

Il timone magnetico dell'F1E

Claudio Bognolo

a Giorgio Baracchi

Introduzione

Tra le categorie di aeromodelli a volo libero, l'F1E, veleggiatori da pendio, è quella che offre le maggiori possibilità progettuali. Le uniche limitazioni poste dalle regole F.A.I. riguardano il peso massimo (5 kg) e la superficie portante totale (150 dm²).

I modelli sono lanciati dal pendio e planano attraverso le correnti dinamiche e termiche che incontrano, mentre vengono automaticamente guidati da un timone (il "pilota"), azionato da un meccanismo posto nel muso della fusoliera, che utilizza la forza autodirezionale di un magnete permanente.

La storia del volo con direzionale "magnetico" ha avuto inizio in Germania più di sessant'anni fa. Dopo vari tentativi di usare l'ago di una bussola come interruttore per un attuatore elettromagnetico del timone, e con la scoperta di migliori leghe magnetiche, come ad esempio l'ALNICO (lega di Ferro-Alluminio-Nickel-Cobalto), si passò presto all'uso diretto della forza direzionale del magnete nel meccanismo di guida (timone di direzione calettato direttamente sull'asse del magnete).

Un modello superleggero (8gr/dm²) di Hans Gremmer (Landshut/Baviera), munito appunto di una barretta di ALNICO operante sul muso della fusoliera, compì un volo indimenticabile da una collina di 15 metri con una pendenza di circa il 10%. Il volo terminò dopo 15 minuti, ed il modello alla fine atterrò a circa 30 metri dal punto di lancio!

Nel 1954, a Wasserkuppe/Rhoen, Hans Gremmer tenne a battesimo in gara un modello con direzionale anteriore "a magnete", vincendo la gara e meravigliando tutti.

L'affermazione del volo con direzionale magnetico rappresentò un ulteriore sviluppo del volo libero, con il quale tra l'altro si aprì la possibilità di utilizzare campi di volo più piccoli, dato che si vola *contro* e non con il vento! Infatti una volta direzionati esattamente controvento, i modelli, già con venti leggeri, salgono sempre più in alto mantenendosi spesso in volo stazionario quasi sulla verticale del punto di lancio.

1. Il meccanismo guida

L'impennaggio verticale anteriore automatico è praticamente una bussola molto potente (*fig. 1*), il cui ago è costituito da un magnete permanente libero di ruotare attorno ad un asse verticale e quindi in grado di autoposizionarsi, nel campo magnetico terrestre, nella direzione Nord-Sud.

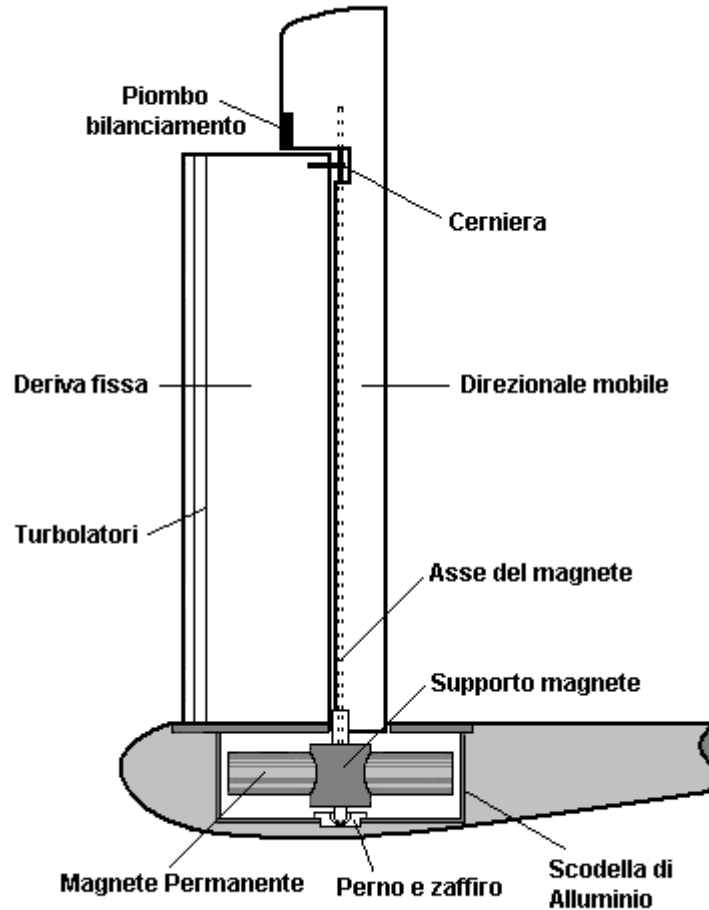


Fig. 1 - I componenti del « Pilota »

La parte mobile dell'impennaggio verticale, cioè il direzionale, che è calettato sull'asse del magnete, viene orientato nella direzione di volo desiderata, mentre il magnete rimane nella sua posizione Nord-Sud.

Il sistema composto dal magnete, il suo supporto, il perno ed il cardine sottostante, fatto di zaffiro industriale per ridurre l'attrito al minimo, viene ospitato all'interno di un contenitore di alluminio.

Le correnti di Foucault, indotte nell'alluminio dal magnete quando ruota alla ricerca del Nord, generano un campo magnetico antagonista che smorza le oscillazioni del magnete. Minore è la distanza tra le estremità del magnete e la scodella, maggiore è la intensità di queste correnti e di conseguenza l'azione frenante. Uno smorzamento molto efficace delle oscillazioni del magnete può essere ottenuto anche aumentando lo spessore del pentolino.

L'insieme magnete-direzionale viene bilanciato staticamente con del piombo inserito nella superficie di compensazione del direzionale, in modo tale che il centro di gravità cada sull'asse del magnete.

La deriva fissa e il direzionale sono generalmente di balsa rinforzata con fibra di vetro e/o carbonio. La deriva è fissata al coperchio della scodella ed è dotata di uno o più turbolatori, dato che lavora ad un Numero di Reynolds molto basso. Nella sua parte superiore è presente un occhiello di ottone o alluminio, all'interno del quale ruota l'asse del magnete.

Eccetto l'asse verticale ed il perno inferiore del sistema magnete-direzionale « mobile », tutte le altre parti metalliche non devono avere proprietà magnetiche, per non alterare le linee del campo magnetico tra il campo geostazionario terrestre ed il magnete.

Nella frase sopra citata la parola *mobile* è tra virgolette in quanto questo sistema è praticamente fisso in riferimento ai punti cardinali, con il magnete direzionato N-S e il direzionale nella direzione di volo prestabilita. E' cioè il modello completo che è mobile in contrasto con la direzione di volo impostata e, conseguentemente, in opposizione ai punti cardinali; il modello può ruotare rispetto al percorso di volo, in dipendenza delle situazioni che deve fronteggiare lungo tale percorso.

La spiegazione del fenomeno diventa un fatto di meccanica relativa, a seconda del punto di osservazione dell'evento, o dal veleggiatore o da terra.

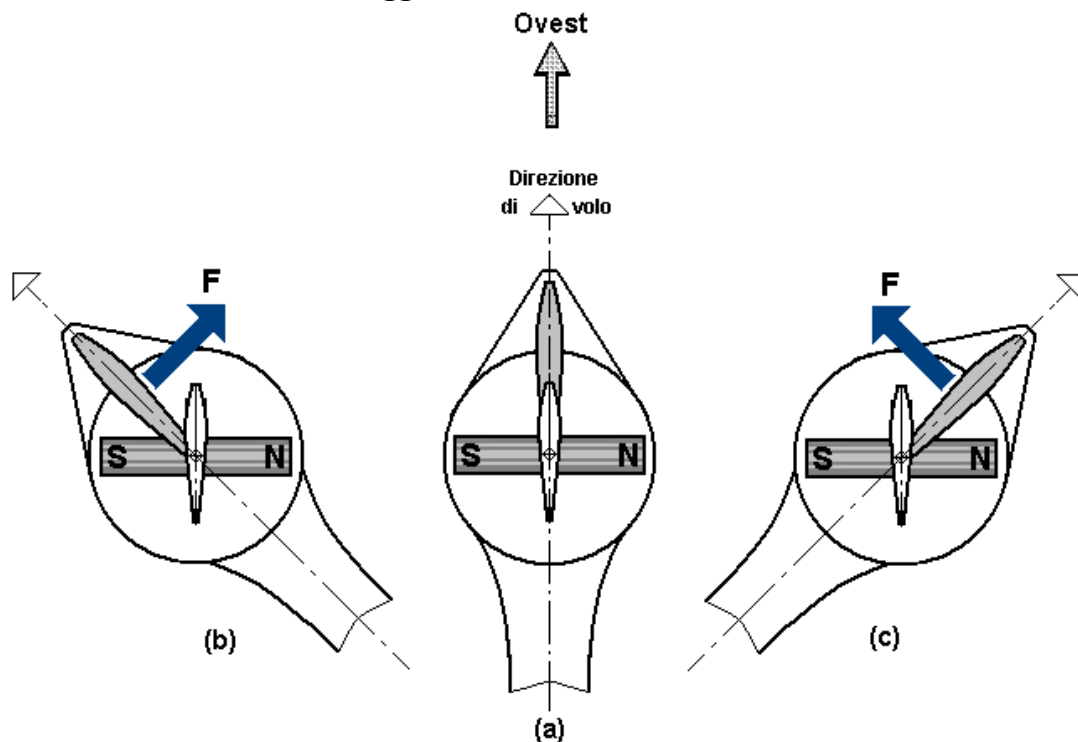


Fig. 2 - La forza che riporta il modello nella direzione di volo prestabilita

Immaginando di essere sul modello, poniamo che il timone sia impostato per un volo in direzione Ovest (fig.2a). Se il modello devia da questa direzione verso sinistra (S) (fig.2b) o destra (N) (fig.2c), il profilo diventa “flappato” e sviluppa una forza aerodinamica laterale “F” che riporta il muso del veleggiatore verso la direzione prestabilita (O).

In considerazione di quanto detto sopra, è importante che gli alianti F1E posseggano un comportamento aerodinamico perfettamente simmetrico sul piano orizzontale.

2. Il magnete permanente

Il cuore del comando di guida è costituito dal magnete permanente, i cui dati tecnici tipici sono:

Materiale: AlNiCo 5

Induzione residua: 1,12 Tesla⁽¹⁾

Lunghezza: 50 mm

Diametro: 12 mm

Volume: $\pi r^2 L = 3,14 \cdot 36 \cdot 50 = 5652 \text{ mm}^3 = 5,652 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$

Peso: circa 40 gr

Nel campo magnetico terrestre, che, in Europa alla nostra latitudine e nella direzione orizzontale, ha una forza di circa 0,2 Oersted⁽²⁾, questo magnete sviluppa una coppia di torsione pari a (fig. 3a):

$$M = m \cdot H_t \cdot \sin\varphi = B \cdot V \cdot H_t \cdot \sin\varphi$$

m : momento magnetico della barretta = $B \cdot V$ (Induzione · Volume del magnete)

H_t : componente orizzontale della forza del campo magnetico terrestre

φ : angolo di deviazione dall'asse N-S

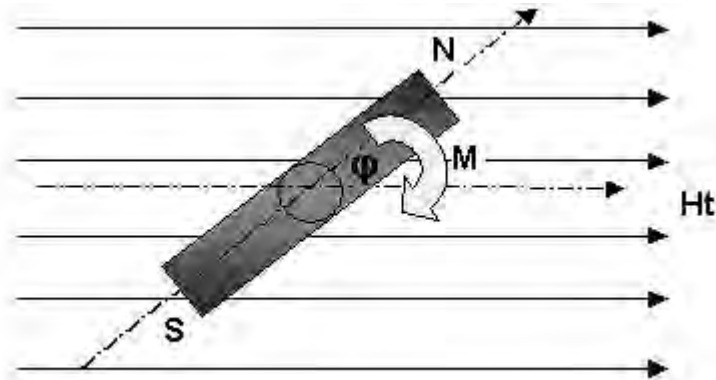


Fig. 3a - Calcolo del momento M

Tale momento torcente dipende anche dal volume del magnete e dal seno dell'angolo di deviazione φ (Fig. 3b). Ad esempio, se $\varphi=30^\circ$ ($\sin 30^\circ=0,5$), si sviluppa una coppia di circa $0,5 \cdot 10^{-2} \text{ N} \cdot \text{cm}$ (Newton·centimetro):

$$M = 1,12 \cdot 5,652 \cdot 10^{-6} \cdot 16 \cdot 0,5 = 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ N} \cdot \text{m} = 0,5 \cdot 10^{-2} \text{ N} \cdot \text{cm}$$

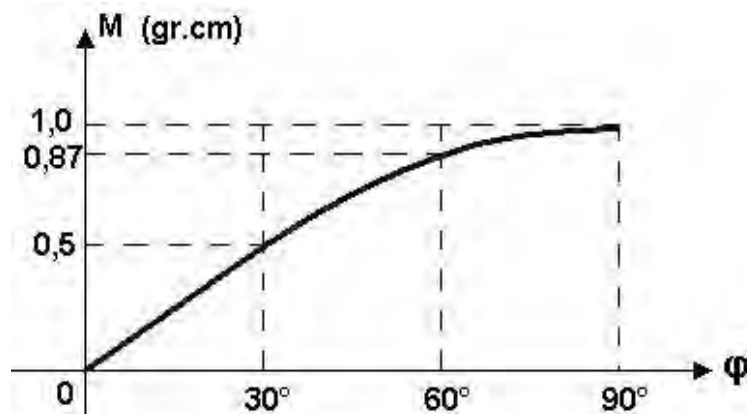


Fig. 3b - Momento M in funzione dell'angolo di deviazione

Dato che la forza di 1 Newton è uguale a circa $100 \text{ gr}^{(3)}$ avremo una coppia di $0,5 \text{ gr}_{\text{peso}} \cdot \text{cm}$, ovvero il momento torcente prodotto dalla forza di mezzo grammo posto a 1 cm dall'asse. Ciò non è sicuramente molto, ma non si deve dimenticare che questa coppia sviluppa la sua efficacia con continuità e in modo proporzionale all'angolo di deviazione e pertanto consente di pilotare bene un modello leggero.

