

UNAM

Facultad de Ingeniería



Actuador Microfluídico Digital
de Un Filtro Sintonizable de Rejilla en
Fibra Óptica

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE
INGENIERO EN MECATRÓNICA

PRESENTA

MARCO AURELIO CARTAS AYALA

ASESOR:

DR. SVYRYD VOLODYMYR

MÉXICO D.F., 2006



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

DEDICATORIA

A MIS PADRES Y HERMANOS

POR LA PACIENCIA QUE ME HAN TENIDO DURANTE 23 AÑOS,

GRACIAS POR AYUDARME A CUMPLIR UN CICLO EN MI VIDA..

*“To see a world in a grain of sand,
And a heaven in a wild flower,
Hold infinity in the palm of your hand,
And eternity in an hour.”*

[William Blake](#) – *“Auguries of Innocence”*



ÍNDICE

Imágenes.....	6
Gráficas	6
Tablas.....	7
Resumen.....	8
1 Objetivo.....	10
2 Introducción	
2.1 Perspectivas.....	11
2.2 Conceptos de Rejillas en Fibra Óptica.....	13
2.2.1 Principios de Funcionamiento	
Reflexión Interna y Externa.....	13
Ley de Snell.....	13
Apertura Numérica.....	14
Modos en la Fibra.....	14
Filtros Ópticos.....	15
2.2.2 Rejillas Ópticas	
Rejillas de Bragg.....	16
Rejillas de Periodo Largo.....	17
2.2.3 Tecnologías de Fabricación de Rejillas de Periodo Largo	
Fotosensitividad (Exposición a rayos UV).....	20
Grabado con HF.....	21
Escritura con pulsos de láser de CO ₂	22
Exposición térmica local inducida por Arco Eléctrico.....	22
Incorporación de la Fibra a substrato de metal corrugado.....	22
2.3 Filtros basados en rejillas de periodo largo de Fibra Óptica Sintonizables	
2.3.1 Térmicos.....	23
2.3.2 Mecánicos.....	24
2.3.3 De Esfuerzo-Térmicos.....	25
2.3.4 De Cristal Líquido.....	26
2.3.5 Microfluídicos.....	26

2.4	Comparativa de los diferentes tipos de filtro según mecanismo de actuación.....	28
2.5	Optofluidos	
2.5.1	Panorama.....	29
2.5.2	Dinámica de Fluidos.....	30
2.5.3	Principales Mecanismos de Actuación	
	Electroforesis.....	32
	Electro-ósmosis.....	32
	Dielectroforesis.....	35
	Electrohumedecimiento.....	35

Dispositivo

3	Descripción del dispositivo	
3.1	Funcionamiento de los Actuadores por Electrohumedecimiento.....	37
3.2	Descripción General y Esquema del Dispositivo.....	39

Modelado y Simulación

4	Modelado de actuador por Electrohumedecimiento	
4.1	Modelo.....	42
4.2	Modelo simple de electrocapilaridad.....	44
4.3	Gradiente de Presión.....	45
4.4	Solución de las Ecuaciones de Navier-Stokes.....	50
5	Simulación	
5.1	Simulación del Ángulo de Electrohumedecimiento con EDEW 2.0 y Comparación con la Expresión Analítica.....	60
5.2	Simulación del Delta de Presión con EDEW 3.0 y Comparación con el Modelo Analítico.....	63
5.3	Obtención de la Velocidad de Actuación Con Matlab y Simulink.....	66
6	Propuesta de Geometría de Actuador y de su Fabricación	
6.1	Geometría.....	77

6.2	Esquema del Dispositivo y Fabricación	
6.2.1	Esquema del Dispositivo Y Materiales.....	81
6.2.2	Proceso de Fabricación.....	84
6.3	Simulación del Proceso de Fabricación con Intellisuite.....	85
6.3.1	Canales.....	86
6.3.2	Electrodos.....	87
7	Resultados.....	89
8	Conclusiones.....	90
9	Apéndices.....	91
1.-	TAMAÑOS, MATERIALES Y TIPOS DE FIBRA.....	91
	FIBRA MONOMODO	
	FIBRA MULTIMODO	
2.-	ÍNDICES DE REFRACCIÓN COMUNES DE LOS MATERIALES USADOS EN FIBRA	
	ÓPTICA.....	92
3.-	DERIVACIÓN DE LA APERTURA NUMÉRICA.....	93
4.-	ACTUADORES Y SUS FIGURAS DE MÉRITO.....	93
5.-	DERIVACIÓN DE LA ECUACIÓN DE ELECTROCAPILARIDAD UTILIZANDO EL	
	TENSOR DE ESFUERZOS DE MAXWELL.....	97
6.-	TENSIÓN SUPERFICIAL.....	101
7.-	FACTOR DE CORRECCIÓN DE ÁREA POR CURVATURA.....	103
8.-	MATERIALES PARA LA CAPA DIELECTRICA Y AISLANTE.....	106
9.-	SUSTANCIAS USADAS COMO LÍQUIDO CONDUCTOR Y SUS PROPIEDADES.....	106
10.-	DESCRIPCIÓN GENERAL DEL ALGORITMO EMPLEADO POR EL PROGRAMA EDEW.....	107
11.-	ESQUEMAS EN SIMULINK Y MATLAB.....	111
12.-	SIMULACIÓN DE ÁNGULOS DE HUMEDECIMIENTO.....	118
13.-	GRÁFICAS TIEMPO VS DESPLAZAMIENTO Y TIEMPO VS VELOCIDAD, L=5MM.....	122
14.-	GRÁFICAS ENERGÍA VS POSICIÓN DEL CENTROIDE, 700-400 MICRAS CON	
	VARIACIONES EN EL VOLÚMEN DE +-10%.....	127
10	Glosario.....	131
11	Referencias.....	133

ÍNDICE DE FIGURAS

Res1	Electrohumedecimiento.....	8
Res2	Diagrama de Actuador.....	8
2.1	Rejilla de Periodo largo en Fibra Óptica.....	18
2.2	Actuador Térmico.....	23
2.3	Actuador Mecánico (Torsión).....	24
2.4	Actuador Mecánico-Térmico.....	25
2.5	Actuador Microfluídico.....	27
2.6	Electroforésis.....	32
2.7	Electro-ósmosis.....	32
2.8	Actuador con electrodo.....	36
3.1	Actuador EWOD.....	38
3.2	Actuador Digitalizado.....	39
3.3	Esquema del Dispositivo.....	41
4.1	Esquema de Gota Confinada en un Canal.....	46
4.2	Esquema de Ángulos de Contacto.....	46
4.3	Corte Anterior de la Superficie de la Gota para el Cálculo de la Curvatura.....	47
4.4	Esquema del Perfil de Velocidad en la Gota.....	50
5.1	Ángulo de Contacto simulado con EDEW 2.0.....	60
5.2	Angulo de Humedecimiento 500 micras.....	63
6.1	Esquema de la Geometría de los Canales.....	78
6.2	Esquema de la Geometría de los Electrodo.....	79
6.3	Corte Transversal del Dispositivo mostrando las distintas capas de materiales.....	81
6.4.A-B	Proceso de Fabricación de Canales.....	84-85
6.5	Proceso de Fabricación de Electrodo.....	85
6.6.A-F	Simulación de Fabricación de Canales.....	86
6.7	Simulación de Fabricación de Electrodo.....	87
6.8	Máscara de Electrodo sobre Máscara de Canales.....	88
Ap5.1	Diagrama electrohumedecimiento.....	97
Ap5.2	Diagrama electrohumedecimiento 2.....	99
Ap5.3	Diagrama electrohumedecimiento 3.....	100
Ap10.1	Diagrama electrohumedecimiento 1.....	107
Ap10.2	Diagrama electrohumedecimiento 2.....	108

GRÁFICAS

2.1	Espectro de Rejilla de Bragg.....	17
2.2	Espectro de Transmisión de LP-FBG.....	18
2.3	Respuesta a la temperatura de Rejilla de Periodo Largo.....	18
2.4	Espectro de Transmisión de Actuador Térmico.....	24
2.5	Espectro de Transmisión de Actuador Mecánico.....	25

2.6	Espectro de Transmisión de Actuador Mecánico-Térmico.....	25
2.7	Espectro de Transmisión de Actuador Microfluídico.....	27
3.1.A-C	Respuesta de Actuadores por Electrohumedecimiento Existentes.....	39
5.1	Energía VS Posición del Centroide, 100 V, 600 micras.....	64
5.2.A-C	Energía VS Posición del Centroide, 100 V, 800 micras, y +-10% de Volumen.....	65-66
5.2.A-B	Tiempo VS Velocidad para Canal Cuadrado a 100 V, con y sin Factor de Corrección.....	68
5.3	Comparación de las Gráficas Tiempo VS Desplazamiento usando de 2 a 5 términos exponenciales, Canal de 600 micras cuadrado a 100 V efectivos, de 0 a 0.25 s	69
5.4	Comparación de las Gráficas Tiempo VS Velocidad usando de 2 a 5 términos exponenciales, Canal de 600 micras cuadrado a 100 V efectivos, de 0 a 0.25 s.....	69
5.5	Comparación de las Gráficas Tiempo VS Desplazamiento usando de 2 a 5 términos exponenciales, Canal de 600 micras cuadrado a 100 V efectivos, de 0 a 0.015 s.....	70
5.6	Comparación del error en Velocidad al considerar un solo término exponencial contra 5 términos, Canal Cuadrado de 600 micras, 100 V efectivos, de 0 a 0.25 s.....	70
5.7	Comparación de las Gráficas Tiempo VS Velocidad usando de 2 a 5 términos exponenciales, Canal cuadrado de 600 micras, 100 V efectivos, de 0 a 0.01 s.....	71
5.8	Comparación de las Gráficas Tiempo VS Error en Velocidad usando de 1 a 5 términos exponenciales, Canal cuadrado de 1 mm, 100 V efectivos, de 0 a 0.015 s.....	72
5.9	Comparación de las Gráficas Tiempo VS Error en Desplazamiento usando de 1 a 5 términos exponenciales, Canal cuadrado de 1 mm, 100 V efectivos, de 0 a 0.015 s.....	72
5.10	Comparación de las gráficas Tiempo VS Error en Velocidad comparando n términos exponenciales contra n+1 términos exponenciales como referencia, Canal Cuadrado de 1mm, 100 V Efectivos.....	73
5.11	Gráfica Tiempo VS Desplazamiento, sección cuadrada, 800 micras, 20-100V Efectivos.	73
5.12	Gráfica Tiempo VS Velocidad sección cuadrada, 800 micras, 20-100 V Efectivos.....	74
5.13	Gráfica Tiempo VS Desplazamiento, sección cuadrada, 600 micras, 20-100V Efectivos.	74
5.14	Gráfica Tiempo VS Velocidad sección cuadrada, 600 micras, 20-100 V Efectivos.....	75
5.15	Gráfica Tiempo VS Desplazamiento, sección cuadrada, 400 micras, 20-100V Efectivos.	75
5.16	Gráfica Tiempo VS Velocidad sección cuadrada, 400 micras, 20-100 V Efectivos.....	76
6.1	Gráfica Tiempo VS Desplazamiento, sección cuadrada, 600 micras, 100 V Efectivos.....	80
6.2	Gráfica Tiempo VS Velocidad sección cuadrada, 600 micras, 100 V Efectivos.....	80

TABLAS

1.1	Comparativa de los diferentes tipos de filtro según mecanismo de actuación.....	29
5.1.A-D	Comparación del Ángulo de Electrohumedecimiento Simulado con EDEW 2.0 contra el Ángulo Analítico, 50,100, 150 y 200 V.....	61-62
5.2	Resultados y comparación del Delta de Presión Analítico VS el Simulado con EDEW 3.0.....	73

SEPARADORES

Los separadores usados al final de cada capítulo son creación de Maurits Cornelis Escher (1898-1972), y son algunos de los distintos grabados y dibujos sobre el infinito y metamorfosis que realizó durante su prolífica carrera. Estos se Encuentran en las páginas: 10, 59, 76, 89, 90 y 136

RESUMEN

Uno de los dispositivos más usados para la creación de filtros ópticos ha sido la rejilla de periodo largo, estructura incorporada en la fibra óptica consistente en la variación periódica del índice de refracción del núcleo. Las propiedades de filtrado de las rejillas de periodo largo en fibras ópticas, ancho de la banda de atenuación, frecuencia central y atenuación, presentan gran dependencia de las propiedades del entorno, e. g. la temperatura y el índice de refracción del medio, y de la presencia de esfuerzos transversales y torsionantes en la fibra; lo que las vuelve susceptibles de ser sintonizadas. A través del cambio de estas propiedades el mayor efecto se obtiene mediante la modificación del índice de refracción del medio. Para cambiar este índice se ha utilizado cristal líquido alrededor de la fibra y el reemplazo del fluido alrededor de la misma. El segundo de estos métodos posee la ventaja adicional de operar con una variedad mayor de índices de refracción, por lo que es el mecanismo utilizado en este trabajo.

Para mover el líquido alrededor de la fibra pueden utilizarse diferentes tecnologías, la empleada en este trabajo esta basada en el electro-humedecimiento, que consiste en la reducción del ángulo de contacto de una gota conductora sobre un electrodo cubierto con un substrato aislante al aplicar una diferencia de voltaje entre la gota y el electrodo. El utilizar este mecanismo permite una fácil fabricación del dispositivo, y no requiere un control de lazo cerrado, ya que es un mecanismo susceptible de ser discretizado.

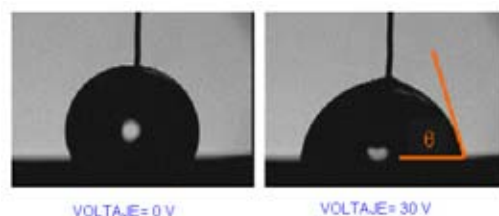


Fig. Res1 Electrohumedecimiento. Al aplicar una diferencia de potencial entre una gota conductora y un electrodo con un recubrimiento dieléctrico delgado sobre la cual yace la primera, esta cambia su ángulo de humedecimiento.

El sistema consta de una cavidad rectangular atravesada por una fibra óptica en un extremo, con una rejilla de periodo largo embebida, y que además contiene una gota de fluido conductor en el otro extremo. Sobre la cavidad descansan tres electrodos, dos aislados y otro más, el central, en contacto directo con el fluido conductor. Este último conectando el fluido a tierra, mientras que los otros dos reciben voltajes variables. Cuando uno de estos electrodos aislados es activado la gota se mueve humedeciendo el mismo. Mediante la activación de uno y otro electrodo, se logra cambiar el fluido alrededor de la rejilla, cambiando el índice de refracción del medio y a su vez el espectro de transmisión de la señal inyectada a través de la fibra óptica.

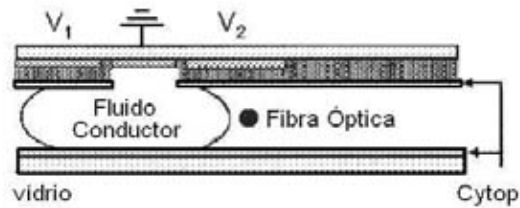


Fig. Res2 Diagrama de Actuador. En la figura se muestra un corte longitudinal del actuador y transversal de la fibra óptica. Al activar el electrodo dos (V_2) la gota humedece este electrodo y cubre la fibra, modificando la respuesta de la rejilla de periodo largo en la misma. Para retirar la gota se activa el electrodo uno.

El funcionamiento del actuador se logra de la siguiente manera. En una gota existe una diferencia de presión entre la interfase de esta y el medio que la rodea, mismo que depende de la curvatura de la superficie de la gota. Ahora bien, si en una gota confinada en una canal se modifica localmente el ángulo de contacto, a través del electrohumedecimiento, en uno de los extremos se cambia la curvatura de la interfase de ese extremo, causando una diferencia de presión entre estos, lo que ocasiona el desplazamiento de la gota.

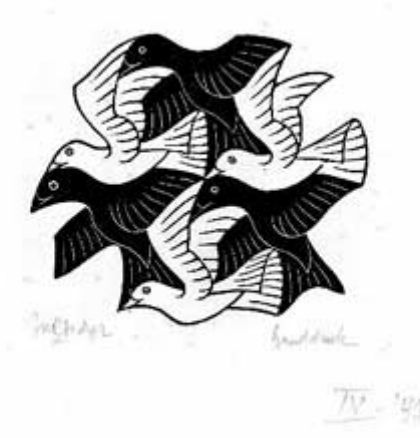
En este trabajo se desarrolla un modelo para este actuador, limitado a una gota larga confinada en un canal rectangular y en el cual el cambio en la curvatura de la gota se toma como instantáneo; por lo cual el modelo se encuentra limitado en tiempo ($t > 0.01s$). Además se desprecian los efectos de la gravedad y cargas en las interfaces por lo que el modelo se limita a canales de 100 micras a 2 mm de profundidad. En primera instancia se obtiene la diferencia de presión entre los extremos de la gota, producto del electrohumedecimiento, y luego se obtiene la solución de las Ecuaciones de Navier Stokes de forma analítica, siendo el resultado una ecuación que modela la velocidad de la gota. Estas ecuaciones son derivadas en la sección MODELADO y presentadas en la sección RESULTADOS.

En la sección SIMULACIÓN se compara el modelo con los resultados obtenidos mediante el programa de simulación EDEW para validar el modelo. Se comparan los ángulos de electrohumedecimiento y la diferencia de presión generada por el electrohumedecimiento, obteniéndose una variación promedio de estos valores del 5% respecto a la simulación con EDEW. También en esta sección se implementa el modelo obtenido utilizando SIMULINK para poder obtener un programa que de forma sencilla permita variar todos los parámetros del dispositivo y proporcione de forma automática gráficas de la velocidad y desplazamiento de la gota en el dispositivo, los diagramas del programa SIMULINK se presentan en el apéndice.

Por último, con base en los resultados obtenidos, se propone la geometría y esquema de fabricación de un dispositivo de sintonización de la fibra óptica y se simula su fabricación con Intellisuite y se calcula su tiempo de respuesta con base en su gráfica tiempo vs desplazamiento. Estos resultados se presentan en la sección Propuesta de Geometría de Actuador, Fabricación y Simulación de Velocidad de Actuación y Fabricación.

1.- OBJETIVO

Diseñar y modelar un actuador microfluídico digital actuado por electrocapilaridad que controle un filtro óptico sintonizable de rejilla de periodo largo en fibra óptica para sistemas de comunicaciones ópticas.



2.- INTRODUCCIÓN

How many times when you are working on something frustratingly tiny, like your`'s wife`s wrist watch, have you said to yourself, “if I could only train a mite to do this!” What are the possibilities of small but movable machines?

De la plática “There`s plenty of room at the bottom”,
Richard Feynman, diciembre de 1959

2.1 PERSPECTIVAS

Las comunicaciones modernas por medio de fibra óptica usan láseres finamente calibrados y moduladores para codificar la información en forma de pulsos cortos de luz. Estos pulsos son introducidos a ritmos de millones por segundo, a través de vastas redes de fibra óptica con apagadores, unidades de control, amplificadores ópticos y detectores fotosensibles, integrando una red de gran complejidad y capacidad.

La sofisticación y demanda de estos sistemas ha llevado a la necesidad de mejorar el control de los mismos mientras operan muy cerca de los límites de lo físicamente posible y económicamente eficiente. Estos retos de control han llevado a la creación de nuevos dispositivos ópticos con nuevas características; mismas que permiten superar muchas de las deficiencias físicas de los componentes. Además de los anteriores, este tipo de dispositivos pretenden incorporar las características benéficas de la fibra óptica (bajo costo, comportamiento independiente de la polarización, técnicas de manipulación bien desarrolladas, etc.) y al mismo tiempo mejorar la operación de los sistemas. Es por ello que las tecnologías que provean de este tipo de características serán necesarias para permitir el desarrollo de nuevas redes ópticas que cumplan con las cada vez mayores demandas de capacidad y velocidad.

A pesar de que existen muchos ejemplos de dispositivos de comunicación que pueden ser ajustados o configurados, la fibra óptica, elemento vertebral de la red, continua siendo un elemento pasivo; y es por ello que la búsqueda de nuevas formas de convertir a la fibra óptica en un dispositivo ajustable, que constantemente modifique sus características para optimizar la red, sigue siendo un reto. Si bien este problema ha sido enfrentado de numerosas formas, aún no existe “el método” para resolver los problemas de sintonización de la fibra. Lo anterior es debido en parte a que las técnicas de microfabricación convencionales son difíciles de aplicar sobre una fibra óptica; ya que la fibra óptica posee dimensiones y curvatura mayores a las apropiadas para la mayor parte de los procesos de fabricación microelectrónica standard.

Recientemente se ha tratado de solucionar el problema a través de dispositivos mixtos, basados en Sistemas Micro-Electro-Mecánicos (MEMS por sus siglas en inglés) y estructuras embebidas en la fibra. Mediante esta aproximación se han creado un número importante de opciones para sintonizar las características de las fibras ópticas. Este tipo de técnicas empieza a ganar popularidad paulatinamente, a su vez que se incorporan en este campo diversas tecnologías ya empleadas en otros dispositivos MEMS como micro estructuras flexionantes, calentadores resistivos y micro bombas.

Una de estas estructuras incorporadas en la fibra óptica, a la que se ha prestado gran atención como filtro y elemento para uniformizar la ganancia, ha sido la rejilla de periodo largo. Las propiedades ópticas de las rejillas de periodo largo en fibras ópticas (LPFG por sus siglas en inglés) presentan gran dependencia del entorno, por lo cual sus propiedades pueden ser ajustadas por medio de variaciones controladas de medio, e. g. la temperatura y el índice de refracción del medio, sin posterior modificación de las mismas. Además sus características pueden ser cambiadas mediante la aplicación de cargas axiales y transversales sobre la fibra, lo que provee de un medio adicional para la sintonización de las LPFG; es decir las LPFG pueden ser sintonizados mediante la alteración de características internas y externas a los mismos.

Basados en estos efectos, en el último lustro se han propuesto al menos una docena de dispositivos (tanto del tipo MEMS como actuadores en general) capaces de modificar diversas características de las LPFG, como la banda de atenuación, tanto en amplitud como en frecuencias de corte, y la ganancia del filtro. Estos dispositivos pueden clasificarse de acuerdo al tipo de actuador utilizado en cinco categorías: mecánico (torsión, doblez y/o estiramiento), de cristal líquido (LCD por sus siglas en inglés), por electro-humedecimiento*, por disipación térmica (resistencia) y por último un enfoque híbrido. La variedad de las técnicas de sintonización se ve reflejada en las técnicas de fabricación; que usan recursos propios de la nanotecnología, MEMS y técnicas convencionales de construcción de actuadores.

Una de las tecnologías más prometedoras en el corto plazo, es el uso de actuadores basados en el electro-humedecimiento, pues además de la facilidad de su fabricación y repetibilidad una vez lograda su apropiada operación, no presentan un deterioro inherente debido a su funcionamiento, como ocurre con los actuadores mecánicos y térmicos, además de no requerir un control mediante retro-alimentación, ya que es un mecanismo susceptible de ser digitalizado. Por otro lado sus requerimientos energéticos son bajos comparados con los térmicos y mecánicos. Sin embargo también presenta limitaciones, ya que a pesar de ser ampliamente usado en investigación y desarrollo tecnológico (micro actuadores y dispositivos de visualización) se sigue debatiendo acerca de la naturaleza del fenómeno físico en el que

* Se optó por esta castellanización del término "Electrowetting" por su similitud con esta palabra, pese a que el fenómeno no implica la presencia de moléculas del fluido entre las del electrodo, o bien entre el aislamiento del mismo, si no un cambio en la distribución de las mismas. Así mismo se utiliza la palabra electrocapilaridad, que es usada en los libros de físico-química.

se basa y no existe un modelo que considere todas las variables involucradas, e.g. la creación de cargas parásitas con el uso de algunos materiales en el sustrato, lo que reduce la respuesta del actuador.

A continuación se presenta una discusión más detallada sobre los LPFG, así como de sus características y principios de operación; así mismo se examinan las diferentes opciones de sintonización y actuadores respectivos.

2.2 CONCEPTOS DE REJILLAS DE FIBRA ÓPTICA

2.2.1 PRINCIPIOS FÍSICOS

Reflexión Interna y Externa

Cuando la luz viaja a través de dos medios diferentes su dirección se ve alterada, ya sea por difracción, reflexión o refracción. En el caso de la fibra óptica la luz es refractada desde una fuente de luz a uno de los extremos de la fibra y reflejada a través de ella. Cuando la luz pasa de un medio de menor índice de refracción a un medio con uno mayor, el rayo de luz se desvía hacia la normal. Esto es llamado reflexión externa. En el caso en el que un rayo pasa de un medio de alto índice de refracción a uno de bajo índice, la luz se desvía alejándose de la normal, lo que se conoce como reflexión interna. Cuando el ángulo de refracción es 90° la luz no entra en el segundo medio, sino que es reflejada a lo largo de la interfase. El ángulo de incidencia cuando eso ocurre se llama ángulo crítico. A este fenómeno se le conoce como reflexión interna total y es el fenómeno responsable de la conducción de la luz a través de la fibra.

Ley de Snell

La ley que relaciona los ángulos de incidencia y refracción con los índices refracción es conocida como Ley de Snell:

$$1) \quad \frac{\text{sen}\theta_1}{\text{sen}\theta_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

Esta relación es de fundamental importancia en la fibra óptica, ya que para que la luz viaje a través de la fibra óptica, el ángulo de incidencia tiene que ser mayor que el ángulo crítico, θ_c , esto es:

$$2) \quad \begin{aligned} \text{sen}\theta_2 &= \text{sen}(\pi/2) = 1 \\ \theta_1 &= \theta_c \end{aligned}$$

, por lo cual, sustituyendo y despejando se obtiene:

$$3) \quad \theta_c = \text{sen}^{-1} \frac{n_2}{n_1}$$

para el caso crítico, y para ángulos menores que el crítico, ocurre la reflexión interna total.

La fibra óptica esta compuesta por dos capas de vidrio. La capa interna o núcleo es donde el grueso de la luz viaja, y tiene un índice de refracción n_1 . La capa interna esta rodeada por una capa de revestimiento, también de silicio, con índice de refracción n_2 . El núcleo tiene un índice de refracción mayor que el del recubrimiento, por lo que ocurre la reflexión interna total. La luz que llegue a la interfaz con un ángulo menor que el crítico se perderá o absorberá en el recubrimiento

Cabe destacar que desde la primera vez que se habló de fibra óptica en 1954 por Kapanyⁱ, se ha logrado un gran avance a través de la reducción de pérdidas y el uso de láser, convirtiéndose en un medio de comunicación de gran capacidad y velocidad, con pérdidas mínimas e ideal para las comunicaciones actuales.

Apertura Numérica

En una fibra óptica el índice de refracción del núcleo es mayor que el índice de refracción de la cubierta, lo que ocasiona la reflexión interna total una vez que el haz de luz ha sido inyectado en la fibra. Es decir, es necesario previa a la reflexión en la interfase núcleo-cubierta, que el rayo sea refractado a través de la interfase núcleo-aire, es decir que haya sido “inyectado” en la fibra.

Si asumimos la superficie de entrada del haz de luz como un plano con vector normal paralelo al eje de la fibra óptica, el ángulo respecto del eje de la fibra a partir del cual ocurre la admisión de un rayo de luz y este es posteriormente conducido a través de la fibra mediante la reflexión interna total es llamado ángulo de admisión. Este ángulo puede ser obtenido usando la Ley de Snell (Anexo). Debido a su utilidad y frecuente uso, a este parámetro, se le ha dado un nombre específico: apertura numérica.

$$4) \quad NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

Modos en la Fibra

La fibra óptica, también llamada guía de onda, puede ser propagarse en muchos modos; los cuales pueden entenderse como los caminos que una onda guiada puede tomar. En forma más formal, un modo es una solución de la ecuación de onda: $\nabla^2 E(r) + k_0^2 n^2(r)E(r) = 0$ (1), donde

$k_0^2 = \omega^2 \mu \epsilon_0 = (2\pi / \lambda)^2$, ω es la frecuencia de propagación de la onda guiada, $\mu \epsilon_0$ es la permisividad magnética del material, λ es la longitud de onda y n es el índice de refracción. Además cada solución (modo) de la ecuación esta sujeta a la continuidad de las componentes tangenciales de E y H en las interfaces dieléctricas, es decir sus condiciones de frontera. Si se toma la forma del campo como $E(r, t) = E(x, y)e^{i(\omega t - \beta z)}$, siendo β la constante de propagación del modo (propiedad asociada al modo y a la fibra) y z la dirección de propagación de la onda (paralela al eje de la fibra), la ecuación de onda se transforma en:

$$5) \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) E(x, y) + (k_0^2 n^2(r) - \beta^2) E(x, y) = 0$$

Al resolver la ecuación de onda, encontramos un parámetro que indica el numero de modos de propagación, que se conoce como número normalizado de onda o parámetro característico de guía de onda, y se simboliza con la letra V. Siendo un parámetro adimensional, la ecuación por medio de la cual obtenemos este parámetro es:

$$6) \quad V = 2\pi * \frac{a}{\lambda} * NA$$

donde:

a es el radio del núcleo en metros

λ es la longitud de onda en metros

NA es la apertura numérica

Como cada modo implica un camino con diferente longitud óptica, las velocidades de propagación para cada modo son diferentes. Es por ello que la energía de la luz que se propaga en la fibra es dividida en los diferentes modos que puede soportar la fibra y ya que los modos recorren la fibra con velocidades diferentes, la energía del pulso de la señal de entrada se dispersa a la salida, por lo cual se han diseñado fibras capaces de soportar un solo modo, llamado modo principal o fundamental. Lo anterior ocurre cuando el parámetro V en la fibra es más pequeño que 2.405 y sólo un modo puede propagarse a través del núcleo de la fibra. Este hecho divide a las fibras en fibras monomodo y multimodo (ver apéndice). Siendo las primeras las usadas para manufacturar los filtros de periodo largo.

2.2.3 FILTROS ÓPTICOS

Un filtro óptico tiene numerosas aplicaciones como multiplexor o selector. Esencialmente un filtro es un dispositivo de dos puertos que selecciona una longitud de onda y rechaza todas las demás, que

puede o no tener otro puerto en el que las longitudes de onda rechazadas pueden ser obtenidas. Los parámetros más importantes para un filtro óptico son:

- 1.- Baja pérdida de inserción, que es el cambio de la intensidad de la señal de entrada y la de salida.
- 2.- Pérdidas independientes del estado de polarización de la señal.
- 3.- Capacidad de operar bajo cambios ambientales.
- 5.- Tiempo de actuación.

2.2.4 REJILLAS OPTICAS

REJILLAS DE BRAGG

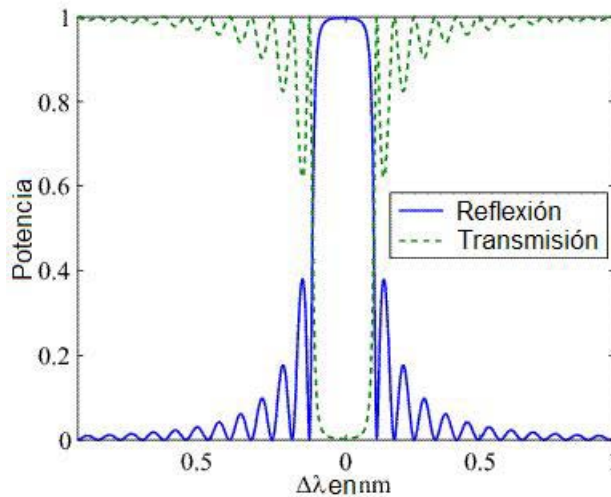
Uno de los principales tipos de filtros ópticos son los filtros de Bragg, que son ampliamente empleados en los sistemas de comunicación óptica. En general cualquier perturbación periódica en el medio de propagación sirve como un filtro de Bragg. Esta perturbación es generalmente una variación periódica del índice de refracción del medio. En este sistema el filtro está en la misma fibra óptica. Estos filtros pueden ser usados como multiplexores de selección/descarte y compensadores de dispersión.

PRINCIPIO DE OPERACIÓN

En este tipo de rejillas uniformes los frentes de fase se encuentran perpendiculares al eje longitudinal de la fibra, con distancias uniformes y en cada uno de ellos la luz es dispersada. El comportamiento de la luz en este dispositivo debe satisfacer la conservación del momento y de la energía. De esta condición se obtiene que la frecuencia de la radiación incidente y de la radiación reflejada sean la misma, i.e. $\hbar\omega_f = \hbar\omega_i$. La conservación de momento requiere que el vector de onda incidente, k_i , más el vector de la rejilla, K , sean iguales al vector de la radiación dispersada, i.e. $k_i + K = k_f$. El vector K tiene dirección normal a los planos de la rejilla y una magnitud igual a $2\pi/\Lambda$, donde Λ es el periodo de la rejilla. El vector de onda difractado es igual en magnitud, pero opuesto en dirección al incidente. Por lo cual, la ecuación de conservación de momento al despejar, agrupar y sustituir se transforma en: $2(2\pi n_{eff} / \lambda_B) = 2\pi / \Lambda$, que al simplificar queda como $2\Lambda n_{eff} = \lambda_B$, donde λ_B es la longitud de onda de la luz entrante que será reflejada por la rejilla de Bragg y n_{eff} es el índice de refracción efectivo del núcleo de la fibra. Lo anterior también puede ser expresado en términos de constantes de propagación si pensamos en dos ondas propagándose en direcciones opuestas con constantes de propagación β_1 y β_0 . La energía de una está acoplada a la energía de la otra si satisfacen la condición de fase de Bragg.

$$7) \quad |\beta_0 - \beta_1| = \frac{2\pi}{\Lambda}$$

En una rejilla de Bragg, la energía del modo de propagación hacia delante esta acoplada al modo de propagación en reversa.



Gráfica 2.1 Espectro de Rejilla de Braggⁱⁱ

REJILLAS DE PERIODO LARGO EN FIBRA ÓPTICA

Un filtro de rejilla de periodo largo, LPG por sus siglas en inglés, así como las rejillas de Bragg es una modulación periódica del índice de refracción del núcleo de una fibra óptica, pero de gran espaciado, esto es de una décima de milímetro a un milímetroⁱⁱⁱ. Este tipo de rejilla acopla la luz en el modo de propagación de la fibra en el núcleo con los asociados con el recubrimiento de la misma. Y ya que estos últimos modos son rápidamente atenuados, el espectro de transmisión de una LPG consiste en una serie de bandas de atenuación. Cada una de estas corresponde al acoplamiento de un modo de un propagación con el modo de la cubierta.

Esta estructura pasiva de rejilla permite el control sobre la longitud de la onda atenuada, la polarización y las características modales de la fibra.

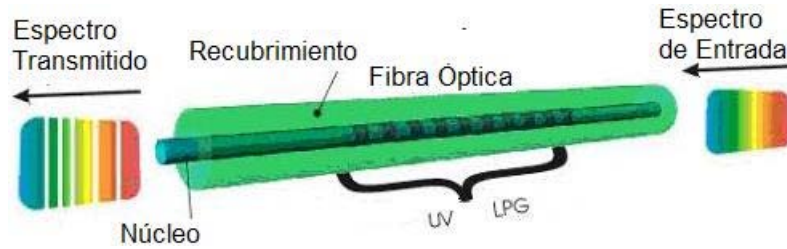
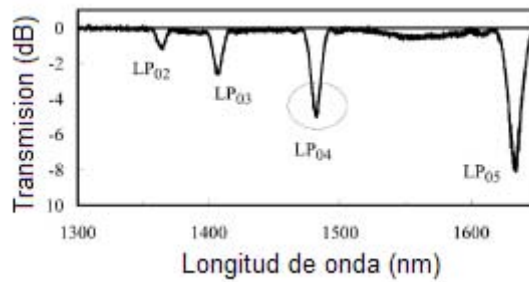


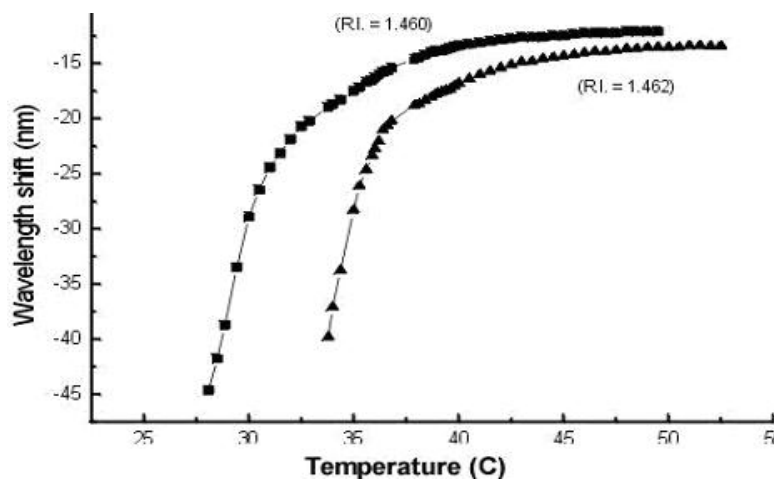
Fig. 2.1 Rejilla de Periodo largo en Fibra Óptica. OPTICAL SENSORS GROUP, 2005.



Gráfica 2.2 Espectro de Transmisión de LP-FBG^{iv}

Las longitudes centrales de las bandas de atenuación dependen de varios factores, entre los que se encuentran la composición de la fibra, la temperatura, el radio de curvatura de la fibra y el índice de refracción del material alrededor de la fibra. Así que puede ser empleado como un sensor o como un filtro sintonizable mediante la medición o modificación de alguno de estos parámetros.

Para ese caso resulta de particular interés el análisis del cambio de las características de la LPG con la variación del índice de refracción del medio y de la temperatura^v. En este caso se ilustra el cambio en la longitud de onda central de la banda de atenuación para una fibra sumergida en diferentes aceites^{vi}.



Gráfica 2.3 Respuesta a la Temperatura de Rejilla de Periodo Largo. La sensibilidad a la temperatura es tan alta como 20nm/K, y el rango de operación puede ser modificado con la selección adecuada del índice de refracción del aceite. OPTICAL SENSORS GROUP, 2005.

La condición de Bragg para una LPG puede ser simplemente escrita como:

$$\lambda_{p(1m)} = (n_{nu(11)} - n_{re(1m)})\Lambda \quad \text{vii}$$

donde λ_p es la longitud de onda pico de la p-ésima banda de resonancia, n_{nu} es el índice de refracción del núcleo, n_{re} es el índice de refracción del recubrimiento para el modo m-ésimo de propagación en cuestión (*ambos valores efectivos*), y Λ es el periodo de la rejilla. De la condición de Bragg se puede observar que el espectro de transmisión de una LPG exhibe varios picos de resonancia que corresponden a acoplamientos de diferentes modos.

Diferenciando la ecuación de la condición de Bragg el cambio en la longitud de onda como función del cambio del índice de refracción, $\Delta(n_{nu} - n_{re})$, puede ser expresado por la ecuación:

$$\frac{\Delta\lambda_{p(1m)}}{\lambda_{p(1m)}} = \frac{\Delta(n_{nu(11)} - n_{re(1m)})}{(n_{nu(11)} - n_{re(1m)})} + \frac{\Delta\Lambda}{\Lambda}$$

Debido que el coeficiente de dilatación térmica de la fibra es pequeño ($0.5 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$), el segundo término puede ser ignorado ($\Delta x \propto \Delta\Lambda$), quedando

9)

$$\Delta\lambda_p = \frac{\Delta(n_{nu} - n_{re})}{(n_{nu} - n_{re})} \lambda_p$$

Debido a que n_{nu} y n_{re} pueden tener valores muy cercanos $\Delta\lambda_p$ puede resultar muy grande para un cambio pequeño del índice de refracción. Además, debido a que el índice de refracción efectivo del recubrimiento esta relacionado con el índice de refracción del material alrededor del recubrimiento, la respuesta de la longitud de onda de la rejilla puede ser sintonizada cambiando el índice de refracción del material circundante.

La respuesta al cambio del índice de refracción del medio es lo suficientemente buena como para crear sensores de nivel basados en el cambio de longitud de onda central de la banda de atenuación^{viii}. Así mismo, la inmersión de una LPG en un líquido de índice de refracción menor que el del recubrimiento produce dos LPG, una con el líquido alrededor del recubrimiento y otra con el aire alrededor del mismo; lo que produce bandas de atenuación centradas en las longitudes de onda correspondientes al índice de refracción circundante. La gama de fluidos susceptibles de ser utilizados para el control de este dispositivo se encuentra limitada por su índice de refracción, ya que este debe ser menor que el índice de refracción del recubrimiento para permitir la reflexión interna total, y a su vez la propagación de la onda guiada.

De la misma manera que en el caso anterior, derivando respecto a la temperatura, se puede obtener una relación del cambio de λ inducido por un cambio en la temperatura:

$$10) \quad \frac{d\lambda_{p(1m)}}{dT} = \Lambda \left(\frac{n_{nu(11)}}{dT} - \frac{n_{re(1m)}}{dT} \right) + (n_{nu(11)} - n_{re(1m)}) \frac{d\Lambda}{dT}$$

Aproximando

$$11) \quad \frac{\Delta\lambda_{p(1m)}}{\lambda_{p(1m)}} = \zeta_{1m} \Lambda$$

Dónde ζ_{1m} es un factor lineal en un intervalo corto.

TECNOLOGÍAS DE FABRICACIÓN

La habilidad de cambiar de forma periódica el índice de refracción de una fibra óptica data de los años setenta, época en la cuál surgieron los llamados filtros autoinducidos; que si bien podían en efecto filtrar ciertas longitudes de onda eran imprácticos, pues el rango de estas era muy limitado^{ix}. Luego de este descubrimiento inicial se desarrolló la habilidad de alterar el índice de refracción del núcleo en fibras monomodo por la absorción de rayos UV de escritura de lado. Gracias a esto es posible crear perturbaciones periódicas en la fibra para fabricar filtros de rejilla. Durante los noventa se desarrollaron nuevas técnicas como la exposición local a calor y el grabado con ácido fluorhídrico, que aunadas a la ya mencionada ofrecen una gran gama de opciones para su fabricación. A continuación se hace un recuento más detallado de ellas.

FOTOSENSITIVIDAD (EXPOSICIÓN A RAYOS UV)

Los primeros en descubrir la fotosensitividad, el cambio permanente del índice de refracción debido a la exposición lumínica, fueron Hill y asociados^x, quienes observaron un incremento en la atenuación de una fibra óptica bajo exposición prolongada a un láser de iones de argón. Ellos determinaron que la intensidad de la luz reflejada aumentaba notablemente a mayores tiempos de exposición de la fibra. Con posterioridad se determinó que este incremento en la reflectividad fue el resultado de la aparición de una rejilla permanente de índice refractivo que había sido fotoinducida en la

fibra. Sin embargo, este descubrimiento estaba notablemente limitado, pues su longitud de onda para rejillas era de 488 nm^{vii} (longitud de onda de escritura del argón).

Esta limitación pronto fue superada con el desarrollo posterior de la “técnica de escritura de lado”, que convirtió a la fotosensibilidad en recurso ampliamente usado; ya que esta técnica, desarrollada por el United Technologies Research Center, permitió modular el índice de refracción del núcleo con cualquier espaciamiento usando dos rayos cruzados de láser coherentes. En este método la rejilla puede ser “foto impresa” en su núcleo durante la fabricación de la misma, lo que reduce costos y agiliza el proceso. Esta técnica hace uso de luz UV cercana a los 5eV, que coincide con el pico de absorción del germanio presente en la fibra de los 240 a 250 nm. En ella se irradia el lado de una fibra con un patrón periódico obtenido a través de la interacción de dos rayos coherentes en un interferómetro, mismo que puede ser modulado para obtener el patrón deseado. Esta técnica puede alterar el índice de refracción en magnitudes similares a la diferencia entre el núcleo y el recubrimiento, pero necesita un flujo lumínico mil veces mayor que el del fenómeno observado por Hill y sus colaboradores.

Las primeras estructuras de fase que se desarrollaron usando esta técnica fueron las Rejillas de Bragg, que se han convertido en dispositivos de uso cotidiano en la comunicación óptica y en sistemas de sensado. Aunados a este dispositivo, se han integrado a las redes de comunicaciones otros dispositivos fabricados con esta técnica como las rejillas de Fabry-Perot como filtros pasa banda, rejillas agudizadas (chirped gratings) para compensar la dispersión y rejillas resplandecientes (blazed gratings) como convertidores de modo.

GRABADO CON HF

Estas fibras son muy empleadas junto con actuadores mecánicos para su sintonización. Para su fabricación se emplea una fibra común que se cubre con capas delgadas de algún metal para formar un patrón de anillos que hará las veces de máscara durante la posterior inmersión en la solución de ácido fluorhídrico. Las secciones sin cubrir de la fibra óptica son atacadas por el ácido para reducir su diámetro, formando lo que se conoce como estructura corrugada. En estas fibras el acoplamiento entre los modos del núcleo y el revestimiento es bajo, pero es compensado por la sensibilización de la fibra ante la aplicación de esfuerzos, ya que el esfuerzo es inversamente proporcional al cuadrado del diámetro de la fibra, permitiendo la modificación de los índices de refracción de la fibra ante el sometimiento a esfuerzos de la misma.

ESCRITURA CON PULSOS DE LÁSER DE CO₂

En 2003, Ti-Ting Wuang y colaboradores en el departamento de Optoelectrónica de la Universidad Chongqing de China^{xi}, desarrollaron un método para grabar LPFG por medio de pulsos de láser de CO₂ de alta frecuencia, al mismo tiempo que propusieron como método de sintonización la exposición a cambio de temperatura y a carga transversal (torsión). Ya que esta técnica no necesita de la exposición y difusión de H₂ en la fibra, precarga de H₂, ahorra tiempo en la fabricación de rejillas y es más barata. Además de estas ventajas, luego de su fabricación, relaja los esfuerzos presentes en la fibra, por lo que se obtiene mayor reproducibilidad en la fabricación.

EXPOSICIÓN TÉRMICA LOCAL INDUCIDA POR ARCO ELÉCTRICO

Este método fue desarrollado por Young-Heung y sus colaboradores en el 2003. Consiste en la fabricación de perturbaciones periódicas del índice de refracción del núcleo de la fibra mediante el calentamiento local de fibras hidrogenadas y dopadas con Germanio y Boro^{xii}. Primero la fibra es expuesta a H₂ durante tres días a una presión de 100 bares y luego expuesta a una descarga por arco eléctrico. En este proceso, el silicio hidrogenado y dopado con boro es expuesto a los neutrones generados térmicamente por la descarga, mismos que reaccionan con el boro debido a su alta difusividad. Este método es relativamente simple, no degrada significativamente la fuerza mecánica de la fibra y el cambio en la fibra se limita a una región concreta. Además las fibras producidas por este método son susceptibles de ser controladas térmicamente y se ha logrado una sensibilidad de hasta 32nm/100°C.

INCORPORACIÓN A SUBSTRATO DE METAL CORRUGADO

En este método, propuesto por el grupo de Enboa Wu^{xiii}, una fibra es pegada a una superficie de acero inoxidable corrugado usando un epóxico sensible a la luz ultravioleta. La superficie corrugada tiene canales en forma de V con el ancho suficiente para satisfacer la condición de fase. Al secar el epóxico, este estira la fibra en los valles, provocando una perturbación periódica de la fibra que genera la LPFG.

2.3 Filtros basados en rejillas de periodo largo de Fibra Óptica Sintonizables

2.3.1 Térmicos

A diferencia de las rejillas de Bragg que poseen una baja sensibilidad a la temperatura, $0.014 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ a 1300 nm , las fibras de periodo largo presentan una gran sensibilidad a los cambios de temperatura, alrededor de $0.14 \text{ nm}/^\circ\text{C}^{\text{xiv}}$, lo que permite implementar sensores y filtros basados en este efecto. La sensibilidad de cada fibra a los cambios de temperatura esta directamente asociada a la forma en que la fibra fue construida y por ende, cambiando los parámetros de las técnicas de fabricación, i.e. arco eléctrico o láser de CO_2 , se pueden obtener fibras con las características deseadas. Además, al mismo tiempo que la fibra sufre los efectos del aumento de la temperatura, la fibra sufre de esfuerzos térmicos por dilatación, por lo que estos también deben ser considerados cuando se implementa un filtro actuado térmicamente.

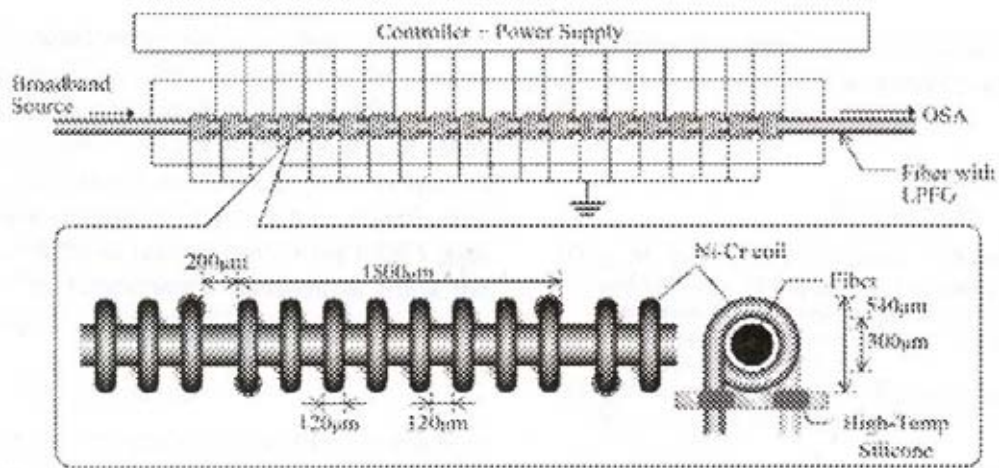
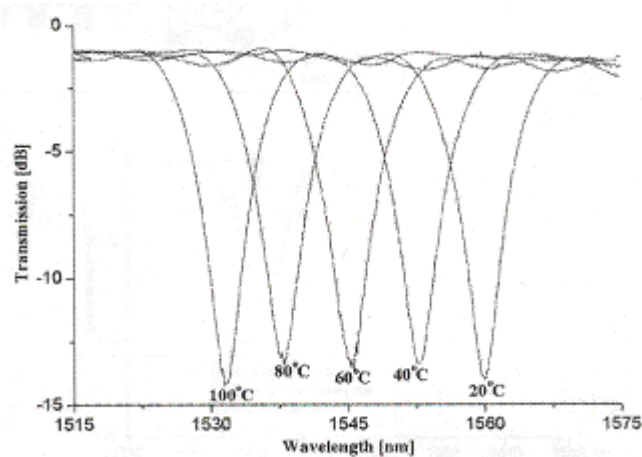


Fig. 2.2 Actuador Térmico. J.K. Bae, S.H. Kim, J.H. Kim, J. Bae. S.B. Lee y J. Jeong, "Spectral Shape Tunable Band Rejection Filter Using A Long Period Fiber Grating With Divided Coil Heaters", IEEE Photonics, 2003.



Gráfica 2.4 Espectro de Transmisión de Actuador Térmico. J.K. Bae, S.H. Kim, J.H. Kim, J. Bae. S.B. Lee y J. Jeong, Ibid.

