



Centro Nacional de Investigación y Desarrollo Tecnológico

E

Instituto Tecnológico de Tuxtla Gutiérrez

Departamento de Ingeniería Mecánica

TESIS DE RESIDENCIA PROFESIONAL

“Bases de Diseño de un Urocondon Femenino

Autoconfortable y Antibacterial”

Presentada por

Alma Judith Pérez Barrios

Asesor Interno:

M.C. Saúl de Jesús Molina Domínguez

Asesor Externo:

Dr. José María Rodríguez Lelis

Cuernavaca, Morelos, México.

Diciembre 2014

INDICE

NOMENCLATURA	i
LISTA DE FIGURAS	iii
LISTA DE TABLAS	iv
RESUMEN	v
OBJETIVO	vi
INTRODUCCIÓN	Vi
REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS	vii
CAPITULO 1. ESTADO DEL ARTE	1
1.1 INTRODUCCIÓN	1
1.2 SUPERFICIES ADHESIVAS	2
1.3 DISPOSITIVOS DE ORINA EXTERNOS FEMENINOS	8
1.4 REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS	13
CAPITULO 2. TEORÍA BÁSICA	15
2.1 INTRODUCCIÓN	15
2.2 CATETERISMO O SONDAJE VESICAL	15
2.3 ORGANOS SEXUALES EXTERNOS FEMENINOS, RELACIÓN ANATÓMICA E HISTOLOGÍA	18
2.3.1 RELACIÓN ANATOMICA DE LA VULVA	20
2.3.2 HISTOLOGÍA DE LA VULVA	21
2.4 ADHESIÓN	23
2.4.1 ADHESIÓN CONTACTO SÓLIDO-SÓLIDO	24
2.5 ENLACES QUÍMICOS	27
2.5.1 ENLACE COVALENTE	27
2.5.1.1 POLARIDAD DE LOS ENLACES COVALENTES Y DE LAS MOLÉCULAS.	28
2.5.2 ENLACE IONICO	28
2.5.3 ENLACEMETÁLICO	29
2.6. INTERACCIONES DE VAN DER WAALS	29
2.6.1 FUERZAS DE VAN DER WAALS ENTRE MOLECULAS	30
2.6.1.1 FUERZAS DE COULOMB	30
2.6.1.2 INTERACCIÓN MONOPOLO-DIPOLO	30
2.6.1.3 INTERACCION DIPOLO-DIPOLO	34
2.6.1.3.1 INTERACCIÓN DE KEESOM	35
2.6.1.3.2ITERACCION DE DEBYE	36
2.6.1.3.3INTERACCIN DE DISPERSIÓN DE LONDON	37
26.2 LAS FUERZAS DE VAN DER WAALS ENTRE SÓLIDOS MACROSCÓPICOS	39
2.6.2.1 APROXIMACIÓN DE HAMARKER MICROSCOPIO	39
2.6.2.2 ENERGÍA SUPERFICIAL Y CONSTANTE DE HAMAKER	42
2.7 CONTACTO MECÁNICO Y ADHESION	44
2.7.1 ENERGIA SUPERFICIAL DE SÓLIDOS	46

2.7.1.1 RELACIÓN ENTRE LA ENERGIA SUPERFICIAL Y LA ENERGÍA DE ADHESION	49
2.7.2 CONTACTO MECÁNICO	51
2.7.2.1 CONTACTO ELASTICO DE ESFERAS: MEDELO DE HERTZ	54
2.7.2.2 ADHESION DE ESFERAS: TEORÍA JKR	57
2.8.1 ÁREA DE CONTACTO	64
2.8.2 RUGOSIDAD	65
2.8.3 ANGULO DE CONTACTO	69
2.8.3.1 SUPERFICIE LISA	70
2.8.3.2 INTEREFAZ COMPUESTA	72
2.9 REFERENCIA BIBLIOGRAFICA	74
CAPITULO 3 METODOLOGIA DEL DISEÑO DE LA SUPERFICIE GECKO	76
3.1 INTRODUCCIÓN	76
3.2 ANALISIS DE LA ENERGIA SUPERFICIAL DE MATERIALES	77
3.3 DETERMINACIÓN DE LA TEORIA BASE	78
3.4 ANALISIS DEL COMPORTAMIENTO DE LA GEOMETRIA DE LAS PUNTAS	80
3.5 DETERMINACIÓN DEL ARREGLO ESPACIAL	84
3.6 CALCULO DE LA LONGITUD CRÍTICA DE LA FIBRA	86
3.7 REFERENCIA BIBLIOGRAFICA	87
CAPITULO 4 RESULTADOS	88
4.1 INTRODUCCIÓN	88
4.2 CALCULO DE LA ENERGÍA SUPERFICIAL DE LOS MATERIALES	88
4.2.1 POLIDIMETILSILOXANO (SILICON)	88
4.2.2 POLIURETANO TERMOPLASTICO (TPU)	91
4.2.3 POLICLORURO DE VINILO (PVC)	94
4.2.4 TEJIDO EPITELIAL ESTRATIFICADO NO QUERATINIZADO	96
4.3 DETERMINACION DEL PARAMETRO DE TAVOR	98
4.4 CALCULO DE LA FUERZA DE ADHESIÓN RESPECTO A LA VARIACIÓN DEL RADIO	102
4.4.1 MODELO PUNTA PLANA CILINDRICA	102
4.4.2 MODELO PUNTA REDONDA	105
4.4.3 MODELO PUNTA CLAVO	107
4.5 RESULTADOS DEL ESPACIAMIENTO OPTIMO	111
4.6 LONGITUD CRITICA DE LA SETAE	113
4.7 PROTOTIPO DEL UROCONDON FEMENINO	114
CAPITULO 5 CONCLUSIONES Y TRABAJOS FUTUROS	116
5.1 CONCLUSIONES	116
5.2 TRABAJOS FUTUROS	118

NOMENCLATURA

Q Carga

ε_0 Permisividad del vacío

μ Momento dipolar

ρ_e Densidad de cargas

r Radio de contacto y distancia entre cargas

K_B Constante de Boltzmann

ϑ Ángulo entre una carga y el momento dipolar de otra

D Distancia entre el momento dipolar y una carga

V Energía potencial

C_{orient} Coeficiente de orientación

α Polarizabilidad

μ_{ind} Momento dipolar inducido

C_{ind} Coeficiente de inducción

h Constante de Planck

ν Frecuencias

C_{disp} Coeficiente de disipación

C_{vdW} Coeficiente de van der Waals

ρ_B Densidad de molécula

R Radio de esfera

A_H Constante de Hamaker

F Fuerza

γ Energía superficial

D_0 Distancia molecular

h : Alta aspereza

F_{adh} Fuerza de adhesión

N_B Número de enlace

E_B Energía de enlace

σ Esfuerzo normal

E Módulo de Young

ν Relación de Poisson

a Radio de contacto

R^* Radio reducido

E^* Módulo de Young

δ Identación

G Tasa de liberación de energía

μ_T Coeficiente de Tabor

w_{adh} Trabajo de adhesión

σ_A Constante de área de molécula

$A_{asp}, A_C, A_F, A_{SL}, A_{LA}$: Área de superficie de una aspereza, área de interface del material compuesto, contacto sólido-líquido área plana, contacto de área sólido-líquido, contacto de área líquido- área, respectivamente.

A_n, B_n : Coeficientes de la serie de Fourier de un perfil periódico

E_{tot} : Energía neta de un sistema físico

f_{SL}, f_{LA} : Fraccional sólido- líquido y áreas de contacto liquido-aire para una interface de material compuesto, respetivamente.

l : Intervalo de muestreo compuesto en el que se forma de la interfaz, respectivamente

m : El valor medio absoluto de pendiente

N : Número de contactos

p : Parámetro de embalaje

r : Radio de la aspereza circular fundación o media longitud de aspereza o fundación aspereza cuadrado lado.

R : Radio de la aspereza

R_f, R_{f1}, R_{f2} : Factor de rugosidad, factor de rugosidad para el primero, y la segundo cuerpo, respectivamente.

s : Distancia de separación

V : Volumen de líquido

W : Carga normal

W_g, W_{SL} : Energía gravitacional, trabajo de adhesión por unidad de área, respectivamente

α, α_0 : Ángulo del diente de la fuerte borde o pendiente, valor crítico de α un

β^* : Longitud de correlación

$\gamma, \gamma_{SL}, \gamma_{SA}, \gamma_{LA}, \gamma_{SL1}, \gamma_{SL2}$: Superficie libre de energía (tensión superficial), superficie de energía a solido-liquido, solido-aire, liquido-aire, primero solido-liquido, segundo solido-liquido interfaces, respectivamente

η : Densidad de asperezas por área

$\theta, \theta_0, \theta_{adv}, \theta_{rec}, \theta_d$: Ángulo de contacto estático con rugosidad y superficies lisas, el avance dinámico y el ángulo de contacto de retroceso, ángulo de contacto dinámico, respectivamente

λ : Longitud de onda

μ, μ_{wet} : Coeficiente de fricción seca, coeficiente de fricción húmeda, respectivamente.

ρ : Densidad de líquido

g : Constante gravitacional

F_m, F_{m0} : Fuerza de menisco, fuerza de menisco a $\sigma^2/\beta = 0.0001, \theta_0 = 60^\circ$, respectivamente

LISTA DE FIGURAS

CAPITULO 1 ESTADO DEL ARTE

Figura 1.1 Fotografía de la pata de la lagartija gecko.

Figura 1.2 Vellosidades en las patas de la lagartija gecko.

Figura 1.3 Arreglos pilares con diferentes geometrías terminales.

Figura 1.4 vista frontal y lateral del dispositivo US2013/023931A1

Figura 1.5 Dispositivo de patente US2001/004/882A1

Figura 1.6 Dispositivo de patente US659260

Figura 1.7 Dispositivo de patente US6428521.

Figura 1.8 Dispositivo de patente US4771484

CAPITULO 2

Figura 2.1 Izquierda, ejemplo de sonda tipo Foley. Derecha demostración de la función del balón.

Figura 2.2 Inserción de una sonda vesical

Figura 2.3 Ubicación de los genitales externos femeninos

Figura 2.4 Glándulas parauretrales (skene) y de Bartolín.

Figura 2.5 Delimitación de la zona del perineo Femenino

Figura 2.6 Clasificación de epitelio.

Figura 2.7 Calculo de las fuerzas de Van der Waals entre un cuerpo macroscópico y una molécula.

Figura 2.8 Escisión de un cristal molecular para calcular la energía superficial de un sólido.

Figura 2.9 La escisión de un cristal; pensó experimento para el cálculo de la energía de superficie.

Figura 2.10 Reconstrucción típica de las superficies de las caras cúbicas

Figura 2.11 Sangría de un semi espacio elástico por un punzón cilíndrico plano con contacto radio a .

Figura 2.12 Contacto geométrico entre una esfera rígida y un medio espacio elástico con radio de contacto

a derivado de la teoría de Hertz.

Figura 2.13 Esfuerzo vertical contacto presión entre esferas y un medio esfera formando un contacto con radio a .

Figura 2.14 Carga (O-A) y descarga (A-B) para derivar proceso de una indentación y elástica energía en el modelo JKR.

Figura 2.15 La tensión vertical (presión de contacto) entre una esfera y un semiespacio elástico, la formación de un contacto con radio a .

Figura 2.16 Superficie real

Figura 2.17 Superficie geométrica

Figura 2.18 Perfil real

Figura 2.19 Rugosidad con longitud de evaluación.

Figura 2.20 Rugosidad con representación media de los mínimos.

Figura 2.21 Línea media aritmética

Figura 2.22 Cresta local del perfil

Figura 2.23 Valle local del perfil

Figura 2.24 Cresta del perfil

Figura 2.25 Valle del perfil.

CAPITULO 3 METODOLOGÍA DEL DISEÑO DE LA SUPERFICIE GECKO

Figura 3.1 Geometría punta cilíndrica, borde redondeado y punta clavo, respectivamente.

Figura 3.2 Tipos de contacto

Figura 3.3 Contacto esfera-plano

Figura 3.4 Modelo de Setae.

Figura 3.5 Contacto esfera-esfera de acuerdo a Hertz.

Figura 3.6 Diferentes arreglos espaciales.

Figura 3.7 Esquema de un número largo de fibras.

Figura 3.8 Longitud crítica de la fibra.

CAPITULO 4 RESULTADOS

Figura 4.1 Cadena molecular del Polidimetilsiloxano

Figura 4.2 Cadena molecular del TPU.

Figura 4.3 Cadena molecular del PVC.

Figura 4.4 Modelo punta plana cilíndrica

Figura 4.5 Gráfica del modelo punta plana cilíndrica respecto a los tres materiales.

Figura 4.6 Modelo punta redonda.

Figura 4.7 Gráfica del modelo punta redonda respecto a los tres materiales

Figura 4.8 Modelo punta clavo

Figura 4.9 Gráfica del modelo punta clavo respecto a los tres materiales.

Figura 4.10 Comparación gráfica del Silicón y TPU respecto a las tres formas.

Figura 4.11 Prototipo de urocondon femenino

LISTA DE TABLAS

CAPITULO 3 METODOLOGÍA DEL DISEÑO DE LA SUPERFICIE GECKO

Tabla 3.1 Relación de radios de las puntas

CAPITULO 4 RESULTADOS

Tabla 4.1 Propiedades químicas del Polidimetilsiloxano

Tabla 4.2 Propiedades químicas del TPU

Tabla 4.3 Propiedades químicas del PVC.

Tabla 4.4 Propiedades químicas del tejido epitelial

Tabla 4.5 Propiedades mecánicas de los materiales.

Tabla 4.6 Resultados de la fuerza de adhesión del modelo plano cilíndrico

Tabla 4.7 Resultados de la fuerza de adhesión del modelo punta redonda

Tabla 4.8 Resultados de la fuerza de adhesión del modelo punta clavo.

RESUMEN

En este trabajo se muestran las bases y características para la fabricación y desarrollo de una sonda vesical externa, para reducir problemas de daño al tracto uretral típicos en los catéteres uretrales que se utilizan en el área de la medicina actualmente, además de reducir la adhesión de bacterias en la superficie de la sonda.

Se propone disminuir los daños al tracto uretral, diseñando una superficie adhesiva al tejido epitelial de la periferia del orificio uretral externo. Para esto, se analiza las fuerzas de interacción de Van der Waals, imitando el comportamiento y morfología de las patas de la lagartijas gecko.

Se realiza distintas pruebas de las fuerzas adhesivas entre el tejido epitelial y distintos tipos de materiales biocompatibles como; el silicón, TPU, PVC e hidrogel de plata. Posteriormente se realiza un estudio de las distintas formas que puede adquirir las estructuras que imitaran a las setas de la lagartija gecko en nuestro material adhesivo. Se hace una variación en cuanto a la forma que tendrá la punta de la setae, las cuales pueden ser; con borde redondeado, punta plana y punta en forma de clavo. A su vez también se analiza el comportamiento adhesivo variando el radio de cada una de las formas.

Una vez seleccionado la forma y el material, se procede a calcular el radio y la longitud óptima para lograr que el dispositivo permanezca adherido al tejido epitelial de la zona perimetral de la uretra.

OBJETIVO

Diseñar una sonda vesical externa autoconformable a la abertura uretral que permita la salida de orina, que evite la adhesión de bacterias y esfuerzos de contacto.

INTRODUCCIÓN

En México, la industria de dispositivos médicos está compuesta principalmente por pequeñas y medianas empresas y, si bien ha mostrado un desempeño exitoso en proceso de manufactura y ensamble, ésta es aun relativamente joven. Tiene potencial para desarrollar cuadros tecnológicos más avanzados y con mayor nivel de integración en la cadena productiva. [1]

Se estima que en 2012 la producción del sector de dispositivos médicos alcanzó un monto de 10,598 mdd y se prevé que para el 2020 la producción de dispositivos médicos alcance un total de 19,039 mdd. En 2012, de las exportaciones de dispositivos médicos, el 74% pertenece al grupo de instrumentos y aparatos de medicina, cirugía, odontología o veterinaria. Entre éstos, los principales productos son catéteres intravenosos, pinzas y tijeras de operación, sondas vesicales, agujas, engrapadoras de piel, material desechable de uso médico, bisturís, lancetas, equipos de plásticos, cánulas y estuches de cirugía o disección, entre otros. [2, 3]

Las principales tendencias sociales que se presentan en los próximos años son el aumento de la población y su envejecimiento. El incremento en la edad de la población mundial traerá como consecuencia un aumento en las enfermedades, por lo que las intervenciones quirúrgicas y el internamiento de pacientes por tiempos prolongados serán necesarios. [1]

Se estima que entre el 15% y el 25% de los pacientes hospitalizados son portadores de sonda urinaria en algún momento de su estancia hospitalaria. Lo que nos lleva al segundo estudio el cual determina que la forma más común de adquirir una infección nosocomial son a través de procedimientos invasivos realizados a los pacientes, como son: Intervenciones quirúrgicas, tratamientos intravenosos, intubación respiratoria y cateterismos (vasculares o vesicales). [4]

La infección urinaria asociada a catéter (IUAC) es la causa más común de infección asociada al cuidado de la salud, ocupado hasta el 30% de las infecciones adquiridas en el hospital. La tasa de adquisición de nueva infección es cerca al 3-7% por día cuando se usan catéteres permanentes. La IUAC se encuentra asociada con morbilidad (bacteremias 1%), mortalidad (13% de quienes desarrollan bacteremia), aumento de días de estancia y costos hospitalarios, siendo estimado un sobre costo cercano a los 590 dólares por infección. [4]

Los potenciales efectos nocivos de la bacteriuria de la sonda permanente están relacionadas con; tiempo de permanencia de la sonda; localización del catéter o sonda (uretra, vejiga, riñón); material que compone el catéter (látex, silicona, etc.); tipo de bacteria infectante y sus mecanismos patogénicos específicos, entre otros. La valoración de todos los factores mencionados permite estrategias de prevención de los episodios sépticos relacionados con la sonda permanente, estrategias que puede ser individualizada para mayor eficacia. [5]

Sin embargo el problema de las infecciones hospitalarias persiste a pesar de los avances en el conocimiento sobre su diagnóstico, fisiopatología y tratamiento. Se estima su incidencia en un 10% de los ingresos hospitalarios. Por lo que, la innovación jugará un papel trascendental en el sector, permitiendo que a través de convergencias entre la medicina y nuevas tecnologías en el área de bioingeniería, mecatrónica y electrónica, entre otras, se incremente el acceso de un mayor porcentaje de la población a los servicios de salud y dispositivos médicos, lo que ocasionará, a su vez, un incremento en la demanda de estos servicios. [1, 4]

Facilidad de uso, el desgaste y la comodidad del paciente son sólo algunas de las preocupaciones acerca de los dispositivos para sondaje vesical. La reducción de los diversos traumas físicos que representa un sondaje específicamente femenino, tales como; daños estructurales al tracto urinario, creación de una falsa vía, daño al esfínter, entre otras, son los principales motivos de la presente investigación.

Es así como se pretende el diseño de una sonda vesical externa, como un tipo de urocondon femenino, el cual reducirá significativamente los daños al tracto urinario. Pero para el diseño de un dispositivo externo que soporte la presión de salida de la orina y el peso del catéter sin caerse o desconectarse del orificio uretral se estudiara el mecanismo de adhesión de la lagartija gecko, la cual, tiene propiedades adhesivas sorprendentes en cualquier tipo de superficie.

i. REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

- [1] M. Sandoval, M. Carreón , D. Ortiz y J. Morena, «PROMEXICO,» *Revista Mapa de rutas de dispositivos médicos.*, 2011.
- [2] INEGI, «Global Insight,» *Revista ProMéxico.*
- [3] P. Hernández de Toledo, «La industria de dispositivos médicos 2012,» *Revista ProMéxico*, 2013.
- [4] D. J. Diego Mejorada, D. T. Salazar Cordero y D. G. U. Valencia Pérez, «Prevención, diagnóstico y tratamiento de la infección urinaria asociada a sonda vesical en la mujer,» Centro Nacional de Excelencia Tecnológica en Salud, México, D.F., 2010.
- [5] R. Vela Navarrete, F. Soriano, C. González Enguita, L. Ponte, C. López, C. Martín Vivas y F. Susanibar, «Infecciones del aparato urinario motivadas por la sonda permanente. Historia natural, mecanismos infectivos y estrategias de

prevención. Una revisión de conjunto basada en nuestra experiencia clínica e investigaciones.» *Cátedra y Servicio de Urología.*

CAPÍTULO I

ESTADO DEL ARTE

1.1 INTRODUCCIÓN

En el estudio de los fenómenos que ocurren cuando dos superficies interactúan, interviene la tribología cuya palabra se deriva del griego *tribos* que significa fricción, por la cual su traducción literal sería “la ciencia de la fricción”. Aunque los diccionarios la definen como la ciencia y la tecnología de interacción de superficies en movimiento relativo y de prácticas y temas relacionados.

Las interacciones de superficie en una interfaz tribológica son muy complejas en cuanto a su comprensión, por lo tanto se requerirá de conocimientos de varias disciplinas como la física, química, las matemáticas aplicadas, mecánica de sólidos y líquidos, mecánica, lubricación, etc. [1]

En CENIDET se han llevado a cabo investigaciones relacionadas con modificación superficial de los materiales, que van desde piezas industriales, hasta prótesis ortopédicas. Una de las líneas de investigación, que se realiza en el área de Tribología y Biomecánica de éste mismo centro, se enfoca al estudio de la habilidad para escalar de las lagartijas Gecko, habilidad que ha quedado libre de secretos, puesto que diversas investigaciones demuestran que las Fuerzas de Van der Waals son las causantes de dicha capacidad.

La existencia de diversas patentes que imitan la morfología y propiedades adhesivas de las patas de las lagartijas Gecko, nos permitirá diseñar un dispositivo de sondaje externo femenino que sea capaz de autoconformarse a la anatomía de la vulva y tengan las mismas bondades adhesivas de los geckos.

1.2 SUPERFICIES ADHESIVAS

La capacidad de subir superficies verticales de la lagartija Gecko, es una habilidad que realmente sorprende a los científicos pues es algo que está fuera de la intuición. Todo está en las patas de estos animalitos. Si hiciéramos un zoom en ellas (figura 1.1), veríamos que tiene pequeñas vellosidades, y si nos acercamos aún más, veremos vellosidades aún más pequeñas (figura 1.2), llamadas setaes. [2]



Figura 1.1 Fotografía de la pata de la lagartija Gecko.

En las imágenes se puede apreciar las microvellosidades presentes en la patas del Gecko. Éstas son las responsables de que puedan aferrarse a superficies verticales y caminar por ellas. Como son miles y miles de vellos los que hacen contacto con la superficie, las fuerzas de Van de Waals aumentan mucho, lo que es una de las principales causas de la fuerza de adhesión a la superficie. Dichas fibrillas (setaes) tiene aprox. $110 \mu\text{m}$ de longitud y $5 \mu\text{m}$ de ancho a su vez cada espátula mide $200\text{-}500 \text{ nm}$ de ancho y cerca de 5 nm de espesor. [2, 3]

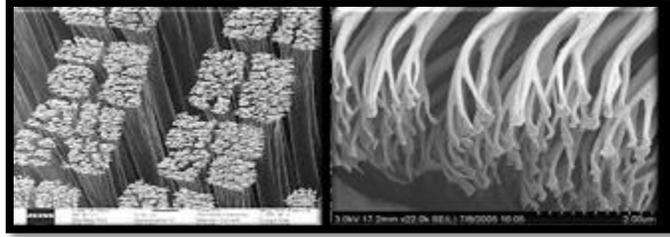


Figura 1.2. Velloosidades en las patas de la lagartija Gecko.

Sin embargo podemos observar que las lagartijas pueden separar la patas de la superficie y movilizarse rápidamente. Esto es debido a que los geckos arrastran la superficie de sus patas en una dirección definida a la superficie, provocando que los pelos se acoplen y se pueda producir la fuerza de adhesión. De la misma manera, al arrastrar la pata en la dirección contraria, se desacoplan los vellos y la fuerza de adhesión se anula completamente permitiendo mover fácilmente la pata. [2]

Existe una necesidad médica importante para adhesivos de polímeros biocompatibles que pueden adaptarse o recuperarse de diversas deformaciones mecánicas sin dejar de ser fuertemente unida al tejido subyacente. Nos acercamos a este problema mediante el uso de polímeros y la modificación de la superficie para imitar la nanotopografía de los pies gecko, que permite la unión a superficies verticales. La traducción de adhesivos gecko-inspirado existente para aplicaciones médicas es compleja, como múltiples parámetros deben ser optimizados, incluyendo: biocompatibilidad, la biodegradación, una fuerte unión adhesiva de tejido, así como el cumplimiento y conformabilidad a superficies de tejidos. Lo ideal sería que estos adhesivos también tendrían la capacidad de administrar fármacos o factores de crecimiento para promover la curación. [4]

En el año 2000, Autumn publicó su trabajo midiendo la adhesión de una sola seta del gecko, sugiriendo que las fuerzas de Van der Waals eran dominantes, lo cual permitía a los geckos escalar. Poco después Autumn demostró que las fuerzas de Van der Waals y una geometría única eran las reponsables de la adhesión. Sitti y

Fearing crearon el primer adhesivo fibrilar sintético de goma de silicona en el mismo año. Posteriormente Huber y Sun mostraron evidencia que sugiere que las fuerzas capilares de capas de agua en las superficies ambientales juegan un papel significativo en la adhesión fibrilar. Peerson, Crosby e Hui han investigado la naturaleza del potente atrapamiento de la superficie modelada y fibrilar, que han demostrado que aumenta la adherencia y la resistencia de las interfaces. Por su parte Arzt ha investigado los efectos de la escala y la forma de las fibrillas naturales adhesivas, concluyendo que la forma de la punta adquiere me importancia conforme la escala sea menor. [5]

Es así como el moldeado de superficies, con un gran número regular caracteres de micro a nanoescala, son de creciente interés científico debido a sus propiedades de adherencia mejoradas. Inspirado por las almohadillas de las lagartijas, teóricos modelos de contactos y de fractura mecánica se han establecido actualmente para la adhesión fibrilar. Primeros análogos artificiales se produjeron como una prueba de principio, con resultados mixtos en cuanto a rendimiento de adhesión. Para avanzar en el tema y proporcionar una base racional para la creación de superficies superiores, se requieren estudios sistemáticos de los diferentes parámetros. Hasta el momento, principalmente los efectos del tamaño de fibrillas, para una forma de la punta de punzón plana constante, se han investigado en detalle. En ese estudio, el principio de la división de contacto, el cual favorece un gran número de contactos más pequeñas por encima de un pequeño número de las más grandes, fue validado. [6]

Pero para poder estudiar la adhesión entre dos materiales es necesario saber que es la energía superficial ya que influye de una manera importante en todo lo que se analizara.

La energía de superficie es una propiedad de los materiales, se refiere a la energía de los átomos situados sobre la superficie libre [7]. La energía de superficie (γ) se define como el trabajo reversible necesario para crear un área unitaria de superficie, bajo condiciones de temperatura o volumen constante.

La energía superficial cuantifica la ruptura de los enlaces intermoleculares que se producen cuando se crea una superficie. En la física de los sólidos, las superficies deben ser intrínsecamente menos energéticamente favorable que el grueso de un material, de lo contrario habría una fuerza motriz para las superficies a ser creado, la eliminación de la mayor parte del material. Por consiguiente, la energía superficial puede ser definida como el exceso de energía en la superficie de un material en comparación con el grueso.

La energía superficial se define como la suma de todas las fuerzas intermoleculares que se encuentran en la superficie de un material.

Dentro de las fuerzas moleculares podemos analizar las fuerzas de van der Waals que son llamadas así en honor a la contribución de Johannes Diderik van der Waals en el campo de la ecuación de estado para gases y líquidos. En su famosa tesis doctoral *Over de continueit van den Gas.*, (En la continuidad del gas y el estado líquido) él demostró la necesidad de tomar dentro de tener en cuenta los volúmenes finitos de la moléculas de gas , así como la fuerzas intermoleculares para establecer la relación entre la presión , el volumen , y temperatura de los gases y líquidos . Estas fuerzas intermoleculares pueden ser entendidas fácilmente sobre la base de la electrostática si al menos una de las moléculas lleva un dipolo momento. Para explicar por qué incluso las moléculas no polares son capaces de atraer a los demás -que es obvio a partir del hecho de que los gases de tales moléculas hacen condensan para líquidos cuando se enfría a temperaturas suficientemente bajas - es más complejo y requiere la aplicación de la teoría cuántica.

Fuerzas de Van der Waals son de importancia universal, ya que existen entre cualquier combinación de moléculas y superficies. Por lo tanto, esencialmente cualquier libro de texto de tratar con fenómenos de superficie contendrá una sección sobre las fuerzas de van der Waals.

