

Prova di Esame di Fisica Generale I
Corso di Laurea in Matematica (L-35)
2 luglio 2026

Esercizio 1

- a) Poiché non ci sono attriti l'energia si conserva.

Inizialmente la massa m è ferma (energia cinetica nulla) e la molla non risulta né compressa né elongata (energia potenziale elastica nulla). Di conseguenza, l'energia iniziale E_i della massa m è pari alla sua energia potenziale gravitazionale.

In un sistema di riferimento S solidale con il piano inclinato con asse x orizzontale e asse y verticale (diretto verso l'alto) possiamo scrivere:

$$E_i = U_i = mgy_i \quad (1)$$

dove y_i rappresenta l'ordinata della posizione iniziale occupata dalla massa m .

Quando la massa m viene lasciata libera muoversi essa compie un moto oscillatorio sotto l'azione della forza elastica e della forza peso. Siamo interessati a calcolare l'elongazione massima della molla in corrispondenza di tale moto. Nell'istante in cui la molla è massimamente elongata la massa m è ferma (rispetto al piano inclinato). In tale istante, infatti, il moto oscillatorio di m ha raggiunto la sua ampiezza massima in cui la sua velocità è nulla. Successivamente a tale istante la velocità di m cambia segno e quindi essa inizia a risalire sul piano inclinato mentre l'elongazione della molla tende a ridursi. L'energia finale E_f della massa m in corrispondenza dell'elongazione massima della molla è pertanto data dalla somma dell'energia potenziale elastica e quella gravitazionale (in quanto essa essendo ferma non possiede nessuna energia cinetica):

$$E_f = U_f = mgy_f + \frac{1}{2}k\delta^2 \quad (2)$$

Imponendo $E_i = E_f$ si ottiene:

$$\frac{1}{2}k\delta^2 - mg(y_i - y_f) = 0 \quad \rightarrow \quad \delta \left(\frac{1}{2}k\delta - mg \sin \alpha \right) = 0 \quad (3)$$

dove si è tenuto conto che $y_i - y_f = \delta \sin \alpha$.

Le due soluzioni della (3) ci forniscono l'elongazione minima e massima della molla durante il moto di m . Di conseguenza, la massima elongazione della molla è data da:

$$\delta = \frac{2mg \sin \alpha}{k} \approx 14.7 \text{ cm} \quad (4)$$

- b) Se c'è attrito tra massa m e piano inclinato l'energia non si conserva. Il moto di m è dunque sempre di tipo oscillatorio ma smorzato (per via della forza di attrito l'ampiezza delle oscillazioni andrà via via riducendosi fino a che la massa m non si ferma del tutto). In un moto di questo tipo l'elongazione massima δ della molla coincide con l'ampiezza della prima oscillazione (nelle successive tale ampiezza risulterà sicuramente minore). Ragionando analogamente a quanto fatto nel punto precedente, se indichiamo con L_a il lavoro effettuato dalla forza d'attrito in corrispondenza della prima semi-oscillazione del moto smorzato di m possiamo scrivere $E_i + L_a = E_f$ dove E_i e E_f sono ancora date dalla (1) e dalla (2) rispettivamente.

La forza d'attrito è parallela alla superficie del piano inclinato e si oppone al moto di m . Il suo modulo è pari a $F_a = \mu_d N = \mu_d mg \cos \alpha$. Tenendo conto che in corrispondenza della prima semi-oscillazione di m essa percorre una distanza δ sul piano inclinato avremo:

$$L_a = \int \vec{F}_a \cdot d\vec{l} = -\mu_d mg \cos \alpha \int_0^\delta d\xi = -\mu_d mg \delta \cos \alpha \quad (5)$$

Di conseguenza:

$$E_i + L_a = E_f \quad \rightarrow \quad mgy_i - \mu_d mg \cos \alpha \delta = \frac{1}{2} k \delta^2 + mgy_f \quad (6)$$

Ragionando come fatto in precedenza e risolvendo per δ si ha:

$$\delta = \frac{2(\sin \alpha - \mu_d \cos \alpha)mg}{k} \approx 9.6 \text{cm} \quad (7)$$

- c) Nel momento in cui il piano inclinato ruota con velocità angolare ω costante il sistema di riferimento S (solidale con esso) non è più inerziale. Di conseguenza, in aggiunta alle forze reali che agiscono sulla massa m dobbiamo tener conto anche della forza centrifuga che è diretta orizzontalmente in direzione dell'asse x e di modulo pari a $F_c = m\omega^2 x$ dove x rappresenta l'ascissa dalla posizione occupata dalla massa m (che coincide con la distanza di m dall'asse di rotazione).