Este efecto térmico puede ser producido mediante el calentamiento de una resistencia eléctrica, misma que puede ser incorporada en el sistema de diversas maneras. El grupo de D. M. Constantini^{xv}

fabricó una fibra recubierta con una bicapa simétrica de titanio y platino que usaba el efecto Joule para calentar la fibra. Si se toma en consideración la relación antes mencionada:

$$11) \quad \frac{\Delta\lambda_{p(1m)}}{\lambda_{p(1m)}} = \zeta_{1m}\Lambda$$

y si se supone que los mecanismos de pérdidas de calor pueden ser considerados en un solo factor, H, se obtiene la siguiente relación:

$$12) P_{el} = \Delta THL,$$

dónde P es la potencia eléctrica suministrada y L es la longitud del recubrimiento. Acoplando las dos ecuaciones antes mencionadas se obtiene:

$$13) \quad \frac{\Delta\lambda_{p(1m)}}{\lambda_{p(1m)}} = \frac{\zeta_{1m}P_{el}}{HL}$$

Ecuación que para un incremento escalón muestra una respuesta exponencial con constante de tiempo de alrededor de un segundo.

Otra forma de implementar calentadores, consiste en agregar espiras alrededor de una fibra con diámetro del recubrimiento disminuido, como lo plantea el grupo de Jun Kye Bae^{xvi}. Este método puede ser combinado con un fluido sensible al cambio de temperatura como lo hizo el grupo de Anatoli A. Abramov^{xvii}, que utilizó una fibra hueca y rellena de un polímetro sensible a los cambios de temperatura para mejorar la respuesta de la fibra debida a los cambios de temperatura.

2.3.2 mecánicos

Los esfuerzos mecánicos pueden ser aplicados de diversas formas con resultados diferentes: mediante torsión, compresión transversal y estiramiento. Un ejemplo de filtro actuado mediante torsión y estiramiento es el desarrollado por el grupo de C. Y. Lin sobre LPFGs creados mediante ataque con ácido fluorhídrico, y que llega a producir un cambio de hasta 25 dB en tensión y 50 nm en torsión^{xviii}.

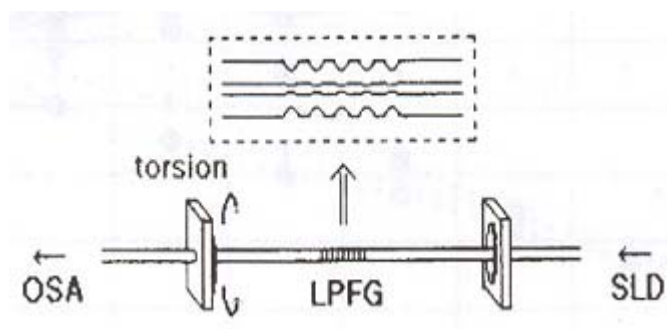
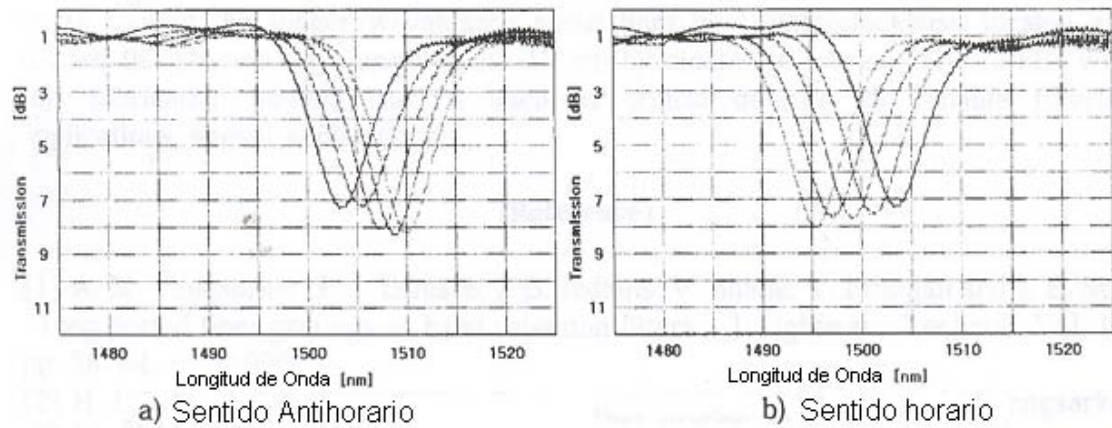


Fig. 2.3 Actuador Mecánico (Torsión). S. In, C. Chung, H.Lee. "The Resonance wavelength-tuning characteristic of arc-induced LPFGs by diameter modulation", IEEE 2002



Grafica 2.4 Espectro de Transmisión de Actuador Mecánico. S. In, C. Chung, H.Lee., Ibid.

Los dispositivos basados en micro doblado, pueden alcanzar un ancho de banda considerable, 30nm para el modo de conversión de 20 dB, pero sufren de características dependientes de la polarización y altas pérdidas de inserción, 0.4 dB^{nix}.

2.3.3 De Esfuerzo-Térmicos

Como puede inferirse, la mayor parte de los fenómenos térmicos involucran efectos mecánicos en la fibra, pero esto no es siempre algo fortuito, ya que en ciertos sistemas estos efectos son buscados en los actuadores pues mejoran su funcionamiento; lo que crea una categoría híbrida de actuadores.

Uno de estos dispositivos es el que en 2005 el grupo de Enboa Wu creó; éste utiliza una fibra pegada a un sustrato corrugado de acero inoxidable que se sintoniza mediante el aumento de temperatura del dispositivo. Este aumento en la temperatura produce esfuerzos en la fibra por la dilatación térmica y a su vez un cambio en el índice de refracción de la fibra, con lo que lograron una sensibilidad de 0.4 dB/°C.

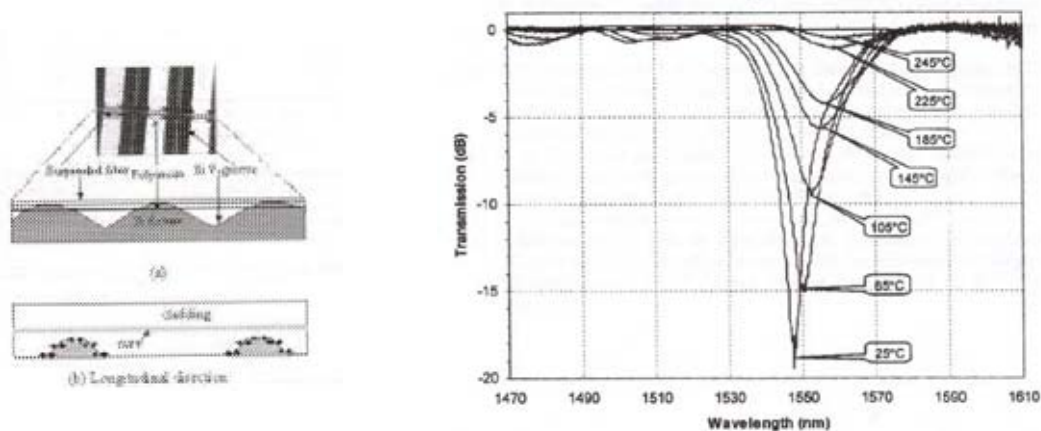


Fig. 2.4 Actuador Mecánico-Térmico y Gráfica 1.5 Espectro de Transmisión de Actuador Mecánico. Y.Jiang, Q. Li, C. Lin, I. Tomov y H.P. Lee, "A Novel Strain induced Thermally Tuned Long Period Fiber Grating Fabricated on a Periodic Corrugated Silicon Fixture", IEEE 2002

2.3.4 De Cristal Líquido

En este tipo de dispositivos el fluido alrededor de la fibra óptica es manipulado para cambiar su índice de refracción; este a diferencia de los microfluídicos no presenta movimiento, sino que sus propiedades son variadas mediante la aplicación de un voltaje. En 2001, el grupo de Yoonchan Jeong^{xx} propuso este tipo de dispositivo; para su construcción primero atacaron la fibra para aumentar su sensibilidad al medio, luego esta fue depositada entre dos placas cubiertas con ITO (óxido de indio-estaño) y separadas por un espaciador.

2.3.5 Microfluídicos

La introducción reciente de microfluidos bombeados en el área de la fibra óptica provee de una nueva clase componente con amplias y flexibles características de sintonización. Esta clase de componente, fibra óptica microfluídica, puede proveer de características atractivas: baja potencia requerida, operación no mecánica, amplio rango de sintonización, baja pérdida de inserción, comportamiento independiente de polarización, etc.

En las rejillas de periodo largo el modo fundamental del núcleo (LP_{11}) esta acoplado a diferentes modos de propagación de la cubierta propagándose hacia delante (LP_{1m}). En las LPFG, la dependencia espectral de el acoplamiento resonante esta determinado mayormente por la diferencia entre los índices de refracción entre los modos acoplados (Δn) y la diferencia entre sus índices de grupo (Δn_g) y esta dada por la relación:

$$14) \quad \frac{d\Lambda}{d\lambda_{res}} = \frac{\Delta n_g}{\Delta n^2}$$

dónde λ_{res} es la longitud de onda resonante y Λ es el periodo de la rejilla. Las fibras de periodo largo convencionales exhiben un modo de conversión fuerte en una longitud de onda resonante específica con un decrecimiento del acoplamiento, caso monotónico, en las longitudes de onda de los 3 a los 5 nanómetros.

Normalmente el rango de sintonización es de unos pocos nanómetros para un mecanismo microfluídico, pero esto también puede modificarse^{xxi}. Si una fibra se diseña para que uno de los modos mayores del recubrimiento transite de estar localizado principalmente en el recubrimiento de la fibra a un perfil espacial que interfiera con los alrededores, una característica única aparece en la de asignación de fase (periodo de la rejilla contra longitud de onda). Esta condición lleva a igualar los índices de grupo de

los modos fundamental y de orden mayor de la cubierta, haciendo $\Delta n_g \approx 0$, llevando a un máximo en la curva de asignación de fase. El espectro resultante tiene un amplio ancho de banda y tiene una gran sensibilidad ante las variaciones de las propiedades ópticas de los alrededores. Esta sensibilidad puede llevar a modulaciones de hasta 25 dB con cambios del índice de refracción de sólo 10^{-4} .

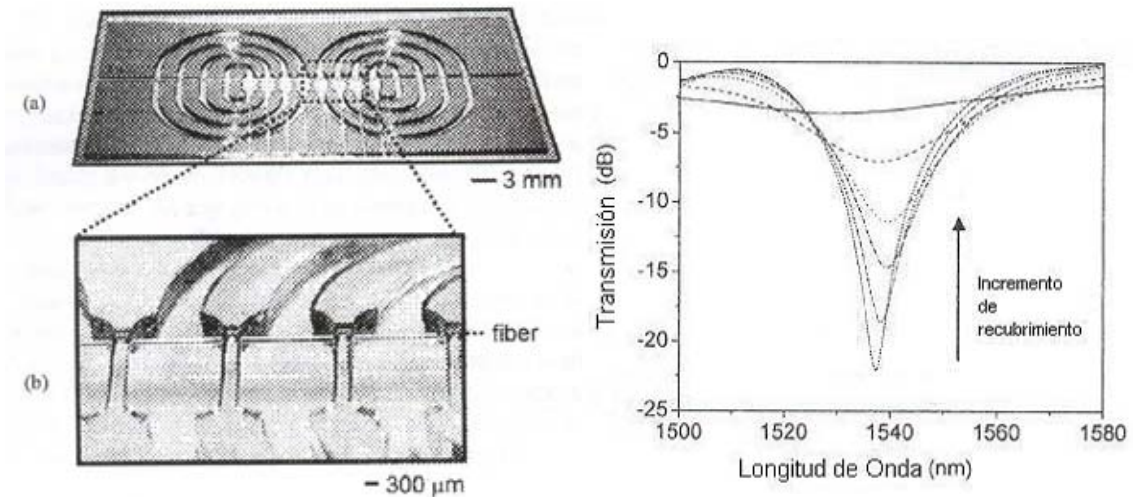


Fig. 2.5 Actuador Microfluídico y Gráfica 1.7 Espectro de Transmisión de Actuador Microfluídico. F. Cattaneo, K. Baldwin, S. Yang, T. Krupenkin, Siddharth Ramachandran, J. Rogers, “Digitally Tuneable Microfluidic Optical Fiber Devices”, JMEMS 2003

Los diseños que hasta ahora se han planteado pueden ser agrupados en dos categorías. Los pertenecientes a la primera categoría usan micro bombas y actuadores térmicos para controlar las posiciones y propiedades ópticas de los “tapones”^{*} fluídicos usados en los canales interiores de fibras ópticas especialmente diseñadas^{xxii}. Los diseños de la segunda categoría usan actuadores basados en electrohumedecimiento y canales planos junto con fibras ópticas convencionales. Este otro enfoque presenta una más rápida actuación además de preservar el estado de actuación una vez logrado el estado deseado (latching). En ambos casos los tapones fluídicos pueden moverse en ambas direcciones a lo largo de la longitud de la fibra, y los basados en electrohumedecimiento pueden además moverse en dirección transversal^{xxiii}, cambiando las propiedades ópticas de la fibra en secciones definidas de la fibra, misma que ha sido sensibilizada especialmente para el caso. La velocidad de estos actuadores depende principalmente de la distancia que tiene que recorrer el tapón fluídico, por lo que para actuadotes con dirección de movimiento longitudinal esta será proporcional al tramo de la fibra que ha sido sensibilizada para la actuación, por lo cual los actuadotes transversales presentan un mejor desempeño ya que su velocidad de actuación es constante. Además, para garantizar un desempeño apropiado de los actuadotes transversales, es necesario implementar un control realimentado para garantizar que el tapón cubra exactamente la distancia requerida; mientras que para los actuadores transversales esto no es necesario,

^{*} Fluidic plug, Sección de líquido que llena el canal y que es movilizad para cambiar las propiedades de la fibra, también referida como gota en el sistema.

pues pueden ser digitalizados mediante el uso simultaneo de múltiples tapones (gotas) en diferentes secciones de la fibra.

2.4 Comparativa de los diferentes tipos de filtro según mecanismo de actuación

Hasta el momento se ha dado una descripción a grosso modo de las características de los filtros según su mecanismo de actuación (una tabla mostrando las características particulares de cada filtro por mecanismo de actuación y grupo que la desarrolló se muestra en el apéndice). Con base en esto es posible comparar el funcionamiento de los actuadores según la tecnología que emplean. Existen varios factores que indican la calidad de los sintonizadores, i.e. el tiempo de respuesta, pérdida por inserción, repetibilidad, rango de sintonización, etc. Entre estos destacan por su utilidad para diferenciar entre los tipos de filtros en fibras ópticas el rango de sintonización y los tiempos de actuación. A continuación se muestra una tabla comparativa del cambio en el índice de refracción alcanzado por cada dispositivo, lo que indica el rango de sintonización y el tiempo de respuesta.

Tecnología	$O(\Delta n / n)$	Tiempo de Respuesta
<i>Optofluidos</i>	1	10^{-3}
<i>Cristal Líquido</i>	0.1	10^{-3}
<i>Inyección de Corriente</i>	0.02	10^{-9}
<i>Temperatura</i>	0.02	1
<i>Fotorefractivos</i>	0.001	$10^{-1} - 10^{-5}$
<i>Electro-óptico</i>	0.002	10^{-12}
<i>Foto elástico Acusto-óptico</i>	0.0001	$10^{-6} - 10^{-7}$

Tabla 2.1 Comparativa de los diferentes tipos de filtro según mecanismo de actuación Datos tomados de OPTOFLUIDICS, Ibíd.

De la tabla se puede observar que la máxima capacidad de cambio del índice de refracción lo tienen los dispositivos microfluídicos, seguidos por los de cristal líquido, aunque se encuentran limitados por su tiempo de respuesta. A pesar de que este tiempo de respuesta es prohibitivo para aplicaciones de alta velocidad, este mecanismo sigue siendo de utilidad, pues presenta mejor tiempo de respuesta que los más difundidos dispositivos térmicos. Así mismo se puede observar que pese a que muchos de los dispositivos mejoran el tiempo de respuesta de los fluidicos, ninguno alcanza su capacidad de cambio del índice de refracción, es por ello que son ideales para la implementación de sintonizadores de amplio rango.

2.5 OPTOFLUIDOS

2.5.1 Panorama

El campo de los “optofluidos”^{*} es la combinación de la óptica, la optoelectrónica y la nanofotónica con la mecánica de fluidos. Esta integración brinda una nueva oportunidad para manipular de forma dinámica las propiedades ópticas. Sus aplicaciones van desde circuitos fotónicos reconfigurables hasta el incremento de la sensibilidad de sensores biológicos; así mismo plantea la posibilidad de regular fenómenos de la mecánica fluidos por medios ópticos.

El concepto de incorporar fenómenos fluidicos al campo de la óptica data del siglo XVIII, cuando se propuso usar mercurio en recipientes rotatorios como espejos curvos lisos para telescopios reflectores. El desarrollo moderno del campo de microfluidos ha permitido el desarrollo de esta nueva clase de dispositivos híbridos, ahora conocidos como “optofluidicos”. Algunos de estos nuevos dispositivos incluyen: láseres de cristales fotónicos mejorados por cristal líquido^{xxiv}, guías de onda de interfase fluido-fluido^{xxv}, fuentes de luz fluorescente, interruptores fluidicos independientes de polarización, fibras ópticas sintonizadas microfluidicamente^{xxvi}, interferómetros, papel electrónico y lentes adaptables basadas en electrohumedecimiento. Así mismo, recientemente se ha comenzado a utilizar fenómenos ópticos para controlar las características de los fluidos, e. g. el uso de luz fluorescente para inducir cambios en el fenómeno de capilaridad.

Un factor clave para el alto desempeño de los sistemas ópticos adaptables es la capacidad de controlar en forma dinámica ya sea el arreglo físico o el índice de refracción de los componentes. Recientes avances en la tecnología de Sistemas Micro Electromecánicos ha permitido en cierta medida lograr estos objetivos y aumentar la flexibilidad y funcionamiento de los dispositivos; sin embargo las técnicas tradicionales de manipulación de los índices de refracción a través de campos eléctricos, ondas acústicas o esfuerzos mecánicos se encuentran limitadas por el cambio de índice de refracción alcanzable ($\Delta n/n$). El campo de la “optofluídica” ofrece un notable incremento en la magnitud del cambio de índice de refracción alcanzable. Actualmente la velocidad de sintonización se encuentra en el rango de los milisegundos, pero en última instancia esta se encuentra limitada por la viscosidad y las técnicas de actuación utilizadas.

La incorporación de líquidos directamente en la estructura óptica tiene también ventajas inherentes en términos de la estabilización de la temperatura. En general el coeficiente de transferencia

*“Optofluidics”, literalmente optofluidos, se entiende como la mecánica de fluidos aplicada a la óptica, aunque su uso también implica la relación reciproca

de calor (que es la constante de proporcionalidad entre la emisión de calor y la temperatura de la superficie) para sistemas inmersos en aire se encuentra entre los 10 W/m²K y los 100 W/m²K, “Optofluidics” Ibíd., dependiendo fuertemente de la geometría y la velocidad del flujo. Como resultado de una densidad mayor, capacidad calorífica específica y conductividad térmica de los sistemas inmersos en agua, los coeficientes de transferencia de calor para sistemas microfluídicos se encuentran típicamente entre los 500 W/m²K y los 10,000 W/m²K, “Optofluidics” Ibíd., por lo que representan un decremento de al menos un orden de magnitud en el cambio de temperatura.

Como se ha mencionado con anterioridad, el campo de los optofluidos involucra tanto la manipulación de las propiedades ópticas utilizando fluidos como el converso, utilizar las propiedades ópticas para manipular las propiedades mecánicas; y es por ello que las propiedades ópticas, termo-físicas y dinámicas de los fluidos son de gran importancia. Algunas de estas propiedades son la tensión superficial, ángulo de contacto, movilidad electroosmótica, índice de refracción, cambio del índice de refracción con la temperatura, viscosidad, densidad y conductividad térmica.

2.5.2 Dinámica de Fluidos

En las escalas relevantes a los dispositivos optofluídicos, desde algunas décimas de micrómetros hasta algunos milímetros, el flujo y el transporte de sustancias disueltas en los mismos puede ser logrado mediante el uso de diferentes técnicas: flujo por presión, transporte electrocinético, flotación, magnetohidrodinámica, capilaridad, electrohumedecimiento y termocapilaridad. En general los flujos pueden ser clasificados como flujos provocados por fuerzas de cuerpo o fuerzas de superficie. En cualquier caso, el flujo esta gobernado por las ecuaciones de momento y continuidad*:

$$14) \quad \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \nabla v \right) = -\nabla P + \mu \nabla^2 v + f$$

$$15) \quad \nabla \cdot v = 0 \text{ (líquido no compresible)}$$

donde v , t , P , μ y ρ son la velocidad, tiempo, presión, viscosidad y densidad respectivamente, y f representa una fuerza de cuerpo aplicada.

Crear flujos por presión es una de las formas más sencillas de lograr un mecanismo de transporte. Puede mostrarse que la velocidad promedio del flujo es directamente proporcional al área de la sección del mismo y al gradiente de presión generado*, es por ello que el flujo por presión, a pesar de

* Ecuaciones de Navier Stokes, aquí v es una cantidad vectorial

* Esto se muestra para el caso particular en el capítulo correspondiente.

ser un mecanismo muy usado en el rango milimétrico y micrométrico, presenta problemas al escalarse a unos cuantos micrómetros.

Algunas alternativas a este método que no exhiben esta limitación emplean el transporte electrocinético, en el cual se usa un campo eléctrico externo que interactúa con las cargas en la doble capa eléctrica** del fluido. Uno de estos métodos de transporte electrocinético es la electro-ósmosis, el que produce un perfil de velocidad plano:

$$16) \quad v_{ave} = \frac{\epsilon_w \epsilon_0 \zeta}{\mu} \nabla \phi = \mu_{eo} \nabla \phi$$

donde μ_{eo} es la movilidad electro-osmótica y ϵ_0 y ϵ_w son la permisividad eléctrica del vacío y la permisividad dieléctrica relativa del líquido respectivamente. En general μ_{eo} es del orden de $10^{-4} \text{ cm}^2 / \text{Vs}$ y las velocidades del flujo llegan a ser del orden de 1 mm/s para 1000 V/cm, Ibíd. La principal ventaja del flujo electrocinético es que su velocidad no se escala con el cambio de dimensiones del canal mientras el flujo no sea comparable con las dimensiones de la bicapa o doble capa eléctrica y por ende es más apropiado para flujos de pequeñas dimensiones. La principal desventaja es la alta sensibilidad de la movilidad electro osmótica a las condiciones de la interfase sólido-líquido y por ello es solamente aplicable a pocas sustancias, como las soluciones acuosas. Además en las soluciones acuosas se presentan problemas como la alta dependencia a la concentración iónica y en soluciones con alta molaridad se presentan problemas como el calentamiento joule, lo que complica aún más su uso para dispositivos optofluidicos.

Otra posibilidad es el uso de fuerzas superficiales, como la proporcionada por el fenómeno de electrohumedecimiento. En esta alternativa se obtiene el movimiento del fluido mediante la aplicación de una perturbación externa en la interfase líquido-sólido-gas. Las condiciones de esfuerzos entre estas fases están determinadas por la ecuación siguiente^{xxvii}:

$$17) \quad (p - \tau_{nn})_a - (p - \tau_{nn})_b = \sigma \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

dónde a y b representan las dos fases y tao el esfuerzo normal a la superficie, sigma es la tensión superficial y R_1 y R_2 son los radios de curvatura principales, i. e. en trayectorias ortogonales entre sí. A continuación se abunda en los mecanismos principales en los dispositivos optofluidicos.

2.5.3 PRINCIPALES MECANISMOS DE ACTUACIÓN

** Al polarizarse una sustancia electrolítica, esta forma una doble capa de unas pocas micras de espesor de cargas opuestas alrededor de las interfaces y es generalmente el resultado de la adsorción superficial de las sustancias cargadas, que forman una doble capa para mantener la electro neutralidad local del fluido.

ELECTROFORESIS

La base para la electroforesis es la migración diferencial de los iones de especies cargadas relativas a las moléculas portadoras bajo la aplicación de un flujo externo. Esta migración diferencial es principalmente un efecto de la diferencia en la carga neta entre el solvente y el soluto, a pesar de que efectos de fricción podrían tener algún efecto. Se ha encontrado que la velocidad de migración de las especies cargadas es proporcional al campo eléctrico. La constante de proporcionalidad que relaciona a estas dos cantidades se denomina movilidad electroforética (μ_{ef}). Esto es:

$$V_{ep} = \mu_{ef} E$$

Es importante notar que el portador en muchos de los casos no presenta un movimiento importante.

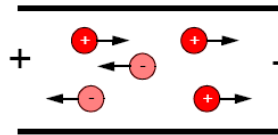


Fig. 2.6 Electroforesis

ELECTRO-OSMÓISIS

En contraste con la electroforesis, la electroósmosis es un fenómeno que involucra el bombeo de un fluido a través de un canal bajo la aplicación de un campo. En la mayor parte de los casos, las paredes en los micro canales se caracterizan por la presencia de cargas superficiales, las cuales pueden ser debidas a las propiedades de las paredes o a la adsorción de cargas de la solución. En la presencia de un electrolito, la densidad de carga superficial induce la formación de una doble capa en el fluido por la atracción de iones con carga opuesta en las vecindades del líquido con la pared. La aplicación de un campo eléctrico ejerce una fuerza en el fluido que inicialmente es sentida sólo en la vecindad de la doble capa. Como resultado, el fluido en la vecindad de la pared empieza a moverse. Debido a las fuerzas viscosas el fluido en el centro del canal es también acelerado hasta que el gradiente neto de velocidad en la dirección radial es cero y la totalidad del fluido en el canal se mueve a velocidad constante.

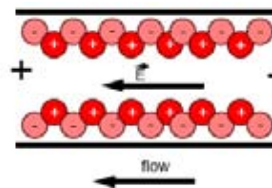


Fig. 2.7 Electroósmosis

La determinación del campo de flujo electro-osmótico requiere la solución de la ecuación de Navier Stokes incorporando el efecto electro osmótico.

$$18) \quad \nabla \cdot V_{eo} = 0 \quad (\text{Condición de Continuidad})$$

$$19) \quad \frac{D(\rho V_{eo})}{Dt} = -\nabla P + \nabla \cdot \mu \nabla V_{eo} + \rho_{eo} E$$

donde V_{eo} es la velocidad electro osmótica inducida y D/Dt es la derivada material del momento, μ es la viscosidad del fluido y P es la presión. El último término en la ecuación de momento representa la fuerza electro-osmótica que actúa sobre el fluido. Así mismo ρ_{eo} es la densidad de carga y E la intensidad de flujo eléctrico. El campo eléctrico puede ser resuelto mediante la solución de la ecuación de potencial:

$$20) \quad E = -\nabla \Phi \qquad 21) \quad \nabla^2 \Phi = -(\rho_e / \varepsilon)$$

El campo eléctrico Φ puede ser descompuesto en sus dos componentes: ϕ , el potencial externo aplicado y ζ el potencial zeta en las paredes.

$$22) \quad \Phi = \phi + \zeta$$

Si se supone que los efectos del potencial zeta están confinados a una región muy pequeña cercana a las paredes, como realmente ocurre, la distribución de carga puede ser asumida como gobernada solamente por el potencial zeta, independientemente del campo externo. Esto permite descomponer la ecuación de potencial eléctrico en dos, una de potencial zeta y otra del potencial aplicado.

$$23) \quad \nabla^2 \phi = 0 \qquad \text{Potencial Aplicado}$$

$$24) \quad \nabla^2 \zeta = -(\rho_e / \varepsilon) \qquad \text{Potencial Zeta}$$

La ecuación de potencial puede ser simplificada haciendo uso de el tratamiento de Debye-Hückel para la densidad de carga. Esto esta basado en el concepto de doble capa difusiva, propuesto inicialmente por Gouy y Chapman, que supone que la doble capa se extiende por alguna distancia finita dentro del fluido. A través de esta aproximación la densidad de carga en las paredes puede ser determinada a través de la ecuación de Boltzman, que resulta en la ecuación de Poisson-Boltzman para la ecuación del potencial de zeta.

$$25) \quad \nabla^2 \zeta = \frac{2n_0 z e}{\epsilon \epsilon_0} \sinh\left(\frac{z e}{k T} \zeta\right)$$

donde n_0 es la concentración iónica, z es la valencia de la solvante cargado, e es la carga del electrón, k es la constante de Boltzman y T es la temperatura, ϵ_0 es la permisividad del vacío. Si asumimos que $ze \ll kT$ la ecuación se reduce a la forma:

$$26) \quad \nabla^2 \zeta = K^2 \zeta$$

donde

$$27) \quad K = \left(\frac{2n_0 z^2 e^2}{\epsilon \epsilon_0 k T} \right)^{1/2}$$

que se conoce como el parámetro de Debye-Hückel y $1/K$ se denomina espesor característico de la doble capa o bicapa. Para **sistemas basados en agua**, el espesor de la capa electro-osmótica doble va de los 100 nm a 1 μm , escala que es mucho más pequeña que la escala normal de los túneles microfluídicos empleados. Para este caso, el efecto electro-osmótico puede ser modelado usando simplemente las condiciones de frontera:

$$28) \quad V_{eo} = \mu_{eo} \vec{E}$$

donde μ_{eo} es la movilidad electro osmótica, que relaciona la velocidad del flujo en la pared con el campo eléctrico. Esta aproximación es válida mientras el espesor de la bicapa electro osmótica sea menor que un pequeño porcentaje del diámetro del canal (3% es una buena aproximación^{xxviii}).

El coeficiente de movilidad electro-osmótica puede ser determinado experimentalmente o puede ser determinado como una función de cantidades más fundamentales. Por medio de un balanceo de fuerzas electrocinéticas con fuerzas viscosas, una solución analítica de las ecuaciones de Navier-Stokes lleva a la expresión para movilidad electro-osmótica como función del potencial zeta.

$$29) \quad \mu_{eo} = \frac{\epsilon \epsilon_0 \zeta}{\mu}$$

donde μ es la viscosidad dinámica del fluido.

Además, si tomamos en cuenta el movimiento de las especies cargadas en el campo eléctrico, este puede ser determinado mediante el acoplamiento de la ecuación de transporte de las especies con las ecuaciones derivadas.

DIELECTROFORESIS

La dielectroforesis, el transporte convectivo de las especies en el fluido, es debido a una combinación del movimiento electro osmótico del fluido portador y el transporte electroforético de las especies bajo el efecto de un campo eléctrico aplicado. Es por tanto un fenómeno complicado que involucra diversos factores, entre los que se encuentra la homogeneidad de la neutralidad del líquido portador, así como su preeminencia en proporción a las especies en la mezcla y las interacciones químicas y físicas entre las especies.

La dielectroforésis ocurre cuando las partículas polarizadas son colocadas en un campo eléctrico no uniforme. Cuando estas partículas polarizadas experimentan un campo eléctrico, un momento bipolar es inducido y si el campo es espacialmente no uniforme, las partículas experimentarían una fuerza neta, debida a que la fuerza experimentada por uno de los extremos de la partícula es ligeramente mayor a la experimentada por el otro. Esta fuerza causa el movimiento de la partícula, es decir la dielectroforésis. Este movimiento es difícil de calcular, ya que depende en forma compleja de las propiedades del solvente y las partículas, por lo cual sólo se han formulado soluciones exactas para formas regulares y usuales como para el caso de partículas esféricas.

En general este fenómeno ocurre bajo campos externos DC y AC. Sin embargo, si partículas cargadas son usadas, la electroforesis domina al comportamiento dielectroforético en un campo de DC, en otras palabras, el módulo de la velocidad debida a la dielectroforesis es pequeño en comparación al debido a la electroforesis^{xxix}.

ELECTROHUMEDECIMIENTO

Conforme la dimensión característica de un fluido se reduce al rango micrométrico, los efectos de superficie se vuelven un factor cada vez más importante en su movimiento, ya que la proporción superficie/volumen es inversamente proporcional a su dimensión característica. Es por ello que en esta escala es posible iniciar y controlar el movimiento de una gota modificando su tensión superficial. Esto puede lograrse utilizando un número variado de técnicas: luz UV^{xxx,xxxii}, gradientes de temperatura^{xxxiii}, campos eléctricos^{xxxiv,xxxv}, métodos electroquímicos^{xxxvi} y la modificación directa de la superficie de contacto. Entre estos métodos destaca el uso de campos eléctricos para controlar la energía superficial que se ha convertido en una estrategia versátil y ampliamente usada en investigación.

En el caso de flujos discretos, i.e. gotas, este mecanismo recibe el nombre de electrocapilaridad o electrohumedecimiento. En este tipo de actuadores se coloca una sustancia conductora sobre una superficie dieléctrica delgada recubierta con una sustancia hidrofóbica, e.g. teflón, y se aplica una diferencia de potencial entre la gota y un electrodo debajo del dieléctrico, lo que causa la deformación de la gota. El cambio en la forma de la gota es causado por una competencia entre las energías de tensión superficial y eléctrica. El teflón es un material hidrofóbico y ,cuando no hay voltaje aplicado, la gota de agua se repliega para minimizar el área de la interfase agua/teflón. Cuando un voltaje es aplicado a la gota esta actúa como un conductor y la capa dieléctrica bajo la interfase del líquido es polarizada. La energía eléctrica es proporcional a este volumen de dieléctrico polarizado y es mínima cuando el área entre el teflón y el agua es máxima. Es en este momento en que la energía de tensión superficial y la eléctrica compiten, causando las fuerzas que cambian la forma del líquido.

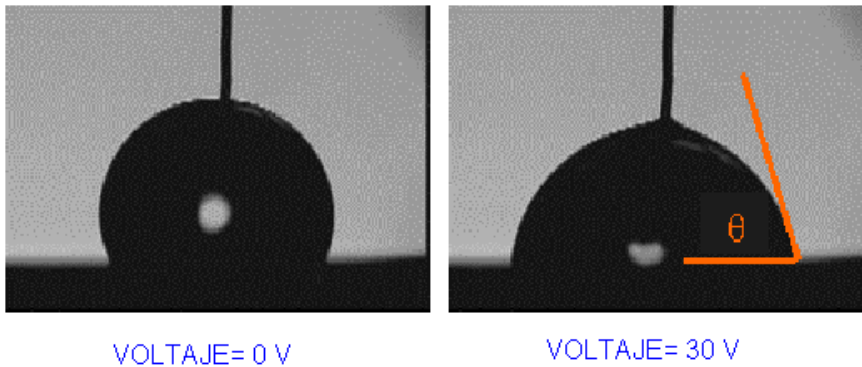
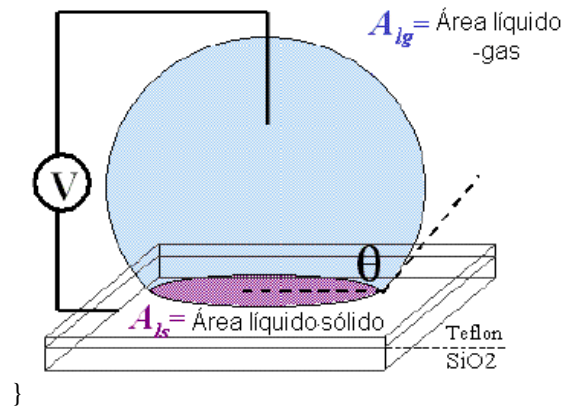


Fig. 2.8 Actuador c/ electrodo. Robin Garrel UCLA

ⁱ R. Ramaswami, "Propagation & Signals in Optical Fiber"

ⁱⁱ Departamento de Fotónica, Electrical & Computer Engineering , Brigham Young University.
<http://www.ee.byu.edu/index.phtml>

ⁱⁱⁱ S. James, E. Shehura, R. Murphy, S. Buggy, R. Correia, R. Tatam, OPTICAL SENSORS GROUP, "Long Period Fibre Gratings", 2005.
<http://www.cranfield.ac.uk/soe/cpoe/cpoebrag2.htm>

^{iv} K. FUJITA, "DYNAMIC EVOLUTION OF THE SPECTRUM OF LONG-PERIOD FIBER BRAGG GRATINGS FABRICATED FROM HYDROGEN-LOADED OPTICAL FIBER BY ULTRAVIOLET LASER IRRADIATION", APPLIED OPTICS, VOL. 44, 20 DE NOVIEMBRE DE 2005, PP. 7032-7035.

^v K.T. V. GRATTAN Y B.T. MEGGIT (EDITORES), "OPTICAL FIBER SENSOR TECHNOLOGIES. ADVANCED APPLICATIONS", 2000, KLUWER ACADEMIS PUBLISHERS, BOSTON.

^{vi} S. Khaliq, S W. James y R P Tatam, "Enhanced sensitivity fibre optic long period grating temperature sensor" , Measurement Science and Technology, 13 , PP. 792-795, 2002.

^{vii} S. Yin, O. Lonov, K.-W. Cheng, P. Kurtz, K. Reichard, H. Liu y Q. Zhang, "Wavelength tuning range enhanced single resonant band fiber filter using a long period grating (PG) with ultra thin cladding layer", Peen University, 2000.

^{viii} S. Khaliq, S. W. James y R. P. Tatam, "A long period grating liquid level sensor Presented at the 15th International Conference on Optical Fibre Sensors (OFS-15), Portland, Oregon, USA", mayo de 200,. IEEE Cat. No: 02EX533, PP. 127-130.

^{ix} A. Othonos, "Bragg Gratings in Optical Fibers: Fundamental Applications", 2000.

^x HILL, K. O. FUJII, Y. JOHNSON, D. C. KAWASAKI, "PHOTOSENSIVITY IN OPTICAL FIBER WAVEGUIDES: APPLICATION TO REFLECTION FIBER FABRICATION", APPLIED PHYSICS LETTERS 32 , 1978, PP. 647-9

^{xi} T.-T. WANG, "A NOVEL TUNEABLE GAIN EQUALISER BASED ON A LONG-PERIOD FIBER GRATING WRITTEN BY HIGH FREQUENCY CO₂ LASER PULSES", IEEE, 2003.

^{xii} Y.-G. Han, S. H. Kim, S. B. Lee, U.-C. Pael y Y. Chung, "Development of core mode blocker with H₂-Loaded Ge-B codoped fibers", Electronic Letters, 2003.

^{xiii} E. Wu, R.-C. Yang, K.-C. San, C.-H. Lin, F. Hlhasen y H. P. Lee, "A highly efficient thermally controlled loss-tuneable long period fiber grating on corrugated metal substrate", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 17, No. 3, 2005

^{xiv} V. Bhatia, M. K. Burford, K. A. Murphy, A. M. Vergsarkar, "Long Period Fiber Grating Sensor", Technical Digest, 1996, PP. 265-266.

^{xv} D. M. Constantini, C A. Muller, S. A. Vasiliev, H. G. Limberger y R. P. Salthé, "Tuneable Loss Filter Based on Metal Coated Long Period Fiber Grating", IEEE Photonic Technology Letters, Vol. 2, 1999, PP 1458-1460.

^{xvi} J. K. Bae, S. Hyuck, J. H. Kim, G. Bae y J.-M. Jeong, "Spectral Shape Tuneable Band- Rejection Filter Using a Long-Period Fiber Grating UIT Divided Coil Heaters", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 15, 2003.

^{xvii} A. A. Abramos, B. J. Eggleton, J. A. Rogers, R. P. Espindola, A. Hale, R. S. Windeler y T. A. Strasser, "Electrically Tuneable Efficient Broad Band Fiber Filter", IEEE 1999.

^{xviii} C. Y. Lin y L. A. Wang, "Corrugated Long Period Fiber Gratings as Band-Rejection Filters", National Taiwan University

-
- ^{xxix} C. D. Poole, H. M. Presby, y J. M. Meester, *Electronic letters*, Vol. 30, PP. 1437-1438.
- ^{xx} Y. Jeong, H.-R., S. Back, Y. Kim, Y. W. Lee, B. Lee y S.-D. Lee, "Electrical Modulation of an Etched Long Period Fiber Grating with a Liquid Cristal Caldding", *IEEE* 2001.
- ^{xxi} B. R. Acharya y T. Krupenkin, "Tunable optical Devices based on Broadband Long- Period Gratings and Pumped Microfluidics"
- ^{xxii} C. Kerbage, R. Wdeler, M. Dolinski, B. J. Eggleton, P. Mach, F. Cattaneo, J. Rogers, "Tuneable Devices Based on Dynamic Positioning of Microfluids in Microstructured Optical Fiber", *Optical Community*, Vol. 204, PP. 179-184.
- ^{xxiii} K. Baldwin, S. Yang, T. Krupenkin, S. Ramachandran y J. A. Rogers, "Digitally Tuneable Microfluidic Devices", *JMEMS*, Vol. 12, PP. 907-912.
- ^{xxiv} Maune, B. Lonkar, M. Witzens, J. Hochberg, M. Bachr-Jones, "Liquid Crystal Electric Tuning of a Photonic Crystal Laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 86, PP. 360-362, 2004.
- ^{xxv} D. Wolfe, R. Conroy, Garstecki, P. Mayers, B. Fischbach, M. Paul, "Dynamic Control of Liquid-Core Liquid-Liquid-Cladding Optical Waveguides", *PNAS* Vol. 101, PP. 12434-12438.
- ^{xxvi} P. Mach, M. Dolinski, K. Baldwin, J. Rogers, C. Kerbage, C. Windeler, B. Eggleton, "Tuneable Microfluidic optical fiber", *Applied Physics Letters*, Vol. 80, PP 4294-4296, 2002.
- ^{xxvii} D. Erickson, X. Heng, Z. Li, T. Rockwood, T. Emery, Z. Zhang, A. Scherer, C. Yang y D. Psaltis, "Optofluidics", *Department of Mechanical & Aerospace Technology, Cornell University*, 2005.
- ^{xxviii} *Coventor Manual, Verion 2004, Section 3: Netflow, Pgina F3-46*
- ^{xxix} *Coventor Manual, Verion 2004, Section 3: Netflow, Pgina F3 48*
- ^{xxx} K. Ichimura, S. K. Oh., Nakagawa, *Science* 2000, 288, 1624-1626.
- ^{xxxi} R. Wang, K. Hashimoto, A. Fujishama, *Nature* 1997, 388, PP. 431-432.
- ^{xxxii} D. E. Kataoko y S. M. Troian, *Nature* 1999, 402, PP. 794-797.
- ^{xxxiii} T. S., Sammarco M. A. Burns, *American Institute of Chemical Engineering Journal*, 1999, 45, PP. 350-366
- ^{xxxiv} E. Colgate, H. Matsumoto, *Journal of Vacumm Science Technology*, 1990, 8, PP. 3625-3633.
- ^{xxxv} C. Rosslee, N. L. Abbot, *Colloid Interface Science*, 2000, PP. 81-87.
- ^{xxxvi} B. S. Gallardo, V. K. Gupta, F. D. Eagerton, L. L. Jong, *Science* 1999, 283. PP. 1725-1716.

3.- DESCRIPCIÓN DEL ACTUADOR Y SU FUNCIONAMIENTO

Por los motivos expuestos en la sección anterior: gran capacidad de cambio en el índice de refracción y su posibilidad de digitalizar su funcionamiento, se optó por modelar y diseñar un actuador micro fluidico basado en electrohumedecimiento.

3.1 Funcionamiento de los Actuadores por Electrohumedecimiento

El efecto de electrohumedecimiento fue originalmente investigado por Lippman en su experimento de electrocapilaridadⁱ y posteriormente por Frounkine, quien descubrió que un electrolito humedece una superficie metálica polarizadaⁱⁱ. A pesar de que estos descubrimientos iniciales tienen casi cien años, el concepto de un actuador basado en electrohumedecimiento es relativamente reciente y se remonta al artículo de 1997 presentado por M. Washizu. Luego este fenómeno fue utilizado por el grupo de Berge que creó un actuador con una geometría más práctica, insertando una capa aislante entre el líquido conductor y el electrodo de actuaciónⁱⁱⁱ. Hasta la fecha, este efecto se ha utilizado para implementar micro motores^{iv,v}, micro laboratorios en un chip^{vi} y como pistón para el movimiento de micro espejos^{vii} entre otros.

En los actuadores por electrohumedecimiento, la gota de material conductor se encuentra en contacto con un electrodo, tierra, y con un sustrato recubierto con una capa delgada de dieléctrico, debajo del cual se encuentra otro electrodo. Al activar este electrodo aislado, se cambia la curvatura de la gota localmente; lo que cambia la presión en este extremo de la gota, causando un gradiente de presión a través de la gota y a su vez el movimiento de la misma.

La geometría de estos actuadores ha sido modificada sustancialmente desde los primeros experimentos de Washizu. Los diseños iniciales de actuadores basados en este fenómeno padecían de defectos como el uso de electrodos externos, lo que impedía su actuación autónoma, y la baja repetibilidad de su actuación. Para solucionar el primero de estos problemas se ha optado por utilizar electrodos en el sustrato y para mejorar la repetibilidad se ha experimentado con el uso de diversos materiales para los electrodos y nuevas soluciones electrolíticas, así como el uso de diversas geometrías para el espaciamiento de los electrodos. También se ha agregado una capa de un material hidrofóbico, usualmente teflón, sobre el dieléctrico para controlar y mejorar la respuesta.

Con estas mejoras se han logrado de forma consistente velocidades de operación de algunos centímetros/segundo^{vi}, que superan con creces los flujos electro-osmóticos y permiten lograr el flujo discreto (gotas) en un medio inmiscible, lo que convierte a los actuadores por electrohumedecimiento en candidatos potenciales para diseñar interruptores.

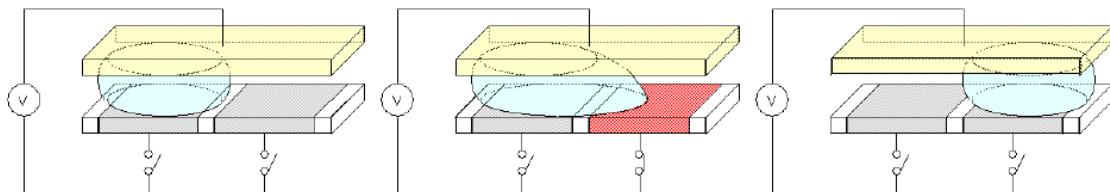


Fig. 3.1 Actuador EWOD, CJ KIM, UCLA 1

La figura anterior ilustra estas mejoras, en ella se emplean tres electrodos: tierra, que se encuentra en el plano superior, y dos electrodos activos, formando un sistema desarrollado por CK Kim de la Universidad de California, Los Ángeles, y conocido como EWOD, Electro-Humedecimiento-Sobre-Dieléctrico.

Así, el empleo de este tipo de dispositivos, parte del grupo de actuadores conocidos como bombas microfluídicas, se ha diversificado y recientemente han sido utilizados para modular las características de fibras ópticas. Estos nuevos dispositivos junto con la fibra, son conocidos en su conjunto como fibras ópticas microfluídicas actuadas por electrohumedecimiento.

Las primeras fibras ópticas microfluídicas accionadas por electrohumedecimiento, consistían en dispositivos que transportaban una gota de fluido con índice de refracción previamente seleccionado a lo largo de una rejilla de periodo largo, cubriendo una longitud variable de la misma. Este dispositivo formaba en esencia dos rejillas de periodo largo acopladas, cuya longitud podía ser variada. Este actuador presentaba una geometría muy sencilla, pero al tener que recorrer el total de la longitud de la rejilla, algunos centímetros, los tiempos de actuación eran generalmente de unos segundos. Para solucionar este problema, un nuevo enfoque surgió; este consiste en transformar al dispositivo de analógico a digital mediante el uso de varios actuadores independientes que desplazan las gotas en dirección perpendicular a la fibra, cubriendo cada vez un segmento fijo de la rejilla de periodo largo^{viii}, lo cual disminuye los tiempos de actuación y vuelve al dispositivo más confiable, aunque con la pérdida de resolución asociada con todo dispositivo digital.

3.2 Descripción General y Esquema del Dispositivo

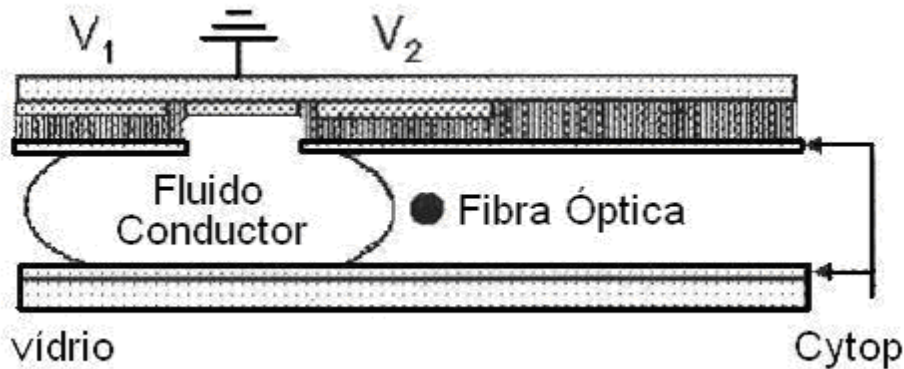
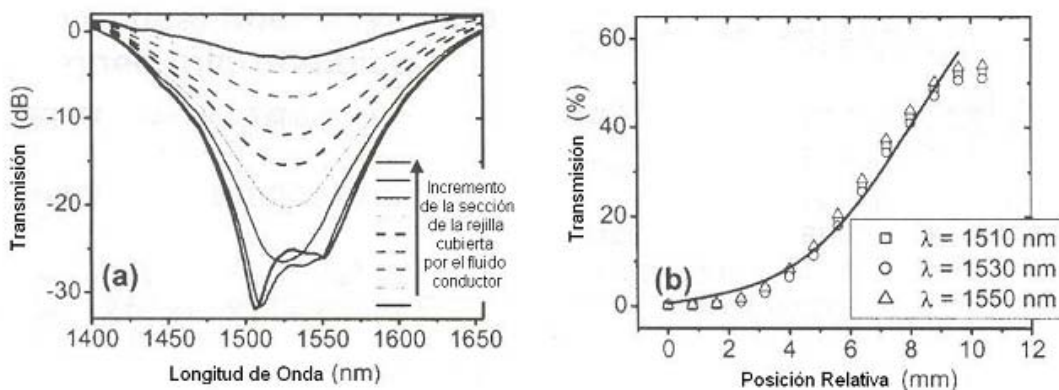


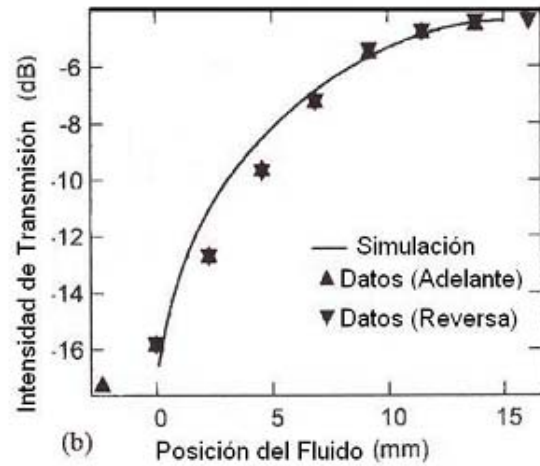
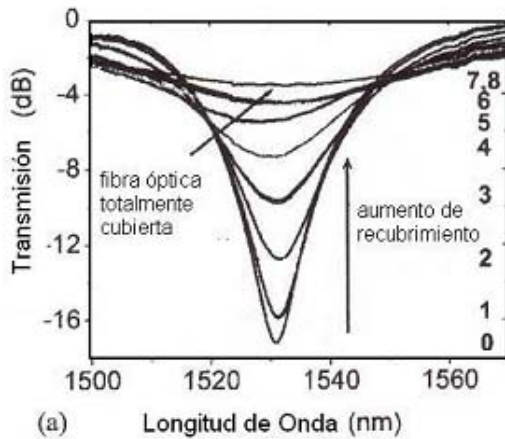
Fig. 3.2. Actuador Digitalizado

El sistema a modelar consta de una cavidad rectangular, de la cual se muestra su sección longitudinal; esta es atravesada por una fibra óptica con una rejilla de periodo largo en un extremo y además contiene una gota de fluido conductor en el otro extremo. Sobre la cavidad descansan tres electrodos: dos aislados y otro más, el central, en contacto directo con el fluido conductor. Este último conectando el fluido a tierra, mientras que los otros dos reciben voltajes variables. Cuando uno de estos electrodos aislados es activado, alcanzando un potencial V , la gota se mueve en esta dirección humedeciendo el electrodo. Mediante la activación de uno y otro electrodo, se logra cambiar el fluido circundante a la rejilla de periodo largo fabricada en la fibra óptica, cambiando el índice de refracción del medio y a su vez el espectro de transmisión de la señal inyectada a través de la fibra óptica.

