

**POLITECNICO DI MILANO**



Facoltà di Ingegneria Industriale  
Corso di Laurea Specialistica in Ingegneria Aeronautica

**STUDIO DEL POSIZIONAMENTO DI  
ATTUATORI AL PLASMA PER  
APPLICAZIONI AERONAUTICHE**

RELATORE: PROF. MARCO BELAN

Tesi di Laurea di:  
Stefano BOGANI  
matr. n. 770639

Anno accademico: 2012/2013

# Indice

<b>1. Introduzione</b>	<b>4</b>
<b>2. Fisica delle scariche a corona nei gas</b>	<b>6</b>
2.1. Scarica di plasma in DC in una regione a bassa pressione	6
2.2. Scariche coronali	10
2.3. Corona positiva	13
2.4. Corona negativa	17
2.5. Scariche a barriera dielettrica (DBD)	20
2.6. Vento ionico	22
2.7. Elettrochimica del plasma	24
2.8. Scariche a corona lungo superfici	25
2.9. Fattori di stabilità e instabilità per corone positive	27
2.10. Controllo dello strato limite	29
2.11. Controllo strato limite su lamina piana	34
2.12. Controllo strato limite su profili	36
<b>3. Modellazione del fenomeno e set – up sperimentale</b>	<b>37</b>
3.1. Profilo alare	37
3.2. Movimentazione del profilo	42
3.3. Galleria	43
3.3.1. Fondo della galleria	48
3.4. Elettrodi	49
3.4.1. Serie di elettrodi a lunghezza crescente	51
3.4.2. Serie di coppie anodo–catodo uguali fra loro	53
3.4.3. Elettrodi: circuiti stampati?	54
3.4.4. Attuatore mobile	57
3.5. Previsioni da Xfoil	61
<b>4. Risultati degli esperimenti</b>	<b>64</b>
4.1. Anodo al 17% della corda	64
4.2. Anodo al 23% della corda	66
4.3. Anodo al 33% della corda	67

4.4.	Anodo al 43% della corda	68
4.5.	Confronti a parità di incidenza	70
4.6.	Effetto della posizione dell'attuatore sullo stallo	71
<b>5.</b>	<b>Conclusioni e sviluppi futuri</b>	<b>75</b>
5.1.	Conclusioni	75
5.2.	Sviluppi futuri	77
	<b>Bibliografia</b>	<b>78</b>
	<b>Elenco delle figure</b>	<b>80</b>
	<b>Elenco delle tabelle</b>	<b>84</b>
	<b>Appendice 1 – Disegni</b>	<b>85</b>
	<b>Appendice 2 – Tavole fotografiche</b>	<b>88</b>

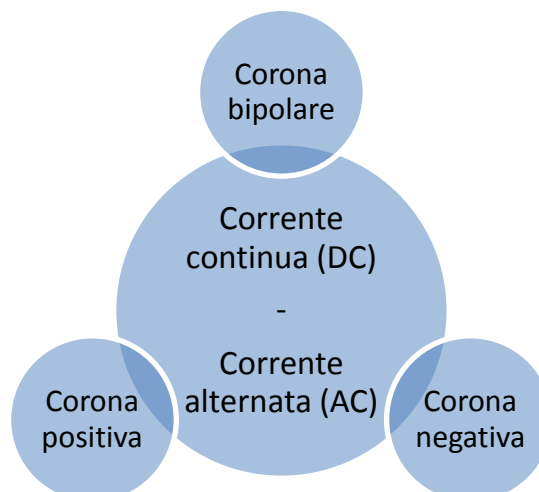
# 1. Introduzione

Già nel 1928 Langmuir usò il termine “plasma” per indicare la regione quasi neutra in un tubo di scarica. In principio queste regioni di gas debolmente ionizzato furono studiate da un punto di vista puramente chimico. Lo stesso Langmuir ricevette nel 1932 il premio Nobel per il suo contributo alla chimica delle superfici. Infatti, la generazione di una scarica in un gas chimicamente inerte produce una quantità di specie atomiche e ioniche chimicamente attive, che interagiscono fortemente con la superficie dei materiali. Un esempio significativo in tale ambito è la microerosione del Silicio per la produzione di microprocessori, che ha permesso da un lato una precisione nanometrica nella fabbricazione dei circuiti integrati e dall’altro la riduzione dell’inquinamento dovuto agli agenti chimici usati in precedenza.

Un altro effetto della scarica di plasma, è la generazione di *vento ionico*. Questo, che per noi è l’elemento chiave, corrisponde all’induzione di una velocità  $V_G$  sul gas neutro, nel punto in cui viene generata la scarica. La possibilità di andare a imporre all’interno del campo di moto una certa velocità ha più tardi suscitato interesse negli aerodinamici, interessati al *flow control*. Sono stati svolti quindi svariati studi sull’applicazione di *attuatori al plasma*, dispositivi in grado di generare scariche di plasma laddove si sia interessati ad agire per modificare un campo di moto. In particolare tali attuatori sono stati pensati per applicazioni di ipersostentazione e per riduzione di resistenza. È stato osservato infatti che, adeguatamente posizionati su profili alari, tali attuatori permettono un incremento del  $C_L$ . Questo permette a parità di portanza di viaggiare a velocità inferiori, o a parità di velocità di ottenere una maggiore portanza. Poter raggiungere inferiori velocità può interessare le fasi di decollo e atterraggio di un aeroplano; invece, poter ottenere una maggior portanza può interessare ad esempio la richiamata. Analogamente, la riduzione di resistenza consente consumi inferiori a parità di velocità, oppure velocità superiori a parità di consumi.

Le fondamentali suddivisioni degli attuatori al plasma sono:

- Corrente continua (DC) o corrente alternata (AC)
- Corona positiva, corona negativa o corona bipolare



In questo lavoro di tesi tratteremo un attuatore DC, a corona positiva. Tale tipologia di corona, in ambito aeronautico, risulta più adeguata rispetto a quella negativa in quanto lo strato di plasma generato risulta più sottile e più concentrato verso la parete, quindi in grado di accelerare maggiormente le particelle d'aria entro lo strato limite.

Verrà quindi studiato il comportamento di un attuatore al plasma in DC, al variare della sua posizione lungo il dorso di un profilo alare NACA 0013. In tale senso, questo studio si pone come successore della tesi di M. Vitali [13], in analogia al lavoro di Jolibolis [17]. Quest'ultimo ha infatti posizionato una schiera di sette attuatori in AC al plasma sul dorso di un profilo NACA0015. Lo studio svolto in questa tesi risulta quindi innovativo per quanto riguarda l'attuazione in corrente continua.

Verranno mostrate varie geometrie che sono state sperimentate per l'anodo e per il catodo del nostro attuatore. Saranno poi illustrate le due differenti metodologie adottate nella realizzazione di tali elettrodi:

- la tecnologia dei circuiti stampati
- l'applicazione di striscioline sagomate di nastro adesivo di alluminio o l'applicazione di sottilissimi fili di rame

Dopo la sperimentazione verrà scelto l'attuatore la cui forma gli consenta di generare la scarica coronale più stabile.

Mediante il software Xfoil verranno fatte alcune previsioni sulla dipendenza che ha il funzionamento dell'attuatore sulla sua posizione. Verrà quindi tracciato il grafico  $V_G = V_G(\alpha)$ , detto  $\alpha$  l'angolo di incidenza, al variare della posizione in percentuale di corda  $x/c$  dell'attuatore. Gli esperimenti svolti confermeranno successivamente, almeno da un punto di vista qualitativo, i risultati di tali previsioni.

La galleria del vento adottata permetterà la visualizzazione delle linee di corrente intorno al profilo. Dato che tale galleria è posta in un ambiente oscuro, sarà possibile ottenere foto e filmati delle visualizzazioni. In particolare verrà utilizzata una fotocamera Casio per documentare le visualizzazioni svolte.

Verranno individuati nuovi angoli di stallo, maggiori di quello tipico del profilo senza attuazione. In base alla curva  $C_L - \alpha$  del profilo "pulito" verranno fatte poi alcune previsioni sui  $C_L$  massimi ottenibili. A causa del  $Re$  trattato, che è intorno a 20000, la curva  $C_L - \alpha$  possiede una forma molto diversa da quelle a cui siamo solitamente abituati. Non è possibile individuare infatti il tipico tratto rettilineo seguito dal decadimento in prossimità dello stallo. Verranno invece identificate due regioni non lineari. Come vedremo, tale comportamento non è una peculiarità del nostro NACA 00013, poiché viene riscontrato anche in altri profili, ma sempre per  $Re$  molto bassi. Verranno quindi fatte alcune considerazioni sul comportamento che hanno i profili alari in questo range di  $Re$ . Otterremo così un modello linearizzato per la nostra curva  $C_L - \alpha$ , che ci permetterà di prolungarla oltre il suo dominio, in particolare fino ai nuovi angoli di stallo.

## 2. Fisica delle scariche a corona nei gas

### 2.1. Scarica di plasma in DC in una regione a bassa pressione

Nonostante l'attuatore studiato nel presente lavoro di tesi sia diverso dal sistema di fig.2.1, è utile richiamare studi precedenti nei quali sia stata misurata la curva caratteristica V-I. Questa, rappresentata in fig.2.2, è evidentemente non lineare e nei suoi tratti possiamo riconoscere diversi regimi di scarica.

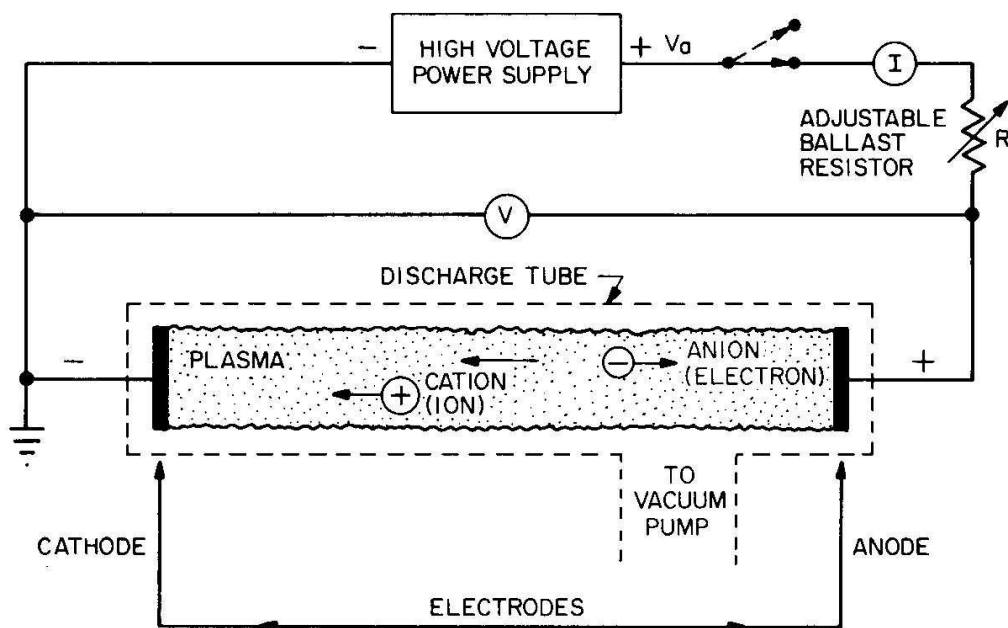


Figura 2.1 Schema dell'apparato per misurare la caratteristica V - I di un tubo a bassa pressione (Roth, 1995)

➤ *Scarica oscura* (tratto A – E in fig.2.2): così detta in quanto non viene emessa radiazione visibile

**A – B.** Voltaggi molto bassi. Il passaggio di corrente è dovuto al basso livello di ionizzazione presente nel gas (*background ionization*) dovuto a raggi cosmici o ad

altri agenti ionizzanti. Il campo elettrico applicato è in grado di estrarre gli elettroni e gli ioni liberi ma non di produrre una nuova ionizzazione. Perciò esiste un valore massimo della corrente, quando il numero di particelle cariche estratte eguaglia in numero di particelle cariche prodotte.

**B – C.** Regime di *saturazione*. La corrente rimane costante, indipendentemente dal campo applicato, fino a quando questo non è in grado di produrre una nuova ionizzazione.

**C – E.** Regime (o scarica) di *Townsend*. Abbiamo qui raggiunto valori sufficientemente elevati del campo elettrico, tali da conferire a certi elettroni abbastanza energia da produrre nuovi ioni in seguito agli urti con le altre particelle. Si ottiene una moltiplicazione a valanga dei portatori di carica con un andamento esponenziale della corrente in funzione della tensione applicata.

Essendo la mobilità degli elettroni molto maggiore di quella ionica, i primi sfuggiranno verso l'elettrodo carico positivamente. Gli ioni, carichi positivamente, lasciati soli sotto l'effetto del campo elettrico tenderanno invece a muoversi verso l'altro elettrodo, carico negativamente.

Effetti secondari possono giungere dal fatto che gli elettroni o i fotoni generati nella scarica impattano sul catodo provocando l'emissione di elettroni secondari.

Raggiunto un certo valore critico si ha *breakdown elettrico*: entra in gioco l'accumulo di carica spaziale, che porta ad una autoregolazione della corrente in uno stato stazionario e uniforme.

- *Scarica glow* o “a bagliore” ( tratto E – H in fig.2.2 ). In questo caso è la tensione ad essere quasi indipendente dalla corrente totale che scorre nel tubo.

**F – G.** *Normal glow discharge (NGD)*. Solo un'area limitata del catodo è interessata dal passaggio di corrente.

**G – H.** *Abnormal glow discharge*. L'intera area del catodo è interessata dal passaggio di corrente.

Fenomeno caratteristico nel regime glow è l'apparire di scariche "striate" dette *striatoni* o *streamers*. Queste si manifestano come un alternarsi di bande luminose e oscure che si propagano con una certa velocità di fase. Ciò può suggerirci che in tali condizioni il flusso di corrente fra i due elettrodi si propaga maggiormente lungo certi canali preferenziali.

È possibile osservare in fig.2.3 che la regione luminosa più brillante è in corrispondenza della regione caricata negativamente, ai margini della regione del catodo. Questo perché in tale regione gli elettroni che sono stati accelerati perdono la maggior parte della propria energia attraverso collisioni e l'eccitazione degli atomi nel gas, portando all'emissione di radiazione luminosa. Il rallentamento degli elettroni in tale regione porta all'accumulo di carica negativa in questa regione (*negative glow*). La nuvola di elettroni formatasi genera un'inversione del campo elettrico che contribuisce al rallentamento degli elettroni stessi. Gli elettroni che oltrepassano la zona di *negative glow* hanno perso quasi totalmente la propria energia e devono riaccelerare lungo una distanza sufficiente affinché siano di nuovo in grado di ionizzare o eccitare gli atomi del gas. Qualitativamente viene così spiegato lo "spazio oscuro di Faraday", dove abbiamo un buco nell'intensità luminosa.

➤ *Archi elettrici* ( tratto H – K in fig.2.2 ).

**H – I.** *Transizione ad arco elettrico*, fenomeno caratterizzato da elevati valori di corrente ed elevata luminosità.

**I – J.** *Arco non termico*. Il plasma della scarica non è in equilibrio termodinamico. Resistenza anomala: la tensione decresce all'aumentare della corrente.

**J – K.** *Arco termico*. Plasma in equilibrio termodinamico. La tensione cresce debolmente all'aumentare della corrente.

Dato che il nostro scopo sarà il controllo dello strato limite lungo un profilo, ci troveremo ad operare a pressione atmosferica. La pressione, come l'umidità e la composizione degli elettrodi, la loro forma, e un'altra infinità di parametri, influenzano i vari regimi di scarica e la loro stabilità. Ad esempio, l'operare a pressione atmosferica comporta più alte tensioni di breakdown.



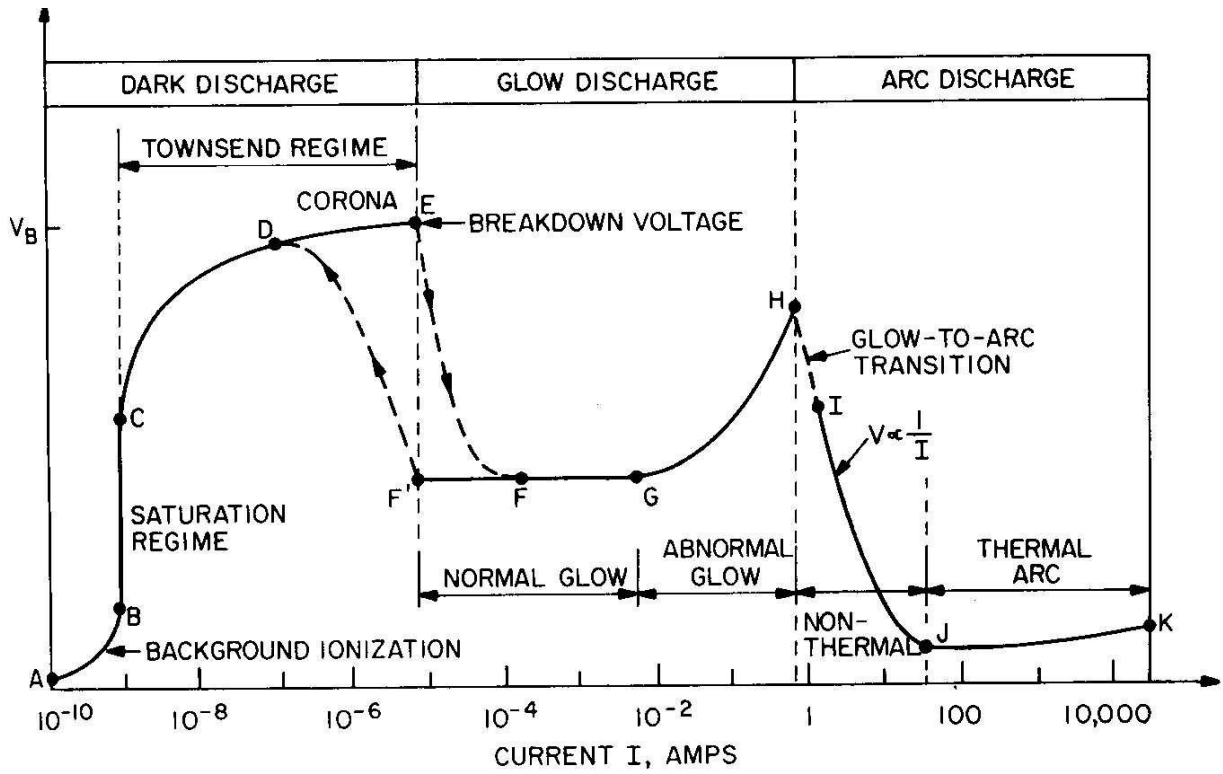


Figura 2.2 Tipica caratteristica  $V - I$  di un tubo a bassa pressione (vedi fig. 1) alimentato in DC (Roth, 1995)

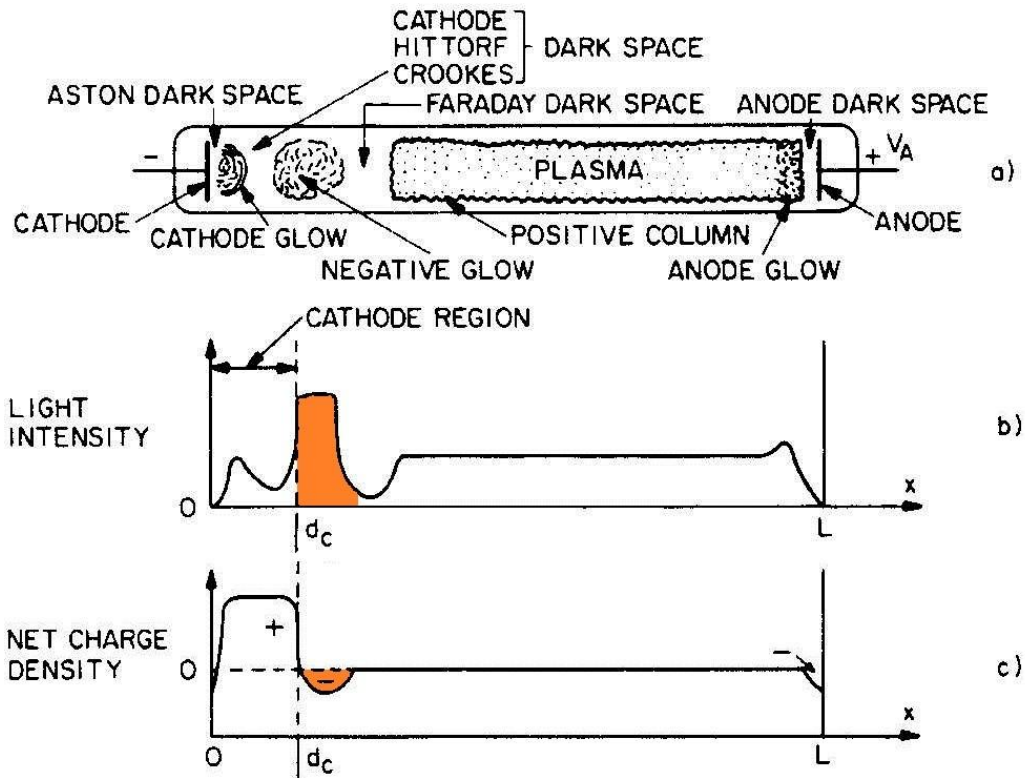


Figura 2.3 Disegno schematico delle regioni visibili in una NGD in un tubo di scarica cilindrico (a) e i relativi profili dell'intensità luminosa (b) e di densità di carica (c)

## 2.2. Scariche coronali

Nel momento in cui abbandoniamo la configurazione presentata in fig.2.1 e ne scegliamo una ad elettrodi asimmetrici, otteniamo un campo elettrico che è disomogeneo, vedi fig.2.4(b).

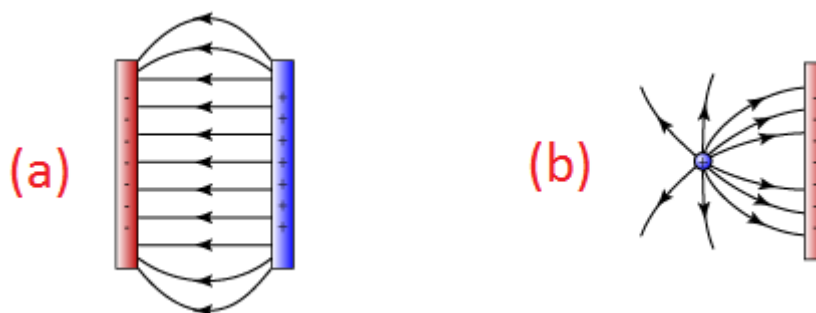


Figura 2.4 Configurazioni per gli elettrodi. (a) piano-piano, il campo elettrico è omogeneo a parte alle estremità. (b) punta-piano, il campo è non omogeneo ed è massimo intorno alla punta

Otteniamo le cosiddette scariche “coronali” (*corona discharge*), tipicamente quando uno degli elettrodi è un filo o una punta. Il campo elettrico sarà massimo sulla superficie del conduttore a più piccolo raggio di curvatura e decrescerà con la distanza da esso. La ionizzazione avverrà perciò in una regione molto limitata intorno a tale conduttore. Sarà possibile la generazione di rumore acustico.

Quando l’elettrodo a minor raggio di curvatura (filo o punta) è caricato positivamente si parla di “corona positiva”. Quando viene caricato negativamente si parla invece di “corona negativa”.

Tutti i tipi di corona hanno una *regione attiva*, di ionizzazione. In essa il numero di elettroni è uguale al numero di ioni positivi. La regione che va dal confine  $\alpha' = 0$  (vedi fig. 2.5) all’elettrodo “passivo” ( nel caso di corona positiva, l’elettrodo con segno — ), è una regione di deriva degli ioni, detta *drift region*. In essa gli ioni vengono respinti sotto l’azione delle forze Coulombiane, in direzione dell’elettrodo di segno opposto.

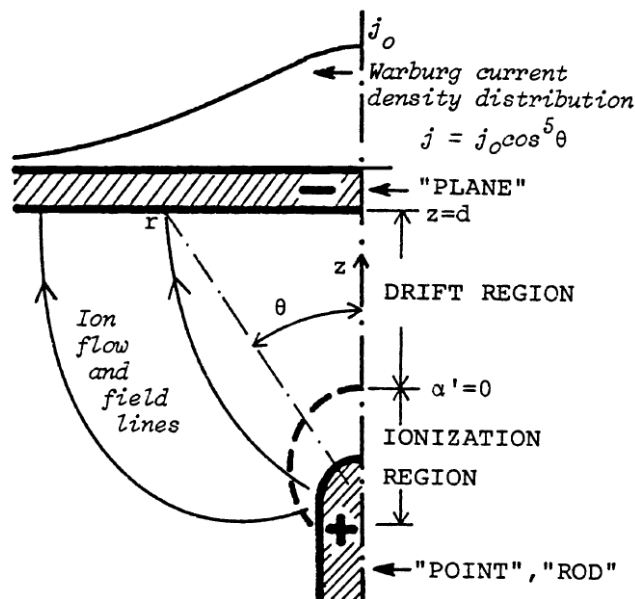


Figura 2.5 Una tipica geometria di corona punto - piano, qui con l'elevato voltaggio positivo applicato all'ago.  $\alpha' = 0$  segna il confine della regione di ionizzazione

Possiamo dividere le corone DC, in regime glow, in due categorie:

- *Corone unipolari.* Possono essere positive o negative. Tutte sono caratterizzate dal fatto che la regione di ionizzazione è concentrata vicino all'elettrodo attivo (quello a cui applichiamo un elevato potenziale, negativo o positivo a seconda del caso), che in fig.2.5 è quello marcato dal segno +. Gli ioni predominanti hanno lo stesso segno del tipo di corona: ioni positivi sono predominanti in corone positive, mentre ioni negativi (anioni) lo sono in corone negative.
- *Corone streamer.* Già introdotti nel §2.1, gli streamers (o striatoni) si verificano a correnti più elevate. Il plasma viene prodotto nella regione di ionizzazione più velocemente di quanto l'elettrodo "a punta" possa assorbirne. Si generano quindi dei filamenti conduttivi del diametro dell'ordine dei 30 $\mu$ m che si protendono verso l'altro elettrodo, trasportando plasma che produce davanti a se una nuova regione di ionizzazione. Tale regione viaggia a una velocità dell'ordine dei 10<sup>6</sup>m/s in aria a pressione atmosferica. A parte per il suo movimento, la regione in testa allo streamer non è molto diversa rispetto alle regioni stazionarie di ionizzazione. Quando uno streamer positivo, come quello appena descritto, impatta sul catodo (il piano), lo bombarderà con ioni positivi con energie che possono eccedere i 100eV, misurando a 10kPa. La teoria non predice cambiamenti di tale valore al crescere della pressione. La corrente che misureremo avrà degli accentuati picchi in concomitanza all'impatto degli streamers sugli elettrodi. Questo è in netto contrasto con le corone unipolari, che al contrario trasportano una corrente per lo più uniforme.

Le due forme di corona possono coesistere simultaneamente. Sperimentalmente, all'interno del regime "glow", dove gli streamers appaiono, possiamo misurare una corrente con media non nulla, che presenta dei picchi elevati, vedi fig. 2.6.

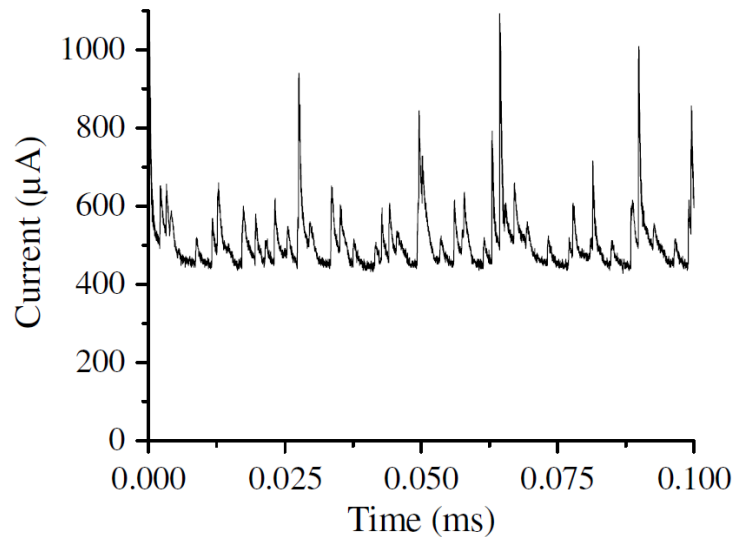


Figura 2.6 Corrente di scarica nel tempo per un corrente a media 1.5mA/m

È stato dimostrato che per la semplice configurazione pin-to-plate di fig.2.5 la corrente unipolare  $I$  non può eccedere il limite di saturazione [3]:

$$I_{\text{sat}} \sim \frac{2\mu\epsilon_0 V_A}{d}$$

dove  $V_A$  è il voltaggio assoluto ai capi degli elettrodi,  $\mu$  la mobilità ionica, che per l'aria secca è  $2 \cdot 10^4 \text{ m}^2/\text{V s}$ ,  $\epsilon_0 = 8.85 \text{ pF/m}$  la permittività elettrica,  $d$  la distanza fra gli elettrodi. La formula si semplifica se consideriamo aria secca a pressione atmosferica:

$$I_{\text{sat}} (\mu\text{A}) \sim 4 \frac{V_A (\text{kV}^2)}{d(\text{mm})}$$

## 2.3. Corona positiva

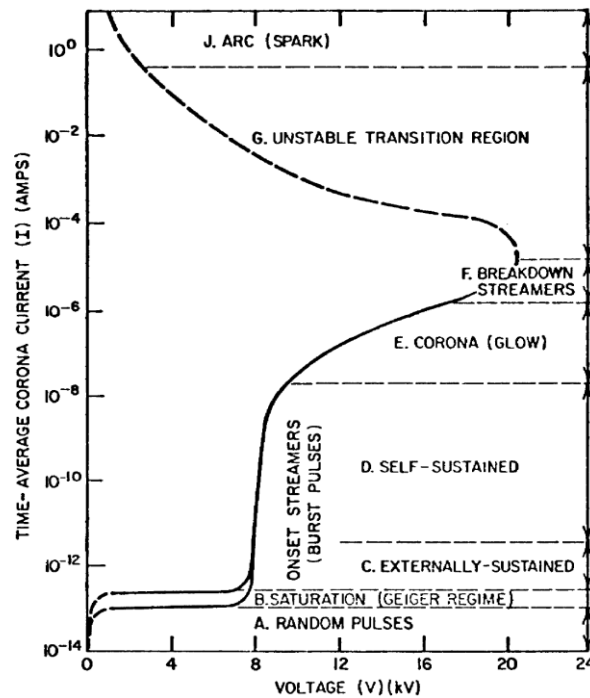
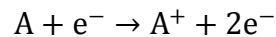


Figura 2.7 Schema della caratteristica  $I - V$  in aria secca per una geometria ago-piano in DC, con voltaggio positivo applicato all'ago

- A. Il profilo della curva caratteristica inizia con bassi valori di corrente, causati da pulsazioni intermittenti connesse alla debole deriva di elettroni e ioni positivi generati da raggi cosmici e dalla radioattività naturale sotto l'azione del piccolo campo elettrico applicato. A causa dei bassi valori del campo elettrico, gli elettroni non riescono ad acquisire sufficiente energia da produrre successive ionizzazioni. Se per esempio aggiungessimo dall'esterno elettroni o ionizzassimo artificialmente il gas (attraverso fotoionizzazione nell'interspazio fra i due elettrodi o bombardamento radioattivo), la corrente aumenterebbe di valore.
- B. Come visto nel §.2.1, arriviamo ad un punto in cui il numero di paia elettroni-ioni prodotti "naturalmente" eguaglia quelli estratti. Fino a quando il campo elettrico non è sufficientemente grande da produrre, attraverso gli urti tra le molecole, nuove paia di elettroni-ioni, il valore della corrente rimarrà costante, in quanto il numero dei portatori di carica che fluiranno fra i due elettrodi rimarrà inalterato.
- C. A tensioni sufficientemente elevate l'energia acquisita dagli elettroni sarà tale da permettergli di ionizzare le molecole neutre nel gas attraverso collisioni. Da tali urti nasceranno nuovi elettroni che a loro volta, sotto l'azione del campo elettrico, potranno acquisire sufficiente energia da produrre ulteriori ionizzazioni. Questo fenomeno viene detto *Ionizzazione a valanga di Townsend*.

La reazione chimica che avviene nella valanga di Townsend è sintetizzabile con



dove A è una particella neutra e A<sup>+</sup> il rispettivo ione positivo.

Per questa polarità positiva, la valanga di ionizzazione si presenta come irregolari pulsazioni di corrente, chiamati onset streamers o burst pulses.

- D. Aumentando il voltaggio, queste scariche a impulsi diventano auto-sostenute e non dipendono più da sorgenti esterne di ionizzazione.
- E. A voltaggi più elevati, la carica spaziale diventa relativamente stazionaria, auto-sostenuta. L'anodo si ricopre di un uniforme bagliore, detto corona glow e compaiono fluttuazioni nella corrente DC. Vediamone la formazione:

Supponiamo di applicare, da una condizione di quiete, una tensione all'anodo tale da generare una corona glow. Analizziamo di seguito la transizione da streamer a glow, nelle fasi mostrate in fig.2.8 :

- a) Nelle vicinanze dell'anodo, il processo di ionizzazione è iniziato da elettroni liberi, generati da sorgenti esterne, quali raggi cosmici o radioattività naturale. Questi elettroni verranno accelerati verso l'anodo e lasceranno dietro di sé una scia di ioni positivi, più lenti. Vengono emessi fotoni, che andranno a ionizzare atomi e molecole del gas circostante.
- b) I nuovi elettroni generati attraverso la fotoionizzazione vengono accelerati in direzione dell'anodo, in particolare attraverso il canale di ioni positivi precedentemente creatosi. Lungo il tragitto, tali elettrodi possono andare a produrre nuove valanghe di ionizzazione, creando nuove scie di "lenti" ioni positivi. Si ottiene quindi la forma filamentare caratteristica di questo tipo di ionizzazione, detto onset streamer.

L'onset streamer andrà così a propagarsi verso l'interno del gap. Man mano che questi streamer si spingono verso l'interno, si indeboliranno fino a scomparire, in quanto gli elettroni prodotti dai fotoni si troveranno in regioni dove il campo elettrico sarà via via più debole. L'energia trasferita agli elettroni sarà quindi sempre più ridotta spingendosi man mano entro il gap. Molti fotoelettroni andranno a congiungersi con atomi del gas circostante, generando quindi lenti ioni negativi, specialmente dove il campo elettrico è più debole.

- c) L'attenuazione della valanga di streamer è seguita dalla dispersione delle scie di ioni positivi, a causa della forza di repulsione che si genera con tra loro e l'anodo.
- d) Gli ioni positivi disperdendosi andranno a inglobare all'interno della loro nube ionica anche gli ioni negativi circostanti.
- e) Il campo elettrico applicato andrà a polarizzare il plasma: gli ioni negativi verranno attratti verso l'anodo, mentre quelli positivi verranno debolmente respinti attraverso il gap.