Poichè non vi sono attriti l'energia di conserva. Tuttavia nello scrivere la conservazione dell'energia dobbiamo tener conto che la forza centrifuga compie un lavoro L_c e scrivere $E_i + L_c = E_f$ dove E_i e E_f sono ancora date dalla (1) e dalla (2) rispettivamente.

Per poter calcolare L_c occorre conoscere la traiettoria descritta della massa m a partire dalla sua posizione iniziale fino a quando la molla raggiunge la sua elongazione massima δ . Nei punti precedenti tale traiettoria coincideva sempre con un tratto di piano inclinato in quanto m , per via della forza peso, restava sempre in contatto con il piano inclinato stesso. Nel caso in cui è presente anche la forza centrifuga tale circostanza non è detto che sia verificata. Per comprendere se la massa m resta a contatto con il piano inclinato occorre calcolare il modulo della reazione vincolare N esercitata dal piano inclinato nel punto di contatto con la massa m . Se tale quantità è maggiore di zero significa che la massa m è a contatto con il piano. Se indichiamo con ξ la generica distanza percorsa dalla massa m sul piano inclinato a partire dalla sua posizione iniziale possiamo calcolare N imponendo che la componente ortogonale alla superficie del piano inclinato del risultate delle forze che agiscono su m si annulli:

$$N - mg \cos \alpha + m\omega^2(l_0 + \xi) \sin \alpha \cos \alpha = 0 \quad \rightarrow \quad N = m \cos \alpha [g - \omega^2(l_0 + \xi) \sin \alpha] \quad (8)$$

dove si è tenuto conto che $x = (l_0 + \xi) \cos \alpha$. Affinchè risulti $N > 0$ deve essere:

$$\xi < \Delta = \frac{g}{\omega^2 \sin \alpha} - l_0 \approx 68.5 \text{cm} \quad (9)$$

Nel calcolare L_c ipotizziamo che la (9) sia sempre verificata e che, quindi, la massa m durante il suo moto resti sempre in contatto con la superficie del piano inclinato. Successivamente, una volta ottenuta l'elongazione massima δ della molla, verificheremo che l'ipotesi fatta è corretta ossia che $\delta < \Delta$.

$$\begin{aligned} L_c &= \int \vec{F}_c \cdot d\vec{l} = \int_0^\delta F_c \cos \alpha d\xi = m\omega^2 \cos \alpha \int_0^\delta x d\xi = m\omega^2 \cos^2 \alpha \int_0^\delta (l_0 + \xi) d\xi \\ &= m\omega^2 \delta \left(l_0 + \frac{\delta}{2} \right) \cos^2 \alpha \end{aligned} \quad (10)$$

Sostituendo la (10) nell'espressione della conservazione dell'energia si ha:

$$E_i + L_c = E_f \quad \rightarrow \quad \frac{1}{2}(k - m\omega^2 \cos^2 \alpha)\delta^2 - m(g \sin \alpha + \omega^2 l_0 \cos^2 \alpha)\delta = 0 \quad (11)$$

Risolvendo per δ si ha:

$$\delta = \frac{2m(g \sin \alpha + \omega^2 l_0 \cos^2 \alpha)}{k - m\omega^2 \cos^2 \alpha} \approx 28.3 \text{cm} \quad (12)$$

Come si vede il valore ottenuto per δ verifica la (9).

- d) Se è presente anche la forza di attrito la conservazione dell'energia si scrive $E_i + L_a + L_c = E_f$ dove E_i , E_f e L_c sono le stesse quantità calcolate precedentemente. Tuttavia l'espressione (5) non può essere utilizzata per determinare L_a in quanto questa volta per determinare la reazione vincolare N occorre considerare anche la componente della forza centrifuga ortogonale alla superficie del piano inclinato come descritto dalla (8):

$$\begin{aligned} L_a &= \int \vec{F}_a \cdot d\vec{l} = -\mu_d \int_0^\delta N d\xi = -\mu_d m \cos \alpha \int_0^\delta [g - \omega^2(l_0 + \xi) \sin \alpha] d\xi \\ &= -\mu_d m \delta \left[g - \omega^2 \left(l_0 + \frac{\delta}{2} \right) \sin \alpha \right] \cos \alpha \end{aligned} \quad (13)$$

Sostituendo tale espressione nella conservazione dell'energia si ha:

$$\delta = \frac{2m[g(\sin \alpha - \mu_d \cos \alpha) + \omega^2 l_0(\cos \alpha + \mu_d \sin \alpha) \cos \alpha]}{k - m\omega^2 \cos \alpha(\cos \alpha + \mu_d \sin \alpha)} \approx 23.2 \text{cm} \quad (14)$$

Si noti come anche in questo caso il valore ottenuto per δ verifica la (9).

