



**UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA
FACOLTÀ DI INGEGNERIA**

DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA INDUSTRIALE

**PROGETTO E SVILUPPO DI UNA
MACCHINA PER PROVE DI
TRAZIONE CON CAPACITÀ 1
GRAMMO**

Relatori

CH. MO PROF. GIOVANNI MENEGHETTI

CH. MO PROF. PIERGIORGIO ALOTTO

Laureando

ALESSANDRO ZANIN

*Questo lavoro lo dedico a chi mi è
sempre stato vicino e a chi ha
creduto in me.*

*Un abbraccio a mamma Rosalia, a
papa' Claudio, a Francesca. Un
saluto all'amico Tobia.*

Alessandro Zorin

Indice

1. Abstract	2
2. Dati per calcoli preliminari	3
3. Stima degli spessori di <i>single layers</i> inerenti a prove di trazione dalla letteratura	4
4. Calcolo delle forze di prova dei test della <i>University of Technology of Sydney</i>	5
4.1. Stima delle forze di prova per nuovi test	8
5. Metodi di prova	10
6. Misurazioni	10
7. PMTTM (piezo magnetic tensile test machine)	11
7.1. Levitazione Magnetica	13
7.2. Materiali diamagnetici	13
7.3. Teorema di Earnshaw	15
7.4. Metodi di levitazione equilibrata di materiali diamagnetici	16
7.5. Levitazione magnetica con stabilizzazione diamagnetica	18
7.6. Prove sperimentali di levitazione	42
7.7. Guida a deformazione	47
7.8. Regolazione e posizionamento sensori MEMS (micro electro mechanical systems)	51
7.9. Metodi e componenti	56
7.10. Sensori MEMS (micro electro mechanical systems)	66
7.11. Attuatori piezoelettrici	77
7.12. Principi di funzionamento degli attuatori piezo-elettrici	79
7.13. Attuatore di macchina: comportamento	85
7.14. Sistema di gestione dell'attuatore piezo	96
8. Overview PMTTS (piezo magnetic tensile test systems)	104
8.1. Modalità d'uso	113
9. Bibliografia	115

1. Abstract

Dalla letteratura si evince che la produzione di grafene macroscopico inteso come foglio 2D di carbonio ad ibridazione sp_2 monocristallino non è ancora avvenuta.

Tuttavia i recenti progressi nell'ottenimento di grafene mediante CVD (chemical vapor deposition) indicano una buona strada per proseguire la ricerca sul grafene.

Alla luce di questi fatti e dalle recenti pubblicazioni trovate in letteratura, non vi sono comunque dati su prove di trazione su *single layers* eseguiti con metodo classico.

In effetti la mancanza di uno strumento sensibile a nanoforze e capace di movimenti delicati può essere la causa della non avvenuta messa in opera di una prova *sforzo - deformazione*.

In commercio esistono macchinari capaci di test su nanoscala con caratteristiche tip (puntine) in grado di indentare o graffiare alcuni strati di grafene su un supporto di rame ^(*).

Lo scopo di questo studio preliminare è volto ad ottenere stime significative di sforzi e deformazioni derivanti da un prova classica con conseguente progettazione di uno strumento per l'esecuzione di prove di trazione su materiali di spessore atomico.

^(*) Micro Materials Ltd

2. Dati per calcoli preliminari

Sulla base delle sperimentazioni fatte dal Dipartimento di Ingegneria Meccanica in collaborazione con il Dipartimento di Chimica e delle Scienze forensi dell'Università della Tecnologia di Sydney nell'anno 2007 pubblicate da JOURNAL OF APPLIED PHYSICS⁽⁵⁾ il 6 Gennaio 2011 su provini di grafene multistrato ottenuto con metodo di Hummers modificato, vengono fatte le seguenti considerazioni.

Attraverso una membrana di ossido di alluminio anodizzato (Anodisc) hanno proceduto alla produzione di provini a spessore controllato, successivamente sottoposti a trattamento in atmosfera Argon a 400°C per 5h.

Sempre dalla stessa sperimentazione, si riscontrano misure fatte ai raggi X che denotano spaziature tra i layer di grafene dichiarate attorno ai 4 Å, cioè 0.4 nm.

Tenuto conto del raggio atomico del carbonio a legame covalente pari a $\sim 77 \text{ pm}$, quale caratteristico dell'ibridazione sp_2 , è possibile avere una prima stima del numero di strati presenti nel provino di Sydney. Si fa presente inoltre che il raggio di van Der Waals vale 170 pm .

È pur vero che altri studi, pubblicati da *Nature* nel Giugno 2007⁽¹⁾ denotano, per un procedimento di crescita di grafene mediante filtrazione Anodisc, dati differenti in base ai quali la spaziatura tra single layers si attesta a valori ben più elevati.

3. Stima degli spessori di single layers inerenti a prove di trazione dalla letteratura^(1,2,3)

In particolare, essendo il procedimento di Sydney basato sulla filtrazione di una dispersione di ossido di grafite in base acquosa, i dati di seguito riportati appaiono più congrui al metodo di filtrazione:

$$\begin{cases} d - \text{spacing} = 0.83 \text{ nm} \\ 6 \text{ strati} = 5.2 \text{ nm} \end{cases}$$

La distanza tra due strati è dunque valutata mediante l'ampiezza del picco di diffrazione dei raggi X ed attribuita alla dimensione di una molecola di H_2O (0,83nm), per cui dall'equazione di *Debye – Scherrer* si ha che 6 o 7 strati di grafene corrispondono ad uno spessore di $5.2 \pm 0.2 \text{ nm}$.

Prendendo quindi una dimensione diametrale dell'atomo di carbonio di 154 pm e 6 strati di grafene si ottiene:

$$6 \text{ strati} \Rightarrow 5 d - \text{spacing}$$

$$\begin{aligned} (3.1) \quad \text{spessore totale grafene} &= \sum_{i=1}^6 s_i = 5.2 - (0.83 \times 5) \\ &= 1.05 \text{ nm} \end{aligned}$$

$$(3.2) \quad \text{spessore single layer} = \frac{\text{spessore totale}}{\text{n}^\circ \text{ strati}} = \frac{1.05}{6} = 0.175 \text{ nm}$$

Si ottiene un valore dello spessore del layer monoatomico dello stesso ordine di grandezza di quello di riferimento del diametro carbonio:

$$175 \text{ pm} \approx 154 \text{ pm}$$

Appurato l'ordine di grandezza della spaziatura (d-space) tra single layer è immediato stimare il numero di strati presenti nel provino di Sydney:

$$\text{dimensioni provino} \begin{cases} \text{spessore} = 3 \mu\text{m} \\ \text{larghezza} = 5 \text{ mm} \\ \text{lunghezza} = 30 \text{ mm} \end{cases}$$

da cui:

$$(3.3) \quad n_l = \frac{6 \cdot 3 \cdot 10^{-6}}{5.2 \cdot 10^{-9}} = 3461 \text{ strati}$$

Volendo inoltre mantenere come parametro di calcolo il valore di 175 pm per il raggio atomico, il reale spessore del provino diviene:

$$(3.4) \quad s_{reale} = 3461 \times 175 = \mathbf{0.6 \mu m}$$

4. Calcolo delle forze di prova dei test della *University of Technology of Sydney*

Prima di passare ai calcoli per la stima delle forze utilizzate dal gruppo di Sydney per la prova di trazione, è bene ricordare che l'approccio utilizzato è del tipo classico, basato sulle relazioni della trave elastica, in particolare:

$$(4.1) \quad \left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_x = \frac{u_x}{L} \\ \sigma_x = \frac{F}{A} \\ \varepsilon_x = \frac{1}{E}(\sigma_x - \nu\sigma_y) \\ S = \frac{F}{\delta} \\ S = \frac{AE}{\delta} \end{array} \right.$$

indicando con S la rigidezza assiale del provino, con δ l'allungamento.

La tensione in direzione y è nulla, pertanto la deformazione lungo x è funzione della sola σ_x e del modulo di elasticità E .

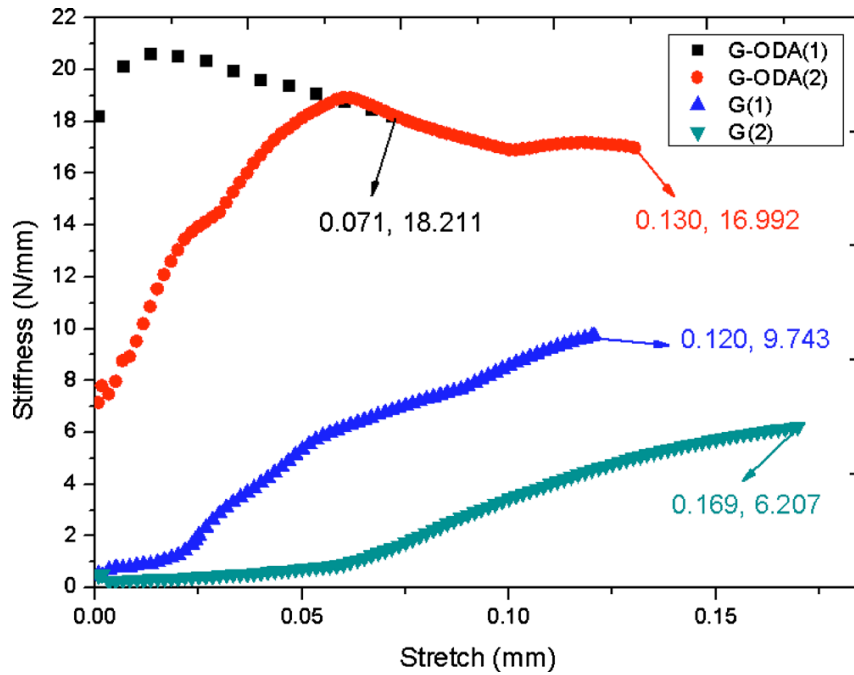


Fig. 4.1 Andamento della rigidità dei provini in funzione dell'allungamento

Dal grafico si può ottenere la forza di test per il provino G(1) ottenuto tramite Anodisc:

$$(4.2) \quad F = S \times \delta = 9.743 \cdot 0.120 = 1.169 \text{ N}$$

TABLE I. Dimensions and tensile test results of GP and G-ODA strips.

	Length (mm)	Width (mm)	Thickness (μm)	Ultimate strain	Ultimate Strength (MPa)	Young's modulus (GPa)	Stiffness (N/mm)	Maximum stretch (mm)
GP(1)	30	5	3	0.0040	78.294	31.6969	15.8485	0.1205
GP(2)	30	5	3	0.0056	70.257	21.1987	10.5993	0.1697
G-ODA(1)	30	6	7	0.0023	31.058	15.4701	21.6582	0.0715
G-ODA(2)	22	6	7	0.0059	52.729	12.3094	23.4998	0.1302

Come da tabella I il modulo di elasticità E è di **31697 MPa**.

Chiariti i valori di forza ed elasticità si trova conferma nel grafico di sforzo-deformazione che il test di Sydney dichiara:

$$(4.3) \quad \sigma_x = \frac{F}{A} = \frac{1.169}{3 \cdot 10^{-3} \cdot 5} = 77.933 \text{ MPa} \approx 78.294 \text{ MPa}$$

Con questo calcolo si è voluto dimostrare che effettivamente i valori riportati dal test di Sydney seguono la via classica per la determinazione delle tensioni e, in particolare, *la sezione utile sottoposta a tensione è stata valutata con spessore di $3\mu m$.*

È proprio sulla base di questo che è ragionevole pensare che in realtà le proprietà del grafene policristallino ottenuto mediante CVD possa avere proprietà superiori. Non solo; dato il metodo di produzione del provino e l'ingente quantità di single layers presenti nello stesso, suggerisce che la disposizione dei singoli strati possa non essere così buona come quella ottenuta con tecnica CVD. Inoltre è lecito supporre che i single layers non abbiano una *continuità longitudinale* tale da garantire che la conformazione del provino sia così omogenea.

Quanto detto trova conferma nell'andamento delle tensioni registrate durante il tensile test di Sydney:

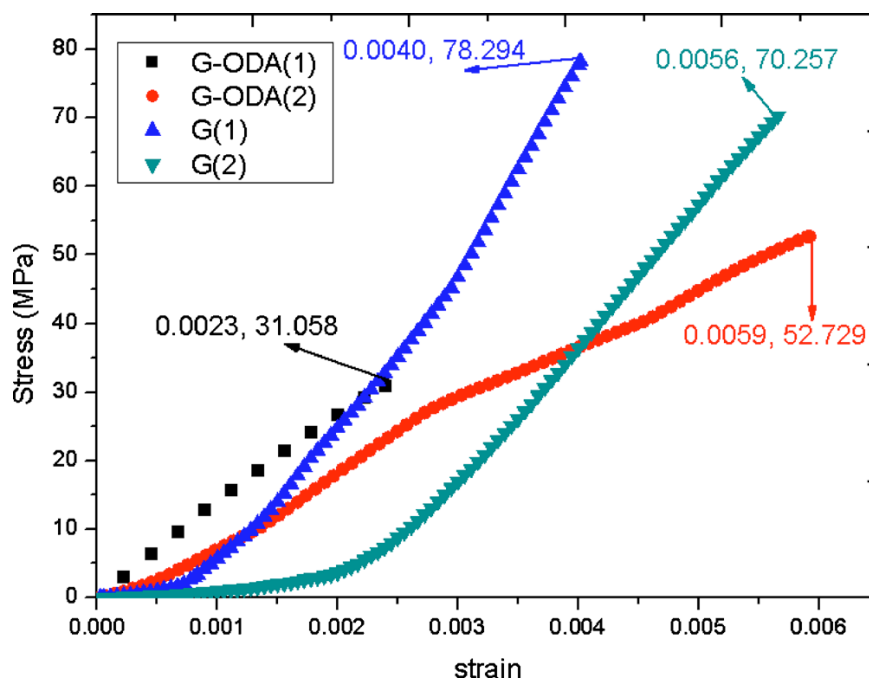


Fig. 4.2 Andamento della tensione nei provini in funzione della deformazione

Si vede come nella parte iniziale della prova le tensioni stiano a *ZERO*, indicando una sorta di allineamento dei fiocchi prima di iniziare ad andare sotto sforzo.

L'immagine seguente rende bene l'idea di come potrebbe essere la disposizione delle "piastrelle" di grafene nel provino preso in esame.

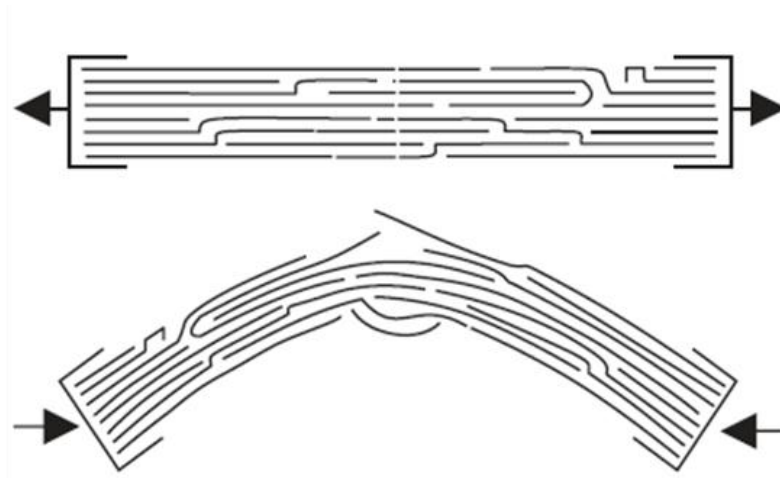


Fig. 4.3 schematizzazione della struttura a "piastrelle" dei provini ottenuti per accrescimento su una membrana Anodisc

Alla luce di tutto ciò , si può immaginare che in realtà l'area *utile* sottoposta a trazione abbia uno spessore di $0,6\mu\text{m}$ (come anticipato al paragrafo 3) e che anche per provini ottenuti per filtrazione attraverso membrana, le caratteristiche meccaniche siano superiori.

4.1 . Stima delle forze di prova per nuovi test

Per avere un parametro di confronto tra le ipotesi che seguono e i dati sperimentali di Sydney, si è ritenuto opportuno mantenere il valore del modulo di elasticità come una costante, cosicché il paragone sia diretto

$$E = 31697 \text{ MPa}$$

Sempre perché sia semplice il raffronto, si stimerà la *Tensione* per la nuova prova di trazione, definendo un'area fittizia data dalla dimensione che mediamente un single layer tende ad occupare, tenendo conto del fatto che il provino di Sydney è un provino "poroso", si ha:

$$\begin{cases} n_l = 3461 \text{ strati} \\ s_s = 3\mu\text{m} \end{cases}$$

$$(4.1.1) \quad s_{ml} = \frac{3}{3461} = 8.66 \cdot 10^{-4} \mu m - \text{spessore medio single layer}$$

Prendendo un provino ottenuto mediante tecnica CVD con dimensioni pari a :

$$\begin{cases} \text{larghezza} = 10mm \\ \text{lunghezza} = 10mm \\ \text{spessore} = 3layers \end{cases}$$

ed imponendo di sopportare una "tensione" di $75MPa$, lo sforzo di prova risulta:

$$(4.1.2) \quad F_p = 75 \cdot (10 \cdot 8.66 \cdot 10^{-7} \cdot 3) \cong \mathbf{0.002N}$$

ribadendo il criterio del confronto diretto con le sperimentazioni di Sydney.

È a questo punto importante capire l'intimo significato del risultato appena scritto; l'attenzione deve essere spostata dal concetto di tensione al concetto di *forza che un singolo strato può sopportare*. $8.66 \cdot 10^{-7}mm$ è la misura di uno spessore fittizio che descrive una dimensione dello spazio al cui interno si trova un singolo strato. Non deve perciò essere assolutamente confusa con una reale dimensione che concorre al formare la sezione resistente! È una stima, giusto per avere un ordine di grandezza su cui basare il calcolo delle forze in gioco.

Per rendere più esplicito il concetto, si rimanda a quanto detto nel paragrafo 3. e 4., lo spessore "reale" è ben minore dei $3\mu m$ utilizzati per il calcolo della rigidezza, della tensione e della deformazione nel test di Sydney.

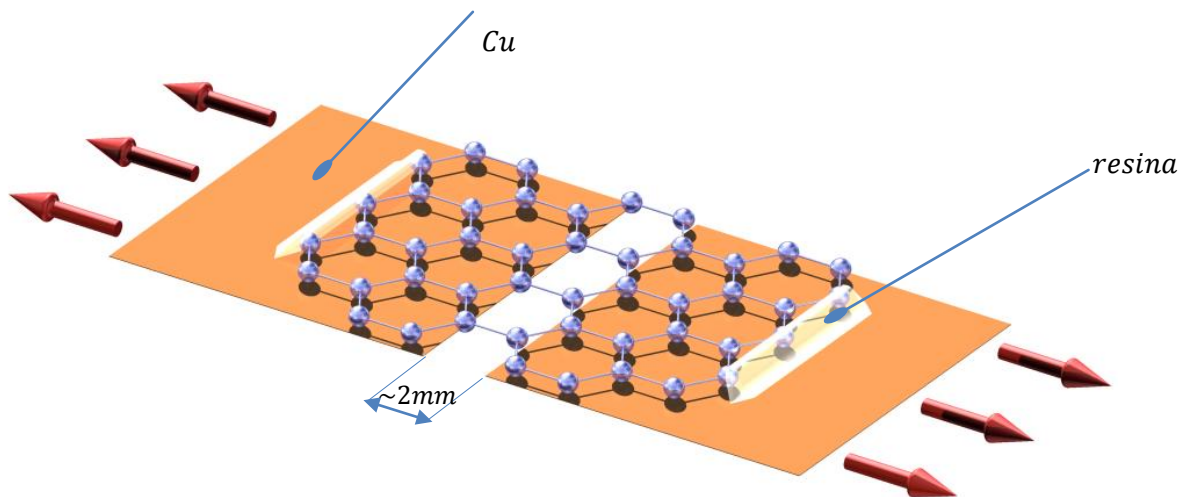
Tutto ciò premesso è ragionevole pensare che le capacità meccaniche del grafene CVD siano ampiamente superiori e che le forze che portano a rottura un single layer possano essere "considerevoli".

5. Metodi di prova

Il metodo scelto per il nuovo test è basato sulla classica prova a trazione dove si misureranno sforzi e deformazioni.

Date le dimensioni del provino, soprattutto lo spessore, la macchina verrà progettata ad hoc per la prova, con particolare attenzione alle guide che saranno ad attrito nullo.

La prova si svolgerà in orizzontale, così da poter sciogliere il supporto in rame in una prefissata regione, lasciando una porzione di grafene sospeso tra i supporti mobili della macchina.



6. Misurazioni

Grazie ai recenti perfezionamenti dei dispositivi MEMS (microelectromechanical system) possiamo contare sulla precisione di una misura *diretta* con la massima accuratezza.

- Risoluzione a 1000Hz = $5\mu\text{N}$
- Risoluzione a 10 Hz = $0.5\mu\text{N}$

L'attuatore piezoelettrico per la movimentazione consentirà un ottimo controllo dello spostamento.

Con questi componenti si conta di ottenere un test preciso e accurato.

7. PMTTM (piezo magnetic tensile test machine)

Dalla stima delle forze in gioco e degli spostamenti, diviene chiara la necessità di avere una tipologia di macchina che non risenta degli effetti dell'attrito.

L'intenzione è quella di fare una prova sforzo-deformazione. La natura intrinseca di questa prova richiede che vi siano parti in movimento le quali però devono compiere spostamenti nano-metrici e non risentire affatto di fenomeni dovuti all'attrito di primo distacco o al fenomeno dello stick-slip.

Di seguito verranno descritti i componenti ideati e i principi che regolano il funzionamento della macchina.

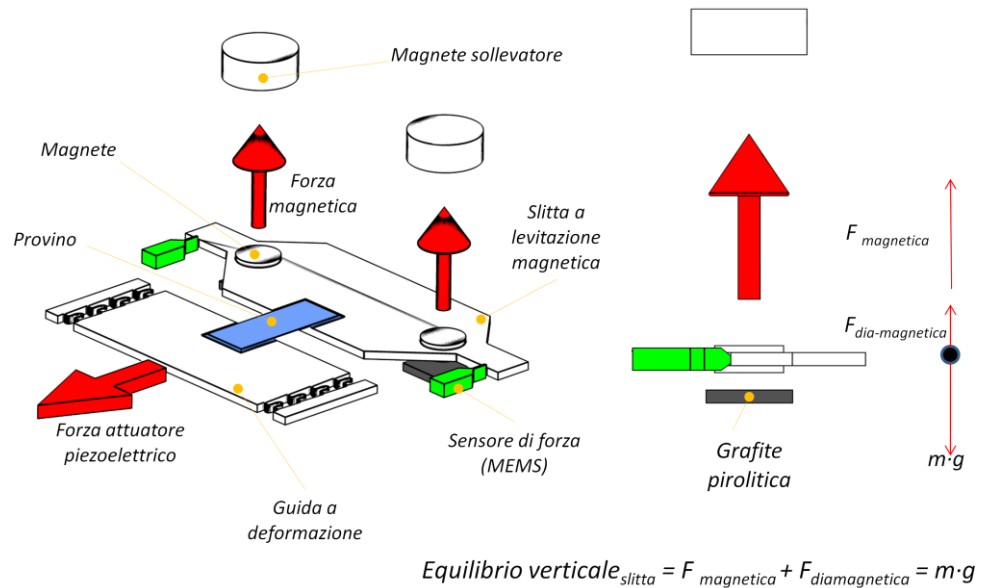


Fig. 7.1 Schematizzazione del principio di funzionamento.

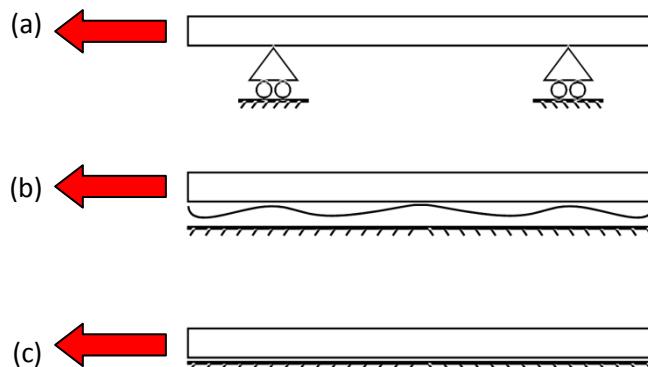


Fig. 7.2 Tipologie di guide tradizionali.

Tabella I bis. Prestazioni macchina.

Corsa Max	$\pm 270\mu\text{m}$
F_{max} di prova	1 grammo - 0.01N
Velocità di prova	1 $\mu\text{m}/\text{min}$
Sensibilità	10^{-9}N

Le guide tradizionali, [(a) rulli, (b) con meato fluido, (c) ad attrito radente, schematizzate in fig. 7.2] sono caratterizzate da fenomeni di attrito che non sono compatibili con le prestazioni e la sensibilità che caratterizza la macchina; gli attriti e le vibrazioni che questi generano, sono molto superiori alle forze che si devono verificare durante una prova su materiali sottili, perciò non possono essere utilizzate. Per risolvere questo problema e visti i piccoli spostamenti che la parte mobile deve compiere, si è pensato di creare una guida che potesse deformarsi nella sola direzione di prova (guida deformabile di fig. 7.1), con il comportamento di un *continuo deformabile*, in dettaglio al capitolo 7.7 .

Per la parte fissa della macchina (slitta a levitazione magnetica di fig.7.1) è stato utilizzato il principio della levitazione stabile di un magnete su di un materiale diamagnetico.

La fluttuazione in aria della slitta (fig. 7.1), priva dunque di contatti con parti fisse, rende i sensori dei *vincoli*, i quali sono peraltro in grado di registrare la reazione vincolare. La lettura della reazione che i MEMS danno alla slitta, sarà esattamente la forza a cui il provino è sottoposto durante il test.

Anche in questo caso, la soluzione è volta ad eliminare il fenomeno dell'attrito per non perdere informazioni durante la prova, in dettaglio al capitolo 7.8 e 7.9 .

7.1 Levitazione magnetica

Il fenomeno della levitazione magnetica permette ad un corpo (in questo caso una slitta con magneti calettati) di flottare in aria con il solo ausilio di campi magnetici.

La difficoltà principale di questo sistema di galleggiamento consta nell'ottenere un sistema che sia regolabile in funzione del peso.

I magneti permanenti infatti, generano campi di forze (attrattive o repulsive) che variano con andamento esponenziale $1/r^2$ in funzione della distanza a cui ci si pone dal magnete stesso.

È perciò chiaro che una regolazione lineare della distanza tra i magneti rende difficoltoso l'equilibrio del sistema.

In particolare, per il teorema di Earnshaw: una collezione di cariche puntiformi non può essere mantenuta in una configurazione di equilibrio stabile dalla sola interazione elettrostatica delle cariche.

Ecco che il galleggiamento statico con soli magneti permanenti non è possibile.

Tuttavia, materiali come la Grafite o il Bismuto presentano "notevoli" caratteristiche *diamagnetiche*; proprio grazie alla Grafite Pirolitica, è possibile ottenere uno stato di equilibrio magnetico statico in tutte le direzioni.

7.2. Materiali diamagnetici

La maggior parte delle sostanze sono debolmente diamagnetiche e piccole forze associate a questa proprietà, rendono possibile due tipi di levitazione magnetica.

I materiali diamagnetici sono ad esempio: l'acqua, proteine, carbonio, il DNA, plastica, legno e molti altri materiali comuni, sviluppano persistenti correnti atomiche o molecolari che si oppongono a campi magnetici esterni.

Il Bismuto e la Grafite sono gli elementi con maggiore proprietà diamagnetica, oltre 20 volte superiore all'acqua.

Tuttavia, anche per questi elementi la suscettività magnetica è estremamente piccola, $\chi \approx -170 \times 10^{-6}$.

Sotto la presenza di potenti magneti, le piccole forze coinvolte, sono sufficienti per levitare piccoli pezzi di materiale diamagnetico.

Essendo gli esseri viventi costituiti per la maggior parte di molecole diamagnetiche (acqua e proteine e ossa), queste nano sostanze diamagnetiche consentono di levitare piccoli animali e piante se immersi in campi magnetici.

Infine i materiali diamagnetici consentono (ed è questo lo scopo della loro applicazione nel seguente studio) di stabilizzare la levitazione libera di magneti permanenti.

Come si vedrà infatti, si avrà una levitazione stabile a temperatura ambiente, senza l'ausilio di superconduttori che necessitano di temperature al di sotto dei -200°C

per manifestare il loro comportamento superconduttivo e le loro forti proprietà diamagnetiche e senza energia in input.

A suffragio di ciò è stata dimostrata, dalla High Field Magnet Lab in Nijmegen, una levitazione stabile di un magnete tra due dita umane immerso in un potente campo magnetico (fig.7.2.1) .

È inoltre da rilevare che la grandezza approssimativa dell'effetto diamagnetico può essere derivata da semplici argomentazioni classiche sulle orbite degli elettroni, il diamagnetismo non può essere trattato con la fisica classica.

Il teorema di Bohr-Leeuwen afferma che nessuna proprietà di un sistema classico in condizioni di equilibrio termico può dipendere in alcun modo dal campo magnetico.

In un sistema classico, in equilibrio termico, la magnetizzazione deve sempre sparire.

Il Diamagnetismo è una manifestazione macroscopica della fisica quantistica che persiste ad alte temperature, $kT \gg \mu_{Bohr}B^{(9)}$.

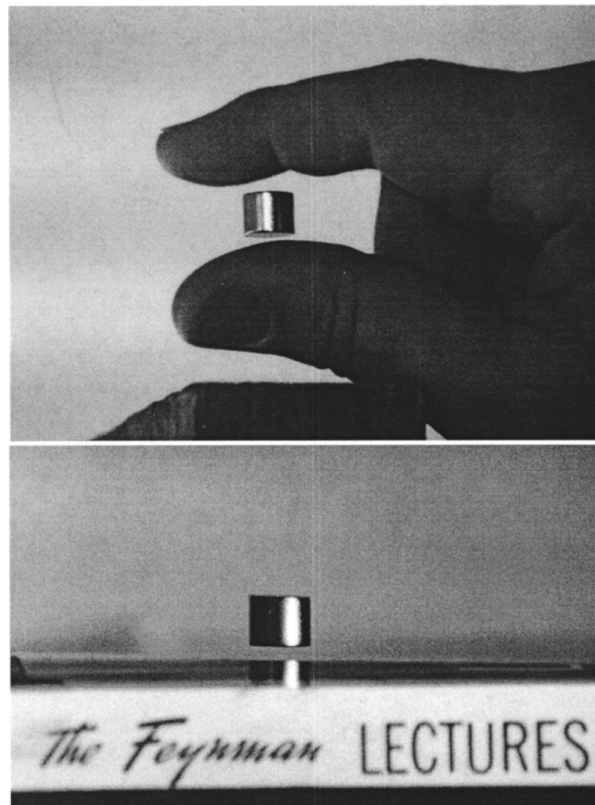


Fig. 7.2.1 (Sopra) Levitazione di un magnete sotto un campo di 11-T dato da un solenoide superconduttivo stabilizzato dal diamagnetismo delle dita ($\chi \approx 10^{-5}$). (Sotto) Dimostrazione del diamagnetismo⁽⁹⁾.

7.3. Teorema di Earnshaw

È altamente probabile che chi ha studiato la levitazione, trappole per particelle cariche (filtri antiparticolato), o la progettazione di particolari campi magnetici, si sia imbattuto nel teorema di Earnshaw e nelle sue conseguenze. Non può esistere un levitatore puramente elettrostatico o un filtro antiparticolato.

Se un campo si concentra in una direzione, questo deve essere de-focalizzato in direzione ortogonale.

Si farà ora cenno a come Earnshaw sia arrivato alle sue conclusioni e in che epoca egli dedusse il suo teorema.

C'è innanzitutto da rilevare come, sebbene il teorema sia valido, alcune delle idee su cui è stato formulato, siano state smentite da Hendrik Lorentz e Henri Poincaré (trasformazioni di Lorentz) nonché da Albert Einstein (teoria della relatività ristretta) nei riguardi delle ipotesi della necessaria esistenza dell'etere o meglio di un vento d'etere (per la trattazione approfondita si rimanda alla teoria della relatività).

In particolare Earnshaw fece le sue predizioni nel 1842, prima dei lavori di Maxwell, prima della conoscenza delle piccole particelle e della scoperta dell'elettrone.

Earnshaw ha scoperto qualcosa di semplice e profondo. Le particelle nell'etere non potevano avere una posizione di equilibrio stabile se sottoposte a combinazioni di forze del tipo $1/r^2$. La forza di gravità, elettrostatica e il magnetismo sono forze del tipo $1/r^2$. Senza una posizione di equilibrio stabile e forze di ripristino in tutte le direzioni, le particelle di etere non potevano propagare isotropicamente disturbi di tipo ondulatorio. Earnshaw ha dunque concluso che le particelle di etere interagivano con diverse forze di tipo $1/r^2$. Molte delle teorie popolari del tempo vennero categoricamente smentite dalla pubblicazione di Earnshaw.

Il teorema di Earnshaw dipende, dal punto di vista matematico dall'energia potenziale del tipo $1/r$. Il Laplaciano di ogni somma di energia potenziale $1/r$ è zero, o $\nabla^2 \sum k_i/r = 0$. Questo significa che in ogni punto dove c'è una forza di bilanciamento ($-\nabla^2 \sum k_i/r = 0$), l'equilibrio è instabile perché possono non esserci punti di minimo locale dell'energia potenziale. Invece di un minimo nelle tre dimensioni, la "superficie" di energia potenziale è una sella. Se l'equilibrio è stabile in una direzione, è instabile nella direzione ortogonale.

La maggior parte delle forze naturali sono forze $1/r^2$, le conseguenze del teorema di Earnshaw portano ad andare oltre la natura dell'etere. Difatti Earnshaw capì questi concetti e scrisse una pubblicazione intitolata "Uno studio della natura delle forze molecolari che regolano la costituzione dei corpi".

Il teorema di Earnshaw vale per una particella test, carica e/o un magnete, situata in una qualche posizione dello spazio libero con sola divergenza e senza la presenza di campi spiraliformi. Nessuna combinazione di forze elettrostatiche, magnetiche o di

gravità possono creare un potenziale tridimensionale in grado di fornire levitazione stabile in uno spazio libero. Il teorema vale anche per qualsiasi disposizione di magneti o cariche.

Nel particolare caso magnetico, l'energia U di un dipolo magnetico M in un campo B è:

$$(7.3.1) \quad U = -M \cdot B = -M_x B_x - M_y B_y - M_z B_z$$

Se M è costante l'energia dipende solo dalle componenti di B . Tuttavia, per campi magnetostatici:

$$(7.3.2) \quad \nabla^2 B = 0$$

e il Laplaciano di ogni componente è zero nello spazio libero e così

$$(7.3.3) \quad \nabla^2 U = 0$$

pertanto non si hanno minimi locali di energia.

Perciò uno dei problemi riscontrati nella progettazione di questa macchina è stata l'incompatibilità dell'idea di ottenere una levitazione magnetica stabile contro il teorema di Earnshaw.

La levitazione è stata considerata la soluzione più congeniale al soddisfacimento della condizione di attrito nullo per le guide.

È chiaro che la sospensione offre notevoli vantaggi sulla carta, primo tra tutti l'eliminazione dell'attrito statico.

Di seguito verranno esposti i metodi e le relazioni che consentono il superamento della barriera data dal teorema di Earnshaw.

7.4. Metodi di levitazione equilibrata per materiali diamagnetici

I materiali paramagnetici e diamagnetici sono dinamici, nel senso che la loro magnetizzazione cambia con i campi esterni. I diamagneti sono repulsivi a campi magnetici e attrattivi ai minimi di campo. Dal momento che un minimo locale può esistere nello spazio libero, la levitazione per i diamagneti è possibile.

Ogni componente vettoriale di un campo magnetico non presenta minimi ma, per ogni campo è possibile individuare il minimo della sua intensità.

Poco dopo la scoperta di Faraday delle sostanze diamagnetiche e a pochi anni di distanza dal teorema di Earnshaw, Lord Kelvin mostrò che teoricamente le sostanze diamagnetiche potevano levitare in un campo magnetico.

In questo caso l'energia dipende da $B^2 = \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}$ e il Laplaciano di B^2 può essere positivo. Infatti :

(7.4.1)

$$\nabla^2 B \geq 0$$

L'idea chiave negli schemi di levitazione che seguono, aggirano il teorema di Earnshaw, sostenendo che l'energia non è linearmente dipendente dalle componenti individuali di \mathbf{B} . L'energia è dipendente dall'intensità di \mathbf{B} . Il minimo di ogni componente nelle tre dimensioni non esiste. Per campi statici il massimo locale dell'intensità del campo magnetico non può esistere nello spazio libero distante dalla fonte del campo. Tuttavia il minimo locale dell'intensità del campo può esistere.

Nel 1939 Braunbek considerò esaustivamente il problema della levitazione statica. Le sue analisi si focalizzarono su materiali con costante dielettrica ϵ e permeabilità μ diversa da 1.

Mostrò che la levitazione stabile è possibile solo per $\epsilon < 1$ o per $\mu < 1$. Dal momento che non credeva nell'esistenza di materiali con $\epsilon < 1$, concluse che la levitazione stabile è possibile solo con l'uso di materiali diamagnetici.

Una volta capita la configurazione necessaria per il campo che dà una levitazione stabile di un diamagnete, Braunbek costruì un elettromagnete in grado di sollevare piccoli granelli di grafite diamagnetica.

Con l'avvento dei potenti magneti da 30-T è oggi possibile far levitare anche una goccia d'acqua.

Per chiudere il cerchio, l'ultima e la più significativa levitazione è data dai superconduttori, dimostrata per la prima volta nel 1947 da Arkadiev, la quale è inoltre coerente con la teoria di Braunbek si presenta come un perfetto diamagnete con $\mu = 0$.

Tabella II. Valori della proprietà di suscettibilità adimensionale nel SI della costante χ per alcuni materiali.

Materiale	$-\chi(\times 10^{-6})$
Acqua	8.8
Oro	34
Bismuto metallico	170
Stecca di Grafite	160
Grafite Pirolitica \perp	450
Grafite Pirolitica \parallel	85

7.5. Levitazione magnetica con stabilizzazione diamagnetica⁽⁹⁾

Sappiamo, dal teorema di Earnshaw, che se posizioniamo un magnete in un campo dato da una magnete fissato ad un sollevatore, dove la forza magnetica bilancia la forza di gravità e la sua stabilità radiale, questo sarà instabile verticalmente.

Boerdijk (nel 1956) utilizzò della grafite sotto a un magnete sospeso per stabilizzarne la levitazione.

Ponizovskii utilizzò grafite Pirolitica in una configurazione simile a quella che verrà di seguito descritta, per stabilizzare verticalmente un magnete.

Come già mostrato in tabella II, il miglior materiale solido diamagnetico è la grafite Pirolitica, la quale è formata in strati ed è caratterizzata da una suscettibilità anisotropa (termica e conduttiva). La sua suscettibilità è inoltre molto più marcata in direzione ortogonale rispetto a quella parallela al piano di stratificazione.

Si sottolinea come sia inoltre possibile levitare un magnete dove questo sia stabile verticalmente ma instabile orizzontalmente. In questo caso sarà necessario utilizzare un cilindro cavo di materiale diamagnetico per stabilizzare il magnete orizzontalmente.

L'energia potenziale U di un magnete flottante con momento di dipolo \mathbf{M} nel campo del magnete sollevante è :

$$(7.5.1) \quad U = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{B} + mgz = -MB + mgz$$

dove mgz è l'energia gravitazionale. Il magnete sospeso si allineerà con la direzione del campo locale a causa della coppia magnetica e pertanto l'energia è dipendente solo dall'intensità del campo magnetico, non dalle sue componenti⁽⁹⁾.

Traendo vantaggio dalla irrotazionalità e dalla divergenza nulla che per natura caratterizzano i campi magnetostatici nello spazio libero e assumiamo una simmetria cilindrica attorno all'asse z si possono espandere le componenti del campo come segue:

$$(7.5.2) \quad B_z = B_0 + B' + \frac{1}{2}B''z^2 - \frac{1}{4}B'''(x^2 + y^2) + \dots$$

$$(7.5.3) \quad B_x = -\frac{1}{2}B'x + \frac{1}{2}B''xz + \dots$$

$$(7.5.4) \quad B_y = -\frac{1}{2}B'y + \frac{1}{2}B''yz + \dots$$

dove

$$(7.5.5) \quad B' = \frac{\partial B_z}{\partial z}, \quad B'' = \frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2},$$

e le derivate sono valutate nel punto di levitazione, $x = y = z = 0$.

Convertendo in coordinate polari cilindriche, abbiamo:

$$(7.5.6) \quad B_z = B_0 + B' + \frac{1}{2}B''z^2 - \frac{1}{4}B''r^2 + \dots$$

$$(7.5.7) \quad B_r = -\frac{1}{2}B'r + \frac{1}{2}B''rz + \dots$$

Perciò

$$(7.5.8) \quad B^2 = B_0^2 + 2B_0B'z + \{B_0B'' + B'^2\}z^2 + \frac{1}{4}\{B'^2 - 2B_0B''\}r^2 + \dots$$

dove $r^2 = x^2 + y^2$.

Espandendo l'intensità del campo magnetico del magnete sollevatore attorno al punto di levitazione, utilizzando le equazioni (7.5.5) – (7.5.7) e aggiungendo due nuovi termini $C_z z^2$ e $C_r r^2$ che rappresentano l'influenza dei diamagneti la quale deve essere aggiunta e valutata successivamente, l'energia potenziale del magnete flottante è :

$$(7.5.9) \quad U = -M \left[B_0 + \left\{ B' - \frac{mg}{M} \right\} z + \frac{1}{2} B'' z^2 + \frac{1}{4} \left\{ \frac{B'^2}{2B_0} - B'' \right\} r^2 + \dots \right] + C_z z^2 + C_r r^2$$

Nel punto di levitazione, l'espressione nella prima parentesi graffa deve andare a zero. Perciò il gradiente del campo magnetico bilancerà la forza di gravità :

$$(7.5.10) \quad B' = \frac{mg}{M}$$

Le condizioni per la stabilità verticale ed orizzontale sono:

$$(7.5.11) \quad K_v \equiv C_z - \frac{1}{2}MB'' > 0 \quad (\text{stabilità verticale})$$

$$(7.5.12) \quad K_h \equiv C_r + \frac{1}{4}M \left\{ B'' - \frac{B'^2}{2B_0} \right\} = C_r + \frac{1}{4}M \left\{ B'' - \frac{m^2 g^2}{2M^2 B_0} \right\} > 0 \quad (\text{stabilità orizzontale})$$

Senza i diamagneti, ponendo $C_r = 0$ e $C_z = 0$, si vede che se $B'' < 0$ si ha stabilità verticale ma il magnete diviene instabile orizzontalmente.

Ora, se la curvatura è positiva e larga a sufficienza per creare stabilità orizzontale, il magnete diverrà instabile verticalmente.

Consideriamo dapprima il caso in cui $B'' > 0$ e largo abbastanza per creare stabilità orizzontale $K_h > 0$. Il grafico in alto della Fig.7.5.1 mostra l'andamento di K_v e K_h nel caso in cui il magnete sollevatore sia un anello.

La linea tratteggiata mostra l'effetto del termine C_z . La zona in cui entrambe le curve sono positive, la levitazione stabile è possibile se

$$MB' = mg$$

Risulta dunque chiaro che la regolazione può avvenire aggiustando il gradiente o il peso del magnete flottante per raggiungere questa condizione.

Si può inoltre constatare che vi sono due posizioni di equilibrio stabile, una appena sotto l'inflessione del campo nel punto in cui B'' è zero e l'altra al di sotto del magnete sollevatore dove i campi sono asintoticamente tendenti a zero.

La posizione superiore ha un gradiente più forte rispetto alla posizione inferiore. La posizione inferiore richiede meno diamagnetismo per raggiungere un valore positivo di K_v , e le condizioni di stabilità possono essere positive su un ampio range di gradienti e un ampio range di distanze. Questa è la posizione dove si ha una levitazione stabile data dai polpastrelli delle dita. È anche la posizione dove il magnete nel levitatore compatto di Fig.7.5.1 galleggia.