Note:

- (1) Induzione o Densità di flusso per unità di area: $1 \text{ Tesla} = 1 \text{ Weber/m}^2 = 10000 \text{ Gauss}$; vedremo più avanti come si è arrivati alla determinazione di questi 1,12T.
- (2) Pari a 16 Amperespira/m.
- (3) $1 \text{ N} = 1/9,81 \text{ Kg}_{\text{peso}}$, cioè circa $1/10 \text{ Kg}_{\text{peso}} = 100 \text{ gr}_{\text{peso}} (10^2 \text{ gr}_{\text{peso}})$.

3. L'esperienza sul campo

Negli ultimi anni del secolo scorso sono comparse sul mercato nuove leghe ferromagnetiche (Ferrite, Samario-Ferro-Cobalto, Neodimio-Ferro-Boro) molto più efficaci delle leghe Alnico, sia come Forza Coercitiva (detta H_c) che Energia Immagazzinata (detta BH_{max}) (fig. 3c).

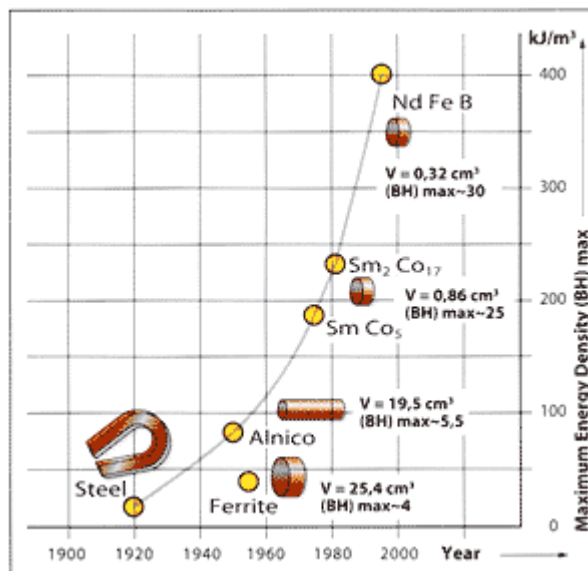


Fig. 3c - Evoluzione dei magneti permanenti

Personalmente utilizzo già da diversi anni supermagneti al NdFeB di produzione svizzera. Essi possiedono una forza di attrazione (che dipende dal BH_{max}) incredibile. Sono però fragili, al punto che le estremità del magnete, quando smontato, devono essere protette da tappi di plastica per evitare il rischio che si scheggino nella "collisione" con materiali ferrosi attratti casualmente.

Le dimensioni di questi magneti permanenti sono leggermente diverse; la lunghezza è infatti di 49 e non di 50 mm, in modo da poterli utilizzare nei soliti "pentolini" di alluminio. Se non ci fosse un traferro maggiorato il supermagnete non si muoverebbe proprio, data l'entità delle correnti di Foucault generate e il conseguente campo magnetico antagonista.

Vista la "potenza" di queste supercalamite e la possibilità di farsele fare su misura (in Italia vi sono molte ditte specializzate), siamo proprio sicuri di sfruttarli a dovere? Le dimensioni del magnete sono praticamente le stesse (12x50mm) da sessant'anni: forse i motivi per cui la lunghezza deve essere più di 4 volte il diametro sono venuti meno... ma quali sono questi motivi? E' tale l'abitudine che ormai nessuno se lo chiede più.

Un magnete più piccolo, o per lo meno più corto, sarebbe senz'altro auspicabile, perché ci consentirebbe di ridurre la sezione maestra della fusoliera, oggi caratterizzata dalla classica "cipolla" porta magnete. Ma perché finora non è stato già fatto?

La curiosità e, perché no, la speranza di trovare l'uovo di Colombo, mi ha spinto ad approfondire questo problema.

4. Teoria e pratica del magnetismo

E' noto che oltre al campo gravitazionale ed elettrico, ne esiste in natura un terzo tipo: il campo magnetico. Tutti i campi magnetici sono il risultato di elettroni in movimento.

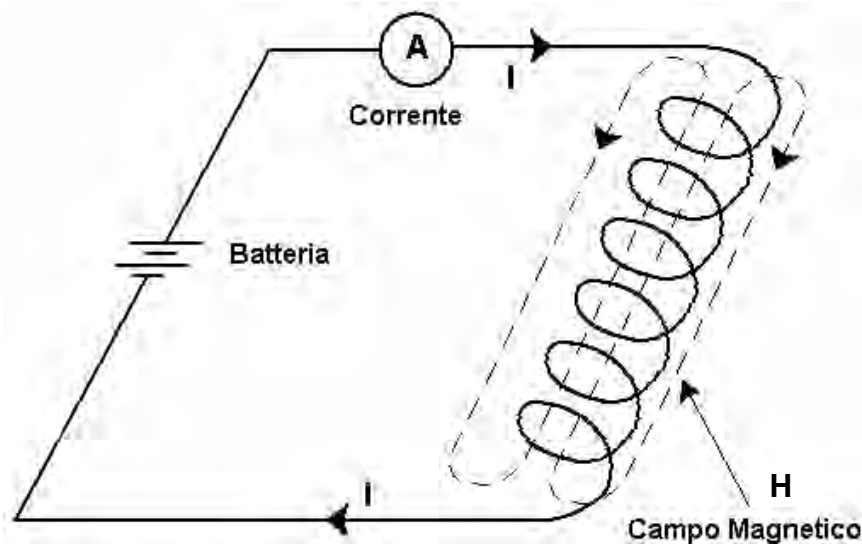


Figura 4 – Campo magnetico H risultante da corrente elettrica in un avvolgimento (solenoidale)

Nel circuito elettrico di Fig. 4, la tensione sviluppata dalla batteria fa circolare una corrente elettrica I nel circuito. Questo flusso di corrente, che è movimento di elettroni tra gli atomi del conduttore, fa sì che un campo magnetico si instauri attorno al filo.

La forza del campo tra le spire del solenoide si misura in *Ampere-spire per metro* nel Sistema Internazionale (SI) o in *Oersted* nel sistema grammo-centimetro-secondo (cgs) ed è designato dal simbolo H .

Anche per i magneti permanenti il fenomeno degli elettroni in moto spiega il campo magnetico prodotto al loro interno. In effetti, basandoci sul modello « planetario » dell'atomo, in cui gli elettroni ruotano attorno al nucleo come i pianeti attorno al sole (Fig. 5a), possiamo considerare ogni atomo come un insieme di piccole spire percorse da corrente (Fig. 5b).

A ciascuna spira è associato un momento magnetico orbitale (Fig. 5c) e, in prima approssimazione, possiamo affermare che la somma vettoriale dei momenti magnetici orbitali delle spire elementari, se diversa da zero, definisce il momento magnetico totale dell'atomo. Il momento magnetico atomico globale è però dovuto anche ai momenti magnetici intrinseci (spin) degli elettroni stessi, dei protoni e neutroni, dovuti all'effetto della rotazione su sé stessa della particella (Fig. 5d), la quale genera una corrente, che è responsabile di un momento magnetico.

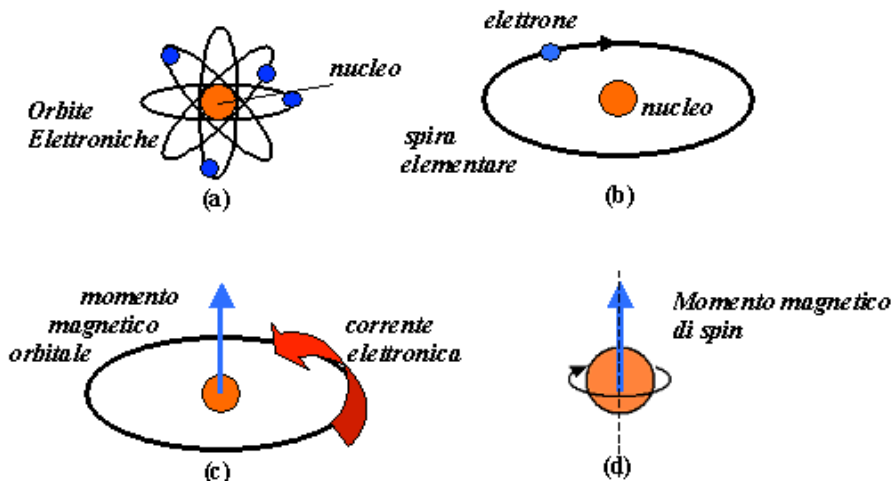


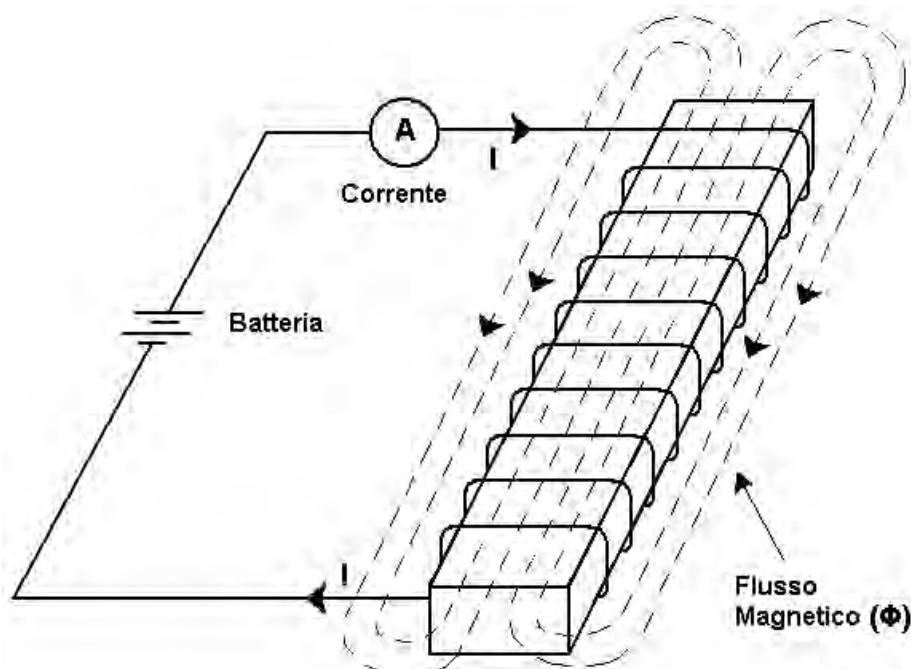
Fig. 5

L'orientazione del momento magnetico di spin è regolata dalle leggi della meccanica quantistica: il momento può infatti essere orientato solo in due versi, opposti tra loro, che convenzionalmente chiameremo basso e alto. Se poi due elettroni appartengono entrambi allo stesso orbitale, la direzione del loro spin può essere solo antiparallela (un momento è orientato verso il basso e l'altro verso l'alto), così che il momento magnetico risultante è nullo.

I fenomeni di magnetismo in alcuni metalli presuppone dunque necessariamente la presenza di atomi o ioni caratterizzati da elettroni spaiati o, in generale, di atomi o molecole con momento magnetico non nullo. Tuttavia, questo momento magnetico atomico da solo è insufficiente a causare ferromagnetismo. In più ci devono essere delle forze interatomiche cooperative di scambio che mantengono gli atomi vicini paralleli tra loro.

L'attuale teoria afferma che questi gruppi paralleli di atomi formano dei domini o aree all'interno del materiale ferromagnetico che sono magnetizzati a saturazione, ma che la direzione di magnetizzazione tra i domini non è necessariamente parallela. Quando il magnete è demagnetizzato, lo è soltanto dal punto di vista dell'osservatore esterno. I domini non sono demagnetizzati, anzi sono pienamente magnetizzati, ma la loro direzione di magnetizzazione è tale da opporsi ed annullare quella dei domini vicini.

Il magnete diventa « magnetizzato » quando viene sottoposto ad un campo magnetico esterno di sufficiente intensità da costringere i domini a ruotare ed allinearsi alla direzione del campo applicato.

Fig. 6 – Induzione magnetica – Flusso (Φ)

Quando un materiale ferromagnetico (costituito da atomi o molecole che hanno un momento magnetico non nullo) viene inserito nella bobina di *fig. 4*, si sviluppa un campo magnetico *addizionale* nel materiale, come mostrato in *fig. 6*. Questo campo indotto è chiamato Flusso e indicato col simbolo Φ .

Il grado di concentrazione di questo campo indotto è conosciuto come *induzione magnetica* o *densità di flusso per unità di area* perpendicolare alla direzione del percorso magnetico ed è designata dal simbolo B .

Nel sistema cgs, il flusso magnetico è misurato in *Maxwell* mentre la induzione magnetica è misurata in *Gauss* (o linee) per centimetro quadrato. Una linea per centimetro quadrato equivale ad un Gauss. Nel sistema SI, il flusso si misura in *Weber* e l'induzione magnetica in *Tesla*. Un Tesla è uguale a 10.000 Gauss.

La relazione tra B e H per un materiale ferromagnetico può essere illustrata dalla *curva normale di magnetizzazione* mostrata in *Fig. 7*.

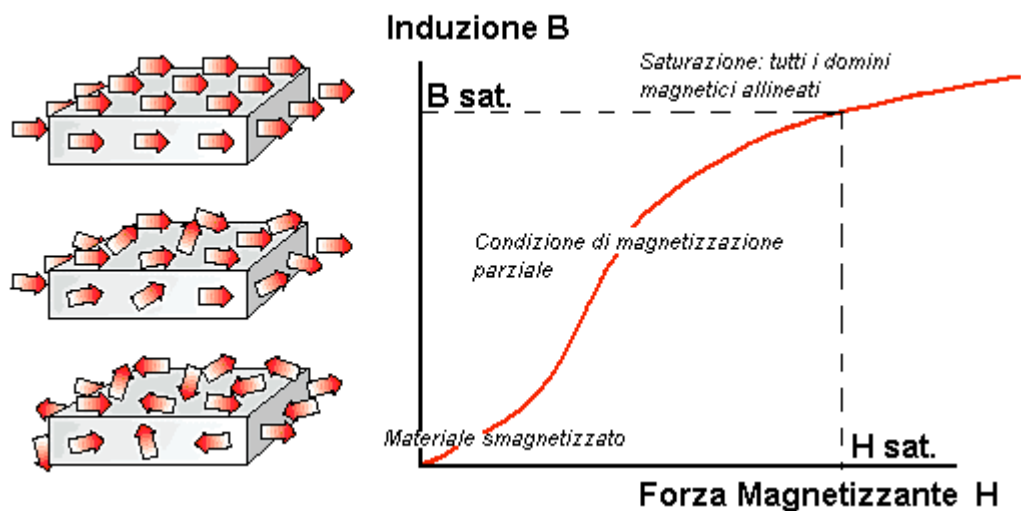


Fig. 7 – Curva normale di magnetizzazione

Se le spire del solenoide di *fig. 4* vengono avvolte attorno ad un nucleo di ferro si crea un elettromagnete che consente una magnetizzazione più efficiente (*Fig. 8*).