Esercizio 2

- a) Le condizioni di equilibrio per il corpo C si ottengono imponendo che il risultante delle forze esterne e il momento totale delle forze esterne siano entrambi nulli.

Le forze esterne che agiscono sul corpo C sono la forza peso $\vec{F}_p = (m_A + m_B)\vec{g}$ verticale e diretta verso il basso che possiamo immaginare applicata nel centro di massa di C , la reazione vincolare $\vec{\tau}$ orizzontale, diretta da destra verso sinistra applicata nell'estremità della sbarretta B e la reazione vincolare $\vec{N}$ che si sviluppa nel punto O .

Se scegliamo il punto O come polo per calcolare il momento delle forze esterne le condizioni di equilibrio del corpo C sono:

$$\begin{cases} (m_A + m_B)\vec{g} + \vec{\tau} + \vec{N} = \vec{0} \\ \vec{r}_c \times (m_1 + m_2)\vec{g} + \vec{r}_p \times \vec{\tau} = \vec{0} \end{cases} \quad (15)$$

Dove $\vec{r}_c$ rappresenta il raggio vettore che individua la posizione del centro di massa di C a partire da O mentre $\vec{r}_p$ costituisce il raggio vettore del punto P posizionato nel punto in cui il filo è attaccato al corpo C (ossia l'estremità della sbarretta B a cui il filo è collegato). Si noti che la reazione vincolare $\vec{N}$ non contribuisce al momento delle forze esterne in quanto applicata proprio nel polo rispetto al quale tale momento viene calcolato.

Fissiamo un sistema di riferimento con origine nel punto O , con asse x orizzontale diretto da sinistra verso destra, con asse y verticale diretto verso l'alto e con asse z perpendicolare al

piano della figura e uscente da esso. In tale sistema di riferimento le (15) si esplicitano nel seguente modo:

$$\begin{cases} -(m_A + m_B)g + N_y = 0 \\ -\tau + N_x = 0 \\ -x_c(m_A + m_B)g + y_p\tau = 0 \end{cases} \quad (16)$$

dove x_c e y_p rappresentano rispettivamente l'ascissa del centro di massa del corpo C e l'ordinata del punto P precedentemente definito. Inoltre, N_x e N_y sono le componenti lungo x e y del vettore $\vec{N}$.

Le (16) sono tre equazioni nelle tre incognite N_x , N_y e τ le cui soluzioni sono:

$$\begin{cases} N_y = (m_A + m_B)g \\ N_x = \tau \\ \tau = \frac{x_c}{y_p}(m_A + m_B)g \end{cases} \quad (17)$$

Dalla geometria del problema si evince immediatamente che le coordinate del punto P in corrispondenza di un generico angolo θ sono:

$$\begin{cases} x_p(\theta) = L_A \sin \theta - \frac{L_B}{2} \cos \theta = \frac{L_A}{4}(4 \sin \theta - \cos \theta) \\ y_p(\theta) = L_A \cos \theta + \frac{L_B}{2} \sin \theta = \frac{L_A}{4}(4 \cos \theta + \sin \theta) \end{cases} \quad (18)$$

Determiniamo le coordinate del centro di massa del corpo rigido C formato dalle due sbarrette in corrispondenza del generico angolo θ . Poiché entrambe le sbarrette sono omogenee il centro di massa di ognuna di esse si trova nel corrispondente punto medio. Indichiamo rispettivamente con $\vec{r}_{A_c}$ e $\vec{r}_{B_c}$ i vettori che individuano la posizione del centro di massa delle singole sbarrette A e B . In base a semplici considerazioni geometriche si ottiene:

$$\begin{cases} \vec{r}_{A_c} \equiv \frac{L_A}{2} (\sin \theta; \cos \theta) \\ \vec{r}_{B_c} \equiv L_A (\sin \theta; \cos \theta) \end{cases} \quad (19)$$