Para determinar las fuerzas de Van der Waals se necesitan conocer tres interacciones que se encuentran presentes en la molécula las cuales son la interacción de Keesom, interacción de Debye y la dispersión de London.

Las interacciones electrostáticas entre las cargas (en el caso de iones moleculares), dipolos (en el caso de moléculas sin centro de inversión), cuádruplos (todas las moléculas con simetría menor a la cúbica), y en general entre multipolos permanentes). Y a estas interacciones se conocen como interacciones de Keesom en honor a Willem Hendrik Keesom. Estudió física en la Universidad de Ámsterdam desde 1894 y se doctoró en 1904 dirigido por el Prof. Van der Waals. Participo en trabajos de licuefacción del helio y en 1926 inventó un método para solidificarlo. En ese mismo año sucedió a su maestro en la dirección del laboratorio y fue profesor de física experimental en Leiden. Se especializó en física de bajas temperaturas. Desarrolló la primera descripción matemática de las interacciones dipolo-dipolo en 1921. [8]

La siguiente interacción se da cuando una molécula polar con un momento dipolar μ_1 puede inducir en una molécula polarizable (la cual puede ser tanto polar como apolar) un dipolo inducido μ_2 . El dipolo inducido interacciona con el dipolo permanente de la primera molécula, y las dos son atraídas entre sí. Esta fuerza se denomina a veces fuerza de Debye, en honor del fisico-químico holandés Peter J.W. Debye (1884-1966).

Y Las fuerzas de dispersión de London, denominadas así en honor al físico germano-americano Fritz London, son fuerzas intermoleculares débiles que surgen de fuerzas interactivas entre multipolos temporales en moléculas sin momento multipolo permanente. Las fuerzas de dispersión de London también son conocidas como fuerzas de dispersión, fuerzas de London o fuerzas dipolo-dipolo inducido.

Obteniendo estas fuerzas nosotros podemos determinar lo que es la constante de Hamaker y posteriormente la energía superficial de nuestra superficie.

En un destacado estudio hecho por A. del Campo y C. Greiner, arreglos pilares con diferentes geometrías terminales (punta cóncava, punta plana, borde redondeado, y punta en forma de clavo) fueron obtenidos por combinación de moldeo suave utilizando precursores de impresión elastoméricos (figura 1.3). Las dimensiones de las estructuras fabricadas de Silicón, oscilan de $R=2.5$ a 25 micras de radio y $h=5$ a 50 micras de alto. En todas las estructuras se establece la relación de aspecto $\lambda=1$ para permitir que sea una válida comparación de los resultados. El experimento consistía en presionar una esfera de zafiro con un diámetro de 5mm contra la muestra moldeada y retirada a una velocidad constante. La flexión del muelle durante el contacto fue monitoreada vía laser, lo que permitió medir los esfuerzos. [6]

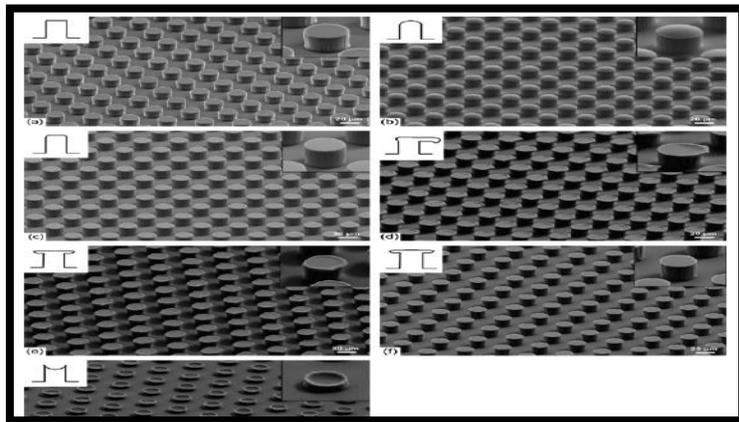


Figura 1.3. Arreglos pilares con diferentes geometrías terminales.

La fuerza de retiro aumento para todas las superficies moldeadas a excepción de las puntas cóncavas, que presentaron una muy baja adherencia. Las superficies moldeadas con puntas plana, esférica y clavo mostraron un incremento de la fuerza de retiro por el decremento del radio de pilar a cualquier precarga.

Sus resultados muestran claramente que la forma de contacto influye fuertemente en el comportamiento de la adhesión. Para radios dados, los pilares con geometría

plana tienen significativamente mayor fuerza de despegue, lo que sugiere que un anillo o espátula en la parte superior del pilar favorece la adhesión. Esta adhesión es comparable con la de los geckos, debido a que el material es aproximadamente tan suave como las almohadillas de las patas de los geckos.

En otra atribución importante se experimenta a cerca del roll jerárquico en la estructura de la superficie adhesiva usando la combinación de dos pasos fotolitográficos. Fueron obtenidos dos niveles de superficies estructurales con diferente dimensión y sus propiedades de adherencia fueron caracterizadas y comparadas con las de un solo nivel. [9]

Contrario a lo que se pueda esperar no se encontró una mejora con la dicha modificación cuando se comparó con las de un solo nivel de pilares, esto se debió a que la base de pilar tiene cierto diámetro y los pilares de la segunda planta, lo cuales hacen contacto íntimo con la superficie resultaron tener una estructura jerárquica muy baja, es decir que la densidad de estructuras era menor en comparación con las base, lo cual reduce la adhesión significativamente.

En el 2008 Shaohua Chen realizó una investigación en la cual se determina que la distribución geométrica de las fibrillas, no afecta directamente a la fuerza de adhesión de los pilares, es decir, que no es un factor significativo la forma en que se acomodan sobre su base. Lo que sí se demuestra es que la distancia de separación entre punta y punta de cada fibra es la que realmente afecta a la adherencia. [10]

1.3 DISPOSITIVO DE ORINA EXTERNO FEMENINO

De acuerdo a una encuesta realizada entre enero 2013 y abril 2014 a 565 mujeres, el 85% de las mujeres asegura que jamás se sienta en el inodoro. A su vez, el 90% considera que los baños públicos que frecuenta no están limpios y un 70% prefiere aguantarse a utilizar estos baños; mientras que el 95% dice que la

postura adoptada al no sentarse en el inodoro le resulta complicada y molesta dificultando el vaciamiento de la vejiga.

Por otro lado la incontinencia urinaria (IU), la pérdida involuntaria de orina, se estima que afecta aproximadamente a una de cada tres mujeres adultas. Debido a factores tales como el embarazo y el parto, la menopausia y la estructura de las vías urinarias femeninas. IU también puede surgir de tales causas como lesiones neurológicas, defectos de nacimiento, accidente cerebrovascular, esclerosis múltiple, y debido a los problemas físicos asociados con el envejecimiento y el sobrepeso. Algunas mujeres que sufren de IU pierden unas gotas de orina durante actividades como correr o toser, mientras que otros pueden sentir un fuerte impulso repentino de orinar justo antes de perder una gran cantidad de orina. Para algunas mujeres que sufren de IU, el riesgo de la vergüenza pública puede evitar que se disfrute de actividades con los amigos y la familia.

Ante esta situación, el mundo femenino tiene nuevos aliados. Actualmente se han desarrollado diversos modelos de dispositivos desechables que permiten a la mujer orinar de pie. También se hacen diseños semipermanentes para mujeres que sufren de incontinencia o la imposibilidad de ir al baño.

A continuación se presentan los diseños más representativos de patentes, que enfocan su atención en dar solución al problema femenino para orinar ya sea para evitar infecciones o por problemas de incontinencia.

El dispositivo (ver figura 1.4) es una especie de cono que la mujer sujeta mientras orina en posición vertical. Comprende dos paneles opuestos superiores 1100 y dos en contra paneles inferiores del panel superior 1200. El 1100 se define por una longitudinal superior.

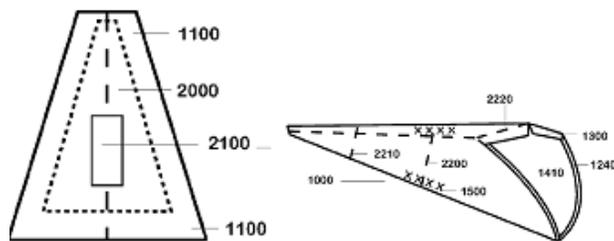


Figura 1.4. Vista frontal y lateral del dispositivo US2013/0239311A1.

Estos paneles 1100, 1200 se pueden hacer de cualquier material resistente al agua que sea flexible, tal como papel, cartón, plástico y similares. Alternativamente, las superficies interiores o ambas superficies interiores y exteriores de los paneles 1100, 1200 se pueden recubrir con una capa delgada, recubrimiento resistente al agua, epoxi o resina sintética para evitar que la orine que pasa a través del dispositivo se escape a través de los paneles 1100,1200.

Cada uno de los dos paneles opuestos inferior 1200 tiene un primer extremo 1220 y un segundo extremo 1240. Preferiblemente, el segundo extremo 1240 es cóncavo y cubierto con papel no abrasivo o cera para proporcionar un ajuste cómodo y contorneado apretado alrededor de la vulva de la mujer Cuando el dispositivo se mantiene en su lugar durante el uso.[11]

La siguiente invención (ver figura 1.5) es un catéter intralabial con una parte de cabeza con un borde de configuración generalmente ovalado para acoplarse a la uretra y el tejido blando alrededor de la misma para la prevención de fugas. Generalmente una porción en forma de embudo como depósito se extiende de la cabeza.[12]

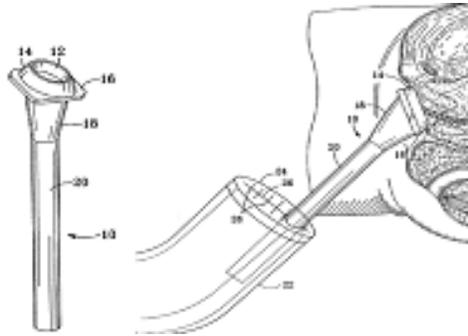


Figura 1.5 Dispositivo de patente US2001/0041882A1

Los siguientes dispositivos son semipermanentes, es decir, que pueden ser usados por lapsos prolongados de tiempo por la mujer, su uso está enfocado a pacientes con incontinencia o dificultades para poder ir al baño.

El dispositivo de la figura 1.6 se fija en su lugar fácilmente como un tampón y permanece oculto debajo de la ropa del paciente de una manera superior a los pañales y almohadillas. El tubo de drenaje 140 permite al paciente para vaciar selectivamente el cuerpo del depósito. [13]

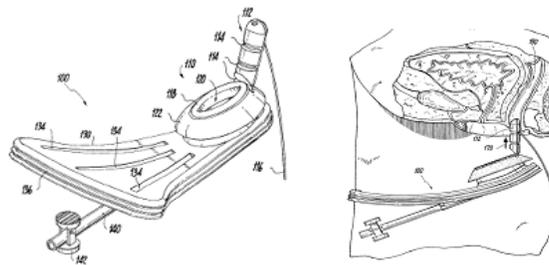


Figura 1.6 Dispositivo de Patente US6592560

La porción 112 se inserta en la abertura vaginal para asegurar el dispositivo en el lugar, el borde 118 define una entrada 120, que está configurada para acoplarse de fija a la uretra de la paciente.

El siguiente diseño (ver figura 1.7) al igual que el anterior cuenta con una especie de tampón que se acopla dentro de la vagina para asegurarlo, la diferencia está en el diseño del recipiente que va a la uretra. [14]

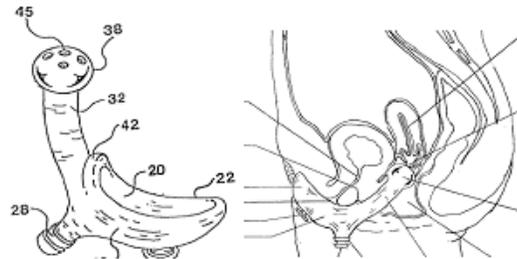


Figura 1.7 Dispositivo de Patente US6428521

Otro tipo de diseño que resalta por su originalidad es el que se presenta en la figura 1.8, presenta un contenedor general 10, dicho contenedor incluye una copa interna con sección de cuerpo 12. La copa 12 es completamente encapsulada dentro del contenedor general. [15]

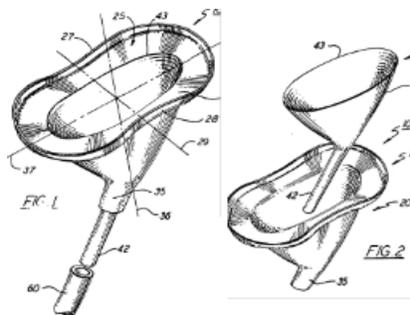


Figura 1.8. Dispositivo de Patente US4771484

En base a los trabajos mencionados se pretende realizar el diseño de una sonda vesical externa, que incorpore las características adhesivas de una superficie

gecko inspirada. Mejorando la versión de cada uno de los diseños que puedan existir debido a su fácil colocación, su durabilidad y comodidad de uso por lapsos prolongados.

1.4. REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] B. Bhushan, Introduction to Tribology, Estados Unidos de América: John Wiley & sons, 2002.
- [2] R. Aguilar Villaseca, «Deafíos de la Ingeniería».
- [3] J. Tian, J. Wan , N. Pesika y M. Zhou, «Puente a macroescala entre los nano contactos a la adhesión gecko, deslizando su piel laminar suave apoyada de una variedad de setas,» *Scientific Reports*, 2013.
- [4] A. Mahdavi, L. Ferreira y C. Sundback, «A biodegradable and biocompatible gecko-inspired tissue adhesive,» *APPLIED BIOLOGICAL Applied Biological Sciencies*, 2008.
- [5] M. Sitti , M. Murphy y B. Aksak, « Dry adhesive and methods of making dry adhesive». Estados Unidos Patente US 2013/0251937 A1, 26 Septiembre 2013.
- [6] A. del Campo , C. Greiner y E. Arzt, «Contact Shape Controls Adhesión Of Bionspired Fibrillar Surface,» *Max Planck Intitute for Metals Research*, 2007.
- [7] F. Bowden y D. Tabor, The Friction and Lubrication of Solids part I, London: Clarendon Press.
- [8] W. H. Keesoom, Biographies, Real Academia de Ciencias de los Paises Bajos, 1876-1956.

- [9] C. Greiner y A. del Campo , «Hierchical Gecko like Adhesives,» *Advanced Materials*, 2009.
- [10] S. Chen y A. Kah Soh, «Tuning the geometrical parameters of biomimetic fibrillar structures to anhave adhesion,» *Journal of The Royal Society Interface*, 2008.
- [11] Vincen Valentin, "Famale urination device with a retractable tip", Brooklyn NY, Mayo 8 del 2013, Patente No. US2013/0239311A1.
- [12] B. Brink Gilbert, "Famale Urinary Device", Alhambra CA, US, Noviembre 15, 2001, Patente US2001/0041882A1.
- [13] R. Snyder Daniel, "Urine retention and collection devices for incontinent woman", Brandford US, Enero 25, 2001, Patente No. US 6592560 B2
- [14] R. Droll Kenneth, "Famale external catheter device", US, Agosto 29, 2001, Patente No. US642521B1.
- [15] M. Mozell Maxwell, "Womens urine conducting apparatus", Brookhill N.Y., Octubre 10, 1986, Patente No. 4,771,484.

CAPITULO II

TEORÍA BÁSICA

2.1. INTRODUCCIÓN

En el siguiente apartado se hablara de los diferentes conceptos que se relacionan con el proyecto. Ya que éste tiene la finalidad de establecer las bases para el diseño de una sonda vesical externa específicamente de uso femenino que se adhiera perfectamente al tejido que recubre al orificio de la uretra.

Para el diseño de esta superficie se tienen que estudiar y analizar diversos factores como son la energía superficial del material a utilizar ya que este, es un factor importante para que presente un alta adhesión que al mismo tiempo está relacionado con las fuerzas intermoleculares llamadas las interacciones de van der Waals.

2.2. CATETERISMO O SONDAJE VESICAL

El cateterismo o sondaje vesical es la colocación aséptica de una sonda. Es un procedimiento invasivo frecuente en los ingresos hospitalarios, puesto que se realiza en un 10-15% de éstos. El catéter urinario es un tubo delgado y flexible que se coloca en la vejiga para drenar la orina, consta básicamente de tres partes; la punta, el cuerpo y la bolsa, como se puede apreciar en la figura 2.1. [1]

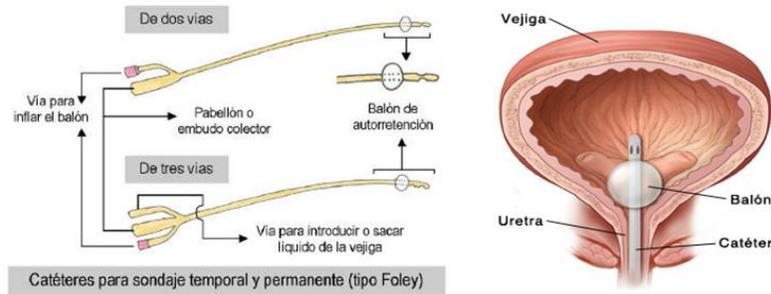


Figura 2.1. Izquierda ejemplo de sonda tipo Foley. Derecha demostración de la función del balón

Las indicaciones precisas de la aplicación de una sonda uretral son para aquellos pacientes que presenten; retención aguda de orina, necesidad de medición del gasto urinario en forma continua, procedimientos quirúrgicos, pacientes que requieran inmovilidad prolongada y por último aquellos que presenten incontinencia urinaria. [2]

El procedimiento para colocar una sonda vesical en mujeres consiste en los siguientes puntos; [1]

- Explicar al paciente la técnica a realizar.
- Colocar a la paciente en posición ginecológica.
- Lavado en genitales externos del paciente, incluyendo el interior de los labios mayores.
- Separar los labios mayores para exponer el meato o uretra, con los dedos índice y pulgar de la mano no dominante, proceder a realizar la limpieza, con movimientos descendentes, desechando la torunda después de cada pasada.
- Lubricar la sonda desde la punta hasta una distancia de 2.5 a 5 cm e introducirla hasta que drene la orina.

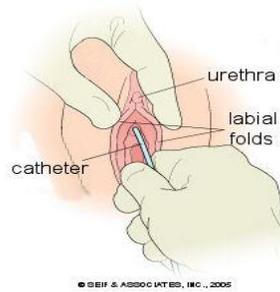


Figura 2.2. Inserción de una sonda vesical.

Los catéteres están hechos con biomateriales poliméricos que pueden ser naturales (látex) o sintéticos (cloruro de polivinilo, teflón, silicona u otros plásticos más modernos) [1]:

- Látex:

Ventajas: Blando y maleable.

Inconvenientes: incrustación rápida; toxicidad local (estenosis). Alto grado de adherencia bacteriana.

Duración: Hasta 45 días.

- Silicona:

Ventajas: Más adecuada para el sondaje permanente por ser más biocompatible (induce menor estenosis) y muy resistente a la incrustación.

Inconvenientes: Excesiva flexibilidad, que obliga a fabricar catéteres de paredes gruesas y con orificios de drenaje pequeños. Elevada permeabilidad, que produce el desinflado progresivo del balón de retención (posibilidad de pérdida de la sonda o de recambio precoz).

Duración: Pueden durar hasta 90 días.

- Cloruro de polivinilo (PVC):

Ventajas: Material más rígido, que permite proporciones diámetro externo/interno óptimo para un drenaje adecuado. Mejor tolerado que el látex.

Inconvenientes: No es apto para el uso a largo plazo por la rápida incrustación que presenta.

El calibre de la sonda se expresa según la escala francesa de Charrière (Ch), siendo un Ch equivalente a 0.33 mm. Miden la circunferencia externa. En la elección del calibre de la sonda se tendrá en cuenta que la uretra de la mujer oscila entre 24 a 30 Ch.

2.3. ORGANOS SEXUALES EXTERNOS FEMENINOS, RELACION ANATOMICA E HISTOLOGIA

El término vulva se refiere a los genitales externos de la mujer dentro de los cuales se encuentra el orificio uretral externo. Anterior a los orificios de la uretra y la vagina se encuentra el monte del pubis, una elevación de tejido adiposo cubierta por piel y vello púbico grueso que protege la sínfisis pubiana. Desde el monte del pubis, dos pliegues longitudinales de piel, los labios mayores, se extienden en dirección inferior y posterior. Los labios mayores están cubiertos por vello púbico y contienen abundante tejido adiposo, glándulas sebáceas (sebo) y glándulas sudoríparas apocrinas (sudor). [3]

En posición medial a los labios mayores hay dos pliegues de piel más pequeños llamados labios menores. A diferencia de los labios mayores, los labios menores no poseen vello púbico ni grasa y tienen sólo unas pocas glándulas sudoríparas, pero sí muchas glándulas sebáceas. [3]

El clítoris es una pequeña masa cilíndrica de tejido eréctil y nervios ubicada en la unión anterior de los labios menores. Una capa de piel llamada prepucio del clítoris se forma donde se unen los labios menores y cubre el cuerpo del clítoris. La región entre ambos labios menores es el vestíbulo de la vagina. Dentro de él se encuentra el himen, el orificio vaginal, el orificio uretral externo (meato urinario) y los orificios de los conductos de varias glándulas (figura 2.3). [3, 4]



Figura 2.3. Ubicación de los genitales externos femeninos.

El orificio vaginal, la apertura de la vagina hacia el exterior, ocupa la mayor parte del vestíbulo y se encuentra bordeada por el himen. Anterior al orificio vaginal y posterior al clítoris se encuentra el orificio uretral externo, la apertura de la uretra hacia el exterior. A cada lado de éste se encuentran las aperturas de los conductos de las glándulas parauretrales (de Skene). Estas glándulas secretoras de moco se alojan en las paredes de la uretra. A cada lado del orificio vaginal se encuentran las glándulas vestibulares mayores (de Bartholin) (figura 2.4), que se abren al exterior por sus conductos en un surco entre el himen y los labios menores. [3, 4]

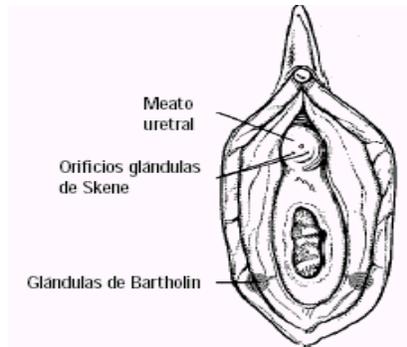


Figura 2.4. Glándulas parauretrales (Skene) y de Bartholin.

2.3.1 RELACION ANATOMICA DE LA VULVA.

Se investigó la relación anatómica entre la uretra y el tejido eréctil que lo rodea en mujeres de entre 18 a 27 años de edad, y revisamos la idoneidad de la actual nomenclatura utilizada para describir esta anatomía.

La anatomía macroscópica e histológica del perineo hembra humana (ver figura 2.5) es a menudo descrita en términos superficiales o comparativos. Típicamente, la anatomía perineal hembra humana se describe brevemente sólo en términos de sus diferencias con respecto a la anatomía masculina perineal. Con frecuencia, las descripciones de la oferta neurovascular a la zona perineal son escasos o inexistentes. La longitud de la vulva en promedio mide a lo largo 8 cm.[17]

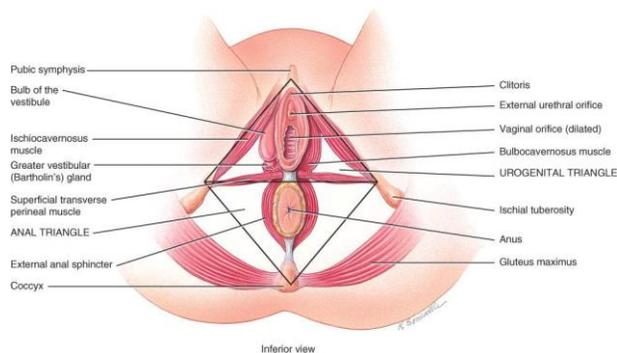


Figura 2.5 Delimitación de la zona del perineo femenino.

El clítoris es un complejo tri-planar con los cuerpos situada en el plano sagital mediana. Los bulbos entonces llenan parcial o totalmente el hueco entre los labios menores, el cuerpo lateral a la pared vaginal y la uretra. El cuerpo del clítoris es de 1 a 2 cm de ancho y de 2 a 4 cm de largo.[17]

La longitud lineal de la vagina tiene un rango relativamente grande (40.8 a 95 mm). Se observó que la anchura de la vagina varía a lo largo de su longitud. El diámetro transversal de la vagina es el más alto en el nivel de los fondos de saco vaginales (41.87 mm). El diámetro transversal luego disminuye progresivamente desde el cuello uterino (32,52 mm) a la flexura pélvica (27,97 mm), mediados inferior vagina (27,21 mm), a la parte más estrecha de la vagina a nivel del introito vaginal (26,15 mm).[18]

La longitud de los labios menores, se obtuvieron midiendo los labios menores completamente extendidos aplicando resistencia para remover cualquier pliegue que pudiera hacer parecer más pequeños los labios de lo que en realidad son. En promedio se estudiaron a 3665 participantes, quienes dieron un rango de entre 2 a 3 cm. Hay una diferencia entre labio menor derecho que es usualmente 1.86% más largo que el labio menor izquierdo. [19]

El vestíbulo vaginal está delimitado por los labios menores, dicho espacio que contiene a la uretra y a la vagina, tiene un ancho aproximado de 1 a 1.6 cm, una longitud que va del clítoris a la uretra de 1 a 1.5 cm y una longitud medida desde el meato uretral al borde superior de la vagina de 2 a 2.5 cm. [20]

2.3.2 HISTOLOGIA DE LA VULVA.

El epitelio es un tejido compuesto por células adyacentes sin sustancias intercelulares que las separen e incluye todas las membranas compuestas por células que recubren el exterior del organismo y las superficies internas. El epitelio

es avascular (no contiene vasos), pero todos los epitelios crecen sobre un tejido conectivo subyacente rico en vasos, del que lo separa una capa extracelular de sostén, la membrana basal.

En la superficie del organismo el epitelio constituye la epidermis que se continúa directamente con la capa epitelial que recubre todos los pasajes, que llevan a la superficie externa, es decir, el tubo digestivo, las vías respiratorias y las vías urogenitales. El epitelio recubre también las grandes cavidades internas del organismo, las cavidades pulmonares, la cavidad cardiaca y el abdomen, donde se denomina mesotelio.

Los epitelios varían mucho en su conformación, de acuerdo a las diversas funciones que debe cumplir. Se clasifican en distintos tipos sobre la base de la cantidad de capas celulares y la forma de las células de la capa superficial. [21]

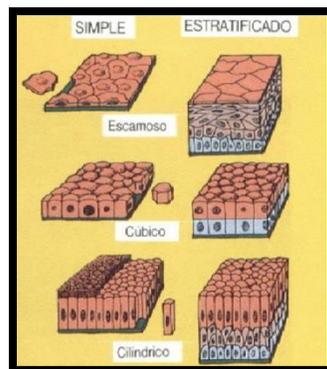


Figura 2.6 Clasificación del Epitelio

Los genitales externos femeninos tienen un revestimiento de epitelio estratificado plano. El monte de venus o de pubis está formado por tejido adiposo subcutáneo. Los labios mayores contienen una capa delgada de músculo liso que se parece al darto escrotal y una gran cantidad de tejido adiposo subcutáneo. Los labios menores en las células profundas del epitelio hay una gran cantidad del pigmento

melanina, debido a que en la superficie interna de los labios menores la epidermis no se queratiniza y se humedece con el líquido vaginal, exhibe una tersura y un color rosado semejantes a los de la mucosa. La separación manual de los labios menores permite ver el vestíbulo vaginal, que es el área flanqueada por los labios menores, al igual que la superficie interna de los labios menores, la del vestíbulo no está queratinizada. [5, 6]

2.4. ADHESIÓN

La adhesión es un fenómeno que se manifiesta cuando dos superficies se unen bajo la acción de una fuerza normal, o bajo fuerzas normal y cortante combinadas. La adhesión ocurre en el contacto sólido-sólido y cuando hay interpuesta una película de líquido entre ellos. La teoría de adhesión [7] establece que cuando las superficies se ponen en contacto y se les aplica carga, se forman uniones en los puntos de contacto causada por interacciones químicas y físicas.

Una interacción química involucra enlaces covalentes, iónicos o electrostáticos y enlaces metálicos. Una interacción física involucra enlaces de van der Waals. [7]

Asimismo, la adhesión es función de las propiedades de los materiales en contacto y condiciones de la interface tales como estructura cristalina, orientación cristalográfica, solubilidad de un material en otro, limpieza de la superficie, magnitud de la carga normal, temperatura, tiempo de duración del contacto y distancia de separación.

