İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

NEWTON TİPİ OLMAYAN AKIŞKANLARIN KULLANILDIĞI SPREY AKIŞLARININ DENEYSEL VE TEORİK OLARAK İNCELENMESİ

DOKTORA TEZİ

Gökhan BALIK

Anabilim Dalı : Makina Mühendisliği

Programı : Makina Mühendisliği

TEMMUZ 2010

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

NEWTON TİPİ OLMAYAN AKIŞKANLARIN KULLANILDIĞI SPREY AKIŞLARININ DENEYSEL VE TEORİK OLARAK İNCELENMESİ

DOKTORA TEZİ
Gökhan BALIK
(503032706)

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 2 Haziran 2010
Tezin Savunulduğu Tarih : 21 Temmuz 2010

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Abdurrahman KILIÇ (İTÜ)
Diğer Jüri Üyeleri : Prof. Dr. İsmail TEKE (YTÜ)
Doç. Dr. Mustafa ÖZDEMİR (İTÜ)
Prof. Dr. Recep YAMANKARADENİZ (UÜ)
Prof.Dr. Murat AYDIN (İTÜ)

TEMMUZ 2010

Songül'e,

ÖNSÖZ

Bu çalışmanın temelleri ilk olarak 2005 Ekim ile 2006 Temmuz ayları arasında atıldı. Bu dokuz ay içinde, Belçika'daki Von Karman Enstitüsü'nde (VKI) konuyla ilgili yoğun bir çalışma yürüttüm ve"diploma kursu" adı verilen bir programı tamamladım. İTÜ Makina Fakültesi'nden yurtdışı görevlendirme ile izinli olarak ayrıldığım bu süre boyunca, NATO Research Technology Organisation (RTO) bursunu aldım.

VKI'dan döndükten sonra doktora yeterlik sınavına girdim. 2007 Mayıs ayı sonunda askerlik görevimi tamamlayıp, Temmuz ayında evlendim. Aralık ayında, tez izleme komitesine doktora tez önerisini sundum. Tercih yapmaya çalıştığım birkaç seçenek arasında en uygun tez konusunun, VKI'da başladığım çalışmanın devam ettirilmesi olduğu konusunda ortak bir karar aldık. Ancak öncekinin devamı şeklinde yeni ve özgün bir deneysel çalışma için tekrar VKI'ya gitmem gerekecekti.

2008 yılının Mayıs ayında TÜBİTAK'ın doktora öğrencileri için yurtdışı araştırma bursunu almaya hak kazandım. 2008 Ağustos ile 2009 Mart ayları arasında, ikinci kez VKI'da bulundum. Gerek daha önceki tecrübelerim, gerekse Belçika'daki iş ve arkadaş çevremin ve eşimin yardımlarıyla, tüm zorluklara rağmen, deneylerimi 6 ay gibi kısa bir sürede tamamlamayı başardım. Deneyler zamanında bitmiş olsa da, sonuçların işlenmesi, bilgisayar programlarının hazırlanması, kaynak araştırmasının yapılması ve tezin yazılması için bir yıldan uzun bir süre geçti ve bugünlere geldim.

Her aşamasını yukarıda anlattığım süreçte, birçok kişi ve kurumun maddi ve manevi desteğini gördüm. Doktora çalışmamın tamamlanmasında büyük emeği geçen değerli hocam Prof.Dr.Abdurrahman Kılıç'a, başta Doç.Dr.Mustafa Özdemir olmak üzere, doktora tez jürisinin tüm saygıdeğer üyelerine, desteğini esirgemeyen Dr.Kazım Beceren'e, Prof.Dr.Murat Aydın'a, VKI'daki çalışmalarımı yönlendiren Prof.Dr.Jean Marie Buchlin'e, deneyimlerini paylaşan ve yol gösteren Dr.Dilek Yıldız, Dr.Patrick Rambaud ve Dr.Rosaria Vetrano'ya teşekkür ederim. Belçika'daki zor günlerimizde yanımızda olan Evren&Tolga Yasa ile Sezin&Özkan Özcan'a, eski ev arkadaşım Barış Adiloğlu'na, bana Matlab programını öğreten Alp Marangoz'a ve tezimi başarıyla bitirmemi benim kadar isteyen tüm dostlarıma ve çalışma arkadaşlarıma içten teşekkürlerimi sunarım. Burs imkanı tanıdıkları için NATO-RTO ve TÜBİTAK BİDEB'e, destekleri için İTÜ Makina Fakültesi'ne özel bir teşekkürü borç bilirim.

Beni bugünlere getiren, ne olursa olsun bana güvenen ve her konuda destekleyen sevgili anne ve babama, canım kardeşim Servet'e, yurtdışında bizi yalnız bırakmayan tüm akrabalarıma, özellikle de Belçika'da geçirdiğimiz süre boyunca arabasını ödünç aldığım dayım Bülent Genç'e kalpten sevgilerimi sunarım.

Sevgili eşim Songül, Belçika'ya uzun süreli ilk gidişimde benden ayrı kalmaya, birlikte gidişimizde ise işini bırakmaya razı olmuştu. Bana her zaman inandı ve başarılı olmam için üzerine düşenden fazlasını yaptı. Bu çalışmayı, bu yaz dünyaya gelmesini beklediğimiz oğlum Cem'in annesine, birkaç cümleye sığdıramadığım tüm özverilerinin küçük bir karşılığı olarak armağan ediyorum.

Haziran 2010 Gökhan BALIK

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖNSÖZ ..... **v**
İÇİNDEKİLER ..... **vii**
KISALTMALAR ..... **ix**
ÇİZELGE LİSTESİ ..... **xi**
ŞEKİL LİSTESİ ..... **xiii**
SEMBOL LİSTESİ ..... **xvii**
ÖZET ..... **xix**
SUMMARY ..... **xxi**
1. GİRİŞ **1**
2. KAYNAK ARAŞTIRMASI **5**
3. SPREY AKIŞLARI **9**
3.1 Akışkan Özeliklerinin Sprey Oluşumuna Etkisi 9
3.1.1 Yüzey gerilimi 9
3.1.2 Viskozitenin sprey oluşumuna etkisi 11
3.1.3 Sabit şekil değiştirme hızında viskozitenin zamanla değişimi 13
3.1.4 Genişleme ve uzama akışlarında viskozite 14
3.2 Atomizör Çeşitleri 16
3.2.1 Basınçlı sıvı atomizörleri 17
3.2.2 Pnömatik atomizörler 19
3.2.3 Diğer atomizörler 21
3.3 Kararsız Sıvıların Parçalanması 22
3.3.1 Boyutsuz sayılar 24
3.3.2 Sıvı jetlerinin parçalanmasında karşılaşılan akış rejimleri 25
3.3.3 Levha şeklindeki akışkanların parçalanması 29
3.3.4 Kararsız sıvı damlalarının bölünmesi 30
3.4 Sprey Akışlarında Çap ve Hız Dağılımları 32
3.4.1 Sık kullanılan dağılım fonksiyonları 36
3.4.2 Ortalama çap tanımları 38
3.5 Maksimum Entropi Yaklaşımı 39
3.5.1 Maksimum entropi yaklaşımının formülasyon 40
3.5.2 Lagrange çarpanlarının sayısal yöntemle elde edilmesi 44
4. PARÇALANMA MEKANİZMALARININ DENEYSEL OLARAK KARŞILAŞTIRILMASI **47**
4.1 Bu Çalışmada Kullanılan Test Akışkanları 47
4.2 Bu Çalışmada Kullanılan Atomizör Çeşitleri 50
4.3 Ölçümlerdeki Hata Oranları 53
4.4 Yüksek Hızlı Kamera Ölçümleri 55
4.4.1 Yüksek hızlı kamera ölçümleri için deney düzeneği 55
4.4.2 Silindirik jet sprey atomizörü çıkışında akış görüntüleri 58
4.4.3 Düzlemsel jet sprey atomizörü çıkışında akış görüntüleri 62
4.4.4 Döngülü sprey atomizörü çıkışında akış görüntüleri 68
4.4.5 Pnömatik sprey atomizörü çıkışında akış görüntüleri 70

5. ÇAP ve HIZ DAĞILIMLARININ DENEYSEL OLARAK KARŞILAŞTIRILMASI 77
5.1 Faz-Doppler İnterferometresi Ölçüm Sistemi 77
5.1.1 Hız ölçme yönteminin esasları 79
5.1.2 Damlacık çapı ölçme yönteminin esasları 81
5.1.3 Deney düzeneği 82
5.2 Çap ve Hız Dağılımlarının Karşılaştırılması 84
5.2.1 Damlacık hızı ve çap dağılımı ölçümlerinde kullanılan parametreler 85
5.2.2 Hız dağılımları 87
5.2.3 Çap dağılımları 90
6. TEORİK YAKLAŞIMLA ÇAP DAĞILIMLARININ ELDE EDİLMESİ 95
6.1 Düzlemsel Levha Şeklindeki Bir Sıvı Elemanının Damlacıklara Ayrılması 95
6.2 Damlacık Çapı Dağılımlarının Deneysel Sonuçlarla Karşılaştırılması 102
7. SONUÇLAR 107
7.1 Ligament Oluşumunun Nedenleri 107
7.2 Atomizör Seçimine ve Tasarımına Yönelik Çıkarımlar 110
7.3 Damlacık Çapı Dağılımlarının Teorik Olarak Modellenmesi 111
KAYNAKLAR 113
EKLER 119
ÖZGEÇMİŞ 155

KISALTMALAR

AIMS : "Artium Integrated Management Software" adlı yazılım
CMC : Carboxi Methyl Cellulose
De : Deborah Sayısı
DNS : Direct Numerical Solution
erf : Hata fonksiyonu (error function)
FFT : Hızlı Fourier Transformu (Fast Fourier Transform)
fps : Bir saniyede gerçekleştirilen çekim sayısı (frame per second)
KMS : Karboksi Metil Selüloz Çözeltisi (%0.5 ağırlık oranlı)
KN : Kök-Normal
LDV : "Laser Doppler Velocimetry" adlı hız ölçümü yöntemi
LN : Log-Normal
LogNorm : Log-Normal Dağılım Fonksiyonu
Lp : Laplace Sayısı
Oh : Ohnesorge Sayısı
PIV : "Particle Image Velocimetry" adlı hız alanı ölçümü yöntemi
pps : Bir saniyede elde edilen resim sayısı (picture per second)
Re : Reynolds Sayısı
RHS : Sağ taraf fonksiyonu (Right Hand Side)
RosRamm : Rosin-Rammler Dağılım Fonksiyonu
SMD : Sauter ortalama çapı (Sauter Mean Diameter)
Tr : Trouton Sayısı (ya da Trouton Oranı)
ÜL : Üst Limit
VKI : Von Karman Enstitüsü (Von Karman Institute)
We : Weber Sayısı

ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

Çizelge 4.1 : Test akışkanlarının oda sıcaklığı civarındaki fiziksel özellikleri* 49
Çizelge 4.2 : Bu çalışmada kullanılan atomizörlerin özellikleri..... 52
Çizelge 4.3 : Bu çalışmada pnömatik atomizörle yapılan deneylerde ele alınan kütle debisi oranı değerleri ($w^{-1} = \dot{m}_{sıvı} / \dot{m}_{hava}$)..... 71
Çizelge 5.1 : Üç farklı atomizör kullanılarak yapılan hız ve çap dağılımı ölçümlerinde kullanılan parametreler. 86
Çizelge 6.1 : Katsayılar matrisindeki türev terimlerinin ($\partial q_i / \partial \lambda_j$) hesaplanmasında kullanılan yardımcı değişkenlerin listesi. 101

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 3.1 : Birim sıvı uzunluğuna etkiyen kuvvet ve birim alana etkiyen yüzey enerjisi yardımıyla, yüzey geriliminin tanımlanması (Lefebvre, 1989). 10
Şekil 3.2 : Küre şeklindeki bir sıvı damlasının içerisinde yer alan pozitif basınç (Lefebvre, 1989). 10
Şekil 3.3 : İki paralel levha arasındaki akışkanın sürekli rejimde bir boyutlu akışı. 12
Şekil 3.4 : Viskozitenin şekil değiştirme hızıyla değişimi (Bird ve diğ., 1960). 12
Şekil 3.5 : Sabit şekil değiştirme hızında viskozitenin zamanla değişimi (Chhabra, 2006). 14
Şekil 3.6 : Diferansiyel bir akış elemanının bir boyutlu uzaması (Chhabra, 2006). 15
Şekil 3.7 : Bazı basınçlı sıvı jet atomizör çeşitleri, a) Silindirik jet, b) Düzlemsel jet (Lefebvre, 1989). 17
Şekil 3.8 : Eliptik çıkış ağızlı düzlemsel jet atomizörü (Lefebvre, 1989). 18
Şekil 3.9 : Bazı döngülü atomizör çeşitleri, a) Teğetsel girişli, b) Eksenel girişli (Lefebvre, 1989). 19
Şekil 3.10 : Örnek pnömatik atomizör tasarımları (Lefebvre, 1989). 20
Şekil 3.11 : Dönel atomizör çeşitleri, a) Yatay diskli, b) Bardaklı (Lefebvre, 1989). 21
Şekil 3.12 : Kararsızlık, a) Genel tanımı ve b) Rüzgar kaynaklı kararsızlıklar (Bayvel ve Orzechowski, 1993). 23
Şekil 3.13 : Jet hızı ile kopma uzunluğunun değişimi ve farklı akış rejimleri, a) Damlama, b) ve c) Rayleigh, d) Sinüsoidal, e) Yüksek frekanslı dalgalar ve f) Atomizasyon (Lefebvre, 1989). 26
Şekil 3.14 : Silindirik sprey jetleri için farklı akış rejimi bölgeleri (Lefebvre, 1989). 27
Şekil 3.15 : Levha şeklindeki sıvı filmleri için farklı akış rejimleri, a) Delik oluşumu, b) Dalga oluşumu ve c) Atomizasyon (Lefebvre, 1989). 29
Şekil 3.16 : Damlacık bölünme mekanizmaları, a) Paraşüt patlama ve b) Kenarlardan kopma (Lefebvre, 1989). 32
Şekil 3.17 : Ortalama çap değerleri aynı olan iki ayrı spreyde, çap sınıfına göre damlacıkların sayı dağılımları. 33
Şekil 3.18 : Ortalama çap değerleri aynı olan iki ayrı spreyde, damlacıkların Gauss dağılım fonksiyonları. 34
Şekil 3.19 : $\overline{D}$ = 300 μm ve s = 100 μm şeklinde verilen sprey için, sayıya (f_0), alana (f_2) ve hacma (f_3) göre verilen dağılım oranları. 35
Şekil 3.20 : $\overline{D}$ = 300 μm ve σ = 100 μm şeklinde verilen sprey için, sayıya (F_0), alana (F_2) ve hacma (F_3) göre kümülatif dağılım oranları. 36