La combinazione delle condizioni per una levitazione verticale stabilizzata possono essere scritte come:

$$(7.5.13) \quad \frac{2C_z}{M} > B'' > \frac{1}{2B_0} \left(\frac{mg}{M} \right)^2$$

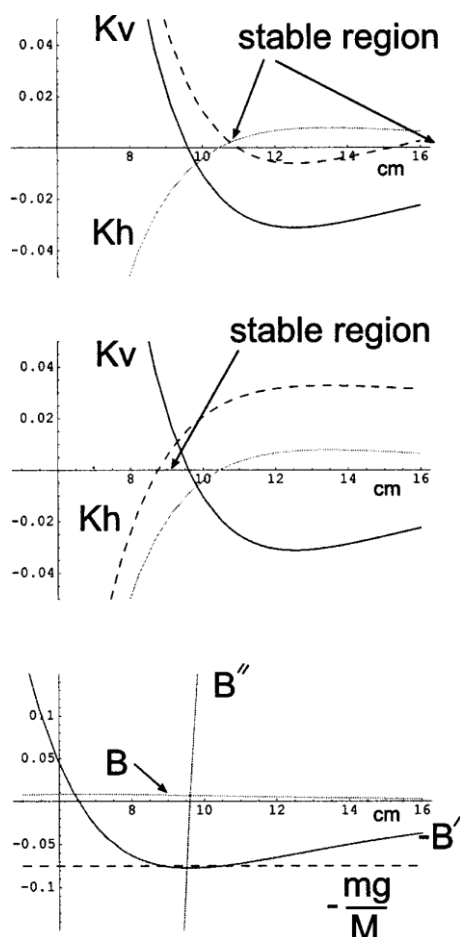


Figura 7.5.1. (Sopra) Stabilità delle funzioni K_v e K_h per un magnete ad anello con sollevatore di diametro esterno 16 cm e interno di 10 cm. L'asse x è la distanza sotto il magnete sollevatore. La linea tratteggiata mostra l'effetto di aggiunta delle piastre diamagnetiche per stabilizzare il movimento verticale. La levitazione è stabile quando K_v e K_h sono positivi. (Centro) La linea tratteggiata mostra l'effetto di aggiunta del materiale diamagnetico per la stabilizzazione del movimento verticale. (Sotto) Il campo Magnetico (T), il gradiente (T/m) e la curvatura (T/m^2) dell'anello magnetico sollevatore. La linea tratteggiata è uguale a $-mg/M$ di un magnete flottante di NdFeB. Il punto in cui la linea tratteggiata interseca il gradiente, si equilibra delle forze. Se l'equilibrio sta in una regione stabile, la levitazione è possibile.⁽⁹⁾

C_z è proporzionale alla suscettibilità diamagnetica e si riduce se la distanza tra il magnete e diamagnete aumenta.

Si può vedere che un grande gap o l'uso di materiali debolmente diamagnetici, richiede un grande campo B nella posizione di levitazione.

Qui è interessante notare che il punto di inflessione è determinato dalla geometria del magnete di sollevamento e non dalla forza del magnete. L'instabilità è relativa alla curvatura del campo sollevatore e la forza di bilanciamento dipende dal gradiente. Questo rende possibile progettare la posizione delle zone stabili mediante la regolazione della geometria del magnete sollevatore e controllando il gradiente mediante la regolazione della forza. Con un solenoide, per esempio, le aree stabili saranno determinate dal raggio e dalla lunghezza del solenoide e la corrente può essere regolata per fornire la giusta forza di bilanciamento in ogni posizione.

Il grafico centrale in Fig.7.5.1 mostra che è possibile aggiungere un C_r positivo per K_h dove diviene negativo per creare una regione dove entrambi K_h e K_v siano positivi, appena sotto il punto di inflessione. L'ultimo grafico di Fig.7.5.1 mostra il campo del sollevatore, gradiente e curvatura su assi simmetrici e il valore di $-mg/M$ per un magnete flottante al NdFeB. (Il segno meno è usato perché è nella direzione $-z$). Il gradiente graficato è il negativo del gradiente desiderato in direzione $+z$. L'equilibrio delle forze si verifica nel punto in cui la linea tratteggiata interseca la curva del gradiente.

A questo punto è necessario valutare il termine diamagnetico C_z .

Assumendo una relazione lineare dove la densità di magnetizzazione è relativa al campo applicato \mathbf{H} attraverso la suscettibilità magnetica χ , dove χ è negativa per le sostanze diamagnetiche.

L'induzione magnetica \mathbf{B} insita nel materiale è:

$$(7.5.14) \quad B = \mu_0(1 + \chi)H = \mu_0\mu H$$

dove χ , la suscettibilità e μ la permeabilità relativa, sono scalari se il materiale è isotropo e tensori se il materiale è anisotropo. Un diamagnete perfetto, come i superconduttori, ha $\mu = 0$ e cancellerà totalmente la componente normale di un campo esterno \mathbf{B} sulla sua superficie mediante lo sviluppo di correnti superficiali. Un diamagnete scarso espellerà parzialmente un campo esterno.

Quando un magnete si avvicina a un foglio di diamagnete debole di permeabilità relativa $\mu = 1 + \chi \approx 1$, si può risolvere il problema al di fuori del piano considerando una corrente immagine I' indotta nel materiale ma ridotta del fattore $(\mu - 1)/(\mu + 1) \approx \chi/2$,

$$(7.5.15) \quad I' = I \frac{\mu - 1}{\mu + 1} \approx I \frac{\chi}{2}$$

Se il materiale utilizzato è perfettamente diamagnetico come un super conduttore con $\chi = -1$ e $\mu = 0$, si crea un'immagine uguale ed opposta, come era prevedibile. Per prendere in considerazione una dimensione finita del magnete, bisognerebbe trattare il magnete e l'immagine come un fascio di correnti ma, per semplicità, si userà un dipolo approssimato, il quale è valido quando ci si trova distante dalle piastre diamagnetiche. La geometria è mostrata in fig.7.5.2.

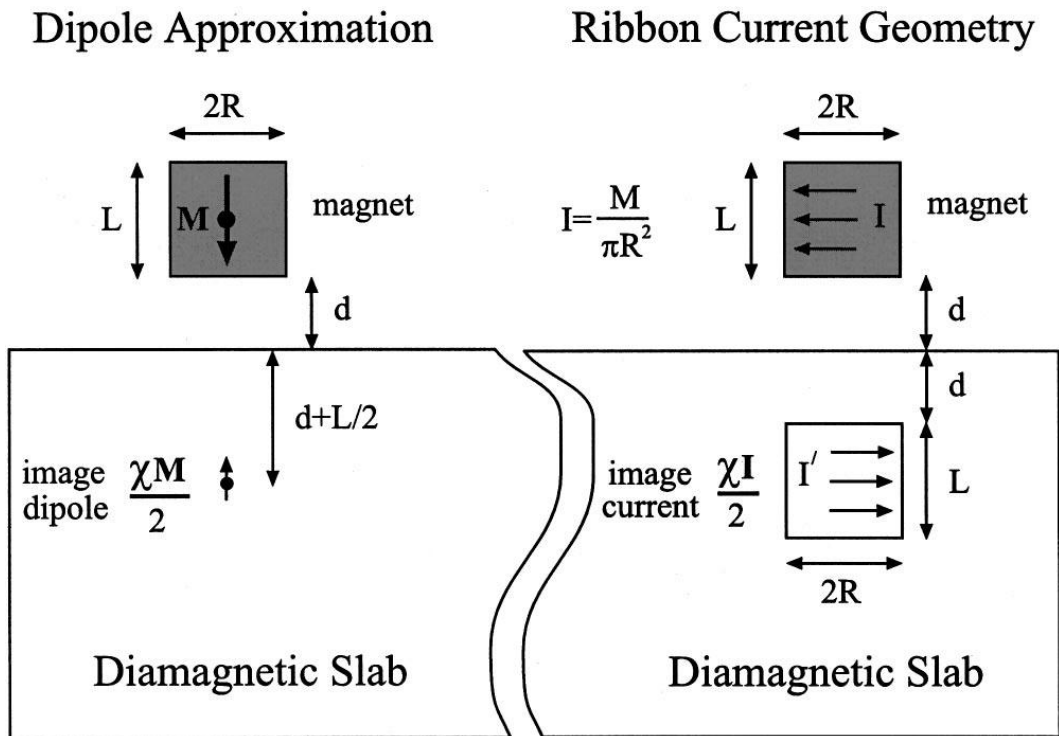


Fig. 7.5.2 Geometria per il calcolo delle forze di dipolo immagine e di corrente immagine⁽⁹⁾

Vediamo ora l'approssimazione del dipolo C_z .

La forza del dipolo magnetico verrà trovata trattando il magnete come una corrente in anello chiuso soggetto ad una forza $I \times B$ dal campo magnetico del dipolo immagine. Il dipolo immagine è inserito in un pezzo di diamante alla distanza D ,

$$(7.5.16) \quad D = 2d + L$$

dal centro di un magnete in uno spazio libero e una forza determinata dall'equazione (7.5.15).

Il magnete ha lunghezza L e raggio R ed è posizionato all'origine di un sistema di coordinate a $z = 0$. Si ha bisogno della sola componente radiale del campo dal dipolo indotto, B_{ir} a $z = 0$.

Usando l'espansione del campo data dalle equazioni (7.5.5) e (7.5.7) per il caso del dipolo immagine, dove si ha

$$(7.5.17) \quad B_{ir} = -\frac{1}{2} B_i' r = \frac{\mu_0 \chi M}{8\pi} \frac{3r}{D^4}$$

La forza di sollevamento risulta

$$(7.5.18) \quad F_i = I 2\pi R B_{ir} = \frac{M 2\pi R}{R^2} B_{ir} = \frac{3M^2 |\chi| \mu_0}{4\pi D^4}$$

Per l'equilibrio a $z = 0$, la forza di sollevamento sarà in equilibrio con il magnete di sollevamento e la gravità così che la forza netta sia zero.
 La forza netta data dalle due piastre di materiale diamagnetico sarà anch'essa zero se il magnete è centrato tra due piastre come mostrato nella figura 7.5.3.
 Ora verrà trattato questo caso.

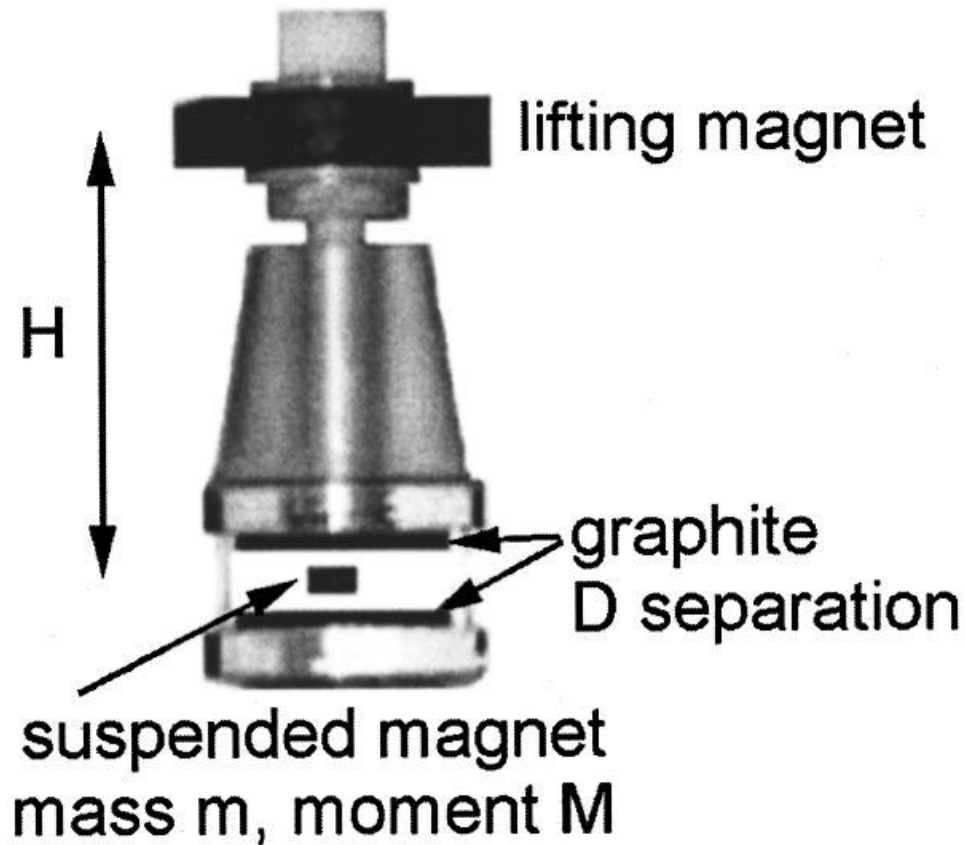


Fig. 7.5.3 configurazione compatta per levitazione diamagnetica equilibrata

Si trova una forza riequilibrante per piccoli spostamenti nella direzione z rispetto alla piastra in basso,

$$(7.5.19) \quad \frac{\partial F_i}{\partial d} z = \frac{\partial F_i}{\partial D} 2z = -\frac{6M^2 |\chi| \mu_0}{\pi D^5} z$$

Per il caso del magnete centrato tra le due piastre di materiale diamagnetico, la forze equilibrante è doppia. Si può eguagliare questa forza equilibratrice al termine $C_z z^2$ nell'espansione dell'energia nell'equazione (7.5.9).

Si prenda il gradiente negativo del termine dell'energia per trovare la forza nella direzione z e eguagliando i termini; per il caso di due piastre

$$-2C_z z = -2 \frac{6M^2 |\chi| \mu_0}{\pi D^5} z,$$

$$(7.5.20) \quad C_z = \frac{6M^2 |\chi| \mu_0}{\pi D^5} z$$

Di seguito verrà esposto un metodo alternativo per il calcolo del termine C_z .

Il risultato precedentemente trovato può essere derivato direttamente dall'equazione per l'energia potenziale di un magnete con dipolo fisso M in un campo indotto B_i della sua immagine in un materiale para-diamagnetico

$$(7.5.21) \quad U_i = -\frac{1}{2} M \cdot B_i$$

Assumendo che il magnete sia in equilibrio con la forza di gravità per $z = 0$ a causa delle forze date dal magnete sollevatore e dalle possibili forze date dal materiale diamagnetico, si vuole calcolare ogni altra forza equilibratrice proveniente dal materiale diamagnetico.

L'energia del dipolo flottante M nel campo B_i dei dipoli indotti dalle piastre diamagnetiche sotto e sopra il magnete è

$$(7.5.22) \quad U_i = \frac{M^2 |\chi| \mu_0}{8\pi} \left[\frac{1}{(2d + L + 2z)^3} + \frac{1}{(2d + L - 2z)^3} \right]$$

Espandendo l'energia attorno al punto di levitazione $z = 0$,

$$(7.5.23) \quad U_i = U_{i0} + U'_i z + \frac{1}{2} U''_i z^2 + \dots$$

$$(7.5.24) \quad = \frac{M^2 |\chi| \mu_0}{8\pi} \left[\frac{2}{(2d + L)^5} + \frac{48}{(2d + L)^5} \right] + \dots$$

$$(7.5.25) \quad = C + \frac{6M^2 |\chi| \mu_0}{\pi D^5} z^2 + \dots$$

$$(7.5.26) \quad = C + C_z z^2 + \dots$$

Che da lo stesso risultato dell' Eq. (7.5.20).

Massima distanza D nell'approssimazione del dipolo

Aggiungendo le piastre diamagnetiche sopra e sotto il magnete flottante con una separazione D da una effettiva energia,

$$(7.5.27) \quad U_{dia} \equiv C_z z^2 = \frac{6M^2 |\chi| \mu_0}{\pi D^5} z^2$$

nell'approssimazione del dipolo. Per la condizione di stabilità [eq. (7.5.11 - 7.5.12)], si nota che la levitazione può essere stabile nel punto dove $B' = mg/M$ se

$$(7.5.28) \quad \frac{12M |\chi| \mu_0}{\pi D^5} > B'' > \frac{(mg)^2}{2M^2 B_0}$$

Ciò pone un limite alla distanza diamagnetica:

$$(7.5.29) \quad D < \left\{ \frac{12M |\chi| \mu_0}{\pi B''} \right\}^{1/5} < \left\{ \frac{24\mu_0 B M^3 |\chi|}{\pi (mg)^2} \right\}^{1/5}$$

Se ci si trova distanti dal campo del magnete sollevatore, esso può essere considerato un dipolo di momento M_L alla distanza H dal flottante. La condizione di equilibrio, Eq. (7.5.10) è

$$(7.5.30) \quad H = \left\{ \frac{3MM_L \mu_0}{2\pi mg} \right\}^{1/4}$$

Allora la condizione per la stabilità e la distanza al punto di levitazione è

$$(7.5.31) \quad D < H \left\{ 2|\chi| \frac{M}{M_L} \right\}^{1/5}$$

Il fattore di maggior rilievo per aumentare il gap è usare un magnete flottante con un rapporto M/m più alto possibile. Anche l'uso del materiale diamagnetico più forte è importante. Infine, un notevole beneficio nella stabilità si ottiene utilizzando un potente magnete sollevatore (con H grande) posto il più distante possibile.

Approssimazione della corrente di superficie

Trattando i magneti e le immagini come dipoli è utile per comprendere la dipendenze generali, ma se le dimensioni del magnete flottante sono comparabili con le dimensioni delle piastre si incorrerà in errori significativi.

Questi errori possono essere visti nell'equazione (7.5.27), dove l'energia diviene infinita al tendere a zero della distanza $D = 2d + L$. Dalla distanza d è agevole determinare l'ordine di grandezza del raggio e dello spessore del magnete flottante, ma sono necessari calcoli più accurati. (In particolar modo quando il diametro del di un magnete cilindrico è circa delle stesse dimensioni dell'altezza, l'approssimazione del dipolo è poco buona oltre le tipiche distanze usate, come confermato all'immagine 7.5.4.)

Anche trattare il magnete sollevatore come un dipolo non è una buona approssimazione nella maggior parte dei casi.

Una migliore approssimazione del campo B_L per un magnete sollevatore cilindrico di altezza l_L e raggio R_L all distanza H dal fondo del magnete è

$$(7.5.32) \quad B_L = \frac{B_{Lr}}{2} \left[\frac{H + l_L}{\sqrt{(H + l_L)^2 + R_L^2}} - \frac{H}{\sqrt{H^2 + R_L^2}} \right]$$

dove B_{Lr} è la densità di flusso residuo del materiale del magnete permanente. (Il flusso residuo è il valore di B nella curva di smagnetizzazione dove $B - H$ dove H è zero quando il materiale è stato magnetizzato fino a saturazione. Questa proprietà del materiale è indipendente dalla dimensione o dalla forma del magnete considerato.) L'equazione è equivalente a utilizzare una corrente di superficie o un modello solenoidale per il magnete sollevatore ed è veramente una buona approssimazione. Se il sollevatore è un solenoide, B_{Lr} è il campo all'infinito del solenoide $\mu_0 NI / l_L$.

La figura 7.5.4 mostra per esempio, il campo misurato per un anello magnetico usato come sollevatore. L'andamento dell'approssimazione della corrente superficiale è migliore anche oltre 4 cm, la quale è approssimativamente la posizione di equilibrio delle forze. L'anello magnetico ha una uguale ma opposta corrente di superficie a livello del diametro interno, la quale può essere rappresentata da una seconda equazione di forma (7.5.32).

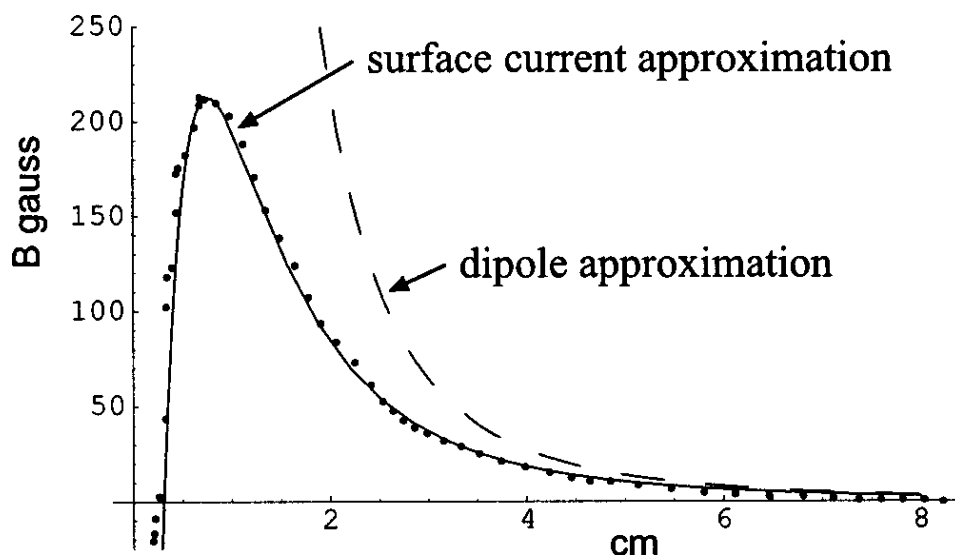


Fig. 7.5.4 Campo misurato di un magnete sollevatore ad anello con adattamento all'approssimazione di dipolo e approssimazione della corrente di superficie. Il sollevatore è di materiale ceramico con B_r di 3200G. le dimensioni sono: diametro esterno 28mm, diametro interno 9mm e spessore 6.1mm⁽⁹⁾.

Metodo delle correnti immagine per la valutazione di C_z

La forza tra due correnti parallele in loop di uguale radii a separate da una distanza c con correnti I e I' può essere scritta come

$$(7.5.33) \quad F_{loops} = \mu_0 I I' \frac{c}{\sqrt{4a^2 + c^2}} \left[-K + \frac{2a^2 + c^2}{c^2} E \right]$$

dove K ed E sono integrali ellittici

$$(7.5.34) \quad K = \int_0^{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta}} d\theta$$

$$(7.5.35) \quad E = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta} d\theta$$

e con

$$(7.5.36) \quad k^2 = \frac{4a^2}{4a^2 + c^2}$$

Estendendo questa analisi al caso di due correnti di nastro, dal momento che si vuole rappresentare un magnete permanente cilindrico e le sue correnti immagine come correnti di nastro. La geometria è mostrata in figura 7.5.2. Si ha un integrale doppio dell'equazione della forza di loop (7.5.33) oltre la lunghezza di dimensione L di entrambe le correnti di nastro.

Con un conveniente cambio di variabili si può arrivare ad un singolo integrale

$$(7.5.37) \quad F = \mu_0 I I' \int_{-1}^1 J \{1 - v \operatorname{sgn}(v)\} dv$$

dove

$$(7.5.38) \quad J = \sqrt{1 - k^2} \left[\frac{1 - \frac{1}{2}k^2}{1 - k^2} E(k) - K(k) \right],$$

$$(7.5.39) \quad k = \frac{1}{\sqrt{1 + \gamma^2}}, \quad \gamma = \frac{d}{R} + \frac{L}{2R}(1 + v),$$

$$(7.5.40) \quad \text{sgn}(v) = \text{sign di } v = \begin{cases} +1 & \text{se } v > 0 \\ 0 & \text{se } v = 0 \\ -1 & \text{se } v < 0. \end{cases}$$

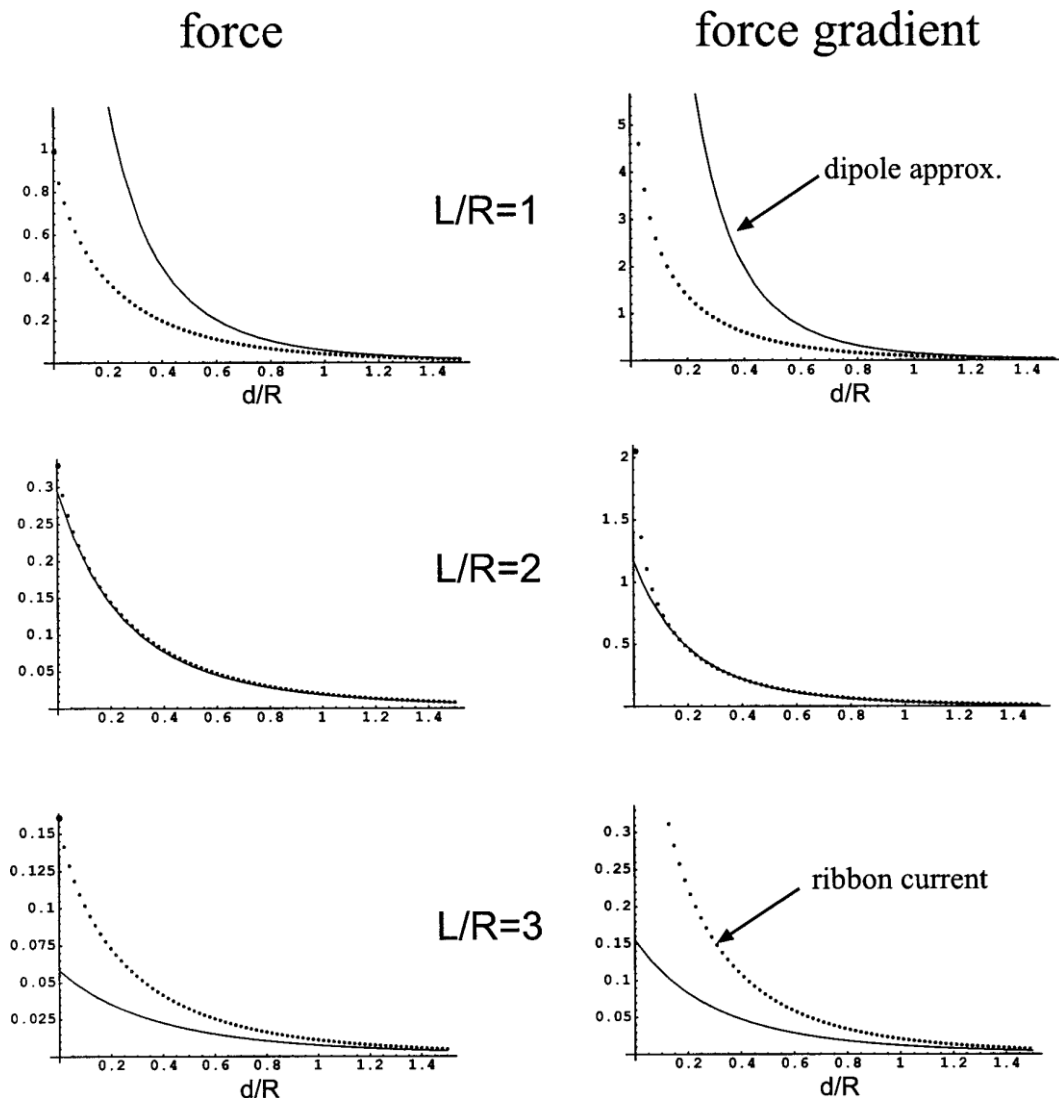


Fig. 7.5.5 Forza esercitata su un magnete sopra ad un foglio diamagnetico espressa in funzione della distanza sopra il foglio per unità di raggio R. L'approssimazione del dipolo confrontata con la soluzione a corrente immagine per tre differenti rapporti del raggio. La forza assiale è in unità di $\mu_0 I^2 \chi / 2$. La corrente di nastro I è relativa al momento di dipolo M di un magnete data da $M = I\pi R^2$. Il gradiente della forza lungo l'asse ha unità di misura $-\mu_0 I^2 \chi / 2R^{(9)}$.

d è la distanza dalla faccia del magnete sino alla superficie diamagnetica e R e L sono il raggio e l'altezza del magnete flottante.

Conoscendo il momento di dipolo M di un magnete, si può convertirlo in una corrente

$$(7.5.41) \quad I = \frac{M}{area} = \frac{M}{\pi R^2}.$$

Usando l'equazione (7.5.15) si ha

$$(7.5.42) \quad I' = \frac{\chi M}{2\pi R^2}.$$

Sia M, χ che le dimensioni del magnete sono note, mentre l'equazione (7.5.37) può essere integrata numericamente per trovare la forza.

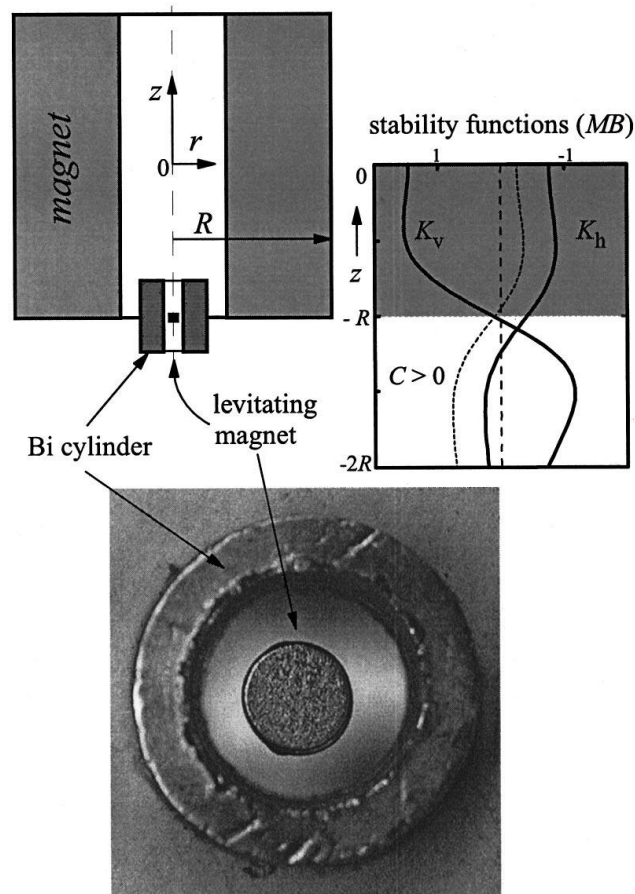


Fig. 7.5.6 Curve di stabilità verticale e orizzontale per levitazione magnetica che mostra l'effetto stabilizzante di un cilindro diamagnetico con un diametro interno di 8 mm e la geometria levitazione. Levitazione magnete è stabile dove entrambi le curve sono positive e la forza di sollevamento magnetica corrisponde al peso del magnete⁽⁹⁾.

Se la forza è misurata, questa equazione può essere usata per determinare la suscettibilità χ dei materiali.

Nella configurazione di stabilizzazione verticale mostrata in figura 7.5.3, ci sono le piastre diamagnetiche sopra e sotto il magnete flottante e, al punto di equilibrio, le forze stanno a zero.

La forza di centraggio data dalle due piastre è parallela al gradiente della forza F dell'equazione (7.5.37) rispetto a d .

Si può eguagliare questa forza con il gradiente negativo di $C_z z^2$ del termine di energia dall'equazione (7.5.9)

$$(7.5.43) \quad -2C_z z = 2 \frac{\partial F}{\partial d} z .$$

Pertanto il coefficiente C_z nell'eq. (7.5.9) e (7.5.11) è

$$(7.5.44) \quad C_z = -\frac{\partial F}{\partial d}$$

e questa forza deve superare l'instabilità a causa della sfavorevole curvatura del campo B'' . La figura 7.5.5 mostra la forza è il gradiente della forza per magneti flottanti in funzione del raggio.

Frequenza di oscillazione. Quando si raggiunge la condizione di stabilità data dall'equazione (7.5.11), c'è approssimativamente un potenziale quadratico con frequenza di oscillazione pari a

$$(7.5.45) \quad \nu = \frac{2}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{m} \left\{ -2 \frac{\partial F}{\partial d} - MB'' \right\}} .$$

Applicando l'equazione (7.5.20), nell'approssimazione del dipolo, la frequenza di oscillazione verticale è

$$(7.5.46) \quad \nu = \frac{2}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{m} \left\{ \frac{12\mu_0 M^2 |\chi|}{\pi D^5} - MB'' \right\}} .$$

L'espressione tra parentesi graffe, $2K_v$, rappresenta la rigidezza verticale della trappola. $2K_h$ rappresenta la rigidezza orizzontale.

Esempi di andamenti teorici e misurazioni delle frequenza sono mostrati in figura 7.5.1. Si vede come l'approssimazione del dipolo non dia una buona misura dei dati, mentre l'utilizzo della corrente immagine dà un'eccellente misura.

Il termine C_r

Adesso si considererà il caso appena sotto il punto di inflessione, cioè per $B'' < 0$. Un cilindro diamagnetico cavo con diametro interno D come mostrato in figura 7.5.7 produce l'aggiunta di un termine nell'energia (nell'approssimazione del dipolo).

$$(7.5.47) \quad U_{dia} \equiv C_r r^2 = \frac{45\mu_0 |\chi| M^2}{16D^5} r^2.$$

Vicino il punto di inflessione dove B'' è trascurabile, la condizione di stabilità orizzontale diviene [Eq. (7.5.12)]

$$(7.5.48) \quad \frac{45\mu_0 |\chi| M^2}{2D^5} > \frac{MB'^2}{B_0} = \frac{m^2 g^2}{MB_0},$$

$$(7.5.49) \quad D < \left\{ \frac{45\mu_0 B |\chi| M^3}{2(mg)^2} \right\}^{1/5}.$$

Questo tipo di levitazione può essere implementata sopra un tavolo, usando un magnete permanente ad anello di ampio diametro come sollevatore, come descritto nel grafico di mezzo in figura 7.5.1.

La frequenza della vibrazione orizzontale è approssimativamente un potenziale quadratico del tipo

$$(7.5.50) \quad \nu_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{m} \left\{ \frac{45\mu_0 M^2 |\chi|}{8D^5} + \frac{MB''}{2} - \frac{MB'^2}{4B_0} \right\}}.$$

L'espressione all'interno della parentesi graffa, $2K_h$, rappresenta la rigidità orizzontale della trappola.

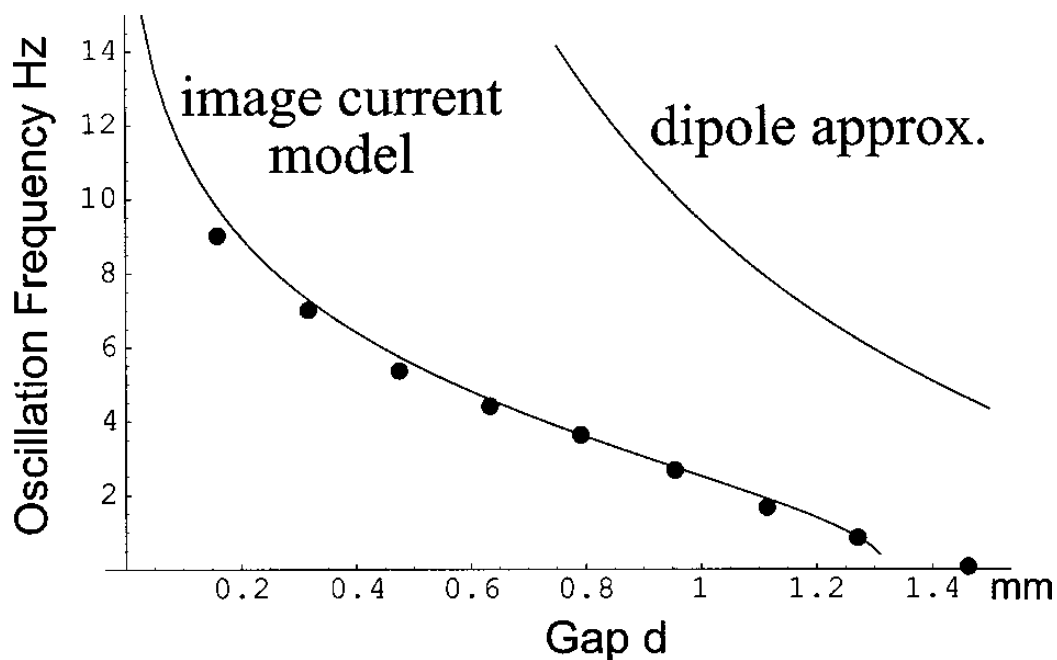


Fig. 7.5.7 Distribuzione della frequenza di oscillazione rispetto alla distanza d . Confronto tra l'approssimazione di dipolo e la corrente immagine. Le curve sono le previsioni di misurazioni delle proprietà magnetiche e diamagnetiche, senza parametri arbitrari. L'ultimo punto è al di sotto della frequenza nulla e viene posto a zero. A frequenza nulla, la distanza è troppo elevata per avere stabilità e il potenziale fa una doppia gobba, trovando un punto di stabilità vicino ad una piastra piuttosto che all'altra. Questo è chiaramente il caso dell'ultimo punto intorno a $1.4\text{mm}^{(9)}$.

Metodi di calcolo diretti per le forze di equilibrio per levitazione con una piastra diamagnetica⁽⁶⁾

È possibile avere uno stato di equilibrio stabile di un piccolo magnete M_2 ponendolo semplicemente su di una piastra di materiale diamagnetico.

Questo metodo verrà trattato prendendo a riferimento un magnete M_1 al $Nd-Fe-B$ con un campo permanente di $1.22\text{ T}^{(6)}$ mentre il magnete M_2 ha un campo permanente di 0.75 T con un diametro di $1,630\text{ mm}$ e uno spessore di $0,790\text{ mm}$. Il materiale diamagnetico è grafite.

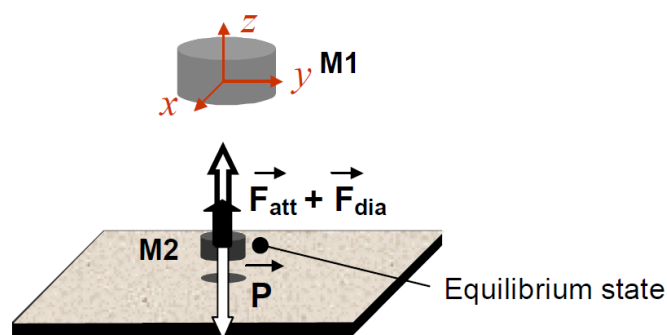


Fig. 7.5.8 Forze esterne.

Nello stato di equilibrio stabile, al magnete sospeso M_2 di figura 7.5.8 sono applicate tre forze esterne: forza di gravità \vec{P} , una forza diamagnetica repulsiva \vec{F}_{dia} esercitata dal materiale diamagnetico e una forza di attrazione \vec{F}_{att} del magnete M_1 .

L'equilibrio dinamico è espresso dalla seguente equazione

$$(7.5.51) \quad \vec{F}_{att} + \vec{F}_{dia} + \vec{P} = m\vec{\gamma}$$

Nella condizione di equilibrio statico l'equazione (7.5.51) diviene

$$(7.5.52) \quad \|\vec{F}_{att}\| + \|\vec{F}_{dia}\| = \|\vec{P}\|$$

Di seguito vengono espresse le relazioni per la determinazione di \vec{F}_{att} e \vec{F}_{dia} .

Valutazione di \vec{F}_{att}

Un campo magnetico \vec{B} esercita su un elementino di volume dv di un materiale con permeabilità relativa μ_r e una magnetizzazione \vec{m} , una forza data da

$$(7.5.53) \quad \vec{df} = \vec{m} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) dv$$

Dove: $\vec{B}^t = [B_x \ B_y \ B_z]$, $\vec{m} = [m_x \ m_y \ m_z]$, $\vec{df} = [df_x \ df_y \ df_z]$ nel sistema di riferimento di figura 7.5.8.

In questo caso, l'equazione (7.5.53) diventa

$$(7.5.54) \quad \vec{df}_{att} = \vec{m} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{B}_1) dv$$

Dove: \vec{m} è la magnetizzazione dell'elementino di volume dv del magnete M_2 , \vec{B}_1 è il campo magnetico prodotto dal magnete M_1 nel volume dv .

L'operatore $\vec{\nabla}$ applicato al campo magnetico \vec{B}_1 è

$$(7.5.55) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B}_1 = \begin{bmatrix} \frac{\partial B_{1,x}}{\partial x} & \frac{\partial B_{1,x}}{\partial y} & \frac{\partial B_{1,x}}{\partial z} \\ \frac{\partial B_{1,y}}{\partial x} & \frac{\partial B_{1,y}}{\partial y} & \frac{\partial B_{1,y}}{\partial z} \\ \frac{\partial B_{1,z}}{\partial x} & \frac{\partial B_{1,z}}{\partial y} & \frac{\partial B_{1,z}}{\partial z} \end{bmatrix}$$

Dall'equazione (7.5.54) si deducono le tre componenti di $\overrightarrow{df_{att}}$

$$(7.5.56) \quad \begin{aligned} df_x &= \left[m_x \frac{\partial B_{1,x}}{\partial x} + m_y \frac{\partial B_{1,y}}{\partial x} + m_z \frac{\partial B_{1,z}}{\partial x} \right] dv \\ df_y &= \left[m_x \frac{\partial B_{1,x}}{\partial y} + m_y \frac{\partial B_{1,y}}{\partial y} + m_z \frac{\partial B_{1,z}}{\partial y} \right] dv \\ df_z &= \left[m_x \frac{\partial B_{1,x}}{\partial z} + m_y \frac{\partial B_{1,y}}{\partial z} + m_z \frac{\partial B_{1,z}}{\partial z} \right] dv \end{aligned}$$

\vec{m} è allineato con i poli di M_2 . Pertanto, se M_2 non è inclinato rispetto al piano a cui è vincolato M_1 , il tutto diviene

$$(7.5.57) \quad \vec{m} = [0 \ 0 \ m_z]$$

Questo risultato continua ad essere valido per uno stato di equilibrio caratterizzato a una posizione $(0,0,z_e)$ di M_2 con $z_e < 0$. Nella figura 7.5.9 si ha la componente di $B_{1,z}$ lungo $(0,y,z_e)$, la stessa curva è ottenuta prendendo la variazione di $B_{1,z}$ lungo l'asse x . Considerando l'ultimo risultato che da $\frac{\partial B_{1,z}}{\partial x}, \frac{\partial B_{1,z}}{\partial y} = 0$ a $(0,0,z_e)$ e $df_x = df_y = 0$ così,

$$(7.5.58) \quad df_z = \left[m_z \frac{\partial B_{1,z}}{\partial z} \right] dv$$

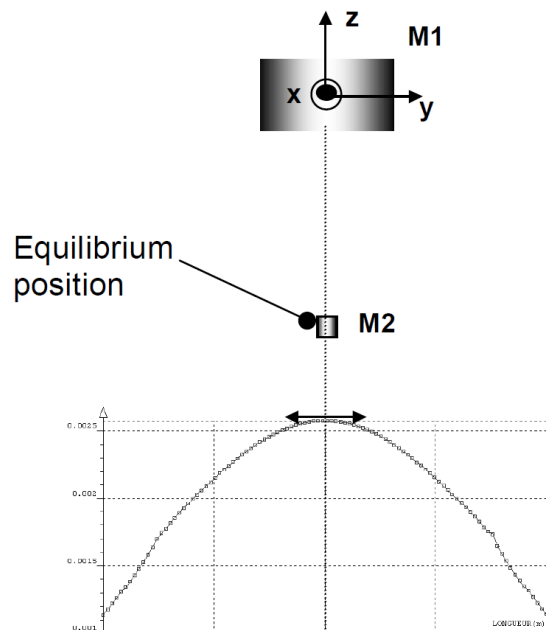


Fig. 7.5.9 Componente $B_{1,z}$

$$(7.5.59) \quad F_z = \iiint_V m_z \frac{\partial B_{1,z}}{\partial z} dv$$

Il volume del magnete sospeso è molto piccolo così si può considerare $\frac{\partial B_{1,z}}{\partial z}$ costante in tutto M_2 .