También se ve afectada por el área real de contacto, la cual es función de la carga normal y las rugosidades superficiales. Para que se genere fricción, los enlaces que se forman por la adhesión se deben romper, esto facilita el deslizamiento entre las superficies. A mayor fuerza de adhesión, se requiere mayor fuerza tangencial o combinada para iniciar el deslizamiento y viceversa. [7]

2.4.1 ADHESIÓN CONTACTO SÓLIDO-SÓLIDO

La proximidad de las asperezas resulta en una junta adhesiva causada por atracciones interatómicas. En un sentido amplio. La adhesión se considera que ya sea física o química en naturaleza. Una interacción química implica enlaces covalentes, enlaces iónicos o electrostáticos, y enlaces metálicos; y la interacción física implica los enlaces de hidrógeno y los enlaces de van der Waals como un resultado de fuerzas intermoleculares (fuerzas secundarias de atracciones). Los enlaces de hidrógeno y van der Waals son mucho más débiles que en la moléculas que se someten a la interacción química porque en enlaces secundarios, no hay intercambio de electrones. Las fuerzas de van der Waals están siempre presentes cuando dos asperezas están muy cerca. Para dos superficies solidas en contacto, el enlace interfacial debe ser más fuerte que la unión cohesiva en la cohesiva más débil de los dos materiales. En este caso, en separación de los dos sólidos, esto resulta en la transferencia cohesiva débil de material a la cohesiva más fuerte. El oro en contacto con una superficie de silicio de cristal único y durante la separación, otro transferido a la superficie de silicón. La adhesión es una función de pares de materiales y condiciones de interfaz tal como la estructura de cristal, orientación cristalográfica, solubilidad de un material dentro de otro, actividad química y separación de cargas, limpieza de superficies, carga normal, temperatura, duración de contacto (resto de tiempo o tiempo fijado), y relación de separación. [8]

Para la limpieza de superficies, libre de oxidación y otras películas de superficies y gases adsorbidos, se observa una adhesión significativa entre las superficies de metal; tales condiciones pueden ser alcanzadas debajo del ultra alto vacío. Las películas de superficies, tales como la fisioadsorbida, químiadsorbida y reacción química de las películas, y la contaminación en el ambiente, generalmente disminuye la adhesión de las dos superficies reactivas. Cuando se exponen al aire del ambiente, cada metal noble adsorbe oxígeno y vapor de agua; esta película

no debe ser más que unas pocas moléculas gruesas. Pequeñas cantidades de contaminantes deben ser mucho más efectivas en reducir la adhesión de algunos metales que de otros. Por ejemplo, una muy pequeña cantidad de oxígeno (tal vez lo suficiente para hacer una monocapa) puede producir una marcada reducción en la adhesión de hierro, mientras se requiere más oxígeno para producir una comparable reducción en la adhesión de cobre.

Las temperaturas afectan la fuerza adhesiva de un contacto. Para altas temperaturas, el ablandamiento de las superficies resulta en el mayor flujo, la ductilidad y un área real de contacto mayor que resulta en una fuerte adhesión. Altas temperaturas pueden también resultar en difusión a través de la interfaz. En un contacto metal-metal, altas temperaturas debe resultar en incremento de solubilidad, y en un contacto polimero-polimero, la interdifusión fortalece el contacto, que resulta en una adhesión fuerte. [8]

Si dos superficies son puestas juntas, porque de superficie rugosa, el área real de contacto es usualmente muy pequeña que el área geométrica. La adhesión es afectada por el área real de contacto, que es una función de carga normal, la superficie rugosa y las propiedades mecánicas. La fuerza de adhesión generalmente incrementa linealmente con un incremento en la normal de la carga. Los materiales con altas rugosidades, los módulos de elasticidad y/o dureza y carece de ductilidad exhibiendo baja área real de contacto, que conduce a una baja adhesión. Cualquier deformación viscoelástica o viscoplastica (fluencia) debajo de carga incrementaría el área real de contacto como una función de duración de contacto conduciendo a un aumento en adhesión. El área real de contacto puede también aumentar como un resultado de atracción interatómica (van der Waals o fuerzas de VDW) en el caso de un sólido suave, tal como un elastómero, que está en contacto con una superficie dura, ambos serían lisas de modo que la separación de aspereza está en el orden de niveles moleculares (1-10nm). El primer contacto ocurre en la punta de las asperezas. Éstos se dibujan más cerca como un resultado de las fuerzas de van der Waals, con una presión normal en el orden de 1 atm, cuando los contactos de la aspereza está separado

por 1-10nm. Este proceso continúa y debe resultar en una muy grande área de contacto a cargas no normales.

Este mecanismo es también particularmente responsable por el comportamiento de delgadas películas de polímeros, tal como la envoltura de película transparente. De acuerdo, a este mecanismo sería inoperante para pares de materiales duros y /o superficies rugosas.

Otra consideración en el área real del contacto es la recuperación elástica. Cuando una fuerza normal se disminuye desde dos superficies en íntimo contacto, el contacto se despegar parcialmente aparte por fuerzas elásticas en un proceso conocido como recuperación elástica. Un bajo modulo resultaría en una lenta recuperación elástica y viceversa. La ductilidad también juega un rol: Cuanto más grande la ductilidad, más grande la elongación de los contactos y, por lo tanto, recuperación elástica lenta. Además, los efectos de elasticidad y ductilidad el área real sobre el cual la adhesión ocurre y la influencia de la adhesión y la fricción. La recuperación elástica, a un gran grado, es responsable por la más baja adhesión de interfaces limpias que los valores teóricos.

Las fuerzas adhesivas significativamente incrementan si un desplazamiento de cortante (fuerza) es adicional además de la carga normal. Cuando una fuerza tangencial es aplicada a los especímenes metálicos cargados, hay un crecimiento en el área real de contacto por el plástico fluyendo bajo la influencia de la combinación normal y tangencial de tensión y alguna tendencia relativa a deslizarse para producir penetración de capas de superficies que de otra manera previene el contacto metal-a- metal. Cada metal duro es sometido a deslizamiento o torsión después de ser presionado puede exhibir alta adhesión. [8]

Ahora, se discuten diversas interacciones de la superficie que son responsables de la adhesión sólido-sólido.

2.5 ENLACES QUIMICOS

Es la fuerza que mantiene unidos a los átomos (enlace interatómico) para formar moléculas o formar sistemas cristalinos (iónicos, metálicos o covalentes) y moléculas (enlace intermolecular) para formar los estados condensados de la materia (sólido y líquido), dicha fuerza es de naturaleza electromagnética (eléctrica y magnética), predominante fuerza eléctrica.

2.5.1 ENLACE COVALENTE

El enlace covalente ocurre por compartir electrones de valencia entre dos átomos vecinos, los cuales pueden ser diferentes o idénticos. Las fuerzas de enlace covalente se consideran fuerzas atractivas de rango corto, es decir, operan en distancias de separación en el intervalo de 0.1-0.2nm. [9]

Cuando dos átomos comparten electrones para lograr la configuración electrónica de un gas noble, forman enlaces covalentes. Un par de electrones compartido es un enlace covalente siempre. A veces, dos átomos pueden compartir dos o tres pares de electrones de valencia para formar enlaces covalentes dobles o triples. Cuando los átomos se unen por enlaces covalentes, se forman moléculas, que son eléctricamente neutras y están constituidas por dos o más átomos del mismo elemento o de elementos diferentes. Los electrones compartidos en el enlace covalente se representan por medio de puntos o de rayas; cuando se hace esto, se tienen las fórmulas estructurales que muestran la disposición de los átomos en la molécula. En algunos casos, solo uno de los átomos que participan en el enlace proporciona el par de electrones; este tipo de enlace es un enlace covalente coordinado. [10]

2.5.1.1 POLARIDAD DE LOS ENLACES COVALENTES Y DE LAS MOLÉCULAS

Si se unen átomos iguales mediante un enlace covalente, los electrones de enlace se comparten por igual (están a igual distancia de ambos núcleos) y el enlace será no polar, esto ocurre en las moléculas de hidrógeno, H_2 ; cloro, Cl_2 ; oxígeno, O_2 y similares. Estas moléculas son no polares. Cuando el enlace se produce entre átomos diferentes, los electrones se comparten en forma desigual (se encuentran más cerca del núcleo del átomo más electronegativo) y el enlace es polar; es el caso de moléculas como el agua, H_2O , y cloruro de hidrógeno, HCl .

El grado de polaridad de un enlace entre dos átomos cualesquiera se puede determinar consultando las electronegatividades, de acuerdo con sus posiciones en la tabla periódica. Además de la polaridad de sus enlaces, la configuración espacial de la molécula determina si esta es polar o no polar. [10]

2.5.2 ENLACE IONICO

La transferencia de uno o más electrones de valencia entre átomos, denominada ionización, produce iones con carga positiva y con carga negativa: cationes y aniones respectivamente. Esta transferencia de electrones ocurre porque los átomos de ciertos elementos, como los de los grupos 1A y 2A, tienden a ceder sus electrones en presencia de los átomos de otros elementos, como los de los grupos 6A y 7A, tienden a aceptarlos; al ocurrir la transferencia de electrones, los átomos adquieren una configuración electrónica estable como la de un gas noble. [10]

La atracción entre un anión y un catión constituye un enlace iónico. Una sustancia con enlaces iónicos es un compuesto iónico; casi todos son sólidos cristalinos a temperatura ambiente. La transferencia de uno o más electrones de valencia de

un átomo a otro, convierte los átomos neutrales en átomos cargados positiva o negativamente. Las fuerzas electrostáticas de atracción entre cationes y aniones producen estructuras poli atómicas. [9]

2.5.3 ENLACE METÁLICO

En metales, los átomos se encuentran empaquetados en una ordenación sistemática o estructura cristalina. En esta estructura los átomos están tan juntos que sus electrones externos de valencia son atraídos por los núcleos de sus numerosos vecinos. Los electrones de valencia no están asociados a núcleo particular alguno y, de esta manera es posible que se extiendan entre los átomos en forma de una nube electrónica de carga de baja densidad. Para el enlace metálico no hay restricciones sobre pares electrónicos como en el enlace covalente o sobre la neutralidad de carga como en el enlace iónico. En el enlace metálico los electrones de valencia más externos de los átomos son compartidos por muchos átomos circundantes. [9]

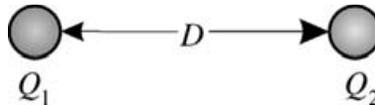
2.6 INTERACCIONES DE VAN DER WAALS

Los enlaces de van der Waals son los más débiles de los enlaces ya que no hay intercambio de electrones. Actúan entre todas las moléculas o dentro de las moléculas, en átomos entre los cuales el enlace químico no ha sido formado. Aun cuando las fuerzas de unión de los átomos son grandes dentro de una molécula. Los átomos se atraen mediante fuerzas de van der Waals. Estas fuerzas siempre están presentes, son como la fuerza de gravitación. Son fuerzas que actúan en grandes separaciones, alrededor de 2nm y son responsables de fenómenos como tensión superficial y adsorción. [10]

2.6.1 FUERZAS DE VAN DER WAALS ENTRE MOLECULAS

2.6.1.1 INTERACCIÓN DE COULOMB

Las fuerzas entre objetos macroscópicos resultan de una interrelación compleja de la interacción de las moléculas en los dos objetos y una separación medio de ellos. La base para un entendimiento de fuerzas intermoleculares es la fuerza de Coulomb. La fuerza de Coulomb es la fuerza electrostática entre dos cargas Q_1 y Q_2



$$F = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 D^2} \quad (2.1)$$

La energía potencial entre dos cargas eléctricas con una distancia D aparte es

$$W = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 D} \quad (2.2)$$

Para cargas con signo opuesto la energía potencial es negativo. Ello reduce su energía cuando se acercan. Si las dos cargas están en un medio, la permisividad dieléctrica ϵ es más alta que uno y la fuerza electrostática se reduce en consecuencia. [11]

2.6.1.2 INTERACCIÓN MONOPOLO-DIPOLO

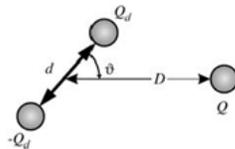
Para más moléculas, la carga total eléctrica es cero. Aún, la carga eléctrica no está a menudo distribuida igualmente. Una molécula puede tener un lado más negativo y un lado más positivo. En el monóxido de carbono, por ejemplo, el

oxígeno tiene más cargas negativas que el átomo de carbón. Para empezar, las propiedades eléctricas de tales moléculas son descritas por el llamado momento dipolar. Para el más simple caso de dos cargas opuestas Q_d y $-Q_d$ a una distancia d aparte, el momento dipolar μ está dado por $\mu = Q_d d$. Esto está dado en unidades de Cm (coulomb x metro). En la literatura, aun se usa frecuentemente la unidad antigua "debye". El momento dipolar es un vector que va de puntos menos a más. Si nosotros no tenemos dos puntos de cargas dentro la molécula, tenemos que integrar la densidad de carga ρ_e sobre todo el volumen de la molécula. Esto conduce a la definición general del momento dipolar.

$$\vec{\mu} = \int \rho_e(\vec{r})\vec{r}dV \quad (2.3)$$

Retornaremos a interacciones intermoleculares. Para los siguientes cálculos, asumiremos la interacción entre cargas en vacío, ajustando $\epsilon = 0$. Si más de dos cargas están presentes, la energía potencial neta de una carga puede calcularse por la suma de las contribuciones de todas las otras cargas. A esto se le llama el principio de superposición.

Usando el principio de superposición, podemos calcular la energía potencial entre un dipolo y una sola carga Q :



$$V = \frac{QQ_d}{4\pi\epsilon_0 r_1} - \frac{QQ_d}{4\pi\epsilon_0 r_2} \quad (2.4)$$

Aquí, r_1 y r_2 son las distancias entre las cargas solas y las dos cargas del dipolo. Como:

$$r_1 = D + \frac{d}{2} \cos \vartheta \quad y \quad r_2 = D - \frac{d}{2} \cos \vartheta \quad (2.5)$$

Nosotros obtenemos

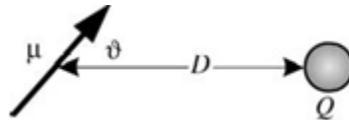
$$V(D, \vartheta) = \frac{QQ_d}{4\pi\epsilon_0 D} \left[\frac{1}{1 + \frac{d}{2D} \cos \vartheta} - \frac{1}{1 - \frac{d}{2D} \cos \vartheta} \right] \quad (2.6)$$

Bajo la suposición que la distancia entre carga y dipolo es mucho más larga que la extensión del dipolo ($D \gg d$), podemos aproximar

$$\frac{1}{1 + \frac{d}{2D} \cos \vartheta} \approx 1 - \frac{d}{2D} \cos \vartheta \quad \text{y} \quad \frac{1}{1 - \frac{d}{2D} \cos \vartheta} \approx 1 + \frac{d}{2D} \cos \vartheta \quad (2.7)$$

Insertando ecuaciones (2.7) dentro (2.6) da el resultado final

$$V(D, \vartheta) = -\frac{QQ_d \cos \vartheta}{4\pi\epsilon_0 D^2} = \frac{Q\mu \cos \vartheta}{4\pi\epsilon_0 D^2} \quad (2.8)$$



En la práctica, una molécula con un momento dipolar es movable frecuentemente. Si el dipolo está libre para rotar y, por ejemplo, tiende a ser una carga positiva, esta tiende a rotar hasta un punto de polo negativo hacia la posible carga, que corresponderá a la máxima interacción. Para una temperatura finita $T > 0$, las fluctuaciones térmicas tienden a forzar una fluctuación de orientación al azar y viajara el dipolo lejos de una orientación óptima. Para las fluctuaciones completamente al azar, el promedio de interacción podría ser cero. Además, la orientación con potencial de energía más baja será favorecida comparado a aquellos con más alta energía potencial. En promedio, el balance entre estos dos efectos opuestos resultara en una orientación preferencial y el dipolo y el monopolo se atraerá uno con otro. Para calcular la interacción neta, tenemos que integrar sobre todas las orientaciones posibles. Cada orientación es ponderada con el factor de Boltzmann. El significado de la interacción potencial es:

$$V(D) = \frac{\int_0^\pi V(D, \vartheta) e^{-\frac{V(D, \vartheta)}{K_B T}} \sin \vartheta d\vartheta}{\int_0^\pi e^{-\frac{V(D, \vartheta)}{K_B T}} \sin \vartheta d\vartheta} \quad (2.9)$$

Para evaluar la integral, asumimos energías de interacción pequeñas $V(D, \vartheta) < K_B T$ y expandir

$$e^{-\frac{V}{K_B T}} \approx 1 - \frac{V}{K_B T}$$

Esto conduce a

$$V(D) = \frac{\frac{Q\mu}{4\pi\epsilon_0 D^2} \int_0^\pi \cos \vartheta \left(1 - \frac{Q\mu \cos \vartheta}{4\pi D^2 k_B T}\right) \sin \vartheta d\vartheta}{\int_0^\pi \left(1 - \frac{Q\mu \cos \vartheta}{4\pi D^2 k_B T}\right) \sin \vartheta d\vartheta}$$

$$= \frac{\frac{Q\mu}{4\pi\epsilon_0 D^2} \int_0^\pi \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta + \left(\frac{Q\mu}{4\pi\epsilon_0 D^2}\right)^2 \frac{1}{k_B T} \int_0^\pi \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta}{\int_0^\pi \sin \vartheta d\vartheta - \frac{Q\mu}{4\pi D^2 k_B T} \int_0^\pi \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta} \quad (2.10)$$

Las cuatro integrales pueden calcularse:

$$\int_0^\pi \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta = - \int_1^{-1} x dx = 0 \quad (2.11)$$

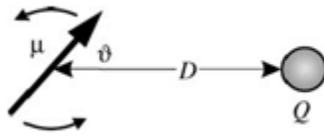
$$\int_0^\pi \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta = - \int_0^\pi \cos^2 \vartheta d \cos \vartheta = - \int_1^{-1} x^2 dx = \frac{2}{3} \quad (2.12)$$

$$\int_0^\pi \sin \vartheta d\vartheta = 2 \quad (2.13)$$

En ecuaciones (2.11) y (2.12), cambiamos las variables

$$x = \cos \vartheta \quad y \quad dx = - \sin \vartheta d\vartheta \quad (2.14)$$

Insertando estos resultados dentro de la Ecuación (2.10) y tomando en cuenta que la energía libre es media del intervalo de energía, obtenemos el resultado final



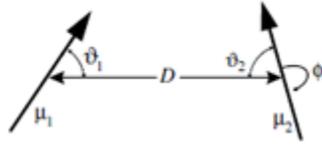
$$V(D) = -\frac{Q^2\mu^2}{6(4\pi\epsilon_0)^2k_BTD^4} \quad (2.15)$$

Vemos que para el caso del dipolo de rotación libremente con movimiento térmico, la interacción decae mucho más rápido con distancia, es decir, proporcional a D^{-4} en lugar de D^{-2} , además, la interacción se vuelve más débil con incremento de temperatura.

2.6.1.3 INTERACCIÓN DIPOLO-DIPOLO

Para calcular la interacción entre dos dipolos, otra vez usaremos la superposición principal para sumar las interacciones entre cargas individuales. La posición de los dos dipolos con respecto a una de otra es descrita por la distancia entre tres ángulos.

Dos ángulos, denotados por ϑ_1 y ϑ_2 , describe el ángulo entre los dipolos y los ejes conectados. Un tercero, ϕ , es el ángulo entre las proyecciones de los dipolos para un área perpendicular para la conexión de línea. La interacción entre dos dipolos fijados está dada por



$$V(D, \theta_1, \theta_2, \phi) = \frac{\mu_1 \mu_2}{4\pi \epsilon_0 D^3} (2 \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2 - \sin \vartheta_1 \sin \vartheta_2 \cos \phi) \quad (2.16)$$

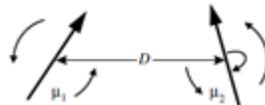
La interacción máxima de atracción se obtiene si los puntos dipolares en la misma dirección a lo largo de los ejes que une sus ejes ($\vartheta_1 = \vartheta_2 = 0^\circ$) es

$$V_{max}(D) = -\frac{\mu_1 \mu_2}{2\pi \epsilon_0 D^3} \quad (2.17)$$

2.6.1.3.1 INTERACCIÓN DE KEEMSON

Cuando dos dipolos están permitidos para rotar libremente, tenemos el mismo tipo de balance entre la orientación preferencial de los dipolos y el movimiento térmico como para el caso de configuración monopolo-libre dipolo rotación discutido anteriormente. El promedio angular otra vez se ha calculado usando la ecuación (2.9) con el potencial correspondiente y factores de ponderación de Boltzmann. Dos dipolos rotando libremente atraídas una con otras porque se orientan preferentemente con sus cargas opuestas que se enfrentan entre sí.

Este promedio térmico de la energía libre de dipolo-dipolo se hace referencia a menudo como la energía Keesom:



$$V = -\frac{\mu_1^2 \mu_2^2}{3(4\pi \epsilon_0)^2 k_B T D^6} = -\frac{C_{orient}}{D^6} \quad (2.18)$$

Como podemos ver, la dependencia a distancia ha cambiado desde proporcional a D^{-3} por los dipolos fijados a D^{-6} para el promedio térmico de interacción dipolo-dipolo. Otra vez, la interacción de energía disminuye como T^{-1} para el aumento de temperatura.

Todas las expresiones informadas hasta el momento dan la energía libre de interacción porque ellos están derivados bajo la condición de volumen constante. Hasta ahora, la energía libre y la energía interna fue identificada. Para la orientación al azar de interacción dipolo-dipolo, el efecto entrópico, llamado, el orden de un dipolo por el campo del otro dipolo. Contribuye a la energía libre. Si un dipolo se aproxima a otro, un medio de la energía interna es tomado en disminución de la libertad rotacional de los dipolos a medida que estén progresivamente estén más alineadas. Por esta razón, la energía libre dada en la ecuación (2.18) es sólo la mitad de la energía interna. La energía de Gibbs es en este caso igual a la energía libre de Helmholtz.

2.6.1.3.2 INTERACCION DE DEBYE

Cuando una carga se aproxima a una molécula en un momento estático dipolar, todas las energías consideradas hasta ahora podrían ser cero. Sin embargo, hay un atractivo la fuerza, que surge de un cambio de carga en la molécula no polar inducida por la carga. Este momento dipolar inducido interactúa con la carga. El Helmholtz energía libre es

$$V = -\frac{Q^2\alpha}{2(4\pi\epsilon_0)D^4} \quad (2.19)$$

Aquí, α es la polarizabilidad en $C^2m^2J^{-1}$. La polarizabilidad se define por $\mu_{ind} = \alpha E$, donde E es el campo eléctrico fuerte. Frecuentemente se da como $\alpha/4\pi\epsilon_0$ en unidades de Å^{-3} .

De modo similar, una molécula con un momento dipolar estática va a interactuar con un molécula polarizable mediante la inducción de un momento dipolar en la molécula polarizable. Si los dipolos pueden rotar libremente, la energía libre de Helmholtz para la interacción entre un dipolo permanente y un dipolo inducido es

$$V = -\frac{\mu^2 \alpha}{(4\pi\epsilon_0)^2 D^6} = -\frac{C_{ind}}{D^6} \quad (2.20)$$

Esta interacción es la llamada interacción de Debye. Es también la relación entre dos moléculas inventivamente polarizable que tienen un momento dipolar permanente. En este caso, un factor de 2 tiene que ser insertado en el lado derecho de la ecuación (2.20).

2.6.1.3.3 INTERACCIÓN DE DISPERSIÓN DE LONDON

Para calcular la dispersión de fuerza, se requiere la teoría de perturbación de la mecánica cuántica. Una impresión acerca del origen de dispersión de fuerzas puede obtenerse por considerar un átomo con su núcleo cargado positivamente alrededor con electrones circulando con una alta frecuencia de típicamente 10^{15} - 10^{16} hz. A cada instante, el átomo es por lo tanto polar. Solo la dirección del cambio de polaridad con esta alta frecuencia. Cuando dos osciladores se acercan, ellos empiezan a influenciar el uno al otro. La orientación atractiva tiene más altas posibilidades que las de repulsión. Como un promedio esto conduce a una fuerza atractiva.

La energía libre de Helmholtz entre dos moléculas con ionización de energías $h\nu_1$ y $h\nu_2$ puede aproximarse por:

$$V = -\frac{3}{2} \frac{\alpha_1 \alpha_2}{(4\pi\epsilon_0)^2 D^6} \frac{h\nu_1 \nu_2}{(\nu_1 + \nu_2)} = -\frac{C_{disp}}{D^6} \quad (2.21)$$

La interacción de dispersión aumento con la polarizabilidad de las dos moléculas. La propiedad óptica entra en la forma de la excitación de frecuencias. La expresión (2.21) solo considera un término de una serie sobre la transición de momentos dipolo. Usualmente, además, este término es por uno más dominante.

Keesom, Debye, y London contribuyeron mucho para nuestro entendimiento de fuerzas entre moléculas. Por esta razón la interacción de dipolo triple es llamada después de ellos. La fuerza de van der Waals⁴ es la Keesom más el Debye más la interacción de dispersión de London, así, todos los términos que consideran interacciones dipolo-dipolo:

$$V_{vdW}(D) = -\frac{C_{vdW}}{D^6} \quad \text{con} \quad C_{vdW} = C_{orient} + C_{ind} + C_{disp} \quad (2.22)$$

Todos los tres términos contienen la misma distancia de dependencia. La energía potencial disminuye con $1/D^6$. Usualmente el término de dispersión de London es dominado. Por favor note que las moléculas polares no solo interactúan vía la fuerza de Debye y Keesom, pero las fuerzas de dispersión también están presentes.

Hasta aquí nosotros tenemos implícitamente asumido que las moléculas están tan cerradas de una a la otra que la propagación del campo eléctrico es instantáneo. Para la interacción de dispersión de London esto no es necesariamente verdad. Para ilustrar esto vamos a echar un vistazo más de cerca lo que sucede cuando dos moléculas interactúan. En una molécula de un momento dipolar aleatoria espontánea surge, el cual genera un campo eléctrico. El campo eléctrico se expande a la velocidad de la luz. Se polariza la segunda molécula, cuyo momento dipolar a su vez provoca un campo eléctrico que llega a la primera molécula con la velocidad de la luz. El proceso se lleva a cabo tal como se calcula sólo si el campo eléctrico tiene tiempo suficiente para cubrir la distancia D entre las moléculas antes de que el momento dipolar haya cambiado completamente otra vez. Esto toma un tiempo $\Delta t = D / c$, donde c es la velocidad de la luz. Si el dipolo primero cambia más rápido que Δt , la interacción se vuelve más débil. El tiempo durante el cual el momento dipolar cambia es del orden de $1 / \nu$. Por lo tanto, sólo si

$$\frac{D}{c} < \frac{1}{\nu} \quad (2.23)$$

La interacción se lleva a cabo según se considere. Las frecuencias correspondientes son las que corresponden a la ionización de la molécula, que son típicamente 3×10^{15} Hz. Así, por $D > c / \nu \approx 2 \times 10^8 / 3 \times 10^{15} \text{ m} = 10 \text{ nm}$ de la energía de van der Waals disminuye de forma más pronunciada (es decir, para moléculas con $1/D^7$) como para las distancias más pequeñas. Este efecto se conoce como retraso.

2.6.2 LAS FUERZAS DE VAN DER WAALS ENTRE SÓLIDOS MACROSCÓPICOS

Nosotros ahora movemos desde la interacción entre dos moléculas a la interacción entre dos sólidos macroscópicos. Allí las dos aproximaciones para calcular la fuerza de van der Waals entre sólidos extendidos: El microscópico y el macroscópico. En este apartado se explicará el microscópico.

2.6.2.1 APROXIMACIÓN DE HAMAKER MICROSCOPICO

La energía potencial de la interacción entre la molécula A y la molécula B es

$$W_{AB}(D) = -\frac{C_{AB}}{D^6} \quad (2.24)$$

Los signos menos surgen porque es una fuerza atractiva. C_{AB} Es igual a C_{total} igual a la ecuación (2.22) y resume contribuciones de todas las tres interacciones dipolo-dipolo.