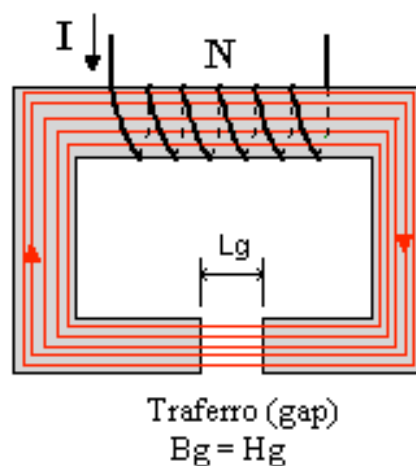


Fig. 8 – Elettromagnete con nucleo di ferro

Quando un magnete elementare viene inserito strettamente tra i poli dell'elettromagnete (fig. 9) in modo da annullare lo spazio tra i poli dell'elettromagnete ed il magnete, possono essere tracciati in modo accurato sia la curva di magnetizzazione che il ciclo di isteresi (fig. 10).

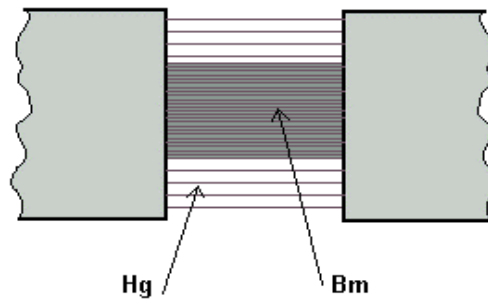


Fig. 9 – Trasfero dell'elettromagnete e magnete di test.

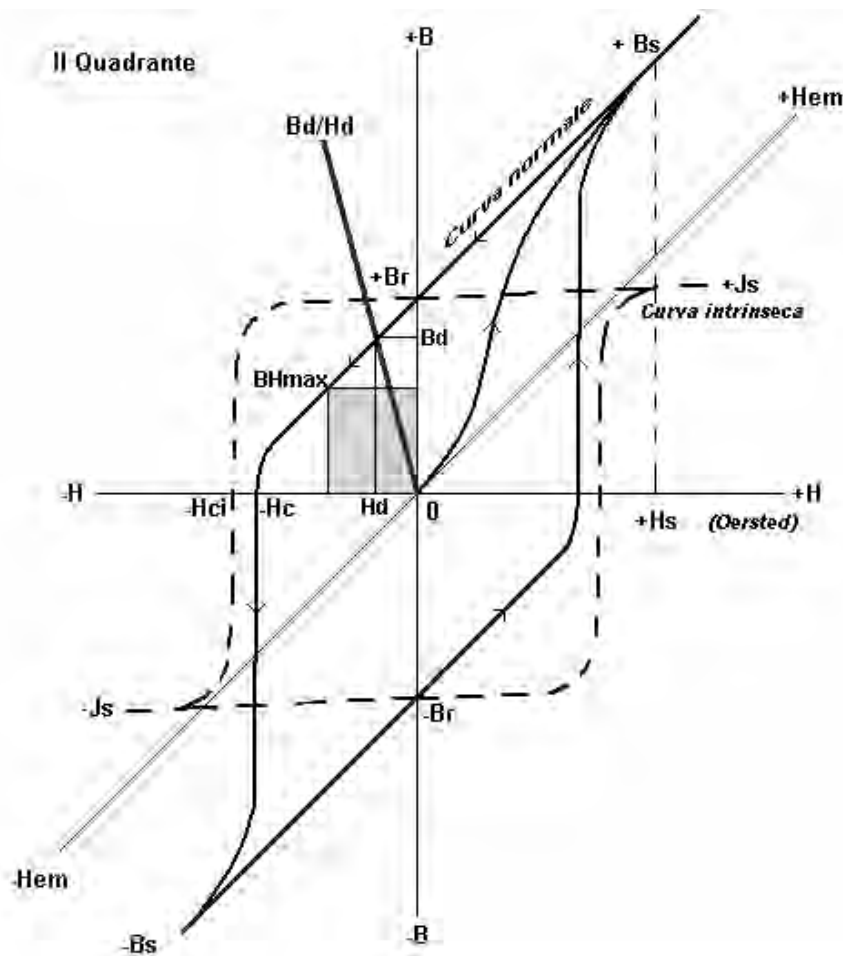


Fig10 – Ciclo di isteresi normale (curva $B-H$) e ciclo di isteresi detto intrinseco (curva $J-H$).

Quando un magnete smagnetizzato è posto nell'elettromagnete e viene applicato un campo magnetizzante H , l'induzione B crescerà proporzionalmente ad H lungo la linea $0+B_s$ (curva di prima magnetizzazione). Nel punto $+B_s$, la pendenza della linea è pari a 1 (45°) ed il magnete è polarizzato a saturazione. Una ulteriore forza magnetizzante H farà crescere l'induzione B solo di tanto quanto è aumentato H .

Arrivati al punto $+B_s$, se la forza magnetizzante H è ridotta gradualmente a zero, la polarizzazione nel materiale scenderà al valore B_r , conosciuto come *induzione residua*.

Se la forza magnetizzante H viene quindi invertita (invertendo la corrente nell'avvolgimento

dell'elettromagnete) ed incrementata nel verso negativo, la magnetizzazione del materiale viene ridotta a zero. In questo punto la forza demagnetizzante è $-H_c$, nota come *Forza Coercitiva* e questa è la misura della resistenza alla smagnetizzazione del materiale.

L'incremento della forza demagnetizzante H in senso negativo magnetizzerà il materiale nella direzione opposta fino ad arrivare alla saturazione di opposta polarità $-B_s$. Riportando H a zero, otterremo l'induzione residua $-B_r$ e, invertendo ancora una volta la corrente nell'avvolgimento, il materiale verrà rimagnetizzato alla sua polarità di saturazione originale, completando così il ciclo di isteresi.

Il ciclo segue il valore di "B" misurato nel materiale e viene chiamato curva normale. Tuttavia va notato che non tutto il flusso osservato è prodotto dal magnete. Se non fosse stato presente il magnete permanente, l'elettromagnete avrebbe prodotto in ogni caso un campo nell'aria del traferro. La forza di magnetizzazione H di un oersted produce una induzione B di un Gauss (linea diritta $-H_{em}, 0, +H_{em}$).

Il flusso osservato (misurato) è la somma del flusso che sarebbe stato prodotto dall'elettromagnete in assenza del magnete, più quello prodotto dal materiale magnetico, e questa è la curva normale. La densità di flusso generata dal solo magnete è chiamata induzione intrinseca (curva J) e può essere trovata aritmeticamente o graficamente: nel primo quadrante essa è $J = B - H_{em}$, nel secondo quadrante è $J = B - (-H_{em}) = B + H_{em}$. Va notato che nel primo quadrante l'induzione normale è sempre più grande della induzione intrinseca.

Nel secondo quadrante (*curva di demagnetizzazione*) l'induzione intrinseca è più grande. Ciò a causa del valore negativo di H_{em} nel secondo quadrante. E' anche ovvio che $-H_{ci}$, il punto dove la curva J attraversa l'asse $-H$, è sempre più grande di $-H_c$ dato che $J = B + H_{em}$ nel secondo quadrante. Il valore di H_{ci} è molto vicino alla intensità del campo H richiesta per demagnetizzare completamente il materiale magnetico.

Nella progettazione dei magneti permanenti, dove ci si preoccupa di determinare la quantità di flusso che un magnete è capace di produrre, viene utilizzata la curva di demagnetizzazione normale. La curva intrinseca è di interesse soltanto quando si vuole valutare la reazione del magnete ad un campo magnetico esterno.

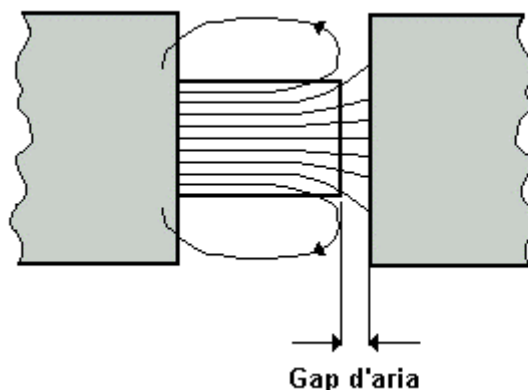


Fig11 – Influenza dovuta a spazio tra polo e magnete.

Torniamo al magnete magnetizzato nell'elettromagnete. Se dopo aver riportato a zero il campo magnetizzante H (l'induzione residua nel magnete del test è B_r), invece di invertire il campo introduciamo uno spazio o gap tra il magnete ed un polo dell'elettromagnete, il magnete si smagnetizzerà ancora un po' e la densità del flusso nel magnete decrescerà da B_r a qualche valore B_d come mostrato in *Fig. 12*.

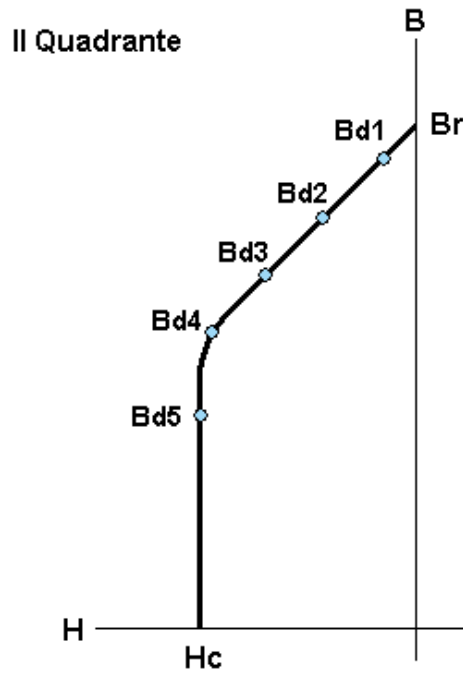


Fig12 – B_d (densità di flusso) in funzione del gap d'aria.

La densità di flusso nel magnete si riduce perché il flusso non passa più tutto attraverso il magnete, ma si disperde in parte attorno al magnete stesso. Poiché la dispersione del flusso è nella direzione opposta a quella del flusso magnetico interno, essa ha un effetto demagnetizzante sul magnete. Quanto più il gap aumenta, tanto più grande diventa la dispersione di flusso. In pratica il campo demagnetizzante del magnete agisce con le stesse modalità di un campo H negativo applicato al magnete tra le ganasce dell'elettromagnete.

L'induzione B_d del magnete segue la curva di demagnetizzazione nel secondo quadrante e decresce in funzione della dimensione del gap e della geometria del magnete.

Quando il magnete è rimosso completamente dall'elettromagnete, la densità di flusso B_d nel magnete scenderà alla densità di flusso del circuito aperto (Fig. 13a-b).

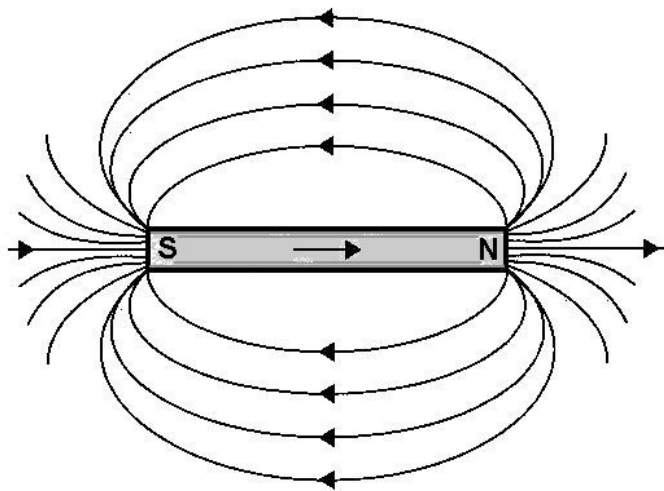


Fig13a – Flusso magnetico in condizioni di circuito aperto

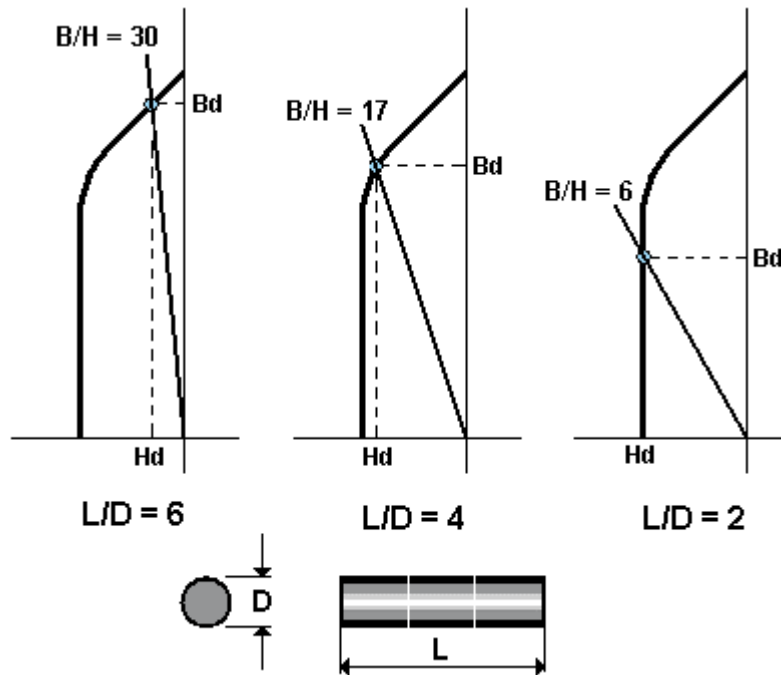


Fig.13b – Condizioni di circuito aperto.

La densità di flusso del circuito aperto dipende dalla geometria del magnete (L/D), che determina il campo di demagnetizzazione interno H_d ed il valore B_d della induzione residua, secondo la curva di demagnetizzazione del materiale. La pendenza della retta “caratteristica” di carico B_d/H_d è detta *Permeanza del magnete* (o *Permeance Coefficient*).