Una volta note le coordinate dei centri di massa delle singole sbarrette possiamo facilmente calcolare le coordinate del centro di massa del corpo C assimilando le sbarrette a due punti materiali di massa pari all'intera massa delle singole sbarrette le cui posizioni sono individuate proprio dai vettori $\vec{r}_{A_c}$ e $\vec{r}_{B_c}$. Per definizione la posizione del centro di massa di un sistema formato da due punti materiali disposti in posizioni note è data da:

$$\vec{r}_c = \frac{m_A \vec{r}_{A_c} + m_B \vec{r}_{B_c}}{m_A + m_B} \quad (20)$$

Sostituendo le (19) nella (20):

$$\begin{cases} x_c(\theta) = \frac{m_A + 2m_B}{2(m_A + m_B)} L_A \sin \theta = \frac{2}{3} L_A \sin \theta \\ y_c(\theta) = \frac{m_A + 2m_B}{2(m_A + m_B)} L_A \cos \theta = \frac{2}{3} L_A \cos \theta \end{cases} \quad (21)$$

Sostituendo le (18) e le (20) entrambe calcolate in $\theta = \theta_0$ nella terza delle (17) si ottiene:

$$\tau = \frac{4 \sin \theta_0}{4 \cos \theta_0 + \sin \theta_0} m_A g \approx 1.99N \quad (22)$$

b) Il modulo della reazione vincolare $\vec{N}$ si calcola facilmente a partire dalle (17):

$$N = \sqrt{N_x^2 + N_y^2} = \sqrt{\tau^2 + N_y^2} = \frac{\sqrt{y_p^2 + x_c^2}}{y_p} (m_A + m_B)g = \frac{3\sqrt{y_p^2 + x_c^2}}{2y_p} m_A g \approx 6.21N \quad (23)$$

Se indichiamo con α l'angolo che il vettore $\vec{N}$ forma con l'asse x si ha:

$$\tan \alpha = \frac{N_y}{N_x} = \frac{y_p}{x_c} = \frac{12 \cos \theta_0 + 4 \sin \theta_0}{8 \sin \theta_0} \rightarrow \alpha \approx 71.4^\circ \quad (24)$$

c) Una volta rimosso il filo, la posizione del corpo C mostrata in figura non è più di equilibrio. Considerando i vari vincoli presenti, il corpo C può solo ruotare intorno al punto O . Poiché non ci sono attriti possiamo calcolare il modulo della velocità angolare del corpo C quando si trova in verticale imponendo la conservazione dell'energia totale.

Inizialmente (ossia prima che il filo venga tagliato) il corpo C è fermo e la sua energia cinetica è nulla. Di conseguenza la sua energia iniziale E_i si riduce alla sola energia potenziale:

$$E_i = U_i = (m_A + m_B)gy_c(\theta_0) \quad (25)$$

dove $y_c(\theta_0)$ si ottiene calcolando la seconda delle (21) in $\theta = \theta_0$.

In corrispondenza del punto finale in cui l'angolo $\theta = \pi$, il corpo C possiede un'energia cinetica T_f e un'energia potenziale U_f date da:

$$E_f = T_f + U_f = \frac{1}{2}I_O\omega^2 + (m_A + m_B)gy_c(\pi) \quad (26)$$

dove I_O rappresenta il momento di inerzia del corpo C calcolato rispetto all'asse di rotazione passante per O e ω il modulo del corrispondente vettore velocità angolare.

Imponendo la conservazione dell'energia si ottiene quindi:

$$E_i = E_f \rightarrow \omega = \sqrt{\frac{2(m_A + m_B)g[y_c(\theta_0) - y_c(\pi)]}{I_O}} = \sqrt{\frac{2L_A m_A g(1 + \cos \theta_0)}{I_O}} \quad (27)$$

Per ottenere I_O possiamo semplicemente sommare i momenti di inerzia I_O^A e I_O^B delle singole sbarrette calcolati rispetto ad un asse passante per O ($I_O = I_O^A + I_O^B$). Inoltre, applicando il teorema di Huygens-Stainer, possiamo esprimere i momenti I_O^A e I_O^B in termini dei momenti calcolati rispetto ad un asse passante per il loro centro di massa:

$$I_O = I_O^A + I_O^B = m_A r_{A_c}^2 + I_c^A + m_B r_{B_c}^2 + I_c^B \quad (28)$$