Para determinar la interacción entre sólidos macroscópicos, en el primer paso nosotros calculamos la energía de van der Waals entre una molécula A y un cuerpo extendido infinitamente con una superficie plana hecho de moléculas B. Esto es también de relevancia directa para comprender la absorción de moléculas de gas para superficies. Nosotros resumimos la energía de van der Waals entre la molécula A y toda la molécula en B. Prácticamente esto se hace vía una integración de la molécula de densidad ρ_B sobre todo el volumen del sólido

$$\begin{aligned}
 W_{Mol/plane} &= -C_{AB} \iiint \frac{\rho_B}{D^6} dV \\
 &= -C_{AB}\rho_B * \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{2\pi r dx dx}{((D+x)^2 + r^2)^3} \quad (2.25)
 \end{aligned}$$

Usando las coordenadas cilíndricas (ver Figura 2.7) y asumiendo que la densidad de moléculas B en el sólido es constante. Con $2rdr = d(r^2)$, obtenemos

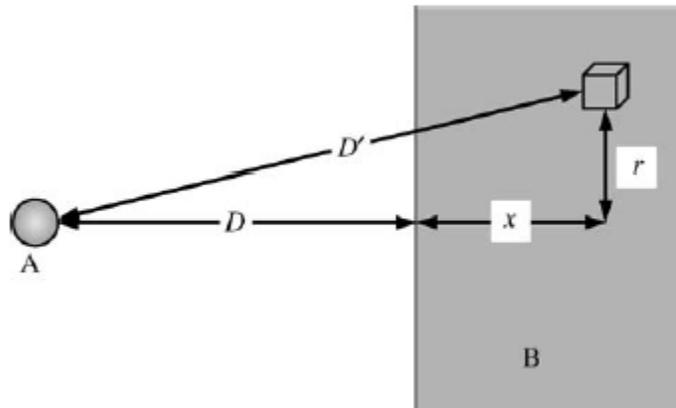


Figura 2.7. Calculado las fuerzas de van der Waals entre un cuerpo macroscópico y una molécula

$$\begin{aligned}
 V_{mol/plano} &= -\pi Q_B C_{AB} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{d(r^2)}{[(D+x)^2 + r^2]^3} dx \\
 &= -\pi Q_B C_{AB} \int_0^\infty \left[-\frac{1}{2[(D+x)^2 + r^2]^2} \right]_0^\infty dx
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= -\frac{\pi Q_B C_{AB}}{2} \int_0^{\infty} \frac{1}{(D+x)^4} dx \\
&= -\frac{\pi Q_B C_{AB}}{2} \left[-\frac{1}{3(D+x)^3} \right]_0^{\infty} \\
&= -\frac{\pi Q_B C_{AB}}{6D^3} \tag{2.26}
\end{aligned}$$

Aquí nosotros ya vemos una propiedad notable de la fuerza de van der Waals: la energía de una molécula y un cuerpo macroscópico disminuye abruptamente menos que la energía entre dos moléculas. En lugar de la D^{-6} disminuye la dependencia de la energía proporcional a D^{-3} .

En el segundo paso se calcula la energía de van der Waals entre dos sólidos infinitamente extendida que están separados por una brecha en paralelo de espesor D . Por lo tanto, usamos la ecuación. (2.26) e integrar más de todas las moléculas en el sólido A:

$$W = -\frac{\pi C_{AB} \rho_B}{6} \iiint \frac{\rho_A}{(D+x)^3} dV = -\frac{\pi C_{AB} \rho_B}{6} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\rho_A dz dy dx}{(D+x)^3} \tag{2.27}$$

Aquí, y y z son las coordenadas paralelas para la brecha. La integral es infinita porque los sólidos son infinitamente largos. Tenemos que dividir por el área. La energía de van der Waals por unidad de área es

$$w = -\frac{\pi \rho_A \rho_B C_{AB}}{12D^2} \tag{2.28}$$

Con la definición del llamado constante de Hamaker

$$A_H = \pi^2 C_{AB} \rho_A \rho_B \tag{2.29}$$

Obtenemos

$$w = -\frac{A_H}{12\pi D^2} \tag{2.30}$$

La fuerza por unidad de área es igual a la derivada negativa de w contra la distancia

$$f = -\frac{A_H}{6\pi D^3} \quad (2.31)$$

En la misma manera es posible calcular la energía de van der Waals entre sólidos que tienen diferentes geometrías. Un importante caso es la interacción entre dos esferas con radio R_1 y R_2 . La energía de van der Waals es

$$W = -\frac{A_H}{6} * \left[\frac{2R_1R_2}{d^2 - (R_1 + R_2)^2} + \frac{2R_1R_2}{d^2 - (R_1 + R_2)^2} + \ln\left(\frac{d^2 - (R_1 + R_2)^2}{d^2 - (R_1 + R_2)^2}\right) \right] \quad (2.32)$$

Donde d es la distancia entre los centros de las esferas. La distancia entre las superficies es $D = d - R_1 - R_2$. Si el radio de las esferas es substancialmente más larga que la distancia ($D \ll R_1, R_2$) ecuación (2.32) puede simplificarse: [12]

$$F = -\frac{A_H}{6D^2} * \frac{R_1R_2}{R_1 + R_2} \quad (2.33)$$

Para una esfera y una superficie lisa y plana de la energía y la fuerza se puede conseguir por dejar que R_2 ir hasta el infinito

$$W = \frac{A_H R}{6D} \quad \text{Y} \quad F = -\frac{A_H R}{6D^2} \quad (2.34)$$

2.6.2.2 ENERGIA SUPERFICIAL Y CONSTANTE DE HAMAKER

Las fuerzas de van der Waals juegan un papel importante en el fenómeno de adhesión y cohesión de energías de materiales. Para sólidos moleculares podemos derivar una simple relación entre la energía superficial y la constante de Hamaker; los sólidos moleculares son sólidos en que las moléculas atraen el uno al otro únicamente por la interacción de van der Waals, por ejemplo, en un máximo. Podemos en una primera estimación de aproximación la energía

superficial de cristales moleculares usando la siguiente el experimento mental: Un cristal está dividido en dos partes. Estas partes son separadas a una distancia infinita (figura 2.8). El trabajo requerido por unidad de área para superar la atracción de van der Waals es $V^A = A_H/12\pi D_0^2$, donde D_0 es la distancia entre dos átomos. Sobre la división, dos superficies nuevas son formadas. Con la energía superficial γ_s , el trabajo total requerido para la creación de las dos superficies es $2\gamma_s * A$ Los resultados de la ecuación conduce a

$$\gamma_s = \frac{A_H}{24\pi D_0^2} \quad (2.35)$$

Además, tal cálculo podría verse con precaución. La aplicación de una vista continua de materia manifestada por el uso de una constante de Hamaker) a distancias a la cual una molécula “grano” se espera que sea importante es ciertamente optimista. Además, un reordenamiento de la superficie de átomos al entrar en contacto o separación podría ocurrir. No obstante, fue encontrado que en muchos casos de estimaciones razonables de la energía superficial puede obtenerse cuando una distancia de 1.7 Å interatómico se utiliza.

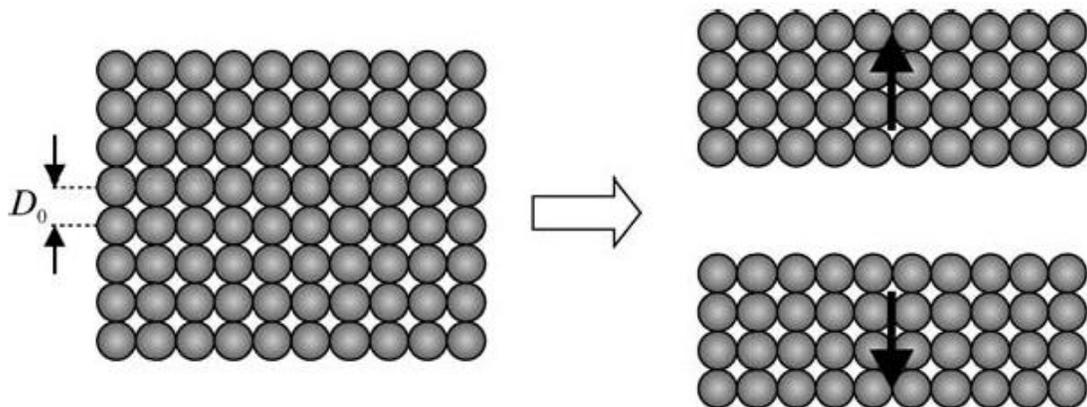


Figura 2.8 Escisión de un cristal molecular para calcular la energía superficial de un sólido

Frecuentemente se usa el método de medir la constante de Hamaker de sólidos basado en la idea que la interacción de una superficie sólida con líquidos no polares principalmente ocurriría a través de la interacción de dispersión de London. Se puede por lo tanto definir una superficie de tensión γ_S^D que contiene solo la dispersión de contribución. El valor de γ_S^D puede determinarse desde la medida del ángulo de contacto con líquidos no polares usando la ecuación de Fowkes [9]

$$\cos \theta = 2 \sqrt{\frac{\gamma_S^D}{\gamma_L^D} - 1} \quad (2.36)$$

Aquí, θ es el ángulo de contacto y γ_L^D es la tensión superficial del líquido no-polar. Para graficar $\cos \theta$ en contra de $1/\gamma_L^D$ para varios líquidos no polares, se obtiene γ_S^D desde la pendiente de un ajuste lineal. La constante de Hamaker A_{1V1} para el material 1 interactuando con sí mismo sobre un espacio en el vacío es

$$A_{1V1} = 24\pi D_0^2 \gamma_S^D \quad (2.37)$$

2.7 CONTACTO MECÁNICO Y ADHESIÓN

La adhesión entre superficies es obviamente de alta relevancia práctica en la ciencia y la tecnología tan bueno como en la vida diaria. La unión de materiales con adhesivos es claramente un caso donde uno quiere tener ya sea máxima adhesión o eliminación reversible y reinsertión. Otra aplicación tal como la auto limpieza o superficies no adhesivas necesitan evitar la adhesión. Completamente. De hecho, ambos tipos de sistemas también ocurren naturalmente: los animales tal como moscas y geckos han encontrado maneras para pegarse reversiblemente

a superficies y hojas de plantas, mostrando notablemente las propiedades de auto limpieza.

Cuando nosotros ponemos dos cuerpos en contacto mecánico, las fuerzas atractivas de superficie conducirán a la adhesión. La fuerza de adhesión (por ejemplo, la fuerza máxima necesaria para separar a los dos cuerpos de nuevo) dependería en la fuerza de la interacción atractiva, el área de contacto entre los cuerpos, y la distancia mínima entre ellos. Si nosotros conocemos la pendiente de los cuerpos y la interacción de energía $V^A(X)$ por unidad de área entre los materiales, podemos usar principalmente la aproximación de Derjaguin para calcular la fuerza de adhesión. Brandley y Derjaguin, calculo en esta manera la fuerza de adhesión F_A entre una esfera rígida y una superficie plana rígida siendo

$$F_{adh} = -2\pi w_{adh} R_p \quad (2.38)$$

Con w_A siendo la energía adhesiva por área superficial, que es, el trabajo necesario para separar una unidad de área de las dos superficies de contacto. Como una primera aproximación, se puede identificar

$$w_{adh} = V^A(D_0) \quad (2.39)$$

Donde $w(D)$ es la interacción potencial entre las superficies y D_0 es la distancia necesaria de más cercana aproximación (distancia interatómica)

La fuerza de adhesión entre dos objetos puede surgir desde una combinación de diferentes contribuciones tal como la fuerza de van der Waals, la fuerza electrostática, unión química, y fuerzas de unión de hidrogeno, fuerzas capilares, y otras (ejemplo, puentes, fuerzas estéricas en superficies recubiertos de polímeros):

$$F_{adh} = F_{vdW} + F_{el} + F_{chem} + F_H + F_{cap} + \dots \quad (2.40)$$

La fuerza de adhesión entre dos materiales debe por lo tanto depender no solo en los materiales mismos pero también en la condición ambiental. Para micro-nanocontactos, la condensación capilar y también la humedad relativa puede tener

una fuerte influencia en la fuerza de adhesión. En tales casos, una descripción con un simple valor de interacción de energía por unidad de área fallara, y un cálculo explícito de fuerzas para un contacto geométrico dado será obligatorio.

Además, la suposición de cuerpos rígidos es en muchos casos una muy fuerte simplificación para correctamente describir la adhesión entre sólidos. Los cuerpos en contacto se deformaran debido a fuerzas externas o de superficie. Esto significa para entender el fenómeno de adhesión, necesitamos saber no solo de la energía de adhesión de los materiales pero también las deformaciones. En este documento, primero discutiremos la energía superficial de sólidos y esta conexión para la adhesión. Entonces, daremos una visión en conjunto de las teorías clásicas de mecanismos de contacto y finalmente discutiremos importantes parámetros que influyen en la adhesión.

2.7.1 ENERGÍA SUPERFICIAL DE SÓLIDOS

Para líquidos, la energía dW necesario para incrementar el área superficial por un incremento dA es

$$dW = \gamma_L dA \quad (2.41)$$

Esto significa que para líquidos, la energía superficial y la tensión superficial son idénticas. El aumento en área superficial en un líquido es directamente relacionado para un aumento en el número de moléculas a la superficie mientras se mantiene constante el área por molécula σ_A . Cuando este concepto es aplicado a sólidos, un problema surge. El área superficial de un sólido puede aumentarse por dos posibles rutas. La primera es para aumentar el número de moléculas N a la superficie solo como en el caso del líquido, la segunda es una superficies de estiramiento elástico, que incrementa el valor de σ_A sin cambiar el número de moléculas de superficie. Esto significa la energía superficial γ^s tendrá ambas contribuciones elástica y plástica. Con cada superficie molecular, un exceso de

energía E_s se asocia. La energía superficial es dada como E_s/σ_A . El trabajo hecho para aumentar el área superficial por dA es

$$dW = \gamma^S dA = d(E_s N) = E_s \frac{\partial N}{\partial A} dA + N \frac{\partial E_s}{\partial A} dA \quad (2.42)$$

Que es equivalente a

$$\gamma^S = E_s \frac{\partial N}{\partial A} + N \frac{\partial E_s}{\partial A} \quad (2.43)$$

Cuando consideramos un puramente plástico cambia en área superficial, σ_A permanece constante. Así el cambio en área superficial es $dA = \sigma_A dN$ y obtenemos

$$\left(\frac{\partial E_s}{\partial A} \right)_{plastic} = \frac{\partial E_s}{\partial (N \sigma_A)} \Big|_{\sigma_A} = \frac{1}{\sigma_A} \frac{\partial E_s}{\partial N} = 0 \quad (2.44)$$

Que es igual a cero desde el exceso de energía por moléculas no depende del número total de moléculas. Para el parámetro intensivo de superficie, obtenemos

$$\gamma_{plastic}^S = \left(E_s \frac{\partial N}{\partial A} \right)_{plastic} = E_s \frac{\partial A / \sigma_A}{\partial A} \Big|_{\sigma_A} = \frac{E_s}{\sigma_A} \equiv \gamma_s \quad (2.45)$$

En el caso de una deformación plástica, el cambio en la energía superficial es similar a que de un líquido. Llamaremos esto tensión superficial y usaremos el símbolo γ_s si tenemos para tratar con diferentes fases y queremos explícitamente mostrar la tensión superficial del sólido.

Para una deformación puramente elástico, N es constante y ningún cambio en el área superficial es debido al cambio en el área por molécula: $dA = N d\sigma_A$. Desde $\partial N / \partial A = 0$, escribimos Ecuación (2.43) como

$$\gamma_{plastic}^S = \left(N \frac{\partial N}{\partial A} \right)_{plastic} = \frac{N}{N} \frac{\partial E_s}{\partial \sigma_A} \Big|_N = \frac{\partial E_s}{\partial \sigma_A} \quad (2.46)$$

Insertando el resultado de Ecuación (2.45) dentro Ecuación (2.46) conduce a

$$\gamma_{plastic}^S = \frac{\partial(\gamma_S \sigma_A)}{\partial \sigma_A} \equiv \gamma + \sigma_A \frac{\partial \gamma_S}{\partial \sigma_A} \quad (2.47)$$

Que es la llamada ecuación Shuttleworth.

Para un incremento puramente elástico en área superficial, la deformación elástica $\varepsilon_{elastic}$ es idéntico a $dA/A = d\sigma_A/\sigma_A$ y obtendremos

$$\gamma_{elastic}^S = \gamma_S + A \frac{\partial \gamma_S}{\partial A} \quad (2.47)$$

El cambio en la energía superficial es igual a la suma de la tensión superficial γ y se deriva con respecto a la deformación de superficie elástica $\partial\gamma/\partial\varepsilon_{elastic}$ o

$$\gamma_{elastic}^S \equiv \Upsilon = \gamma_S + \frac{\partial \gamma_S}{\partial \varepsilon_{elastic}} \quad (2.48)$$

La cantidad Γ se llama también esfuerzo superficial. Con esta formulación de la ecuación de Shuttleworth, el esfuerzo superficial esta dado como ambas la suma de la tensión superficial y el cambio de tensión superficial γ con la deformación elástica $\varepsilon_{elastic}$.

En general, nosotros tenemos una creación plástica y elástica de la nueva área de superficie simultáneamente. Para reemplazar E_S con $\gamma_S \sigma_A$ en la ecuación (2.43), obtendremos

$$\gamma^S = \gamma_S \frac{\partial(N\sigma_A)}{\sigma_A} + N\sigma_A \frac{\partial \gamma_S}{\partial A} = \gamma_S + \frac{\partial \gamma_S}{\partial \varepsilon_{tot}} \quad (2.49)$$

Para destacar las contribuciones plásticas y elásticas, nosotros reescribimos la ecuación (2.49), usando $\partial A/\partial A = \partial (A_{elastic} + A_{plastic})/\partial A$ y $d\varepsilon_{tot} = dA/A$:

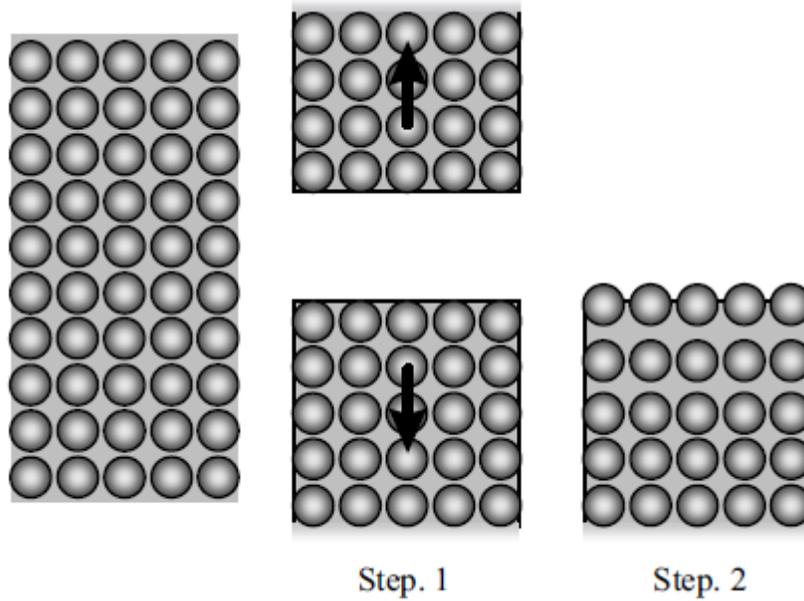


Figura 2.9 La escisión de un cristal: pensó experimento para el cálculo de la energía de superficie

$$\gamma^s = \gamma_s * \frac{d\varepsilon_{plastic}}{d\varepsilon_{tot}} + \Gamma * \frac{d\varepsilon_{plastic}}{d\varepsilon_{tot}} \quad (2.50)$$

El cambio en la energía de Gibbs es dado por el trabajo reversible $\gamma^s dA$ requerido para expandir la superficie contra la tensión superficial γ_s y la deformación superficial Γ .

2.7.1.1 RELACIÓN ENTRE LA ENERGIA SUPERFICIAL Y ENERGIA DE ADHESIÓN

Vamos a llevar a cabo el siguiente experimental: tomaremos un bloque cristalino de material con área de sección transversal A y se unirá en la mitad (paso 1 en figura 2.9). Corresponde a romper todo los enlaces en la fragmentación del plano para crear un nueva área superficial de 2^a .

La energía superficial del cristal sería entonces dado por

$$\gamma^S = N_B E_B / 2A \quad (2.51)$$

Donde N_B es el número de enlaces dentro de la sección de área transversal A y E_B es la energía del enlace.

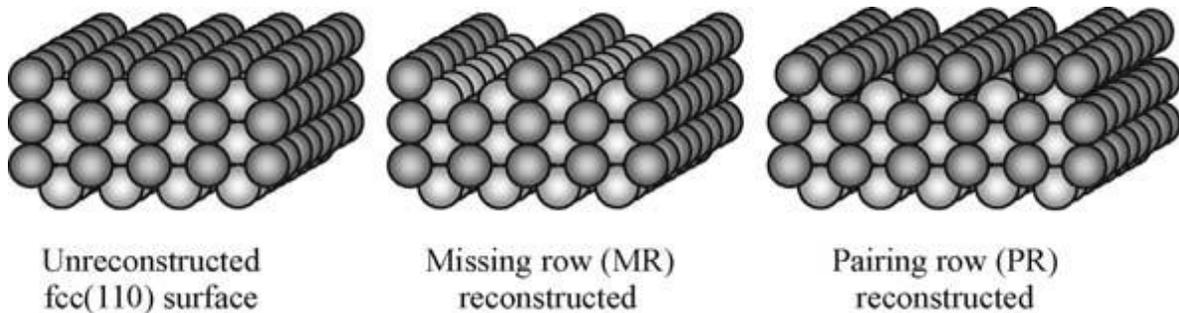


Figura 2.10 Reconstrucciones típicas de las superficies de las caras cúbicas.

Sin embargo, solo consideramos el paso 1 en la figura 2.9 para estimar la energía superficial de un sólido que conducirá a malos resultados. Usualmente, la estructura de superficies de cristal no será que de un simple medio de un bloque de cristal. Las primeras capas moleculares por lo general se someten a un cambio estructural llamada relajación superficie, como se indica en el paso 2 de Figura 2.7 o una llamada reconstrucción de la superficie como (Figura 2.10).

La energía superficial corregida teniendo en cuenta la superficie y la relajación reconstrucción a continuación, debe ser igual a la mitad de la energía de adhesión entre las dos mitades del material, lo que se llama la energía cohesiva del material.

Si separamos dos bloques de diferentes materiales 1 y 2, la diferencia de energía que es igual a la energía adhesiva (también llamado Dupré trabajo de adhesión) se dará por

$$w_{adh} = \gamma_1^S + \gamma_2^S - \gamma_{12} \quad (2.52)$$

Donde γ_{12} es la energía interfacial para los materiales 1 y 2 en contacto y $\gamma_{1,2}^S$ son sus respectivas energías superficiales.

En principio, la relación entre la energía de adhesión w_{adh} dada por la ecuación (2.52) es razonablemente justificada desde un punto de vista termodinámico. Sin embargo, en la práctica fuerzas de adhesión experimentales pueden ser significativamente inferior a lo previsto de la superficie energías determinan por métodos independientes. Esta discrepancia es en la mayoría de los casos debido al hecho de que la superficie real de tener una cierta rugosidad de la superficie y, a menudo son más o menos contaminados por adsorbatos. Bajo condiciones ambientales, las fuerzas capilares también puede contribuir de manera significativa y en tal situación, las energías de superficie puede contribuir de manera indirecta a través de los ángulos de contacto correspondientes. Por lo tanto, en muchas situaciones prácticas, la energía de adhesión w_{adh} debe ser vista como un parámetro para caracterizar la fuerza de adhesión de un sistema dado en lugar de un material constante.

2.7.2 CONTACTO MECÁNICO

Al inicio de esta sección, solo queremos recalcar algunas definiciones y términos relevantes en mecánica de sólidos elásticos. El esfuerzo actúa en un material que está definido como la fuerza por área transversal seccional:

$$\sigma = \frac{F}{A} \quad (2.53)$$

Tiene las unidades de $\text{Nm}^{-2}=\text{Pa}$. La deformación es la cantidad de elongación relativa de un material

$$\varepsilon_x = \frac{\Delta L_x}{L_x} \quad (2.54)$$

Donde L_x es la longitud total del objeto en la dirección x y ΔL_x es su cambio en la longitud en la dirección x . La compresión de un material corresponde a una cepa negativa. Para un material elástico isótropo, la aplicación de un esfuerzo σ_x actuando sólo en la dirección x resulta en una tensión de magnitud ε_x en la dirección x , donde

$$\sigma_x = E \varepsilon_x \quad (2.55)$$

Con el módulo de Young E , los valores típicos del módulo de Young son 10MPa para algunos cauchos, GPa para algunos polímeros, alrededor de 200 GPa para el acero, y más de 1200GPa de diamante. Tenga en cuenta que la ecuación. 2.55) es válida sólo dentro del límite elástico de los materiales, lo que significa que sólo muy pequeñas cepas de $\varepsilon < 1\%$. Esto también implica que la aplicación de tensiones más grande que $\sim 1\%$ del módulo de Young conduce a la deformación plástica o incluso un fallo del material.

La mayoría de los materiales muestran el efecto de Poisson, lo que significa que cuando se estiran en una dirección que se contraerán en las direcciones perpendiculares a esa dirección. La cantidad de contracción se caracteriza por la relación de Poisson ν : para un material que se estiró en la dirección x , en las contracciones “ y ”- y “ z ”-direcciones son dadas por

$$\varepsilon_y = \varepsilon_z = -\nu \varepsilon_x \quad (2.56)$$

El valor de la relación de Poisson para un material perfectamente incompresible es $\nu = 0.5$, la cual también es el valor máximo que puede tomar ν . Los valores típicos de la Relación de Poisson están en el rango de 0.2-0.3. Cauchos tienen un valor cercano a 0.5, y existen incluso algunos materiales especiales con valores negativos de ν (los límites teóricos son $-1 \leq \nu \leq 0.5$). Para materiales isotrópicos, la forma general de la ecuación. (2.56) (es decir, describe deformaciones nonuniaxial) viene dada por

$$\varepsilon_x = \frac{1}{e} [\sigma_x - v(\sigma_y + \sigma_z)]$$

$$\varepsilon_x = \frac{1}{e} [\sigma_y - v(\sigma_x + \sigma_z)]$$

$$\varepsilon_x = \frac{1}{e} [\sigma_z - v(\sigma_x + \sigma_y)] \quad (2.57)$$

Una cantidad de uso frecuente en la mecánica de contacto es el llamado reducido módulo de Young E^* . Para el contacto entre dos materiales 1 y 2, con el módulo de Young E_1 y E_2 y relaciones de Poisson ν_1 y ν_2 , que se define como

$$E^* = \left(\frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \right)^{-1} \quad (2.58)$$

En el caso de un material elástico 1 y un material rígido 2, simplificamos a

$$E^* = \frac{E_1}{1 - \nu_1^2} \quad (2.59)$$

Ahora vamos a dar una breve reseña de las teorías más importantes de contacto la mecánica de sólidos elásticos lineales.

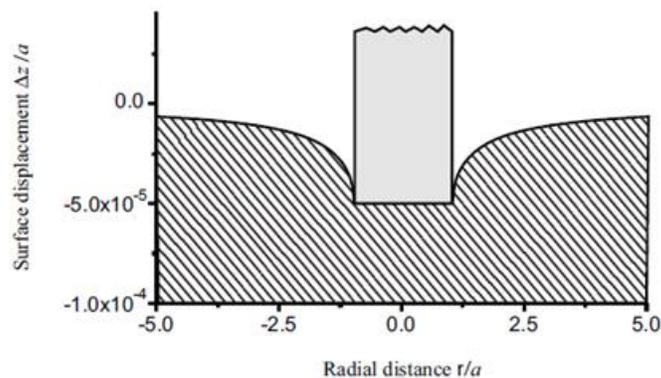


Figura 2.11 Sangría de un semi espacio elástico por un punzón cilíndrico plana con contacto radio a.

2.7.2.1 CONTACTO ELASTICO DE ESFERAS: MODELO DE HERTZ

El problema del contacto elástico de un punzón cilíndrico plana es menos complejo que el de una esfera debido al hecho de que para el punzón plano, el radio de contacto se acaba de dar por el radio del cilindro y por lo tanto conocido a priori. El problema del contacto elástico entre una esfera y una superficie plana y entre dos esferas se resolvió por Hertz en 1882. Bajo el supuesto de que el radio de contacto es pequeño en comparación con los radios de esfera, que es el contacto sin fricción y sin esfuerzo de tracción existente dentro de la zona de contacto, Hertz deriva una ecuación para el radio de contacto entre una de las esferas:

$$a^3 = \frac{3F_L R^*}{4E^*} \quad (2.60)$$

Donde E^* otra vez es la reducción del módulo de Young (Ecuación (2.58)) y R^* es el llamado radio reducido se define como

$$\frac{1}{R^*} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (2.61)$$

La penetración δ es dado por

$$\delta = \frac{a^2}{R^*} = \left(\frac{9F_L^2}{16E^{*2}R^*} \right)^{1/3} \quad (2.62)$$

Correspondiente, a la fuerza para activas una cierta penetración δ es dado como

$$F_L = \frac{4}{3} E^* \sqrt{R^* \delta^{3/2}} \quad (2.63)$$

Para una esfera rígida sangría un medio-espacio elástico, el desplazamiento vertical del semiespacio fuera del área de contacto está dada por:

$$\Delta z(r) \frac{a^2}{\pi R_P} \left[\sqrt{\frac{r^2}{a^2} - 1} + \left(2 - \frac{r^2}{a^2} \right) \arcsin \frac{a}{r} \right] \quad \text{para } r > a \quad (2.64)$$

Como se muestra en la figura 2.12.