La magnetizzazione \vec{m} è costante all'interno del volume del magnete sospeso. Si ha perciò che la (7.5.59) diventa

$$F_z = \|\vec{F}_{att}\| = m_z \frac{\partial B_{1,z}}{\partial z} \iiint_V dv$$

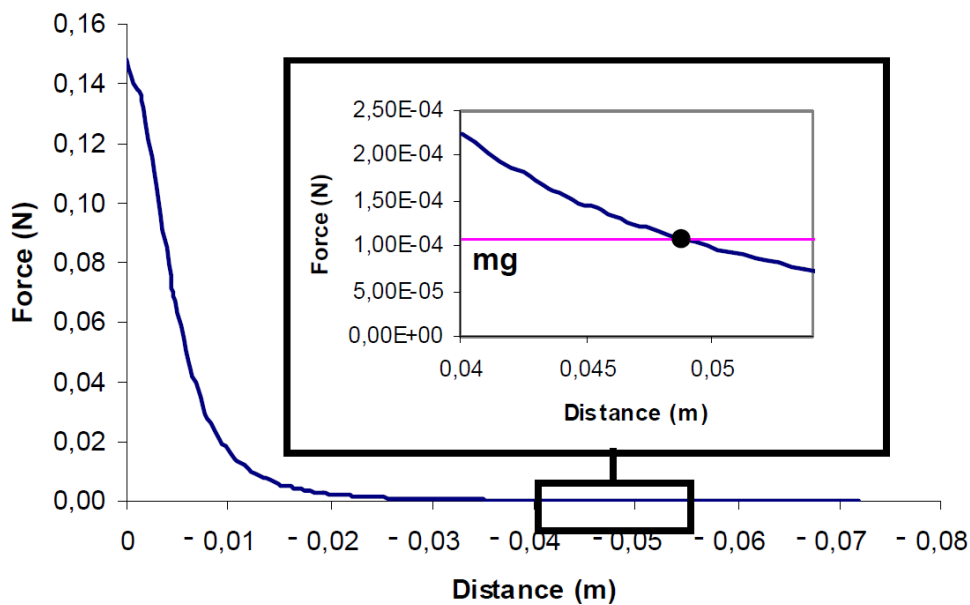


Fig. 7.5.10 Evoluzione della \vec{F}_{att} lungo l'asse z.

La figura 7.5.10 mostra l'andamento della $\|\vec{F}_{att}\|$ forza applicata mediante il magnete M_1 su M_2 lungo z. Lo zoom in figura mostra l'andamento tra -40mm e -55mm . È possibile notare una particolare posizione $P1$ dove $\|\vec{F}_{att}\| = mg$. In questo punto di equilibrio instabile, la forza di gravità è compensata dalla forza attrattiva. La simulazione numerica di questa posizione la attesta a 4.88cm. Il valore sperimentale di tale posizione è 4.90cm.

Valutazione di \overrightarrow{F}_{dia}

\overrightarrow{F}_{dia} , verrà valutata con la seguente espressione

$$(7.5.60) \quad \overrightarrow{df}_{dia} = \overline{m}^d \cdot (\vec{\nabla} \cdot \overrightarrow{B}_T) dv$$

dove

\overline{m}^d è la magnetizzazione dell'elementino di volume dv del materiale diamagnetico, \overrightarrow{B}_T è la somma del campo magnetico prodotto dal magnete M_1 e M_2 nello stesso volumetto dv .

Le tre componenti di $\overrightarrow{df}_{dia}$ sono calcolate utilizzando l'equazione (7.5.55)

$$(7.5.61) \quad \begin{aligned} df_x^d &= \left[m_x^d \frac{\partial B_{1,x}}{\partial x} + m_y^d \frac{\partial B_{1,y}}{\partial x} + m_z^d \frac{\partial B_{1,z}}{\partial x} \right] dv \\ df_y^d &= \left[m_x^d \frac{\partial B_{1,x}}{\partial y} + m_y^d \frac{\partial B_{1,y}}{\partial y} + m_z^d \frac{\partial B_{1,z}}{\partial y} \right] dv \\ df_z^d &= \left[m_x^d \frac{\partial B_{1,x}}{\partial z} + m_y^d \frac{\partial B_{1,y}}{\partial z} + m_z^d \frac{\partial B_{1,z}}{\partial z} \right] dv \end{aligned}$$

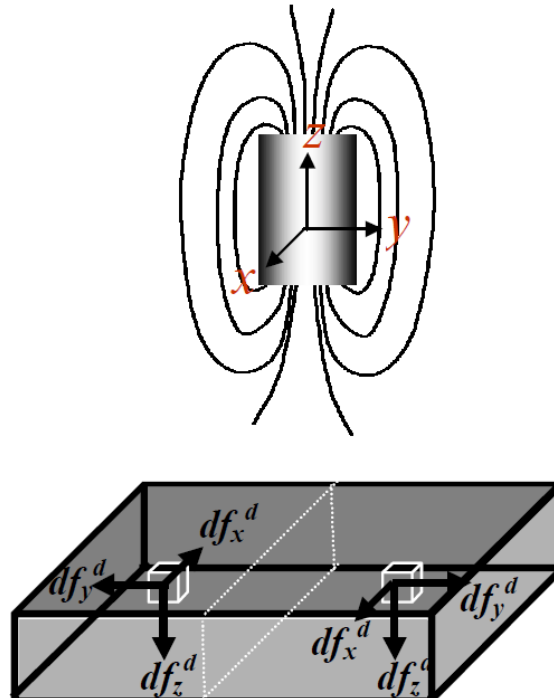


Fig. 7.5.11 Azione delle forze nella piastra diamagnetica.

Quando la suscettibilità magnetica del materiale diamagnetico è molto piccola, la magnetizzazione \vec{m}^d è determinata da

$$(7.5.62) \quad \vec{m}^d = \frac{\chi_m}{\mu_0} \vec{B}_T$$

con $\chi_m < 0$.

La proiezione di \vec{m}^d lungo le tre direzioni x, y, z è

$$(7.5.63) \quad m_x^d = \frac{\chi_m}{\mu_0} B_{T,x}, \quad m_y^d = \frac{\chi_m}{\mu_0} B_{T,y}$$

$$m_z^d = \frac{\chi_m}{\mu_0} B_{T,z}$$

Da cui le equazione divengono

$$(7.5.64) \quad df_x^d = \left[B_{T,x} \frac{\partial B_{T,x}}{\partial x} + B_{T,y} \frac{\partial B_{T,y}}{\partial x} + B_{T,z} \frac{\partial B_{T,z}}{\partial x} \right] dv$$

$$df_y^d = \left[B_{T,x} \frac{\partial B_{T,x}}{\partial y} + B_{T,y} \frac{\partial B_{T,y}}{\partial y} + B_{T,z} \frac{\partial B_{T,z}}{\partial y} \right] dv$$

$$df_z^d = \left[B_{T,x} \frac{\partial B_{T,x}}{\partial z} + B_{T,y} \frac{\partial B_{T,y}}{\partial z} + B_{T,z} \frac{\partial B_{T,z}}{\partial z} \right] dv$$

La figura 7.5.11 è una rappresentazione schematica di un materiale diamagnetico all'interno di un campo magnetico non uniforme.

Data la simmetria del campo magnetico è visto che entrambi i magneti sono sopra la piastra diamagnetica, tutte le componenti df_x^d, df_y^d sono compensate nell'intero volume del materiale diamagnetico. Pertanto solo la componente df_z^d agisce sul materiale

$$(7.5.65) \quad df_z^d = \frac{\chi_m}{\mu_0} \left[B_{T,x} \frac{\partial B_{T,x}}{\partial z} + B_{T,y} \frac{\partial B_{T,y}}{\partial z} + B_{T,z} \frac{\partial B_{T,z}}{\partial z} \right] dv$$

$$(7.5.66) \quad df_z^d = \frac{\chi_m}{2\mu_0} \left[\frac{\partial B_{T,x}^2}{\partial z} + \frac{\partial B_{T,y}^2}{\partial z} + \frac{\partial B_{T,z}^2}{\partial z} \right] dv$$

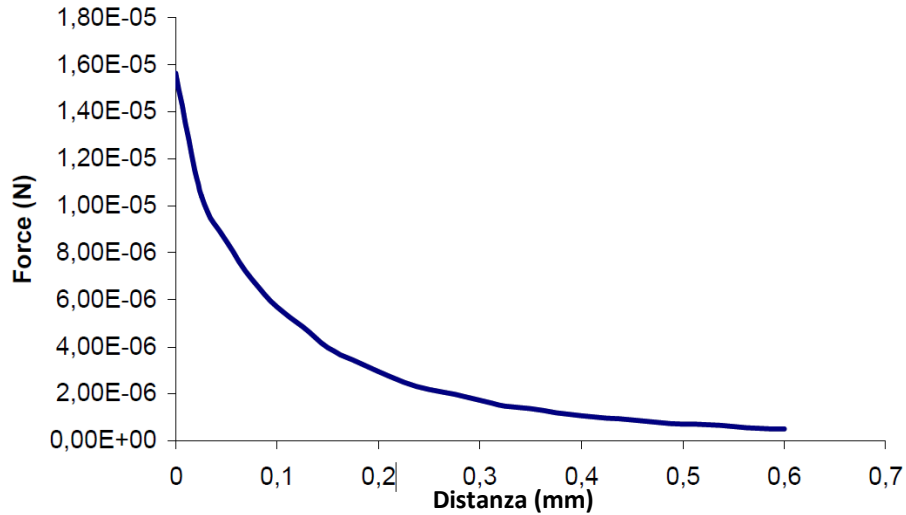


Fig. 7.5.12 Evoluzione della \vec{F}_{dia} lungo l'asse z.

$$(7.5.67) \quad df_z^d = \frac{\chi_m}{2\mu_0} \left[\frac{\partial \|\vec{B}_T\|^2}{\partial z} \right] dv$$

$$(7.5.68) \quad F_z^d = \frac{\chi_m}{2\mu_0} \iiint_{V'} \left[\frac{\partial \|\vec{B}_T\|^2}{\partial z} \right] dv$$

con V' il volume della piastra diamagnetica.

Se si tiene presente che

$$(7.5.69) \quad \frac{\partial \|\vec{B}_T\|^2}{\partial z} = \text{grad}(\|\vec{B}_T\|^2) \cdot \vec{z}$$

con

$$(7.5.70) \quad \text{grad}(\|\vec{B}_T\|^2) \cdot \vec{z} = \frac{\partial B^2_{T,x}}{\partial z} + \frac{\partial B^2_{T,y}}{\partial z} + \frac{\partial B^2_{T,z}}{\partial z}$$

in accordo con il teorema di Ostrogradsky

$$(7.5.71) \quad \iiint_V \text{grad } f \, dv = \oiint_S f \vec{n} \, ds$$

con S la superficie che delimita il volume V' . Ricordando l'equazione (7.5.68) si ha

$$(7.5.72) \quad F_z^d = \frac{\chi_m}{2\mu_0} \oiint_S \|\vec{B}_T\|^2 \, ds$$

ed infine

$$(7.5.73) \quad \|\vec{F}_{dia}\| = F_z^d.$$

La figura 7.5.12 mostra come sia il comportamento della forza $\|\vec{F}_{dia}\|$ data dal materiale diamagnetico nei riguardi del magnete M_2 espressa in funzione della distanza z . È da notare quanto piccolo sia il valore della $\|\vec{F}_{dia}\|$ per $z = 0 \rightarrow \|\vec{F}_{dia}\| = 1.56E^{-5}N$.

Forze interne

La figura 7.5.13 mostra la somma degli effetti di $\|\vec{F}_{att}\| + \|\vec{F}_{dia}\|$ applicati al magnete M_2 nella direzione z . P_1 e P_2 sono le due posizioni dove l'equazione (7.5.52) è valida ma solo una di queste due posizioni è stabile.

Nella posizione P_1 , un minimo spostamento verso l'alto del magnete M_2 "attiva" un'attrazione magnetica maggiore della forza di gravità che di conseguenza porta il magnete ad avvicinarsi ad M_1 . Per contro ogni minimo spostamento verso il basso si traduce in una riduzione della forza attrattiva e alla caduta del magnete. Ecco che P_1 non è una posizione stabile.

La posizione P_2 , per ogni abbassamento di M_2 dalla posizione P_2 genera un incremento della repulsione data dalla piastra diamagnetica che va a sommarsi alla forza attrattiva. La forza totale (diamagnetica e attrattiva) è pertanto maggiore della forza gravitazionale e il magnete sospeso viene spinto a superare la posizione P_2 . Un lieve spostamento verso l'alto di M_2 , da P_2 induce una forza totale più debole della forza di gravità.

Quindi, il magnete sospeso M_2 , continua a scendere fino alla posizione P_2 . Questa dunque è una posizione di equilibrio stabile.

Infine la posizione denominata P_3 dà la posizione massima dove M_2 può levitare.

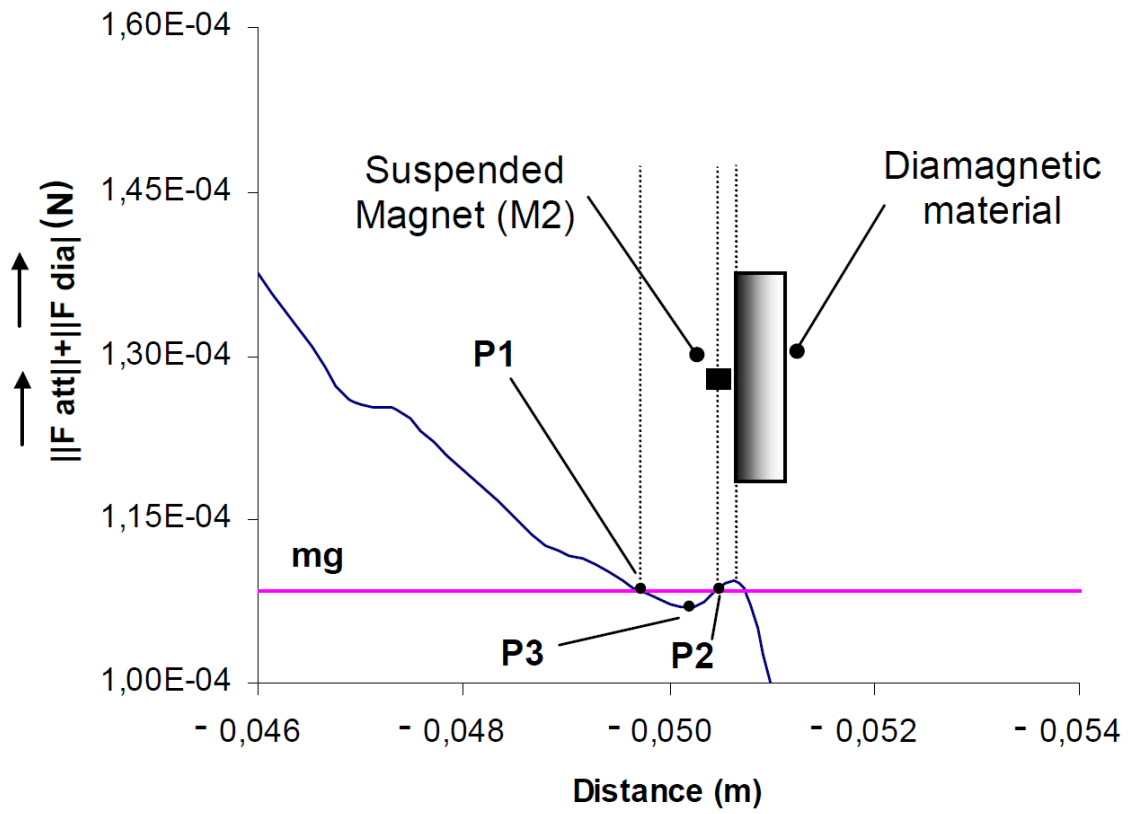
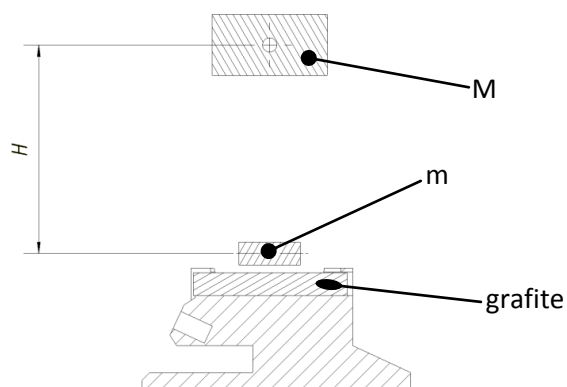


Fig. 7.5.13 Evoluzione della $\|\vec{F}_{att}\| + \|\vec{F}_{dia}\|$ lungo l'asse $z^{(6)}$.

7.6. Prove sperimentali di levitazione

Data l'effettiva incertezza che le teorie racchiudono, nella stima delle distanze, campi magnetici, effetti diamagnetici e stabilità di levitazione, sono state necessarie e, più produttive, alcune sperimentazioni. Per avere un quadro completo oltre alla levitazione con magneti permanenti sono state fatte prove anche con un'elettrobobina con filo in rame rivestito del diametro $\phi = 0.35\text{mm}$ collegata ad un amplificatore di corrente/tensione digitale.

Nella tabella che segue sono mostrate le distanze minime per una lieve levitazione diamagnetica con magneti permanenti in differenti configurazioni.



Configurazione (dimensioni magneti al NdFeB)	H_{\max} [mm]	Peso sollevato [g]
$M = 15 \times 15 \times 8$ $m = 15 \times 15 \times 8$	62	13
$M = 15 \times 15 \times 8$ $m = 10 \times 6 \times 2.5$	66.75	1
$M = 10 \times 6 \times 2.5$ $m = 10 \times 6 \times 2.5$	35.3	1
$M = 10 \times 6 \times 2.5$ $m = 10 \times 6 \times 5$	35.8	2

Fig. 7.6.1 Schema della disposizione di attuazione della levitazione diamagnetica.

L' H_{\max} indicata in tabella è, l'altezza massima alla quale si inizia ad avere la levitazione. Per aumentare il distacco del magnete m l'altezza H dovrà essere diminuita.

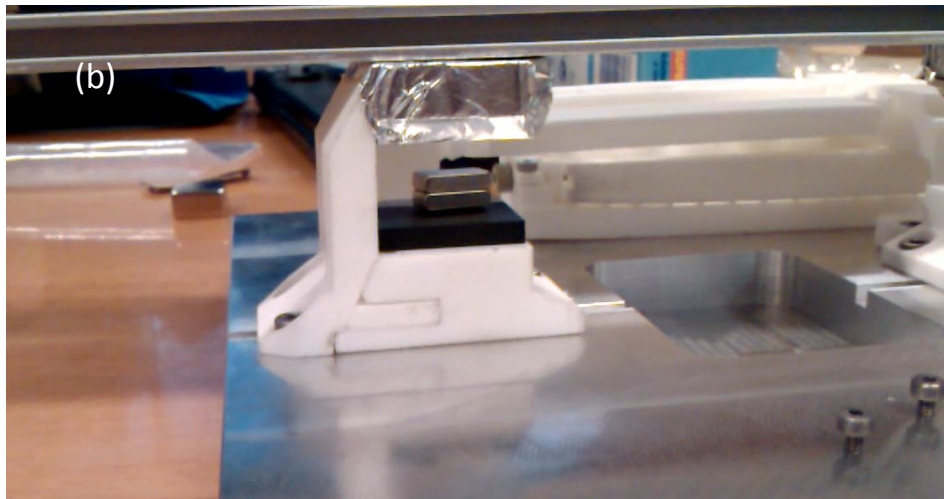
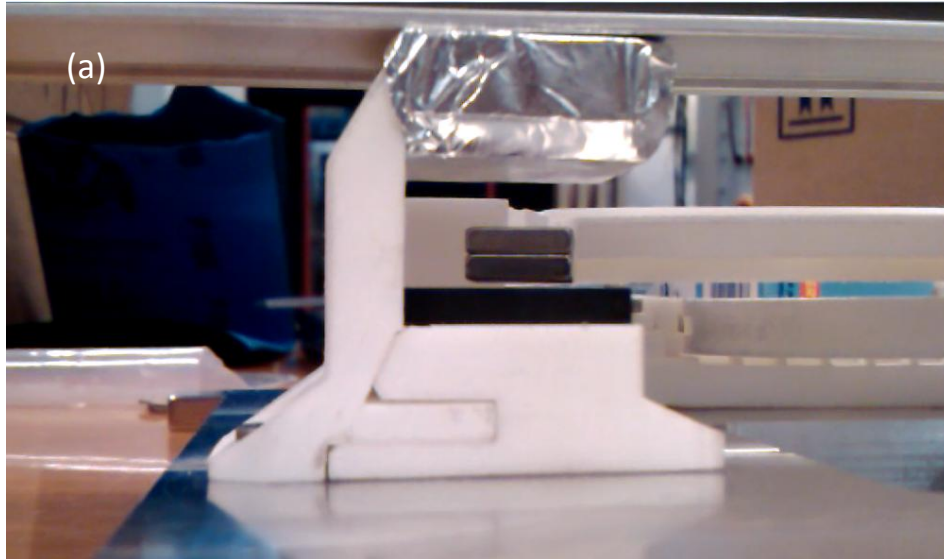


Fig. 7.6.2 Levitazione di due magneti di dimensione $10 \times 6 \times 2.5\text{mm}$ con un magnete sollevatore di dimensione $15 \times 15 \times 8\text{mm}$.

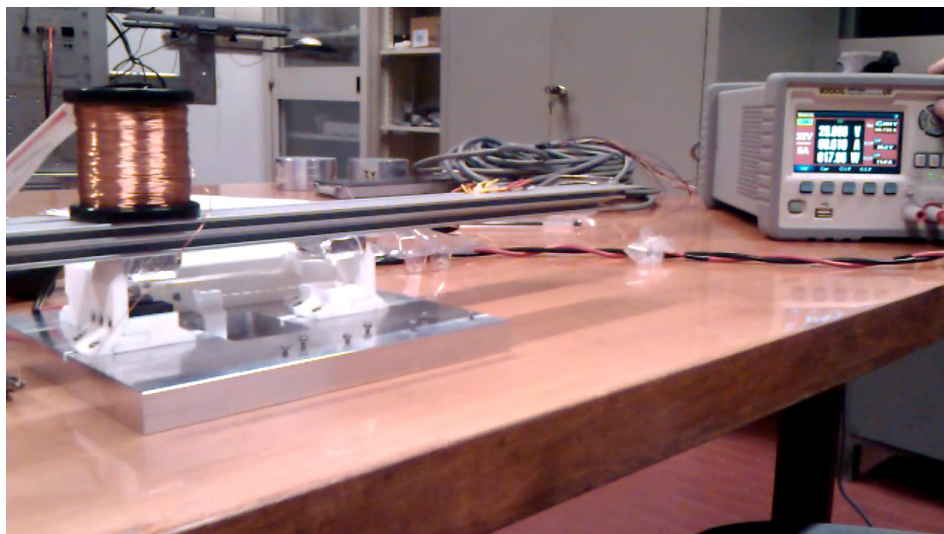


Fig. 7.6.3 Levitazione di un magnete di dimensione $10 \times 6 \times 2.5\text{mm}$ con un elettromagnete.

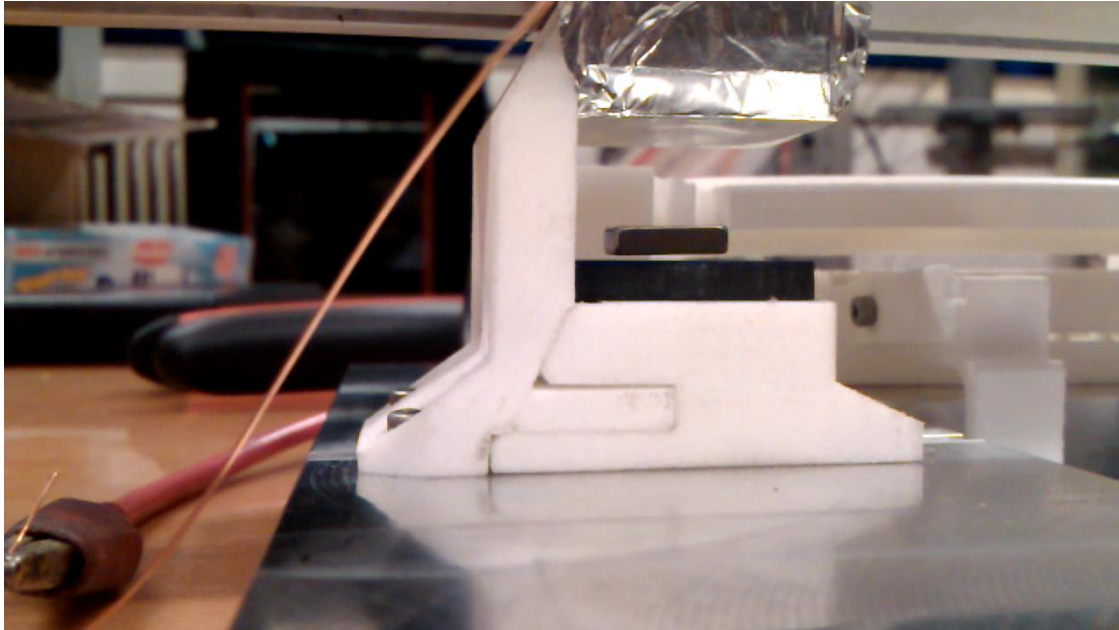


Fig. 7.6.4 Levitazione di un magnete di dimensioni $10 \times 6 \times 2.5 \text{ mm}$ con un elettromagnete.

La sperimentazione con elettromagnete ha messo in luce la delicatezza con cui la regolazione del campo deve essere fatta.

Si è proceduto infatti ad un progressivo aumento del campo mediante la regolazione della tensione di alimentazione della bobina con incrementi via via sempre più stretti.

Nella prima fase, quando cioè il magnete flottante è appoggiato alla grafite, gli incrementi possono essere fatti variando velocemente la tensione con incrementi di 0.1V , non appena si avverte un movimento del flottante è necessario ad passare ad una regolazione centesimale, sino alla millesimale per ottenere il gap tra magnete e grafite voluto.

Nonostante però l'amplificatore abbia una regolazione *digitale* millesimale della tensione (per sollevare il magnete rettangolare da 1gr si è arrivati quasi a fondo scala dell'amplificatore con una tensione attorno ai 30V per una resistenza elettrica della bobina di 40Ω), ad ogni step di incremento si nota un leggerissimo sobbalzo del flottante, dovuto al seppur lieve superamento della tensione impostata per una frazione di secondo da parte dell'amplificatore. In sostanza, quando si aumenta la tensione operando in campo discreto (digitale), la variazione di tensione non è istantaneamente precisa e pari al valore impostato, ma, per "inerzia" del sistema, supera questo valore per poi assestarsi.

Questo fenomeno è assimilabile ad un fenomeno di stick-slip, cioè per spostarsi (aumentare il campo) di una quantità infinitesima bisogna fornire una forza in grado

di vincere l'attrito statico e questa forza, diviene eccessiva non appena si vince l'attrito.

Ribadendo un concetto del capitolo 7.5, la miglior condizione è quella di lavorare con alti *campi sollevatori* a grandi distanze dal flottante, sicché piccole variazioni del campo (nel caso dell'elettro-bobina) o della distanza (nel caso di magnete permanente) non costituiscono una grossa variazione della forza che agisce sul magnete da sollevare.

C'è inoltre da notare che per sollevare qualche decina di grammi, con un'elettro-bobina ad elevata distanza, occorrerebbero potenze decisamente elevate, dato che:

$$(7.6.1) \quad B = \mu NI$$

con B il campo magnetico, μ la permeabilità magnetica del mezzo, N il numero di spire ed I l'intensità di corrente;

perciò all'aumentare del numero di spire aumenta la resistenza della bobina e di conseguenza la potenza, egualmente all'aumentare della corrente aumenta la potenza. Nel caso prima discusso vi era un assorbimento di potenza di oltre 20 Watt e si è sollevato un magnete del peso di 1gr.

Il problema della gestione della tensione e conseguentemente del campo magnetico unitamente alla necessità di elevate potenze, ha portato, come prima soluzione costruttiva, all'utilizzo di una vite di regolazione per l'altezza del magnete sollevatore.

Con la vite inoltre è possibile attuare un controllo "continuo" dell'altezza e quindi della forza che il campo del magnete sollevatore esercita in direzione verticale sul magnete flottante. Il controllo "continuo" dell'altezza è analogo ad un controllo continuo di tensione, cioè un controllo *analogico*. Il problema però del controllo analogico è che la precisione con cui si può gestire l'incremento o il decremento della tensione è limitato alle sensibilità dell'operatore che regola il reostato di controllo.

Come si vedrà meglio nel capitolo 7.9, con una vite a passo fine di 0.5mm sarà possibile raggiungere una precisione di posizionamento del centesimo di millimetro, che porterà ad un buon controllo della levitazione.

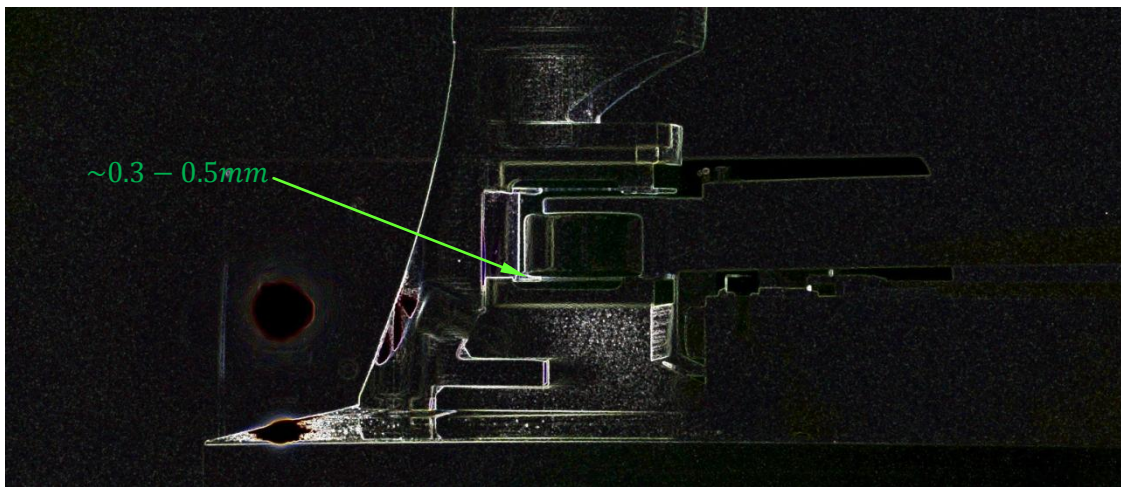
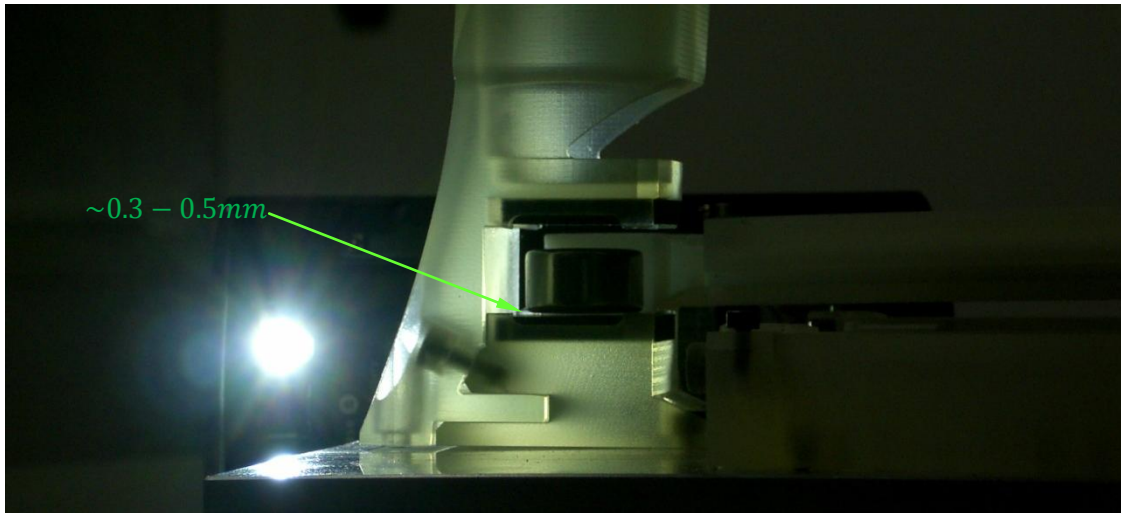


Fig. 7.6.5 Levitazione di un magnete di dimensioni $\phi 15 \times 8 \text{ mm}$ con un magnete $\phi 8 \times 3 \text{ mm}$.

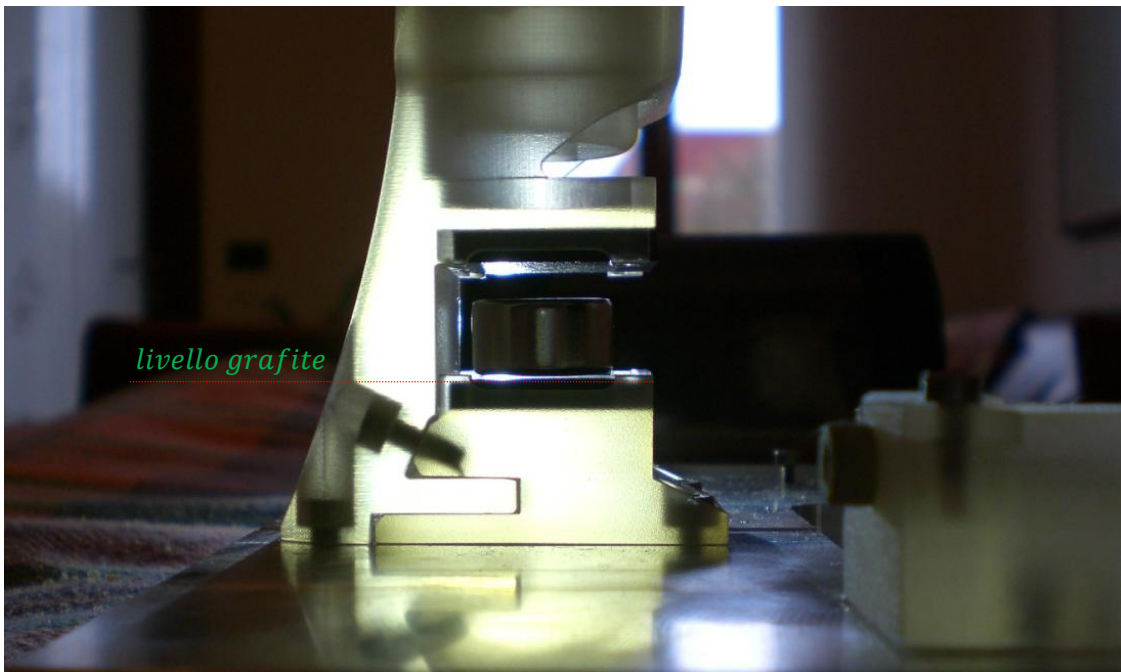
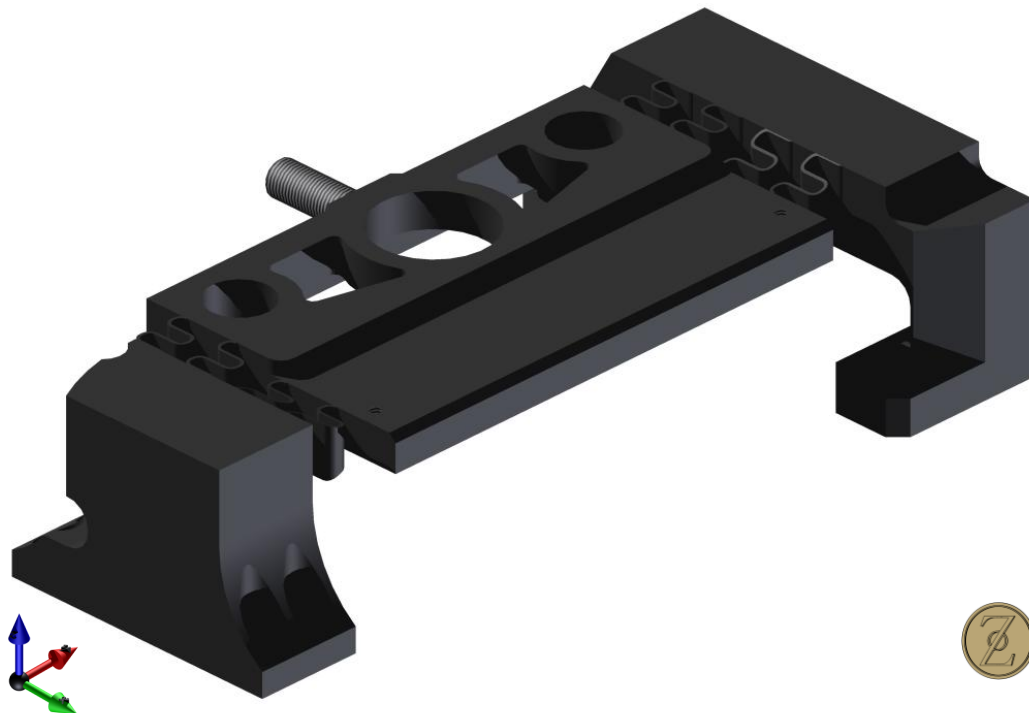


Fig. 7.6.6 Levitazione di un magnete di dimension $\phi 15 \times 8 \text{ mm}$ con un magnete $\phi 15 \times 8 \text{ mm}$.

7.7. Guida a deformazione



I problemi dovuti all'attrito nei componenti meccanici sono noti. Tutti i sistemi che prevedono parti in movimento con moto relativo e contatto tra il complesso di elementi sono affetti da fenomeni dovuti ad attrito di primo distacco, dinamico e statico.

Immaginando di dover caratterizzare qualcosa di infinitamente piccolo dove le tipologie di forze stesse cambiano rispetto a ciò che siamo soliti trattare in un ambiente macroscopico, risulta immediatamente chiaro che l'avere parti in movimento con i consueti meccanismi rende impossibile differenziare fenomeni dovuti all'infinitamente piccolo rispetto all'attrito stesso.

Nei capitoli 3 e 4 si è dato un ordine di grandezza al problema da affrontare. Non solo le forze in gioco sono piccole, ma addirittura inferiori alle forze che le migliori soluzioni meccaniche sono in grado di offrire in termine di attrito.

Allora come fare ad eseguire una prova di trazione che per la natura stessa della prova necessita di parti in movimento?

Talvolta (ma direi sempre) la soluzione è la più semplice o meglio la più "naturale". Pensiamo a quello che la natura fa per essere in equilibrio con l'ambiente in cui si è sviluppata e soprattutto a come gli esseri primordiali che la compongono si muovono. Un albero, i suoi rami, un invertebrato in acqua, un insetto non dispongono di

articolazioni bensì di strutture continue e deformabili. Tutti i movimenti sono permessi dall'elasticità che caratterizza ciò di cui sono costituiti. Il legno vivo ma anche una canna di carta di grafite si piegano sotto l'azione di forze esterne.

La figura ad inizio capitolo mostra la guida che è stata ideata per far diventare nulli i fenomeni dovuti all'attrito e riprodurre delle condizioni di movimento "naturali".

Le nervature continue e la simmetria della loro disposizione permettono al piatto di muoversi nella sola direzione x (verde) di figura 7.7.1 .

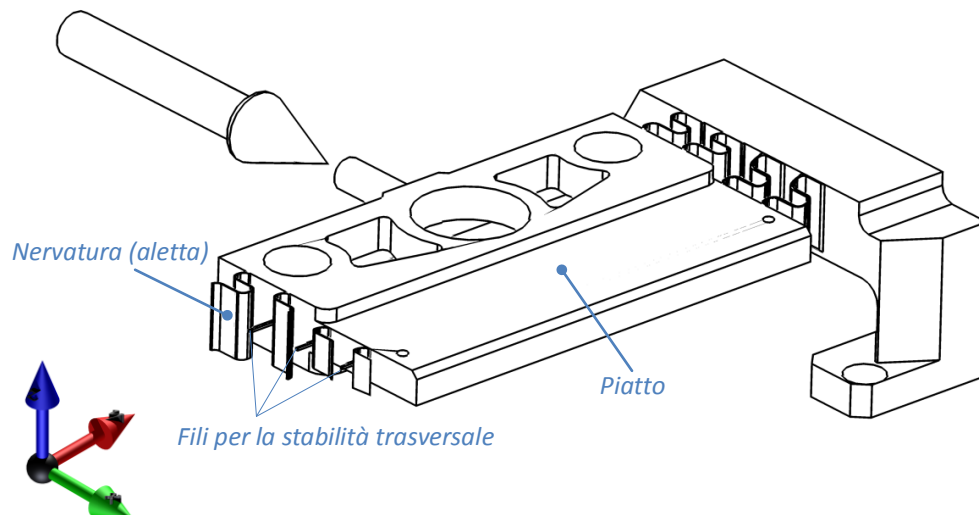


Fig. 7.7.1 Guida a deformazione.

Tra una nervatura e l'altra sottili fili disposti in direzione ortogonale a x lavorano in pura trazione lungo l'asse y e vincolano definitivamente il modo di deformarsi del piatto.

La stabilità nella direzione z viene data dall'inerzia delle alette attorno l'asse y .

Come si può vedere dall'immagine che segue, l'attuatore piezo agisce nel piano che contiene il baricentro delle alette e del piatto, questa è una condizione necessaria per il corretto funzionamento della guida. Se così non fosse si potrebbero avere movimenti indesiderati del piatto, sollecitazioni in direzioni non congrue per la giusta deformazione della guida.

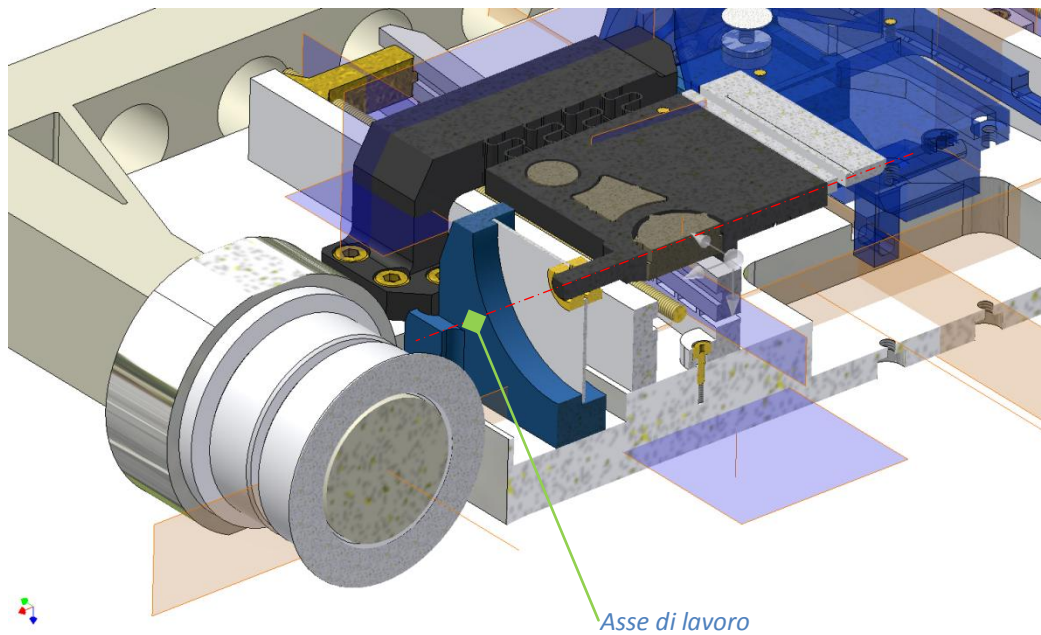


Fig. 7.7.2 Spaccato PMTTM.

