

UNIVERSIDAD TECNOLÓGICA DE PANAMÁ

INTRODUCCIÓN AL PLASMA FRÍO PRODUCIDO A TRAVÉS DE DESCARGAS DE BARRERA DIELECTRICA (*DIELECTRIC BARRIER DISCHARGE, DBD*)

© 2021 Sherlie Portugal, Ph.D.



Universidad Tecnológica de Panamá (UTP)

Esta obra está licenciada bajo la Licencia Creative Commons Atribución-NoComercial-CompartirIgual 4.0 Internacional.

Para ver esta licencia:

<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0>

TABLA DE CONTENIDOS

	<u>page</u>
TABLA DE CONTENIDOS	2
LISTA DE FIGURAS	4
LISTA OF TABLAS.....	6
ANTECEDENTES	8
1.1. ¿Qué es el Plasma?.....	8
CONCEPTOS BÁSICOS DE LA FÍSICA DE PLASMA	13
2.1. Clasificación del Plasma de Acuerdo al Grado de Ionización	13
2.2. Clasificación del Plasma de Acuerdo a la Temperatura	13
DESCARGAS EN GASES	17
3.1. Regiones de Comportamiento de las Descargas en Gases.....	17
3.1.1. Región de Descarga Oscura.....	18
3.1.2. La Región de Descarga Brillante	20
3.1.3. Región de Descarga de Arco	21
DESCARGAS LUMINOSAS A PRESIÓN IGUAL O CERCANA IGUAL A LA ATMOSFÉRICA.....	23
4.1. Conceptos Generales de Descargas de Corona Visibles	23
4.2. Descarga de Corona Unipolar.....	26
4.2.1. Corona Negativa	26
4.2.2. Corona Positiva.....	28
4.6 Streamers.....	29
4.7 Líderes	30
4.8 Chispas y Arcos	31
DESCARGAS DE BARRERA DIELECTRICA.....	34
5.1. Reactores de Descargas de Barrera Dieléctrica	34
5.2. Morfología del Plasma SDBD.....	35
EFFECTOS DE FLUJO AERODINÁMICO DE LOS REACTORES DE PLASMA DBD... 40	
6.1. Fuerza EHD	40
6.2. Relación entre los Parámetros Físicos de los Reactores SDBD y la Velocidad Inducida.....	42

CONFIGURACIONES GEOMÉTRICAS DE REACTORES SDBD EN LA LITERATURA	46
7.1. Reactor Lineal	46
7.3. Otras Formas de Explotación de los Efectos de Flujo SDBD	49
7.3.1. Generadores de Vórtices SDBD	49
7.3.2. Chorros Sintéticos	50
REFERENCIAS	52

LISTA DE FIGURAS

<u>Figura</u>	<u>página</u>
1-1. Los cuatro estados de la materia	8
1-2. Ilustración de la ionosfera y sus efectos sobre las ondas de radio frecuencia	9
1-3. Magnetosfera de la Tierra	10
1-4. Auroras o luces polares	10
1-5. Ejemplos de fenómenos naturales de plasma a nivel atmosférico	11
1-6. Ejemplos de métodos artificiales para generar plasma a nivel atmosférico	11
2-1. Resumen de la clasificación del plasma	15
3-1. Bosquejo del experimento	17
3-3. Ejemplos de descargas de corona	19
3-4. Ejemplos de plasma en la región de descarga brillante	20
3-5. Descarga de arco dentro de un tubo al vacío	21
4-1. Ilustración del fenómeno de descarga de corona	24
4-2. Algunas configuraciones de electrodos utilizados para crear descargas de corona a presión atmosférica	25
4-3. Extensión del plasma en descargas de corona versus chispas o arcos	25
4-4. Zonas o regiones en una descarga de corona negativa	28
4-5. Zonas o regiones en una descarga de corona positiva	29
4-6. Ilustración del fenómeno <i>streamer</i>	30
4-7. Tres ejemplos de líderes	31
4-8. Ejemplos visuales de descargas de arco	32
5-1. Tipos de reactores de plasma DBD	34
5-2. Morfología del plasma SDBD en la primera mitad del ciclo negativo	36
5-3. Morfología del plasma SDBD en la primera mitad del ciclo positivo	37

5-4. Captura óptica de las descargas en el plasma SDBD.....	38
6-1. Vista transversal de un reactor SDBD induciendo un flujo de aire en la dirección x	40
6-2. Ejemplo del chorro de pared con flujo laminar inducido por un reactor SDBD lineal	41
6-3. Brecha horizontal en el reactor de plasma SDBD	42
6-4. Evolución de la máxima velocidad inducida de acuerdo al ancho del electrodo aterrizado	44
7-1. Chorro de pared con flujo laminar inducido por un reactor SDBD lineal	46
7-2. Reactor SDBD de serpentine circular	46
7-3. Estructura del flujo producido por un reactor de serpentina circular	47
7-4. Flujo inducido por reactores peine/dedos con plasma formado solo alrededor de los dedos paralelos.....	48
7-5. Dibujo esquemático de un generador de vórtice SDBD	49
7-6. Mecanismo de funcionamiento de un generador de chorro sintético anular	50
7-7. Mecanismo de generación de chorro sintético utilizando reactores lineales.....	51

LISTA OF TABLAS

<u>Tabla</u>	<u>página</u>
3-1. Procesos de colisión de electrones con átomos y moléculas Error! Bookmark not defined.	
3-2. Energías de ionización de algunos átomos y moléculas Error! Bookmark not defined.	
3-3. Valores de afinidad electrónica para algunos átomos y moléculas Error! Bookmark not defined.	
3-4. Parámetros de resonancia para la unión disociativa de electrones a diferentes moléculas Error! Bookmark not defined.	
3-5. Procesos de colisión entre átomos y moléculas Error! Bookmark not defined.	
3-6. Procesos de colisión con iones Error! Bookmark not defined.	
4-1. Parámetros numéricos A y B para los cálculos semiempíricos del coeficiente de Townsend α Error! Bookmark not defined.	

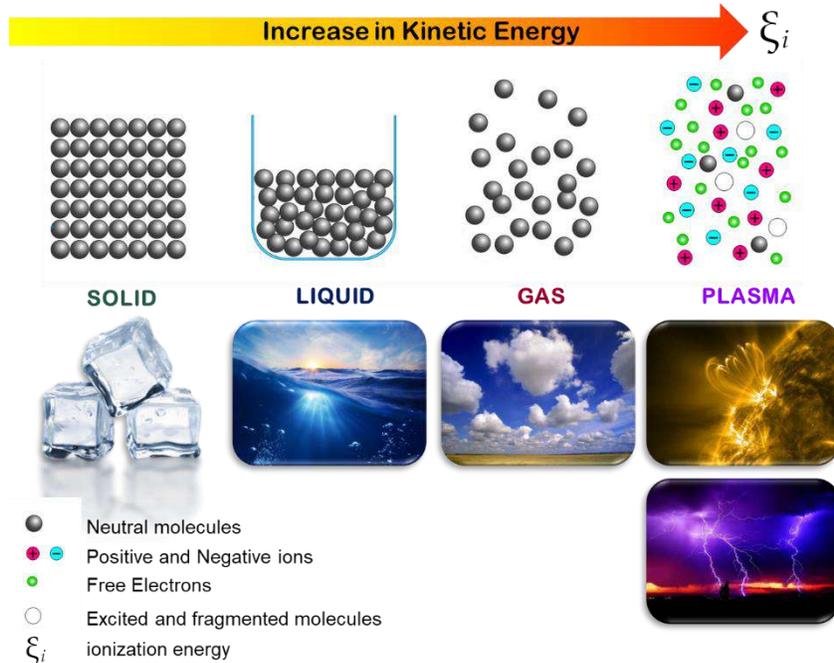
CAPÍTULO 1

Antecedentes

CAPÍTULO 1 ANTECEDENTES

1.1. ¿Qué es el Plasma?

El plasma es el cuarto estado de la materia, el cual se alcanza cuando un gas es ionizado.



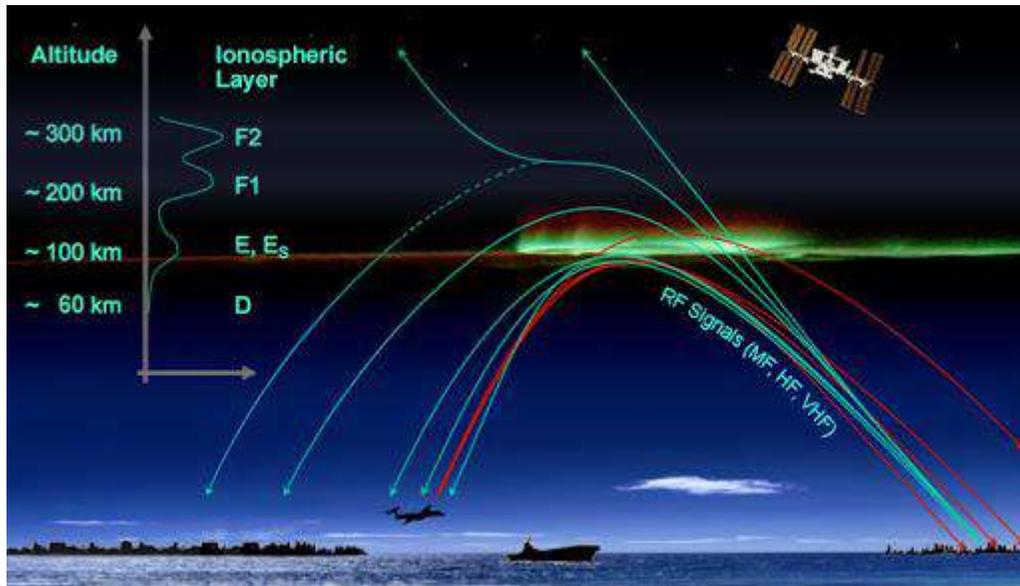
1-1. Los cuatro estados de la materia.

Las partículas cargadas positiva y negativamente dentro del plasma tienen aproximadamente la misma densidad (Gurnett & Bhattacharjee, 2017). Esto significa que, en general, el plasma es eléctricamente neutro. Sin embargo, es la disposición momentánea de las cargas dentro del plasma lo que produce la conducción eléctrica.

Para llevar un gas al estado de plasma, la energía cinética de las moléculas y los átomos que lo componen debe aumentar hasta un nivel conocido como energía de ionización ξ_i , lo que facilita la remoción de electrones de valencia durante las colisiones. La energía cinética de un gas neutro se puede incrementar mediante varios mecanismos que incluyen elevar la temperatura del gas, someter el gas a un campo eléctrico suficientemente fuerte y exponer el gas a la luz ultravioleta, entre otros.

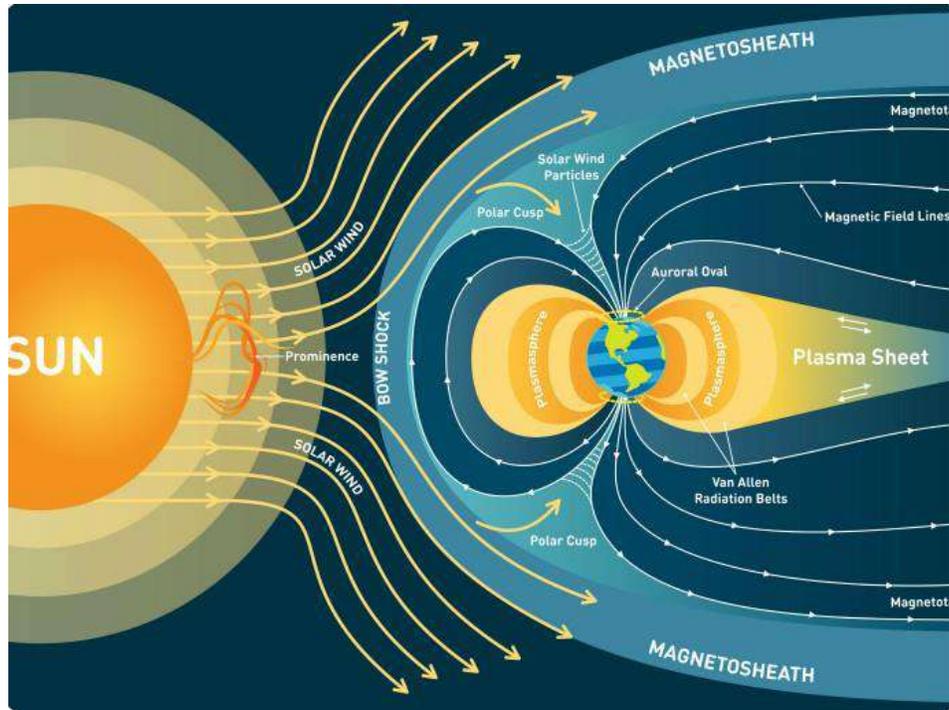
La mayor parte de la materia ordinaria del universo se encuentra en estado de plasma (hasta un 99,9%). En nuestro planeta, los fenómenos naturales de plasma tienen un impacto directo en nuestras vidas. Por ejemplo, la región de la atmósfera terrestre que se extiende desde unos 60 km a 1000 km, es de hecho plasma producido por la radiación ultravioleta del sol. Esta capa ha jugado un papel fundamental en el desarrollo

de las comunicaciones por radio, ya que actúa como reflector de las ondas de radio de baja frecuencia, permitiéndoles alcanzar grandes distancias alrededor de la tierra.



1-2. Ilustración de la ionosfera y sus efectos sobre las ondas de radio frecuencia.

A mayores altitudes, hay otra región de plasma llamada magnetosfera que se extiende varias decenas de miles de kilómetros en el espacio. Las partículas de plasma en esta región provienen de la ionosfera y los vientos solares y su movimiento está dictado por el campo magnético de la Tierra. La magnetosfera actúa como un escudo contra los vientos solares y los rayos cósmicos, permitiendo la salida de la vida en nuestro planeta tal como lo conocemos.



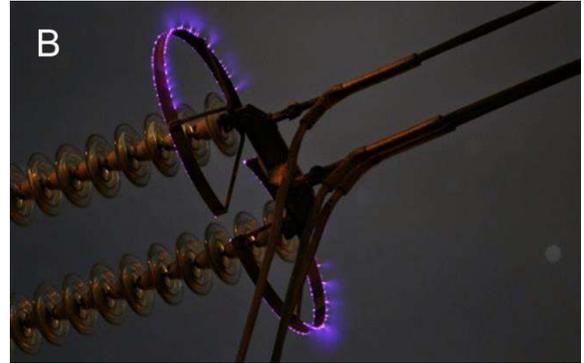
1-3. Magnetosfera de la Tierra.

Quizás, el fenómeno más conocido que guarda relación con la magnetosfera y la ionosfera son las auroras o luces polares. Estas se producen cuando partículas cargadas, principalmente electrones y protones, son extraídas de la magnetosfera a través de la acción del campo magnético terrestre y alcanzan la ionosfera. Allí, los procesos de ionización, especialmente los que involucran oxígeno atómico y nitrógeno molecular, producen luz visible.



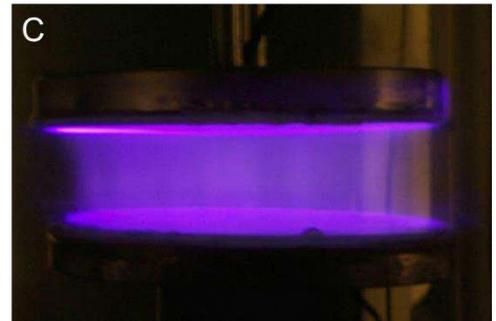
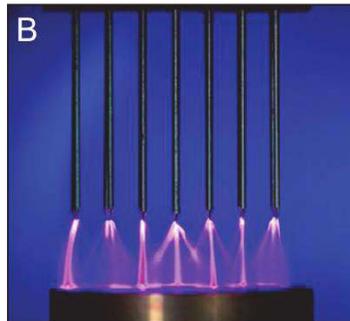
1-4. Auroras o luces polares.

A nivel atmosférico, la diversidad y extensión de los fenómenos del plasma natural disminuye, porque las temperaturas son más bajas y la presión es más alta. No obstante, existen ejemplos familiares, como las descargas de rayos y las descargas de corona que a veces se producen alrededor de elementos de líneas de transmisión eléctrica.



1-5. Ejemplos de fenómenos naturales de plasma a nivel atmosférico. A) Rayo. B) Descarga de corona en líneas de transmisión de energía eléctrica.

Además, los seres humanos han desarrollado métodos artificiales para crear plasma y aplicar sus propiedades a nuevas tecnologías utilizadas en áreas como la industria de la construcción, medicina, salud pública, energía, entre otras. Algunos de esos métodos se ilustran en la Figura 1-6.



1-6. Ejemplos de métodos artificiales para generar plasma a nivel atmosférico. A) Electric Arco eléctrico (usado en soldadura). B) Descargas de corona. C) Descargas de barrera dieléctrica (DBD).

CAPÍTULO 2

Conceptos Básicos de la Física de Plasmas

CAPÍTULO 2 CONCEPTOS BÁSICOS DE LA FÍSICA DE PLASMA

El plasma puede caracterizarse a través de dos parámetros principales: el **grado de ionización** y la **temperatura**.