El esfuerzo vertical de distribución en el contacto siguiendo una forma elíptica

$$\sigma_z = \frac{3 F_L}{2 \pi a^2} \sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2}} \quad (2.65)$$

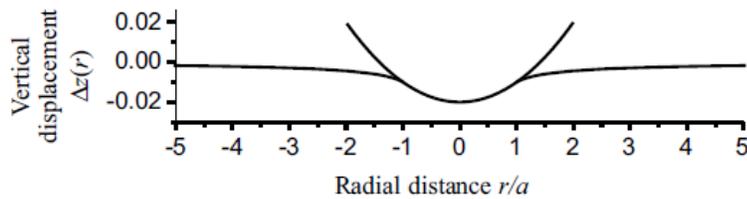


Figura 2.12 Contacto geométrico entre una esfera rígida y un medio espacio elástico con radio de contacto a derivado de la teoría de Hertz

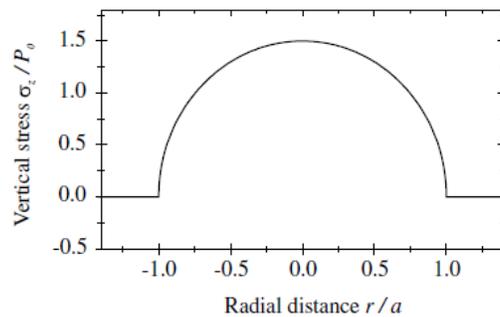


Figura 2.13 esfuerzo vertical (contacto presión) entre una esfera y una medio esfera elástica formando un contacto con radio a

Que corresponde a un máximo contacto de presión en el centro del contacto de

$$p_{max} = \frac{3}{2} \frac{F_L}{\pi a^2} = \frac{3}{2} P_0 \quad (2.66)$$

Que corresponde a una presión de contacto máxima en el centro del contacto de los cuales es 1,5 veces el valor de la presión de contacto media (Figura 2.13), La fuerza de indentación aumenta con una potencia de 3/2 con la profundidad de indentación. El área de contacto πa^2 aumenta a medida que $F_L^{2/3}$, y el contacto de presión media $F_L/\pi a^2$ aumenta con cargas aplicadas como $F_L^{1/3}$. En contacto ya no hace actúa como un resorte lineal F_L es proporcional a $\delta^{3/2}$ debido al hecho de que el área de contacto cambia con la carga. La constante de resorte efectiva o rigidez de contacto

Se puede definir como la pendiente de la curva de $F_L(\delta)$:

$$\frac{dF_L}{d\delta} = \frac{d}{d\delta} \frac{4}{3} E^* \sqrt{R^*} \delta^{3/2} = 2E^* \sqrt{R^*} \delta = 2E^* a \quad (2.67)$$

Este es el doble del valor de que para un punzón cilíndrico plana con el mismo radio a de contacto, la energía elástica U_E almacenada para una indentación δ dada puede calcularse a partir

$$U_E = \int F_L(\delta) d\delta = \int \frac{4}{3} E^* \sqrt{R^*} \delta^{3/2} d\delta = \frac{2}{3} \frac{4}{3} E^* \sqrt{R^*} \delta^{5/2} = \frac{2}{5} F_L \delta \quad (2.68)$$

Derivado de las ecuaciones anteriores, la teoría de Hertz asume que $a \ll R$. Esto en la mayoría de los casos prácticos se cumplió ya que para materiales de grandes hendiduras no será frecuentemente más grande dentro de su límite elástico y la teoría el Hertz no se aplica. La indentación de un semi espacio elástico por un penetrador esférico con un radio R_p que fue estudiado por Sneddon y Ting quienes derivaron las ecuaciones sin la aproximación de $a \ll R_p$:

$$\delta = \frac{a}{2} \ln \frac{R_p + a}{R_p - a} \quad (2.69)$$

$$F_L = E^* \left[\frac{R_p^2 + a^2}{2} \ln \frac{R_p + a}{R_p - a} - aR_p \right] \quad (2.70)$$

Una comparación de sus resultados con los de Hertz muestra que para valores de a/R_p hasta 0.4, la teoría de Hertz es una excelente aproximación.

2.7.2.2 ADHESIÓN DE ESFERAS: TEORIA JKR

La teoría de Hertz permite calcular la forma de contacto y las fuerzas entre las esferas bajo la influencia de una fuerza externa. No incluye cualquier fuerza de superficie y por lo tanto no conduce a una expresión para la fuerza de adherencia. Cuando se movieron aparte, los cuerpos separados en el punto donde $\delta = 0$ y $a = 0$ y sin ninguna fuerza de adhesión. Un primer modelo para incluir fuerzas adhesivas sobre la base de la teoría de Hertz se introdujo por Derjaguin en 1934. Se supone que la forma de contacto es la dada por la teoría de Hertz y que la energía total del sistema es la energía elástica como dado por modelo de Hertz menos la energía debido a la formación de la zona de área de contacto πa^2 . En el modelo de Derjaguin la fuerza para lograr una cierta indentación se reduce por

$$F(\delta) = F_L(\delta) - \pi R^* w_{adh} \quad (2.71)$$

Donde F_L es el valor correspondiente de la carga en el modelo de Hertz como se define en la ecuación (2.63). La separación de las superficies por lo tanto, se produce en adhesión.

$$F_{adh} = -\pi R w_{adh} \quad (2.72)$$

Y un radio de contacto de $a = 0$, Tenga en cuenta que esta fuerza es menor por un factor de 2 que el valor calculado por Bradley. Una extensión de la teoría de Hertz teniendo interacciones adhesivas y su influencia en la forma de contacto en cuenta fue introducida en 1971 por Johnson, Kendall y Roberts y ha llegado a ser bien conocida como la teoría de JKR. Su base supone era tener en cuenta la interacción adhesiva sólo dentro del contacto zona y el abandono de las interacciones fuera de la zona de contacto.

Para calcular la penetración δ para las interacciones adhesivas, sugirieron la idea experimento bosquejado en la Figura 2.14. Supongamos que las esferas forman un contacto con radio a en la presencia de la adhesión y una carga externa F_L , se define F_1 como carga de fuerza necesaria para obtener el mismo radio de contacto en Hertziana.

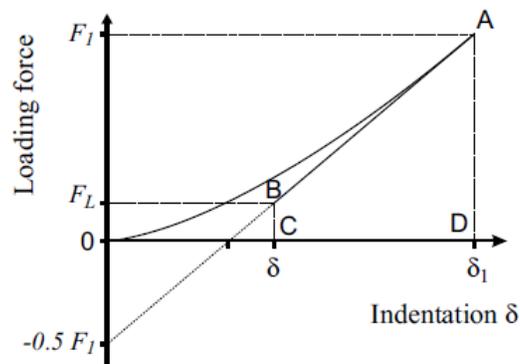


Figura 2.14 Carga (0-A) y descarga parcial (A-B) para derivar proceso de indentación y elástica energía en el modelo de JKR.

Sin adherencia. De acuerdo a la ecuación. (2.62) y la ecuación. (2.63)

$$F_1 = \frac{4}{3} E^* \sqrt{R^* \delta^{3/2}} = \frac{4}{3} \frac{a^3 E^*}{R^*} \quad (2.73)$$

Al cargar el contacto hasta la fuerza F_1 en la ausencia de adherencia ($w_a = 0$) seguimos la curva hertziana de $P(\delta)$ curva de 0 a A. En A, se tiene el radio de contacto a y la indentación $\delta_1 = a^2/R^*$ y la energía elástica almacenada es

$$U_E^{(A)} = \frac{2}{5} \frac{F_1 a^2}{R^*} = \frac{2}{5} F_1 \delta_1 \quad (2.74)$$

Ahora comenzamos a disminuir la carga hacia abajo a un valor F_L mientras que simultáneamente el aumento de la energía de adhesión a su valor w_A de modo que el área de contacto se mantiene constante. La reducción de la carga en una constante corresponde a la descarga de un piso punzón y sigue la línea recta A-B. El cambio en la hendidura a lo largo de esta línea es dada por la ecuación.

$$\Delta\delta = \frac{F_1 - F_L}{2aE^*} \quad (2.75)$$

Y el cambio en la energía elástica viene dado por el área del trapecio ABCD:

$$\Delta U_E = \Delta\delta = \frac{F_1 - F_L}{2} = \frac{1}{4aE^*} (F_1^2 - F_L^2) \quad (2.76)$$

La indentación δ en la presencia de adhesión se da por:

$$\delta = \delta_1 - \Delta\delta = \frac{a^2}{3R^*} + \frac{F_L}{2aE^*} \quad (2.77)$$

La energía elástica en el punto B es:

$$U_E = U_E^{(A)} - \Delta U_E = \frac{F_L^2}{4aE^*} + \frac{4a^5 E^*}{45R^{*2}} \quad (2.78)$$

El último resultado se obtuvo mediante la combinación de las ecuaciones. (2.73), (2.74) y (2.76). La distribución de la tensión normal σ_z a través de un contacto JKR es sólo la suma de la distribuciones de contacto Hertziana con compresión carga F_1 y un golpe con una carga de tracción $F_1 - F_L$ (Figura 2.14)

$$\sigma_z(r) = \frac{F_1 - F_L}{2\pi a^2} \frac{1}{\sqrt{1 - (r/a)^2}} - \frac{3}{2} \frac{F_1}{\pi a^2} \sqrt{1 - (r/a)^2} \quad (2.79)$$

El círculo interior de la zona de contacto estará bajo tensión de compresión, mientras que la zona anular exterior estará bajo tensión de tracción. El radio de la zona comprimida interior

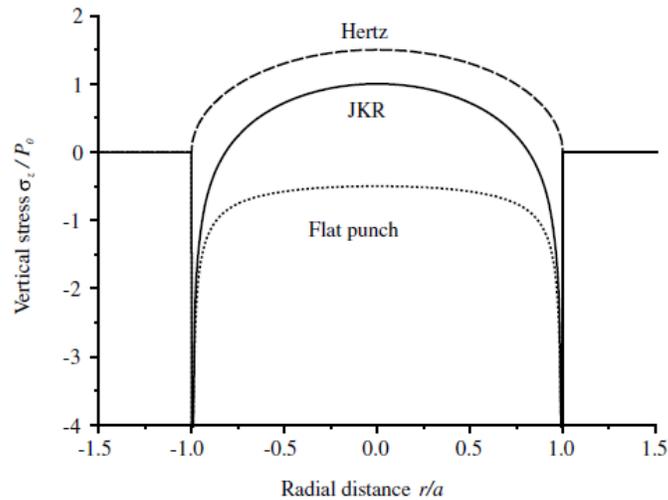


Figura 2.15 La tensión Vertical (presión de contacto) entre una esfera y un semiespacio elástico la formación de un contacto con un radio

Es dado por

$$r' = a \sqrt{1 - \frac{F_1 - F_L}{3F_1}} \quad (2.80)$$

La tasa de liberación de energía está dada por la ecuación.

$$G = \frac{1}{E^*} \frac{(F_1 - F_L)^2}{8\pi a^3} \quad (2.81)$$

$$= \frac{(4a^3 E^* / 3R^* - F_L)^2}{8\pi a^3 E^*} \quad (2.82)$$

$$= \frac{E^*}{2\pi a} \left(\delta - \frac{a^2}{R^*} \right)^2 \quad (2.83)$$

Combinando Griffith criterio con la ecuación.

$$(F_1 - F_L)^2 = 8\pi a^3 E^* w_{adh} \quad (2.84)$$

Expresando F_1 y F_L como magnitudes adimensionales $F_1/3\pi w_A R$ Y $F_L/3\pi w_A R$ obtenemos

$$\left(\frac{F_1}{3\pi w_{adh} R^*} - \frac{F_L}{3\pi w_{adh} R^*} \right)^2 = \frac{8\pi a^3 E^* w_{adh}}{(3\pi w_{adh} R^*)^2} = \frac{8a^3 E^*}{9\pi w_{adh} R^{*2}} = \frac{2F_1}{3\pi R^* w_{adh}} \quad (2.85)$$

Esta ecuación cuadrática está resuelta por

$$F_1 = F_L + 3\pi w_{adh} R^* \pm \sqrt{6\pi w_{adh} R^* F_L + (3\pi w_{adh} R^*)^2} \quad (2.86)$$

A partir de la condición de estabilidad que $\partial G / \partial A > 0$ se puede demostrar que sólo el determinante positivo en la ecuación (2.86). Mediante el uso de la ecuación (2.73) a reemplazar con se obtiene la ecuación JKR para el radio de contacto

$$a^3 = \frac{3R^*}{4E^*} \left(F_L + 3\pi w_{adh} R^* + \sqrt{6\pi w_{adh} R^* F_L + (3\pi w_{adh} R^*)^2} \right) \quad (2.87)$$

El primer sumando en esta ecuación es idéntica a la del radio de contacto de Hertz la Segunda y la tercera se deben a la interacción adhesiva y conduce a un radio de contacto mayor en comparación con la adhesión. Mediante el uso de nuevo Griffith, se obtiene la ecuación para la sangría JKR.

$$\delta = \frac{a^2}{R^*} - \sqrt{\frac{2\pi a w_{adh}}{E^*}} \quad (2.88)$$

La relación entre la carga y el radio de contacto viene dada por

$$F_L(a) = \frac{4E^* a^3}{3R^*} - 2\sqrt{2\pi E^* w_{adh} a^3} \quad (2.89)$$

Para una carga externa cero $F_L = 0$, nosotros obtenemos el radio de contacto con $G = w_{adh}$

$$a_0 = \left(\frac{9\pi w_{adh} R^{*2}}{2E^*} \right)^{1/3} \quad (2.90)$$

Y la indentación

$$\delta_0 = \frac{a_0^2}{3R^*} = \left(\frac{\pi^2 w_{adh}^2 R^*}{E^{*2}} \right)^{1/3} \quad (2.91)$$

El pull-off se produce a una fuerza de carga negativa $F_L = -F_1 = F_{adh}$ obteniendo la fuerza de adhesión

$$F_{adh} = -\frac{3}{2}\pi w_{adh} R^* \quad (2.92)$$

En pull-off, el radio de contacto se da como

$$a_{min} = \left(\frac{9\pi w_{adh} R^{*2}}{8E^*} \right)^{1/3} = 0.63a_0 \quad (2.93)$$

Y la altura del cuello (de indentación negativo) como

$$\delta_{min} = \left(\frac{\pi^2 w_{adh}^2 R^*}{\frac{64}{3} E^{*2}} \right)^{1/3} \quad (2.94)$$

Mientras que el radio de contacto (ecuación 2.93) y la altura del cuello (ecuación 2.94) dependen del módulo de Young reducido E^* , La expresión para la fuerza de adherencia (Ecuación. 2.92) no depende de las propiedades elásticas de los materiales. Este resultado es contrario a la intuición, ya que para un material blando, una deformación más grande se producirá y el área de contacto será mayor y uno podría esperar un mayor valor de F_{adh} . Sin embargo, cuando se tira de los dos cuerpos en contacto, se recuperará la energía elástica almacenada. Este equilibrio entre el adhesivo y la energía elástica lleva a la independencia del

módulo de Young. La fuerza de adhesión dada por la ecuación. (2.92) es menor que el valor calculado por Bradley para materiales rígidos. Puesto que la ecuación. (2.92) no depende del valor de E, También debe mantener durante el plazo de los cuerpos rígidos. Esta clara contradicción dio lugar a fuertes discusiones acerca de la validez de la teoría de JKR.

2.8.1 ÁREA DE CONTACTO

El estudio de área real de contacto es una parte integral de la ciencia de la fricción y el desgaste. Es conocido que las superficies de los cuerpos sólidos no son idealmente lisas. Al maquinar los materiales de ingeniería o al obtener superficies directamente de otros procesos tecnológicos, aparecen en la superficie microrrelieves o rugosidad superficial. Durante la explotación de estos microrrelieves no desaparecen, aunque experimentan cambio, se reconocen actualmente dos tipos de desviaciones de perfil de la superficie ideal: la rugosidad superficial y la ondulación.

Cuando dos superficies reales entran en contacto, éste no es continuo y sólo ciertas partes de la superficie soportan la carga aplicada. La suma de estas áreas discretas de contacto forma el área real de contacto. De acuerdo con esto, el área real de contacto define las partes de la superficie donde existe una fuerte interacción entre los cuerpos. Consecuentemente, si otros factores se mantienen, la fuerza de fricción estará directamente relacionada con el área de contacto.

El daño superficial de los sólidos durante el deslizamiento (desgaste) está también estrechamente relacionado con la magnitud de área real de contacto, ya que los elementos sometidos a esfuerzos en las capas cercanas a la superficie se determinan por las dimensiones de dicha área.

La formación de ésta bajo la carga aplicada ocurre como resultado de la penetración o aplastamiento de las microasperezas individuales, y mientras mayor será la deformación, mayor será el área real de contacto. La determinación de contacto es importante para calcular el área real de contacto. [13]

2.8.2 RUGOSIDAD

La rugosidad superficial consiste en el conjunto de irregularidades que presenta la superficie de una pieza. Esta prueba se realiza en una sección definida de la pieza, donde se espera haber logrado el acabado final de la pieza. Cabe mencionar que no importa que tan pulidas estén las piezas, siempre va a tener irregularidades en su superficie.

La rugosidad se mide en micrómetros, o popularmente llamado micras, debido a que en si es la medida de la distancia entre la deformidad y el plano en el cual debería estar.

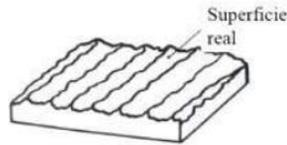
Generalmente se pueden clasificar las rugosidades en dos tipos:

Rugosidad Hidráulica: es la rugosidad que se da en las paredes de los canales y las tuberías, dependiendo del material con el que se construyen, el acabado final y el tiempo de uso.

Rugosidad Mecánica: popularmente llamada rugosidad superficial, y depende meramente del acabado final o del aspecto externo que se necesite en la pieza. [14]

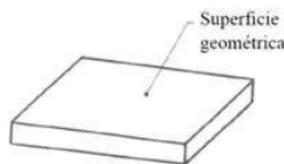
Para analizar la rugosidad es preciso definir la superficie en el que se encuentra. Para esto se expondrán las siguientes superficies:

Superficie real: Superficie que limita el cuerpo y lo separa del medio que lo separa.



2.16. Superficie real

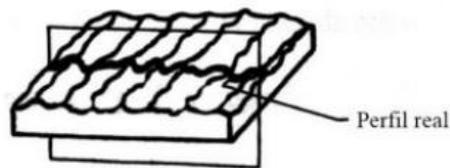
Superficie geométrica: Superficie ideal cuya forma está especificada por el dibujo y/o todo documento técnico.



2.17 Superficie geométrica

Superficie de referencia. Superficie a partir de la cual se determinan los parámetros de rugosidad. Tiene la forma de la superficie geométrica. Se puede calcular por el método de mínimos cuadrados.

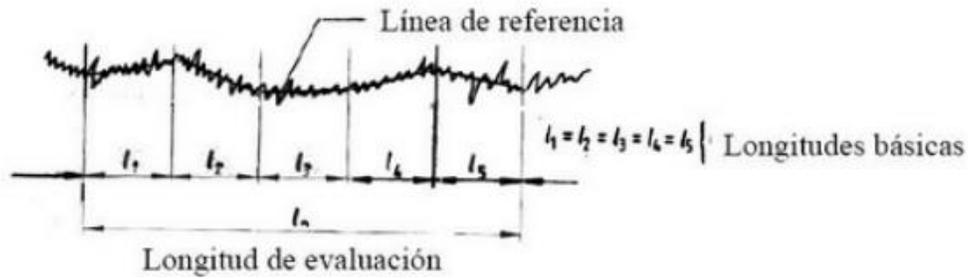
Perfil real: es la intersección de la superficie real con un plano normal.



2.18 Perfil real

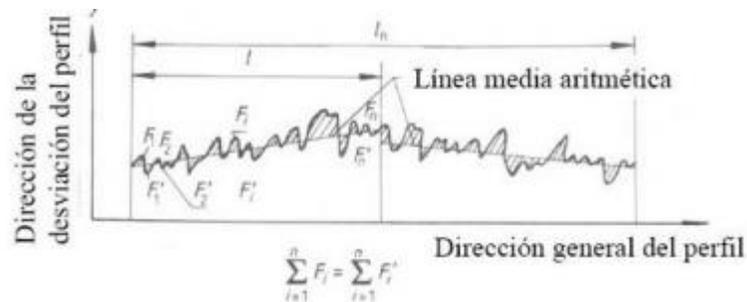
Longitud básica, l : Longitud de la línea de referencia utilizada para separar las irregularidades que forman la rugosidad superficial.

Longitud de evaluación, l_n : Longitud utilizada para determinar los valores de los parámetros de rugosidad superficial. Puede comprender una o más longitudes básicas.



2.19 Rugosidad con longitud de evaluación

Línea media de los mínimos cuadrados: Línea de referencia cuya forma es la del perfil geométrico. Divide el perfil de modo que, en el interior de la longitud básica, la suma de los cuadrados de las desviaciones a partir de esta línea es mínima.



2.20 Rugosidad con representación media de los mínimos

Línea media aritmética (o línea central): Línea de referencia con la forma del perfil geométrico, paralela a la dirección general del perfil en el interior de la longitud básica. Divide el perfil de modo que la suma de áreas comprendidas entre ella y el perfil es igual en la parte superior e inferior.

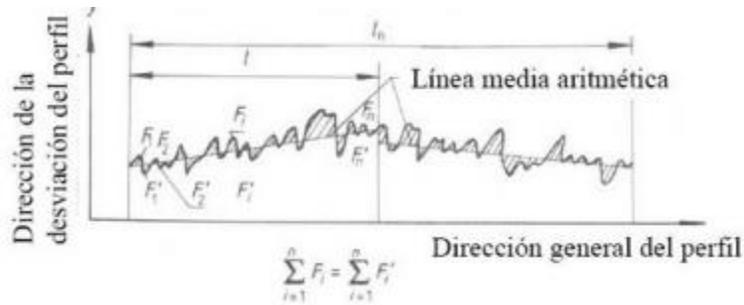


Figura 2.21 línea media aritmética

Cresta local del perfil: es la parte del perfil comprendida entre dos mínimos adyacentes del perfil.

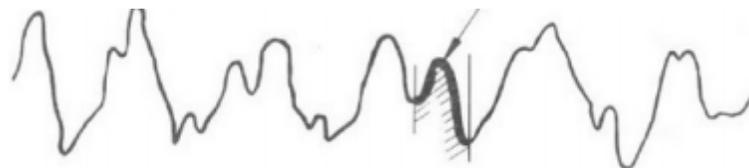


Figura 2.22 Cresta local del perfil

Valle local del perfil: Parte del perfil comprendida entre dos máximos adyacentes del perfil.



Figura 2.23 Valle local del perfil

Cresta del perfil: Parte del perfil dirigida hacia el exterior del cuerpo uniendo dos intersecciones consecutivas del perfil con la línea media.

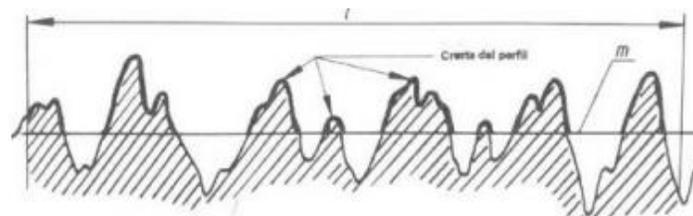


Figura 2.24 Cresta del perfil

Valle del perfil: Parte del perfil dirigida hacia el interior del cuerpo uniendo dos intersecciones consecutivas del perfil con la línea media.

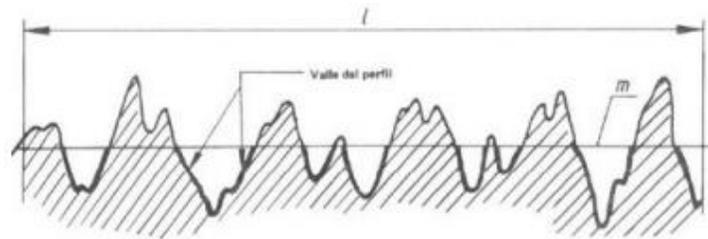


Figura 2.25 Valle de perfil

Parámetros de rugosidad.

Hay muchos parámetros que nos sirven para medir la rugosidad, y todos ellos se pueden clasificar en 3 tipos fundamentales:

Respecto a la dirección de las alturas

Desviación media aritmética del perfil, altura de las irregularidades en diez puntos, altura de una cresta del perfil, profundidad de un valle del perfil, altura de una irregularidad del perfil, etc.

Respecto a la dirección transversal

Respecto a la forma de las irregularidades [15]

2.8.3 ÁNGULO DE CONTACTO

Una de las propiedades cruciales de la superficie de los materiales en micro/nanoescala es la aplicación de la no humedad o la hidrofobicidad. La humedad es caracterizada por el ángulo de contacto, que es el ángulo entre las superficies de sólido y líquido. Si el líquido humedece la superficie, el valor del

ángulo de contacto es $0 \leq \theta \leq 90^\circ$, mientras si el líquido no humedece la superficie (referida como líquido no humectante o superficie hidrofóbica), el valor del ángulo de contacto es $90^\circ < \theta \leq 180^\circ$. Una superficie es considerado superhidrofóbica, si θ esta cerca a 180° . El ángulo de contacto depende de varios factores, tal como la rugosidad y la manera de la superficie de preparación, y de la limpieza. [8]

Wenzel desarrollo un modelo, que está basado en la consideración de la energía de decremento neta durante la extensión de una gota sobre una superficie rugosa [16]. Una superficie rugosa ha mayor interfaz de área sólido-líquido, dará lugar a una mayor energía neta y esto es responsable para el incremento del ángulo de contacto para una superficie de hidrofobicidad y el decremento para la superficie hidrofílica. Una alternativa del modelo fue desarrollado por Cassie y Baxter, quien considero una composición de interfaz sólido-líquido-aire, que puede ser formado por muchas superficies rugosas debido a una posible formación de cavidades, y un efecto al ángulo de contacto.

Ellos encontraron que para líquidos humectantes el ángulo de contacto decrece con incrementos de rugosidad, mientras para líquidos no humectantes esto incrementa. [16]

2.8.3.1 SUPERFICIE LISA

Es bueno saber que la superficie de átomos y moléculas de los líquidos o sólidos tienen energía por encima que de los átomos similares y moléculas en el interior, que resultan en tensión superficial o libre energía superficial, empezando una importante propiedad superficial. Esta propiedad es caracterizada cuantitativamente por la tensión superficial o libre energía superficial γ , que es igual al trabajo, que es requerido para crear una unidad de área de la superficie a volumen constante y temperatura. La unidad de γ es J/m^2 o N/m y esto puede ser

interpretado como energía por unidad de superficie de área o como fuerza de tensión por unidad longitud de una línea a la superficie. Cuando un sólido (S) está en contacto con líquido (L), la atracción molecular reducirá la energía del sistema por debajo que por las dos superficies separadas. Esto debe expresarse por la ecuación de Dupré Ecuación (2.52)

$$W_{SL} = \gamma_{SA} + \gamma_{LA} - \gamma_{SL}$$

$$\gamma_{SL} = (\sqrt{\gamma_{SA}} - \sqrt{\gamma_{LA}})^2 \quad (2.95)$$

Donde W_{SL} es el trabajo de adhesión por unidad de área entre las dos superficies, γ_{SA} y γ_{SL} son las energías superficiales (tensión superficial) del sólido contra aire y líquido, y γ_{LA} es la energía superficial (superficie de tensión) de líquido contra aire [8]

Si una gotita de líquido es puesto sobre una superficie sólida, el líquido y la superficie sólida reunido bajo el equilibrio a un ángulo característico llamado el ángulo de contacto estático

θ_0 . El ángulo de contacto puede ser determinado para la condición de la energía total del sistema siendo minimizado. La energía total E_{tot} es dado por

$$E_{tot} = \gamma_{LA}(A_{LA} + A_{SL}) - W_{SL}A_{SL} \quad (2.96)$$

Donde A_{LA} y A_{SL} son el área de contacto del líquido con el sólido y el aire respectivamente. Esto es asumido que la gota es suficientemente pequeña para que la gravitación de energía potencial pueda ser despreciado. A el equilibrio de $E_{tot} = 0$, como sigue

$$\gamma_{LA}(dA_{LA} + dA_{SL}) - W_{SL}dA_{SL} = 0 \quad (2.97)$$

Para una gota de volumen constante, esto es fácil de demostrar, usando consideraciones geométricas, que

$$\frac{dA_{LA}}{dA_{SL}} = \cos \theta_0 \quad (2.98)$$

Combinando las ecuaciones 2.52, 2.97 y 2.98, la llamada ecuación de Young para el ángulo de contacto es obtenido

$$\cos \theta_0 = \frac{\gamma_{SA} - \gamma_{SL}}{\gamma_{LA}} \quad (2.99)$$

La ecuación 2.99 proporciona con el valor del ángulo de contacto estático para dar superficies de tensión.