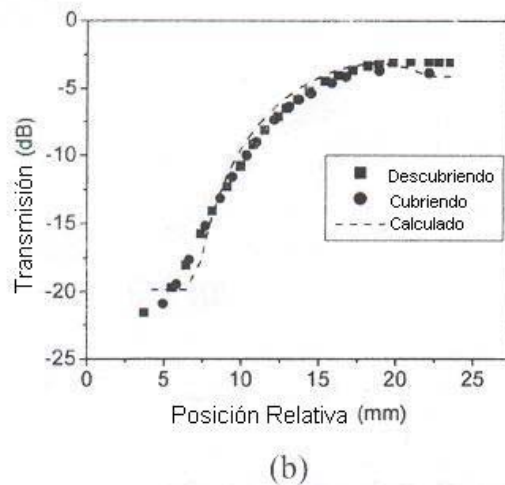
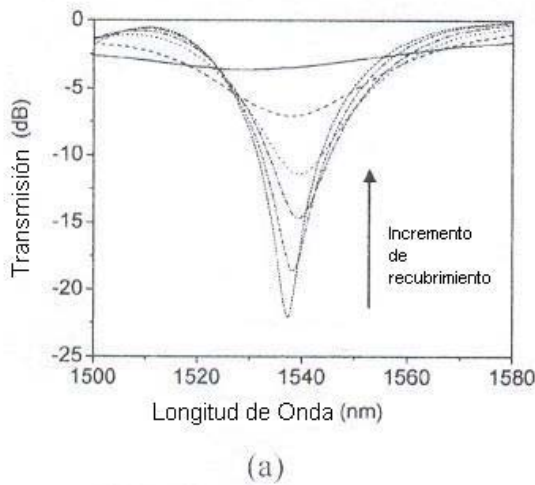
Este mecanismo ha sido usado en varios dispositivos; la respuesta de los mismos se muestra a continuación, referencias 21, 23 y 44.



3.1.A Respuesta de Actuadores por Electrohumedecimiento Existentes. Referencia 21



3.1.B Respuesta de Actuadores por Electrohumedecimiento Existentes. Referencia 23



3.1.C Respuesta de Actuadores por Electrohumedecimiento Existentes. Referencia 44.

En estas gráficas, se puede observar la atenuación de la banda de supresión conforme se incrementa el recubrimiento de la rejilla de periodo largo. Esto se logra modificando el índice de refracción del fluido circundante mediante la adición de sales como el dicromato de sodio para que se satisfaga la condición de fase de la rejilla.

Este mecanismo puede ser digitalizado mediante el uso de una serie consecutiva de estos dispositivos, incrementando la longitud de la rejilla cubierta por la gota en forma discreta y a su vez el control sobre la sintonización del dispositivo.

El comportamiento en forma detallada del dispositivo y mecanismo de actuación se discute en la siguiente sección.

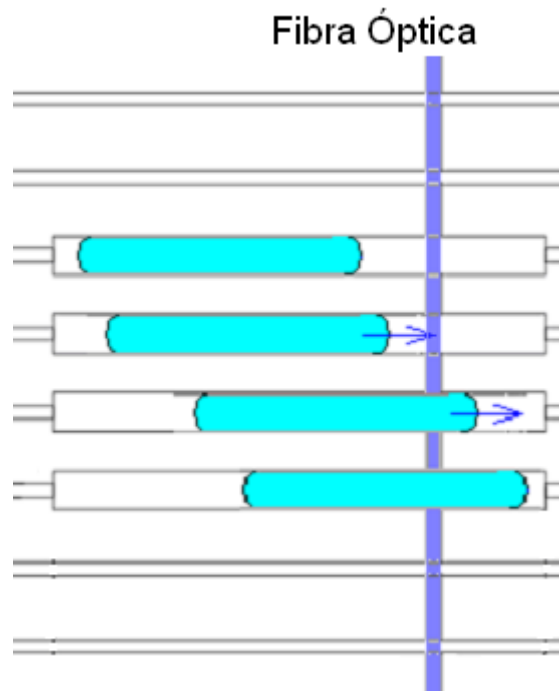


Fig. 3.3. Esquema del Dispositivo (Vista Superior). Aquí se muestran cuatro cavidades con dos posiciones para la gota: sobre el electrodo derecho, cubriendo la rejilla de periodo largo en la fibra, y sobre el electrodo izquierdo.

ⁱ A. W. Adamson y P. Gast, *Physical Chemistry of Surfaces*, 6ta edición, NY, 1997, PP. 192-199.

ⁱⁱ C. Quillet y B. Berge, "Electrowetting: A recent Outbreak", *Colloid Interface Science*, Vol. 6, PP. 34-39, 2001.

ⁱⁱⁱ M. Vallet, B. Berge y L. Vovelle, "Electrowetting of water and aqueous solutions on poly (ethylene terephthalate) insulating films", *Polymer*, Vol. 37 No. 12, PP. 1465-2470, 1996.

^{iv} J. Lee y C. J. Kim, "Surface Tension Driven Microactuator Based on Continuous electrowetting (CEW)", *JMEMS*, Vol. 9, No 2, junio del 2000, PP. 171-180.

^v K. S. Yun, "A micro pump driven by continuous electrowetting actuation for Low voltage and low power operations", *proceedings of the IEEE 101*, Interlaken, Switzerland, junio de 2001, PP. 487-490.

^{vi} M. G. Pollack, R. B. Fair, y A. D. Shenderov, "Electrowetting-based actuation of Liquid droplets for micro fluidics applications", *Applied Physics Letters*, Vol. 77, No. 11, 2000.

^{vii} H. Zeng, A. D. Feinerman, Z. Wand, P. Cahn y R. Patel, “Piston Motion Micro mirror Based on Electrowetting of Liquid Metals”, JMEMS, abril de 2005, Volúmen 14, Número 2.

^{viii}F. Cattaneo, K. Baldwin, S. Yang, T. Krupenkine, P. Mach, J. Hsieh y J. A. Rogers, “Tuneable Micro fluidic Optical Fiber Devices based on EW Pumps and Plastic Microchannels”, IEEE Photonics, Vol. 15, No. 1, 2003.

4.- MODELADO DE ACTUADOR POR ELECTROHUMEDECIMIENTO (ELECTROCAPILARIDAD)

4.1 MODELO

El número de sistemas microfluídicos que han sido modelados e implementados ha crecido sustancialmente en años recientes; esto obedece a la gran cantidad de aplicaciones biológicas y químicas potenciales de estos sistemas, tales como arreglos para el análisis rápido de ADNⁱ, análisis y detección de proteínas, etc. Se han empezado a utilizar algunos de los sistemas clásicos de control como la realimentación en sistemas tales como el control del movimiento de partículas suspendidas en soluciónⁱⁱ y el movimiento de células individuales.

Sin embargo, pese a la aparente panacea de modelos físicos, algunos de los fenómenos no han sido plenamente comprendidos y siguen siendo tema de polémica entre los físicos. Este es el caso, pese a ser un fenómeno ya bastante popularizado, de la electrocapilaridad o electrohumedecimiento. Se han identificado los factores clave para la operación de los actuadores, pero aún existe cierta insatisfacción en el modelado de los mismos, principalmente debida a la inadecuada predicción del ángulo de contacto de saturación. Este fenómeno es el siguiente: cuando se incrementa el voltaje aplicado, la gota incrementa su área de contacto decrementando su ángulo de contacto con el sustrato^{*}, pero esto sólo es válido hasta que se llega a un voltaje crítico a partir del cual el ángulo de contacto ya no cambia; si se sigue incrementando el voltaje, la línea de interfase sólido-líquido-gas sufre de inestabilidades. Por fortuna, sin importar el método y los supuestos que se sigan para derivar los modelos elementales, se llegan a expresiones similares o iguales, que en el peor de los casos, bajo las condiciones usuales y lejos de la zona de voltaje de saturación, proporcionan resultados de magnitudes similares.

El funcionamiento del actuador recae en un par de ideas simples, aunque no tan fáciles de modelar. La primera de estas ideas reside en el hecho de que en una gota de cualquier material, por el simple hecho de constituir una gota, existe una diferencia de presión entre la interfase de esta y el medio que la rodea, i.e. aire, un líquido lubricante, o el material que la sostiene, y que depende de su forma, superficie, volumen y el ángulo de contacto con el sustrato en el que esta se encuentra. Ahora bien, si se modifica localmente alguno de los estos factores, como el ángulo de contacto y/o su forma, se causa una diferencia de presión entre los extremos de la gota, lo que ocasionara su desplazamiento. La otra idea consiste simplemente en usar el fenómeno de electrocapilaridad para obtener esta variación local de la presión.

^{*} En el caso de este modelado, cómo se usa el complemento de este ángulo, el mismo aumenta en lugar de disminuir.

La dificultad de modelar analíticamente el problema reside en resolver las ecuaciones de Navier-Stokes para un sistema cuyas condiciones de frontera son difíciles de establecer con exactitud. Esto debido en principio a la forma irregular que adopta la gota en contacto con las paredes y electrodos y en segunda instancia a establecer un perfil de velocidad en condiciones no simétricas, lo que se agrava si consideramos el estado no estacionario del sistema, y por último el incierto comportamiento electrodinámico de la gota.

Para librar estos escollos, se han usado diferentes aproximaciones. La primera de estas consiste en la minimización energética de estados estáticos consecutivos utilizando el tensor de esfuerzos de Maxwell, obteniendo así una aproximación del comportamiento dinámico de la gota. Esta estrategia es usada por varios grupos, entre los cuales destaca el grupo de Jan Lienemann, Andreas Greiner y Jan G. Korvink, que ha desarrollado una herramienta para simular los efectos del electrohumedecimiento en diferentes condiciones, llamada EDEWⁱⁱⁱ (Evolve Droplets by electrowetting), en el Instituto de Tecnología de Microsistemas (IMTEK), y que a su vez utiliza el programa Surface Evolver^{iv}. Esta técnica ofrece una herramienta capaz de suministrar información acerca del sistema en su conjunto y permite obtener un estimado del voltaje mínimo de activación o voltaje de encendido, analizando diferentes tipo de formas de electrodos y dimensiones. Sin embargo no ofrece en forma directa un estimado de la velocidad de actuación, lo que limita la capacidad predictiva de la herramienta.

La otra de estas estrategias consiste en modelar el fenómeno de forma simplificada, lo que permite predecir de forma aproximada el comportamiento de algunas de las variables de interés, sacrificando en alguna medida precisión, pero esclareciendo las relaciones fundamentales existentes. Esta ha sido la estrategia empleada por Altti Torkkeli de VTT Technology y el grupo de Jason S. Kuo^v.

En vista de estas dos opciones se procederá a plantear un modelo analítico general para después comparar los resultados obtenidos del mismo con los aspectos que pueden ser simulados por las herramientas computacionales disponibles.

MODELADO

Es posible dividir la obtención del modelo analítico en tres etapas: la obtención de un modelo simple de electrocapilaridad, el planteamiento de la ecuación de presión y la solución de las ecuaciones de Navier Stokes.

4.2 modelo simple de electrocapilaridad

El modelo más usado de electrocapilaridad puede ser obtenido de diversas formas. Aquí se opta por uno de los métodos medianamente formales, pero puede recurrirse al método de Tensor de Esfuerzos de Maxwell que se presenta en el apéndice.

De acuerdo a la ecuación de Young, el ángulo de contacto depende de las tensiones en las interfaces γ_{lv} , γ_{sl} y γ_{sv} , entre las fases sólida (s), líquida (l) y gaseosa (v).

$$30) \quad \gamma_{lv} \cos \theta = \gamma_{sv} - \gamma_{sl}^*$$

La energía de la interfase sólido-líquido es función del potencial del electrodo y como consecuencia, por la ecuación de Young, el ángulo θ es también función del potencial del electrodo. γ_{sl} se compone de una parte eléctrica γ_{sl}^{el} y una parte química γ_{sl}^0 . La parte eléctrica puede ser obtenida como la integral doble de la capacitancia respecto al potencial. De tal forma que:

$$31) \quad \gamma_{sl}(V) = \gamma_{sl}^0 + \gamma_{sl}^{el} = \gamma_{sl}^0 - \iint C dV dV$$

El valor de C es la capacitancia de la interfase líquido-sólida. Para esta región y en el caso en que el recubrimiento es mayor que 0.1 micras, el efecto de la capa doble puede ser despreciado y la capacitancia puede ser modelada como la de un capacitor de placas planas paralelas con el recubrimiento como dieléctrico. Si el recubrimiento tiene un capacitancia ϵ y un grosor δ , la integral doble se transforma en la energía almacenada en el capacitor con parámetro $C=(\epsilon/\delta)$, por lo que la ecuación de Young queda como:

$$32) \quad \gamma_{lv} \cos \theta(V) = \gamma_{sv} - \gamma_{sl}^0 + \frac{\epsilon}{2\delta} V^2$$

Despejando, obtenemos

$$33) \quad \cos \theta(V) = \frac{\gamma_{sv} - \gamma_{sl}^0}{\gamma_{lv}} + \frac{\epsilon}{2\delta\gamma_{lv}} V^2$$

Donde la primera parte del lado derecho puede interpretarse como el coseno del ángulo cuando el voltaje aplicado es 0, resultando en la siguiente expresión conocida como la expresión de Young-Lippman.

* Los ángulos usados en estas relaciones son los medios a partir del interior de la gota hacia la interfase, es decir lo usuales.

$$34) \quad \cos \theta(V) = \cos \theta_0 + \frac{\varepsilon}{2\delta\gamma_{lv}} V^2$$

De esta expresión se puede notar que la actuación mejora al reducir el espesor de la capa aislante o al cambiar el material aislante por uno de mayor constante dieléctrica. Los valores que predice esta expresión han mostrado gran concordancia con los experimentos lejos de la región de saturación, como lo muestran los experimentos de Wim J. J. Welters y Lambertus G. J Fokkink.^{vi} Por otro lado, es notable que no todos los materiales investigados han mostrado esta dependencia cuadrática debido a efectos superficiales como la morfología de la superficie y la acumulación de cargas en la misma. Afortunadamente las soluciones acuosas han mostrado gran concordancia con este modelo.

Este modelo es válido mientras la operación se encuentre lejos de la zona de saturación, por lo cual el modelo también debe ser limitado de acuerdo con esto. Así mismo, se debe tener en cuenta la posible generación de cargas parásitas en el dieléctrico. Tomando en cuenta estas consideraciones el modelo queda como:

$$35) \quad \cos \theta(V) = \cos \theta_0 + \frac{\varepsilon}{2\delta\gamma_{lv}} (V - V_p)^2$$

para $V < V_{sat}$

dónde V_{sat} es el voltaje a partir del cual se alcanza el voltaje de saturación y V_p es el voltaje que debe ser vencido debido a la generación de cargas parásitas.

4.3 Gradiente de Presión

La segunda y tercera etapas de este proceso requieren, en primera instancia, la simplificación de la geometría de la gota en la ecuación de equilibrio de presiones y luego de las ecuaciones de Navier-Stokes. Es por ello que sólo ofrecen una descripción aproximada, pero que ha sido de gran utilidad para entender el funcionamiento del actuador. Cabe aclarar que hasta la fecha y a mi conocimiento, el movimiento de una gota por electrohumedecimiento confinada en un canal no ha sido modelado analíticamente, aunque se han realizado modelos de actuadores por electrohumedecimiento sobre una superficie plana^{vii} y entre dos superficies planas*. Basándose en estos estudios, es posible generar un modelo analítico para el caso que nos interesa.

* Este tipo de Dispositivo es conocido como celda de Hele-Shaw, y ha sido analizado en diferentes artículos entre los cuales destaca el del grupo de H. W. Lu ET AL., "A diffuse model for electrowetting", publicado por UCLA.

Siguiendo el análisis propuesto por el grupo de Jason S. Kuo, que analiza la geometría de una gota confinada entre dos planos que funcionan como electrodos y que se muestra a continuación*, y tras considerar las nuevas superficies de contacto se puede realizar el de una gota confinada en un canal.

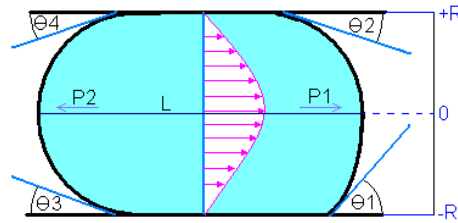


Fig. 4.1 Esquema de Gota Confinada en un Canal

A diferencia del análisis citado, no se puede suponer ninguna dimensión como infinita, pues el confinamiento modifica las interfaces de la gota. (En estricto sentido, esta suposición tampoco es cierta en el modelado citado, pero las ecuaciones de equilibrio de presiones resultan en la cancelación de las contribuciones diferentes a las de los planos superior e inferior, lo que tiene el mismo efecto en el modelo que el de considerar la dimensión perpendicular al movimiento como infinita).

En este sistema el canal tiene dimensiones de $2R$ de profundidad y $2r$ de ancho, con una gota de longitud L . Además θ_1 es el ángulo inferior que forma la gota con el electrodo de actuación, θ_2 es el ángulo superior de este mismo lado, θ_3 es el ángulo inferior opuesto al extremo del electrodo de actuación y θ_4 es el ángulo superior de este mismo extremo. Además se supone que el ángulo en las paredes restantes, es independiente del voltaje aplicado, ya que el grueso de las cargas se concentra en una capa micrométrica cerca del electrodo en la parte frontal de la gota.

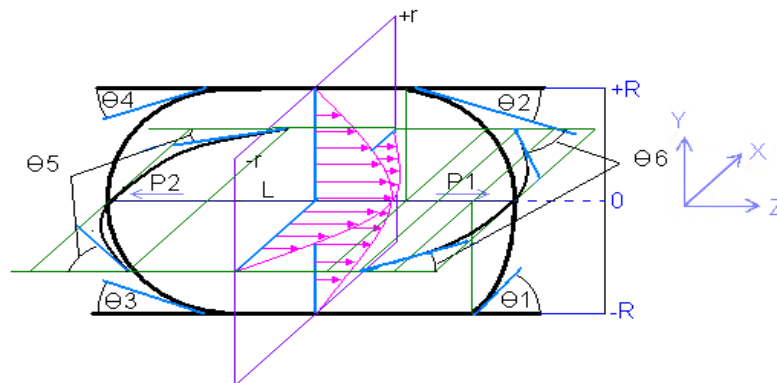


Fig. 4.2 Esquema de Ángulos de Contacto

Para determinar la diferencia de presión entre el lado de la gota próximo al electrodo, extremo frontal, y el extremo lejano al electrodo, extremo posterior, se debe calcular la curvatura en los extremos

* En lo subsiguiente se emplearan los ángulos medidos como se muestra en el diagrama, salvo que se indique lo contrario, esto con el fin de facilitar el manejo de diagramas. Los ángulos normalmente usados para reportar los experimentos de electrocapilaridad son los complementarios a 180° de estos, por ende para compararlos basta restarle a π los usados en esta derivación.

de la gota en direcciones perpendiculares para utilizar la relación conocida como ley de Gibbs-Thompson, cuya derivación se muestra en el apéndice:

$$36) \quad P_{\text{int}} = \frac{\gamma_{\text{int}}}{R_1} + \frac{\gamma_{\text{int}}}{R_2}$$

,que permite obtener la caída de presión a través de cualquier interfase, sin importar la forma de la gota*.

Para encontrar estas curvaturas se supone al sistema sin oscilaciones en las interfaces, es decir estable. Como consecuencia de esta suposición la curvatura debe ser constante, pues de no serlo habría zonas con mayor energía superficial que el sistema trataría de modificar para minimizar su energía y por tanto no sería estable. Además, ya que la curvatura es constante en cortes paralelos a los planos xz y yz, la sección resultante es una circunferencia**.

Con base en estas suposiciones y con ayuda de los ángulos de contacto, se puede construir el siguiente esquema en el que se muestra la circunferencia resultante del corte.

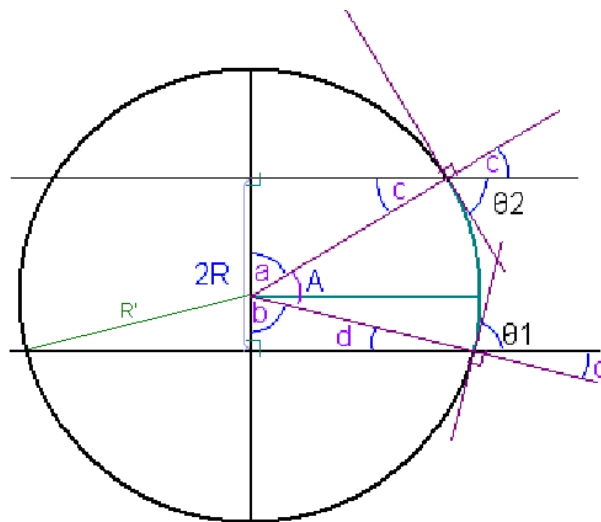


Fig. 4.3 Corte Anterior de la Superficie de la Gota para Cálculo de Curvatura

Siguiendo el diagrama anterior se obtienen las siguiente relaciones:

$$c + \theta_2 + \pi/2 = \pi$$

$$c = \pi/2 - \theta_2$$

* Un método alternativo consiste en realizar dos cortes en la gota, en la parte frontal y la posterior, y plantear ecuaciones de presión, este se presenta en el apéndice.

** Este es un conocido resultado sobre las curvas planas del cálculo vectorial, una demostración formal puede verse en el libro de Cálculo de R. Courant

$$d + \theta_1 + \pi/2 = \pi$$

$$d = \pi/2 - \theta_1$$

por ser los ángulos contemplados en cada relación colineales. Resolviendo los triángulos rectángulos cuyos vértices coinciden con el centro de la circunferencia se puede obtener el valor de a y b en términos de c y d.

$$b = \pi/2 - d = \pi/2 - \pi/2 + \theta_1 = \theta_1$$

$$a = \pi/2 - c = \theta_2$$

Del diagrama fácilmente se pueden observar las relaciones entre los triángulos rectángulos y la longitud $2R$.

$$2R = R' \cos \theta_1 + R' \cos \theta_2$$

$$37) \quad R' = \frac{2R}{\cos \theta_1 + \cos \theta_2}$$

Ahora se calcula la caída de presión, primero en la parte frontal y luego en la posterior.

$$38) \quad \Delta P_{fro} = \gamma_{lv} \left(\frac{1}{\frac{2R}{\cos \theta_1 + \cos \theta_2}} + \frac{1}{\cos \theta_6} \right)$$

$$39) \quad \Delta P_{fro} = \gamma_{lv} \left(\frac{\cos \theta_1 + \cos \theta_2}{2R} + \frac{2 \cos \theta_6}{2r} \right)$$

$$40) \quad \Delta P_{post} = \gamma_{lv} \left(\frac{1}{\frac{2R}{\cos \theta_3 + \cos \theta_4}} + \frac{1}{\cos \theta_5} \right)$$

$$41) \quad \Delta P_{post} = \gamma_{lv} \left(\frac{\cos \theta_3 + \cos \theta_4}{2R} + \frac{2 \cos \theta_5}{2r} \right)$$

Ahora simplemente se obtiene la diferencia de presión en los extremos:

$$42) \quad \Delta P = \Delta P_{fro} - \Delta P_{post} = \gamma_{lv} \left(\frac{\cos \theta_1 + \cos \theta_2}{2R} + \frac{2 \cos \theta_6}{2r} - \frac{\cos \theta_3 + \cos \theta_4}{2R} - \frac{2 \cos \theta_5}{2r} \right)$$

Además los ángulos en la parte superior pueden considerarse como iguales, $\theta_2=\theta_4$, pues presentan condiciones iguales (la frontal se encuentra más cercana al electrodo, pero los efectos de ello pueden despreciarse, ya que nuevamente el grueso de las cargas se concentran en pocas micras del fluido sobre el electrodo frontal inferior).

$$\Delta P = \gamma_{lv} \left(\frac{\cos \theta_1 + \cos \theta_2}{2R} + \frac{2 \cos \theta_6}{2r} - \frac{\cos \theta_3 + \cos \theta_2}{2R} - \frac{2 \cos \theta_5}{2r} \right)$$

$$43) \quad \Delta P = \gamma_{lv} \left(\frac{\cos \theta_1}{2R} + \frac{2 \cos \theta_6}{2r} - \frac{\cos \theta_3}{2R} - \frac{2 \cos \theta_5}{2r} \right)$$

Si el líquido esta en contacto en todas las superficies con el mismo material, lo que es deseable ya que al recubrir todas las superficies con la misma sustancia hidrofóbica (i. e. Teflón u otro material hidrofóbico) se mejora el desempeño, se puede suponer $\theta_3=\theta_4=\theta_2$, con lo que se puede simplificar la expresión aún más.

$$44) \quad \Delta P = \gamma_{lv} \left(\frac{\cos \theta_1}{2R} + \frac{2 \cos \theta_6}{2r} - \frac{\cos \theta_2}{2R} - \frac{2 \cos \theta_5}{2r} \right)$$

Por otro lado, los ángulos en el plano xz son iguales, $\theta_5=\theta_6$, pues presentan condiciones iguales (nuevamente el grueso de las cargas se concentran en pocas micras del fluido sobre el electrodo inferior) y a su vez son iguales a θ_2 , ya que la gota esta en contacto con el mismo material. Simplificando se obtiene:

$$\Delta P = \gamma_{lv} \left(\frac{\cos \theta_1}{2R} + \frac{2 \cos \theta_2}{2r} - \frac{\cos \theta_2}{2R} - \frac{2 \cos \theta_2}{2r} \right)$$

$$\Delta P = \gamma_{lv} \left(\frac{\cos \theta_1}{2R} - \frac{\cos \theta_2}{2R} \right)$$

$$45) \quad \Delta P = \gamma_{lv} \frac{1}{2R} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)$$

Expresión que coincide con la del grupo de Jason S. Kuo (ibid) aunque por razones distintas. Esta relación puede ser asociada con la ecuación de Young Lippmann a través de θ_1 . Además, en forma general, también puede ser asociada con cualquiera del grupo de ecuaciones constitutivas que hacen las veces de esta para cualquier fluido.

4.4 Solución de las Ecuaciones de Navier Stokes.

Ahora que se cuenta con una expresión para la diferencia de presiones junto con la geometría del canal, se procede a resolver las ecuaciones de Navier-Stokes para estimar la velocidad del actuador.

Al cobrar importancia la energía superficial, la influencia de la gravedad en la forma de la gota puede ser despreciada cuando esta es suficientemente pequeña, ya que cuando las dimensiones de la misma son del orden de algunos micrómetros la energía superficial ($\gamma \cdot \text{área}$) es mayor que la energía gravitacional ($\text{masa} \cdot g \cdot \text{radio}$). Si se considera una gota de agua de 600 micras de diámetro la tensión superficial es unas 200 veces mayor que la energía potencial gravitacional, mientras que para una gota de mercurio del mismo tamaño, que posee una tensión superficial seis veces mayor que la del agua y una densidad 13.6 veces mayor, es de unas 100 veces mayor. Por lo qué, en general, para gotas con un diámetro de orden inferior a un milímetro, los efectos de deformación debidos a la gravedad pueden ser despreciados.

La ecuación de Navier-Stokes simplificada, despreciando los efectos de la gravedad y suponiendo flujo incompresible, y la ecuación de continuidad son las siguientes:

$$46) \quad \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \nabla) \bar{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \bar{v} \quad *, \quad 47) \quad \nabla \cdot \bar{v} = 0$$

A diferencia del movimiento de una gota sobre una superficie, en el cual por las condiciones de frontera se especula se genera un flujo rotacional, el movimiento fuera de los meniscos puede considerarse como unidireccional por ser un flujo por presión confinado (al estar confinado, se generan cuatro superficies de contacto, que en las ecuaciones se reflejan como cuatro capas límite con velocidad cero en las paredes). Debido a esto, la caída de presión en la gota debido al efecto de electrohumedecimiento puede ser considerada como uniforme a lo largo de la longitud de la gota, L.

$$48) \quad \nabla P = \frac{\Delta P}{L} = \gamma_{lv} \frac{1}{2RL} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)$$

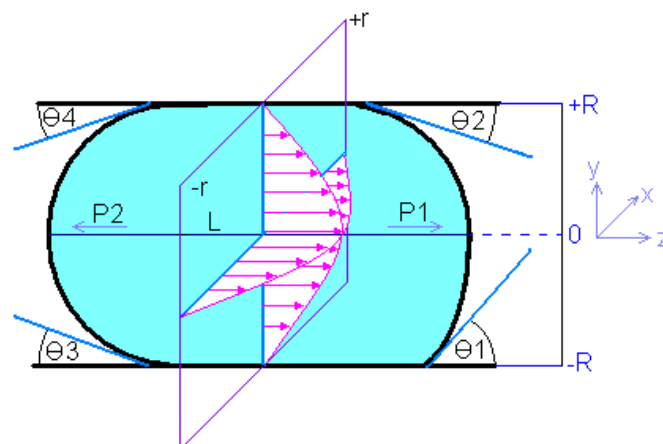


Fig. 4.4 Esquema de Perfil de Velocidad en la Gota. Perfil de velocidades aproximado que se observa para un tiempo t, con velocidad nula en las paredes del sistema. La longitud de la gota debe ser mayor a 5 veces la longitud mayor de la sección transversal de la gota.

* En las ecuaciones 46 y 47 v es una cantidad vectorial. Error tipográfico del editor de texto.

Suponiendo esto, se simplifica la Ecuación de Navier-Stokes, que en notación índice queda como:

$$49) \quad \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_i}{\partial x_i} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2}$$

Se puede simplificar aún más la ecuación. Debido a que la velocidad tanto en dirección x como en y es nula y a que para un instante t_0 la velocidad en la dirección x no cambia, $\frac{\partial v_j}{\partial x_j} = 0$, las Ecuaciones de Navier-Stokes quedan como:

$$50) \quad \frac{\partial v_i}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_i}{\partial x_i} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2}$$

Además, ya que la velocidad tanto en dirección x como en y es nula para todo t ya que el flujo se supone unidireccional por ser el gradiente de presión paralelo al eje z, $\frac{\partial v_i}{\partial t} = 0$, la ecuación en las $i \neq 3$ primeras dos componentes se anula, quedando:

$$51) \quad \frac{\partial v_3}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_3}{\partial x_3} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 v_3}{\partial x_j^2}$$

Ahora, pasando a la notación de ejes cartesianos :

$$52) \quad \frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_z}{\partial x_z} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right).$$

Debido a que el flujo es uniforme lejos del menisco, $\frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} = 0$, por lo que se simplifica aún más, quedando:

$$53) \quad \frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_z}{\partial x_z} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} \right)$$

$$54) \quad \frac{\partial v_z}{\partial t} = k + \nu \nabla^2 v_z$$

En dónde en la última expresión el gradiente es aplicado sólo a las primeras dos componentes.

Para un canal de sección rectangular el radio hidráulico equivalente es:

$$55) \quad r' = 2A/P = \frac{2ab}{2(a+b)} = \frac{ab}{(a+b)}$$

(Puede encontrarse el radio hidráulico equivalente para otra sección, y la mayor parte de los resultados siguientes aún seguirán siendo válidos, lo cual incluye a los actuadores que desplazan la gota sobre la fibra óptica)

Ahora, considerando una tubería circular equivalente, la ecuación se transforma en:

$$56) \quad \frac{\partial v_z(r,t)}{\partial t} = k + \nu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial v_z(r,t)}{\partial r} \right)$$

ya que existe simetría radial: $v_z = v_z(r,t)$,

$$57) \quad \Rightarrow \nabla^2 v_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial v_z(r,t)}{\partial r}$$

Si se hace $v_z = v_1 + v_2$,

$$58) \quad v_1 = k_2 r^2 + c$$

$$\Rightarrow \frac{\partial v_z(r,t)}{\partial t} = 0$$

$$\Rightarrow 0 = k + \nu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial (k_2 r^2 + c)}{\partial r} \right) = 4k_2 \nu + k$$

$$\Rightarrow k_2 = -\frac{k}{4\nu}$$

$$59) \quad v_1 = -\frac{k}{4\nu} r^2 + c$$

Por otro lado

$$60) \quad \frac{\partial v_2}{\partial t} = \nu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial v_2(r,t)}{\partial r} \right)$$

Suponiendo que la ecuación es de variables separables

$$v_2(r, t) = R'(r)T(t)$$

$$61) \quad \begin{aligned} R' \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\nu}{r} T \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial R'}{\partial r} \right) \\ \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\nu}{R' r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial R'}{\partial r} \right) = -\alpha \end{aligned}$$

De la ecuación en función de t se obtiene:

$$62) \quad \begin{aligned} \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial t} &= -\alpha \\ \Rightarrow T &= T_0 e^{-\alpha t} \end{aligned}$$

Debido a que $v_2(r, t) = R'(r)T(t)$, v_2 tiende a cero conforme aumenta el tiempo, por lo que la respuesta estacionaria debe ser igual a v_1 , por lo cual,

$$63) \quad v_1 = \frac{k}{4\nu} (r'^2 - r^2),$$

ya que la velocidad es cero en $r=R$ aún en el periodo estacionario.

De la segunda ecuación (61) se tiene

$$64) \quad \begin{aligned} \frac{\nu}{R' r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial R'}{\partial r} \right) &= -\alpha \\ \frac{\partial^2 R'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R'}{\partial r} + \frac{\alpha}{\nu} R' &= 0 \end{aligned}$$

,que es una ecuación de Bessel con $n=0$, y cuya solución esta dada por:

$$65) \quad r = c_1 J_0(\lambda r) + c_2 Y_0(\lambda r), \text{ con } \lambda = \sqrt{\frac{\alpha}{\nu}}$$

pero ya que los polinomios de Bessel de segunda clase divergen para cuando r tiende a $0+$, $c_2 = 0$.

$$66) \quad \Rightarrow r = c_1 J_0(\lambda r)$$

por lo que sustituyendo:

$$67) \quad v_2 = \sum_{i=0}^{\infty} T_0 e^{-\alpha_i t} C_i J_0(\lambda_i r) = \sum_{i=0}^{\infty} Q_i e^{-\alpha_i t} J_0(\lambda_i r)$$

Ahora bien, ya que para $r=r'$, $v_z=0$ y $v_1(r') = 0$, y además:

$$68) \quad v_z = v_1 + v_2$$

$$69) \quad \Rightarrow v_2 = \sum_{i=0}^{\infty} Q_i e^{-\alpha_i t} J_0(\lambda_i r') = 0$$

$$\Rightarrow J_0(\lambda_i r') = 0$$

por lo que $\lambda_i r'$ son los ceros de la eigenfunción (χ_i s)

$$70) \quad \Rightarrow \alpha_i = \left(\frac{\chi_i}{r'} \right)^2 \nu$$

Para obtener los valores de los coeficientes de los polinomios (Q_i s) se emplea la propiedad de ortogonalidad de la función luego de multiplicar por la función peso de la ecuación diferencial.

Para $t=0$, $v_z=0$

$$71) \quad 0 = v_z = v_1 + v_2, \quad v_1 = \frac{k}{4\nu}(r'^2 - r^2), \quad v_2 = \sum_{i=0}^{\infty} Q_i e^{-\alpha_i t} J_0(\lambda_i r)$$

$$72) \quad \Rightarrow -\frac{k}{4\nu}(r'^2 - r^2) = \sum_{i=0}^{\infty} Q_i J_0(\lambda_i r)$$

multiplicando por la función de peso y luego integrando

$$73) \quad -\int_0^{r'} \frac{k}{4\nu}(r'^2 - r^2) J_0(\lambda_n r) r dr = \int_0^{r'} \sum_{i=0}^{\infty} Q_i J_0(\lambda_i r) J_0(\lambda_n r) r dr$$

$$-\int_0^{r'} \frac{k}{4\nu}(r'^2 - r^2) J_0(\lambda_i r) r dr = \int_0^{r'} Q_i J_0^2(\lambda_i r) r dr$$

$$74) \quad Q_i = \frac{-\frac{k}{4\nu} \left[r'^2 \int_0^{r'} J_0(\lambda_i r) r dr - \int_0^{r'} r^3 J_0(\lambda_i r) dr \right]}{\int_0^{r'} J_0^2(\lambda_i r) r dr}$$

La integral inferior es obtenida inmediatamente y es conocida como la norma de la función de Bessel

$$75) \quad \int_0^{r'} J_0^2(\lambda_i r) r dr = \frac{r'^2}{2} J_1^2(\lambda_i r')$$

La primera integral del numerador se obtiene de forma casi inmediata

$$76) \quad \int_0^{r'} J_0(\lambda_i r) r dr = \frac{1}{\lambda_i^2} \int_0^{r'} J_0(\lambda_i r) (\lambda_i r) (\lambda_i dr) = \frac{1}{\lambda_i^2} J_1(\lambda_i r) (\lambda_i r) \Big|_0^{r'} = \frac{r'}{\lambda_i} J_1(\lambda_i r')$$

La segunda integral puede hacerse mediante integración por partes

$$\begin{aligned} 77) \quad \int_0^{r'} r^3 J_0(\lambda_i r) dr &= \frac{(r^3)}{\lambda_i} J_1(\lambda_i r) \Big|_0^{r'} - \frac{2}{\lambda_i} \int_0^{r'} r^2 J_1(\lambda_i r) dr = \\ &= \frac{(r^3)}{\lambda_i} J_1(\lambda_i r) \Big|_0^{r'} - \frac{2}{\lambda_i^4} \int_0^{r'} (r \lambda_i)^2 J_1(\lambda_i r) (\lambda_i dr) = \frac{(r^3)}{\lambda_i} J_1(\lambda_i r) \Big|_0^{r'} - \frac{2}{\lambda_i^4} (r \lambda_i)^2 J_2(\lambda_i r) \Big|_0^{r'} \\ &= \frac{(r^3)}{\lambda_i} J_1(\lambda_i r) \Big|_0^{r'} - \frac{2}{\lambda_i^4} (r \lambda_i)^2 J_2(\lambda_i r) \Big|_0^{r'} = \frac{(r^3)}{\lambda_i} J_1(\lambda_i r') - \frac{2}{\lambda_i^2} r'^2 J_2(\lambda_i r') \end{aligned}$$

Sustituyendo para encontrar los coeficientes de la serie de Bessel

$$78) \quad Q_i = \frac{-\frac{k}{4\nu} \left[r'^2 \int_0^{r'} J_0(\lambda_i r) r dr - \int_0^{r'} r^3 J_0(\lambda_i r) dr \right]}{\int_0^{r'} J_0^2(\lambda_i r) r dr} = -\frac{k}{4\nu} \frac{\frac{2}{\lambda_i^2} r'^2 J_2(\lambda_i r')}{\frac{r'^2}{2} J_1^2(\lambda_i r')} = -\frac{k}{\lambda_i^2 \nu} \frac{J_2(\lambda_i r')}{J_1^2(\lambda_i r')}$$

Pero

$$79) \quad \frac{2}{\lambda_i r'} J_1(\lambda_i r') = J_2(\lambda_i r') + J_0(\lambda_i r') = J_2(\lambda_i r')$$

ya que λ_i son los ceros de la función J_0

Sustituyendo

$$80) \quad Q_i = -\frac{2k}{\lambda_i^3 \nu r'} \frac{J_1(\lambda_i r')}{J_1^2(\lambda_i r')} = -\frac{2k}{\lambda_i^3 \nu r'} \frac{1}{J_1(\lambda_i r')}$$

Por lo que la función v_z queda como:

$$81) \quad v_z = \frac{k}{4\nu} (r'^2 - r^2) - \sum_{i=0}^{\infty} \frac{2k}{\lambda_i^3 \nu r'} \frac{1}{J_1(\lambda_i r')} e^{-\alpha_i t} J_0(\lambda_i r)$$

Ahora se calcula la velocidad promedio, que es el parámetro de interés en el dispositivo.

$$82) \quad \overline{v_z} = \frac{\int_0^{r'} \int_0^{2\pi} \left[\frac{k}{4\nu} (r'^2 - r^2) - \sum_{i=0}^{\infty} \frac{2k}{\lambda_i^3 \nu r'} \frac{1}{J_1(\lambda_i r')} e^{-\alpha_i t} J_0(\lambda_i r) \right] r d\theta dr}{\pi r'^2}$$

$$83) \quad \overline{v_z} = \frac{2\pi \left[\int_0^{r'} \left[\frac{k}{4\nu} (r'^2 r - r^3) dr \right] - \int_0^{r'} \left[\sum_{i=0}^{\infty} \frac{2k}{\lambda_i^3 \nu r'} \frac{1}{J_1(\lambda_i r')} e^{-\alpha_i t} J_0(\lambda_i r) r dr \right] \right]}{\pi * r'^2}$$

$$84) \quad \overline{v_z} = \frac{2 \left[\left[\frac{k}{4\nu} \left(\frac{r'^4}{4} \right) \right] - \int_0^{r'} \left[\sum_{i=0}^{\infty} \frac{2k}{\lambda_i^5 \nu r'} \frac{1}{J_1(\lambda_i r')} e^{-\alpha_i t} J_0(\lambda_i r) (\lambda_i r) (dr \lambda_i) \right] \right]}{r'^2}$$

$$85) \quad \overline{v_z} = \frac{2 \left[\left[\frac{k}{4\nu} \left(\frac{r'^4}{4} \right) \right] - \sum_{i=0}^{\infty} \frac{2k}{\lambda_i^5 \nu r'} \frac{1}{J_1(\lambda_i r')} e^{-\alpha_i t} J_1(\lambda_i r') (\lambda_i r') \right]}{r'^2}$$

$$86) \quad \overline{v_z} = \frac{2 \left[\left[\frac{k}{4\nu} \left(\frac{r'^4}{4} \right) \right] - \sum_{i=0}^{\infty} \frac{2k}{\lambda_i^5 \nu r'} \frac{1}{J_1(\lambda_i r')} e^{-\alpha_i t} J_1(\lambda_i r') (\lambda_i r') \right]}{r'^2}$$

Expresión que se puede simplificar usando las relaciones derivadas con anterioridad:

$$\lambda_i = \sqrt{\frac{\alpha_i}{\nu}}$$

$$\alpha_i = \left(\frac{\chi_i}{r'} \right)^2 \nu$$

87)

$$\begin{aligned} \overline{v_z} &= \frac{\left[\frac{kr'^4}{8\nu} - \frac{4k}{\nu} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{e^{-\alpha_i t}}{\chi_i^4} \right]}{r'^2} = \frac{kr'^2}{8\nu} - \frac{4k}{\nu r'^2} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{e^{-\alpha_i t}}{\chi_i^4} = \frac{kr'^2}{8\nu} - \frac{4k}{\nu r'^2} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{e^{-\left(\frac{\chi_i}{r'}\right)^2 \nu t}}{\left(\frac{\chi_i}{r'} \right)^4 \nu^2} \\ \overline{v_z} &= \frac{kr'^2}{8\nu} - \frac{4kr'^2}{\nu} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{e^{-\left(\frac{\chi_i}{r'}\right)^2 \nu t}}{\chi_i^4} = \frac{kr'^2}{\nu} \left(\frac{1}{8} - 4 \sum_{i=0}^{\infty} \frac{e^{-\left(\frac{\chi_i}{r'}\right)^2 \nu t}}{\chi_i^4} \right) \end{aligned}$$

Se puede notar que consta de una parte transitoria:

$$88) \quad - \frac{4kr'^2}{\nu} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{e^{-\left(\frac{\chi_i}{r'}\right)^2 \nu t}}{\chi_i^4}$$

que tiende a 0 conforme crece el tiempo, y que tiene como constantes de tiempo a $\frac{r'^2}{\chi_i^2 \nu}$, por lo cual la

mayor constante de tiempo es: $\frac{r'^2}{\chi_1^2 \nu}$, misma que puede servir como indicador de la influencia del

transitorio en el flujo, ya que ,además de tener la mayor constante de tiempo, este polinomio posee el mayor coeficiente debido a la relación inversamente proporcional a la cuarta potencia de las raíces de los polinomios de Bessel con estos.

Por ello a esta constante se le asocia con la constante de tiempo del sistema

$$89) \quad K = \frac{r'^2}{\chi_1^2 \nu} = \frac{r'^2}{(2.4048)^2 \nu}$$

De inmediato puede apreciarse que a mayor radio hidráulico, la velocidad final será mayor, pero el transitorio también durará más tiempo. Así mismo se puede observar que un factor limitante para la velocidad final es la viscosidad cinemática, pues al aumentar esta disminuye la velocidad final de forma inversamente proporcional, aunque el lapso del periodo transitorio también disminuye en esta misma forma.

90)

$$\overline{v_z} = \frac{kr'^2}{\nu} \left(\frac{1}{8} - 4 \sum_{i=0}^{\infty} \frac{e^{-\left(\frac{\chi_i}{r'}\right)^2 \nu t}}{\chi_i^4} \right) =$$

$$\frac{kr'^2}{\nu} \left(\frac{1}{8} - 4 \left(\frac{e^{-\left(\frac{2.4048}{r'}\right)^2 \nu t}}{2.4048^4} + \frac{e^{-\left(\frac{5.5201}{r'}\right)^2 \nu t}}{5.5201^4} + \frac{e^{-\left(\frac{8.6537}{r'}\right)^2 \nu t}}{8.6537^4} + \frac{e^{-\left(\frac{11.7915}{r'}\right)^2 \nu t}}{11.7915^4} + \frac{e^{-\left(\frac{14.9309}{r'}\right)^2 \nu t}}{14.9309^4} \dots \right) \right)$$

Se puede comprobar esta expresión para $t=0$, si se calcula $\overline{v_z}$ para los cinco primeros términos de la sucesión obtenemos

$$91) \quad \overline{v_z} = \frac{kr'^2}{\nu} (0.000087) \approx 0$$

Con lo cual se comprueba parcialmente la validez de la expresión.

Esta expresión aumenta su precisión conforme aumenta el tiempo, ya que la influencia de los exponenciales que dependen de χ_i cada vez mayores es menor conforme aumenta el tiempo. Para el primer término exponencial la exactitud es mayor que el 1%, misma que mejora conforme transcurre el tiempo, por lo cual este primer término puede utilizarse para estimar de manera confiable la velocidad. (La simulación emplea los cinco primeros términos, aunque bien podrían usarse aún menos, ya que normalmente el espesor de la capa aislante de los electrodos tiene una variación mayor al 10%)

Sustituyendo el valor de k obtenemos:

$$92) \quad \overline{v_z} = \frac{-\nabla P * r'^2}{\mu} \left(\frac{1}{8} - 4 \sum_{i=0}^{\infty} \frac{e^{-\left(\frac{\chi_i}{r'}\right)^2 \nu t}}{\chi_i^4} \right)$$

De esta relación se concluye que mientras más corta sea la gota en el canal esta alcanzará una velocidad mayor en el estacionario, así mismo, como era de esperarse, la velocidad es directamente proporcional a la presión que se pueda generar por electrohumedecimiento e inversamente proporcional a la viscosidad del fluido

La ecuación se completa con las ya derivadas anteriormente: 35, 48 y 55.

$$\cos \theta(V) = \cos \theta_0 + \frac{\varepsilon}{2\delta\gamma_{lv}} V^2 \quad *$$

$$\nabla P = \alpha\gamma_{lv} \frac{1}{2RL} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)$$

$$r' = \frac{2Rb}{(2R + b)} \text{ para una sección rectangular y } r' = R$$

Dónde alfa es un factor de corrección que toma en cuenta la pérdida de presión en los meniscos.
 Por último, si se utiliza aire γ_{lv} es simplemente γ , que es un valor frecuentemente tabulado.



* Los ángulos de esta relación son los usuales, medidos a partir del interior de la gota y hacia la interfase. No confundir con los de la relación del gradiente de presión. Si se desea utilizar los mismos para ambas relaciones basta agregar un signo menos al gradiente una vez sustituidos los primeros.

ⁱ M. A. Northrup, “ A Miniature Analytical Instrument for Nucleic Acids Based on Micro machined Silicon Reaction Chambers. *Analytical Chemistry*, 1998, 70(5), PP. 918-922

ⁱⁱ M. Armani, S. Cahudhary, R. Probst, S. Walker y B. Shapiro, “Control of Microfluidic Systems: Two Examples, Results and Challenges”, University of Maryland at College Park.

ⁱⁱⁱ J. LIENEMANN, A. GREINER, Y J. G. KORVINK, REPORT FOR EU PROJECT “MICROMETER SCALE PATTERNING OF PROTEIN AND DNA-CHIPS”, ENERO 30, 2004.
[HTTP://WWW.IMTEK.DE/SIMULATION/MICROPROTEIN.](http://www.imtek.de/simulation/micropotein)

^{iv} [HTTP://WWW.SUSQU.EDU/FACSTAFF/B/BRAKKE/EVOLVER.](http://www.susqu.edu/facstaff/b/braкке/evolver)

^v J. S. Kuo, P. S. Mihalic, I. Rodrigues y D. T. Chiu, “Electrowetting Induced Droplet Movement in an Immiscible Medium”, *Langmuir* 2003, No. 19 PP. 250-255.

^{vi} W. J. J. Welters y L. G. J. Fokink, “Fast Electrically Switchable Capillary Effects”, *Langmuir* 1998, Vol. 14, PP. 1535-1538.

^{vii} A. Torkkeli (Vtt Information Technology), “Droplet Microfluidics on a planar surface”, Otumedia Oy, Exposición 2003.

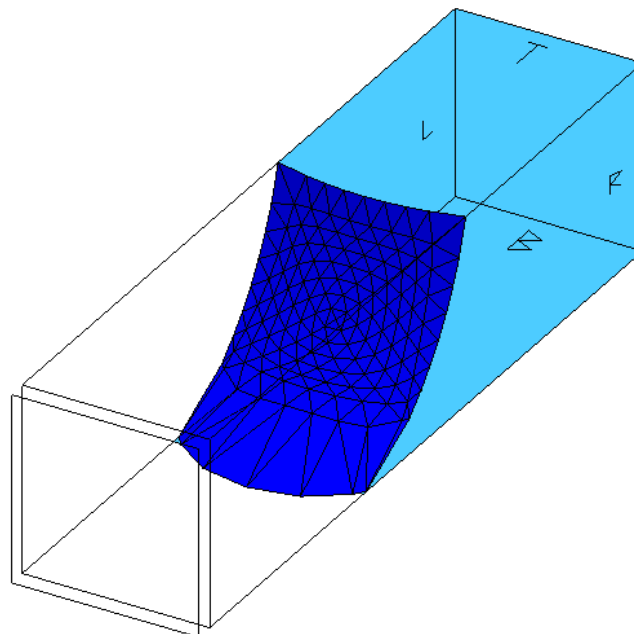
5.- SIMULACIÓN

La parte de simulación consta de tres etapas, en la primera se comparan algunos de los supuestos utilizados en el proceso de modelado con los resultados obtenidos de la simulación con el programa EDEW, referencia 53; en la segunda se comparan algunos resultados del modelo con los de la simulación y finalmente se obtienen curvas de velocidad de actuación, que no pueden ser obtenidas con el software disponible.