2.1. Clasificación del Plasma de Acuerdo al Grado de Ionización

El grado de ionización ' α ' se define como la tasa o proporción de partículas cargadas al número total de partículas en el gas. Esto se expresa en la ecuación 2-1, donde N_n representa el número de densidad de las partículas neutras en el gas y N_e es el número de densidad de los electrones. α , también puede estimarse utilizando número de densidad de los iones N_i en vez de N_e en la ecuación 2-1, ya que en la mayoría de los plasmas el número de iones es aproximadamente el mismo que el número de electrones.

$$\alpha = \frac{N_e}{N_e + N_n} \quad (2-1)$$

Dependiendo del grado de ionización, los plasmas se pueden clasificar como plasmas **débilmente ionizados** o plasmas **fuertemente ionizados**. El grado de ionización también es un indicador del comportamiento de las partículas en el plasma. Por ejemplo, en plasmas débilmente ionizados, el número de partículas neutras es mucho mayor que el número de partículas cargadas. Como consecuencia, las partículas cargadas chocan más a menudo con partículas neutras que con partículas de la misma especie, por lo que las interacciones debido a las fuerzas de Coulomb pueden ignorarse. Por otro lado, ocurre lo contrario en de los plasmas fuertemente ionizados, donde las interacciones dominantes son las que ocurren debido a las fuerzas de Coulomb entre partículas cargadas.

2.2. Clasificación del Plasma de Acuerdo a la Temperatura

Dependiendo de la temperatura, el plasma puede clasificarse como **plasma caliente** o **plasma frío**. Sin embargo, la temperatura del plasma está muy estrechamente relacionada a su grado de ionización.

El plasma caliente es aquel cuya temperatura promedio es mucho más alta que la temperatura promedio de las moléculas neutras del gas. El plasma caliente tiene un alto grado de ionización, lo que significa que la mayoría de las interacciones ocurren entre iones y electrones. Debido al continuo intercambio de energía entre las partículas con carga, sus temperaturas alcanzan niveles muy superiores a las temperaturas de las partículas neutras del gas ($T_e, T_i \gg T_n$). En algunos plasmas calientes, los electrones y los iones podrían incluso alcanzar el equilibrio térmico, que es la condición que ocurre

cuando la temperatura de los iones se aproxima a la de los electrones ($T_e \approx T_i$). Ejemplos de plasma caliente incluyen los rayos, el plasma que se encuentra en las estrellas, chorros de plasma emitidos por agujeros negros, entre otros.

El plasma frío es aquel en el que la temperatura promedio es similar a la temperatura del gas neutro. Esto es típico en un plasma débilmente ionizado donde la mayoría de colisiones de partículas involucran partículas cargadas y partículas neutras. Cuando un electrón con masa m_e colisiona elásticamente con una partícula neutra de masa M_n , la máxima fracción de energía cinética que se transfiere a la partícula neutra está dictaminada por la ecuación 2-2 (Uman, 1964; Franz, 2009). Como $m_e \ll M_n$, esta energía transferida es insignificante y aunque el electrón altamente energizado tenga una temperatura muy elevada, la temperatura de la partícula neutra no se eleva con la colisión.

$$\xi_{M,kin} = [4m_e M_n / (m_e + M_n)^2] \xi_{m,kin} \quad (2-2)$$

Por otro lado, los iones y las partículas neutras tienen aproximadamente la misma masa; por lo tanto, el intercambio de momento y energía lleva a los iones a entrar en equilibrio térmico con las partículas neutras, cuya temperatura T_n está usualmente cercana a la temperatura ambiente (Bellan, 2006). Dado que la temperatura de los iones se aproxima a la de las partículas neutras del gas $T_i \approx T_n$, pero permanece extremadamente baja en comparación con la temperatura de los electrones, se dice que el plasma frío está en un estado de no equilibrio térmico $T_e \gg T_i$.

CLASSIFICATION OF PLASMAS

<div style="text-align: center; background-color: #e6e6fa; border-radius: 10px; padding: 5px; width: fit-content; margin: 0 auto;">Cold Plasma</div> <p>Low degree of ionization Dominant collisions: charged – neutrals Non-thermal equilibrium</p> $T_e \gg T_i$ $T_i \approx T_n$ <div style="display: flex; justify-content: space-around; margin-top: 10px;">   </div>	<div style="text-align: center; background-color: #ffcc00; border-radius: 10px; padding: 5px; width: fit-content; margin: 0 auto;">Hot Plasma</div> <p>High degree of ionization Dominant interactions: charged – charged</p> $T_e, T_i \gg T_n$ <p>Can reach thermal equilibrium</p> $T_e \approx T_i$ <div style="display: flex; justify-content: space-around; margin-top: 10px;">   </div>
--	---

2-1. Resumen de la clasificación del plasma.

Debido al amplio espectro de temperaturas que puede tener el plasma, es más conveniente expresar la temperatura como electron-volt (eV) en vez de grados Kelvin (K). La conversión entre estas dos unidades puede hacerse fácilmente utilizando la ecuación 2-2, donde el término k_B es la constante de Boltzmann ($k_B = 1.38064852 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg/s}^2 \text{ K}$), $T_{(K)}$ es la temperatura en Kelvin y q_e es la carga del electrón ($1.6021765 \times 10^{-19} \text{ C}$).

$$T_{(ev)} = \frac{k_B T_{(K)}}{q_e} \tag{2-3}$$

CAPÍTULO 3

Descargas en Gases

CAPÍTULO 3 DESCARGAS EN GASES

3.1. Regiones de Comportamiento de las Descargas en Gases

En este capítulo discutiremos las diferentes etapas o regiones de comportamiento que experimentará un gas dependiendo de la fuerza del campo eléctrico aplicado a una presión constante. Podríamos imaginar un experimento en el que tenemos un recipiente (volumen) lleno de cierto gas y que los electrodos se colocan en dos lados opuestos del recipiente, que están separados por una longitud d . Luego, se aplica una diferencia de voltaje DC entre los electrodos, el cual se aumenta gradualmente. Los resultados mostrarían que la conductividad del gas, medida a través de la corriente, no es una función lineal del voltaje aplicado, sino que sigue la curva mostrada en la Figura 3-2. La misma se puede dividir en tres regiones principales: descarga oscura, descarga luminosa y descarga de arco. Cada una de estas regiones tiene un comportamiento eléctrico y visual característico que se explica a continuación.

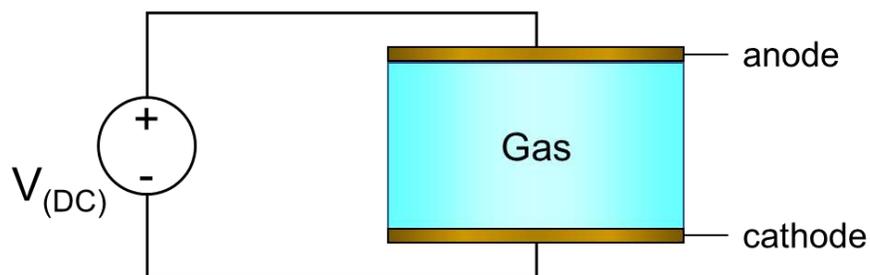


Figura 3-1. Bosquejo del experimento.

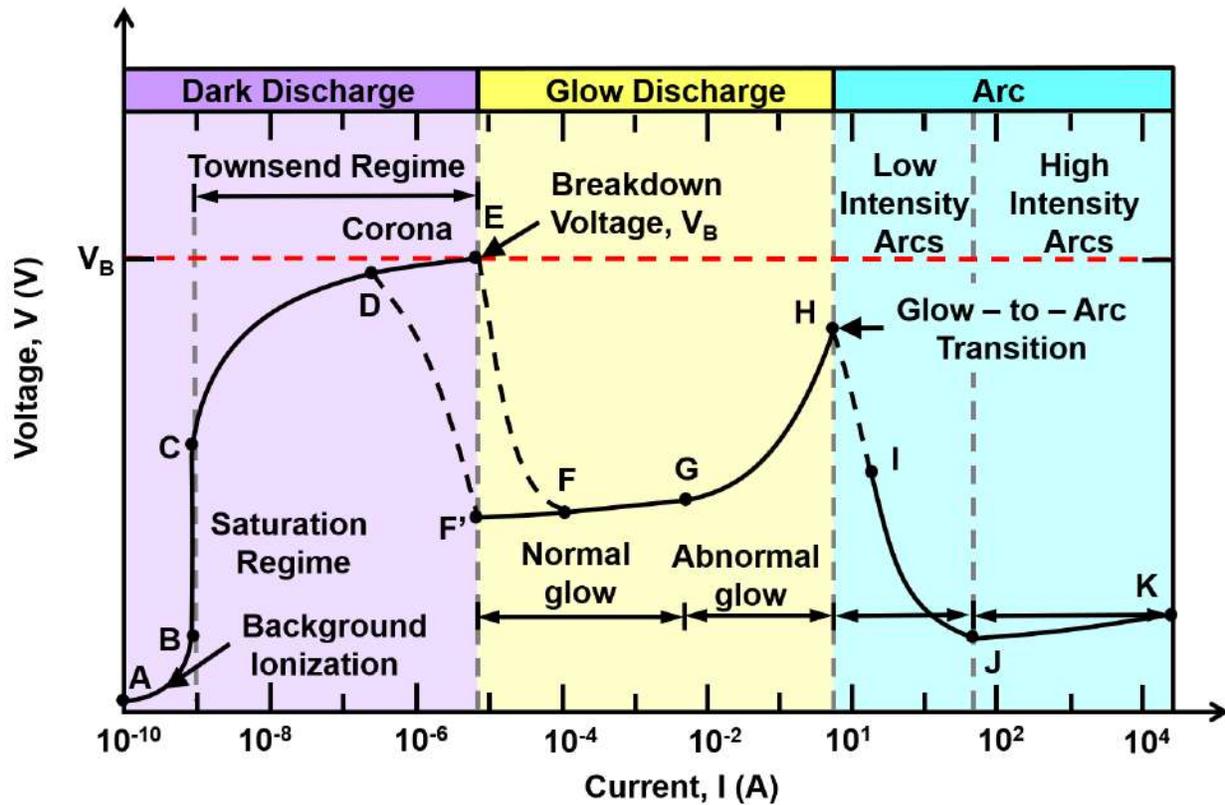


Figura 3-2. Regiones de comportamiento de las descargas en gases.

3.1.1. Región de Descarga Oscura

El régimen de descarga oscura recibe este nombre porque, con la excepción de las descargas en corona, el gas ionizado no emite luz perceptible. En la curva de la Figura 3-2, abarca el segmento de la curva desde el punto A al E. Al comienzo del experimento, antes de que se aplique una diferencia de potencial entre los electrodos, la emisión ocasional de electrones y la ionización ocurren naturalmente debido a radiación de fondo de rayos cósmicos o radiactividad; también pueden inducirse por medios artificiales como el calentamiento o la iluminación del cátodo (Raizer, 1997). Luego, si se aplica un voltaje pequeño (por ejemplo, decenas de voltios) entre los electrodos, los electrones e iones libres inicialmente presentes en el gas son atraídos hacia el electrodo con carga opuesta, formando corrientes estables extremadamente bajas del orden de 10^{-15} a 10^{-10} A. Si el voltaje se incrementara gradualmente, las cargas se moverían más rápido por la acción del campo eléctrico y más electrones por segundo llegarían al ánodo. Esto significa que la corriente aumentaría con el voltaje aplicado siguiendo la curva del punto A al punto B. Sin embargo, el incremento de corriente con el voltaje alcanza un nivel de saturación (puntos B a C) porque el número de cargas está limitado por la fuente externa (rayos cósmicos, radiación, luz, etc.). Se dice que las descargas en la subregión A-C no son autosostenidas, lo que significa que su existencia depende completamente de la fuente

de fondo externa, y si dicha fuente se eliminara por completo, la corriente dejaría de existir. Además, es importante mencionar que los niveles de corriente en esta región son tan pequeños que las propiedades de aislamiento del gas prácticamente no se ven afectadas y el campo eléctrico en todo el gas permanece homogéneo (como en un capacitor de placas paralelas) siguiendo la fórmula $\vec{E} = V/d$, donde V es el voltaje aplicado y d la distancia entre los electrodos.

Si el voltaje aumenta aún más, las descargas entran en el régimen de Townsend, que se extiende desde los puntos C a E. En el punto C, el campo eléctrico se vuelve lo suficientemente intenso como para que los electrones adquieran suficiente energía cinética para liberar electrones adicionales a medida que se mueven hacia el ánodo en un proceso llamado **avalancha de electrones**.

El fenómeno conocido como **descarga de corona** corresponde a la sección de la curva entre los puntos C y D. Aunque se clasifican como descargas oscuras de Townsend, la descarga de corona es oscura solo para corrientes bajas, pero para corrientes lo suficientemente altas, las descargas de corona brillan (técnicamente se convierten en descargas luminosas) y son visibles a simple vista. Las coronas se forman en regiones donde el campo eléctrico es muy intenso, como la proximidad de puntas afiladas, bordes o alambres; tal como se muestra en la Figura 3-3. Las descargas de corona pueden ser negativas o positivas, dependiendo de la polaridad del electrodo donde se originan.

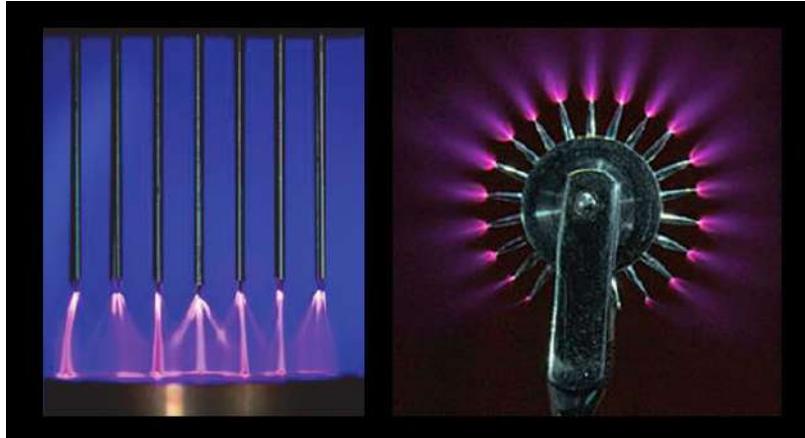


Figura 3-3. Ejemplos de descargas de corona.

Cuando el voltaje aplicado alcanza un umbral, llamado **voltaje de ruptura** (punto E), los iones positivos obtienen suficiente energía cinética para eliminar electrones del cátodo, un proceso que se llama emisión secundaria de electrones y la corriente inducida es autosostenida.

El proceso de avalancha de electrones y los mecanismos de descomposición se explicarán con más detalle en el capítulo 4.

3.1.2. La Región de Descarga Brillante

Más allá del punto de ruptura, el gas realmente se vuelve conductor y entra en el régimen de brillo. La corriente, que ahora es autosostenida, podría aumentar en un factor de 10^4 a 10^8 , limitada solo por la resistencia interna de la fuente de alimentación conectada entre las placas o los electrodos. Las descargas luminosas se caracterizan por la producción de luz intensa, que es el resultado de partículas que son excitadas por electrones y luego regresan a su estado fundamental, liberando energía en forma de fotones en el proceso. La figura 3-4a muestra un ejemplo de plasma de descarga luminiscente formado en el espacio lleno de aire entre dos placas metálicas a presión atmosférica. Sin embargo, en tubos a una presión mucho menor y llenos de diferentes gases, el desarrollo de descargas luminosas dentro del volumen del tubo no es homogéneo; en cambio, hay regiones luminosas definidas separadas por espacios oscuros, como se muestra en la Figura 3-4b. Para obtener una explicación más detallada de este fenómeno, el lector puede consultar https://en.wikipedia.org/wiki/Glow_discharge y otras fuentes en línea. El régimen de descarga luminiscente se divide en dos subregiones: resplandor normal y resplandor anormal.

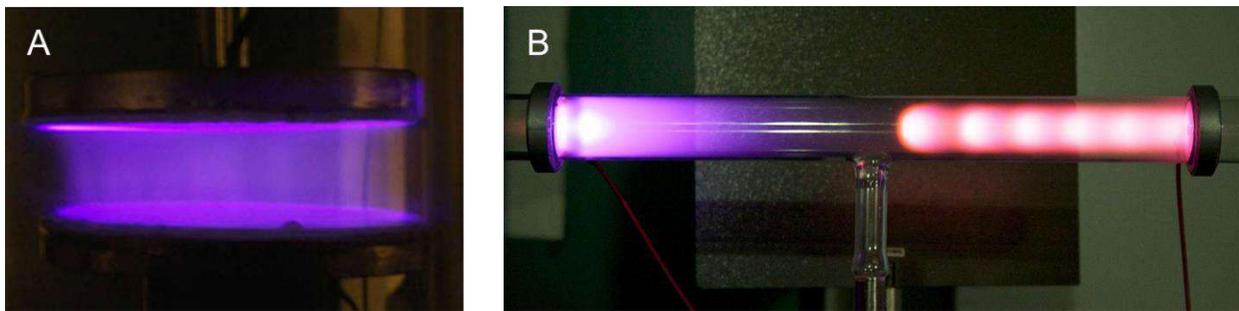


Figura 3-4. Ejemplos de plasma en la región de descarga brillante.