2.8.3.2 INTERFAZ COMPUESTA

Para obtener una superficie rugosa, un compuesto sólido-líquido-aire interfaz puede formar bolsas de aire en los valles entre las asperezas con el área fraccional geométrica plana de la interfaces sólido-líquido y sólido-aire bajo la gota f_{SL} y $1 - f_{SL}$, respectivamente. Transición a la interfaz de material compuesto del ángulo de contacto aumenta y disminuye drásticamente sólido-líquido del área de contacto, y por lo tanto disminuye la adhesión de líquido a sólido y CAH, lo que permite que la gota para rodar fácilmente a lo largo de la superficie sólida. Cassie y Baxter encontró que para las interfaces sólido-líquido y sólido-aire fraccionarios, la ángulo de contacto está dada por

$$\cos \theta = R_f f_{SL} \cos \theta_0 - 1 + f_{SL} \quad (2.100)$$

La ecuación 2.100 puede ahora considerarse un caso especial de la ecuación 2.108 con $f_{SL} = 1$ (no hay aire bajo la gota).

Desde el trabajo de adhesión es proporcional al área de contacto entre el sólido y el líquido, para una interfaz compuesta, la adhesión de histéresis es proporcional al área sólido-líquido $\Delta W = f_{SL} R_f \Delta W_0$, donde ΔW_0 es adhesión de histéresis para una superficie suave. La adhesión de histéresis es relacionada al CAH, aunque no lo hace definir unívocamente más tarde. Hay muchos factores que afectan el CAH, incluyendo la adhesión de histéresis, rugosidad de superficie y heterogeneidad.

Para un cálculo teórico exacto del CAH, un análisis termodinámico de energía de barreras para una gota en movimiento sería requerido, que es un problema complicado en el caso de la geometría tridimensional. Asumimos que el CAH es igual al plazo correspondiente del efecto de la rugosidad de superficie, H_r . Asumiendo también que la ecuación (2.100), diferencia de cosenos del avance y el retroceso de ángulos es relacionado para las diferentes superficies suaves nominales, θ_{adv0} y θ_{rec0} , como

$$\begin{aligned}\cos \theta_{adv} - \cos \theta_{rec} &= \frac{\Delta W}{\gamma_{LA}} = \frac{R_f f_{SL} \Delta W_0}{\gamma_{LA}} \\ &= R_f f_{SL} (\cos \theta_{adv0} - \cos \theta_{rec0}) + H_r\end{aligned}\quad (2.101)$$

Parámetro no dimensional H_r es responsable por el efecto de fijado de los bordes afilados. Debería asumirse ser proporcional para la densidad de bordes filosos por unidad de área. En el caso de pequeño H_r , se observó desde Ecuaciones (2.100),(2.101) ese decremento $f_{SL} \rightarrow 0$ resultado en incremento CA ($\cos \theta \rightarrow 1, \theta \rightarrow \pi$) y decremento CAH ($\cos \theta_{adv0} - \cos \theta_{rec0} \rightarrow 0$). En el caso limitado de muchas pequeñas áreas de contacto fraccional sólido-líquido debajo de la gota, cuando el CA es largo ($\cos \theta \approx -1 + (\pi - \theta)^2 / 2; \sin \theta \approx \theta - \pi$) y CAH es pequeño ($\theta_{adv} \approx \theta \approx \theta_{rec}$), ecuaciones (96) y (97) es reducido a

$$\pi - \theta = \sqrt{2f_{SL}(R_f \cos \theta_0 + 1)} \quad (2.102)$$

$$\begin{aligned}\cos \theta_{adv} - \cos \theta_{rec} &= R_f f_{SL} \frac{\cos \theta_{a0} - \cos \theta_{r0}}{-\sin \theta} \\ &= R_f \sqrt{f_{SL}} \frac{\cos \theta_{a0} - \cos \theta_{r0}}{\sqrt{2(R_f \cos \theta_0 + 1)}}\end{aligned}\quad (2.103)$$

Para la interfaz homogénea, $f_{SL} = 1$, mientras para una interfaz compuesta f_{SL} es un número pequeño. Es observado desde Ecuaciones (2.100)-(2.03) que para una interfaz homogénea, incremento de rugosidad (alta R_f) conduce a incrementos de CAH (valores altos de $(\theta_{adv} - \theta_{rec})$), mientras para la interfaz compuesta,

pequeños valores de f_{SL} proporciona con tanto alto CA y pequeño CAH. Por lo tanto la interfaz compuesta es esencial para la superhidrofobicidad.

El estado de superhidrofobicidad, corresponde a la interfaz compuesta, es probablemente para existir solo para materiales hidrofóbicos, desde otra manera sería energéticamente rentable para el líquido extenderse y llenar los valles.

2.9 REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

- [1] Á. D. Cortés, A. González Fernández y A. I. López Oliver, «Protocolo de Insercción, Mantenimiento y Retirada del Sondaje Vesical,» *Revista Mapa de rutas de dispositivos médicos.*, Marzo 2011.
- [2] D. J. D. Mejorada , D. T. Salazar Cordero y D. G. Urbano Valencia, «Prevención, Diagnóstico y Tratamiento de la Infección Urinaria Asociada a Sonda Vesical en la Mujer,» 2010.
- [3] J. Tortora y B. Derrickson, Principios de Anatomía y fisiología, 11 edición ed., Editorial Panamericana.
- [4] J. West., Bases fisiológicas de la práctica Médica, 12a edic. ed., Madrid: Editorial Médica Panamericana.
- [5] P. Ross, Histología, 6a edic ed., Editorial Panamericana.
- [6] Di Fiore, Histologia de Di Fiore, Buenos Aires: Edit. El Ateneo, 2001.
- [7] E. E. Bisson, R. L. Johnson, M. A. Swikert y G. Douglas, Friction Wear and Surface Damange of Metals as Affect by Solid Surface Films, National Advisory Committe for Aeronautics.

- [8] B. Barhat , Introduction to tribology, Ohio, 2013.
- [9] F. Bowden y D. Tabor, The Friction and Lubrication of Solids part I; Clarendon Press, London, 1964.
- [10] F. Acuña Arias, Química Orgánica, San José, Costa Rica: Editorial Euned, 2006.
- [11] A. C. Charles, French physicist and engineer; Hans-Jürgen Butt, physics and Chemistry of interfaces, 6a edic ed.
- [12] R. Hunter, Foundations of Colloid Science, Oxford: Oxford University Press, 2001.
- [13] F. Chavez Martínez, La tribología ciencia y técnica para el mantenimiento, Limusa.
- [14] I. O. F. Rodríguez, Maquinas, Métodos y Control Dimensional del Procesamiento, EET N°466.
- [15] H. Rubio Alonso, Rugosidades superficiales, Diseño Mecánico., Departamento de ingeniería Mecánica: Universidad Carlos III , Madrid.
- [16] C. A. Baxter, Wettability of porous surfaces, Trans. Faraday Soc. 40:546-551.
- [17] O'Connell Helen E., Huston M. John , Anderson R. Colin y Plenter J. Robert, Anatomical Relationship between urethra and clitoris, The Journal of Urology, Junio 1998.
- [18] Barnhart Kurt T., Izquierdo Adriana, et al., Baseline dimensions of the human vagina, University of Pennsylvania Medical Radiology, Febrero 14, 2006.
- [19] A. Farange Miranda, L. Marbach Howard, The vulva Anatomy Physiology and

Pathology, Informa Healthcare, N. Y. 2006.

[20] W. Ham Arthur, Tratado de Histología, Editorial interamericana, Sexta Edición.

[21] Geneser F. , Histología, Edit. Médica Panamericana, 3ª Edición.

METODOLOGÍA DEL DISEÑO DE LA SUPERFICIE GECKO

3.1 INTRODUCCIÓN

El objetivo de este capítulo es encontrar la estructura superficial óptima, basándonos en el diseño de las patas de la lagartija gecko, a modo que nuestra superficie presente una considerable adhesión para lograr que el urocondon permanezca en su lugar evitando derrames de orina. Las teorías antes mencionadas en el capítulo 2, serán base para encontrar los parámetros necesarios para seleccionar el tipo de material a utilizar, la geometría de las setas, su longitud y espaciamiento para que cumpla con nuestro objetivo.

Se presentará la metodología que se utilizó, para obtener superficies que presenten los efectos de adhesión requeridos, tomando en cuenta las propiedades de los materiales que nos conducirán a la energía superficial.

3.2. ANALISIS DE LA ENERGIA SUPERFICIAL DE LOS MATERIALES

Nuestro procedimiento comenzó por calcular la energía superficial de nuestros materiales a utilizar. Los pasos a realizar son los siguientes:

Configuración molecular: Para comenzar el procedimiento se requiere saber la forma en la que los elementos están distribuidos a nivel molecular, para poder

determinar qué tipos de enlaces se tienen, y así calcular el momento dipolar de la molécula.

Esta configuración servirá para calcular el momento dipolar, que será esencial para determinar las tres interacciones moleculares.

Calculo del momento dipolar: Para el cálculo de este parámetro se requiere conocer las distancias que hay entre los enlaces y las cargas que contienen los elementos. Existen artículos que dan a conocer el momento dipolar de los materiales de manera experimental.

$$\mu = Q_d d \quad (2.104)$$

Interacción de Keemson: Procedemos a calcular la primera interacción que es la de keemson. Y para esto se necesitan conocer la permisividad dieléctrica del vacío, la constante de boltzmann y a la temperatura en la que se va a trabajar. Se encontrará el coeficiente de orientación.

Interacción de Debye: Para determinar el coeficiente de inducción se va a requerir la energía de polarizabilidad que se define como la energía que se necesita para que una molécula tenga un momento dipolar.

Interacción de London: Sabemos que en la unión de las moléculas, hay algunas que tienen muy poca fuerza de atracción que pueden llegar a ser muy pequeñas, y aunque quizá no sean tan relevantes esta interacción las cuantifica. Y para encontrar el coeficiente de disipación se necesitan las energías de polarizabilidad de las moléculas, además de la frecuencia en la que se encuentre la molécula a esta interacción. Y el conocimiento de la constante de Planck.

Constante total: Obteniendo las constantes anteriores se procede a calcular la constante total que es la suma de cada una de las interacciones y estará en unidades de Jm^6 .

Densidad molecular: Se calculará este parámetro porque será importante para encontrar la constante de Hamaker. Comenzaremos a determinar el peso

molecular de nuestro compuesto en unidades de g/mol. Y también se necesitará la densidad del material para sustituirlos en la siguiente formula:

$$\text{cantidad de moléculas} = \frac{\text{densidad del compuesto}}{\text{peso molecular}} \quad (2.105)$$

Resultará la cantidad de moléculas que hay en el compuesto en un volumen de 1 m³

Constante de Hamaker: Junto con el coeficiente que se calculó y la densidad del compuesto podemos fácilmente determinar la constante de Hamaker sustituyéndolo en la ecuación (2.29).

Energía superficial: Como último paso se procede a calcular la energía superficial por la ecuación (2.35) de acuerdo a la distancia interatómica que se tenga dentro del compuesto. Las unidades de la energía superficial son mJm⁻² (mili Joule por cada metro cuadrado).

3.3 DETERMINACION DE LA TEORIA BASE

Para realizar el análisis del comportamiento de la fuerza de adhesión en cada una de las puntas se requiere hacer diversas consideraciones. Para comenzar, como parámetro esencial se necesitara encontrar el trabajo de adhesión que existe entre los dos materiales a utilizar, por medio de la ecuación (2.52) y (2.95).

Posteriormente se establecerá la base de nuestros cálculos para la fuerza de adhesión, que consiste en conocer la teoría cuyas ecuaciones rijan dicho comportamiento. Existen diversas formas de calcular la fuerza de adhesión entre dos materiales entre los cuales están las teorías de JKR, HERTZ Y DMT que son las más usuales para la determinación de este factor. Pero para utilizar cualquiera de las 3 teorías necesitamos conocer las condiciones en la que se va a trabajar. Como si la fuerza de adhesión será un parámetro importante que se tomará en

cuenta, si los materiales con las que estamos trabajando son muy duros o blandos.

Sin embargo, por ser un dispositivo autoconformable a la vulva, es un hecho que se trabajara con materiales blandos, lo cual nos llevaría directo a trabajar con la teoría JKR, pero, para estar más seguros de cuál de las 3 teorías es la más óptima para nuestro cálculo, utilizaremos el parámetro de tabor para determinar cuál teoría es la mejor y está más apegada a nuestras necesidades. Para determinar el parámetro de tabor ecuación (2.106) necesitamos los siguientes factores:

Radio reducido: Para encontrar el radio de contacto se modela como si fueran esferas los que están en contacto, así que se necesita saber los radios que tendrán los materiales para poder obtener un radio que se le conoce como “radio reducido”. El radio de la esfera se puede obtener en artículos o los radios que más han utilizado en experimentación. Ecuación (2.61)

Módulo de Young reducido: Es el módulo que relaciona a los dos materiales junto con el coeficiente de Poisson de cada material. Ecuación (2.58)

$$\mu_T = \left(\frac{W_{adh}^2 R^*}{E^* D_0^3} \right)^{1/3} \quad (2.106)$$

El parámetro de tabor nos da las limitaciones para saber con más exactitud cuál de las dos teorías vamos a utilizar si la JKR o DMT. Las limitaciones son: Para valores de $\mu_T \ll 1$, la teoría DMT debería ser válida y para $\mu_T \gg 1$, la teoría de JKR debería ser aplicable.

3.4 ANALISIS DEL COMPORTAMIENTO DE LA GEOMETRIA DE LAS PUNTAS (SETAES)

Como se mencionó en el capítulo 2, diversos artículos analizan las setas (pequeñas fibrillas) de las lagartijas gecko. Determinan que la forma de la punta de estas pequeñas fibrillas influye de manera directa en la fuerza de adhesión.

Se tomará como base el trabajo realizado por A. del Campo y C. Greiner (Cap. 2), en donde se realizaron experimentos con diferentes formas geométricas de las puntas fibrilares.

En el presente proyecto se analizaron tres formas geométricas de las puntas básicas: Borde redondeado, punta plana cilíndrica, punta clavo. (Ver figura 3.1)

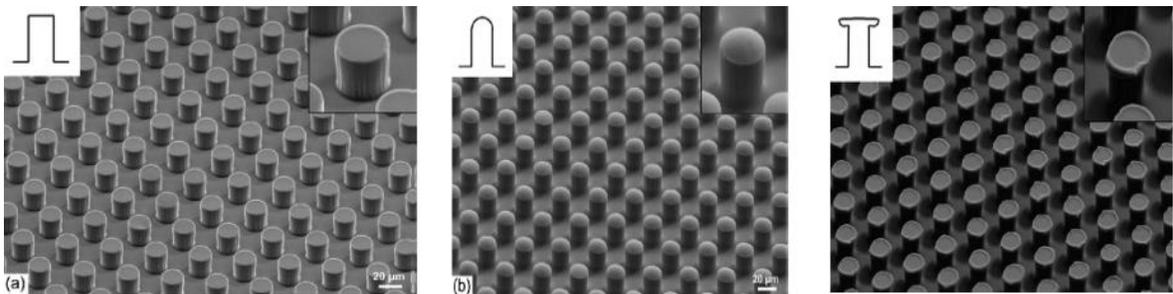


Figura 3.1. Geometría punta plana cilíndrica, borde redondeado y punta clavo respectivamente.

Una vez justificado el uso de la teoría JKR, para los fines de éste proyecto, se procede a hacer los cálculos de la fuerza de adhesión variando el radio para cada caso y variando el tipo de materiales a utilizar. Los materiales que serán sujetos del análisis son; Silicón, TPU y PVC, debido a sus propiedades elásticas, de biocompatibilidad y maleabilidad.

De acuerdo a los modelos hechos por A. del campo y C. Greiner, se establecieron diferentes medidas de radios en cada molde (ver tabla 3.1). Con dichas relaciones

podemos ver el comportamiento de la fuerza de adhesión en un rango de .5 micras o 5 micras respecto a cada material.

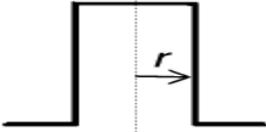
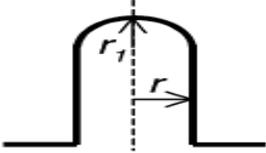
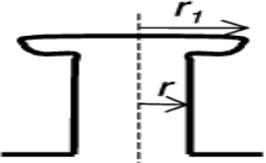
Contact geometry	Pillar radius, r (μm)	Tip dimensions (μm)
Flat tip 	2.5	
	5	
	10	
	25	
Spherical tip 	2.5	$r_t = 9.3$
	5	$r_t = 16.4$
	10	$r_t = 24.1$
	25	$r_t = 39.3$
Mushroom tip (fabricated by printing) 	10	$r_t \sim 12.9 \pm 0.3$
	25	$r_t \sim 32.1 \pm 1.5$

Tabla 3.1 Relación de radios de las puntas.

Para el tipo de punta plana cilíndrica y clavo, el radio de contacto que se da entre la piel y la superficie de la punta, es un contacto esfera-plano (ver Figura 3.2), como consecuencia, la teoría de contacto de Hertz no describe el comportamiento de ésta interacción.

Configuración	Esquema
Molecula - Molecula	• •
Molecula - Plato	•
esfera - Plato	●
Esfera-Esfera	● ●

Figura 3.2 Tipos de contacto

Para éste caso, se utilizara las siguientes ecuaciones que modelan al contacto esfera-plano bajo los principios de la teoría JKR (para materiales blandos) [1].

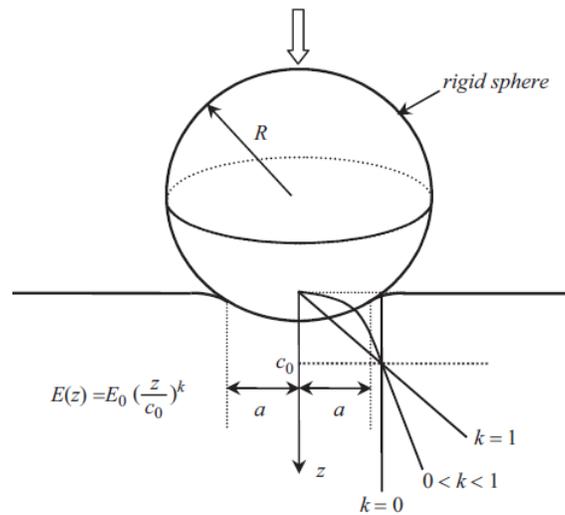


Figura 3.3. Contacto esfera-plano

$$a_1 = \frac{3}{2} \left[\frac{\pi R^2 W_{adh}}{3E^*} \right]^{1/3} \quad 2.107$$

La expresión anterior sólo considera el contacto de una solo esfera con el plano, pero sí, la rugosidad de la piel es más pequeña que el diámetro de nuestro setea, entonces tenemos que la cantidad de esferas en contacto con el plano es mayor

que uno. Por lo tanto se establece una relación de la cantidad aproximada de esferas que estarán en contacto con el plano de nuestra fibrilla (ecuación 2.108) , multiplicadas con la ecuación (2.107), nos dará el radio de contacto real (a) que podremos usar para calcular la fuerza de adhesión de acuerdo a la teoría JKR (ecuación 2.109).

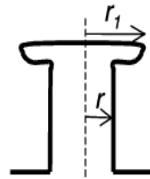


Figura 3.4 Modelo de setae

$$a = a_1 \frac{r_1}{R} \quad 2.108$$

$$F_{adh} = \frac{4E^*a^3}{3R} - 2\sqrt{2\pi E^*W_{adh}a^3} \quad 2.109$$

Para el caso de la punta con borde redondeado podremos usar directamente la teoría de contacto de Hertz, ya que se modelara como un contacto esfera-esfera (ver figura 3.5). Entonces para determinar la fuerza de adhesión (ecuación 2.111), es necesario obtener el radio reducido (R^*) entre las esferas (ecuación 2.110).

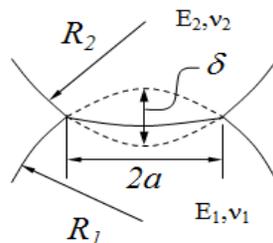


Figura 3.5. Contacto esfera-esfera de acuerdo a Hertz.

$$\frac{1}{R^*} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad 2.110$$

$$F_{adh} = -\frac{3}{2}\pi W_{adh} R^* \quad 2.111$$

3.5 DETERMINACION DEL ARREGLO ESPACIAL

En diversos artículos se ha hecho el cálculo de la fuerza de adhesión con diferentes arreglos espaciales tal y como se muestra en la figura 3.6

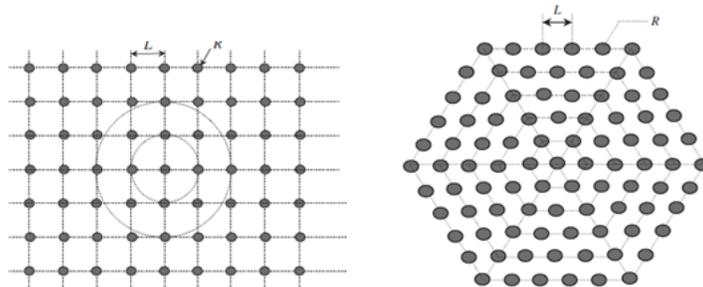


Figura 3. 6 Diferentes arreglos espaciales

Contrario a lo que se pueda pensar, queda demostrado en cada estudio que la forma en que las fibrillas estén arregladas no tiene influencia en la fuerza de adhesión. Sin embargo, lo que sí es concluyente, es que la cantidad o la longitud del espacio entre fibra y fibra repercuten de manera directa en la fuerza de adhesión (ver figura 3.7). Sea una distancia mínima entre fibras o tan grande como se desea, la cantidad de fuerza aumentará o disminuirá respectivamente.

Para el cálculo del espacio óptimo de nuestras fibras se emplearan las siguientes ecuaciones obtenidas del trabajo de Shaohua Chen y Ai Kah Soh. [2]

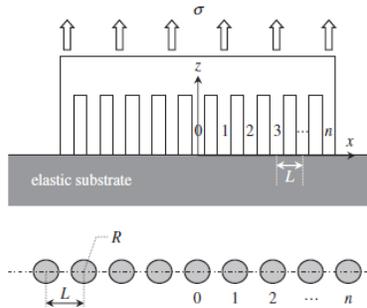


Figura 3.7 Esquema de un largo número de fibras.

$$\frac{\sigma_T}{\sigma_1} = \rho \quad 2.112$$

$$\rho = N \left(\frac{1}{\frac{nL}{R} + 1} \right)^2 \quad 2.113$$

En donde:

σ_T ; es el esfuerzo de todas las fibras.

σ_1 ; es el esfuerzo de una sola fibra.

ρ ; es la densidad de fibras.

N ; es el número total de fibras.

n ; es el espacio medio de fibras que se calcula, $n = \frac{\text{número de fibras en una fila}}{2} - 1$

R ; es el radio de la fibra.

L ; es el espacio que existe entre el centro de cada fibra.

3.6 CALCULO DE LA LONGITUD CRÍTICA DE LA FIBRA

La imitación de las setas de una lagartija gecko, nos ha llevado a establecer diversos parámetros que nos ayudaran a obtener el diseño de fibras adecuado. Hasta este punto hemos obtenido el material adecuado, el radio óptimo de la fibra y el espacio efectivo para una fuerza de adhesión funcional a nuestra necesidad. Sin embargo tenemos que tomar en cuenta que las setas son estructuras hechas en la escala de micras, lo que nos da como resultado fibras muy delgadas, las cuales podrían fácilmente pandearse si son demasiado altas como para soportar un peso muy grande.

Para evitar que la estructura de la fibra sea débil, se calculará la longitud crítica a la cual las fibras aún permanecerán estables aunque se alcancen a pegar unas contra otras (ver figura 3.8), siendo efectivas en la fuerza de adhesión. Se empleará la ecuación que se muestra en el trabajo realizado por Haimin Yao y Haujian Gao [3]

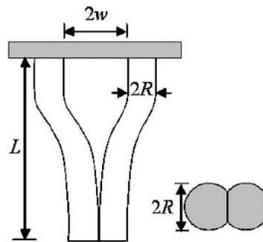


Figura 3.8. Longitud crítica de la fibra

$$L_{crit} = \left[\frac{\pi^4 E_f R}{2^{11} \gamma_f (1 - \nu_f^2)} \right]^{\frac{1}{12}} \left[\frac{12 E_f R^3 w^2}{\gamma_f} \right]^{\frac{1}{4}} \quad 2.114$$

En donde:

E_f ; es el módulo de Young del material.

γ_f ; Energía superficial del material.

R ; radio de la fibra.

ν_f ; Relación de Poisson del material.

w ; es la distancia de separación entre centros de cada fibra.

3.7 REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS.

- [1] S. Chen, C. Yan, P. Zhang y H. Gao, «Mechanics of adhesive contact on a power-law graded elastic half-space,» *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 2009.
- [2] C. Shaohua y S. Ai Kah, «Tuning the geometrical parameters of biomimetic fibrillar structures to enhance adhesion,» *Journal of the Royal Society Interface*.
- [3] Y. Haimin y G. Huajian, «Mechanics of robust and releasable adhesion in biology: Bottom-up designed hierarchical structures of gecko,» *Journal of The Mechanics and Physics of Solids*.

CAPITULO IV

RESULTADOS

4.1. INTRODUCCIÓN

En este apartado se expondrá los resultados de los cálculos que se fueron realizando a lo largo del proyecto siguiendo la metodología del capítulo 3 y los fundamentos teóricos del capítulo 2, explicando paso a paso el desarrollo del mismo. Dando a conocer los diversos resultados en gráficas y explicando las consideraciones que se realizaron para la obtención de la superficie que satisficiera nuestras especificaciones.

4.2. CALCULO DE LA ENERGÍA SUPERFICIAL DE LOS MATERIALES

4.2.1 POLIDIMETILSILOXANO (SILICON)

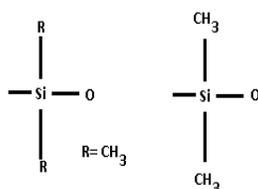


Figura 4. 1. Cadena molecular del polidimetilsiloxano

Viendo los enlaces que tiene el compuesto, se procedió a buscar las propiedades que serían necesarias para calcular las interacciones moleculares, los cuales se mostrarán en la tabla 4.1 a continuación.

Tabla 4.1. Propiedades químicas del polidimetilsiloxano

Propiedad	Unidades de medida	valor
Distancia entre enlace Si-O ¹	Å	1.63
Constante de Boltzmann ²	JK ⁻¹	1.381 x 10 ⁻²³
Temperatura	°C	25
Permisividad del vacío	AsV ⁻¹ m ⁻¹	8.85419x10 ⁻³⁴
Momento dipolar ³	D	21.48
Constante de Planck	Js	6.62607x10 ⁻³⁴
Frecuencia	Hz	3x10 ¹⁵
Densidad ³	Kg/m ³	1120
Peso molecular ³	g/mol	5970
Número de Avogadro	Mol ⁻¹	6.0022x10 ²³

1)M. Andriot, Silicones in Industrial Applications, Pag.3

2)Hans-Jürgen and Michael Kappl, Surface and Interface Forces, Wiley-Vch, 2010

3)Alex C. M. Kuo, Poly(dimethylsiloxane), Oxford University Press Inc, 1999.