5.1 SIMULACIÓN DE ÁNGULO DE ELECTROHUMEDECIMIENTO CON EDEW 2.0 Y COMPARACIÓN CON LA EXPRESIÓN ANALÍTICA

Para la primera parte se obtiene los ángulos de contacto de la simulación, mismos que se comparan con lo supuesto en el modelo. Cabe recordar que se supuso en el modelo que los ángulos laterales no se ven afectados por el efecto de electrohumedecimiento, pues el efecto en los ángulos de contacto laterales se limita a una zona muy pequeña cercana a los electrodos.

Cabe destacar que este supuesto es válido mientras el ángulo de contacto no force a la gota a estar muy cerca del electrodo. Para establecer si existe alguna inconsistencia en esta suposición para valores menores que el ángulo de saturación se comparan los valores supuestos con los valores obtenidos de la simulación con diferentes voltajes de actuación.



5.1 Ángulo de Contacto simulado con EDEW 2.0. En la figura se muestra el esquema general de la simulación, en la parte inferior se muestran los efectos del electrohumedecimiento. En la misma figura puede apreciarse el estiramiento de elemento triangulares, lo que requiere una posterior refinación del mallado

A continuación se muestran los datos usados en la simulación.

DATOS DE SIMULACIÓN

Tensión superficial (j/m^2) AGUA	72×10^{-3}
ángulo de contacto (grados)	105
voltaje de actuación (V)	Variable
espesor del dieléctrico y aislante (m)	6×10^{-6}
constante dieléctrica relativa	2

Cabe destacar que LOS VOLTAJES usados SON VOLTAJES EFECTIVOS, PARA OBTENER EL VOLTAJE REAL SE DEBE SUMAR A ESTA CANTIDAD EL VOLTAJE DE ACTIVACIÓN POR CARGAS PARÁSITAS. En el caso de Cytos, se han medido estos voltajes en alrededor de 30 V, mientras que para el teflón son nulos.

A continuación se muestran los resultados obtenidos variando el voltaje de 50 a 200 V.

V=50 V

	analítico	sim r=1mm	sim r=750 micras	sim r=500 micras	Sim r=250 micras
θ_1 (inferior)	101.9	100	100	100	100
θ_2 (superior)	105	104	104	104.5	104.5
θ_3 (lateral posterior)	105	105	105	105	105
θ_4 (lateral frontal)	105	105	105	105	105

Tabla 5.1.A Comparación del Ángulo de Electrohumedecimiento Simulado con EDEW 2.0 contra el Ángulo Analítico, 50 V.

V=100 V

	analítico	sim r=1mm	sim r=750 micras	sim r=500 micras	Sim r=250 micras
θ_1 (inferior)	92.89	92	92	92	92
θ_2 (superior)	105	104	104.5	104.5	104
θ_3 (lateral posterior)	105	105	104.5	104.5	104.5
θ_4 (lateral frontal)	105	105	104.5	104.5	104.5
					105 en la parte superior y 104 en la inferior

Tabla 5.1.B Comparación del Ángulo de Electrohumedecimiento Simulado con EDEW 2.0 contra el Ángulo Analítico, 100 V.

V=150 V

	analítico	sim r=1mm	sim r=750 micras	sim r=500 micras	Sim r=250 micras
θ1 (inferior)	77.89	78	78	78	78
θ2 (superior)	105	105	105	105	105
θ3 (lateral posterior)	105	104.5	104.5	104	104.5
θ4 (lateral frontal)	105	104.5	104.5	104	104.5
					105 en la parte superior y 104 en la inferior

Tabla 5.1.C Comparación del Ángulo de Electrohumedecimiento Simulado con EDEW 2.0 contra el Ángulo Analítico, 150 V.

V=200 V

	analítico	sim r=1mm	sim r=750 micras	sim r=500 micras	sim r=250 micras
θ1 (inferior)	54.90	55	55	55	55
θ2 (superior)	105	105	105	105	106
θ3 (lateral posterior)	105	105	105	105.5	106
θ4 (lateral frontal)	105	105	105	105.5	106
			106 parte superior y 104 en la inferior	106 parte superior y 105 en la parte inferior	107 parte superior y 105 en la inferior

Tabla 5.1.A Comparación del Ángulo de Electrohumedecimiento Simulado con EDEW 2.0 contra el Ángulo Analítico, 200 V.

De estos datos se observa que la suposición de invariancia del ángulo de contacto de las superficies laterales frente al cambio del ángulo de humedecimiento esta justificada, pues en cada caso los valores proporcionados por la simulación no difieren en más de medio grado de lo supuesto por el modelo.

En el apéndice se muestra el cambio del ángulo de contacto adyacente al electrodo al variar el voltaje de actuación, así mismo se muestran los ángulos de contacto laterales. A continuación se presentan las imágenes de costado y fondo de la gota, lo que permite visualizar el ángulo de electrohumedecimiento tanto del electrodo como de las superficies laterales adyacentes al mismo.

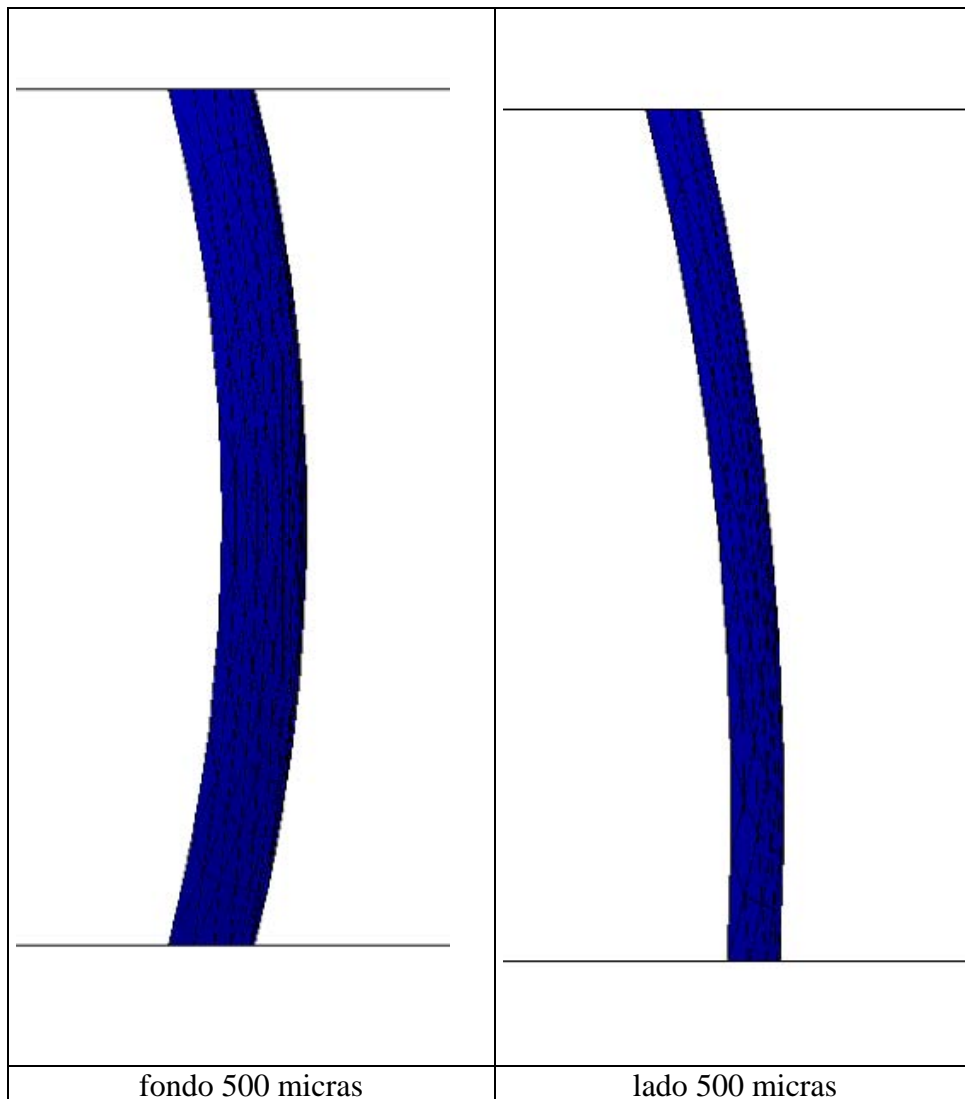


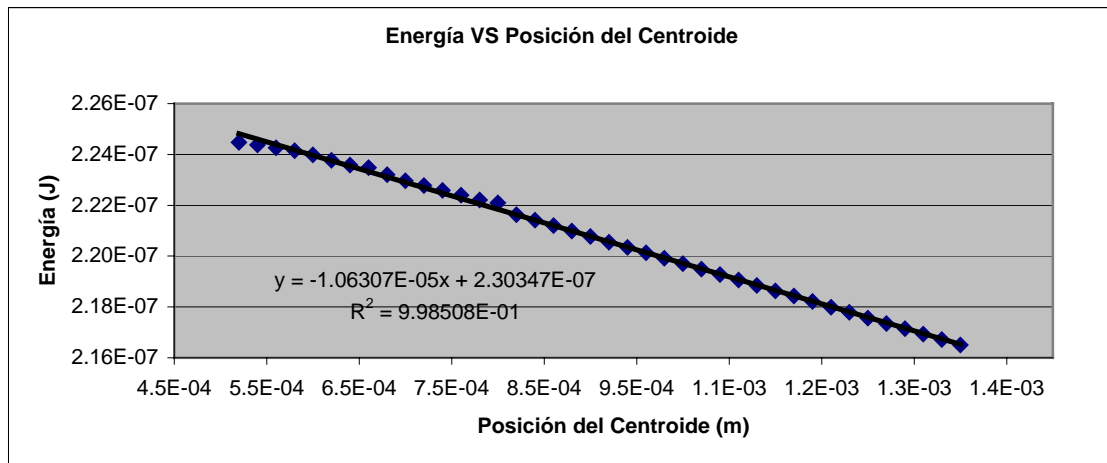
Fig. 5.2 Angulo de Humedecimiento 500 micras

5.2 SIMULACIÓN DEL DELTA DE PRESIÓN CON EDEW 3.0 Y COMPARACIÓN CON EL MODELO ANALÍTICO

En segunda instancia se compara el delta de presión que puede ser obtenido mediante electrohumedecimiento. El modelo obtenido con anterioridad supone que el cambio de presión que sufre la gota en sus extremos es instantáneo y hace las veces de un estímulo escalón, sin embargo a la gota le toma cierto tiempo alcanzar el ángulo de electrohumedecimiento correspondiente al voltaje aplicado, por lo que el modelo ofrece un sobreestimado del comportamiento real en este aspecto.

En la gráfica siguiente se gráfica energía VS posición del centroide de la gota. Al obtener la derivada en cada punto se puede conocer la fuerza que actúa sobre la gota en cada punto. Inmediatamente se puede apreciar la transición comentada en el párrafo anterior en los primeros 50 micrómetros de recorrido, luego de lo cual se observa un comportamiento bastante lineal. Ya que la distancia recorrida

por la gota en nuestro caso es del orden de un milímetro, el error en el que incurrimos al suponer un estímulo escalón es pequeño.



Gráfica 5.1 Energía VS Posición del Centroide, 100 V, 600 micras

A continuación se muestran los resultados de las simulaciones para 100 V efectivos en canales cuadrados de diferentes dimensiones, con ligeros cambios en el volumen de las gotas en los canales, obtenidos con el programa EDEW 3.0. A cada simulación se le han quitado los dos primeros puntos, y que corresponden a la transición ya mencionada.

Para establecer una comparación entre el modelo teórico y la simulación se obtiene la pendiente al realizar un ajuste lineal con mínimos cuadrados, lo que proporciona la fuerza promedio sobre la gota. Promediado este valor para tres volúmenes diferentes, primero el indicado en la tabla y luego aumentando y disminuyendo el volumen en 10%, lo que impone condiciones ligeramente diferentes de continuidad, se obtiene un valor con el cual es posible comparar la diferencia de presión predicha por nuestro modelo.

Los datos para esta simulación se proporcionan a continuación:

DATOS DE SIMULACIÓN

Tensión superficial (J/m^2) AGUA	72×10^{-3}
Ángulo de contacto (grados)	110
Volumen de la gota (m^3)	3×10^{-9}
Voltaje de actuación (V)	100
Espesor del dieléctrico y aislante (m)	6×10^{-6}
Constante dieléctrica relativa	2
Longitud x del contacto (m)	1×10^{-3}
Longitud y del contacto (m)	4×10^{-3}

A continuación se presentan las gráficas obtenidas de la simulación con EDEW 3.0. En todas ellas se utilizan 100 V efectivos y se varía el volumen como ya se mencionó, la longitud de la sección cuadrada utilizada es de 800 micras, las gráficas que muestran las secciones de 700 a 400 micras se encuentran en el apéndice.

ENERGÍA CONTRA POSICIÓN DEL CENTROIDE 800 MICRAS

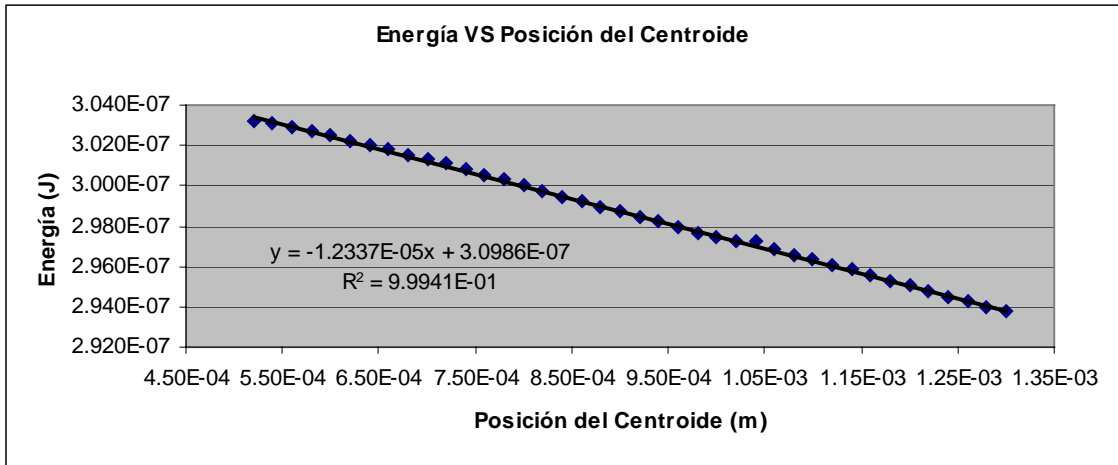


Fig. 5.2.A Energía VS Posición del Centroide, 100 V, 800 micras

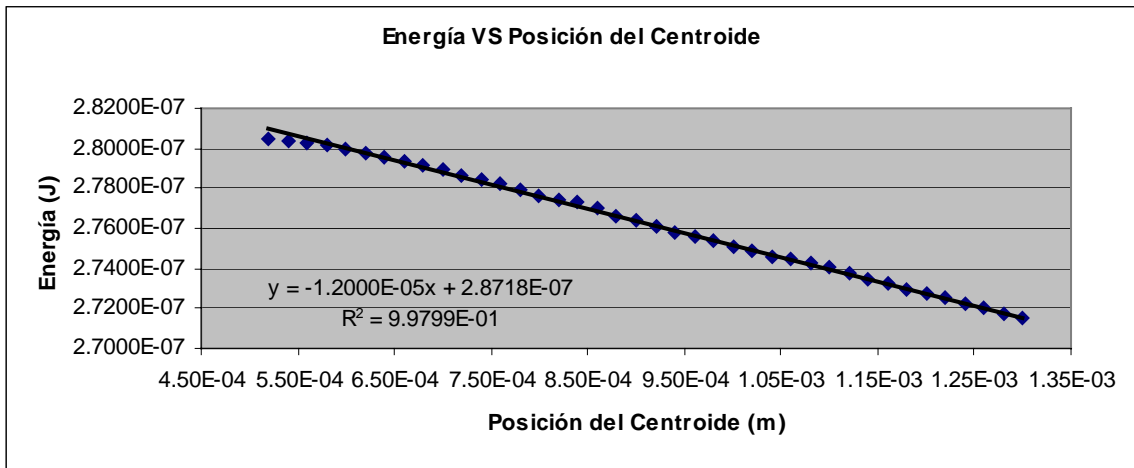


Fig. 5.2.B Energía VS Posición del Centroide, 100 V, 800 micras, -10% de volumen

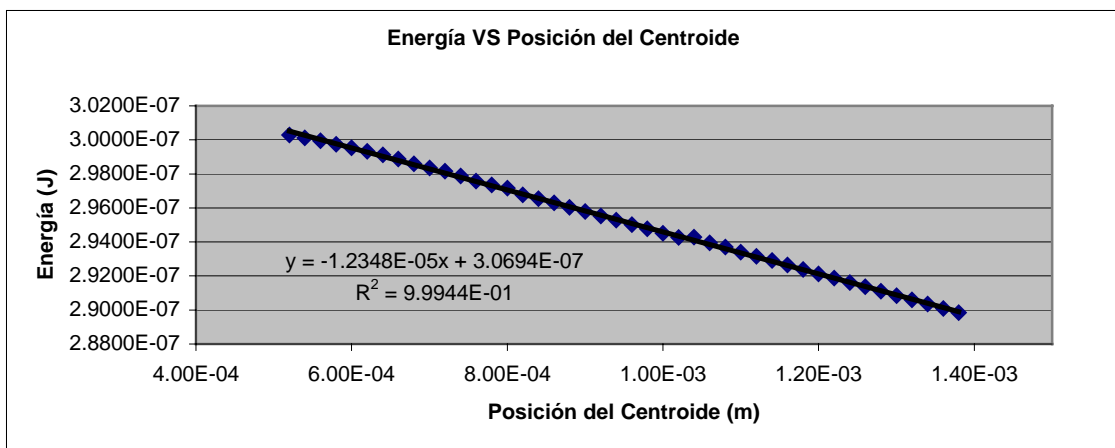


Fig. 5.2.C Energía VS Posición del Centroide, 100 V, 800 micras, +10% de volumen

En las gráficas puede observarse la variación del delta de presión para cada condición de continuidad a través del cambio de las pendientes de la aproximación lineal de las gráficas.

A continuación se presenta una tabla que resume los resultados anteriores y los encontrados en el apéndice.

100 V efectivos	Fuerza (N)			Delta de Presión (Pa)			Promedio	Delta de Modelo	% Error
Tamaño (micras)									
800	1.235E-05	1.200E-05	1.233E-05	19.2938	18.7500	19.2656	19.1031	18.7500	-1.85
700	1.098E-05	1.116E-05	1.262E-05	22.4163	22.7816	25.7633	23.6537	21.4300	-9.40
600	9.933E-06	1.037E-05	1.082E-05	27.5906	28.7972	30.0556	28.8144	25.0000	-13.24
500	7.714E-06	6.738E-06	6.772E-06	30.8548	26.9508	27.0864	28.2973	30.0000	6.02
400	6.404E-06	6.770E-06	6.396E-06	40.0275	42.3131	39.9756	40.7721	37.5000	-8.03
								Promedio	-5.30

Tabla 5.2 Resultados y comparación del Delta de Presión Analítico VS el Simulado con EDEW 3.0

De la tabla se observa que el modelo predice de forma acertada la magnitud del cambio de presión debido al efecto de electrohumedecimiento, con un error promedio del 5.3%, y una magnitud máxima del 13.24 %. La simulación probó ser sensible a los cambios en el volumen de la gota, lo que ocasionó en su mayor parte los cambios en el delta de presión observados y su diferencia respecto al promedio; sin embargo, estos cambios fueron de alrededor del 10% solamente. En el grueso de los casos se observa una variación de la presión menor a la simulada, lo que indica que la estimación del valor del cambio de presión es ligeramente bajo, pero ya que en nuestro modelo se supone que este cambio en la presión es usado íntegramente para lograr flujo en la dirección x y que no se toma en cuenta el tiempo en que el electrohumedecimiento tarda en lograr esta diferencia de presión, se tiende a cancelar este efecto. Por lo expuesto con anterioridad la simulación y el modelo concuerdan de manera satisfactoria.

5.3 VELOCIDAD DE ACTUACIÓN CON MATLAB Y SIMULINK

En esta parte se analiza el parámetro de principal interés para el actuador: su velocidad de actuación. Lo anterior se realiza a través de dos tipos diferentes de gráficas: tiempo VS desplazamiento y tiempo VS velocidad. Para implementar el modelo propuesto se utilizan MATLAB y SIMULINK, cuyos diagramas respectivos se muestran en el apéndice.

En primera instancia se analiza el efecto del factor de corrección respecto de la velocidad, luego el error producto de la cantidad de ceros del polinomio de Bessel usados en la simulación. Finalmente se discute el efecto de las dimensiones del canal en el flujo y del voltaje de actuación empleado, lo cual se traduce en un diseño de actuador y la simulación de su construcción.

A continuación se muestran los parámetros empleados en las simulaciones salvo que se indique lo contrario en el mismo recuadro de la simulación.

DATOS DE SIMULACIÓN

Tensión superficial (J/m ²) AGUA	72x10 ⁻³
Ángulo de contacto (grados)	105
Longitud de la gota (m ³)	5x10 ⁻³
Voltaje de actuación (V) (Efectivo, 25V de saturación)	100
Espesor del dieléctrico y aislante (m)	6x10 ⁻⁶
Constante dieléctrica relativa	2
Profundidad y Anchura del Canal (cuadrado) (m)	(0.8-0.3)x10 ⁻³
Viscosidad (N*s/m ²)	0.0008
Densidad (kg/m ³)	1000
Saturación	Pi/4

Una parte importante del modelo consiste en decidir que parte de la presión se traduce realmente en movimiento, para lo cual se utiliza un factor de corrección que compara la dimensión característica del fluido, es decir las dimensiones del canal y la longitud de la gota.

$$93) \quad FC = (2P - L) / L$$

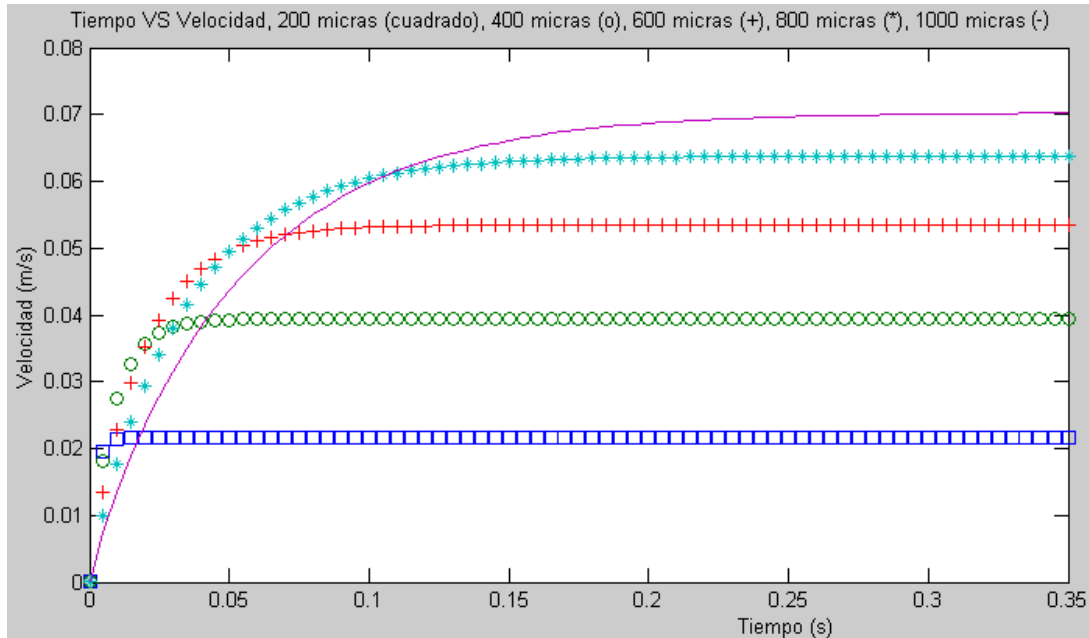
Cuando la longitud de la gota es mucho mayor que las dimensiones de la sección del canal el modelo se torna cada vez más exacto. Es por ello que el factor de corrección también habla de la aplicabilidad del modelo para cada caso concreto. En general cuando el factor es menor que 0.5 el modelo no es aplicable. Para establecer una zona segura de aplicabilidad se mantendrá este factor mayor o igual al 0.7. Este factor es bastante estricto, pues suponiendo que en el resto del flujo en los meniscos sea rotatorio y en torno a las paredes del canal, aún así contribuye con el desplazamiento en la dirección deseada. Por lo anterior el modelo con este factor predice una cota inferior a la velocidad del flujo y sin el mismo una cota superior.

A continuación se muestran las gráficas para diferentes secciones cuadradas, desde 200 micras hasta mil micras cada 200 micras, manteniendo constante la longitud de la gota en 5 mm. La primera muestra las velocidades alcanzables sin tomar en cuenta el factor de corrección y la segunda incorpora este factor.

En las gráficas se observa la forma en que evoluciona la velocidad estacionaria respecto de sección del canal. Sin el factor de corrección se observa la dependencia lineal producto de sustituir el radio equivalente en términos de la longitud de la sección cuadrangular en la ecuación derivada, sin tomar en cuenta el factor de corrección. Mientras, en la primer gráfica el ritmo de crecimiento de la velocidad estacionaria disminuye al aumentar la longitud de la sección cuadrada. Así mismo se observa

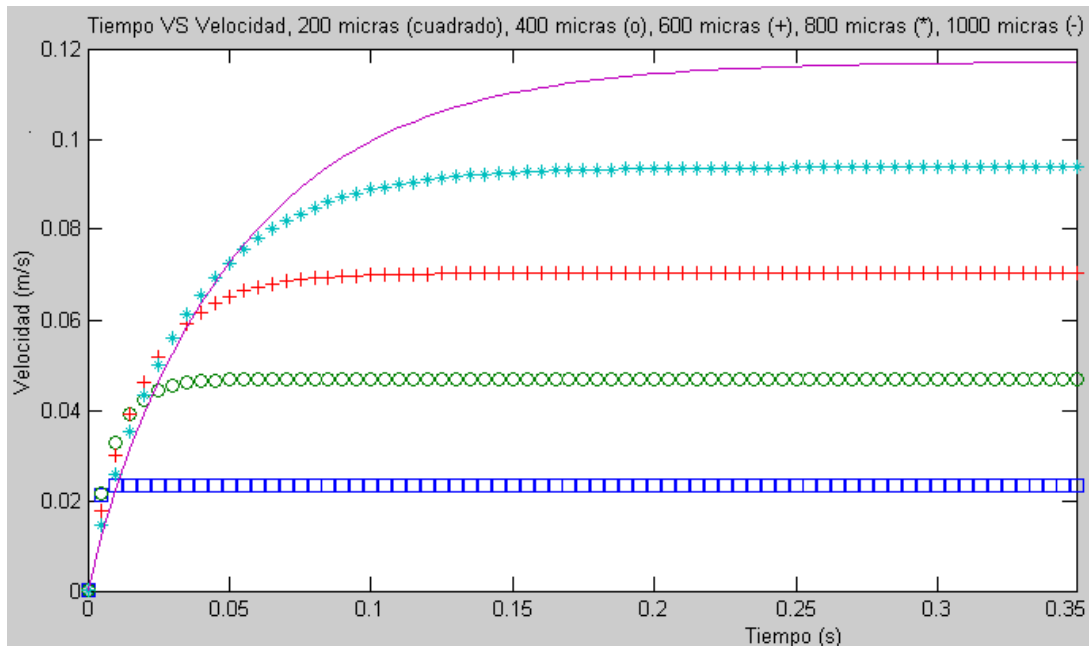
que la aplicabilidad de la relación derivada no se extiende a cualquier sección, pues a partir de 800 micras deja de ser aplicable según nuestro criterio. Es por ello que debe tenerse cuidado al seleccionar las dimensiones del dispositivo. Así mismo se observa que las velocidades finales se encuentran en el orden de las reportadas experimentalmente de algunos centímetros por segundo.

Con factor de Corrección



Gráfica 5.2.A Tiempo VS Velocidad para Canal Cuadrado a 100 V, con Factor de Corrección

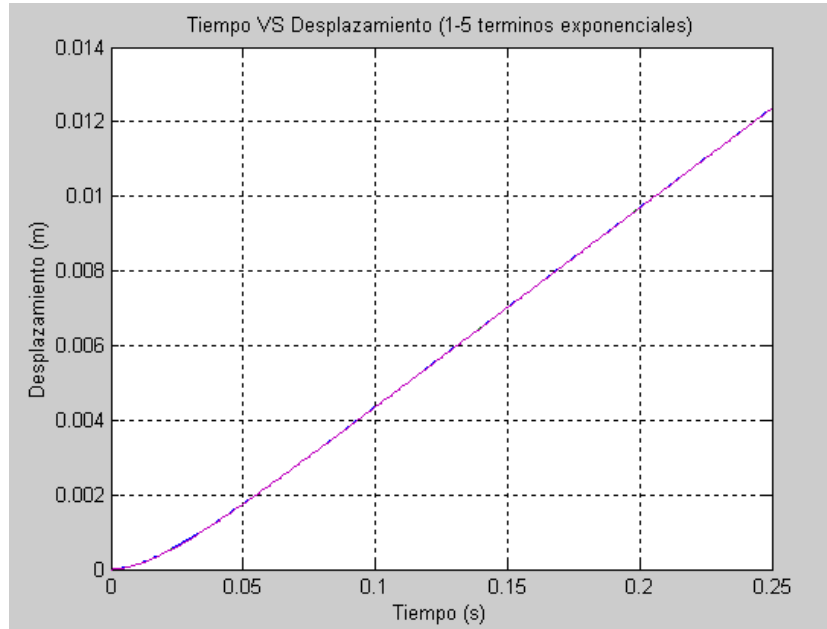
Sin Factor de Corrección



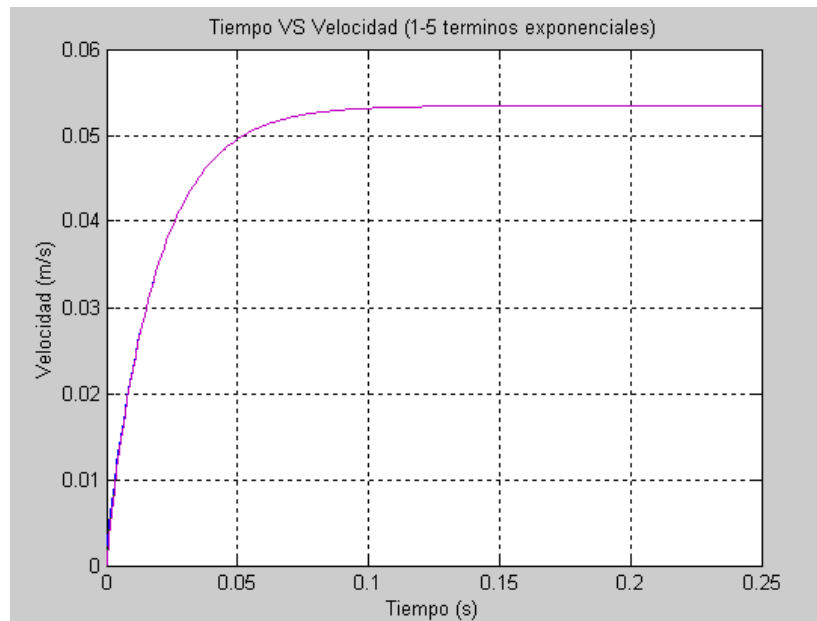
Gráfica 5.2.B Tiempo VS Velocidad para Canal Cuadrado a 100 V, sin Factor de Corrección

A continuación se examina el error producto de utilizar un número finito de ceros en la simulación desarrollada en MatLab. Para ello se usa una sección cuadrada de 600 micras de longitud, tomándose como referencia los resultados obtenidos con 5 ceros del polinomio de Bessel.

600 micras



Gráfica 5.3 Comparación de las Gráficas Tiempo VS Desplazamiento usando de 2 a 5 términos exponenciales, Canal de 600 micras cuadrado a 100 V efectivos, de 0 a 0.25 s. Las graficas son tan similares que se enciman.

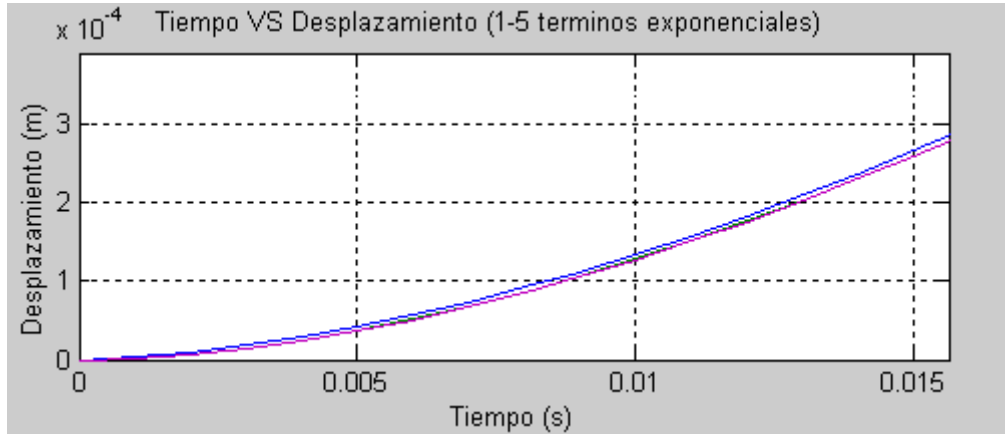


Gráfica 5.4 Comparación de las Gráficas Tiempo VS Velocidad usando de 2 a 5 términos exponenciales, Canal de 600 micras cuadrado a 100 V efectivos, de 0 a 0.25 s. Nuevamente las graficas son yan similares que se enciman en esta gráfica.

En la primer gráfica Tiempo VS Desplazamiento y Tiempo VS Velocidad, se observa lo cercanas que se encuentran las gráficas con 1, 2, 3, 4 y 5 ceros, lo cual indica que para la escala mostrada se puede utilizar sólo un cero, es decir una constante de tiempo, para describir el comportamiento

actuador. Sin embargo para escalas menores la cantidad de ceros podría diferir. De la gráfica podemos observar que para desplazamientos del orden de algunas décimas de milímetro la escala de tiempo debe limitarse a algunas centésimas de segundo.

600 micras

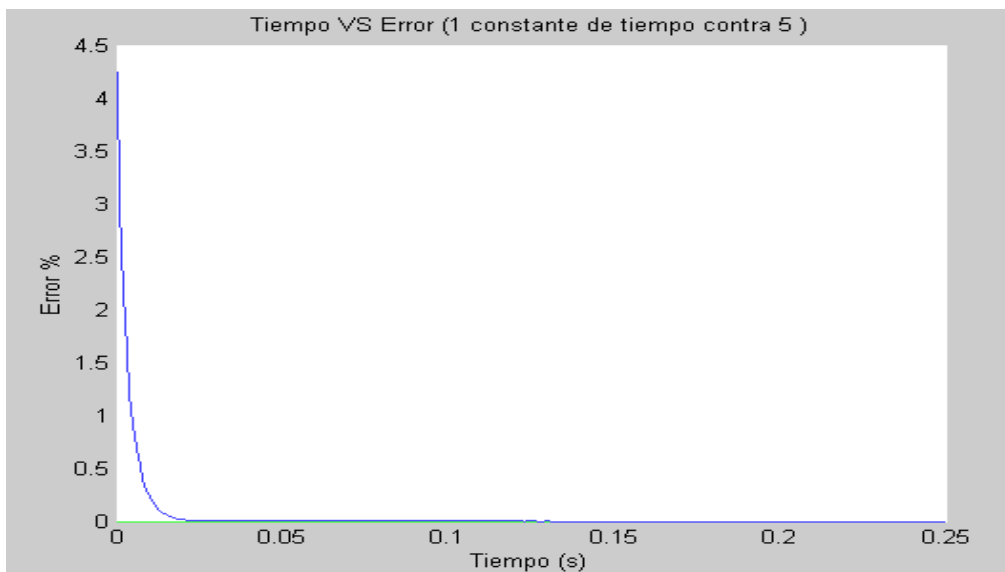


Gráfica 5.5 Comparación de las Gráficas Tiempo VS Desplazamiento usando de 2 a 5 términos exponenciales, Canal de 600 micras cuadrado a 100 V efectivos, de 0 a 0.015 s.

Para el orden de desplazamiento de interés, las gráficas empiezan a ser diferentes de forma notoria, aunque aún es difícil distinguir una de otra.

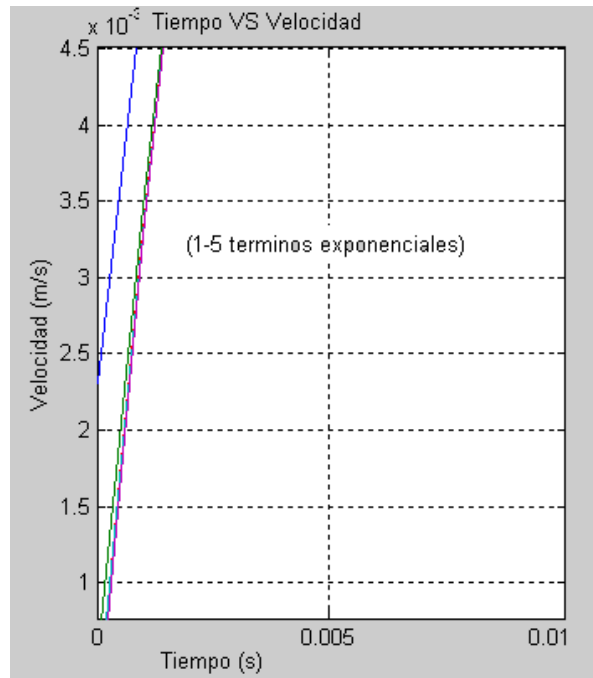
Si se comparan los resultados obtenidos con un solo cero contra cinco se encuentra que el error disminuye conforme aumenta el tiempo para la velocidad, siendo su máximo valor 4.3%. Si se desea un error inferior a 1% es necesario utilizar un número mayor de ceros.

600 micras



Gráfica 5.6 Comparación del error en Velocidad al considerar un solo término exponencial contra 5 términos, Canal Cuadrado de 600 micras, 100 V efectivos, de 0 a 0.25 s

600 micras

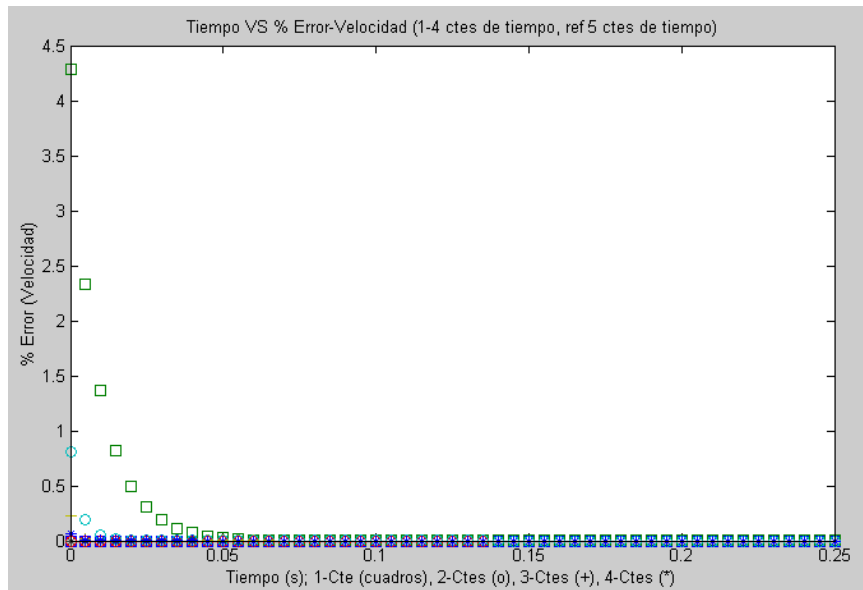


Gráfica 5.7. Comparación de las Gráficas Tiempo VS Velocidad usando de 2 a 5 términos exponenciales, Canal cuadrado de 600 micras, 100 V efectivos, de 0 a 0.01 s. Nótase la reducción del error al aumentar los términos.

Graficando nuevamente la velocidad calculada tomando en cuenta de 1 a 5 ceros y cerca del origen, se observa que esta discrepancia surge de la incapacidad del modelo de comenzar con velocidad cero con un número finito de términos de la serie, pero que conforme se añaden términos es mejorada.

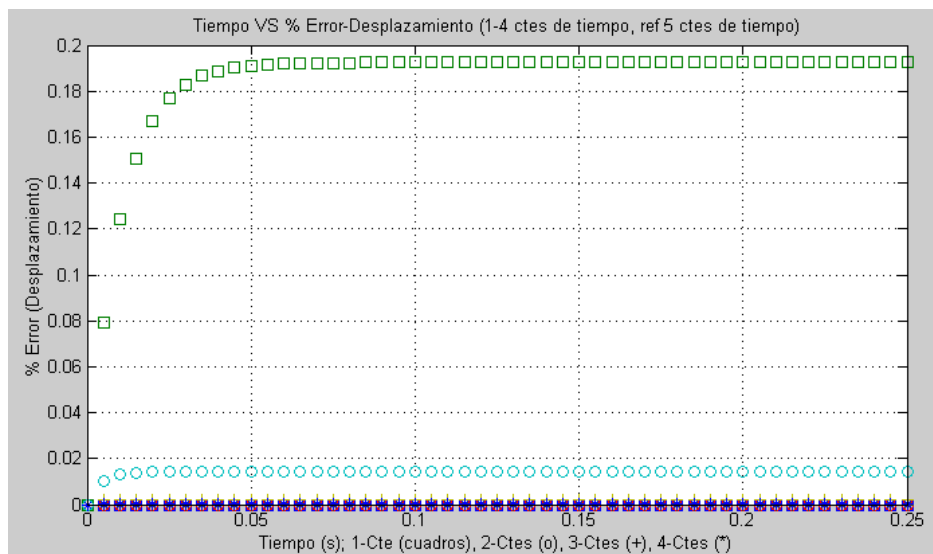
Si se toma como referencia un canal cuadrangular de 1 mm de lado, el error en canales cuadrangulares de sección menor será menor, pues la constante de tiempo para estos sistemas también será menor. Es por ello que resulta de utilidad obtener el error para este caso en particular, pues los canales de interés son de dimensiones similares o menores. Para este caso con dos constante de tiempo, el error tanto en velocidad como en desplazamiento, se reduce a menos del 1%, por lo cual para cálculos rápidos de diseño se pueden usar sólo dos ceros, es decir dos constante de tiempo, y obtener buenos resultados.

1mm



Gráfica 5.8 Comparación de las Gráficas Tiempo VS Error en Velocidad usando de 1 a 5 términos exponenciales, Canal cuadrado de 1 mm, 100 V efectivos, de 0 a 0.025 s.

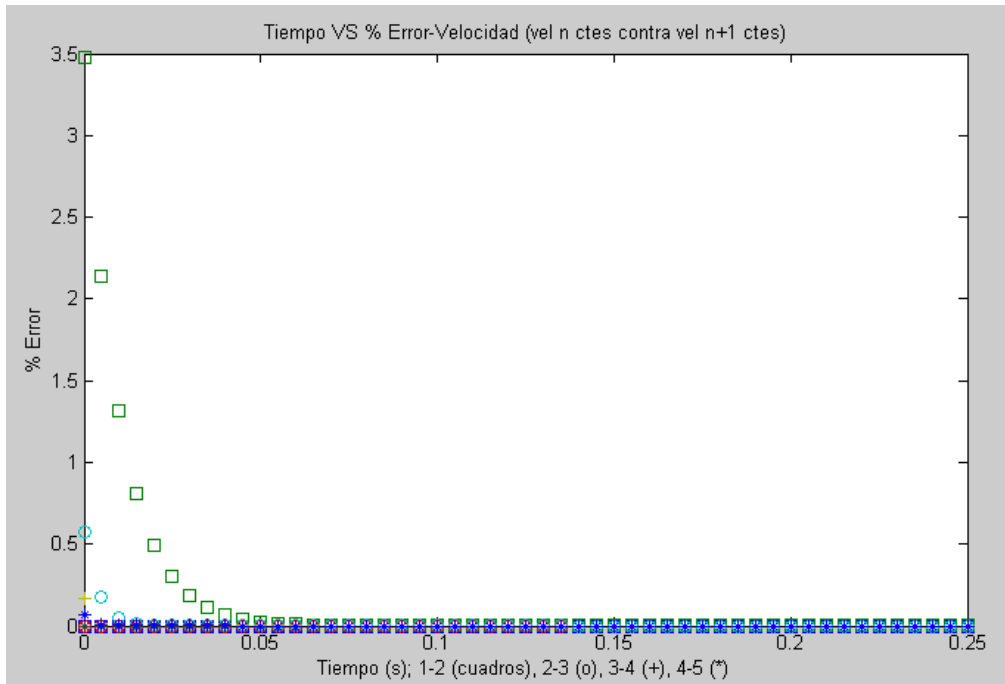
1mm



Gráfica 5.9 Comparación de las Gráficas Tiempo VS Error en Desplazamiento usando de 1 a 5 términos exponenciales, Canal cuadrado de 1 mm, 100 V efectivos, de 0 a 0.015 s

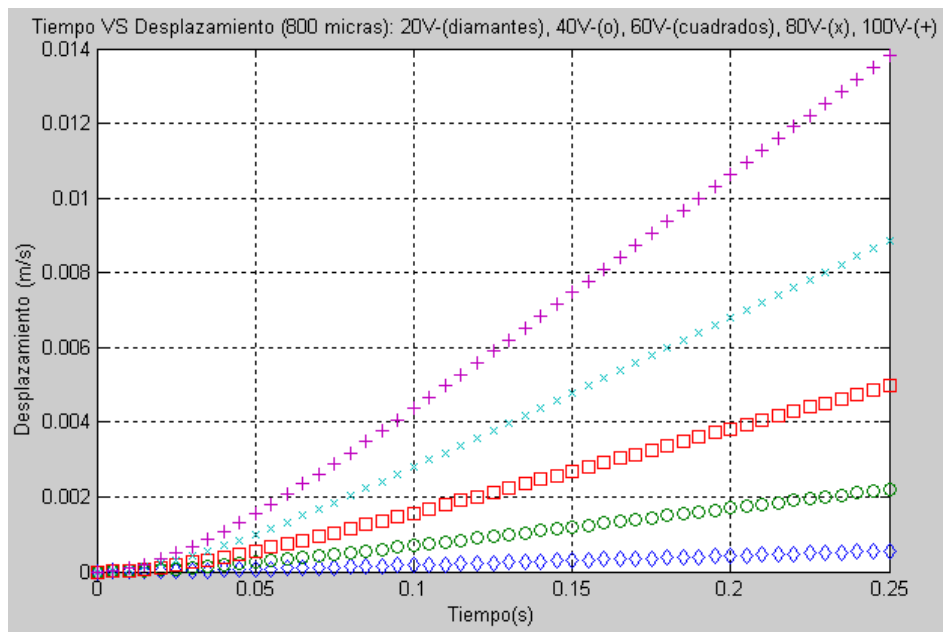
También es importante analizar la rapidez con la cual converge la velocidad, es decir cuando resulta valioso añadir un término más a la serie aumentando el tiempo de cálculo. Para ellos se grafica la variación de la velocidad respecto al tiempo cada vez que se aumenta un término a la serie. De la gráfica se observa que cada vez que se añade una término más a la serie a partir del segundo término el decremento del error es inferior al 1%, por lo cual la serie converge y no se gana mucho al añadir cada vez más términos.

1mm

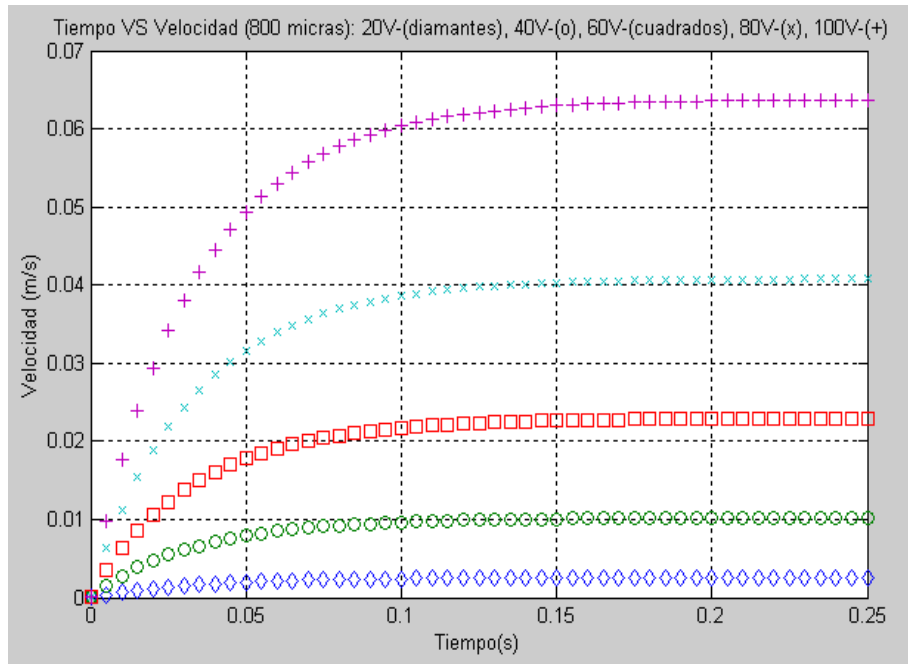


Gráfica 5.10 Comparación de las gráficas Tiempo VS Error en Velocidad comparando n términos exponenciales contra n+1 términos exponenciales como referencia, Canal Cuadrado de 1mm, 100 V efectivos.

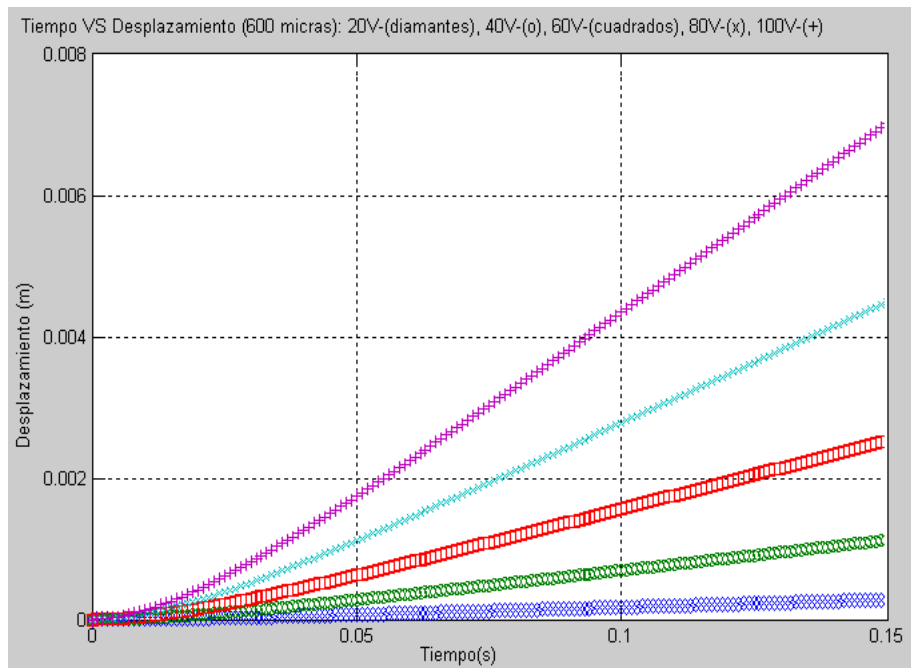
A continuación se muestran las gráficas Tiempo VS Desplazamiento y Tiempo VS Velocidad para secciones cuadradas de 400 y 800 micras, variando el voltaje de 20 a 100 V, cada 20 V y con una longitud de 5 mm. En el apéndice se muestran gráficas más detalladas cada 100 micras a 100 V.