Volviendo a la Figura 3-2, se puede ver que el régimen de brillo se divide en dos subregiones: brillo normal y brillo anormal.

Brillo Normal. Es la subregión de la descarga luminiscente de los puntos F a G. En esta región el campo eléctrico ya no es homogéneo y tiende a concentrarse alrededor del cátodo debido a la presencia de cargas positivas. Debido a esta falta de homogeneidad, el voltaje de ruptura requerido disminuye (Fridman & Kennedy, 2011). Otra característica importante de la descarga luminiscente normal es que el aumento de la corriente total del circuito no aumenta la densidad de corriente en el cátodo. En cambio, el área de descarga en el cátodo se expande o contrae con la corriente para mantener constante la densidad de corriente.

Brillo Anormal. Si la corriente aumenta tanto que toda el área del cátodo ya está cubierta por descargas, la densidad de la corriente aumenta y el gas pasa al régimen de brillo anormal. Este régimen se caracteriza por un resplandor más intenso y niveles de corriente más altos que calientan el cátodo y podrían pasar al régimen de descarga de arco: puntos H a K.

3.1.3. Región de Descarga de Arco

Las descargas de arco se caracterizan por una corriente muy intensa y bajos voltajes en el espacio. Los electrones en estas descargas se emiten desde el cátodo mediante procesos de emisión de campo y termoiónicos y no requieren emisión de electrones secundarios como las descargas luminosas. Otra característica importante de una descarga de arco es su alta temperatura, que resulta en la evaporación o erosión de los electrodos. (Fridman & Kennedy, 2011).



Figura 3-5. Descarga de arco dentro de un tubo al vacío.

CHAPÍTULO 4

Descargas Luminosas a Presión Igual o Cercana
Igual a la Atmosférica

CAPÍTULO 4 DESCARGAS LUMINOSAS A PRESIÓN IGUAL O CERCANA IGUAL A LA ATMOSFÉRICA

Como se vio en el capítulo 3, las descargas de gas evolucionan a través de diferentes regiones de comportamiento, según el voltaje aplicado (para una presión constante). Más allá de un punto crucial llamado voltaje de ruptura V_B , las descargas de gas se vuelven visibles.

A baja presión, como en los tubos de vacío o la alta atmósfera, las descargas luminosas se caracterizan por un resplandor muy difuso, a menos que evolucionen a arcos o chispas. Pero a presión atmosférica o cerca de ella, las descargas luminosas, a excepción de chispas y los arcos, se clasifican como descargas de corona, las cuales pueden tomar diferentes formas según el mecanismo que sigan, incluyendo pulsos, resplandor uniforme y *streamers*. Los mecanismos de formación de las descargas de corona están determinados por factores como la presión, el voltaje aplicado, la polaridad y forma de los electrodos, así como distancia entre ellos. En este capítulo, explicamos la diferencia conceptual y visual entre estos tipos de descargas luminosas a presión igual o cercana a la atmosférica, así como los mecanismos que conducen a su formación.

Antes de continuar, es importante aclarar que, desde la perspectiva de los métodos de generación de plasma frío a presión atmosférica o próxima a ella, los autores suelen utilizar el término Corona cuando se refieren a descargas luminosas producidas al aplicar un voltaje DC (descarga de corona DC). Esto es para hacer la distinción con otros métodos, como el plasma DBD, que utilizan un voltaje alterno y producen una forma diferente de descargas luminosas para cada uno de los semiciclos del voltaje aplicado.

4.1. Conceptos Generales de Descargas de Corona Visibles

Las descargas en corona visibles son fenómenos de plasma a presión atmosférica o cerca de ella en los que la corriente fluye desde un electrodo a un fluido o gas neutro. Requieren un campo eléctrico no uniforme con la mayor intensidad en el electrodo alrededor del cual se forma la corona. Esto se logra cuando el electrodo tiene cierto nivel de curvatura, de modo que el gradiente de potencial alrededor de ese punto es mucho más alto que en otros lugares y también suficiente para ionizar el gas circundante. Este concepto se ilustra en la Figura 4-2a. Entre las geometrías que pueden facilitar las formaciones de coronas se encuentran puntas y esquinas afiladas, puntas salientes, aristas de superficies metálicas, alambres de pequeño diámetro, entre otros. Las descargas de corona solo se forman cuando se excede el voltaje de ruptura del gas. Para aire a presión atmosférica, esto es aproximadamente 30 kilovoltios por centímetro. Sin embargo, estudios más recientes indican que V_B no solo depende del gas y la presión, sino también del nivel de curvatura del electrodo (Lobov, 2012).

A veces, la formación de descargas de corona alrededor de un conductor es algo indeseable. En tales casos, se podría suprimir su formación alisando los bordes del conductor, usando formas redondeadas, evitando esquinas afiladas, etc. Incluso si la

formación de plasma alrededor de un conductor (superficie metálica o alambre) es el objetivo previsto, generalmente hay una gran ventaja para controlar el nivel de curvatura del electrodo en términos de eficiencia energética. Por ejemplo, la envoltura de plasma formada alrededor de la superficie metálica con forma de diente de sierra de la Figura 4-2a presenta puntos brillantes de corona notables, también conocidos como mechones o cuentas, alrededor de las puntas del diente de sierra. Estos puntos brillantes se convierten en puntos locales de disipación de calor (y por lo tanto de energía). Sin embargo, si suavizáramos el borde de dicho conductor para producir una línea recta, como en la Figura 4-2b, el resultado sería un brillo uniforme y más difuso con menor consumo de energía. No obstante, existen aplicaciones en las que la presencia de puntos brillantes de corona podría ayudar a lograr algunos efectos específicos.

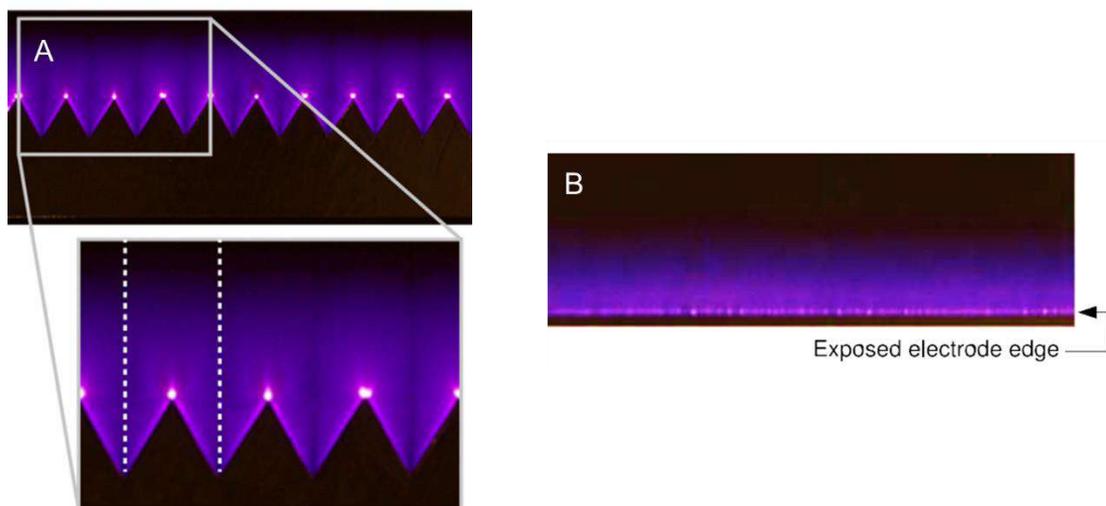


Figura 4-1. Ilustración del fenómeno de descarga de corona. A) Brillo de plasma con puntos brillantes visibles sobre las puntas de un electrodo diente de sierra. B) Brillo de plasma uniforme creado alrededor de un electrodo metálico con borde liso (Corke, Post, & Orlo, 2009).

Como se mencionó anteriormente, lograr un plasma luminoso en o cerca de la presión atmosférica requiere un gradiente de alto voltaje, que se logra mediante la curvatura del electrodo cargado. Esto no significa que el electrodo solo pueda tomar la forma de la punta de una aguja como en la Figura 4-1a. De hecho, es muy común utilizar alambres, y también el borde de superficies metálicas (como en el plasma DBD de superficie). En tales casos, una vista microscópica mostraría que el brillo o la envoltura del plasma en general está compuesto por pequeños eventos de corona formados en las pequeñas curvaturas del cable o en las irregularidades del borde de la superficie. Además, la forma del electrodo conectado a tierra podría controlarse y configurarse para una aplicación específica. Por ejemplo, podría tomar la forma de un cilindro, una placa conectada a tierra o incluso otro cable. Algunos de estos ejemplos se muestran en la Figura 4-2.

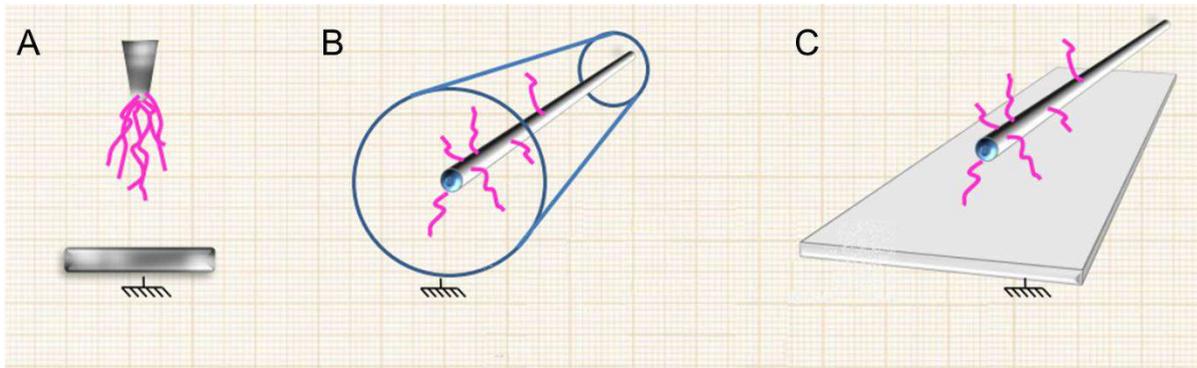


Figura 4-2. Algunas configuraciones de electrodos utilizados para crear descargas de corona a presión atmosférica. A) Electrodo en forma de aguja o punta fina. B) Alambre dentro de un cilindro aterrizado. C) Alambre sobre una superficie aterrizada.

La principal diferencia entre corona y chispas o arcos es que las coronas están confinadas a una región que rodea a un solo electrodo, como se ilustra en la Figura 4-3a. Incluso con la presencia de un segundo electrodo de polaridad opuesta, la distancia entre los electrodos se considera lo suficientemente amplia como para que la región de plasma se cree solo alrededor del electrodo con el mayor potencial (podría ser positivo o negativo).

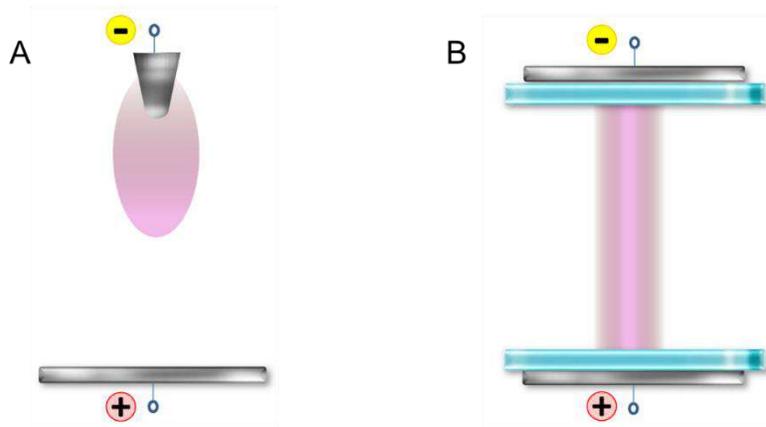


Figura 4-3. Extensión del plasma en descargas de corona versus chispas o arcos. A) Corona. B) Chispa o arco.

Las coronas pueden ser positivas o negativas, dependiendo de la polaridad del electrodo sobre el que se forman. Estos dos tipos de coronas difieren mucho tanto visual como eléctricamente, principalmente debido a la gran diferencia de masa entre los iones positivos y los electrones (Wais & Giliyana , 2013).

4.2. Descarga de Corona Unipolar

Las coronas unipolares se caracterizan por una región de plasma que rodea el electrodo cargado, donde tienen lugar la ionización, la unión de electrones (si el gas es electronegativo) y otras reacciones químicas inducidas por electrones (estados de excitación, etc.). La región de plasma es seguida por la región de deriva, que se extiende desde el límite exterior de la región de plasma hasta el electrodo de tierra (Chen & Davidson, 2003). No se forma plasma en la región de deriva, ya que el número de densidad de electrones es pequeño y los presentes no poseen suficiente energía cinética para inducir la ionización o cualquier otra reacción química, porque el campo eléctrico es más débil. Por lo tanto, en esta zona, los iones inyectados desde la región del plasma corona se desplazan hacia la placa colectora bajo el efecto del campo eléctrico (Bouazza, Yanallaha, Pontiga, & Chen, 2018), explicando la mayor parte de la carga espacial acumulada entre electrodos (Yanallah, Pontiga, & Chen, 2013). La carga espacial acumulada con el tiempo puede reducir ligeramente la magnitud del campo eléctrico aplicado (Riba, Morosini, & Capelli, 2018). Dado que la carga en la zona de deriva está compuesta por iones de la misma polaridad, lo mismo que el electrodo de corona (Bouazza, Yanallaha, Pontiga, & Chen, 2018), el término unipolar también se suele agregar al nombre que describe esta región. La corriente entre la región de plasma y el electrodo de tierra se compone de estos iones unipolares a la deriva; así, "eléctricamente, la región de deriva se comporta como una gran resistencia no lineal en serie con la región de ionización" (Goldman, Goldman, & Sigmond, 1985).

4.2.1. Corona Negativa

En la descarga de corona negativa, los iones positivos son atraídos hacia el electrodo cargado o de alto voltaje, mientras que los electrones y los iones negativos son empujados hacia el electrodo de tierra, debido a la acción del campo eléctrico. La región donde el campo eléctrico tiene la intensidad más alta y donde ocurren la mayoría de los procesos químicos como la ionización, la unión y la excitación se llama zona de ionización (Chen & Davidson, 2003), la cual está encerrada por el límite de ionización en la Figura 4-4. Aquí, los electrones libres iniciales son acelerados por el campo eléctrico y adquieren suficiente energía para crear iones positivos y más electrones libres. Esos nuevos electrones libres, a su vez, crean más pares de iones electrones positivos cuando chocan con otras partículas de gas neutro, en un proceso llamado avalancha de electrones. Sin embargo, en la zona de ionización de las coronas negativas, algunos electrones libres son consumidos simultáneamente por el proceso de unión de electrones para formar iones negativos. Aunque la unión compite con la ionización, la tasa de ionización es más rápida que la de unión. En otras palabras, se producen más electrones libres de los que se consumen. Los iones negativos son esenciales en las coronas negativas, pero su producción solo es posible en los gases electronegativos, que son gases con la propiedad de atraer electrones libres para formar iones negativos. Ejemplos de tales gases son aire, oxígeno, vapor de agua y dióxido de carbono. Esto significa que las coronas negativas no pueden formarse en gases no electronegativos, excepto en el caso especial de los pulsos Trichel (Zhang, Xia, Jiang, & Ouyang, 2017).

En la región del plasma, la generación de electrones libres se vuelve autosostenida (independiente de las fuentes de fondo) a través de la emisión de electrones secundarios. En las coronas negativas, los electrones secundarios se pueden emitir de tres formas principales: mediante el bombardeo de iones positivos sobre el electrodo negativo, la fotoemisión en la superficie del electrodo y mediante la fotoionización en la región de ionización.

La fotoemisión y la fotoionización son efectos fotoeléctricos. En la fotoemisión, los electrones son emitidos o expulsados de la superficie de un material por fotones que cumplen un requisito mínimo de energía. Según Albert Einstein y Max Planck, cada fotón lleva una energía característica llamada energía de fotón, que depende de la frecuencia de la luz y está dada por $h\nu$, donde ν es la frecuencia de la onda electromagnética correspondiente y h es la constante de proporcionalidad conocida como constante de Planck. Para que se produzca la fotoemisión, la energía del fotón debe ser igual o mayor que la función de trabajo de un material, que es la energía mínima necesaria para eliminar un electrón de un sólido. Si la energía del fotón es demasiado baja, el electrón no puede escapar del material. La fotoionización, por otro lado, es el proceso a través del cual un fotón con suficiente energía elimina un electrón de un átomo o molécula, dando como resultado un ion positivo y un electrón libre. Para que se produzca la fotoionización, la energía del fotón debe ser igual o mayor que la energía o potencial de ionización del átomo o molécula. Los resultados experimentales han demostrado que los efectos fotoeléctricos son una función de la frecuencia de la luz y son independientes de la intensidad de la luz o la duración de la exposición. La razón es que aumentar la intensidad de la luz de baja frecuencia solo aumentaría el número de fotones, pero no su energía.