Si incontrano ora due strade, evidenziate in fig.2.8 (f) e (g)

- f) Se la carica spaziale negativa non ha una sufficiente alta densità, gli ioni negativi verranno neutralizzati dall'anodo, aprendo la strada alla formazione di un nuovo streamer.
- g) Se si accumula un'ampia carica spaziale di ioni negativi attorno all'anodo, si passa da una condizione di streamer intermittente a un regime glow stazionario. Tra la nuvola di ioni negativi e l'anodo avremo localmente il superamento del limite di breakdown. Le valanghe di ionizzazione (T) fotoionizzeranno il gas, creando elettroni che combinandosi col gas circostante produrranno nuovi ioni negativi. Questi andranno a rimpinguare la nuvola di ioni negativi, continuamente consumata dal lato rivolto all'anodo a causa della ricombinazione con ioni positivi generati nel glow e a causa della diffusione della nuvola ionica stessa. Una buona quantità di ioni positivi penetrerà la nuvola di ioni negativi e andrà a raggiungere il catodo.

È importante sottolineare che per la corona positiva il regime di glow si sviluppa solo in presenza di ioni negativi.

In elettrodi grandi e irregolari il regime streamer e glow possono sussistere simultaneamente.

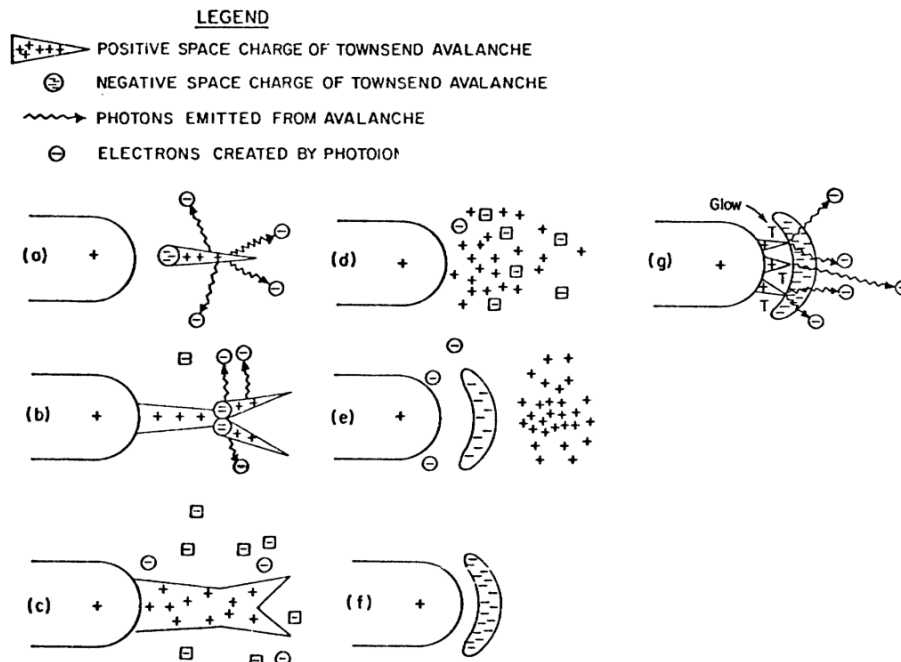


Figura 2.8 Formazione di una corona glow

- F. A più elevati valori di tensione appaiono i *breakdown streamers*, più larghi e potenti dei precedenti onset streamers.
- G. Oltre un valore critico di tensione, i breakdown streamers riescono a generare ionizzazione lungo l'intero gap. Avremo una regione instabile, dove la derivata della resistenza ha segno negativo.
- J. La regione di instabilità evolve in una regione ad arco elettrico, caratterizzato da elevati valori di corrente. L'arco è tuttavia incontrollabile, ha forma imprevedibile ed è associato ad un calo del vento ionico indotto. Ai nostri fini è quindi indesiderabile

La formazione della regione E. in fig.2.7 è favorita dall'asimmetria degli elettrodi. Se il gap è troppo piccolo la tendenza sarà la scomparsa della regione G., quindi un comparsa diretta di arco elettrico, oltrepassato il valore soglia di ionizzazione.



## 2.4. Corona negativa

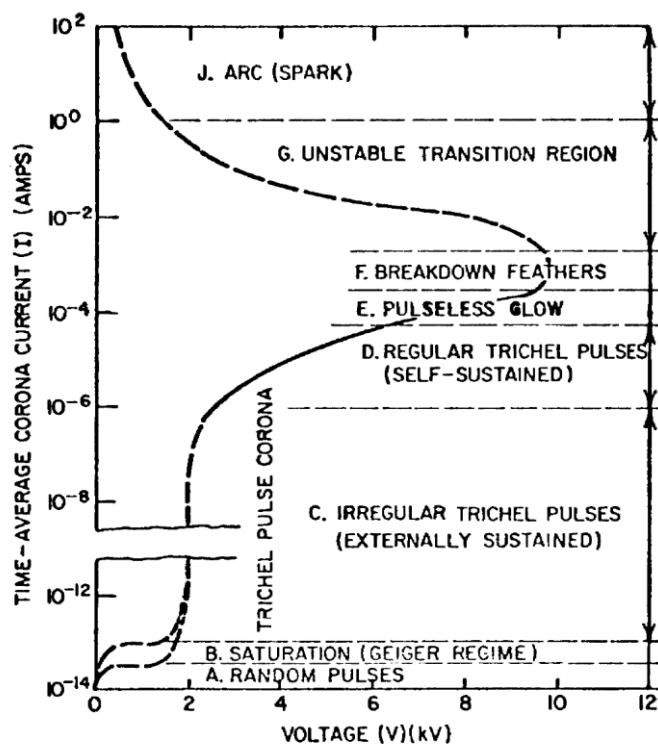


Figura 2.9 Schema della caratteristica  $I - V$  in aria secca per una geometria ago-piano in DC, con voltaggio positivo applicato all'ago

La corona negativa è qualitativamente molto simile alla corona positiva.

- A. ( Vedi corona positiva )
- B. ( Vedi corona positiva )
- C. Compaiono irregolarmente degli impulsi, detti di *Trichel*.
- D. Gli impulsi di Trichel diventano regolari.

Vediamo il meccanismo di formazione di un tale impulso:

Prende vita da qualche elettrone vicino all'elettrodo appuntito, che ora è il catodo, dato che ha segno negativo. L'elettrone viene respinto e lascerà da solo il rispettivo ione positivo, che ha mobilità molto minore. Lo ione positivo bombarderà il catodo, producendo elettroni secondari. Anche questi elettroni verranno scagliati via dal catodo. Se il gas fosse non elettronegativo il tutto si tramuterebbe in un arco elettrico. Tuttavia l'aria è elettronegativa e gli elettroni verranno assorbiti dalle molecole circostanti dando vita a ioni negativi. La conseguente nuvola di ioni negativi genererà un campo elettrico opposto a quello applicato, fino a ridurlo sotto la soglia di breakdown, sopprimendo la valanga elettronica. Quando la nuvola di ioni negativi verrà spinta

via, il campo elettrico man mano aumenterà. Quando si supererà di nuovo localmente la soglia di breakdown una nuova nuvola elettronica potrà essere ancora accumulata.

Prima che la nuvola elettronica venga rimossa dall'intero gap, una nuova può venir accumulata. Allontanandosi nel gap, le varie nuvole negative generate prendono una forma nell'insieme conica. Questo è principalmente dovuto alla forma divergente del campo elettrico e secondariamente all'auto repulsione dei vari ioni negativi entro la medesima nube (fig. 2.10). Per questa ragione la corona negativa è più spessa di quella positiva.

Gli impulsi di Trichel, irregolari in una prima fase (C), prendono vita da elettroni generati da eventi esterni. A più elevati voltaggi diventano regolari nel tempo e auto-sostenuti (D).

Anche se il catodo è piuttosto largo, gli impulsi di Trichel sono localizzati nello spazio in certi punti discreti. Ciò può essere spiegato dal fatto che gli ioni positivi, lasciati in scia dalla valanga di elettroni, rimangono localizzati intorno al catodo, a causa della loro minor mobilità, formando una nuvola di ioni positivi. La valanga degli elettroni secondari sarà quindi spazialmente ridotta alla regione intorno alla nuvola positivamente carica.

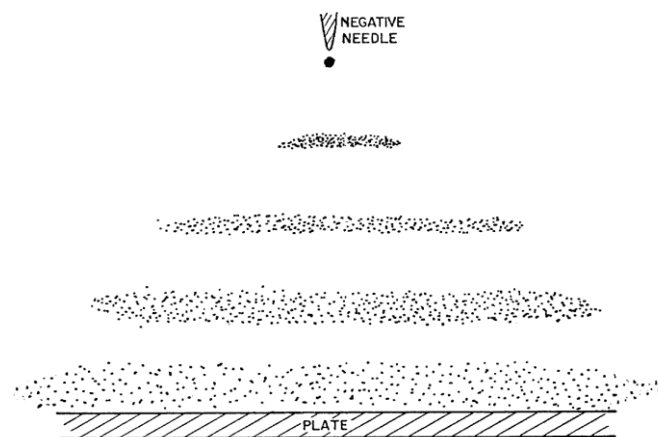


Figura 2.10 Disegno schematico di varie nuvole ioniche negative di Trichel simultaneamente in transito attraverso un gap per una geometria ago – piano.

- E. Per sufficientemente ampi gap, compare una regione di glow non impulsata.
- F. Per sufficientemente ampi gap, compaiono dei piumaggi detti *negative feathers* sovrapposti al glow stazionario. Questi piumaggi si estendono molto entro il gap.
- G. Quando i feathers colmano il gap, entriamo in una regione instabile, con valanghe di ionizzazione che partono dal catodo verso l'anodo.
- H. Si giunge infine ad archi elettrici. Se il gap è troppo piccolo, la regione G tende a scomparire con un passaggio diretto alla H.

Un fenomeno che avviene nella corona negativa è la crescita di cristalli sopra l'anodo, attraverso lo *sputtering*, o “polverizzazione catodica”. In tale processo, particelle estratte dal catodo (la punta) vanno a depositarsi sopra la superficie dell'anodo (il piano), trasportate dal vento ionico. Ma il materiale che vi si deposita arriva anche dall'anodo stesso, trasportato da una parte dell'anodo ad un'altra. Tutto ciò è dovuto al bombardamento del catodo da parte di ioni positivi, che ne estraggono degli atomi dalla sua superficie.

È interessante vedere che sia per corona positiva, che per corona negativa, il vento ionico vada dall'elettrodo a raggio di curvatura minore a quello a raggio di curvatura maggiore. Quindi, per la configurazione vista, il vento ionico per entrambi i casi va dalla punta al piano.

## 2.5. Scariche a barriera dielettrica ( DBD )

I DBD sono dispositivi nei quali i due elettrodi sono separati da uno strato di materiale dielettrico, vedi fig.2.1. La funzione di base della barriera è quella di un limitatore di corrente non dissipativo. L'accumulo di carica sulla superficie del dielettrico porta a ridurre il campo applicato nel gas: produrrà infatti un campo elettrico opposto a quello applicato. Quando l'accumulo di carica sarà tale da annullare il campo applicato, verrà arrestato il passaggio di corrente. Infatti gli elettroni, non più soggetti ad un campo elettrico, non migreranno più verso l'elettrodo a segno positivo. È quindi immediato capire che questi dispositivi non possano funzionare in corrente continua, in quanto la generazione di plasma durerebbe solo il tempo di un ciclo, ovvero il tempo impiegato dagli elettroni per accumularsi sul dielettrico fino ad annullare il campo elettrico applicato nel gas. Affinché questo dispositivo possa funzionare con continuità è necessario quindi operare in corrente alternata. Per la scelta della frequenza si tenga presente che la durata temporale delle microscariche in un DBD è dell'ordine di  $10^{-8}$ s.

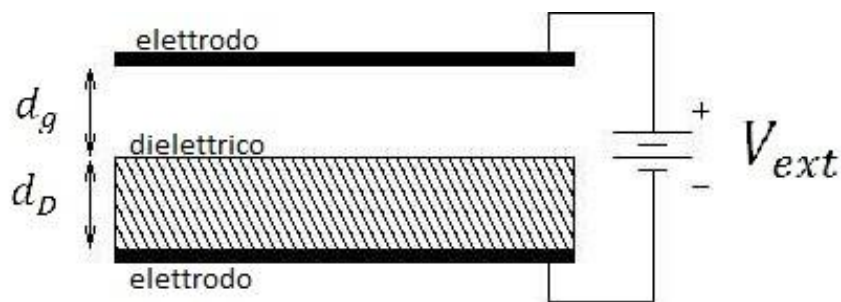


Figura 2.11 Schema semplice di una cella DBD a elettrodi piani

La scarica nel gas avviene quando la tensione applicata è tale da portare il campo elettrico nel gas oltre il limite di breakdown.

Sperimentalmente viene osservato che la scarica di un DBD è composta da microscariche individuali spazialmente separate e di breve durata. La deposizione della carica sulla superficie del dielettrico avviene tuttavia su una superficie maggiore della sezione delle microscariche. Si ottiene quindi una deposizione di carica relativamente omogenea.

Se il numero delle microscariche è elevato, non possiamo considerare non interagenti le scariche individuali. Infatti queste competono fra loro per depositare la propria carica sulla superficie disponibile del dielettrico e risultano influenzate dalle cariche ancora depositate dalle scariche precedenti (abbiamo quindi un effetto di memoria). Se il voltaggio esterno cresce, ogni microscarica

successiva tende a formarsi in posizione diversa dalle precedenti, in quanto in tali regioni la carica depositata dalle scariche precedenti ha abbassato il campo elettrico. Questo effetto tende a rendere uniforme la deposizione di carica sulla superficie ed è favorito da alti voltaggi. Tuttavia, all'inversione del voltaggio, le aree dove si trovano cariche residue diventano siti preferenziali per le scariche successive a polarità invertita, in quanto in queste regioni il campo raggiunge prima il valore di breakdown. Questo fenomeno, che tende a riprodurre le scariche alle stesse posizioni in ogni semiciclo, è favorito da bassi voltaggi ed alte frequenze, in modo che la distribuzione di cariche sul dielettrico si mantenga disomogenea all'inversione del voltaggio. Frequenze relativamente basse invece favoriscono una distribuzione anticorrelata delle scariche.

Analogamente alla scarica DC in un primo momento abbiamo la moltiplicazione a valanga dei portatori di carica, attraverso la ionizzazione di atomi neutri nel gas. A causa della loro maggiore mobilità, gli elettroni, nel propagarsi verso il catodo, tendono a separarsi spazialmente dagli ioni, creando quindi un campo di carica spaziale. Nei tipici regimi delle DBD questo campo può essere abbastanza intenso da eccedere localmente il limite di breakdown e quindi provocare una nuova ionizzazione in prossimità della valanga. Si genera in questo caso un'onda di ionizzazione o *streamer*, il cui fronte viaggia più velocemente di quello della valanga iniziale. Essendo gli *streamers* attivati da effetti di carica spaziale, possono propagarsi sia dal catodo verso l'anodo, sia in senso inverso.

La corrente nel caso AC ha tre componenti:

- una dovuta alla capacità elettrica del gas all'interno del gap
- una in fase al voltaggio applicato
- una impulsata dovuta agli streamers

## 2.6. Vento ionico

Un'importante caratteristica di tutti quei dispositivi che generano di scariche di plasma è l'emissione di vento ionico, anche detto *ionic wind* o *electric wind*.

Fondamentalmente, tale fenomeno è dovuto alla generazione di ioni isolati che, a causa della forza di Coulomb agente su di loro, tenderanno a spostarsi all'interno della drift zone, in direzione dell'elettrodo di segno opposto. A causa della viscosità, tali ioni si trascineranno dietro alcune particelle neutre del gas.

Alla generazione del vento ionico non consideriamo il contributo dato dagli elettroni, che si muovono in direzione opposta rispetto agli ioni: nonostante abbiano una mobilità molto più elevata di quella degli ioni, la loro massa è notevolmente minore, quindi la loro quantità di moto molto piccola.

La prima espressione matematica della velocità del vento ionico è stata formulata da Robinson nel 1961:

$$V_G = k \cdot \sqrt{\frac{i}{\rho\mu}}$$

dove  $k$  è una costante che dipende soprattutto dalla geometria degli elettrodi,  $i$  la corrente media della scarica,  $\rho$  la densità del gas e  $\mu$  la mobilità ionica.

Nel 1993 tale espressione è stata resa più completa da Sigmond e Lagstadt:

$$V_G = \sqrt{\frac{id}{\rho\mu A_G}}$$

dove  $d$  è la lunghezza del gap fra gli elettrodi e  $A_G$  l'area della sezione di scarica. Entrambe le formulazioni sono comunque di base empirica. La complessità del fenomeno, che accoppia le equazioni di Navier–Stokes all'equazione del campo elettrico, non ha permesso infatti fino ad ora di ottenere dei risultati analitici, se non per casi particolari e per semplici geometrie.

Vediamo ora quali velocità gli ioni riescono a raggiungere. Sapendo che la mobilità ionica in aria secca è  $\mu = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V s}$ , ipotizziamo di applicare un campo elettrico  $E = 8 \text{ kV/cm}$  (valore realistico in quanto spingendoci oltre, nelle nostre applicazioni otterremmo una scarica instabile con formazione di archi elettrici).

La velocità degli ioni sarebbe così:

$$u_{ioni} = \mu \cdot E = \left( 2 \cdot 10^{-4} \frac{m^2}{Vs} \right) \cdot \left( 8 \cdot \frac{10^3 V}{10^{-2} m} \right) = 160 m/s$$

Invece vento ionico  $V_G$ , causato dal trascinamento da parte degli ioni delle molecole neutre di gas, raggiunge velocità dell'ordine dei 5 m/s.

Nonostante le velocità indotte possano sembrare alquanto modeste la loro applicazione all'interno dello strato limite ci permette di ottenere ragguardevoli risultati. Infatti laddove la velocità tende a zero, un purché minimo incremento della velocità stessa permette di ottenere macroscopicamente risultati notevoli.

Goldman [3] dimostra che più del 95% di energia elettrica fornita a una corona unipolare positiva si trasforma in energia termica che va a riscaldare il gas: solo una piccola percentuale dell'energia in input si converte in moto del gas neutro. Gli attuatori al plasma sono così dei dispositivi altamente efficienti.

## 2.7. Elettrochimica del plasma

Quasi interamente l'energia fornita al sistema finisce per scaldare il gas neutro, con una modesta formazione di specie chimiche attive, specialmente per quanto riguarda corone positive. Tale produzione avviene dentro, o vicino, alla regione di ionizzazione.

Le corone streamer, in ambito industriale, sono usate per la produzione di ozono. A causa della sua tossicità se inalato in concentrazione superiore a  $0.2 \text{ mg/m}^3$ , in laboratorio sarà importante che la nostra galleria a circuito aperto scarichi in ambiente esterno.

Con elettrodi ottenuti mediante metalli meno nobili dell'oro compare il fenomeno della corrosione, che avviene uniformemente o a punti. È quindi importante conoscere la chimica che avviene sulla superficie degli elettrodi.

- Corone negative in aria al 10 – 20% di umidità relativa, formeranno rapidamente un sottile strato semiliquido sulla superficie dell'anodo, contenente acqua e  $\text{NO}_x^-$ . Tale strato sembra comportarsi come una comune cella elettrolitica. Se l'anodo è d'alluminio, si verificheranno pronunciate erosioni.

In aria secca invece verrà prodotto uno strato passivato sull'anodo d'alluminio, creando uno strato superficiale caricato a diverse centinaia di volt.

- Corone positive non sembrano invece intaccare l'alluminio.

Questi appena citati sono solo due esempi. Le applicazioni, quali trattamenti superficiali (nei quali le corone positive sembrano più efficienti di quelle negative) o generazione di certe specie chimiche, sono molte. A seconda del risultato voluto si andrà ad agire sul tipo di gas neutro, composizione degli elettrodi, distanza fra gli elettrodi e i molti altri parametri che abbiamo a disposizione.



## 2.8. Scariche a corona lungo superfici

Le geometrie con le quali ottenere delle scariche coronali superficiali sono molteplici. In fig.2.12 è possibile vederne alcune.

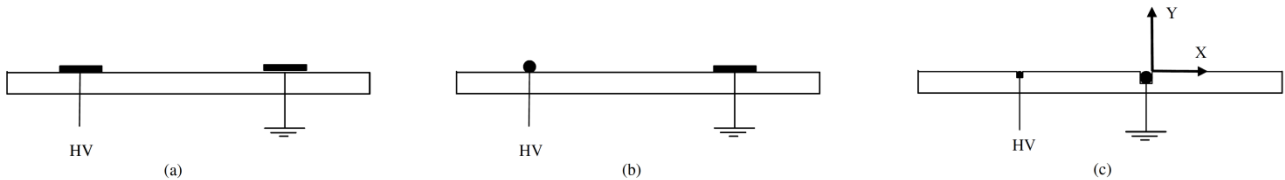


Figura 2.12 Diverse configurazioni geometriche degli elettrodi trovate in letteratura: (a) plate-to-plate, (b) wire-to-plate, (c) wire-to-wire.

Considereremo d'ora in avanti la configurazione in fig. 2.12(c).

Diversamente dei casi precedenti, ora trattiamo una scarica di plasma che si estende lungo una superficie. Nel caso tale superficie possieda una certa curvatura, il plasma la seguirà, lungo la propria strada da un elettrodo verso quello di segno opposto.

In fig. 2.13 è riportato un tipico grafico della densità di corrente  $I$  come funzione del campo elettrico ridotto  $E$ .  $I$  aumenta all'aumentare di  $E$ .

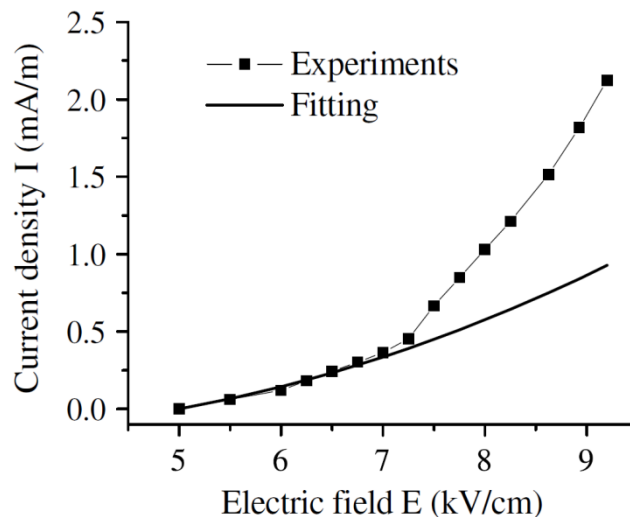


Figura 2.13 Grafico della densità di corrente  $I$  in funzione del campo ridotto  $E$  per una configurazione wire-to-wire, in DC.

$$I \text{ (mA/m)} = \frac{i}{\text{lunghezza elettrodi}}$$

$$E = \frac{\text{differenza di potenziale fra elettrodi}}{\text{gap fra elettrodi}}$$

Vediamo ora i cinque regimi per una scarica superficiale osservati incrementando il voltaggio fra i due elettrodi:

1. **Spot.**

La scarica è concentrata entro certi punti visibili.  $I < 0.2 \text{ mA/m}$  e  $u_g \approx 0$

2. **Streamer.**

Si ottiene per densità di corrente  $I$  di  $0.2 \div 0.5 \text{ mA/m}$ . Compare un sottile strato blu di aria ionizzata. La corrente che fluisce nella scarica è data da due componenti: una, continua, dovuta alla deriva degli ioni, l'altra, impulsata, dovuta al passaggio degli streamer.

3. **Glow.**

Non è più presente lo strato blu di aria ionizzata, ma al suo posto abbiamo un insieme di punti luminescenti attorno ad entrambi gli elettrodi. Il due vantaggi principali di questo regime sono:

- stabilità
- alte  $I$ , perciò alte  $u_g$

La componente alternata della corrente dovuta agli streamer è qui trascurabile.

4. **Filamentary.**

L'intera corrente viene concentrata in pochi filamenti

5. **Arc.**

Compaiono archi elettrici e la scarica diventa molto difficile da gestire.

## 2.9. Fattori di stabilità e instabilità per corone positive

In molti lavori sono state studiate le diverse proprietà delle scariche al variare dei parametri atmosferici ( pressione, temperatura, umidità ... ) e geometrici ( lunghezza gap, forma degli elettrodi ... ). Viene evidenziato che, per corone positive:

- La scarica è più stabile quando il diametro ( o larghezza caratteristica ) dell'anodo è molto più piccolo rispetto a quello del catodo [8]
- La temperatura non ha effetti fino ai 60°C [9]
- La pressione gioca un ruolo fondamentale [9]
- La presenza di una corrente d'aria esterna, in cui il plasma viene immerso, modifica i meccanismi fisici e migliora la transizione glow-arc [10]
- Su una superficie plastica quale il PMMA, il vento ionico fluisce sempre in direzione del campo elettrico, per un'umidità relativa sotto il 55%. Al di sopra di esso, l'eccedenza di molecole di  $H_2O$  provoca un'importante produzione di ioni  $OH^-$ , quindi un vento ionico che va dal catodo verso l'anodo [10]
- Un elevata umidità relativa sembra favorire il regime *streamer* a discapito del *glow* [10]
- Elettrodi apposti ad una lamina piana in plexiglass: per umidità relativa minore del 45% il regime glow è stretto e instabile, mentre risulta molto ampio e stabile quello di high-spot. Possono qui essere raggiunti elevati valori di corrente. Per umidità  $45\% \lesssim RH \lesssim 55\%$  il regime di glow è più stabile e omogeneo, mentre il regime high-spot è molto sottile e quasi assente. Per  $RH > 55\%$  la scarica diventa instabile e dalle irregolarità nascono facilmente degli archi elettrici. In ogni caso il comportamento della scarica risulta molto influenzato dalla configurazione degli elettrodi [7]
- L'incremento della velocità della corrente esterna favorisce regime streamer a discapito del glow. La fig.2.14 [5] mostra come cambi il passaggio di corrente a campo elettrico fissato e velocità esterna variabile. Vediamo immediatamente che al crescere di  $U_0$  l'intensità della corrente aumenta. Ciò significa che per raggiungere ad esempio un regime di glow in presenza di una corrente d'aria, servirà fornire meno energia al sistema. Ecciteremo quindi meno il gas e avremo di conseguenza una minor componente oscillante, a vantaggio della stabilità. La fig. 2.15 mostra invece come il numero di picchi aumenti incrementando la velocità esterna. Questo evidenzia che ci spostiamo da un regime di tipo glow, con

componente alternata trascurabile, a un regime di tipo streamer, con componente alternata molto importante [10]

- Un'umidità relativa elevata instabilizza la scarica se la superficie su cui questa avviene è PMMA, mentre la stabilizza se è vetro [10]
- Le proprietà elettriche della scarica dipendono fortemente dalle caratteristiche dielettriche della superficie [11]

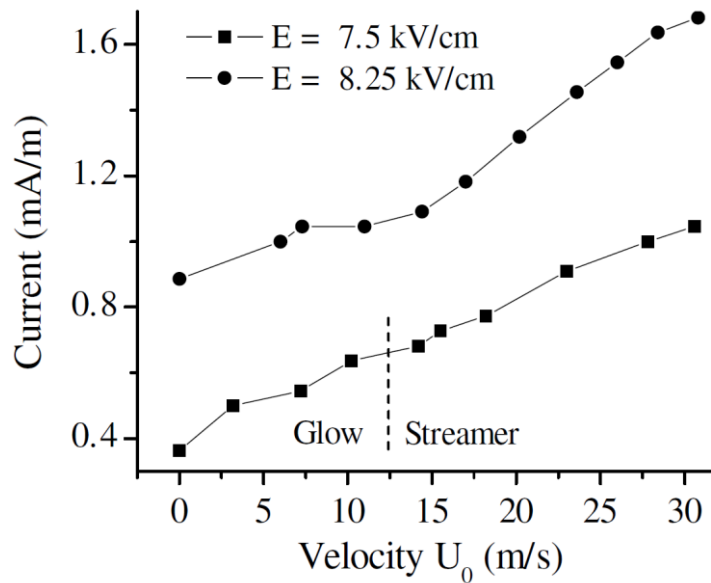


Figura 2.14 Corrente – Velocità asintotica del flusso per due valori di  $E$

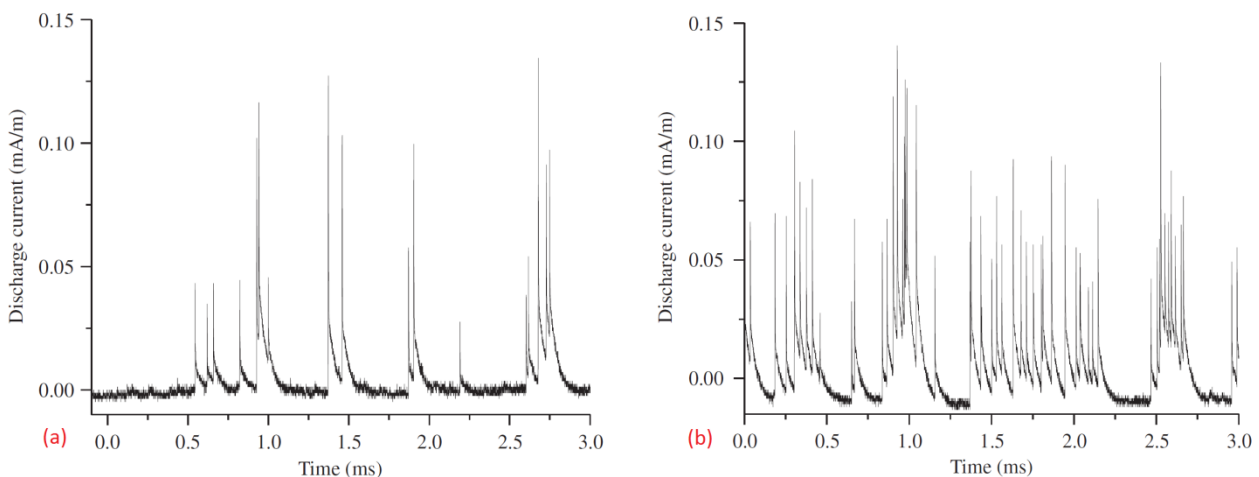


Figura 2.15 Componente alternata della scarica (a) per  $U_0 = 0$  e (b) per  $U_0 = 30$  m/s. L'aumento della velocità esterna favorisce il regime di streamer con una componente alternata più importante.

## 2.10. Controllo dello strato limite

Uno dei principali obiettivi dell'uso di attuatori piani, come quelli visti in fig.2.12, è il controllo degli strati limite lungo le superfici sopra le quali sono stati posti.

Una prima prova può essere effettuata al banco, in assenza di corrente d'aria. In fig.2.16 sono riportati i risultati di misure effettuate con un tubo di Pitot posto 10mm prima del catodo [5]. La geometria utilizzata è quella di figura 2.12(c), con una elevata tensione positiva applicata all'elettrodo di raggio minore. L'anodo ha diametro 0.6mm mentre il catodo ha diametro 2mm.

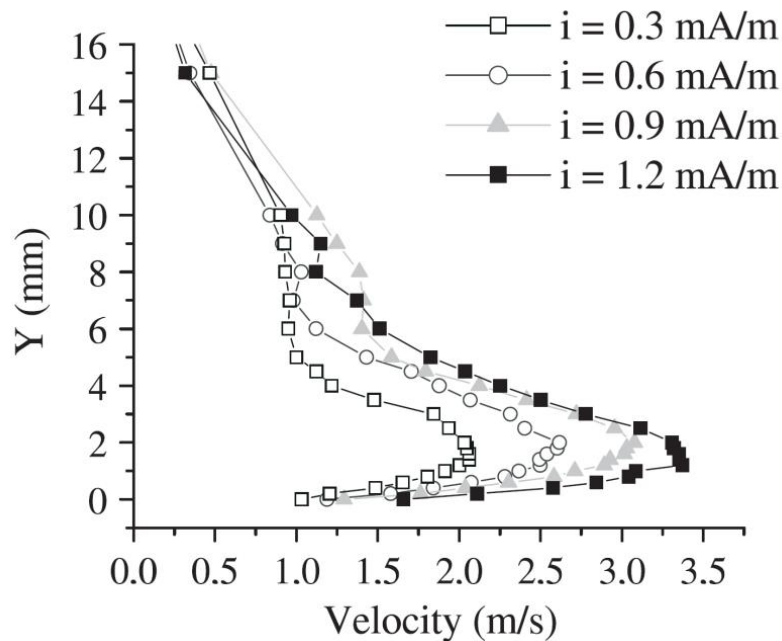


Figura 2.16 Profili di velocità misurati a  $x = -10\text{mm}$  ( per convenzioni vedi fig.2.12(c) ) per vari valori di corrente elettrica media

Due sono le principali osservazioni riguardo il grafico di fig.2.16:

- Il vento ionico indotto cresce al crescere della corrente  $i$
- La massima velocità ottenuta è a circa 1mm dalla parete

All'aumentare della corrente media di scarica, oltre ad aumentare l'intensità del vento ionico, il suo massimo si avvicina a parete, vedi fig.2.17. Questo può essere spiegato dal fatto che le linee di flusso del campo elettrico, quando questo è più intenso, risultano più allineate alla parete.

In fig.2.18 sono stati rappresentati i massimi valori del vento ionico al variare della corrente elettrica. Una funzione che ben approssima i dati misurati è  $\propto I^{1/2}$  ( vedi linea continua ).

Ulteriori misurazioni [5] sono state fatte lungo  $x$ , dimostrando che il contributo al momento indotto dalla scarica arriva da sopra l'anodo, non dalle zone sopravento ad esso. Ciò significa che la scarica induce una depressione sopra l'anodo.

Mentre all'interno del gap, quindi a valle dell'anodo (per una corona positiva), il contributo del vento ionico è considerevole, ponendoci a monte dell'anodo vedremmo che il contributo diventa trascurabile, vedi fig.2.19. Questo conferma il fatto che c'è una depressione sopra il plasma e che il momento prodotto dall'attuatore è generato proprio sopra il gap fra gli elettrodi.

In fig.2.20 [5] è possibile vedere che nonostante la potenza meccanica introdotta dalla scarica aumenti con la corrente, l'efficienza della scarica stessa diminuisca al crescere della corrente.