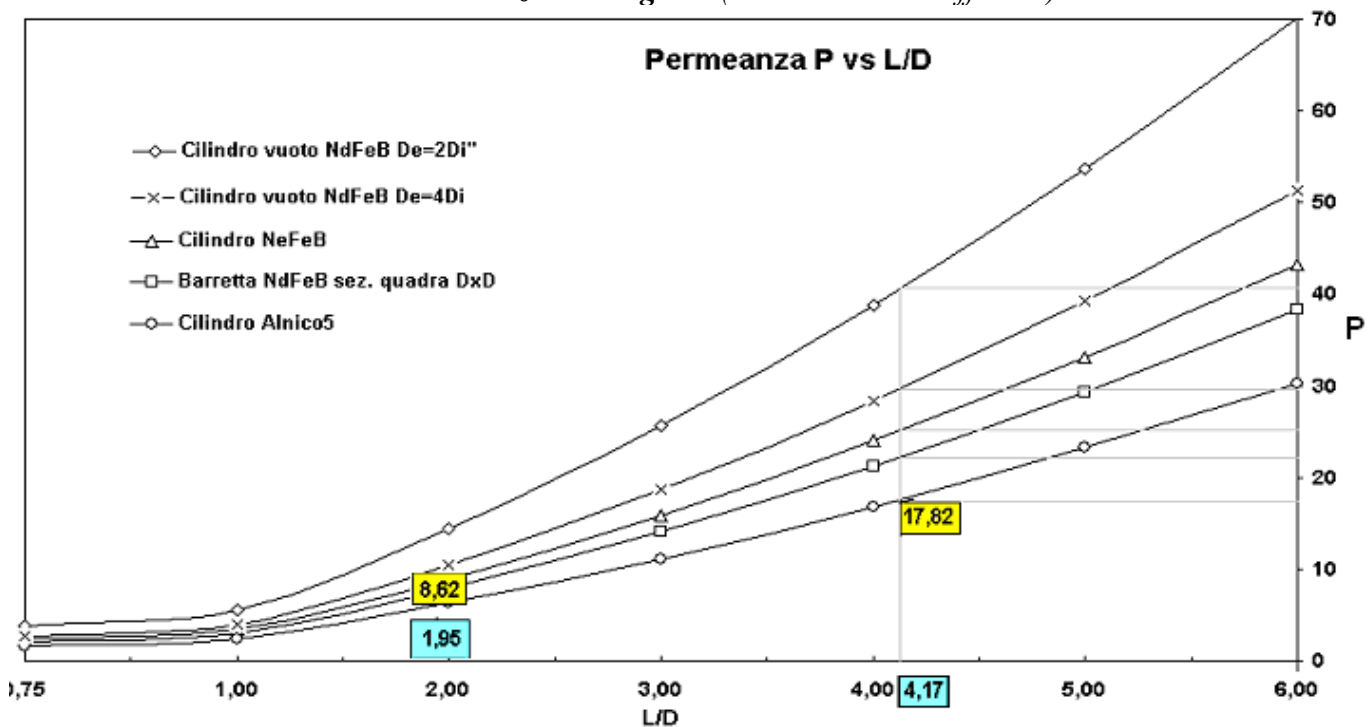


Fig. 14 – Permeanza P (B_d/H_d) verso L/D per cilindro Alnico5 e varie geometrie NdFeB

La *fig. 14* mette in relazione le dimensioni del magnete L/D con B_d/H_d , per quattro geometrie di magnete e serve a determinare la permeanza P in condizioni di circuito aperto. Per ogni valore L/D le curve forniscono il rapporto tra la densità di flusso o induzione e la intensità del campo di demagnetizzazione caratteristico del magnete per quel materiale e quella geometria.

Maggiore il valore della permeanza, a parità di L/D , migliori le caratteristiche del magnete. Dall'esame del grafico risultano interessanti i dati per magneti con foro assiale, caratterizzati da campi demagnetizzanti propri molto bassi. E' evidente che, a parità di volume e di L/D , il

magnete cavo assume dimensioni esterne maggiori (+2,3% nel caso di $D_e=4D_i$ e +10% per $D_e=2D_i$).

La barretta di NdFeB a sezione quadrata, con lato pari al diametro D , ha prestazioni inferiori al cilindro di diametro D e perciò non la considereremo più nel prosieguo della trattazione.

Per determinare i valori di B_d ed H_d , si traccia la retta con pendenza P ed il punto di incrocio con la curva di demagnetizzazione caratteristica del materiale (Fig.15), ci fornirà questi dati.

Nel caso del magnete cilindrico in Alnico5 di Lunghezza 50mm e Diametro 12mm ($L/D = 4,17$), otteniamo dal grafico $P = B_d/H_d = 17,82$. Procedendo come detto sulla curva di demagnetizzazione tipica dell'Alnico 5, otteniamo che tale magnete isolato possiede una densità di flusso $B_d=11200$ Gauss o 1,12 Tesla ed un campo demagnetizzante proprio $H_d = 628$ Oersted.

Questo è il motivo per il quale nel paragrafo 2, nel calcolo del momento torcente, abbiamo assunto una induzione residua di 1,12 Tesla!

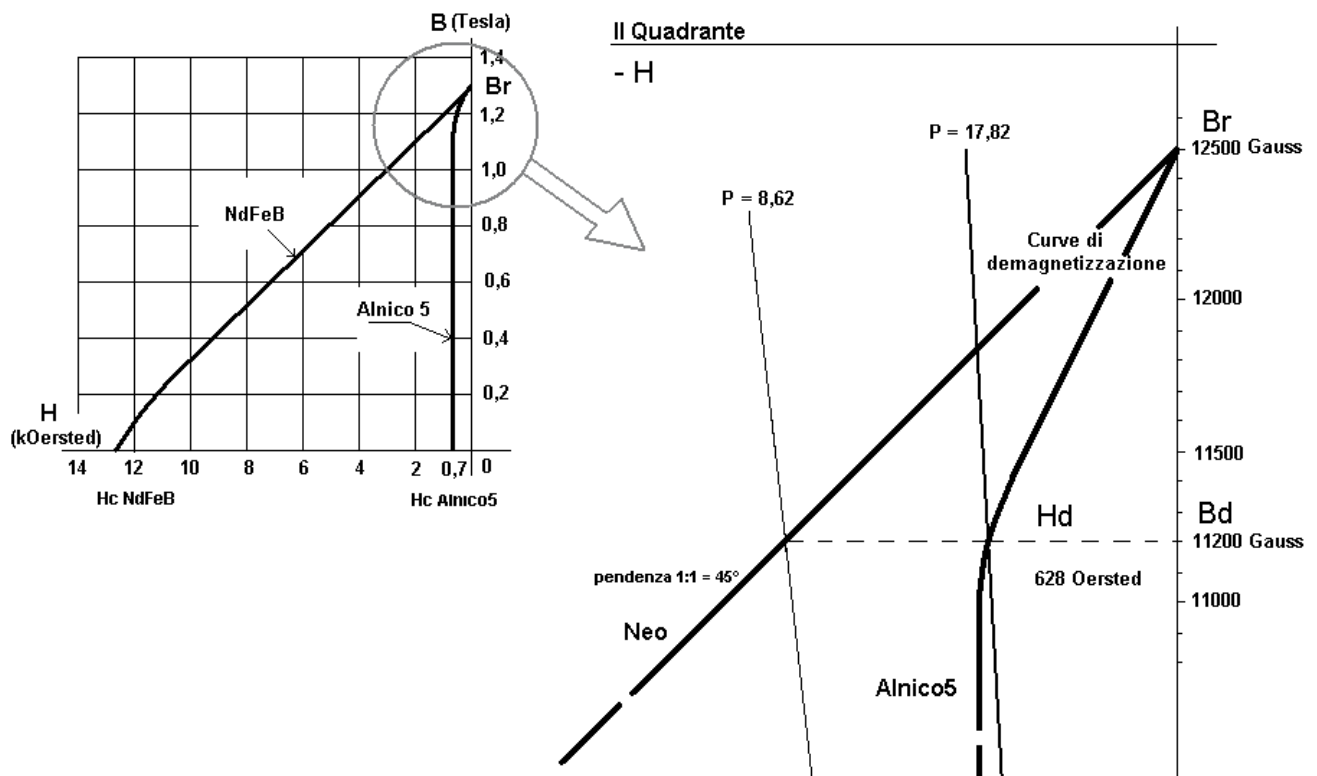


Fig15 – Calcolo di B_d e H_d del magnete Alnico5 cilindrico $\Phi 12 \times 50$ mm.

Vale la pena di calcolare, a parità di induzione (1,12T), la permeanza P del NdFeB. Essa è pari a 8,62, cui corrisponde, nel grafico di figura 14, un rapporto L/D di 1,95.

Le situazioni discusse sopra si applicano a magneti che operano in condizioni statiche, cioè dove nessun campo demagnetizzante esterno agisce sul magnete e P rimane costante. In presenza di un campo demagnetizzante esterno, l'induzione B_d di un magnete isolato nell'aria (punto D) diminuirà come mostrato in Fig.16, (punto E).

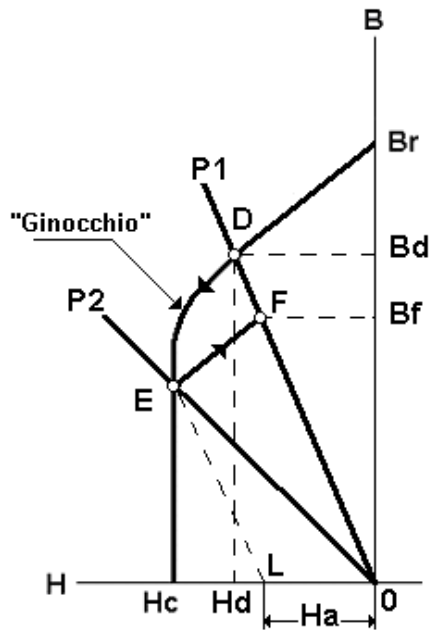


Fig 16 – Azione di un campo esterno H_a .

Come già visto, la linea OD, con pendenza $B_d/H_d = P1$, rappresenta la "caratteristica operativa statica" di un magnete isolato, ove B_d è la sua induzione residua e H_d il suo campo demagnetizzante.

Se un campo demagnetizzante esterno di intensità H_a investe il magnete (ad es. un altro magnete che gli viene opposto), allora la densità di flusso o induzione decrescerà fino al punto E. Si noti che la nuova linea caratteristica operativa, LE, è parallela a OD.

Per i materiali magnetici come l'AlNiCo, che presentano un "ginocchio" nella curva di demagnetizzazione (come in fig.16), quando il campo demagnetizzante esterno viene rimosso dopo essere scesi sotto il "ginocchio", la induzione non ritorna al punto D, ma invece segue una linea con la pendenza detta di *permeabilità di ritorno* rappresentata da EF. La nuova densità di flusso residua è B_f : il magnete cioè ha subito una *smagnetizzazione irreversibile*.

Con i materiali che hanno una curva di magnetizzazione lineare (terre rare, ossia ceramici, Samario Cobalto o Neodimio Ferro Boro) la eventualità di una perdita di flusso irreversibile è grandemente ridotta o eliminata.

Unica attenzione, nel caso del NdFeB, che la temperatura di esercizio non superi gli 80°C , pena la formazione del ginocchio e conseguente riduzione della forza coercitiva H_c .

5. Progettazione del magnete in NdFeB

Le curve di demagnetizzazione tipiche dell'AlNiCo 5 e del NdFeB, a temperatura ambiente, sono rappresentate in *fig.17*.

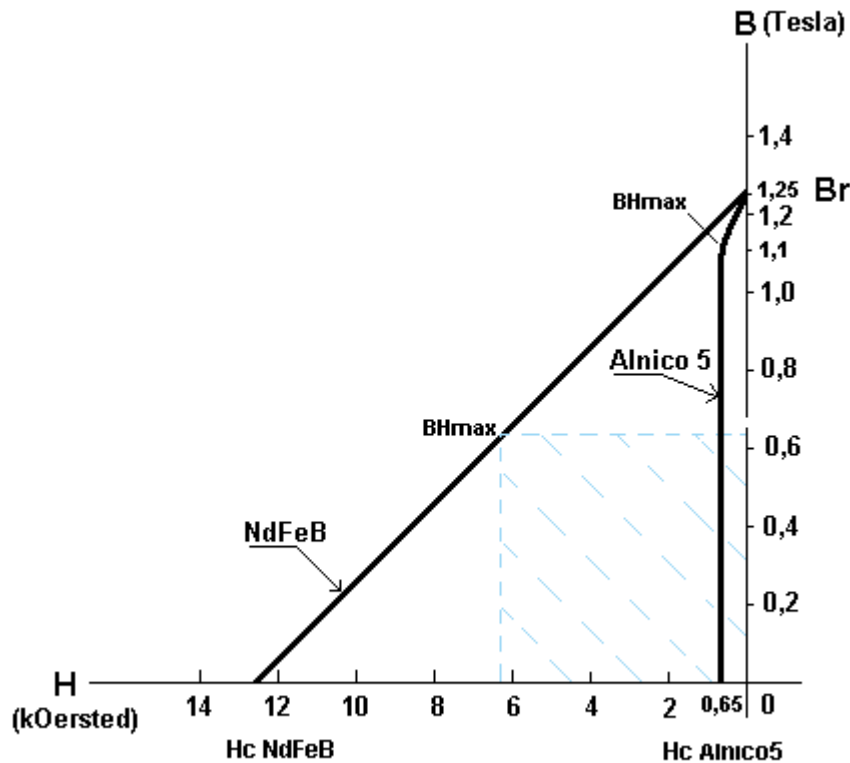


Fig 17 – Curve di demagnetizzazione NdFeB e AlNiCo 5.

Dall'esame delle curve emerge la elevatissima Forza Coercitiva della lega al Neodimio-Boro rispetto a quella dell'Alnico5 (quasi 20 volte), nonché il prodotto BH_{max} (energia massima producibile col volume minore) che è 8 volte superiore, mentre la Induzione Residua Br è pressochè uguale. Si tenga presente che tale Br è la induzione residua in circuito chiuso, cioè quando il magnete è ancora strettamente tra i poli dell'elettromagnete.

Come visto in *Fig. 15*, nella curva dell'Alnico 5 è presente un vistoso « ginocchio » con un Permeanza critica di circa $0,65/11 = 17$. E' una situazione molto delicata perchè è sufficiente anche un piccolo campo esterno negativo per demagnetizzare irreversibilmente il magnete, dato che la sua forza coercitiva è molto bassa e dopo il « ginocchio » la curva sprofonda a zero.