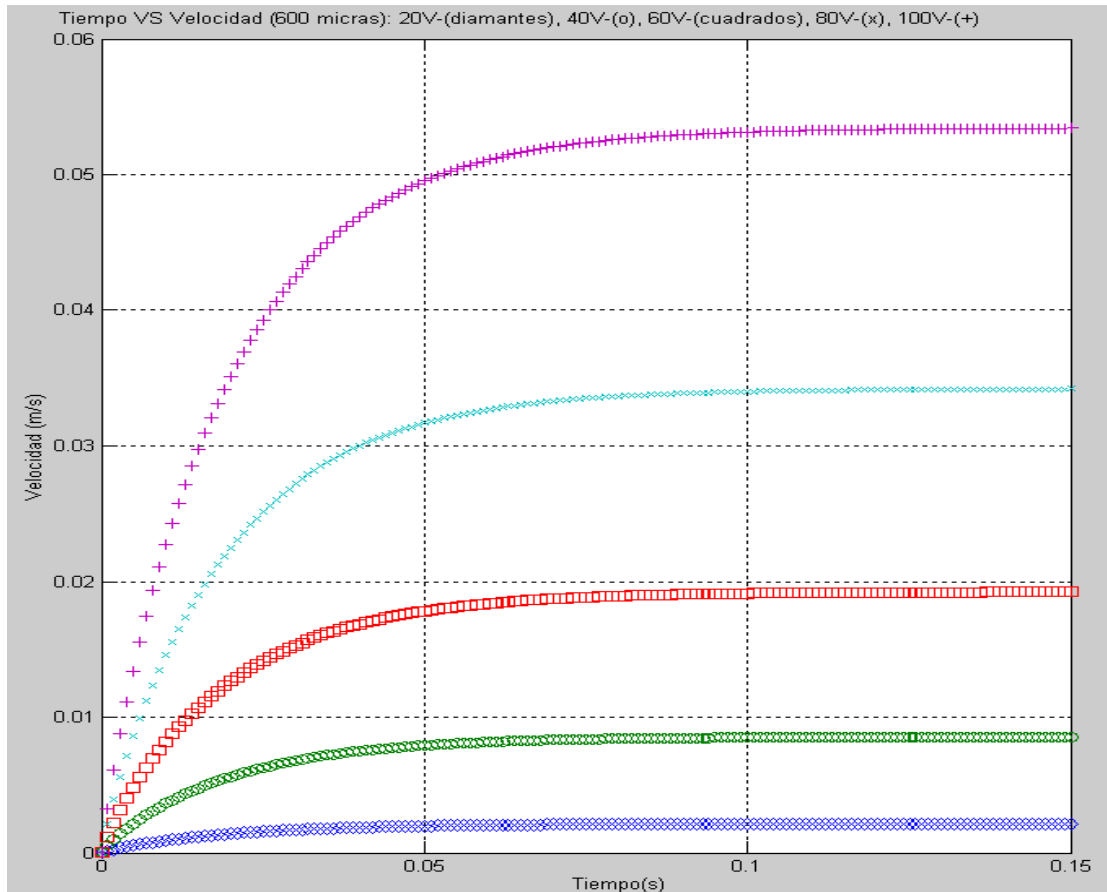
Gráfica 5.11 Gráficas Tiempo VS Desplazamiento, sección cuadrada, 800 micras, 20-100 V efectivos



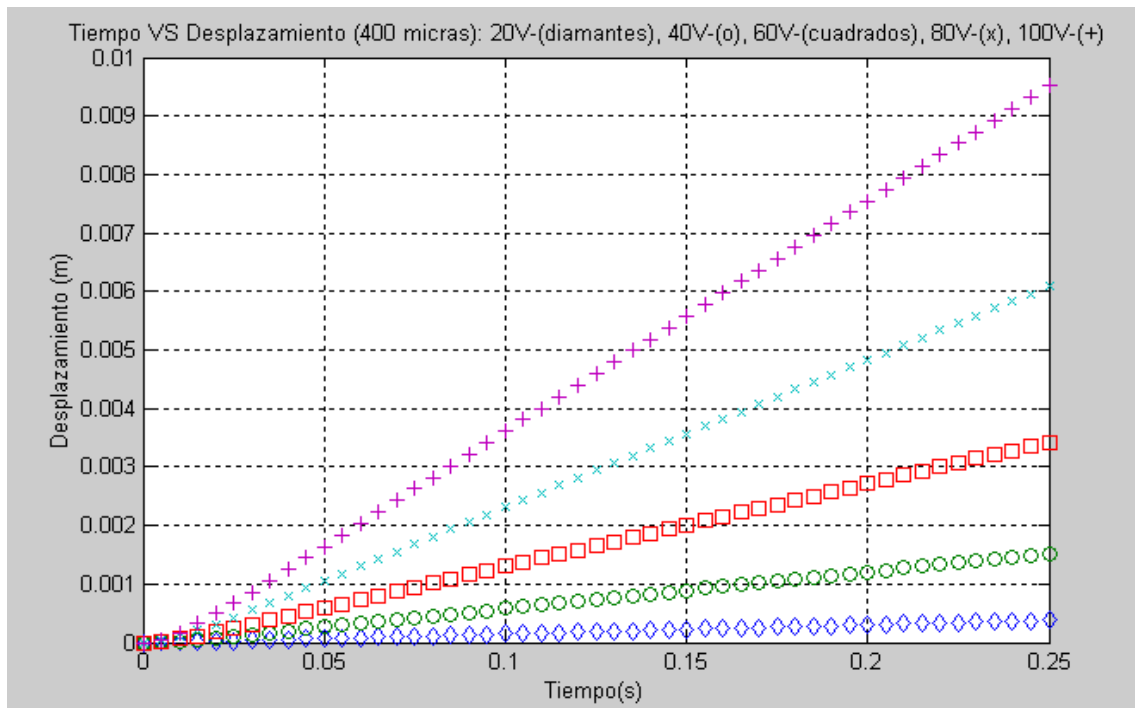
Gráfica 5.12 Gráficas Tiempo VS Velocidad sección cuadrada, 800 micras, 20-100 V efectivos



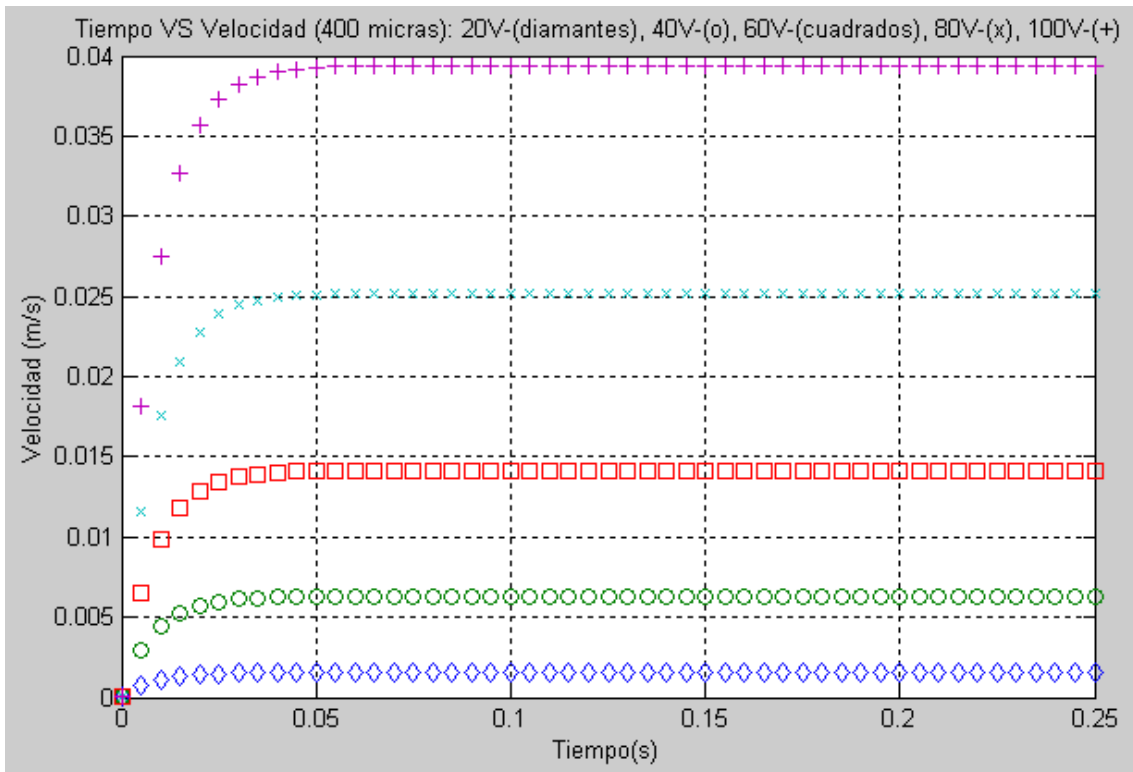
5.13 Gráfica Tiempo VS Desplazamiento, sección cuadrada, 600 micras, 20-100 V efectivos



Gráfica 5.14 Gráficas Tiempo VS Velocidad sección cuadrada, 600 micras, 20-100 V efectivos



Gráfica 5.15. Gráficas Tiempo VS Desplazamiento, sección cuadrada, 400 micras, 20-100 V Efectivos



Gráfica 5.16. Gráficas Tiempo VS Velocidad sección cuadrada, 400 micras, 20-100 V efectivos

Estos gráficos serán de utilidad en la selección de la geometría del actuador propuesto en la siguiente sección.



6.- PROPUESTA DE GEOMETRÍA DEL ACTUADOR Y DE SU PROCESO DE FABRICACIÓN.

6.1 GEOMETRÍA

De las gráficas obtenidas en la sección anterior se observa que para un desplazamiento de unos cuantos milímetros (0-3) el tiempo de activación es similar, incrementándose con la disminución de la sección transversal, por lo cual resulta provechoso elegir la mayor sección transversal posible. Por otro lado, es conveniente que la profundidad del canal no exceda 1mm para facilitar su construcción. En virtud de lo anterior es posible utilizar la sección de 800 ó 600 micras, debido a la facilidad de fabricación se prefiere esta última.

Con base en esta selección, la fibra debe estar a una distancia del orden de la magnitud del lado del canal de la gota, es decir alrededor de un milímetro (en principio, ya que la distancia puede ser reducida hasta unas 125 micras conforme se observe buena repetibilidad en el mecanismo de actuación y en el sistema elegido para dispensar los volúmenes de las gotas) Además para garantizar el buen funcionamiento del dispositivo, la fibra debe estar centrada sobre el electrodo, por lo que este debe medir alrededor de unos 3 mm. Por ende la gota debe tener una longitud superior a los tres milímetros, pero debe ser tan pequeña como sea posible para maximizar el gradiente de presión producido por electrohumedecimiento.

Por otro lado el canal debe ser capaz de confinar la gota, por lo cual el canal debe sufrir una reducción en su sección. Con la reducción de área propuesta de $1/9$ y tomando en cuenta la continuidad del flujo, las pérdidas en esta sección con reducción de sección son 27 veces más importantes que en la sección de confinamiento, por lo que la gota se encuentra efectivamente confinada.

Con base en estas consideraciones se proponen las siguientes dimensiones para un actuador de esta naturaleza:

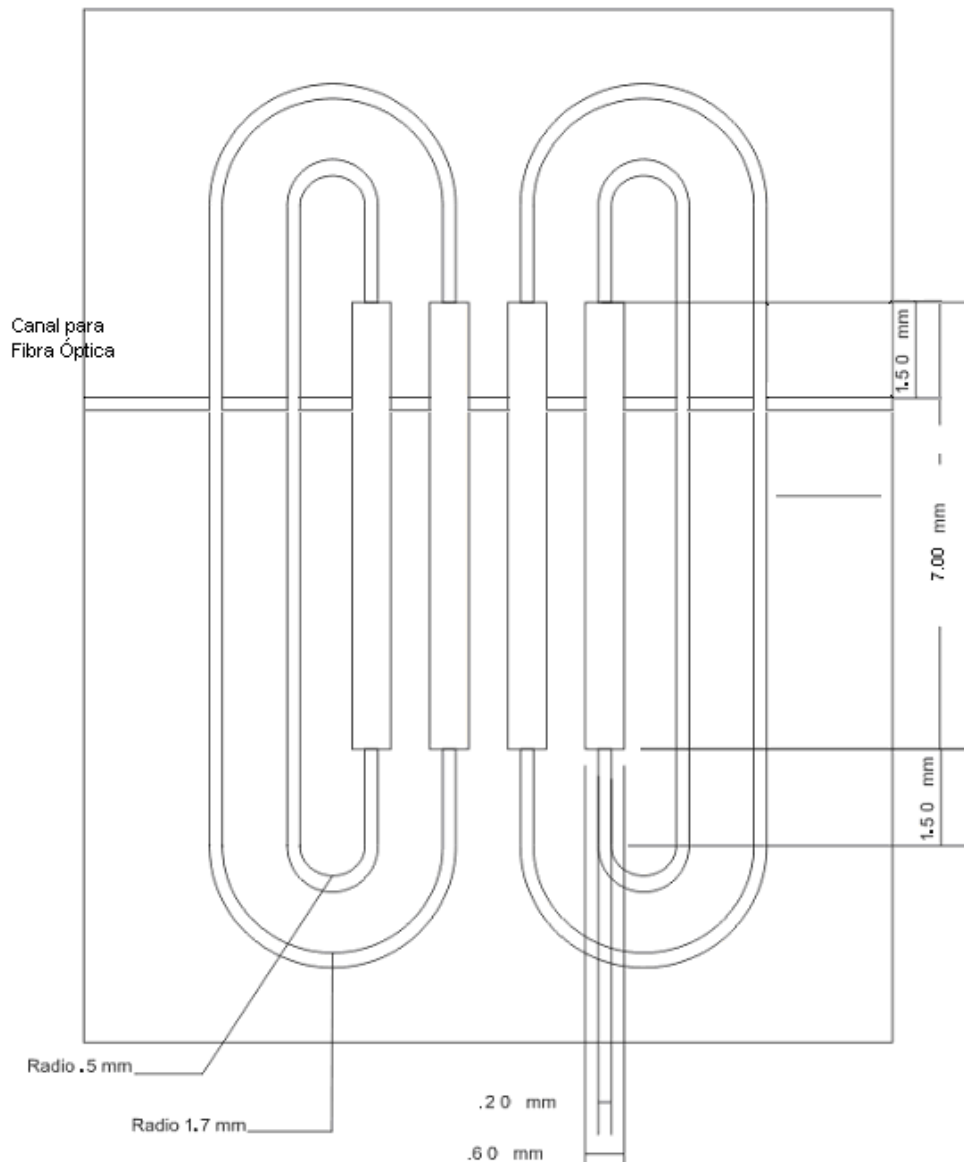


Fig. 6.1 Esquema de la Geometría de los Canales

Este dispositivo está basado en una construcción similar, referencia 44. En el diagrama que se muestra, los canales con dimensiones menores y que cierran el circuito fluido con un tramo recto y dos circulares evitan que se efectúe un trabajo de compresión sobre el aire que rodea a la gota. Así mismo se muestra un canal que atraviesa perpendicularmente las cavidades donde se confina la gota y donde se coloca la fibra óptica. De fabricarse el dispositivo tendrían que tomarse en cuenta las características isotrópicas del proceso de fabricación en los vértices de los canales y en la separación de los mismos, ya que de encontrarse muy cerca unos de otros, se fusionarían en uno sólo.

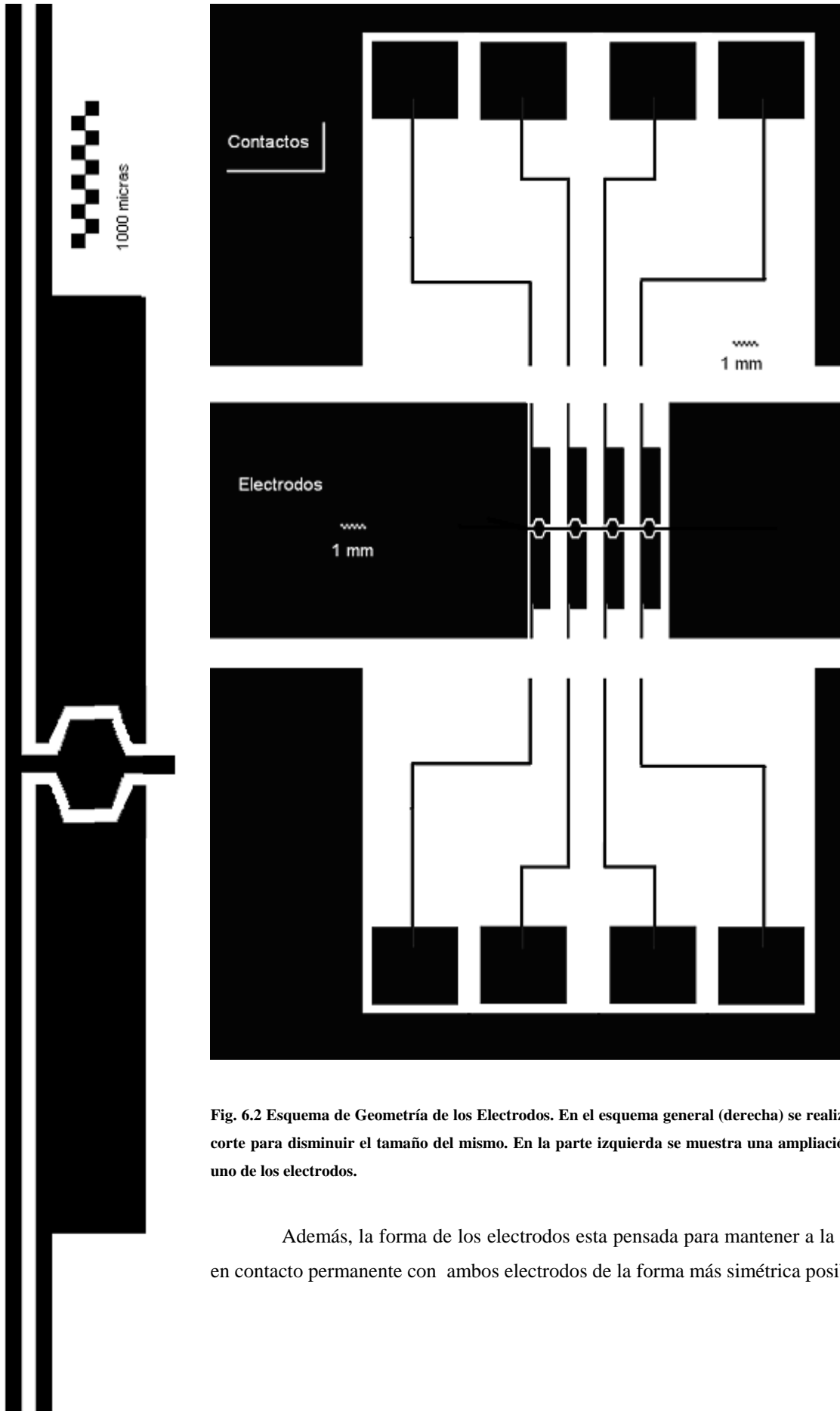
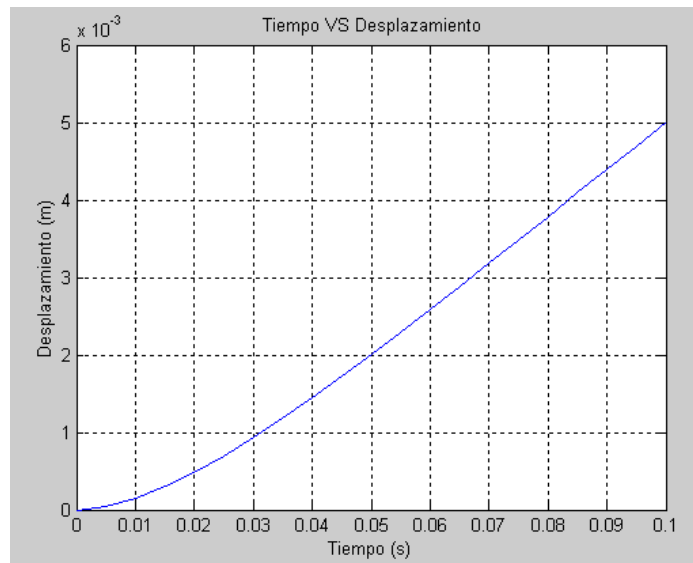


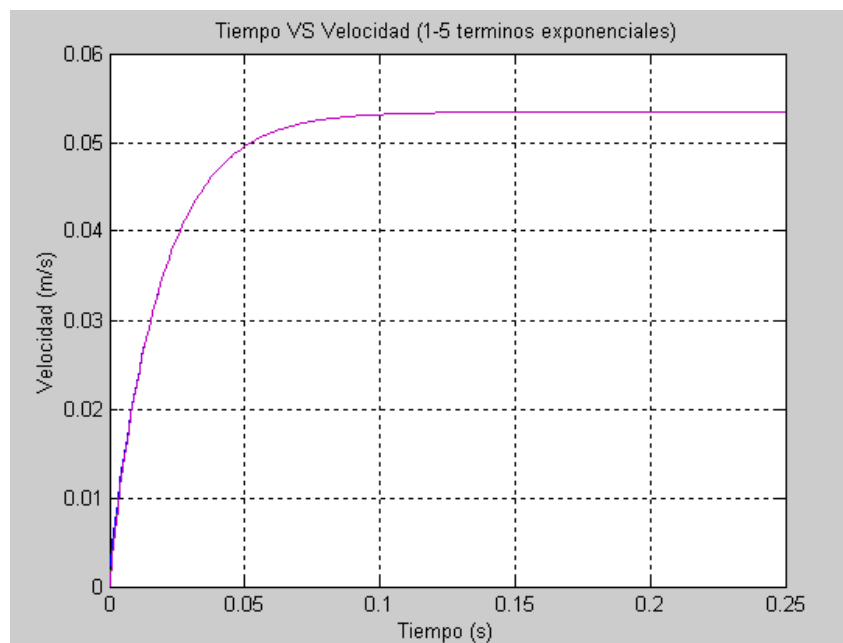
Fig. 6.2 Esquema de Geometría de los Electrodo. En el esquema general (derecha) se realiza un corte para disminuir el tamaño del mismo. En la parte izquierda se muestra una ampliación de uno de los electrodo.

Además, la forma de los electrodo esta pensada para mantener a la gota en contacto permanente con ambos electrodo de la forma más simétrica posible.

Con estas dimensiones y tomando en cuenta la longitud del electrodo y una longitud de gota de 4 mm se pueden obtener las curvas de reacción del dispositivo, y su tiempo de activación: 5 centésimas de segundo.



Gráfica 6.1. Gráfica Tiempo VS Desplazamiento, sección cuadrada, 600 micras, 100 V efectivos



Gráfica 6.2 Gráfica Tiempo VS Velocidad sección cuadrada, 600 micras, 100 V efectivos

6.2 ESQUEMA DEL DISPOSITIVO Y FABRICACIÓN

6.2.1 ESQUEMA DEL DISPOSITIVO Y MATERIALES

Aquí se muestra un corte longitudinal del esquema general del dispositivo sin el líquido conductor. Luego se discuten las propiedades necesarias de cada uno de los elementos del dispositivo y se enlistan algunos materiales con los que pueden ser fabricados. Así mismo se propone un método de fabricación del dispositivo, que luego es simulado.

En el siguiente diagrama se muestra el dispositivo luego de ser unido a la capa de electrodos; con el dispositivo armado, estas capas pueden unirse mediante presión o algún agente adhesivo, posibilitando el funcionamiento con la capa de electrodos en la parte inferior.



Fig. 6.3 Corte Transversal del Dispositivo mostrando las distintas capas de materiales

A continuación se describen las propiedades de cada capa y los posibles materiales para cada una de ellas.

El substrato de los electrodos debe ser un aislante y proporcionar adherencia a las capas de los electrodos, dieléctrico y material de los canales. Además de ser posible debe ser transparente, así mismo no es fundamental que este planificado a nivel micrométrico, pues el centrifugado de la resina y el moldeo compensan las pequeñas irregularidades de la superficie. Es por ello que un material posible es el vidrio.

Respecto al material para los electrodos, regularmente se podrían usar una gran variedad de conductores, pero ya que deben ser transparentes, para observar el comportamiento del actuador, se plantea el uso de óxido de indio-estaño, que cumple con este requisito.

Electrodos
ITO 90%/10% In ₂ O ₃ /SnO ₂ 50 nm de espesor transparente (>90%, n=1.95) conductor (<40 Ω/□)

El material de los canales debe proporcionar adherencia y soporte para el material hidrofóbico y ser susceptible de formar canales del orden de 700 micras, por lo que pueden ser usados plásticos y algunos tipos de fotorresistencia.

Canales
MMA Polimetil Metacrilato micromaquinado 2mm de espesor
Resina Epoxica Fotocurable Novolac DER 354 Dow Chemical

Se han usado diversos materiales para la capa hidrofóbica, aunque el grueso de los dispositivos actuados por electrohumedecimiento utilizan teflón o cytop. El primero ha reportado mejores resultados, pero su aplicación sobre diferentes superficies es menos confiable, por lo que se plantea el uso del segundo.

Recubrimiento Hidrofóbico
Teflón AF 2400 (Dupont) 1 micra de espesor n=1.31 energía superficial 16dinas/cm
Teflón AF 1600 (Dupont) Cubierto en una solución al 1% de AF1600 en FC726 (3M)
Fluoropolimero Cytop, Asahi Glass

Respecto a la capa de dieléctrico, su elección se encuentra limitada a su capacidad para fijar la capa de material hidrofóbico, por lo que conviene usar combinaciones conocidas de dieléctrico-material hidrofóbico.

Aislante
Polimida Surimide 32 A Arch Chemicals
Polimida Deposito de la solución Ácida (Probimide 115 A, OCG) curado a 300°C
Parilene C Polidicloro-di-p-xililene, Nova Tran
PBT Poli 1,4-butileno teraptalato

A continuación se presenta una lista de las posibles sustancias susceptibles de ser usadas como líquidos conductores y como lubricantes para mejorar la respuesta del dispositivo.

Líquidos
Agua Deionizada 16 MΩ cm n=1.33
Solución de Dicromato de Sodio 41% Dicromato de Sodio n=1.41
Cromato de Sodio Solución Acuosa Na ₂ Cr ₂ O ₇ ·2 H ₂ O (58% en peso) n=1.47
Agua son Sal 1-etil-3-metil-111-imidazolium trifluorometanosulfonado
Solución de Cloruro de Potasio 0.125 M KCl n=1.33
Solución de KNO ₃ Solución de 10 ⁻⁴ M KNO ₃

Lubricantes
Aceite de Silicón Polidimetilsiloxano, DMS-T02 (Gelest) n=1.39
Polidimetilsiloxano DMS-T00, Gelest Inc.



Por último, es frecuente que se añada una capa hidrofóbica a la fibra óptica para eliminar la tendencia de los líquidos a permanecer sobre la misma.

Adicionales
Monocapa Hidrofóbica de Silano Fluorinado (por exposición a vapor de) (elimina la tendencia de los líquidos acuosos a permanecer sobre la fibra) Tridecafluoro-(1,12,2,2-tetrahidrooctil)-1-triclorosilano UCT, Inc.

6.2.2 PROCESO DE FABRICACIÓN

Con base en los materiales antes señalados, se puede establecer una secuencia de fabricación. Aquí se usa la combinación Cytop-PDMS por su frecuente uso en diferentes dispositivos, aunque el uso de teflón podría generar mejores resultados.

Canales

Para la fabricación de los canales se usa una capa gruesa de fotorresistencia, misma que se obtiene modificando la velocidad de giro del centrifugado durante la deposición de la resina de acuerdo con la viscosidad de la misma.

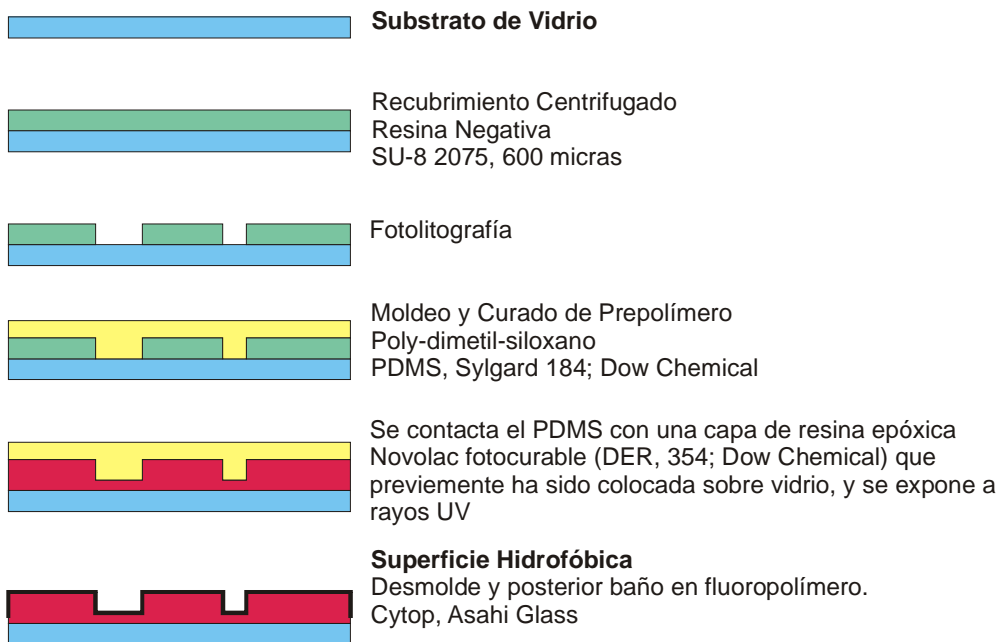


Fig. 6.4.A Proceso de Fabricación de Canales

Método Alternativo

Un método alternativo consiste en el uso de canales micro maquinados en alguna resina o plástico, cuidando de las formas y acabado de las superficies.



Para fabricar la geometría de los **canales** es posible utilizar una hoja de 1-2 mm de espesor de poly metil metacrilato (PMMA) micromaquinado

Fig. 6.4.B Proceso de Fabricación de Canales

Electrodos

Nuevamente se prefiere el uso de polimida-Cytop por su amplio uso, aunque podrían obtenerse mejores resultados con teflón.



Substrato de Vidrio



Se deposita óxido de estaño-indio ITO, 100 nm para electrodos



Fotolitografía y ataque con H Cl



Recubrimiento Centrifugado de polimida Durimide 32A, Arch Chemicals 2-3 micras, seguido de cocimiento a 575 K



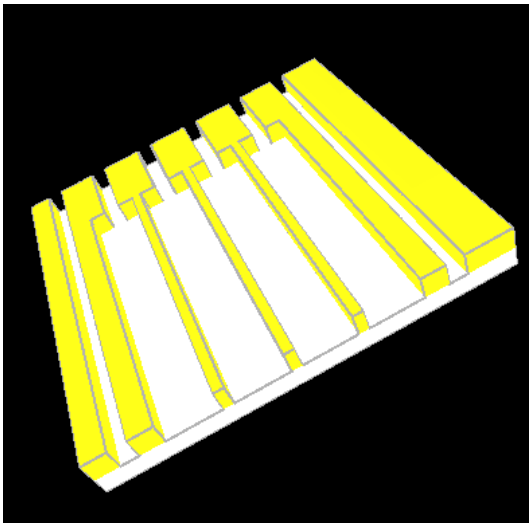
Recubrimiento Centrifugado de Cytop, O bien recubrimiento con Teflón AF 1600 (Du Pont) mediante la inmersión en solución de Af1600 en Fc726 (3M) 1% en peso, y retirado de la solución lentamente a 0.5 milímetros por segundo

6.5 Proceso de Fabricación de Electrodos

6.3 Simulación de Fabricación CON INTELLISUITE

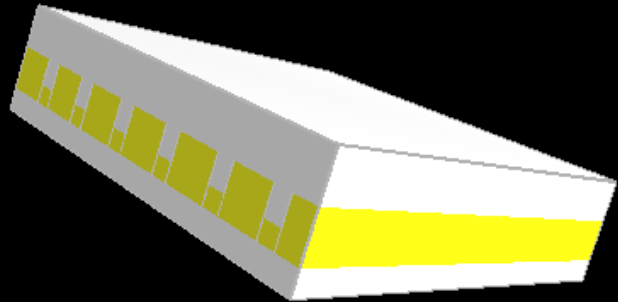
Se simuló el proceso de fabricación descrito con anterioridad para los canales y los electrodos. Cabe hacerse notar que en la simulación se da una separación entre canal y canal de 200 micras, esta separación puede ser aumentada o disminuida dependiendo de las características isotropicas de ataque de la fotorresistencia en el proceso de moldeo, ya que de ser totalmente isotrópico, los canales se fusionarían durante la fabricación. A continuación se muestran cortes de los canales durante el proceso de fabricación simulados con Intellisuite.

6.3.1 CANALES

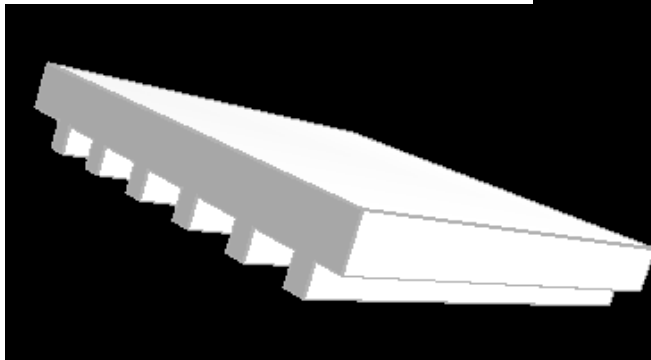


Fotoreistencia sobre vidrio luego de el proceso fotolitográfico. Nótese que debido al proceso, la separación entre los canales podría variar.

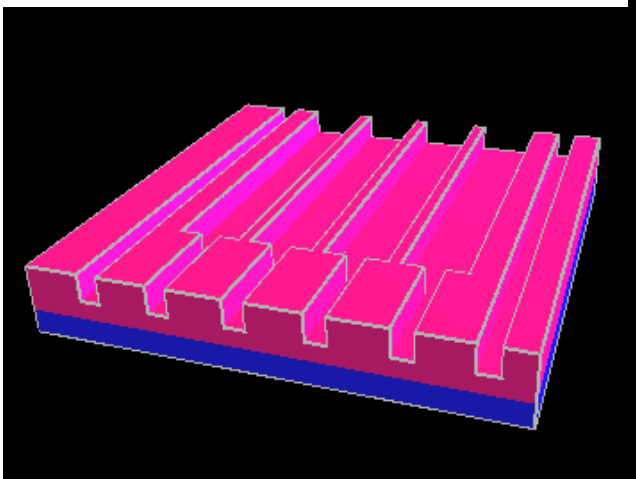
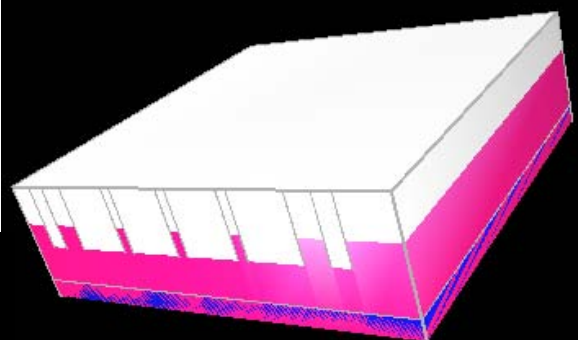
Moldeo y Curado del Prepolimero

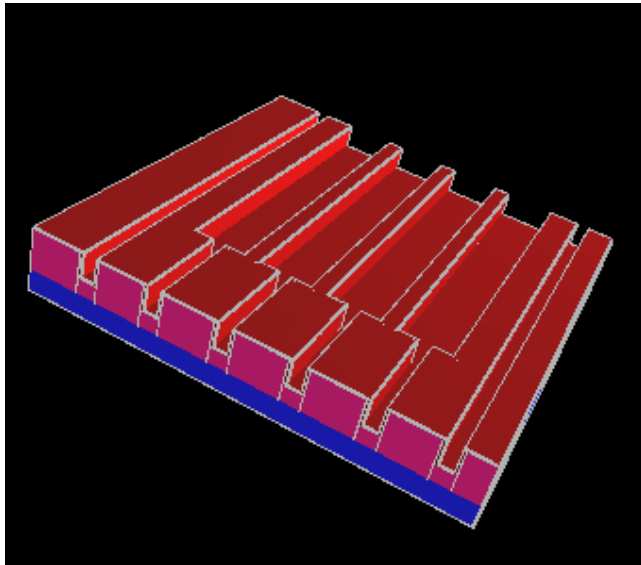


Molde de Prepolimero



PDMS sobre una superficie de vidrio siendo moldeado a través del contacto con el molde de Prepolimero.





Canales terminados con recubrimiento hidrofóbico.

Fig. 6.6.A-F. Simulación de Fabricación de Canales

6.3.2 ELECTRODOS

Con un buen proceso de fabricación de los canales, los electrodos pueden estar muy cercanos.

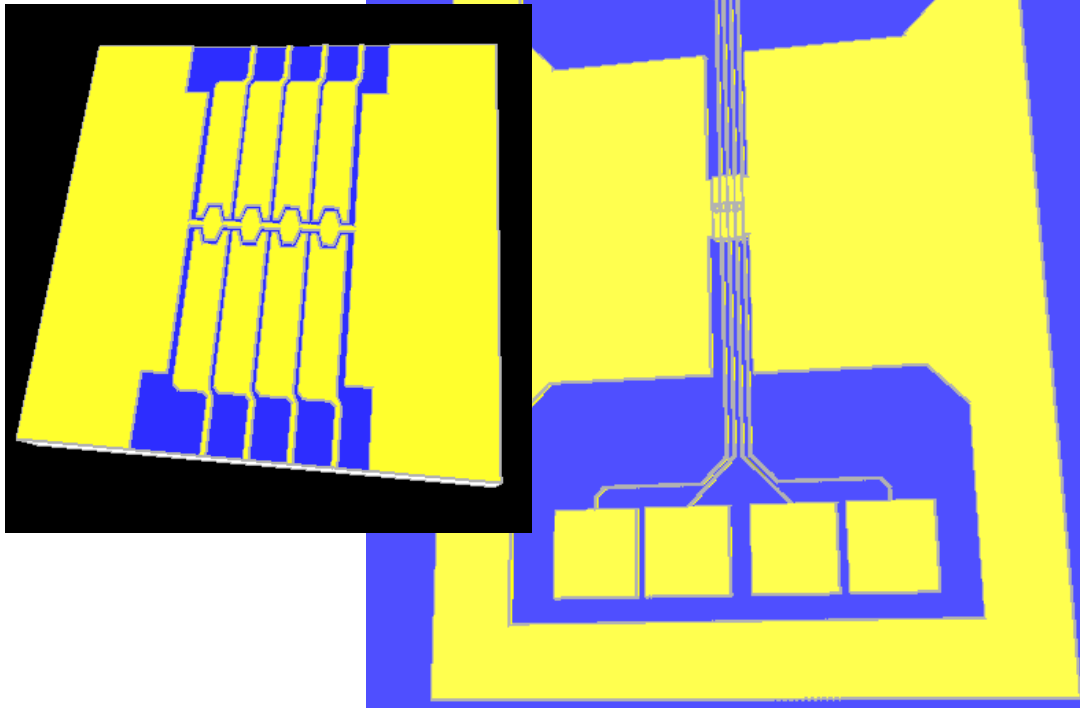


Fig. 6.7 Simulación de Fabricación de Electrodo. Izquierda, ampliación de la parte central de los electrodos.

SUPERPOSICIÓN DE LA MASCARA DE ELECTRODOS SOBRE LA DE LOS CANALES

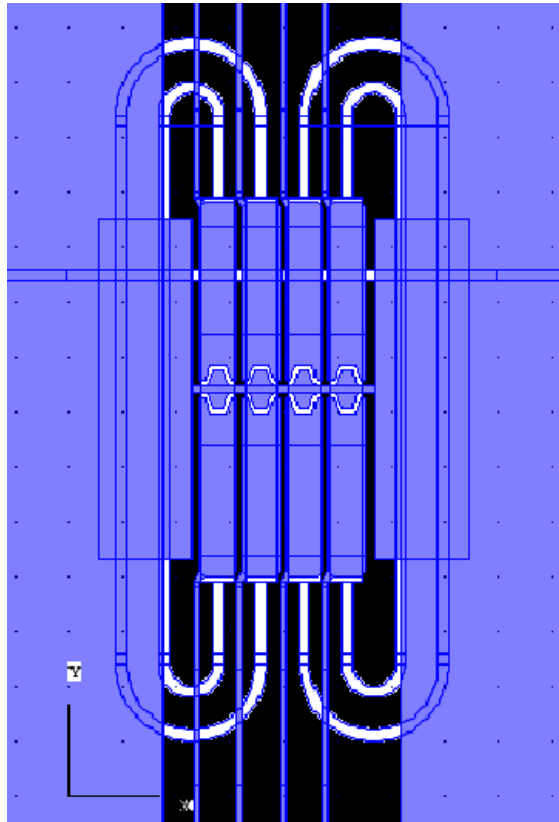


Fig. 6.8. Mascara de Electrodos sobre Mascara de Canales

Por último se muestra la superposición de las máscaras de electrodos sobre la máscara de los canales, máscara negativa. A través de esta superposición se puede apreciar una posterior refinación del diseño al cambiar la forma en que las líneas de alimentación salen de los electrodos hacia los contactos de alimentación, mediante la cual se controla mejor el recorrido de la gota sobre el electrodo.



7.- RESULTADOS

SE DISCUTIERON Y EXPLORARON LOS PRINCIPIOS DE FUNCIONAMIENTO DE DIFERENTES DISPOSITIVOS DE SINTONIZACIÓN DE REJILLAS DE FIBRA ÓPTICA. CON BASE EN ESTA DISCUSIÓN SE FUNDAMENTÓ LA SELECCIÓN DEL FENÓMENO DE ELECTROHUMEDECIMIENTO COMO MECANISMO PARA SINTONIZACIÓN. SE MODELÓ UN ACTUADOR ACCIONADO POR ELECTROHUMEDECIMIENTO, CONSISTENTE EN UNA GOTA LARGA DE LÍQUIDO CONDUCTOR CONFINADA EN UN CANAL CERRADO. LAS ECUACIONES QUE DESCRIBEN EL COMPORTAMIENTO DEL DISPOSITIVO SON LAS SIGUIENTES.

$$v_z = \frac{-\nabla P * r'^2}{\mu} \left(\frac{1}{8} - 4 \sum_{i=0}^{\infty} \frac{e^{-\left(\frac{\chi_i}{r'}\right)^2} \chi_i}{\chi_i^4} \right)$$

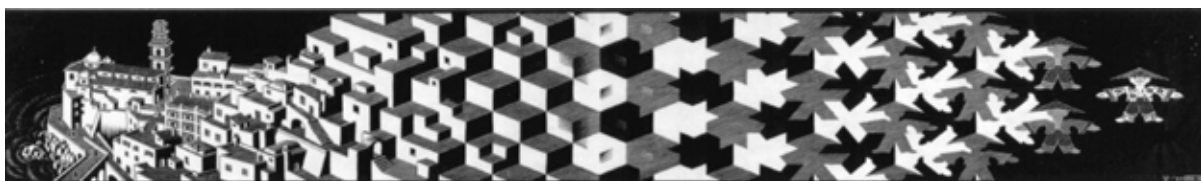
$$\cos \theta(V) = \cos \theta_0 + \frac{\varepsilon}{2\delta\gamma_{lv}} V^2 *$$

$$\nabla P = \alpha\gamma_{lv} \frac{1}{2RL} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)$$

$$r' = \frac{2Rb}{(2R + b)} \text{ PARA UNA SECCIÓN RECTANGULAR Y } r' = R$$

EN SEGUNDO TÉRMINO SE COMPARARON LOS RESULTADOS DE ESTE MODELO CON EL PROGRAMA DE SIMULACIÓN EDEW, QUEDANDO VALIDADO EL MODELO.

POR ÚLTIMO SE PROPUSO LA GEOMETRÍA DE UNA ACTUADOR CON BASE EN ESTE MODELO, Y SE OBTUVO SU VELOCIDAD DE ACTIVACIÓN CON BASE EN LAS GRÁFICAS TIEMPO CONTRA VELOCIDAD Y TIEMPO CONTRA DESPLAZAMIENTO.



* Los ángulos de esta relación son los usuales, medidos a partir del interior de la gota y hacia la interfase. No confundir con los de la relación del gradiente de presión. Si se desea utilizar los mismos para ambas relaciones, basta agregar un signo menos al gradiente una vez sustituidos los primeros.

8.- CONCLUSIONES

Con base en este modelo se propusieron las dimensiones de un dispositivo basado en electrohumedecimiento con un tiempo de activación de 5 centésimas de segundo. Esta propuesta de geometría del actuador servirá como base para fabricar un actuador microfluídico para sintonizar un filtro basado en una rejilla de periodo largo en fibra óptica. Además servirá como uno de los primeros proyectos de fabricación para probar los nuevos equipos próximos a instalarse en la División de Ingeniería Eléctrica.

Con respecto al modelo, el electrohumedecimiento es una importante opción en el desarrollo de diferentes clases de actuadores, en este caso en particular para sintonizar un filtro en una rejilla de periodo largo en fibra óptica, por lo que resulta útil contar con un modelo que prediga su comportamiento y posibilite su control. Por lo anterior, luego de la fabricación del dispositivo, resultará de provecho comparar y refinar el modelo obtenido con las mediciones experimentales.

Para el caso más general de gotas largas confinadas en canales uniformes puede realizarse un análisis similar al empleado en este trabajo, modificándose únicamente el gradiente de presión debido a electrohumedecimiento y el radio hidráulico equivalente, por lo que el proceso en esencia es el mismo. Esto convierte al presente trabajo en una guía para el modelado de actuadores similares.

Además, con base en el modelo se pueden usar las ecuaciones derivadas para estimar la respuesta de estos actuadores y evaluar su posible uso en otras aplicaciones como dispensadores discretos de sustancias cuyos volúmenes a dosificar estén en el orden de los microlitros.



9.- APÉNDICES

APÉNDICE 1

TAMAÑOS, MATERIALES Y TIPOS DE FIBRAS

DIMENSIONES ESTANDARIZADAS DE FIBRAS ÓPTICAS MÁS COMUNES

DIÁMETRO DEL NÚCLEO (MM)	DIÁMETRO DEL REVESTIMIENTO (MM)
8	125
50	125
62.5	125
85	125
100	140
200	250

MATERIALES DE LA FIBRA ÓPTICA

TRES MATERIALES SON USADOS PRINCIPALMENTE PARA FABRICAR FIBRA ÓPTICA: VIDRIO, CUARZO FUNDIDO, Y PLÁSTICO. EL MÁS EMPLEADO Y DIFUNDIDO ES LA FIBRA DE VIDRIO. ESTE ES FABRICADO CON DIÓXIDO DE SILICIO Y CUARZO FUNDIDO. ESTAS FIBRAS SON USADAS PARA GRANDES VELOCIDADES DE TRANSFERENCIA. LOS NÚCLEOS NORMALMENTE TIENEN DIÁMETROS DE 50, 100 Y 200 μm . EL SILICIO TIENE UN AMPLIO MARGEN DE FUNCIONAMIENTO EN LO REFERENTE A TEMPERATURA, PUES FUNDE A 600°C , PRESENTA UN FUNCIONAMIENTO UNIFORME DESDE -550°C A $+125^{\circ}\text{C}$ SIN DEGRADACIÓN DE SUS CARACTERÍSTICAS. LOS COEFICIENTES DE REFRACCIÓN DE LOS MATERIALES SE MUESTRAN EN LA SIGUIENTE TABLA.

TIPOS DE FIBRAS

FIBRA MONOMODO:

POTENCIALMENTE, ESTA ES LA FIBRA QUE OFRECE LA MAYOR CAPACIDAD DE TRANSPORTE DE INFORMACIÓN. TIENE UNA BANDA DE PASO DEL ORDEN DE LOS 100 GHz/km. LOS MAYORES FLUJOS SE CONSIGUEN CON ESTA FIBRA, PERO TAMBIÉN ES LA MÁS COMPLEJA DE IMPLANTAR. SÓLO PUEDEN SER TRANSMITIDOS LOS RAYOS QUE TIENEN UNA TRAYECTORIA QUE SIGUE EL EJE DE LA FIBRA. SON FIBRAS QUE TIENEN EL DIÁMETRO DEL NÚCLEO EN EL MISMO ORDEN DE MAGNITUD QUE LA LONGITUD DE ONDA DE LAS SEÑALES ÓPTICAS QUE TRANSMITEN, ES DECIR, DE UNOS 5 A 8 μm . SI EL NÚCLEO ESTÁ CONSTITUIDO DE UN MATERIAL CUYO ÍNDICE DE REFRACCIÓN ES MUY DIFERENTE AL DE LA CUBIERTA, ENTONCES SE HABLA DE FIBRAS MONOMODO DE ÍNDICE ESCALONADO. LOS ELEVADOS FLUJOS QUE SE PUEDEN

ALCANZAR CONSTITUYEN LA PRINCIPAL VENTAJA DE LAS FIBRAS MONOMODO, YA QUE SUS PEQUEÑAS DIMENSIONES IMPLICAN UN MANEJO DELICADO Y ENTRAÑAN DIFICULTADES DE CONEXIÓN.

FIBRA MULTIMODO DE ÍNDICE GRADIENTE GRADUAL:

LAS FIBRAS MULTIMODO DE ÍNDICE DE GRADIENTE GRADUAL TIENEN UNA BANDA DE PASO QUE LLEGA HASTA LOS 500MHZ POR KILÓMETRO. SU PRINCIPIO SE BASA EN QUE EL ÍNDICE DE REFRACCIÓN EN EL INTERIOR DEL NÚCLEO NO ES ÚNICO Y DECRECE CUANDO SE DESPLAZA DEL NÚCLEO HACIA LA CUBIERTA. LOS RAYOS LUMINOSOS SE ENCUENTRAN ENFOCADOS HACIA EL EJE DE LA FIBRA. ÉSTAS FIBRAS PERMITEN REDUCIR LA DISPERSIÓN ENTRE LOS DIFERENTES MODOS DE PROPAGACIÓN A TRAVÉS DEL NÚCLEO DE LA FIBRA.

LA FIBRA MULTIMODO DE ÍNDICE DE GRADIENTE GRADUAL TIENE UN TAMAÑO DE 62,5/125 μM (DIÁMETRO DEL NÚCLEO/DIÁMETRO DE LA CUBIERTA) NORMALIZADO, PERO SE PUEDEN ENCONTRAR OTROS TIPOS DE FIBRAS:

MULTIMODO DE ÍNDICE ESCALONADO 100/140 μM .

MULTIMODO DE ÍNDICE DE GRADIENTE GRADUAL 50/125 μM .