Şekil 4.1 : KMS çözeltisi için vizkozitenin kayma gerilmesiyle değişimi (Souza, 2005 ve Balık, 2006). 48
Şekil 4.2 : Bu çalışmada kullanılan atomizörler: silindirik jet (sol üstte), pnömatik (sağ üstte), döngülü (sol altta) ve düzlemsel jet atomizörü (sağ altta). 50
Şekil 4.3 : Yüksek hızlı kamera ölçümleri için deney düzeneği. 55
Şekil 4.4 : Silindirik jet atomizöründe, düşük hızlarda, suyun parçalanması, a) Serbest damlama akışı, b) Kapiler akış (akışkan basıncı 2 kPa). 59
Şekil 4.5 : Silindirik jet atomizöründe düşük hızlarda, su ve KMS'nin akışı, a) Serbest damlama akışı, b) Kapiler akış (akışkan basıncı 2 kPa). 60
Şekil 4.6 : Silindirik jet atomizöründe, yüksek akışkan basınçlarında, su ve KMS ile elde edilen akış görüntüleri. 61
Şekil 4.7 : Düzlemsel jet atomizöründe, çeşitli akışkan basınçlarında, suyun parçalanması a) 6 kPa, b) 30 kPa, c) 310–324 kPa. 64
Şekil 4.8 : Düzlemsel jet atomizöründe iki ayrı akışkan basıncında, KMS'nin parçalanması, a) 70 kPa, b) 70 kPa (a'dan 7 cm aşağı), c) 252 kPa, ç) 252 kPa (c'den 3 cm aşağı). 66
Şekil 4.9 : Döngülü atomizörde 70 kPa basınçtaki su ile oluşturulan konik sprey. 69
Şekil 4.10 : Döngülü atomizörde 852 kPa basınçtaki KMS ile oluşturulan konik sprey. 70
Şekil 4.11 : Pnömatik atomizörde, sadece sıvı akışı olması durumunda, su ve KMS ile elde edilen akış görüntüleri. a) su, 0.019203 kg/s, 62 kPa, b) KMS, 0.018872 kg/s, 60 kPa. 72
Şekil 4.12 : Pnömatik atomizörde, $w^{-1} = \dot{m}_{sıvı}/\dot{m}_{hava} \approx 10$ için, su ve KMS ile elde edilen akış görüntüleri, a) ön görünüşler, b) yan görünüşler. 73
Şekil 4.13 : Pnömatik atomizörde, kütle debisi oranının, $w^{-1} = \dot{m}_{sıvı}/\dot{m}_{hava} \approx 15$ olması halinde, su spreyindeki bir akış iplikçiğinin zamanla gelişimi. 75
Şekil 4.14 : Pnömatik atomizörde, kütle debisi oranının, $w^{-1} = \dot{m}_{sıvı}/\dot{m}_{hava} \approx 10$ olması halinde, KMS spreyindeki bir akış iplikçiğinin zamanla gelişimi. 75
Şekil 5.1 : Faz/Doppler İnterferometresi sisteminin yerleştirilme biçimi (Albrecht ve diğ., 2003). 78
Şekil 5.2 : Alıcı üzerindeki foto dedektörlerin yerleştirilme biçimi (Albrecht ve diğ., 2003). 78
Şekil 5.3 : Düzlemsel dalga şeklinde yayılan iki özdeş lazer ışınının, kesişim bölgesinde meydana gelen girişim çizgileri (Bachalo, 1999). 79
Şekil 5.4 : Ölçüm bölgesinden, girişim çizgilerine dik yönde geçen bir damlacığın sebep olduğu Doppler sinyali (Bachalo, 1999). 80
Şekil 5.5 : Küçük ve büyük damlacıkların ışığı kırma miktarları arasındaki fark (Artium Technologies Inc., 2008). 81
Şekil 5.6 : Faz-Doppler interferometresi deney düzeneği. 82
Şekil 5.7 : Düzlemsel jet atomizöründe hız dağılımları. Atomizör gerisinde akış basıncı 140 kPa. Ölçüm noktası: $x=143d_0$, spreyin merkezi. 87
Şekil 5.8 : Döngülü atomizörde hız dağılımları. Su ve KMS için sıvı basıncı sırasıyla 170 kPa ve 1100 kPa. Ölçüm noktası: $x=131d_0$, spreyin merkezi. 88

Şekil 5.9 : Pnömatik atomizörde hız dağılımları. Sıvı/hava kütle debisi oranı su ve KMS için $w^{-1}\approx10$. Ölçüm noktası: $x=150d_0$, spreyin merkezi. 89
Şekil 5.10 : Düzlemsel jet atomizöründe, damlacık çapı için, hacma göre frekans dağılımları. Atomizör gerisinde akış basıncı 140 kPa. Ölçüm noktası: $x=143d_0$, spreyin merkezi. 91
Şekil 5.11 : Döngülü atomizörde, damlacık çapı için, hacma göre frekans dağılımları. Sıvı basıncı su ve KMS için sırasıyla 170 kPa ve 1100 kPa. Ölçüm noktası $x=131d_0$, spreyin merkezi. 92
Şekil 5.12 : Pnömatik atomizörde, damlacık çapı için, hacma göre frekans dağılımları. Sıvı/hava kütle debisi oranı su ve KMS için $w^{-1}\approx10$. Ölçüm noktası: $x=150d_0$, spreyin merkezi. 93
Şekil 6.1 : Atomizörü terk eden düzlemsel levha şeklindeki kararsız bir sıvının damlacıklara ayrılması (Sellens, 1985). 96
Şekil 6.2 : İki farklı şekilde hesaplanan λ_0 değeri arasındaki bağıl hatanın (yakınsama kriteri), iterasyon sayısıyla değişimi. 104
Şekil 6.3 : Su için, Maksimum Entropi yöntemiyle elde edilen Lagrange çarpanı değerlerinin, iterasyona bağlı değişimi. 104
Şekil 6.4 : KMS için, Maksimum Entropi yöntemiyle elde edilen Lagrange çarpanı değerlerinin, iterasyona bağlı değişimi. 105
Şekil 6.5 : Su için, deneysel olarak ve Maksimum Entropi yöntemiyle elde edilen sonuçların karşılaştırılması. 106
Şekil 6.6 : KMS için, deneysel olarak ve Maksimum Entropi yöntemiyle elde edilen sonuçların karşılaştırılması. 106
Şekil 7.1 : İkincil akış doğrultusundaki gerilmelerin ligament oluşumuna etkisi. 109
Şekil A.1 : Silindirik jet atomizörü çıkışında, artan sıvı basıncı değerlerine göre, su için elde edilen anlık akış görüntüleri. Sıvı basıncı değerleri: a) 0 kPa – damlama akışı, b) 2 kPa, c) 20 kPa, ç) 122 kPa, d) 310 kPa, e) 480 kPa, f) 1046 kPa. 120
Şekil A.2 : Silindirik jet atomizörü çıkışında, artan sıvı basıncı değerlerine göre, KMS çözeltisi için elde edilen anlık akış görüntüleri. Sıvı basıncı değerleri: a) 0 kPa, b) 2 kPa, c) 4 kPa, ç) 20 kPa, d) 48 kPa, e) 124 kPa, f) 266 kPa, g) 466 kPa, h) 732 kPa, ı) 1038 kPa. 121
Şekil A.3 : Düzlemsel jet atomizörü çıkışında, artan sıvı basıncı değerlerine göre, su için elde edilen anlık akış görüntüleri (Önden görünüş). a) 6 kPa, b) 18 kPa, c) 22 kPa, ç) 30 kPa, d) 48 kPa, e) 310 kPa. 122
Şekil A.4 : Düzlemsel jet atomizörü çıkışında, artan sıvı basıncı değerlerine göre, su için elde edilen anlık akış görüntüleri (Yandan görünüş). a) 6 kPa, b) 30 kPa, c) 40 kPa, ç) 62 kPa, d) 324 kPa. 123
Şekil A.5 : Düzlemsel jet atomizörü çıkışında, artan sıvı basıncı değerlerine göre, KMS için elde edilen anlık akış görüntüleri (Önden görünüş). a) Damlama akışı, b) 14 kPa, c) 28 kPa, ç) 38 kPa, d) 70 kPa, e) 112 kPa, f) 150 kPa, g) 252 kPa. 124
Şekil A.6 : Düzlemsel jet atomizörü çıkışında, artan sıvı basıncı değerlerine göre, KMS için elde edilen anlık akış görüntüleri (Yandan görünüş). a) Kapiler akış, b) 24 kPa, c) 40 kPa, ç) 102 kPa, d) 230 kPa, e) 466 kPa. 125
Şekil A.7 : Döngülü atomizör çıkışında, artan sıvı basıncı değerlerine göre, su için elde edilen anlık akış görüntüleri. a) 6 kPa, b) 70 kPa, c) 110 kPa, ç) 6 kPa (a'dan 5 cm aşağı), d) 404 kPa, e) 826 kPa. 126

Şekil A.8 : Döngülü atomizör çıkışında, artan sıvı basıncı değerlerine göre, KMS için elde edilen anlık akış görüntüleri. 127
Şekil A.9 : Pnömatik atomizör çıkışında, $\dot{m}_{sıvı} = 0.019203$ kg/s değerinde sabit tutulurken, hava debisi artırılarak elde edilen farklı kütle oranı ($w^{-1} = \dot{m}_{sıvı}/\dot{m}_{hava}$) değerlerinde, su için elde edilen anlık akış görüntüleri (Ön görünüş). 128
Şekil A.10: Pnömatik atomizör çıkışında, $\dot{m}_{sıvı} = 0.019203$ kg/s değerinde sabit tutulurken, hava debisi artırılarak elde edilen farklı kütle oranı ($w^{-1} = \dot{m}_{sıvı}/\dot{m}_{hava}$) değerlerinde, su için elde edilen anlık akış görüntüleri (Yan görünüş). 129
Şekil A.11: Pnömatik atomizör çıkışında, $\dot{m}_{sıvı} = 0.018872$ kg/s değerinde sabit tutulurken, hava debisi artırılarak elde edilen farklı kütle oranı ($w^{-1} = \dot{m}_{sıvı}/\dot{m}_{hava}$) değerlerinde, KMS için elde edilen anlık akış görüntüleri (Ön görünüş). 130
Şekil A.12: Pnömatik atomizör çıkışında, $\dot{m}_{sıvı} = 0.018872$ kg/s değerinde sabit tutulurken, hava debisi artırılarak elde edilen farklı kütle oranı ($w^{-1} = \dot{m}_{sıvı}/\dot{m}_{hava}$) değerlerinde, KMS için elde edilen anlık akış görüntüleri (Yan görünüş). 131
Şekil C.1 : Düzlemsel jet atomizöründe elde edilen hız dağılımlarını temsil eden farklı model eğrileri. 140
Şekil C.2 : Düzlemsel jet atomizöründe elde edilen, sayıya göre frekans dağılımları. 140
Şekil C.3 : Düzlemsel jet atomizöründe elde edilen, hacma göre frekans dağılımlarını temsil eden farklı model eğrileri. 141
Şekil C.4 : Düzlemsel jet atomizöründe elde edilen, hacma göre kümülatif dağılımlar. 141
Şekil C.5 : Döngülü atomizörde elde edilen hız dağılımlarını temsil eden farklı model eğrileri. 142
Şekil C.6 : Döngülü atomizörde elde edilen, sayıya göre frekans dağılımları. 142
Şekil C.7 : Döngülü atomizörde elde edilen, hacma göre frekans dağılımlarını temsil eden farklı model eğrileri. 143
Şekil C.8 : Döngülü atomizörde elde edilen, hacma göre kümülatif dağılımlar. .. 143
Şekil C.9 : Pnömatik atomizörde elde edilen hız dağılımlarını temsil eden farklı model eğrileri. 144
Şekil C.10: Pnömatik atomizörde elde edilen, sayıya göre frekans dağılımları. 144
Şekil C.11: Pnömatik atomizörde elde edilen, hacma göre frekans dağılımlarını temsil eden farklı model eğrileri. 145
Şekil C.12: Pnömatik atomizörde elde edilen, hacma göre kümülatif dağılımlar. 145

SEMBOL LİSTESİ

a : Dağılım fonksiyonu parametresi
A : Yüzey alanı
b : 1. Denge konumundan uzaklık, 2. Dağılım fonksiyonu parametresi
c : Katsayı
C_D : Aerodinamik direnç katsayısı
D : Damlacık çapı
$\bar{D}$: Ortalama çap
d_0 : Silindirik atomizör çıkış çapı
d_1, d_2 : Eliptik atomizör çıkış çapları
D_{10} : Sayıya göre ortalama damlacık çapı
D_{30} : Hacma göre ortalama damlacık çapı
D_{32} : Sauter ortalama çapı
De : Deborah sayısı
dv_* : Boyutsuz damlacık hızı sınıfı
$d\delta_*$: Boyutsuz damlacık çapı sınıfı
$d\psi$: Çözüm bölgesi
e : 1. Eksenden kaçıklık mesafesi, 2. Birim vektör, 3. Bağıl hata
E : Enerji
f : İhtimal yoğunluk fonksiyonu
F : Kuvvet
f_0, f_2, ve f_3 : Damlacık sayısına, alanına ve hacmına göre frekans dağılımları
F_0, F_2, ve F_3 : Damlacık sayısına, alanına ve hacmına göre kümülatif dağılımlar
f_D : Dalga boyu frekansı
g : Herhangi bir hal fonksiyonu
<g> : Hal fonksiyonunun ortalama değeri
h : Fonksiyon
k : 1. Boltzman sabiti, 2. Fonksiyon
ℓ : Uzunluk
L_0 : Kopma uzunluğu
l_0 : Silindirik atomizör çıkış uzunluğu
Lp : Laplace sayısı
m : 1. Olasılık sınıfı sayısı, 2. Kırılma indisi
$\dot{m}$: Kütle debisi
M : Kararsız levhanın ya da damlacıkların toplam kütlesi
N : 1. Çap sınıfı sayısı, 2. Damlacık sayısı
n : Sınırlayıcı denklem sayısı
Oh : Ohnesorge sayısı
p : 1. Olasılık dağılımı, 2. Dağılım fonksiyonu parametresi
P : Basınç
q : 1. Dağılım fonksiyonu parametresi, 2. Fonksiyon
R : Yarıçap
Re : Reynolds sayısı