Las descargas de Coronas emiten gran parte de su luz en la parte ultravioleta del espectro electromagnético (Tian, et al., 2020; Yousfi, et al., 2011; United States Patent No. US 6,323,491 B1, 2001). Esto significa que una buena cantidad de fotones tendrían suficiente energía para realizar reacciones fotoeléctricas. Entre los mecanismos antes mencionados de emisión de electrones secundarios, la fotoemisión puede tener el papel más destacado, teniendo en cuenta que la energía media de los iones puede no ser suficiente para eliminar los electrones del electrodo. Además, el potencial de ionización de las moléculas de gas podría ser mucho mayor que la función de trabajo de los metales comúnmente utilizados para los electrodos. Por ejemplo, en el aire, moléculas como O₂ y N₂ tienen energías de ionización de 12,2 eV y 15,6, respectivamente, mientras que la función de trabajo de metales como el cobre, plata, acero, oro entre otros, oscila entre 4 y 5 eV. En otras palabras, sería más fácil para los fotones eliminar electrones del cátodo metálico que de las moléculas de aire. Por lo tanto, la ruta más probable para emitir electrones secundarios en coronas negativas es la fotoemisión (Tian, et al., 2020; Chen & Davidson, 2003).

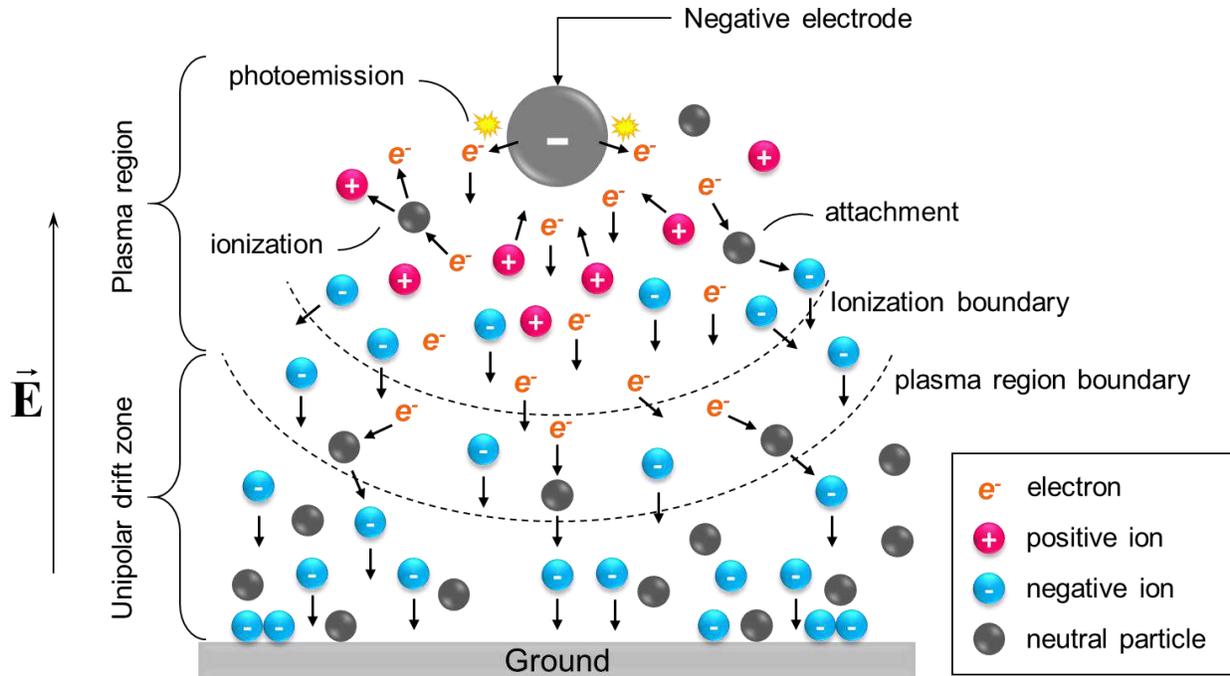


Figura 4-4. Zonas o regiones en una descarga de corona negativa.

4.2.2. Corona Positiva

Si la polaridad del electrodo sobre el que se forma la corona es positiva, el resultado es una corona positiva. En una corona positiva, todos los electrones e iones negativos (si están presentes) son atraídos hacia adentro hacia el electrodo positivo donde la intensidad del campo eléctrico es máxima, mientras que los iones positivos son repelidos hacia afuera, hacia el electrodo de tierra. En su camino hacia el electrodo positivo, los electrones ganan más energía cinética a medida que se acercan al electrodo. Cuando chocan con partículas de gas neutro, pueden causar ionización y otro tipo de colisiones inelásticas. Los nuevos electrones crean más iones positivos y electrones libres, lo que desencadena una avalancha de electrones. Debido a la dirección de migración de los electrones, la densidad numérica de electrones obtiene su valor más alto muy cerca del electrodo positivo. Por lo tanto, la mayoría de las reacciones químicas inelásticas en la zona de ionización ocurren cerca del electrodo y es por eso que la región del plasma en las coronas positivas no se extiende más allá del límite de ionización como lo hace en las coronas negativas. Además, la intensidad del campo eléctrico se opone a la unión de electrones; por lo tanto, la densidad numérica de los iones negativos es mucho menor que la de los electrones y los iones positivos en la región activa (Bouazza, Yanallaha, Pontiga, & Chen, 2018). La densidad numérica de iones positivos es mínima (cero) en el electrodo positivo, pero en otros puntos de la zona activa la densidad numérica de iones positivos es mayor que la de los electrones, principalmente debido a la lentitud con que se mueven los iones a la deriva en comparación con los electrones (Bouazza, Yanallaha, Pontiga, & Chen, 2018). Además, debido a la dirección del campo eléctrico y la deriva de iones positivos, en las coronas positivas, la fotoionización se

convierte en la principal fuente de emisión de electrones secundarios que hacen que la descarga sea autosostenida (Tian, et al., 2020).

Más allá de la región del plasma se encuentra la zona de deriva, donde la densidad de iones positivos es menor que la zona activa, pero similar a la densidad de iones negativos en el ozono a la deriva de las coronas negativas (Bouazza, Yanallaha, Pontiga, & Chen, 2018). Los iones positivos en la zona de deriva no tienen suficiente energía cinética para generar colisiones inelásticas con partículas neutras o con otros iones, pero como en el caso de las coronas negativas, su principal beneficio es el de transferir impulso a partículas neutras y generar una fuerza EHD o un efecto de viento iónico. La mayoría de los estudios experimentales y numéricos coinciden en que las coronas positivas generan una fuerza EHD más fuerte que las coronas negativas, aunque la razón detrás de esto sigue siendo un tema de debate (Bérard, Lacoste, & Laux, 2011; Bouazza, Yanallaha, Pontiga, & Chen, 2018).

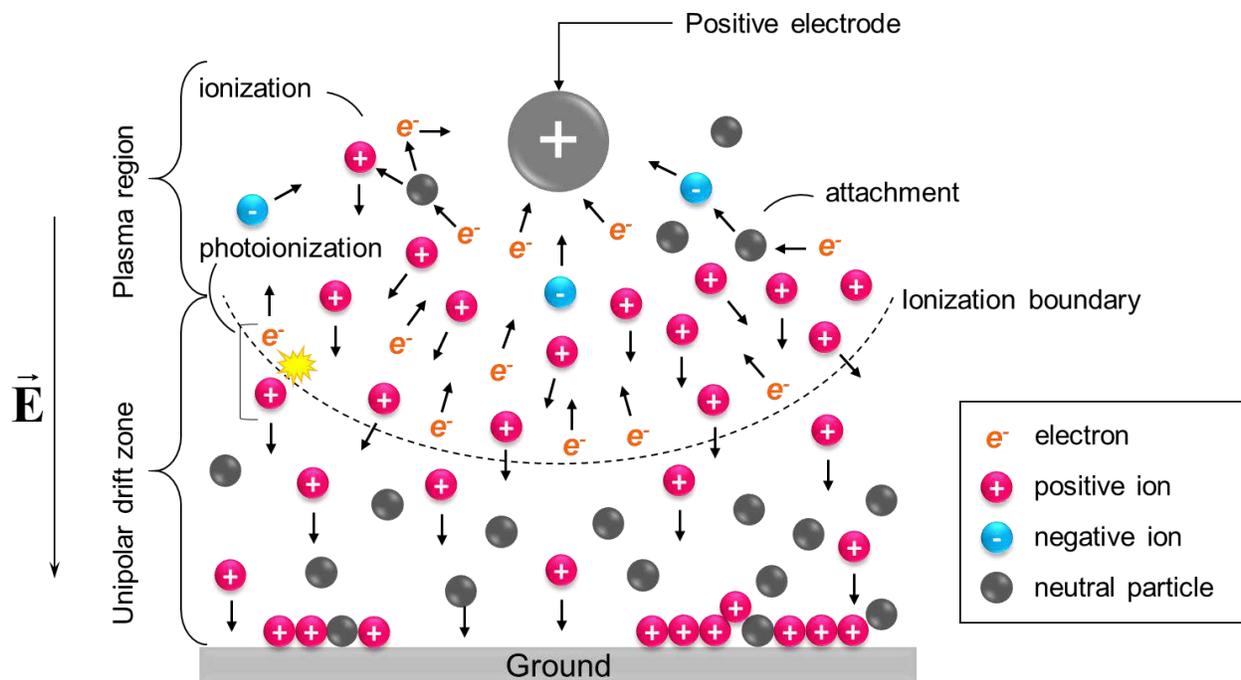


Figura 4-5. Zonas o regiones en una descarga de corona positiva.

4.6 Streamers

La palabra *streamer* se reserva formalmente para un mecanismo específico de formación de descargas de gas. Inicialmente, el mecanismo de ruptura de Townsend se utilizó para explicar todos los tipos de descargas en gases, pero más tarde se descubrió que las descargas filamentosarias y las chispas no podían formarse mediante dicho proceso. Por lo tanto, en la década de 1940, Loeb, Meek y Raether propusieron el mecanismo de transmisión por secuencias para explicar su formación. Es común en la

literatura asignar el mismo nombre a las descargas formadas a través de dicho mecanismo, aunque también se utilizan los términos filamento y descarga filamentaria.

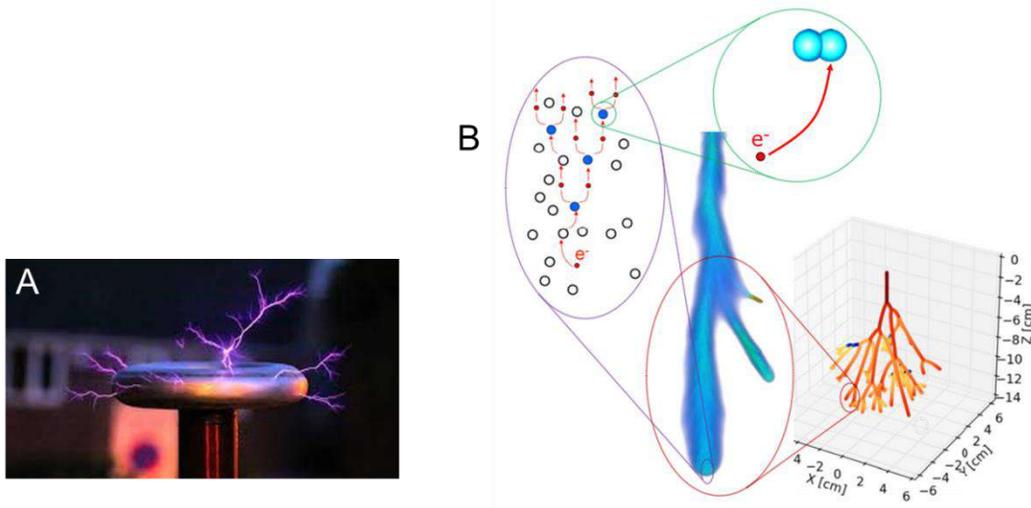


Figura 4-6. Ilustración del fenómeno *streamer*.

Las *streamers* son frentes de ionización de movimiento rápido luminosos y que pueden formar estructuras complejas en forma de árbol o similares (como lo que vemos en los relámpagos), según las condiciones. Parten de un electrodo hacia el medio circundante y solo existen solo por un corto tiempo (en el rango de nanosegundos).

Debido a la intensidad del campo eléctrico en las puntas del streamer, los electrones en estas regiones de campo intenso pueden tener energías típicas en el orden de 10 eV o más. Por esta razón, el mecanismo streamer ocurre mucho más rápido que el mecanismo de Townsend (Fridman & Kennedy, 2011; Wilfried Seidelmann, 2015). Además, estos electrones pueden desencadenar reacciones químicas que solo son posibles a temperaturas extremas, ya que 1 eV corresponde a una temperatura de 11600 K, pero con la ventaja de que, a diferencia de los plasmas calientes, el entorno y la temperatura general del plasma suelen permanecer lejos de la temperatura de equilibrio térmico. Por lo tanto, estas reacciones químicas se pueden habilitar en entornos que no pueden soportar altas temperaturas de una manera muy eficiente, ya que no se pierde energía con el calentamiento de gas. En aire y mezclas de gases similares al aire, los streamers conducen a la producción de radicales OH , NO_x , N , y O ; así como de especies e iones excitados O_2^- , O^- , O^+ , N_4^+ y O_4^+ luego de una producción inicial de N_2^+ y O_2^+ . Cada una de estas especies puede iniciar otras reacciones químicas dentro de gases, superficies o líquidos cercanos (Nijdam, Teunissen, & Ebert, 2020).

4.7 Líderes

Los líderes son descargas de gas con una temperatura de gas más alta y un grado más alto de ionización que los streamers normales. Los streamers pueden convertirse

en líderes en función de condiciones como la frecuencia del voltaje o la presión. Son el resultado del aumento de la ionización, el movimiento de los iones, el calor depositado y la expansión consecutiva del gas.

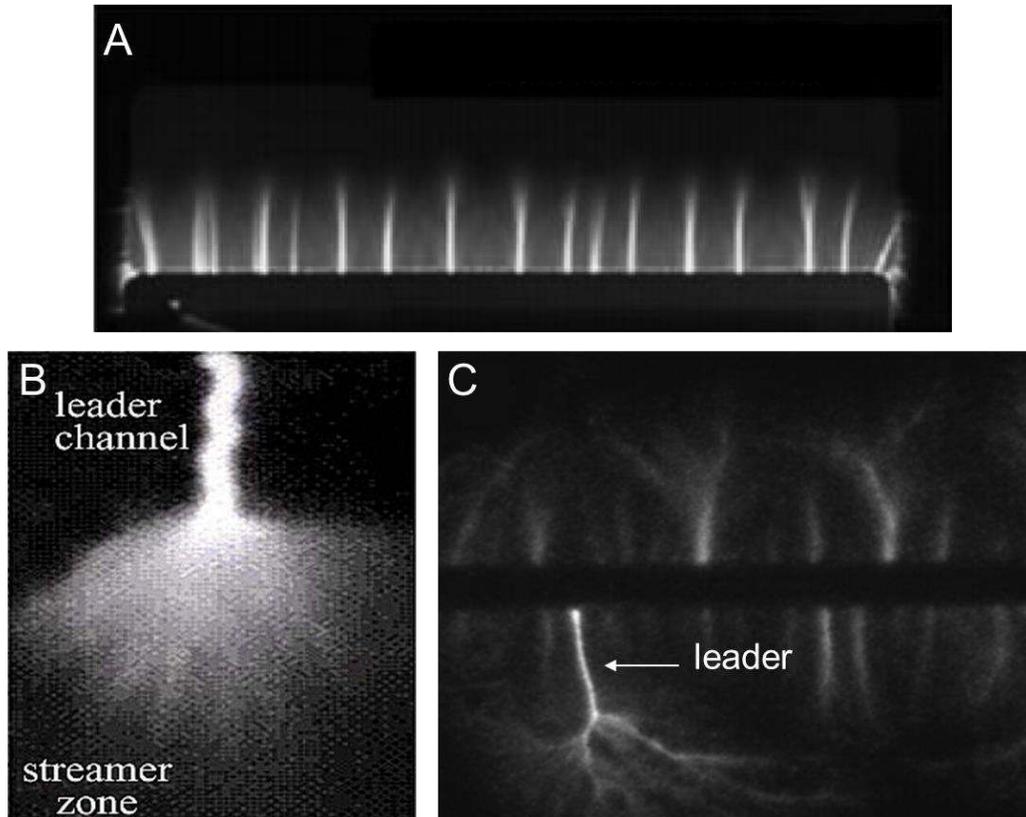


Figura 4-7. Tres ejemplos de líderes. A) Líderes con forma de canal. B),C) Líderes con *streamers* en las puntas.

Cuando la densidad del gas disminuye en el canal caliente de un líder, se reduce el campo eléctrico y se facilita el mantenimiento de la descarga en comparación con el gas más frío circundante. En el aire atmosférico, el aumento de temperatura en el líder puede acelerarse en reacciones de calentamiento rápido como la disociación de O_2 por impacto de electrones y la extinción de moléculas de N_2 y átomos de O excitados.