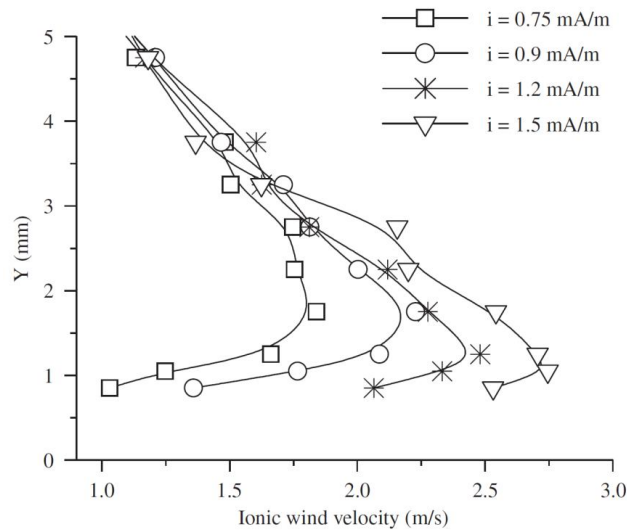


Figura 2.17 Profilo di velocità indotto dal vento ionico, misurato a  $x = -1\text{cm}$  per  $U_0 = 0$  per diversi valori di corrente

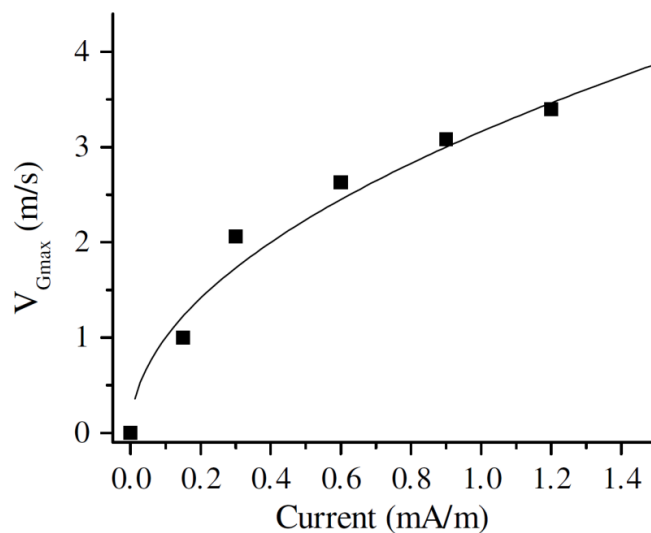


Figura 2.18 Velocità del vento ionico massime in funzione della corrente elettrica  $i$  a posizione fissata  $x = -10\text{mm}$

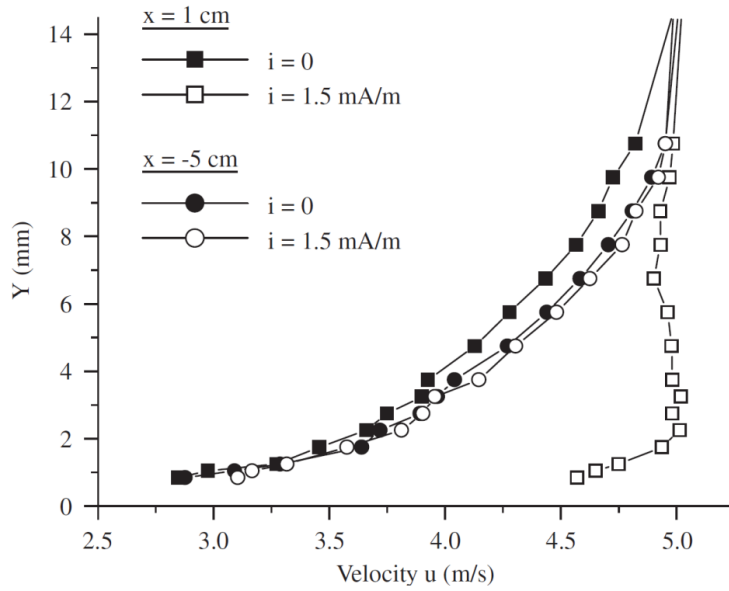


Figura 2.19 Profili di velocità a  $x = 1\text{ cm}$  e a  $x = -5\text{ cm}$ , per  $U_0 = 5\text{ m/s}$ , con attuatore on e off

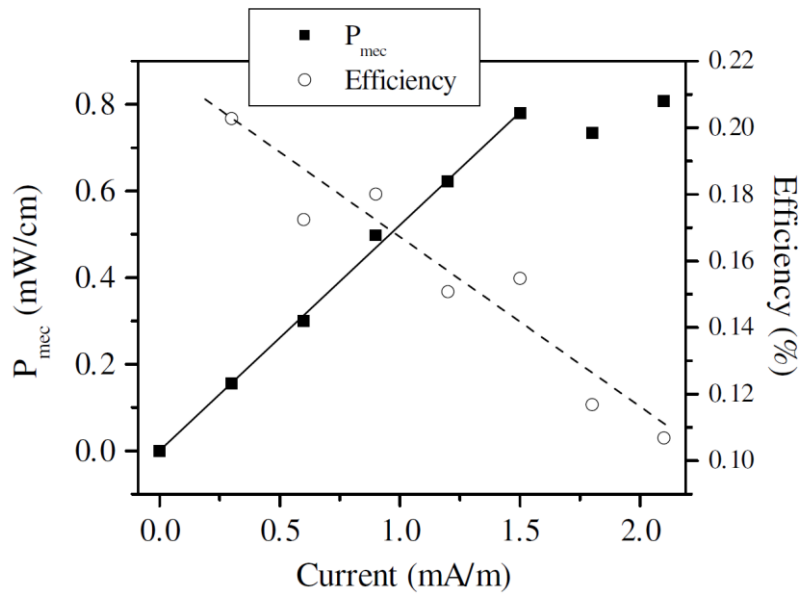


Figura 2.20. Potenza meccanica introdotta e efficienza dell'attuatore in funzione della corrente di scarica

I valori di efficienza ottenuti sono inferiori a quelli ottenuti con attuatori a corona volumetrica, in quanto nel caso di scariche superficiali dobbiamo tener conto dell'attrito, che riduce i valori di vento ionico [14,15]. Altri lavori hanno mostrato che in presenza di una corrente d'aria esterna, l'efficienza può raggiungere una percentuale molto elevata [10].

Se al posto di applicare l'elevata tensione positiva al cavo di diametro minore, l'avessimo applicata a quello di diametro maggiore, come in fig.2.21, avremmo ottenuto due componenti di vento ionico:

- Una componente a carica positiva, dovuta al movimento di ioni positivi dall'anodo al catodo
- Una componente a carica negativa, dal catodo verso l'anodo, dovuta al fatto che il primo è più fine del secondo

Otterremmo quindi una scarica instabile, a causa dell'interazione di queste due componenti.

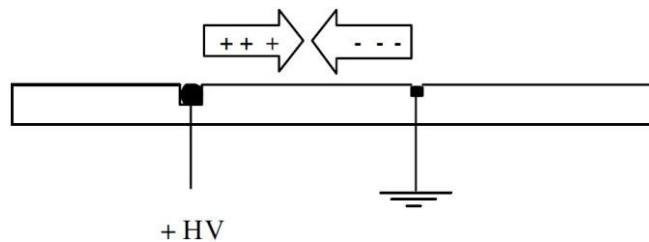


Figura 2.21. Schema del vento ionico prodotto da un attuttore con catodo fine

Il contributo del vento ionico diminuisce al crescere della velocità della corrente esterna. Ciò può essere spiegato dal fatto che la potenza introdotta dal plasma è costante, mentre la potenza cinetica ( la derivata nel tempo dell'energia cinetica )

$$P_{mecc} = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} M V_G^2 \right)$$

aumenta con la velocità esterna  $V_G$ , vedi fig.2.22.

Si evidenzia quindi l'importanza di fare in modo che l'attuttore agisca in quelle regioni del dominio del campo di moto dove la velocità del flusso tende a zero.



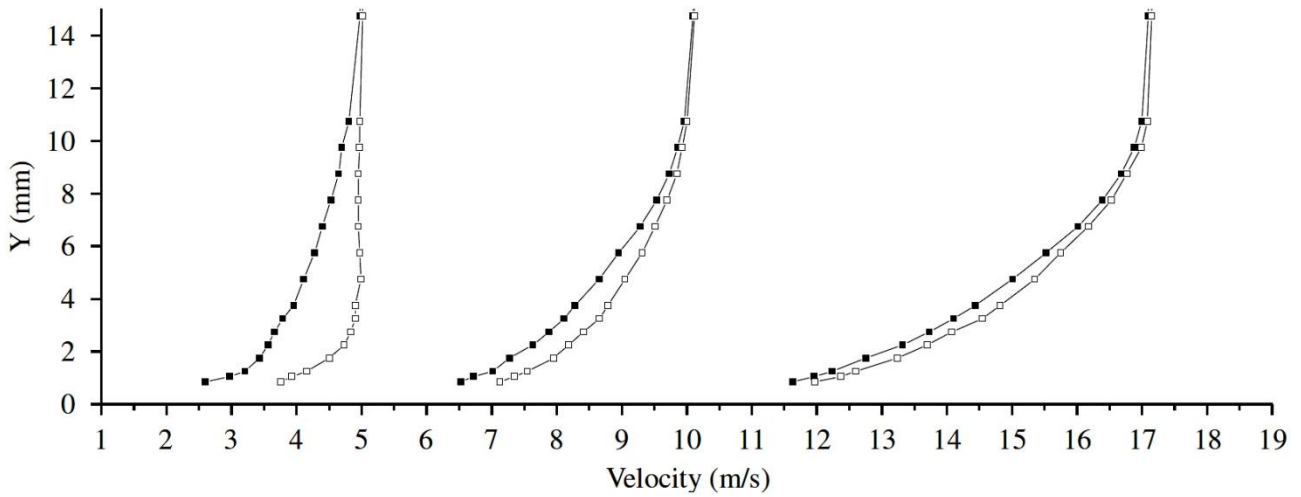


Figura 2.22. Profili di velocità entro lo strato limite per correnti esterne a 5, 10 e 17 m/s, con attuatore off e on

Un parametro col quale valutare l'efficienza di un attuatore è stato suggerito da Moreau [5] ed è il numero adimensionale elettro-idro-dinamico

$$N_{EHD} = \frac{i}{l\rho\mu u^2}$$

dove  $i$  è la corrente media della scarica,  $\rho$  la densità del fluido,  $l$  la lunghezza dell'elettrodo,  $\mu$  la mobilità ionica.

$$\begin{cases} N_{EHD} \rightarrow 0 & : \text{attuatore inefficiente} \\ N_{EHD} \rightarrow \infty & : \text{attuatore efficiente} \end{cases}$$

## 2.11. Controllo strato limite su lamina piana

Il primo passo verso il controllo del flusso d'aria sopra profili è lo studio del controllo del flusso sopra lamina piana.

I primi studi sono stati svolti con singoli attuatori DC. Gli effetti ottenuti sono stati notevoli, vedi fig.2.23.

I risultati suggeriscono che gli attuatori favoriscano un anticipo della transizione nello *shear layer* sopra la bolla di transizione, favorendo il riattacco dello strato limite.

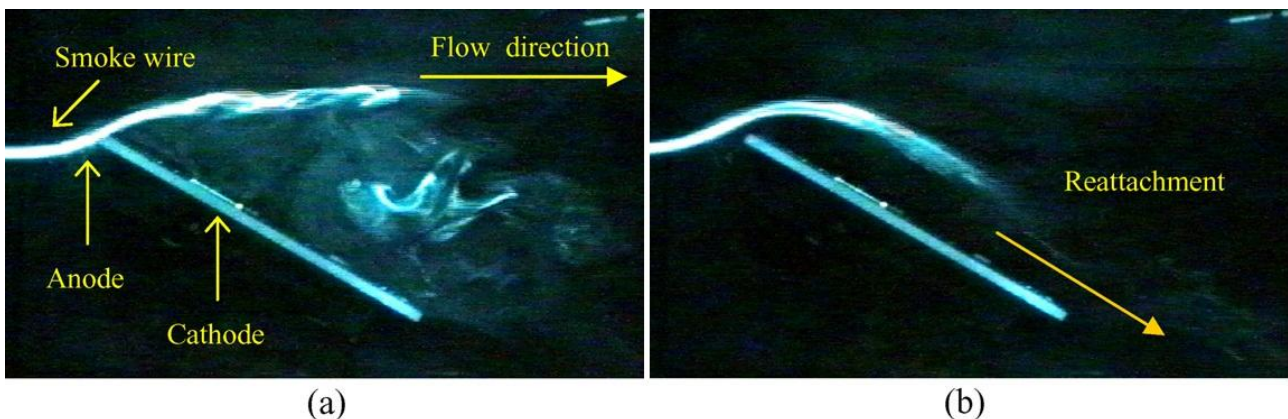


Figura 2.23 Visualizzazione 2D di un flusso a 0.4m/s, (a) con attuatore off, (b) con attuatore on

La scarica è molto influenzata dalla configurazione degli elettrodi. È stato osservato sperimentalmente che per le tre configurazioni in fig.2.24 :

- fig.2.24(a). Ampio il regime di glow e molto stretto quello high-spot. Tuttavia difficile da stabilizzare senza ottenere degli archi elettrici.
- fig.2.24(b). Scarica instabile.
- fig.2.24(c). Facile da ottenere un regime high-spot, mentre difficile da ottenere il glow. È una configurazione piuttosto stabile.

Risulta importante, come studio preliminare, l'analisi della riduzione d'attrito, causata da una scarica sopra una lamina piana. La fig.2.25(a) [10] mostra come la resistenza venga ridotta dalla scarica coronale, a prescindere dalla velocità esterna. La fig.2.25(b) mostra invece come la resistenza venga ridotta all'aumentare della corrente della scarica, a parità di velocità esterna, per due stazioni  $x = 7\text{cm}$  e  $x = 1\text{cm}$ .

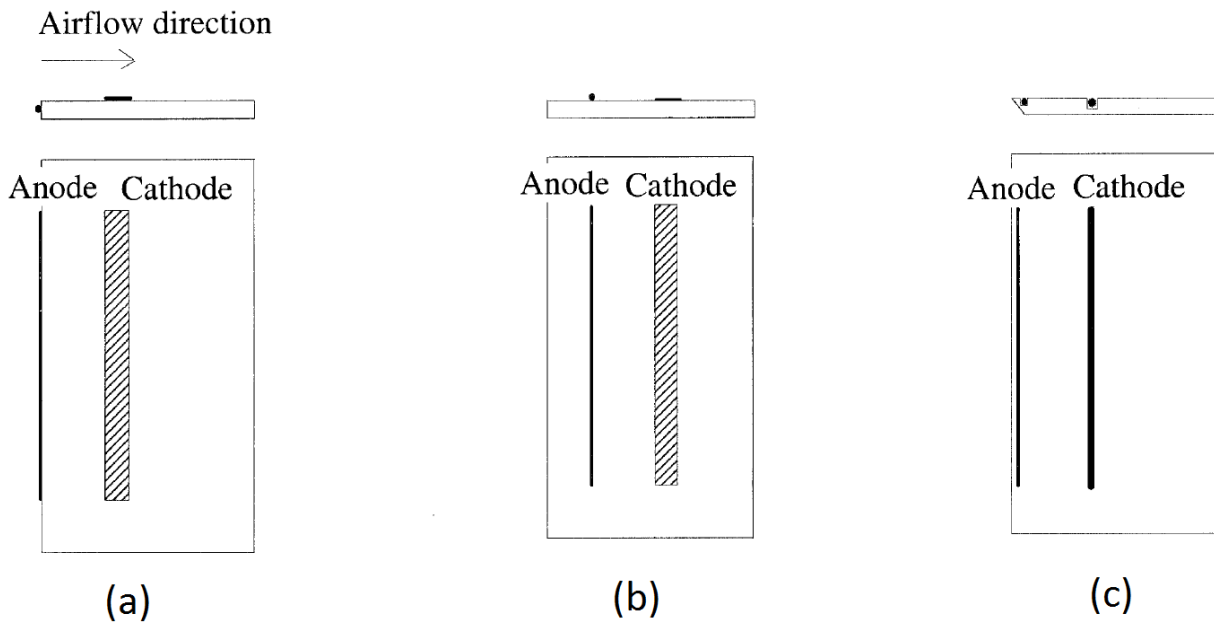


Figura 2.24 Pianta e profilo di tre diverse configurazioni per gli elettrodi. Nelle prime due sono incollati a filo ( flush mounted ), mentre nella terza sono inseriti in apposite scanalature della lamina

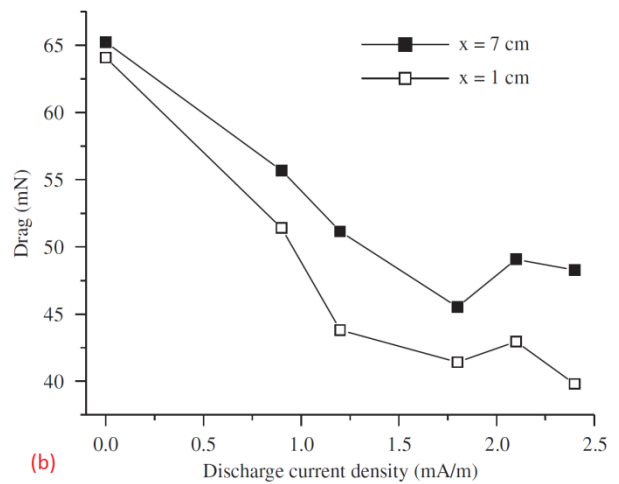
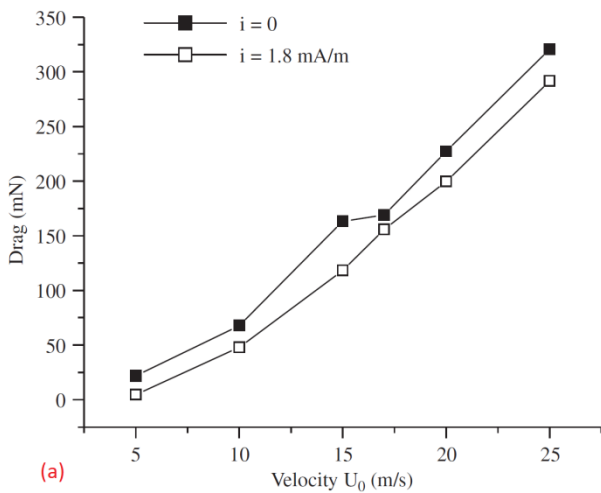


Figura 2.25 (a) Resistenza – Velocità esterna, con attuatore on e off. (b) Resistenza – Corrente elettrica, per due stazioni a  $x = 1$  cm e  $x = 7$  cm ( quest'ultimo corrispondente al bordo d'uscita )

## 2.12. Controllo strato limite su profili

Sostanzialmente, gli obiettivi del controllo di strato limite su profili alari sono:

- Riduzione resistenza d'attrito: da essa conseguono minori consumi (quindi maggiori autonomie) oppure maggiori velocità
- Controllo della separazione: da essa conseguono maggiori  $C_L$

In tale ambito ottimi risultati sono stati ottenuti mediante attuatori AC, con un'attuazione non stazionaria. Il periodo ottimo, sperimentalmente è dimostrato essere alla frequenza corrispondente ad un numero di Strouhal pari a uno. La potenza si riduce al 10% di quella necessaria nel controllo stazionario. Per quanto riguarda invece il controllo su un profilo oscillante, la frequenza ottima di attuazione è all'incirca otto volte quella di oscillazione del profilo.

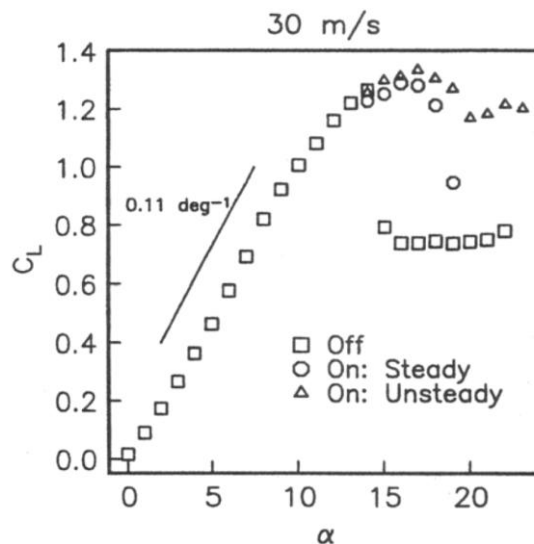


Figura 2.26  $C_L$  misurati con attuatore off, stazionario on, non stazionario on, per una velocità esterna di 30m/s

Un esperimento interessante è stato svolto nel 2006 [16], dove il plasma non aveva direzione parallela al flusso ma perpendicolarmente ad esso. Anche in questo caso si è registrato un riattacco dello strato limite. Quest'effetto può essere spiegato dalla formazione di vortici tridimensionali o dalla transizione da laminare a turbolento entro lo strato limite.

Jolibolis [17] nel 2006 effettuò esperimenti con una schiera di attuatori DBD per trovare la posizione in corda ottima di attuazione, a angoli di incidenza fissati. Con tale esperimento ha dimostrato che, per qualunque angolo di attacco, l'attuatore deve agire nel punto di separazione per avere la massima efficienza e quindi il minor consumo energetico. La presente tesi si pone in analogia al lavoro di Jolibolis, studiando il comportamento di un attuatore in corrente continua al variare della sua posizione in corda.

# 3. Modellazione del fenomeno e set – up sperimentale

## 3.1. Profilo alare

Il profilo scelto su cui montare l'attuatore al plasma è il NACA 0013, in base alle seguenti considerazioni:

- Buon comportamento alla separazione ad alte incidenze e a bassi numeri di Reynolds
- Semplicità nei processi di lavorazione
- Buon compromesso sulle dimensioni fisiche del modello, per ottenere  $Re$  elevato ma evitando ugualmente un eccessivo bloccaggio

È inoltre possibile un confronto con i risultati dei vari lavori citati in bibliografia, in quanto in tutti sono stati utilizzati dei profili simmetrici (in genere il NACA 0015).

Grazie alla simmetria del NACA 0013 è possibile verificare l'angolo di incidenza nulla in base alla visualizzazione delle linee di corrente: in corrispondenza di  $\alpha = 0^\circ$  la corda del profilo sarà parallela alle linee di corrente del flusso indisturbato; inoltre le linee di corrente al di sopra del profilo saranno simmetriche alle linee di corrente al di sotto di esso.

Avendo ritenuto di limitare lo spessore massimo del modello a  $2\text{cm}$  (per ridurre gli effetti di bloccaggio), la corda  $C$  risulta:

$$C = \frac{\tau_{MAX}}{0.13} = 153.8\text{mm}$$

Di particolare interesse saranno le curve  $C_L - \alpha$ , per una previsione dei  $C_L$  raggiungibili con l'attuazione. In fig.3.1 sono riportate le informazioni sul NACA 0013 reperite in letteratura. Tali grafici tuttavia sono riferiti a numeri di Reynolds molto elevati, mentre nel nostro caso tale numero è veramente basso, nell'ordine dei  $2 \cdot 10^4$ . Tramite il software Xfoil è stato possibile stimare delle curve  $C_L - \alpha$  per vari valori di  $Re$ .

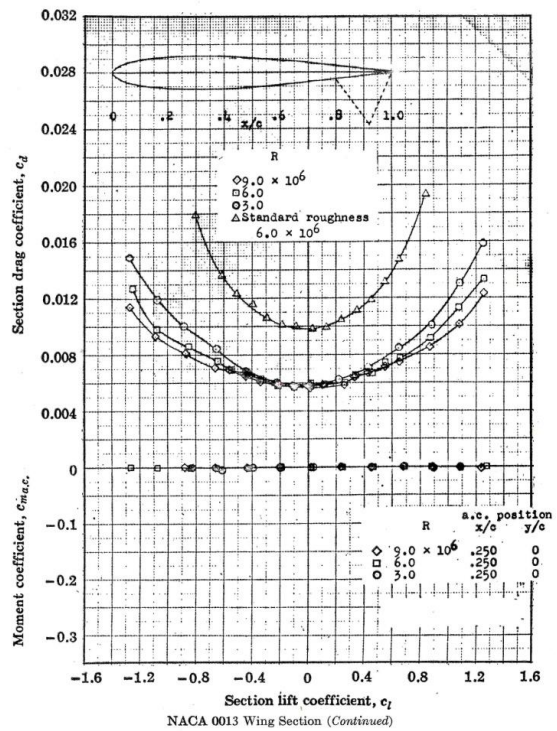
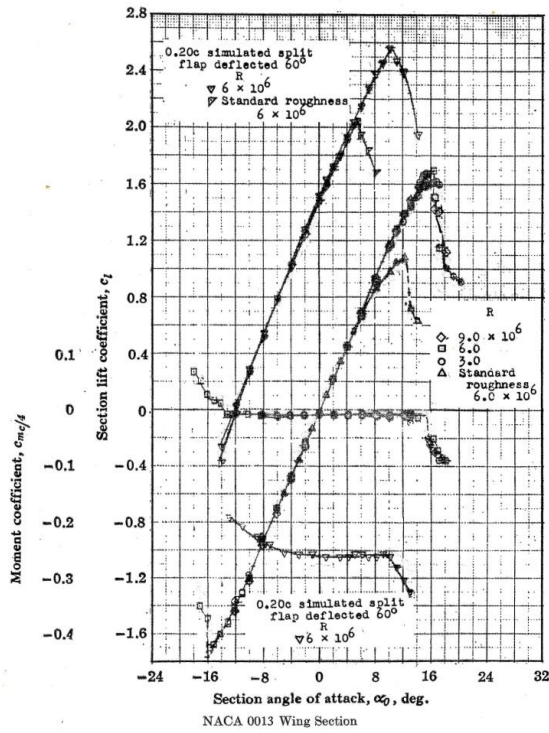


Figura 3.1 Prestazioni del profilo NACA 0013

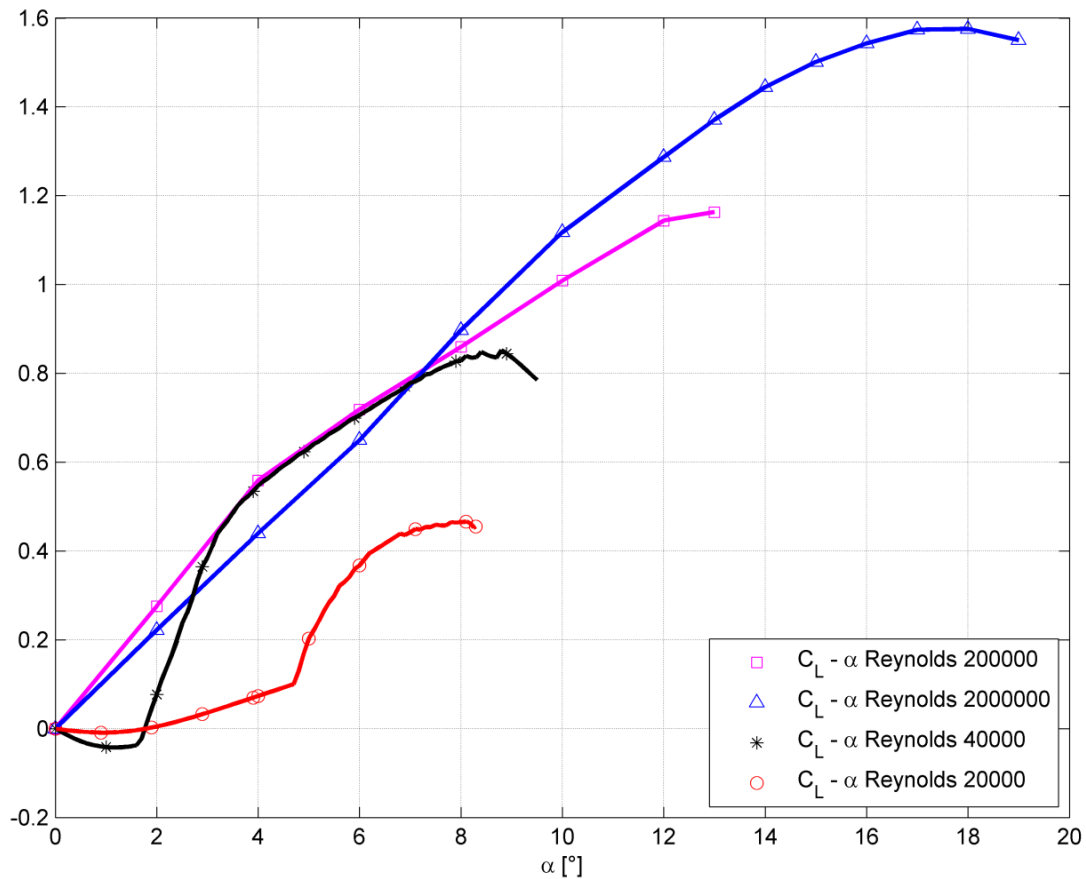


Figura 3.2 Curve  $C_L - \alpha$  calcolate con Xfoil a vari  $Re$

In fig.3.2 possiamo vedere come, per i Reynolds trattati da noi, il profilo non segua il tipico tratto lineare: esiste un range, circa da  $0^\circ$  a  $5^\circ$ , in cui il profilo risente poco delle variazioni di incidenza. La curva ha una piccola derivata, dovuta al fatto che il disallineamento del profilo è dello stesso ordine di grandezza dello spessore dello strato limite. Variazioni di incidenza vengono così poco risentite sul  $C_L$ . Dai risultati tratti da Xfoil (fig.4.34 - 4.35) si vede che fino a circa  $4^\circ$  il contributo di dorso e ventre è quasi uguale e opposto. Oltre tale range, il  $C_L$  tende a portarsi velocemente su una retta per un breve tratto fino allo stallo. In questa seconda regione, a tendenza rettilinea, la derivata risulta maggiore. Tale comportamento è meglio visibile per la curva a  $Re = 4 \cdot 10^4$ , mentre per quella che riguarda noi, questo secondo tratto, che dovrebbe essere rettilineo, inizia anch'esso a degenerare in una regione non lineare. La regione intermedia fra queste due, nella quale esiste una grande derivata  $C_{L,\alpha}$ , viene identificata come una regione di isteresi. Possiamo così pensare di modellare la curva  $C_L - \alpha$  con due rette distinte, connesse da un ciclo di isteresi.

In fig.3.2 si nota che, per  $Re = 4 \cdot 10^4$  e  $Re = 2 \cdot 10^4$ , vicino all'origine  $C_{L,\alpha} < 0$ . Questo è dovuto al fatto che a tali incidenze viene violata la condizione di Kutta: il punto di ristagno posteriore non è situato al bordo d'uscita, bensì sul dorso del profilo. Tale comportamento appare limitato per  $0 \lesssim \alpha \lesssim 1.5^\circ$ .

Per poterci fidare dei risultati ottenuti tramite Xfoil abbiamo in primo luogo variato il numero di pannelli con cui il NACA 0013 veniva modellato dal codice di calcolo, appurando che non vi era alcuna dipendenza dalla discretizzazione del profilo. Inoltre, andando ad aumentare gradualmente  $Re$ , si verifica che man mano il grafico  $C_L - \alpha$  tende ad avere il normale comportamento con un solo tratto rettilineo, con un decadimento in prossimità dello stallo.

Per verificare ulteriormente la bontà dei risultati di Xfoil è stato accertato che profili simili al nostro hanno un comportamento analogo. Sono state quindi reperite in letteratura varie curve  $C_L - \alpha$  per bassi  $Re$ , ottenute sperimentalmente da costruttori di aeromodelli [20]. Il  $Re$  minimo reperito per tali curve risulta essere il doppio del nostro, ovvero  $Re = 4 \cdot 10^4$ . È tuttavia sufficiente per comprendere la fenomenologia aerodinamica dei profili a bassi  $Re$ . I grafici dei profili simmetrici NACA 0012 e NACA 0009 confermano che, per piccole incidenze e a basso  $Re$ , l'incremento del  $C_L$  risulta modesto e possiede una concavità. Inoltre, come previsto da Xfoil, oltrepassando questa prima regione a piccola derivata  $C_{L,\alpha}$ , la curva cresce rapidamente per un certo tratto (nell'area di isteresi) fino a raggiungere una seconda regione, a tendenza rettilinea. Tale comportamento intorno all'origine, per questi due profili simmetrici risulta molto limitato a  $Re = 4 \cdot 10^4$ , ma sarebbe presumibilmente più marcato a  $Re$  inferiori. Per profili non simmetrici accade un fenomeno analogo, ma in un intorno di  $\alpha$  non nullo. In particolare, per il profilo E 193 è stata individuata una regione di isteresi intorno a  $9^\circ$ . Come già visto per i due profili simmetrici, questa area separa due

regioni a diversa crescita del  $C_L$ . Secondo le osservazioni qui riportate abbiamo modellato la nostra curva con due regioni rettilinee a diversa pendenza, connesse da una regione di isteresi.