RHS : Sağ taraf değişkeni
r_I, r_{II} : Eğrilik yarıçapları
S : Shannon entropisi
S_{ke} : Kinetik enerji için boyutsuz kaynak terimi
S_m : Süreklilik denklemi için boyutsuz kaynak terimi
SMD : Sauter ortalama çapı
S_{mv} : Momentum denklemi için boyutsuz kaynak terimi
S_s : Yüzey alanı için boyutsuz kaynak terimi
T : 1. Sıcaklık, 2. Periyot
t : Zaman
Tr : Trouton sayısı
u, v, w : Hız vektörünün kartezyen koordinatlardaki bileşenleri
V : Hız
v_* : Boyutsuz damlacık hızı
w, w^{-1} : Kütle debileri oranı
We : Weber sayısı
x : Atomizör çıkışından uzaklık
x, y, z : Kartezyen koordinatlar

Yunan Harfleri

ΔD : Çap sınıfı genişliği
ΔP : Basınç farkı
Ω : Açısal hız
α : Sprey açısı
δ : 1. Dağılım fonksiyonu parametresi, 2. Girişim çizgileri arası mesafe
δ_* : Boyutsuz damlacık çapı
$\dot{\varepsilon}_{xx}$: Şekil değiştirme hızının, x doğrultusundaki uzama hızı bileşeni ($\dot{\gamma}_{xx}$)
ϕ : 1. Işın demetleri ile alıcı ekseni arasındaki açı, 2. Faz açısı
$\dot{\gamma}_{yx}$: Şekil değiştirme hızının, x doğrultusundaki bir kayma hızı bileşeni
λ : 1. Rahatsızlık dalga boyu, 2. Lazer ışını dalga boyu
λ_0 : Normalizasyon denklemi için Lagrange çarpanı
λ_i : Lagrange çarpanları
μ : Dinamik viskozite
μ_E : Uzama ya da genişleme viskozitesi
θ : Işın demetleri kesişim açısı
ρ : Yoğunluk
σ : 1. Yüzey gerilimi, 2. Standart sapma
τ : Kararsız levha kalınlığı
τ_0 : Eşik kayma gerilmesi değeri
τ_{xx} : Kayma gerilmesinin x doğrultusundaki normal bileşeni
τ_{yx} : Kayma gerilmesinin x doğrultusundaki kayma bileşenlerinden biri
τ_{yy} : Kayma gerilmesinin y doğrultusundaki normal bileşeni
τ_* : Boyutsuzlaştırılmış kararsız levha kalınlığı
ψ : Fotodedektör ile alıcı ekseni arasındaki açı

NEWTON TİPİ OLMAYAN AKIŞKANLARIN KULLANILDIĞI SPREY AKIŞLARININ DENEYSEL VE TEORİK OLARAK İNCELENMESİ

ÖZET

Bir atomizörden belirli bir basınç ile çıkan kararsız bir sıvı kütlesi, aerodinamik direnç kuvvetlerinin ve atomizör tasarımına göre değişen çeşitli kuvvetlerin etkisiyle parçalanarak damlacıklara dönüşür. Akış şartları değiştirilerek, atomizör çıkış çapına oranla daha küçük bir mertebede boyutlara sahip damlacıkların oluşması sağlandığında, atomizasyon akış rejimi başlar.

Endüstriyel sprey uygulamalarında, belirli bir çap ve hız aralığındaki damlacıkların belirli bir hedefe ulaşması istenir. Belirlenen çap ve hız aralığı dışındaki damlacıkların ise, hedefe ulaşamamaları ya da fonksiyonu yerine getirememeleri söz konusudur. Hedefe ulaşamayan damlacıklar malzeme kaybına ve işlem maliyetinin artmasına sebep olduğundan, en düşük sıvı miktarıyla amacın yerine getirilmesi esastır.

Sprey akışlarında damlacık çapını belirleyen etkenler; atomizör tasarımı, akış şartları ve akışkan özellikleridir. Kararsız sıvı akışlarında en önemli akışkan özellikleri, yüzey gerilimi, yoğunluk ve viskozitedir. Sprey boyama, sprey kaplama, polimerlerin kurutulması, zirai ilaçlama, ağız ve burun yoluyla alınan sprey ilaçlar gibi birçok uygulamada, Newton tipi olmayan yüksek viskoziteli akışkanlar kullanılmaktadır. Newton tipi olmayan akışkanların viskozitesi şekil değiştirme hızına bağlı olarak değiştiği için, Newton tipi akışkanlarla oluşturulan spreylerde karşılaşılanlara göre çok farklı akış rejimleri ve parçalanma mekanizmaları ortaya çıkabilir.

Newton tipi olan ve olmayan akışkanlarla oluşturulan spreyler arasındaki en büyük fark, Newton tipi olmayan akışkanlarda, ipliksi yapıların oluşmasıdır. Bu çalışmada, iki ayrı akışkan türü için parçalanma ve damlacık oluşumundaki farklılıkların ortaya çıkarılması ve sebeplerinin anlaşılması amaçlanmıştır. Bu amaç doğrultusunda, her iki akışkan türünü temsil eden birer adet test akışkanı kullanılarak, dört farklı atomizör çeşidi için sprey deneyleri yapılmıştır. Deneysel çalışmalar, Belçika'daki Von Karman Enstitüsü'nün (VKI) sprey laboratuarında gerçekleştirilmiştir. Deneysel çalışmalar iki aşamada gerçekleştirilmiştir. İlk olarak, atomizörü terkeden kararsız sıvı kütlesinin parçalanması ve damlacık oluşumu aşamaları yüksek hızlı kamera ile gözlemlenmiştir. İkinci aşamada ise, Faz-Doppler İnterferometresi adlı optik ölçüm sistemi yardımıyla, sprey içerisinde küresel damlacıklara dönüşümün tamamlandığı çeşitli noktalarda, çap ve hız dağılımları elde edilmiştir.

Newton tipi akışkanları temsil etmek üzere su kullanılırken; Newton tipi olmayan test akışkanlarını temsilen, %0.5 kütle oranına sahip Karboksi Metil Selüloz (KMS) sulu çözeltisi seçilmiştir. Deneylerde kullanılan atomizörlerden üç adedi basınçlı sıvı atomizörleri sınıfına girmekte olup, silindirik jet atomizörü, düzlemsel jet atomizörü ve konik sprey oluşturan döngülü atomizör şeklinde seçilmiştir. Dördüncüsü ise çift akışkanlı atomizörlerden bir pnömatik atomizör olarak alınmıştır.

İki temsili akışkan, yaklaşık aynı yoğunluk ve yüzey gerilimi değerlerine sahip olacak şekilde seçilmiştir. Ayrıca ölçümler her iki akışkan için de aynı fiziksel koşullar altında yapılmıştır. Bu durumda, iki akışkan için aynı şartlarda elde edilen sonuçlar arasındaki farklılıkların, sadece viskozite davranışları arasındaki farktan kaynaklanacağı öngörülmüştür. Literatürde bulunan diğer çalışmalarda bu farklılıklar, Newton tipi olmayan akışkanların uzama viskoziteleriyle ve pekleşme etkisiyle ilişkili olarak açıklanmıştır. Bu çalışmada ise, uzama viskozitesinin etkisi incelendikten sonra bu kavram ile açıklanamayan bazı olgular, Newton tipi olmayan akışkanların diğer karakteristik özelliklerinden yararlanarak aydınlatılmıştır.

Bu çalışmada KMS ile elde edilen deneysel sonuçlarına göre, pekleşme etkisi sprey açısının daralmasına yol açmaktadır. Özellikle basit tasarımlı atomizörler ve düşük sıvı basıncı değerleri için, belirli bir doğrultuda uzamaya ya da açılmaya çalışan KMS jetlerinde genişlemeye karşı koyan dirençler, birincil parçalanmayı etkileyen en önemli büyüklüktür. Öte yandan, bir kesiti zayıflayarak uzayan bir KMS iplikçiğinde, yüksek viskoziteli bölgeler ve uzamaya dik yönde gerilmeler meydana gelmektedir. Bu iki etki, KMS iplikçiklerinin bölünerek damlacıklara dönüşmesini engellemektedir. Bu durumu önlemek için, tek başına akışkan basıncının artırılmasının yeterli olmadığı, daha gelişmiş bir atomizör tasarımının kullanılması gerektiği gözlenmiştir. Akışkan basıncının artırılması, atomizör çıkışına kadar olan şekil değiştirme hızını artırdığı halde, ana sıvı kütlesinden kopan ve damlacıklara dönüşmesi beklenen sıvı elemanlarının içerisindeki şekil değiştirme hızını yeterince değiştirememektedir. Bu tür bir sonuç için ise, kararsız sıvı elemanının atomizörü terketmesinden sonra, sıvı kütlesi üzerinde yerel olarak şekil değiştirmelere sebep olan ve damlacıklara dönüşümü kolaylaştıran kütle kuvvetleri oluşturulmalıdır.

Bu çalışmada kullanılan pnömatik atomizörde, atomizör çıkışından ilerideki sıvı kütlesi üzerine karşılıklı iki yönden çarpan hava jetleri tatbik edilerek, bir parçalama etkisi yaratılmaktadır. Pnömatik atomizörle yapılan deneylerde, KMS spreyi içerisinde akış iplikçiği oluşumunun azaldığı ve damlacık çaplarının aynı koşullardaki su spreyindekilerle aynı mertebede olduğu görülmüştür. Atomizör çıkışından sonraki kararsız sıvı kütlesine manyetik alan ya da merkezkaç kuvvet gibi farklı kütle kuvveti etkilerinin uygulandığı gelişmiş atomizör tasarımları kullanıldığında, pnömatik atomizörde olduğu gibi, Newton tipi olmayan akışkanlardaki akış iplikçiği oluşumunun engellendiği ve küresel damlacıkların elde edilebildiği görülecektir. Bu sonuç, yüksek viskoziteli akışkanlarda bu prensibe göre çalışan; pnömatik, elektrostatik, dönel, akustik, ultrasonik ve kabarcıklı atomizör gibi atomizör türlerinin tercih edilmesinin sebebini de açıklamaktadır.

Bu çalışmada yapılan çap ve hız ölçümü deneylerinin sonuçları, aynı zamanda teorik bir model yardımıyla çap dağılımlarının elde edilmesinde de kullanılmıştır. Maksimum Entropi Yaklaşımı adıyla bilinen bu yöntem, tek bir ortalama değer kullanılarak, bir hal fonksiyonunun olasılık dağılımının elde edilmesini sağlayan genel bir yaklaşımdır. Sellens (1985), bu yöntemi sprey akışlarına ilk uygulayan kişi olmuş ve düzlemsel jet atomizörü için bir formülasyon geliştirmiştir. Bu çalışmada, Sellens (1985)'in formülasyonuna göre bir bilgisayar programı hazırlanmıştır. Düzlemsel jet atomizörü için yapılan çap ve hız ölçümü deneylerinden elde edilen birer adet ortalama değer programa girilmiş ve damlacık çapı dağılımları teorik olarak elde edilmiştir. Maksimum Entropi yaklaşımı, akış iplikçiği oluşumu konusunda herhangi bir bilgi vermese de, sadece iki adet ortalama değer yardımıyla, damlacık çapı dağılımlarının büyük bir yaklaşıklıkla tahminine imkan vermektedir.

EXPERIMENTAL AND THEORETICAL INVESTIGATION OF SPRAY FLOWS WITH NON-NEWTONIAN FLUIDS

SUMMARY

An unstable mass of liquid, flowing out of a nozzle with a given pressure, will disintegrate into droplets due to the aerodynamic resistance forces and other forces emerging from various atomizer designs. Atomization flow regime will begin when the flow conditions are arranged to form droplets with sizes that are an order of magnitude lower than the outlet diameter of the atomizer.

In industrial spray applications, it is required that droplets with a given range of velocity and diameter reach a certain target. The droplets which are out of the given velocity or diameter ranges may or may not reach the target or accomplish the desired function. Since the droplets that can not reach the target cause loss of material and increase of cost, it is essential that the objective is fulfilled with the least amount of liquid.

The factors determining the droplet diameter in spray flows are; atomizer design, flow conditions and liquid properties. The most important liquid properties in unstable liquid flows are surface tension, density and viscosity. Non-Newtonian fluids with high viscosity are used in many industrial applications, such as spray painting, spray coating, drying of polymers, agricultural sprays, oral and nasal medical sprays. Since the viscosity of non-Newtonian fluids depends on the rate-of-strain, totally different flow regimes and break-up mechanisms may occur comparing to Newtonian spray flows.

The most distinguishing difference between Newtonian and non-Newtonian sprays is the formation of wormlike ligaments in non-Newtonian sprays. The aim of this study is to find the differences in the break-up and droplet formation between the two different liquid types and to understand the underlying reasons. In this aspect, a representative test fluid is selected for each of the fluid types and spray experiments are performed using four different types of atomizers. The experimental study is accomplished in the water spray laboratory of Von Karman Institute (VKI) in Belgium. Experimental studies are performed in two stages. First, the break-up of the unstable liquid leaving the atomizer and droplet formation steps are observed by high speed camera. And at the second stage, an optical measurement system called as Phase-Doppler Interferometer is used to obtain the diameter and velocity distributions at several points in the spray, where the spherical droplets are formed.

Water is used to represent the Newtonian fluids; while 0.5% (in weight) aqueous solution of CarboxiMethylCellulose (CMC) is selected as the representative non-Newtonian test fluid. Three of the atomizers used in the experiments are selected from pressure atomizers, which are cylindrical jet nozzle, flat spray nozzle and swirl nozzle that form a full cone spray. Whereas the fourth one is taken as a pneumatic atomizer from twin-fluid atomizers.

The two representative fluids are selected to have approximately the same density and surface tension values. Besides, the measurements are performed under the same physical conditions for both fluids. In this case, it was foreseen that the differences between the results obtained under the same conditions would result only from the differences between the viscosity behaviors. These differences are explained in relation with the elongational viscosity of non-Newtonian fluids and the strain-hardening effect, in the other studies found in literature. Whereas in this study, some phenomena occurred in CMC sprays, which can not be explained by strain-hardening, are clarified using the other characteristic properties of non-Newtonian fluids.

According to the experimental results obtained with CMC in this study, the strain-hardening effect causes the spray angle to be narrow. The resistance force against expansion, which appear when the CMC jets are forced to elongate in one direction or expand, is the most important parameter to prevent primary break-up, especially when simply designed atomizers are being used and liquid pressure values are not high enough. While for an extending CMC ligament weakening at one section, there appears a non-homogeneous distribution of rate-of-strain and stresses in the direction perpendicular to extension. These two effects, prevent the breakup of the ligaments into droplets and lead to the delayed disappearance of CMC ligaments. It was observed that, this result could not be prevented by only increasing the liquid pressure but a better designed atomizer had to be used. Although increasing the liquid pressure increased the rate-of-strain until the atomizer outlet, it did not make much effect in the downstream of the atomizer outlet, where the liquid elements detached from the main liquid break-up into droplets. In order to be able to obtain such a result, body forces must be created on the liquid elements after leaving the atomizer, which will cause local deformations facilitating the formation of droplets.