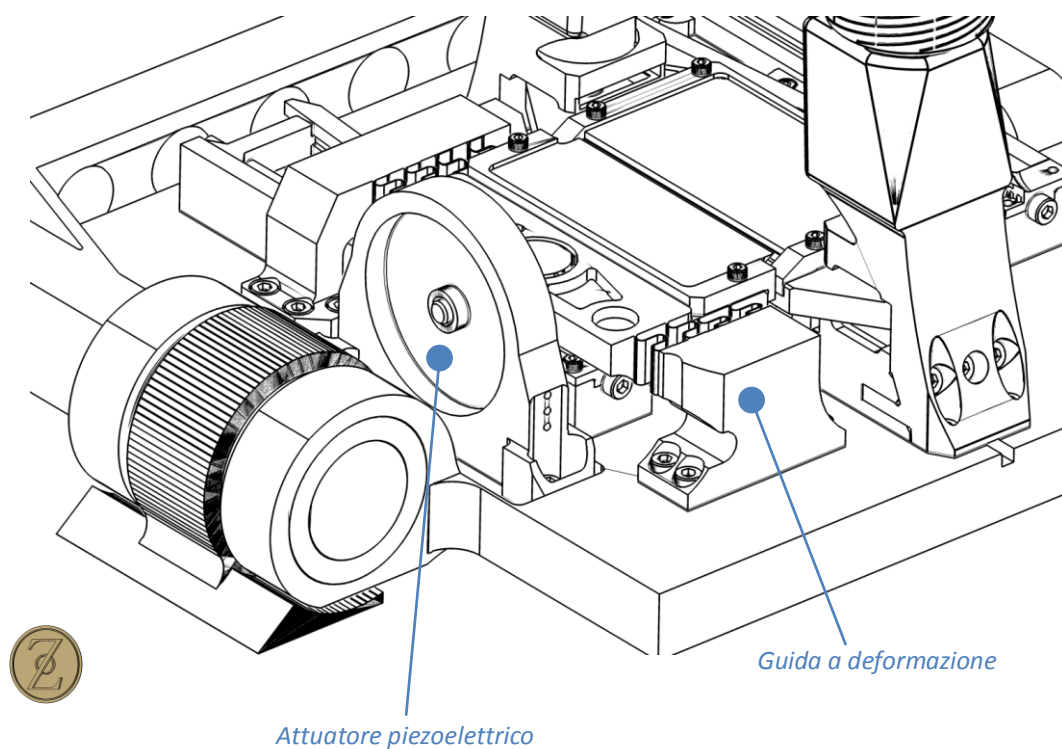


Fig. 7.7.3 Vista posteriore PMTTM.

Una peculiarità di questa guida è quella di offrire una certa resistenza alla deformazione. L'elevata rigidità richiede l'applicazione di forze dell'intensità di qualche Newton, a seconda del materiale con cui si decide di costruirla. Questo porta

a mettere sotto sforzo il piezo-attuatore che lo porterà ad uno stato di tensione tale da ridurre al minimo eventuali vibrazioni che si manifesterebbero se l'attuatore lavorasse nell'intorno del valore *zero* del carico.

Perciò le vibrazioni dovute al fenomeno dello stick-slip sono eliminate dalla continuità della deformazione e un'elettronica di controllo dedicata dell'attuatore sommata alla rigidità della struttura consentono un movimento "pulito" della guida.

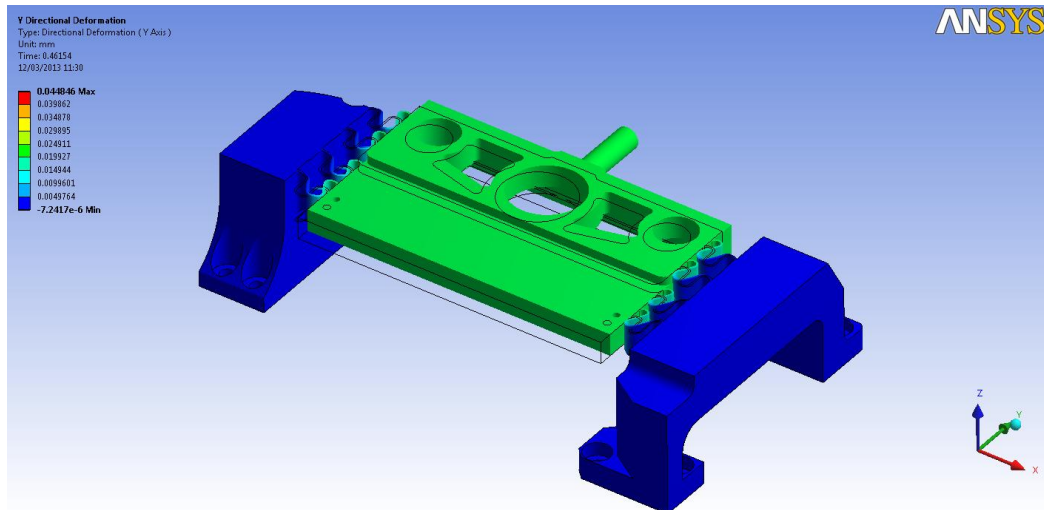
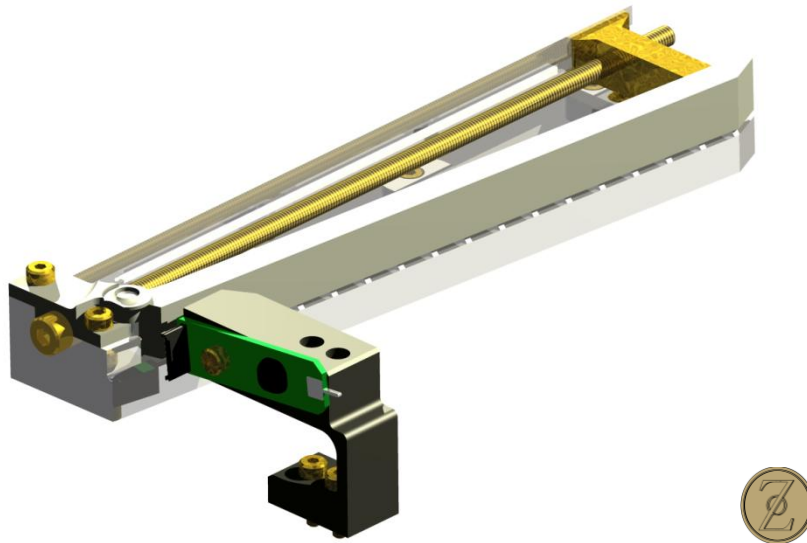


Fig. 7.7.4 Rappresentazione di una simulazione agli elementi finiti del comportamento della guida costruita con polimero di modulo di elasticità pari a 3000 MPa.

7.8. Regolazione e posizionamento dei sensori MEMS



Come si vedrà nel paragrafo 11 di questo capitolo, i sensori di forza utilizzati nella PMTTM sono estremamente sensibili ed estremamente delicati. La cura e l'attenzione necessaria per maneggiare questi congegni deve essere tenuta ben presente quando si manipolano i meccanismi che consentono la loro messa in funzione.

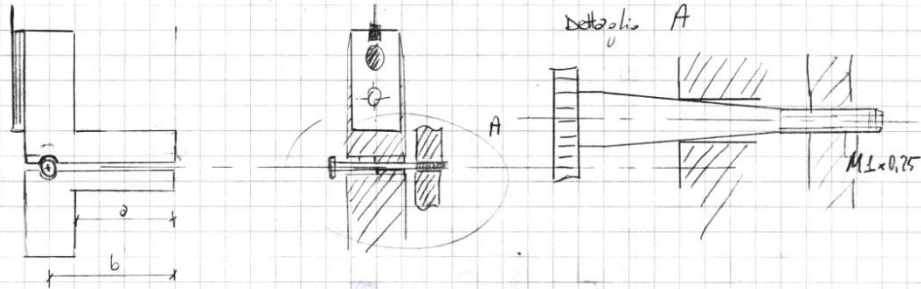
La figura ad inizio paragrafo mostra il posizionatore micrometrico.

Nella ricerca di una soluzione manuale per appoggiare i sensori alla slitta a sospensione magnetica, ho tenuto conto di svariate idee, decine di schizzi e bozze di possibili soluzioni. È stato però estremamente difficile coniugare un meccanismo semplice ad una precisione dell'ordine del micron, mantenendo dimensioni compatte per non perdere la maneggevolezza e la possibilità di utilizzare la macchina sotto microscopi ottici o elettronici.

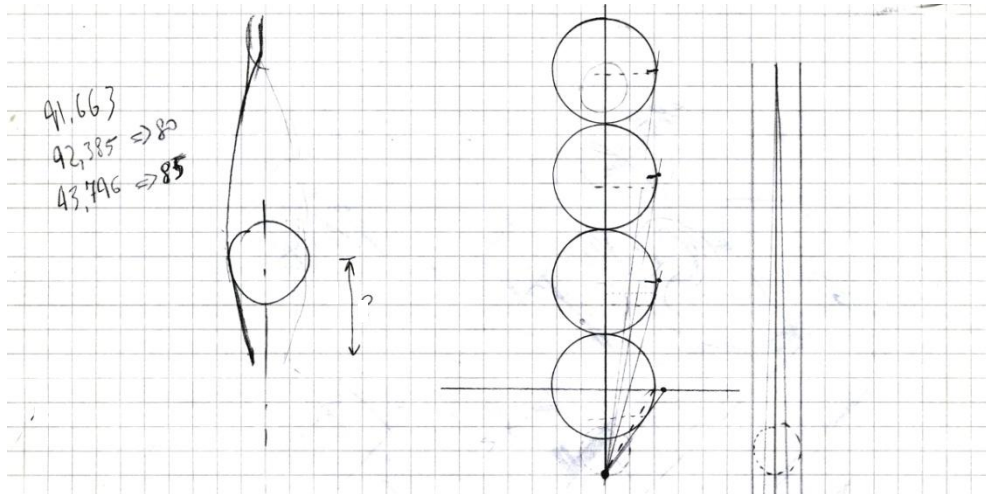
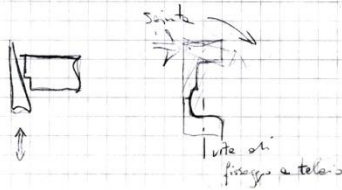
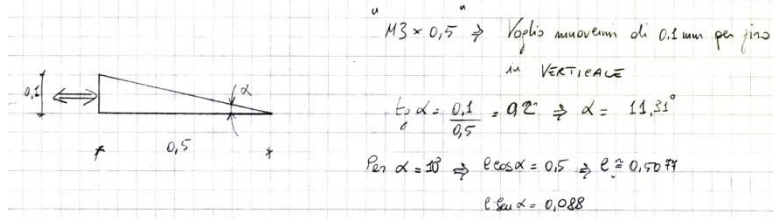
Si può dire che la slitta a deformazione sia un'evoluzione del dispositivo mostrato in figura, tant'è che anche il *porta-probe* lavora a deformazione.

In questo caso però vi è un contatto tra due parti mobili, che di seguito analizzeremo in dettaglio.

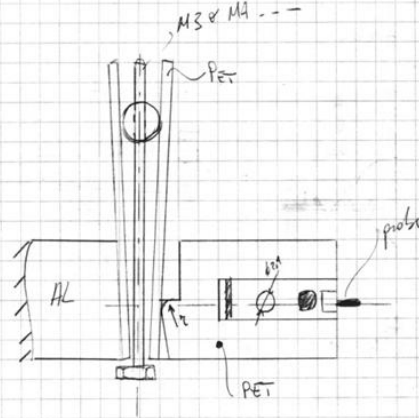
Dispositivo regolazione probe



REGOLATORE / REGOLATORE



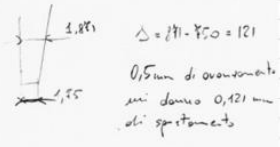
Prime idee e calcoli



PET } $F = 3000 \text{ MPa}$
 $\sigma_{tensione} = 445 \text{ MPa}$

1. PORTA PROBE

Trova sezione resistente MINIMA per resistere a



$I = \frac{10 \cdot 5^3}{12} = 104,16 \text{ cm}^4$

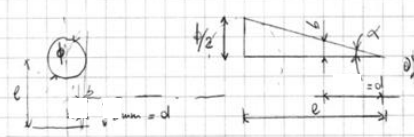
$$\sigma_{max} = \frac{M \cdot y}{I} = \frac{F \cdot 5}{EI} \cdot y_{max} = \frac{F \cdot 20}{2 \cdot 104,16}$$

$$f_{max} = \frac{1}{8} \frac{F L^3}{EI} = \frac{1}{8} \frac{F \cdot 20^3}{2 \cdot 104,16} \rightarrow \text{per } f = 2 \text{ mm ottengo}$$

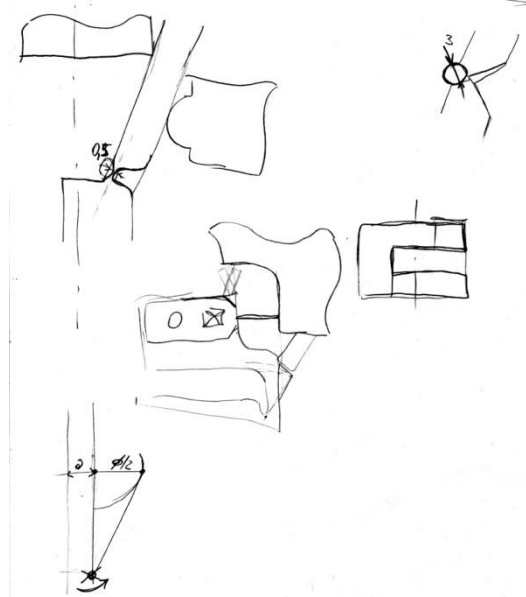
$$F = \frac{3 \cdot 2 \cdot 2 \cdot 104,16}{20^3} = 291,36 \text{ N}$$

per $\frac{10}{10} \cdot 2 \Rightarrow F = \frac{3 \cdot 2 \cdot 2 \cdot 104,16 \cdot 6,66}{20^3} = 15 \text{ N} \text{ circa}$
 $\sigma_{max} = \frac{15 \cdot 20 \cdot 5}{2 \cdot 104,16} = 0,015 \text{ MPa}$

2. Dimensionamento DIVARICATORE



$\frac{h}{2} = \tan \alpha$
 $\frac{h}{2} : e = b : \frac{d}{2} \Rightarrow b = \frac{h \cdot d}{2e}$



Abbozzo della soluzione finale

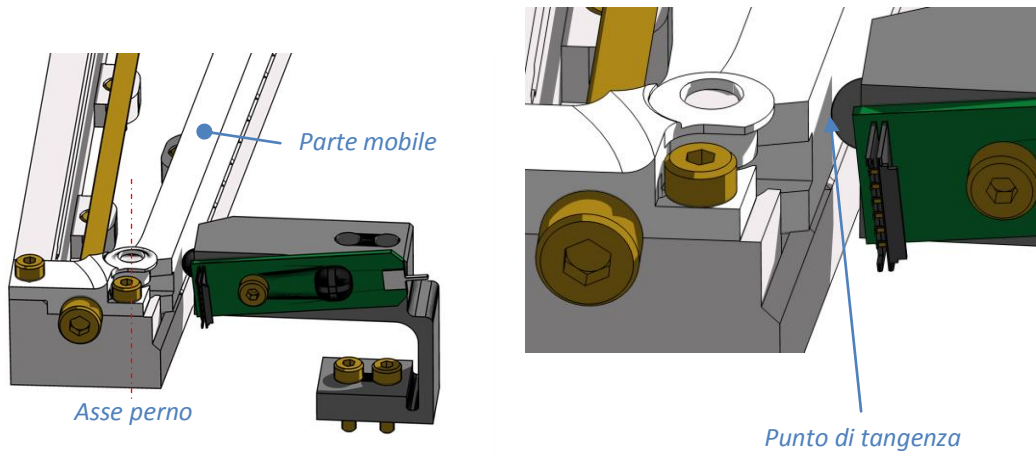


Fig. 7.8.1 Particolare costruttivo dell'azionamento del probe.

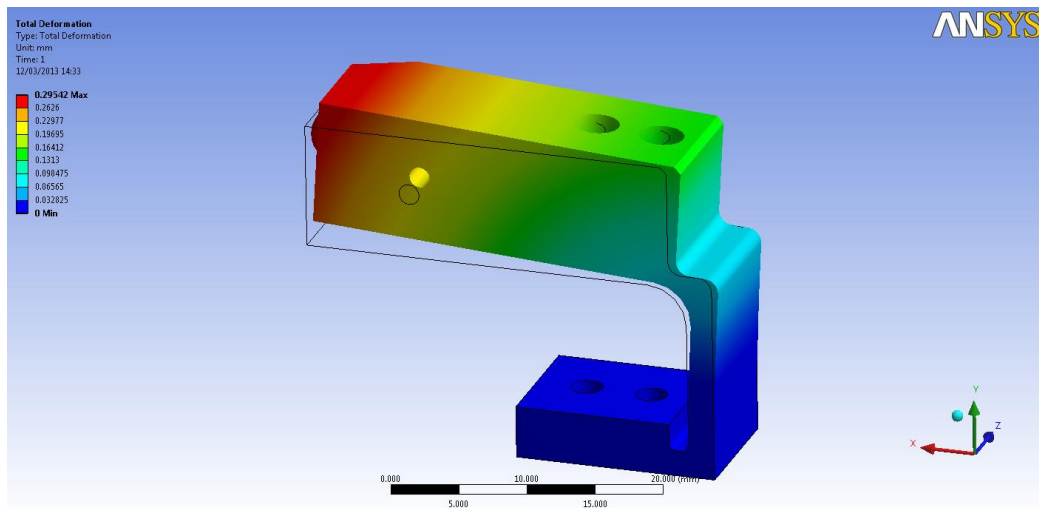


Fig. 7.8.1 Analisi FEM della modalità di deformazione del porta-probe.

La calotta sferica del *porta-probe* insiste sulla parte mobile del posizionatore fig. 7.8.1) messa in movimento dal cursore azionato dalla vite senza fine. La parte mobile ruota attorno ad un perno che dista qualche millimetro dal punto di tangenza.

All'aumentare dell'apertura della parte mobile, la calotta sferica descrive una traiettoria relativa (vista da un osservatore che sta sulla sfera) data dalla somma dell'arco di circonferenza segnato dall'apertura dell'asta mobile più la retta che il punto di tangenza tratteggia in direzione verticale. Questa *doppia curvatura* si traduce in una flessione pura del *porta probe*, come si vede dall'immagine del FEM.

Ci vogliono almeno un centinaio di giri di vite per far deformare il *porta probe* di un paio di millimetri. A questo punto si capisce come il dispositivo permetta una regolazione micrometrica del *probe del sensore*.

L'equazione che regola la deformazione del porta probe è:

$$(7.8.1) \quad f = \frac{1}{3} \frac{Fl^3}{EI}$$

dove f è lo spostamento orizzontale del probe.

Nel grafico che segue si può apprezzare l'andamento dello spostamento del probe che segue un andamento molto prossimo a un ramo di tangente.

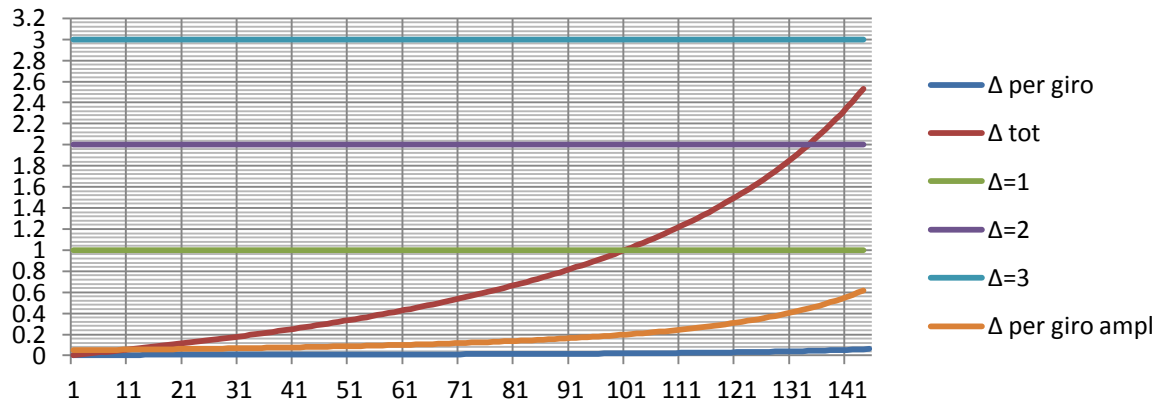


Fig. 7.8.3 Andamento dello spostamento del probe al variare dei giri vite.

In x è riportato il numero di giri necessario per far muovere della quantità y (in mm) la punta del probe. Δ_{tot} è l'andamento dello spostamento desiderato.

In questo esempio sono necessari circa 135 giri di vite per uno spostamento di 2mm.

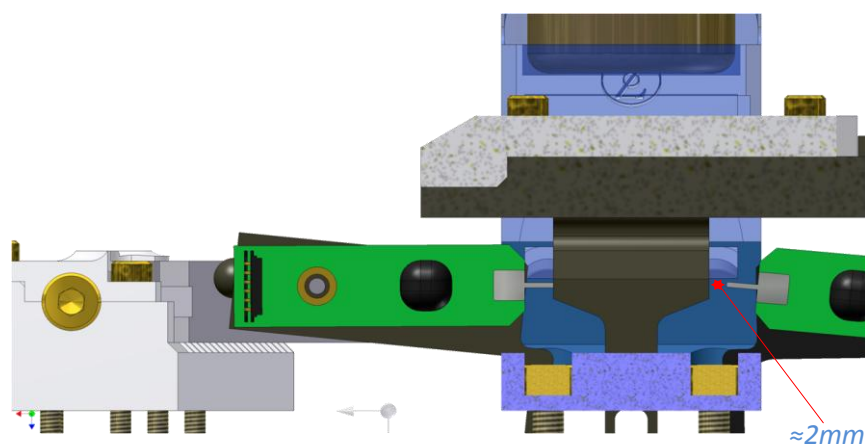
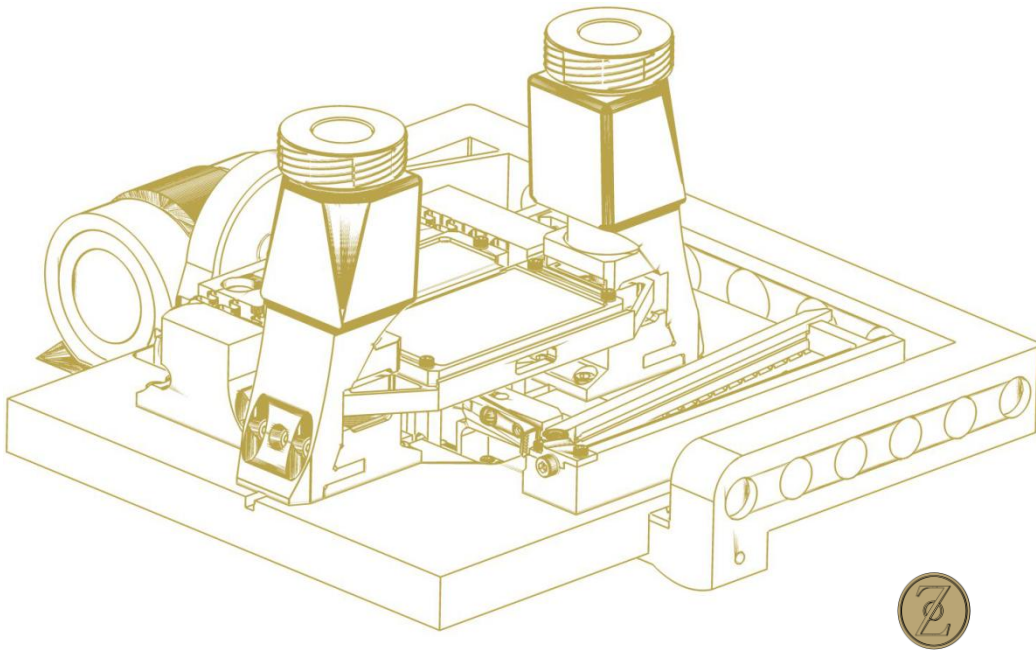


Fig. 7.8.4 A sinistra si vede la posizione del probe dopo che sono stati fatti circa 135 giri di vite. A destra si vede il probe in posizione di riposo.

7.9. Metodi e componenti



Nei paragrafi precedenti si è discusso di come i problemi dell'attrito costituiscano sostanzialmente il problema principale per eseguire prove meccaniche dove l'ordine di grandezza delle forze da misurare è equiparabile ai fenomeni di sfregamento. Si è visto anche che la levitazione magnetica e la deformazione di un contino costituiscano validi rimedi a ciò.

Verranno brevemente esposti ora i componenti che sono nati per mettere in atto la tecnica della levitazione e come queste parti si integrino con quanto visto in precedenza, in particolare con i MEMS.

Abbiamo ampiamente giustificato e sperimentato (ai paragrafi 7.4 - 7.5 - 7.6) che la *levitazione magnetica stabile* è possibile e che è estremamente difficile da calcolare se non con notevoli approssimazioni o semplificazioni.

Ciò che però risulta chiaro è che il gap di levitazione è particolarmente ristretto, qualunque teoria si utilizzi per calcolarlo. Lo dimostrano anche le sperimentazioni eseguite con i magneti permanenti e con l'elettro-bobina.

Ancor più chiaro, tralasciando metodi, teorie e simulazioni è che la condizione di buon funzionamento per il sollevamento di un magnete con un altro magnete è che si adoperi una distanza tra i due notevole; d'altronde il campo magnetico esprime forze del tipo $1/r^2$. La gestione delle forze che si instaurano tra i due magneti è altresì tanto migliore quanto più grande è la distanza tra i due. In figura 7.9.1 si vede

l'andamento della forza al variare della distanza, di un magnete permanente (lo stesso vale per una elettro-bobina).

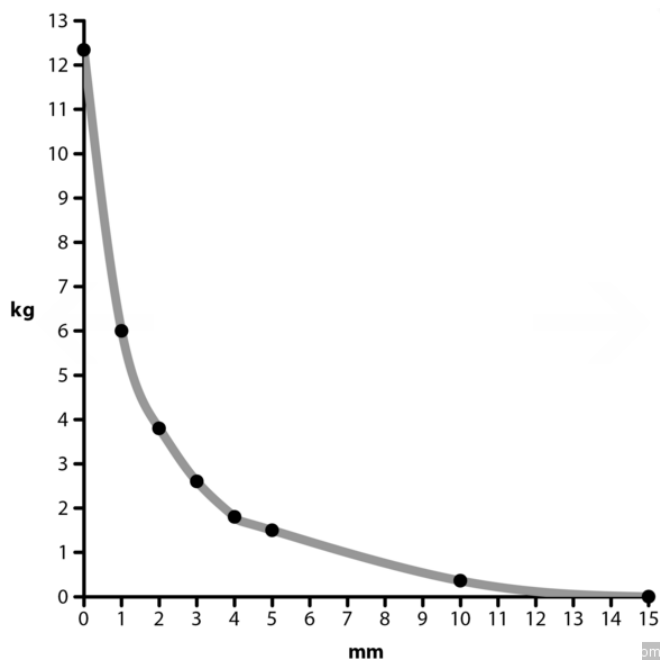


Fig. 7.9.1 Andamento della forza di un magnete in funzione della distanza da un supporto metallico

Ma se la distanza è un vantaggio, qual è il rovescio della medaglia?

Pochi millimetri quasi azzerano l'effetto del campo di un magnete che tira più di 10 kg perciò la soluzione è banale quanto impraticabile: aumentare fortemente la dimensione del magnete sollevatore e lavorare ad una distanza che permetta di avere un comportamento "lineare" della forza al variare dello spostamento.

Di certo un magnete molto grosso (centinaia di millimetri di diametro) oltre che difficile da maneggiare è ancorché pericoloso per le decine di kg di attrazione che genera quando si sta a pochi millimetri dalla sua superficie; questo limita le capacità della macchina e la possibilità di farla lavorare sotto microscopi.

Si potrebbe pensare che l'elettro-bobina sia una valida alternativa ma, come si è visto al paragrafo 7.6, per sollevare un paio di grammi sono state necessarie correnti e voltaggi particolarmente elevati che hanno portato al limite il generatore e fatto arroventare la bobina.

Allora l'unica soluzione è un compromesso tra un magnete di dimensioni contenute e la regolazione della distanza che anziché essere fatta nella zona in cui il grafico delle forze di fig.7.9.1 ha pendenza modesta, viene fatta in zona fortemente instabile.

Si capisce che la posizione di equilibrio di un magnete sospeso su di una piastra di grafite Pirolitica nelle condizioni appena dette si gioca con la posizione del magnete sollevatore, la cui altezza deve essere variata con una precisione del decimo di millimetro. Il problema si complica ulteriormente se anziché dover alzare il peso di un magnete di qualche grammo, si debba sollevare un equipaggiamento di qualche decina di grammi. La regolazione non necessita più di precisione decimale ma centesimale.

L'obiettivo del progetto però non si limita ad avere una macchina che può fare un solo tipo di prova, o meglio, una sola modalità di prova. I piatti adibiti all'alloggiamento del provino o dei provini sono intercambiabili, altresì ri-sagomabili e adattabili alle esigenze. Comprensibilmente è un'operazione estremamente delicata, la si può fare solo conoscendo a pieno le caratteristiche della macchina, ma il multi uso è previsto.

Cambiando un piatto è possibile che il peso del dispositivo sospeso magneticamente vari; si rende ancora più perentoria la necessità di una fine regolazione, ricordando sempre che bisogna garantire stabilità e precisione di posizionamento.

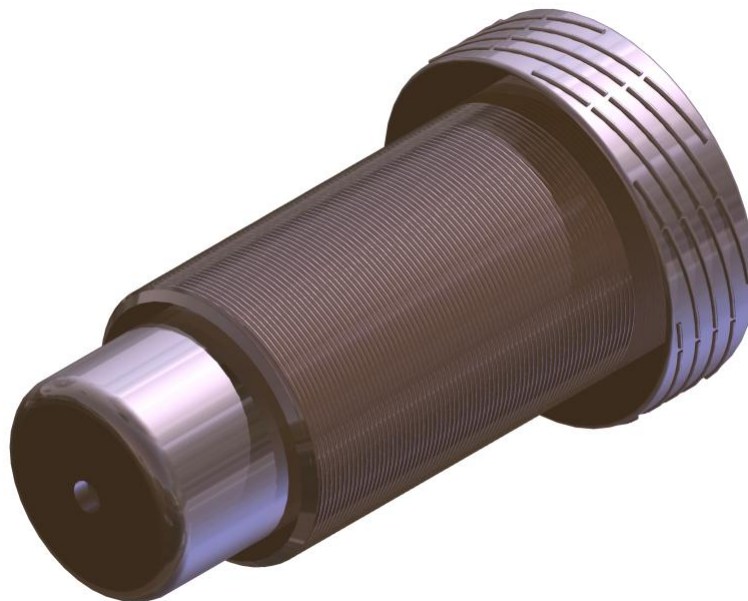


Fig. 7.9.2 Vite di regolazione del magnete sollevatore.

Attraverso una vite a passo fine ($0.5mm$) è possibile fare la regolazione desiderata.

Il passo 0.5 nella metrica ISO per le filettature è previsto per un diametro vite $\phi = 3mm$. In figura 7.9.2 è rappresentata la vite di regolazione, il cui diametro è molto maggiore di 3mm (25mm nella rappresentazione); ho deciso di usare questa particolare geometria (diametro elevato e passo fine) per poter garantire una rettilineità della discesa e della salita quanto più possibile costante. Non meno importante è divenuta la necessità di alloggiare agevolmente il magnete sollevatore.

Anche in questo caso la quantità di idee vagliate non trova numero, ma al solito la soluzione più semplice è divenuta la più efficace.

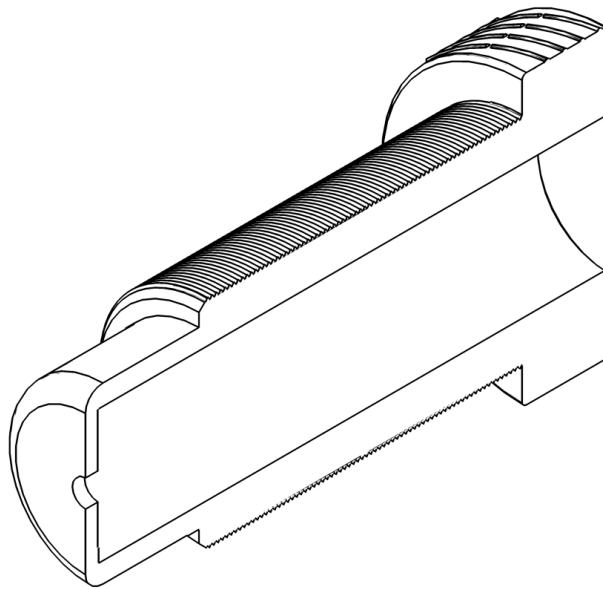


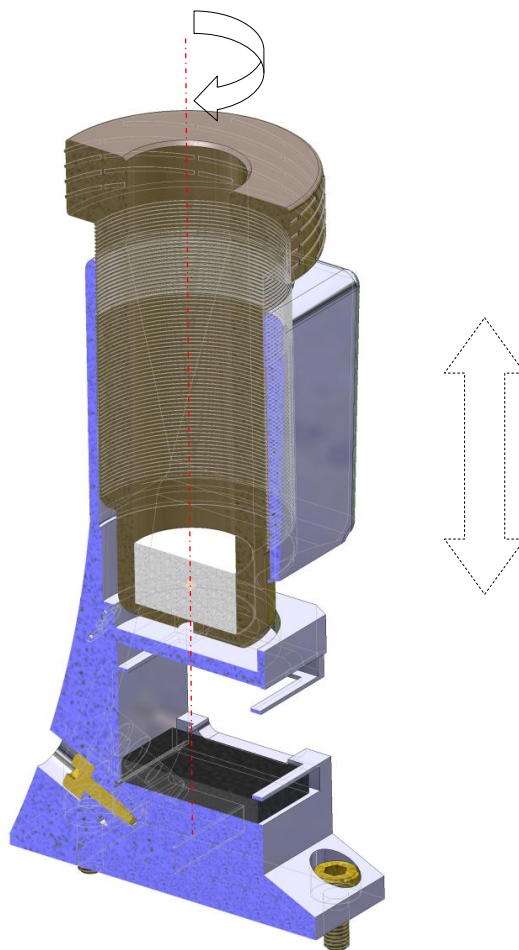
Fig. 7.9.3 Vite di regolazione del magnete sollevatore.

Il cilindro cavo permette di inserire dall'alto il magnete che lavorerà in attrazione con il magnete che sta sulla slitta di figura 7.9.9 .

Garantire la rettilineità del movimento della slitta è necessario per avere la faccia del magnete sollevatore parallela al magnete in sospensione. Se così non fosse, per la natura dei campi magnetici, il magnete in sospensione tenderebbe a ruotare e a portarsi in posizione di *minor energia*. Se questo si verifica viene meno tutto il funzionamento della sospensione.

Di seguito gli schemi chiariranno meglio questo concetto.

(a)



(b)

magnete sollevatore

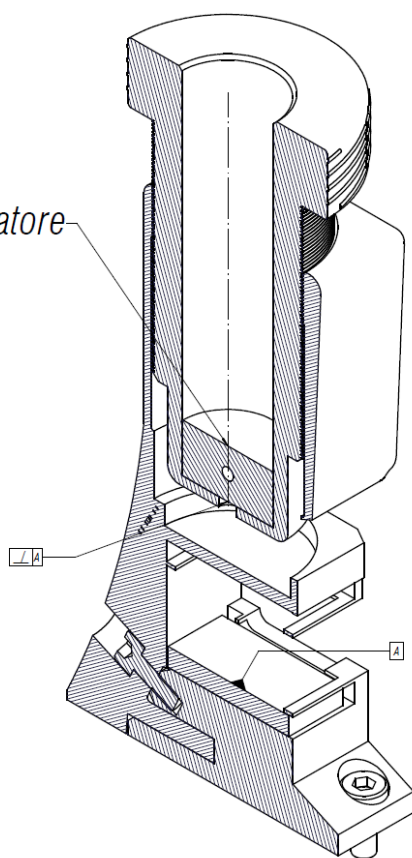


Fig. 7.9.4 Colonna magnetica

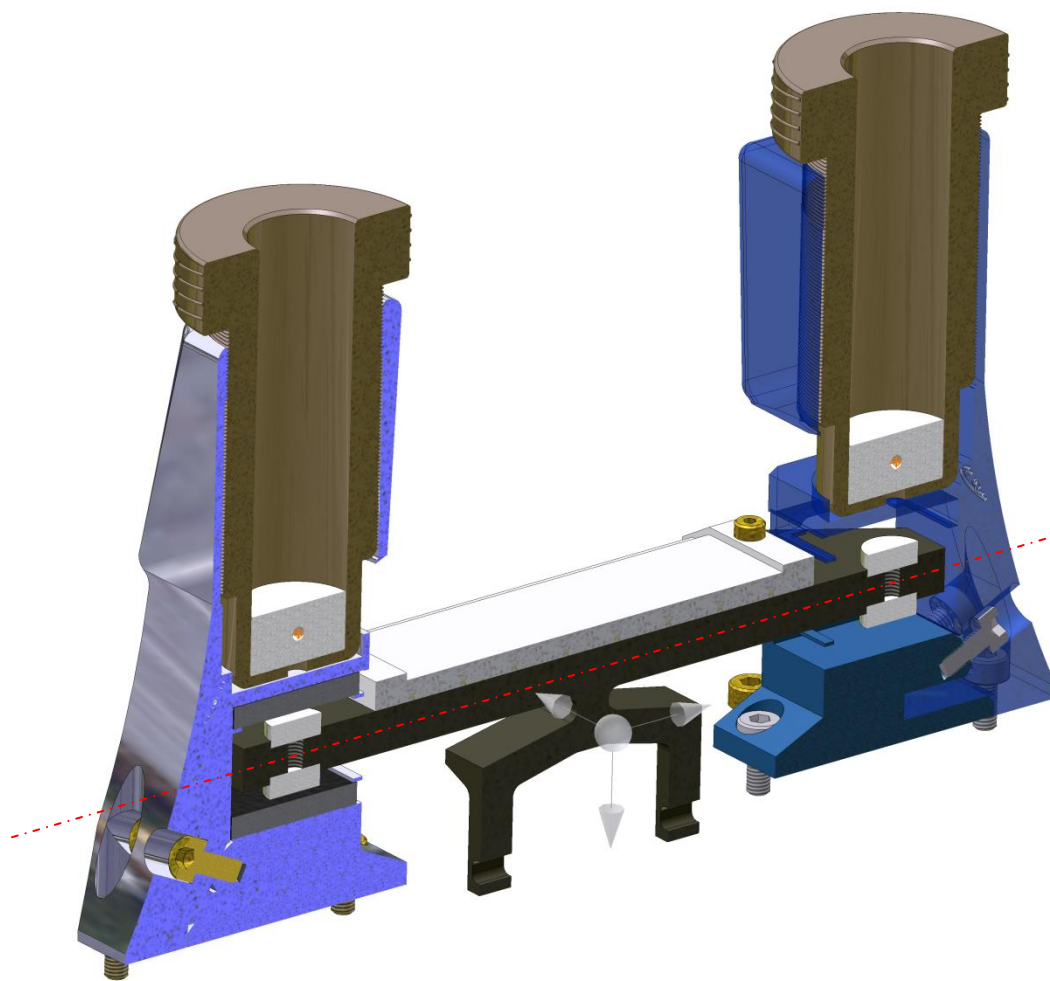


Fig. 7.9.5 Condizione di equilibrio della slitta a levitazione entro le piastre si grafite Pirolitica.

La sezione di figura 7.9.5 mostra come le due colonne magnetiche provvedano all'equilibrio verticale della slitta, su cui sono calettati i magneti più piccoli che floteranno sotto l'azione del campo proveniente dalle viti e dalla repulsione esercitata dalla grafite.

Sempre in figura 7.9.5, l'asse rosso rappresenta l'asse attorno il quale si possono avere i maggiori problemi di stabilità.

Riprendendo quanto accennato qualche riga fa, se la vite non compie una salita e una discesa perfettamente verticali, mantenendo inoltre la faccia del magnete sollevatore ortogonale alla piastra di grafite, la slitta assumerà posizioni sbilanciate.

Per quanto spiegato nei paragrafi dedicati alla levitazione, per i pochi decimi di millimetro che separano i magneti calettati alla slitta dalla grafite ogni sbilanciamento ed errore nella progettazione del *baricentro flottante* rendono impraticabile la levitazione e il conseguente strisciamento dei magneti flottanti sulla grafite.

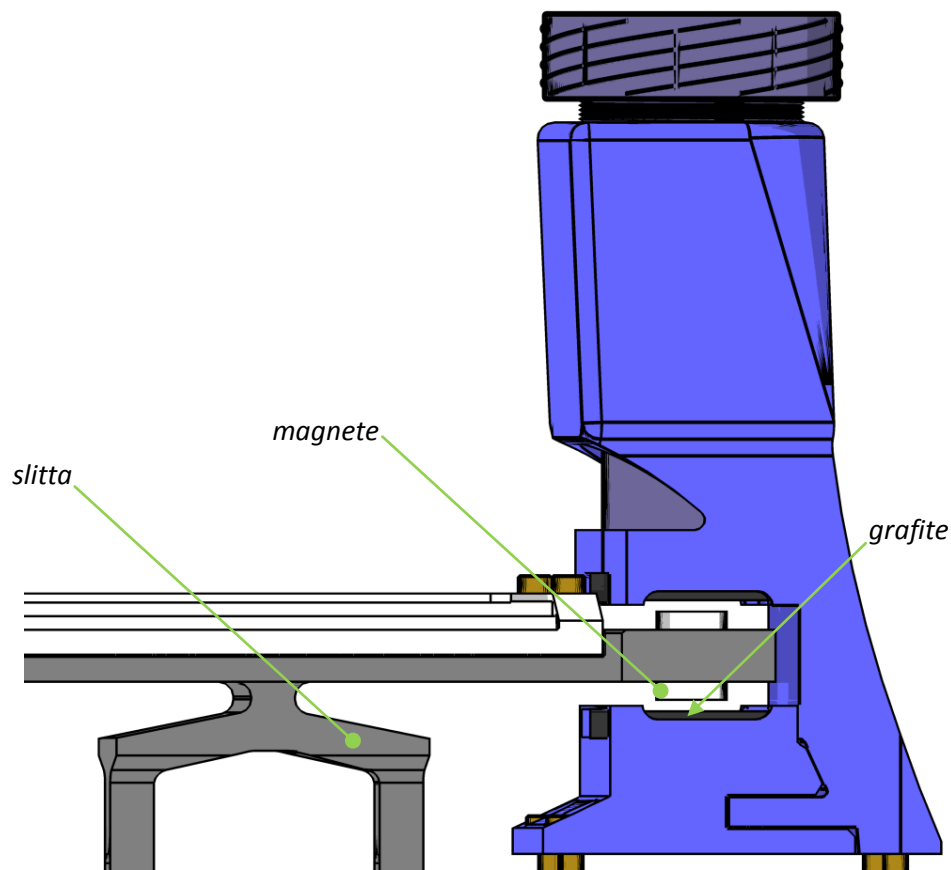


Fig. 7.9.6 Dettaglio slitta-colonna magnetica

Utilizzo dei componenti

Riepilogando quanto visto in questo paragrafo e nei paragrafi 7.7 e 7.8 abbiamo a disposizione una guida a deformazione, un posizionatore micrometrico e una slitta a levitazione magnetica.

La prova che vogliamo fare ha come presupposto l'ottenere un diagramma sforzo-deformazione che si rifà ad una modalità di *prova classica* dove un provino viene messo in trazione.

Avendo i principali componenti che sorreggono il provino (guida e slitta) entrambi mobili viene da chiedersi dove la forza che il provino sarà chiamato a sopportare venga misurata e dove ne venga misurata la deformazione. Adesso metteremo assieme i principi e i componenti che sono alla base dell'idea, rendendo esecutiva la macchina.