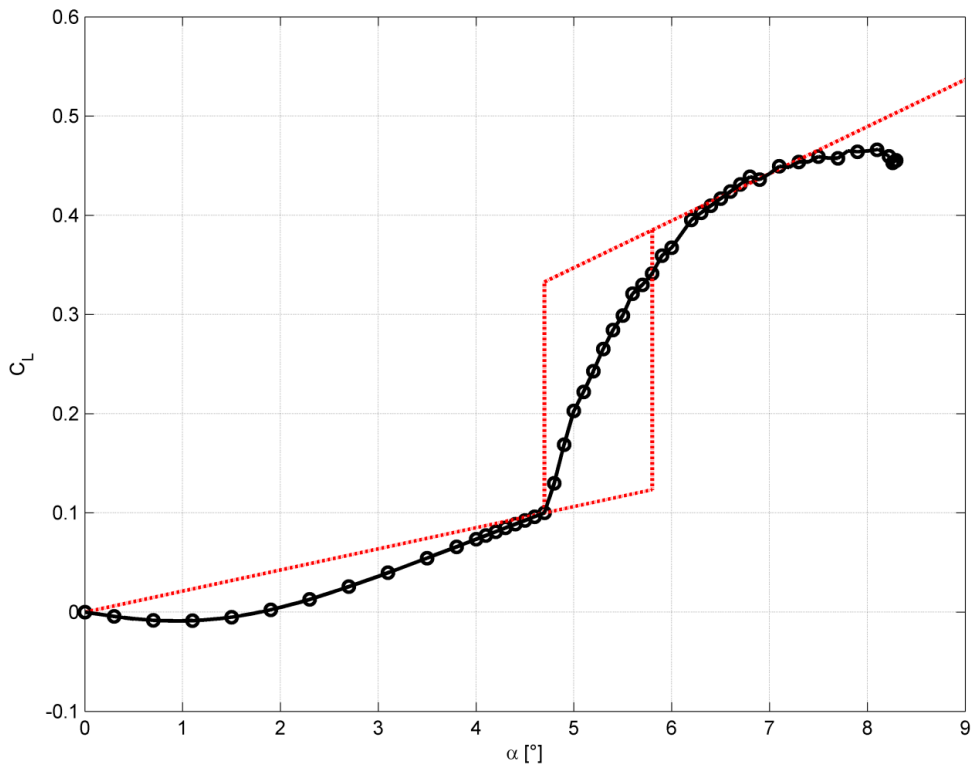


Figura 3.3 Modellazione della curva  $C_L - \alpha$  per  $Re = 2 \cdot 10^4$

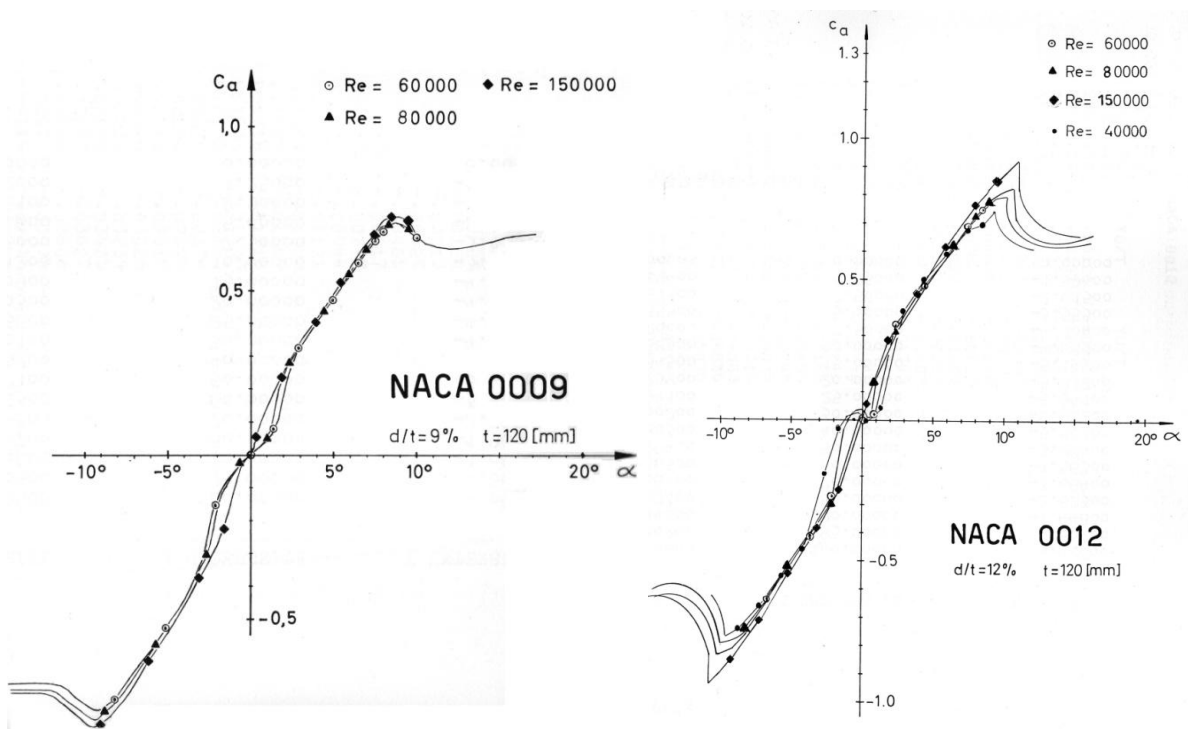


Figura 3.4 Curve  $C_L - \alpha$  per i profili simmetrici NACA 0009 e NACA 0012



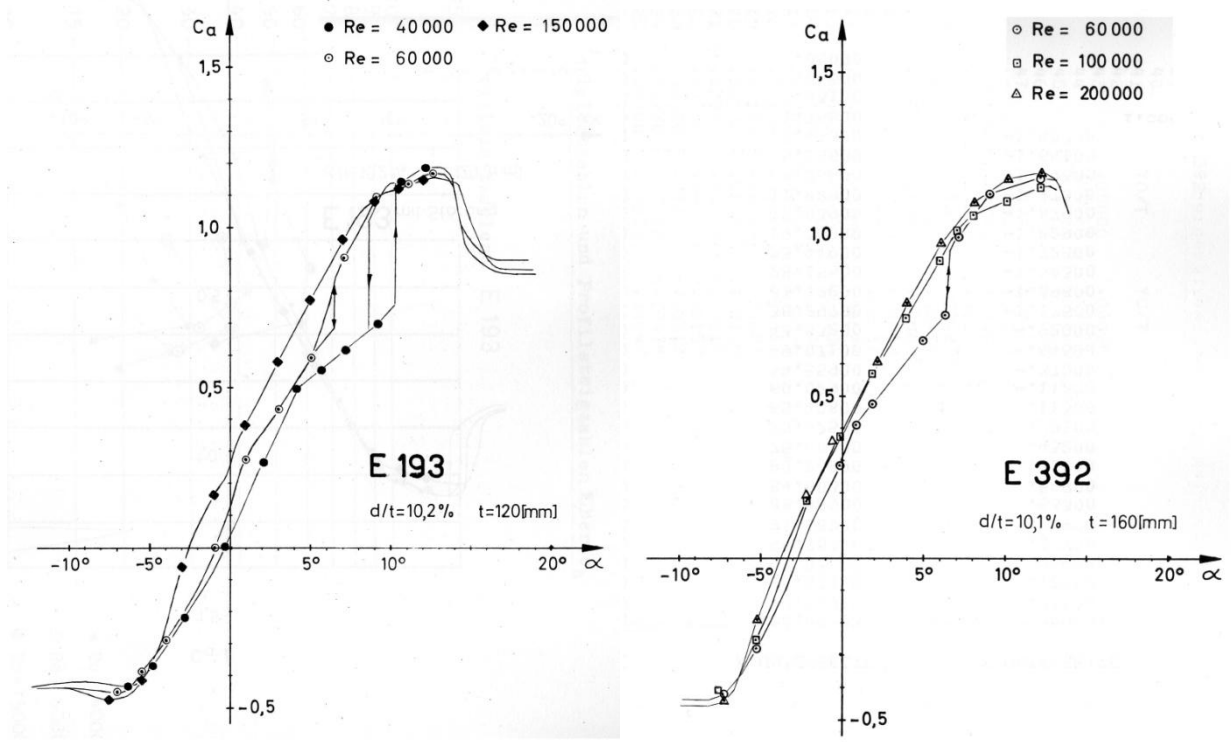


Figura 3.5 Curve  $C_L - \alpha$  per i profilo non simmetrici E 193 e E 392

Il profilo è stato pensato con uno scasso sul dorso, così da potervi alloggiare una sottile lamina, il nostro attuatore. Come si spiegherà in seguito, tale scasso ha inizio all'8% della corda e finisce all'83%. Per facilitare l'incollaggio, all'interno dello scasso sono inoltre state aggiunte delle feritoie. Queste serviranno a far defluire la colla, e a favorire l'incollaggio fra lamina e profilo.

Il profilo e' stato ricavato da un blocco a strati policarbonato-resina epossidica di 30mm di spessore.

Le scanalature attraverso cui far fluire la colla, a causa di problemi di lavorazione, sono state solo in parte realizzate mediante controllo numerico. Ne sono state quindi aggiunte altre manualmente, attraverso una lima a sezione triangolare.

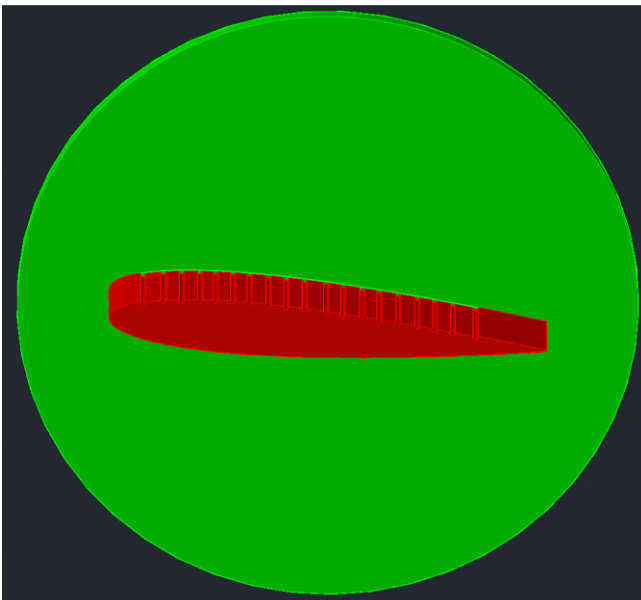


Figura 3.6 NACA 0013 con scasso sul dorso, provvisto di canalini di scolo per la colla

### 3.2. Movimentazione del profilo

Per regolare l'incidenza, abbiamo deciso di avvitare il profilo ad una base rotante. Tale base è stata ottenuta da un pannello di policarbonato spesso 1cm. Mediante un opportuno scasso tale base può ruotare rispetto al fondo della galleria in cui è collocata. Per migliorare l'attrito è stato posto del feltro sulla superficie della base che andrebbe a contatto con il complementare pannello di plexiglass del fondale.

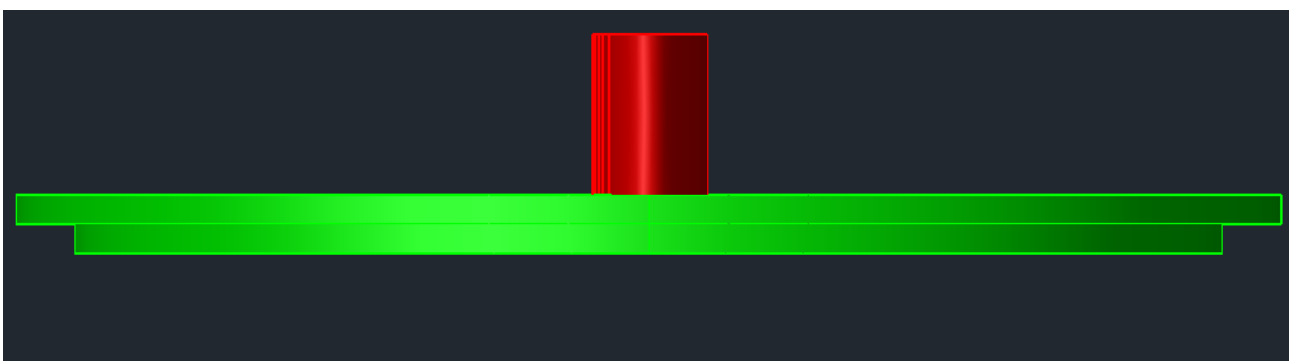
Per facilitare il collegamento degli elettrodi al generatore di tensione, è stata pensata una sottile feritoia dalla quale far fuoriuscire i rispettivi contatti elettrici di anodo e catodo.



*Figura 3.7. Profilo montato sulla base rotante*



*Figura 3.8. Vista posteriore*



*Figura 3.9. Vista laterale*

### 3.3. Galleria

La galleria del vento resa disponibile per le prove pratiche è un modello tedesco della ditta Elektron, progettata dall'Ing. Herbert Brause. Sebbene questa galleria non sia di recente concezione (1975 circa) presenta una notevole cura nei dettagli.

Il target delle applicazioni consentite da questa galleria è di tipo didattico in quanto sia le dimensioni della camera di prova che i numeri di Reynolds raggiungibili sono relativamente limitati. In precedenti lavori [13] è stato verificato che la velocità massima in centro vena, dopo che l'impianto è andato a regime, si attesta a  $1.35\text{m/s}$ .

Come si può notare in fig.3.10, sebbene la galleria sia a circuito aperto, il condotto di scarico è costituito da un tubo di diametro ridotto (8 cm) al quale può essere collegata una prolunga per l'espulsione dei gas in altro ambiente. Il motivo di ciò, riguarda la caratteristica principale della galleria, ovvero quella di permettere la visualizzazione del flusso in camera di prova, tramite filetti di fumo. Oltre alla necessità di scaricare in altro ambiente il fumo (prodotto dalla vaporizzazione di olio), ricordiamo anche che una scarica a corona libera genera Ozono, gas dannoso se respirato in concentrazione maggiore a  $0,2\text{ mg/m}^3$ .



*Figura 3.10 Galleria del vento*

Le dimensioni della camera di prova sono:

- Lunghezza: 525 *mm*
- Altezza: 34 *mm*
- Spessore: 343 *mm*

L'accesso alla camera di prova è consentito dalla mobilità della parete posteriore della camera di prova, incernierata alla struttura della galleria. Originariamente questo pannello era fatto in acciaio, quindi incompatibile con applicazioni al plasma. È stato dunque necessario progettare una corrispondente versione in plexiglass.

La presente tesi si pone di ottenere dei risultati di tipo qualitativo, basati sulla visualizzazione del flusso attorno ad un profilo. Questo implica, come priorità, di disporre di un flusso a regime quanto più regolare, per consentire una visualizzazione definita dei filetti fluidi attorno al modello di prova. Per uniformare il più possibile la corrente, la galleria dispone di una doppia griglia in serie, posta a monte dell'imbocco d'aspirazione. Il tipo di aspirazione a fondo galleria è completamente diverso dai tunnel classici: è un sistema ad alta perdita di carico ( $k > 1$ ) basato su fori d'uscita dalla camera di prova. La posizione dei fori è calibrata per uniformare la corrente in camera di prova sull'asse verticale, strati limite esclusi. Chiaramente, il limite di questo metodo è la bassa velocità (o  $Re$ ) raggiungibile. Sul piano trasversale, com'è noto, si ha un flusso di Poiseuille. Invece, sul piano longitudinale c'è una discreta uniformità per 0.8 lunghezze, oltre la quale l'effetto dei fori aspiranti diviene preponderante. In definitiva, l'uniformità è buona in una larga regione della camera di prova, la stazionarietà è veramente buona solo col ventilatore al massimo, il livello di turbolenza è limitato dal sistema di aspirazione che è stato ben curato, ma peggiora un po' per effetto del rake di distribuzione fumi. In precedenti lavori [13] è già stata sufficientemente verificata la regolarità del flusso. In fig.3.11 è riportato uno schema della galleria.

La caratteristica principale di questa galleria è la possibilità di ottenere visualizzazioni per mezzo di fili di fumo. Questi vengono prodotti nel generatore di fumo. Esso è costituito da una base metallica cava e da un cilindro di vetro chiuso superiormente da una piastra. All'interno della base c'è un disco di ferro, contenente a sandwich una resistenza che ne genera il surriscaldamento. Il coperchio ha un piccolo serbatoio che regola la caduta delle gocce d'olio sul disco caldo, dal quale si libera il fumo che a sua volta viene pompato nelle cannule in camera di prova. Delle lampade fluorescenti li renderanno poi visibili.

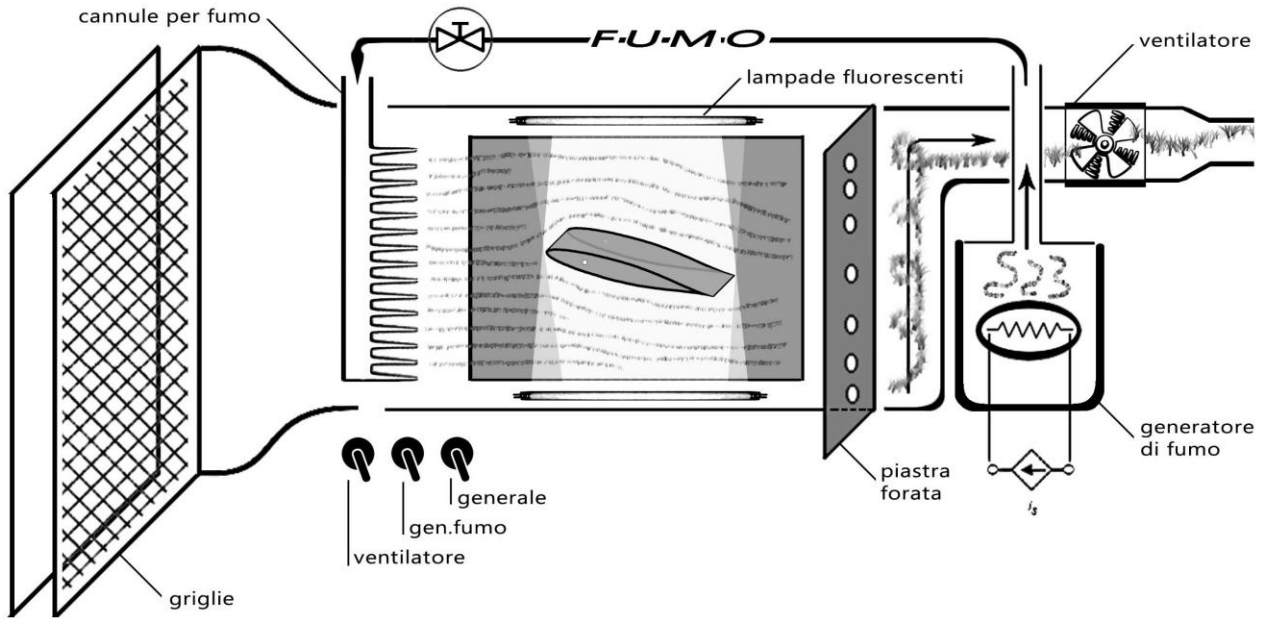


Figura 3.11. Schema concettuale della galleria del vento

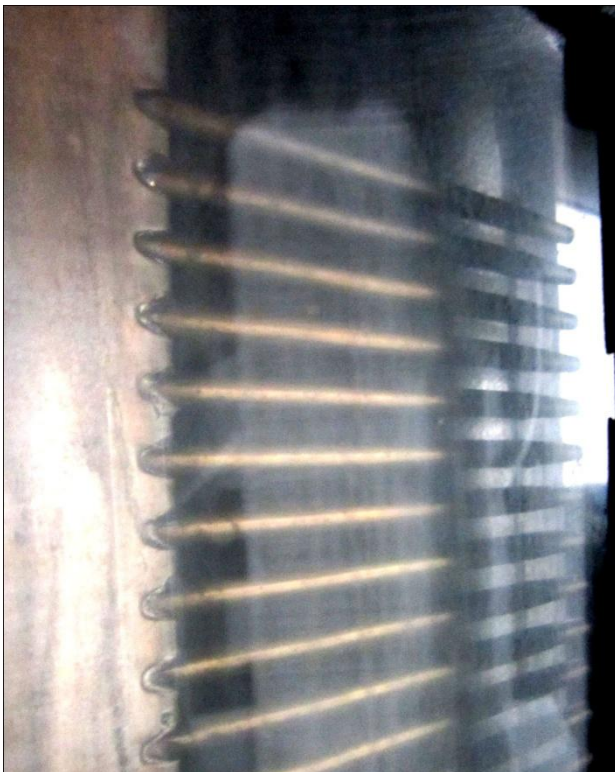


Figura 3.12. Cannule del fumo



Figure 3.13. Generatore di fumo

Il fumo da noi utilizzato viene prodotto dall'evaporazione di olio di paraffina. La sua successiva condensazione ci permette di ottenere le goccioline utili alla visualizzazione della corrente in camera di prova. La dimensione media delle particelle si attesta a circa  $1\mu m$ .

Entro l'approssimazione a bassi numeri di Reynolds, l'equazione di moto di una piccola particella sferica immersa in un fluido è:

$$\begin{aligned} \frac{4}{3}\pi a^3 \rho_p \frac{dv_p}{dt} &= \frac{4}{3}\pi a^3 \rho_f \frac{DU}{Dt} + \frac{4}{3}\pi a^3 (\rho_p - \rho_f)g - 6\pi\mu a \left[ (v_p - U) - \frac{1}{6}a^2 \nabla^2 U \right] \\ &\quad - 6\pi\mu a^2 \int_0^t \frac{d}{dt} \left[ (v_p - U) - \frac{1}{6}a^2 \nabla^2 U \right] \frac{d\tau}{\sqrt{\nu(t-\tau)}} \\ &\quad - \frac{2}{3}\pi a^3 \frac{d}{dt} \left[ (v_p - U) - \frac{1}{10}a^2 \nabla^2 U \right] + L \end{aligned}$$

cioè, la forza d'inerzia della particella eguaglia la somma di:

- Forze non inerziali
- Forze di volume nette
- Forze viscosive quasi stazionarie
- Forze della storia temporale ( Forze di Basset )
- Forze di massa aggiuntive
- Portanza, generata a causa di una circolazione finita intorno alle particelle

$a$  è il raggio delle particelle,  $U$  la velocità del fluido circostante,  $g$  l'accelerazione di gravità. Per traccianti molto piccoli, la prima parte del termine viscoso domina la parte dell'equazione a destra dell'uguale. Sotto l'ipotesi aggiuntiva  $DU/Dt = dv_p/dt$ , l'equazione del moto si semplifica a

$$v_p - U = \frac{2}{9} \frac{a^2 (\rho_p - \rho_f)}{\mu} \frac{dv_p}{dt}$$

$v_p - U$  viene detta *slip velocity*, ovvero la velocità di slittamento della particella di tracciante rispetto al fluido circostante. Se tale differenza di velocità è nulla, significa che la particella segue fedelmente la corrente. Alla luce di questi risultati e sotto le ipotesi introdotte, abbiamo quindi due modi per avere un tracciante che segua bene il fluido:

1.  $\rho_p = \rho_f$ , ovvero trovare un tracciante con la stessa densità del fluido in cui è immerso. Mentre per visualizzazioni in acqua è possibile trovarne, per quelle in aria non lo è. In queste ultime lavoriamo con particelle sempre più dense dell'aria.
2.  $a \rightarrow 0$ , ovvero utilizzare particelle il più piccole possibile. Particelle infinitesime ( quindi non reali ) seguono fedelmente la corrente. Questa condizione si scontra con la visibilità delle particelle stesse: particelle troppo piccole non possiamo osservarle, perciò sarebbe vana la loro insemminazione.

Da verifiche sperimentali è stato osservato che i filetti, verso lo sbocco, si instabilizzano. È stato quindi necessario collocare il profilo in una posizione più avanzata verso l'imbocco, dove i filetti di fumo sono più stabili.

In fig.3.14 è rappresentato l'impianto elettrico. L'alimentazione alla galleria è fornita dalla linea elettrica standard 220V per 50Hz. Poiché l'intensità di corrente dichiarata è di 1.7A, la potenza assorbita dalla galleria è circa 370W.

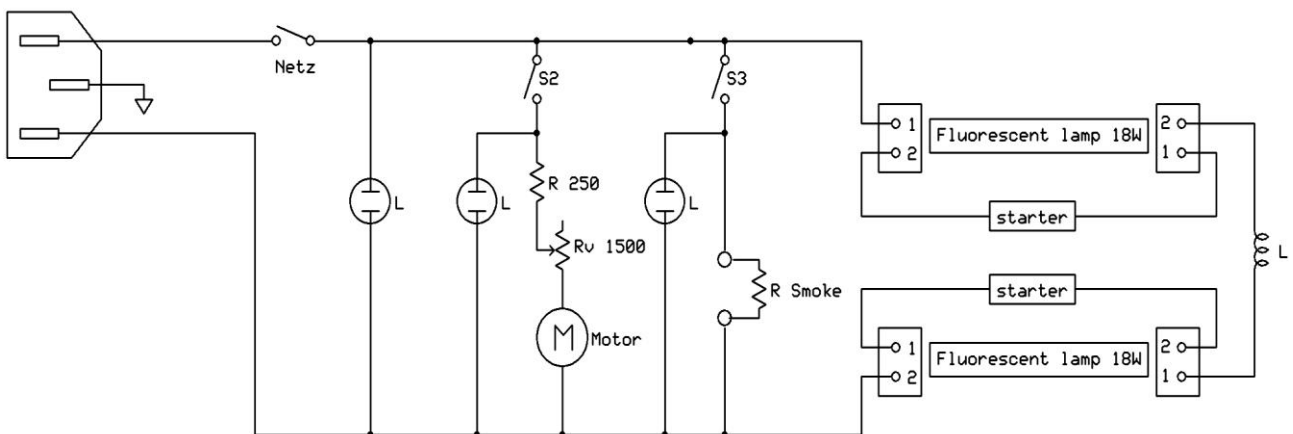


Figura 3.14. Schema elettrico della galleria del vento

### 3.3.1. Fondo della galleria

È stato necessario progettare il fondo della galleria, in modo da potervi alloggiare la base rotante in polycarbonato. Come già detto, non si sarebbe potuto riciclare il fondale originario in quanto fatto di acciaio e perciò incompatibile con applicazioni col plasma. È stato quindi realizzato un nuovo fondale, a partire da una lastra di plexiglass spessa 4mm.

In sostanza è stato progettato un parallelepipedo con un foro complementare alla base rotante, tale da poter alloggiare quest'ultima. I relativi disegni sono riportati in appendice.

È stato lasciato un piccolo spazio fra plexiglass e polycarbonato, così da potervi inserire una fascia di feltro per migliorare l'attrito e facilitare la rotazione del profilo.

Per garantire delle buone visualizzazioni, tutto il fondo della galleria è stato verniciato con una vernice nera opaca, la RAL9005. Altre vernici nere, meno opache, riflettono maggiormente la luce delle lampade fluorescenti, rendendo i filetti di fumo meno distinguibili dal fondo della galleria durante le visualizzazioni. È stato poi constatato che l'applicazione della vernice mediante bomboletta spray è preferibile ad una sua stesura per mezzo di un pennello. Mediante un pennello, infatti, non si riesce ad ottenere uno strato di vernice uniforme: i segni delle singole pennellate, sebbene non evidenti durante l'applicazione della vernice, vengono accentuati nelle foto e nei video dalla luce delle lampade.

Infine, allo strato di plexiglass è stato sovrapposto una lamina di alluminio spessa 1mm, così da irrobustire la struttura. Questo strato di alluminio è stato sagomato opportunamente, in modo tale da non influenzare il nostro sistema al plasma. Anche il suo disegno è riportato in appendice.



### 3.4. Elettrodi

Come anticipato, lavoreremo in corrente continua (DC) con un'alimentazione massima di  $20kV$ . Tale tensione corrisponde al limite massimo del nostro generatore. Tale limite però è più che sufficiente, in quanto le tensioni tipiche che sono state raggiunte sono dell'ordine dei  $10kV$ . Da studi precedenti, infatti, è noto che la scarica coronale si mantiene stabile fino a tensioni ridotte di circa  $8 \div 9kV/cm$ . Dato che il gap tipico nei nostri esperimenti è circa  $1cm$ , già a priori si può prevedere che la scarica coronale sarà prodotta a tensioni intorno ai  $9kV$ .

Come già detto in precedenza, vogliamo studiare l'effetto del posizionamento di un attuatore al plasma lungo la corda di un profilo alare. Per il progetto di un attuatore che possa agire in vari punti del dorso del nostro profilo sono state considerate tre soluzioni:

1. Singolo attuatore posto su nastro. La difficoltà di questa soluzione è realizzare un nastro strisciante che sia contemporaneamente ben aderente al profilo e che abbia poco attrito con quest'ultimo. Vogliamo infatti non modificare la superficie del nostro profilo e allo stesso tempo poter spostare con facilità l'attuatore.
2. Una serie di coppie anodo-catodo tutte uguali fra loro, fissate lungo il dorso ad una distanza tale da non farle interagire. In questo caso però lo spazio fra ciascuna coppia diviene non indagabile.
3. Una serie di elettrodi a lunghezza crescente fissati sul profilo. A seconda della posizione in cui si vuole agire, si sceglierà una certa coppia di elettrodi. A seconda della coppia, anodo e catodo si continueranno a spostare: lo stesso elettrodo può essere il catodo per una coppia e l'anodo per la successiva. Rispetto alla soluzione 2, con lo stesso numero di elettrodi, sarebbe qui possibile indagare più punti del dorso del profilo.

La forma ideata per gli elettrodi è tale che le linee del campo elettrico generato fra essi siano allineate il più possibile con la corrente esterna. In tal modo il vento ionico generato sarà anch'esso disposto secondo la direzione della corrente. Altri schemi, tridimensionali, vedi fig.3.29, risultano essere più complessi.

Come vedremo successivamente, saranno possibili due metodologie per la fabbricazione degli elettrodi:

- Elettrodi ottenuti dalla procedura di realizzazione dei circuiti stampati
- Elettrodi realizzati con nastro adesivo d'alluminio opportunamente sagomato e fili di rame

La scelta di una o l'altra metodologia, come verrà poi spiegato, influenzerà il comportamento stesso dell'attuatore.

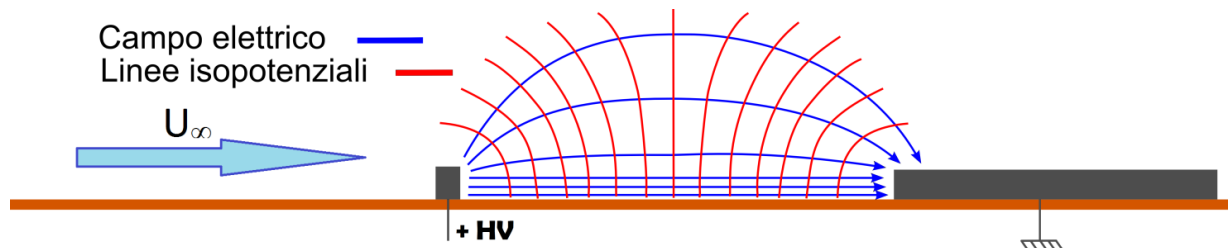


Figura 3.15 Schema del campo elettrico a parete fra due elettrodi (vista laterale)

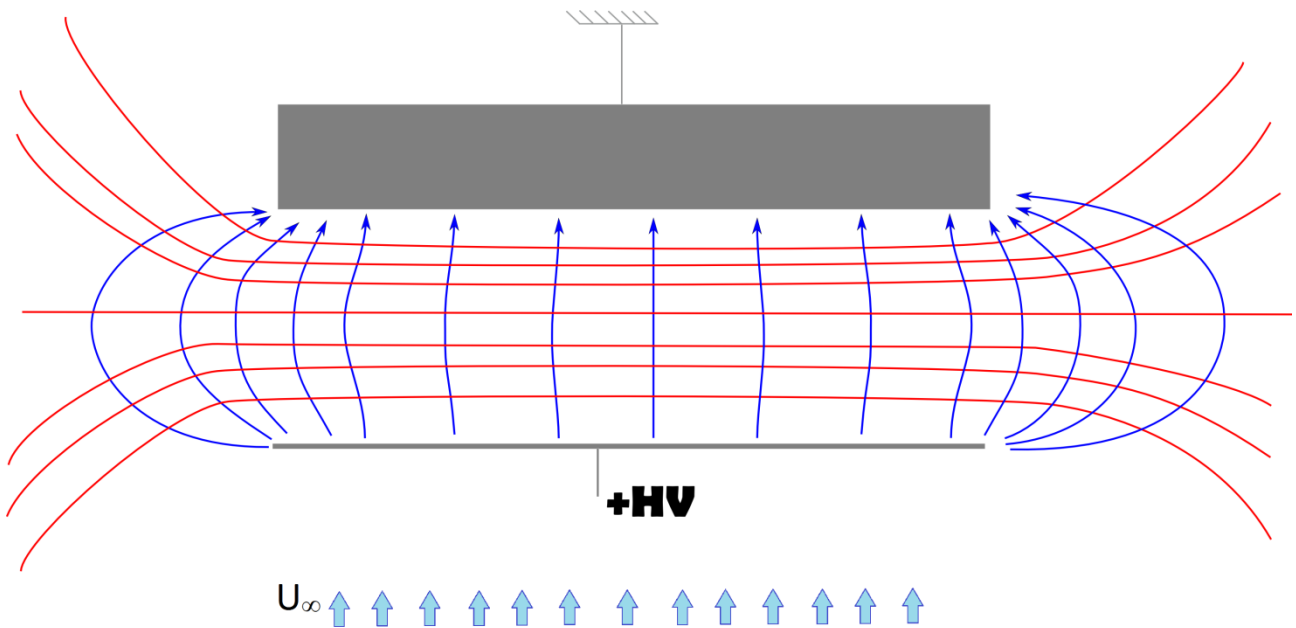


Figura 3.16 Schema del campo elettrico fra due elettrodi (vista dall'alto)

### 3.4.1. Serie di elettrodi a lunghezza crescente

Esaminiamo per prima l'ultima soluzione elencata in §3.4, ovvero una serie di elettrodi a lunghezza crescente fissati sul profilo. Consideriamo per questa configurazione la generica coppia di elettrodi  $j - (j+1)$ . Non vogliamo che gli altri elettrodi interferiscano con la scarica. Quindi colleghiamo in parallelo tutti gli elettrodi dal primo al  $j$ -esimo e tutti gli elettrodi dal  $(j+1)$ -esimo all'ultimo.

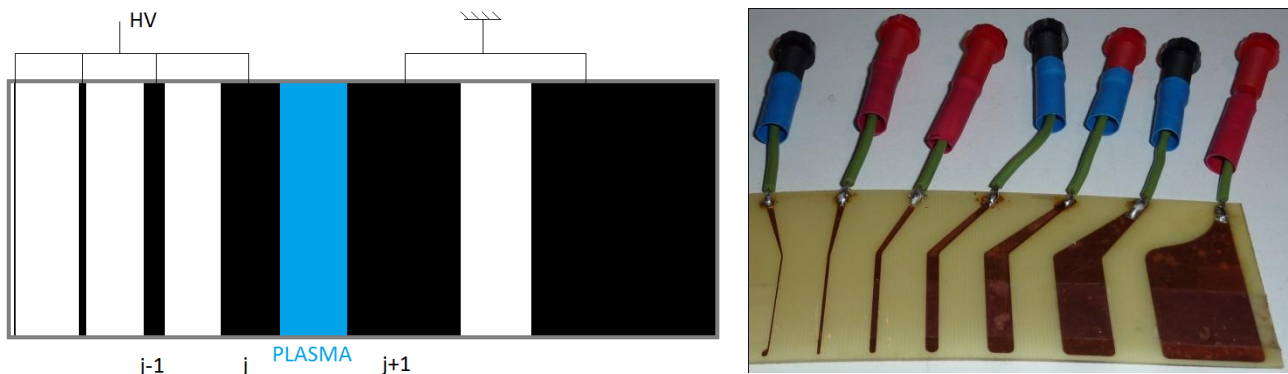


Figura 3.17 Schema di elettrodi a lunghezza crescente e attuatore realizzato con la metodologia dei circuiti stampati su una lamina presensibilizzata

Volendo studiare l'effetto del plasma per il maggior numero possibile di posizioni lungo la corda del profilo, si è scelto che la lamina:

- partisse circa all'8% della corda
- terminasse circa all'83% della corda

Dato che il profilo ha una corda di  $15.38\text{cm}$  si ottiene che la lamina, sotto tali condizioni, risulti lunga circa  $12\text{cm}$ .

Per avere un buon numero di elettrodi si è stabilito che la lunghezza del  $j$ -esimo elettrodo fosse il doppio della lunghezza del  $(j-1)$ -esimo:

$$t_j = 2t_{j-1}$$

Gli altri due parametri su cui agire sono:  $t_1$ , ovvero la lunghezza del primo elettrodo (il più sottile) e il gap  $d_j$  fra l'elettrodo  $j$ -esimo e il  $(j-1)$ -esimo. Bisogna tener conto che nella fase di realizzazione un elettrodo troppo sottile sarebbe di difficile fabbricazione, qualunque metodologia venga utilizzata.

Detta  $\ell$  la lunghezza totale della lamina abbiamo che

$$t_1 + \sum_{j=2}^N (2^{j-1} \cdot t_1 + d_j) = \ell$$

È stato scelto di mantenere il gap costante fra tutte le coppie di elettrodi, perciò  $d_j = \bar{d}$ .

Con AutoCAD sono state disegnate le tracce degli elettrodi. In Appendice 1 sono riportati i disegni eseguiti. Importante è stato smussare ogni angolo e raccordo, e finire con una “goccia” gli elettrodi più esili. Questo perché le “punte” sono siti dai quali partono facilmente archi elettrici. Gli elettrodi finiscono in delle piste che ci permettono di collegare questi all'alimentatore, esterno alla camera di prova. Tali piste sono state disegnate per essere fra loro il più possibile distanti, così da non favorire la produzione di scariche a discapito degli elettrodi veri e propri. Queste terminano con una zona smussata, dove verranno saldati i cavi dell'alimentazione. In ogni caso, per sfavorire lo scocco di scariche dalle piste, le abbiamo verniciate con materiale isolante.