Cio' spiega la scelta $\Phi 12 \times 50$ mm operata sessanta'anni fa per l'Alnico5, con $P=17,82$ (*Fig.14*): cioè il rapporto L/D doveva essere tale da garantire una Permeanza maggiore di 17 e anche qualcosa di più per contrastare eventuali campi esterni.

Il campo magnetico terrestre (0,2 Oe) sicuramente non dà problemi, ed il campo magnetico antagonista, dovuto alle correnti di Foucault, che si sviluppa nel « pentolino » di alluminio quando il magnete oscilla non dovrebbe influire più di tanto (da verificare).

Estrema attenzione invece va posta nell'impedire che magneti Alnico5 si oppongano l'un l'altro o, peggio, che un magnete al Neodimio ...passi nelle vicinanze, e nel tenere lontani i magneti da materiali ferromagnetici.

Potrebbe essere utile il cosiddetto « keeper » di ferro ad U, di sezione almeno pari a quella del magnete, tale da chiudere il circuito attorno al magnete, evitando dispersioni di flusso ($H_d=0$),

ma i gap devono essere totalmente eliminati perchè abbia efficacia: meglio allora tenere uniti i magneti l'uno all'altro ovviamente nel senso comune di polarizzazione.

Non serve più di tanto neppure « ricaricare » il magnete, sottoponendolo alla azione di un potente elettromagnete, una volta subita una smagnetizzazione irreversibile (punto F di Fig. 16) : infatti esso si « ricaricherebbe » seguendo la curva di permeabilità reversibile EF e non tornerebbe mai alla induzione residua iniziale D. Si dovrebbe tornare alla origine 0 con cicli di isteresi di area (energia) progressivamente sempre più piccola e tendente a zero, per poi ripartire con la curva di magnetizzazione primaria, cosa alquanto complicata e onerosa.

La lega al NdFeB non ha di questi problemi : in pratica l'induzione del magnete, sottoposto a campi demagnetizzanti esterni anche di poco inferiori alla sua forza coercitiva H_c , torna sempre alla posizione caratteristica statica lungo la curva di demagnetizzazione, una volta rimosso il campo.

In Fig. 18 vediamo come varia la Permeanza P in funzione del rapporto L/D per magneti cilindrici pieni e forati, magnetizzati assialmente.

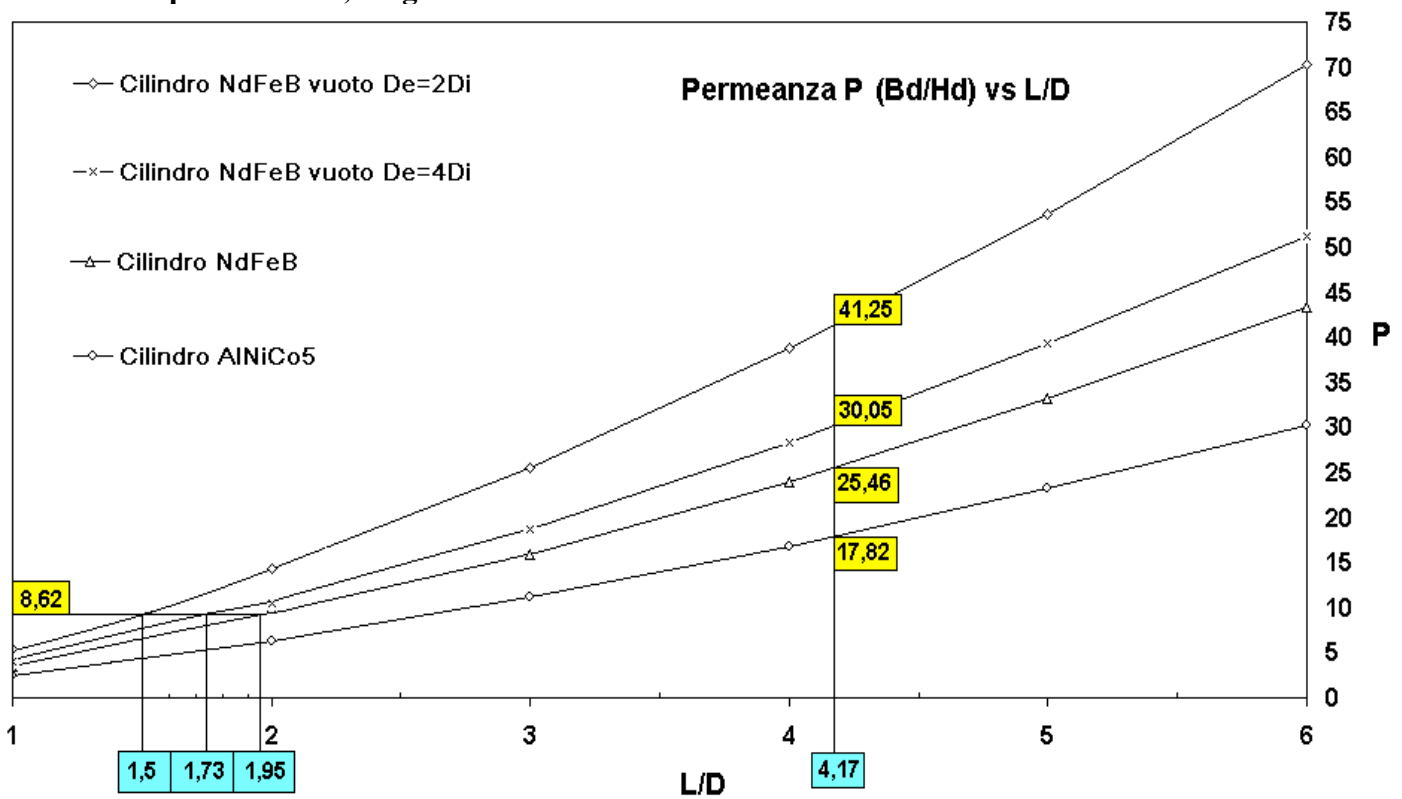


Fig18 – Permeanza P (Bd/Hd) vs L/D per cilindri Alnico5 e NdFeB

Mantenendo il rapporto L/D di 4,17, P sale da 17,82 dell'Alnico5 ai valori mostrati in Fig. 18 per il NdFeB nelle varie geometrie. Aumenta la Bd del magnete e quindi la sua efficacia.

Per calcolare Bd, Hd e del Momento di torsione per un magnete NdFeB con L/D di 4,17, si ricorda che (Fig. 15) la pendenza della curva di demagnetizzazione del NdFeB è di 45° , cioè $Br - Bd = Hd$, ossia $Bd = Br - Hd$ e quindi:

$$P = Bd/Hd = (Br - Hd)/Hd = Br/Hd - 1 \quad \text{e quindi:} \quad Hd = Br / (1 + P) ;$$

Riassumiamo i valori di Bd, Hd e del Momento di torsione dovuto al campo magnetico terrestre, nel caso di magneti Alnico5 e NdFeB, a parità di rapporto L/D e volume (Fig.19a):

Fig. 19a - Tabella I

Cilindro L/D=4,17 Vol = 5,652 cm ³	P	Bd (Gauss)	Hd (Oe)	M (gr·cm) a 90° (*)	Δ %	L (cm)	Dest (cm)	Dint (cm)
Alnico5 pieno	17,82	11200	628	1,013	-	5	1,2	-
NdFeB pieno	25,46	12028	472	1,088	+7,39	5	1,2	-
NdFeB forato De=4Di	30,05	12097	403	1,094	+8,01	5,1	1,23	0,31
NfFeB forato De=2Di	41,25	12204	296	1,104	+8,97	5,5	1,32	0,66

(*) Si ricorda che il momento M che il campo magnetico terrestre imprime al magnete quando avviene una rotazione di 90° (vedi par. 5) è pari a $M = Bd \cdot V \cdot H_t$

L'adozione della lega al Neodimio-Boro a parità di dimensioni ci dà un vantaggio, in termini di Momento di torsione, pari al 7,39%.

Se invece decidiamo di mantenere costante il Momento e cioè il Bd e il Volume, otteniamo per FeNdB un valore di $Hd = Br - Bd = 1300$ e $P = Bd/Hd = 8,615$. Per tale valore di P, ricaviamo i valori di L/D per le diverse geometrie dal grafico in Fig. 18. Ottenuti i rapporti L/D calcoliamo i valori L, Dest e Dint che rispettino il volume dato (Fig.19b):

Fig.19b - Tabella II

Cilindro	Volume (cm ³)	Bd (Gauss)	Hd (oe)	P	L/D	L (cm)	De (cm)	Di (cm)
Alnico5 pieno	5,652	11200	628	17,82	4,17	5	1,20	-
NdFeB pieno			1300	8,615	1,95	3,01	1,55	-
NdFeB forato De=4Di					1,73	2,84	1,64	0,41
NdFeB forato De=2Di					1,5	2,78	1,86	0,93

In termini di "efficacia direzionale", una barretta cilindrica di NdFeB $\Phi 15 \times 30$ mm è equivalente all'Alnico5 $\Phi 12 \times 50$ mm.

Possono andare bene anche i cilindri NdFeB forati $\Phi_e 15 \times 30$ con $\Phi_i 5$ mm e $\Phi_e 20 \times 25$ con $\Phi_i 10$ mm.

Valutiamo i seguenti magneti reperibili in commercio:

- pieno $\Phi 15 \times 30$ mm
- pieno $\Phi 22 \times 20$
- forato $\Phi_e 15 \times 30$ con $\Phi_i 5$
- forato $\Phi_e 20 \times 25$ con $\Phi_i 10$
- forato $\Phi_e 20 \times 20$ con $\Phi_i 8$
- pieno $\Phi 10 \times 20$
- pieno $\Phi 10 \times 23$

Riassumiamo il tutto nella tabella seguente (Fig.19c) :

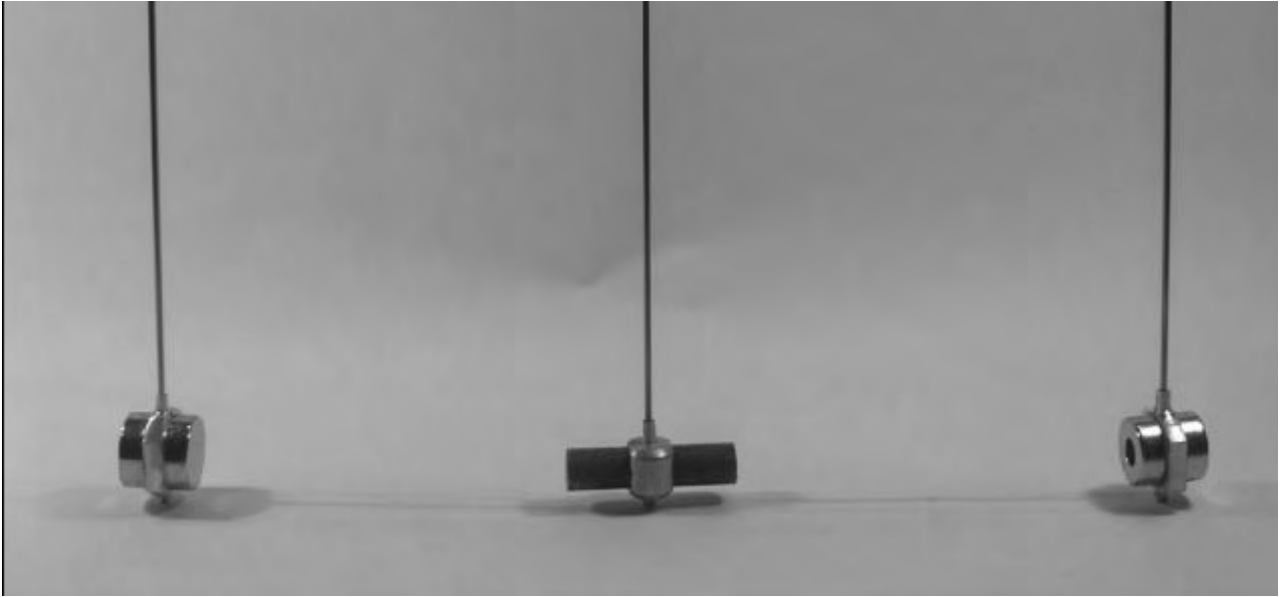
(Fig.19c) - Tabella III

Cilindro	L (cm)	D _e (cm)	D _i (cm)	V (cm ³)	Peso (gr)	L/D _e	P	Bd (Gauss)	Hd (Oe)	M (gr·cm) a 90°	ΔM % vs Alnico5
Alnico5 pieno	5	1,2	-	5,652	43	4,17	17,82	11200	628	1,01	0
NdFeB pieno	3	1,5	-	5,299	40	2,00	8,94	11242	1258	0,95	-6%
NdFeB pieno	2	2,2	-	7,599	58	0,91	3,05	9414	3086	1,14	+13%
NdFeB forato	3	1,5	0,5	4,710	36	2,00	11,42	11494	1006	0,87	-14%
NdFeB forato	2,5	2	1,0	5,888	45	1,25	7,45	11021	1479	1,04	~0
NdFeB forato	2	2	0,8	5,275	40	1,00	4,74	10322	2178	0,87	-14%
NdFeB pieno	2	1	-	1,570	12	2,00	8,94	11242	1258	0,28	-72%
NdFeB pieno	2,3	1	-	1,806	14	2,30	10,89	11449	1051	0,33	-67%