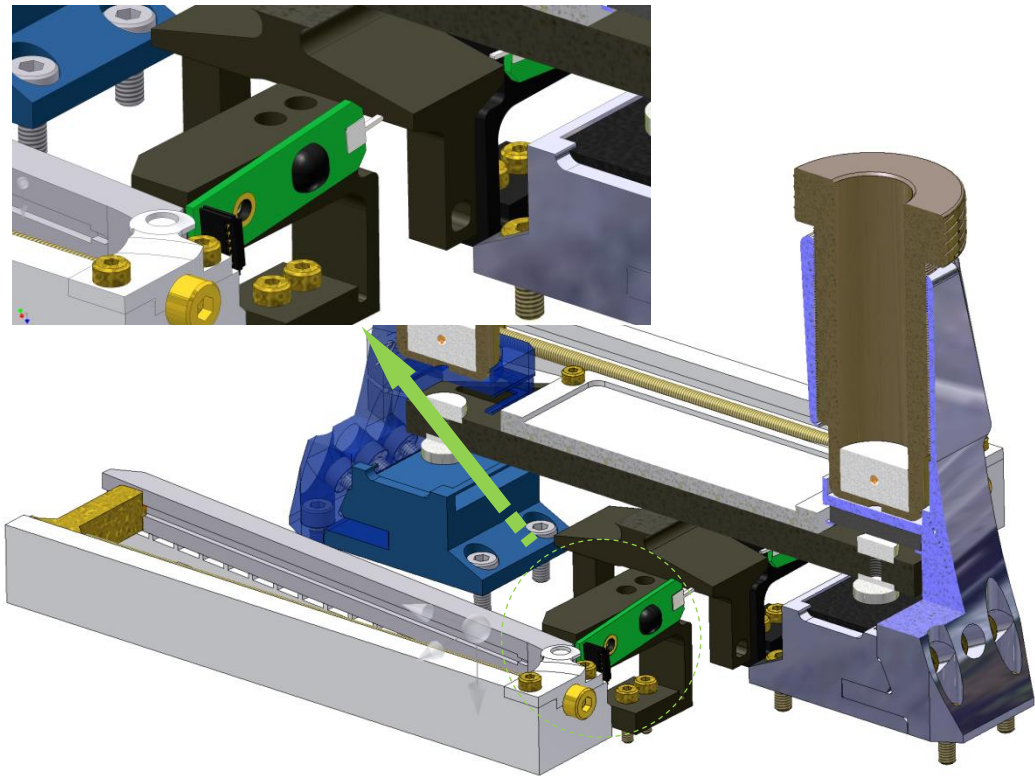


Fig. 7.9.7 Probe in posizione di riposo

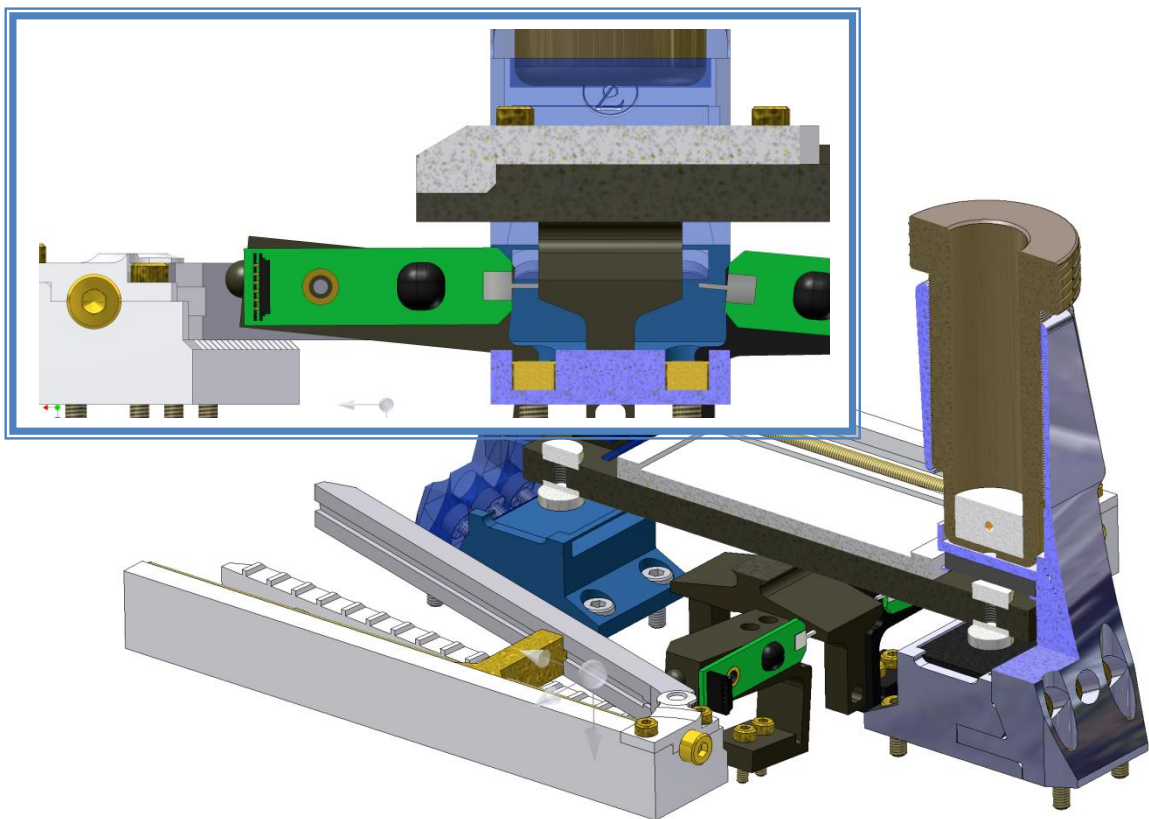


Fig. 7.9.8 Probe in posizione di lavoro

Dalla figura 7.9.8 si vede che uno dei *micro - posizionatori* e un *probe* sono attivi. I micro - posizionatori sono 2 che lavorano in sincrono.

La figura 7.9.7 rappresenta la posizione in cui entrambi i *probe* si trovano quando la macchina non è operativa o quando deve essere trasportata. È chiaro che in questa modalità la slitta è "libera" di fluttuare e muoversi nelle tre direzioni, a patto che la sospensione magnetica sia attiva.

Non appena entrambi i probe vengono appoggiati alla slitta si crea la condizione vincolare cercata per la prova di trazione. È a questo punto che *la macchina è in grado di registrare quanta forza il provino stia sopportando* nel momento in cui si avvia la prova. Sono proprio i *probe* che mantengono in posizione la slitta e al contempo censiscono lo sforzo sul/i provino/i.

È utile ribadire il vantaggio della soluzione, al fine di fissare il concetto.

Sospensione magnetica + vincolo probe:

1. *zero attrito nella direzione di prova*
2. *zero fenomeno di stick – slip*
3. *registrazione della sola forza di prova*
4. *slitta ferma durante la prova*

Il punto 4) è fondamentale. Stà alla base del principio con cui è stata sviluppata questa parte di macchina.

L'idea e la ricerca dell'annullamento dell'attrito ha portato con sé una catena di conseguenze che giorno dopo giorno hanno concretizzato nella mia fantasia questo sistema di funzionamento, questa modalità di analisi, che è sorretta da un sottile filo tessuto da una sequela di variabili linearmente dipendenti; se solo una di queste variabili manca, il sistema salta.

È chiaro che il dispositivo a levitazione quando puntato dai due MEMS sia fermo, indiscutibilmente fermo.

Come meglio espresso ai capitoli 7.13 e 7.14 il compito della determinazione della deformazione del provino è assegnato al sensore che controlla e gestisce il movimento dell'attuatore piezoelettrico vincolato alla *guida a deformazione*. La funzione svolta dal sensore SGS (strain gauge sensor) è tripla, infatti fornisce contemporaneamente *tre* informazioni, delle quali due sono necessarie per il corretto funzionamento dell'attuatore che avrà un controllo in anello chiuso. Il segnale dell'SGS verrà gestito da un amplificatore di tensione che regolerà il voltaggio per l'attuatore piezo di modo da fornire il movimento voluto; inoltre con tale segnale

si saprà istante per istante la posizione della slitta e di conseguenza la deformazione che sta interessando il provino ricordando sempre che la slitta a levitazione è tenuta in posizione stabile dai due probe.

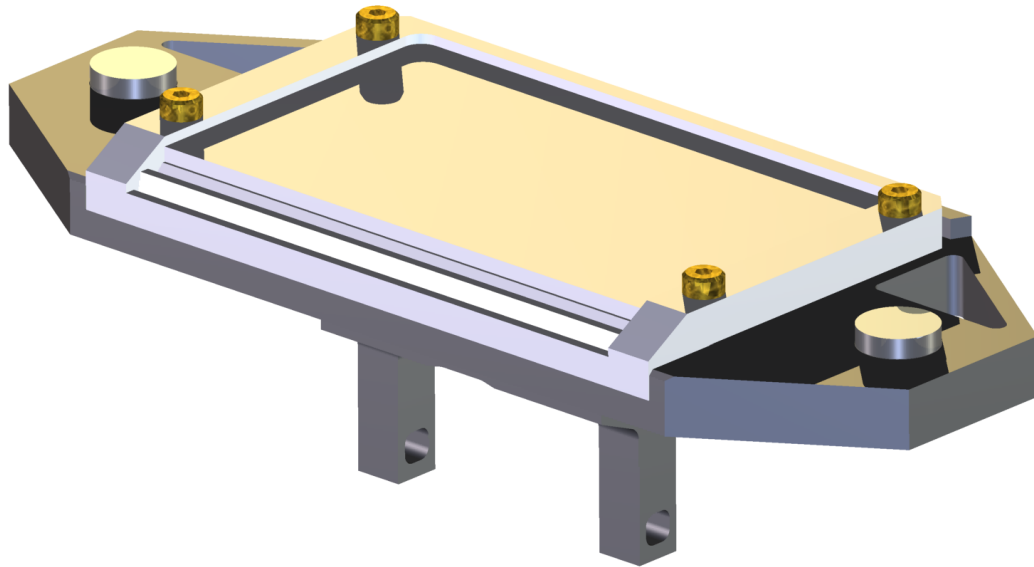


Fig. 7.9.9 Slitta a levitazione magnetica

7.10. Sensori MEMS

Ad inizio progetto, dopo i calcoli preliminari per la determinazione dell'ordine di grandezza delle forze e degli spostamenti in gioco per eseguire i test, un'ulteriore scoglio da superare è stato quello di poter disporre di un qualche dispositivo in grado di fornire sensibilità tali da poter apprezzare le piccole forze in gioco.

La nano movimentazione è il terzo grosso problema che ha caratterizzato l'ideazione della PMTTM (oltre all'attrito e alla misura delle forze), ma di questo si è trattato già in parte nel paragrafo 9 di questo capitolo e altre soluzioni saranno analizzate in dettaglio più avanti.

Ritornando al problema delle forze, non vi sono attualmente macchine di grandezza macroscopica (oggetti che possano essere maneggiati senza l'ausilio di micro dispositivi) in grado di sensibilità inferiori al centesimo di grammo ($10E-4$ N).

Sono però nati da alcuni mesi (2010-2011) dei dispositivi MEMS in grado di far fronte a questo problema.

Sono sostanzialmente micro - congegni che sfruttano il fenomeno della variazione della capacità elettrica tra due o più lamine ad distanza ravvicinata.

Prima di passare a discutere approfonditamente dell'architettura di questi dispositivi, è bene capire cosa attualmente sia stato fatto nel campo dei nano-materiali e delle nano-forze , così da capire quali motivazioni hanno spinto l'autore nello sviluppo della macchina.

Lo scorso anno sono stati proposti dispositivi MEMS per lo studio e la caratterizzazione meccanica di sottili travi di materiale metallico come l'Oro o il Nickel. Nell'immagine di figura 32 se ne vede un esempio.

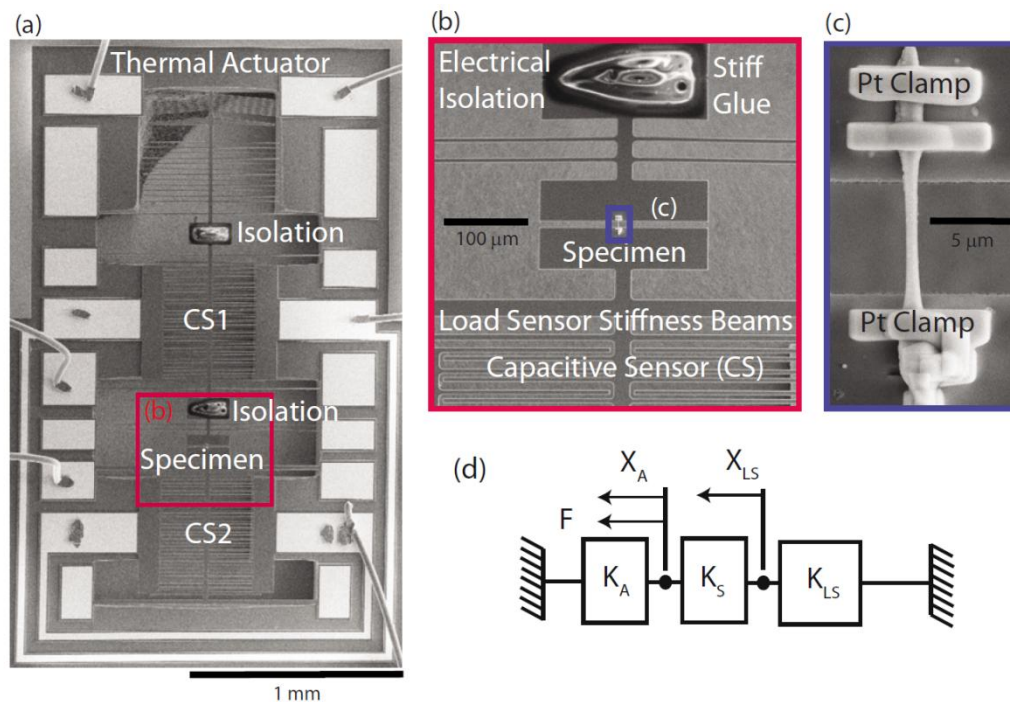


Fig. 7.10.1 Dispositivo MEMS per test di nano-travi⁽⁸⁾.

L'immagine (c) di Fig. 7.10.1 mostra l'ingrandimento del provino.

Questo dispositivo ha un comportamento ottimo per test di questo tipo, con il limite del non riutilizzo⁽⁸⁾.

In verità questo non è l'unico limite. Dato il principio di funzionamento (le zone indicate come Pt Clamp si muovono lungo la direzione assiale del provino grazie all'azione dell'elettroattuazione termica delle piastre al di sotto del provino) gli spostamenti che si è in grado di raggiungere sono limitati. In particolare l'elettroattuatore può raggiungere uno spostamento massimo di $1.6 \mu m$. Questo può essere un limite alla flessibilità di utilizzo, soprattutto per materiali caratterizzati da una elevato allungamento percentuale.

In altri tipi di MEMS l'attuatore e il provino sono un unico pezzo. Questo è il caso di prove a fatica per micro-travi d'oro dello spessore di $3 \mu m$. Con questo tipo di piezoattuatori non si verificano le caratteristiche di resistenza meccaniche del provino bensì la durata della vita della micro-trave.

Di seguito un esempio di questi dispositivi.

	shear structure (μm)	traction structure (μm)
specimen length	50	30
specimen width	10	10
specimen thickness	1.8	1.8
plate length	420	80
plate width	180	350
plate thickness	4.8	4.8
holes side	20	10
holes interspace	20	10
supports length	–	50
supports width	–	10–20
supports thickness	–	4.8
lower electrode length	420	35
lower electrode width	460	350
gap thickness	3	3

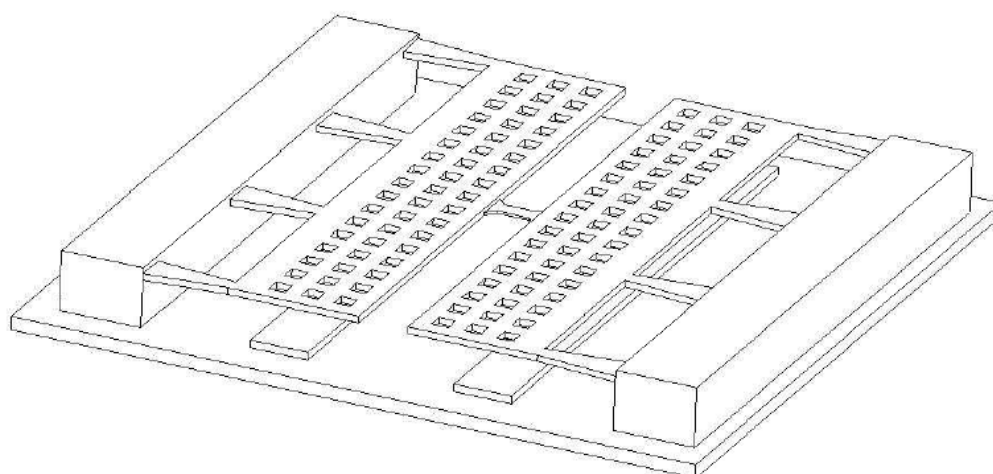


Fig. 7.10.2 Dispositivo MEMS per prove di fatica di provini in oro

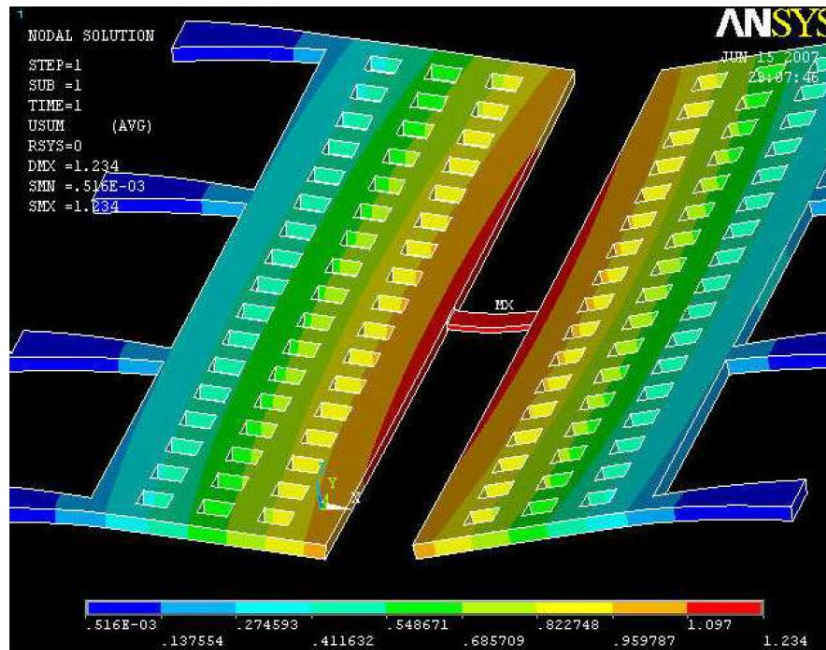


Fig. 7.10.3 Simulazione FEM - Politecnico di Torino - Prof. Somà, De Pasquale.

Vediamo ora i congegni a variazione di capacità. Verrà discusso un dispositivo particolarmente sofisticato. In realtà per l'applicazione nella PMTTM è necessario un dispositivo con un solo grado di libertà.

Sarà più chiaro in seguito che un dispositivo come quello che ci apprestiamo a vedere è del tutto compatibile con la meccanica della PMTTM e che consente di apprezzare e aumentare ulteriormente la sensibilità della macchina.

Principio di funzionamento e costruzione del sensore

In figura 7.10.4 è mostrata una fotografia del sensore a 6 assi⁽⁷⁾. Lo schema di figura 7.10.5 mostra invece la configurazione del dispositivo vista in pianta. Il sensore ha un probe composto da uno strato di silicio e da uno strato isolante di SiO₂. Gli elettrodi in oro sono modellati come in figura 7.10.5(b). Conseguentemente, uno strato distanziatore di 6 μm fatto di benzocyclobutene (BCB) è modellato sul probe. Incollato al di sopra dello strato distanziatore vi è un dispositivo stratificato di silicio dallo spessore di 100 μm, come mostrato in fig. 7.10.5(b). Una parte del dispositivo stratificato è collegato allo strato distanziatore. La seconda parte è sospesa da quattro giunti flessibili, i quali permettono alla parte mobile di traslare e ruotare lungo gli assi *x*, *y*, *z*. Il corpo mobile ha un probe della lunghezza di 3mm che sporge dal dispositivo. Quando una forza o una coppia è applicata al probe, il corpo mobile si inflette. Un coppia di capacitori inclusi nel dispositivo stratificato sente la deflessione in *x* e un'altra coppia di capacitori sente la deflessione in *y*. In aggiunta, il dispositivo stratificato è sagomato con altri quattro condensatori insieme agli elettrodi bassi per sentire la deflessione lungo l'asse *z*. Nel dettaglio (a) di Fig. 7.10.4,

si vedono due elementi flessibili rettangolari oltre che all'unità a pettine. Nel dettaglio (b) di Fig. 7.10.5, si vede il condensatore per la deflessione lungo l'asse z . Le dimensioni dell'intero dispositivo, incluso il probe, sono: $10\text{ mm} \times 9\text{ mm} \times 0.5\text{ mm}$.

Monitorando la capacità di tutti e sette i condensatori, si possono leggere le componenti di tutte le forze e delle coppie mediante decomposizione via software. Per migliorare e aumentare il rapporto tra i disturbi e il segnale della misura capacitiva, si utilizzano guide a pettine per gli assi x e y . La rilevazione di posizione può essere aggiustata in entrambi i casi che seguono:

1. Sensibilità laterale (cambiando l'area di copertura del capacitore);
2. Sensibilità trasversale (cambiando la distanza tra le piastre del capacitore).

La distanza tra le piastre del capacitore può essere progettata per essere piccola, e la rilevazione trasversale può essere usata per ottenere un'alta sensibilità.

Oltre a ciò, facendo uso di condensatori trasversali si possono progettare sensori rigidi in grado di mantenere elevata la risoluzione. Un'elevata rigidità è necessaria per poter fare un numero elevato di misurazioni.

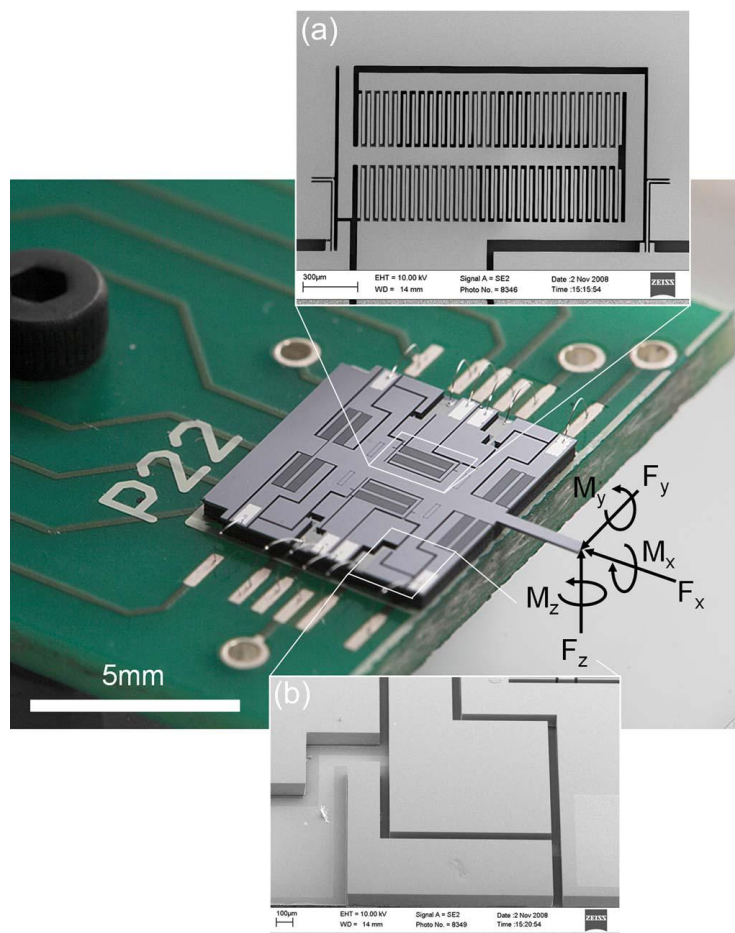


Fig. 7.10.4 Sensore di forza e coppia a 6-assi capacitivo⁽⁷⁾.

Metodo per la decomposizione della forza e della coppia

La figura 7.10.6 mostra la deflessione del corpo mobile quando viene applicato un carico al probe. Il segno positivo e negativo indica se la deflessione è positiva o negativa rispetto alla posizione del condensatore data per una componente di forza o di coppia positiva. La deflessione $w = [w_1, \dots, w_7]^T$ è misurata nelle 7 posizioni mediante i sette condensatori C_1, \dots, C_7 . La coppia di condensatori C_1 , composta da C_{1a} e C_{1b} è usata per misurare la deflessione lungo x data dalla forza F_x . Dalla misurazione della differenza di due condensatori anziché della capacità assoluta, è possibile compensare disturbi indesiderati. La configurazione differenziale crea anche una relazione lineare tra la deflessione e il segnale in output dal sensore per piccole deformazioni. Dato che la coppia di pettini è sensibile solo lungo l'asse x , questa coppia di condensatori può essere chiamata *condensatore* $- x$. Per misurare invece la deflessione in y data dalla forza F_y e dal momento M_z , si usano i due condensatori C_2 e C_3 . Di nuovo, C_2 e C_3 sono costituiti da C_{2a} e C_{2b} , C_{3a} e C_{3b} , di modo da attuare la misurazione differenziale. La componente di forza F_z e di momento M_x ed M_y causano una deflessione lungo z . Questa deflessione è apprezzata mediante i condensatori C_4, C_5, C_6 e C_7 .

In fig. 7.10.6 l'accoppiamento tra F_y e M_z . Una forte interazione vi è anche tra F_z, M_x ed M_y . Tuttavia, il rapporto dei segnali non è lo stesso per differenti componenti di carico, a causa della modalità di deflessione dei condensatori. Per esempio, un momento torcente puro M_z crea una significativa deflessione di unguale entità per entrambi i condensatori C_2 e C_3 con segno opposto. Per una forza F_y , la deflessione in C_2 è il doppio della deflessione di C_3 per il sensore che si sta considerando in questa trattazione.

Allo stesso modo, un momento torcente puro M_y crea una deflessione negativa in C_4 e C_5 e positiva in C_6 e C_7 di uguale entità. Per una forza pura F_z , la deflessione in C_4 e C_5 è doppia rispetto a quella di C_6 e C_7 .

Matematicamente la relazione tra la deflessione misurata deflessione $w = [w_1, \dots, w_7]^T$ e il carico applicato al probe del sensore è data dalla rigidità della matrice K

$$(7.10.1) \quad \begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \\ M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix} = K^{6 \times 7} \cdot \begin{bmatrix} w_1 \\ w_2 \\ w_3 \\ w_4 \\ w_5 \\ w_6 \end{bmatrix}$$

Questa notazione richiede una relazione lineare tra il carico applicato e la deflessione. Per la geometria in questione, le deflessioni sono nell'ordine di un micrometro, il quale è l'1% della lunghezza totale di inflessione. Perciò è possibile assumere una relazione lineare.

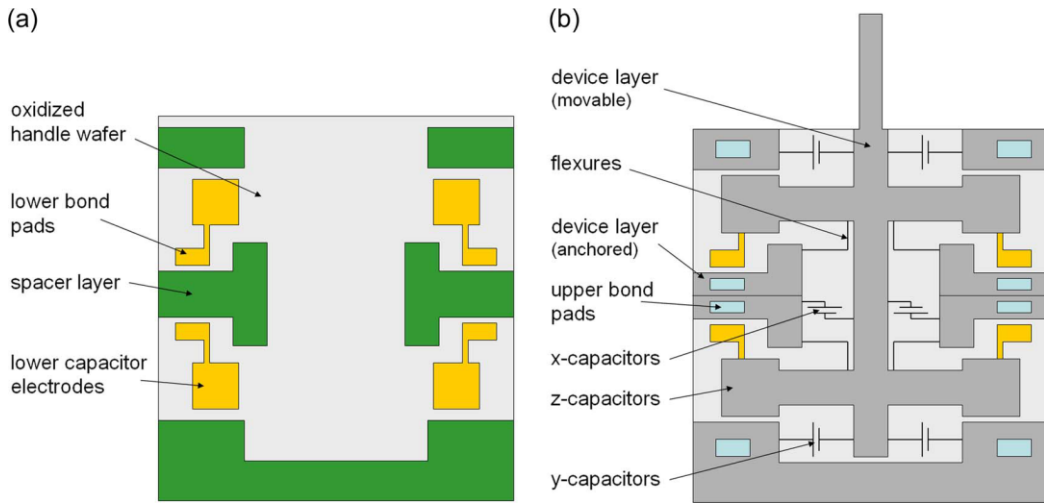


Fig. 7.10.5. (a) La vista mostra gli elettrodi del condensatore sepolto z. (b) Mostra la configurazione del sensore del dispositivo statificato, inclusi i condensatori dell'asse x, y e gli elettrodi superiori del condensatore z e 4 elementi flessibili rettangolari⁽⁷⁾.

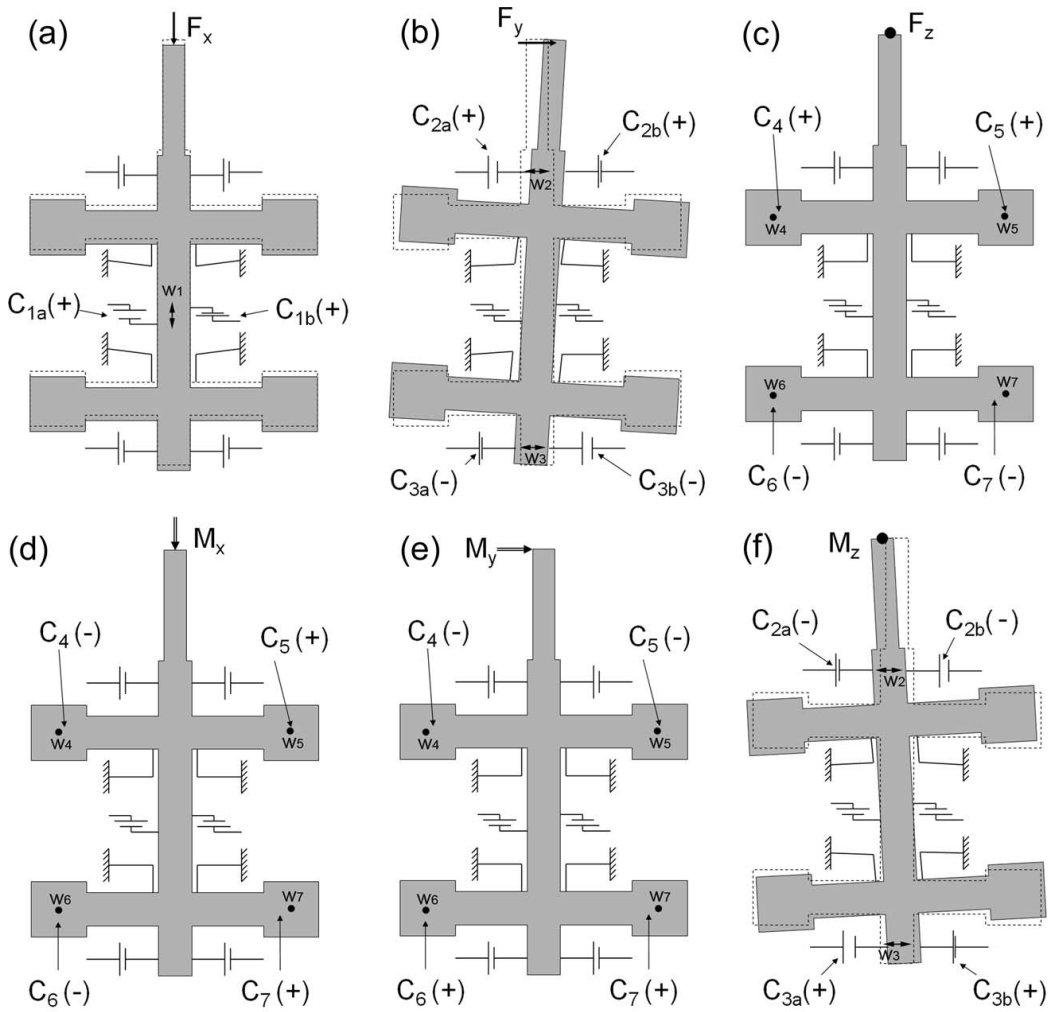


Fig. 7.10.6 Deflessione della parte mobile del dispositivo dovuta a forze e momenti⁽⁷⁾.

La calibrazione della matrice K include la rigidità meccanica del dispositivo e il crosstalk tra gli assi.

Per poter decomporre le componenti di forza e di momento, K deve avere rango massimo. Il numero di condizionamento di K è una misura della qualità del sensore progettato. Un numero di condizionamento basso significa una buona decomponibilità.

È stata fatta una simulazione agli elementi finiti per il sensore in esame, con differenti geometrie di deflessione come anche per differenti condensatori e posizioni di deflessione. Sono stati trovati i seguenti risultati:

1. Sensibilità uguale per forze in direzione x, y e z ;
2. Sensibilità uguale per coppie lungo x, y e z ;
3. Dimensione massima del sensore : $10\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 0.5\text{ mm}$;
4. Ottima decomponibilità (K minima per le condizioni date).

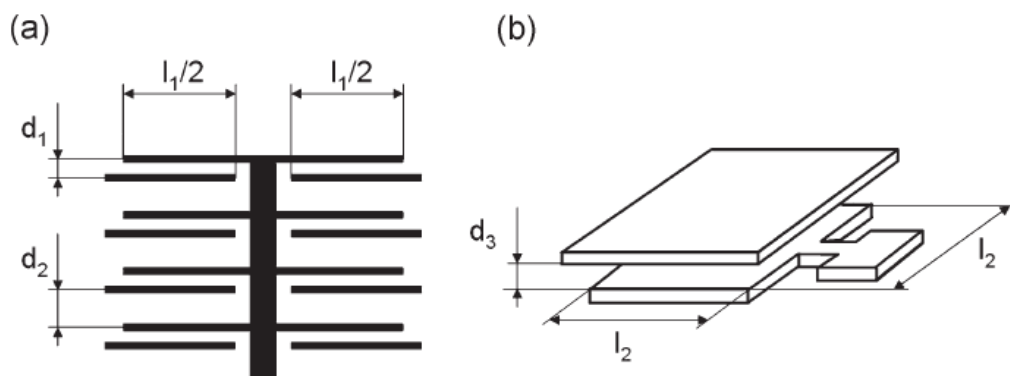


Fig. 7.10.7 Schema dell'azionamento a pettine per il condensatore lungo l'asse z ⁽⁷⁾.

Il risultato della simulazione mostra che la decomponibilità delle forze nella direzione z e del momento lungo le direzioni x e y migliora quando i quattro condensatori dell'asse z C_4, \dots, C_7 sono disposti distante l'uno dall'altro, ovviamente per quanto possibile all'interno del dispositivo. Per migliorare la decomponibilità delle forze in y e della coppia in z , C_2 e C_3 dovrebbero essere messi il più distante possibile l'uno dall'altro.

Il sensore mostrato in figura 7.10.4 è la configurazione per avere il numero di condizionamento di K più basso che la simulazione produce. Il risultato della simulazione mostra che K potrebbe essere ulteriormente migliorata quando le forze e le coppie non sono applicate al tip-probe ma nel mezzo del dispositivo. Tuttavia le sperimentazioni hanno dimostrato che il probe è fondamentale per una facilità di utilizzo del sensore.

Le simulazioni hanno mostrato che la frequenza di risonanza più bassa che limita la larghezza di banda del sensore è 2.2kHz.

Il sensore che è stato esposto è in grado di misurare deflessioni in 7 posizioni. Per un sensore di forza completo a *sei assi* sono sufficienti sei posizioni di misura; quindi una delle misurazioni in z è rindondante. I *quattro* condensatori adibiti all'asse z sono necessari per migliorare la decomponibilità.

Riduzioni degli effetti non lineari e del Crosstalk

Un effetto indesiderato causato dalla configurazione del sensore è che la coppia di condensatori C_1 per l'asse x e $C_2 - C_3$ per l'asse y , è data dal fatto che sono sensibili anche alla deflessione lungo z poichè la sovrapposizione delle piastre parallele dei condensatori cambia. Per ridurre questo effetto, è stato scelto un dispositivo stratificato dello spessore $t = 100 \mu m$. Le deformazioni in z sono di $2.5 \mu m$ superiori al range massimo del sensore. Il rapporto tra la capacità C senza deformazione in direzione z e la capacità C_z con una deflessione massima $z = 2.5 \mu m$ è data da:

$$(7.10.2) \quad \frac{C_z}{C} = \frac{\frac{n\epsilon l(t-z)}{d}}{\frac{n\epsilon l t}{d}} = \frac{t-z}{t} = 0.975$$

dove n è il numero di guide a pettine ed l è la lunghezza delle barrette dei pettini. Si può notare come l'errore dato dalla deflessione lungo l'asse z sia minore del 2.5%. Inoltre, questo effetto è ulteriormente ridotto dalla misura di capacità differenziale dei pettini guida. Allo stesso modo, uno spostamento nel piano $x - y$ non dovrebbe influenzare i condensatori dell'asse z ($C_4, \dots C_7$). Questo viene realizzato facendo l'elettordo del condensatore basso più piccolo di quello sopra, come mostrato in figura 7.10.7(b).

Per ridurre il crosstalk tra i condensatori x e y , le guide a pettine vengono fatte in modo che la deflessione laterale non faccia variare l'area di copertura delle piastre dei condensatori. Questo tipo di geometria è mostrato in figura 7.10.7(a).

Un'altra fonte di errore è che la flessione converte la forza e il momento applicati alla punta del sensore in una traslazione e rotazione del corpo mobile. La rotazione inoltre induce una rotazione delle piastre dei condensatori. Per piccoli angoli, la capacità C_r dei condensatori ruotati può essere scritta come

$$(7.10.3) \quad dC_r = \epsilon_0 \cdot \frac{l}{d(x)} dx$$

con $d(x) = d_{ideal} + \alpha x$

dove $d(x)$ è l'ampiezza della non-costante distanza, d_{ideal} è l'ampiezza della distanza delle piastre del condensatore non ruotato e α è l'angolo di rotazione.

Attraverso l'integrazione della capacità su tutta l'ampiezza del condensatore, la capacità è data da

$$C_r = \varepsilon_0 l \int_{-l/2}^{l/2} \frac{1}{d_{ideal} + \alpha x} dx$$

$$(7.10.4) \quad C_r = -\varepsilon_0 l \frac{\log(2d_{ideal} - l\alpha) - \log(2d_{ideal} + l\alpha)}{\alpha}$$

Per ridurre questo errore, il dispositivo è stato progettato in modo che l'angolo massimo di rotazione sia appena $\alpha = 0.07^\circ$. L'errore massimo si verifica nei condensatori dell'asse z con una lunghezza di $1000\mu m$ e una spaziatura $d_{ideal} = 2.5\mu m$ (*deflessione massima*).

Quando si calcola la capacità C_r del condensatore ruotato mediante l'equazione (7.10.4) si può osservare che la variazione di capacità è il 2% della deflessione massima.

La tabella III dà i valori numerici per la geometria dei condensatori e per la capacità a vuoto. Il dispositivo ha uno spessore t , n è il numero di coppie di piastre del condensatore di una guida a pettine, C_{xy} è la capacità della guide a pettine e C_z è la capacità del condensatore z .

Tabella III. Proprietà dei condensatori per misure di deflessione

Condensatori per gli assi x-y (azionamento a pettine)		Condensatori per l'asse z	
d_1, d_2	$5\mu m, 20\mu m$	d_3	$5\mu m$
t	$100\mu m$		
l_1	$260\mu m$	l_2	$100\mu m$
n	30		
C_{xy}	1.84pF	C_z	1.78pF

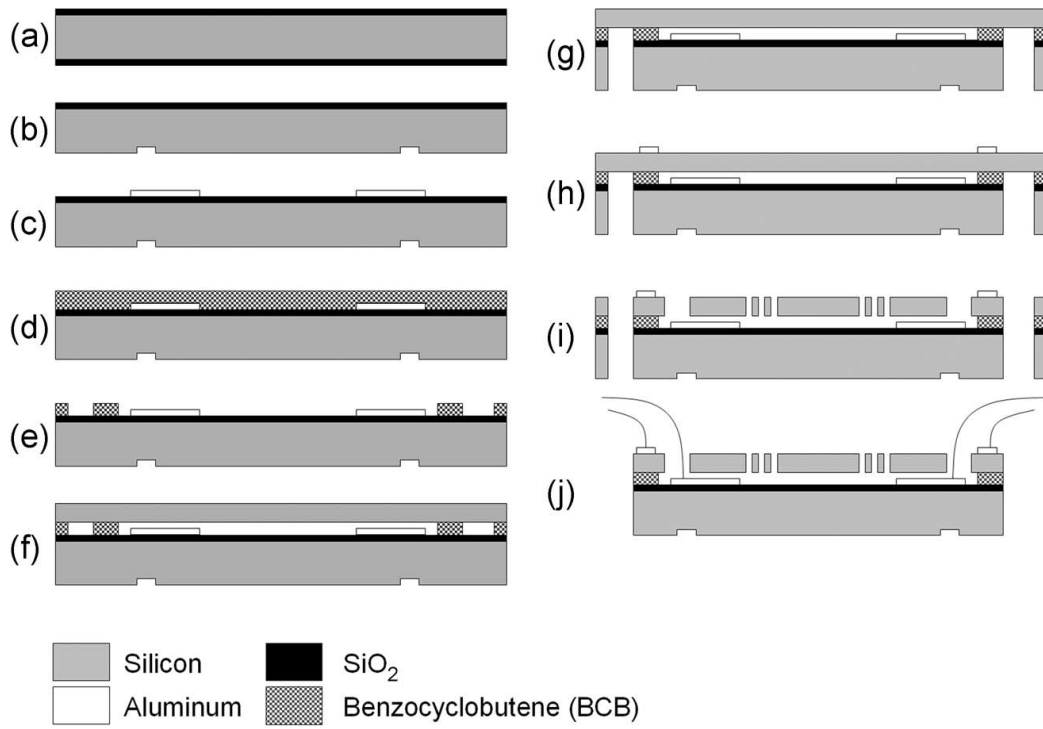


Fig. 7.10.7 Sequenza di costruzione⁽⁷⁾.

7.11. Attuatori piezoelettrici



Fig. 7.11.1 Sezione di una ceramica ferroelettrica. Si vede chiaramente la differenza di polarizzazione dei domini dentro i singoli cristalli.

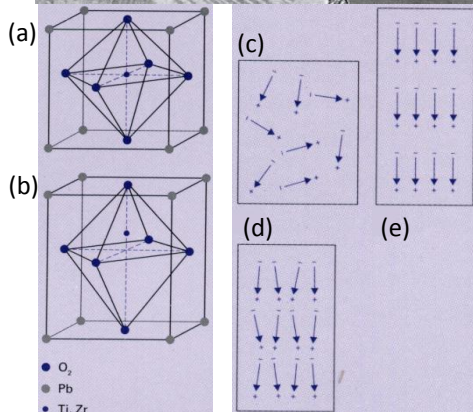


Fig. 7.11.2 (a) Cella elementare simmetrica, struttura cubica sotto la temperatura di Curie T_c .

(b) Cella elementare a struttura esagonale distorta sotto la temperatura di Curie con polarizzazione spontanea e deformazione spontanea.

(c) ceramica non polarizzata, (d) ceramica durante la polarizzazione, (e) ceramica dopo la polarizzazione

Effetto Piezoelettrico

La pressione induce cariche sulla superficie dei materiali piezoelettrici; questo è detto effetto piezoelettrico diretto, cioè la conversione di energia meccanica in elettrica. L'effetto inverso al contrario genera, in questo tipo di materiali, una variazione della lunghezza quando sono sottoposti ad una tensione elettrica. L'effetto è quello di convertire energia elettrica in meccanica, che è il principio alla base degli attuatori piezoelettrici.

L'effetto piezoelettrico si verifica in materiali monocristallini come in materiali ferrolettroceramici policristallini. In un cristallo, la dissimmetria nella struttura di una singola cella del reticolo cristallino, ad esempio un asse polare che si forma sotto la temperatura di Curie T_c è sufficiente perché si verifichi l'effetto.

Le ceramiche piezoelettriche hanno anche una polarizzazione spontanea; la concentrazione di carica positiva e negativa sulle celle sono separate tra loro. Allo stesso tempo, l'asse della singola si estende nella direzione della polarizzazione spontanea e si verifica una deformazione spontanea (fig. 7.11.1).

Per minimizzare l'energia interna del materiale, il dominio ferroelettrico viene formato in cristalli di ceramica (fig.7.11.2-a-b). Entro questo volume di area, le spontanee polarizzazioni sono le stesse. La differente orientazione del perimetro del dominio è separata dai muri dati dai bordi dei grani. Inoltre è necessario un processo di polarizzazione elettrica per produrre ceramica macroscopica piezoelettrica.