In this study, a disintegration effect is created on the liquid element by applying impinging air jets from two opposite sides, at the downstream of the atomizer outlet. It was seen from the CMC experiments with the pneumatic atomizer that, the ligament formation is reduced and the droplet sizes were at the same order as those in a water spray, under the same flow conditions. As in the case of the pneumatic atomizer, it can also be observed that ligament formation is prevented and spherical droplets are formed in non-Newtonian fluids, when other sophisticated atomizer designs are used, where body force effects like magnetic field or centrifugal force are applied on the liquid elements at the downstream of the atomizer outlet. This outcome also explains the reason for the choice of atomizer types running on this principle, such as pneumatic, electrostatic, rotary, acoustic, ultrasonic, effervescent atomizers, for liquids with high viscosity.

The results of the diameter and velocity measurements performed in this study are also used to obtain the diameter distributions by use of a theoretical model. This method called the Maximum Entropy Formalism is a general approach to obtain the probability distribution of a state function, using only a single average value. Sellens (1985) became the first to apply this method on spray flows, where he developed a formulation for a flat spray nozzle. In this study, a computer program has been developed according to the formulation of Sellens (1985). Average values of droplet diameter and velocity is used as inputs and droplet diameter distribution is obtained theoretically. Although the Maximum Entropy approach does not provide any information about ligament formation, it enables a good approximation of the droplet diameter distribution by the use of only two average values.

1. GİRİŞ

Genel bir ifadeyle sprey, kararsız bir sıvı kütlesinin, bir atomizörden geçirilerek parçalanması ile oluşturulan, çeşitli hız ve büyüklükteki damlacıklar topluluğudur. Spreyi oluşturan damlacıkların hız ve çap değerleri belirli ortalama değerler arasında değişir. Belirli bir hız ya da çap aralığındaki damlacıklar gruplandığında, hız ve çap sınıflarına göre damlacık hızı ve damlacık çapı dağılımları ortaya çıkar. Bu iki dağılım, bir spreyi karakterize eden en önemli büyüklüklerdir.

Atomizörü terk eden kararsız sıvı kütlesi, akış koşullarına, atomizör tasarımına ve akışkanın; yoğunluk, yüzey gerilimi ve viskozite gibi fiziksel özelliklerine bağlı olarak farklı parçalanma mekanizmalarına göre damlacıklara dönüşür. Yoğunluk ve yüzey gerilimi, sadece sıcaklık ve basınca bağlı olarak değişirken, Newton tipi olmayan akışkanlarda viskozite, şekil değiştirme hızına bağlı olarak da değişir. Bu nedenle, Newton tipi olmayan akışkanlarla oluşturulan spreyler ayrı bir başlık altında ele alınmalıdır. Bu çalışmada, Newton tipi olan ve olmayan akışkanların parçalanma mekanizmaları arasındaki farkların, nedenleri ve çözüm önerileriyle birlikte ortaya çıkarılması amaçlanmıştır. Bu sayede, en az malzeme ile hedefi gerçekleştirebilecek spreylerin nasıl oluşturulabileceği anlaşılabilecektir. Yüksek maliyete sahip Newton tipi olmayan akışkanlarda bu durum daha büyük bir önem taşımaktadır.

Newton tipi akışkanlarla atomizasyon uygulamalarına örnek olarak, nemlendirme, yıkama, sulama ve yangın söndürme gibi birçok sistemde kullanılan su; sıvı püskürtmeli yakıt enjeksiyonlarında kullanılan sıvı yakıtlar ve çeşitli endüstriyel uygulamalarda kullanılan sıvı yağlar gösterilebilir. Öte yandan, eriyik haldeki polimerlerin ya da metallerin kurutularak toz halinde katı parçacıkların üretilmesi, yüzey kaplama ve sprey boyama işlemleri, tarımsal ilaçlama, ilaç imalatı, ağız ve burun yoluyla alınan sprey ilaçlar gibi birçok atomizasyon uygulamasında, Newton tipi olmayan akışkanlar kullanılmaktadır. Bu tür akışkanların atomizasyonu ile ilgili çalışmalar özellikle son 20 yıl içinde hız kazanmış, ancak tüm bu uygulamalardaki parametrelerin çeşitliliği nedeniyle, Newton tipi olmayan akışkanların parçalanma mekanizmalarıyla ilgili genel esaslar henüz ortaya konulamamıştır.

Bu çalışmada, Newton tipi olan ve olmayan birer adet temsili akışkanın atomizasyon davranışları, hem deneysel hem de teorik yöntemlerle karşılaştırılmıştır. Temsili akışkanlar olarak, su ve %0.5 kütle oranında hazırlanan Karboksi Metil Selüloz (KMS) çözeltisi kullanılmıştır. Sprey deneyleri, Belçika'daki Von Karman Enstisü'ndeki (VKI) sprey laboratuarında, dört farklı atomizör çeşidi kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Silindirik jet, düzlemsel jet, döngülü jet ve pnömatik atomizör sınıflarından birer adet atomizör kullanılarak, atomizör gerisindeki akışkan basıncı ya da pnömatik atomizör durumunda kütle debileri oranı değiştirilmek suretiyle, farklı akış şartları için su ve KMS'nin parçalanma mekanizmaları karşılaştırılmıştır.

Deneysel yöntemde, öncelikle parçalanmanın ve damlacıklara dönüşümün meydana geldiği akış bölümlerinde, yüksek hızlı kamera çekimleriyle akış gözlemlenmiştir. Kamera çekimleri niteliksel gözlem amacıyla kullanılmıştır. Damlacıkların hız ve çap dağılımlarının niceliksel olarak elde edilmesi için ise, yüksek frekanslı optik bir ölçme yöntemi olan, Faz-Doppler İnterferometresi kullanılmıştır. En basit atomizör tasarımı olan silindirik jet atomizörüyle oluşturulan spreylerde, yüksek akışkan basıncı değerlerinde dahi, Faz-Doppler sistemiyle ölçüm yapılabilmesine yetecek sayıda damlacık oluşmadığı belirlenmiştir. Bu nedenle, damlacık hızı ve çap ölçümleri, diğer üç atomizör için elde edilmiştir. Bu üç atomizörün her biri için, çıkış ucundan belirli mesafelerde, spreyin merkezinde ölçüm yapılmış ve damlacıkların hız ve çap dağılımları elde edilmiştir. Dağılımları modellemek için, doğrusal olmayan çeşitli fonksiyonlardan yararlanılmış ve deney sonuçlarını temsil eden model eğrileri uydurulmasını sağlayan bir bilgisayar programı hazırlanmıştır.

Deneysel çalışmaların yanı sıra, Shannon (1949)'da temelleri açıklanan ve Sellens (1985)'te ilk kez sprey akışlarına uygulanan "Maksimum Entropi Yaklaşımı" adlı yönteme dayanarak, teorik modelleme yapılmıştır. Sellens (1985)'in düzlemsel jet atomizörü için çıkarmış olduğu formülasyon esas alınarak, birer adet ortalama hız ve çap değerinden hareketle damlacık çapı dağılımlarının teorik olarak elde edilmesini sağlayan bir bilgisayar programı hazırlanmıştır. Bilgisayar programından elde edilen damlacık çapı dağılımları, su ve KMS için düzlemsel jet atomizörüyle elde edilen deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Bu çalışmada deneysel ve teorik yöntemlerle karşılaştırılan iki farklı akışkan, viskozite davranışları dışında tüm diğer fiziksel özellikleri aynı olacak şekilde seçilmiştir. Bu sayede, benzer fiziksel koşullar altında yapılan deneylerde ortaya

çıkan farkların, akışkanların viskozite davranışları ile açıklanacağı öngörülmüştür. Yapılan karşılaştırmalar sonucunda, basit tasarımlı atomizörler için, iki akışkanın parçalanma mekanizmaları arasında önemli farklar olduğu ve bu farkın, akış koşullarının ayarlanmasıyla giderilemeyeceği tespit edilmiştir. Bir başka deyişle, viskozitesi daha yüksek olan KMS, daha yüksek bir akışkan basıncıyla püskürtülse dahi, su ile oluşturulan spreye göre önemli farklar ortaya çıkmıştır. Bu farklılıkların başında, KMS spreyinin genişleyememesi ve "ligament" şeklinde de adlandırılan akış iplikçiklerinin oluşması gelmektedir. Su ile yapılan deneylerde karşılaşılmayan, ya da bir başka deyişle kısa sürede damlacıklara dönüşerek kaybolan ligamentler, KMS ile oluşturulan spreylerde, ancak gelişmiş tasarımlı bir atomizör kullanılarak giderilebilmiştir. Bu tür farklılıklar, Mun ve diğ. (1999)'da Newton tipi olmayan akışkanların uzama viskozitesi yardımıyla, Christianti ve Walker (2001 ve 2006)'da ise pekleşme etkisi kavramıyla açıklanmaktadır. Özellikle basınçlı atomizörlerle ve düşük şekil değiştirme hızlarında yapılan deneylerde, KMS çözeltisinin hızlı bir şekilde uzamasına karşı koyan pekleşme etkisinin, sprey açısının daralmasına neden olduğu görülmüştür. Öte yandan bir kesitten daralarak uzayan bir KMS ligamentinin dar kesitinde, uzamaya dik yönde kesiti genişletmeye çalışan bir gerilme meydana gelmektedir. Normal gerilme adıyla bilinen bu büyüklük, Newton tipi olmayan akışkanlardaki Weissenberg etkisi gibi olguları açıklamada kullanılmaktadır (Bird ve diğ., 2002). Öte yandan ligamentin uzama hızı, spreyin akış hızına göre çok düşük olduğundan, uzama hızıyla ters orantılı olan bu gerilmenin de değeri artmaktadır. Sonuç olarak, daralan kesitin çevresi boyunca KMS ligamentini bölmeye çalışan yüzey gerilimi kuvvetleri, ana akış yönüne dik doğrultuda (normal doğrultu) ortaya çıkan bu gerilemelerle dengelenmekte ve KMS spreyinde ligamentlerin ortadan kaybolması gecikmektedir.

Bu çalışmanın amaç ve yönteminin açıklandığı bu bölümünün ardından, literatürde konuyla ilgili yapılan çalışmaların özetlendiği kaynak araştırması bölümü yer almaktadır. Üçüncü bölümde; yüzey gerilimi ve viskozite gibi akışkan özellikleri, sprey akışlarındaki çeşitli akış rejimleri, atomizör tasarımları, damlacıkların çap dağılımları ve Maksimum Entropi yöntemi hakkında genel bilgiler verilmiştir. Yüksek hızlı kamera ve Faz-Doppler İnterferometresi ölçüm sistemi kullanılarak yapılan deneysel çalışmalar, sırasıyla dördüncü ve beşinci bölümlerde; Maksimum Entropi Yöntemi kullanılarak yapılan teorik çalışmalar ise altıncı bölümde

anlatılmıştır. Yedinci bölümde verilen sonuçların ardından, deneysel ve teorik çalışmalardan elde edilen sonuçlar ve hazırlanan bilgisayar programları, anlatım sırasına göre ekler halinde verilmiştir.

2. KAYNAK ARAŞTIRMASI

Sprey akışları ve atomizasyon konusundaki ilk ve en önemli kaynak kitaplardan biri Lefebvre (1989) tarafından hazırlanmıştır. Bunu, özellikle içten yanmalı motorlarda kullanılan sıvı yakıt spreyleri konusunda daha geniş bilgi içeren Bayvel ve Orzechowski (1993) izlemiştir. Sprey akışlarının tarihçesi ve endüstriyel uygulama alanlarının yanı sıra, atomizör çeşitleri, temsili damlacık çapları ve damlacık çapı dağılımlarının modellenmesi gibi birçok konuda günümüzde de halen bu kaynak kitaplara başvurulmaktadır. Nasr ve diğ. (2002), atomizör çeşitleri ve atomizör tasarımına yönelik geniş bir kaynak kitap hazırlamıştır.

Sprey akışlarının temelinde, sıvı jetlerinin parçalanması konusu yer almaktadır. Silindirik bir sıvı jetinin yüzeyindeki kararsızlık dalgalarının yol açtığı parçalanma, Rayleigh (1879)'da düşük hızlar için başarıyla modellenmiştir. Söz konusu akış rejimi günümüzde Rayleigh bölgesi adıyla anılmaktadır. Bu bölgenin ötesindeki yüksek hızlarda, Weber (1931) ve Ohnesorge (1936) tarafından, aerodinamik direnç kuvvetlerinin etkisi de hesaba katılmış ve farklı akış rejimleri ortaya konulmuştur. Bu iki bilim adamının isimleri de, "We" ve "Oh" şeklinde gösterilen ve akış rejimleri arasındaki geçişin belirlenmesinde kullanılan boyutsuz sayılarla birlikte anılmaktadır. Günümüzde ise, Cousin ve Dumouchel (1996), Li ve diğ. (1998) ve Renardy (2002) gibi araştırmacıların çalışmalarında, Newton tipi olmayan kararsız jetlerin parçalanmaları, belirli şartlar altında teorik olarak çözülebilmiştir.

Sprey içerisinde yer alan damlacıkların bir temsili çap değeri ile tarif edilmesi pratik yararlar sağlamaktadır. Ancak uygulamanın kalitesi açısından damlacıkların çap ve hız dağılımlarının modellenmesi gerekir. Babinsky ve Sojka (2002), sprey akışlarında kullanılan temsili çap değerleri ve çap dağılımı modellerini özetlemiştir.

Atomizasyonun incelenmesi için yapılan deneysel çalışmalar, XX. yüzyılın ikinci yarısında geliştirilen akış görüntüleme teknikleri ve optik esaslı ölçüm yöntemleri sayesinde, önemli oranda artış göstermiştir. 1960'lara doğru lazer ışın kaynaklarının ticari hale gelmiş olması, optik ölçme yöntemlerinin gelişiminde bir dönüm noktası olmuştur. Bir akış içerisindeki küçük parçacıklardan yansıyan Doppler frekans farkı

ölçülerek, akışı takip eden parçacıkların hızlarının elde edilmesini sağlayan Laser Doppler Velocimetry (LDV) yöntemi, atomizasyon uygulamalarında kullanılmıştır. Sprey akışlarında damlacıkların dağılan bir faz teşkil etmesi nedeniyle, sprey içerisine akışı takip eden başka parçacıkların ilave edilmesine ihtiyaç kalmadan, damlacık hızları LDV yöntemi ile doğrudan ölçülebilmiştir.