Calculo de la interacción de Keemson: Tomando la ecuación 2.18 para la constante de orientación, se supuso que cada interacción será calculado con dos moléculas de silicón.

$$C_{orient} = \frac{(7.165728 \times 10^{-29} \text{ C m})^4}{3(4\pi * 8.85419 \times 10^{-12} \text{ A s V}^{-1} \text{ m}^{-1})^2 * 4.12 \times 10^{-21} \text{ J}} = 1.7247 \times 10^{-73} \text{ J m}^6$$

Calculo de la interacción de Debye: Se calculó la energía de polarización y posteriormente el coeficiente de inducción.

$$\alpha = 4\pi(8.85419 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{Nm}^2) \left(1.63\text{\AA} * \frac{10^{-10}\text{m}}{\text{\AA}} \right)^3$$

$$\alpha = 4.8163 \times 10^{-40} \text{ C}^2\text{J}^{-1}\text{m}^2$$

$$C_{ind} = \frac{(4.8163 \times 10^{-40} \text{ C}^2\text{J}^{-1}\text{m}^2)(7.165728 \times 10^{29} \text{ c m})^2}{(4\pi * 8.85419 \times 10^{-12} \text{ A s V}^{-1} \text{ m}^{-1})^2} = 1.9993 \times 10^{-76} \text{ Jm}^6$$

Cálculo de la interacción de London: Mediante una reducción se tiene que $v_1 = v_2 = v$ ya que se está calculando en base a dos moléculas de silicón y la ecuación que se obtiene es la siguiente.

$$C_{disp} = \frac{3}{2} \frac{(4.8163 \times 10^{-40} \text{ C}^2\text{J}^{-1}\text{m}^2)^2}{(4\pi * 8.85419 \times 10^{-12} \text{ A s V}^{-1} \text{ m}^{-1})^2} \frac{1}{2} (6.62607 \times 10^{-34} \text{ Js})(3 \times 10^{15} \text{ Hz})$$

$$C_{dis} = 2.7961 \times 10^{-77} \text{ Jm}^6$$

Cálculo de la constante total

$$\begin{aligned} C_{total} &= 1.7247 \times 10^{-73} \text{ Jm}^6 + 1.9993 \times 10^{-76} \text{ Jm}^6 + 2.7961 \times 10^{-77} \text{ Jm}^6 \\ &= 1.7270 \times 10^{-73} \text{ Jm}^6 \end{aligned}$$

Teniendo este dato se procede a calcular la densidad molecular como sigue:

$$\text{numero de moles} = \frac{1120 \times 10^3 \text{ g}}{5970 \text{ g/mol}} = 187.6046 \text{ mol}$$

Será esta cantidad por cada 1 m³ de unidad de volumen. Se calculó el número de moléculas con el número de Avogadro:

$$187.6046 \text{ mol} (6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}) = 1.129755 \times 10^{26} \text{ moléculas en } 1 \text{ m}^3$$

Calculo de la constante de Hamaker

$$A_H = \pi^2 (1.7270 \times 10^{-73} \text{ Jm}^6) (1.129755 \times 10^{26})^2 \text{ J}$$

$$A_H = 2.1755 \times 10^{-20} \text{ J}$$

finalmente la energía superficial que se obtiene es el siguiente:

$$\gamma_s = \frac{2.1755 \times 10^{-20} \text{ J}}{24\pi \left(1.6 \text{ \AA} * \frac{10^{-10} \text{ m}}{\text{ \AA}} \right)^2} = 11.2 \text{ mJm}^{-2}$$

4.2.2 POLIURETANO TERMOPLÁSTICO (TPU)

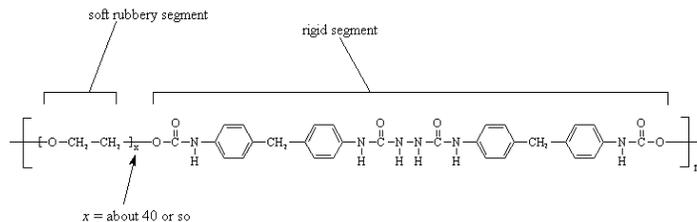


Figura 4.2 Cadena molecular del TPU

Tabla 4. 1 Propiedades químicas de TPU

Propiedad	Unidades de medida	valor
Distancia entre enlace C-O ¹	Å°	1.13
Constante de	JK ⁻¹	1.381 x 10 ⁻²³

Boltzmann		
Temperatura	°C	25
Permisividad del vacío	AsV ⁻¹ m ⁻¹	8.85419x10 ⁻³⁴
Momento dipolar¹	D	9.4
Constante de Planck	Js	6.62607x10 ⁻³⁴
Frecuencia	Hz	3x10 ¹⁵
Densidad²	Kg/m ³	1170
Peso molecular²	g/mol	170
Número de Avogadro	Mol ⁻¹	6.0022x10 ²³

1)Cuili Zhang, Theoretical study of Polyurethane

2)Yan-Jyin Huang, Effects of chemical structure of Polyurethane.

Calculo de la interacción de Keemson:

$$C_{orient} = \frac{(3.1358 \times 10^{-29} \text{ c m})^4}{3(4\pi * 8.85419 \times 10^{-12} \text{ A s V}^{-1} \text{ m}^{-1})^2 * 1.38 \times 10^{-23} (25 + 23)}$$

$$= 6.32782 \times 10^{-75} \text{ J m}^6$$

Calculo de la interacción de Debye:

$$\alpha = 4\pi(8.85419 \times 10^{-12} \text{ c}^2/\text{Nm}^2) \left(1.13 \text{ \AA} * \frac{10^{-10} \text{ m}}{\text{ \AA}} \right)^3$$

$$\alpha = 1.60544 \times 10^{-40} \text{ C}^2 \text{ J}^{-1} \text{ m}^2$$

$$C_{ind} = \frac{(1.60544 \times 10^{-40} \text{ C}^2 \text{ J}^{-1} \text{ m}^2)(3.13584 \times 10^{-29} \text{ c m})^2}{(4\pi * 8.85419 \times 10^{-12} \text{ A s V}^{-1} \text{ m}^{-1})^2} = 1.2752 \times 10^{-77} \text{ J m}^6$$

Cálculo de la interacción de London:

$$C_{disp} = \frac{3}{2} \frac{(1.60544 \times 10^{-40} \text{ C}^2 \text{ J}^{-1} \text{ m}^2)^2}{(4\pi * 8.85419 \times 10^{-12} \text{ A s V}^{-1} \text{ m}^{-1})^2} \frac{1}{2} (6.62607 \times 10^{-34} \text{ Js})(3 \times 10^{15} \text{ Hz})$$

$$C_{dis} = 3.1039 \times 10^{-78} \text{ Jm}^6$$

Cálculo de la constante total

$$\begin{aligned} C_{total} &= 16.3278 \times 10^{-75} \text{ Jm}^6 + 1.2752 \times 10^{-77} \text{ Jm}^6 + 3.1039 \times 10^{-78} \text{ Jm}^6 \\ &= 6.3436 \times 10^{-75} \text{ Jm}^6 \end{aligned}$$

Teniendo este dato se procede a calcular la densidad molecular como sigue:

$$\text{numero de moles} = \frac{1170 \text{ kg}}{170 \text{ g/mol} * \left(\frac{1 \text{ kg}}{1000 \text{ g}}\right)} = 6882.35 \text{ mol}$$

Será esta cantidad por cada 1 m³ de unidad de volumen. Se calculó el número de moléculas con el número de Avogadro:

$$6882.35 \text{ mol} (6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}) = 4.1446 \times 10^{27} \text{ moléculas en } 1 \text{ m}^3$$

Calculo de la constante de Hamaker

$$A_H = \pi^2 (6.3436 \times 10^{-75} \text{ Jm}^6) (4.1446 \times 10^{27})^2 \text{ J}$$

$$A_H = 1.07550 \times 10^{-18} \text{ J}$$

finalmente la energía superficial que se obtiene es el siguiente:

$$\gamma_s = \frac{1.07550 \times 10^{-18} \text{ J}}{24\pi \left(1.13 \text{ \AA} * \frac{10^{-10} \text{ m}}{\text{ \AA}}\right)^2} = 1.117 \text{ Jm}^{-2}$$

4.2.3 POLICLORURO DE VINILO (PVC)

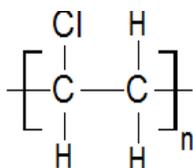


Figura 4.3. Cadena molecular del PVC

Tabla 4. 2 Propiedades químicas del PVC

Propiedad	Unidades de medida	valor
Distancia entre enlace C-H	A°	1.10
Constante Boltzmann ²	de JK ⁻¹	1.381 x 10 ⁻²³
Temperatura	°C	25
Permisividad del vacío	AsV ⁻¹ m ⁻¹	8.85419x10 ⁻³⁴
Momento dipolar	D	1.31-1.39
Constante de Planck	Js	6.62607x10 ⁻³⁴
Frecuencia	Hz	3x10 ¹⁵
Densidad	g/cm ³	1.35
Peso molecular	g/mol	62.47
Número de Avogadro	Mol ⁻¹	6.0022x10 ²³

Calculo de la interacción de Keemson:

$$C_{orient} = \frac{(4.6365 \times 10^{-30} \text{ c m})^4}{3(4\pi * 8.85419 \times 10^{-12} \text{ A s V}^{-1} \text{ m}^{-1})^2 * 1.38 \times 10^{-23} (298)}$$

$$= 6.32782 \times 10^{-75} \text{ J m}^6$$

Cálculo de la interacción de Debye:

$$\alpha = 4\pi(8.85419 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{Nm}^2) \left(1.1\text{\AA} * \frac{10^{-10}\text{m}}{\text{\AA}}\right)^3$$

$$\alpha = 1.4809 \times 10^{-40} \text{ C}^2\text{J}^{-1}\text{m}^2$$

$$C_{ind} = \frac{(1.4809 \times 10^{-40} \text{ C}^2\text{J}^{-1}\text{m}^2)(4.6365 \times 10^{-30} \text{ C m})^2}{(4\pi * 8.85419 \times 10^{-12} \text{ A s V}^{-1} \text{ m}^{-1})^2} = 2.5715 \times 10^{-79} \text{ Jm}^6$$

Cálculo de la interacción de London:

$$C_{disp} = \frac{3}{2} \frac{(1.4809 \times 10^{-40} \text{ C}^2\text{J}^{-1}\text{m}^2)^2}{(4\pi * 8.85419 \times 10^{-12} \text{ A s V}^{-1} \text{ m}^{-1})^2} \frac{1}{2} (6.62607 \times 10^{-34} \text{ Js})(3 \times 10^{15} \text{ Hz})$$

$$C_{dis} = 2.6410 \times 10^{-78} \text{ Jm}^6$$

Cálculo de la constante total

$$C_{total} = 3.0235 \times 10^{-78} \text{ Jm}^6 + 2.5715 \times 10^{-79} \text{ Jm}^6 + 2.641 \times 10^{-78} \text{ Jm}^6 \\ = 5.92165 \times 10^{-78} \text{ Jm}^6$$

Teniendo este dato se procede a calcular la densidad molecular como sigue:

$$\text{numero de moles} = \frac{\frac{1.35 \text{ g}}{\text{cm}^3} \left(\frac{100 \text{ cm}}{1 \text{ m}^3}\right)}{62.47 \text{ g/mol} * \left(\frac{1 \text{ kg}}{1000 \text{ g}}\right)} = 216.1037 \text{ mol}$$

Será esta cantidad por cada 1 m³ de unidad de volumen. Se calculó el número de moléculas con el número de Avogadro:

$$216.10337 \text{ mol} (6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}) = 1.30137 \times 10^{28} \text{ moléculas en } 1 \text{ m}^3$$

Calculo de la constante de Hamaker

$$A_H = \pi^2 (5.92165 \times 10^{-78} \text{ Jm}^6) (1.30137 \times 10^{28})^2 \text{ J}$$

$$A_H = 9.8979 \times 10^{-21} \text{ J}$$

finalmente la energía superficial que se obtiene es el siguiente:

$$\gamma_s = \frac{9.89792 \times 10^{-21} \text{ J}}{24\pi \left(1.1 \text{ \AA} * \frac{10^{-10} \text{ m}}{\text{\AA}} \right)^2} = 0.97 \text{ Jm}^{-2}$$

4.2.4 TEJIDO EPITELIAL ESTRATIFICA NO QUERATINIZADO

Tabla 4. 3 Propiedades químicas del tejido epitelial

Propiedad	Unidades de medida	valor
Distancia entre enlace C-H ₃	Å°	1.09
Constante de Boltzmann	JK ⁻¹	1.381 x 10 ⁻²³
Temperatura	°C	25
Permisividad del vacío	AsV ⁻¹ m ⁻¹	8.85419x10 ⁻³⁴
Momento dipolar ¹	D	24
Constante de Planck	Js	6.62607x10 ⁻³⁴
Frecuencia	Hz	3x10 ¹⁵
Densidad ²	kg/m ³	1125
Peso molecular ¹	kg/mol	7
Número de Avogadro	Mol ⁻¹	6.0022x10 ²³

1)Jean Claude Kader, Purification and characterization of Phospholipid

2) G. Yancey Patricia, Lipids and Lipoproteins

Calculo de la interacción de Keemson:

$$C_{orient} = \frac{(8.0064x 10^{-29} c m)^4}{3(4\pi * 8.85419 x 10^{-12} A s V^{-1} m^{-1})^2 * 1.38x10^{-23}(298)}$$

$$= 2.68912x10^{-73} Jm^6$$

Calculo de la interacción de Debye:

$$\alpha = 4\pi(8.85419 x 10^{-12} c^2/Nm^2) \left(1.09\text{\AA} * \frac{10^{-10}m}{\text{\AA}} \right)^3$$

$$\alpha = 1.44092x 10^{-40} C^2J^{-1}m^2$$

$$C_{ind} = \frac{(1.4409 x 10^{-40} C^2J^{-1}m^2)(8.0064x 10^{-29} c m)^2}{(4\pi * 8.85419 x 10^{-12} A s V^{-1} m^{-1})^2} = 7.46098x 10^{-77} Jm^6$$

Cálculo de la interacción de London:

$$C_{disp} = \frac{3}{2} \frac{(1.44092x 10^{-40} C^2J^{-1}m^2)^2}{(4\pi * 8.85419 x 10^{-12} A s V^{-1} m^{-1})^2} \frac{1}{2} (6.62607x10^{-34} Js)(3x10^{15} Hz)$$

$$C_{dis} = 2.5003 x 10^{-78} Jm^6$$

Cálculo de la constante total

$$C_{total} = 2.68912x10^{-73} Jm^6 + 7.46098x 10^{-77} Jm^6 + 2.5003x 10^{-78} Jm^6$$

$$= 2.68989x10^{-73} Jm^6$$

Teniendo este dato se procede a calcular la densidad molecular como sigue:

$$\text{numero de moles} = \frac{1125 \text{ kg}}{7 \text{ kg/mol}} = 160.714 \text{ mol}$$

Será esta cantidad por cada 1 m³ de unidad de volumen. Se calculó el número de moléculas con el número de Avogadro:

$$160.714 \text{ mol} (6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}) = 9.6784 \times 10^{25} \text{ moléculas en } 1 \text{ m}^3$$

Calculo de la constante de Hamaker

$$A_H = \pi^2 (2.689889 \times 10^{-73} \text{ Jm}^6) (9.6784 \times 10^{25})^2$$

$$A_H = 2.4867 \times 10^{-20} \text{ J}$$

finalmente la energía superficial que se obtiene es el siguiente:

$$\gamma_s = \frac{2.4867 \times 10^{-20} \text{ J}}{24\pi \left(1.09 \text{ \AA} * \frac{10^{-10} \text{ m}}{\text{ \AA}} \right)^2} = 27.76 \text{ mJm}^{-2}$$

4.3 DETERMINACION DEL PARAMETRO DE TABOR

Para determinar el parámetro de Tabor se necesitan las siguientes propiedades.

Tabla 4. 4 Propiedades mecánicas de los materiales

Propiedad	Unidad	Valor
Tejido epitelial plano estratificado no queratinizado		
Rugosidad ¹	μm	2.05
Relacion de Poisson ²		0.47
Módulo de Young ²	KPa	2.9
Polidimetilsiloxano (Silicon)		
Rugosidad	μm	1.06
Relacion de Poisson		0.5
Módulo de Young	MPa	45
Distancia intermolecuar (epitelio-Silicón)	A°	0.95
Poliuretano Termoplástico		
Rugosidad	μm	0.3
Módulo de Young	MPa	221
Relación de Poisson		0.45
Distancia intermolecular (TPU-pitelio)	A°	0.95
Policloruro de vinilo (PVC)		
Módulo de Young	MPa	50
Relación de Poisson		0.41
Rugosidad	μm	1.5
Distancia intermolecular epitelio-pvc	A°	1.10

1) Medido con un rugosímetro

2)Dinesh K. Chhetri, Measurement of Yonung's Modulus of Vocal Flods

Los datos de los materiales se obtuvieron con las referencias anteriormente usadas.

Calculo del trabajo de adhesión entre el tejido epitelial y los diferentes materiales.

Epitelio- Silicon

$$\begin{aligned}w_{adh1} &= 11.2mJm^{-2} + 27.76mJm^{-2} - \left(\sqrt{11.2mJm^{-2}} - \sqrt{27.76mJm^{-2}}\right)^2 \\ &= 35.265mJm^{-2}\end{aligned}$$

Epitelio-TPU

$$\begin{aligned}w_{adh2} &= 1.1177 Jm^{-2} + 27.76mJm^{-2} - \left(\sqrt{1.1177 Jm^{-2}} - \sqrt{27.76mJm^{-2}}\right)^2 \\ &= 352.29 mJm^{-2}\end{aligned}$$

Epitelio-PVC

$$\begin{aligned}w_{adh3} &= 10.8491 mJm^{-2} + 27.76mJm^{-2} - \left(\sqrt{10.8491 mJm^{-2}} - \sqrt{27.76mJm^{-2}}\right)^2 \\ &= 34.709 mJm^{-2}\end{aligned}$$

Calculo del parámetro de Tabor.

Epitelio-silicon

$$R^* = \frac{1}{\frac{1}{1.06 \times 10^{-6} m} + \frac{1}{2.05 \times 10^{-6} m}} = 6.9871 \times 10^{-6} m$$

$$E^* = \left(\frac{1 - 0.5^2}{45 \times 10^6 Pa} + \frac{1 - 0.47^2}{2.9 \times 10^3 Pa} \right)^{-1} = 3.722 \times 10^3 Pa$$

$$\mu_{T1} = \left(\frac{(35.265 \text{ mJm}^{-2})^2 (6.9871 \times 10^{-6})}{(3.722 \times 10^3 \text{ Pa})^2 \left(0.95 \text{ \AA} * \frac{10^{-10} \text{ m}}{\text{\AA}}\right)^3} \right)^{1/3} = 41823.5$$

$\mu_{T1} > 1$, por lo tanto la Teoria JKR es aplicable

Epitelio- TPU

$$R^* = \frac{1}{\frac{1}{0.3 \times 10^{-6} \text{ m}} + \frac{1}{2.05 \times 10^{-6} \text{ m}}} = 2.617 \times 10^{-7} \text{ m}$$

$$E^* = \left(\frac{1 - 0.45^2}{221 \times 10^6 \text{ Pa}} + \frac{1 - 0.47^2}{2.9 \times 10^3 \text{ Pa}} \right)^{-1} = 3.72219 \times 10^3 \text{ Pa}$$

$$\mu_{T2} = \left(\frac{(352.29 \text{ mJm}^{-2})^2 (2.617 \times 10^{-7})}{(3.72219 \times 10^3 \text{ Pa})^2 \left(0.95 \text{ \AA} * \frac{10^{-10} \text{ m}}{\text{\AA}}\right)^3} \right)^{1/3} = 139834$$

$\mu_{T1} > 1$, por lo tanto la Teoria JKR es aplicable.

Epitelio- PVC

$$R^* = \frac{1}{\frac{1}{0.5 \times 10^{-6} \text{ m}} + \frac{1}{2.05 \times 10^{-6} \text{ m}}} = 8.66197 \times 10^{-7} \text{ m}$$

$$E^* = \left(\frac{1 - 0.41^2}{50 \times 10^6 \text{ Pa}} + \frac{1 - 0.47^2}{2.9 \times 10^3 \text{ Pa}} \right)^{-1} = 3.72201 \times 10^3 \text{ Pa}$$

$$\mu_{T3} = \left(\frac{(34.709 \text{ mJm}^{-2})^2 (8.66197 \times 10^{-7})}{(3.72201 \times 10^3 \text{ Pa})^2 \left(1.10 \text{ \AA} * \frac{10^{-10} \text{ m}}{\text{\AA}}\right)^3} \right)^{1/3} = 38393.3$$

$\mu_{T1} > 1$, por lo tanto la Teoría JKR es aplicable.

4.4 CALCULO DE LA FUERZA DE ADHESION RESPECTO A LA VARIACION DEL RADIO.

En esta parte se analizara el comportamiento de la fuerza de adhesión variando el radio de la setae.

4.4.1 MODELO PUNTA PLANA CILINDRICA

De acuerdo a las ecuaciones escritas en el capítulo 3.4 y que se muestra a continuación, se realizara un tabla y la gráfica, donde se observe la variación de la fuerza para cada radio y para cada tipo de material (Silicón, TPU y PVC).

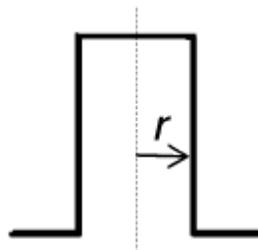


Figura 4.4 Modelo punta plana cilíndrico.

$$a_1 = \frac{3}{2} \left[\frac{\pi R^2 W_{adh}}{3E^*} \right]^{1/3}$$

$$a = a_1 \frac{r_1}{R}$$

$$F_{adh} = \frac{4E^* a^3}{3R} - 2\sqrt{2\pi E^* W_{adh} a^3}$$

De las anteriores ecuaciones tenemos que:

W_{adh} ; es el trabajo de adhesión entre el epitelio y cada material, anteriormente calculado.

R ; es la rugosidad del tejido epitelial.

E^* ; Modulo de Young efectivo entre el epitelio y cada material, anteriormente calculado

r_1 ; es el radio (r en la figura 4.4) de la setea.

Tabla 4. 5 Resultados de la fuerza de adhesión del modelo plano cilíndrico

Radios base (r)	a1	a	F_{adh} (silicón)	F_{adhe} (TPU)	F_{adh} (PVC)
0.5	5.20147E-06	1.26396E-06	-7.672826E-08	-2.089774E-08	-7.608240E-08
1	5.20147E-06	2.4967E-06	-1.889090E-07	-3.391043E-08	-1.871159E-07
1.5	5.20147E-06	3.80591E-06	-2.929944E-07	-1.271741E-09	-2.896194E-07
2	5.20147E-06	5.07455E-06	-3.402231E-07	1.089189E-07	-3.350268E-07
2.5	5.20147E-06	6.34319E-06	-2.997233E-07	3.279807E-07	-2.924607E-07

3	5.20147E-06	7.61183E-06	-1.385358E-07	6.866155E-07	-1.289882E-07
3.5	5.20147E-06	8.88047E-06	1.754201E-07	1.215248E-06	1.874524E-07
4	5.20147E-06	1.02989E-05	7.461365E-07	2.044820E-06	7.611653E-07
4.5	5.20147E-06	1.13912E-05	1.370072E-06	2.880774E-06	1.387555E-06
5	5.20147E-06	1.26396E-05	2.307356E-06	4.073114E-06	2.327793E-06

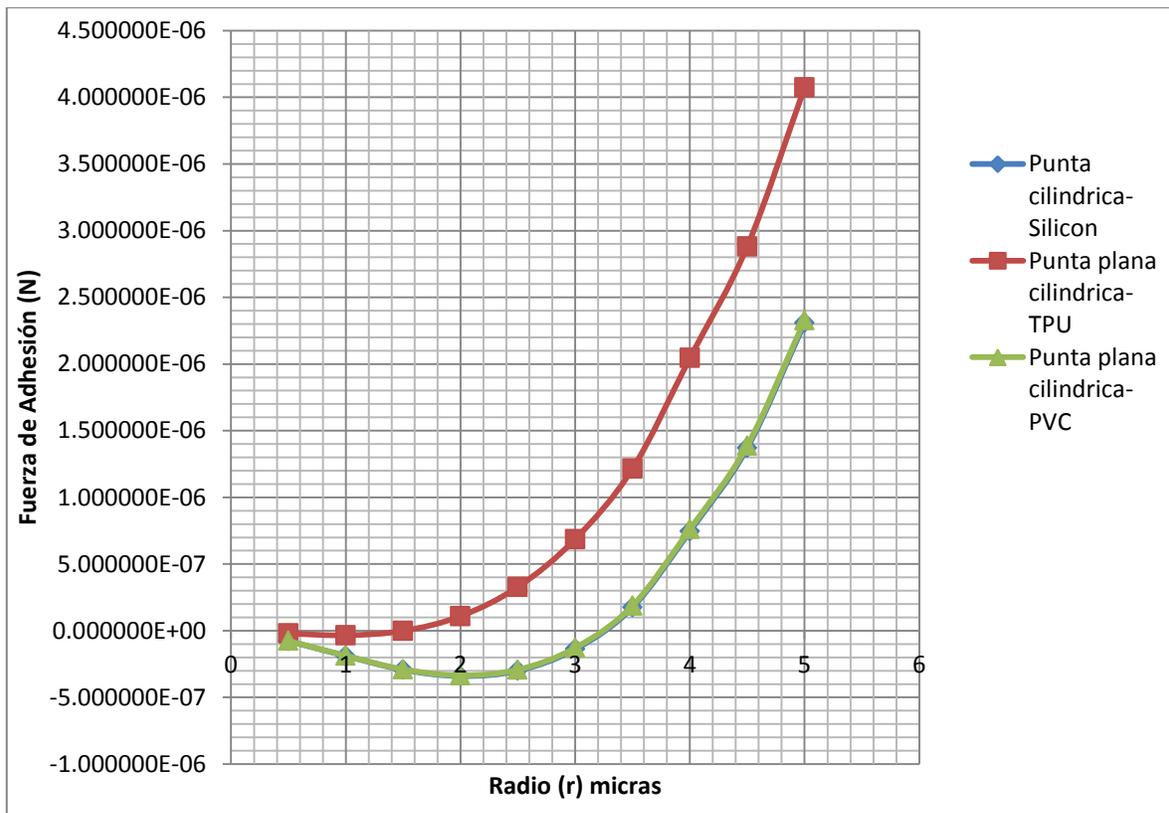


Figura 4.5 Grafica del modelo punta plana cilíndrica respecto a los tres materiales

4.4.2 MODELO PUNTA REDONDA.

De acuerdo a la relación establecida por A. del Campo y C. Greiner, la punta tiene un radio (r_1), diferente al de la base (r), como se aprecia en la figura 4.5. Para fines de cálculo se tomara el radio r_1 , pero para establecer la comparación grafica se usara el radio de la base (r).

Para este modelo de acuerdo a la teoría de contacto de Hertz y JKR se emplearan las siguientes ecuaciones, mencionadas en el capítulo 3.4

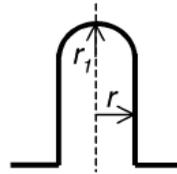


Figura 4.6 Modelo punta redonda.

$$\frac{1}{R^*} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$$

$$F_{adh} = -\frac{3}{2}\pi W_{adh} R^*$$

En dónde;

R_1 ; es el radio (r_1) de la punta del modelo.

R_2 ; es la rugosidad de la piel (ver tabla 4.1)

W_{adh} ; es el trabajo de adhesión entre el epitelio y cada uno de los materiales (silicon, TPU y PVC).