Si noti che nello scrivere la (28) si è considerato che per la sbarretta A l'asse di rotazione passante per O e quello ad esso parallelo passante per il suo centro di massa sono ad una distanza pari al modulo del vettore $\vec{r}_{A_c}$ le cui coordinate sono date dalla prima delle (19). Analogamente, per la sbarretta B l'asse di rotazione passante per O e quello passante per il suo centro di massa distano di una quantità pari al modulo del vettore $\vec{r}_{B_c}$ le cui coordinate sono date dalla seconda delle (19). Tenendo conto delle (19) e del fatto che $I_c = ml^2/12$, la (28) diventa:

$$I_O = \frac{m_A L_A^2}{4} + \frac{m_A L_A^2}{12} + m_B L_A^2 + \frac{m_B L_B^2}{12} = \frac{4(m_A + 3m_B)L_A^2 + m_B L_B^2}{12} = \frac{27}{32}m_A L_A^2 \quad (29)$$

Sostituendo la (29) nella (27) si ottiene

$$\omega = \sqrt{\frac{2(m_A + m_B)g[y_c(\theta_0) - y_c(\pi)]}{I_O}} = \sqrt{\frac{64(1 + \cos \theta_0)}{27} \frac{g}{L_A}} \approx 20.8 \frac{\text{rad}}{\text{s}} \quad (30)$$

- d) Una volta nota la velocità angolare di C l'accelerazione del suo centro di massa si ottiene semplicemente tenendo conto che durante la rotazione di C (alla velocità angolare ω precedentemente calcolata) il centro di massa descrive una circonferenza di raggio r_c le cui coordinate sono date dalle (21). Di conseguenza:

$$v_c = \omega r_c = \sqrt{\frac{256(1 + \cos \theta_0)}{243}} g L_A \approx 1.39 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (31)$$

Esercizio 3

Sia A il punto del tubo in cui circola l'acqua situato nello scantinato e B quello situato al secondo piano.

Assumendo l'acqua incompressibile, la sua portata è costante e quindi $S_A v_A = S_B v_B$ dove S_A e S_B rappresentano le sezioni del tubo nei punti A e B e v_A e v_B i moduli della velocità dell'acqua negli stessi punti. Se indichiamo con d il diametro del tubo avremo $S = \pi d^2/4$ e quindi:

$$v_B = \frac{S_A}{S_B} v_A = \frac{d_A^2}{d_B^2} v_A \approx 1.18 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (32)$$

Per determinare la pressione dell'acqua nel punto B basta applicare la legge di Bernoulli ai punti A e B :

$$P_A + \rho g h_A + \frac{1}{2} \rho v_A^2 = P_B + \rho g h_B + \frac{1}{2} \rho v_B^2 \quad (33)$$

dove P_A e P_B rappresentano le pressioni dell'acqua nei punti A e B , h_A e h_B le quote degli stessi punti (rispetto ad una stessa altezza di riferimento), ρ la densità dell'acqua e g l'accelerazione di gravità.

Ponendo $\Delta h = h_B - h_A$ e inserendo la (32) nella (33) si ha:

$$P_B = P_A - \rho g \Delta h - \frac{1}{2} \rho \frac{d_A^4 - d_B^4}{d_B^4} v_A^2 \approx 2.51 \text{ atm} \quad (34)$$

Esercizio 4

- a) Poiché le pareti del cilindro sono adiabatiche, non sussiste scambio di calore tra i gas all'interno del cilindro e l'ambiente esterno. Se, quindi, indichiamo rispettivamente con Q_A e Q_B il calore che si scambiano i due gas confinati nelle sezioni A (elio) e B (azoto) avremo:

$$Q_A + Q_B = 0 \quad (35)$$

Inizialmente l'elio si trova a temperatura T_A minore rispetto alla temperatura dell'azoto T_B ($T_A < T_B$). Poiché la parete interna del cilindro è termicamente conduttiva, a regime il sistema raggiungerà una situazione di equilibrio caratterizzata da una stessa temperatura T_e . In particolare l'azoto cederà una quantità di calore Q_B raffreddandosi (quindi $T_e < T_B$) mentre l'elio assorbirà la quantità di calore Q_A riscaldandosi ($T_e > T_A$). La (35) impone che il calore ceduto dall'azoto sia interamente assorbito dall'elio.