1970'lerin sonlarına doğru, sprey içerisindeki damlacık çaplarını ölçebilen optik esaslı bir yöntem geliştirilmesi konusunda, birçok araştırmacı arasında bilimsel bir rekabet ortamı oluşmuştur. Küresel damlacıkların hız ve çap değerlerinin aynı anda ölçülebilmesini mümkün kılan Faz/Doppler interferometresi ölçüm sisteminin ticari olarak üretilebilmesine olanak veren fikir Bachalo (1980) tarafından geliştirilmiştir. Atomizasyonda oluşan damlacık hız ve çaplarının deneysel olarak elde edilmesinde büyük kolaylık sağlayan bu buluş, 1980'li yıllardan günümüze kadar çok sayıda deneysel çalışmanın yapılmasına imkan tanımıştır.

Belirli şartlar altında akışkan gibi davranan katıların ve Newton tipi olmayan bazı akışkanların davranışlarını modellemede kullanılan bazı kavramlar "Sürekli Ortamlar Mekaniği" konu başlığı altında anlatılmaktadır. Öte yandan, Newton tipi olmayan akışkanların davranışlarının incelenmesi, Kimya uygulamalarına bağlı olarak gelişen "Reoloji" biliminin çalışma konusudur (Harris, 1977). Newton tipi olmayan akışkan davranışları, Bird ve diğ. (2002)'de çeşitli akış örnekleriyle birlikte ele alınmıştır.

Literatürde Newton tipi olmayan spreylerle ilgili günümüze kadar yapılan deneysel ve teorik çalışmalar yeterli olmadığından, konuyu bütünüyle ele alan kaynak kitaplar ortaya çıkarılmamıştır. Newton tipi olmayan damlacıkların ve kabarcıkların hareketleri konusunda yapılan çalışmalar, Chhabra (2006)'da, oldukça geniş bir kaynak araştırması yapılarak anlatılmıştır. Ancak bu çalışmalar çoğunlukla, ikincil atomizasyon olarak adlandırılan ve kararsız büyük damlacıkların küçük damlacıklara dönüşmesi ile ilgili akış olaylarını kapsamaktadır. Lefebvre (1989)'da viskozitenin, Newton tipi akışkanlar için parçalanmayı geciktirici bir unsur olduğu belirtilmiştir. Bir başka deyişle, sadece viskoziteleri farklı olan iki ayrı Newton tipi akışkan, akış hızı değerleri ayarlanarak, aynı şekilde parçalanmaktadır. Newton tipi olmayan sıvı jetlerinde ise durum daha karmaşık olup, aradaki farklılıkların sebepleri üzerine kesin olmayan fikirler bulunmaktadır. Trouton (1906)'da tanımlanan uzama yönündeki viskozitenin, Newton tipi olmayan akışkanlarda çok yüksek olması, farklılıkları açıklamada en çok öne sürülen fikirlerden birini oluşturmaktadır.

Xing ve diğ. (1994)'te, üç ayrı polimer esaslı sıvının uzama viskozitesi değerlerinin deneysel olarak elde edilmesi için, optik esaslı bir ölçüm yöntemi kullanılmıştır.

Mun ve diğ. (1999), çeşitli oranlarda polietilen oksit sulu çözeltileri ve gliserol sulu çözeltileri ile yaptıkları deneylerde, basınçlı atomizörlerde, yüksek uzama viskoziteli akışkanların kullanımının uygun olmadığına işaret edilmiştir. Zirai amaçlı spreylerde polimer konsantrasyonunun düşük seçilmesi gerektiği ya da daha gelişmiş atomizör tasarımlarına ihtiyaç olduğu ifade edilmiştir. Kullandıkları basınçlı atomizörler arasında en iyi sonucun boş koni şeklinde sprey üreten halka kesitli atomizör ile elde edildiği belirtilmiştir.

Harrison ve diğ. (1999), Newton tipi olmayan; elastik, yarı elastik ve tamamen viskoz akışkanlarla oluşturulan spreyleri incelemiş ve sprey açıları arasındaki farklılıkları, akışkanın esnekliğiyle ve uzama viskozitesi ile ilişkilendirmiştir.

Dirking ve diğ. (2001), otomobil kaplamalarında kullanılan su bazlı ve solvent bazlı çeşitli akışkanlar için Trouton oranının 20 ila 300 arasında değiştiğini kaydetmiştir. Öte yandan Ergüngör ve diğ. (2001), çözeltinin konsantrasyon değerine bağlı olarak reolojik özellikleri değiştirilen polimerik bir çözelti için, uzama hızı arttıkça Trouton oranının 3 değerine yakınsadığını gözlemiştir. Pnömatik atomizör kullanılarak yapılan atomizasyon deneyleri sırasında, damlacık çapları üzerinde viskozitenin yüzey gerilimi kadar etkili olmadığı ifade edilmiştir.

Oliveira ve diğ. (2006)'da, polietilen oksit sulu çözeltisi için uzama akışlarında, sıvı damlacıklarının ince akış iplikçikleriyle birbirine bağlı kaldıkları, "ipteki boncuklar" şeklinde yapıların oluştuğu gözlenmiştir.

Christianti ve Walker (2006)'da, pekleşme özelliği gösterdiği halde kayma viskozitesi sabit kalan viskoelastik akışkanlar için, pnömatik atomizör kullanılarak yapılan deneylerde, uzama viskozitesi ve akışkanın elastikliğine bağlı karakteristik zaman (relaxation time) özelliklerinin etkileri ayrı olarak incelenmiştir.

Aliseda ve diğ. (2008)'de farmakolojik tabletlerin atomizasyon yöntemiyle kaplanmasında kullanılan, Newton tipi olmayan çeşitli akışkanlar ve atomizörler incelenmiştir. Newton tipi akışkanlar için geliştirilen Rayleigh-Taylor modeli Newton tipi olmayan akışkanlara uygulanmış ve modelden elde edilen ortalama damlacık çapı değerlerinin (Sauter Mean Diameter), yüksek hızlı kamera ölçümlerinden elde edilen sonuçlarla paralellik gösterdiği gözlenmiştir.

Thompson ve Rothstein (2007)'de, Newton tipi olmayan akışkan özelliği gösteren çözeltiler ve iki farklı tür atomizör kullanılarak oluşturulan düzlemsel ve boş koni tipi sprey akışları incelenmiştir. Yüksek hızlı kamera ile yapılan çekimlerden yararlanarak parçalanmanın başlangıç konumları ve genişleme hızları elde edilmiştir.

Son yıllarda yapılan çalışmalarda, Newton tipi akışkanlar için basınçlı atomizörlerle elde edilen sprey akışlarındaki karmaşık iki fazlı akış ve parçalanma olaylarının sayısal yöntemlerle de çözülebildiği gösterilmiştir. Silindirik jetler için, Park ve Heister (2006)'da iki parametreli türbülans modelleri yardımıyla, Lebas ve diğ. (2010)'da ise DNS (Direct Numerical Solution) yöntemiyle çözüm elde edilmiştir. Altimira ve diğ. (2009)'da düzlemsel jet atomizöründeki akış incelenmiştir.

Bu çalışmanın deneysel kısmında kullanılan, %0.5 (ağırlık) Karboksi Metil Selüloz (KMS) sulu çözeltisi, atomizasyonla ilgili akademik çalışmalarda daha önce kullanılmıştır (Harrison ve diğ., 1999; Christianti ve Walker, 2001). Ayrıca KMS'nin viskozite davranışı ile ilgili modeller de literatürden bulunabilmektedir (Iliuta ve Thyrion, 1997; Vais ve diğ., 2002 ve Souza, 2005). Özellikle Souza (2005)'te, KMS'nin fiziksel ve kimyasal özellikleri ayrıntılı olarak anlatılmaktadır.

Bu çalışmanın teorik kısmında ise 1948 yılında C.Shannon tarafından geliştirilen "Maksimum Entropi Oluşumu" yöntemi ile damlacık çapı dağılımlarının teorik olarak elde edilmesi amaçlanmıştır. Shannon (1949), maksimum entropi yöntemini iletişim hatlarında mesaj iletimi konusunda uygulamaya koymuştur. İletişim hatlarındaki bir sinyalin doğal bir gürültüden mi kaynaklandığının, yoksa gizli bir mesaj mı içerdiğinin anlaşılması konusunda kullanılabileceği düşünülen bu yöntemin, II.Dünya Savaşı sırasında ve sonrasındaki soğuk savaş döneminde kullanılmış olabileceği düşünülmektedir. Sonraki yıllarda bu yöntem, Tribus (1961)'de termodinamik alanında ve Tribus (1969)'de kaynak yönetimi alanında başarıyla uygulanmıştır. Maksimum Entropi yöntemini sprey akışlarına ilk uygulayan kişi, bu konuda 1985'te yüksek lisans tezi ve 1987'de doktora tezi çalışmalarını tamamlayan R.W. Sellens olmuştur. Sellens (1985)'in yaptığı formülasyon, sonraki 10 yıl içerisinde Li ve diğ. (1991), Van der Geld ve Vermeer (1994), Cousin ve diğ. (1996) ile Dumouchel ve Malot (1999) tarafından geliştirilmiştir. Ancak bu çalışmada, Sellens (1985)'te kullanılan formülasyon ele alınmıştır. Bu çalışmada hazırlanan bilgisayar programı ile elde edilen teorik sonuçlar, su ve KMS çözeltisi için elde edilen deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

3. SPREY AKIŞLARI

Bu bölümde, bu çalışmada ele alınan bazı önemli kavramlar açıklanmaktadır. Öncelikle yüzey gerilimi ve viskozite gibi özeliklerin sprey oluşumuna etkisi anlatılmakta ve Newton tipi olmayan akışkanların bazı karakteristik özellikleri açıklanmaktadır. Daha sonra, atomizör türleri hakkında bilgi verilmekte ve Newton tipi akışkanların parçalanması konusunda bilinen mekanizmalar özetlenmektedir. Ardından, sprey akışlarını karakterize eden çap ve hız dağılımları ile ilgili tanımlar verilmektedir. Bu bölümün sonunda, bu çalışmada kullanılan "Maksimum Entropi Oluşumu" adıyla bilinen teorik bir yaklaşımın temelleri anlatılmaktadır.

3.1 Akışkan Özeliklerinin Sprey Oluşumuna Etkisi

Genel ve basit bir tanımla, bir sprey oluşturabilmek için, belirli bir sıvı kütlesinin toplam yüzey alanının bir atomizör yardımıyla artırılması gerekir. Sprey kalitesinin temel göstergelerinden biri, sprey oluşumundan sonra tüm damlacıkların yüzey alanları toplamının, atömizör girişindeki sıvı kütlesinin yüzey alanına göre artış oranıdır.

Sprey oluşumunu etkileyen en önemli akışkan özelikleri; yoğunluk, yüzey gerilimi ve viskozitedir. Newton tipi olan veya olmayan endüstriyel sıvılarda, yoğunluk değerleri mertebe olarak birbirlerine yakın oldukları halde, viskozite ve yüzey gerilimi değerleri arasında önemli farklar bulunabilir. Ayrıca belirli bir akışkanın bünyesine çeşitli katkı maddeleri katıldığında, viskozite ve yüzey gerilimi önemli oranda değiştirilirken, yoğunluk genellikle sabit kalır. Bu nedenle, yüzey gerilimi ve viskozitenin sprey oluşumu üzerindeki etkileri aşağıda ayrıntılı olarak açıklanmaktadır.

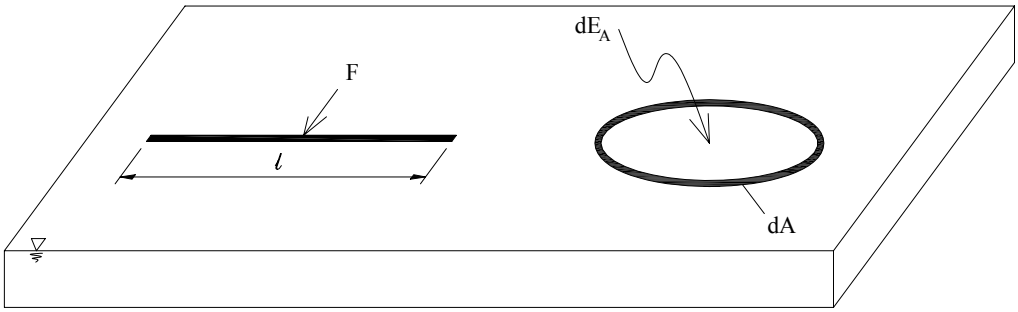
3.1.1 Yüzey gerilimi

Bir sıvı yüzeyi ile bunu çevreleyen buhar ya da başka bir gaz ortam arasında, termodinamik özeliklerde ani bir süreksizliğin meydana geldiği ince tabakaya arayüzey denilmektedir. Arayüzey, birkaç molekül çapı büyüklüğündeki bir kalınlığa

sahip hayali bir zar şeklinde düşünülebilir. Arayüzeyle ilişkili olan en önemli olgulardan biri olan yüzey gerilimi (σ), Şekil 3.1'in sol tarafında görüldüğü gibi, "l" uzunluktaki hayali zar elemanına sıvı yüzeyine paralel olacak şekilde etkiyen kuvvet (F) şeklinde tanımlanabilir. Yüzey gerilimi farklı şekillerde de tarif edilebilmektedir. Sıvı yüzey alanını dA kadar artırmak için harcanması gereken enerji miktarı dE_A ile gösterildiğinde,

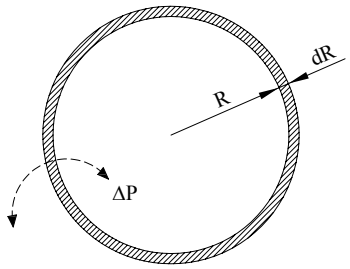
$$\sigma = \frac{dE_A}{dA} \qquad \textbf{(3.1)}$$

olmaktadır. Buradan, yüzey gerilimi yüksek olan bir sıvının yüzeyinde deformasyon oluşturmak için daha fazla enerji harcanması gerektiği ortaya çıkmaktadır.



Şekil 3.1 : Birim sıvı uzunluğuna etkiyen kuvvet ve birim alana etkiyen yüzey enerjisi yardımıyla, yüzey geriliminin tanımlanması (Lefebvre, 1989).

Doğada sıvılar, en düşük serbest enerjiye tekabül eden yüzey şeklini alma gayreti içerisindedir. Herhangi bir katı yüzeyle temas halinde olmadan yol alan küçük bir akışkan kütlesinin, en düşük yüzey enerjisine sahip olduğu şekil "küre" olmaktadır. Bu nedenle, sprey akışlarında ana kütlenin parçalara ayrılmasıyla oluşan sıvı kütleleri, nihayetinde küresel damlacıklara dönüşmektedir. Şekil 3.2'de gösterildiği gibi, yarıçapı R, yüzey alanı A olan küre şeklindeki bir sıvı damlasının içerisinde, çevresindeki gaz ortama göre ΔP büyüklüğünde bir pozitif basınç farkı bulunur.