Para aplicaciones como la generación de ozono, la formación de líderes puede ser contraproducente debido al aumento en el consumo de energía y las reacciones químicas que pueden tener lugar en el canal caliente de un líder, muchas de las cuales pueden contribuir al enfriamiento o consumo del ozono producido.

4.8 Chispas y Arcos

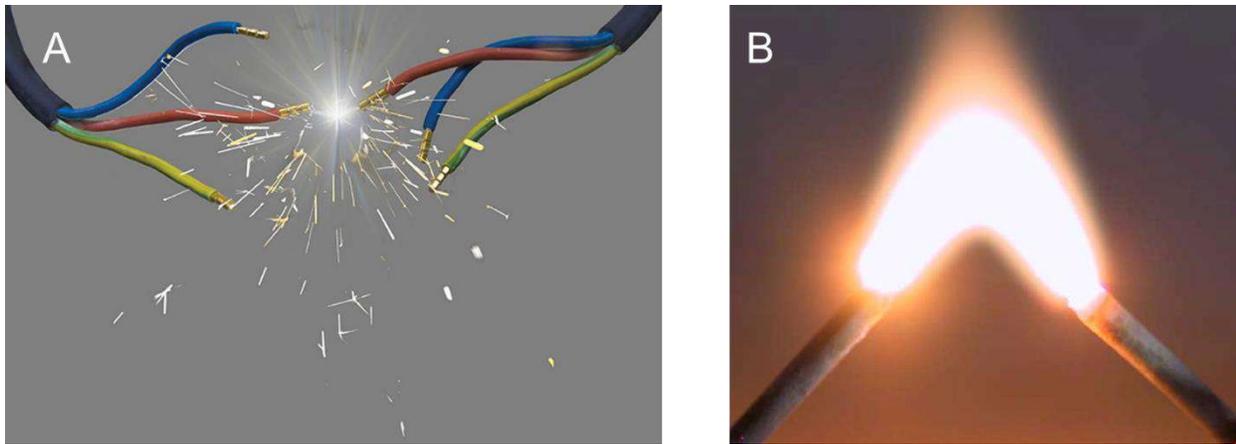


Figura 4-8. Ejemplos visuales de descargas de arco. A) Chispas. B),C) Arco eléctrico.

En términos simples, los parques y los arcos son canales de plasma conductores intensamente calientes que se forman entre dos electrodos cargados de manera opuesta. La principal diferencia entre los dos es que las chispas son eventos transitorios que se inician y terminan muy rápidamente, porque la fuente del campo eléctrico detiene el suministro de corriente. Mientras que los arcos son descargas continuas sostenidas por la corriente de la fuente.

Las chispas o arcos se forman cuando la región ionizada de una descarga de corona continúa creciendo hasta que alcanza otro conductor con un potencial más bajo o una serpentina que crece desde un electrodo alcanza un conductor opuesto también con un potencial más bajo. Por lo general, se evita la formación de arco en los equipos eléctricos y electrónicos porque daña el equipo involucrado y provoca un incendio. Sin embargo, su uso controlado es beneficioso en la soldadura y otras aplicaciones industriales.

Las descargas de arco se caracterizan por una corriente muy intensa y bajos voltajes en el espacio. Con temperaturas extremas, los electrones son emitidos desde el cátodo por emisión termoiónica y de campo, porque la energía térmica de las partículas en colisión alcanza la función de trabajo del material del cátodo, lo que lleva a la evaporación o erosión de los electrodos (Fridman & Kennedy, 2011). Dentro del arco, la temperatura puede subir miles de grados Kelvin. Por ejemplo, los relámpagos y los flashes eléctricos pueden alcanzar temperaturas máximas de 20,000 and 35,000 °K, respectivamente.

CAPÍTULO 5

Descargas de Barrera Dieléctrica

CAPÍTULO 7 DESCARGAS DE BARRERA DIELECTRICA

5.1. Reactores de Descargas de Barrera Dieléctrica

Un reactor de plasma DBD elemental consta de dos electrodos separados por una barrera dieléctrica. Se aplica un voltaje alterno, generalmente en el rango de kV, entre los electrodos para alcanzar el potencial de ruptura de la región de gas entre los electrodos. Como resultado, el gas se ioniza a través de un intercambio de microdescargas entre uno de los electrodos y la barrera dieléctrica. La función principal de la barrera dieléctrica es evitar la evolución de las microdescargas en arcos eléctricos.

Los reactores DBD se pueden agrupar en dos categorías: DBD de volumen (VDBD) y DBD de superficie (SDBD). En los reactores VDBD, el plasma se forma en un espacio volumétrico delimitado por la barrera dieléctrica y uno de los electrodos. Dos ejemplos comunes son el canal de plasma y las placas paralelas que se muestran en la Figura 5-1a-b, respectivamente. Los reactores SDBD, por otro lado, no tienen un espacio vertical que separe la barrera dieléctrica y uno de los electrodos, que están dispuestos asimétricamente. Como consecuencia, el plasma se forma en la superficie del dieléctrico. En la Figura 5-1c-e se muestran varias configuraciones de reactores SDBD. A excepción de la configuración de doble encapsulado (e), el electrodo en la parte superior de la barrera dieléctrica está expuesto al gas circundante, mientras que el inferior, electrodo conectado a tierra, está enterrado en una capa dieléctrica adicional para evitar cualquier posible formación de plasma en ese lado del reactor. La única diferencia entre las configuraciones (c) y (d) es que el plasma se forma sólo en un lado del electrodo expuesto en el primero y en ambos lados del electrodo expuesto en el segundo.

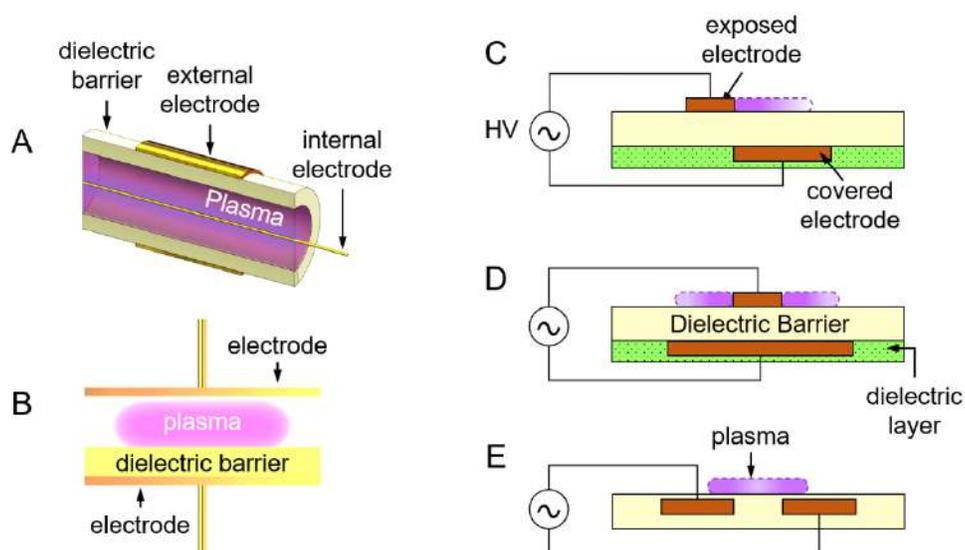


Figura 5-1. Tipos de reactores de plasma DBD. A) Canal de plasma. B) Placas paralelas. C) Reactor SDBD lineal. D) Reactor SDBD lineal con plasma en ambos lados del electrodo expuesto. E) Reactor SDBD con ambos electrodos encapsulados.

5.2. Morfología del Plasma SDBD

Aunque el plasma DBD da la impresión de un brillo constante a un nivel macro, las características de las microdescargas durante el ciclo negativo y positivo tienen diferencias sustanciales.

Durante el ciclo negativo, el electrodo expuesto es la fuente de electrones (vea la Figura 5.2a). Fotografías de Bernard & Moreau (2012; 2014) revelan que el resplandor difuso del plasma en el ciclo negativo de hecho está compuesto por un gran número de puntos de corona negativos que se originan en el borde del electrodo expuesto y se extienden sobre la superficie dieléctrica con una pluma. forma, como se muestra en la Figura 5-2c. Esto es corroborado por Enloe y otros (2006; 2008) y Tirumala y otros (2014), entre otros autores. Además, Enloe y otros (2008) dedujeron que las descargas negativas saltan unas sobre otras a medida que la envoltura total del plasma se expande sobre la superficie dieléctrica con el tiempo; esto se ilustra en la Figura 5-2d. La forma de onda de la corriente correspondiente al ciclo negativo se caracteriza por picos de corriente densamente poblados de baja amplitud (en comparación con el ciclo positivo), como se ve en la Figura 5-2b.

Durante el ciclo positivo, la barrera se convierte en la fuente de electrones, como se muestra en el esquema de la figura 5-3a. La corriente en esta región se caracteriza por picos que son más grandes en amplitud, pero más cortos en duración y número en comparación con el ciclo negativo; consulte la Figura 5-3b. Las fotografías de las descargas positivas en la Figura 5-3c revelan que su estructura corresponde a serpentinas con trayectorias de propagación erráticas en contacto continuo con la superficie del dieléctrico. Estas descargas filamentosas se forman y se extinguen en escalas de tiempo de unos pocos a cientos de nanosegundos, y las serpentinas posteriores se extienden más a medida que avanza el tiempo, como se ilustra en la Figura 5-3d.

Si comparamos las Figuras 5-2b y 5-3b, notamos que los picos de corriente en el ciclo positivo debido a las serpentinas tienen mayor amplitud que los picos de corriente en el ciclo negativo. No obstante, la corriente promedio y la disipación de potencia son mucho más altas en el ciclo negativo, porque los picos de corriente están más densamente poblados y cada evento de corona negativa en el ciclo negativo dura más que cada streamer en el ciclo positivo.

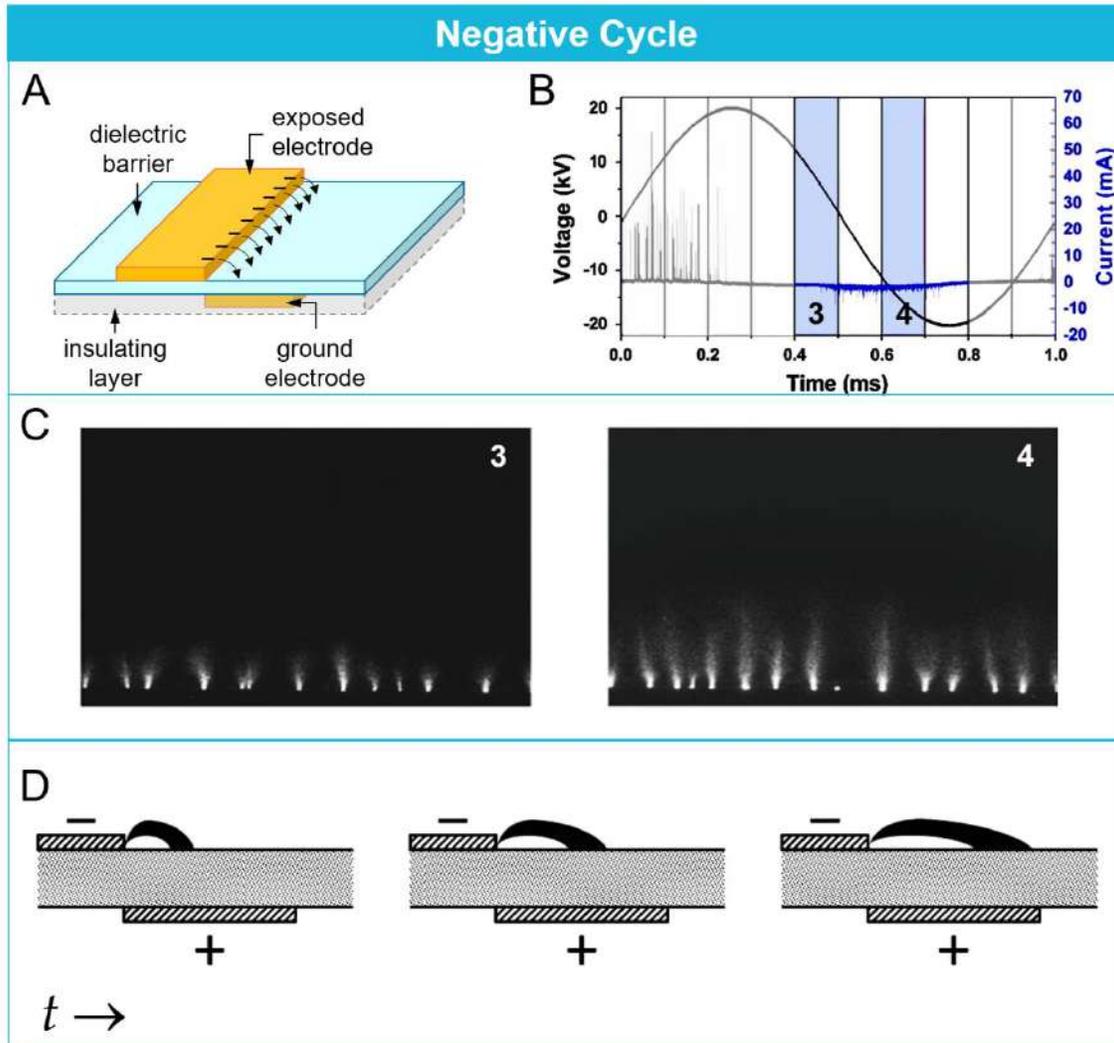


Figura 5-2. Morfología del plasma SDBD en la primera mitad del ciclo negativo. A) Dibujo esquemático mostrando el intercambio de cargas durante la primera mitad del ciclo negativo (Enloe et al., 2004). B) Ondas de voltaje y corriente del plasma SDBD resaltando la región correspondiente a la primera mitad del ciclo negativo (Benard & Moreau, 2014). C) Captura rápida del plasma en desarrollo (Benard & Moreau, 2014). D) Dibujo esquemático mostrando la expansión de las descargas en el tiempo (Enloe et al., 2008).

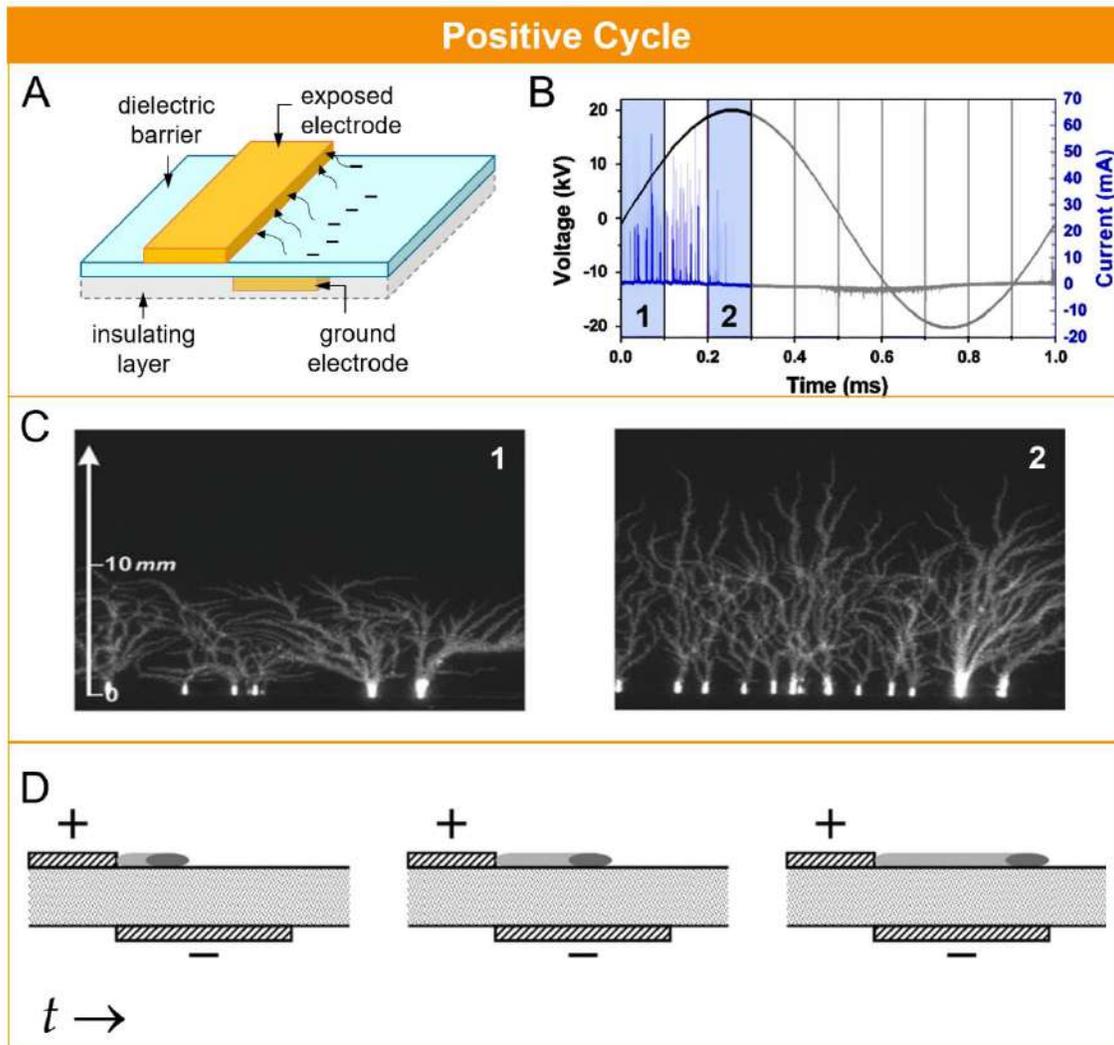


Figura 5-3. Morfología del plasma SDBD en la primera mitad del ciclo positivo. A) Dibujo esquemático mostrando el intercambio de cargas durante la primera mitad del ciclo positivo (Enloe et al., 2004). B) Ondas de voltaje y corriente del plasma SDBD resaltando la región correspondiente a la primera mitad del ciclo positivo (Benard & Moreau, 2014). C) Captura rápida del plasma en desarrollo (Benard & Moreau, 2014). D) Dibujo esquemático mostrando la expansión de los *streamers* en el tiempo (Enloe et al., 2008)

A pesar de las diferencias en la estructura de descarga a nivel microscópico, la apariencia típica del plasma SDBD a macroescala corresponde a la de un resplandor difuso, como se muestra en la Figura 5-4a, b. Algunos autores lo llaman el modo difuso de la DBD plasmática (Leonov, Adamovich, & Soloviev, 2016).

