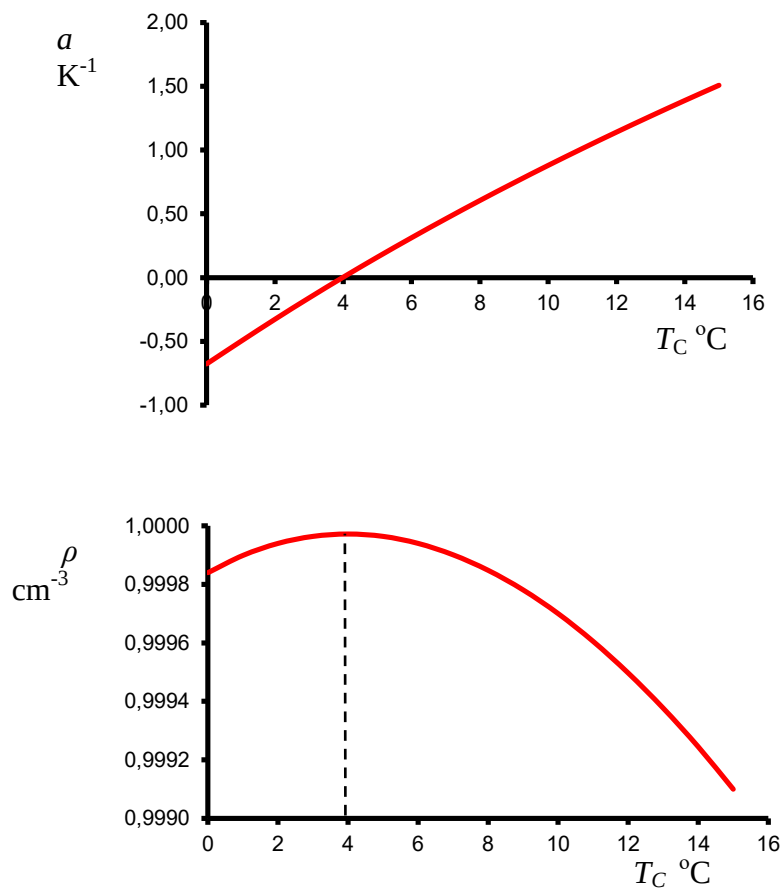
$$\gamma = 3\alpha \quad (18.15)$$

είναι ο **συντελεστής θερμικής διαστολής όγκου**. Εξίσωση 18.15 ισχύει για όλα σχεδόν τα στερεά και υγρά σώματα με την προϋπόθεση ότι στο θερμοκρασιακό διάστημα (T_i , T_f) το σώμα δεν αλλάζει φάση.

Στα υγρά οι ενδομοριακές δυνάμεις είναι ασθενέστερες σε σχέση με τις αντίστοιχες δυνάμεις που συγκρατούν τα άτομα ή τα μόρια σε ένα στερεό σώμα και επομένως ο συντελεστής θερμικής διαστολής των υγρών είναι μεγαλύτερος από το θερμικό συντελεστή διαστολής των στερεών σωμάτων.

Από όλα τα υγρά, το νερό παρουσιάζει μια ιδιαιτερότητα στην εκδήλωση του φαινομένου της θερμικής διαστολής. Όπως δείχνει και το Σχήμα 18.4α, κατά τη ψύξη του νερού από το σημείο βρασμού μέχρι τη χαρακτηριστική θερμοκρασία των $+277 \text{ K}$, ($+4^\circ \text{C}$) ο συντελεστής θερμικής διαστολής του νερού είναι θετικός και επομένως ο όγκος του νερού θα συστέλλεται. Αντίθετα, όταν το νερό συνεχίσει να ψύχεται σε θερμοκρασίες μικρότερες των $+277 \text{ K}$ ($<+4^\circ \text{C}$) ο συντελεστής θερμικής διαστολής του νερού γίνεται αρνητικός και ο όγκος του νερού αρχίζει να διαστέλλεται. Αυτό το ασυνήθες φαινόμενο εξηγεί το γεγονός ότι η πυκνότητα του πάγου είναι μικρότερη από την πυκνότητα του νερού. Το Σχήμα 18.4β δείχνει την εξάρτηση

της πυκνότητας του νερού στην περιοχή θερμοκρασιών από 273 K (0 °C) μέχρι 373 K (+100 °C).