Şekil 3.2 : Küre şeklindeki bir sıvı damlasının içerisinde yer alan pozitif basınç (Lefebvre, 1989).

Yüzey alanı $A = 4\pi R^2$ olan bu damlanın yarıçapı dR kadar artırıldığında, alanındaki artış miktarı $dA = 8\pi R\,dR$ ve bu artışı gerçekleştirmek için harcanması gereken enerji $dE_A = 4\pi R^2 \Delta P\,dR$ kadardır. Bu durumda, bu küresel damlanın yüzeyindeki yüzey gerilimi, Denklem 3.1 yardımıyla aşağıdaki gibi hesaplanabilir.

$$\sigma = \frac{\Delta P\, R}{2} \tag{3.2}$$

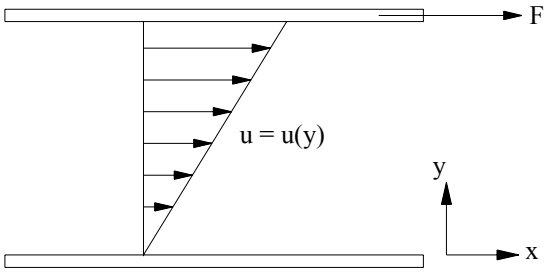
Belirli bir sıcaklık ve basınçta yüzey gerilimi sabit olduğundan, Denklem 3.2'ye göre, damlacık çapı küçüldüğünde, damla içerisindeki basınç artmaktadır. Sprey akışlarında, damlacık çapı kritik bir değerden küçük olan küresel bir sıvı damlası, kararlı bir yapıda olduğu için daha küçük damlalara bölünmeyecektir. Sıvı damlasında deformasyona yol açan aerodinamik kuvvetlere karşılık, yüzey geriliminin toparlayıcı ve kararlı hale getirici bir etkisi bulunmaktadır. Bu nedenle, yüzey gerilimi yüksek olan sıvılarla oluşturulan bir spreyde, daha büyük çaplı kararlı damlacıklar oluşmaktadır (Lefebvre, 1989).

3.1.2 Viskozitenin sprey oluşuma etkisi

Sprey akışlarında viskozite, damlacık çapı dağılımının yanısıra, atomizör çıkışından önceki basınç kayıplarını, dolayısıyla sprey açısı ve akış debisi gibi önemli parametreleri de etkilemektedir. Bu nedenle viskozitenin, sprey oluşumuna en büyük etkiyi yapan akışkan özeliği olduğu söylenebilir. Akışkanın viskozitesi arttığında, verilen enerjinin daha küçük bir kısmı atomizasyonu gerçekleştirmek için harcanır. Bu etki, viskozitenin daha yüksek olduğu akışkanlarda, sıvı kütlesinin parçalanmasının gecikmesine ve daha büyük damlacıkların oluşmasına neden olur.

Newton tipi akışkanlarda dinamik viskozite (μ), sadece sıcaklık ve basınç gibi özeliklere bağlı olarak değişen termodinamik bir özeliktir (Durst, 2008). Newton tipi olmayan akışkanlarda ise, akış koşullarına ve/veya akışkanın akıştan önce geçirdiği sürece (zamana) bağlı olarak viskozite değişebilir.

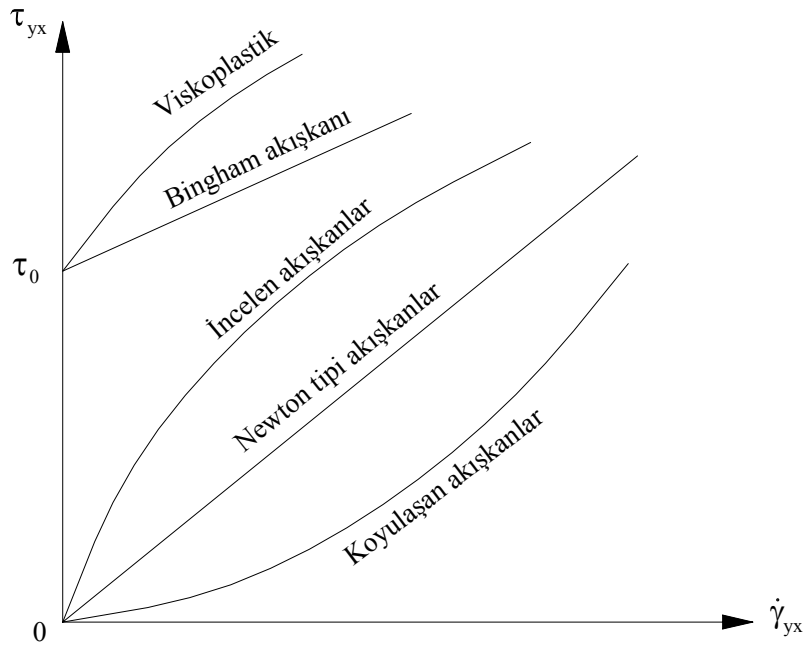
Viskozitenin basit bir matematiksel tanımının yapılması için Şekil 3.3'te verilen Couette akışı düzeneğinden yararlanılabilir. Yüzey alanları A olan yatay konumdaki iki paralel levhadan biri küçük bir F kuvveti ile çekilirken diğeri sabittir. Newton tipi akışkanlar kullanıldığında, sürekli rejimde, y doğrultusunda, doğrusal bir hız profili oluşmaktadır. Burada; kayma gerilmesi (τ_{yx}) ve şekil değiştirme hızı ($\dot{\gamma}_{yx}$, rate-of-strain) bileşenleri arasında Denklem 3.3'teki gibi bir ilişki söz konusudur.



Şekil 3.3 : İki paralel levha arasındaki akışkanın sürekli rejimde bir boyutlu akışı.

$$\tau_{yx} = \frac{F}{A} = -\mu \frac{du}{dy} = \mu\, \dot{\gamma}_{yx} \qquad \textbf{(3.3)}$$

Newton tipi olmayan akışkanlarda viskoziteyi en çok etkileyen akış koşulu, şekil değiştirme hızıdır. Şekil değiştirme hızına göre yapılan sınıflandırmada, Şekil 3.4'te verilen grafikten yararlanılmaktadır (Bird ve diğ., 1960). Kayma gerilmesi ile şekil değiştirme hızı arasındaki değişimi gösteren eğrinin eğimi, akışkanın, o şekil değiştirme hızına karşılık gelen anlık viskositesine (apparent viscosity) eşittir. Newton tipi akışkanlarda viskozite sabit olduğundan, doğrusal bir değişim söz konusu olup, bu doğru koordinat eksen takımının merkezinden geçmektedir. Newton tipi olmayan akışkanlarda ise, doğrusal olmayan ya da doğrusal olup da orjinden geçmeyen bir değişim söz konusudur. Şekil değiştirme hızına bağlı olarak viskozitesi değişen akışkan türlerinin sınıflandırılmasında: "incelen akışkanlar" (pseudoplastic ya da shear-thinning), "koyulaşan akışkanlar" (dilatant ya da shear-thickening) ve "viskoplastik akışkanlar" şeklinde üç farklı akış karakteri ortaya çıkmaktadır.



Şekil 3.4 : Viskozitenin şekil değiştirme hızıyla değişimi (Bird ve diğ., 1960).

Sanayi uygulamalarında, özellikle kimya endüstrisinde, en sık karşılaşılan akışkan türlerinden olan incelen akışkanlarda, şekil değiştirme hızı arttıkça viskozite azalır ve kayma gerilmesindeki artış miktarı azalır. İncelen akışkanlara göre daha az endüstriyel uygulama alanı bulunan koyulaşan akışkanlar üzerine yapılan akademik çalışmaların sayısı da daha az olmuştur. Bu tür akışkanlarda şekil değiştirme hızı arttıkça viskozite artmakta ve kayma gerilmesinde katlanarak artan bir değişim ortaya çıkmaktadır.

Şekil 3.4'te verilen sınıflandırmanın son grubu olan viskoplastiklerde, akışın başlayabilmesi için, kayma gerilmesinin bir eşik değerini (τ_0, yield stress) aşması gerekmektedir. Bu değer geçildikten sonra akışkanın viskozitesi sabit kalabilir ya da incelen akışkanlarda olduğu gibi artan şekil değiştirme hızıyla birlikte azalabilir. Birinci durumdaki akışkanlara, "Bingham akışkanı"; ikinci durumdakilere ise "viskoplastikler" adı verilmektedir.

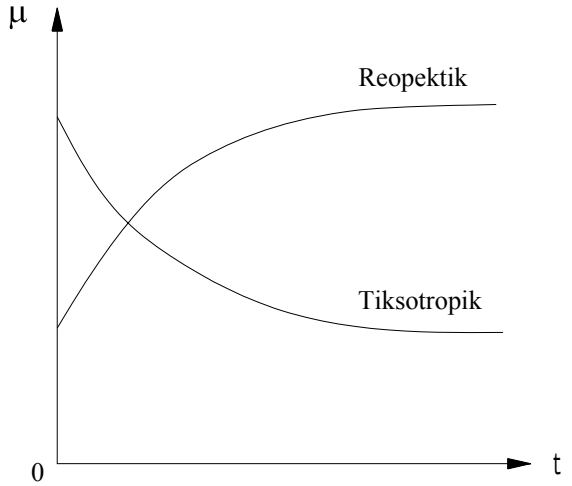
Newton tipi olmayan akışkanların bir başka önemli özelliği, Şekil 3.3'te verilen basit kayma akışı gibi bir durumda, akışkan içerisinde Denklem 3.3'te verilen τ_{yx} kayma gerilmesine ek olarak, τ_{xx}, τ_{yy} ve τ_{zz} gibi normal doğrultularda gerilmeler oluşmasıdır. Bu durum, basit kayma akışı örneğinde, akışkan tarafından plakalara y ve z yönünde kuvvetler uygulanmasına sebep olur. İncelen akışkanlar için Şekil 3.3'teki örnekte, τ_{yy} gerilmesi τ_{xx} ve τ_{zz} gerilmelerinden büyük olur ve akışkan x yönündeki hareketine ilave olarak, y yönünde de hareket etmeye çalışır. Normal doğrultularda meydana gelen gerilmeler, Newton tipi olmayan akışkanların birçok karakteristik davranışını açıklamaktadır. Örneğin boru içindeki laminer akışta hız profilinin parabolden uzak ve daha küt olması, "Weissenberg etkisi" adıyla bilinen karıştırma çubuğuna tırmanma olayı, diş macununun tüpten çıkarken şişmesi gibi durumlar, basit kayma akışına dik yöndeki gerilmelerin oluşturduğu kuvvetlerden kaynaklanmaktadır (Bird ve diğ., 2002).

3.1.3 Sabit şekil değiştirme hızında viskozitenin zamanla değişimi

Newton tipi olmayan akışkanlarda viskozite, şekil değiştirme hızının yanı sıra zamana bağlı olarak da değişebilmektedir. Akışa karşı gösterilen direnç, akışın öncesinde akışkan içerisinde oluşan hareketlere bağlı olabilmektedir. Bir akışkan yeterince bekletildikten sonra ya da bir süre hareket ettikten sonra, aynı şekil değiştirme hızında gösterdiği direnç değişebilmektedir. Özellikle karmaşık yapıdaki

polimerlerde bu durumla daha sık karşılaşılmaktadır. Bu özelliğe bir örnek olarak, akışkanın viskozitesinin ölçüldüğü test düzenekleri verilebilir. Viskozitenin ölçülmesi için yapılan akış direnci testlerinde, akış koşullarında herhangi bir değişim olmadığı halde, viskozite değerinin değiştiği gözlenmektedir.

Şekil değiştirme hızı sabit iken, akışkanın viskozitesi zamanla azalıyorsa, tiksotropic (thixotropic); artıyorsa reopektik (rheopectic) akış özelliğinden bahsedilir (Chhabra, 2006). Her iki durumda da, viskozite zamanla belirli bir değere yakınsamakta ve bir süre sonra zamana bağlı değişim olmadığı görülmektedir (Şekil 3.5).



Şekil 3.5 : Sabit şekil değiştirme hızında viskozitenin zamanla değişimi (Chhabra, 2006).

3.1.4 Genişleme ve uzama akışlarında viskozite

Elastik bir malzeme üzerine kuvvet uygulandığında, malzeme içerisinde gerilme oluşmakta ve kuvvet ortadan kaldırıldığında, malzeme başlangıçtaki şekline geri dönmektedir. Uygulanan kuvvet artırılarak akma gerilmesinin üzerine çıkıldığında ise, elastik bölgeden çıkılarak kalıcı deformasyon meydana gelmektedir. Elastik ve viskoz davranışların her ikisini birlikte gösteren akışkanlar "viskoelastik" şeklinde nitelendirilmektedir. Newton tipi bir akışkan olan su, tamamen viskoz (viscoinelastic) davranış göstermekte iken; uzun moleküllerden oluşan "ağır" polimer çözetileri genellikle viskoelastik karakter sergilerler.

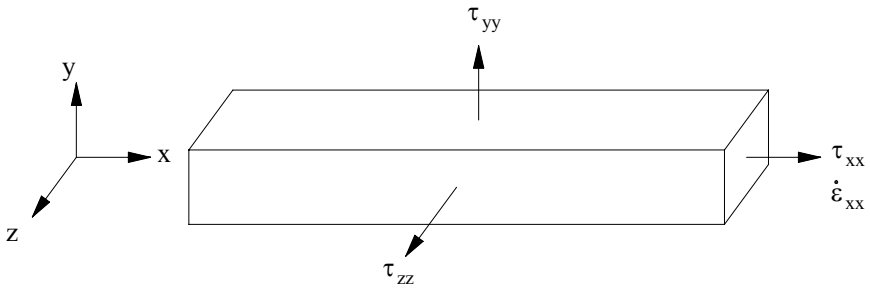
Akışkanların belirli bir eksen boyunca çekmeye zorlandığı durumlarda akışkanın uzamaya karşı gösterdiği direnç, uzama viskozitesi (elongational viscosity, μ_E) tanımını doğurmuştur. Benzer şekilde, iki hava kabarcığının çarpışması sonucunda birleşme gerçekleşene kadar, arayüzeyde oluşan genişleme için genişleme viskozitesi

(extentional viscosity, μ_E) tanımı yapılmıştır. Uzama ya da genişleme viskozitesi, klasik viskozite tanımından farklı olarak, şekil değiştirme hızının normal doğrultudaki bileşeni olan uzama ya da genişleme hızına göre tanımlanmaktadır. Diferansiyel bir akış elemanının Şekil 3.6'daki gibi sadece x doğrultusunda uzaması durumunda, uzama viskositesi değeri,

$$\mu_E = \frac{\tau_{xx} - \tau_{yy}}{\dot{\varepsilon}_{xx}} \tag{3.4}$$

şeklinde hesaplanabilmektedir. Bu denklemde τ_{xx} ve τ_{yy} değerleri, gerilme tensörünün x ve y koordinatlarındaki normal bileşenleri olup, $\dot{\varepsilon}_{xx}$ değeri ise, şekil değiştirme hızının x doğrultusundaki normal bileşenidir (uzama hızı).

$$\dot{\varepsilon}_{xx} = \frac{\partial u_x}{\partial x} \tag{3.5}$$



Şekil 3.6 : Diferansiyel bir akış elemanının bir boyutlu uzaması (Chhabra, 2006).