Sin embargo, si el voltaje aplicado sigue aumentando, se llegará a un punto en el que los líderes comienzan a formarse. En la figura 5-4c,d se muestra una vista microscópica de este fenómeno.

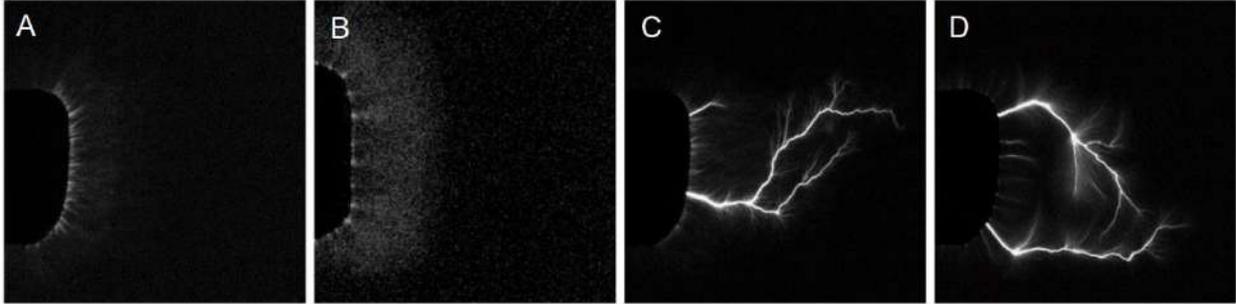


Figura 5-4. Captura óptica de las descargas en el plasma SDBD sostenidas por un voltaje con forma de onda rectangular. A) Difuso, polaridad positiva. B) Difuso, polaridad negativa. C) Filamentario, polaridad positiva. D) Filamentario, polaridad negativa. (Haupt & Leonov, 2015).

CAPÍTULO 6

Efectos de Flujo Aerodinámico de los Reactores de Plasma DBD

CAPÍTULO 6

EFFECTOS DE FLUJO AERODINÁMICO DE LOS REACTORES DE PLASMA DBD

Además de generar ozono, los reactores SDBD pueden inducir y modificar el flujo de aire circundante con la disposición adecuada de los electrodos. Esta propiedad se ha propuesto como una solución para mitigar el arrastre del aire y retrasar la separación de la capa límite en el campo de la Aerodinámica. Roth y otros (1998) fueron los primeros en demostrar formalmente que los reactores SDBD también podrían usarse como un mecanismo de control de flujo efectivo y se ha convertido en un área activa de investigación desde entonces. El objetivo de este capítulo es introducir dichos conceptos y establecer las bases para el diseño de reactores SDBD para generar ozono y, al mismo tiempo, mejorar la distribución espacio-temporal del ozono en un recinto.

6.1. Fuerza EHD

Los reactores SDBD inducen la velocidad del fluido a través de una fuerza electrohidrodinámica (EHD). Esta fuerza es causada por el impulso transferido de partículas cargadas aceleradas por el campo eléctrico a partículas de aire neutras. En una disposición de electrodos lineales como la de la Figura 6-1, la fuerza EHD produce un flujo de chorro de pared en la dirección corriente abajo, es decir, desde el electrodo expuesto al de tierra, como se muestra en la Figura 6-1. Las velocidades típicas de este chorro de pared varían de 1 m/s a 10 m/s (Moreau, et al., 2013).

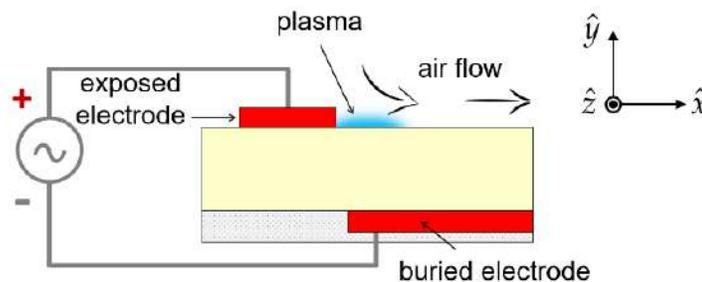


Figura 6-1. Vista transversal de un reactor SDBD induciendo un flujo de aire en la dirección x .

El comportamiento espacio-temporal de la fuerza EHD en los reactores SDBD es un tema muy complicado y hay investigaciones en curso para lograr una comprensión completa de todos los mecanismos involucrados. Hasta ahora, la investigación experimental ha proporcionado resultados y observaciones que continuamente muestran consenso entre los autores, como los que se proporcionan a continuación:

- En una disposición lineal de electrodos, como la de la Figura 6-1, hay una fuerza EHD neta por ciclo AC con un componente dominante paralelo a la superficie de

la barrera dieléctrica en la dirección x positiva que crea un flujo de chorro de pared laminar en la misma dirección, como se muestra en la Figura 6-2

- Un componente vertical negativo de la fuerza EHD cerca del borde del electrodo expuesto empuja el flujo de aire hacia abajo, hacia la barrera dieléctrica, con un efecto de succión de fluido, que también se muestra en la Figura 6-2. ((Benard & Moreau, 2014; Debien, Benard, David, & Moreau, 2012; Jukes & Choi, 2012; Forte, et al., 2007). Varios estudios sugieren que esta fuerza vertical se produce solo durante el ciclo positivo (Moreau E. , 2007; Forte, et al., 2007).
- La velocidad máxima corriente abajo (dirección x) se desarrolla a una corta distancia del electrodo expuesto, porque las partículas de carga requieren cierta distancia para acelerar. Muchos autores han identificado esta posición horizontal de máxima velocidad x_{\max} con la máxima extensión del plasma Δx (Benard & Moreau, 2014; Forte, et al., 2007; Jolibois & Moreau, 2009; Kriegseis, Grundmann, & Tropea, 2011). Más abajo, la velocidad máxima disminuye y el espesor del chorro aumenta debido a la difusión y al efecto viscoso (Benard & Moreau, 2014). La velocidad máxima corriente abajo se puede identificar por el color rojo en el chorro de la pared de la Figura 6-2.
- Las velocidades más altas se desarrollan durante el ciclo negativo (modo difuso) del plasma SDBD. (Forte, et al., 2007; Bernard, Debien, & Moreau, 2013; Enloe, McHarg, & Font, 2009).

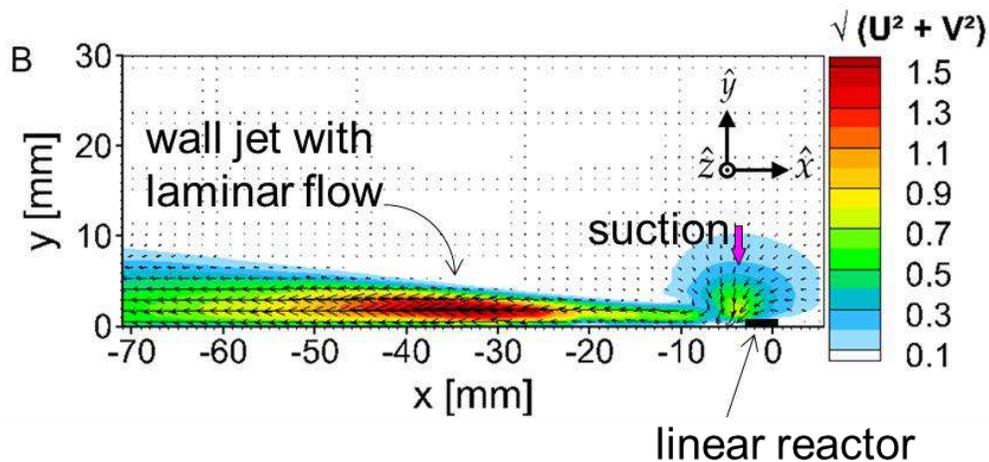


Figura 6-2. Ejemplo del chorro de pared con flujo laminar inducido por un reactor SDBD lineal.

6.2. Relación entre los Parámetros Físicos de los Reactores SDBD y la Velocidad Inducida

Cuando se utilizan reactores de plasma DBD de superficie como actuadores inductores de flujo, se desea maximizar la transferencia de momento de los iones a las partículas de gas neutro y lograr las velocidades más altas posibles. Varios autores han demostrado que esto se puede hacer alterando los parámetros físicos del reactor DBD-plasma, además de ajustar los valores de voltaje y/o frecuencia. Los siguientes párrafos presentan un resumen de los hallazgos más relevantes sobre este tema.

6.2.1. Brecha horizontal óptima entre el electrodo expuesto y el encapsulado

El posicionamiento asimétrico de los electrodos en los reactores DBD de superficie dirige el campo eléctrico de modo que el plasma se produce en la superficie del dieléctrico y las partículas cargadas aceleradas que siguen su trayectoria agregan impulso a las partículas neutras del aire circundante, lo que provoca la velocidad aguas abajo. Sin embargo, este tipo de ordenamiento asimétrico también suscita interrogantes; por ejemplo, ¿cómo afectaría la superposición o la separación de los electrodos horizontalmente (Figura 6-3) a la velocidad máxima inducida?

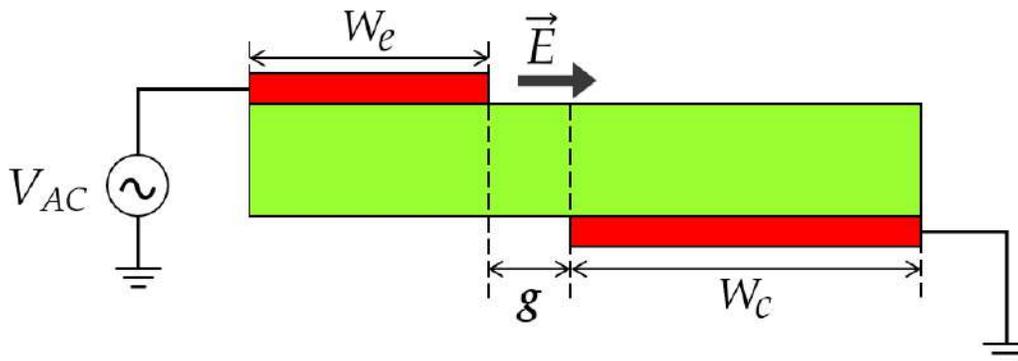


Figura 6-3. Brecha horizontal en el reactor de plasma SDBD.

La ubicación exacta del espacio óptimo es difícil de predecir porque parece ser una función de la longitud del electrodo cubierto y el voltaje aplicado. Sin embargo, Forte (2007), así como Gao y otros (2017) coinciden en que las velocidades inducidas más altas podrían obtenerse si el espacio entre electrodos cae en el rango de la fórmula empírica de la Ecuación 6-1.

$$0 \leq \frac{g}{W_c} \leq 2 \quad (6-1)$$

Sin embargo, esta fórmula se basa en experimentos en los que ambos electrodos tienen el mismo ancho, pero generalmente el electrodo de cobertura está diseñado para ser mucho más ancho que el electrodo expuesto. En tales casos, es posible que el límite superior de la Ecuación 6-1 no se mantenga. Por lo tanto, al introducir un espacio en el diseño del actuador, se podría asumir una longitud mínima del electrodo cubierto igual a la longitud del electrodo expuesto como punto de partida. En otras palabras, se podría utilizar el rango de la ecuación 6-2. Además, según la evidencia anterior, una apuesta segura sería establecer g como ancho del electrodo expuesto; es decir, $g = W_e$.

$$0 \leq \frac{g}{W_e} \leq 2 \quad (6-2)$$

6.3. Ancho del Electrodo Aterrizado.

El aumento del ancho del electrodo cubierto también expande la extensión del plasma en la superficie del dieléctrico. Esto produce que se aceleren más iones y para distancias más largas, transfiriendo más impulso a las partículas neutras.

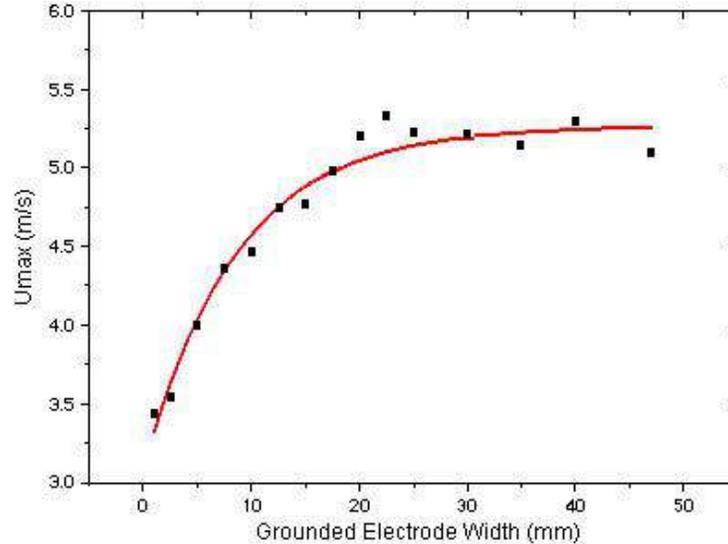


Figura 6-4. Evolución de la máxima velocidad inducida de acuerdo al ancho del electrodo aterrizado. Voltaje AC con amplitud de 20 kVpp y frecuencia de 700 Hz (Forte et al., 2007).

Forte y otros (2007) midieron las velocidades inducidas de reactores sin espacios en función del ancho del electrodo cubierto (Figura 6-4) y encontraron que los electrodos cubiertos más estrechos que el electrodo expuesto producían las velocidades más bajas. Por el contrario, se midieron velocidades más altas para $W_c > W_e$ debido al aumento de la región plasmática; sin embargo, se alcanzó un punto de saturación, ya que más allá de una cierta distancia del electrodo expuesto, el campo eléctrico es demasiado débil para producir plasma y estimular la deriva de partículas cargadas. Este ancho crítico fue de 20 mm (equivalente a $W_c = 4 \times W_e$) para su caso. Además, los autores encontraron que se pueden obtener resultados idénticos combinando un espacio horizontal con un electrodo de cobertura más ancho.

$$W_{\text{optimal}} = g_{(W_e)} + W_{c(\geq W_e)} \quad (6-3)$$

CAPÍTULO 7

Configuraciones Geométricas de Reactores SDBD en la Literatura

CAPÍTULO 7 CONFIGURACIONES GEOMÉTRICAS DE REACTORES SDBD EN LA LITERATURA

7.1. Reactor Lineal

Como se discutió anteriormente, los reactores lineales inducen un flujo de chorro de pared con las características que se muestran en la Figura 7-1 (Jukes & Choi, 2012). El efecto de succión en la parte superior del electrodo expuesto, inducido por una fuerza EHD en la dirección, es el resultado del principio de conservación de masa. Dado que el plasma es solo una fuente de impulso y expulsa masa del electrodo, la masa se extrae del fluido hacia la pared para compensar la masa expulsada (Jukes & Choi, 2012; Wang, Choi, Feng, Jukes, & Whalley, 2013). Se invita al lector a consultar la sección de fuerza EHD, donde se presenta más información sobre los chorros de pared SDBD.

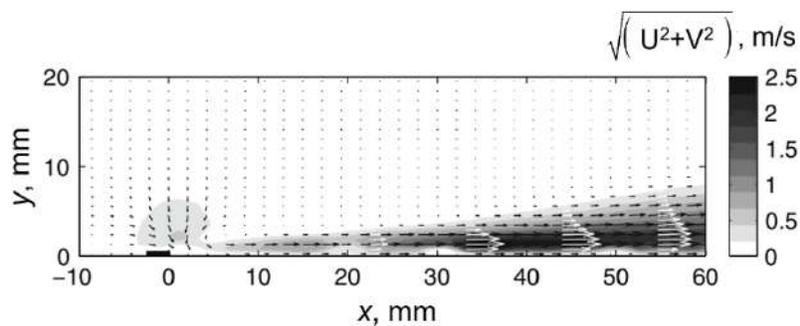


Figura 7-1. Chorro de pared con flujo laminar inducido por un reactor SDBD lineal (Jukes & Choi, 2012).