Per calcolare le quantità Q_A e Q_B basta tener conto che la trasformazione che porta il sistema all'equilibrio avviene a volume costante. Di conseguenza, indicando con c_V il calore specifico molare a volume costante dell'azoto e con n_{N_2} il numero di moli di azoto si ha:

$$Q_B = n_{N_2} c_V (T_e - T_B) = \frac{5}{2} \frac{m_{N_2}}{M_{N_2}} R (T_e - T_B) \quad (36)$$

dove si è tenuto conto del fatto che per un gas biatomico (quale l'azoto molecolare) si ha $c_V = 5R/2$ con R costante dei gas perfetti. Inoltre si è espresso il numero di moli di azoto

(n_{N_2}) come il rapporto tra la massa di azoto (m_{N_2}) espressa in grammi e il suo peso molecolare (M_{N_2}).

Analogamente per quanto riguarda la quantità di calore scambiata dall'elio:

$$Q_A = n_{He} c_V (T_e - T_B) = \frac{3}{2} \frac{m_{He}}{M_{He}} R (T_e - T_A) \quad (37)$$

dove questa volta si è tenuto conto del fatto che per un gas monoatomico $c_V = 3R/2$

Sostituendo la (36) e la (37) nella (35) e risolvendo per T_e si ottiene:

$$T_e = \frac{3n_{He}T_A + 5n_{N_2}T_B}{3n_{He} + 5n_{N_2}} = \frac{3m_{He}M_{N_2}T_A + 5m_{N_2}M_{He}T_B}{3m_{He}M_{N_2} + 5m_{N_2}M_{He}} \approx -8.05^\circ\text{C} \quad (38)$$

- b) La quantità di calore scambiato può essere calcolato equivalentemente utilizzando la (37) o la (36). Utilizzando ad esempio la (37) e l'espressione ottenuta per T_e si ottiene:

$$Q_A = \frac{3}{2} \frac{m_{He}}{M_{He}} R (T_e - T_A) = \frac{15}{2} \frac{m_{He}m_{N_2}(T_B - T_A)}{3m_{He}M_{N_2} + 5m_{N_2}M_{He}} R \approx 579.4\text{J} \quad (39)$$

Si noti come Q_A sia positivo ad indicare che l'elio assorbe calore mentre $Q_B = -Q_A$ è negativa poiché l'azoto cede calore.

- c) Essendo l'entropia una variabile estensiva, la variazione di entropia totale del sistema ΔS è data dalla somma della variazione di entropia dell'elio (ΔS_A) e dell'azoto (ΔS_B) ossia $\Delta S = \Delta S_A + \Delta S_B$.

Per quanto riguarda il calcolo di ΔS_A occorre tenere presente che la trasformazione che subisce l'elio avviene a volume costante. Di conseguenza, per il primo principio della termodinamica si ha $\delta Q = dU$ ossia il calore scambiato equivale alla variazione di energia interna. Dalla definizione di entropia avremo:

$$\Delta S_A = \int_{T_A}^{T_e} \frac{\delta Q}{T} = \int_{T_A}^{T_e} \frac{dU}{T} = \int_{T_A}^{T_e} n_{He} c_V \frac{dT}{T} = n_{He} c_V \ln \frac{T_e}{T_A} = \frac{3}{2} R n_{He} \ln \frac{T_e}{T_A} \quad (40)$$

Analogamente per quanto riguarda l'azoto:

$$\Delta S_B = \int_{T_B}^{T_e} n_{He} c_V \frac{dT}{T} = \frac{5}{2} R n_{N_2} \ln \frac{T_e}{T_B} \quad (41)$$

In definitiva:

$$\Delta S = \Delta S_A + \Delta S_B = \frac{R}{2} \left(3 \frac{n_{He}}{M_{He}} \ln \frac{T_e}{T_A} + 5 \frac{m_{N_2}}{M_{N_2}} \ln \frac{T_e}{T_B} \right) \approx 0.57 \frac{\text{J}}{\text{K}} \quad (42)$$

Si noti come nella trasformazione l'entropia totale del sistema aumenta indicando il fatto che il sistema si porta naturalmente dalla situazione iniziale (caratterizzata da temperature differenti per i due gas) alla condizione di equilibrio in cui l'intero sistema è caratterizzato da un'unica temperatura (T_e).