Şekil değiştirme hızının uzama yönündeki bileşenine ($\dot{\varepsilon}_{xx}$) ve kayma yönündeki bileşenine ($\dot{\gamma}_{yx}$) göre hesaplanan viskozite değerlerinin oranı, "Trouton sayısı" şeklinde tanımlanmıştır (Trouton, 1906).

$$Tr = \frac{\mu_E}{\mu} \tag{3.6}$$

Bu tanımlamayla birlikte, sıkıştırılamaz akış ve düşük uzama hızı koşullarında, Newton tipi bir akışkan için Trouton sayısının daima "3" değerine eşit olduğu ortaya konulmuştur. Jones ve diğ. (1987), elastik olmayan tüm izotropik akışkanlarda, Tr=3 olması gerektiğini ve bu durumdan sapma gösteren tüm akışkanların viskoelastik özelliğe sahip olduğunu belirtmiştir. Denklem 3.6'daki iki ayrı viskozite değerinin farklı şekil değişimlerine göre hesaplanması durumundan kaynaklanan karışıklığı gidermek için, dinamik viskozite değeri, $\dot{\gamma}_{yx} = \dot{\varepsilon}_{xx}\sqrt{3}$ olacak şekilde seçilmiş ve bu değerlendirme diğer araştırmacılar tarafından da kabul görmüştür.

Elastik olmayan bir incelen akışkan için, uzama hızı gradyeninin ($\dot{\varepsilon}_{xx}$) artmasıyla birlikte uzama viskozitesi değeri (μ_E) azalmakta, bir başka deyişle akışkan çekildikçe zayıflamaktadır. Bu durum "gerilme azalması (tension-thinning)" şeklinde bilinmektedir. Öte yandan, viskoelastik özellik gösteren (Tr > 3) bir incelen akışkan için, μ_E değeri, $\dot{\varepsilon}_{xx}$ ile doğru orantılı olarak artmakta veya çekildikçe koyulaşmaktadır (Harris, 1977). Bu durum, "pekleşme (strain-hardening)" olarak bilinmektedir. Bu olguların sebeplerini anlamak için, incelen akışkanlarda, viskozite ile şekil değiştirme hızı arasındaki değişim göz önünde bulundurulmalıdır (Şekil 3.4). Endüstriyel akışlarda, polimer eriyikleri, polimer çözeltileri ve protein çözeltileri gibi incelen akışkanlar sıklıkla kullanılmaktadır. Bu tür akışkanlarda akışa karşı gösterilen direnç, basit kayma akışı durumunda, artan şekil değiştirme hızıyla azalan bir artış göstermektedir. Uzama akışlarında ise direnç katlanarak artmaktadır.
Reoloji (rheology), Newton tipi olmayan akışkanlarda ve elastik olmayan katılarda akış ve deformasyonu inceleyen bir bilim dalıdır (Bird ve diğ., 2002). Akışkanın uzama viskozitesi ile diğer reolojik özellikleri arasındaki ilişki, çok düşük uzama hızı değişimleri dışında, ortaya konulamamıştır. Bunun önemli bir nedeni de, sürekli rejimde bir uzama akışı oluşturulmasının pratik açıdan zor olmasıdır.

Polimerik bir çözeltinin kullanıldığı bir akış probleminde, viskoelastisitenin derecesini belirlemek için, elastik kuvvetler ve atalet kuvvetleri arasındaki oranı gösteren boyutsuz sayılar arasında en çok kullanılanlardan biri,

$$\mathrm{De} = \frac{\text{Akışkan için karakteristik toparlanma (recovery) zamanı}}{\text{Akış için karakteristik zaman}} \qquad \textbf{(3.7)}$$

şeklinde tanımlanan Deborah sayısıdır. Bu tanım içerisinde yer alan toparlanma zamanı değeri, farklı test koşullarına göre değişmekle birlikte, genel olarak bu sayı küçüldükçe akışkan viskoz davranış göstermekte, büyüdükçe de elastik bir katı gibi hareket etmektedir (Chhabra, 2006).

3.2 Atomizör Çeşitleri

Bir sıvı kütlesinden sprey oluşturmak için kullanılan elemanlara atomizör (nozzle) adı verilmektedir. Oluşan spreyin içindeki damlacıkların belirli çap ve hız değerleri arasında olması, sprey açısının ve mesafesinin istenilen ölçüleri sağlaması, atomizörün ya da atomizasyon işleminin kalitesini göstermektedir.

Uygulamanın çeşidine göre birçok atomizör türü bulunmaktadır. Atomizörler, çeşitli özelliklerine göre farklı şekillerde sınıflandırılabilir. Oluşan spreyin şekline göre ya da spreyi oluşturmak için kullanılan enerjinin çeşidine göre sınıflandırma yapılabilir. Enerji çeşidine göre en çok kullanılan atomizör sınıfları arasında basınçlı sıvı atomizörleri (pressure nozzles) ve pnömatik atomizörler gelmektedir.

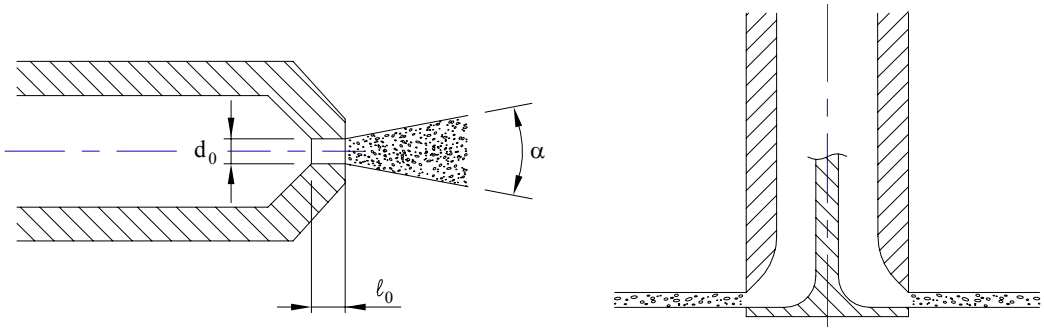
3.2.1 Basınçlı sıvı atomizörleri

Spreyi oluşturmak için sadece akışkana verilen kinetik enerjinin kullanıldığı atomizör türleri basınçlı sıvı atomizörleri şeklinde bilinmektedir. Basınçlı sıvı atomizörlerini karakterize eden önemli parametrelerden biri, akış katsayısıdır.

$$\text{Akış Katsayısı} = \frac{\dot{m}}{\sqrt{\Delta P}} \qquad \textbf{(3.8)}$$

Bu ifadede ΔP, atomizördeki basınç kaybını ve $\dot{m}$, akışkanın kütle debisini göstermektedir. Bu durumda boyutu [kg/(s $Pa^{0.5}$)] olan akış katsayısı da, belirli bir sıvı için atomizörün efektif akış alanı hakkında bilgi veren bir büyüklüktür. Akış katsayısı artırıldığında, aynı basınç farkında elde edilen debi değeri artmaktadır.

Çeşitli atomizör tasarımlarıyla ihtiyaca göre, silindirik jet, düzlemsel (flat) ya da konik spreyler elde edilebilir. Silindirik jet şeklinde bir sprey oluşturan en basit atomizör: basınçlı akışkanın, Şekil 3.7a'daki gibi, d_0 çıkış çapına ve l_0 uzunluğuna sahip bir orifisten geçirildiği tasarımlardır. Bu tür spreylerde, sprey açısı (α) dar olup, spreyin merkezinde uzun bir mesafe boyunca gücünü kaybetmeyen bir jet oluşur. Özellikle yıkama amaçlı sprey uygulamalarında avantaj sağlayan bu atomizör türünde, atomizasyon kalitesi düşüktür. Orifis uzunluğuna ya da l_0/d_0 oranına bağlı olarak, oluşan jetin parçalanma mekanizması değişmektedir.

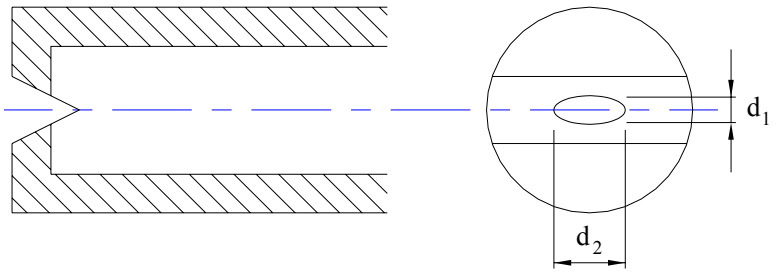


(a) (b)

Şekil 3.7 : Bazı basınçlı sıvı jet atomizör çeşitleri, a) Silindirik jet, b) Düzlemsel jet (Lefebvre, 1989).

İçten yanmalı motorlarda kullanılan dizel yakıt enjektörleri de temelde silindirik jet ürettikleri halde, enjektör dışındaki çeşitli donanımlar ve özel akış şartları sayesinde, çok yüksek atomizasyon kalitesi elde edilmektedir. Bu uygulamadaki farklılıkları yaratan faktörler arasında, sadece sıkıştırma zamanı sonrasındaki kısa bir sürede püskürtmenin yapıldığı kesikli bir akış söz konusu olması, enjektör ucunu açıp kapatan iğne sayesinde akış kesit alanının değişken olması, akış debisinin çok düşük olması ve buna bağlı olarak enjektör ucunun çok küçük olması, akışkan basıncının çok yüksek olması (10-60 MPa), spreyin kapalı bir silindir içerisindeki yüksek karşı basınçlı bir ortama (3-4 MPa) doğru yapılması yer almaktadır.

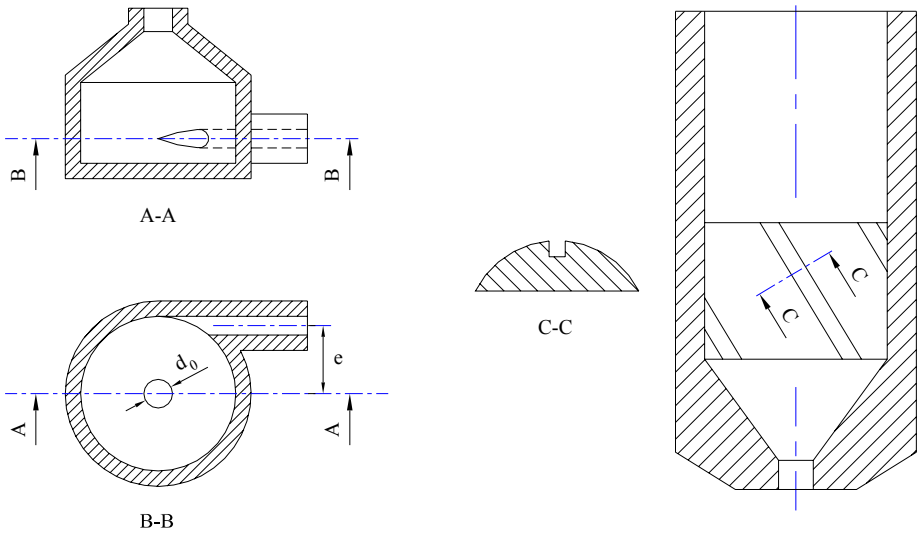
Silindirik jet şeklindeki spreylerde düşük olan sprey açısının artırılması için, düzlemsel sprey atomizörleri kullanılabilir. Silindirik bir sprey jetinin önüne uygun bir deflektör yerleştirilerek düzlemsel bir jet elde edilir (Şekil 3.7b). Ancak düzlemsel jet oluşturmak için en yaygın olarak kullanılan atomizör türü, silindirik çıkış ağzına dik doğrultuda, üçgen kesitli bir kanal açılarak oluşturulan bir orifistir. Kanal açma işleminden sonra atomizör çıkış ağzı Şekil 3.8'de görüldüğü gibi eliptik bir şekil almaktadır.



Şekil 3.8 : Eliptik çıkış ağızlı düzlemsel jet atomizörü (Lefebvre, 1989).

Harcanan enerji miktarını fazla değiştirmeden, daha iyi bir parçalanma ve daha küçük damlalar elde edilebilmesi için konik sprey oluşturan atomizörler kullanılmaktadır. Konik sprey atomizörlerinde, akışkanın, atomizör çıkış ağzından çıkarken, radyal ve teğetsel yönde hız bileşenlerine sahip olması sağlanır. Bunun için atomizör çıkışının gerisinde yer alan küçük bir hazneye girmeden önce, akışkana bir döngü hareketi kazandırılır. Bu nedenle bu tür atomizörler, döngülü atomizörler (swirl nozzles) adıyla bilinmektedir. Döngü hareketini kazandırmak için çeşitli tasarımlar mevcuttur. Akışkanın atomizöre giriş ve çıkış doğrultularının farklı olduğu Şekil 3.9a'daki teğetsel girişli tip döngülü atomizörlerde, d_0 çaplı atomizör çıkışından önce bir döngü haznesi yer almaktadır. Atomizör çıkışındaki hızın,

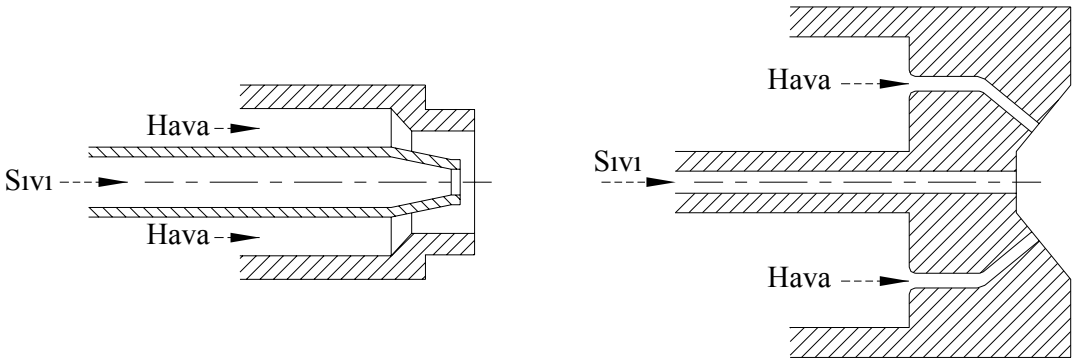
teğetsel ve radyal bileşenlere de sahip olabilmesi için, akışkanın bu döngü haznesinin içerisine girişi, hazne ekseninden "e" mesafesi kadar uzaktan yapılmaktadır. Atomizördeki akışkan giriş ve çıkış doğrultularının aynı olduğu, eksenel girişli tip döngülü atomizörlerde ise, basit bir silindirik jet orifisin gerisine, Şekil 3.9b'deki gibi, üzerinde helisel kanallar bulunan bir silindirik eleman yerleştirilmektedir.