7.2. Serpentina

Después de un estudio minucioso del reactor de herradura, Roy y Wang (2009) del Grupo de Investigación de Física Aplicada de la Universidad de Florida crearon el reactor serpentina.

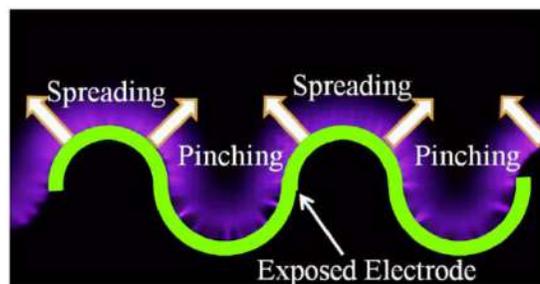


Figura 7-2. Reactor SDBD de serpentina circular. Figura tomada de Durscher & Roy (2012c).

El diseño consiste en una disposición de semicírculos alternos, con dos radios diferentes, por lo que cada semiciclo de la envoltura de plasma tiene la misma longitud lineal. El electrodo conectado a tierra generalmente sigue los devanados del electrodo expuesto. Cada período de esta configuración se puede analizar dividiéndolo en dos regiones: pellizcar y extender. La región de expansión corresponde a la cresta y se caracteriza por la expansión de los vectores de fuerza como se presenta en la Figura 7-2. Considerando que, la región de pellizco corresponde a los valles, donde los vectores de fuerza apuntan hacia adentro e interactúan entre sí a través de la superposición.

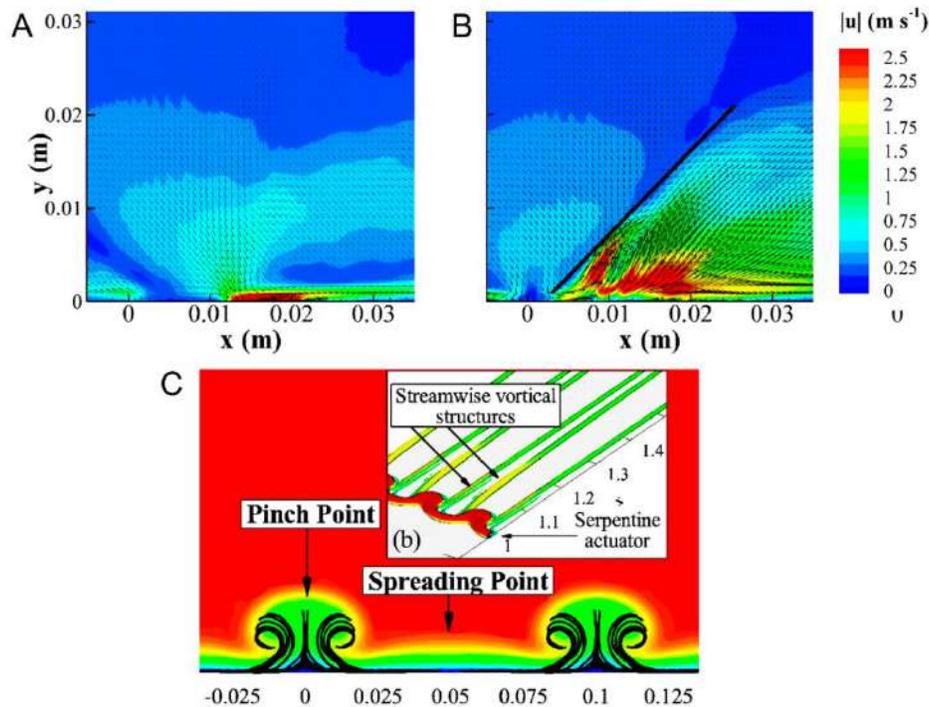


Figura 7-3. Estructura del flujo producido por un reactor de serpentina circular. A) Imagen obtenida a través de PIV mostrando la velocidad del flujo promedio en la región de dispersión (Durscher & Roy, 2012c). B) Imagen por PIV mostrando la velocidad del flujo promedio en la región de compresión; el chorro inducido gira con un ángulo de elevación de $\sim 38^\circ$ (Durscher & Roy, 2012c). C) Simulación numérica mostrando pares de vórtices con rotación opuesta en la región de compresión en el plano $x-z$ (Riherd & Roy, 2013).

La Figura 7-3 muestra los efectos de flujo característicos inducidos por la geometría serpentina (Durscher & Roy, 2012c). En la región de expansión, el flujo inducido corresponde a un chorro de pared SDBD típico, como se muestra en la Figura 8-5a. Pero en la región de pellizco, el campo eléctrico se concentra y la superposición da paso a componentes de fuerza EHD no solo paralelos a la barrera dieléctrica sino también fuera del plano, lo que resulta en pares de vórtices que giran en sentido contrario a la corriente en cada lado de la región de expansión como se ilustra en la Figura 7-3c. Estos vórtices se desarrollan a lo largo de la corriente generando chorros retorcidos que

se propagan empujando el fluido hacia arriba con un ángulo de impacto como se muestra en la Figura 7-3b,c.

También existen reactores serpentina cuadrados (Durscher & Roy, 2012c) y triangulares o diente de sierra (Jousot, y otros, 2013), cuyos flujos guardan grandes similitudes con el de la serpentina circular.

7.2.1. Reactor Peine/Dedos

En la configuración de la Figura 7-4a, el diseño del electrodo de tierra restringe la formación de plasma solo a los bordes paralelos de los dedos. Por lo tanto, los dedos adyacentes producen chorros de pared opuesta que empujan el fluido hacia arriba a media distancia entre ellos. Este efecto combinado con el mecanismo de succión sobre los bordes del dedo crea vórtices contrarrotantes como los de la Figura 7-4b. Si, por otro lado, el electrodo de tierra se coloca solo en un lado, lo mismo para cada dedo, los vórtices resultantes están co-rotando.

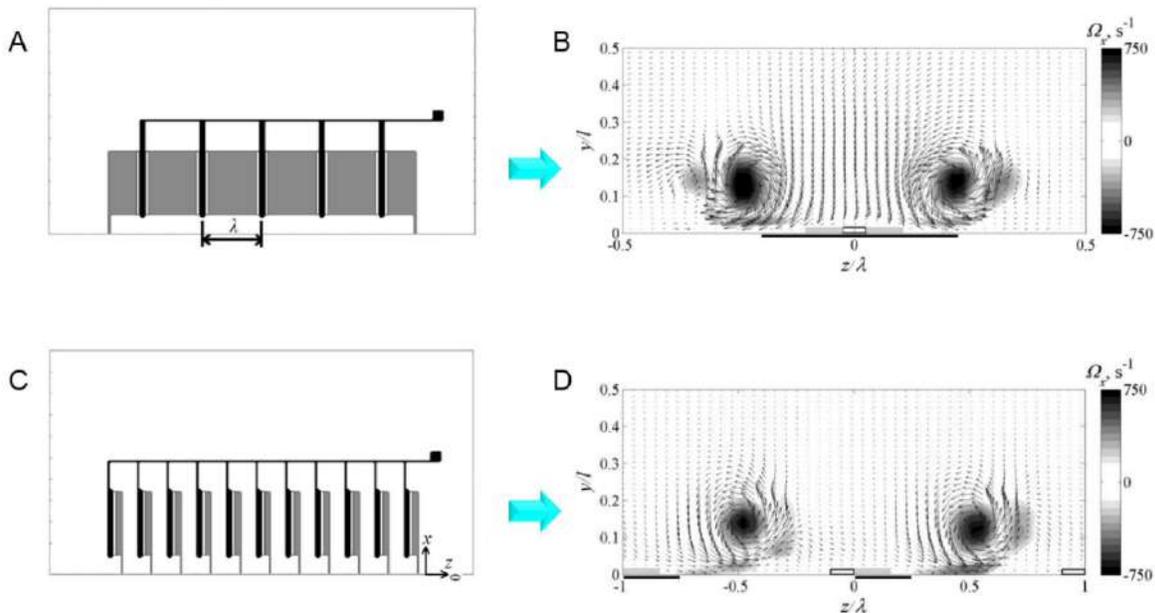


Figura 7-4. Flujo inducido por reactores peine/dedos con plasma formado solo alrededor de los dedos paralelos. A) Electrodo aterrizado a ambos lados de los dedos. B) Vórtices con sentido de rotación opuesto. C) Electrodo aterrizado solo en un lado de los dedos paralelos. D) Vórtices con el mismo sentido de rotación. (Choi, Jukes, Whalley, Feng, & Wang, 2015).

7.3. Otras Formas de Explotación de los Efectos de Flujo SDBD

7.3.1. Generadores de Vórtices SDBD

El principio básico de un generador de vórtice SDBD es generar un vórtice que se propaga en la dirección del flujo o en sentido de la corriente. Esto se logra orientando un SDBD lineal con un ángulo con respecto al flujo que se aproxima, de modo que los dos vectores de flujo interactúen para producir un vórtice longitudinal. La figura 7-5 explica este concepto gráficamente.

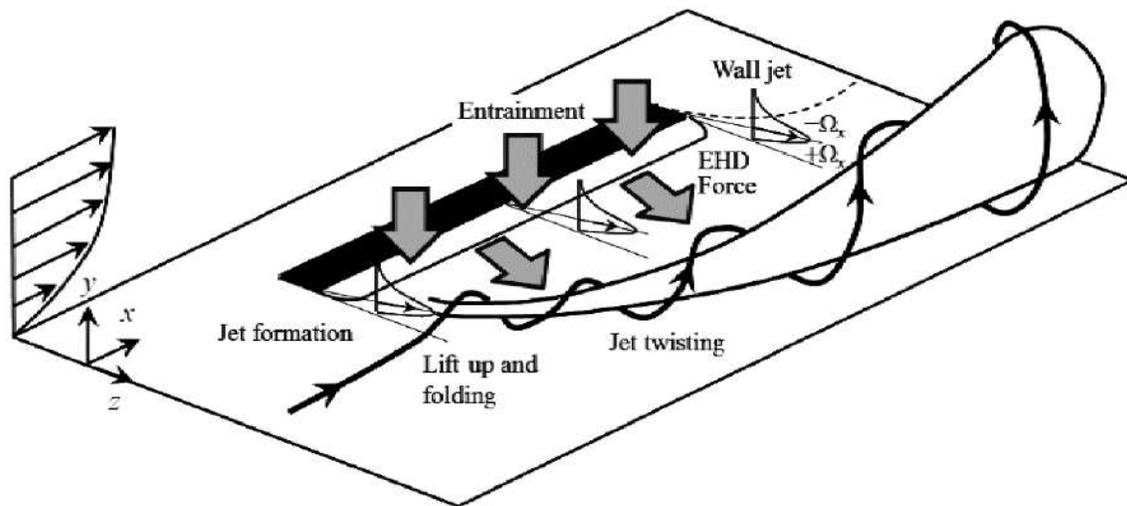


Figura 7-5. Dibujo esquemático de un generador de vórtice SDBD. Las dimensiones están en mm (Moreau, et al., 2013).

Los parámetros clave que afectan la formación del vórtice son la velocidad del chorro de pared inducida por el plasma SDBD, la velocidad de flujo libre del fluido, la longitud del reactor y el ángulo de alineación β entre el reactor y el flujo del fluido. Los estudios han concluido que los vórtices más fuertes se crean cuando el reactor se alinea perpendicularmente con el flujo que se aproxima, de modo que la fuerza corporal inducida también es perpendicular al flujo externo (Moreau, et al., 2013).

7.3.2. Chorros Sintéticos

El concepto de chorros sintéticos de plasma fue desarrollado inicialmente por Santhanakrishnan et al. (2006). Consisten en una disposición de electrodos que tiran del fluido adyacente a la superficie y lo expulsan en forma de chorro.

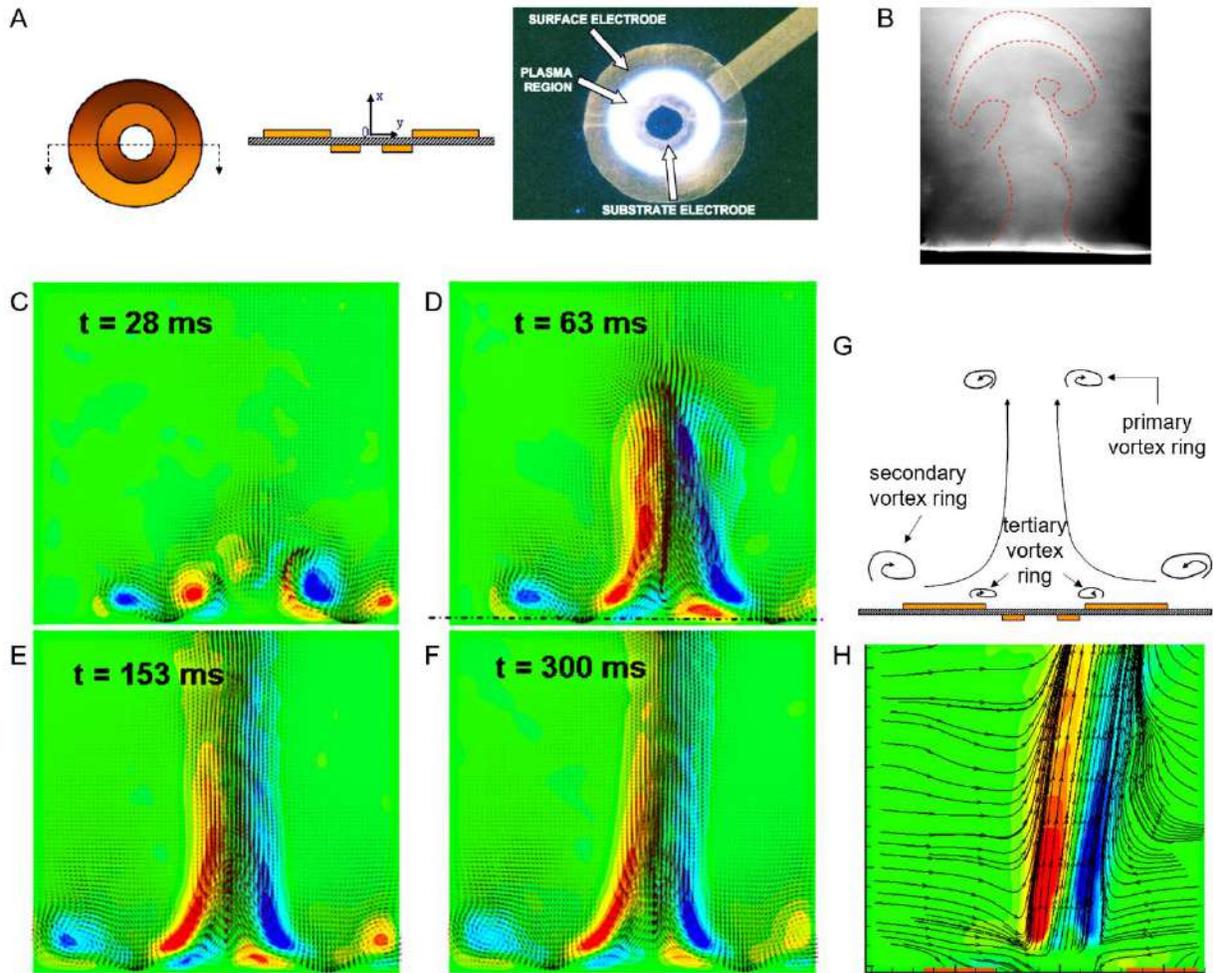


Figura 7-6. Mecanismo de funcionamiento de un generador de chorro sintético anular (Santhanakrishna & Jacob, 2006).

Se han desarrollado dos tipos diferentes de reactores de chorro sintético de plasma: anulares y lineales. Los electrodos del chorro sintético de plasma anular consisten en anillos concéntricos, el electrodo de tierra tiene un radio más pequeño que el electrodo expuesto, como se muestra en la Figura 7-6 A. La evolución del chorro sintético de plasma en un solo ciclo se muestra en la Figura 7-6c-f. La formación del chorro comienza con un anillo de vórtice primario que tira rápidamente del fluido hacia arriba. También se desarrollan anillos de vórtice secundarios y terciarios más débiles. El

anillo de vórtice secundario se mueve hacia arriba a medida que avanza el tiempo hasta que el chorro alcanza el estado estable de la Figura 7-6h.

El mecanismo de actuación del chorro sintético también se puede lograr mediante una disposición de electrodos lineales, como se muestra en la Figura 7-7a. Ambos reactores lineales tiran del fluido en dirección opuesta creando un par de vórtices contrarrotantes. Esto produce una interferencia positiva a la mitad de la distancia entre ellos que empuja el fluido hacia arriba, como se muestra en la Figura 7-7b.