### 3.4.2. Serie di coppie anodo–catodo uguali fra loro

Si è realizzato anche un secondo attuatore, pensato come coppie isolate anodo – catodo. La distanza fra tali coppie è tale da permettere la scarica fra l’anodo e il catodo della stessa coppia, senza un’eccessiva perturbazione data dagli elettrodi delle coppie adiacenti. In appendice sono riportati i disegni eseguiti in AutoCAD di tali elettrodi.

Il catodo della coppia in cui vogliamo generare la scarica è collegato a terra, mentre all’anodo è fornito un elevato potenziale elettrico.

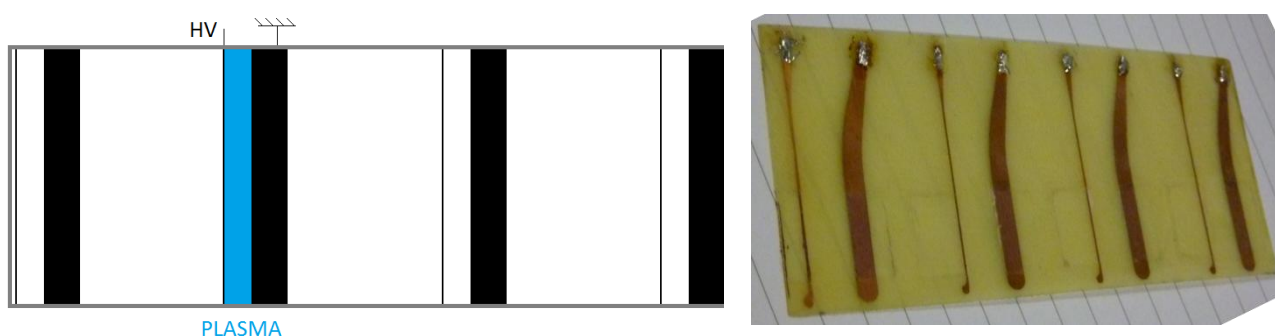


Figura 3.18. Schema di coppie anodo-catodo uguali fra loro e attuatore realizzato con la metodologia dei circuiti stampati su una lamina presensibilizzata

Come anticipato, la realizzazione degli elettrodi può essere effettuata in due modi diversi :

1. Incollaggio “a filo” di sottili fogli adesivi di alluminio o disposizione di fili conduttori in solchi della loro dimensione, intagliati con il cutter sulla superficie desiderata
2. Incidere gli elettrodi su una lastra presensibilizzata, procedendo nello stesso modo in cui si ottengono i circuiti stampati: esporre la lastra a raggi ultravioletti e poi passarla nell’acido. I raggi UV cambieranno le proprietà fisiche della lastra e l’acido porterà via solamente quelle parti che ne sono state irradiate.

I vantaggi principali di quest’ultima metodologia sono la praticità di realizzazione e la precisione del prodotto finito. Utilizzando un software come AutoCAD si possono ottenere coppie di elettrodi esattamente uguali fra loro. Una realizzazione manuale sarebbe di certo più imprecisa e si otterrebbero coppie anodo–catodo leggermente diverse. Nel prossimo capitolo verrà riassunta la metodologia per produrre un attuatore mediante fotoincisione di una lamina presensibilizzata e verranno spiegati i motivi che hanno portato ad abbandonare questa soluzione in favore della prima sopra elencata.

### 3.4.3. Elettrodi: circuiti stampati?

In questo capitolo verrà spiegato come realizzare degli elettrodi mediante la tecnologia dei circuiti stampati.

Sono state utilizzate a questo scopo delle lamine presensibilizzate, dello spessore di pochi micron. Un'elevata sottigliezza è auspicabile se si vuole effettuare un incollaggio al profilo. Normali lamine, più spesse e quindi ben più rigide, opporrebbero molta più resistenza alla flessione richiesta durante l'incollaggio.

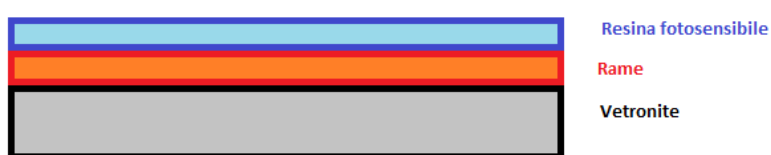


Figura 3.19 Schema di una lamina presensibilizzata.

La procedura per ottenere il circuito stampato desiderato (ovvero i nostri elettrodi) è il seguente:

1. Disegnare il circuito a mano o mediante un opportuno software
2. Stampare il circuito su un foglio da lucido
3. Posizionare il foglio da lucido ottenuto sulla lamina e porre sopra al tutto una lastra di vetro (il più trasparente e puro possibile), così che il lucido aderisca bene alla lamina.
4. Esporre ad una fonte di luce UV. Solo le zone non coperte dal circuito disegnato sul lucido rimarranno impressionate.

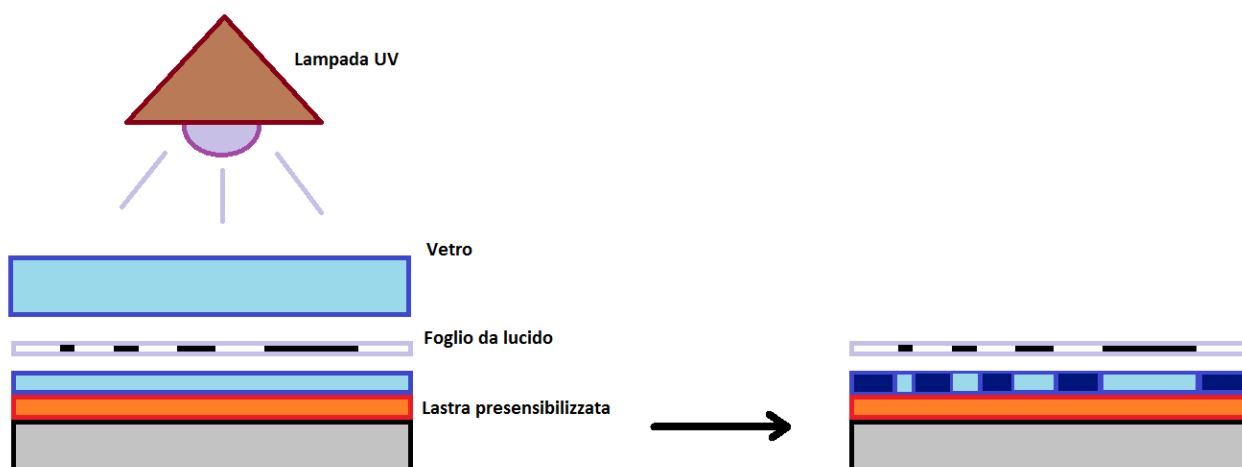


Figura 3.20. Primo passo per ottenere un circuito stampato: impressionare con lampada UV la lamina presensibilizzata. Le parti coperte dalla traccia degli elettrodi non verranno impressionate.

5. Immergere la basetta in una soluzione di acqua e  $NaOH$  (la comune soda caustica), opportunamente proporzionate. Le zone di materiale fotoresistivo impressionate dalla luce UV vengono ora rimosse



*Figura 3.21. Secondo passo per ottenere un circuito stampato: eliminare la resina in eccesso. Rimane quella coincidente con le tracce degli elettrodi.*

6. Immergere la basetta in una soluzione di acqua e percloruro ferrico, opportunamente proporzionati. In questo passo viene asportato il rame non più coperto dal materiale fotosensibile. Rimane quindi solo il rame nelle zone che erano state coperte dal circuito disegnato sul lucido



*Figura 3.22. Terzo passo per ottenere un circuito stampato: eliminare il rame in eccesso. Ora anche il rame rimasto coincide con gli elettrodi impressi*

7. Per eliminare infine il materiale fotosensibile rimasto sui nostri elettrodi si è dovuto riesporre alla luce UV la lamina e poi immergerla nella soluzione di acqua e soda caustica



*Figura 3.23 Quarto passo, per ottenere l'attuatore: eliminare del tutto la resina rimasta sopra il rame.*

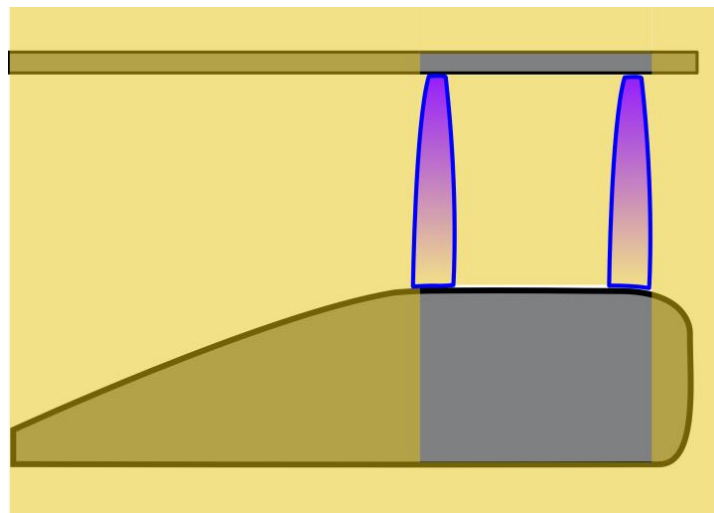
Dato che la vera intenzione non è produrre un circuito stampato, bensì un attuatore, occorre la più elevata precisione possibile nella realizzazione delle tracce degli elettrodi. Ogni passo deve essere curato fin nei minimi dettagli: la stampante deve essere piena di toner così da ottenere sul foglio da lucido degli elettrodi il più neri possibile; l'asse della lampada UV il più ortogonale possibile al piano della lamina; per il vetro è stato usato vetro silico-boricato, caratteristico per la sua trasparenza; le proporzioni nelle soluzioni sono state calcolate con un bilancino di precisione e sono stati attesi vari giorni affinché sia la soda caustica che il percloruro ferrico si fossero ben sciolti nell'acqua.

A posteriori si è riscontrato un cattivo comportamento dielettrico della basetta di vetronite. A causa del non sufficiente isolamento da essa offerto, la vetronite favoriva le scariche ad arco, a svantaggio della corona. Si è dovuto procedere alla stesura, mediante spray, di una vernice al silicone altamente isolante, facendo però in modo che questa non si depositasse sopra gli elettrodi stessi, bensì nel gap fra essi (vedi fig.3.24). Infatti per attuatori al plasma in DC sarebbe scorretto posizionare una barriera dielettrica (in questo caso rappresentata dalla vernice isolante) fra i due elettrodi. Per ridurre la possibilità di scariche dalle estremità degli elettrodi si è fatto in modo che la vernice si depositasse anche in tali regioni.

Anche dopo questi accorgimenti tuttavia non è stato possibile generare una scarica di plasma stabile. Il campo elettrico è risultato più complicato e tendeva a concentrarsi all'interfaccia col dielettrico. Il plasma generato tendeva quindi a non riempire il gap ma a rimanere alle estremità dello stesso. Si è riscontrato inoltre un problema intrinseco all'uso delle lamine presensibilizzate: il foglio di rame che abbiamo inciso era molto sottile e ciò ha provocato un campo elettrico molto intenso in prossimità del perimetro degli elettrodi. Si è creato così un inaspettato effetto punta, dove la "punta" non è stata causata dalla forma in pianta dell'elettrodo, bensì dal suo spessore.

Un ulteriore problema è quello intrinseco alle visualizzazioni mediante paraffina: dopo breve tempo la superficie dell'attuatore risultava unta, inficiando ulteriormente sulle sue prestazioni. Ciò ha reso necessaria una periodica pulizia all'interno della camera di prova.

Sebbene esistano altre sostanze e relativi apparecchi per generare filetti di fumo, l'uso della paraffina non crea in un primo momento problemi alla scarica. Per esempio vapori acquei passando sull'attuatore provocherebbero immediatamente un arco elettrico. Quindi, nonostante alla lunga dia problemi di sporcizia, è stata preferita questa metodologia di visualizzazione



*Figura 3.24 Coppia di elettrodi verniciati. La sola superficie non verniciata è quella degli elettrodi, nella parte attiva. A causa del complicato campo elettrico risultante, le scariche di plasma tendono a concentrarsi alle estremità del gap*



### 3.4.4. Attuatore mobile

Infine è stata sperimentata la prima delle soluzioni elencate all'inizio del §3.4, ovvero un singolo attuatore che vada ad agire su più punti del nostro profilo. Per difficoltà di realizzazione, non è stato utilizzato un nastro per movimentare il nostro attuatore. È stato invece spostato manualmente di volta in volta sul dorso del profilo, rendendolo solidale ad esso mediante nastro biadesivo. A causa dello spessore proprio dell'attuatore, è stato applicato del materiale riempitivo che andasse a preservare la vera forma del nostro NACA 0013, così da evitare l'insorgere di un gradino. Sono state quindi provate svariate geometrie per le coppie anodo-catodo, realizzandole mediante striscioline di nastro d'alluminio e fili di rame (vedi fig. 3.26-3.29).

Uno schema di tali elettrodi è riportato in fig.3.25, nella quale sono anche tracciati il campo elettrico e le linee equipotenziali. Nonostante il pattern del campo elettrico sia abbastanza uniforme per questa configurazione di elettrodi, vedremo che in seguito ci accontenteremo di una geometria che generi un campo elettrico meno regolare ma con una scarica più stabile. Data la complessità del sistema accoppiato attuatore-strato limite, nel quale hanno grande influenza anche fenomeni incontrollabili quali umidità e polvere, tale stabilità verrà riscontrata a posteriori mediante prove sperimentali.

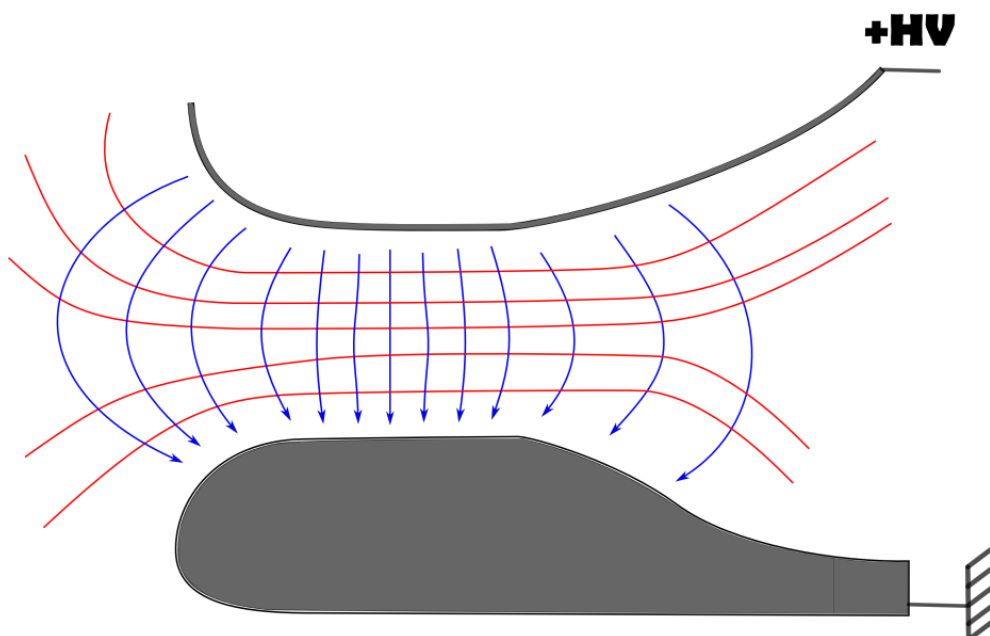
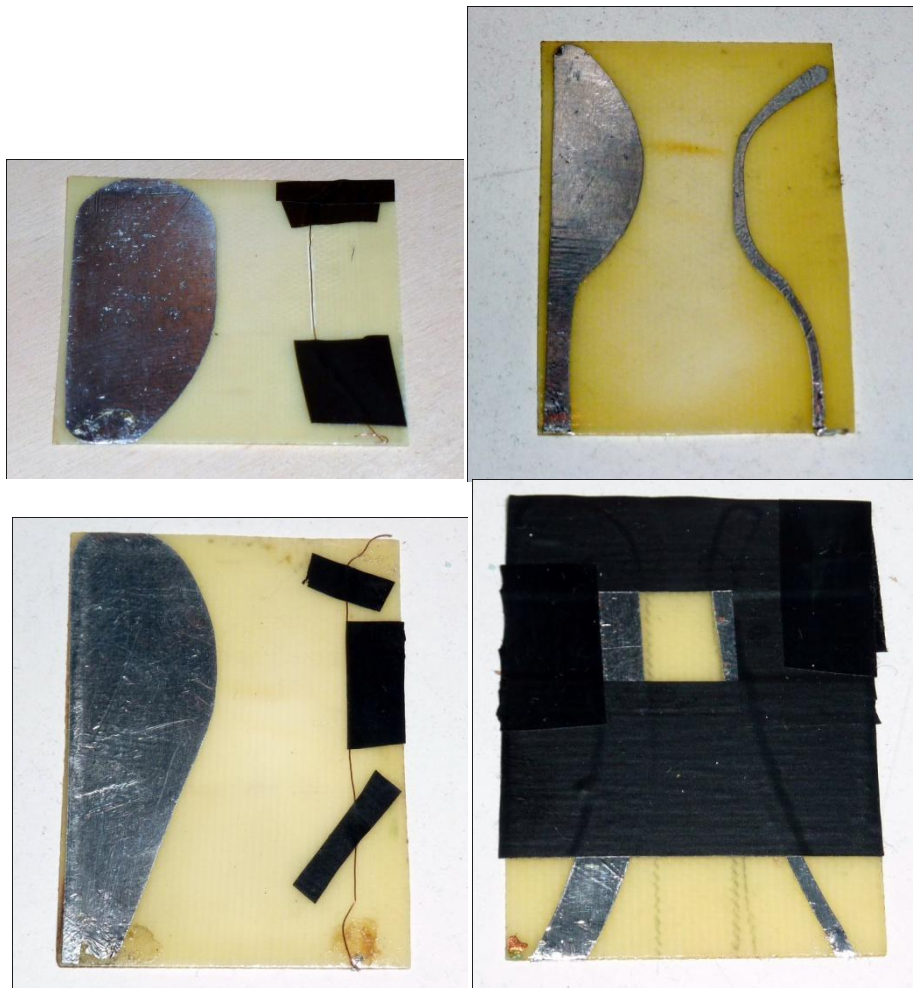
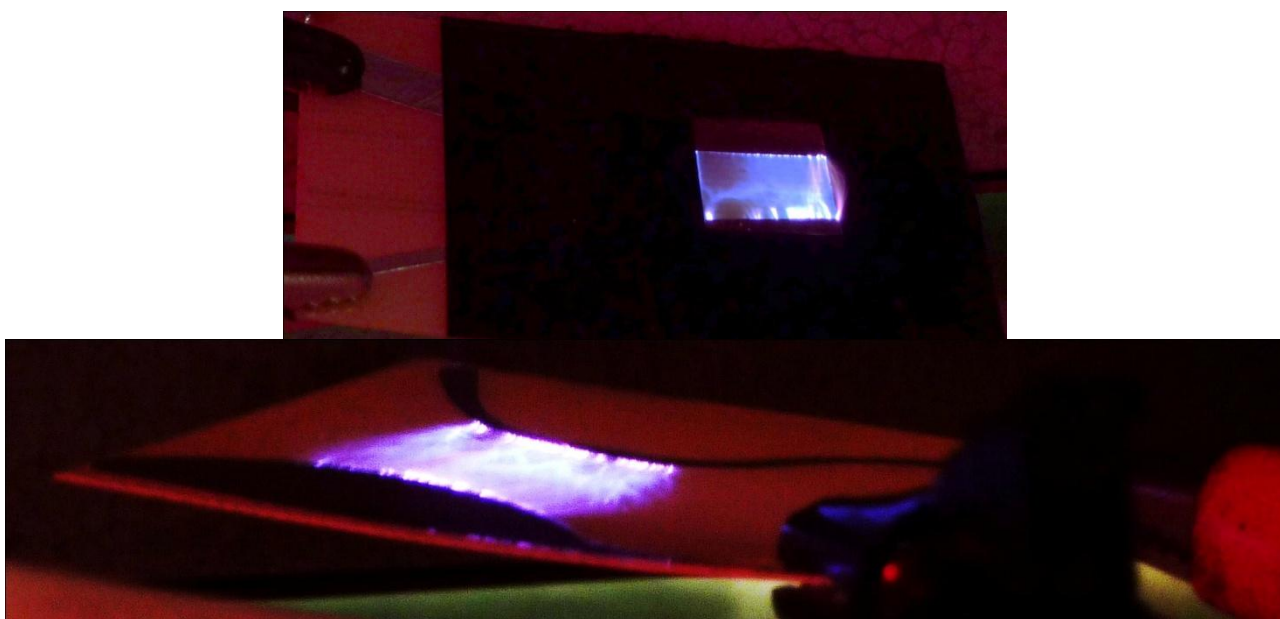


Figura 3.25 Schema del campo elettrico fra due elettrodi. Linee blu: Campo elettrico.  
Linee rosse: linee equipotenziali



*Figura 3.26 – 3.29. Varie coppie anodo – catodo sperimentate. Per le due coppie di sinistra, l'anodo è stato realizzato con un filo di rame, di due dimensioni diverse. Nelle configurazioni di destra, l'anodo è realizzato anch'esso con nastro adesivo d'alluminio.*



*Figura 3.30 – 3.31 Scariche di plasma degli attuatori di fig.3.27 e fig.3.29. Si può apprezzare come la scarica si estenda uniforme entro il gap fra i due elettrodi*

Per la base su cui fissare gli elettrodi sono stati riciclati scarti di basette di vetronite opportunamente verniciati con un isolante. Sono stati poi fissati al profilo mediante un semplice nastro biadesivo. Per favorire l'adesione, le basette sono state carteggiate così da renderle più flessibili.

Coppie di elettrodi di questo tipo generano una scarica di plasma che si estende bene entro l'intero gap desiderato. In generale è stato verificato che con questa metodologia si producono attuatori più stabili.

La configurazione di elettrodi che generava la più stabile scarica di plasma era quella di tipo "planar pin-to-plate", ovvero un anodo a punta e un catodo arrotondato giacenti sullo stesso piano. In fig.3.32 è riportato lo schema di tale geometria. In questo tipo di configurazione la scarica parte da una punta (pin) e si allarga a ventaglio fino al catodo. Per avere una scarica più uniforme in apertura sono state usate tre punte invece che una. L'attuatore risultante risente meno dell'umidità e della sporcizia rispetto agli altri che sono stati sperimentati. La scarica coronale è più stabile in quanto una punta è un sito preferenziale da cui essa può partire (vedi fig.3.32). Nel caso di superfici piane allineate i punti preferenziali sono molti e sono dettati dalle asperità naturali, di lavorazione o di fusione locale dovuta alla scarica. In questo caso c'è il rischio che, al posto del plasma, da tali siti si generino archi elettrici in maniera alternata.

Il profilo, all'interno della camera di prova, si trova immerso in una corrente alla Poiseuille. In realtà, quindi la regione che ci interessa influenzare maggiormente nell'esperimento è quella di mezz'aria. In tale regione è situata la punta centrale. Lì, com'è possibile vedere in fig.3.32 il campo elettrico non è troppo disuniforme e il vento ionico generato è abbastanza allineato con la corrente. In fig.3.35 è possibile osservare che anche per questa geometria la scarica di plasma si estende bene all'interno del gap fra i due elettrodi.

Il catodo è stato realizzato mediante un nastro adesivo d'alluminio, opportunamente sagomato. L'anodo è stato invece realizzato mediante 3 fili di rame. È stato scelto un raggio di 2.6 cm per il catodo e una distanza minima delle punte dall'anodo di 1 cm. Lo stesso attuatore è stato spostato in corda, utilizzando del materiale riempitivo per mantenere la forma del profilo. Sono stati svolti così vari esperimenti per varie incidenze e per varie posizioni dell'attuatore lungo la corda.

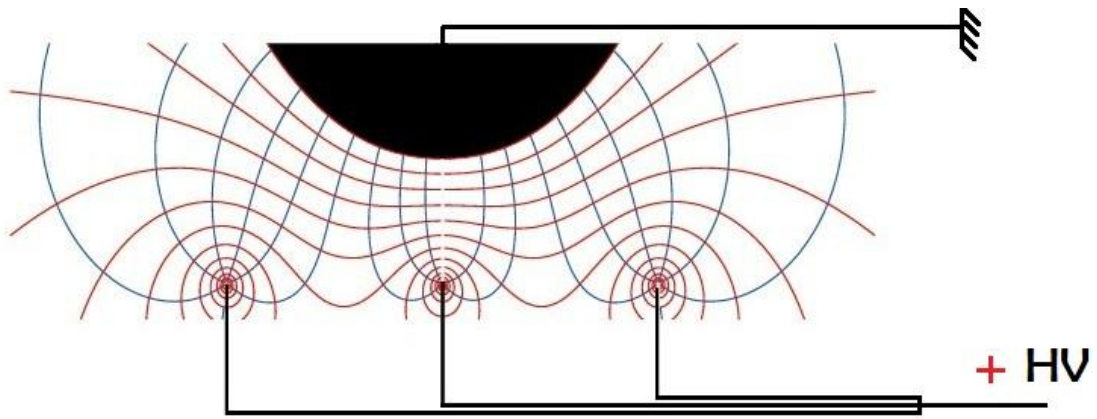


Figura 3.32. Campo elettrico generato da un attuatore formato da un anodo a tre punte e da un catodo arrotondato

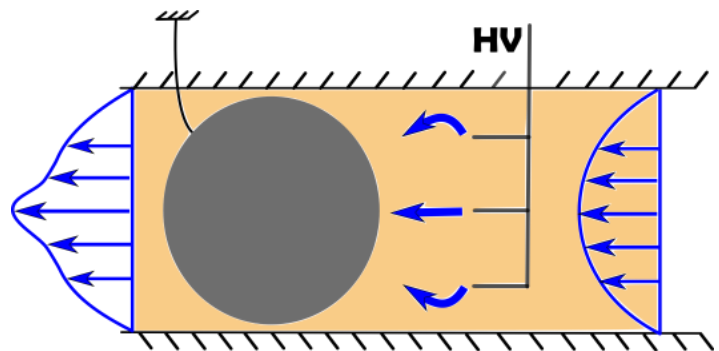
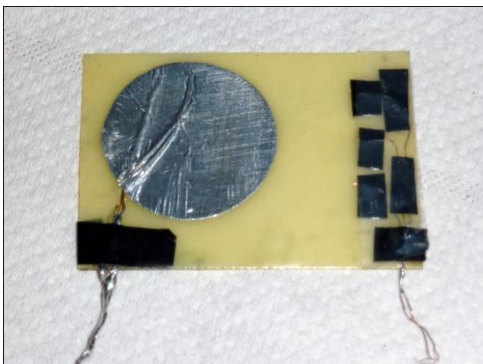


Figura 3.33 – 3.34 Coppia anodo – catodo scelta per eseguire gli esperimenti e suo effetto sul profilo di velocità in camera di prova

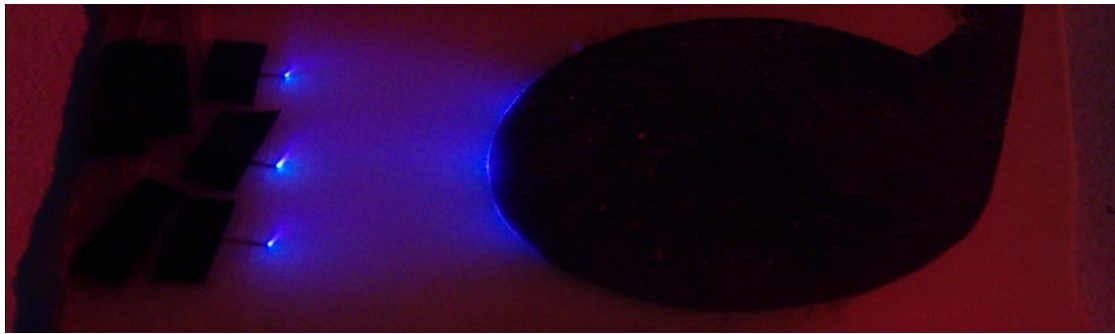


Figura 3.35 Scarica di plasma del sistema planar pin-to-plate



Figura 3.36 Attuatore montato sopra il profilo. Materiale riempitivo per non formare dei gradini sulla superficie

### 3.5. Previsioni da Xfoil

Per ottenere delle previsioni sulle prestazioni del nostro attuatore è stato possibile utilizzare i risultati ricavati tramite XFOIL, inserendoli in semplici relazioni empiriche.

Dati:

- $\rho = 1.225 \text{ Kg/m}^3$  densità dell'aria
- $\mu = 2 * 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$  mobilità ionica
- $E_0 = 8 \text{ kV/cm}$  valore std. di tensione disruptiva in aria secca

Consideriamo il flusso asintotico in camera di prova costante nel tempo e pari a  $1.35 \text{ m/s}$ , il gap  $d$  fra anodo e catodo pari alla distanza minima fra anodo e catodo, ovvero  $1 \text{ cm}$ , l'apertura in larghezza  $\ell$  degli elettrodi in cui si genera plasma pari a  $1,75 \text{ cm}$ .

Le relazioni che andremo ad utilizzare sono quelle introdotte a pag.19 e a pag.27:

$$V_G = \sqrt{\frac{i d}{\rho \mu A_G(x)}}$$

$$N_{EHD} = \frac{i}{\ell \rho \mu U_e^2}$$

$A_G(x)$  definisce la sezione di scarica, ovvero una ipotetica superficie, riferita ad una data  $x$  e orientata ortogonalmente alle linee di flusso del campo elettrico. Quest'area delimita sostanzialmente la parte di fluido maggiormente ionizzata. Possiamo definire tale area come:

$$A_G(x) = \ell \cdot \delta^*(x)$$

ovvero è data dal prodotto di una grandezza trasversale  $\ell$ , lunghezza in apertura della scarica coronale, e da una grandezza normale  $\delta^*(x)$ , lo spessore di spostamento dello strato limite. In realtà il campo elettrico riesce a ionizzare una ristretta parte di fluido esterno allo strato limite, ma sotto effetto della velocità esterna  $U_e$  le particelle cariche vengono trascinate via dalla corrente, senza così contribuire alla stabilità della scarica. Ha senso così impiegare  $\delta^*(x)$  per valutare la sezione di scarica.

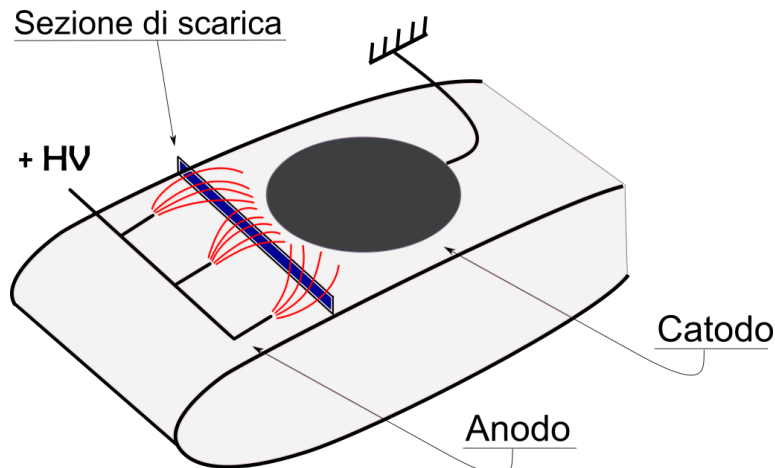


Figura 3.37 Linee del campo elettrico prodotto dagli elettrodi e sezione di scarica

Da Xfoil, impostando un  $Re = 2 \cdot 10^4$ , otteniamo  $U_e/U_0$  e  $\delta^*$  per varie posizioni in frazione di corda. La corrente che fluisce nella scarica è stata misurata attraverso un amperometro analogico:

$$i = 10\mu A$$

Abbiamo così tutti gli ingredienti necessari a calcolare  $N_{EHD}$  e  $V_G$ . Nelle tabelle 3.1-3.4 sono riportati i risultati ottenuti.

In fig.3.38 vediamo che la velocità indotta sul gas (stimata)  $V_G$  si riduce sia al crescere dell'incidenza sia spostando l'attuatore verso il bordo d'uscita. Ci aspettiamo quindi che l'effetto benefico ottenuto si riduca in entrambi i casi. Da fig.3.38 possiamo quindi desumere che, a parità di incidenza, la portanza generata sarà inferiore se spostiamo l'attuatore verso il bordo d'uscita. Infatti, dato che in tale caso la velocità indotta decresce, la circolazione lungo il profilo sarà minore. Supponendo che lo strato limite non separi è noto che

$$P = \rho \Gamma u_\infty \quad (\text{teorema di Kutta-Jukowski})$$

dove  $\rho$  è la densità del gas,  $u_\infty$  la velocità asintotica e  $\Gamma$  la circolazione di velocità intorno al profilo. Quindi, sotto l'ipotesi di strato limite ovunque attaccato, possiamo prevedere che spostando a valle l'attuatore si ottenga una minore portanza.