FIBRA MULTIMODO DE ÍNDICE ESCALONADO:

LAS FIBRAS MULTIMODO DE ÍNDICE ESCALONADO ESTÁN FABRICADAS DE VIDRIO, CON UNA ATENUACIÓN DE 30 dB/KM, O PLÁSTICO, CON UNA ATENUACIÓN DE 100 dB/KM. TIENEN UNA BANDA DE PASO QUE LLEGA HASTA LOS 40 MHZ POR KILÓMETRO. EN ESTAS FIBRAS, EL NÚCLEO ESTÁ CONSTITUIDO POR UN MATERIAL UNIFORME CUYO ÍNDICE DE REFRACCIÓN ES CLARAMENTE SUPERIOR AL DE LA CUBIERTA QUE LO RODEA. EL PASO DESDE EL NÚCLEO HASTA LA CUBIERTA CONLLEVA POR TANTO UNA VARIACIÓN IMPORTANTE DEL ÍNDICE, DE AHÍ SU NOMBRE DE ÍNDICE ESCALONADO.

APÉNDICE 2

INDICES DE REFRACCIÓN COMUNES DE LOS MATERIALES USADOS EN FIBRA ÓPTICA

MATERIAL	n1	n2	NA
VÍDRIO	1,48	1,46	0,24
PCS	1,46	1,40	0,41
PLÁSTICO	1,49	1,39	0,53

Apéndice 3

DERIVACIÓN DE LA APERTURA NUMÉRICA

PARA LOGRAR LA REFLEXIÓN INTERNA TOTAL

$$\theta_c = \text{sen}^{-1} \frac{n_2}{n_1}$$

PARA LA ENTRADA

$$\frac{\text{sen } \theta_1}{\text{sen } \theta_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

$$\text{sen } \theta_2 = \text{sen} (\pi/2 - \theta_c) = \text{sen} (\pi/2) \cos(-\theta_c) = \cos(-\theta_c) = \cos(\theta_c) = \sqrt{1 - (\text{sen } \theta_c)^2}$$

SUSTITUYENDO $N_{2(\text{AIRE})}=1$, Y LAS ECUACIÓN DE REFLEXIÓN INTERNA TOTAL EN LAS ECUACIÓN DE ENTRADA OBTENEMOS:

$$\text{sen } \theta_1 = n_1 \sqrt{1 - (n_2/n_1)^2} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

, QUE ES LA RELACIÓN BUSCADA.

Apéndice 4

ACTUADORES Y SUS FIGURAS DE MÉRITO

TIPO DE FACTOR QUE CAUSA EL EFECTO	TIPO DE FIBRA	GRUPO	FIGURA DE MÉRITO
TÉRMICO	REJILLA INDUCIDA POR ARCO ELÉCTRICO	YOUNG-GEUN, SANG HYUCK KIM, SANG BAE LEE, UN-CHUL Y YOUNGJOO CHUNG, ELECTRONIC LETTERS 2003	-0.32 NM/°C
TÉRMICO	LÁSER DE CO ₂	Y. G. HAN, H. S. PARK, W. T. HANG, B. H. LEE, U. C. PAEK, Y Y. CHENG.	0.02 NM/°C

TÉRMICO/PRESIÓN TRANSVERSAL	LÁSER DE CO ₂	TI TING WANG ET AL. “A NOVEL TUNABLE GAIN EQUALIZER BASED ON A LONG-PERIOD FIBER GRATING WRITTEN BY HIGH-FREQUENCY CO ₂ LASER PULSES”, IEEE 2003.	(-0.3 NM/°C FRECUENCIA. RESONANTE , 0.01dB/°C) / (0.03 dB* MM/G)
TÉRMICO	NÚCLEO DOPADO CON BORO Y GERMANOSILICATO	K. SHIMA, K. HIMENO, T. SAKAI, S.OKUDE, “A NOVEL TEMPERATURE INSENSITIVE LONG PERIOD FIBER GRATING USING A BORON-CODOPED-GERMANOSILICATE-CORE FIBER”, TECHNICAL DIGEST 1997	0.005NM/°C
FLUIDO CIRCUNDANTE	FIBRA DE RECUBRIMIENTO REDUCIDO (32 MICRAS)	SHIZHUO YIN, OLEG LONOV, KUN-WOOK CHENG, PAUL KURTZ, KART REICHARD, HONGYU LIU Y QUIMING ZHANG, “WAVELENGTH TUNING RANGE ENHANCED SINGLE RESONANT BAND FIBER FILTER USING A LONG PERIOD GRATING (PG) WITH ULTRA THIN CLADDING LAYER”, PEEN UNIVERSITY,	30 NM (LONGITUD DE ONDA DE 1000 NM A 1700 NM)
TÉRMICO (EFECTO JOULE)	FIBRA CON RECUBRIMIENTO DE TITANIO/PLATINO	D. M. CONSTANTINI, C A. MULLER, S. A. VASILIEV, H. G.	0.0034 dB/°C 11 NM (MÁXIMO) A 16.4 NM/W

		LIMBERGER Y R. P. SALTHÉ, "TUNEABLE LOSS FILTER BASED ON METAL_COATED LONG PERIOD FIBER GRATING", IEEE PHOTONIC TECHNOLOGY LETTERS, VOL. 2, 1999, PP 1458-1460.	
MECÁNICO (TORSIÓN/ESTIRAMIENTO)	FIBRA ATACADA POR ÁCIDO FLUORHÍDRICO	C. Y. LIN Y L. A. WANG, "CORRUGATED LONG PERIOD FIBER GRATINGS AS BAND-REJECTION FILTERS", NATIONAL TAIWAN UNIVERSITY	(50 NM/25 DB) MÁXIMO
MECÁNICO/TÉRMICO	FIBRA PEGADA A UN SUBSTRATO CORRUGADO	ENBOA WU, ROU-CHING YANG, KUO-CHING SAN, CHIEN-HUNG LIN, FARES Y H. P. LEE, "A HIGHLY EFFICIENT THERMALLY CONTROLLED LOSS-TUNEABLE LONG PERIOD FIBER GRATING ON CORRUGATED METAL SUBSTRATE", IEEE 2005	-0.4 DB/°C Y -1 DB/°C (FIBRAS CON PERIODOS DIFERENTES) -10 Y -25 DB MÁX
CRISTAL LÍQUIDO	FIBRA FABRICADA POR EXPOSICIÓN A UV CON DIÁMETRO REDUCIDO POR ATAQUE QUÍMICO	YOONCHAN JEONG, HAK-RIN, SEUGING BACK, YONGHYUN KIM, YONG WOOK LEE, BYOUNGHO LEE Y SINDOO LEE, "ELECTRICAL MODULATION OF AN ETCHED LONG PERIOD	(-5DB/225V)

		FIBER KARTING WITH A LIQUID CRISTAL CALDDING”, IEEE 2001.	
TÉRMICO	FIBRA HUECA RELLENA DE POLÍMERO	ANATOLI A. ABRAMOS, BENJAMÍN J. EGGLETON, JOHN A. ROGERS, ROLANDO P. ESPINDOLA, ARTURO HALE, ROBERT S. WINDELER Y THOMAS A. STRASSER, “ELECTRICALLY TUNABLE EFFICIENT BROAD BAND FIBER FILTER”, IEEE 1999.	(60 nm/0.17 W) 50 nm de 20 a 80 °C
MICROFLUÍDICO	FIBRA GRABADA MEDIANTE EXPOSICIÓN A UV	BHARAT R. ACHARYA, TOM KRUPENKIN, SIDDARTH RAMACHANDRAN, Z. WANG, CC. HUANG, JHON A. ROGERS.	20 dB CON ANCHO DE BANDA DE 63 nm
TÉRMICO	FIBRA DOPADA CON BORO Y GERMANIO	XUEWEN SHU, T. ALLSOP, G. GWANDU, LIN ZHANG Y I. BENNION, “ROOM TEMPERATURE OPERATION OF WIDELY TUNABLE LOSS FILTER”, ELECTRONIC LETTERS, VOL. 37, 2001.	1.6 nm/°C PARA LA FRECUENCIA DE RESONANCIA
TÉRMICO	FIBRA CREADA POR EXPOSICIÓN A UV RECUBIERTA CON UN POLÍMERO DE BASE ACRÍLICA SENSIBLE A	A. A. ABRAMOS, A. HALE, R. S. WINDELER Y T. A. STRASSER, “WIDELLLLLY TUNEABLE LONG PERIOD	0.8 nm/°C

	UV	FIBRE GRATINGS”, ELECTRONIC LETTERS VOL. 36, 1999.	
CRISTAL LÍQUIDO	FIBRA CON RECUBRIMIENTO REDUCIDO A 30 MICRAS DE DIÁMETRO	SHIZHUO YIN, XIN ZHU Y KUN- WOOK CHENG, “ALL FIBER ALL-OPTIC TUNABLE FILTER BASED ON THE COMBINATION OF LONG PERIOD GRATING AND PHOTO REFRACTIVE CLADDING LAYER”, SPIE 2000.	3.96 nm/°C
TÉRMICO	FIBRA DOPADA CON GERMANIO Y BORO CUBIERTA CON ESPIRAS CALENTADORAS	KUN KYE BAE, SANG HYUCK, JUN HEE KIM, GINO BAE Y JE-MYUNG JEONG, “SPECTRAL SHAPE TUNABLE BAND- REJECTION FILTER USING A LONG-PERIOD FIBER GRATING WITH DIVIDED COIL HEATERS”, IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, VOL. 15, 2003.	-0.37 nm/°C
TORSION	FIBRA FABRICADA POR ARCO ELÉCTRICO	SOOHEE IN, CHUL CHENG, HOJOON LEE	15 nm (MÁXIMO) 1495-1510 nm

Apéndice 5

DERIVACIÓN DE LA ECUACIÓN DE ELECTROCAPILARIDAD UTILIZANDO EL TENSOR DE ESFUERZOS DE MAXWELL

El siguiente análisis fue tomado del artículo de Kwan Hyoung Kang, “How Electrostatic Fields Change Contact Angle in Electrowetting”, Langmuir 2002, Numero 18, pp. 10318-10322. En este artículo se toma en cuenta el tensor de esfuerzos de Maxwell para obtener un modelo más general de electrocapilaridad, del cuál surge como caso particular la ecuación de Young.

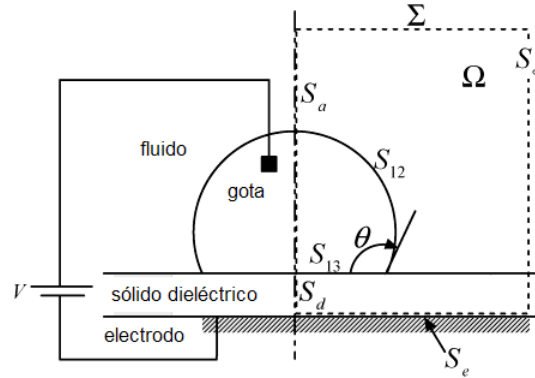


Fig. Ap5.1 Diagrama electrohumedecimiento

Si consideramos la mitad derecha del plano indicado en el diagrama, en el que se muestra la gota colocada sobre una superficie infinita recubierta con una película delgada de dieléctrico con una permisividad eléctrica ϵ_3 . En el dispositivo un electrodo está en contacto directo con la gota, que se supone como un conductor perfecto, y que a su vez está rodeada por un fluido inmisible, aislante perfecto y de permisividad eléctrica ϵ_2 . De aquí en adelante los subíndices 1, 2 y 3 indicaran las variables asociadas con la gota, el fluido que la rodea y la capa dieléctrica, respectivamente.

Dentro del fluido circundante y la capa dieléctrica el potencial electrostático, ϕ , cumple la ecuación de Laplace

$$\nabla^2 \phi = 0$$

Cuando un potencial externo V es aplicado a la gota, $\phi=V$ sobre S_{12} y S_{13} . El electrodo inferior está aterrizado, así que $\phi=0$ sobre S_e . Sobre la interfase del dieléctrico y el fluido, $\|\epsilon E \cdot n\| = 0$ y $\|E \cdot t\| = 0$, lo que resulta de la Ley de Gauss y de la Ley de Stokes respectivamente. Aquí $\|f\|$ denota la diferencia de la función a través de la interfase, $E = \nabla \phi$, n denota al vector normal unitario, y t al vector unitario tangente sobre las interfaces.

La fuerza electroestática actuando sobre la superficie de la gota, despreciando las contribuciones osmóticas, se transforma en:

$$F_d = \int_{S_{12} + S_{13}} T \cdot ndS$$

Aquí T es el tensor de esfuerzos de Maxwell que se escribe como:

$$T = -\frac{1}{2}\epsilon E^2 I + \epsilon E E$$

Donde I denota el tensor de segundo orden isotrópico, y $E = |E|$. Sobre una superficie del conductor, no hay campo eléctrico tangencial y la densidad de carga superficial, σ , esta relacionada con el campo eléctrico como $\sigma = \epsilon E \cdot n$. Sobre la superficie de la gota, por esa razón, $\sigma = \epsilon E \cdot n$, $E = E \cdot n$. La fuerza actuando sobre la gota se convierte en:

$$F_d = \int_{S_{12}+S_{13}} \frac{1}{2}\epsilon(E \cdot n)E dS = \int_{S_{12}+S_{13}} \frac{1}{2}\epsilon(n)E^2 dS = \int_{S_{12}+S_{13}} \frac{1}{2}\sigma E dS$$

De la expresión anterior se puede ver que el campo eléctrico ejerce una fuerza no nula sobre la superficie de la gota, que es normal a la superficie y con dirección hacia fuera de la misma, i.e., una fuerza de presión negativa. La magnitud y la dirección del vector de fuerza neta dependen de la distribución del potencial electrostático que es función de la geometría de la gota.

Si analizamos el campo electrostático cerca de la línea de contacto de la gota con el dieléctrico y suponemos la región como una cuña delimitada por una plano infinito, como se muestra en la figura, y las permisividades del dieléctrico y el fluido circundante iguales, se puede emplear el análisis propuesto por Vallet, Welters y Berge en su artículo "Limiting phenomena for the spreading of water on polymer films by electrowetting". Primero se utiliza la transformación de Schwarz-Christoffel para el análisis del problema de potencial,

$$Z = \int_{i\pi}^w (e^{w'} + 1)dw' + i\pi$$

DONDE $Z=X+iy$, $i=\sqrt{-1}$, Y $W=U+iV$ SON LAS COORDENADAS COMPLEJAS DEL PLANO TRANSFORMADO.

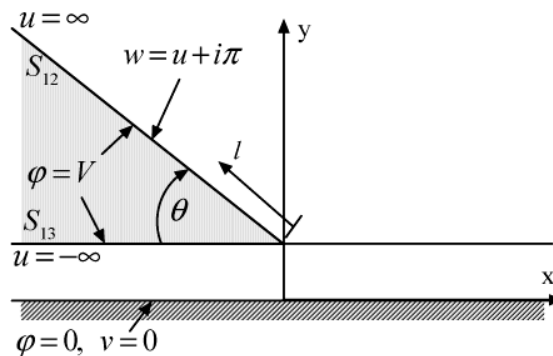


FIG. AP5.2 DIAGRAMA ELECTROHUMEDECIMIENTO 2

LAS COORDENADAS TRANSFORMADAS U Y V SON ESCALADAS POR LOS FACTORES d/π Y V/π RESPECTIVAMENTE. EL PARÁMETRO $A=P/Q$, DONDE P Y Q SON ENTEROS POSITIVOS, ESTA RELACIONADO CON EL ÁNGULO DE LA SIGUIENTE MANERA: $A=1-\theta/\pi$. SOBRE EL PLANO INFINITO QUE DELIMITA LA CUÑA POR ARRIBA, DONDE $W=U+iV$, LA DISTANCIA DESDE EL VÉRTICE (L) SE TRANSFORMA SEGÚN LA TRANSFORMACIÓN DE SCHWARZ- CHRISTOFFEL EN:

$$\frac{dl}{du} = \frac{d}{\pi} |e^u - 1|^\alpha$$

Entonces

$$l = \frac{d}{\pi} \int_0^u |e^{u'} - 1|^\alpha du'$$

Con la transformación ya mencionada se obtiene la densidad de carga como:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{1}{|(e^w + 1)^\alpha|}$$

donde $\sigma_0 = \frac{\epsilon V}{d}$ denota la densidad de carga en la interfase entre la gota y el dieléctrico lejos de la línea de contacto de las tres fases. Sobre la superficie de la cuña se transforma en:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \begin{cases} \frac{1}{(e^u - 1)^\alpha} & , \text{sobre } S_{12} \\ \frac{1}{(1 - e^u)^\alpha} & , \text{sobre } S_{13} \end{cases}$$

La fuerza electrostática neta actuando sobre la parte superior de la cuña debido al esfuerzo de Maxwell (F_e), usando la transformación de Schwarz- Christoffel, se transforma en:

$$F_e = \int_{S_{12}} \frac{\sigma^2}{2\epsilon} dl = \frac{\epsilon V^2}{2d^2} \int_{S_{12}} \frac{1}{(e^u - 1)^{2\alpha}} dl$$

Mediante el uso de la relación diferencial entre la longitud a lo largo de la superficie de la gota y la coordenada compleja u, la ecuación previa puede ser reescrita como:

$$\frac{\epsilon V^2}{2\pi d} \int_0^\infty \frac{1}{(e^u - 1)^{2\alpha}} du$$

Esta integral mediante el cambio de variable $t = e^u - 1$ se transforma nuevamente en:

$$\int_0^{\infty} \frac{du}{(e^u - 1)^{2\alpha}} = \int_0^{\infty} \frac{t^{\theta/\pi-1}}{t+1} dt = \frac{\pi}{\text{sen}\theta}$$

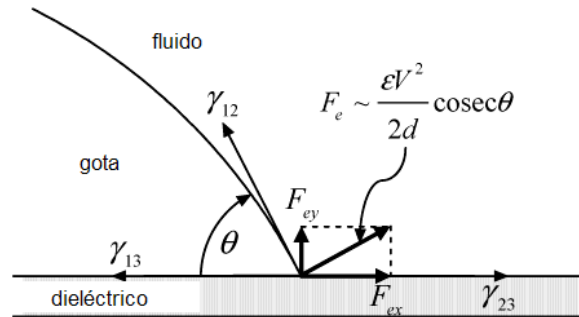


Fig. Ap5.2 Diagrama electrohumedecimiento 2

De esta manera, la fuerza electrostática neta que actúa sobre S_{12} , que siempre actúa hacia fuera de la gota, presenta la relación siguiente:

$$F_e = \frac{\epsilon V^2}{2d} \text{csc}\theta$$

Así mismo, esta relación puede ser descompuesta en sus componentes horizontal y vertical.

$$F_{ex} = \frac{\epsilon V^2}{2d}$$

$$F_{ey} = \frac{\epsilon V^2}{2d} \cot\theta$$

Apéndice 6

TENSION SUPERFICIAL

EN UN LÍQUIDO LAS FUERZAS ATRACTIVAS INTERMOLECULARES DOMINAN EN EL LÍQUIDO, A DIFERENCIA DE LOS LÍQUIDOS EN LOS QUE LAS FUERZAS REPULSIVAS SON MAYORES. A PESAR DE ESTE HECHO, CONFORME NOS ACERCAMOS A UNA INTERFAZ LÍQUIDO-GAS DESDE EL LADO DEL LÍQUIDO, LAS FUERZAS ATRACTIVAS NO ACTÚAN DE LA MISMA MANERA EN TODOS LOS PUNTOS DEL LÍQUIDO DEBIDO A QUE EXISTEN MENOS MOLÉCULAS EN FASE LÍQUIDA CERCA DE LA INTERFASE. ES POR ELLO QUE TIENDE A HABER UNA FUERZA ATRACTIVA HACIA EL INTERIOR DEL LÍQUIDO SOBRE LA MOLÉCULAS DE LA INTERFASE. ESTE FENÓMENO RECIBE EL NOMBRE DE TENSIÓN SUPERFICIAL Y SE MANIFIESTA MEDIANTE EL INCREMENTO DE PRESIÓN A TRAVÉS DE LA SUPERFICIE CURVADA. UN ANÁLISIS MÁS EXHAUSTIVO GENERALMENTE SE PRESENTA EN LOS TEXTOS DE HIDRODINÁMICA FÍSICO-QUÍMICA.

En el análisis de la magnitud de este cambio en la presión se sigue el análisis presentado por Ira M. Cohen en su conocido texto "Fluid Mechanics", que sigue de la siguiente manera.

DEBIDO A QUE LA CONDICIÓN DE EQUILIBRIO ESTABLECE QUE LA ENERGÍA LIBRE SEA MÍNIMA, LA SUPERFICIE TIENDE A CONTRAERSE TANTO COMO SEA PERMITIDO POR OTRAS CONDICIONES DEL SISTEMA.

LA ENERGÍA LIBRE DE HELMHOLTZ PUEDE ESCRIBIRSE COMO:

$$F = e - TS$$

SI LA ENERGÍA ES MÍNIMA, ENTONCES EL SISTEMA ESTA EN ESTADO DE EQUILIBRIO ESTABLE. F ES LLAMADO EL POTENCIAL TERMODINÁMICO A VOLUMEN CONSTANTE. PARA UN CAMBIO REVERSIBLE, CAMBIO ISOTÉRMICO, EL TRABAJO HECHO SOBRE EL SISTEMA ES LA GANANCIA EN LA ENERGÍA LIBRE TOTAL.

$$dF = de - Tds - SdT$$

DÓNDE EL ÚLTIMO TÉRMINO ES CERO DEBIDO A QUE SE TRATA DE UN PROCESO ISOTÉRMICO. LUEGO, EL CAMBIO EN ENERGÍA LIBRE ES:

$$dF = -pdv$$

PARA UNA INTERFASE DE ÁREA = A, QUE SE PARA DOS MEDIOS DE DENSIDADES ρ_1 Y ρ_2 Y VOLÚMENES V_1 Y V_2 , RESPECTIVAMENTE, Y CON COEFICIENTE DE TENSIÓN SUPERFICIAL σ (QUE CORRESPONDE A CIERTA ENERGÍA SUPERFICIAL POR UNIDAD DE ÁREA) LA ENERGÍA LIBRE DE HELMHOLTZ PUEDE SER ESCRITA COMO:

$$F = \rho_1 V_1 F_1 + \rho_2 V_2 F_2 + A \sigma$$

SI EL COEFICIENTE DE TENSIÓN SUPERFICIAL ES MAYOR QUE CERO LOS DOS FLUIDOS SON INMISCIBLES; POR OTRO LADO SI ES MENOR QUE CERO, LO QUE CORRESPONDE A COMPRESIÓN SUPERFICIAL, ENTONCES LOS DOS FLUIDOS SE MEZCLAN LIBREMENTE. DE AQUÍ EN ADELANTE SE SUPONE QUE σ ES CONSTANTE. LOS FLUJOS PRODUCIDOS POR GRADIENTES DE TENSIÓN SUPERFICIAL SON LLAMADOS FLUJOS DE MARANGONI.

AHORA CONSIDERAREMOS LA FORMA DE LA FRONTERA ENTRE DOS FLUIDOS ESTACIONARIOS COMPATIBLES CON EL EQUILIBRIO DINÁMICO. SEA LA ECUACIÓN DE LA SUPERFICIE DE LA INTERFACE DADA POR LA ECUACIÓN

$$f(x, y, z) = 0 = z - \zeta(x, y). \text{ SE ALINEAN LAS COORDENADAS DE TAL MANERA QUE } \zeta(0,0) = 0, \partial\zeta/\partial x|_{0,0} = 0, \partial\zeta/\partial y|_{0,0} = 0. \text{ UN VECTOR NORMAL A ESTA SUPERFICIE ES OBTENIDO MEDIANTE EL GRADIENTE, DE TAL MANERA QUE:}$$

$n = \nabla[z - \zeta(x, y)] = k - i(\partial\zeta/\partial x) - j(\partial\zeta/\partial y)$, LOS COMPONENTES (X,Y,Z) DE N SON $(-\partial\zeta/\partial x, \partial\zeta/\partial y, 1)$.

AHORA LA FUERZAS DE TENSIÓN EN LA LÍNEA DE UNIÓN DE LA SUPERFICIE SE OBTIENE MEDIANTE LA INTEGRAL DE LINEA

$$= \sigma \oint dr \times n$$

$$= \sigma \oint (idx + jdy + kdz) \times (k - i(\partial\zeta/\partial x) - j(\partial\zeta/\partial y))$$

$$= \sigma \oint [-k(\partial\zeta/\partial y)dx - jdx + k(\partial\zeta/\partial x)dy + idy - j(\partial\zeta/\partial x)dz + i(\partial\zeta/\partial y)dz]$$

ESTA INTEGRAL SE REALIZA SOBRE UNA SUPERFICIE UN CONTORNO CONSTANTE C, QUE LIMITA EL ÁREA A. SEA EL CONTORNO C EN EL PLANO Z=CTE, DE TAL MANERA QUE DZ=0 SOBRE C. LUEGO CONSIDERANDO QUE:

$$\oint [-jdx + idy] = -k \times \oint [idx + jdy] = -k \times \oint dr = 0$$

LUEGO LAS FUERZAS DE TENSIÓN ACTUANDO SOBRE LA FRONTERA SON:

$$= k\sigma \oint [-(\partial\zeta/\partial y)dx + (\partial\zeta/\partial x)dy]$$

AHORA DEBIDO AL TEOREMA DE STOKES TENEMOS QUE:

$$\oint_{C=\partial A} F \cdot dr = \int_A (\nabla \times F) \cdot dA$$

$$\text{DONDE } F = -(\partial\zeta/\partial y)i + (\partial\zeta/\partial x)j$$

LUEGO

$$\nabla \times F = (-\partial F_x/\partial y) + (\partial F_y/\partial x)k = ((\partial^2\zeta/\partial x^2) + (\partial^2\zeta/\partial y^2))k$$

Y

$$\sigma \int_{C=\partial A} [-(\partial\zeta/\partial y)dx + (\partial\zeta/\partial x)dy] = \sigma \int_{C=\partial A} [(\partial^2\zeta/\partial x^2) + (\partial^2\zeta/\partial y^2)]dA_z$$

SE HA EXPANDIDO EN UNA VECINDAD PEQUEÑA DEL ORIGEN, ASÍ QUE LA FUERZA POR UNIDAD DE ÁREA ES EL ÚLTIMO INTEGRANDO $= (\partial^2\zeta/\partial x^2) + (\partial^2\zeta/\partial y^2)$ Y ES INTERPRETADO COMO EL GRADIENTE DE PRESIÓN A TRAVÉS DE

LA INTERFACE. LA CURVATURA DE LA SUPERFICIE EN EL PLANO $Y=0$ ES IGUAL A $(\partial^2\zeta/\partial x^2)(1+(\partial\zeta/\partial x)^2)^{-3/2}$.
 DEBIDO A QUE ESTA EVALUADA EN $(0,0)$ DONDE $\partial\zeta/\partial x = 0$ LA CURVATURA SE REDUCE A $(\partial^2\zeta/\partial x^2) \equiv 1/R_1$. DE
 FORMA SIMILAR $(\partial^2\zeta/\partial y^2) \equiv 1/R_2$, POR LO QUE:

$$\Delta p = \sigma(1/R_1 + 1/R_2)$$

, DONDE LA PRESIÓN ES MAYOR EN EL LADO DEL CENTRO DE CURVATURA.

Apéndice 7

FACTOR DE CORRECCIÓN DE ÁREA POR CURVATURA

SE REALIZAN DOS CORTES EN LA GOTA. EL PRIMERO EN LA PARTE FRONTAL CONTENIENDO LAS LÍNEAS DE CONTACTO CON EL CANAL.

$$\Delta P_{fro}(4rRk) = \gamma_{lv} \cos\theta_1(2r) + \gamma_{lv} \cos\theta_2(2r) + \gamma_{lv}(4Rk)\cos\theta_2$$

DONDE K ES UN FACTOR QUE REFLEJA EL CRECIMIENTO DE LA LONGITUD DE CONTACTO DE LA GOTA CON EL CANAL (NO SE UTILIZA UN FACTOR ADICIONAL PARA LA OTRA DIMENSIÓN CON EL FIN DE TOMAR EN CUENTA LA PÉRDIDA DE PRESIÓN EN EL MENISCO Y OBTENER UN MEJOR ESTIMADO DEL GRADIENTE DE PRESIÓN LEJOS DEL MENISCO). SI SE DESPEJA LA DIFERENCIA DE PRESIÓN OBTENEMOS:

$$\Delta P_{fro} = \frac{\gamma_{lv} \cos\theta_1}{2Rk} + \frac{\gamma_{lv} \cos\theta_2}{2Rk} + \frac{\gamma_{lv} \cos\theta_2}{r}$$

AHORA SE REALIZA EL MISMO ANÁLISIS CON UN CORTE EN LA PARTE POSTERIOR QUE INCLUYA LAS LÍNEAS DE CONTACTO (NUEVAMENTE NO SE UTILIZAN FACTORES ADICIONALES CON EL FIN DE TOMAR EN CUENTA LA PÉRDIDA DE PRESIÓN EN EL MENISCO Y OBTENER UN MEJOR ESTIMADO DEL GRADIENTE DE PRESIÓN).

$$\Delta P_{post}(4rR) = \gamma_{lv} \cos\theta_3(2r) + \gamma_{lv} \cos\theta_4(2r) + \gamma_{lv}(4R) \frac{(\cos\theta_3 + \cos\theta_4)}{2}$$

SI SE DESPEJA LA DIFERENCIA DE PRESIÓN SE OBTIENE:

$$\Delta P_{post} = \frac{\gamma_{lv} \cos \theta 3}{2R} + \frac{\gamma_{lv} \cos \theta 4}{2R} + \gamma_{lv} \frac{(\cos \theta 3 + \cos \theta 4)}{2r}$$

YA QUE SE OBTUVO LA CAÍDA DE PRESIÓN EN AMBOS EXTREMOS, SE PUEDE OBTENER LA DIFERENCIA DE PRESIÓN A LO LARGO DE LA GOTA SIMPLEMENTE RESTANDO LAS PRESIONES EN LOS EXTREMOS.

$$\Delta P = \Delta P_{fro} - \Delta P_{post} = \frac{\gamma_{lv} \cos \theta 1}{2Rk} + \frac{\gamma_{lv} \cos \theta 2}{2Rk} + \gamma_{lv} \frac{\cos \theta 2}{r} - \frac{\gamma_{lv} \cos \theta 3}{2R} - \frac{\gamma_{lv} \cos \theta 4}{2R} - \gamma_{lv} \frac{(\cos \theta 3 + \cos \theta 4)}{2r}$$

ADEMÁS, LOS ÁNGULOS EN LA PARTE SUPERIOR PUEDEN CONSIDERARSE COMO IGUALES, $\theta 2 = \theta 4$ PUES PRESENTAN CONDICIONES IGUALES (LA FRONTAL SE ENCUENTRA MÁS CERCANA AL ELECTRODO, PERO LOS EFECTOS DE ELLO PUEDEN DESPRECIARSE, YA QUE EL GRUESO DE LAS CARGAS SE CONCENTRAN A POCAS MICRAS DEL ELECTRODO INFERIOR).

Si el líquido esta en contacto en todas las superficies con el mismo material, lo que es deseable ya que el recubrir todas las superficies con la misma sustancia hidrofóbica (e. g. teflón) se mejora el desempeño, se puede suponer $\theta 3 = \theta 4 = \theta 2$, con lo que se simplifica la expresión aún más.

$$\Delta P = \gamma_{lv} \left(\frac{\cos \theta 1}{2Rk} + \frac{\cos \theta 2}{2Rk} + \frac{\cos \theta 2}{r} - \frac{\cos \theta 2}{2R} - \frac{\cos \theta 2}{2R} - \frac{\cos \theta 2}{r} \right)$$

$$\Delta P = \gamma_{lv} \left(\frac{\cos \theta 1}{2Rk} + \frac{\cos \theta 2}{2Rk} - \frac{\cos \theta 2}{R} \right) = \gamma_{lv} \left(\frac{\cos \theta 1}{2Rk} + \frac{\cos \theta 2}{2R} \left(\frac{1}{k} - 2 \right) \right)$$

CUANDO SE APLICA UN VOLTAJE AL ACTUADOR, LA LONGITUD DE LA LÍNEA DE CONTACTO AUMENTA, POR LO QUE $k > 1$. EL VALOR DE K PODRÍA SER DETERMINADO MEDIANTE UNA MINIMIZACIÓN DE LA ENERGÍA SUPERFICIAL DE LA GOTA AL SER SOMETIDA A UN VOLTAJE ESPECÍFICO, PERO ESTA RELACIÓN NO HA SIDO OBTENIDA PARA ESTE CASO. EN EL PEOR CASO $k=1$ Y EN EL MEJOR CASO $1/k=0$. ESTO NOS LLEVA A LAS SIGUIENTES EXPRESIONES:

$$\Delta P(k=1) = \gamma_{lv} \left(\frac{\cos \theta 1}{R} - \frac{\cos \theta 2}{R} \right)$$

$$\Delta P(1/k=0) = \gamma_{lv} \left(\frac{\cos \theta 1}{2R} - \frac{3 \cos \theta 2}{2R} \right)$$

CABE DESTACAR QUE LA SEGUNDA ES MUY POCO REALISTA, PUES TENEMOS UN ÁNGULO DE SATURACIÓN PRESENTE, ADEMÁS DADA LA LONGITUD FINITA DE LA GOTA ES IMPOSIBLE ESTE VALOR. UNA APROXIMACIÓN RAZONABLE CONSISTE EN SUPONER EL MENISCO COMO UNA SUPERFICIE ESFÉRICA Y EMPLEAR LOS ÁNGULOS PARA

DETERMINAR UNA CURVATURA Y RADIOS APROXIMADOS Y CON ELLOS UN ESTIMADO DEL INCREMENTO DE LA LONGITUD. ESTO ES POSIBLE APLICARLO Y SUSTITUIRLO EN LA ECUACIÓN QUE INVOLUCRA A ΔP PARA REFINAR EL CÁLCULO.

SABEMOS QUE:

$$2R = R' \cos \theta_1 + R' \cos \theta_2$$

$$R' = \frac{2R}{\cos \theta_1 + \cos \theta_2}$$

POR LO CUAL

$$D = R' A = \frac{2R(\pi - \theta_1 - \theta_2)}{\cos \theta_1 + \cos \theta_2}$$

POR LO CUAL,

$$k = \frac{D}{2R} = \frac{2R(\pi - \theta_1 - \theta_2)}{2R(\cos \theta_1 + \cos \theta_2)} = \frac{(\pi - \theta_1 - \theta_2)}{(\cos \theta_1 + \cos \theta_2)}$$

Este es un sobreestimado de la longitud que nos interesa, pero ya que el corte debió hacerse con un plano paralelo al plano $z=0$ de forma ideal y no con uno oblicuo, este presenta una mejor estimación que el utilizar la longitud del corte oblicuo.

Apéndice 8

MATERIALES PARA LA CAPA DIELECTRICA AISLANTE

Material	Espesor Alcanzable (micrómetros)	Constante Dieléctrica Relativa
Dióxido de Silicio	5	3.8
Fluoro polímero	2.5	2

Apéndice 9

SUSTANCIAS USADAS COMO GOTAS Y SUS PROPIEDADES

Material	Viscosidad (mN/m)	Índice de Refracción
Aceite de Silicón		1.39
Agua	72	1.33

Solución de Dicromato de Sodio al 41%		1.41
---------------------------------------	--	------

SAL LÍQUIDA	62	
CICLOPENTANOL	33	
OCTANOL	28	
2-PROPANOL	24	

METANOL	23	
LÍQUIDO MONOMÉRICO POLIMERIZABLE NORLAND, INC.	40	
	NA72	

Apéndice 10

DESCRIPCIÓN GENERAL DEL ALGORITMO EMPLEADO POR EL PROGRAMA EDEW

EN UN ARREGLO COMO EL QUE SE MUESTRA EN LA FIGURA, QUE CONSTA DE UNA CAPA DE DIELECTRICO SOBRE UN ELECTRODO Y UNA GOTTA DE UNA SUSTANCIA CONDUCTIVA SOBRE EL DIELECTRICO, AL APLICAR UN VOLTAJE ENTRE EL ELECTRODO Y LA GOTTA, LA CARGA SE ACUMULA EN LA GOTTA COMO EN UN CAPACITOR. ESTA CARGA SE ACUMULA PRINCIPALMENTE EN LA ZONA DE CONTACTO CON EL DIELECTRICO CAUSANDO QUE LA CAPACITANCIA EQUIVALENTE SEA PROPORCIONAL AL ÁREA DE CONTACTO DE LA GOTTA, LO QUE A SU VEZ PRODUCE QUE LA GOTTA BUSQUE MAXIMIZAR ESTA ÁREA. LO ANTERIOR RESULTA EN UN CAMBIO EN EL ÁNGULO DE CONTACTO.

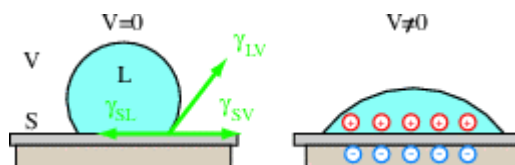


FIG. AP10.1DIAGRAMA ELECTROHUMEDECIMIENTO 1. TOMADO DE EDEW MANUAL 2001

SI EN LUGAR DE COLOCAR LA GOTTA DIRECTAMENTE SOBRE EL ELECTRODO LA COLOCAMOS ADYACENTE A ESTE, AL APLICAR EN VOLTAJE AL MISMO, LA GOTTA NUEVAMENTE BUSCA INCREMENTAR EL ÁREA DE CONTACTO CON EL ELECTRODO Y ENTONCES SE GENERA UN MOVIMIENTO DE LA GOTTA HACIA EL ELECTRODO ADYACENTE.

DE LO ANTERIOR, RESULTA CLARO QUE PARA MODELAR EL MOVIMIENTO DE UNA GOTA ES DE PRIMORDIAL IMPORTANCIA LA FORMA DE ESTA Y SU SUPERFICIE EN CONTACTO CON EL DIELECTRICO. ESTO ES TOMADO EN CUENTA EN DIFERENTE PROGRAMAS DE SIMULACIÓN COMO EL EVOLVE DROPLETS BY ELECTROWETTING (EDEW) DESARROLLADO POR JAN LIENEMANN, ANDREAS GREINER Y JAN G. KORVINK EN EL IMTEK (INSTITUTE FOR MICROSYSTEM TECHNOLOGY, ALBERT LUDWIG UNIVERSITY) Y EL ELECTROCAPⁱ DESARROLLADO POR JÉROME MONNIER Y PATRICK CHOW-WING-BOM DEL INSTITUTO NACIONAL DE INVESTIGACIÓN EN INFORMÁTICA Y AUTOMATIZACIÓN (INRIA, EN FRANCIA).

EL EDEW, PESE A REALIZAR UNA SIMULACIÓN CUASI-ESTÁTICA, HA MOSTRADO BUENA CONCORDANCIA CON LOS EXPERIMENTOS, ES POR ELLO QUE HA SIDO ELEGIDO PARA LA SIMULACIÓN.

PARA LA SIMULACIÓN HACE USO DEL PROGRAMA SURFACE EVOLVERⁱⁱ QUE SE ENCARGA DE LOS CÁLCULOS ASOCIADOS CON LA TENSIÓN SUPERFICIAL Y SU ENERGÍA ASOCIADA. En este programa la superficie esta representada por vértices, aristas, facetas y cuerpos. Los cuerpos están delimitados por facetas; estas son triángulos limitados por aristas; mismas que son líneas rectas que unen dos vértices que están definidos por coordenadas en el espacio tridimensional euclidiano.

ECUACIONES BÁSICAS

AHORA, COMO EN LA SECCIÓN ANTERIOR SE MODELA EL FENÓMENO DE ELECTROHUMEDECIMIENTO. PARA UNA CAPA DELGADA DE DIELECTRICO, UN MODELO ANALÍTICO PUEDE SER OBTENIDO CONSIDERANDO EL CAMBIO EN ENERGÍA LIBRE SEGUIDO DEL DESPLAZAMIENTO DE LA LÍNEA DE CONTACTO DE LA GOTA CON EL DIELECTRICO.

$$dF = \gamma_{SL}dA - \gamma_{SV}dA + \gamma_{LV}dA \cos \theta + dU - dW_B$$

DONDE U ES LA ENERGÍA ALMACENADA EN EL CAMPO ELÉCTRICO EN LA CAPA DIELECTRICA ENTRE LA GOTA Y EL γ_{SL}, γ_{SV} Y γ_{LV} ELECTRODO, SON LAS TENSIONES DE SUPERFICIE/INTERFACIALES DE EL SISTEMA CUANDO $V=0$, Y W_B ES EL TRABAJO QUE EL VOLTAJE DEBE SUMINISTRAR PARA CREAR EL POTENCIAL ENTRE LA GOTA Y EL ELECTRODO.

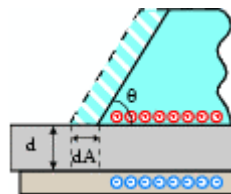


FIG. AP10.2 DIAGRAMA ELECTROHUMEDECIMIENTO 2

EL EQUILIBRIO SE ALCANZA CUANDO LA ENERGÍA ES MÍNIMA, Y A $dF/dA = 0$ SU VEZ

PARA $V=0$ SE OBTIENE LA ECUACIÓN DE YOUNG:

$$\cos \theta = \frac{\gamma_{SV} - \gamma_{SL}}{\gamma_{LV}}$$

SE PUEDE EMPLEAR UN MODELO DE CAPACITOR DE PLACAS PLANA PARALELAS CON ÁREA A, DISTANCIA ENTRE PLACAS D Y CONSTANTE DIELECTRICA RELATIVA ϵ_r Y CON UN VOLTAJE ENTRE PLACAS IGUAL A V PARA ESTIMAR LA ENERGÍA ALMACENADA.

$$U = \frac{1}{2} CV^2 = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{2d} V^2$$

AHORA SI SE ASUME QUE LA GOTA CAMBIA SU SUPERFICIE DE CONTACTO DÁ POR EL MOVIMIENTO DE LA LÍNEA DE CONTACTO. ENTONCES LA ENERGÍA DEL CAMPO ELÉCTRICO CAMBIA COMO:

$$\frac{dU}{dA} = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{d} V^2$$

ESTA ENERGÍA ADICIONAL ES AGREGADA POR LA FUENTE DE VOLTAJE, ASÍ QUE

$$\frac{dW_B}{dA} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{d} V^2,$$

$\frac{dU}{dA}$ Y $\frac{dW_B}{dA}$ PUEDEN SER USADAS PARA OBTENER EL TÉRMINO DE ELECTROCAPILARIDAD,

$\gamma_{EW} = \frac{dW_B}{dA} - \frac{dU}{dA}$, QUE SUSTITUIDO EN LA ECUACIÓN DE ENERGÍA LIBRE DA:

$$\frac{dF}{dA} = \gamma_{SL} - \gamma_{SV} + \gamma_{LV} \cos \theta - \gamma_{EW}$$

DONDE $\gamma_{EW} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{2d} V^2$, Y LA ECUACIÓN DE YOUNG SE TRANSFORMA EN:

$$\cos \theta = \frac{\gamma_{SV} - \gamma_{SL} + \frac{1}{2} \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{d} V^2}{\gamma_{LV}}$$

ESTA RELACIÓN SIGUE SIENDO LA ECUACIÓN DE YOUNG, PERO AHORA EN LAS PARTES EN QUE EL ÁREA DE CONTACTO SE TRASLAPA CON EL ELECTRODO

$$\gamma_{SL} = \gamma_{SL,V=0} - \frac{1}{2} \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{d} V^2$$

PARA CALCULAR LA ENERGÍA SUPERFICIAL SOBRE EL SUBSTRATO Y EN EL PLATO SUPERIOR, SE CALCULAN INTEGRALES DE LÍNEA A LO LARGO DE LA LÍNEA DE CONTACTO. PARA TRANSFORMAR LA INTEGRAL DE SUPERFICIE DE LA ENERGÍA EN UNA INTEGRAL DE LÍNEA, QUE SON LAS ÚNICAS QUE PUEDE CALCULAR SURFACE EVOLVER, SE USA EL TEOREMA DE GREEN-GAUSS:

$$E_{SL} = \int_S \gamma_{SL} dA, \text{ POR LO QUE}$$

$$\int_S \vec{f} \cdot d\vec{A} = \int_{\partial S} \vec{g} \cdot d\vec{l}$$

CON $\vec{f} = \nabla \times \vec{g}$

Y DEBIDO A QUE $d\vec{A} = \vec{k} dA$, DONDE K ES UN VECTOR UNITARIO NORMAL A LA SUPERFICIE, SE REQUIERE \vec{g} TAL QUE

$$\vec{f}_z = \frac{\partial g_x}{\partial x} - \frac{\partial g_x}{\partial y} = \gamma_{SL}, \text{ SI SE HACE } G_x=0, \text{ SE OBTIENE:}$$

$$\vec{g} = \begin{pmatrix} 0 \\ \int_x \gamma_{SL} dx \\ 0 \end{pmatrix}$$

Y PARA EL PLANO SUPERIOR, EL DESARROLLO ES EL MISMO PERO CON EL SIGNO CONTRARIO.

PARA CONTINUAR CON EL ANÁLISIS, UNA VEZ CALCULADOS LOS FACTORES ANTERIORES, SE MUEVEN LOS VÉRTICES EN LA DIRECCIÓN DEL GRADIENTE DE ENERGÍA. EL DESPLAZAMIENTO REAL OBTENIDO EN ESTA OPERACIÓN ES EL PRODUCTO DE LA DERIVADA ENERGÉTICA Y UN FACTOR GLOBAL DE ESCALA, QUE TOMA EN CUENTA LAS RESTRICCIONES DEL SISTEMA COMO SON EL VOLUMEN Y LA ADHESIÓN DEL FLUIDO A LAS PAREDES.

PARA UNA FACETA CON ARISTAS s_0 Y s_1 , LA ENERGÍA DE LA FACETA PUEDE CALCULARSE COMO:

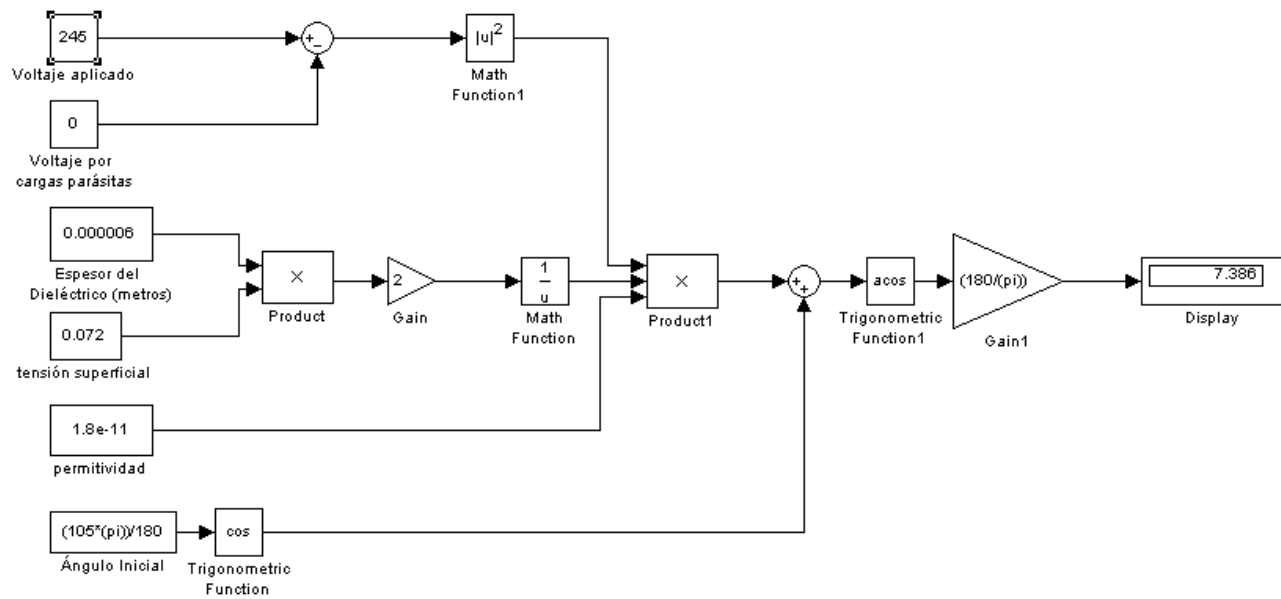
$$E = \frac{\gamma}{2} \|s_0 - s_1\|$$

$$g_{so} = \frac{\gamma}{2} \frac{s_1 \times (s_0 \times s_1)}{\|s_0 - s_1\|}$$

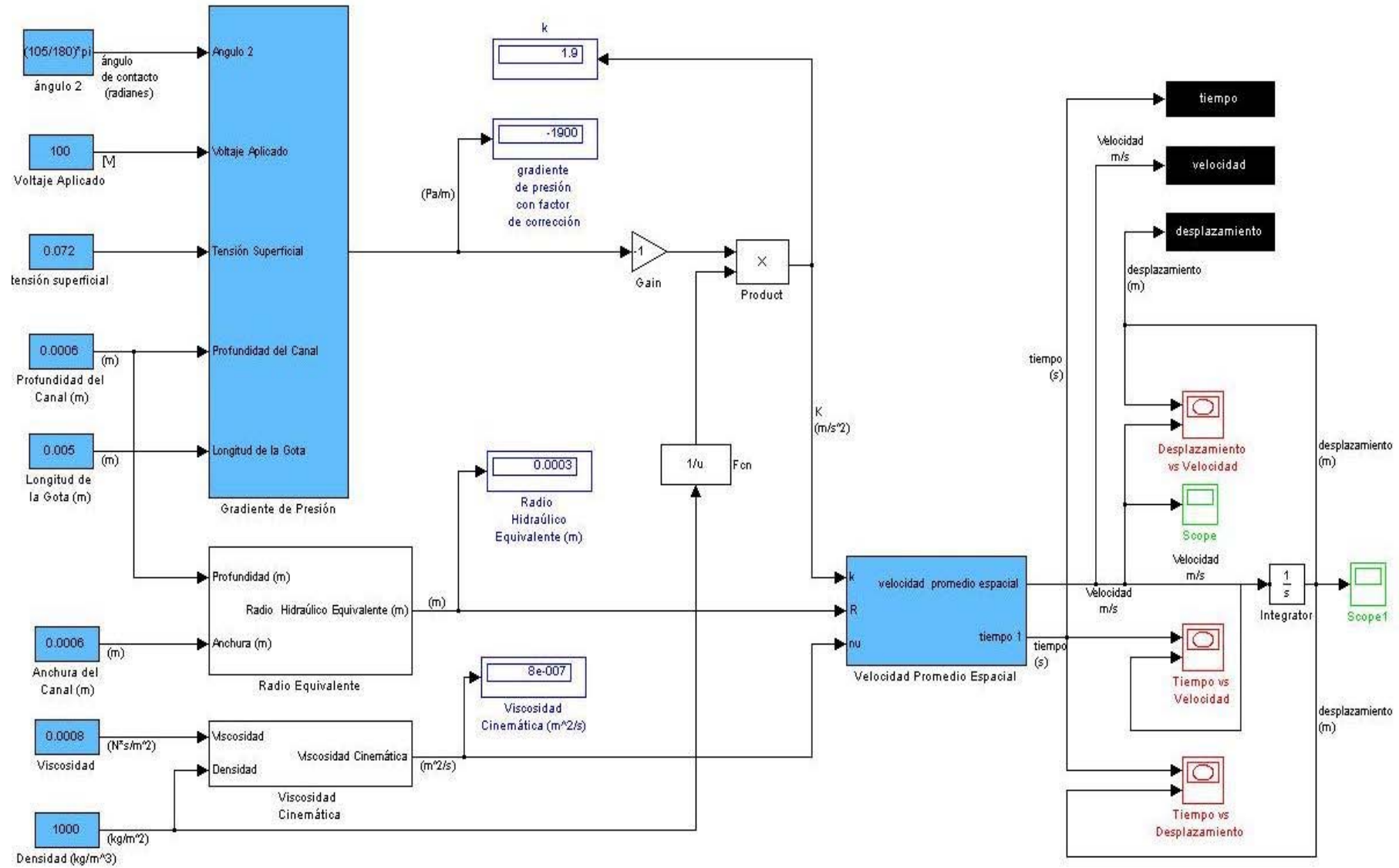
DE DONDE PUEDE MOSTRARSE QUE EL GRADIENTE EN LA ARISTA s_0 ES:

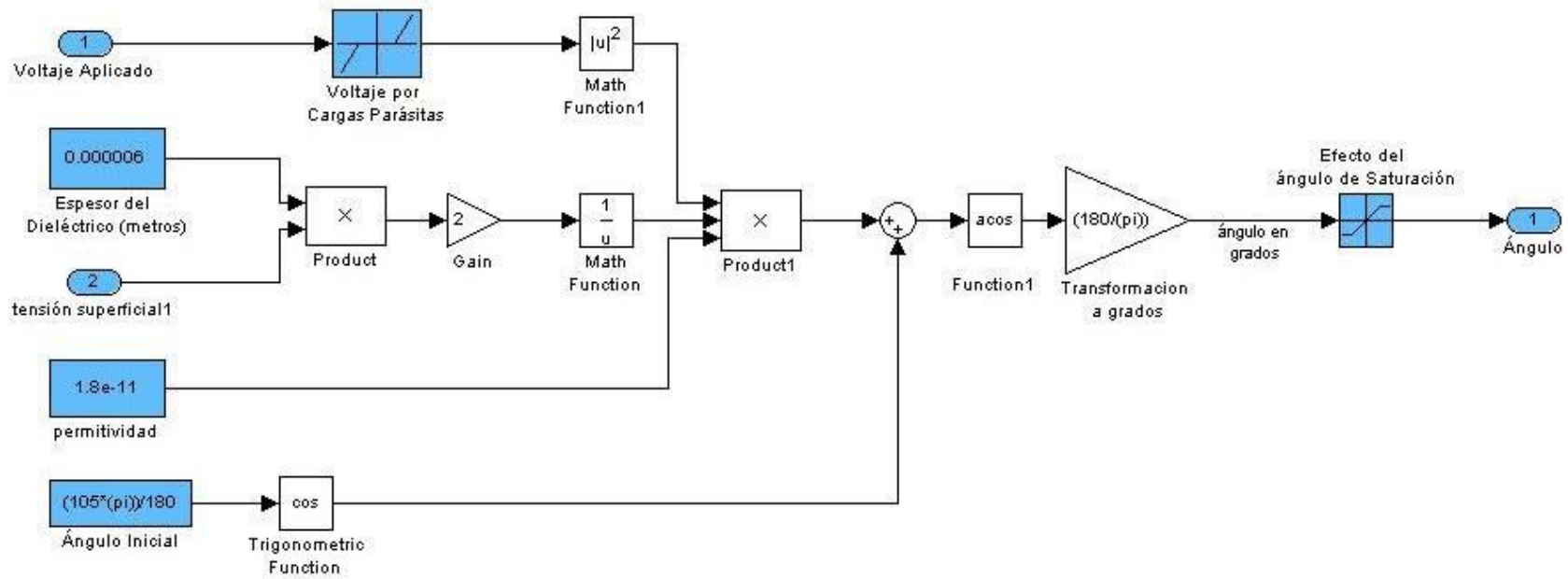
Sumando todos gradientes de las caras adyacentes a cada nodo se obtiene el gradiente de energía necesario para el movimiento.