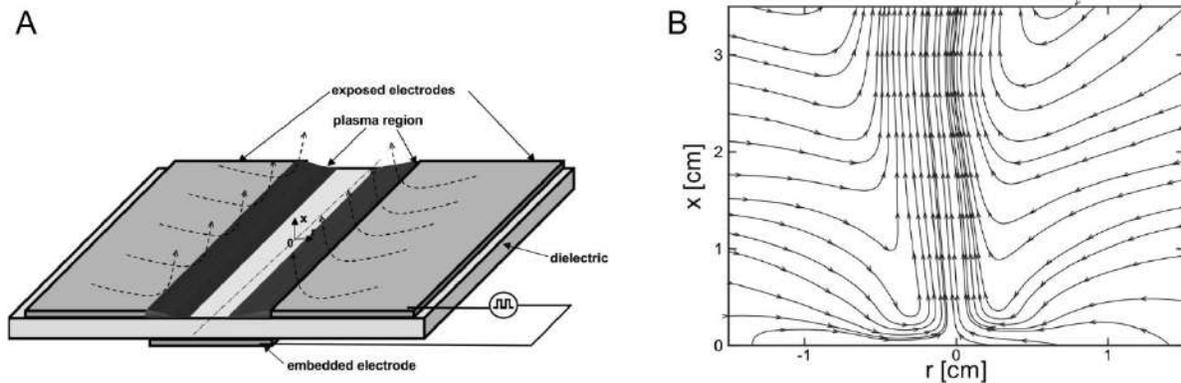


Figura 7-7. Mecanismo de generación de chorro sintético utilizando reactores lineales (Santhanakrishna & Jacob, 2006).

REFERENCIAS

- Bellan, P. M. (2006). *Fundamentals of Plasma Physics*. United Kingdom: Cambridge University Press.
- Benard, N., & Moreau, E. (2012). Role of the electric waveform supplying a dielectric barrier discharge plasma actuator. *Applied Physics Letter*, *100*.
- Benard, N., & Moreau, E. (2014). Electrical and mechanical characteristics of surface AC dielectric barrier discharge plasma actuators applied to airflow control. *Exp Fluids*, *55*.
- Bérard, P., Lacoste, D. A., & Laux, C. O. (2011). Corona Discharges in Atmospheric Air between a Wire and two Plates. *IEEE Transactions on Plasma Science* *39*, *11* (2011) 2248-2249, 39, 2248-2249. doi:10.1109/TPS.2011.2162854
- Bernard, N., Debien, A., & Moreau, E. (2013). Time-dependent volume force produced by a non-thermal plasma actuator from experimental velocity field. *46*.
- Boeuf, J. P., & Pitchford, L. C. (2005). Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric. *Journal of Applied Physics*, *97*.
- Bouazza, M. R., Yanallaha, K., Pontiga, F., & Chen, J. H. (2018). A simplified formulation of wire-plate corona discharge in air: Application to the ion wind simulation. *Journal of Electrostatics*, *92*, 54–65. doi:10.1016/j.elstat.2018.02.001
- Budakian, R., Weninger, K., Hiller, R., & Putterman, S. (1998). Picosecond discharges and stick–slip friction at a moving meniscus of mercury on glass. *Nature*, *391*, 266–268. doi:10.1038/34617
- Chachereau, A., & Sergey, P. (2014). Calculation of the Effective Ionization Rate in Air by Considering Electron Detachment From Negative Ions. *IEEE Transactions on Plasma Science*, *42*(10). doi:10.1109/TPS.2014.2354676
- Chen, J., & Davidson, J. H. (2003). Model of the Negative DC Corona Plasma: Comparison to the Positive DC Corona Plasma. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, *23*, 83–102. doi:10.1023/A:1022468803203
- Choi, K.-S., Jukes, T. N., Whalley, R. D., Feng, L., & Wang, J. (2015). Plasma virtual actuators for flow control. *Journal of Flow Control, Measurement & Visualization*, *3*, 22-34.
- Corke, T. C., Enloe, C. L., & Wilkinson, S. P. (2010). Dielectric barrier discharge plasma actuators for flow control. *Annual Review on Fluid Mechanics*, *42*, 505-529.
- Corke, T. C., Post, M. L., & Orlo, D. M. (2009). Single dielectric barrier discharge plasma enhanced aerodynamics: physics, modeling and applications. *Exp Fluids*, *46*, 1–26. doi:10.1007/s00348-008-0582-5
- Crookes, W. (1879a). The Bakerian lecture: on the illumination of lines of molecular pressure, and the trajectory of molecules. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, *170*, 135-164.
- Crookes, W. (1879b). *On radiant matter: a lecture delivered to the British Association for the Advancement of Science, at Sheffield, Friday, August 22, 1879*. London: Not identified.
- Debien, A., Benard, N., David, L., & Moreau, E. (2012). Unsteady aspect of the electrohydrodynamic force produced by surface dielectric barrier discharge actuators. *Applied Physics Letters*, *100*.

- Dong, B., Bauchire, J. M., Pouvesle, J. M., Magnier, P., & Hong, D. (2008). Experimental study of a DBD surface discharge for the active control of subsonic airflow. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 41.
- Dubinova, A., Trienekens, D., Ebert, U., Sander, N., & Christen, T. (2016). Pulsed positive discharges in air at moderate pressures near a dielectric rod. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 25. doi:10.1088/0963-0252/25/5/055021
- Durscher, R. J., & Roy, s. (2012c). Three-dimensional flow measurements induced from serpentine plasma actuators in quiescent air. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 45.
- Enloe, C. L., Font, G. I., McLaughlin, T. E., & and Orlov, D. M. (2008). Surface Potential and Longitudinal Electric Field Measurements in the Aerodynamic Plasma Actuator. *AIAA JOURNAL*, 46(11).
- Enloe, C. L., McHarg, M. G., & Font, G. I. (2009). Plasma-induced force and self-induced drag in the dielectric barrier discharge aerodynamic plasma actuator. *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting*. 5-8 January, Orlando, Florida.
- Enloe, C. L., McLaughlin, T. E., & and Font, G. I. (2006). Parameterization of Temporal Structure in the Single-Dielectric-Barrier Aerodynamic Plasma Actuator. *AIAA Journal*, 44.
- Enloe, C. L., McLaughlin, T. E., VanDyken, R. D., Kachner, K. D., Jumper, E. J., & Corke, T. C. (2004a). Plasma Structure in the Aerodynamic Plasma Actuator: Plasma Morphology. *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 5-8 January 2004, Reno, Nevada.
- Enloe, C. L., McLaughlin, T. E., VanDyken, R. D., Kachner, K. D., Jumper, E. J., Corke, T. C., & Haddad, O. (2004b). Mechanisms and Responses of a Single Dielectric Barrier Plasma Actuator: Geometric Effects. *AIAA Journal*, 42(3).
- Forsyth, K. W. (2001). *United States Patent No. US 6,323,491 B1*.
- Forte, M., Jolibois, J., Pons, J., Moreau, E., Touchard, G., & Cazalens, M. (2007). Optimization of a dielectric barrier discharge actuator by stationary and non-stationary measurements of the induced flow velocity: application to airflow control. *Experiments in Fluids*, 43, 917-928.
- Franz, G. (2009). *Low Pressure Plasmas and Microstructuring Technology*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag.
- Fridman, A. (2008). *Plasma Chemistry*. New York, USA: Cambridge University Press.
- Fridman, A., & Kennedy, L. (2011). *Plasma physics and engineering*. (2nd ed.). Boca Raton, United States: CRC Press.
- Gao, G., Dong, L., Peng, K., Wei, W., & Wu, G. (2017). Comparison of the surface dielectric barrier discharge characteristics under different electrode gaps. *Physics of Plasmas*, 24.
- Goldman, M., Goldman, A., & Sigmond, R. S. (1985). The corona discharge, its properties and specific uses. *Pure & Appl. Chem.*, 57(9), 1353—1362.
- Gregory, J. W., Enloe, C. L., Font, G. I., & and McLaughlin, T. E. (2007). Force Production Mechanisms of a Dielectric-Barrier Discharge Plasma Actuator. *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 8 - 11 January, Reno, Nevada.
- Gurnett, D. A., & Bhattacharjee, A. (2017). *Introduction to Plasma Physics: With Space, Laboratory and Astrophysical Applications* (2nd ed.). United Kingdom: Cambridge University Press.

- Hauksbee, F. (1705). Several experiments on the mercurial phosphorus, made before the Royal Society, at Gresham-College. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 24, 2129-2135.
- Houpt, A., & Leonov, S. B. (2015). Dynamics of charge transfer in atmospheric pressure barrier discharge at single and alternative polarities of supplying voltage. *46th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conf., 22–26 June 2015*. Dallas, TX. doi:10.2514/6.2015-2807
- Jolibois, J., & Moreau, E. (2009). Enhancement of the Electromechanical Performances of a Single Dielectric Barrier Discharge Actuator. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 16(3), 758-767.
- Jones, B. (1870). *The Life and letters of Faraday* (2nd ed.). London: Longmans, Green and Co.
- Joussot, R., Leroy, A., Weber, R., Rabat, H., Loyer, S., & Hong, D. (2013). Plasma morphology and induced airflow characterization of a DBD actuator with serrated electrode. *Journal of Applied Physics D: Applied Physics*, 46.
- Jukes, T. N., & Choi, K.-S. (2012). Dielectric-barrier-discharge vortex generators: characterisation and optimisation for flow separation control. *Exp Fluids*, 52, 329–345.
- Kim, W., Do, H., G., M. M., & Cappelli, M. A. (2007). On the role of oxygen in dielectric barrier discharge actuation of aerodynamic flows. *Applied Physics Letters*, 91.
- Kriegseis, J., Grundmann, S., & Tropea, C. (2011). Power consumption, discharge capacitance and light emission as measures for thrust production of dielectric barrier discharge plasma actuators. *Journal of Applied Physics*, 110.
- Langmuir, I. (1928). Oscillations in ionized gases. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 14, 627-637.
- Leonov, S. B., Adamovich, I. V., & Soloviev, V. R. (2016). Dynamics of near-surface electric discharges and mechanisms of their interaction with the airflow. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 25. doi:10.1088/0963-0252/25/6/063001
- Lobov, G. (2012). Study of the corona discharge phenomenon for application in pathogen and narcotic detection in aerosol (Dissertation). Retrieved from <http://urn.kb.se/resolve?urn=urn:nbn:se:kth:diva-99189>.
- Luque, A., Ratushnaya, V., & Ebert, U. (2008). Positive and negative streamers in ambient air: modeling evolution and velocities. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 41. doi:10.1088/0022-3727/41/23/234005
- Moreau, E. (2007). Airflow control by non-thermal plasma actuators. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40, 605-635.
- Moreau, E. D., Jukes, T., Whalley, R., Choi, K., Berendt, A., Podliński, J., & Mizeraczyk, J. (2013). Surface dielectric barrier discharge plasma actuators. *ERCOFTAC Bulletin*, 94, 5-10.
- Mott-Smith, H. M. (1971). History of "Plasmas". *Nature*, 233, 219. doi:10.1038/233219a0
- Neumann, C., Friedrich, J., Czarske, J., Kriegseis, J., & Grundmann, S. (2013). Determination of the phase-resolved body force produced by a dielectric barrier discharge plasma actuator. *Journal of Physics D: Applied Physics* 46 (2013), 46.
- Nijdam, S., Teunissen, J., & Ebert, U. (2020). The physics of streamer discharge phenomena. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 29. doi:10.1088/1361-6595/abaa05

- Nijdam, S., van de Wetering, F. M., Blanc, R., van Veldhuizen, E. M., & Ebert, U. (2010). Probing photo-ionization: experiments on positive streamers in pure gases and mixtures. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, *43*. doi:10.1088/0022-3727/43/14/145204
- Pons, J., Moreau, E., & Touchard, G. (2005). Asymmetric surface dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure: electrical properties and induced airflow characteristics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, *38*, 3635-3642.
- Portugal, S., Roy, S., & Lin, J. (2017). Functional relationship between material properties, applied frequency and ozone generation for surface dielectric barrier discharges in atmospheric air. *Scientific Reports-Nature Publishing*.
- Post, M., & Corke, T. (2004). Separation Control using Plasma Actuators - Stationary & Oscillating Airfoils. *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, Nevada.
- Raizer, Y. P. (1997). *Gas Discharge Physics*. Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag.
- Reif-Acherman, S. (2015). Heinrich Geissler: pioneer of electrical science and vacuum technology. *Proceedings of the IEEE*, *103*, 1672-1684.
- Riba, J. R., Morosini, A., & Capelli, F. (2018). Comparative Study of AC and Positive and Negative DC Visual Corona for Sphere-Plane Gaps in Atmospheric Air. *Energies*, *11*. doi:10.3390/en1102671
- Riherd, M., & Roy, S. (2013). Serpentine geometry plasma actuators for flow control. *Journal of Applied Physics*, *114*.
- Roth, J. R., Dai, X., Rahel, J., & Shermann, D. M. (2005). The physics and phenomenology of paraelectric one atmosphere uniform glow discharge plasma (OAUGDP™) actuators for aerodynamic flow control. *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. January 10-13, Reno, Nevada.
- Roth, J., & Dai, X. (2006). Optimization of the Aerodynamic Plasma Actuator as an Electrohydrodynamic (EHD) Electrical Device. AIAA paper 2006-1203. *Proceedings of the 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 9 - 12 January 2006, Reno, Nevada.
- Roth, J., Sherman, D., & Wilkinson, S. (1998). Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma. *AIAA*, *98*.
- Roy, S., & Wang, C.-C. (2009). Bulk flow modification with horseshoe and serpentine plasma actuators. *Journal of Physics D: Applied Physics*, *42*.
- Roy, S., Zhao, P., Das Gupta, A., & Soni, J. (2016). Dielectric barrier discharge actuator for vehicle drag reduction at highway speeds. *AIP Advances*, *6*.
- Santhanakrishna, A., & Jacob, J. D. (2006). On plasma synthetic jet actuators. *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 9-12 January, Reno, Nevada.
- Smirnov, B. M. (2001). *Physics of Ionized Gases*. United Kingdom: John Wiley & Sons.
- Stoney, G. J. (1881). On the physical units of nature. *Philosophical Magazine*, *11*, 381-390.
- Thomas, F. O., Corke, T. C., Iqbal, M., Kozlov, A., & Schatzman, D. (2009). Optimization of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators for Active Aerodynamic Flow Control. *AIAA Journal*, *47*(9), 2169-2178.
- Thompson, J. J. (1897). Cathode rays. *Philosophical Magazine*, *44*, 293-316.

- Tian, Y., Liu, C., Huang, X., Tian, W., Cao, W., Zhu, Y., & Zhao, L. (2020). The propagation of the Ion-Flow Near the AC Transmission Lines. *IEEE Access*, 8, 146498-146509. doi:10.1109/ACCESS.2020.3013298
- Tirumala, R., Benard, N., Moreau, E., Fenot, M., Lalizel, G., & Dorignac, E. (2014). Temperature characterization of dielectric barrier discharge actuators: influence of electrical and geometric parameters. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 47.
- Trienekens, D. J., Nijdam, S., & Ebert, U. (2014). Stroboscopic images of streamers through air and over dielectric surfaces. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 42(10). doi:10.1109/TPS.2014.2335615
- Uman, M. A. (1964). *Introduction to Plasma Physics*. United States: McGraw-Hill.
- Wais, S. I., & Giliyana, D. D. (2013). Sphere-to-plane electrodes configuration of positive and negative plasma corona discharge. *American Journal of Modern Physics*, 2(2), 46-52. doi:10.11648/j.ajmp.20130202.12
- Wang, C.-C., & Roy, S. (2011). Geometry Effects of Dielectric Barrier Discharge on a Flat Surface. *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*. 4 - 7 January, Orlando, Florida.
- Wang, J.-J., Choi, K.-S., Feng, L.-H., Jukes, T. N., & Whalley, R. D. (2013). Recent developments in DBD plasma flow control. *Progress in Aerospace Sciences*, 62, 52–78.
- Wilfried Seidelmann, L. J. (2015). *Atmospheric pressure dielectric barrier discharges for the surface modification of polypropylene*, Ph.D. thesis. Manchester. U.K.: Manchester Metropolitan University.
- Yanallah, K., Pontiga, F., & Chen, J. H. (2013). A semi-analytical study of positive corona discharge in wire–plane electrode configuration. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 46, 46. doi:10.1088/0022-3727/46/34/345202
- Yousfi, M., Merbahi, N., Sarrette, J. P., Eichwald, O., Ricard, A., Gardou, J. P., . . . Benhenni, M. (2011). Non Thermal Plasma Sources of Production of Active Species for Biomedical Uses: Analyses, Optimization and Prospect. In R. Fazel-Rezai, *Biomedical Engineering - Frontiers and Challenges*. doi:10.5772/19129
- Zhang, T., Zhang, Y., Ji, Q., Li, B., & Ouyang, J. (2019). Characteristics and underlying physics of ionic wind in dc corona discharge under different polarities. *Chin. Phys. B*, 28(7). doi:10.1088/1674-1056/28/7/075202
- Zhang, Y., Xia, Q., Jiang, Z., & Ouyang, J. (2017). Trichel pulse in various gases and the key factor for its formation. *Scientific Reports*, 7. doi:10.1038/s41598-017-10118-2