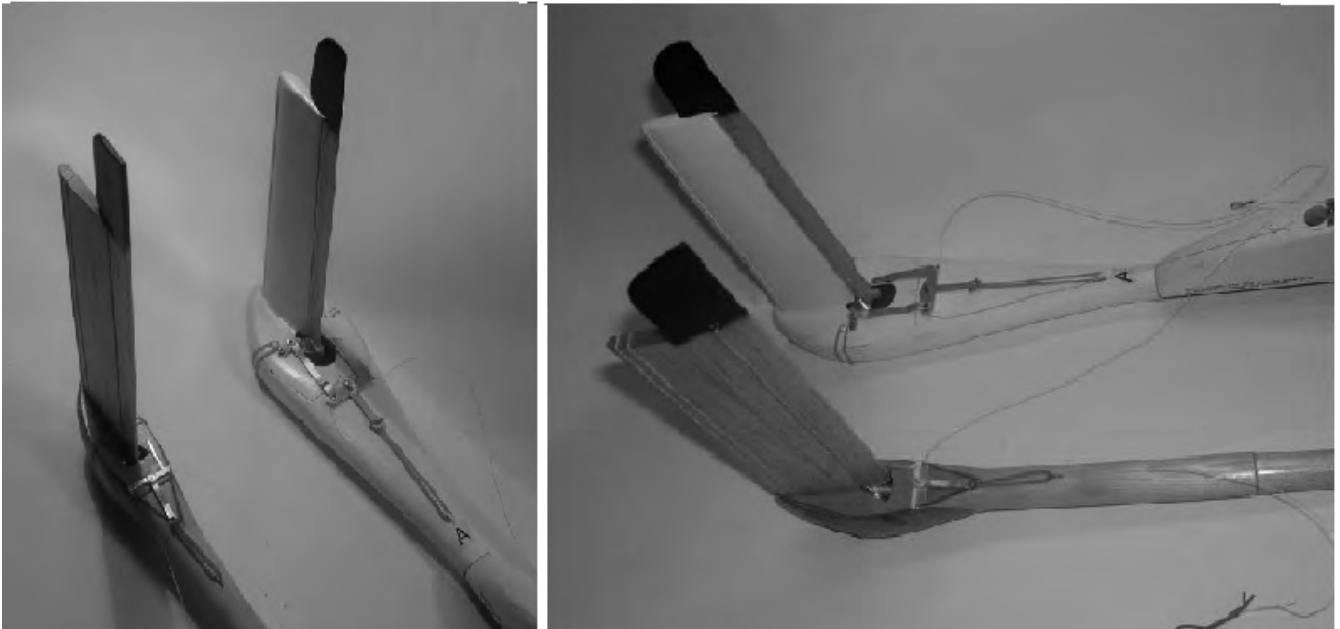
Consideriamo inoltre che il momento d'inerzia J di un magnete di massa M con L=50 e D=12 è pari a $217,3 \cdot M$, mentre con L=20 e D=20 abbiamo $J = 58,3 \cdot M$, cioè quasi 4 volte in meno, e perciò dovremo ridurre opportunamente il "pentolino" che serve a smorzare le oscillazioni, anche perché il flusso (BxS) è 3 volte superiore (S è la sezione) e quindi le correnti di Foucault aumentano in proporzione, dato che sono appunto proporzionali alla variazione di flusso.

5.1 Esperienze con i nuovi magneti

Nella foto che segue il magnete normale $\Phi 12 \times 50$, al centro, è messo a confronto con il supermagnete $\Phi 22 \times 20$, a sinistra, ed il supermagnete forato $\Phi 20 \times 20$, a destra.



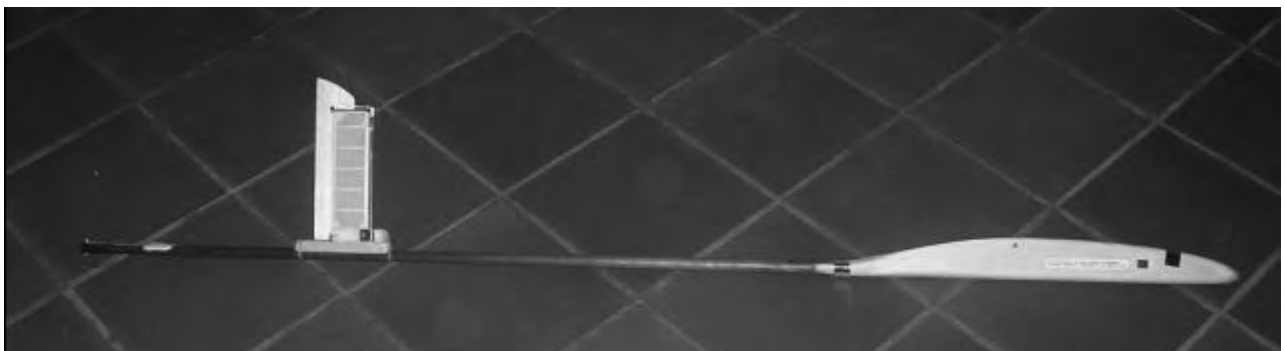
E' stato realizzato un nuovo musetto per il modello UGO-2 utilizzando sia il magnete $\Phi 22 \times 20$ che il $\Phi 20 \times 20$. Le prestazioni in volo sono eccellenti.



Facendo uso di un magnetino $\Phi 10 \times 20$ o $\Phi 10 \times 23$, è stato costruito un sistema di comando posteriore. Il sistema funziona e promette bene; è in corso la ottimizzazione della dimensione del direzionale e della superficie di compensazione in funzione del rapporto di demoltiplica delle leve.



Il sistema di comando posteriore è spostabile lungo la fusoliera alla ricerca del giusto compromesso tra pesi, centraggio e sensibilità di comando. Va da sè che, una volta ottimizzate le dimensioni, il tutto verrà fissato ed opportunamente alleggerito. La carenatura del magnete è anch'essa provvisoria. Quella definitiva sarà in PVC trasparente a forma di goccia.





Il modello UGO-4 con comando posteriore in prova sul monte Sisemol (Gallio).

6. Aspetti aerodinamici del direzionale magnetico

6.1 Geometria e forze in gioco

Il profilo del timone verticale direzionale in azione è rappresentato in *Fig. 20*, con regolazione dell'escursione massima del direzionale di 30° (detto angolo di barra in linguaggio aeronautico).

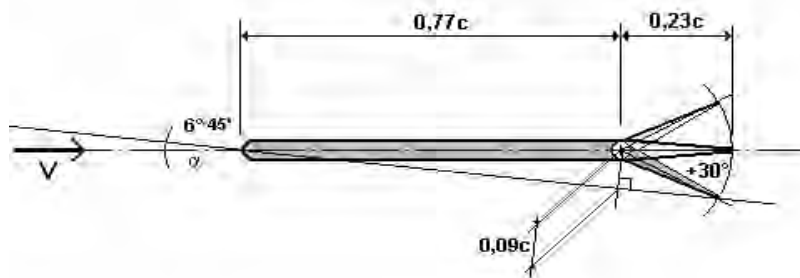


Fig. 20 Profilo timone direzionale in azione

Con il « flap » a 30° , l'inarcamento o camber del profilo è del 9% e l'angolo di attacco è di circa $6^\circ 40'$. L'angolo di attacco aerodinamico del profilo si forma tra la corda del profilo e la direzione del flusso d'aria e cioè la nuova direzione del modello. Per angoli di attacco superiori a $6^\circ 40'$, il flap rimane fissato a 30° , perchè c'è un fermo di regolazione.

Volendo essere più precisi, dal grafico nella *fig. 21* si può rilevare la escursione del flap e della curvatura del profilo in funzione dell'angolo di attacco.

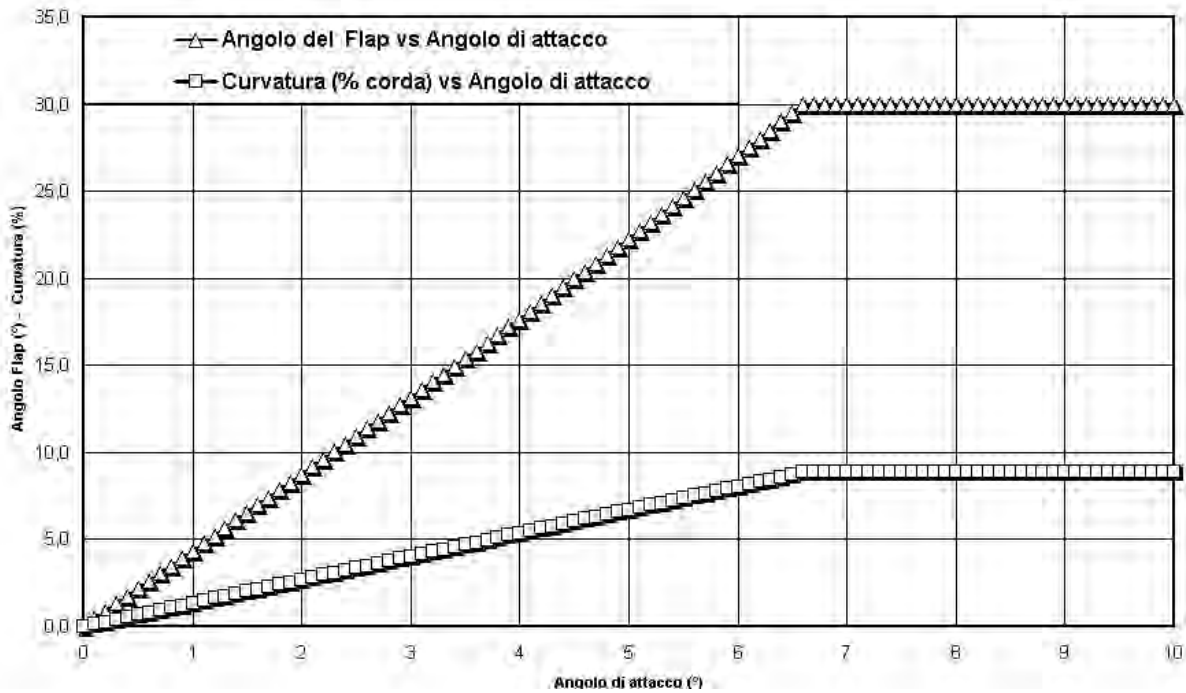


Fig. 21 Inclinazione flap e curvatura vs angolo di attacco

Spesso, riferendosi ai profili con alta curvatura, si parla di profili ad « alta portanza ». Gli aerei full-size e alcuni modelli hanno i flap di atterraggio perchè il profilo flappato sviluppa più portanza a bassa velocità, fornendo la stessa forza di sostentamento che sostiene l'aeromobile ad alta velocità in quanto il C_p aumenta e compensa il calo di velocità.

Quando il flap va giù, l'angolo di attacco effettivo aumenta perchè la linea di corda dell'ala è in una nuova posizione e l'intera curva C_p - α ove α è l'angolo di attacco, si muove verso sinistra sul grafico e in alto. L'effetto del movimento di questa superficie mobile è una combinazione della curvatura aumentata e dell'aumentato angolo di attacco, o viceversa.

Il centro di pressione si muove in avanti con il crescere dell'angolo di attacco, ma non supera mai il fuoco del profilo, posto al 25% della corda. Allo stallo, o un pò prima, quando c'è una separazione parziale del flusso, può muoversi repentinamente indietro di nuovo. Un profilo tenuto a 90° rispetto al flusso ha infatti il centro di pressione a circa il 50% della corda, come una lastra piana a 90° .

Il prodotto o momento della forza aerodinamica per la distanza del centro di pressione dal fuoco del profilo è *costante*, finchè non c'è stallo, perchè la forza aumenta quando il braccio diminuisce e viceversa (legge di Avanzini). Così, oltre al C_p e C_r , abbiamo anche il coefficiente di momento C_{mf} . Quanto maggiore è il camber, tanto maggiore è il C_{mf} . Inoltre tanto più il punto di massima curvatura si sposta verso il bordo d'uscita, tanto maggiore è il C_{mf} .

Approssimativamente il C_m per un inarcamento del 9% al 77% è di $-0,020$ tra 3 e 10° . La posizione del centro di pressione dal fuoco dell'ala è data da $x_p = C_{mf}/C_p$.

Immaginiamo il verticale, con angolo di barra di $+30^\circ$, come un'ala isolata con flap abbassato che lavora ad un di attacco α di circa 7° .

Nel punto di cerniera del flap agisce il *momento di cerniera* dovuto alla reazione aerodinamica sulla parte mobile rispetto all'asse di rotazione. Questo deve essere controbilanciato dal Momento M_t di torsione dovuto al magnete (pari a $1 \cdot 10^{-4} \text{sen}30^\circ \text{ N} \cdot \text{m} = 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ N} \cdot \text{m}$) e dal

momento generato dalla superficie di compensazione del timone.

La forza di portanza, cioè il Coefficiente di Portanza C_p relativo ad un determinato angolo di attacco, va ripartito tra deriva e timone in parti proporzionali alle loro aree, con distribuzione rettangolare per la deriva e triangolare per il timone direzionale (fig.22).