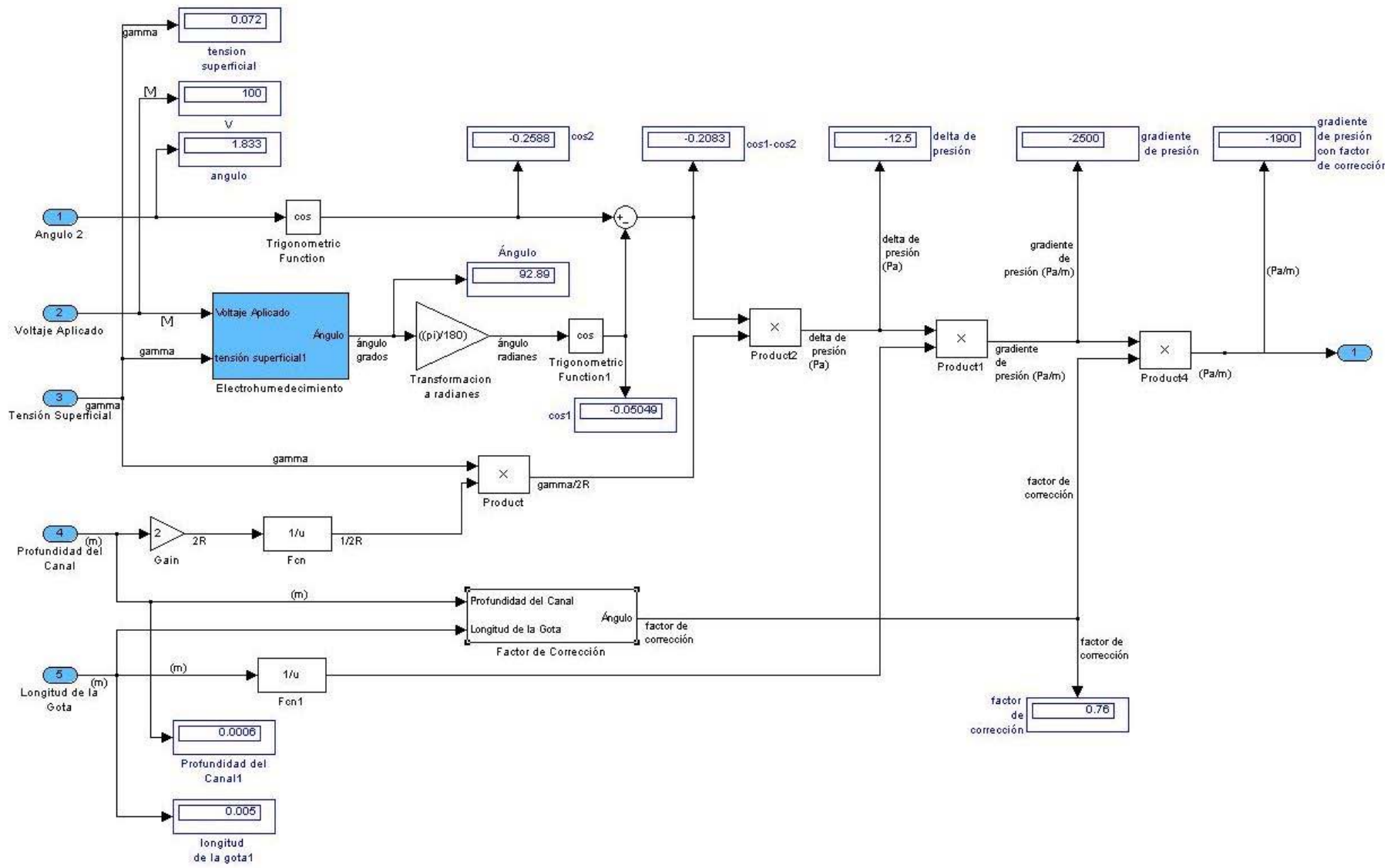
APÉNDICE 11
ESQUEMAS EN SIMULINK Y MATLAB



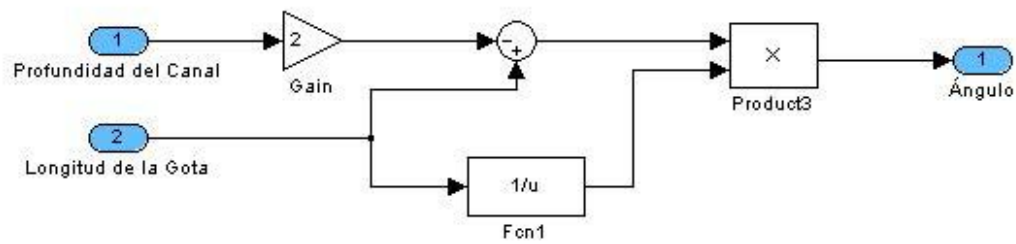
11.1



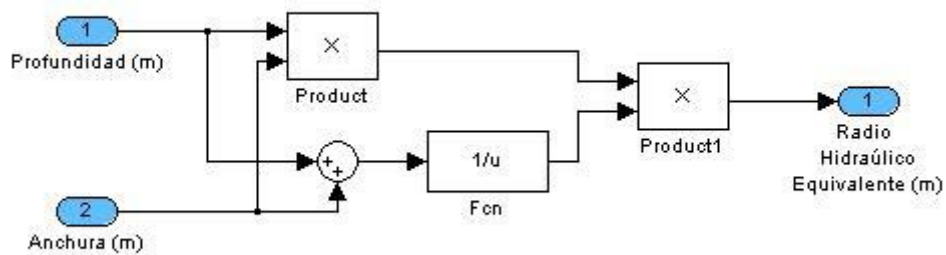




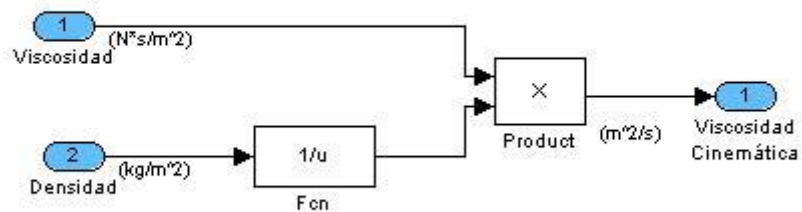
11.4 GRADIENTE DE PRESIÓN



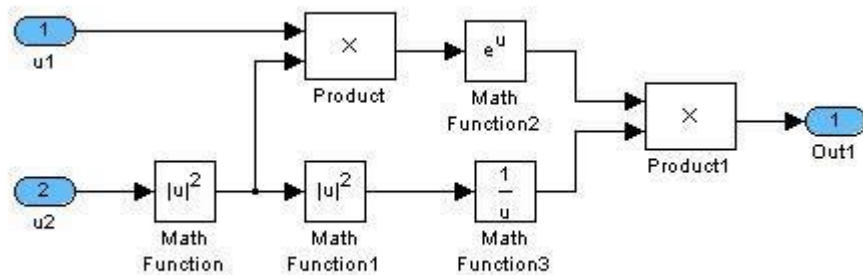
11.5 FACTOR DE CORRECIÓN POR MENISCOS



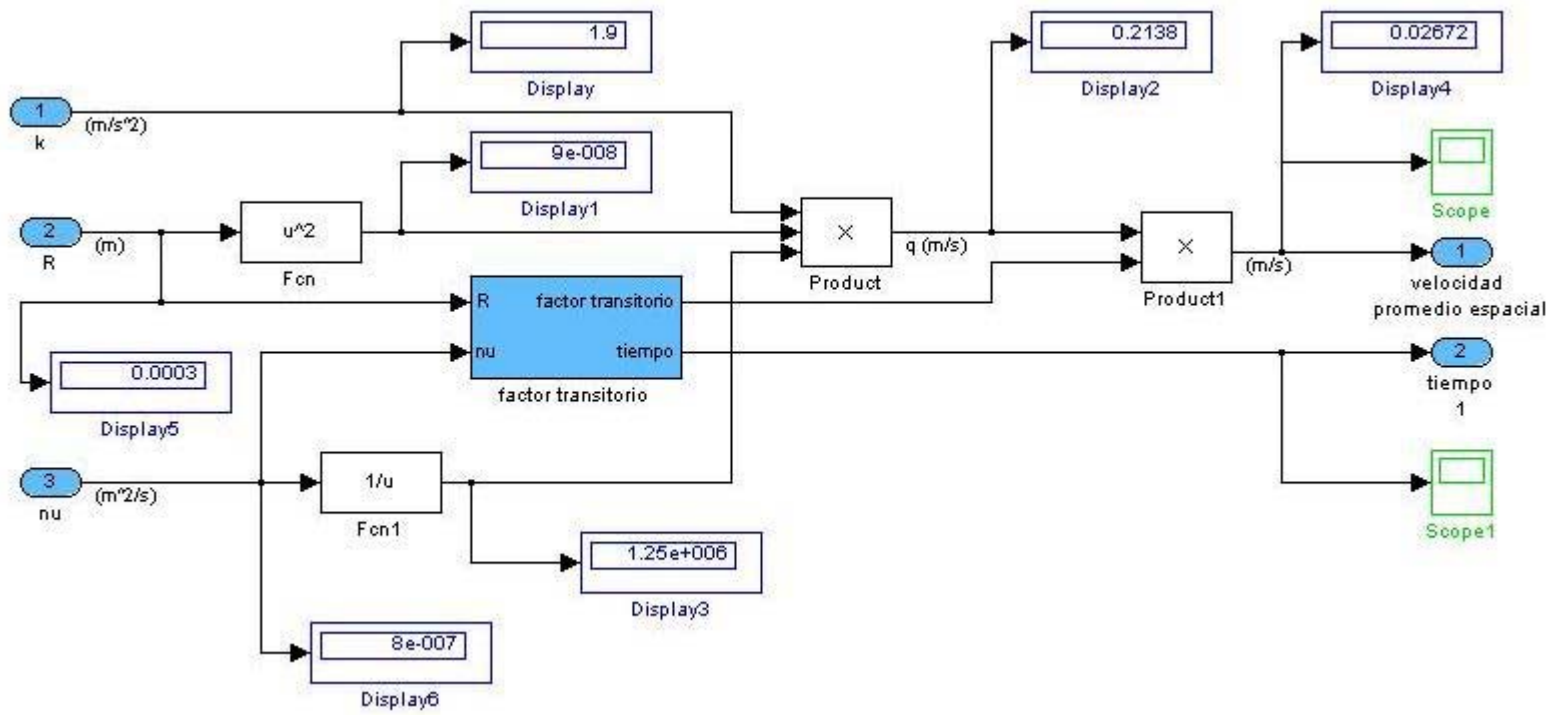
11.6 RADIO HIDRÁULICO EQUIVALENTE



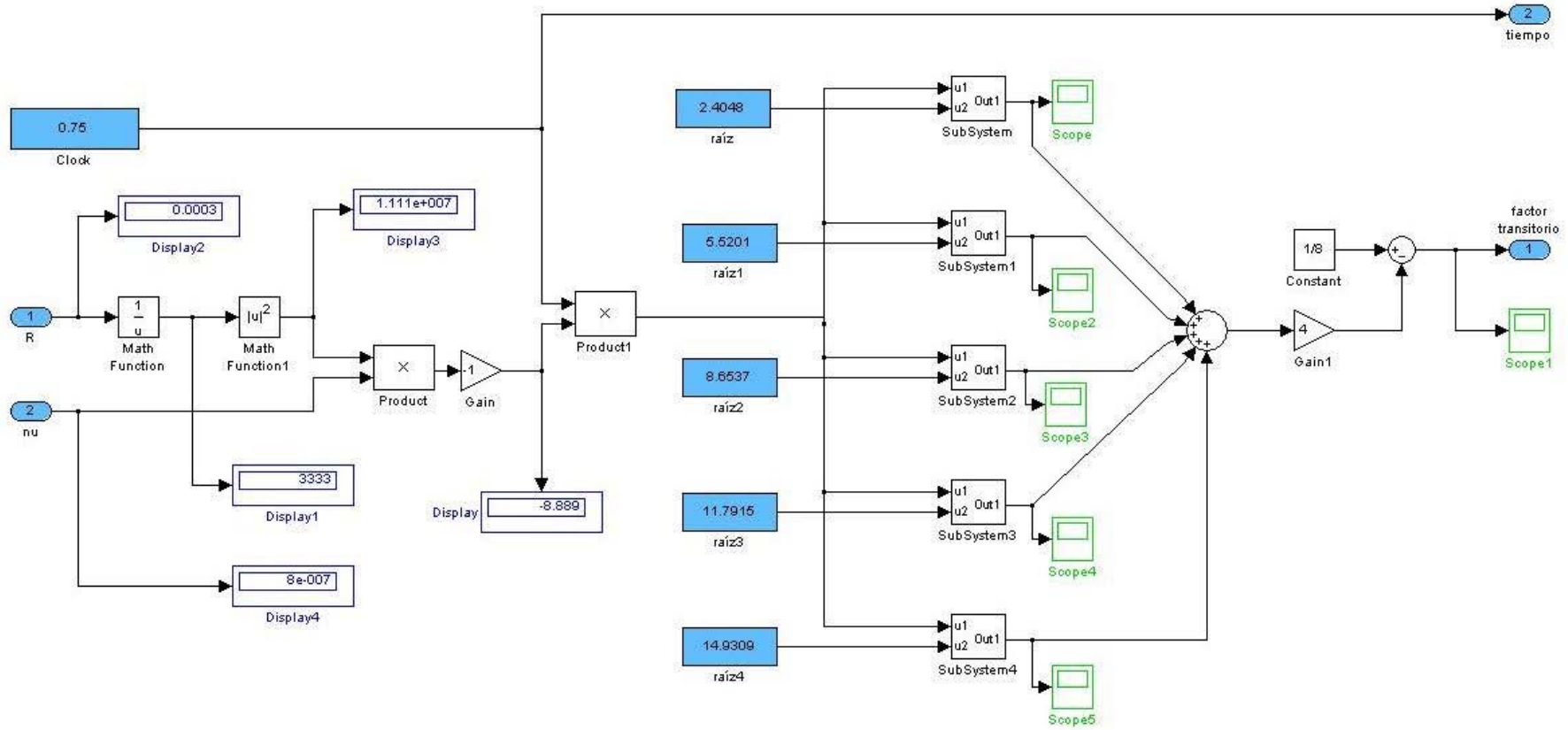
11.7 FACTOR DE VISCOSIDAD CINEMÁTICA



11.8 FUNCIÓN EXPONENCIAL PARA CADA CONSTANTE DE TIEMPO (SUBSYSTEM)



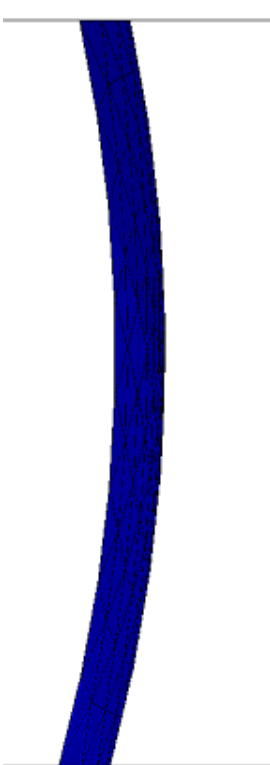
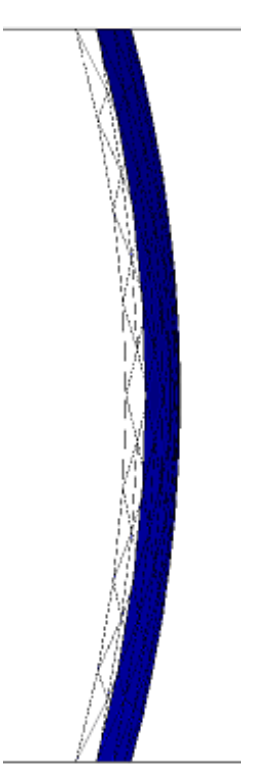
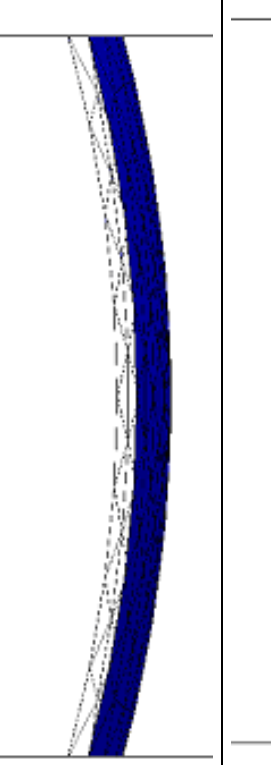
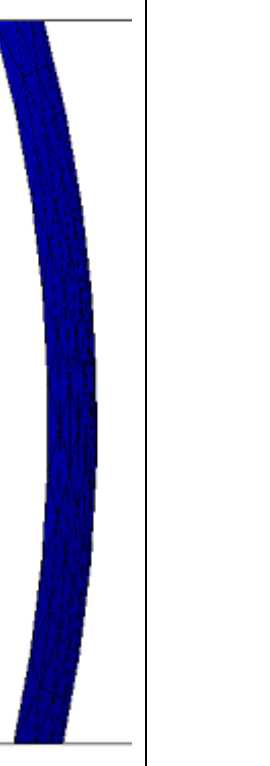
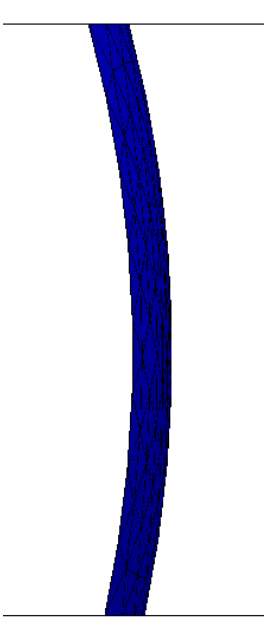
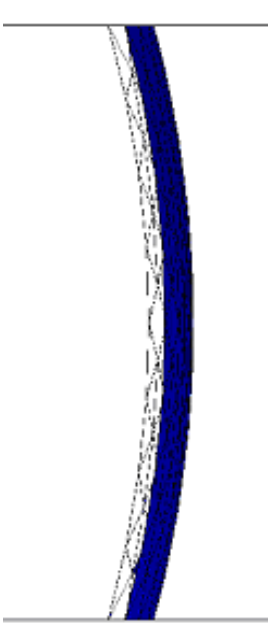
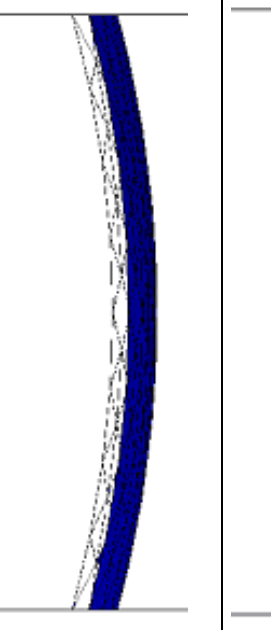
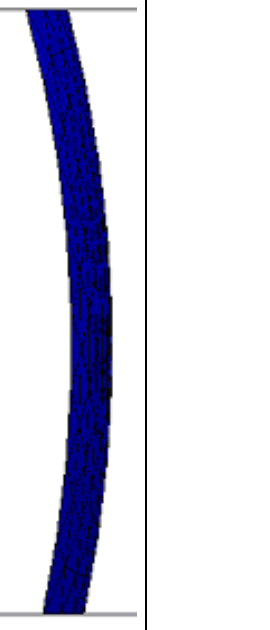
11.9 PARTE DINÁMICA DE LA SIMULACIÓN



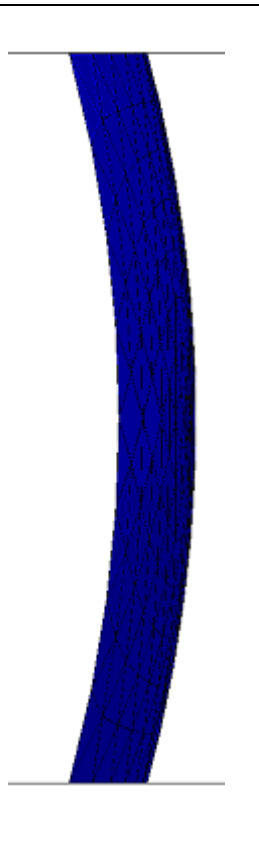
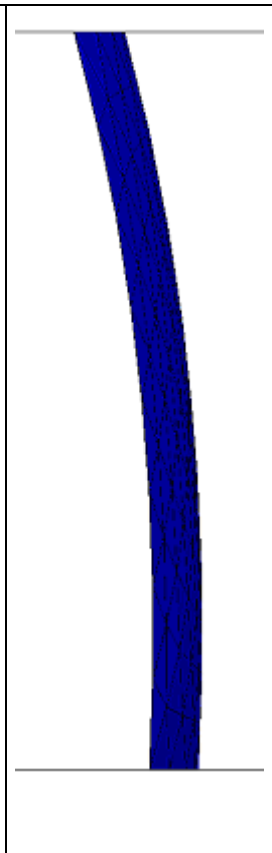
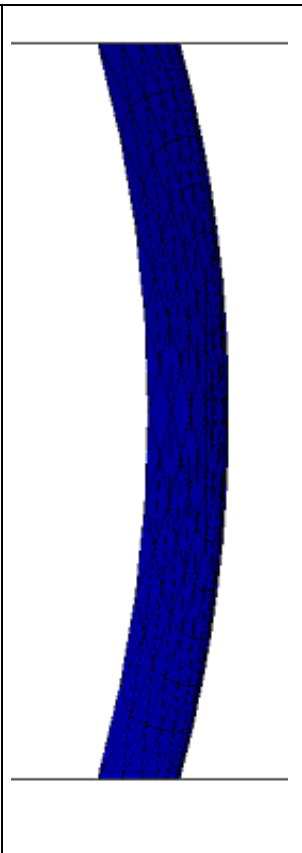
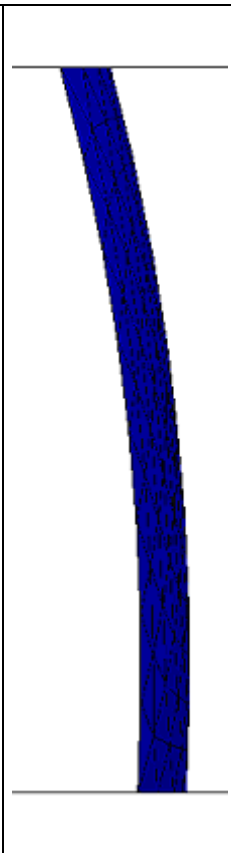
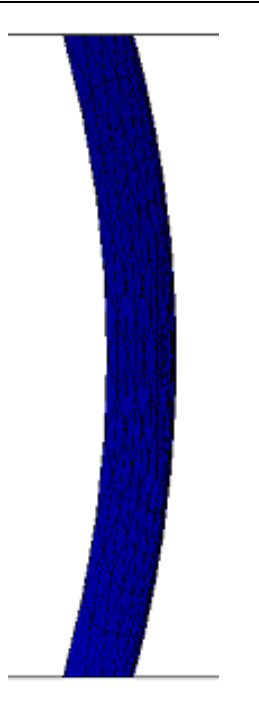
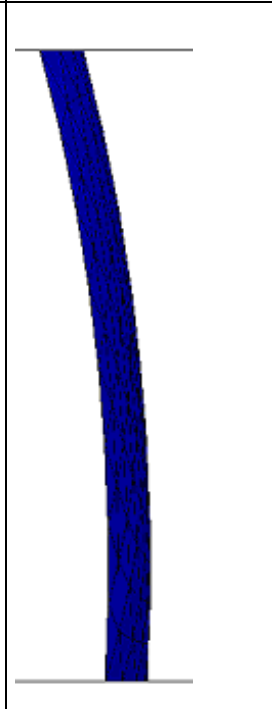
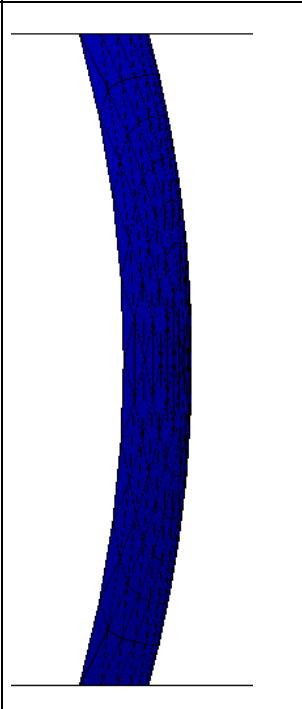
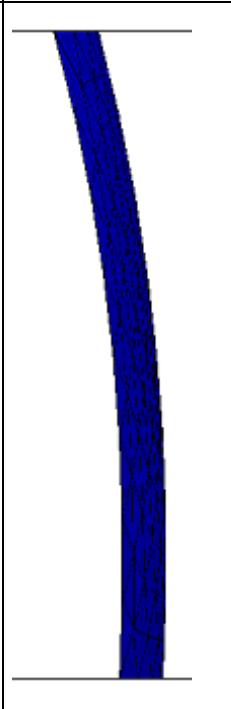
11.10 VELOCIDAD PROMEDIO

Apéndice 12

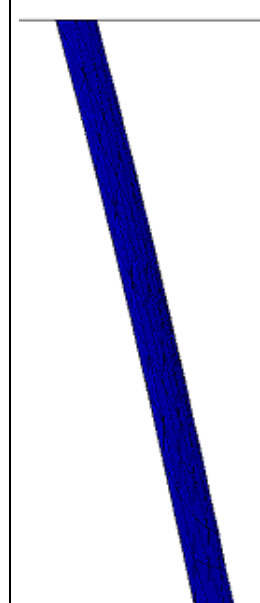
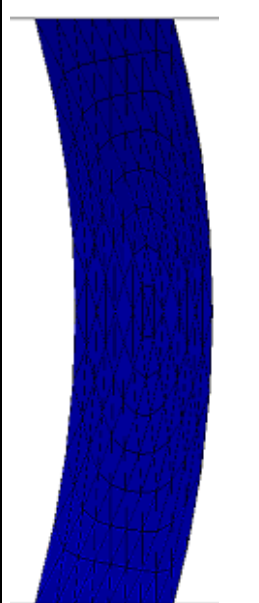
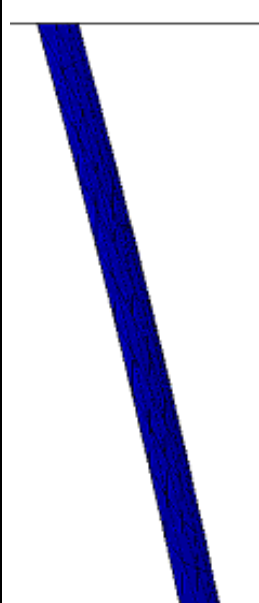
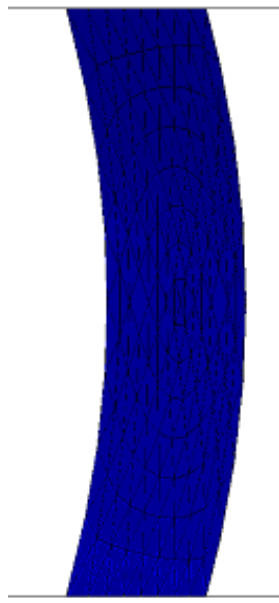
SIMULACIÓN DE ÁNGULOS DE HUMEDECIMIENTO

12.1 50 V			
			
LADO, MIL MICRAS	FONDO, MIL MICRAS	FONDO 750 MICRAS	LADO 750 MICRAS
			
LADO 500 MICRAS	FONDO 500 MICRAS	FONDO 250 MICRAS	LADO 250 MICRAS

12.2 100 V

			
FONDO MIL MICRAS	LADO MIL MICRAS	FONDO 750 MICRAS	LADO 750 MICRAS
			
FONDO 500 MICRAS	LADO 500 MICRAS	FONDO 250 MICRAS	LADO 250 MICRAS

12.3 150 V

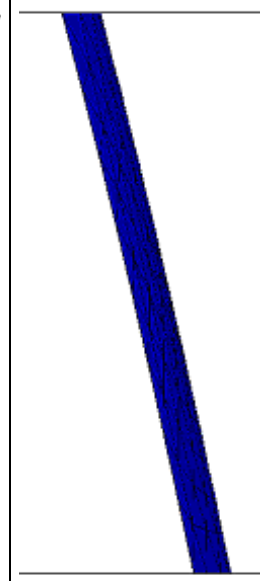
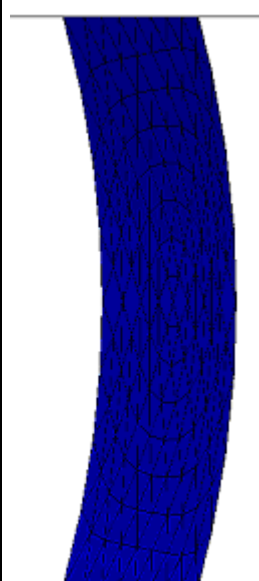
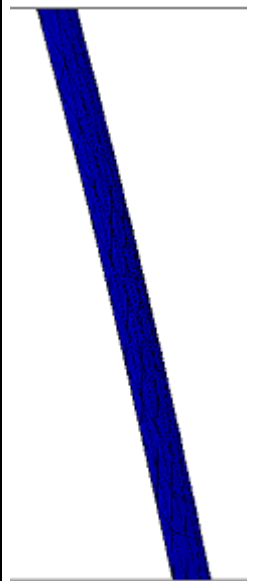
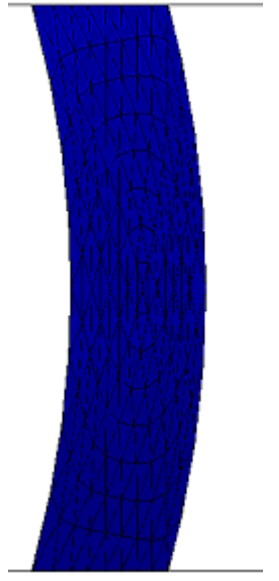


FONDO 1000 MICRAS

LADO 1000 MICRAS

FONDO 750 MICRAS

LADO 750 MICRAS



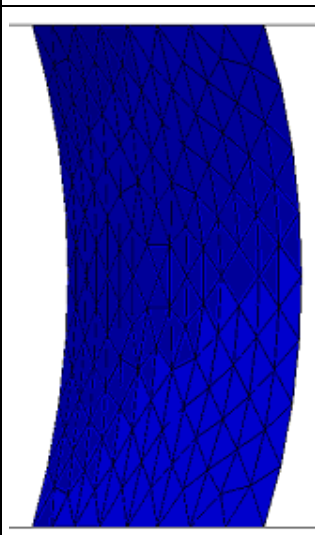
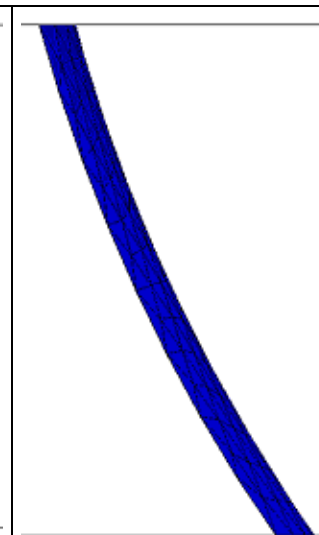
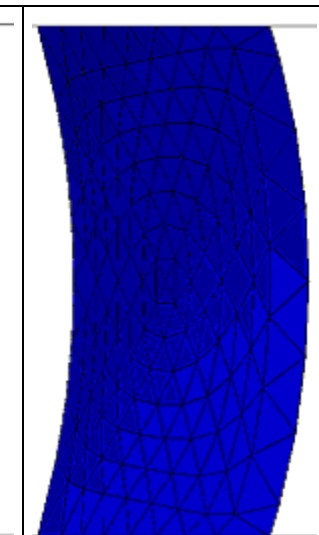
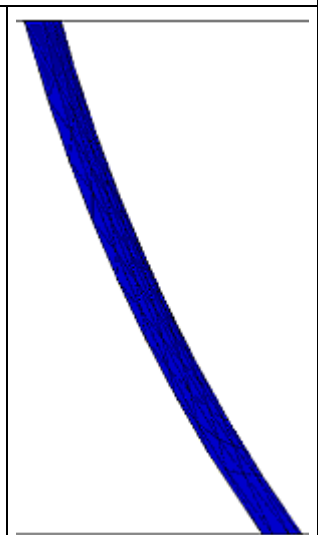
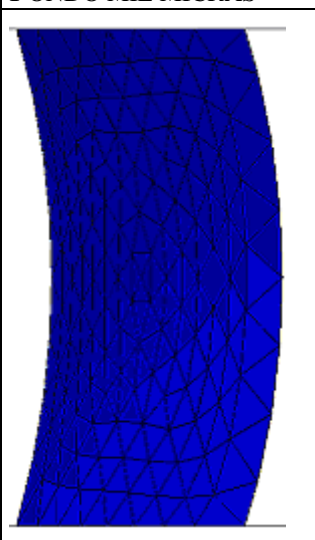
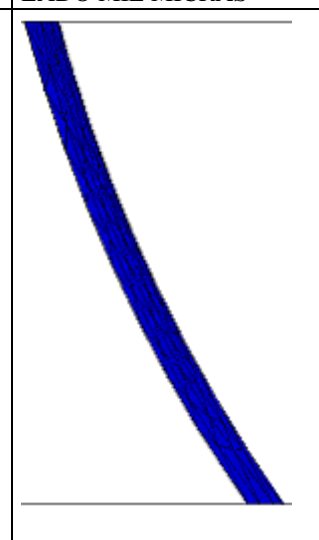
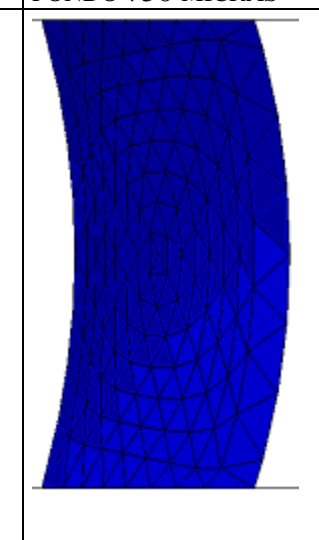
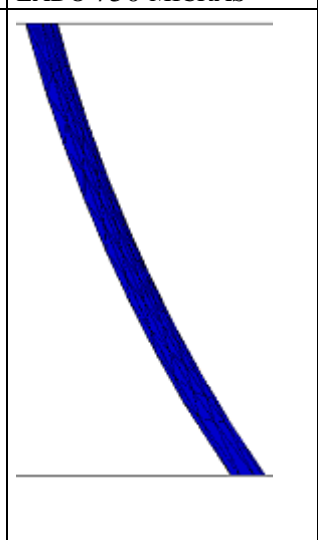
FONDO 500 MICRAS

LADO 500 MICRAS

FONDO 250 MICRAS

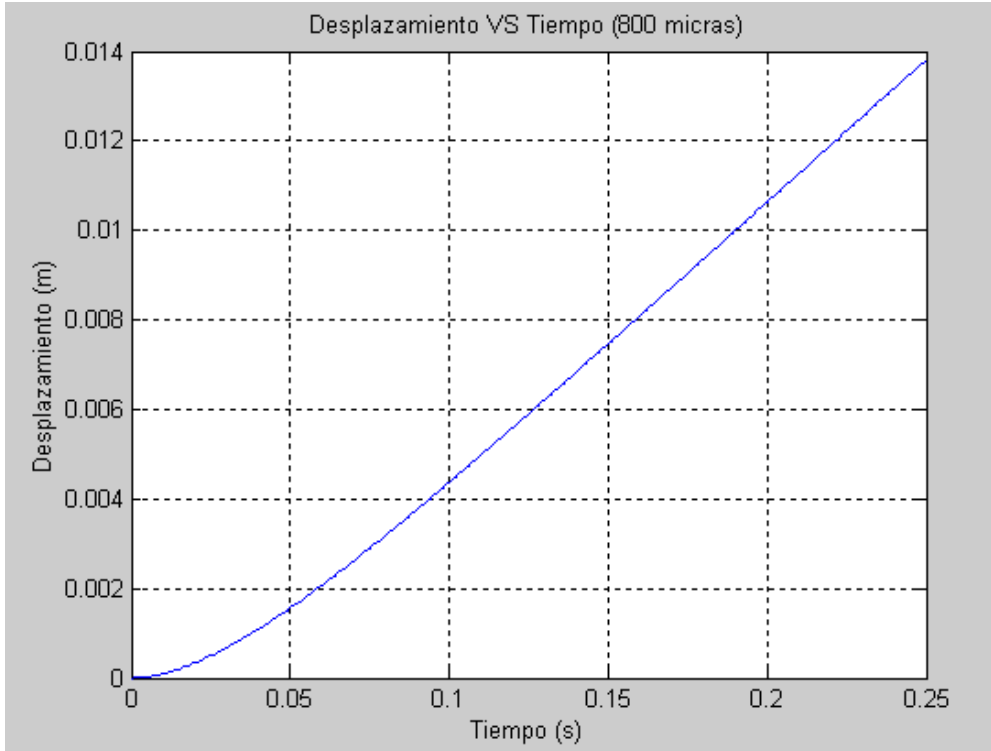
LADO 250 MICRAS

12.4 200 V

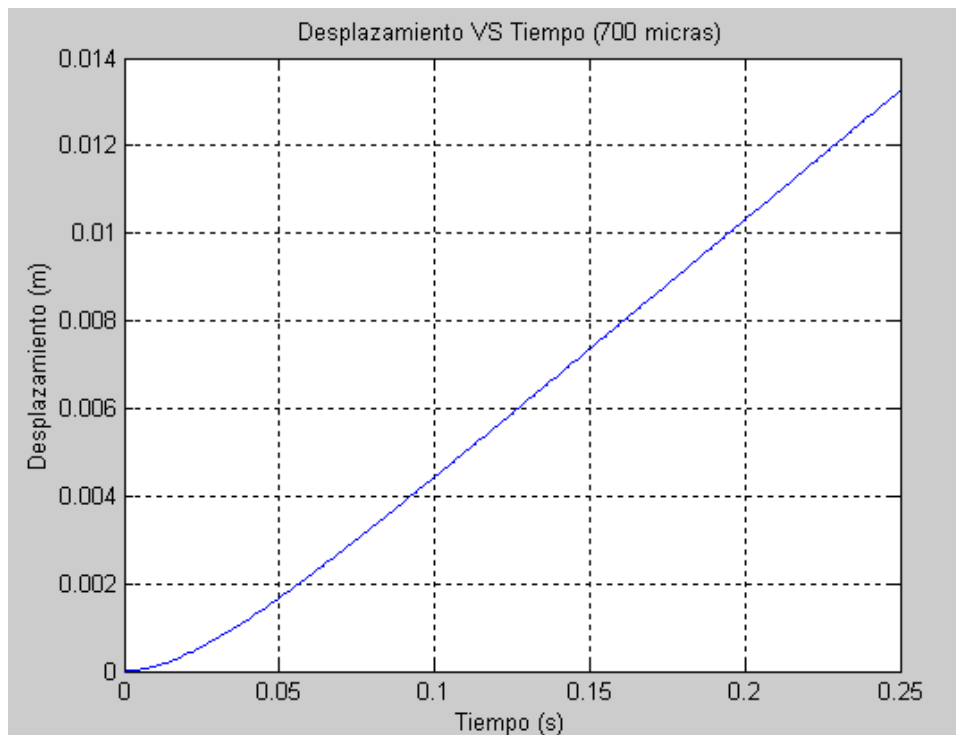
			
FONDO MIL MICRAS	LADO MIL MICRAS	FONDO 750 MICRAS	LADO 750 MICRAS
			
FONDO 500 MICRAS	LADO 500 MICRAS	FONDO 250 MICRAS	LADO 250 MICRAS

Apéndice 13

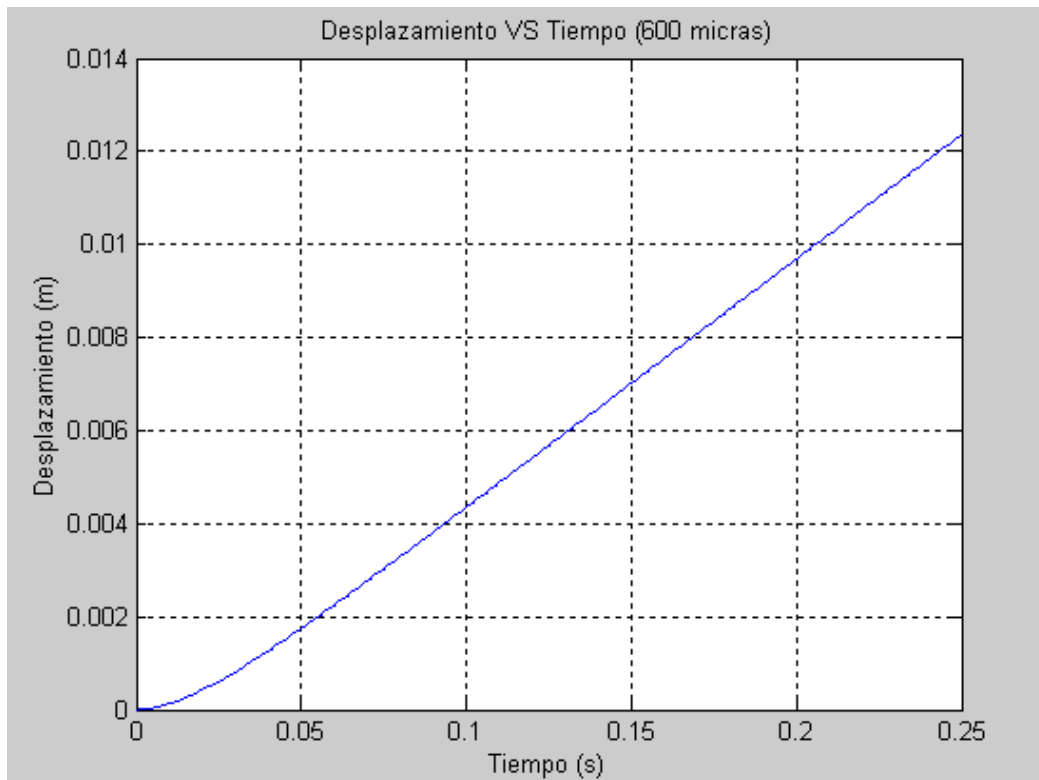
gráficas tiempo vs desplazamiento y tiempo vs velocidad, $l=5\text{MM}$