ΣΧΗΜΑ 18.4 Τα γραφήματα του συντελεστή θερμικής διαστολής και της πυκνότητας του νερού συναρτήσεις της θερμοκρασίας

Στα αέρια, οι ενδομοριακές ή οι ενδοατομικές δυνάμεις είναι πρακτικά ανύπαρκτες για να επηρεάσουν το φαινόμενο της θερμικής διαστολής τους. Η θερμική διαστολή των αερίων οφείλεται αποκλειστικά και μόνο στο γεγονός ότι, η αύξηση της θερμοκρασίας συνεπάγεται την αύξηση της πίεση και του όγκου του αερίου.

Εφαρμογές του Φαινομένου της Θερμικής Διαστολής.

Όπως ήδη έχουμε αναφέρει, ο συντελεστής α της θερμικής διαστολής των στερεών σωμάτων εξαρτάται κυρίως από τη φύση του υλικού. Το φαινόμενο της θερμικής διαστολής επηρεάζει τόσο την επιλογή των υλικών όσο και τη χρήση αυτών στις διάφορες κατασκευές.

Οι μηχανικοί, για να αποφύγουν τις δυσάρεστες συνέπειες του φαινομένου της θερμικής διαστολής, φροντίζουν όπως τα πολύ μεγάλα έργα που κατασκευάζουν (π.χ. πολύ μεγάλες τσιμεντένιες ή μεταλλικές κατασκευές, γέφυρες, σιδηροτροχιές τρένων κλπ) να αποτελούνται από κομμάτια τα οποία δεν είναι σε επαφή μεταξύ τους, αλλά να έχουν κατάλληλο ελεύθερο χώρο για να επιτρέψει στα κομμάτια αυτά να διαστέλλονται και να συστέλλονται, ανάλογα με τη θερμοκρασία του περιβάλλοντος, χωρίς το ένα κομμάτι να επηρεάζει το άλλο.

Τα σύρματα που μεταφέρουν ηλεκτρική ενέργεια ή τηλεφωνικά σήματα και τα οποία βρίσκονται μεταξύ δυο πυλώνων ή μεταξύ δυο στύλων πρέπει να έχουν κατάλληλο μήκος

ώστε, όταν αυτά συστέλλονται κατά τους χειμερινούς μήνες, το μήκος τους να μη γίνει ποτέ μικρότερο από την απόσταση των πυλώνων ή των στύλων.

Η αρχή λειτουργίας των θερμομέτρων με υγρό (π.χ. υδραργύρου και οινόπνεύματος) βασίζεται στο φαινόμενο της θερμικής διαστολής.

Μια πολύ απλή εφαρμογή του φαινομένου της θερμικής διαστολής των μετάλλων είναι τα **διμεταλλικά ελάσματα** τα οποία αποτελούνται από δυο μεταλλικά ελάσματα τα οποία έχουν διαφορετικούς συντελεστές θερμικής διαστολής και τα οποία είναι κολλημένα κατά το μήκος μιας πλευράς τους. Εξαιτίας των διαφορετικών συντελεστών γραμμικής θερμικής διαστολής, αν το διμεταλλικό έλασμα θερμανθεί, τότε αυτό θα καμφθεί προς το μέρος του ελάσματος εκείνου του οποίου ο συντελεστής α είναι μικρότερος. Οι περισσότεροι θερμοδιακόπτες ή θερμοστάτες χρησιμοποιούν διμεταλλικά ελάσματα.

Όπως προκύπτει από τον Πίνακα 18.1, το στερεό τσιμέντο με αμμοχάλικο και ο σίδηρος μπορούν να έχουν τον ίδιο συντελεστή θερμικής διαστολής. Το γεγονός αυτό επιτρέπει στο **μπετόν αρμέ** (τσιμέντο με αμμοχάλικο και σίδηρο) να συστέλλεται και να διαστέλλεται, ανάλογα με τις μεταβολές της θερμοκρασίας του περιβάλλοντος, ως ένα συμπαγές ισотροπικό υλικό.

Το κράμα **invar** αποτελείται από 64% σίδηρο (Fe) και από 36% νικέλιο (Ni). Το κράμα αυτό έχει πολύ μικρό συντελεστή θερμικής διαστολής και χρησιμοποιείται κυρίως για την κατασκευή μέτρων και διαστημόμετρων ακριβείας

Το κράμα **kovar** αποτελείται από 35,5% σίδηρο (Fe), 29% νικέλιο (Ni), 17% κοβάλτιο (Co), 0,30% πυρίτιο και 0,20% Mn και όπως προκύπτει από τον Πίνακα 18.1, το κράμα αυτό έχει τον ίδιο περίπου συντελεστή θερμικής διαστολή με ορισμένες κατηγορίες γυαλιού. Για το λόγο αυτό το κράμα kovar χρησιμοποιείται συνήθως για τη στήριξη των φακών στα οπτικά συστήματα.