$x/c$	$U_e/U_0$	$\delta^*$	$A_G$	$N_{EHD}$	$V_G$
<b>17%</b>	1,41547	1,355153846	40,65461538	0,372600802	3,168560686
<b>23%</b>	1,41305	1,783462	53,50385	0,373878	2,762005
<b>33%</b>	1,38512	2,4412	73,236	0,389108	2,360775
<b>43%</b>	1,34518	3,112938	93,38815	0,412557	2,090601

Tabella 3.1 Profilo a 20°

$x/c$	$U_e/U_0$	$\delta^*$	$A_G$	$N_{EHD}$	$V_G$
17%	1,25759	1,9152	57,456	0,472027	2,665319
23%	1,23607	2,538384615	76,15154	0,488606	2,315142
33%	1,20439	3,506769231	105,2031	0,514649	1,969712
43%	1,1866	4,467307692	134,0192	0,530196	1,745153

Tabella 3.2 Profilo a 25°

$x/c$	$U_e/U_0$	$\delta^*$	$A_G$	$N_{EHD}$	$V_G$
17%	1,24883	2,33707692	70,01123	0,478673	2,414533
23%	1,22092	3,229430769	96,88292	0,500807	2,052548
33%	1,20213	4,382984615	131,4895	0,516586	1,76186
43%	1,18952	5,524307692	165,7292	0,527596	1,569341

Tabella 3.3 Profilo a 30°

$x/c$	$U_e/U_0$	$\delta^*$	$A_G$	$N_{EHD}$	$V_G$
17%	1,661648	3,043876923	91,31631	0,492759	2,114184
23%	1,642464	3,938784615	118,1635	0,504337	1,858554
33%	1,623497	5,278938462	158,3682	0,51619	1,605399
43%	0,578575	18,34769231	550,4308	4,064372	0,861124

Tabella 3.4 Profilo a 35°

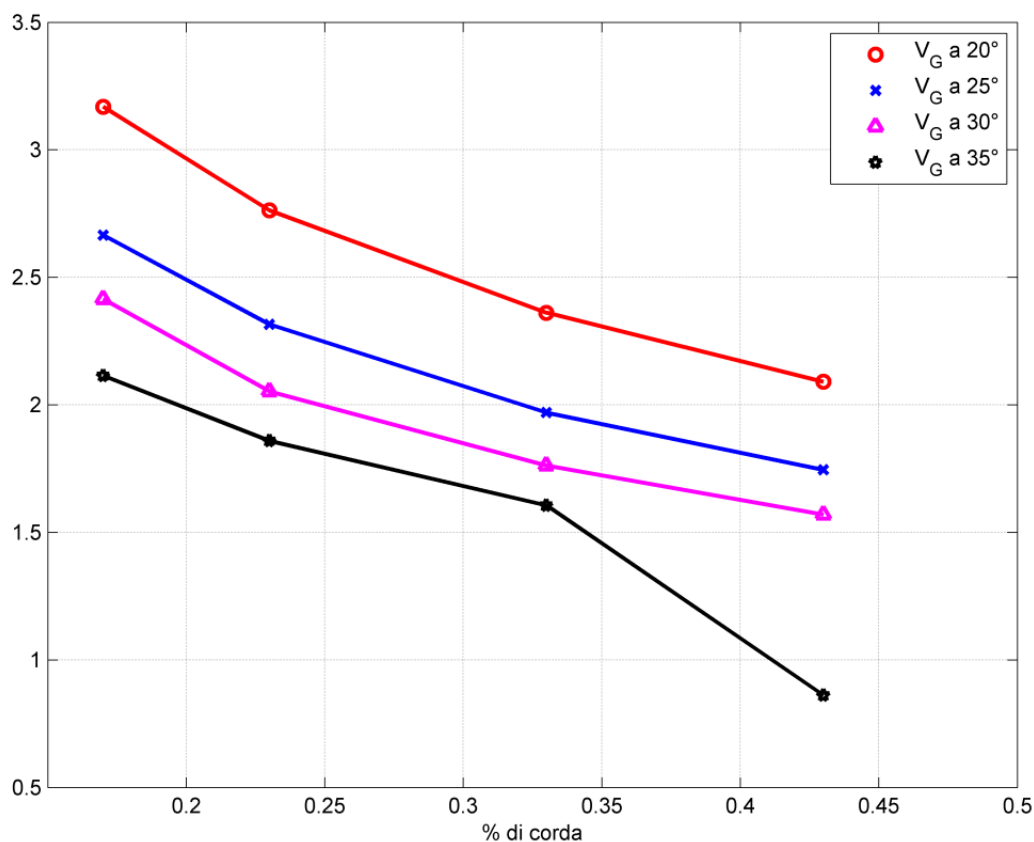


Figura 3.38. Andamento stimato del vento ionico al variare della posizione in corda e dell'angolo di incidenza

## 4. Risultati degli esperimenti

L'attuatore planar pin-to-plate è stato provato su quattro posizioni in corda: 17%, 23%, 33%, 43%. Sono state ottenute fotografie e video delle visualizzazioni effettuate. In particolare le foto riportate in questo capitolo sono state ottenute mediante una fotocamera modello Exilim della Casio (EX-FH25). È stata utilizzata la modalità "priorità tempi" con un tempo di esposizione di 0.8 s. La sensibilità impostata è ISO-400. La dimensione delle immagini è 3648x2736 pixel. La profondità in bit delle immagini è pari a 24. Il rapporto segnale rumore stimato è pari a 14.5. I video ottenuti sono stati invece registrati da una LUMIX tz7 della Panasonic. Il frame rate dei video ottenuti è 100fps. La risoluzione pari a 1280x720 pixel. Il formato con cui i video sono stati registrati dalla fotocamera è .mts, che è uno standard del blu-ray. Per montare con facilità i video, li abbiamo convertiti in .avi. Il processo di conversione, avvenuto per mezzo del software *Xilisoft HD Video Converter* ha portato ad una riduzione del frame rate a 25fps.

Il range di incidenza che è stato esplorato va dai 10°, angolo per il quale il profilo pulito è già stallato, fino all'angolo di stallo del profilo provvisto di attuazione.

Per tutte le posizioni in corda dell'attuatore si vede che quando è acceso (foto di destra) provoca un'accelerazione locale e una restrizione della scia. Le fotografie ottenute ci confermano quindi le previsioni fatte nel §3.5. Tuttavia, il vero e proprio riattacco della corrente si ottiene per incidenze progressivamente più basse, man mano che l'attuatore viene spostato verso il bordo d'uscita.

Prove successive hanno dimostrato l'estrema sensibilità delle prestazioni di tali attuatori alle condizioni esterne: in certe occasioni lo stallo del profilo attuato risultava posticipato, in altri casi invece risultava anticipato. In Appendice 2 sono riportate fotografie a testimoniarlo.

### 4.1. Anodo al 17% della corda

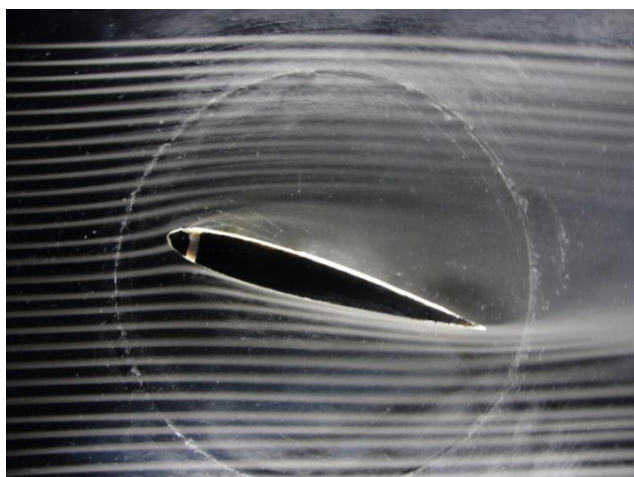


Figura 4.1.  $\alpha = 20^\circ$  attuatore OFF

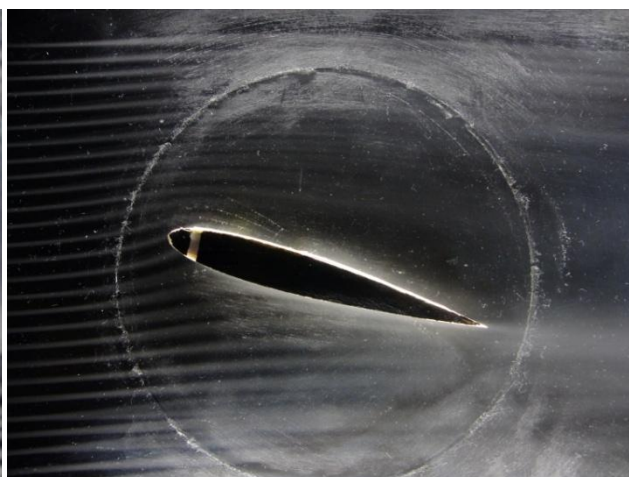
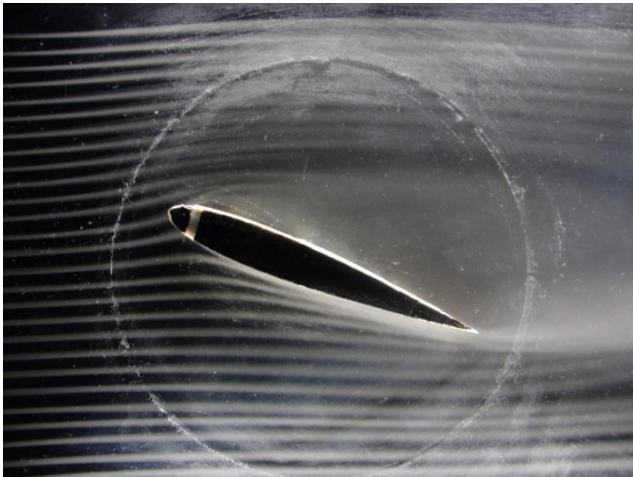
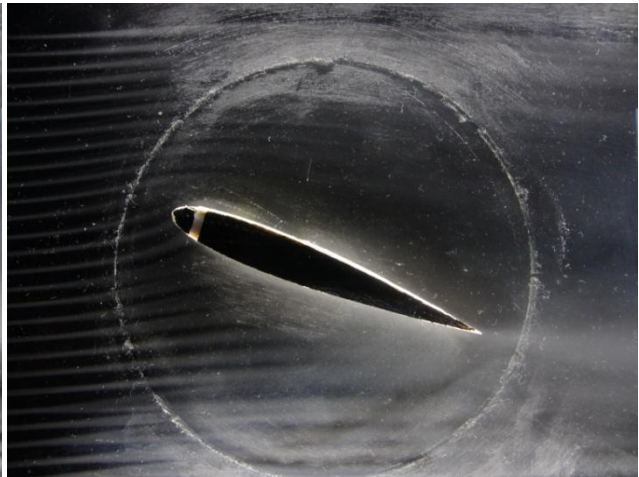


Figura 4.2.  $\alpha = 20^\circ$  attuatore ON

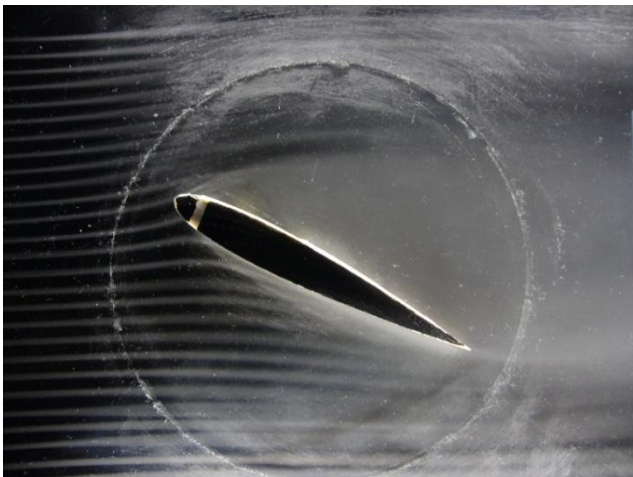




*Figura 4.3.  $\alpha = 25^\circ$  attuatore OFF*



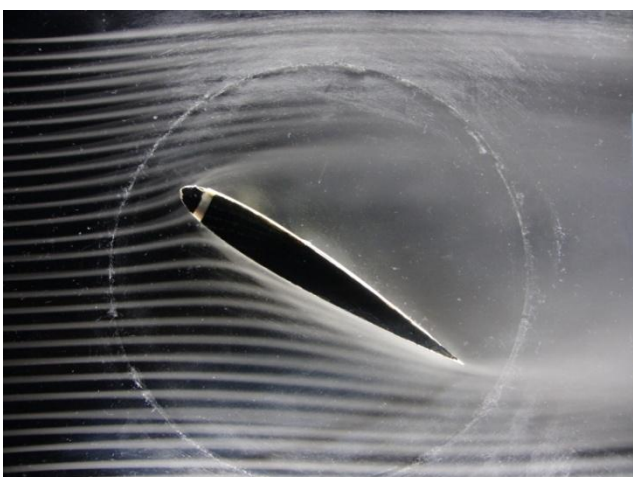
*Figura 4.4.  $\alpha = 25^\circ$  attuatore ON*



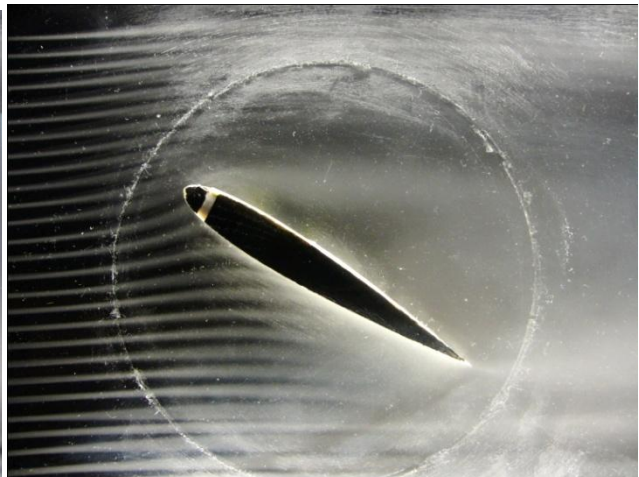
*Figura 4.5.  $\alpha = 35^\circ$  attuatore OFF*



*Figura 4.6.  $\alpha = 35^\circ$  attuatore ON*

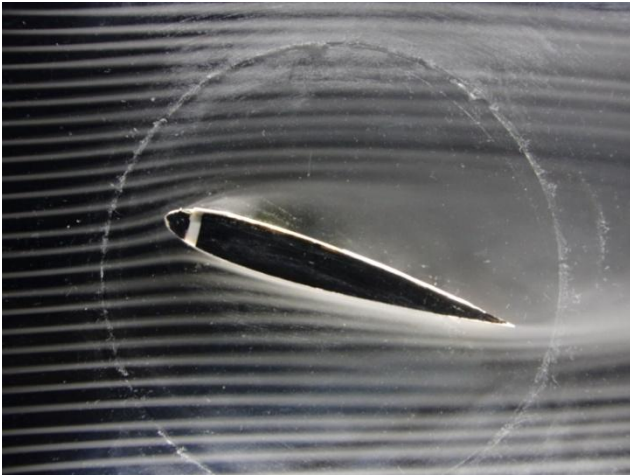


*Figura 4.7.  $\alpha = 40^\circ$  attuatore OFF*

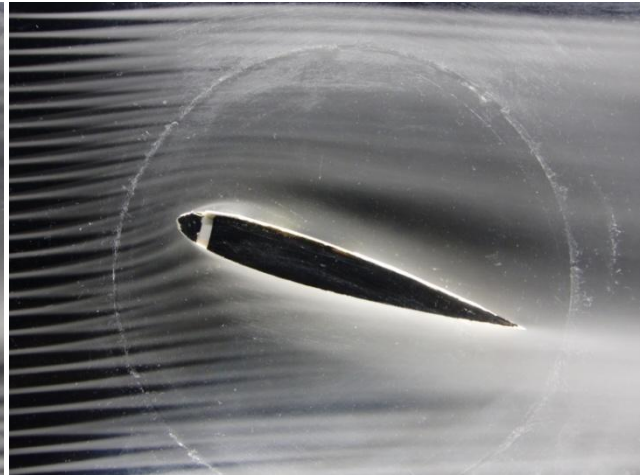


*Figura 4.8.  $\alpha = 40^\circ$  attuatore ON*

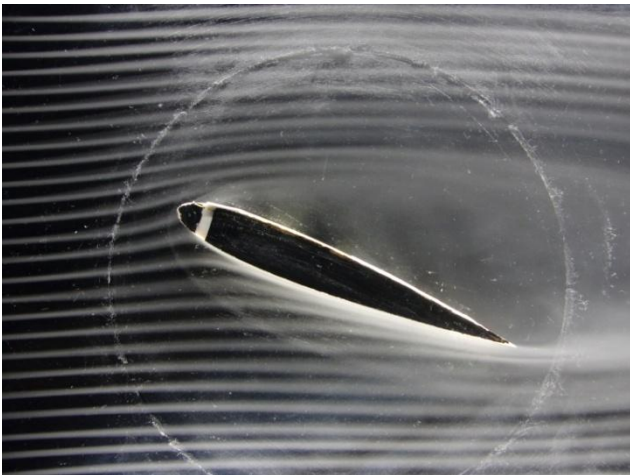
## 4.2. Anodo al 23% della corda



*Figura 4.9.  $\alpha = 20^\circ$  attuatore OFF*



*Figura 4.10.  $\alpha = 20^\circ$  attuatore ON*



*Figura 4.11.  $\alpha = 25^\circ$  attuatore OFF*



*Figura 4.12.  $\alpha = 25^\circ$  attuatore ON*



*Figura 4.13.  $\alpha = 30^\circ$  attuatore OFF*



*Figura 4.14.  $\alpha = 30^\circ$  attuatore ON*

### 4.3. Anodo al 33% della corda

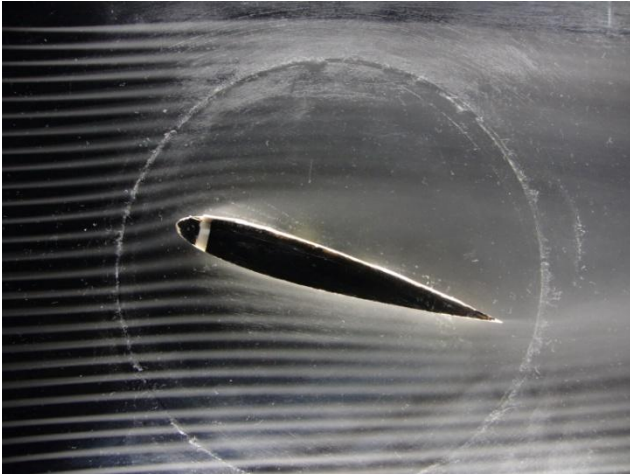


Figura 4.15.  $\alpha = 20^\circ$  attuatore OFF

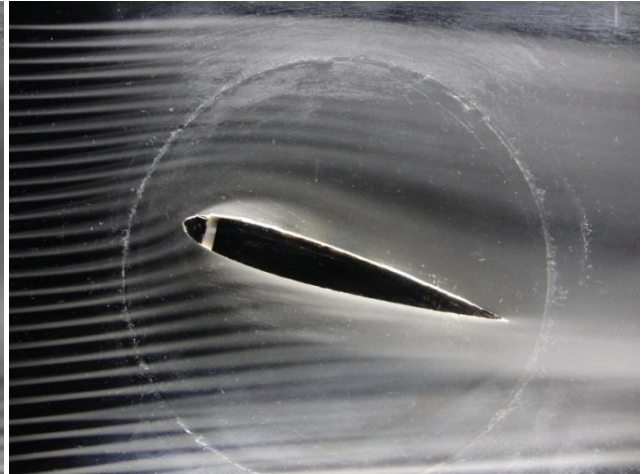


Figura 4.16.  $\alpha = 20^\circ$  attuatore ON

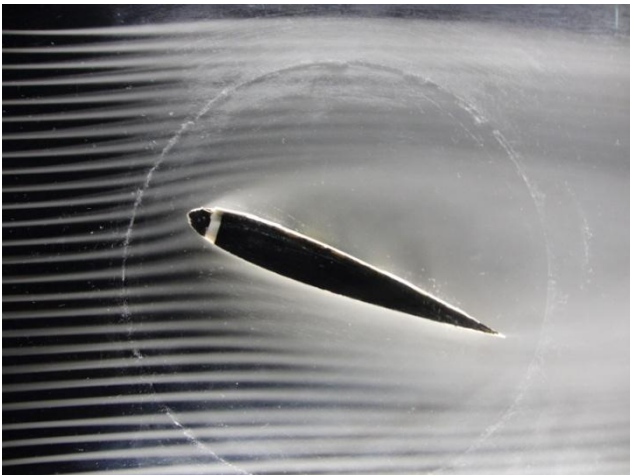


Figura 4.17.  $\alpha = 25^\circ$  attuatore OFF

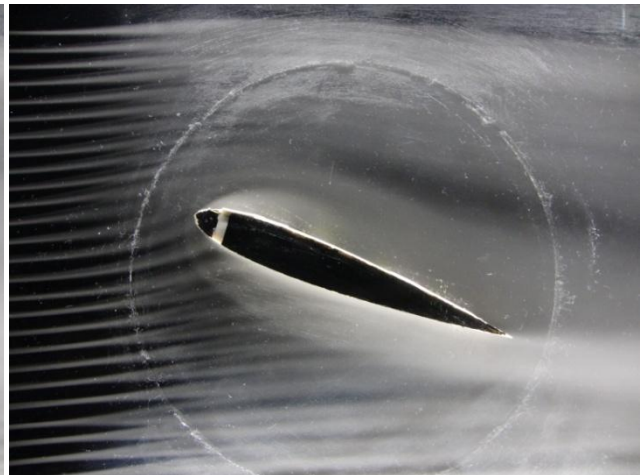


Figura 4.18.  $\alpha = 25^\circ$  attuatore ON

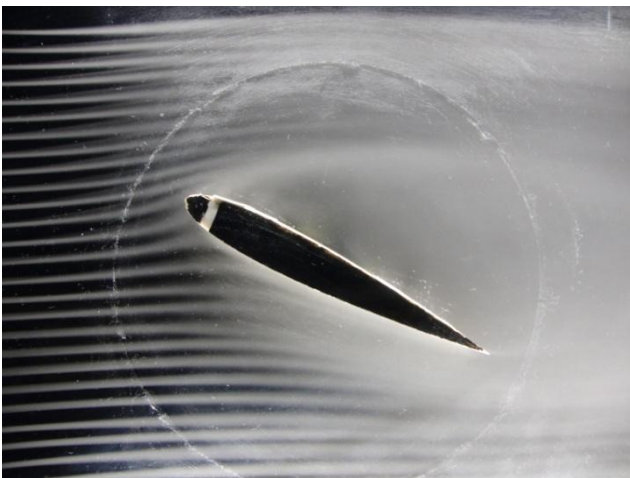


Figura 4.19.  $\alpha = 30^\circ$  attuatore OFF

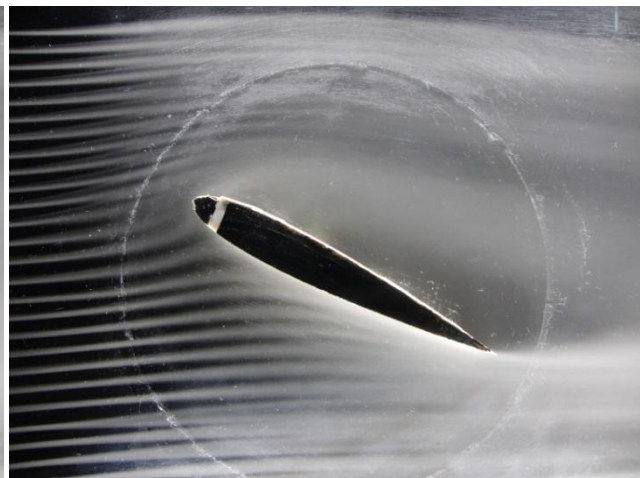


Figura 4.20.  $\alpha = 30^\circ$  attuatore ON

#### 4.4. Anodo al 43% della corda

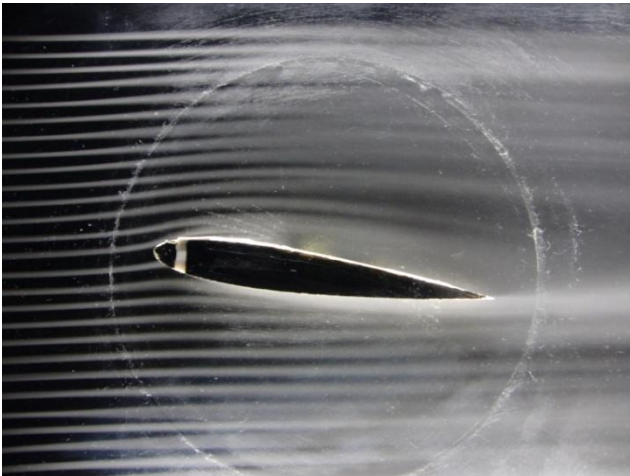


Figura 4.21  $\alpha = 10^\circ$  attuatore OFF

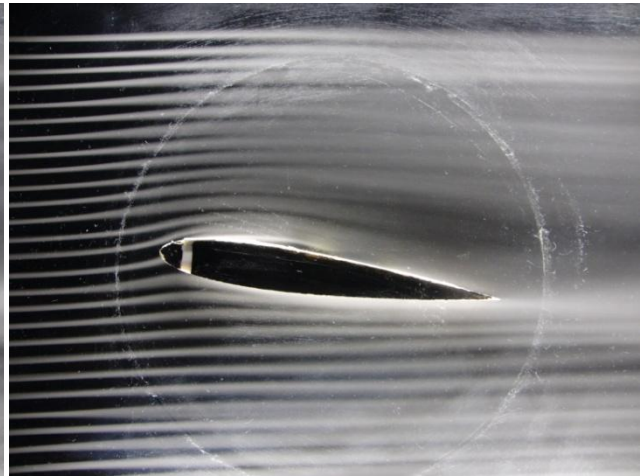


Figura 4.22  $\alpha = 10^\circ$  attuatore ON

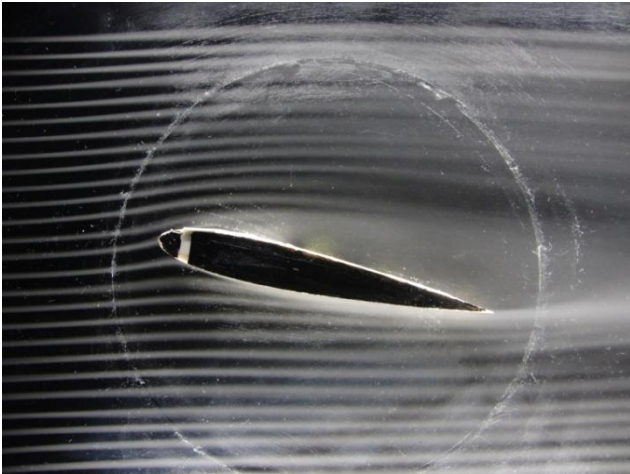


Figura 4.23  $\alpha = 15^\circ$  attuatore OFF

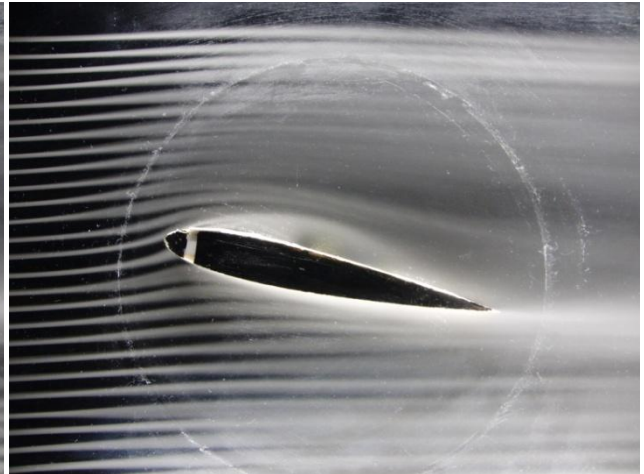


Figura 4.24  $\alpha = 15^\circ$  attuatore ON

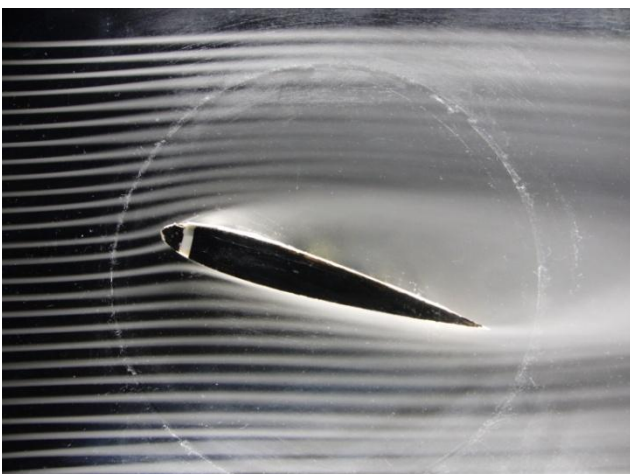


Figura 4.25  $\alpha = 20^\circ$  attuatore OFF

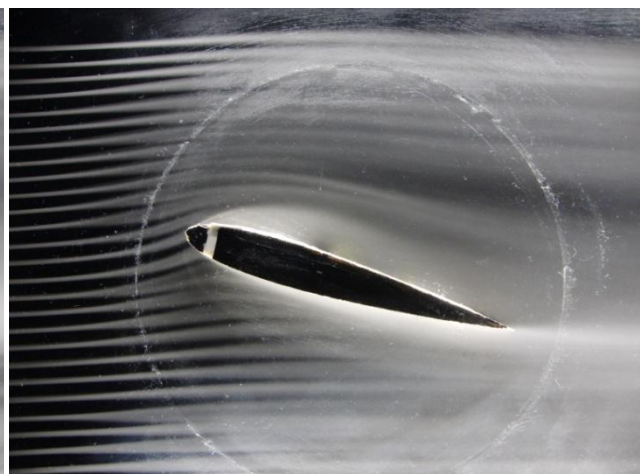
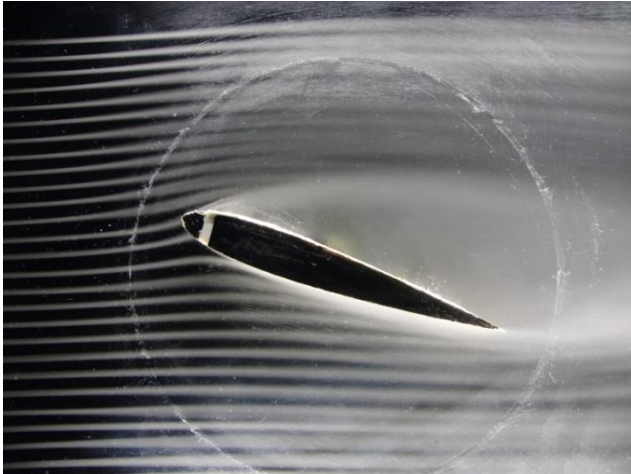
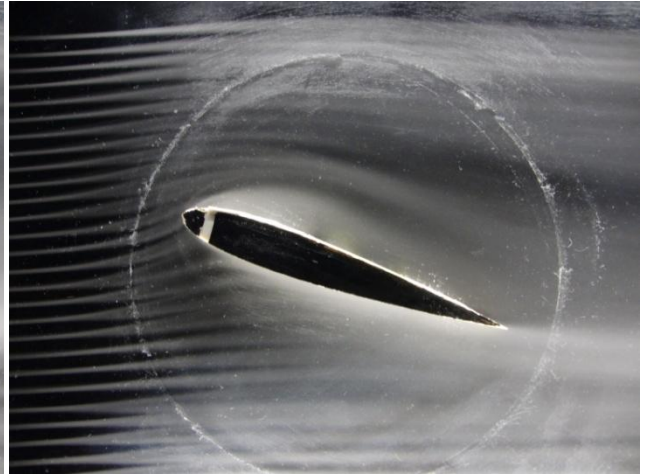


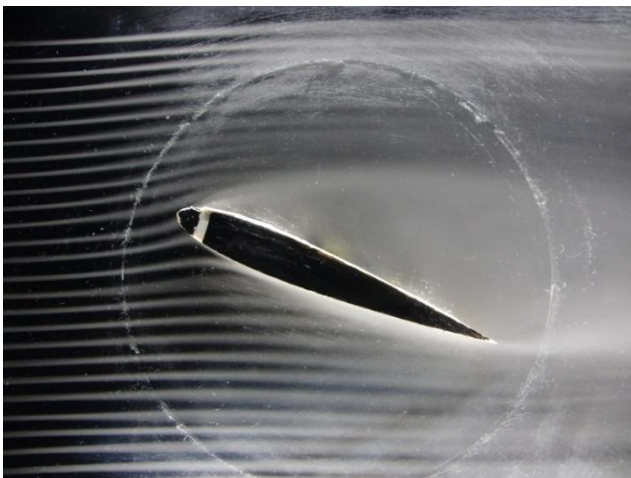
Figura 4.26  $\alpha = 20^\circ$  attuatore ON



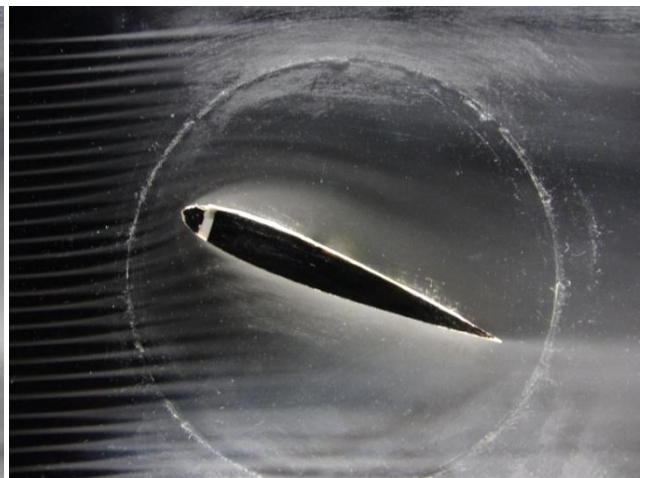
*Figura 4.27  $\alpha = 22.5^\circ$  attuatore OFF*



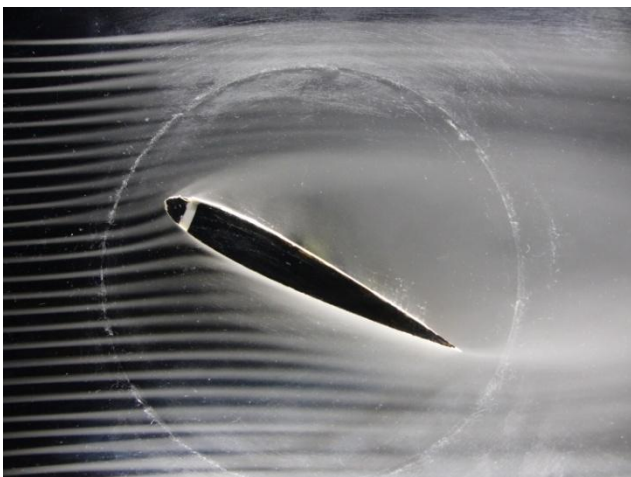
*Figura 4.28  $\alpha = 22.5^\circ$  attuatore ON*



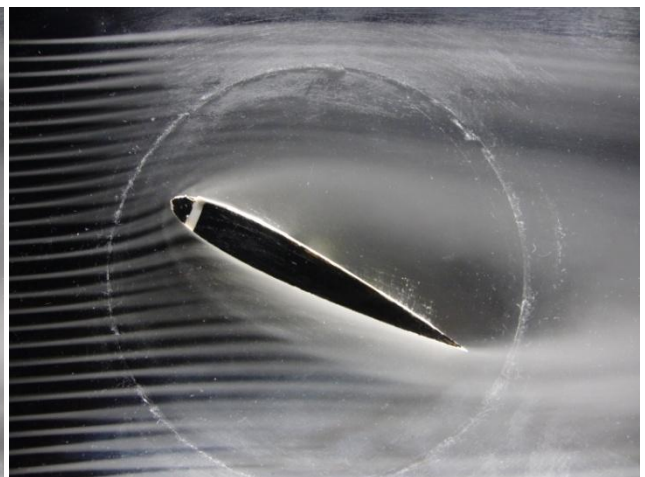
*Figura 4.29  $\alpha = 25^\circ$  attuatore OFF*



*Figura 4.30  $\alpha = 25^\circ$  attuatore ON*



*Figura 4.31  $\alpha = 30^\circ$  attuatore OFF*



*Figura 4.32  $\alpha = 30^\circ$  attuatore ON*

## 4.5. Confronti a parità d'incidenza

Un confronto di funzionamento a parità d'incidenza può essere validamente fatto a  $\alpha = 20^\circ$ , incidenza alla quale il profilo NACA0013 pulito è già ben stallato. Da fig.4.33 è possibile vedere che l'effetto benefico dell'attuatore si deteriora se spostiamo quest'ultimo verso il bordo d'uscita. Questo poiché andiamo a generare un incremento di velocità sempre più distanti dal punto di separazione.