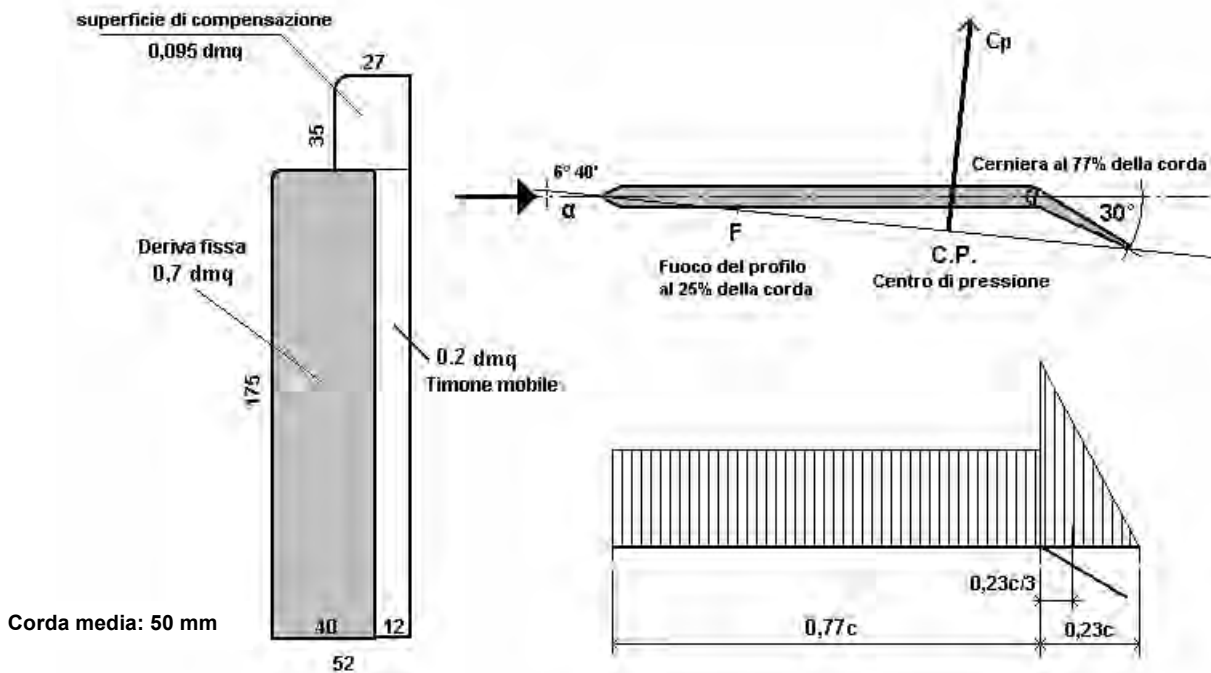


Fig. 22 – Forza aerodinamica sul timone

Poiché la distribuzione lungo la corda del direzionale è triangolare, il baricentro del carico è ad $1/3$ della corda, cioè ad una distanza $0,23c/3$. In base a quanto detto, il momento di cerniera sarà dato da:

$$M_c = 0,23 \left(\frac{1}{2} \rho C_p S v^2 \right) \cdot (0,23c/3)$$

Volendo esprimere il coefficiente del momento di cerniera, esso è pari a:

$$C_{m_c} = 0,23 \cdot C_p \cdot 0,23/3 = 0,01763 C_p ; \text{ con } C_p=1-1,1 \text{ } C_{m_c} = 0,018-0,019$$

Riservandoci di determinare con più precisione (tramite il programma XFOIL), la polare del profilo, possiamo assumere che il C_p -3D del profilo, che tiene cioè in considerazione l'allungamento ossia la resistenza indotta, sia intorno a 1 e in conseguenza il *Momento di Cerniera* risulta:

$$M_c = 0,23 \cdot \frac{1}{2} \cdot 1,225 \cdot 1 \cdot 0,9 \cdot 10^{-2} \cdot 25 \cdot 0,23 \cdot 5 \cdot 10^{-2} \cdot 1/3 = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ N} \cdot \text{m}$$

Ad essere rigorosi 1,225 è la densità dell'aria al livello del mare; il momento alle altitudini usuali per il pendio è un po' inferiore. E' presente inoltre la superficie di compensazione aerodinamica che, assieme alla parte di direzionale ad essa collegata, costituisce una superficie di circa 0,095 dmq che lavora ad una incidenza di 30° . Ipotizzando un C_p di 1,2 ed il centro di pressione al 40% della corda, avremo un momento di compensazione, rispetto alla cerniera ($b=4\text{mm}$), pari a:

$$M_{c_{mp}} = \frac{1}{2} \rho C_p S v^2 b = \frac{1}{2} \cdot 1,225 \cdot 1,2 \cdot 0,095 \cdot 10^{-2} \cdot 25 \cdot 0,4 \cdot 10^{-2} = 0,7 \cdot 10^{-4} \text{ N} \cdot \text{m}$$

Il momento di cerniera è perciò pari alla differenza, ovvero $0,5 \cdot 10^{-4}$ N·m: proprio il momento di torsione del magnete, che è appunto $0,5 \cdot 10^{-4}$ N·m.
Equilibrio perfetto!

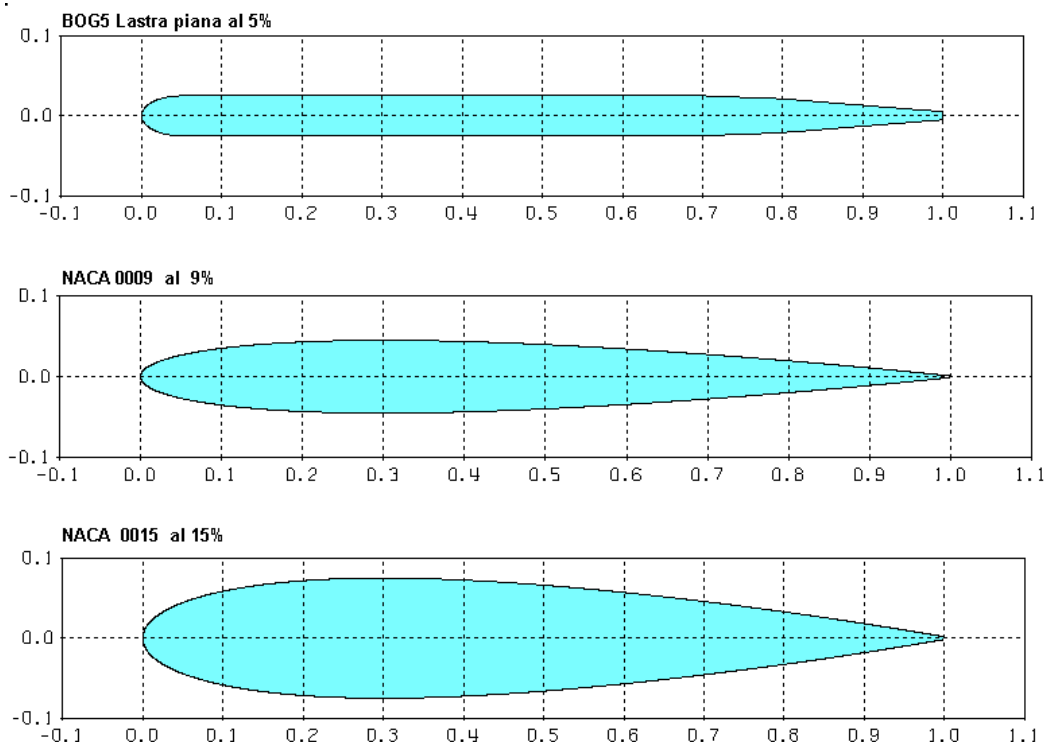
6.2 Numero di Reynolds e profili

Un modello F1E vola ad una velocità tra i 4 (modello molto leggero) e gli 8-9 m/sec (modello da vento forte). Nella tabella che segue vediamo i valori del Numero di Reynolds, a diverse altitudini, di un timone verticale di corda 50 mm, alla velocità di 5 m/sec.

Altitudine (m)	Numero di Reynolds
0	17114
300	16715
500	16452
1000	15809
1200	15557
1400	15308
1600	15062

Per la cronaca la parte di direzionale superiore, ovvero quella che comprende la superficie di compensazione, ha corda 27 mm e vola ad un NR tra 9000 e 8000 secondo l'altitudine.

Per quanto riguarda la scelta del profilo, vediamo in *fig.23* i profili BOG5, NACA 0009 e NACA 0015, nella configurazione "normale" e con flap di 30° al 77%.



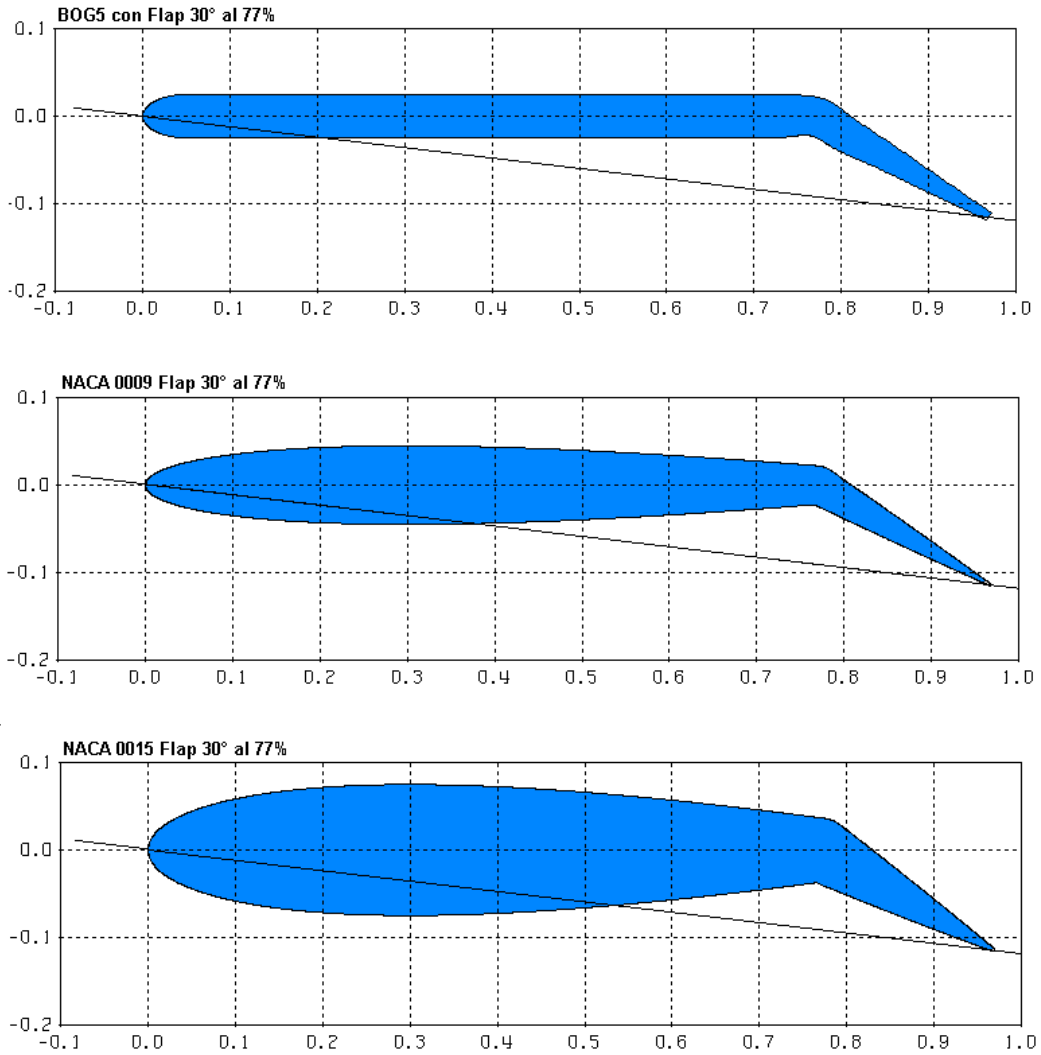


Fig. 23 – Profili timone verticale “normali” e “flappati”

6.2 Polari dei profili

Per la determinazione delle polari dei profili in esame, riportiamo in forma tabellare quanto espresso in fig. 21 cioè il legame tra angolo di attacco e angolo del flap.

Angolo di attacco (°)	Angolo del flap (°)	Delta flap da posizione precedente (°)
0	0,00	0,00
1	4,35	4,35
2	8,73	4,38
3	13,15	4,43
4	17,66	4,50
5	22,27	4,61
6	27,03	4,76
7	30,00	2,97
8	30,00	0,00
9	30,00	0,00
10	30,00	0,00

Dato che ad ogni valore dell'angolo di attacco corrisponde un determinato valore dell'angolo del flap, dovremo in pratica calcolare i coefficienti di portanza, resistenza e momento dei diversi profili flappati in corrispondenza del relativo angolo di incidenza aerodinamica e riunirli in un'unica polare « dinamica ».

Il programma che useremo è XFOIL 6.94 di Mark Drela, del MIT Aero & Astro Harold Youngren, Aerocraft, Inc.. Questo potente strumento ci fornisce oltre ai coefficienti di portanza, resistenza e momento (rispettivamente chiamati C_L , C_D e C_M) anche il momento di cerniera (flap hinge moment) nelle varie posizioni.

Cominciamo col rappresentare la polare « dinamica » del profilo Bog5 tra 0 e 10 gradi, al Numero di Reynolds di 16000, calcolata con la « Viscous Formulation » e con il coefficiente N_{crit} (Ambient Disturbance Level) pari a 9.

Un valore di N_{crit} minore di 9 rappresenta una maggiore turbolenza ambientale, sia nel senso di una maggiore turbolenza della galleria del vento virtuale che in termini di maggiore « ruvidità » o « rugosità » della superficie dell'ala in esame.

Non viene per il momento simulata la presenza di turbolatori e non si tiene conto, per semplicità, della fessura tra deriva e direzionale.

BOG5 :

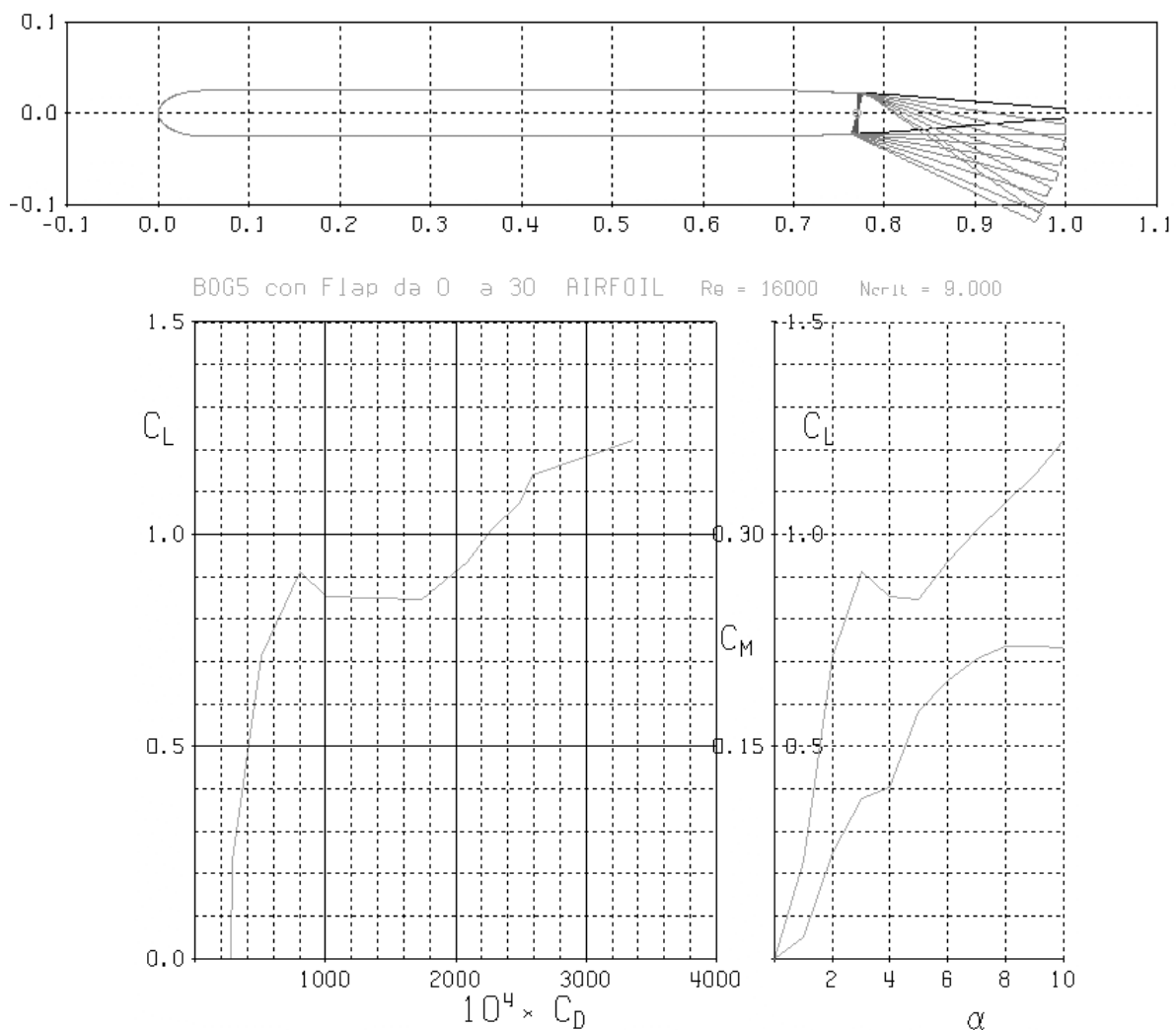


Fig. 24 Profilo Bog5 e sua polare (secondo XFOIL)

Il coefficiente del momento di cerniera raggiunge il valore max di 0,019 tra i 7 e i 9°.

$$\text{Hinge moment/span} = 0.019 \times \frac{1}{2} \rho U^2 c^2$$

Riportiamo nella tabella seguente la relazione tra angolo di attacco e il Cmc, calcolata con XFOIL:

Angolo di attacco	Coefficiente del momento di cerniera
0	0
1	0,001
2	0,005
3	0,007
4	0,008
5	0,015
6	0,018
7	0,019
8	0,019
9	0,019
10	0,018

Dall'esame dei grafici emerge l'effetto della bolla di separazione tra i 3 e i 7-8 gradi, cioè forte calo della portanza e aumento della resistenza.