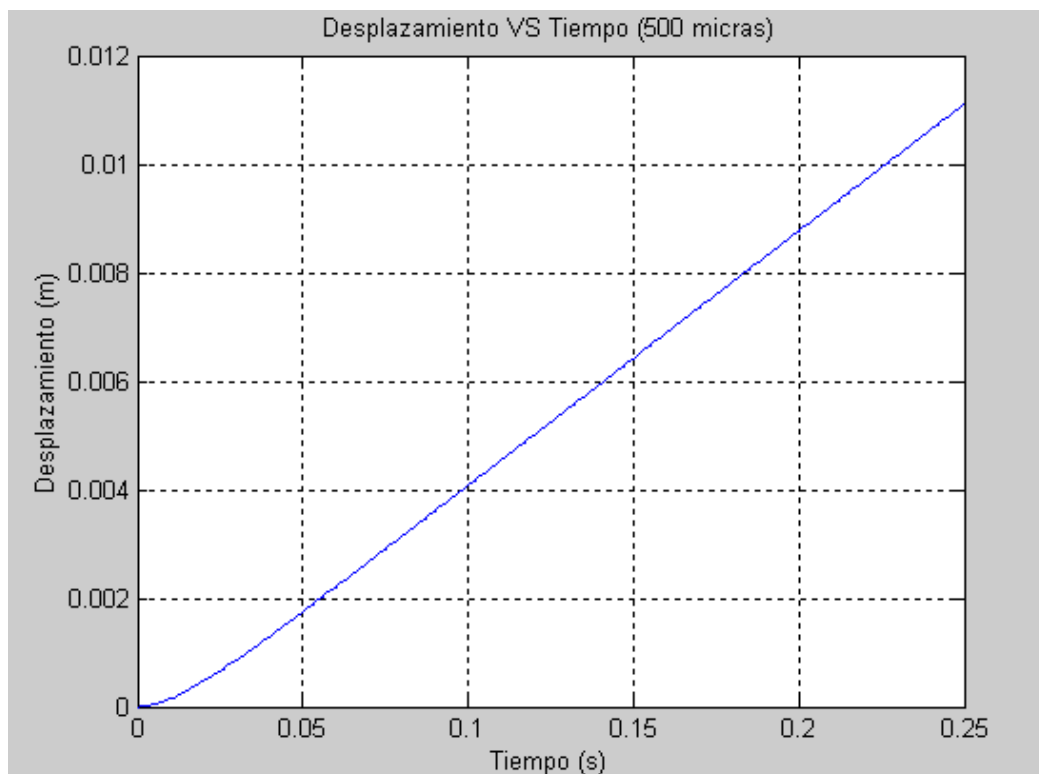
13.1 DESPLAZAMIENTO 800 MICRAS



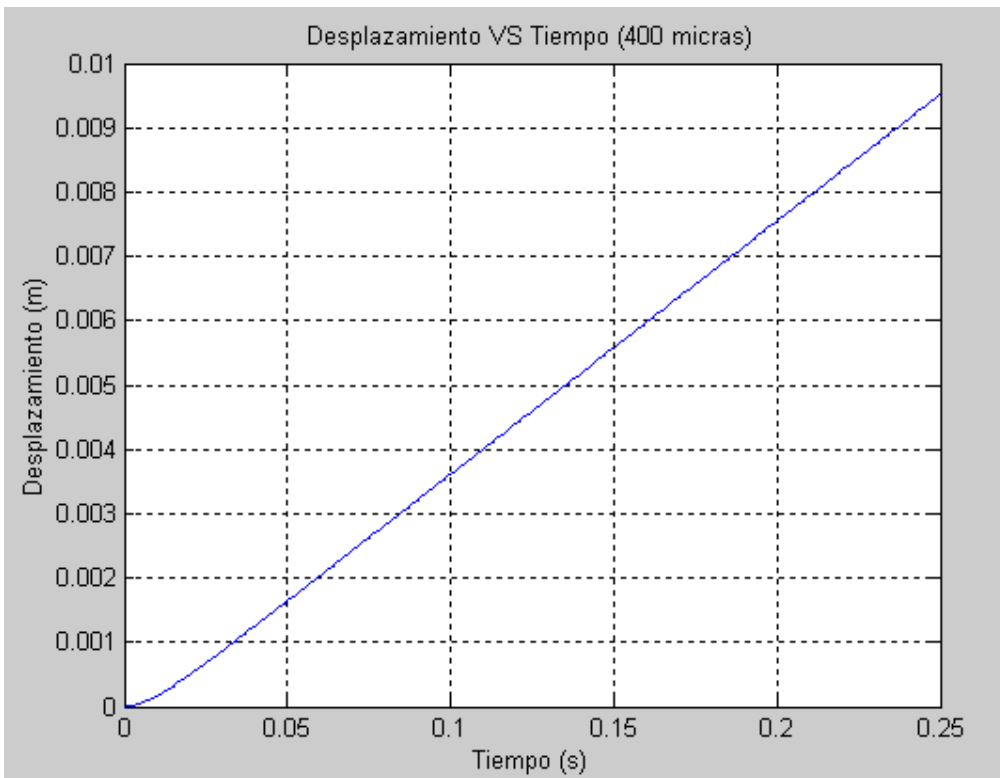
13.2 DESPLAZAMIENTO 700 MICRAS



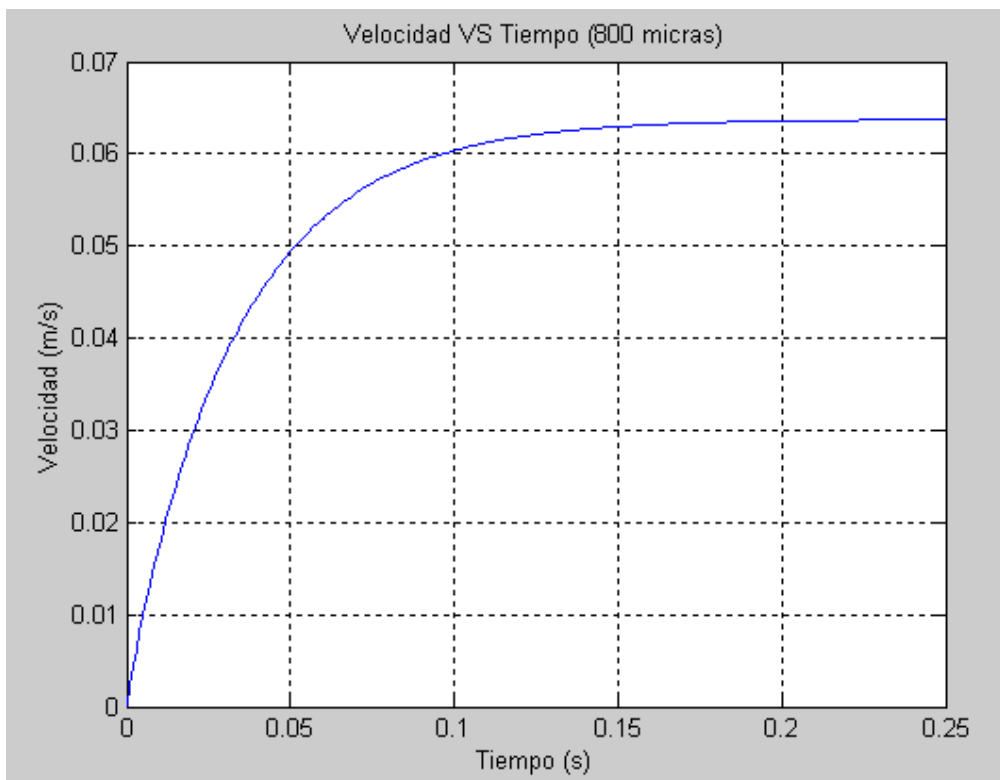
13.3 DESPLAZAMIENTO 600 MICRAS



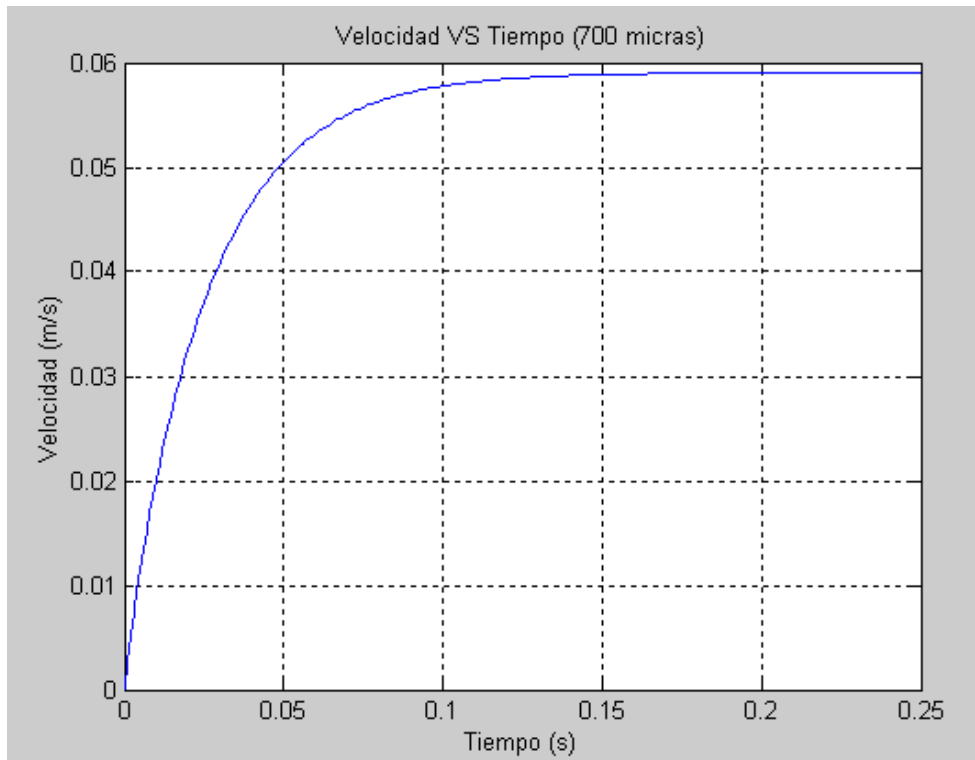
13.4 DESPLAZAMIENTO 500 MICRAS



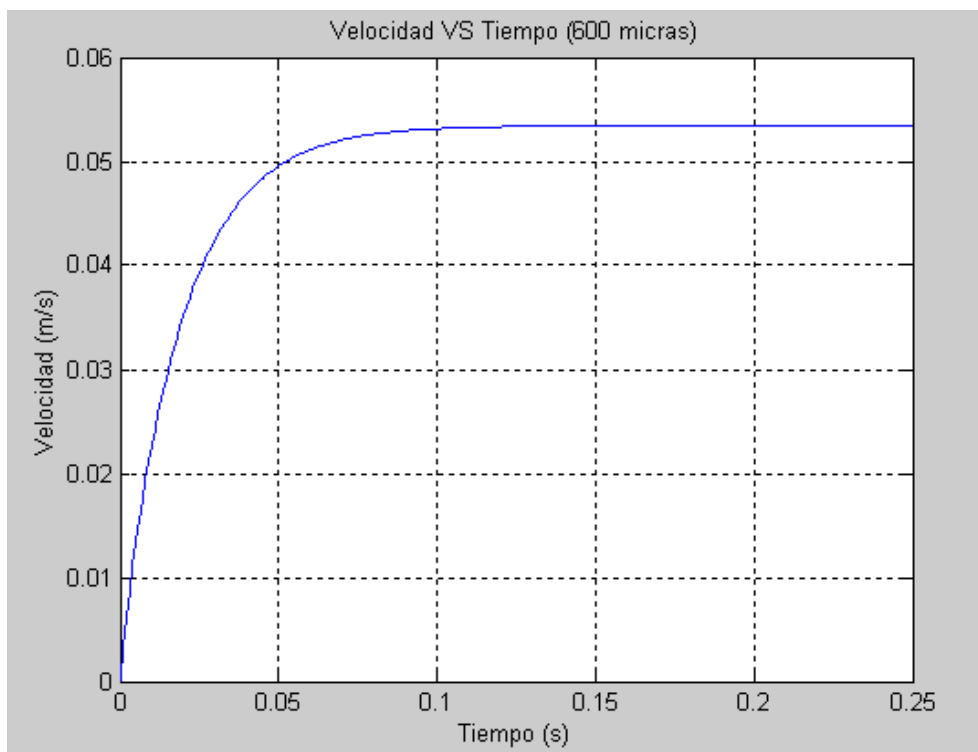
13.5 DESPLAZAMIENTO 400 MICRAS



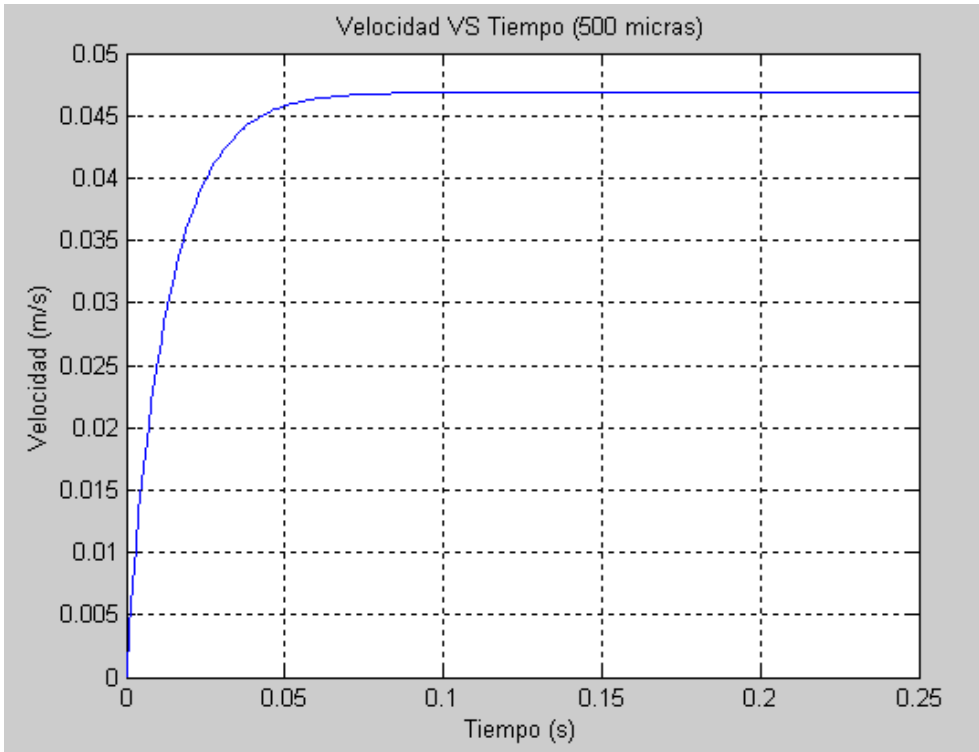
13.6 VELOCIDAD 800 MICRAS



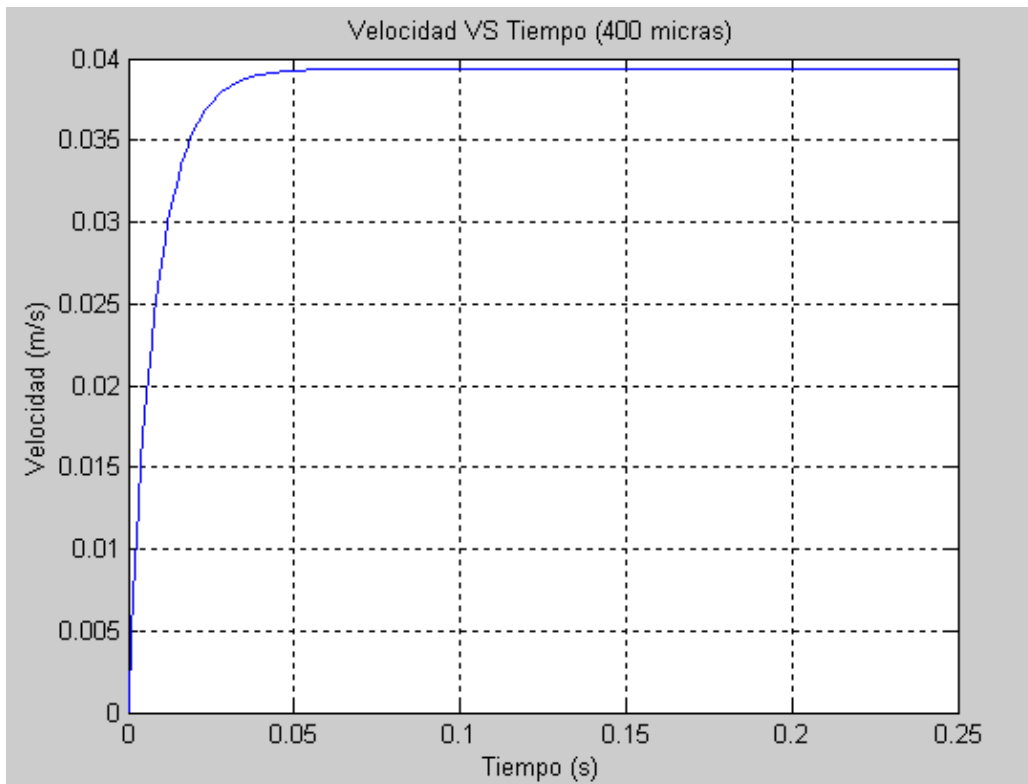
13.7 VELOCIDAD 700 MICRAS



13.8 VELOCIDAD 600 MICRAS



13.9 VELOCIDAD 500 MICRAS

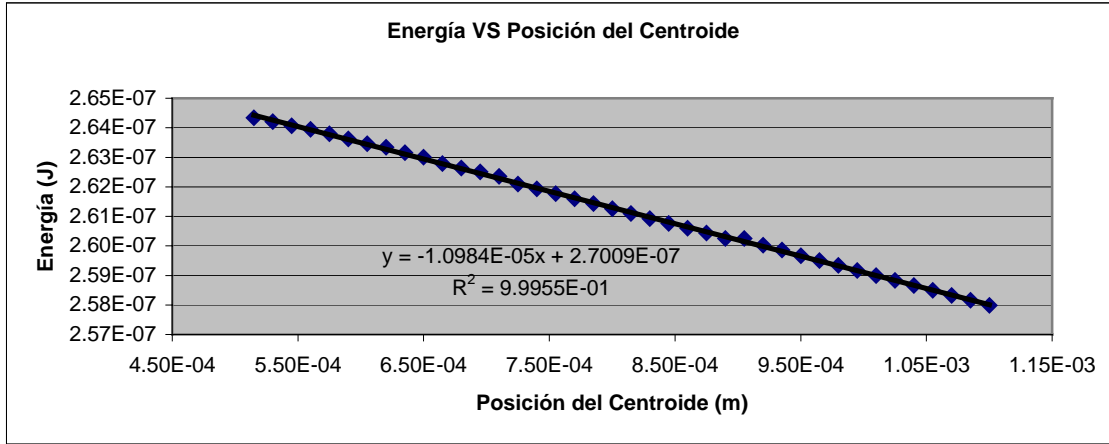


13.10 VELOCIDAD 400 MICRAS

Apéndice 14

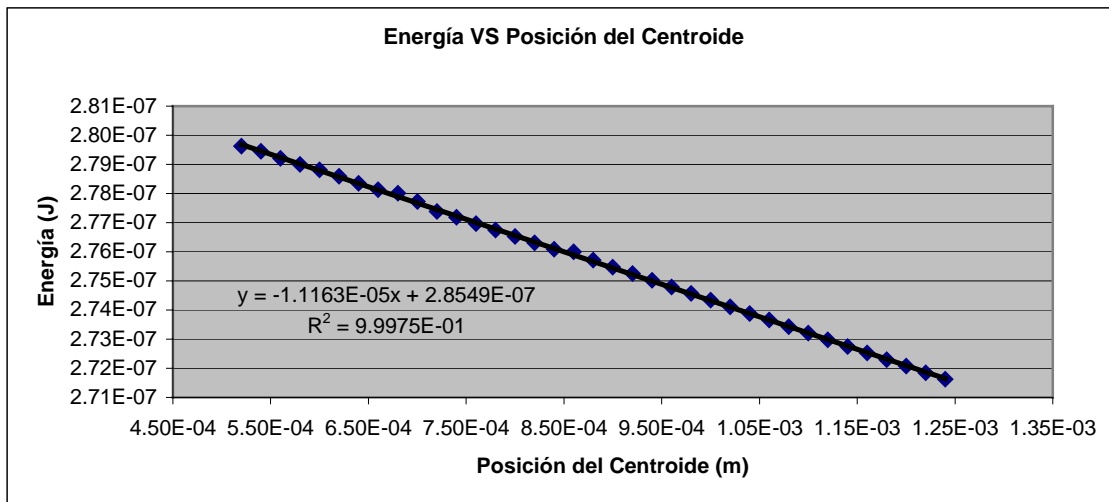
gráficas energía vs posición del centroide, 700-400 micras con variaciones en el volumen de +- 10%

700 MICRAS



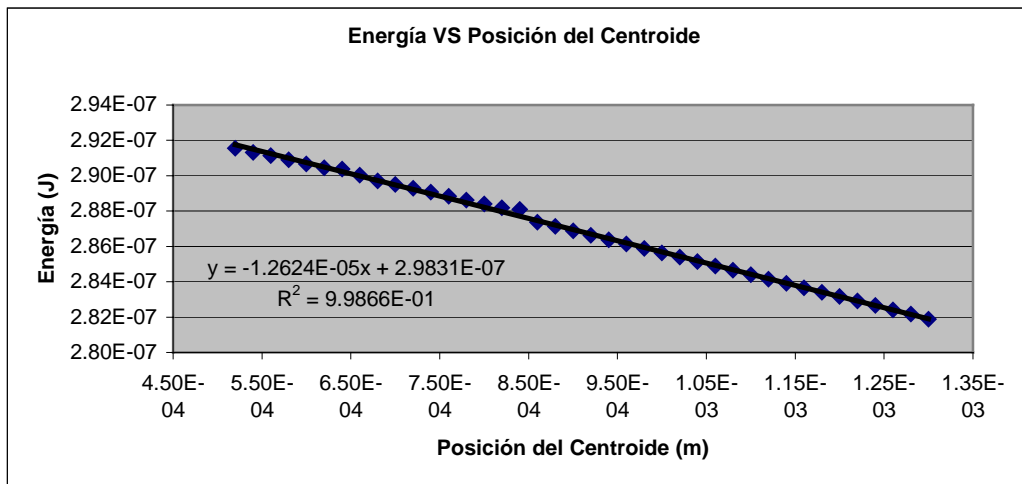
14.1.A 700

MICRAS, -10%



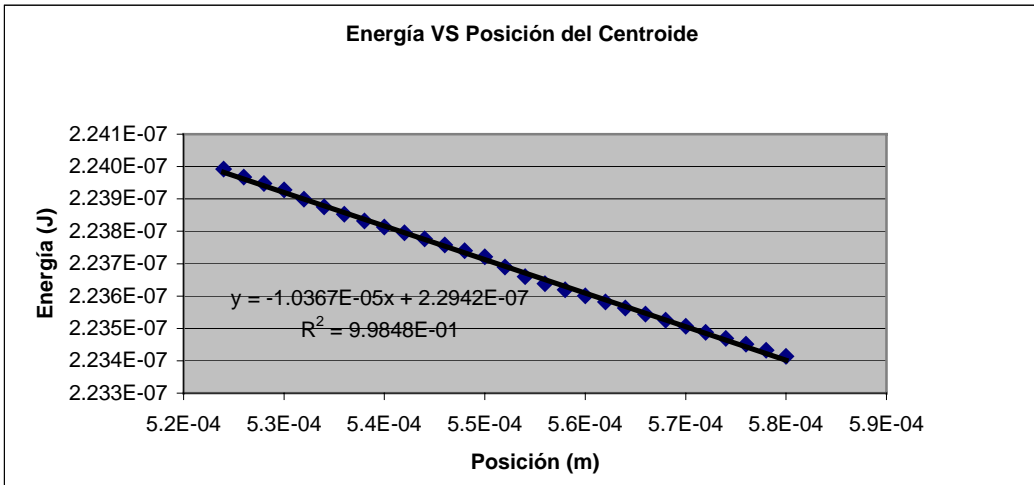
14.1.B 700

MICRAS

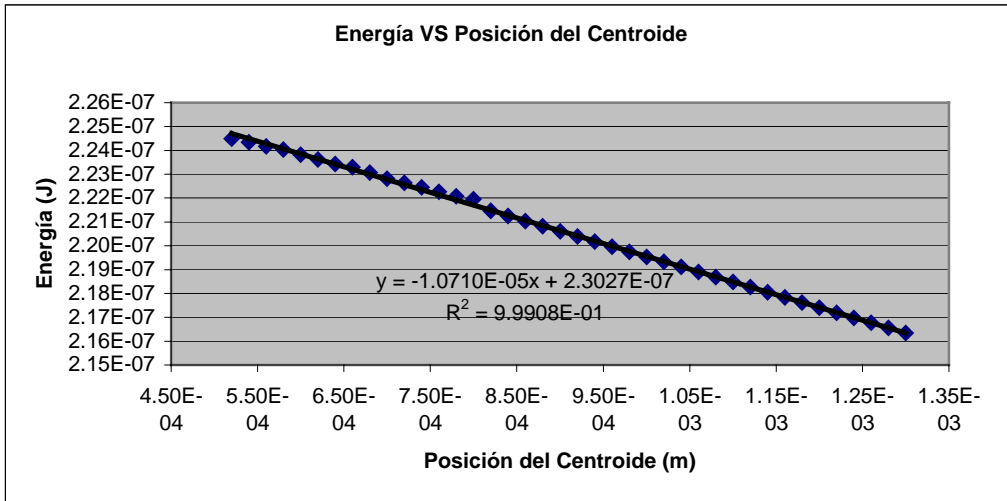


14.1.C 700 MICRAS, +10%

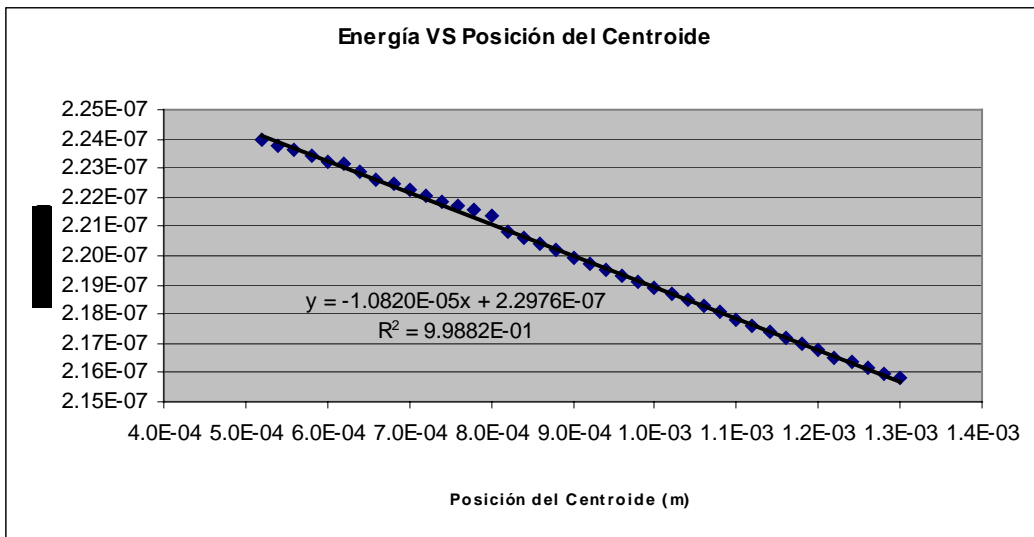
600 MICRAS



14.2.A 700 MICRAS, -10%

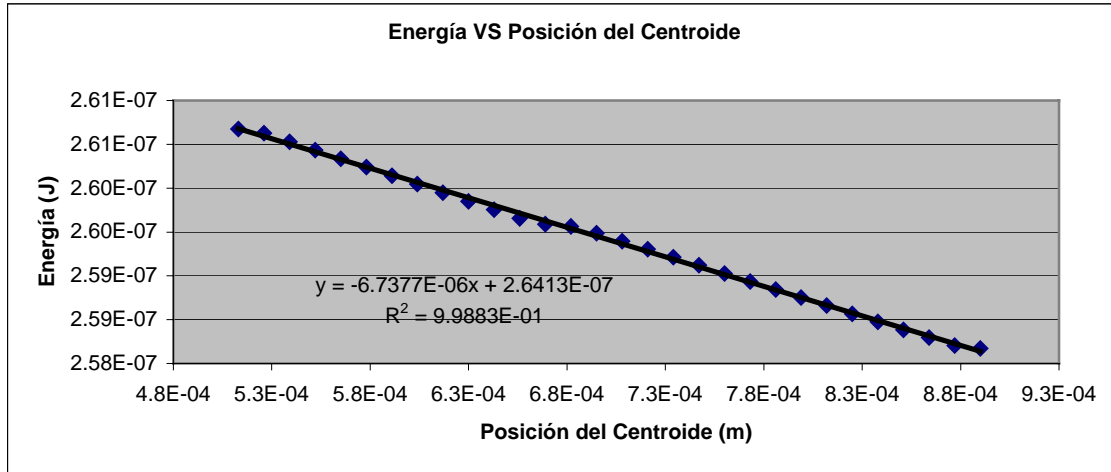


14.2.B 700 MICRAS



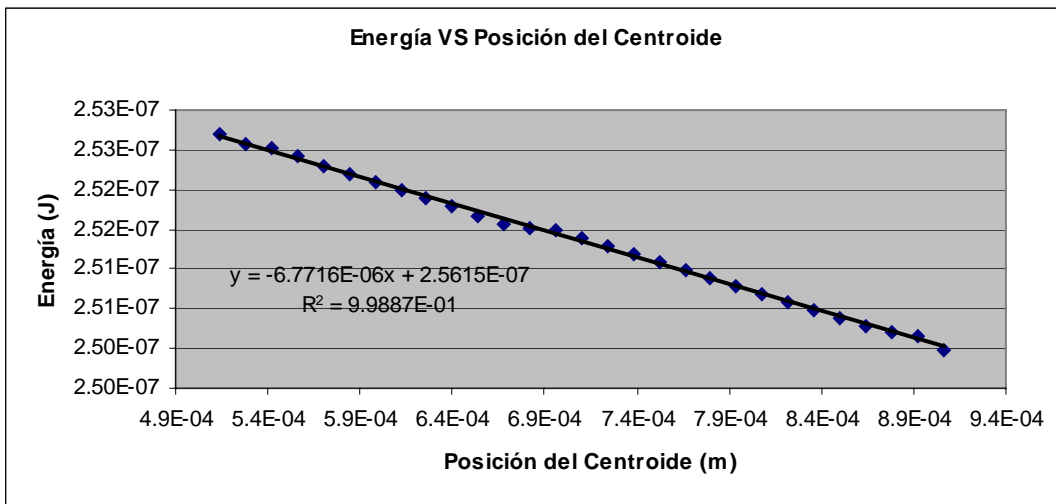
14.2.C 700 MICRAS, +10%

500 MICRAS

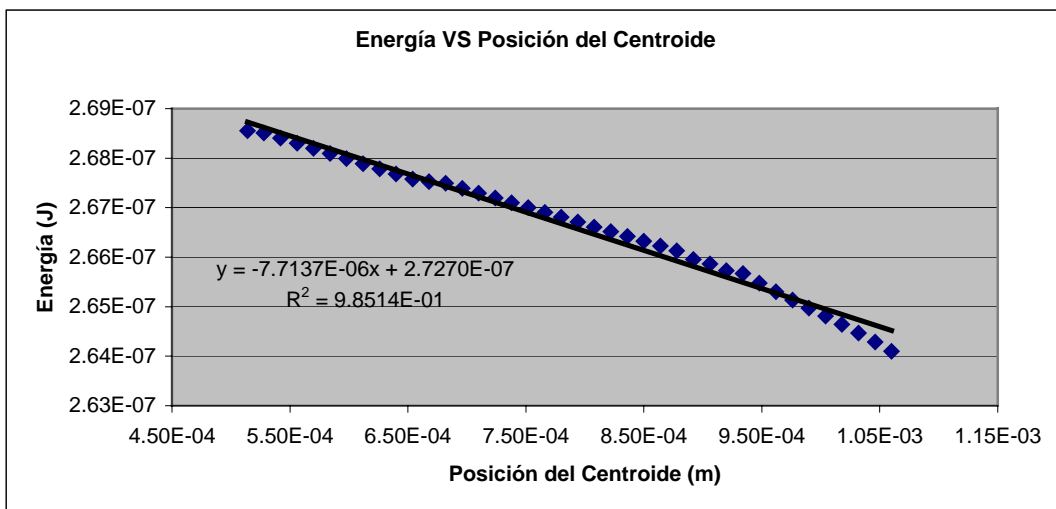


14.3.A 500

MICRAS,-10%

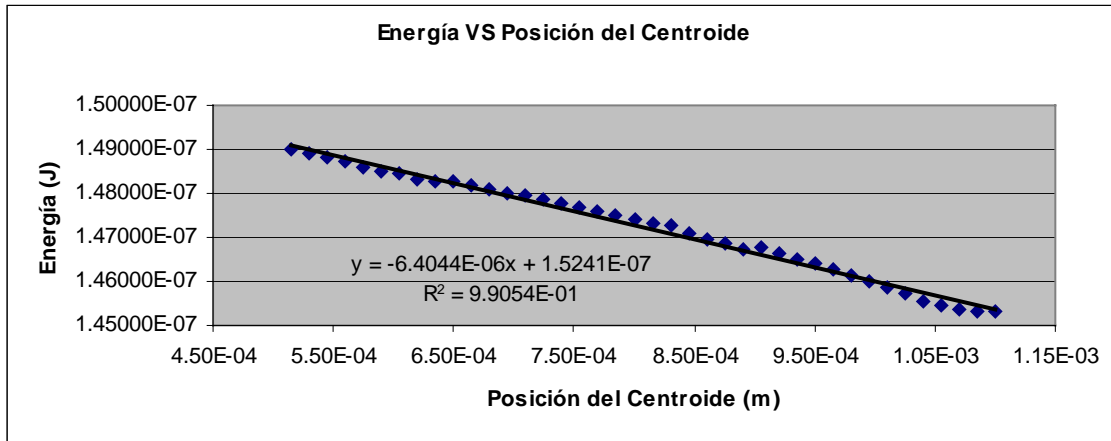


14.3.B 500 MICRAS



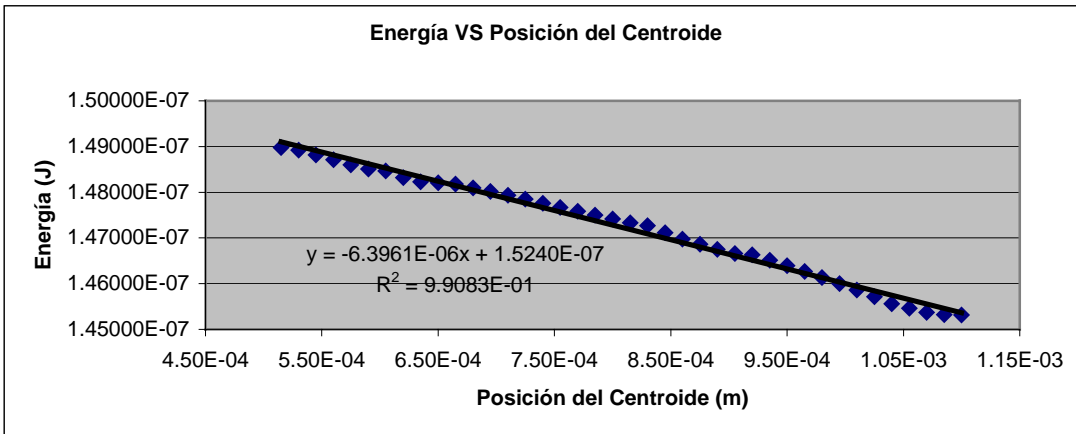
14.3.C 500 MICRAS,+10%

400 UM

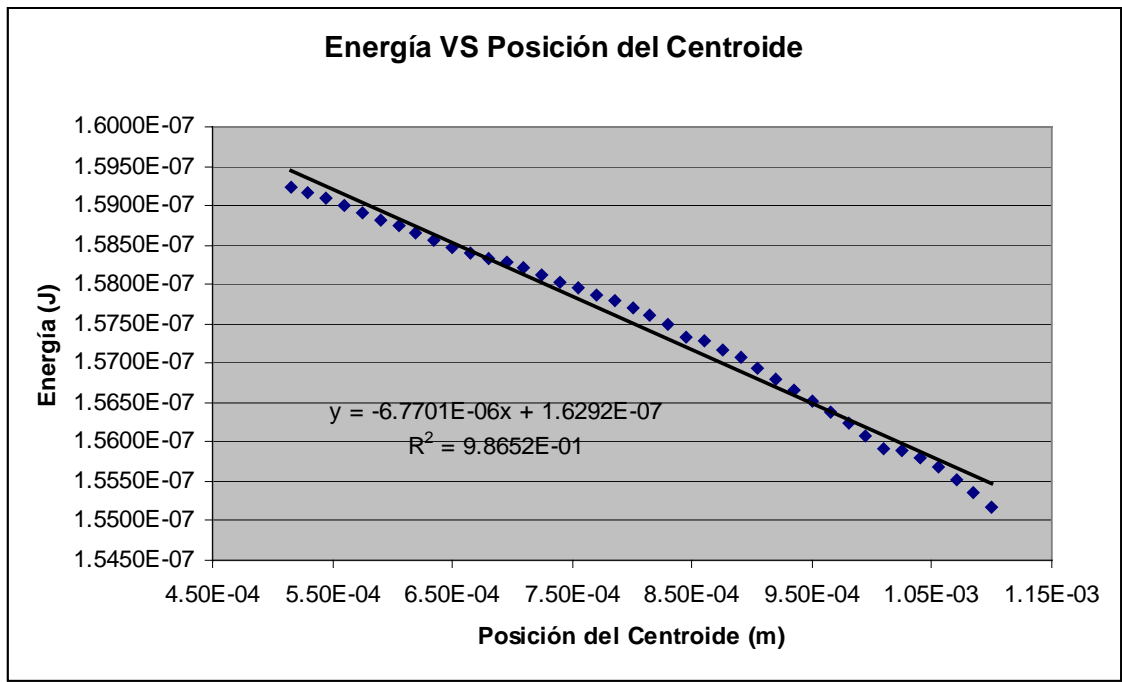


14.4.A 400

MICRAS, -10%



14.4.B 400 MICRAS



14.4.C 400

MICRAS

ⁱ J. Monnier y P. Chow-Wing-Bom del Institut National de Recherche en Informatique et en Automatique, Reporte de Investigación 5627, Julio de 2005.

ⁱⁱ K. A. Brakke, "Surface Evolver Manual, Version 2.20", Susquehanna University, Selinsgrove, PA 17870, August 2003.

GLOSARIO

Actuador.- Un actuador es un mecanismo por el cual un agente puede influir en su entorno. Dicho agente puede ser tanto artificial como otro tipo de ser autónomo (humano, animal...). Un mecanismo que pone algo en acción autónoma es denominado actuador.

Ángulo Crítico.- Ángulo respecto a la normal de una superficie a partir del cual todos los rayos de luz incidentes son reflejados, i.e. permanecen en el medio original.

Ángulo de Contacto.- Ángulo entre una superficie y un líquido que se encuentra en contacto con esta.

Atenuación.- Magnitud que expresa la relación entre la pérdida de una señal de salida, con respecto a la señal de entrada

Apertura Numérica.- Valor del seno del ángulo que al ser rotado genera el cono de luz máximo que es transportado a través de una fibra óptica.

Banda de atenuación.- Conjunto de longitudes de onda que son atenuadas por un filtro.

Constante de Tiempo.- Constante que multiplica a la variable temporal en una función exponencial.

Dielectroforesis.- El transporte convectivo de las especies en el fluido, es debido a una combinación del movimiento electro osmótico del fluido portador y el transporte electroforético de las especies bajo el efecto de un campo eléctrico aplicado.

Ecuaciones de Navier-Stokes.- Ecuaciones que describen a los fluidos bajo la hipótesis del continuo.

Ecuaciones de Maxwell.- Las ecuaciones de Maxwell son las ecuaciones que describen los fenómenos electromagnéticos. La gran contribución de James Clerk Maxwell fue reunir en estas ecuaciones largos años de resultados experimentales, debidos a Coulomb, Gauss, Ampere, Faraday y otros, introduciendo los conceptos de campo y corriente de desplazamiento, y unificando los campos eléctricos y magnéticos en un solo concepto: el campo electromagnético.

EDEW (Evolve Droplets by Electrowetting).- herramienta para simular los efectos del electrohumedecimiento en diferentes condiciones, llamada EDEW¹ (Evolve Droplets by electrowetting), en el Instituto de Tecnología de Microsistemas (IMTEK), y que a su vez utiliza el programa Surface Evolver.

Electroforésis.- Migración diferencial de los iones de especies cargadas relativas a las moléculas portadoras bajo la aplicación de un flujo externo.

Electrohumedecimiento.- Reducción del ángulo de contacto de una gota conductora sobre un electrodo cubierto con un sustrato aislante al aplicar una diferencia de voltaje entre la gota y el electrodo.

Electro-ósmosis.- Es un fenómeno que involucra el bombeo de un fluido a través de un canal bajo la aplicación de un campo. En la mayor parte de los casos, las paredes en los micro canales se caracterizan por la presencia de cargas superficiales, las cuales pueden ser debidas a las propiedades de las paredes o a la adsorción de cargas de la solución. En la presencia de un electrolito, la densidad de carga superficial induce la formación de una doble capa en el fluido por la atracción de iones con carga opuesta en las vecindades del líquido con la pared. La aplicación de un campo eléctrico ejerce una fuerza en el fluido que inicialmente es sentida sólo en la vecindad de la doble capa. Como resultado, el fluido en la vecindad de la pared empieza a moverse.

Esfuerzo.- En ingeniería el esfuerzo se define como la fuerza resultante de una distribución de tensiones internas sobre un área específica. El esfuerzo cortante sobre una superficie plana Σ es igual a la integral de las tensiones t sobre ése área plana. Existen dos tipos de esfuerzos:

* Esfuerzo normal que viene dada por la resultante de tensiones normales σ , es decir, perpendiculares, al área para la cual pretendemos determinar el esfuerzo normal.

* Esfuerzo cortante que viene dada por la resultante de tensiones cortantes τ , es decir, tangenciales, al área para la cual pretendemos determinar el esfuerzo cortante.

Espectro.-Espectro de frecuencias es el gráfico que muestra como es la descomposición de una señal ondulatoria (sonora, luminosa, electromagnética,...) en el dominio de frecuencias.

Frecuencia de Corte.-La frecuencia, bien por arriba o bien por debajo de la cual el nivel de salida de un circuito, tal como una línea, amplificador o filtro se reduce al valor de - 3 dB = 70,1% respecto al nivel de referencia de 0 dB = 100%.

Fibra óptica.-La fibra óptica es una guía de ondas en forma de filamento, generalmente de vidrio (en realidad, de polisilicio), aunque también puede ser de materiales plásticos, capaz de guiar una potencia óptica (lumínica), generalmente introducida por un láser, o por un LED. Las fibras utilizadas en telecomunicación a largas distancias son siempre de vidrio, utilizándose las de plástico solo en algunas redes de ordenadores y otras aplicaciones de corta distancia, debido a que presentan mayor atenuación que las de cristal.

Índice de Refracción.- Factor de proporcionalidad que relaciona la velocidad de la luz en el vacío y la velocidad de la luz en el medio.

Ley de Snell.- La ley que relaciona los ángulos de incidencia y refracción con los índices refracción es conocida como Ley de Snell:

$$\frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

MEMS.- Sistemas Micro Electro Mecánicos. Conjunto de sistemas que utilizan las técnicas de microfabricación para el desarrollo de sistemas micrométricos

Modo de Transmisión.- caminos que una onda guiada puede tomar. En forma más formal, un modo es una solución de la ecuación de onda: $\nabla^2 E(r) + k_0^2 n^2(r)E(r) = 0$ (1), donde $k_0^2 = \omega^2 \mu\epsilon_0 = (2\pi / \lambda)^2$, ω es la frecuencia de propagación de la onda guiada, $\mu\epsilon_0$ es la permisividad magnética del material, λ es la longitud de onda y n es el índice de refracción.

Núcleo.- Parte interna de la fibra óptica que transmite el grueso de las señales y que posee un índice de refracción a mayor al de la cubierta.

Optofluidos.- Combinación de la óptica, la optoelectrónica y la nanofotónica con la mecánica de fluidos.

Reflexión .- Cambio del ángulo de dirección de un rayo de luz transmitido respecto la normal de la superficie incidente.

Reflexión Externa. . Cuando la luz pasa de un medio de menor índice de refracción a un medio con uno mayor, el rayo de luz se desvía hacia la normal. Esto es llamado reflexión externa.

Reflexión Interna.- En el caso en el que un rayo pasa de un medio de alto índice de refracción a uno de bajo índice, la luz se desvía alejándose de la normal, lo que se conoce como reflexión interna.

Rejilla de Bragg.- En general cualquier perturbación periódica en el medio de propagación, usualmente del índice de refracción del medio.

Rejilla de Periodo Largo.- Modulación periódica del índice de refracción del núcleo de una fibra óptica, pero de gran espaciamiento, esto es de una décima de milímetro a un milímetro

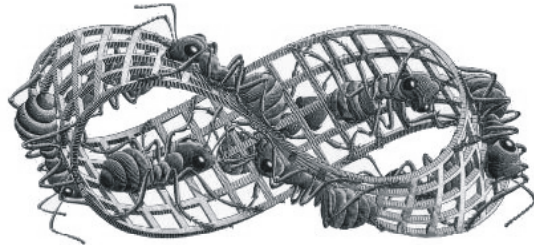
Revestimiento o Cubierta.- Parte externa de la fibra óptica que al poseer un índice de refracción menor que el del núcleo confina la luz.

ⁱ J. LIENEMANN, A. GREINER, Y J. G. KORVINK, REPORT FOR EU PROJECT "MICROMETER SCALE PATTERNING OF PROTEIN AND DNA-CHIPS", ENERO 30, 2004.
[HTTP://WWW.IMTEK.DE/SIMULATION/MICROPOTEIN](http://www.imtek.de/simulation/micropotein).

S. D. SENTURIA, "MICROSYSTEM DESIGN"

M. J. MADOU, "FUNDAMENTALS OF MICROFABRICATION: THE SCIENCE OF MINIATURIZATION" SECOND EDITION

N. Maluf, "An Introduction to Microelectromechanical Systems Engineering", First Edition.



11.- REFERENCIAS

- ¹ R. Ramaswami, "Propagation & Signals in Optical Fiber"
- ² Departamento de Fotónica, Electrical & Computer Engineering, Brigham Young University, <http://www.ee.byu.edu/index.phtml>
- ³ S. James, E. Shehura, R. Murphy, S. Buggy, R. Correia, R. Tatam, OPTICAL SENSORS GROUP, "Long Period Fibre Gratings", 2005, <http://www.cranfield.ac.uk/soe/cpoe/cpoebrag2.htm>
- ⁴ K. Fujita, "Dynamic evolution of the spectrum of long-period fiber Bragg gratings fabricated from hydrogen-loaded optical fiber by ultraviolet laser irradiation", Applied Optics, Vol. 44, 20 de noviembre de 2005, PP. 7032-7035.
- ⁵ K.T. V. Grattan y B.T. Meggit (Editores), "Optical Fiber Sensor Technologies. Advanced Applications", 2000, Kluwer Academic Publishers, Boston.
- ⁶ S. Khaliq, S. W. James y R. P. Tatam, "Enhanced sensitivity fibre optic long period grating temperature sensor", Measurement Science and Technology, 13, PP. 792-795, 2002.
- ⁷ S. Yin, O. Lonov, K.-W. Cheng, P. Kurtz, K. Reichard, H. Liu y Q. Zhang, "Wavelength tuning range enhanced single resonant band fiber filter using a long period grating (PG) with ultra thin cladding layer", Peen University, 2000.
- ⁸ S. Khaliq, S. W. James y R. P. Tatam, "A long period grating liquid level sensor Presented at the 15th International Conference on Optical Fibre Sensors (OFS-15), Portland, Oregon, USA", mayo de 2000, IEEE Cat. No: 02EX533, PP. 127-130.
- ⁹ A. Othonos, "Bragg Gratings in Optical Fibers: Fundamental Applications", 2000.
- ¹⁰ Hill, K. O, Fujii, Y, Johnson, D. C, Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: application to reflection fiber fabrication", Applied Physics Letters 32, 1978, PP. 647-9
- ¹¹ T.-T. Wang, "A Novel Tuneable Gain Equaliser Based on a Long-Period Fiber Grating Written by High Frequency CO₂ Laser Pulses", IEEE, 2003.
- ¹² Y.-G. Han, S. H. Kim, S. B. Lee, U.-C. Pael y Y. Chung, "Development of core mode blocker with H₂-Loaded Ge-B codoped fibers", Electronic Letters, 2003.
- ¹³ E. Wu, R.-C. Yang, K.-C. San, C.-H. Lin, F. Hlhasen y H. P. Lee, "A highly efficient thermally controlled loss-tuneable long period fiber grating on corrugated metal substrate", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 17, No. 3, 2005
- ¹⁴ V. Bhatia, M. K. Burford, K. A. Murphy, A. M. Verghsarkar, "Long Period Fiber Grating Sensor", Technical Digest, 1996, PP. 265-266.
- ¹⁵ D. M. Constantini, C. A. Muller, S. A. Vasiliev, H. G. Limberger y R. P. Salthé, "Tuneable Loss Filter Based on Metal Coated Long Period Fiber Grating", IEEE Photonic Technology Letters, Vol. 2, 1999, PP. 1458-1460.
- ¹⁶ J. K. Bae, S. Hyuck, J. H. Kim, G. Bae y J.-M. Jeong, "Spectral Shape Tuneable Band- Rejection Filter Using a Long-Period Fiber Grating UIT Divided Coil Heaters", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 15, 2003.
- ¹⁷ A. A. Abramos, B. J. Eggleton, J. A. Rogers, R. P. Espindola, A. Hale, R. S. Windeler y T. A. Strasser, "Electrically Tuneable Efficient Broad Band Fiber Filter", IEEE 1999.

- ¹⁸ C. Y. Lin y L. A. Wang, "Corrugated Long Period Fiber Gratings as Band-Rejection Filters", National Taiwan University
- ¹⁹ C. D. Poole, H. M. Presby, y J. M. Meester, *Electronic letters*, Vol. 30, PP. 1437-1438.
- ²⁰ Y. Jeong, H.-R., S. Back, Y. Kim, Y. W. Lee, B. Lee y S.-D. Lee, "Electrical Modulation of an Etched Long Period Fiber Grating with a Liquid Cristal Caldding", IEEE 2001.
- ²¹ B. R. Acharya y T. Krupenkin, "Tunable optical Devices based on Broadband Long- Period Gratings and Pumped Microfluidics"
- ²² C. Kerbage, R. Wdeler, M. Dolinski, B. J. Eggleton, P. Mach, F. Cattaneo, J. Rogers, "Tuneable Devices Based on Dynamic Positioning of Microfluids in Microstructured Optical Fiber", *Optical Community*, Vol. 204, PP. 179-184.
- ²³ K. Baldwin, S. Yang, T. Krupenkin, S. Ramachandran y J. A. Rogers, "Digitally Tuneable Microfluidic Devices", *JMEMS*, Vol. 12, PP. 907-912.
- ²⁴ Maune, B. Lonkar, M. Witzens, J. Hochberg, M. Bachr-Jones, "Liquid Crystal Electric Tuning of a Photonic Crystal Laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 86, PP. 360-362, 2004.
- ²⁵ D. Wolfe, R. Conroy, Garstecki, P. Mayers, B. Fischbach, M. Paul, "Dynamic Control of Liquid-Core Liquid-Liquid-Cladding Optical Waveguides", *PNAS* Vol. 101, PP. 12434-12438.
- ²⁶ P. Mach, M. Dolinski, K. Baldwin, J. Rogers, C. Kerbage, C. Windeler, B. Eggleton, "Tuneable Microfluidic optical fiber", *Applied Physics Letters*, Vol. 80, PP 4294-4296, 2002.
- ²⁷ D. Erickson, X. Heng, Z. Li, T. Rockwood, T. Emery, Z. Zhang, A. Scherer, C. Yang y D. Psaltis, "Optofluidics", Department of Mechanical & Aerospace Technology, Cornell University, 2005.
- ²⁸ Coventor Manual, Verion 2004, Section 3; Netflow, Páquina F3-46
- ²⁹ Coventor Manual, Verion 2004, Section 3; Netflow, Páquina F3 48
- ³⁰ K. Ichimura, S. K. Oh., Nakagawa, *Science* 2000, 288, 1624-1626.
- ³¹ R.Wang, K. Hashimoto, A. Fujishama, *Nature* 1997, 388, PP. 431-432.
- ³² D. E. Kataoko y S. M. Troian, *Nature* 1999, 402, PP. 794-797.
- ³³ T. S., Sammarco M. A. Burns, *American Institute of Chemical Engineering Journal*, 1999, 45, PP. 350-366
- ³⁴ E. Colgate, H. Matsumoto, *Journal of Vacumm Science Technology*, 1990, 8, PP. 3625-3633.
- ³⁵ C. Rosslee, N. L. Abbot, *Colloid Interface Science*, 2000, PP. 81-87.
- ³⁶ B. S. Gallardo, V. K. Gupta, F. D. Eagerten, L. L. Jong, *Science* 1999, 283, PP. 1725-1716.
- ³⁷ A. W. Adamson y P. Gast, *Physical Chemistry of Surfaces*, 6ta edición, NY, 1997, PP. 192-199.
- ³⁸ C. Quillet y B. Berge, "Electrowetting: A recent Outbreak", *Colloid Interface Science*, Vol. 6, PP. 34-39, 2001.
- ³⁹ M. Vallet, B. Berge y L. Vovelle, "Electrowetting of water and aqueous solutions on poly (eethylene terephthalate) insulating films", *Polymer*, Vol. 37 No. 12, PP. 1465-2470, 1996.
- ⁴⁰ J. Lee y C. J. Kim, "Surface Tension Driven Microactuator Based on Continuous electrowetting (CEW)", *JMEMS*, Vol. 9, No 2, junio del 2000, PP. 171-180.

⁴¹ K. S. Yun, "A micro pump driven by continuous electrowetting actuation for Low voltage and low power operations". proceedings of the IEEE 101, Interlaken, Switzerland, junio de 2001, PP. 487-490.

⁴² M. G. Pollack, R. B. Fair, y A. D. Shenderov, "Electrowetting-based actuation of Liquid droplets for micro fluidics applications". Applied Physics Letters, Vol. 77, No. 11, 2000.

⁴³ H. Zeng, A. D. Feinerman, Z. Wand, P. Cahn y R. Patel, "Piston Motion Micro mirror Based on Electrowetting of Liquid Metals", JMEMS, abril de 2005, Volumen 14, Número 2.

⁴⁴ F. Cattaneo, K. Baldwin, S. Yang, T. Krupenkine, P. Mach, J. Hsieh y J. A. Rogers, "Tuneable Micro fluidic Optical Fiber Devices based on EW Pumps and Plastic Microchannels". IEEE Photonics, Vol. 15, No. 1, 2003.

⁴⁵ M. A. Northrup, " A Miniature Analytical Instrument for Nucleic Acids Based on Micro machined Silicon Reaction Chambers, Analytical Chemistry, 1998, 70(5), PP. 918-922

⁴⁶ M. Armani, S. Cahudhary, R. Probst, S. Walker y B. Shapiro, "Control of Microfluidic Systems: Two Examples, Results and Challenges", University of Maryland at College Park.

⁴⁷ J. Lienemann, A. Greiner, y J. G. Korvink, Report for EU project "Micrometer scale patterning of Protein and DNA-Chips", enero 30, 2004.
<http://www.imtek.de/simulation/microprotein>.

⁴⁸ <http://www.susqu.edu/facstaff/b/brakke/evolver>.

⁴⁹ J. S. Kuo, P. S. Mihalic, I. Rodrigues y D. T. Chiu, "Electrowetting Induced Droplet Movement in an Immiscible Medium", Langmuir 2003, No. 19 PP. 250-255.

⁵⁰ W. J. J. Welters y L. G. J. Fokkink, "Fast Electrically Switchable Capillary Effects", Langmuir 1998, Vol. 14, PP. 1535-1538.

⁵¹ A. Torkkeli (Vtt Information Technology), "Droplet Microfluidics on a planar surface", Otumedia Oy, Exposición 2003.

⁵² J. Monnier y P. Chow-Wing-Bom del Institut National de Recherche en Informatique et en Automatique, Reporte de Investigación 5627, Julio de 2005.

⁵³ K. A. Brakke, "Surface Evolver Manual, Version 2.20", Susquehanna University, Selinsgrove, PA 17870, August 2003.

⁵⁴ J. Lienemann, A. Greiner, y J. G. Korvink, Report for EU project "Micrometer scale patterning of Protein and DNA-Chips", enero 30, 2004.
<http://www.imtek.de/simulation/microprotein>.

S. D. Senturia, "Microsystem Design"

M. J. Madou, "Fundamentals of Microfabrication: The Science of Miniaturization" Second Edition

N. Maluf, "An Introduction to Microelectromechanical Systems Engineering", First Edition.