Xfoil predice che, per questa incidenza, il punto di separazione (dove  $\tau_w = 0$ ) è situato circa al 0.5% della corda. Il primo caso, quello con l'anodo dell'attuatore posto al 17% del B.A., è quello in cui agiamo il più vicino possibile al punto di separazione. Nonostante il flusso qui separi in prossimità del bordo d'attacco, l'incremento di velocità imposto dall'attuatore permette allo strato limite di riattaccare a parete poco più a valle: abbiamo così una bolla di separazione. In fig.4.33 si può vedere che tale bolla risulta tanto più grande tanto più l'attuatore è posto lontano dal B.A. Lo stallo del profilo, provvisto di attuazione a valle del punto di separazione, avviene quando l'energia immessa dalla scarica non è più sufficiente a chiudere la bolla.

Presumibilmente, se avessimo l'attuatore posto a monte del punto di separazione, il flusso avrebbe sufficiente energia da non staccare. Non avremmo quindi la nascita di una bolla di separazione. Ovviamente ciò non preclude il fatto che più a valle lo strato limite possa staccare. L'effetto sarebbe in tal caso un punto di separazione più spostato verso il bordo d'uscita.

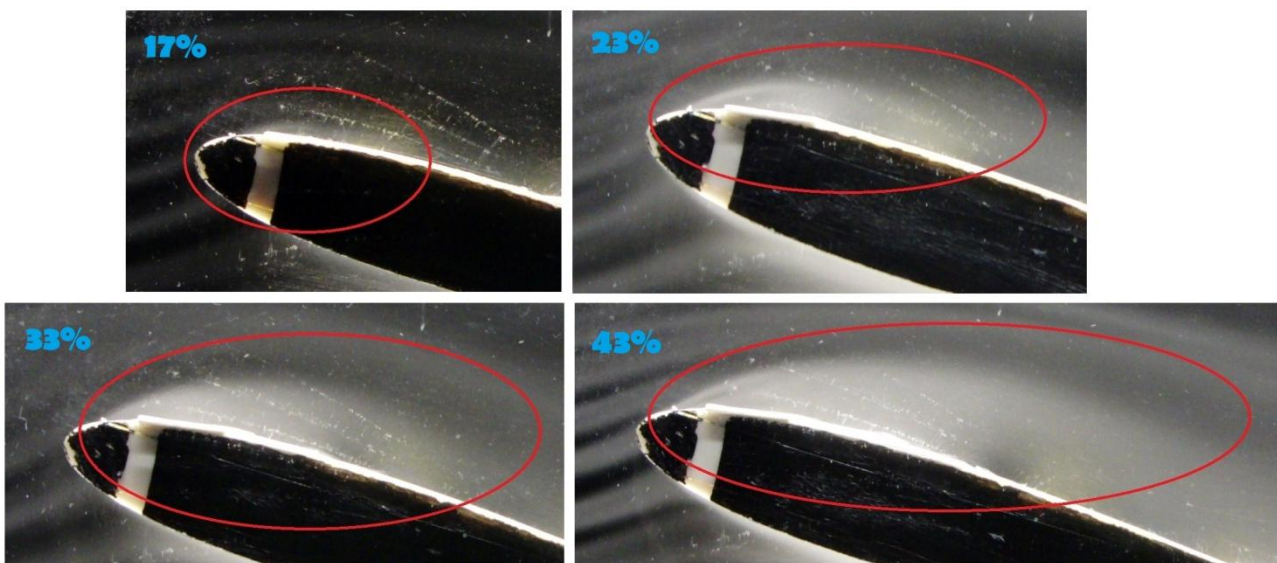


Figura 4.33. Particolare: bolla di separazione alla medesima incidenza, per varie posizioni in corda dell'attuatore.

## 4.6. Effetto della posizione dell'attuatore sullo stallo

Abbiamo visto che spostando l'attuatore verso il bordo d'uscita, il suo effetto benefico va a ridursi. In particolare è stato osservato che l'angolo di portanza massima, o incidenza di stallo, tende a quello del profilo "pulito" man mano che l'attuatore viene avanzato in corda:

- |                            |   |                              |
|----------------------------|---|------------------------------|
| • Anodo al 16% della corda | → | $\alpha_{STALLO} = 35^\circ$ |
| • Anodo al 23% della corda | → | $\alpha_{STALLO} = 30^\circ$ |
| • Anodo al 33% della corda | → | $\alpha_{STALLO} = 25^\circ$ |
| • Anodo al 43% della corda | → | $\alpha_{STALLO} = 23^\circ$ |

Come abbiamo visto in §3.1, tramite Xfoil è stato possibile costruire la curva  $C_L - \alpha$  del profilo NACA 0013, per Reynolds pari a 20000. Come detto in precedenza, in tale curva sono state individuate due regioni, che sono state linearizzate separatamente. Se avessimo trattato  $Re$  decisamente superiori avremmo avuto semplicemente una retta passante per l'origine che allo stallo sarebbe degenerata in una curva convessa (vedi fig.3.2). In questo caso per predire il  $C_L$  ad un dato  $\alpha$ , maggiore dell'angolo di stallo per il profilo pulito, sarebbe bastato prolungare il tratto rettilineo fino al nuovo angolo di stallo identificato. Ma nel nostro caso la curva non presenta zone apparentemente rettilinee ed è stato necessario modellarla con due rette, secondo la fenomenologia aerodinamica individuata per profili a bassi  $Re$ :

- un primo tratto rettilineo con bassa pendenza, dovuta al fatto che il disallineamento del profilo è dello stesso ordine di grandezza dello spessore dello strato limite. Variazioni di incidenza vengono così poco risentite sul  $C_L$ . Dai risultati tratti da Xfoil (fig. 4.35) si vede come il contributo di dorso e ventre sia quasi uguale e opposto. Questa tendenza rimane fino a  $\alpha \approx 4^\circ$
- un secondo tratto a pendenza maggiore con  $\alpha > 5^\circ \div 6^\circ$ . Qui il disallineamento del profilo è ben maggiore dello spessore del suo strato limite e variazioni di incidenza hanno più effetto

Prolungando questo secondo tratto fino agli angoli di stallo individuati per il profilo provvisto di attuazione, otteniamo una previsione sui  $C_L$  raggiungibili. Data la forte non linearità della nostra curva, per essere rigorosi è necessario introdurre una banda di incertezza, i cui limiti sono dati da due rette (vedi fig.4.38):

- Limite inferiore → pendenza media del plateau poco prima dello stallo
- Limite superiore → pendenza media della curva  $C_L - \alpha$  a  $Re = 4 \cdot 10^5$

Si può ragionevolmente supporre ora che l'incremento di coefficiente di portanza dovuto all'attuatore al plasma sia contenuto entro tale regione.

Date le difficoltà di introduzione di una bilancia ad alta sensibilità sulla galleria utilizzata, i valori del  $C_L$  sono stati quindi estrapolati nel modo visto.

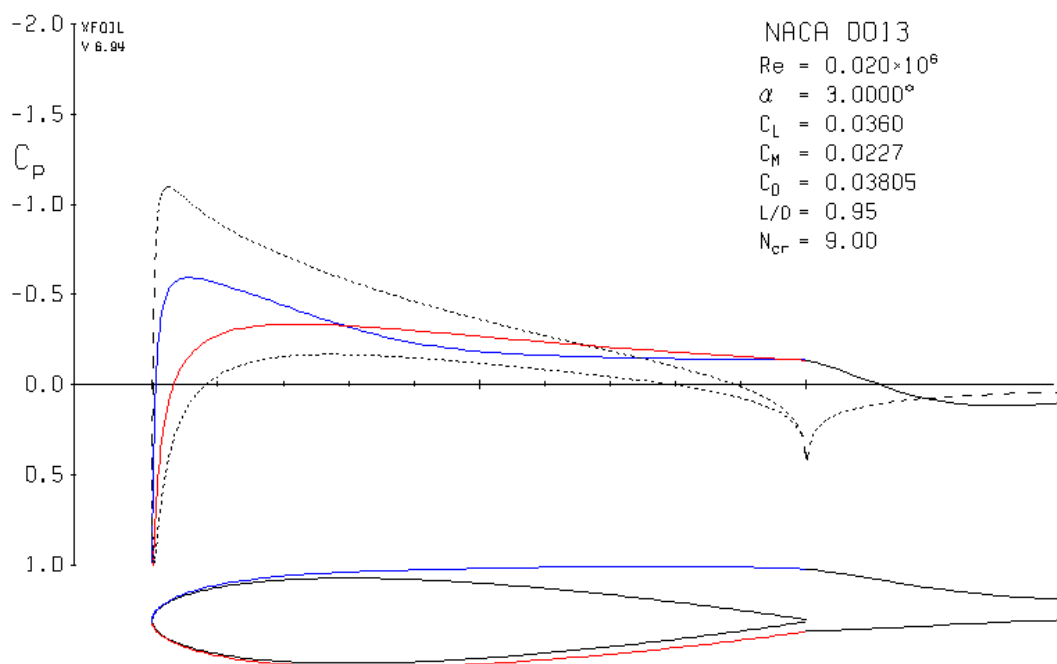


Figura 4.34 Distribuzione in corda di  $C_p$  e strato limite per  $\alpha = 3^\circ$ ,  $Re = 2 \cdot 10^4$

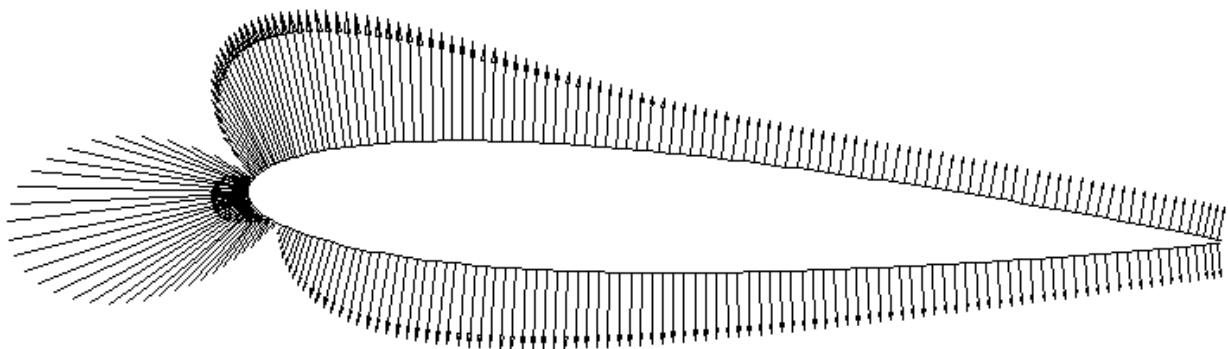


Figura 4.35 Vettori di pressione sulla superficie di un NACA0013 per  $\alpha = 3^\circ$ ,  $Re = 2 \cdot 10^4$



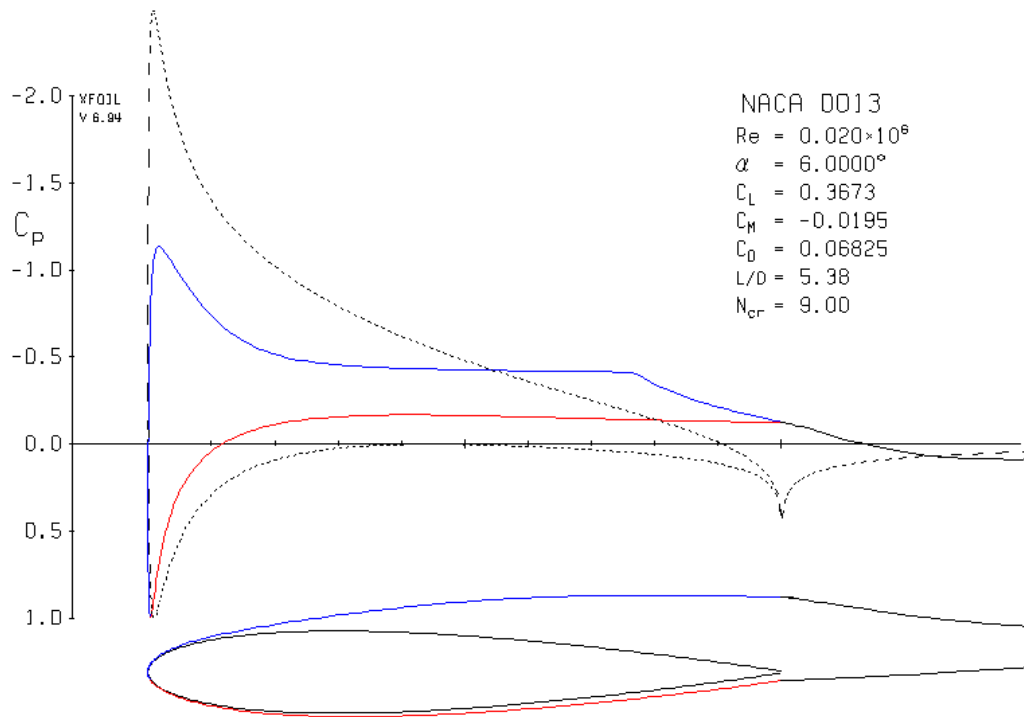


Figura 4.36 Distribuzione in corda di  $C_p$  e strato limite per  $\alpha = 6^\circ$ ,  $Re = 2 \cdot 10^4$

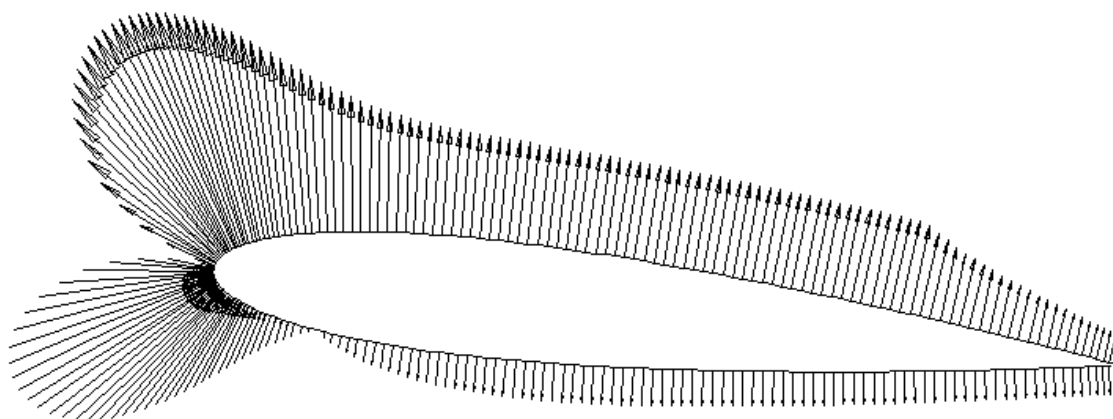


Figura 4.37 Vettori di pressione sulla superficie di un NACA0013 per  $\alpha = 6^\circ$ ,  $Re = 2 \cdot 10^4$

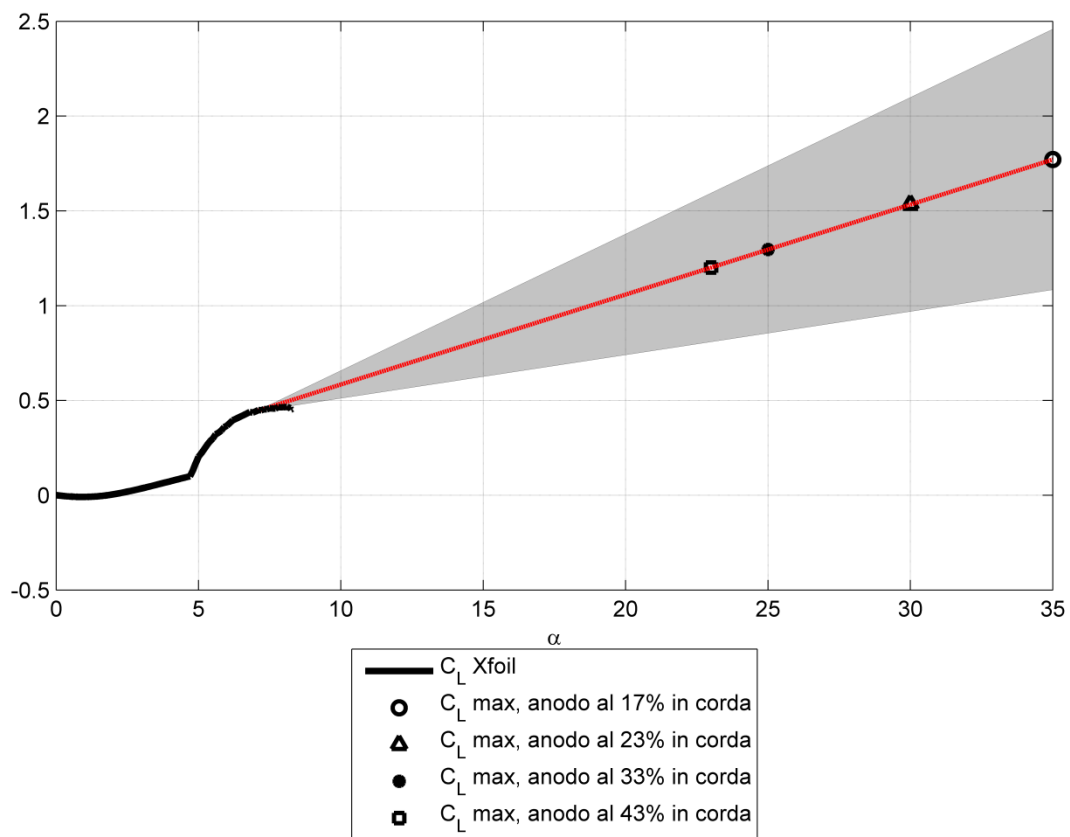


Figura 4.38. Linearizzazione della curva  $C_L - \alpha$ , stima dei possibili  $C_{L,STALLO}$  raggiungibili con attuatore ON e banda d'incertezza

Posizione attuatore in corda	Massimo
17%	1,771
23%	1,534
33%	1,296
43%	1,201

Tabella 4.1  $C_{L,STALLO}$  al variare della posizione dell'attuatore in corda

# 5. Conclusioni e sviluppi futuri

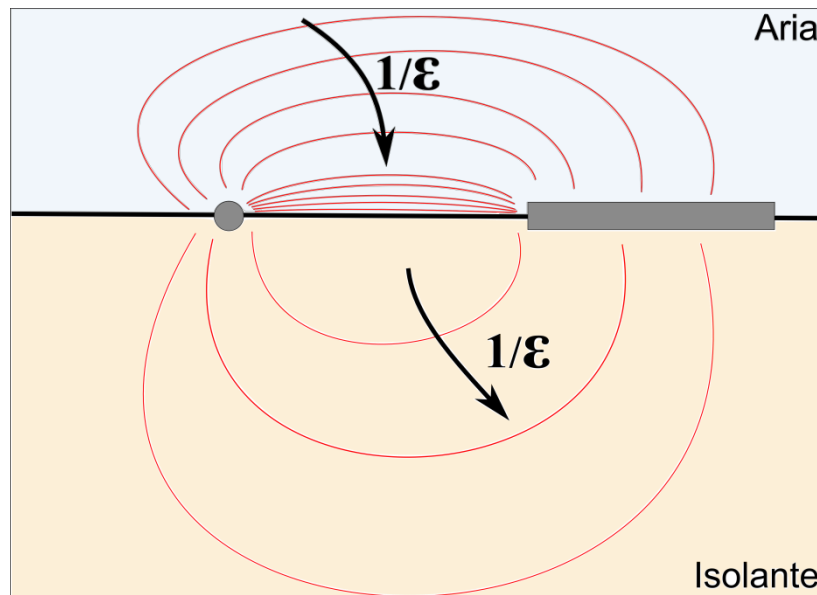
## 5.1. Conclusioni

Il presente lavoro di tesi ha studiato l'effetto di un attuatore al plasma su un profilo NACA 0013, al variare della sua posizione in corda. È stato verificato che l'attuatore ha un maggior effetto se si trova il più vicino possibile al bordo d'attacco. La bolla di separazione, evidenziata in §4.5, diventa così sempre più piccola. Ciò concorda col fatto che il punto d'applicazione ottimo della scarica sarebbe poco prima del punto di separazione. Xfoil infatti predice che tale punto, caratterizzato da attrito a parete  $\tau_w = 0$ , per il profilo pulito sia situato allo 0,5% della corda. Presumibilmente la bolla scomparirebbe se posizionassimo l'attuatore a monte del punto di separazione, in quanto lo strato limite avrebbe sufficiente energia da non dover staccare da parete. Più si è all'interno della zona di ricircolo, invece, più è difficile fare sì che lo strato limite riattacchi. Si ottiene infatti una bolla di separazione sempre più grande.

Dalle sole visualizzazioni è stato poi possibile predire i  $C_L$  ottenibili in base a considerazioni sulle curve  $C_L - \alpha$  per profili a bassi  $Re$ .

La limitazione principale del set-up sperimentale adottato è la ridotta velocità massima ottenibile in centro vena della galleria. Abbiamo infatti un profilo di velocità alla Poiseuille, con un massimo intorno a  $1.35 \text{ m/s}$ . Nei precedenti capitoli è stato visto che la velocità  $V_G$  indotta dall'attuatore, al variare della sua posizione e per  $20^\circ < \alpha < 30^\circ$ , è compresa fra  $1.5 \text{ m/s}$  e  $3 \text{ m/s}$ . Essendo la velocità indotta maggiore di quella asintotica, risulta chiaro che l'attuatore può agevolmente modificare il campo di moto. Per velocità asintotiche molto maggiori i risultati sarebbero altrettanto buoni? In fig.2.22 è possibile vedere come la differenza di velocità indotta dalla scarica sul campo di moto si riduca al crescere della velocità esterna. Per ottenere una differenza di velocità significativa e avere quindi dei buoni risultati, è necessario che la scarica vada maggiormente ad agire negli strati più interni dello strato limite, vicino a parete, dove la velocità locale tende a zero. Tuttavia per fare ciò occorrerebbe una scarica il più sottile possibile e che permetta il passaggio più grande possibile di corrente elettrica: andrebbe così a generare un forte vento ionico in zone dove la velocità locale del fluido è piccola. Per ottenere questi due risultati occorrerebbe poi che le linee del campo elettrico siano il più parallele possibile alla parete e che siano anche concentrate vicino ad essa. Questo tuttavia ci pone davanti ad un altro problema, affrontato in questa tesi. Per avere le

linee di campo addensate a parete occorre che gli elettrodi siano molto sottili. Tuttavia, come è stato verificato, elettrodi troppo sottili portano ad ottenere degli effetti punta indesiderati, non permettendo una scarica stabile, bensì una serie di archi elettrici. Un'altra soluzione potrebbe essere di costruire gli attuatori con materiali più isolanti: mentre all'interno dell'isolante le linee di corrente diverrebbero più rarefatte al crescere delle caratteristiche dielettriche, al di fuori di esso le linee di corrente diverrebbero più concentrate (vedi fig.5.1). Tuttavia anche questa soluzione è limitata dagli isolanti disponibili sul mercato. Probabilmente bisognerà accontentarsi di un compromesso per avere un attuttore del quale ci possiamo fidare, la cui scarica non degeneri con troppa facilità in un arco elettrico.



*Figura 5.1 Campo elettrico al diminuire della permittività elettrica*

Attraverso la sperimentazione sul campo sono state comprese le possibilità e i limiti degli attuatori al plasma in corrente continua. Si è presa coscienza di come tali attuatori siano sensibili ad agenti atmosferici, quali umidità e pioggia (quest'ultima provocherebbe immediatamente un arco fra i due elettrodi), agenti esterni che vadano in qualche modo ad influenzare il campo elettrico, e alla sporcizia, quale polvere e unto. Tale tipologia di attuazione, per i tempi attuali, non è sicuramente da ritenersi affidabile. Sicuramente è un campo ancora molto da indagare.

## 5.2. Sviluppi futuri

Un ulteriore sviluppo del presente lavoro potrebbe essere quello di prendere un profilo diverso, con un comportamento alla separazione differente ed effettuare il medesimo studio affrontato in questa tesi, preferibilmente in maniera quantitativa. Infatti, per il NACA 0013 a  $Re = 2 \cdot 10^4$ , è previsto che lo strato limite stacchi da parete a 0,5% della corda, rendendo improponibile uno studio sul posizionamento dell'attuatore a monte del punto di separazione. Si verificherebbe così che il punto ottimo di applicazione della scarica è poco prima del punto di separazione, come sostenuto da Jolibolis[17]. Per verificare poi che l'attuazione provoca un incremento del  $C_L$  anche prima dello stallo occorrerebbero delle misure quantitative, ottenibili collegando il profilo ad una bilancia.

Un passo molto importante per la tecnologia degli attuatori al plasma sarebbe renderla poco dipendente da i vari fattori che instabilizzano la scarica coronale, facendola degenerare in un arco elettrico. Al riguardo è già stato verificato che gli attuatori DBD, che sfruttano la corrente alternata, garantiscano una migliore stabilità della scarica. Tuttavia questi generano un vento ionico inferiore agli attuatori in corrente continua.

Per rendere la scarica più stabile si potrebbe progettare un sistema retroazionato che abbia come ingresso la corrente che fluisce fra i capi degli elettrodi e che possa controllare il valore della tensione fornita dall'alimentatore. Bisognerebbe in tal caso prendere in considerazione le curve caratteristiche  $I-V$ : una volta raggiunto il regime di glow, un brusco incremento della corrente significherebbe che da qualche parte si è innescato un arco elettrico o uno streamer. Il sistema dovrebbe in tal caso ridurre la tensione fornita all'attuatore.

All'accensione, l'attuatore genera un vortice che viene trascinato a valle per convezione. Quando questo vortice spazza il dorso del profilo, l'effetto benefico per il riattacco è massimo. Infatti, una volta che tale vortice è stato trascinato via, la scia si allarga o si ha addirittura separazione dello strato limite. Si potrebbe pensare quindi ad uno studio con accensione/spegnimento variabile nel tempo e determinare una frequenza di accensione ottima, che molto probabilmente sarebbe funzione della velocità asintotica della corrente. In tale campo Jolibolis [17] e Corke [21] hanno dimostrato che usando un attuatore DBD la frequenza ottima è quella che porta ad avere  $St = fL_{sep}/u_\infty \approx 1$ , dove  $L_{sep}$  è la lunghezza della bolla di separazione e  $f$  è la frequenza con cui viene azionato l'attuatore. Tuttavia questo tipo di studio non è stato ancora svolto per un attuatore in corrente continua. Si otterrebbe così un sistema ad onda quadra modulata in periodo, ovvero scomponibile in corrente media e fluttuazione controllata.

# Bibliografia

1. R.S. Sigmond, *J.Appl.Phys.* 53, 891 (1982)
2. Andrea Macchi. *Scariche di plasma per applicazioni tecnologiche. Technical report polyLAB, CNR-INFM, Dip. Fisica, 56127 Pisa, 2007*
3. M. Goldman, A. Goldman, and R. S. Sigmond. *The corona discharge, its properties and specific uses. Pure & Appl. Chem.*, 57(9):1353-1362, 1985
4. C.F. Gallo. *Corona – A Brief Status Report. IEEE Transactions on industry applications, Vol. IA-13, No. 6, 1977*
5. Eric Moreau. *Airow control by non-thermal plasma actuators. J. Phys. D: Appl. Phys.*, 40:605–63, 2007.
6. M. Robinson. *Movement of air in the electric wind of the corona discharge. AIEE trans.* 80:143–50, 1961
7. L. Léger, E. Moreau and G. Touchard. *Effect of a DC corona electrical discharge on the airflow along a flat plate IEEE Trans. Indust. Appl.* 38 1478–85, 2002
8. A. Labergue, E. Moreau and G. Touchard. *Proc. CEIDP (Nashville, USA, October 2005) pp 469–73, 2005*
9. E. Moreau, G. Artana and G. Touchard. *Surface corona discharge along an insulating flat plate in air applied to electrohydrodynamical airflow control: electrical properties Electrostatics 2003 (Institute of Physics Conference Series vol 178) (Bristol: Institute of Physics Publishing) pp 285–90, 2004*
10. L. Léger, E. Moreau and G. Touchard. *Effect of a DC surface non-thermal plasma on a flat plate boundary layer for airflow velocity up to  $25\text{ms}^{-1}$  J. Electrostat.* 64 215–25, 2006
11. C. Louste, E. Moreau and G. Touchard. *Influence of an insulating flat plate on a DC surface corona discharge at various air relative humidity Electrostatics 2003 (Institute of Physics Conference Series vol 178) (Bristol: Institute of Physics Publishing) pp 273–8, 2004*
12. E. Moreau, A. Labergue and G. Touchard. *DC and pulse surface corona discharge along a PMMA flat plate in air: electrical properties and discharge-induced ionic wind J. Adv. Oxydation* 8 241–7, 2005

13. *M. Vitali. Un attuatore al plasma per applicazioni aeronautiche. Tesi di Laurea. 2012.*
14. *E. Moreau, Y. Afande and G. Touchard. Electric wind in coronas—application to the perfecting of a wall injection jet plasma actuator ISHED (Buenos Aires, Argentina, December 2006)*
15. *E. Moreau, A. Labergue and G. Touchard. About the kinetic power induced by AC and DC discharges Proc. IEEE-CEIDP (Nashville, USA, October 2005) pp 490–4, 2005*
16. *D.V. Roupasov, I.N. Zavyalov and A.Y. Starikovskii. Boundary layer separation plasma control using low-temperature non-equilibrium plasma of gas discharge AIAA Meeting (Reno, USA, January 2006) paper #2006-373, 2006*
17. *J. Jolibois, M. Forte and E. Moreau. Separation Control along a NACA 0015 Airfoil Using a Dielectric Barrier Discharge Actuator IUTAM Symp. Flow Control and Mems (London, England, September 2006)*
18. *B. Gravendeel. Negative Corona Discharges – A Fundamental Study. Eindhoven, 1987.*
19. *C. Tropea, A. Yarin, J. Foss. Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics. 2007*
20. *Dieter Althaus, Profilpolaren für den modellflug, 1980*
21. *T. C. Corke, P. O. Bowles, C. He and E. Matlis. Sensing and control of flow separation using plasma actuators*

# Elenco delle figure

2.1.	Schema dell'apparato per misurare la caratteristica V - I di un tubo a bassa pressione (Roth, 1995)	6
2.2.	Tipica caratteristica V - I di un tubo a bassa pressione (vedi fig. 1) alimentato in DC (Roth, 1995)	6
2.3.	1.1. Disegno schematico delle regioni visibili in una NGD in un tubo di scarica cilindrico (a) e i relativi profili dell'intensità luminosa (b) e di densità di carica (c)	9
2.4.	1.2. Configurazioni per gli elettrodi. (a) piano-piano, il campo elettrico è omogeneo a parte alle estremità. (b) punta-piano, il campo è non omogeneo ed è massimo intorno alla punta	10
2.5.	Una tipica geometria di corona punto - piano, qui con l'elevato voltaggio positivo applicato all'ago. $\alpha' = 0$ segna il confine della regione di ionizzazione	11
2.6.	1.3. Corrente di scarica nel tempo per un corrente a media 1.5mA/m	12
2.7.	Schema della caratteristica I - V in aria secca per una geometria ago-piano in DC, con voltaggio positivo applicato all'ago	13
2.8.	Formazione di una corona glow	16
2.9.	Schema della caratteristica I - V in aria secca per una geometria ago-piano in DC, con voltaggio positivo applicato all'ago	17
2.10.	Disegno schematico di varie nuvole ioniche negative di Trichel simultaneamente in transito attraverso un gap per una geometria ago - piano	18
2.11.	Schema semplice do una cella DBD a elettrodi piani	20
2.12.	Diverse configurazioni geometriche degli elettrodi trovate in letteratura: (a) plate-to-plate, (b) wire-to-plate, (c) wire-to-wire	25
2.13.	Grafico della densità di corrente I in funzione del campo ridotto E per una configurazione wire-to-wire, in DC	25
2.14.	Corrente - Velocità asintotica del flusso per due valori di E	28
2.15.	Componente alternata della scarica (a) per $U_0=0$ e (b) per $U_0=30\text{m/s}$ . L'aumento della velocità esterna favorisce il regime di streamer con una componente alternata più importante	28
2.16.	Profili di velocità misurati a $x = -10\text{mm}$ ( per convenzioni vedi fig.2.12(c) ) per vari valori di corrente elettrica media	29
2.17.	Profilo di velocità indotto dal vento ionico, misurato a $x = -1\text{cm}$ per $U_0=0$ per diversi valori di corrente	30



2.18.	Velocità del vento ionico massime in funzione della corrente elettrica $i$ a posizione fissata $x = -10mm$	30
2.19.	Profili di velocità a $x = 1cm$ e a $x = -5cm$ , per $U_0 = 5m/s$ , con attuatore on e off	31
2.20.	Potenza meccanica introdotta e efficienza dell'attuatore in funzione della corrente di scarica	31
2.21.	Schema del vento ionico prodotto da un attuatore con catodo fine	32
2.22.	Profili di velocità entro lo strato limite per correnti esterne a 5, 10 e 17 m/s, con attuatore off e on	33
2.23.	Visualizzazione 2D di un flusso a 0.4m/s, (a) con attuatore off, (b) con attuatore on	34
2.24.	Pianta e profilo di tre diverse configurazioni per gli elettrodi. Nelle prime due sono incollati a filo ( flush mounted ), mentre nella terza sono inseriti in apposite scanalature della lamina	35
2.25.	(a) Resistenza – Velocità esterna, con attuatore on e off. (b) Resistenza – Corrente elettrica, per due stazioni a $x = 1cm$ e $x = 7cm$ ( quest'ultimo corrispondente al bordo d'uscita )	35
2.26.	CL misurati con attuatore off, stazionario on, non stazionario on, per una velocità esterna di 30m/s	36
3.1.	Prestazioni del profilo NACA0013	38
3.2.	Curve $C_L - \alpha$ calcolate con Xfoil a vari Re	38
3.3.	Modellazione della curva $C_L - \alpha$ per $Re = 2 \cdot 10^4$	40
3.4.	Curve $C_L - \alpha$ per i profili simmetrici NACA 0009 e NACA 0012	40
3.5.	Curve $C_L - \alpha$ per i profili simmetrici E 193 e E 392	41
3.6.	NACA 0013 con scasso sul dorso, provvisto di canalini di scolo per la colla	41
3.7.	Profilo montato sulla base rotante	42
3.8.	Vista posteriore	42
3.9.	Vista laterale	42
3.10.	Galleria del vento	43
3.11.	Schema concettuale della galleria del vento	45
3.12.	Cannule del fumo	45
3.13.	Generatore di fumo	45
3.14.	Schema elettrico della galleria del vento	47
3.15.	Schema del campo elettrico a parete fra due elettrodi (vista laterale)	50
3.16.	Schema del campo elettrico fra due elettrodi (vista dall'alto)	50
3.17.	Schema di elettrodi a lunghezza crescente e attuatore realizzato con la metodologia dei circuiti stampati su una lamina presensibilizzata	51
3.18.	Schema di coppie anodo-catodo uguali fra loro e attuatore realizzato con la metodologia dei circuiti stampati su una lamina presensibilizzata	53