E' auspicabile pertanto la presenza del turbolatore e di una maggiore ruvidità della superficie della deriva. Ciò può essere simulato con XFOIL: inseriamo allora un turbolatore al 7% della corda da ambedue le parti del profilo e riduciamo il valore di Ncrit da 9 a 5.

Teniamo presente comunque che, come sottolinea Drela, XFOIL si limita a forzare la transizione dello strato limite nel punto in cui è posizionato del turbolatore, ma non calcola la resistenza del turbolatore. La transizione non avviene in realtà ove è posto il turbolatore, ma più a valle. Diciamo quindi che i dati sono probabilmente "ottimistici", ma indicativi.

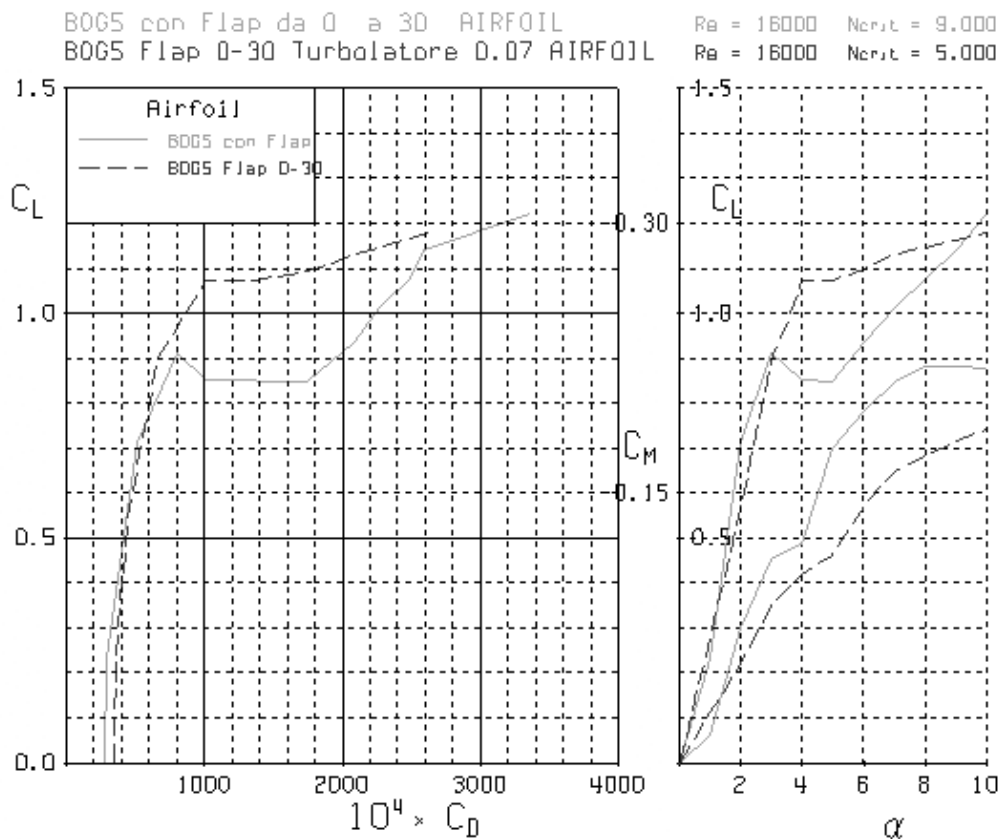
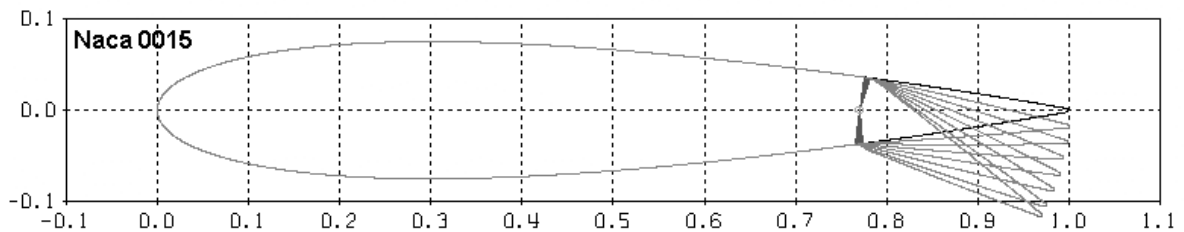
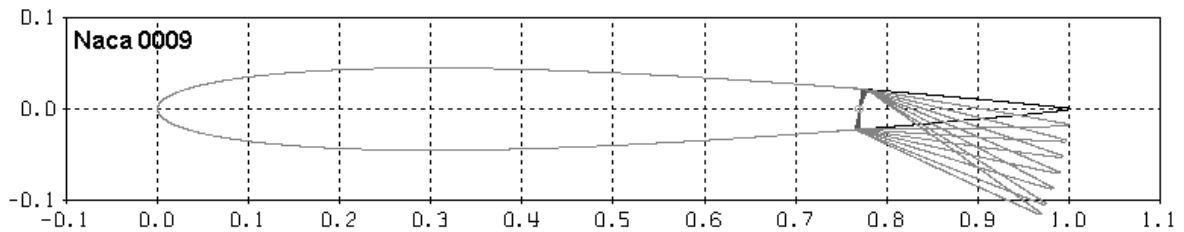


Fig. 25 Profilo Bog5 turbolato vs Bog5 normale

I benefici sono evidenti e il momento di cerniera massimo è inferiore :

Angolo di attacco	Cmc Bog5	Cmc Bog5 turbolato
0	0	0
1	0,001	0,002
2	0,005	0,005
3	0,007	0,007
4	0,008	0,009
5	0,015	0,011
6	0,018	0,014
7	0,019	0,016
8	0,019	0,017
9	0,019	0,017
10	0,018	0,018

Visto il « successo » del turbolatore al 7% e della maggiore « ruvidità » ($N_{crit}=5$), li applichiamo d'ufficio anche al NACA 0009 e 0015.



Le polari dei tre profili sono qui di seguito rappresentate.

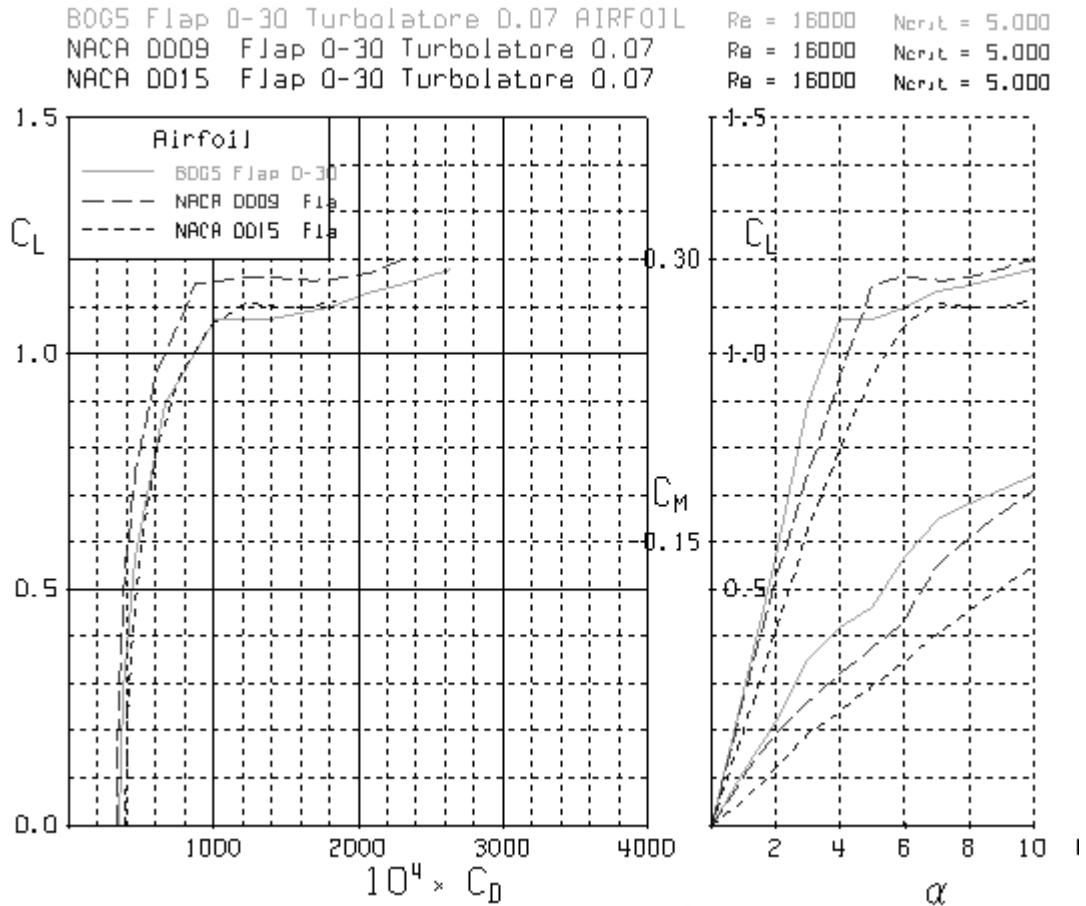


Fig. 26 Aerodinamica dei tre profili

I coefficienti di momento di cerniera sono riassunti nella tabella che segue :

Angolo di attacco	Cmc Bog5 turbolato	Cmc Naca 0009 turbolato	Cmc Naca 0015 turbolato
0	0	0	0
1	0,001	0,002	0,001
2	0,005	0,005	0,002
3	0,007	0,007	0,004
4	0,008	0,009	0,007
5	0,015	0,011	0,009
6	0,018	0,014	0,012
7	0,019	0,016	0,014
8	0,019	0,017	0,014
9	0,019	0,017	0,015
10	0,018	0,018	0,016

In conclusione, il Naca 0009 sembra emergere rispetto agli altri due profili. La lastra piana ed il Naca 0015 sono simili, almeno fino a a 7-8°, poi la lastra piana ha una resistenza superiore, a parità di C_p .

Un'ultima considerazione. Come ha sottolineato Mark Drela, per ottenere il valore corretto (o 3D) di C_L o C_p che dir si voglia, in particolare per alti valori di C_L/C_D , si deve tener conto anche del coefficiente di resistenza indotta, del quale vi risparmio la formula, ma che ha l'effetto di ridurre il coefficiente di portanza di almeno il 10-15%.

Ecco che allora per il nostro impennaggio verticale dell'F1E, il C_p max realistico è al massimo intorno a 1.

Bibliografia

- [1] E. Purcell - *La Fisica di Berkeley – Elettività e Magnetismo Parte II* - Zanichelli – Bologna;
- [2] P. Caldirola-F.Olivieri Sangiacomo-A.Loinger – *Elementi di Fisica Vol. 3* - Ghisetti & Corvi- Milano;
- [3] G. Franceschetti – *Magneti Permanenti* – www.mclink.it/personal/MC5690;
- [4] Magnetics technological Center – *PC Equations* – Group Arnold – Marengo - Illinois – www.arnoldsmagnetics.com/mtc/calc_pc.htm;
- [5] Magnet Sales & Manufacturing Company, Inc – *Permanent Magnet Guidelines 1,2* – Chicago – Illinois www.magnetsales.com/design/calc_filles;
- [6] NecToken – *Permanent Magnets Vol. 01* – www.nec-token.com/english/product/pdf_dl/PermanentMagnets.pdf;
- [7] S. Frati – *L'aliante* – Ulrico Hoepli - Milano;
- [8] M. Simons – *Model Aircraft Aerodynamics* – MAP Argus Books Limited – Watford, Herts. England;
- [9] D. Petcu – *F1E Handlaunched Gliders Flight Tests* - 36th Annual Report of the N.F.F.S., Symposium 2003;
- [10] P. King – *Using XFOIL Analysis in Profili2* - 37th Annual Report of the N.F.F.S., Symposium 2004;
- [11] H. Eder – *Freiflug Modellsport – MTB 16* - Verlag für Technik u. Handwerk GmbH – Baden Baden;
- [12] M. Drela - *XFOIL 6.94 User Guide* – MIT Aero & Astro H. Youngren, Aerocraft, Inc 2001;
- [13] M. Hepperle – *Concord - Polar Browser - Javafoil* – www.mh-aerotools.de;
- [14] D. Althaus – *Profilpolaren für den Modellflug – Band 1- Neckar-Verlag VS-Villingen*.