Tabla 4. 6 Resultados de la fuerza de adhesión del modelo punta redonda

Radios base(r)	r1	F_{adhe} (Silicón)	F_{adhe}(TPU)	F_{adhe} (PVC)
0.5	2.33E-06	1.8104E-07	1.8086E-06	1.7819E-07
1	4.65E-06	2.3644E-07	2.3620E-06	2.3271E-07
1.5	6.98E-06	2.6329E-07	2.6302E-06	2.5914E-07
2	9.30E-06	2.7914E-07	2.7886E-06	2.7474E-07
2.5	1.16E-05	2.8960E-07	2.8931E-06	2.8504E-07
3	1.40E-05	2.9703E-07	2.9672E-06	2.9234E-07
3.5	1.63E-05	3.0255E-07	3.0224E-06	2.9778E-07
4	1.86E-05	3.0685E-07	3.0654E-06	3.0202E-07
4.5	2.09E-05	3.1028E-07	3.0996E-06	3.0538E-07
5	2.33E-05	3.1307E-07	3.1275E-06	3.0813E-07

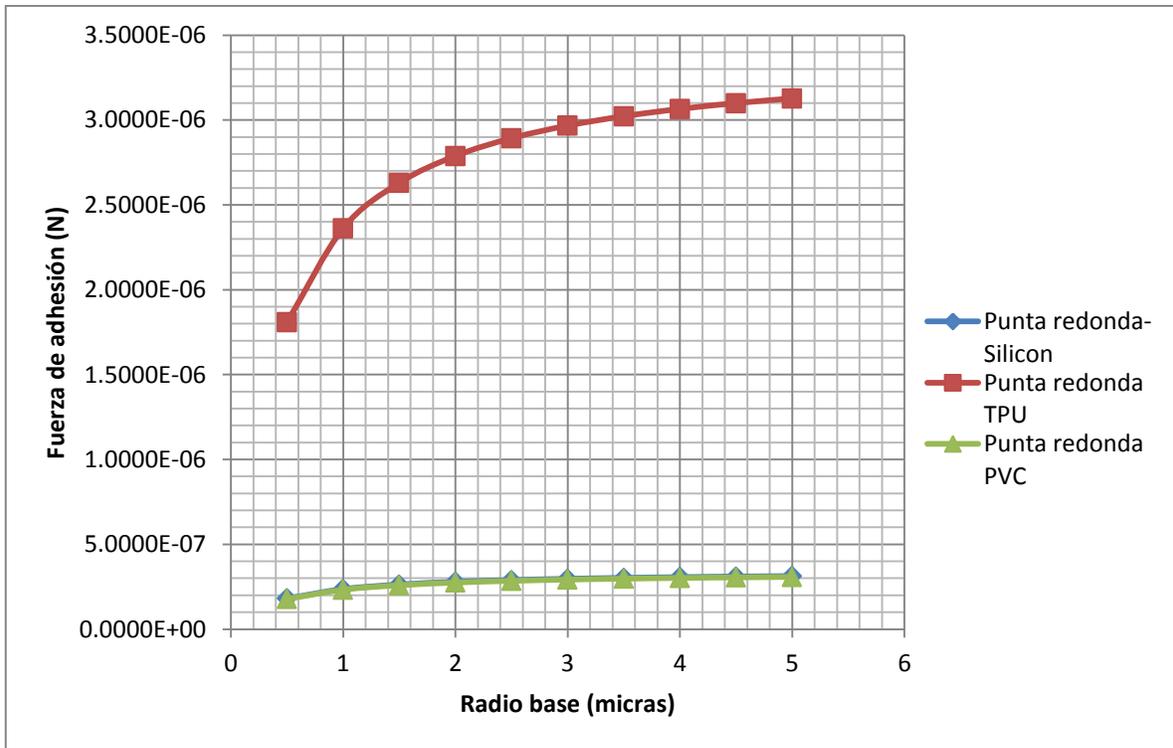


Figura 4.7 Gráfica del modelo punta redonda respecto a los tres materiales

4.4.3 MODELO PUNTA CLAVO

Para el análisis de este modelo se trabajara bajo el mismo principio que el de punta plana cilíndrica. Sin embargo de acuerdo, este modelo presenta dos radios, el de la punta (r_1) y el de la base (r). Para fines de cálculo se tomara el r_1 y para representar la variación a r .

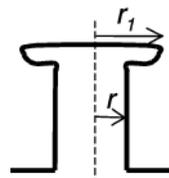


Figura 4.8. Modelo punta clavo.

$$a_1 = \frac{3}{2} \left[\frac{\pi R^2 W_{adh}}{3E^*} \right]^{1/3}$$

$$a = a_1 \frac{r_1}{R}$$

$$F_{adh} = \frac{4E^* a^3}{3R} - 2\sqrt{2\pi E^* W_{adh} a^3}$$

De las anteriores ecuaciones tenemos que:

W_{adh} ; es el trabajo de adhesión entre el epitelio y cada material, anteriormente calculado.

R ; es la rugosidad del tejido epitelial.

E^* ; Modulo de Young efectivo entre el epitelio y cada material, anteriormente calculado

r_1 ; es el radio (r en la figura 4.4) de la punta.

Tabla 4. 7 Resultados de la fuerza de adhesión del modelo punta clavo

Radio base (r)	a1	a	F_{adhe} Silicon	F_{adhe} TPU	F_{adhe} PVC
0.5	5.20412E-06	1.63722E-06	-1.0972962E-07	-2.37E-06	-1.087289E-07
1	5.20412E-06	3.27443E-06	-2.5545007E-07	-2.92E-06	-2.525901E-07
1.5	5.20412E-06	4.91217E-06	-3.3866514E-07	-3.29E-06	-3.333395E-07
2	5.20412E-06	6.54678E-06	-2.8341345E-07	-3.39E-06	-2.750909E-07
2.5	5.20412E-06	8.18608E-06	-1.8268546E-07	-3.17E-06	-6.427665E-09
3	5.20412E-06	9.82434E-06	5.2520988E-07	-2.52E-06	5.410744E-07

	06	06	07	06	
3.5	5.20412E-06	1.14616E-05	1.4138185E-06	-1.40E-06	1.434216E-06
	06	05	06	06	
4	5.20412E-06	1.30988E-05	2.7142693E-06	9.23E-06	2.739723E-06
	06	05	06		
4.5	5.20412E-06	1.47365E-05	4.4931344E-06	1.91E-05	4.524186E-06
	06	05	06		
5	5.20412E-06	1.63722E-05	6.8123483E-06	3.28E-05	6.849548E-06
	06	05	06		

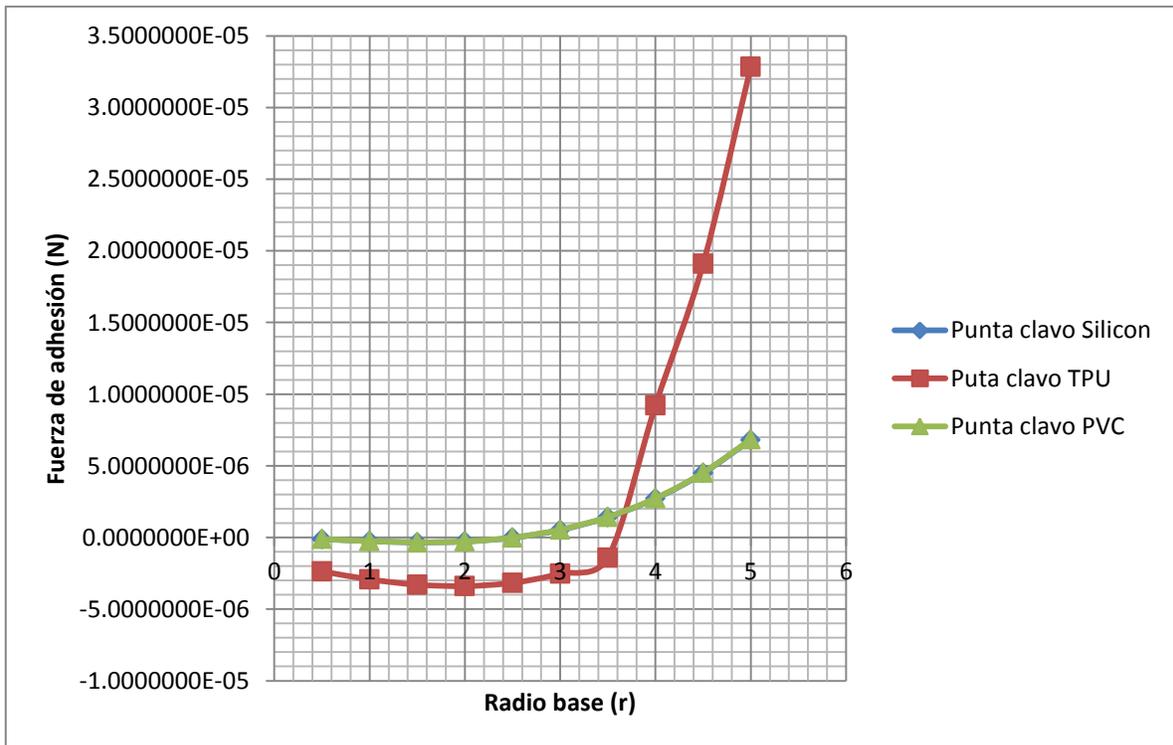
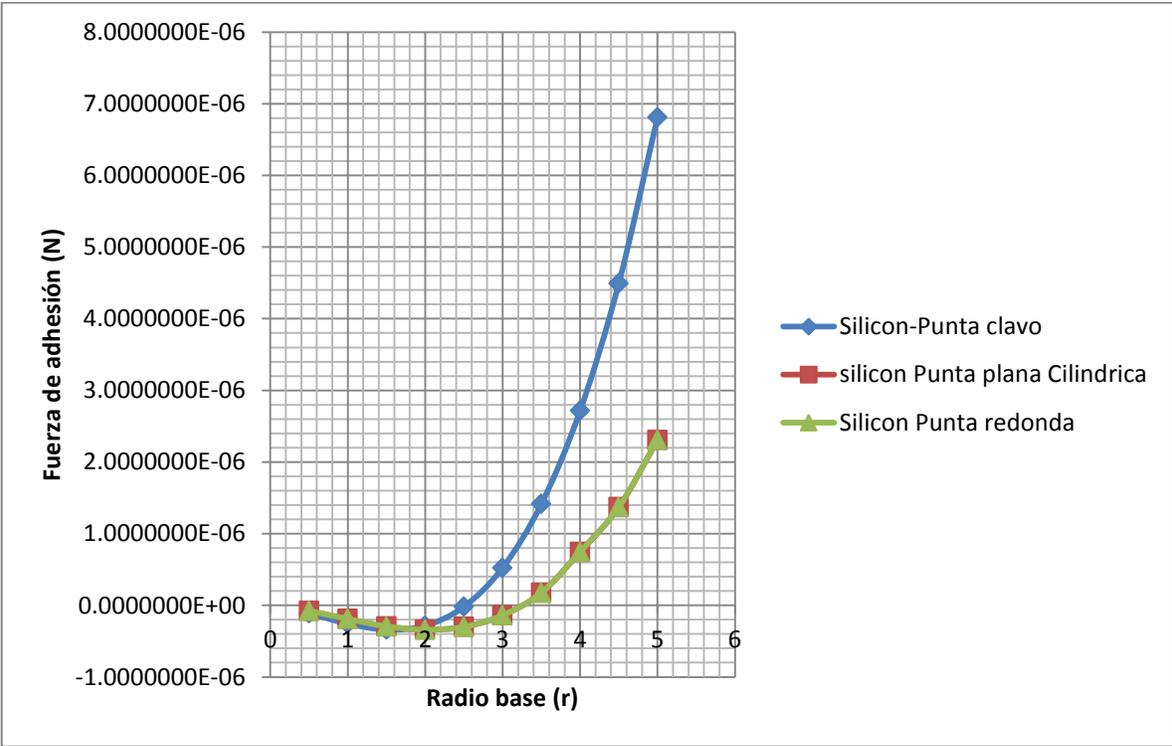


Figura 4.9 Gráfica del modelo punta clavo respecto a los tres materiales.

Para ambos todos los casos el TPU y el Silicón presentaron los más altos valores para la fuerza de adhesión por lo que se procedió a graficar ambos materiales, pero respecto a cada forma de las puntas.



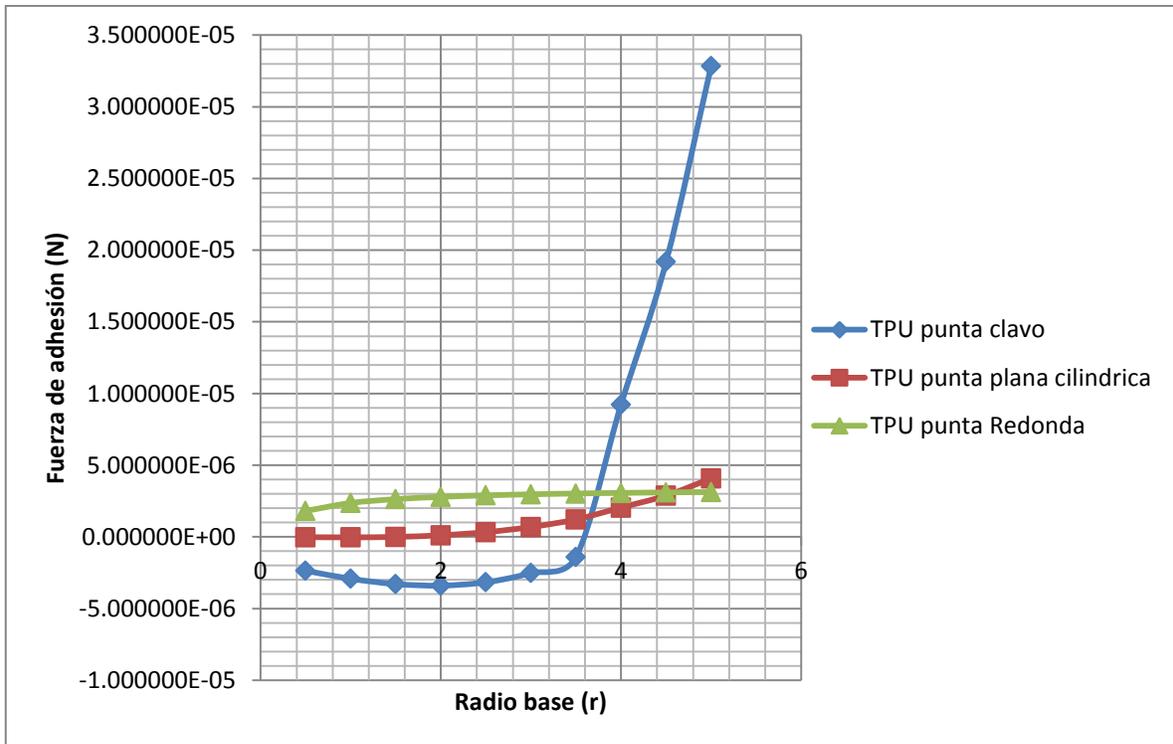


Figura 4.10 Comparación gráfica del Silicón y TPU respecto a las tres formas

4.5 RESULTADO DEL ESPCIAMIENTO OPTIMO

Como se pudo observar en el apartado anterior, la fibrilla en forma de clavo resulta tener los rangos más altos de fuerza adhesiva, lo cual nos ayudara a obtener la siguiente parte del diseño de nuestras fibrillas. De acuerdo al modelo con punta clavo tomaremos un radio de punta (r_1) de 11.61 micras, cuya fuerza de adhesión nos arroja un valor de $5.26548 \times 10^{-5} \text{N}$.

La presión de salida de la orina es de aproximadamente 100mmHg (13.332KPa). Para evitar que dicha presión venza la fuerza de adhesión del urocondon, se establecio un factor de seguridad de dos.

Entonces de acuerdo a las ecuaciones del capítulo 3.5, se determinara el espaciamiento óptimo. Igualando la ecuación 2.112 y 2.113, tenemos una expresión que nos ayudara a obtenerlo.

$$\sigma_T = N \left(\frac{1}{\frac{nL}{R}} \right)^2 \sigma_1$$

$$\sigma_T = 2(13.332 \text{ KPa}) = 26.66 \text{ KPa}$$

Para encontrar el número de setas, suponemos un área de 1cmX 1cm. Dividimos la longitud de un lado del cuadrado que describe dicha área entre el diámetro de la fibra que sería el doble de 11.61 micras, lo cual nos arroja una cantidad de 430.663 fibras en una sola fila. Entonces basta con elevar al cuadrado los 430.663 para saber el Número máximo de fibras en el área propuesta.

$$N = 430.663^2 = 185.4706 \times 10^3 \text{ fibras}$$

$$n = \frac{430.663}{2} - 1 = 214.3315$$

$$\sigma_1 = \frac{5.2648 \times 10^{-5} N}{\pi (11.61 \times 10^{-6})^2} = 124327.6044 \text{ Pa}$$

$$26.66 \text{ KPa} = 185.4706 \times 10^3 \left(\frac{1}{\frac{214.3315 L}{11.61 \times 10^6} + 1} \right)^2 124327.6044 \text{ Pa}$$

Despejando para encontrar el valor de L, nos da que $L = 5.031 \times 10^{-5} \text{ m}$

Retomando la ecuación pero ahora para encontrar el número de fibrillas real de acuerdo al espaciamiento

$$26.66 \text{ KPa} = N \left(\frac{1}{\frac{214.3315 (5.031 \times 10^{-5} \text{ m})}{11.61 \times 10^6} + 1} \right)^2 124327.6044 \text{ Pa}$$

Despejando para N, resulta una cantidad de 39.508×10^3 fibras.

Como resultado en un espacio de 1cm x 1cm, tenemos un número de fibras de 39.508×10^3 , con un espacio de separación de $5.031 \times 10^{-5}m$, generando una fuerza de adhesión de 2.6905N

Si consideramos que el espacio de nuestro prototipo de urocondon podría ser mínimamente el doble que los 1cm cuadrados, tendríamos como resultado una fuerza de adhesión total de aproximadamente de 5.381N

4.6 LONGITUD CRÍTICA DE LA SETAE

El cálculo de la longitud crítica depende mayormente de las propiedades del material del cual estén fabricadas las fibrillas. Se seleccionó como material base debido a sus propiedades elásticas, adhesivas y biocompatibles.

De acuerdo a la ecuación descrita en el capítulo 3. 6 tenemos que

$$L_{crit} = \left[\frac{\pi^4 E_f R}{2^{11} \gamma_f (1 - \nu_f^2)} \right]^{\frac{1}{12}} \left[\frac{12 E_f R^3 w^2}{\gamma_f} \right]^{\frac{1}{4}}$$

Donde

$$E_f = 45MPa$$

$$R = 11.61\mu m$$

$$w = 5.031 \times 10^{-5}m$$

$$\gamma_f = 11.2 mJ/m^2$$

$$\nu_f = 0.5$$

Sustituyendo

$$L_{crit} = \left[\frac{\pi^4 45 \text{ MPa} (11.61 \mu\text{m})}{2^{11} (11.2 \text{ mJ/m}^2) (1 - 0.5^2)} \right]^{\frac{1}{12}} \left[\frac{12 (45 \text{ MPa}) 11.61 \mu\text{m}^3 5.031 \times 10^{-52}}{11.2 \text{ mJ/m}^2} \right]^{\frac{1}{4}}$$

$$L_{crit} = 0.001286 \text{ m} = 1.286 \text{ mm}$$

4.7 PROTOTIPO DE UROCONDON FEMENINO

De acuerdo a los datos que se obtuvieron a lo largo de la investigación (ver capítulo 2.3.1) se pudo dimensionar el área disponible para colocar el urocondon femenino. A continuación se sugiere el siguiente diseño para su fabricación.

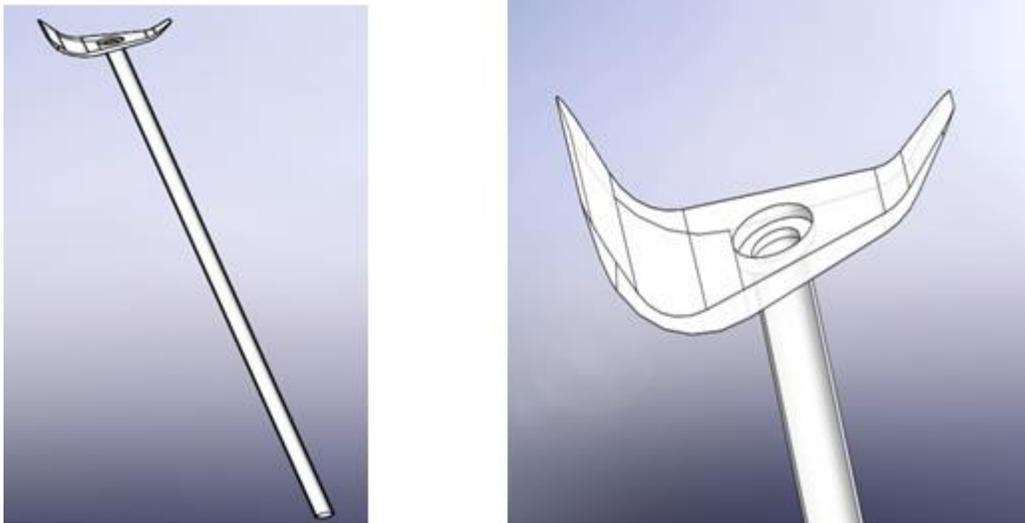
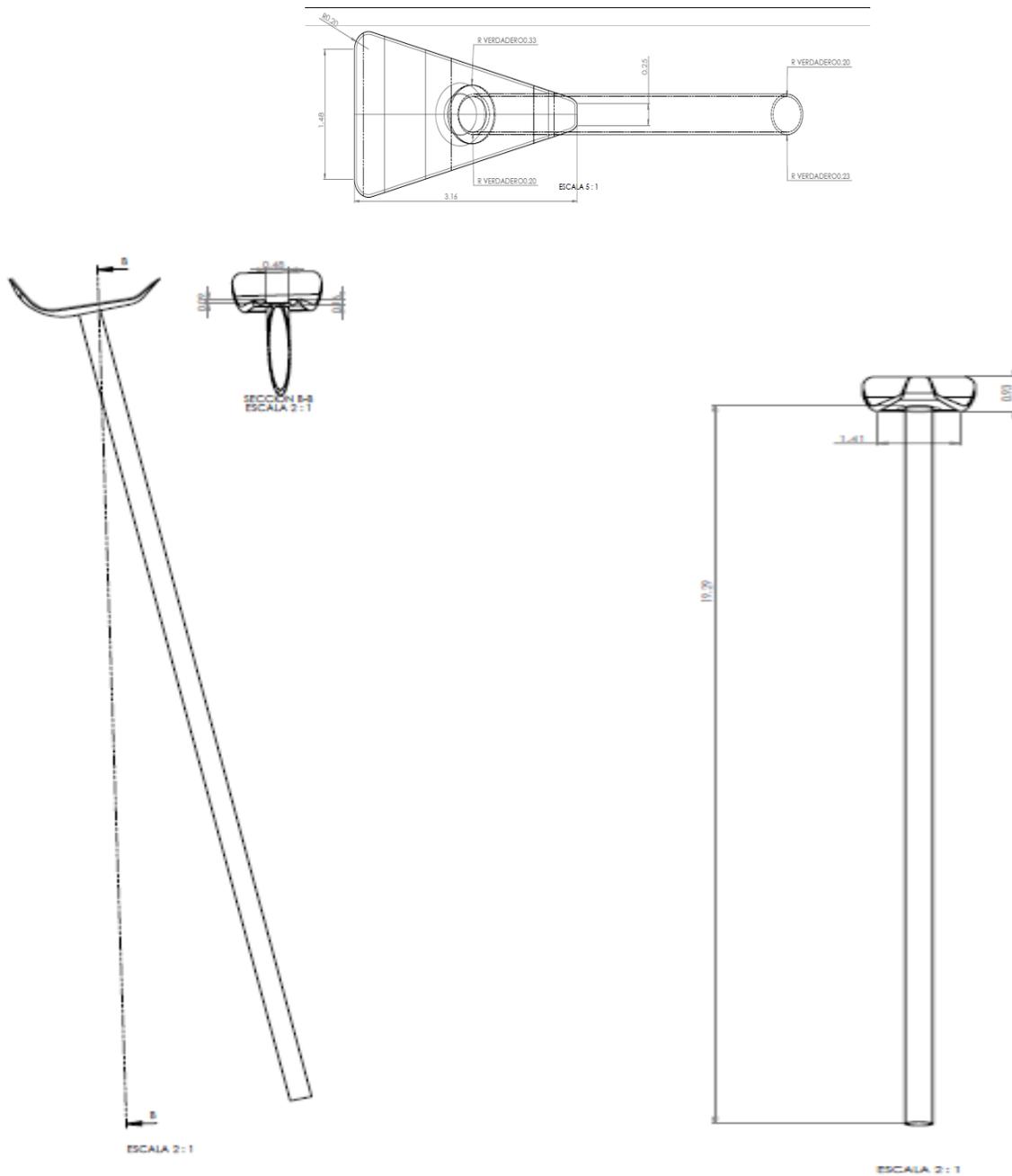


Figura 4.11 Prototipo de urocondon femenino. En la imagen lado derecho se aprecia un pequeño hueco circular el cual se acoplará a la uretra para evitar derrames durante su uso.

Dibujos del diseño del urocondon femenino



CAPITULO V

CONCLUSIONES Y TRABAJOS FUTUROS

5.1 CONCLUSIONES

Antiguamente la habilidad para escalar superficies de ciertos animales como las moscas, lagartijas, y arañas, era un misterio, sin embargo, con los avances de la tecnología se han desarrollado múltiples indagaciones que han dejado al descubierto el secreto de estos animales. Son las fuerzas intermoleculares, mejor conocidas como fuerzas de Van der Waals, las responsables de que éstos animalitos puedan trepar cualquier tipo de superficies.

Entiendo lo anterior, actualmente se hacen investigaciones enfocadas a manipular e idear, formas de aprovechar dichos conocimientos en diseños cada vez más novedosos, que puedan imitar la capacidad adhesiva de éstos trepadores.

Es así como surge la idea de diseñar un dispositivo que aproveche los conocimientos que se tienen hasta el día de hoy sobre superficies adhesivas para innovar la forma en que las mujeres portan una sonda vesical, disminuyendo traumas al tracto urinario, evitando la formación de bacterias y por ende las infecciones de vías urinarias.

Como se puede notar a lo largo de este proyecto, se realizaron estudios variando las condiciones del dispositivo, tales como, el tipo de material, la forma de las puntas y su radio.

En el primer estudio se buscó al material que presentaba mayor adherencia en cada geometría de punta, es decir, se elaboró una gráfica comparativa de una forma de punta en específico, variando el tipo de material con la cual estaría fabricada, en los tres moldes de punta, resultaron con mayor rango de valores, el

TPU y Silicón, hecho que queda reforzado con estudios hechos en otros trabajos referenciados.

Una vez teniendo el material más conveniente, se procedió a encontrar la geometría de punta que obtuviera las mejores propiedades adhesivas, cuando se pusiera en contacto con el tejido de la vulva. Se realizó otra grafica en donde se pudiera comparar a las tres geometrías, hechas todas de silicón. Los valores de la fuerza de adhesión resultaron más grandes en la punta con forma de clavo, lo cual es evidente si observa bien a la geometría de la punta, puesto que es más amplia en comparación con las demás, lo cual nos indica que en la superficie de la punta se pueden dar una cantidad mayor de contactos con el tejido epitelial de la vulva, aumentando el valor del radio de contacto, y, como la fuerza de adhesión es proporcional a dicho radio, es consecuencia directa los altos índices de fuerza en el modelo clavo.

Por ultimo para completar el diseño de nuestra superficie, se calculó el espaciado ideal que tienen que tener entre fibras, la cantidad de las mismas y su longitud máxima, para producir una cantidad mínima de 5 Newtons, cantidad que se obtuvo luego de analizar la presión de salida de la orina y previendo también los movimientos que puedan producir un ligero jaloteo del urocondón.

En la búsqueda de un espaciamiento ideal, se pensó que los beneficios adhesivos se mejorarían si las fibrillas de disponían o se ubicaban en ciertas formas espaciales como; hexagonal, triangular, cuadrado o circular. Sin embargo, nos encontramos con varios artículos que demostraban que la forma en que se distribuían las fibras no tenía injerencia alguna en la fuerza de adhesión, más bien no importaba. Los resultados de dichos artículos fueron concluyentes y coincidían en que lo único que sí afectaba a la adhesión, era la cantidad de espacio que existen entre fibra y fibra, demostrando que se puede tener cierto número de fibras generando una fuerza de adhesión máxima, pero sí se aumentaba el espacio entre ellas, la fuerza disminuía. Entonces, nosotros podemos jugar con el espacio que existen entre ellas, haciendo una superficie tan adhesiva como convenga.

5.2 TRABAJOS FUTUROS.

Como trabajo futuro se propone la fabricación del dispositivo. Sin embargo, si bien es cierto que en el presente proyecto se dejan las bases para el diseño del urocondon femenino, las formulas y la metodología propuesta, pueden ser utilizadas para otro tipo de proyectos cuyo tema sean las fuerzas adhesivas y la creación de superficies autoadheribles.

La aplicación de estas fibrillas, es extensa, y las ecuaciones que se emplean en este trabajo son generalizadas. Se podría crear una superficie que combine las mejores propiedades de cada forma de las puntas, haciendo una versión mejor que la obtenida en la presente.

También se podría experimentar con otro tipo de materiales y pensar en la posibilidad de crear una superficie que aparte de la bondades propias del material, como su elasticidad, su biocompatibilidad, la baja adhesión de bacterias y poca corrosión, tenga la posibilidad de dosificar medicamentos mientras esté adherido al cuerpo, así se aumentaría los beneficios de usar superficies gecko, puesto que se aprovecha su adhesión sujetando ciertas cosas mientras suministra medicina a través del tejido.