3.19.	Schema di una lamina presensibilizzata	54
3.20.	Primo passo per ottenere un circuito stampato: impressionare con lampada UV la lamina presensibilizzata. Le parti coperte dalla traccia degli elettrodi non verranno impressionate	54
3.21.	Secondo passo per ottenere un circuito stampato: eliminare la resina in eccesso. Rimane quella coincidente con le tracce degli elettrodi	55
3.22.	Terzo passo per ottenere un circuito stampato: eliminare il rame in eccesso. Ora anche il rame rimasto coincide con gli elettrodi impressi	55
3.23.	Quarto passo, per ottenere l'attuatore: eliminare del tutto la resina rimasta sopra il rame	55
3.24.	Coppia di elettrodi verniciati. La sola superficie non verniciata è quella degli elettrodi, nella parte attiva. A causa del complicato campo elettrico risultante, le scariche di plasma tendono a concentrarsi alle estremità del gap	56
3.25.	Schema del campo elettrico fra due elettrodi. Linee blu: Campo elettrico. Linee rosse: linee equipotenziali	57
3.26. –	Varie coppie anodo – catodo sperimentate. Per le due coppie di sinistra, l'anodo è stato	58
3.29	realizzato con un filo di rame, di due dimensioni diverse. Nelle configurazioni di destra, l'anodo è realizzato anch'esso con nastro adesivo d'alluminio	
3.30. –	Scariche di plasma degli attuatori di fig.3.27 e fig.3.29. Si può apprezzare come la scarica	58
3.31	si estenda uniforme entro il gap fra i due elettrodi	
3.32.	Campo elettrico generato da un attuatore formato da un anodo a tre punte e da un catodo arrotondato	60
3.33.	Coppia anodo – catodo scelta per eseguire gli esperimenti e suo effetto sul profilo di velocità in camera di prova	60
3.35.	Scarica di plasma del sistema planar pin-to-plate	60
3.36.	Attuatore montato sopra il profilo. Materiale riempitivo per non formare dei gradini sulla superficie	60
3.37.	Linee del campo elettrico prodotto dagli elettrodi e sezione di scarica	62
3.38.	Andamento stimato del vento ionico al variare della posizione in corda e dell'angolo di incidenza	63
4.1.	$\alpha = 20^\circ$ attuatore OFF	64
4.2.	$\alpha = 20^\circ$ attuatore ON	64
4.3.	$\alpha = 25^\circ$ attuatore OFF	65
4.4.	$\alpha = 25^\circ$ attuatore ON	65
4.5.	$\alpha = 35^\circ$ attuatore OFF	65
4.6.	$\alpha = 35^\circ$ attuatore ON	65
4.7.	$\alpha = 40^\circ$ attuatore OFF	65
4.8.	$\alpha = 40^\circ$ attuatore ON	65
4.9.	$\alpha = 20^\circ$ attuatore OFF	66

4.10.	$\alpha = 20^\circ$ attuatore ON	66
4.11.	$\alpha = 25^\circ$ attuatore OFF	66
4.12.	$\alpha = 25^\circ$ attuatore ON	66
4.13.	$\alpha = 30^\circ$ attuatore OFF	66
4.14.	$\alpha = 30^\circ$ attuatore ON	66
4.15.	$\alpha = 20^\circ$ attuatore OFF	67
4.16.	$\alpha = 20^\circ$ attuatore ON	67
4.17.	$\alpha = 25^\circ$ attuatore OFF	67
4.18.	$\alpha = 25^\circ$ attuatore ON	67
4.19.	$\alpha = 30^\circ$ attuatore OFF	67
4.20.	$\alpha = 30^\circ$ attuatore ON	67
4.21.	$\alpha = 10^\circ$ attuatore OFF	68
4.22.	$\alpha = 10^\circ$ attuatore ON	68
4.23.	$\alpha = 15^\circ$ attuatore OFF	68
4.24.	$\alpha = 15^\circ$ attuatore ON	68
4.25.	$\alpha = 20^\circ$ attuatore OFF	68
4.26.	$\alpha = 20^\circ$ attuatore ON	68
4.27.	$\alpha = 22.5^\circ$ attuatore OFF	69
4.28.	$\alpha = 22.5^\circ$ attuatore ON	69
4.29.	$\alpha = 25^\circ$ attuatore OFF	69
4.30.	$\alpha = 25^\circ$ attuatore ON	69
4.31.	$\alpha = 30^\circ$ attuatore OFF	69
4.32.	$\alpha = 30^\circ$ attuatore ON	69
4.33.	Particolare: bolla di separazione alla medesima incidenza, per varie posizioni in corda dell'attuatore.	70
4.34.	Distribuzione in corda di $C_p$ e strato limite per $\alpha = 3^\circ$ , $Re=2 \cdot 10^4$	72
4.35.	Vettori di pressione sulla superficie di un NACA0013 per $\alpha = 3^\circ$ , $Re=2 \cdot 10^4$	72
4.36.	Distribuzione in corda di $C_p$ e strato limite per $\alpha = 6^\circ$ , $Re=2 \cdot 10^4$	73
4.37.	Vettori di pressione sulla superficie di un NACA0013 per $\alpha = 6^\circ$ , $Re=2 \cdot 10^4$	73
5.1.	Campo elettrico al diminuire della permittività elettrica	76
A1.1.	Base rotante: vista frontale e laterale	80
A1.2.	Fondo di plexiglass: vista frontale e laterale	80
A1.3.	Fondo di alluminio: vista frontale e laterale	81
A1.4.	Elettrodi: piste di larghezza proporzionalmente crescente	81
A1.5.	Elettrodi ottimizzati affinché i loro punti più vicini siano quelli contenuti entro il gap	81
A1.6.	Elettrodi: Coppie di anodi – catodi separate fra loro	82

A1.7.	Elettrodi ottimizzati affinché i loro punti più vicini siano quelli contenuti entro il gap	82
A2.1.	$\alpha = 5^\circ$ attuatore OFF	83
A2.2.	$\alpha = 5^\circ$ attuatore ON	83
A2.3.	$\alpha = 25^\circ$ attuatore OFF	83
A2.4.	$\alpha = 25^\circ$ attuatore ON	83
A2.5.	$\alpha = 30^\circ$ attuatore OFF	84
A2.6.	$\alpha = 30^\circ$ attuatore ON	84
A2.7.	$\alpha = 33^\circ$ attuatore OFF	84
A2.8.	$\alpha = 33^\circ$ attuatore ON	84
A2.9.	$\alpha = 35^\circ$ attuatore OFF	84
A2.10.	$\alpha = 35^\circ$ attuatore ON	84
A2.11.	$\alpha = 38^\circ$ attuatore OFF	84
A2.12.	$\alpha = 38^\circ$ attuatore ON	84
A2.13.	$\alpha = 20^\circ$ attuatore OFF	85
A2.14.	$\alpha = 20^\circ$ attuatore ON	85
A2.15.	$\alpha = 25^\circ$ attuatore OFF	85
A2.16.	$\alpha = 25^\circ$ attuatore ON	85
A3.17	Rilascio del vortice all'accensione dell'attuatore	86

## Elenco delle tabelle

Tabella 3.1.	Profilo a $20^\circ$
Tabella 3.2.	Profilo a $25^\circ$
Tabella 3.3.	Profilo a $30^\circ$
Tabella 3.4.	Profilo a $35^\circ$
Tabella 4.1.	$C_{L,STALLO}$ al variare della posizione dell'attuatore in corda

# Appendice 1 - Disegni

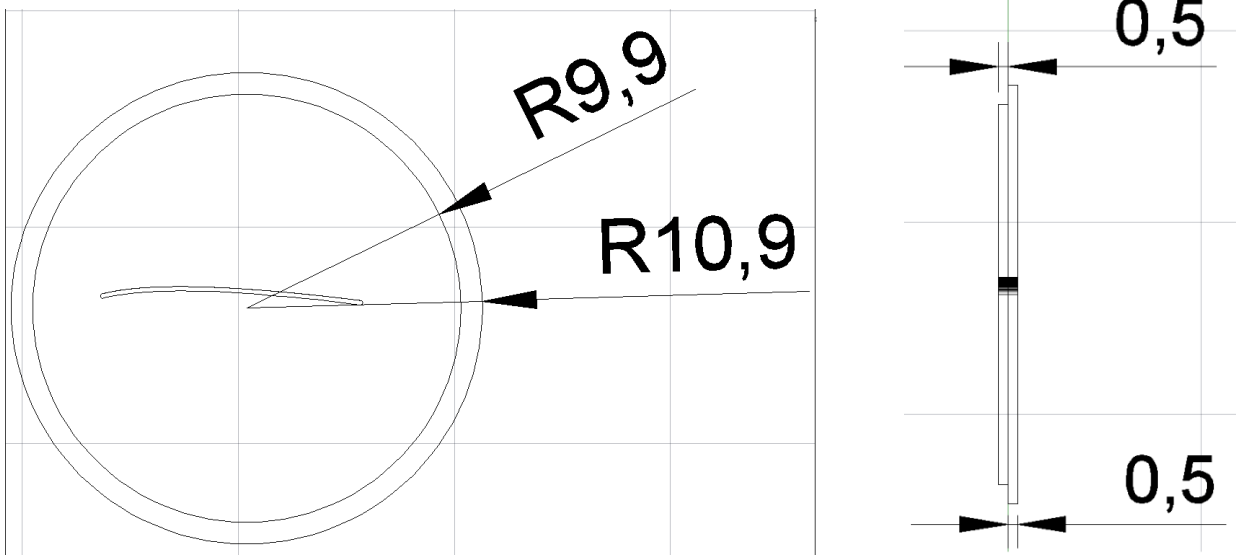


Figura A1.1. Base rotante: vista frontale e laterale

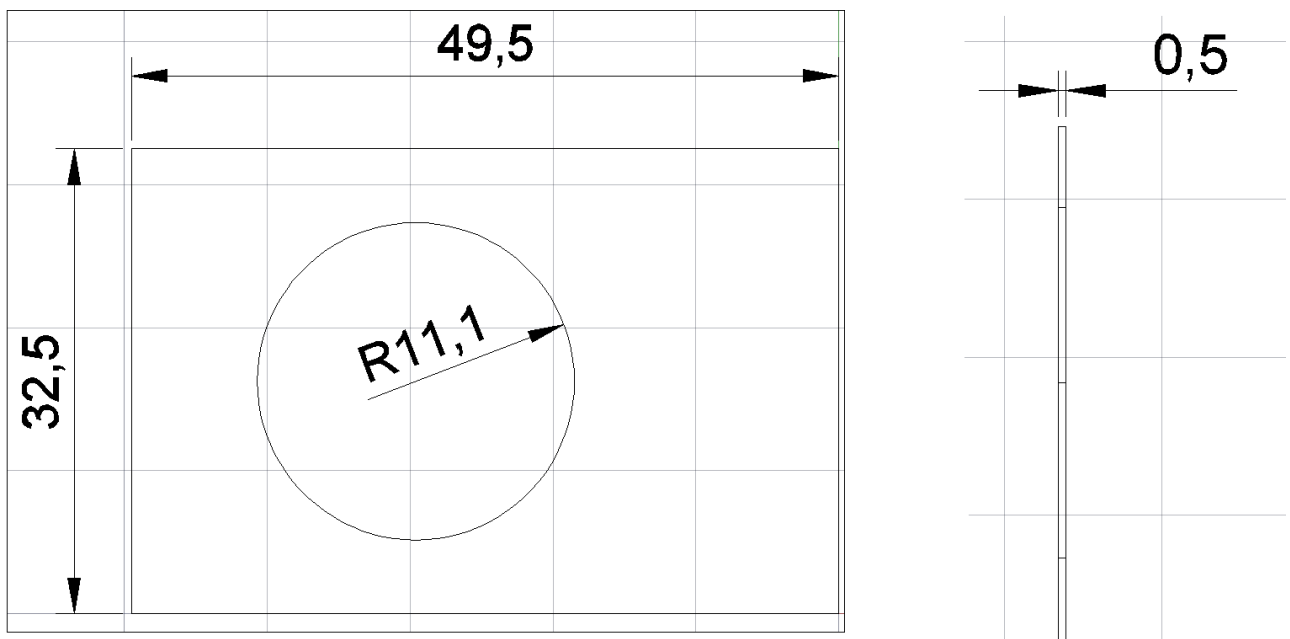


Figura A1.2. Fondo di plexiglass: vista frontale e laterale

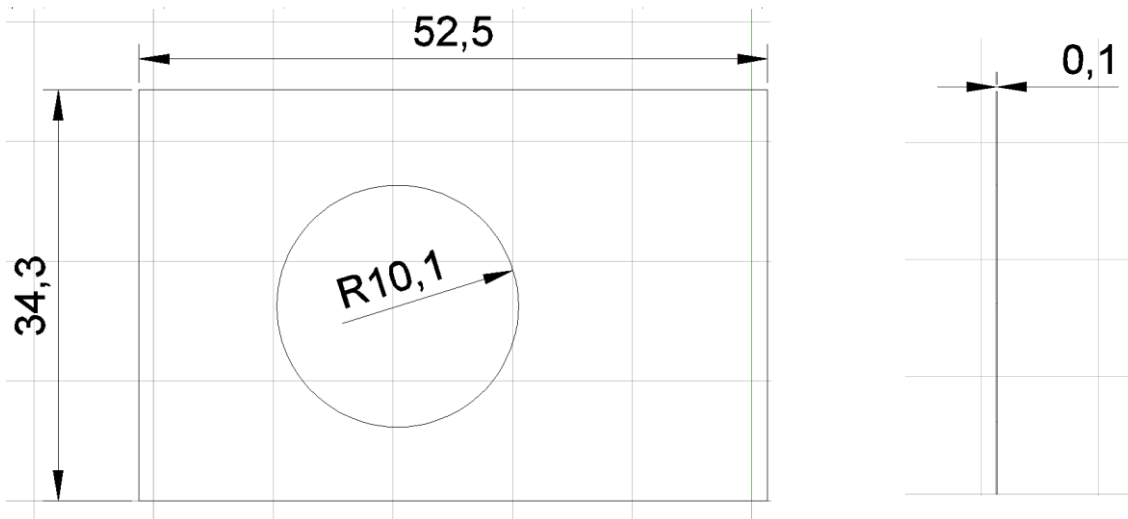


Figura A1.3. Fondo di alluminio: vista frontale e laterale

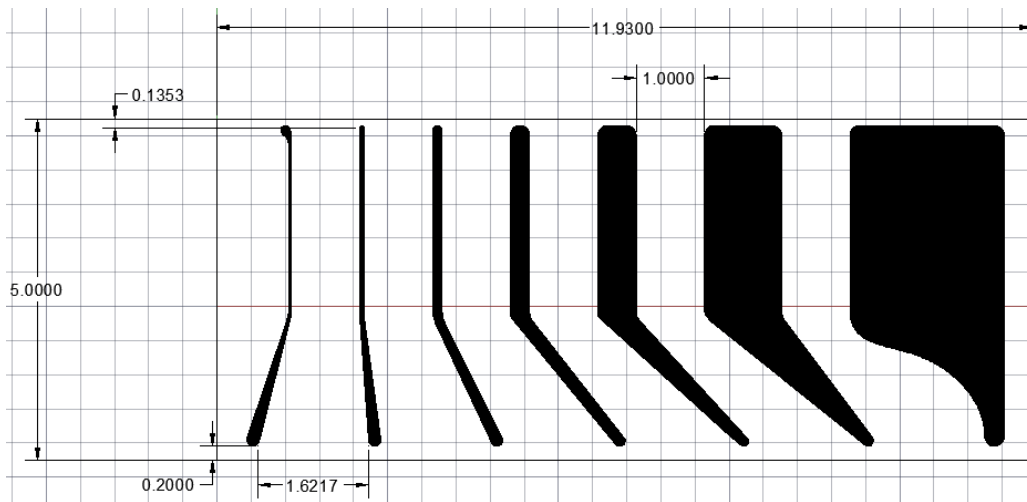


Figura A1.4. Elettrodi: piste di larghezza proporzionalmente crescente

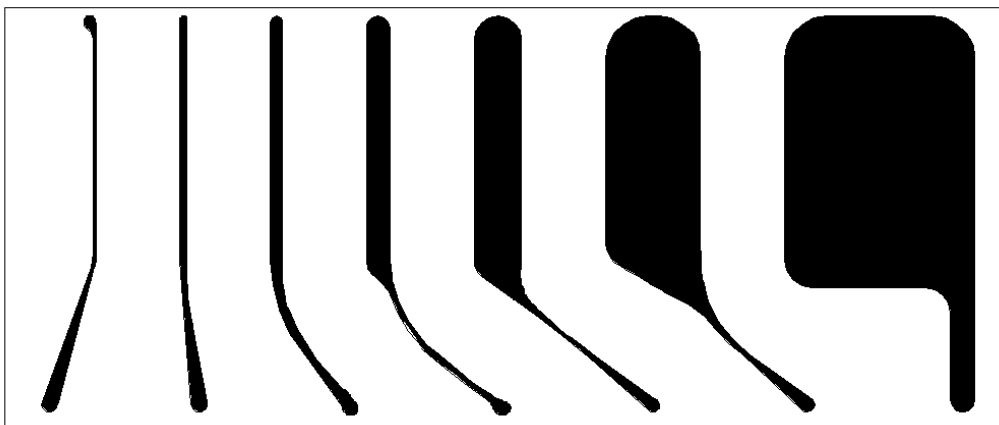


Figura A1.5. Elettrodi ottimizzati affinché i loro punti più vicini siano quelli contenuti entro il gap



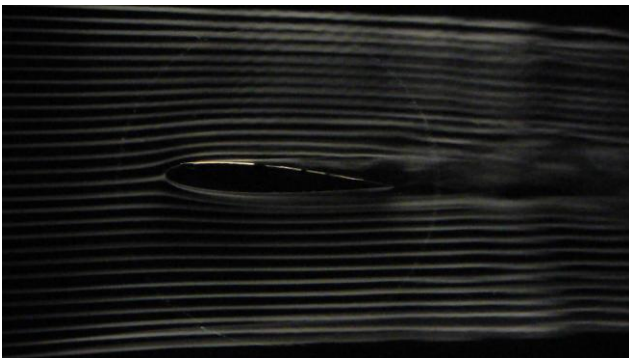
# Appendice 2 – Tavole fotografiche

In questa appendice sono riportate fotografie ottenute in momenti diversi da quelli in cui vennero scattate quelle presentate nel Capitolo 4.

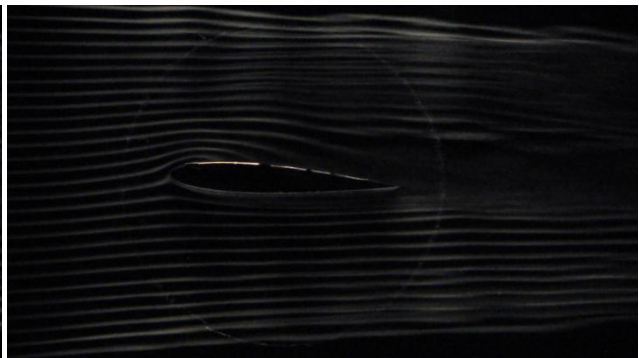
Si vede come per attuatore posto al 17% della corda, lo stallo qui salga a  $38^\circ$ , mentre per attuatore posto al 23% della corda, lo stallo qui venga anticipato ai  $25^\circ$ . Questo dimostra l'estrema sensibilità degli attuatori al plasma alle condizioni esterne, quali l'umidità.

Viene poi riportata la sequenza di fotogrammi corrispondenti al rilascio del vortice di accensione dell'attuatore al plasma.

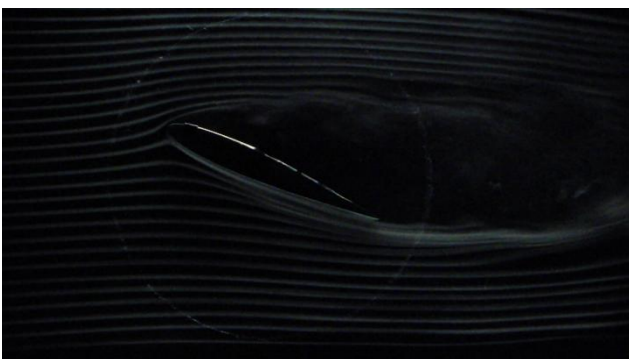
## Anodo al 17% della corda



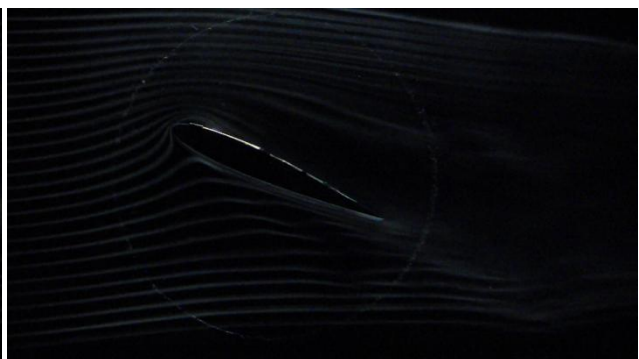
*Figura A2.1.  $\alpha = 5^\circ$  attuatore OFF*



*Figura A2.2.  $\alpha = 5^\circ$  attuatore ON*

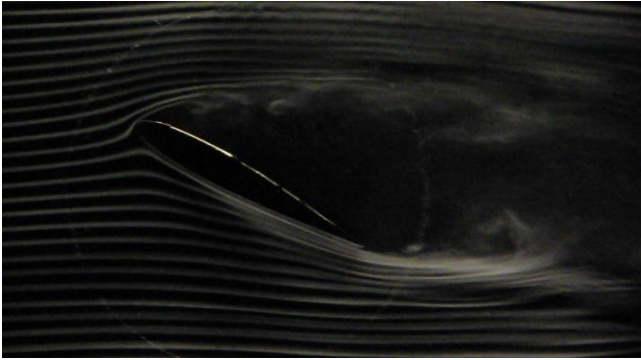


*Figura A2.3.  $\alpha = 25^\circ$  attuatore OFF*

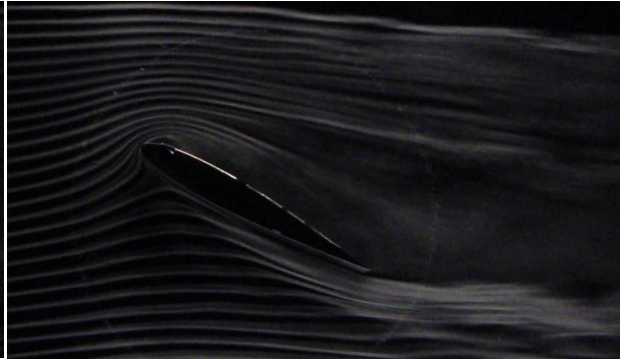


*Figura A2.4.  $\alpha = 25^\circ$  attuatore ON*

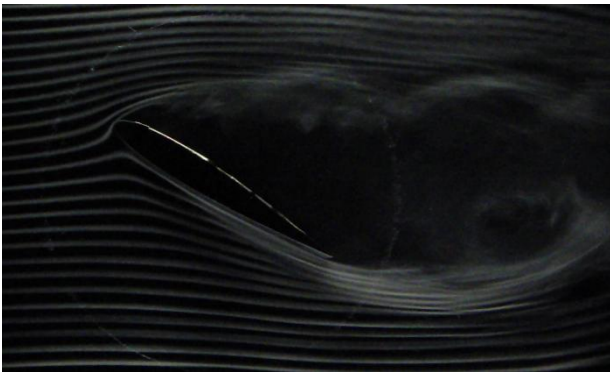




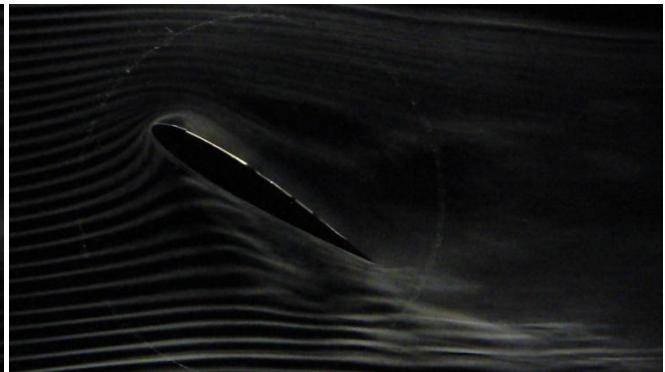
*Figura A2.5.  $\alpha = 30^\circ$  attuatore OFF*



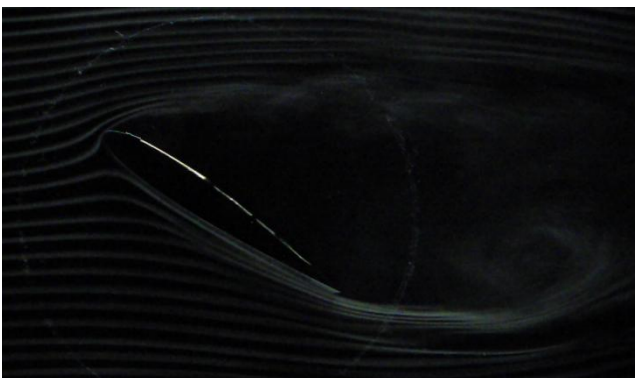
*Figura A2.6.  $\alpha = 30^\circ$  attuatore ON*



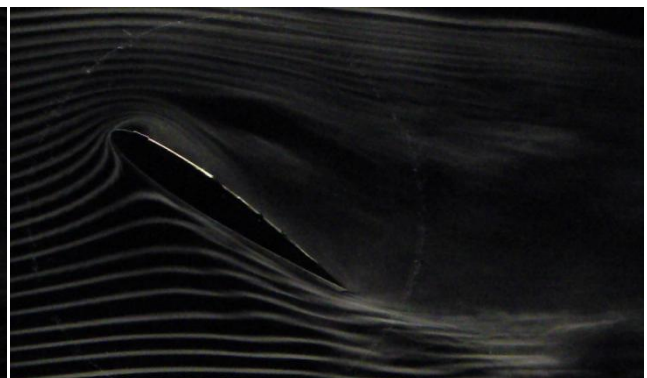
*Figura A2.7.  $\alpha = 33^\circ$  attuatore OFF*



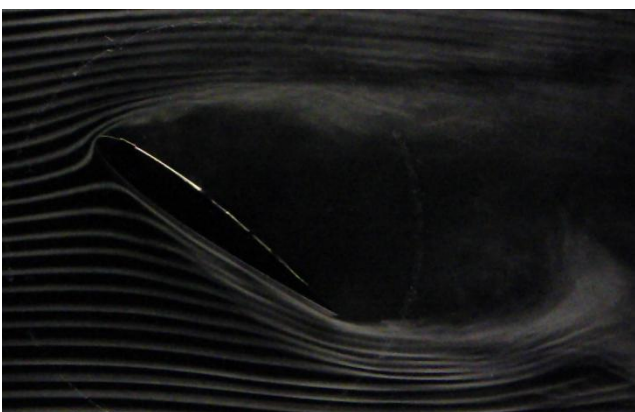
*Figura A2.8.  $\alpha = 33^\circ$  attuatore ON*



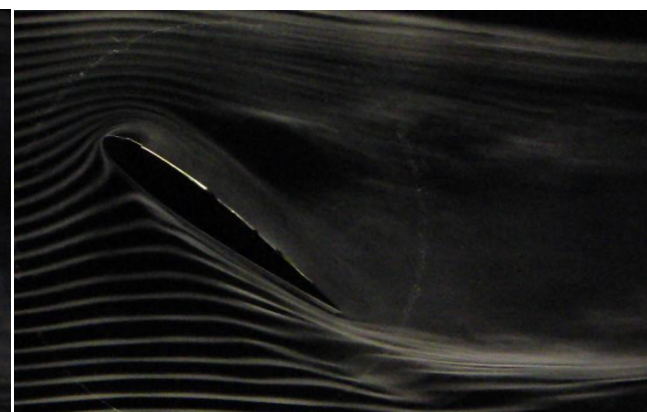
*Figura A2.9.  $\alpha = 35^\circ$  attuatore OFF*



*Figura A2.10.  $\alpha = 35^\circ$  attuatore ON*

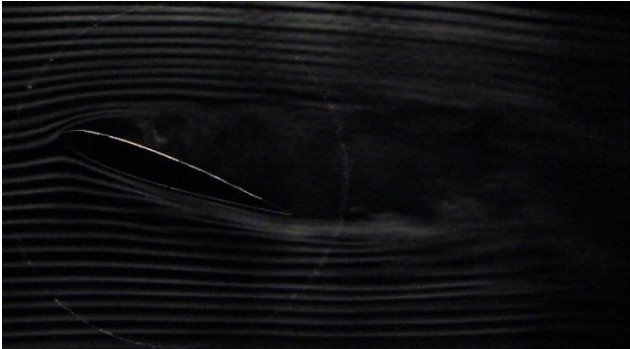


*Figura A2.11.  $\alpha = 38^\circ$  attuatore OFF*

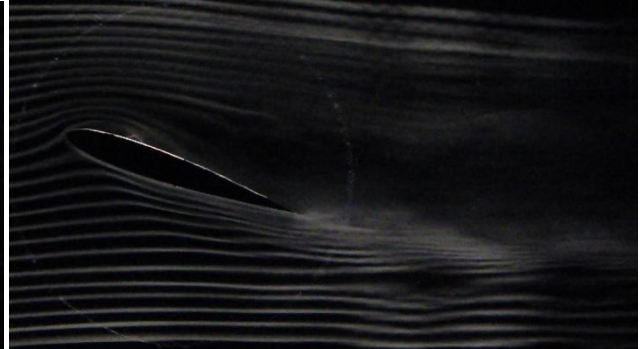


*Figura A2.12.  $\alpha = 38^\circ$  attuatore ON*

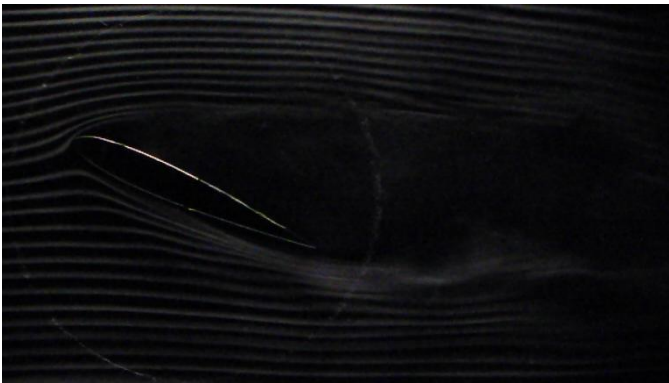
Anodo al 23% della corda



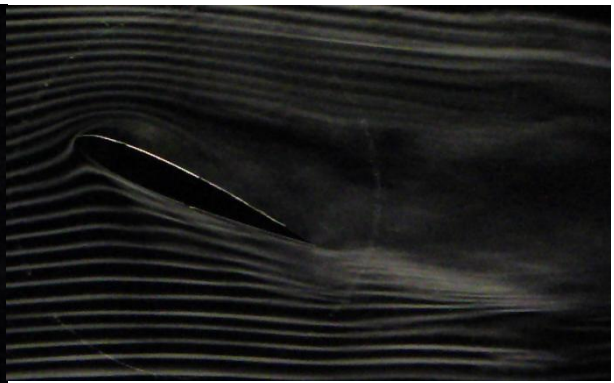
*Figura A2.13.  $\alpha = 20^\circ$  attuatore OFF*



*Figura A2.14.  $\alpha = 20^\circ$  attuatore ON*

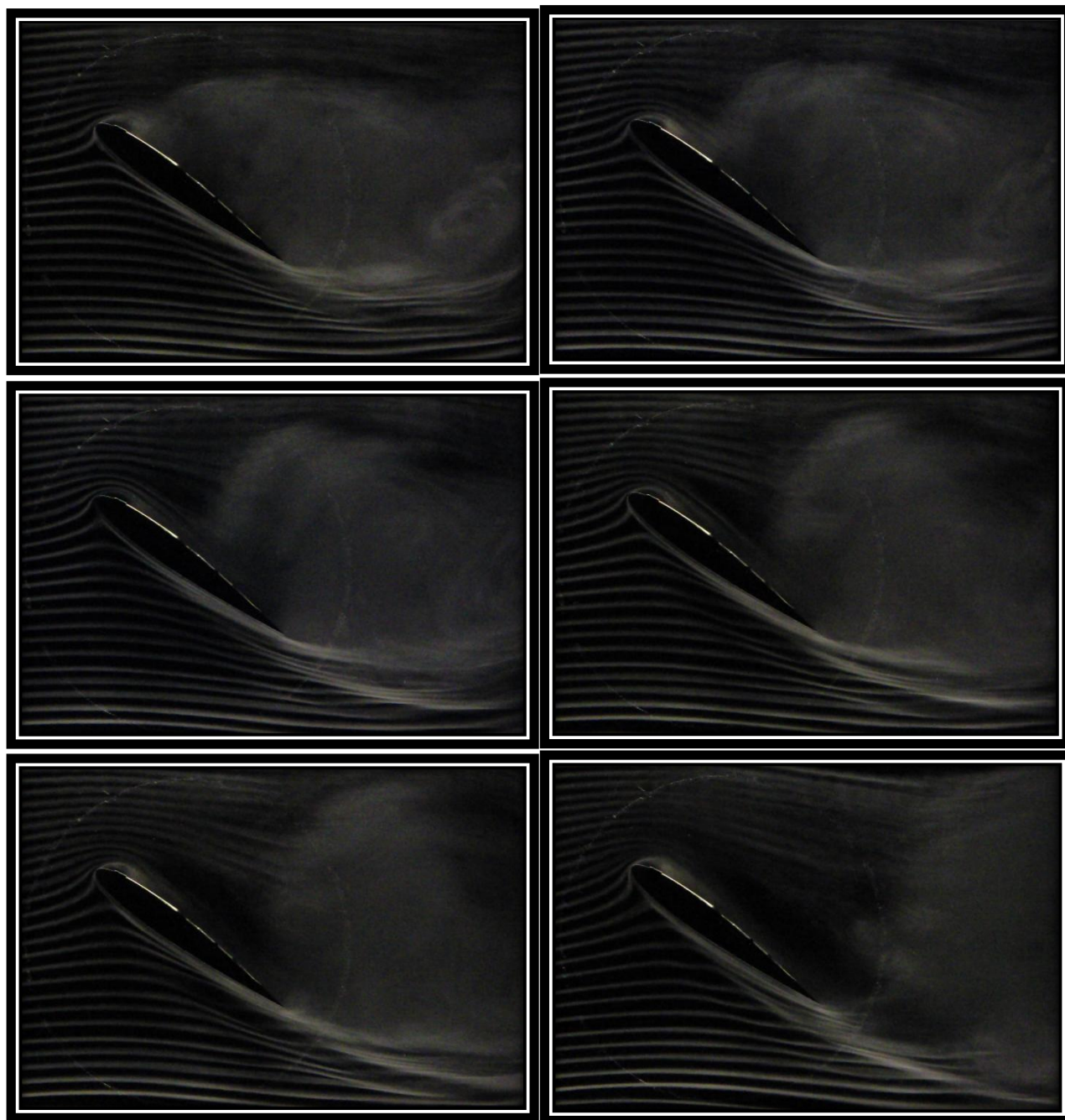


*Figura A2.15.  $\alpha = 25^\circ$  attuatore OFF*



*Figura A2.16.  $\alpha = 25^\circ$  attuatore ON*

## Formazione di un vortice a 38°



*Figura A2.17 Rilascio del vortice all'accensione dell'attuatore*