A questo proposito, un forte campo elettrico dell'intensità di alcuni kV/mm viene applicato per creare la dissimmetria nella matrice della ceramica. Il capo elettrico crea un spontaneo riordinamento della polarizzazione. Allo stesso tempo, i domini con una disposizione concorde lungo il campo elettrico aumentano mentre gli altri, con distribuzione discorde, diminuiscono. Le pareti del dominio sono spostate entro il reticolo cristallino. Dopo la polarizzazione, la maggior parte delle ri-orientazioni è permanente, senza la necessità di applicare nuovamente un campo elettrico (fig. 7.11.2 c-d-e). Tuttavia, un piccolo numero di pareti del dominio ritornano nella loro posizione originale, per effetto delle tensioni residue nel materiale.

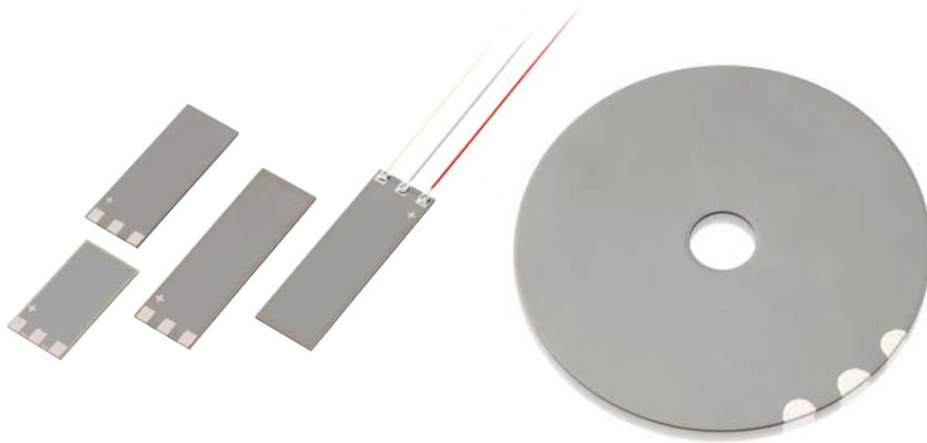
Ogni volta che viene applicato un campo elettrico, minore di quello utilizzato per la polarizzazione, la ceramica si espande. Una parte di questo effetto è causato dallo spostamento piezoelettrico degli ioni nel reticolo cristallino ed è detto effetto intrinseco.

L'effetto intrinseco in una ri-orientazione reversibile delle singole celle ferroelettriche. Esso aumenta lungo la direzione di forza del campo ed è la causa più significativa dell'isteresi non lineare e della caratteristica di deriva delle piezoceramiche ferroelettriche.

7.12 Principi di funzionamento degli attuatori piezoelettrici

Per l'applicazione alla PMTTM, sono state valutate differenti tipologie di attuatori che si differenziano sia per la forma che per il tipo di gestione di cui necessitano. Vedremo di seguito le principali caratteristiche di ognuno e quali vantaggi e svantaggi li contraddistinguono.

Bending Actuator⁽¹⁰⁾



Questo tipo di attuatore viene attaccato ad un substrato, e si deforma come mostrato in figura 7.12.1. La struttura degli attuatori *bender* è di tipo laminare e si hanno differenti configurazioni di elementi piezoelettrici incollati tra loro e controllati elettricamente.

Se la struttura è fatta da un substrato passivo di materiale ceramico o metallico si parla di *bender* compositi. Gli elementi piezoelettrici possono essere progettati come un singolo strato o elementi multistrato.

Siffatto tipo di attuatore, questo funziona con il principio dei bimetalli termostatici. Quando un attuatore piezo piatto a contrazione è accoppiato ad un substrato, la guida e la contrazione della ceramica crea un momento flettente che converte le piccole contrazioni trasversali in grandi spostamenti flessionali in direzione verticale. Al variare della geometria si possono ottenere fattori di traslazione da 30 a 40, anche se l'efficienza della forza generata diminuisce.

Con l'attuatore di tipo flessionale si possono raggiungere spostamenti di qualche millimetro con risposte nel campo dei millisecondi. La forza che si può esercitare è peraltro bassa e varia da qualche milliNewton a pochi Newton.

Tuttavia se si adoperava il *ring-bender* nella configurazione mostrata in fig.7.12.2 si possono raggiungere forze più elevate come riportano le caratteristiche in fig.7.12.3.

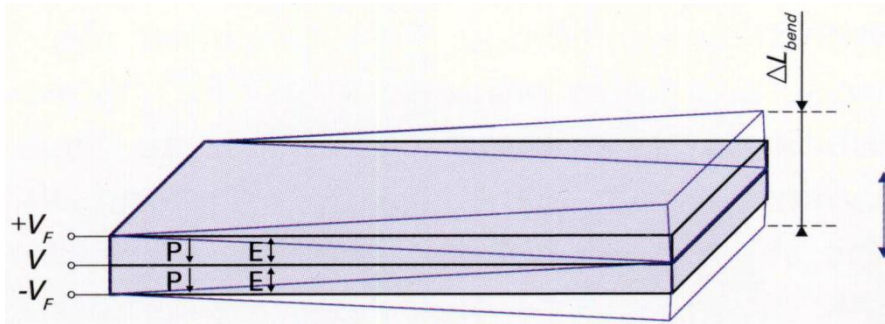
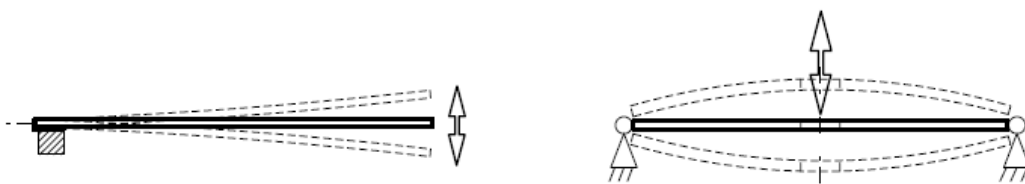


Fig.7.12.1 Modalità di deformazione degli attuatori bender⁽¹⁰⁾.



Displacement of the PICMA® bender actuator

Fig. 7.12.2 Modalità di deformazione degli attuatori bender e ring-bender

Round bender actuators

Order number	Operating voltage [V]	Displacement [μm] ±20%	Free length L _f [mm]	Dimensions OD × ID × TH [mm]	Blocking force [N] ±20%	Electrical capacitance [μF] ±20%	Resonant frequency [Hz] ±20%
PD410.10*	0 - 60 (±30)	±270	-	44 × 7 × 0.65	±20	2 * 10.5	1000

Fig.7.12.3 Prestazioni dell'attuatore ring-bender

Vediamo le configurazioni disponibili per gli attuatori multistrato e a quali relazioni sono legate le loro deformazioni.

Attuatori ceramici per circuito in parallelo

$$\Delta L_{bend} = \frac{3}{8} n d \frac{l_f^2}{h_p^2} V$$

Attuatori ceramici per circuito serie

$$\Delta L_{bend} = \frac{3}{8} n d_{31(GS)} \frac{l_f^2}{h_p^2} V$$

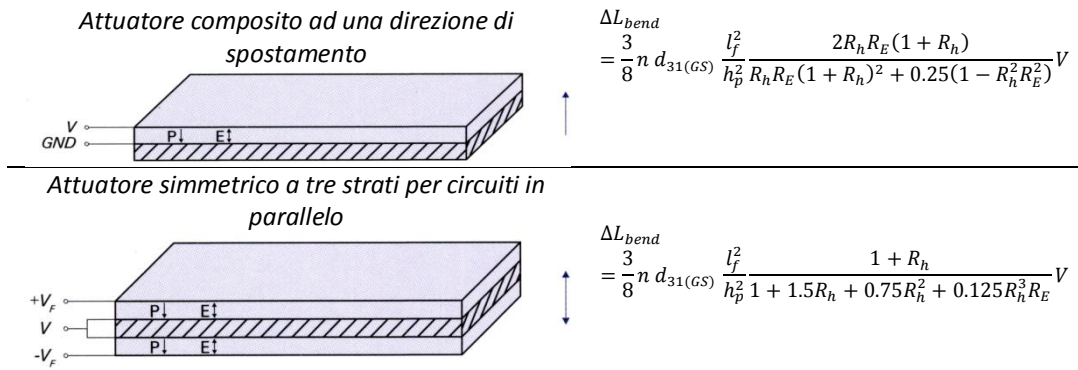


Fig.7.12.4 simbologia

ΔL_{trans}	Spostamento trasversale [m]
ΔL_{bend}	Spostamento del bender [m]
$d_{31(GS)}$	Coefficiente di deformazione trasversale piezoelettrico [m/V]
l	Lunghezza del piezoceramico nella direzione di spostamento [m]
h	Altezza dello strato ceramico [m]
n	Numero di strato di ceramica impilata
V	Voltaggio di lavoro del piezo [V]
l_f	Lunghezza libera del bender
h_p	Altezza dell'elemento piezoceramico
R_h	Rapporto tra l'altezza del substrato (h_s) e il substrato ceramico (h_p) in un bender composito
R_E	Rapporto tra il modulo di elasticità del substrato (E_s) e l'elemento piezoceramico (E_p)
V_f	Voltaggio imposto per il controllo dell'attuatore [V]

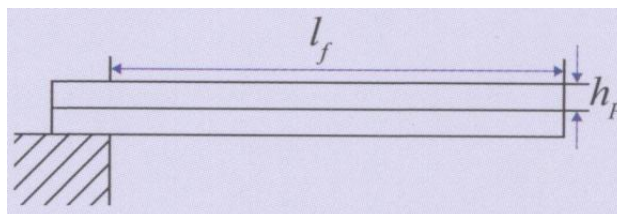


Fig. 7.12.5 Vista laterale di un attuatore flessionale.

Il vantaggio dell'attuatore *ring-bender* consta nell'essere completamente amagnetico. È una caratteristica non indifferente se si pensa a quanto detto al paragrafo 10 e agli sforzi fatti per ottenere la levitazione magnetica.

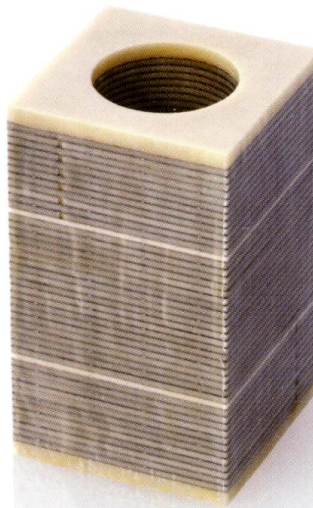
I magneti di macchina sono particolarmente potenti, nonostante le ridotte dimensioni e, gli effetti del campo che emettono, si fanno sentire anche a decine di centimetri di distanza.

È questo il principale motivo per il quale si sono presi in considerazione questi tipi di attuatori, con tutte le difficoltà che comporta il loro utilizzo, sia per la mancanza di *feature* di vincolo (fori, boccole, colla, ecc.) sia per la mancanza di un sensore che ne permetta l'uso con controllo in anello chiuso; questa condizione vedremo al capitolo 7.15 non è affatto trascurabile, in quanto questi attuatori sono affetti dal fenomeno di *creep* per tensione di alimentazione costante e tendono dunque a deformarsi anche se la tensione non varia.

Solo il *bender* a mensola è previsto con sensore SGS che permette di leggere la deformazione direttamente dal sensore integrato, ma le scarse prestazioni in termini di forza e la difficoltà di incollaggio dell'estremo mobile della mensola ne rendono impossibile l'utilizzo per la PMTTM.

I prossimi attuatori che verranno analizzati vedremo avere le caratteristiche migliori per l'adattabilità e la presenza di sensori integrati.

Shear Actuator ⁽¹⁰⁾



Gli attuatori a taglio possono essere implementati "nudi" o inseriti in appositi alloggiamenti che consentono svariate possibilità di utilizzo.

In questi attuatori il campo elettrico, nello strato ceramico, è applicato ortogonalmente alla direzione di polarizzazione e lo spostamento avviene nella direzione di polarizzazione. Negli attuatori impilati, come mostrato in fig. 7.12.5, gli spostamenti dei singoli strati si sommano.

I coefficienti di deformazione d_{15} di questi attuatori sono nominalmente i più alti coefficienti di deformazione piezoelettrica. Quando sono controllati con voltaggio nominale, i coefficienti $d_{15(GS)}$ dei PIC ceramics raggiungono valori fino ai 2000pm/V.

Quando sull'attuatore agiscono forze laterali, il moto di taglio è sovrapposto ad una flessione. Lo stesso effetto si verifica nelle operazioni dinamiche vicino alla frequenza di risonanza.

Inoltre, la sollecitazione di taglio non può essere compensata con un precarico meccanico. Questi due caratteristiche, limitano l'altezza massima di questi attuatori.

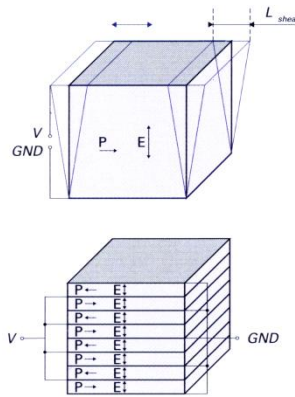


Fig.7.12.5 Modalità di deformazione del piezoattuatore a taglio.

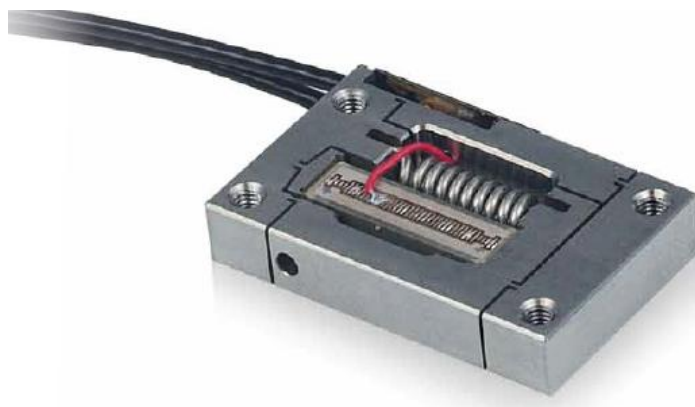


Fig. 7.12.6 Attuatore piezoelettrico in un alloggiamento per movimentazione unidirezionale.

In fig. 7.12.6 si vede come l'attuatore possa essere montato in appositi alloggiamenti che opportunamente sagomati, diventano essi stessi l'attuatore. Si può apprezzare la praticità di questa soluzione, inoltre il *case* è dotato di un sensore integrato che consente di leggere e monitorare gli spostamenti dell'attuatore.

Tab. IV Prestazioni piezoattuatori a taglio

	P-603.1S1 P-603.1S2	P-603.3S1 P-603.3S2	P-603.5S1 P-603.5S2	P-603.x01 open-loop versions	Unit
Active axes	Z	Z	Z	Z	
Motion and positioning					
Integrated sensor	SGS	SGS	SGS	–	
Open-loop travel, -20 to 120 V	120	380	550	as P-603.xS1	µm
Closed-loop travel	100	300	500	–	µm
Open-loop resolution, 180g	2	3	5	as P-603.xS1	nm
Closed-loop resolution, 180g	6	8	10	–	nm
Closed-loop non-linearity	0.2	0.2	0.2	–	%
Unidir. Repeatability, 10%, 1 Sigma	7	10	20	–	nm
Mechanical properties					
Stiffness in motion direction	0.3	0.14	0.06	as P-603.xS1	N/µm
Unloaded resonant frequency	900	410	300	as P-603.xS1	Hz
Resonant frequency @ 180 g	160	110	80	as P-603.xS1	Hz
Push / pull force capacity in motion direction	40 / 20	35 / 13	30 / 10	as P-603.xS1	N
Drive properties					
Piezoceramics	PICMA® P-885	PICMA® P-885	PICMA® P-885	as P-603.xS1	
Electrical capacitance	1.5	3.1	3.7	as P-603.xS1	µF
Dynamic operating current coefficient	1.9	1.3	1.6	as P-603.xS1	µA / (Hz × µm)
Miscellaneous					
Operating temperature range	-20 to 80	-20 to 80	-20 to 80	as P-603.xS1	°C
Material	Stainless steel	Stainless steel	Stainless steel	as P-603.xS1	
Dimensions	33.5 mm × 21 mm × 6 mm	52 mm × 21 mm × 6 mm	62 mm × 21 mm × 6 mm	as P-603.xS1	
Mass	S1 version: 0.03 S2 version: 0.04	S1 version: 0.04 S2 version: 0.05	S1 version: 0.05 S2 version: 0.06	as P-603.xS1	kg
Cable length	0.5	0.5	0.5	as P-603.xS1	m
Sensor connection	S1 versions: Wire leads S2 versions: LEMO (strain gauge sensor)			–	
Voltage connection	S1 versions: Wire leads S2 versions: LEMO (low voltage)			as P-603.xS1	
Recommended controller / amplifier	E-610.S0 controller E-625.SR controller, bench-top device E-709.SRG controller, bench-top device with digital linearization			E-610.00 amplifier E-831 OEM amplifier module	

Per contro però il *case* è di materiale metallico (in acciaio) che mette a dura prova le caratteristiche di stabilità della slitta a levitazione. Al momento non è previsto in commercio un *case* di materiale a-magnetico; l'unica soluzione resta quella di costruire un alloggiamento a-magnetico per un attuatore a taglio con opportuno sensore di spostamento integrato o di utilizzare un *ring-bender* con un sensore di spostamento esterno all'attuatore, ad esempio vincolato alla *guida a deformazione*.

7.13. Attuatore di macchina: comportamento

Abbiamo visto che gli attuatori piezoelettrici sono dispositivi molto sensibili e in grado di fornire quegli spostamenti che caratterizzano le deformazioni che interessano l'ambiente dei nano materiali come mostrato in tabella IV.

È da tenere presente però che la delicatezza con cui le prove che la PMTTM deve fare deve essere estremamente elevata. In particolare le prove su materiali di qualche migliaio di *picometri* [10^{-12} metri] di spessore devono essere prove *quasi statiche*, con velocità di avanzamento nell'ordine di un $1 \mu\text{m}/\text{min}$. Ora, se non si comprende a fondo la condotta dell'attuatore piezo quando è operativo, si rischia di ottenere un movimento irregolare o peggio discontinuo della guida a deformazione [capitolo 7. Paragrafo 7].

Non linearità

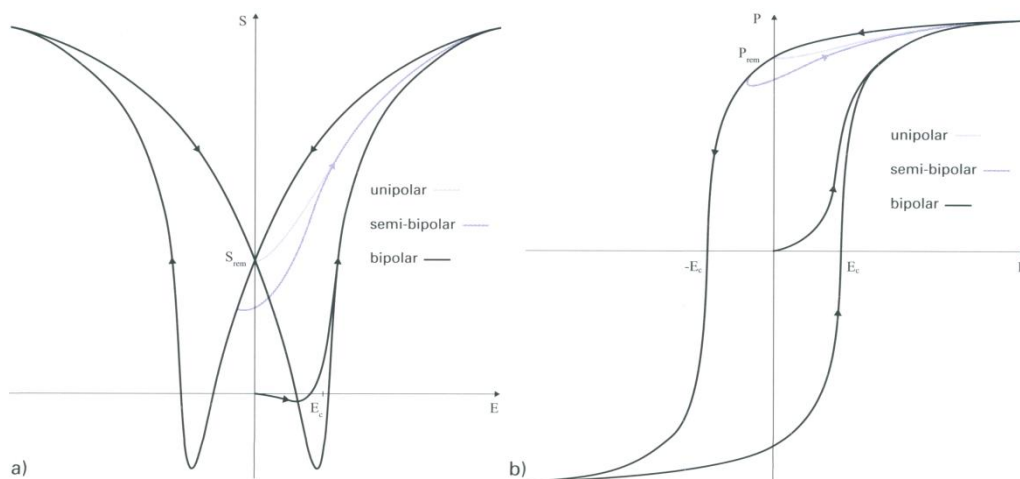


Fig. 7.13.1 Spostamenti di piezoceramici ferroelettrici con differenti valori di controllo; direzione di alimentazione concorde con la direzione di polarizzazione. Curve di segnale "alto" espresse in funzione della forza del campo E . a) comportamento elettromeccanico della deformazione longitudinale S ; b) comportamento dielettrico della polarizzazione P ⁽¹⁰⁾.

Le curve di spostamento degli attuatori piezo si contraddistinguono per una forte non-linearità e descrivono una geometria tipica del fenomeno dell'isteresi. Non è pertanto possibile interpolare un comportamento lineare partendo dallo spostamento nominale mediante l'applicazione di un voltaggio "medio" della tensione di comando. L'ampiezza delle curve di segnale elettromeccaniche e dielettriche di una piezo ceramico sono mostrate in figura 7.13.1; l'origine di ogni grafico è definita rispetto alle rispettive condizioni di depolarizzazione termica. La

forma di entrambe le curve bipolari è determinata dal processo di inversione della polarità nel materiale ferroelettrico quando si raggiunge la forza coercitiva E_c del con il campo di segno opposto. La curva dielettrica mostra grandi pendenze di polarizzazione quando si superano questi punti. Allo stesso tempo, la contrazione della ceramica, dopo l'inversione della polarità, si traduce nuovamente in un'espansione, dal momento che il campo e la polarizzazione hanno di nuovo la stessa direzione. Questa caratteristica, da alla curva elettromeccanica la tipica forma a farfalla. Senza il campo elettrico, si ha una polarizzazione rimanente P_{rem}/P_{-rem} e una deformazione permanente S_{rem} .

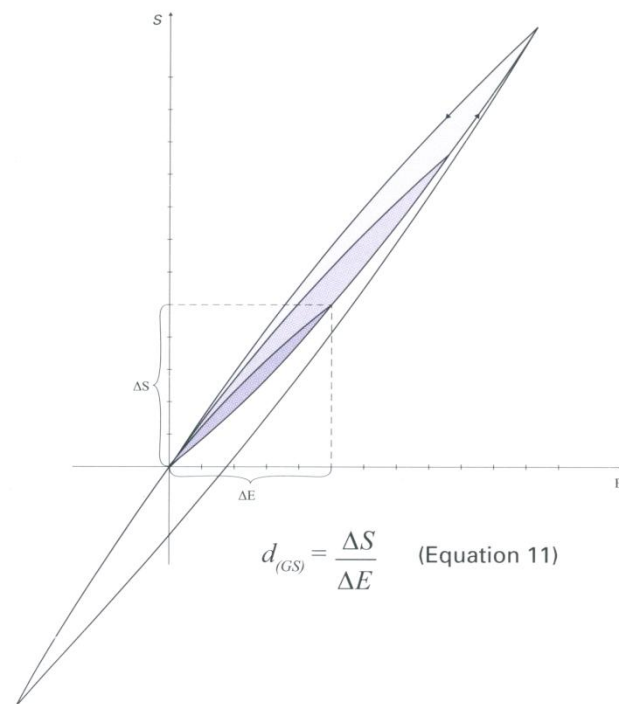


Fig.7.13.2 Curve elettromeccaniche unipolari e semi-bipolari di piezo ceramici ferroelettrici e definizione del coefficiente di deformazione $d_{(GS)}$ definito dalla pendenza tra i punti di commutazione di una curva di isteresi parziale⁽¹⁰⁾.

Gli attuatori piezoelettrici sono solitamente spinti uni-polarmente. Un'operazione *semi-bipolare* aumenta l'ampiezza della deformazione ma causa una forte non linearità e una forte isteresi benché questo risulti da l'incremento della porzione di dominio esterno del segnale di spostamento (fig.7.13.2).

In anello aperto, per operazioni controllate in tensione, le curve di spostamento per gli attuatori piezo mostrano una significativa isteresi (fig.7.13.4) che sorge all'aumentare del voltaggio o della forza del campo (cioè quando il piezo è sotto sforzo; vedi paragrafo 8). In particolare risulta accentuata per attuatori *shear* o con *controllo bipolare*. La ragione per cui questo accade risiede nell'aumento del campo esterno nel processo di inversione della polarità.

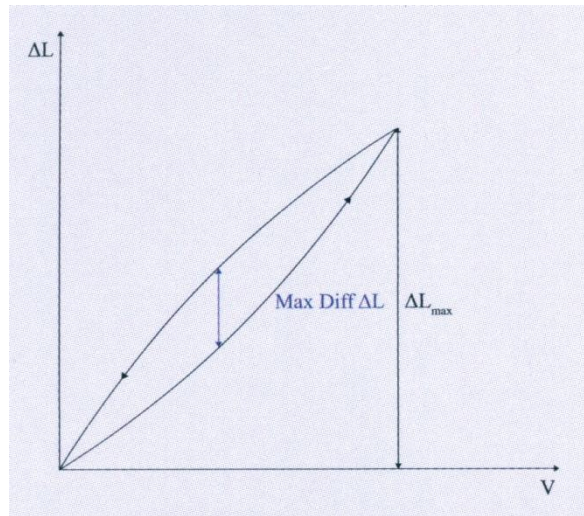


Fig. 7.13.3 Il valore dell'isteresi H_{disp} è definito come il rapporto tra la massima apertura della curva sullo spostamento massimo⁽¹⁰⁾.

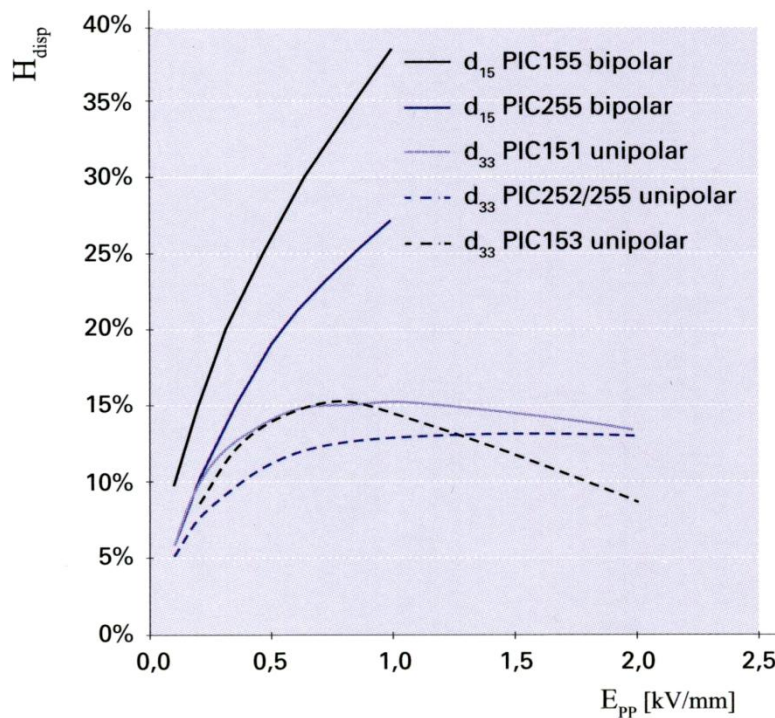


Fig. 7.13.4 Variazione dell'isteresi per attuatori di differente materiale gestiti in anello aperto, con controllo di tensione per differenti modalità di "guida" con controllo quasi-statico⁽¹⁰⁾.

Il *creep* mostra come vi sia un aumento dello spostamento nel tempo per una tensione assegnata costante. La velocità di creep diminuisce con andamento logaritmico nel tempo. Le stesse proprietà del materiale sono responsabili dell'isteresi e del creep e possono essere approssimate dalla seguente relazione:

$$(7.13.1) \quad \Delta L(t) \approx \Delta L_{t=0.1s} \left[1 + \gamma \lg \left(\frac{t}{0.1s} \right) \right]$$

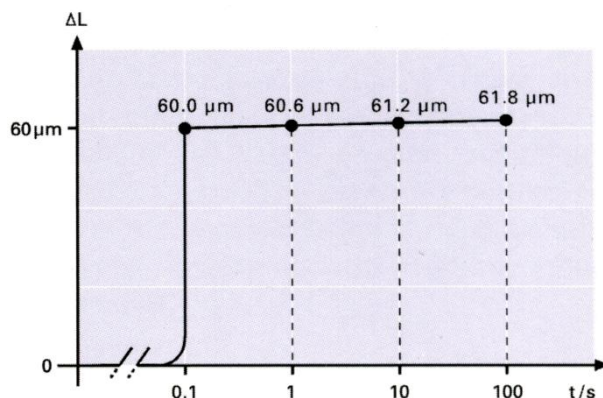


Fig. 7.13.5 Spostamento di un attuttore piezo quando viene comandato con una improvvisa variazione delle tensione (step function). Il creep causa all'incirca uno spostamento dell'1% del logaritmo in base 10 della variazione di tensione⁽¹⁰⁾.

L'isteresi e il creep degli attuatori piezo può essere eliminato molto efficacemente attraverso un controllo di posizione in anello chiuso. Per fare un sistema con controllo di posizione, si deve utilizzare un piezo attuttore con *strain gauge* incorporato.

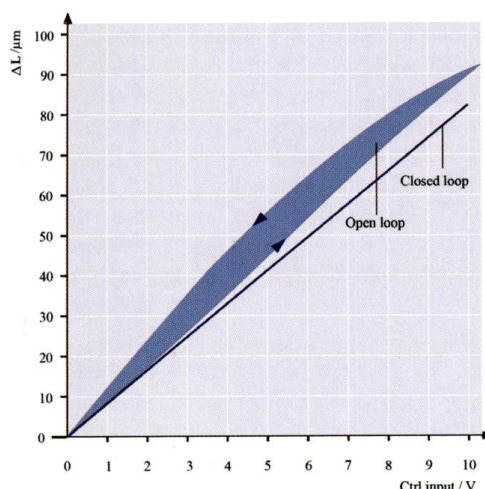


Fig. 7.13.6 Eliminazione dell'isteresi e del creep mediante il controllo di posizione⁽¹⁰⁾.

Prearico e Capacità di Carico

La resistenza alla trazione del materiale piezo ceramico di un attuttore è relativamente bassa, con valori che vanno da 5 fino a 10 MPa. È tuttavia raccomandato applicare un prearico meccanico quando si installa l'attuttore. Il prearico dovrebbe essere impostato quanto più basso possibile. 15 MPa è un valore

sufficiente per compensare le forze dinamiche (nel caso di utilizzo dell'attuatore per generare movimenti continui di tipo sinusoidale o alternati o per carichi variabili); nel caso invece di carichi costanti non si dovrebbero superare i 30 MPa.

Ci possono essere problemi se si usano attuatori di tipo *shear* senza nessuna protezione e la somma di carichi che generano tensioni di taglio e sforzi di flessione possono causare il cedimento della struttura impilata. Perciò è consigliabile usare questi attuatori protetti da un *case* che limiti le deformazioni laterali del piezo.

Rigidezza

La rigidezza dell'attuatore k_a è un parametro importante per il calcolo della forza generata, la frequenza di risonanza, e il comportamento del sistema. Gli attuatori piezoceramici stack (pila) sono caratterizzati da una elevata rigidezza che raggiunge alcune centinaia di *Newton* per *micrometro*. L'equazione per il calcolo della rigidezza ha una forma ben nota:

$$(7.13.2) \quad k_{A\ Stack} = \frac{E^* A}{l}$$

Gli attuatori *bending*, tuttavia, hanno una rigidezza di alcuni Newton per millimetro, nettamente inferiore rispetto a quelli impilati. Oltre che dalla geometria la rigidità dell'attuatore dipende dal modulo di elasticità E^* . A causa del processo di depolarizzazione, la curva sforzo-deformazione (fig.7.13.7) ha un andamento non lineare ed è soggetta ad isteresi come la curva elettromeccanica (fig.7.13.2). Inoltre, la forma della curva dipende dalle condizioni di controllo elettrico, frequenza di alimentazione e dal precarico; si ha così un range di valori che vanno da 25 a 60 GPa.

Per avere un attuatore molto rigido, un parametro fondamentale è la geometria.

Generazione di forze e spostamenti

In figura 7.13.8 è mostrato chiaramente come vari l'intensità della forza o l'ampiezza dello spostamento al variare della tensione.

Spostamento nominale

Lo spostamento nominale ΔL_0 è un parametro specifico che varia da attuatore ad attuatore. Questo valore si ricava con un utilizzo a vuoto dell'attuatore e senza precarico così che non venga prodotta nessuna forza durante il processo di movimentazione. Una volta applicata la tensione desiderata, si valuta lo spostamento.

Blocking Force

È la forza massima prodotta dall'attuatore; questa forza è raggiunta quando si blocca rigidamente lo spostamento dell'attuatore, ad esempio con un dispositivo a rigidità infinita.

Dal momento che una rigidità infinita non esiste, per misurare la *blocking force* si misura la lunghezza dell'attuatore prima della registrazione della forza. L'attuatore viene spostato, senza essere sottoposto a carichi, dello spostamento nominale e poi spinto indietro nella posizione iniziale mediante l'incremento di una forza esterna. La forza necessaria per questa operazione è la *blocking force*.

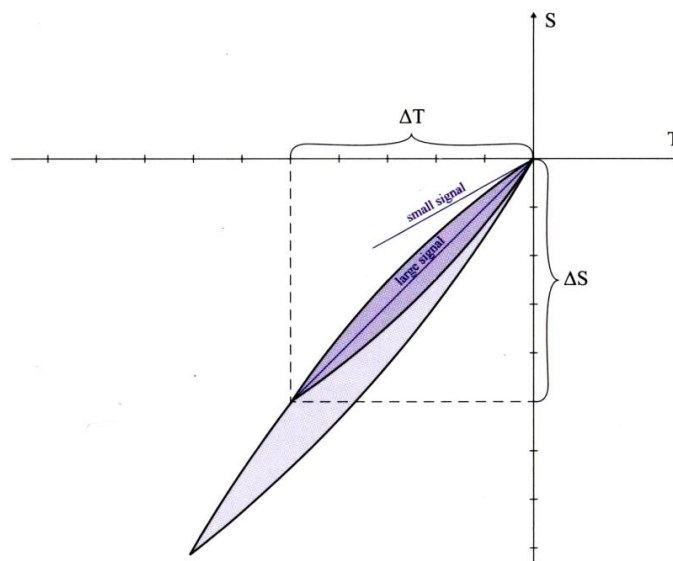


Fig. 7.13.7 Curva sforzo-deformazione di un attuatore stack piezoceramico quando comandato da un campo ad alta resistenza, al fine di prevenire depolarizzazioni meccaniche. L'aumento lineare $\Delta T/\Delta S$ definisce l'effettiva ampiezza del modulo di elasticità $E^*_{(GS)}$ per segnali alti. Per segnali bassi i valori del modulo di elasticità sono sempre maggiori rispetto ai segnali alti⁽¹⁰⁾.

Casi notevoli di applicazione dei carichi

La rigidità k_A può essere ricavata dal diagramma di fig. 7.13.8:

(7.13.3)

$$k_A = \frac{F_{max}}{\Delta L_0}$$

che corrisponde all'inversa della pendenza della curva.

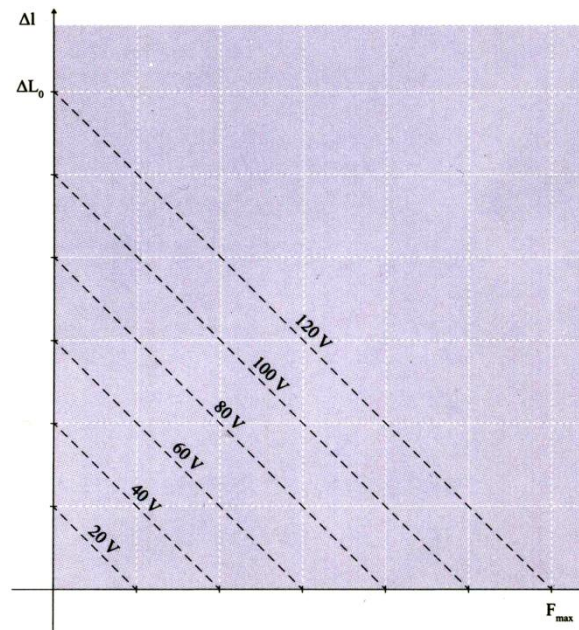


Fig. 7.13.8 Grafico di lavoro di un attuatore piezo stack con funzionamento unipolare a differenti livelli di tensione⁽¹⁰⁾.

Spostamenti senza precarico, carichi con bassa rigidità

Se gli attuatori piezo lavorano contro la forza di una molla, lo spostamento indotto decresce, a causa della contro-forza che la molla impone quando viene compressa. In molte applicazioni che coinvolgono i piezoattuatori, l'effettiva rigidità del carico k_L è considerevolmente inferiore rispetto alla rigidità del piezo. Lo spostamento ΔL che ne deriva, è perciò limitato allo spostamento nominale ΔL_0 :

(7.13.4)

$$\Delta L \approx \Delta L_0 \left(\frac{k_A}{k_A + k_L} \right)$$

La curva forza/spostamento di sinistra di fig. 7.13.9, è detta curva di lavoro del sistema *molla/attuatore*. La pendenza della curva di lavoro $F_{eff}/\Delta L$ corrisponde al coefficiente di rigidità k_L .

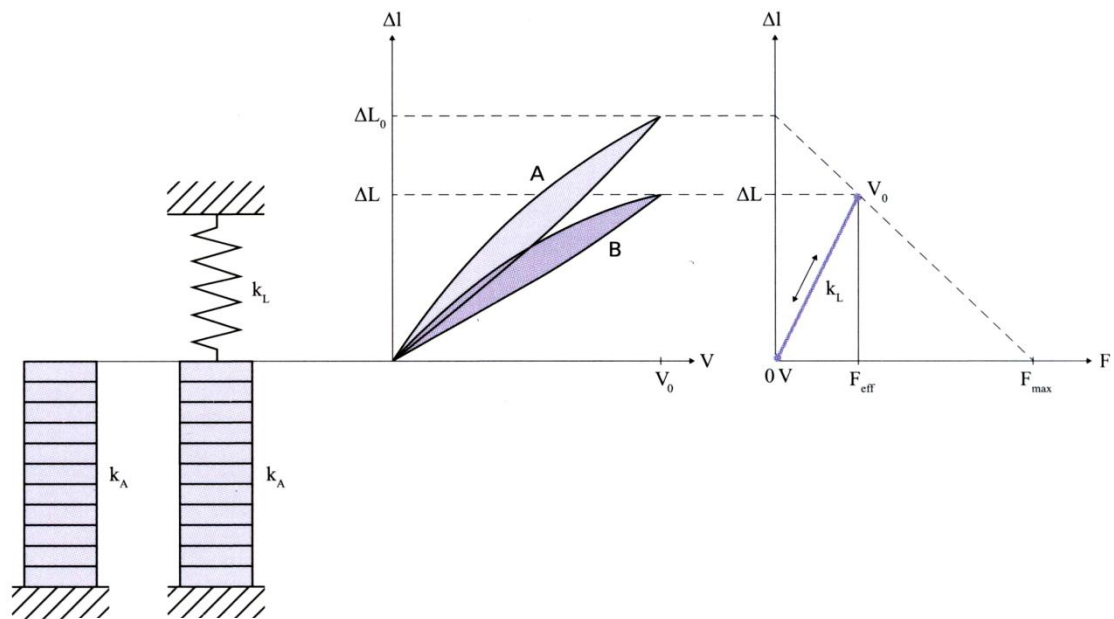


Fig. 7.13.9 Caso di carico con molla di precarico a bassa rigidità. Grafici: spostamenti/tensione; grafico di lavoro con curva di lavoro⁽¹⁰⁾.

Generazione di forza senza precarico, carico con alta rigidità

Quando si devono generare grandi forze, il coefficiente di rigidità k_L deve essere maggiore rispetto a quello dell'attuatore k_A (fig. 7.13.10):

$$(7.13.5) \quad F_{eff} = F_{max} \left(\frac{k_L}{k_A + k_L} \right)$$

In questi casi è necessaria un buon controllo nella generazione della forza, in quanto nell'attuatore si generano considerevoli sforzi meccanici.

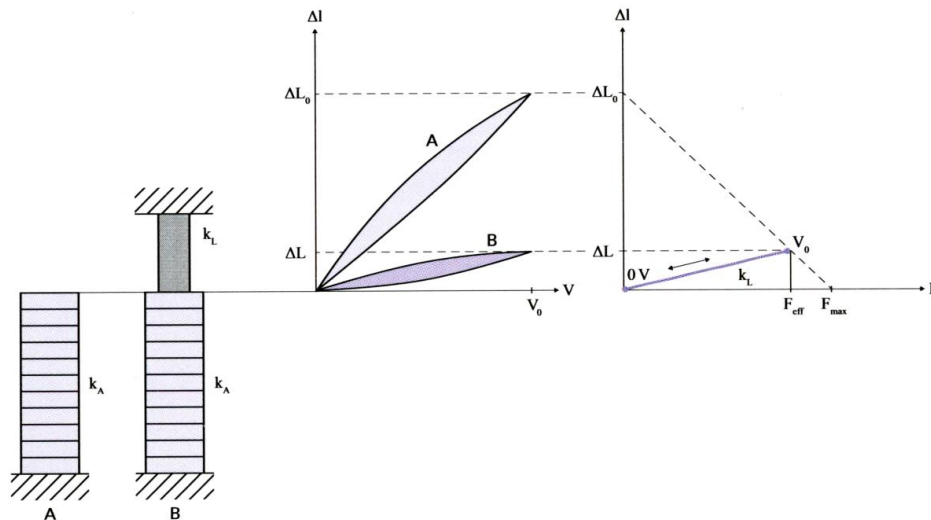


Fig. 7.13.10 Attuatore senza prearico che insiste su un carico ad elevata rigidità. Grafici: spostamenti/tensione; grafico di lavoro con curva di lavoro⁽¹⁰⁾.

Carico costante ed elevato

Se si applica una massa all'attuatore, la forza perso F_v mette in compressione l'attuatore.

La posizione zero dell'origine del segnale di comando si muove lungo la curva di rigidezza dell'attuatore. Non insorgono altre forze durante la variazione del segnale di comando così la curva di lavoro segue approssimativamente il corso della curva senza prearico.

Un esempio di questa situazione si ha per l'applicazione di uno smorzamento per oscillazioni di una macchina con massa considerevole.

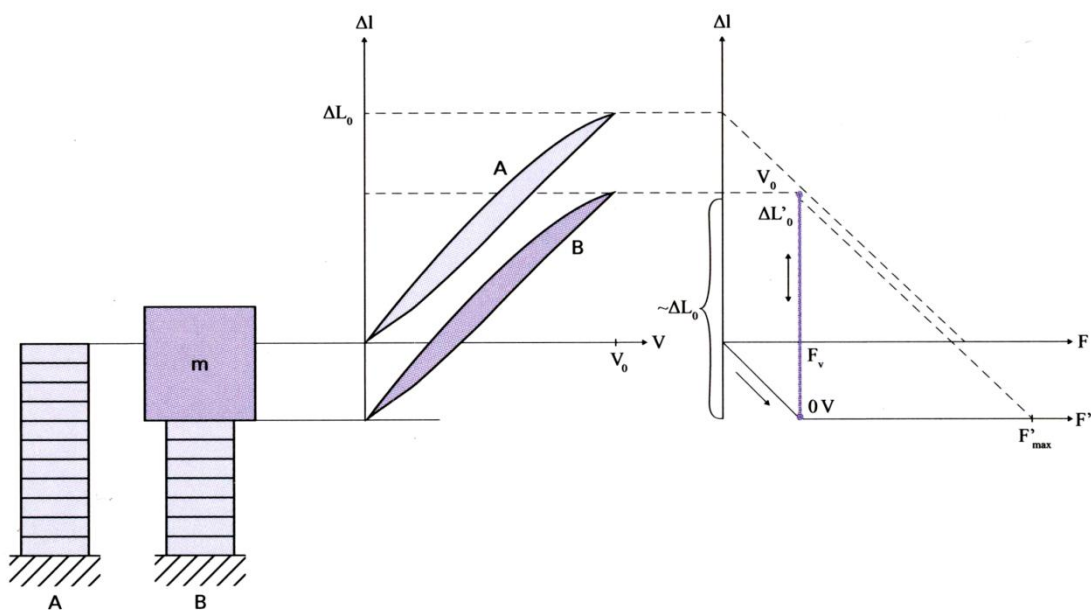


Fig. 7.13.11 Caso con massa elevata. Grafici: spostamenti/tensione; grafico di lavoro con curva di lavoro⁽¹⁰⁾.

Molla di precarico

Se il precarico viene applicato mediante una molla relativamente debole direttamente nel caso di contenimento dell'attuatore, si ha lo stesso caso della massa applicata; si ha perciò uno spostamento dell'origine come mostrato in fig. 7.13.12. Con una tensione di controllo applicata, tuttavia, l'attuatore genera un piccolo aumento di forza e lo spostamento decresce molto rispetto al caso senza carico dato dalla molla (Eq. 7.13.4). La rigidezza della molla di precarico dovrebbe essere quindi inferiore di almeno un ordine di grandezza rispetto a quella dell'attuatore.

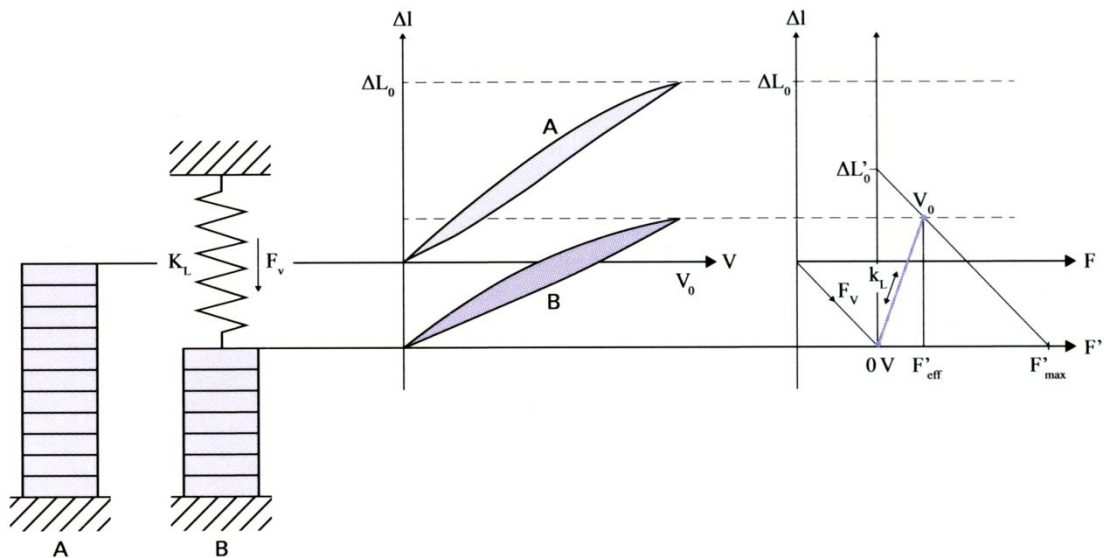


Fig. 7.13.12 Caso con molla di precarico. Grafici: spostamenti/tensione; grafico di lavoro con curva di lavoro⁽¹⁰⁾.

Dimensionamento dell'attuatore e considerazioni energetiche

Per gli attuatori *stack* (pila), la lunghezza è la variabile da determinare in funzione dello spostamento ΔL_0 . Nel caso di forze dell'ordine di 2kV/mm, si possono raggiungere spostamenti che vanno dallo 0.10 allo 0.15% della lunghezza dell'attuatore. La sezione trasversale dell'attuatore determina la *blocking force* F_{max} , approssimativamente l'ordine di grandezza è di 30 N/mm².

Il volume dell'attuatore è il parametro da determinare per raggiungere l'energia meccanica necessaria

$$(7.13.6) \quad E_{mecc} = \Delta L_0 F_{max} / 2.$$

L'ammontare dell'energia meccanica E_{mecc} ottenuta dalla conversione dell'energia elettrica, corrisponde all'area del grafico di fig.7.13.13. Tuttavia solo una frazione dell'energia E_{out} della totale può essere convertita in energia meccanica e trasferita al carico. Il sistema meccanico è energeticamente ottimizzato quando si riesce a raggiungere l'area massima; questo si verifica quando il coefficiente di rigidità dell'attuatore e del carico sono uguali. La linea blu delimita l'area nel grafico di lavoro che corrisponde alla condizione di miglio conversione energetica. Un piezo attuatore può raggiungere dai 2 ai 5 mJ/cm³ di lavoro meccanico, mentre un attuatore flessionale (*bending*) raggiunge valori 10 volte inferiori.

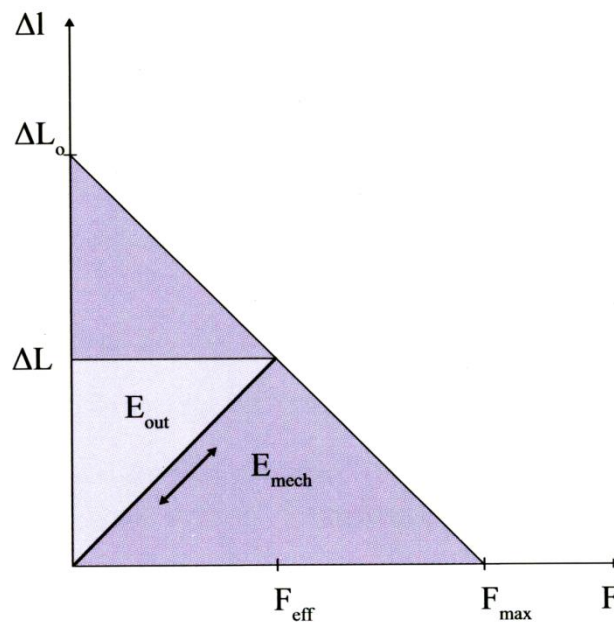
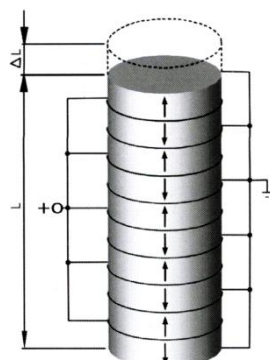


Fig. 7.13.13 Energia meccanica totale nel grafico di lavoro di un attuatore piezo con carico dato da una molla: E_{mecc} energia meccanica convertita, E_{out} energia meccanica in uscita⁽¹⁰⁾.

7.14. Sistema di gestione dell'attuatore piezo



Tensione di lavoro

La tensione di lavoro degli attuatori piezo varia in funzione dello spessore degli strati di materiale piezoelettrico. Per gli attuatori descritti nei paragrafi precedenti, si va dai 60V per gli attuatori *bender* ai 1000V per gli attuatori *stack*.

Comportamento elettrico

Per frequenze di alimentazione ben al di sotto della frequenza di risonanza dell'attuatore, il piezo si comporta come un condensatore. Lo spostamento dell'attuatore è proporzionale, in prima approssimazione, alle cariche elettriche immagazzinate.

La capacità dell'attuatore dipende dall'area e dallo spessore della ceramica piuttosto che dalle caratteristiche del materiale. Nel caso di attuatori costruiti con più strati di materiale ceramico collegati elettricamente in parallelo, la capacità dipende inoltre dal numero di strati.

Negli attuatori c'è una perdita di corrente nell'ordine dei μA a causa della elevata resistenza interna.

Valori di capacità elettrica

I valori di capacità degli attuatori dichiarati nei data sheet sono valori riferiti alla condizione a vuoto (senza carico) e con segnali di alimentazione bassi, del tipo 1V,

1,000 Hz, 20°C. Ovviamente la capacità dei piezo cambia con il variare della tensione di alimentazione, la temperatura e il carico meccanico, fino al 200% della condizione a vuoto, bassa temperatura e bassa frequenza. Per calcoli di capacità in un ampio spettro di condizioni, è spesso sufficiente aggiungere un fattore di sicurezza del 70% alla capacità per "bassa alimentazione".

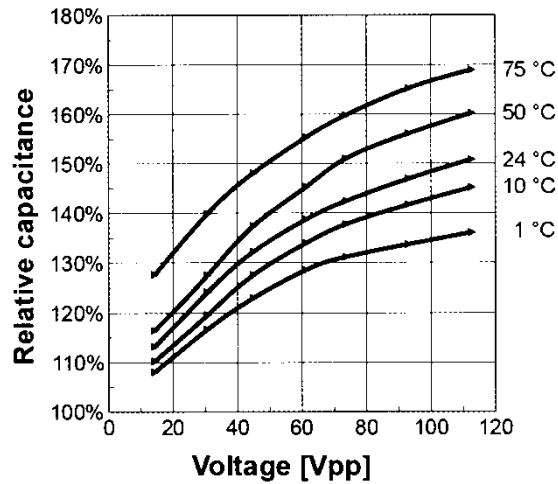


Fig. 7.14.1 Variazione relativa di capacità di un attuatore piezo stack sottoposto a un segnale sinusoidale unipolare a 1kHz. La capacità elettrica aumenta con il voltaggio di lavoro e la temperatura

La capacità C per segnali bassi di un attuatore stack può essere stimata come per un condensatore mediante la seguente relazione:

$$(7.14.1) \quad C = n \varepsilon_{33}^T \frac{A}{h_L}$$

Con un attuatore a lunghezza fissa l , tenuto in conto che $n \approx l/h_L$:

$$(7.14.2) \quad C = l \varepsilon_{33}^T \frac{A}{h_L^2}$$

La potenza elettrica P assorbita è approssimativamente:

(7.14.3)

$$P \sim CV^2$$

dato che il voltaggio cambia proporzionalmente con lo spessore dei layer.

Operazione di posizionamento, statico e per velocità basse

Quando viene caricato elettricamente, l'energia accumulata in un attuatore piezoelettrico vale circa $E = \frac{1}{2}CV^2$. Ogni variazione di carica (pertanto di spostamento) è collegata con un trasporto di carica che richiede la seguente corrente:

(7.14.4)

$$I = \frac{dQ}{dt} = C \frac{dV}{dt}$$

Variazioni piccole degli spostamenti richiedono basse correnti. Per mantenere una posizione è necessario solo compensare le dispersioni di corrente, anche nel caso di carichi esterni pesanti. In questo caso la potenza consumata è esigua.

Se improvvisamente viene a mancare la corrente elettrica, le cariche accumulate nell'attuatore mantengono la posizione del piezo senza l'insorgere di bruschi movimenti. Man mano che l'attuatore si scarica vi sarà un ritorno alla posizione iniziale, comportamento che avviene comunque sempre molto lentamente.

Funzionamento con controllo di posizione

Funzionamento in anello chiuso, la frequenza massima è limitata dalla fase e dall'ampiezza della risposta del sistema. Nel caso della prova a trazione non si hanno movimenti ciclici o di tipo dinamico, ma quasi statici; è importante però avere informazioni nel campo dinamico dei piezo per eventuali usi della PMTTM in campo vibrazionale.

Regola del pollice: per la frequenza di risonanza più alta del sistema meccanico bisogna impostare l'ampiezza massima di controllo. Il sensore di ampiezza di banda e la prestazione del controllore (digitale o analogico, filtro e tipo di controllore, larghezza di banda) possono limitare l'ampiezza di banda di del sistema di posizionamento.

Generazione di calore in un elemento piezoelettrico in funzionamento dinamico

Dal momento che gli attuatori piezo lavorano come condensatori, le loro correnti di carica e scarica aumentano con la frequenza di lavoro. La potenza termica attiva P generata nell'attuatore può essere stimata come segue:

$$(7.14.5) \quad P \approx \frac{\pi}{4} \tan \delta \cdot f \cdot C \cdot V_{pp}^2$$

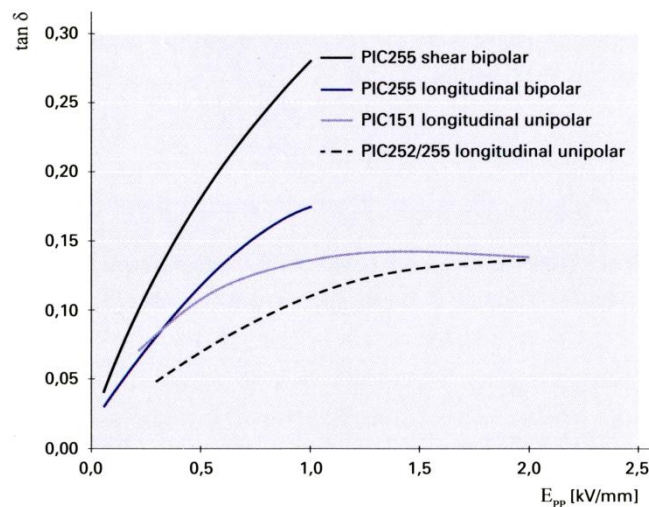


Fig. 7.14.2 Fattore di perdita $\tan \delta$ per differenti materiali a temperatura ambiente con un controllo quasi-statico. La conversione della tensione in intensità del campo per specifici attuatori è funzione dello spessore dei layer. L'attuale fattore di perdita dei componenti dipende da ulteriori fattori come il precarico meccanico, la temperatura, la frequenza di controllo e la quantità di materiale passivo⁽¹⁰⁾.

Per condizioni di segnale basse, il fattore di perdita è dell'ordine dello 0.01-0.02. questo significa che oltre il 2% della potenza elettrica che passa per l'attuatore è convertita in calore. Nel caso di condizioni di alimentazione elevate, questo aspetto può aumentare considerevolmente (fig.7.14.2). Quindi la frequenza massima dipende anche dalla temperatura massima in cui l'attuatore deve lavorare. Ad alte frequenze e ad alti voltaggi di lavoro, può essere necessario prevedere uno stadio di raffreddamento. È da valutare perciò l'opzione di un sensore di temperatura di macchina.

Funzionamento dinamico continuo

Per operare dinamicamente, un attuatore piezoelettrico deve essere comandato da un amplificatore con certi requisiti minimi. Per valutare questi requisiti, bisogna considerare la relazione tra la corrente in uscita dall'amplificatore e la tensione di funzionamento del piezo.

Funzionamento con segnale di comando sinusoidale

La corrente I_a media o effettiva presente nei dati di targa dell'amplificatore è un parametro cruciale per un funzionamento del piezo sotto condizione sinusoidale. Il valore della corrente medio deve essere garantito senza limite di tempo.

$$(7.14.6) \quad I_a = f \cdot C \cdot V_{pp}$$

L'equazione 7.14.6 può essere utilizzata per pulsazioni sinusoidali che sono assegnate solo per brevi periodi. L'equazione fornisce la corrente di picco per mezza onda. L'amplificatore deve essere in grado di fornire questo picco di corrente almeno per mezzo periodo. Per ripetere pulsazioni singole, il tempo medio della durata della corrente di picco non deve superare la corrente media.

$$(7.14.7) \quad I_{max} \approx f \cdot \pi \cdot C \cdot V_{pp}$$

Forma del segnale di comando e ampiezza di banda

Per stimare la potenza dell'amplificatore inoltre, assegnare un segnale "basso" e con ampiezza ridotta è importante per tutti i tipi di segnali che non seguono un andamento sinusoidale o triangolare.

Le armoniche più basse del segnale di controllo vengono trasferite in aggiunta e la forma risultante assume la forma dell'onda dominante, ad esempio sinusoidale. La larghezza di banda dovrebbe quindi essere almeno *dieci* volte superiore alla frequenza base di modo da prevenire che l'errore sistematico del segnale venga dall'armonica non trasferita (cioè quella parte di segnale che si vuole filtrare).

In pratica, il limite della porzione di frequenza utilizzabile con la quale il sistema piezo meccanico può rispondere è la frequenza meccanica di risonanza. Per questa ragione, il segnale di controllo elettrico non ha bisogno di includere la porzione ad alta frequenza.

Adesso vedremo alcune caratteristiche degli amplificatori per attuatori piezo, cosicché sarà più chiaro come sia necessario il funzionamento in loop; questo porta con sé il vantaggio del sensore di posizione, il quale, fornisce il dato dello spostamento della guida a deformazione e il controllo diretto del movimento della guida mediante appositi amplificatori.

Il controllo elettronico gioca un ruolo chiave nelle performance dell'attuatore piezo e nel nano posizionamento. Rumori ultra bassi e l'alta stabilità lineare degli amplificatori sono essenziali per un posizionamento preciso dato che il piezo risponde alle più piccole variazioni di tensione. I rumori o la deriva del segnale devono essere assolutamente eliminati, ne vale la corretta esecuzione della prova che la PMTTM è chiamata a svolgere.

Per condizioni di dinamica spinta (alte velocità di posizionamento) l'amplificatore deve essere in grado di fornire una corrente sufficiente per caricare il "condensatore" (il piezo).

Potenza richiesta per il funzionamento del piezo

Il limite operativo di un amplificatore che agisce su un determinato attuatore dipende dalla potenza dell'ampli, dal tipo di ampli e dalla capacità del piezo. In applicazioni di dinamica spinta, gli attuatori richiedono grandi performance di correnti di carica e di scarica. La corrente di picco ha un'importanza fondamentale, specialmente per operazioni di movimentazione in regime sinusoidale. È importante che l'amplificatore in condizioni di stress (alta frequenza e carichi capacitivi) non perda potenza, altrimenti il segnale in uscita diviene distorto.

Amplificatore di frequenza e curva di risposta

I limiti operativi per ogni modello di amplificatore sono misurati con differenti carichi piezo in funzione della frequenza e del voltaggio e, successivamente graficati come curve di risposta. Le misurazioni vengono fatte dopo 15 minuti di funzionamento continuo (sia dell'amplificatore che del piezo) a temperatura ambiente.

L'amplificatore di potenza lavora linearmente entro i suoi limiti operativi senza distorsioni del segnale. Bisogna porre attenzione al mantenere le temperature nei limiti di lavoro, altrimenti si hanno distorsioni del comando del piezo. Le curve di figura 7.14.3 mostrano le curve di risposta per condizioni operative in anello aperto. Quando si utilizza l'anello chiuso vi possono essere ulteriori limiti per funzioni di movimentazione dinamiche.

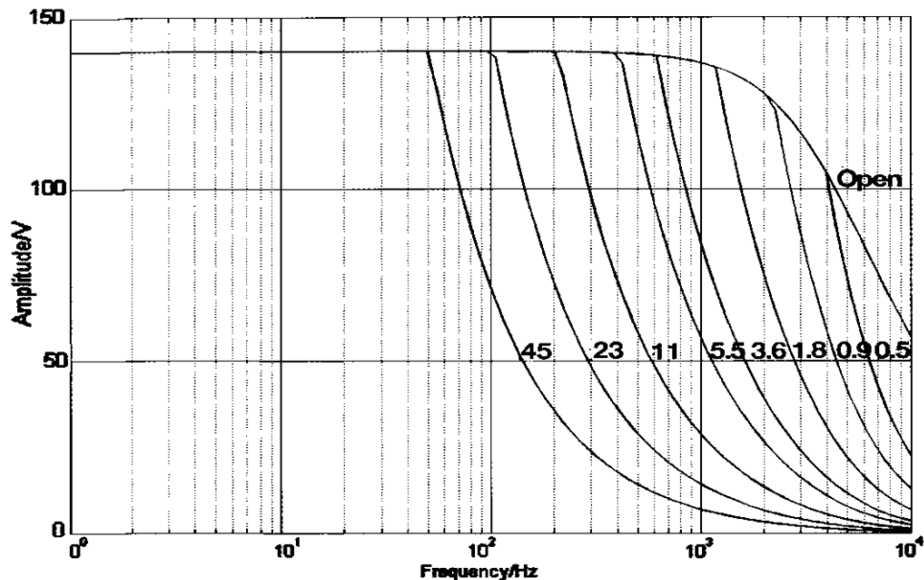


Fig. 7.14.3 Curva di risposta in frequenza dell'amplificatore, determinata con differenti carichi piezo; i valori della capacità sono in μF . Segnale di lavoro sinusoidale e periodo di funzionamento $>15\text{min}$ a 20°C .

Impostazione della tensione di lavoro

Se si raggiunge il limite dell'amplificatore, il valore della tensione di lavoro deve essere diminuito della stessa misura di cui è calata la tensione stessa nel caso in cui la frequenza continui ad aumentare. Questo è importante in quanto la richiesta di corrente continua ad aumentare proporzionalmente alla frequenza. Ciò causa un segnale distorto. Bisogna dunque tener conto di quanto assorbe in termini di potenza la deformazione della *guida a deformazione* per una scelta ottimale dell'amplificatore in relazione al piezo di macchina installato.

Amplificatori linearizzati per attuatori piezo senza il fenomeno dell'isteresi

Controllo di carica e spostamento

Siamo nel campo dei nano posizionamenti e, tipicamente, le tipologie di movimentazione sono due: *passo regolare* con controllo di posizione preciso e

ripetibile o *movimentazione con comando a rampa*. Nel caso di prova a trazione e a fatica, è interessante il comando a rampa.

Con un servo-loop e un sensore di posizione è possibile attuare il comando a rampa; ma questo comporta dei problemi.

Il servo-loop determinerà delle limitazioni per l'intero sistema, soprattutto nei confronti del numero di cicli, se si attua una prova ciclica; per sopperire a tale problema si può usare un metodo di amplificazione a *controllo di carica*.

Il controllo di carica si basa sul principio che lo spostamento del piezoattuatore è più lineare quando si applica una carica elettrica anziché di una tensione. L'isteresi, con la carica elettrica, è solo il 2% contro il 10-15% con un controllo in tensione e in anello aperto (fig.7.14.4). Il controllo di carica può essere utilizzato anche per raggiungere una buona precisione senza servo-loop. Il vantaggio del controllo di carica è che migliora molto le performance delle operazioni a bassa frequenza.

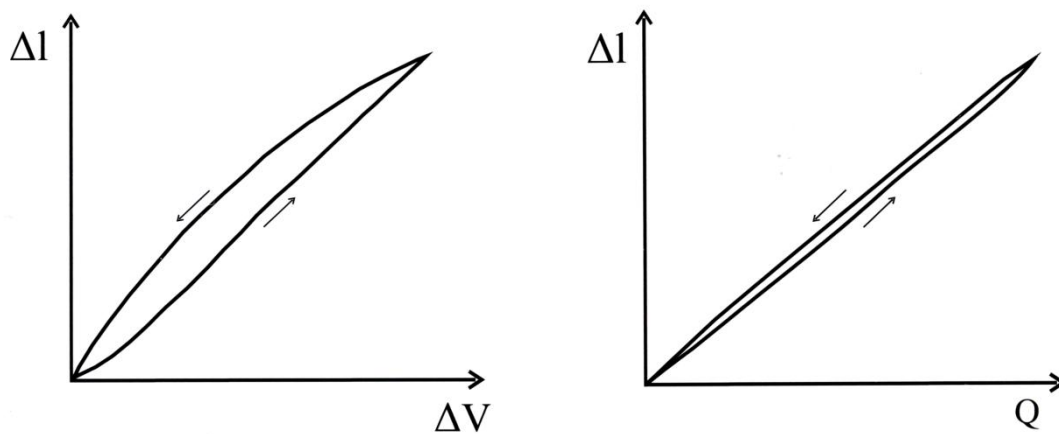
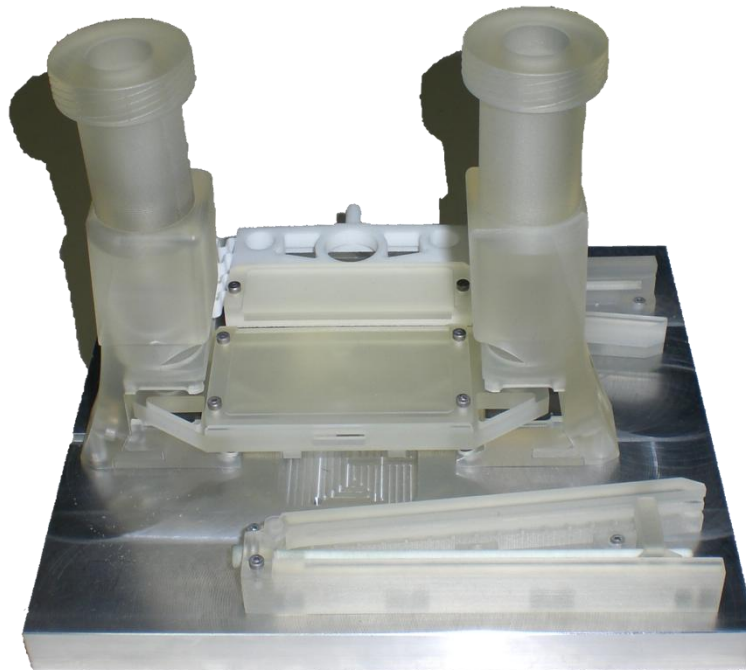


Fig. 7.14.4 Tipica espansione di un attuatore piezo in funzione della tensione applicata (sinistra), funzionamento in "carica" (destra). Forte riduzione dell'isteresi con tecnica a carica.

8. Overview PMTTTS (piezo magnetic tensile test system)



In questo ultimo capitolo si vogliono raggruppare le caratteristiche principali di questo progetto, evidenziando come le idee che stanno alla base del funzionamento della PMTTM possano essere estese e migliorate nelle caratteristiche costruttive, mantenendo inalterati i tre principi su cui si fonda il sistema: *magnetismo, movimentazione piezo-elettrica, elementi continui deformabili*.

Il primo prototipo che verrà descritto nel suo insieme al paragrafo 1 di questo capitolo, ha messo in luce alcuni dei problemi che sono stati evidenziati già in fase di progettazione ed altri che caratterizzano la finitura superficiale dei componenti, il materiale e gli accoppiamenti meccanici.

Prototipo costruito con 3D printer Projet® 3500 HD.

Errori di forma

La pura levitazione mostrata in fig.8.1, ad esempio, è molto agevole da attuare con la vite sollevatrice di fig.7.9.2 quando si debba sollevare un piccolo magnete, come nel caso di uno dei magnetini di 8mm di diametro che equipaggiano la slitta. La cosa però si complica notevolmente quando è l'intera slitta a dover essere sollevata; vi sono più fattori che incidono nella riuscita.

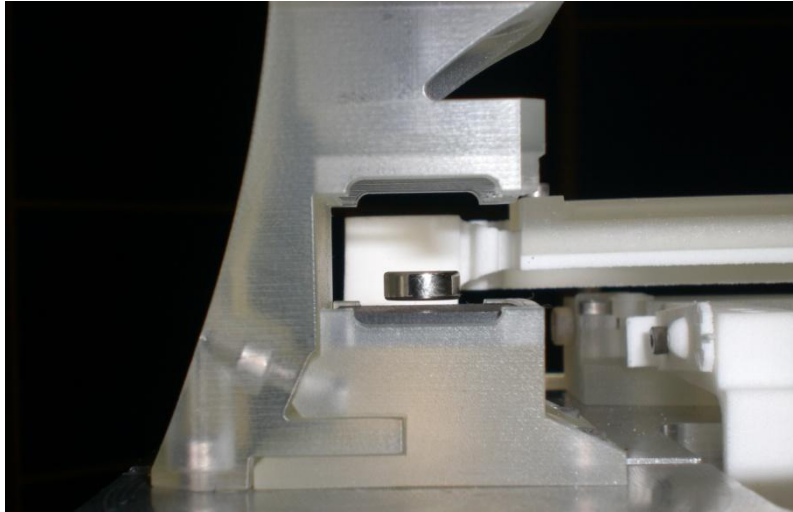


Fig. 8.1 Levitazione stabilizzata con una piastra di grafite Pirolitica e un magnete di dimensione $\phi 8\text{ mm}$, spessore 3 mm al Neodimio.

Come spiegato al capitolo 7.9 deve essere garantita una perfetta equilibratura della slitta, il che significa che la sua costruzione deve essere estremamente precisa sia nelle dimensioni che nella forma; la forma infatti costituisce un'altro dei fattori che determinano il funzionamento o meno della levitazione. Nel caso del prototipo si nota una leggera incurvatura della slitta, come mostrato nelle immagini di fig. 8.2, 8.3 . Tale errore di forma pregiudica il corretto parallelismo che è necessario garantire tra il magnete sollevatore e il magnete dell'equipaggio flottante.

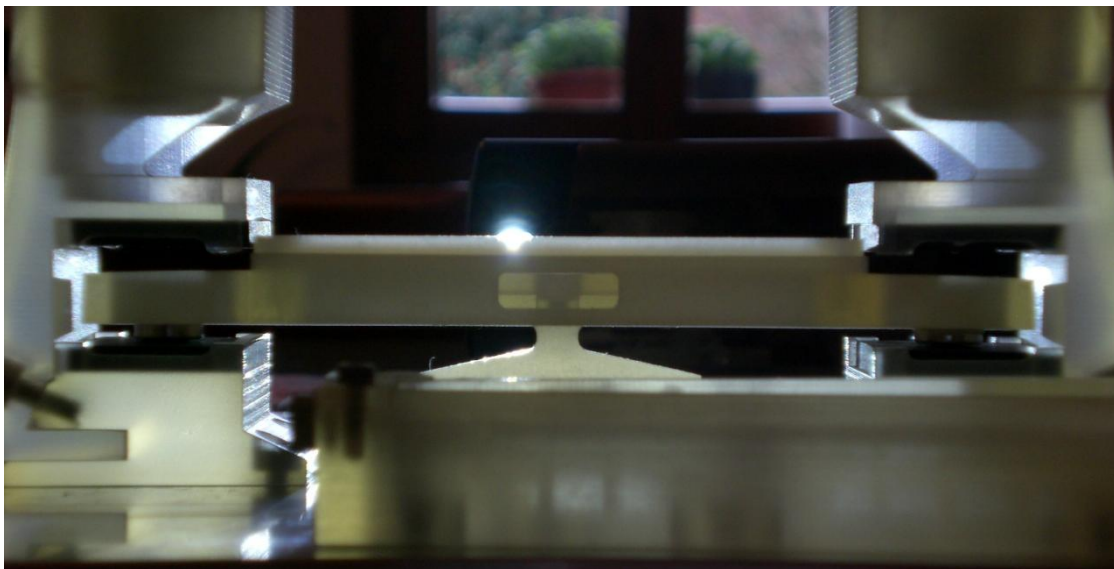


Fig. 8.2 Levitazione stabilizzata della slitta a sospensione della macchina PMTTM. Si può notare la lieve incurvatura della slitta.

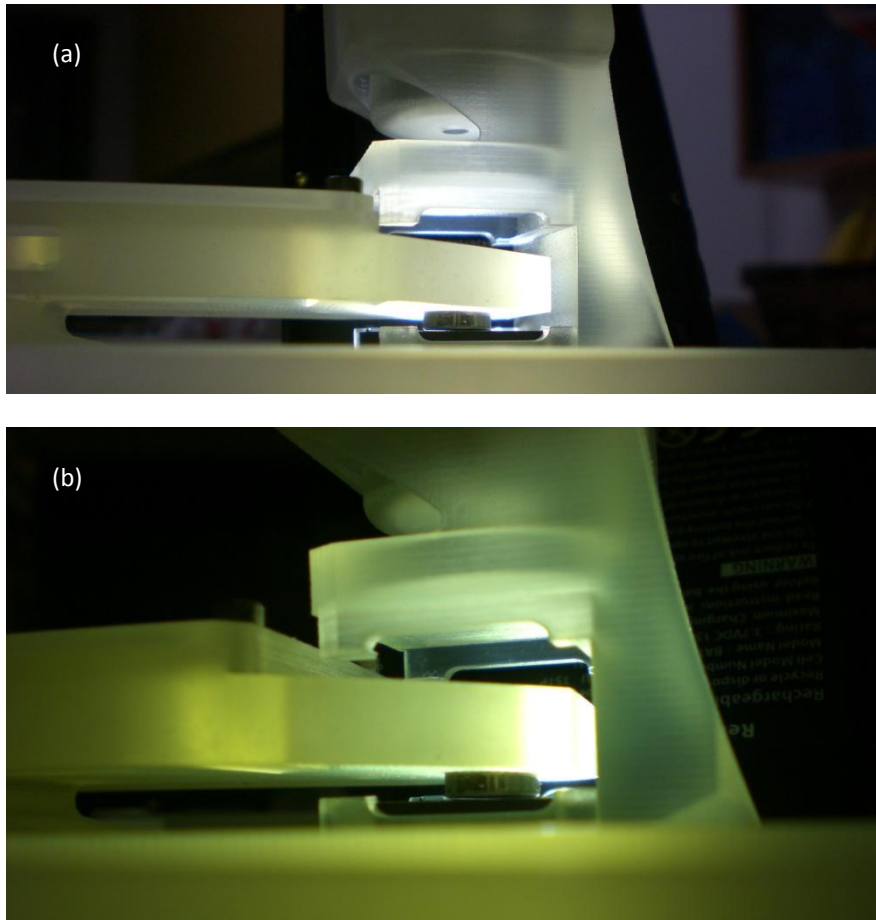


Fig. 8.3 Levitazione stabilizzata della slitta a sospensione della macchina PMTTM. A causa degli errori di forma i magneti in sospensione toccano parzialmente la grafite.

Solo pochi decimi di millimetro separano il flottante dalla grafite Piroolitica senza però riuscire a staccarsi completamente dalla base. Come si può notare in fig.8.3 il magnete flottante tocca in un punto.

Oltre all'andamento inarcuato della slitta, concorre ad incrementare l'errore di forma anche l'irregolarità geometrica dei magneti. Questi dischi magnetici sono prodotti commerciali, il che li rende inadatti a questo scopo. Solo dischi perfettamente piani garantiscono un corretto allineamento. Ovviamente lo stesso discorso vale anche per i dischi più grandi alloggiati entro la vite.

In una delle prove di levitazione, è stato possibile sollevare con una discreta facilità un magnete del peso di circa 13gr. Come si vede in fig.8.4. L'altezza raggiunta dal magnete flottante è stata notevole nei confronti della grafite e con un ottimo parallelismo delle superfici. C'è da notare che questo magnete ha una massa all'incirca della metà di quella della slitta, il che significa che se i componenti rispettano le caratteristiche geometriche è possibile avere lo stesso risultato con l'equipaggio porta-provino.



Fig. 8.4 Levitazione stabilizzata di un magnete di dimensioni $\phi = 15mm$, spessore $8mm$ al Neodimio. In questo caso la levitazione è completa con una ottima stabilità.

Molto significativo è il risultato che la vite magnetica permette di conseguire nella regolazione. Tenuto presente che il passo è pari a $0.5mm$, con una rotazione di 5° ad esempio si ha:

$$(8.0.1) \quad \Delta h_{m-s} = \frac{0.5}{360} \cdot 5 \cong 0.007 \text{ mm}$$

dove Δh_{m-s} è la variazione di altezza del magnete sollevatore.

Le generose dimensioni della vite e dell'impugnatura portano senza grosse difficoltà ad avere un controllo di precisione superiore al centesimo di millimetro sull'altezza del magnete di sollevamento.

Finitura superficiale

La finitura superficiale dei vari componenti è un'altro dei punti chiave.

Questo prototipo è stato realizzato con una *3D Printer* ad alta risoluzione; una macchina cioè per prototipazione rapida. La resina di cui sono costituite le parti non garantisce una rugosità sufficientemente bassa per le parti in movimento, come il posizionatore micrometrico dei probe, i porta probe e le viti per il sollevamento magnetico.

Dopo una leggera levigatura delle superfici è possibile comunque apprezzare il corretto funzionamento dei dispositivi, che seguono le caratteristiche di movimento come da progetto; in fig.8.5-8.6 si può notare come la lunga corsa del *cursore* dell'azionamento per il probe, generi uno spostamento di un *paio di millimetri* della punta del probe. Il problema però risiede nell'irregolarità di questo movimento. Infatti, ritorna protagonista il fenomeno dello *stick-slip* in tutti i componenti che presentano superfici a strisciamento. Una lieve attenuazione del fenomeno è stata possibile lubrificando le superfici interessate con del *grasso siliconico per vuoto spinto*, un tipo di grasso che non presenta solventi o agenti che possono intaccare o corrodere la resina del prototipo. È pur tuttavia indispensabile che le superfici siano a bassa rugosità, altrimenti si perdono i benefici della regolazione micrometrica, sia nel posizionamento dei probe, sia nel posizionamento del magnete sollevatore.

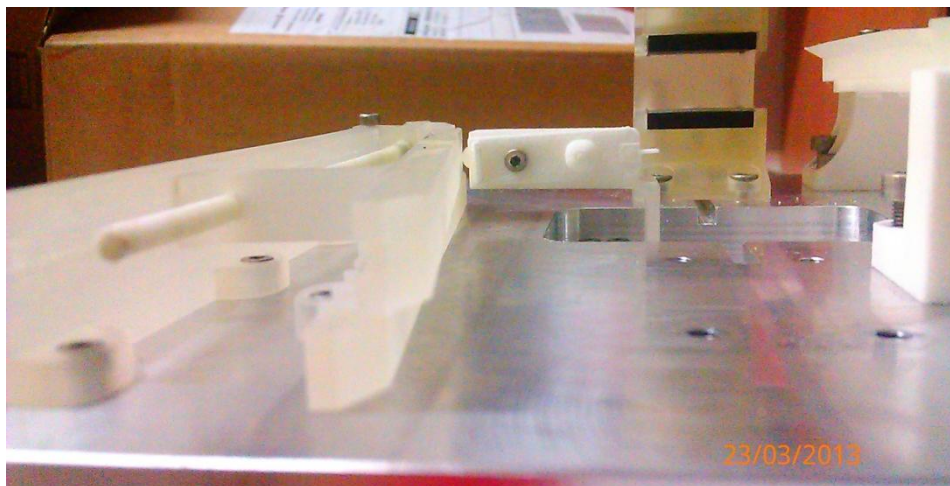


Fig. 8.5 Dettaglio del posizionatore micrometrico per i probe in posizione di semi-apertura.

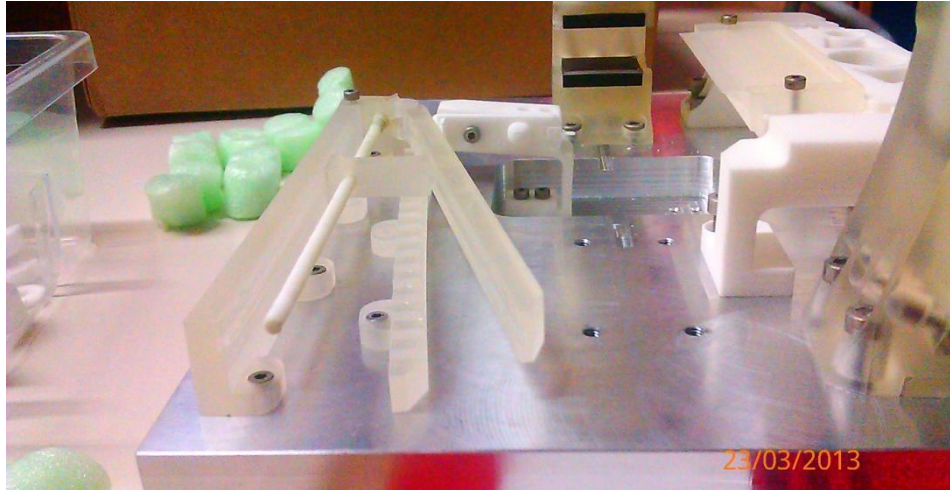


Fig. 8.6 Dettaglio del posizionatore micrometrico per i probe in posizione aperta.

Equilibrio e stabilizzazione

Per mantenere in equilibrio il delicato sistema adottato per l'annullamento degli attriti, bisogna garantire un piano di appoggio che sia privo di parti metalliche magnetiche, con una buona planarità e ottimo parallelismo con il pavimento.

Ma questo non è sufficiente per poter operare con la macchina. L'equipaggio flottante viene ad essere disturbato anche da correnti d'aria e un leggero sobbalzo può "spingere" la slitta verso l'alto che in una frazione di secondo andrà a sbattere sulle colonne entro cui è alloggiata.

Con questa configurazione si deve operare con la macchina (o parte di essa) entro una teca che prevenga i disturbi d'aria; inoltre l'ambiente è bene che sia ad una temperatura costante e quanto più insonorizzato possibile viste le piccolissime forze che si possono misurare con i sensori MEMS.

Per un uso più veloce e pratico è stata prevista una variante del sistema di sospensione: *sospensione magneto-meccanica*.

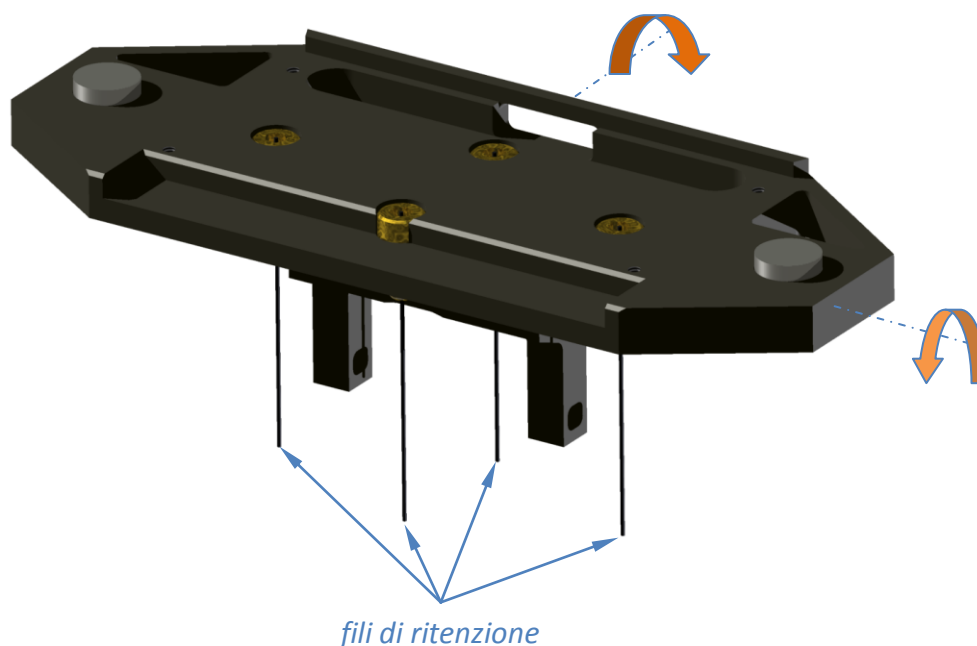


Fig. 8.7 Modello di slitta con sollevamento magnetico ed equilibratura meccanica.

Vincolando verticalmente la slitta come mostrato il fig. 8.7, i campi magnetici continueranno a svolgere la funzione di sollevamento, senza però il pericolo che piccole variazioni di altezza del magnete sollevatore o fluttuazioni d'aria portino la slitta a salire verso l'alto bruscamente, come nel caso della levitazione pura.

La disposizione dei fili, lungo gli *assi principali d'inerzia* della slitta in direzione ortogonale ad essi, consentono l'equilibrio stabile e ne impediscono la rotazione attorno agli assi mostrati in fig. 8.7. Grazie alla regolazione dell'altezza dei magneti sollevatori, è possibile regolare la tensione dei fili (i quali ovviamente dovranno avere lunghezze uguali) di modo che siano valide le considerazioni sulle forze che si faranno in seguito.

Si può pensare che, un vincolo meccanico del dispositivo flottante, induca alla perdita di precisione nella misurazione. Questo è senz'altro vero, la levitazione è in assoluto il metodo più preciso quanto il più delicato.

Ma se si pensa alla modalità di registrazione della forza, descritta al capitolo 7.9 si trova che in realtà la slitta, in direzione di prova è tenuta in posizione dai *probe.*, ed è sostanzialmente ferma. Allora da semplici considerazioni trigonometriche si può ricavare come, nonostante si utilizzi un vincolo meccanico, la qualità della misura resti considerevolmente alta.

Vediamo di chiarire meglio il concetto.

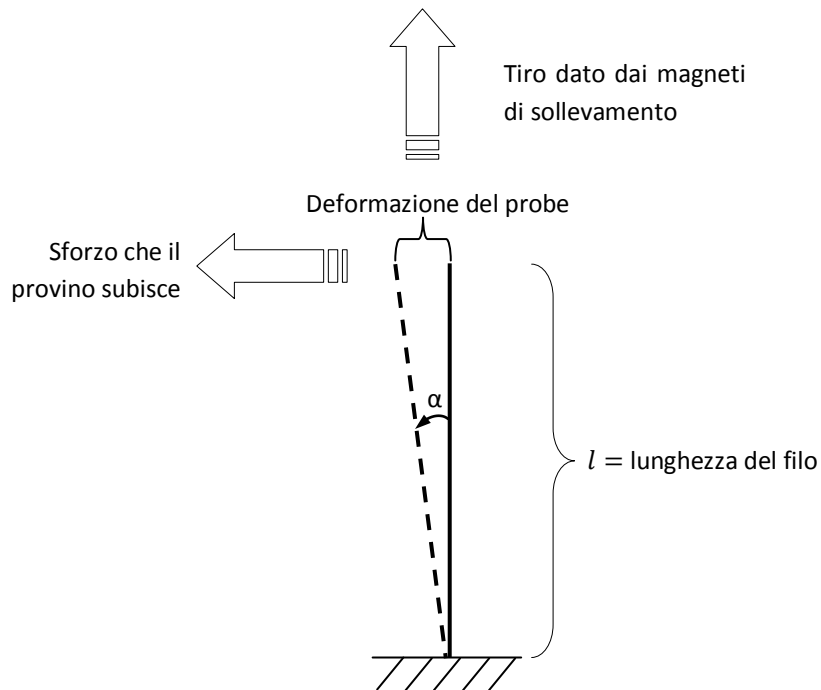


Fig. 8.8 Schema di funzionamento della ritenzione verticale per mezzo di fili.

Dalla fig.8.8 si intuisce lo schema di funzionamento. Per operare il ragionamento bisogna partire dalla deformazione che il probe subisce quando è sotto sforzo. Questo è l'unico spostamento in direzione di prova permesso dalla configurazione meccanica della PMTTM. Il sensore (probe) previsto per la PMTTM ha una deformazione di **1 μ m** se portato a fondo scala (1 grammo). Quindi, se i fili sono sottoposti ad uno sforzo compressivo (cioè ripartito su tutti e quattro i fili), ad esempio, di **50 grammi** (\approx **0.5 newton**) e la lunghezza del filo è di **30mm**, si ottiene:

$$(8.0.2) \quad \alpha = \arctan\left(\frac{1 \cdot 10^{-3}}{30}\right) = 0.0019^\circ$$

$$(8.0.3) \quad \sin \alpha = \sin(0.0019) \cong 3.3 \cdot 10^{-5}$$

$$(8.0.4) \quad F_{orizz} \approx 0.5 \cdot \sin \alpha = 0.5 \cdot 3.3 \cdot 10^{-5} = 1.65 \cdot 10^{-5} [N]$$

$1.65 \cdot 10^{-5} [N]$ è circa la 600 – *esima* parte della capacità massima del sensore di forza, il che significa che per valori di prova inferiori al grammo, l'influenza dei fili è ampiamente trascurabile; al massimo, se si testano provini che andranno a rompersi con sforzi attorno al grammo, si avrà che la lettura data dal sensore sarà falsata di $1/600$ – *esimo* di grammo, mentre per carichi di rottura più bassi, l'errore indotto dai fili sarà ancor più basso.

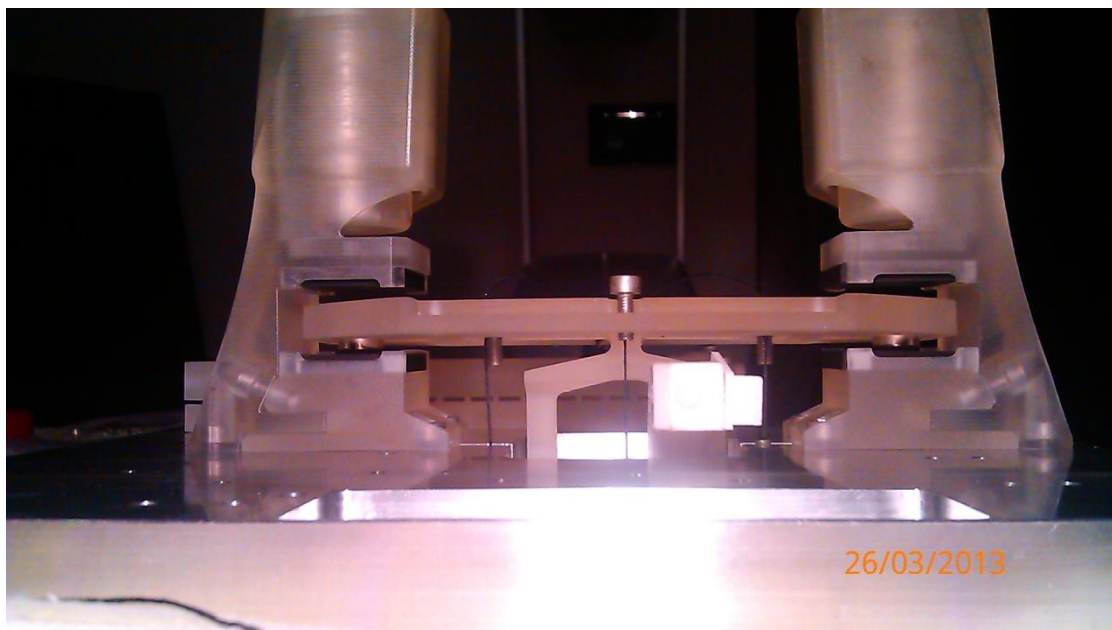


Fig. 8.9 Levitazione stabilizzata con fili di ritenzione.

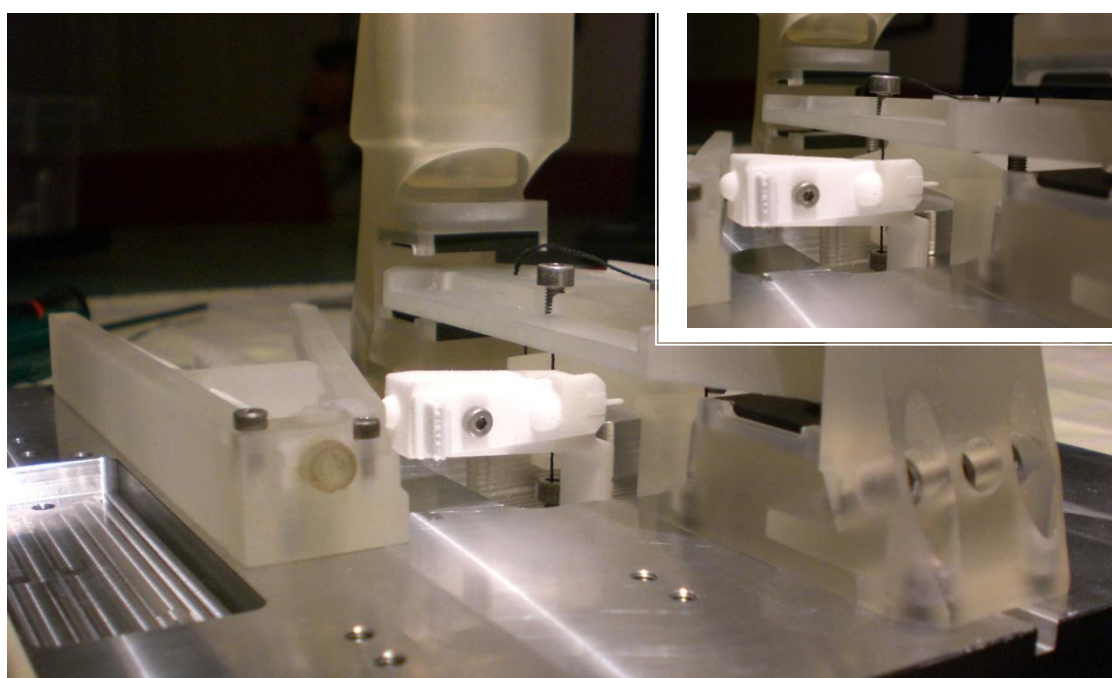
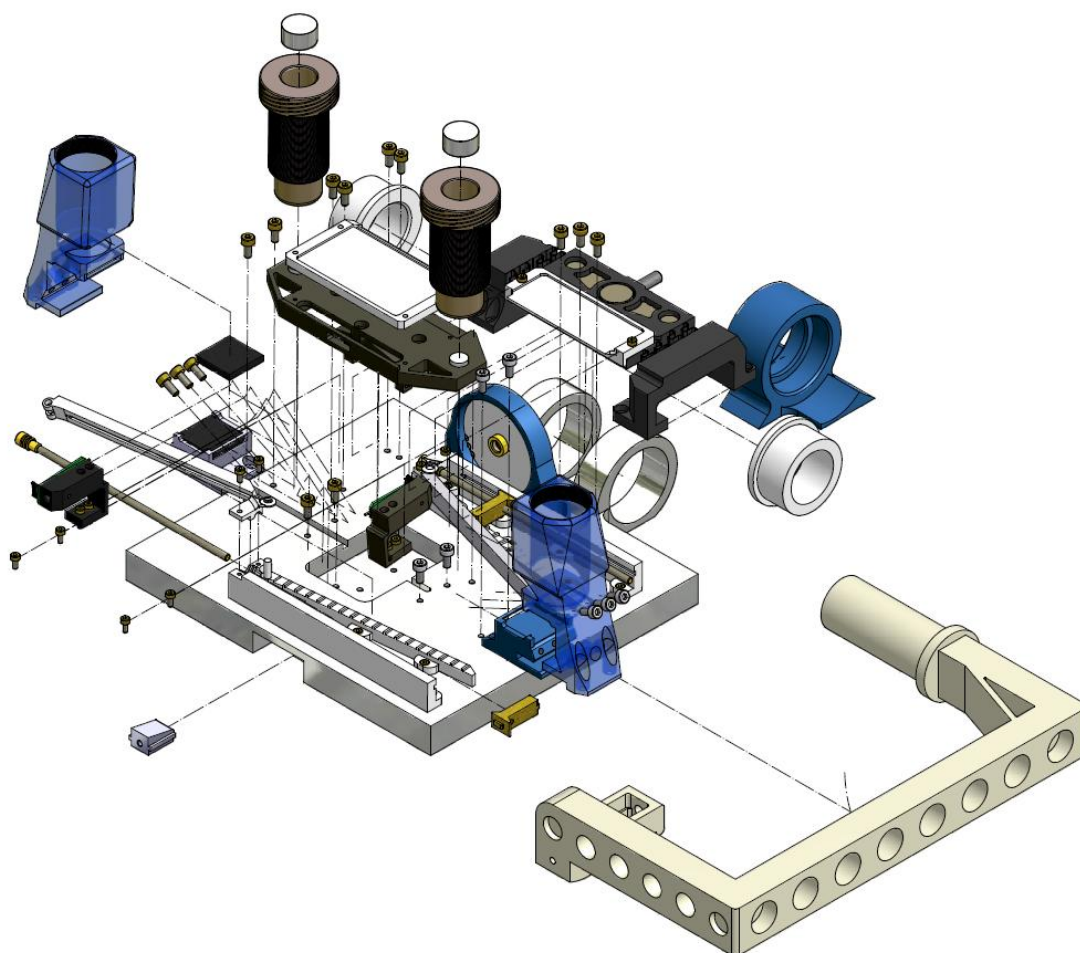


Fig. 8.10 Levitazione stabilizzata con fili di ritenzione e probe in posizione operativa.

8.1. Modalità d'uso



L'uso dell'attrezzatura di per sé non è particolarmente difficile. Le parti a cui bisogna prestare particolare attenzione riguardano soprattutto la sensoristica. I MEMS sono estremamente fragili e delicati da maneggiare, pertanto nelle condizioni di trasporto è consigliabile smontare i sensori.

La sequenza di montaggio della macchina necessita delle seguenti precedenze:

- i. Divar_FISSO **(12)** + Div_mobile **(13)** + M3x110 **(19)** + Coprivite **(13)**;
- ii. Attuatore piezo elettrico;
- iii. L_sx_PLASTICO **(38)** + Porta_provino_2 **(39)**;
- iv. Porta_probe **(17)**;
- v. Colonna magnetica bassa **(3)** + Colonna magneti bassa_MIR **(6)**;
- vi. L_dx **(23)**.

La numerazione può essere consultata nell'allegato 1.1 .

L'esecuzione di una prova con la PMTTM può richiedere differenti modalità di attrezzaggio a seconda del tipo di provino, della forma e della dimensione che lo caratterizza.

Innanzitutto la *guida a deformazione* e il relativo attuatore devono essere in posizione, il che significa che l'attuatore deve essere già attivo nel momento in cui si va a fissare il provino alla macchina; questo consente di non perdere la posizione una volta che si va a fissare l'altra estremità del provino alla slitta in sospensione magnetica.

Dopodiché, attraverso le viti contenenti i magneti si procede all'attuazione della levitazione.

Una volta che la levitazione è stabile, si può procedere a vincolare il provino alla slitta a sospensione magnetica. Non appena tale vincolo è garantito, ci si allontana delicatamente dalla slitta di modo che questa si assesti fintanto che la condizione di equilibrio stabile sia di nuovo raggiunta.

Ora si possono portare in posizione i due MEMS (*probe*) ed avere la slitta fissata. Per sapere quando i due sensori sono in posizione è necessario che questi siano attivi e che sia possibile leggere il segnale di forza tramite un PC.

N.B. : queste operazioni devono essere fatte con assoluta perizia e delicatezza per non danneggiare i sensori.

Dopo il fissaggio del primo estremo del provino, si può, sempre con estremo tatto, procedere all'incollaggio o fissaggio del secondo estremo alla *guida a deformazione*.

Lasciando poi la macchina in assenza di forze esterne (vibrazioni o scosse date dall'operatore) per alcuni minuti, la si deve ricoprire attraverso ad esempio una teca trasparente, al fine evitare che correnti d'aria possano disturbare la prova. È consigliabile che la copertura sia di spessore notevole per prevenire inoltre disturbi causati da fenomeni acustici.

Finite le suddette operazioni con l'avvio dell'attuatore piezo, mediante un segnale a rampa con la velocità di avanzamento desiderata, si dà inizio alla prova.

9. Bibliografia

Citata

- (1) A. Zanin - Il grafene: possibili applicazioni meccaniche e tecnologiche-Unipd (2011).
- (2) Dikin, D. A.; Stankovich, S.; Zimney, E. J.; Piner, R. D.; Dommett, G. H. B.; Evmenenko, G.; Nguyen, S. T.; Ruoff, R. S. *Nature* **2007**, *448*, 457.
- (3) Park, S.; Lee, K. S.; Bozoklu, G.; Cai, W.; Nguyen, S. T.; Ruoff, R. S. *ACS Nano* **2008**, *2*, 572.
- (4) Jonathan Moghal, Yimin A. Wu and Jamie H. Warner; *Scripta Materialia* **67** (2012) 273–276.
- (5) Ali R. Ranjbartoreh, Bei Wang, Xiaoping Shen and Guoxiu Wang; *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS* **109**, 014306 (2011).
- (6) Passive diamagnetic levitation: theoretical foundations and application to the design of a micro-nano force sensor, Mehdi Boukallel, Emmanuel Piat, Joel Abadie (2003)
- (7) A Six-Axis MEMS Force–Torque Sensor With Micro-Newton and Nano-Newtonmeter Resolution; Felix Beyeler, *Member, IEEE*, Simon Muntwyler, and Bradley J. Nelson, *Senior Member, IEEE* (2009)
- (8) A versatile microelectromechanical system for nanomechanical testing; B. Pant, B. L. Allen, T. Zhu, K. Gall, and O. N. Pierron (2011)
- (9) Diamagnetically stabilized magnet levitation;
M. D. Simona - *Department of Physics and Astronomy, University of California, Los Angeles, California 90095*
L. O. Heflinger *5001 Paseo de Pablo, Torrance, California 90505*
A. K. Geim *Department of Physics and Astronomy, University of Manchester, Manchester, United Kingdom*
- (10) Physik Instrumente (PI) GmbH & Co.

Non citata

- (1) Lu, X. K.; Yu, M. F.; Huang, H.; Ruoff, R. S. *Nanotechnology* **1999**, *10*, 269.
- (2) Novoselov, K. S.; Geim, A. K.; Morozov, S. V.; Jiang, D.; Zhang, Y.; Dubonos, S. V.; Grigorieva, I. V.; Firsov, A. A. *Science* **2004**, *306*, 666.
- (3) Landau, L. D. *Phys. Z. Sowjetunion* **1937**, *11*, 26.
- (4) Peierls, R. E. *Ann. Inst. Henri Poincaré* **1935**, *5*, 177.
- (5) Stangl, J.; Holy, V.; Bauer, G. *Rev. Mod. Phys.* **2004**, *76*, 725.
- (6) Meyer, J. C.; Geim, A. K.; Katsnelson, M. I.; Novoselov, K. S.; Booth, T. J.; Roth, S. *Nature* **2007**, *446*, 60.
- (7) Bolotin, K. I.; Sikes, K. J.; Jiang, Z.; Klima, M.; Fudenberg, G.; Hone, J.; Kim, P.; Stormer, H. L. *Solid State Commun.* **2008**, *146*, 351.
- (8) Bolotin, K. I.; Sikes, K. J.; Hone, J.; Stormer, H. L.; Kim, P. *Phys. Rev. Lett.* **2008**, *101*, 096802.
- (9) Novoselov, K. S.; Jiang, D.; Schedin, F.; Booth, T. J.; Khotkevich, V. V.; Morozov, S. V.; Geim, A. K. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **2005**, *102*, 10451.
- (10) Geim, A. K.; Novoselov, K. S. *Nat. Mater.* **2007**, *6*, 183.
- (11) Katsnelson, M. I. *Mater. Today* **2006**, *10*, 20.
- (12) Novoselov, K. S.; McCann, E.; Morozov, S. V.; Fal'ko, V. I.; Katsnelson, M. I.; Zeitler, U.; Jiang, D.; Schedin, F.; Geim, A. K. *Nat. Phys.* **2006**, *2*, 177.
- (13) Jiang, Z.; Zhang, Y.; Tan, Y. W.; Stormer, H. L.; Kim, P. *Solid State Commun.* **2007**, *143*, 14.
- (14) Jiang, Z.; Zhang, Y.; Stormer, H. L.; Kim, P. *Phys. Rev. Lett.* **2007**, *99*, 106802.
- (15) Zhang, Y. B.; Tan, Y. W.; Stormer, H. L.; Kim, P. *Nature* **2005**, *438*, 201.
- (16) Novoselov, K. S.; Jiang, Z.; Zhang, Y.; Morozov, S. V.; Stormer, H. L.; Zeitler, U.; Maan, J. C.; Boebinger, G. S.; Kim, P.; Geim, A. K. *Science* **2007**, *315*, 1379.
- (17) Ozyilmaz, B.; Jarillo-Herrero, P.; Efetov, D.; Abanin, D. A.; Levitov, L. S.; Kim, P. *Phys. Rev. Lett.* **2007**, *99*, 186804.
- (18) Novoselov, K. S.; Geim, A. K.; Morozov, S. V.; Jiang, D.; Katsnelson, M. I.; Grigorieva, I. V.; Dubonos, S. V.; Firsov, A. A. *Nature* **2005**, *438*, 197.
- (19) Morozov, S. V.; Novoselov, K. S.; Katsnelson, M. I.; Schedin, F.; Elias, D. C.; Jaszczak, J. A.; Geim, A. K. *Phys. Rev. Lett.* **2008**, *100*, 016602.
- (20) Han, M.; Ozyilmaz, B.; Zhang, Y.; Jarillo-Herero, P.; Kim, P. *Phys.*

- Status Solidi B: Basic Solid State Phys.* **2007**, *244*, 4134.
- (21) Schedin, F.; Geim, A. K.; Morozov, S. V.; Hill, E. W.; Blake, P.; Katsnelson, M. I.; Novoselov, K. S. *Nat. Mater.* **2007**, *6*, 652.
- (22) Novoselov, K.; Geim, A. *Mater. Technol.* **2007**, *22*, 178–179.
- (23) Ruoff, R. *Nat. Nanotech.* **2008**, *3*, 10.
- (24) Castro, E. V.; Novoselov, K. S.; Morozov, S. V.; Peres, N. M. R.; Dos Santos, J. M. B. L.; Nilsson, J.; Guinea, F.; Geim, A. K.; Neto, A. H. C. *Phys. Rev. Lett.* **2007**, *99*, 216802.
- (25) Meyer, J. C.; Geim, A. K.; Katsnelson, M. I.; Novoselov, K. S.; Obergfell, D.; Roth, S.; Girit, C.; Zettl, A. *Solid State Commun.* **2007**, *143*, 101.
- (26) Yan, J.; Henriksen, E. A.; Kim, P.; Pinczuk, A. *Phys. Rev. Lett.* **2008**, *101*, 136804.
- (27) Stankovich, S.; Dikin, D. A.; Dommett, G. H. B.; Kohlhaas, K. M.; Zimney, E. J.; Stach, E. A.; Piner, R. D.; Nguyen, S. T.; Ruoff, R. S. *Nature* **2006**, *442*, 282.
- (28) Stankovich, S.; Piner, R. D.; Chen, X. Q.; Wu, N. Q.; Nguyen, S. T.; Ruoff, R. S. *J. Mater. Chem.* **2006**, *16*, 155.
- (29) Stankovich, S.; Dikin, D. A.; Piner, R. D.; Kohlhaas, K. A.; Kleinhammes, A.; Jia, Y.; Wu, Y.; Nguyen, S. T.; Ruoff, R. S. *Carbon* **2007**, *45*, 1558.
- (30) Li, D.; Muller, M. B.; Gilje, S.; Kaner, R. B.; Wallace, G. G. *Nat. Nanotechnol.* **2008**, *3*, 101.
- (31) Gilje, S.; Han, S.; Wang, M.; Wang, K. L.; Kaner, R. B. *Nano Lett.* **2007**, *7*, 3394.
- (32) Hernandez, Y.; Nicolosi, V.; Lotya, M.; Blighe, F. M.; Sun, Z. Y.; De, S.; McGovern, I. T.; Holland, B.; Byrne, M.; Gun'ko, Y. K.; Boland, J. J.; Niraj, P.; Duesberg, G.; Krishnamurthy, S.; Goodhue, R.; Hutchison, J.; Scardaci, V.; Ferrari, A. C.; Coleman, J. N. *Nat. Nanotechnol.* **2008**, *3*, 563.
- (33) Muller, M.; Kubel, C.; Mullen, K. *Chem. Eur. J.* **1998**, *4*, 2099.
- (34) Tyutyulkov, N.; Madjarova, G.; Dietz, F.; Mullen, K. *J. Phys. Chem. B* **1998**, *102*, 10183.
- (35) Yang, X. Y.; Dou, X.; Rouhanipour, A.; Zhi, L. J.; Rader, H. J.; Mullen, K. *J. Am. Chem. Soc.* **2008**, *130*, 4216.
- (36) Wu, J. S.; Pisula, W.; Mullen, K. *Chem. Rev.* **2007**, *107*, 718.
- (37) Berger, C.; Song, Z. M.; Li, T. B.; Li, X. B.; Ogbazghi, A. Y.; Feng, R.; Dai, Z. T.; Marchenkov, A. N.; Conrad, E. H.; First, P. N.; de Heer, W. A. *J. Phys. Chem. B* **2004**, *108*, 19912.
- (38) Berger, C.; Song, Z. M.; Li, X. B.; Wu, X. S.; Brown, N.; Naud, C.; Mayou, D.; Li, T. B.; Hass, J.; Marchenkov, A. N.; Conrad, E. H.; First, P. N.; de Heer, W. A. *Science* **2006**, *312*, 1191.
- (39) de Heer, W. A.; Berger, C.; Wu, X. S.; First, P. N.; Conrad, E. H.; Li, X. B.; Li, T. B.; Sprinkle, M.; Hass, J.; Sadowski, M. L.; Potemski, M.; Martinez, G. *Solid State Commun.* **2007**, *143*, 92.
- (40) Hass, J.; de Heer, W. A.; Conrad, E. H. *J. Phys.: Condens. Matter* **2008**, *20*, 323202.
- (41) Reina, A.; Jia, X. T.; Ho, J.; Nezich, D.; Son, H. B.; Bulovic, V.; Dresselhaus, M. S.; Kong, J. *Nano Lett.* **2009**, *9*, 30.
- (42) Kim, K. S. *Nature* **2009**, *457*, 706.
- (43) Sutter, P. W.; Flege, J. I.; Sutter, E. A. *Nat. Mater.* **2008**, *7*, 406.
- (44) Gomez-Navarro, C.; Weitz, R. T.; Bittner, A. M.; Scolari, M.; Mews, A.; Burghard, M.; Kern, K. *Nano Lett.* **2007**, *7*, 3499.
- (45) Kam, N. W. S.; Liu, Z.; Dai, H. J. *J. Am. Chem. Soc.* **2005**, *127*, 12492.
- (46) Shim, M.; Kam, N. W. S.; Chen, R. J.; Li, Y. M.; Dai, H. J. *Nano Lett.* **2002**, *2*, 285.
- (47) Strano, M. S.; Dyke, C. A.; Usrey, M. L.; Barone, P. W.; Allen, M. J.; Shan, H. W.; Kittrell, C.; Hauge, R. H.; Tour, J. M.; Smalley, R. E. *Science* **2003**, *301*, 1519.
- (48) Boul, P. J.; Liu, J.; Mickelson, E. T.; Huffman, C. B.; Ericson, L. M.; Chiang, I. W.; Smith, K. A.; Colbert, D. T.; Hauge, R. H.; Margrave, J. L.; Smalley, R. E. *Chem. Phys. Lett.* **1999**, *310*, 367.
- (49) Holzinger, M.; Vostrowsky, O.; Hirsch, A.; Hennrich, F.; Kappes, M.; Weiss, R.; Jellen, F. *Angew. Chem., Int. Ed.* **2001**, *40*, 4002.
- (50) Georgakilas, V.; Kordatos, K.; Prato, M.; Guldi, D. M.; Holzinger, M.; Hirsch, A. *J. Am. Chem. Soc.* **2002**, *124*, 760.
- (51) Das Sarma, S.; Geim, A. K.; Kim, P.; MacDonald, A. H. *Solid State Commun.* **2007**, *143*, 1.
- (52) Neto, A. H. C.; Guinea, F.; Peres, N. M. R.; Novoselov, K. S.; Geim,

- A. K. *Rev. Mod. Phys.* **2009**, *81*, 109.
- (53) *Graphite intercalation compounds and applications*; Endo, M., Ed.; Oxford University Press: 2003.
- (54) Delhaes, P. *Graphite and precursors*; CRC Press: 2001.
- (55) Survey, U. S. G., 2007.
- (56) Toshiaki Enoki, M. S.; Morinobu Endo. *Graphite intercalation compounds and applications*; Oxford University Press: 2003.
- (57) Shaffault, P. J. *J. Prakt. Chem.* **1841**, *21*, 155.
- (58) Dresselhaus, M. S.; Dresselhaus, G. *Adv. Phys.* **2002**, *51*, 186.
- (59) Viculis, L. M.; Mack, J. J.; Kaner, R. B. *Science* **2003**, *299*, 1361.
- (60) Viculis, L. M.; Mack, J. J.; Mayer, O. M.; Hahn, H. T.; Kaner, R. B. *J. Mater. Chem.* **2005**, *15*, 974.
- (61) Li, X. L.; Wang, X. R.; Zhang, L.; Lee, S. W.; Dai, H. J. *Science* **2008**, *319*, 1229.
- (62) Kouvetakis, J.; Kaner, R. B.; Sattler, M. L.; Bartlett, N. *J. Chem. Soc. Chem. Commun.* **1986**, 1758.
- (63) Kaner, R. B.; Kouvetakis, J.; Warble, C. E.; Sattler, M. L.; Bartlett, N. *Mater. Res. Bull.* **1987**, *22*, 399.
- (64) Jiang, D. E.; Sumpter, B. G.; Dai, S. *J. Chem. Phys.* **2007**, *126*, 134701–134701-6.
- (65) Miyata, Y.; Kawai, T.; Miyamoto, Y.; Yanagi, K.; Maniwa, Y.; Kataura, H. *J. Phys. Chem. C* **2007**, *111*, 9671.
- (66) Kawai, T.; Miyamoto, Y. *Chem. Phys. Lett.* **2008**, *453*, 256.
- (67) Girit, C. O.; Meyer, J. C.; Erni, R.; Rossell, M. D.; Kisielowski, C.; Yang, L.; Park, C.-H.; Crommie, M. F.; Cohen, M. L.; Louie, S. G.; Zettl, A. *Science* **2009**, *323*, 1705.
- (68) Zhang, Y. B.; Small, J. P.; Pontius, W. V.; Kim, P. *Appl. Phys. Lett.* **2005**, *86*, 073104-1.
- (69) Affoune, A. M.; Prasad, B. L. V.; Sato, H.; Enoki, T.; Kaburagi, Y.; Hishiyama, Y. *Chem. Phys. Lett.* **2001**, *348*, 17.
- (70) Nair, R. R.; Blake, P.; Grigorenko, A. N.; Novoselov, K. S.; Booth, T. J.; Stauber, T.; Peres, N. M. R.; Geim, A. K. *Science* **2008**, *320*, 1308.
- (71) Stauber, T.; Peres, N. M. R.; Geim, A. K. *Phys. Rev. B* **2008**, *78*, 085432.
- (72) Blake, P.; Hill, E. W.; Neto, A. H. C.; Novoselov, K. S.; Jiang, D.; Yang, R.; Booth, T. J.; Geim, A. K. *Appl. Phys. Lett.* **2007**, *91*, 063124.
- (73) Blake, P.; Brimicombe, P. D.; Nair, R. R.; Booth, T. J.; Jiang, D.; Schedin, F.; Ponomarenko, L. A.; Morozov, S. V.; Gleeson, H. F.; Hill, E. W.; Geim, A. K.; Novoselov, K. S. *Nano Lett.* **2008**, *8*, 1704.
- (74) Jung, I.; Pelton, M.; Piner, R.; Dikin, D. A.; Stankovich, S.; Watcharotone, S.; Hausner, M.; Ruoff, R. S. *Nano Lett.* **2007**, *7*, 3569.
- (75) Ni, Z. H.; Chen, W.; Fan, X. F.; Kuo, J. L.; Yu, T.; Wee, A. T. S.; Shen, Z. X. *Phys. Rev. B* **2008**, *77*, 115416.
- (76) Batra, I. P.; Garcia, N.; Rohrer, H.; Salemink, H.; Stoll, E.; Ciraci, S. *Surf. Sci.* **1987**, *181*, 126.
- (77) Rabe, J. P.; Buchholz, S. *Science* **1991**, *253*, 424.
- (78) Soler, J. M.; Baro, A. M.; Garcia, N.; Rohrer, H. *Phys. Rev. Lett.* **1986**, *57*, 444.
- (79) Stolyarova, E.; Rim, K. T.; Ryu, S. M.; Maultzsch, J.; Kim, P.; Brus, L. E.; Heinz, T. F.; Hybertsen, M. S.; Flynn, G. W. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **2007**, *104*, 9209.
- (80) Ferrari, A. C.; Meyer, J. C.; Scardaci, V.; Casiraghi, C.; Lazzeri, M.; Mauri, F.; Piscanec, S.; Jiang, D.; Novoselov, K. S.; Roth, S.; Geim, A. K. *Phys. Rev. Lett.* **2006**, *97*, 187401.
- (81) Ferrari, A. C.; Robertson, J. *Phys. Rev. B* **2000**, *61*, 14095.
- (82) Casiraghi, C.; Pisana, S.; Novoselov, K. S.; Geim, A. K.; Ferrari, A. C. *Appl. Phys. Lett.* **2007**, *91*, 233108.
- (83) Ferrari, A. C. *Solid State Commun.* **2007**, *143*, 47.
- (84) Calizo, I.; Balandin, A. A.; Bao, W.; Miao, F.; Lau, C. N. *Nano Lett.* **2007**, *7*, 2645.
- (85) Matthews, M. J.; Pimenta, M. A.; Dresselhaus, G.; Dresselhaus, M. S.; Endo, M. *Phys. Rev. B* **1999**, *59*, R6585.
- (86) Gupta, A.; Chen, G.; Joshi, P.; Tadigadapa, S.; Eklund, P. C. *Nano Lett.* **2006**, *6*, 2667.
- (87) Wallace, P. R. *Phys. Rev.* **1947**, *71*, 476.
- (88) Slonczewski, J. C.; Weiss, P. R. *Phys. Rev.* **1958**, *109*, 272.

- (89) Hwang, E. H.; Adam, S.; Das Sarma, S. *Phys. Rev. Lett.* **2007**, *98*, 186806.
- (90) Novoselov, K. S.; Morozov, S. V.; Mohinddin, T. M. G.; Ponomarenko, L. A.; Elias, D. C.; Yang, R.; Barbolina, I. I.; Blake, P.; Booth, T. J.; Jiang, D.; Giesbers, J.; Hill, E. W.; Geim, A. K. *Phys. Status Solidi B: Basic Solid State Phys.* **2007**, *244*, 4106.
- (91) Morozov, S. V.; Novoselov, K. S.; Geim, A. K. *Phys. Status Solidi B* **2008**, *51*, 744.
- (92) Alivisatos, P. *Nat. Biotechnol.* **2004**, *22*, 47.
- (93) Chen, R. J.; Bangsaruntip, S.; Drouvalakis, K. A.; Kam, N. W.; Shim, M.; Li, Y.; Kim, W.; Utz, P. J.; Dai, H. *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **2003**, *100*, 4984.
- (94) Chen, R. J.; Zhang, Y.; Wang, D.; Dai, H. *J. Am. Chem. Soc.* **2001**, *123*, 3838.
- (95) Wang, J. *Electroanalysis* **2005**, *17*, 7.
- (96) Jung, I.; Dikin, D. A.; Piner, R. D.; Ruoff, R. S. *Nano Lett.* **2008**, *8*, 4283.
- (97) Yang, D.; Velamakanni, A.; Bozoklu, G.; Park, S.; Stoller, M.; Piner, R. D.; Stankovich, S.; Jung, I.; Field, D. A.; Ventrice, C. A.; Ruoff, R. S. *Carbon* **2009**, *47*, 145.
- (98) Jeong, H.-K.; Lee, Y. P.; Lahaye, R. J. W. E.; Park, M.-H.; An, K. H.; Kim, I. J.; Yang, C.-W.; Park, C. Y.; Ruoff, R. S.; Lee, Y. H. *J. Am. Chem. Soc.* **2008**, *130*, 1362.
- (99) Hummers, W. S.; Offeman, R. E. *J. Am. Chem. Soc.* **1958**, *80*, 1339.
- (100) Watcharotone, S.; Dikin, D. A.; Stankovich, S.; Piner, R.; Jung, I.; Dommett, G. H. B.; Evmenenko, G.; Wu, S. E.; Chen, S. F.; Liu, C. P.; Nguyen, S. T.; Ruoff, R. S. *Nano Lett.* **2007**, *7*, 1888.
- (101) Tung, V. C.; Allen, M. J.; Yang, Y.; Kaner, R. B. *Nat. Nanotechnol.* **2009**, *4*, 25.
- (102) Allen, M. J.; Fowler, J. D.; Tung, V. C.; Yang, Y.; Weiller, B. H.; Kaner, R. B. *Appl. Phys. Lett.* **2008**, *93*, 193119.
- (103) Fowler, J. D.; Allen, M. J.; Tung, V. C.; Yang, Y.; Kaner, R. B.; Weiller, B. H. *ACS Nano* **2009**, *3*, 301.
- (104) Schmidt, E. W. *Hydrazine and its derivatives*; Wiley-Interscience: New York, 2001.
- (105) Dikin, D. A.; Stankovich, S.; Zimney, E. J.; Piner, R. D.; Dommett, G. H. B.; Evmenenko, G.; Nguyen, S. T.; Ruoff, R. S. *Nature* **2007**, *448*, 457.
- (106) Park, S.; Lee, K. S.; Bozoklu, G.; Cai, W.; Nguyen, S. T.; Ruoff, R. S. *ACS Nano* **2008**, *2*, 572.
- (107) Cote, L. J.; Kim, F.; Huang, J. *J. Am. Chem. Soc.* **2009**, *131*, 1043.
- (108) Wu, J. H.; Tang, Q. W.; Sun, H.; Lin, J. M.; Ao, H. Y.; Huang, M. L.; Huang, Y. F. *Langmuir* **2008**, *24*, 4800.
- (109) Li, X.; Zhang, G.; Bai, X.; Sun, X.; Wang, X.; Wang, E.; Dai, H. *Nat. Nanotechnol.* **2008**, *3*, 538.
- (110) Robinson, J. T.; Perkins, F. K.; Snow, E. S.; Wei, Z. Q.; Sheehan, P. E. *Nano Lett.* **2008**, *8*, 3137.
- (111) Wang, X.; Zhi, L. J.; Mullen, K. *Nano Lett.* **2008**, *8*, 323.
- (112) Eda, G.; Fanchini, G.; Chhowalla, M. *Nat. Nanotechnol.* **2008**, *3*, 270.
- (113) Eda, G.; Lin, Y. Y.; Miller, S.; Chen, C. W.; Su, W. F.; Chhowalla, M. *Appl. Phys. Lett.* **2008**, *92*, 233305.
- (114) Berresheim, A. J.; Muller, M.; Mullen, K. *Chem. Rev.* **1999**, *99*, 1747–1785.
- (115) Dotz, F.; Brand, J. D.; Ito, S.; Gherghel, L.; Mullen, K. *J. Am. Chem. Soc.* **2000**, *122*, 7707.
- (116) Watson, M. D.; Fechtenkotter, A.; Mullen, K. *Chem. Rev.* **2001**, *101*, 1267–1300.
- (117) Gutman, I.; Tomovic, Z.; Mullen, K.; Rabe, E. P. *Chem. Phys. Lett.* **2004**, *397*, 412.
- (118) Kedzierski, J.; Hsu, P. L.; Healey, P.; Wyatt, P. W.; Keast, C. L.; Sprinkle, M.; Berger, C.; de Heer, W. A. *IEEE Trans. Electron Devices* **2008**, *55*, 2078.
- (119) Berger, C.; Song, Z. M.; Li, X. B.; Wu, X. S.; Brown, N.; Maud, D.; Naud, C.; de Heer, W. A. *Phys. Status Solidi A: Appl. Mater. Sci.* **2007**, *204*, 1746.
- (120) Sadowski, M. L. E. A. *J. Phys. Chem. Solids* **2006**, *67*, 2172.
- (121) Brar, V. W.; Zhang, Y.; Yayon, Y.; Ohta, T.; McChesney, J. L.; Bostwick, A.; Rotenberg, E.; Horn, K.; Crommie, M. F. *Appl. Phys. Lett.* **2007**, *91*, 122102.

- (122) Rotenberg, E.; Bostwick, A.; Ohta, T.; McChesney, J. L.; Seyller, T.; Horn, K. *Nat. Mater.* **2008**, *7*, 258.
- (123) Ozyilmaz, B.; Jarillo-Herrero, P.; Efetov, D.; Kim, P. *Appl. Phys. Lett.* **2007**, *91*, 192107.
- (124) Han, M. Y.; Ozyilmaz, B.; Zhang, Y. B.; Kim, P. *Phys. Rev. Lett.* **2007**, *98*, 206805.
- (125) Li, D.; Kaner, R. B. *Science* **2008**, *320*, 1170.
- (126) Pitkethly, M. J. Nanomaterials—the driving force. *Nanotoday* *7*, 20–29 (2004).
- (127) Ballard, D. G. H. & Rideal, G. R. Flexible inorganic films and coatings. *J. Mater. Sci.* *18*, 545–561 (1983).
- (128) Kellar, J. J. (ed.) *Functional Fillers and Nanoscale Minerals: New Markets/ New Horizons* (Society for Mining, Metallurgy and Exploration, Littleton, Colorado, 2006).
- (129) US. Samica www.ussamica.com (Isovolta Inc./US Samica, Rutland, Vermont, 2007).
- (130) Dowell, M. B. & Howard, R. A. Tensile and compressive properties of flexible graphite foils. *Carbon* *24*, 311–323 (1986).
- (131) Leng, Y., Gu, J., Cao, W. & Zhang, T. Y. Influences of density and flake size on the mechanical properties of flexible graphite. *Carbon* *36*, 875–881 (1998).
- (132) Reynolds, R. A. & Greinke, R. A. Influence of expansion volume of intercalated graphite on tensile properties of flexible graphite. *Carbon* *39* (3), 479–481 (2001).
- (133) Grafoil. www.graftech.com/Home/Brands/GRAFOIL.aspx (GrafTech International Inc., Lakewood, Ohio, copyright, 2005).
- (134) Sigraflex. http://www.sglcarbon.com/sgl_t/expanded/markets/energy/power_plants.html (SGL Carbon AG, Wiesbaden, Germany, copyright 2000–, 2007).
- (135) Liu, J. et al. Fullerene pipes. *Science* *280*, 1253–1256 (1998).
- (136) Baughman, R. H. et al. Carbon nanotube actuators. *Science* *284*, 1340–1344 (1999).
- (137) Hennrich, F. et al. Preparation, characterization and applications of free-standing single walled carbon nanotube thin films. *Phys. Chem. Chem. Phys.* *4*, 2273–2277 (2002).
- (138) Coleman, J. N. et al. Improving the mechanical properties of single-walled carbon nanotube sheets by intercalation of polymeric adhesives. *Appl. Phys. Lett.* *82*, 1682–1684 (2003).
- (139) Berhan, L. et al. Mechanical properties of nanotube sheets: Alterations in joint morphology and achievable moduli in manufacturable materials. *J. Appl. Phys.* *95*, 4335–4345 (2004).
- (140) Titelman, G. I. et al. Characteristics and microstructure of aqueous colloidal dispersions of graphite oxide. *Carbon* *43*, 641–649 (2005).
- (141) Stankovich, S. et al. Stable aqueous dispersions of graphitic nanoplatelets via the reduction of exfoliated graphite oxide in the presence of poly(sodium 4-styrenesulfonate). *J. Mater. Chem.* *16*, 155–158 (2006).
- (142) Stankovich, S. et al. Graphene-based composite materials. *Nature* *442*, 282–286 (2006).
- (143) Stankovich, S. et al. Synthesis of graphene-based nanosheets via chemical reduction of exfoliated graphite oxide. *Carbon* *45*, 1558–1564 (2007).
- (144) Scholz, W. & Boehm, H. P. Untersuchungen am Graphitoxid. VI. Betrachtungen zur Struktur des Graphitoxids. *Z. Anorg. Allg. Chem.* *369*, 327–340 (1969).
- (145) Lerf, A. et al. Hydration behavior and dynamics of water molecules in graphite oxide. *J. Phys. Chem. Solids* *67*, 1106–1110 (2006).
- (146) Bartram, S. F. in *Handbook of X-rays* (ed. Kaelble, E. F.) 17.1–17 (McGraw-Hill, New York, 1967).
- (147) Zhang, X. F., Sreekumar, T. V., Liu, T. & Kumar, S. Properties and structure of nitric acid oxidized single wall carbon nanotube films. *J. Phys. Chem. B* *108*, 16435–16440 (2004).
- (148) Ward, I. M. *Mechanical Properties of Solid Polymers* Ch. 11 329–398 (Wiley, Chichester/New York, 1983).
- (149) Soule, D. E. & Nezbeda, C. W. Direct basal-plane shear in single-crystal graphite. *J. Appl. Phys.* *39*, 5122–5139 (1968).
- (150) Tang, Z., Kotov, N., Magonov, S. & Ozturk, B. Nanostructured artificial nacre. *Nature Mater.* *2*, 413–418 (2003).
- (151) Alava, M. & Niskanen, K. The physics of paper. *Rep. Prog. Phys.* *69*, 669–723 (2006).
- (152) Timoshenko, S. P. & Goodier, J. N. *Theory of Elasticity* (McGraw-Hill, New York, 1970).
- (153) Hummers, W. S. & Offeman, R. E. Preparation of graphite oxide. *J. Am. Chem. Soc.* *80*, 1339 (1958).

Supplementary Information is linked to the online version of the paper at www.nature.com/nature.

Acknowledgements We appreciate support from NASA through the University Research, Engineering and Technology Institute (URETI) on Bio-inspired Materials (BiMat), and from the NSF. This work made use of X-ray facilities supported by the MRSEC programme of the National Science Foundation at the Materials Research Center of Northwestern University, and the X23B beamline of the National Synchrotron Light Source supported by the US Department of Energy. We thank I. M. Daniel for the use of his mechanical testing instruments, and A. L. Ruoff for commenting on an earlier version of this manuscript.

Author Information Reprints and permissions information is available at www.nature.com/reprints. The authors declare no competing financial interests. Correspondence and requests for materials should be addressed to R.S.R. (r-ruoff@northwestern.edu)