Şekil 3.9 : Bazı döngülü atomizör çeşitleri, a) Teğetsel girişli, b) Eksenel girişli (Lefebvre, 1989).

3.2.2 Pnömatik atomizörler

Sıvı kütlelerini parçalamak için, gaz fazındaki bir akışkanın kinetik enerjisinden yararlanılan atomizörlere pnömatik atomizör adı verilmektedir. Aynı zamanda "çift akışkanlı" adıyla da bilinen bu tip atomizörlerde, ikinci akışkan olarak genellikle hava kullanılır. Kompresör yardımıyla belirli bir basınca sıkıştırılan hava, sıvı kütlesi üzerine uygulandığında, yüzey üzerinde parçalanmayı hızlandıran yüksek kayma gerilmeleri oluşturur. Atomizör tasarımına bağlı olarak, iki akışkanın teması sırasında sıvı kütlesi; jet, film ya da damla şeklinde olabilir. Şekil 3.10'da pnömatik atomizör için iki örnek tasarım gösterilmektedir. Soldaki örnekte, orta kısmında sıvı jeti bulunan basit bir pnömatik atomizör tasarımı verilmektedir. Sıvı yakıt brülörleri gibi uygulamalarda, sıvıyı parçalamak için kullanılan hava, aynı zamanda yanma havası olarak da kullanılır. Alevin uçmaması için belirli bir hava hızının üzerine çıkılamadığından, daha düşük hava hızlarında ve daha büyük miktarlarda hava kullanılarak atomizasyon gerçekleştirilir. Bunun için bu tür yakıt brülörlerinde kompresör yerine fan kullanılmaktadır. Şekil 3.10'daki ikinci örnek tasarımda ise, hava jetleri belirli bir açıyla ve daha yüksek hızla sıvı jetini parçalayabilmektedir.



Şekil 3.10 : Örnek pnömatik atomizör tasarımları (Lefebvre, 1989).

Sanayi devriminin geliştiği 19.yy'da ortaya çıkan bu tür atomizörlerin ilk örnekleri, sıvı yakıtlı buhar kazanlarında kullanılmaya başlanmıştır. Günümüzde ise özellikle yüksek viskoziteli akışkanların kullanıldığı birçok uygulamada yaygın olarak kullanılmaktadır. Basınçlı sıvı atomizörlerine göre daha gelişmiş bir tasarıma sahip olan ve fan ya da kompresör gibi ilave ekipmanlar gerektiren pnömatik atomizörlerin çeşitli avantajları bulunmaktadır. Bunlar arasında, yüksek viskoziteli akışkanlara uygulanabilmeleri, atomizasyon kalitesinin sıvı debisine bağımlılığının fazla olmaması, akışkan debisinin düşük olması sayesinde kirlilikten kaynaklanan tıkanmaların daha az olması sayılabilir.

Pnömatik atomizörlerde sıvı beslemesi; yerçekimi, emme ve sıvı basıncı adı verilen üç farklı şekilde yapılabilir. Sıvı kaynağının atomizörden daha yüksekte olduğu durumlarda, sıvı akışı yerçekimiyle kendiliğinden gerçekleşir. Kompresörden yüksek basınçla çıkan havanın, atomizördeki karışım noktasında yarattığı emiş sayesinde, alt seviyeden sıvı emilebilmektedir. Bu iki yöntemde sağlanandan daha fazla miktarda sıvı beslemesi yapılabilmesi için, ayrıca bir sıvı pompasından da yararlanılabilir. Bu durumda sıvı ve hava miktarları ayrı ayrı bağımsız olarak yapılabilir. Pnömatik atomizörlerde sıvı ile havanın kütlesel debilerinin oranı önemli bir parametredir.

$$w = \frac{\dot{m}_{hava}}{\dot{m}_{sıvı}} \qquad \textbf{(3.9)}$$

Akışkanların birbirleriyle atomizörün çıkış ucundan önce ve sonra temas etmelerine göre, pnömatik atomizörler sırasıyla iç karışımlı ve dış karışımlı şeklinde adlandırılır. İç karışımlı atomizörlerde akışkanlar çıkış orifisinin gerisindeki küçük bir karışım odasında karıştıkları için, bir akışkanın debisi diğerinden bağımsız olarak kontrol edilememektedir. Özellikle yüksek viskoziteli sıvılarda tercih edilen dış karışımlı

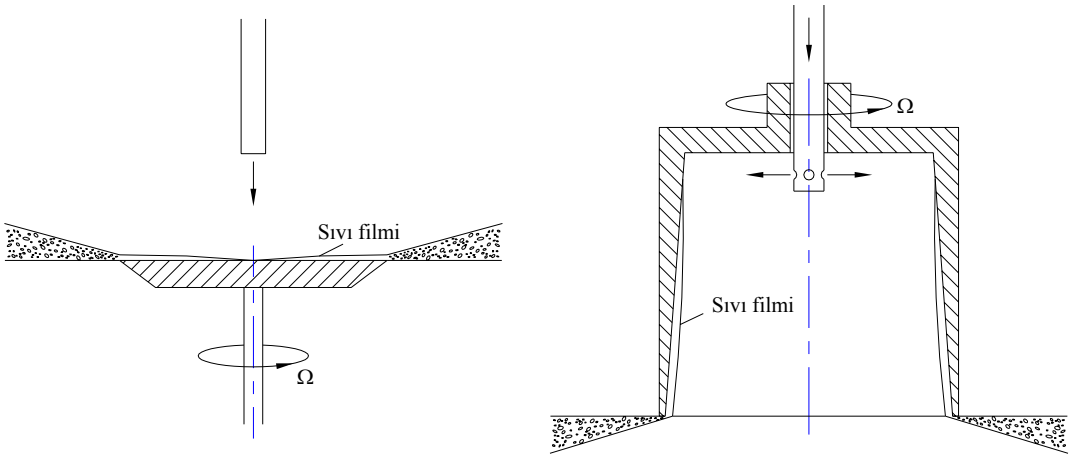
pnömatik atomizörlerde ise, karşı basınç oluşturan bir karışım odası bulunmadığı için, akışkan debileri bağımsız olarak ayarlanabilmektedir.

Karışım noktasında akışkanların birbirlerine göre olan akış doğrultularına göre pnömatik atomizörler: paralel, çapraz ya da döngülü akışlı şeklinde sınıflandırılabilirler. Havanın sıvı jeti üzerinde tek noktadan ya da birden fazla noktadan etki etmesine göre de, tekli ya da çoklu enjeksiyonlu pnömatik atomizörler şeklinde bir sınıflandırma yapılması mümkündür. Daha iyi parçalanma sağlamak için, sıvı jeti yerine halka kesitli bir sıvı filminin oluşturulduğu ve halkanın içinden ve/veya dışından hava jetinin uygulandığı çoklu enjeksiyon tasarımları da mevcuttur. Çeşitli tasarımlar sayesinde, pnömatik atomizörlerde de, basınçlı atomizörlerdeki gibi düzlemsel, konik ya da boş konik şekillerde sprey elde edilebilir.

3.2.3 Diğer atomizörler

Basınçlı sıvı jetleri ya da pnömatik atomizörler dışında çok farklı prensiplere göre sprey oluşturulabilen atomizör tasarımları mevcuttur. Bunların başlıcaları; dönel (rotary), kabarcıklı (effervescent), akustik, ultrasonik ve elektrostatik atomizörler şeklinde sıralanabilir.

Dönel atomizörler genellikle, sıvı haldeki polimer veya metal malzemelerden, çok küçük çaplı partiküllerin oluşturulduğu sprey kurutma işleminde veya soğutma ve nemlendirme gibi iklimlendirme işlemlerinde kullanılır. Burada sıvı, Şekil 3.11'de gösterildiği gibi Ω açısal hızıyla hareket eden bir dönel elemanın üzerine tatbik edilir. Dönel elemanlar yatay bir disk ya da bardak gibi farklı şekillerde olabilir. Akışkan dönel elemanı terk edene kadar, yüzeyde bir sıvı filmi oluştuğu gözlenir.



Şekil 3.11 : Dönel atomizör çeşitleri, a) Yatay diskli, b) Bardaklı (Lefebvre, 1989).

Kabarcıklı atomizörlerde, atomizör çıkışından önce sıvı içerisine belirli miktarda bir gaz enjekte edilir. Sıvı ile aynı basınçta yapılan enjeksiyon işlemi sırasında gazın sıvı içerisinde çözülmesi sağlanır. Karışım orifisten çıkarken, gaz kabarcıkları ani genişleyerek parçalanmayı artırır ve atomizasyon kalitesi yüksek bir sprey oluşur.

Akustik atomizörlerde, "rezonatör" adı verilen bir eleman yardımıyla atomizör çıkışında akustik titreşim dalgalarının yer aldığı bir alan meydana getirilir. Duyulabilir ses dalgaları aralığı olan 16 Hz- 20 kHz frekans bandında yaratılan akustik titreşimler, düşük hızlardaki sıvı filmlerinin parçalanmasını sağlar. Oluşan damlacıkların dar bir çap aralığında olması, bu atomizör türünün avantajıdır. Ancak elde edilen akış debileri genellikle küçük olmaktadır.

Ultrasonik atomizörlerde, 20 kHz değerinin üzerinde bir frekans ile titreşim yapan bir yüzey üzerindeki az miktardaki sıvı filmi çok küçük damlacıklara ayrılır. Bu yüksek titreşim frekansına rağmen, titreşim yapan yüzeyin genellikle çok küçük boyutta piezoelektrik malzemeden yapılması sayesinde, az miktarda enerji harcanır. Oluşan damlacıkların ortalama çapının 30-60 μm mertebelerinde olması, çap aralığının dar olması ve sıvı hızlarının çok düşük olması büyük avantaj sağlamaktadır. Bu nedenle, ilaç endüstrisinde yüzey kaplama işlemi veya yarıiletken malzemelerin kullanıldığı işlemler gibi, yüksek viskoziteli akışkanların hassas miktarlarda kullanılması gerektiği durumlarda, bu atomizörler tercih edilmektedir.

Elektrostatik atomizörler, ince film kaplama, elektrostatik sprey boyama gibi işlemlerde tercih edilmektedir. Bu tür atomizörlerde, güçlü bir elektrik alan içerisine giren sıvı kütlesi üzerinde oluşan elektriksel basınç, yüzey gerilimini yenerek çok küçük damlacıkların oluşmasını sağlamaktadır.

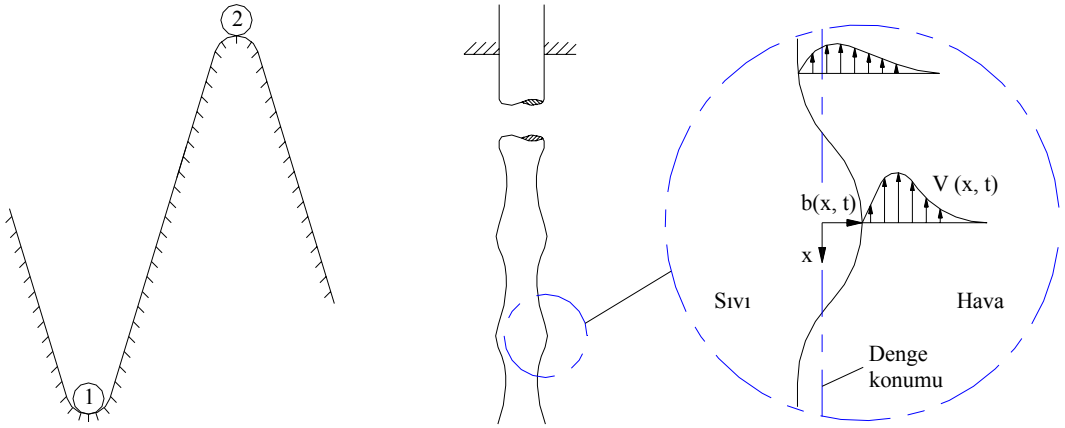
3.3 Kararsız Sıvıların Parçalanması

Sprey akışlarında, parçalanarak ayrılan sıvı kütlesine "dağılan faz", bu fazın içerisinde hareket ettiği sıvı ya da gaz ortama ise "sürekli ortam" adı verilmektedir. Sürekli ortam genellikle durgun hava olup, dağılan fazı oluşturan sıvı, belirli bir kinetik enerjiyle bu sürekli ortam içerisinde küresel damlalara dönüşmektedir. Dağılan faz; silindirik jet, düzlemsel levha ya da parçalanmaya devam eden iri sıvı damlalar şeklinde olabilmektedir. Jet ve levha şeklindeki kütlelerin kararsızlığı daha fazla olduğundan, daha hızlı parçalanırlar.

Bir sisteme uygulanan küçük bir hareket nedeniyle, sistem başlangıçtaki durumundan giderek uzaklaşıyor ise, "kararsız" bir yapı söz konusudur. Şekil 3.12a'daki 1 ve 2 no'lu küreler, sırasıyla kararlı ve kararsız sistemlere genel birer örnek teşkil etmektedir. Kararsız sistemlere tatbik edilen en küçük bir rahatsızlık sonucunda, sistem başlangıç haline tekrar dönemeyeceği bir başka denge konumuna doğru hareket etmektedir.

Belirli bir hızla hava içerisinde hareket eden bir sıvı kütlesi, aerodinamik direnç kuvveti gibi bozucu kuvvetlere ve yüzey gerilmesi gibi dengeleyici kuvvetlere maruz kalır. Sıvı kütlesi, bu kuvvetler etkisi altında kararlı bir yapı oluşturana kadar şekil değiştirir ya da kararlı parçalara ayrılır.

Gerek silindirik jetlerde gerekse levha akışlarında, sıvı kütlelerinin parçalanmasının sebebi, sıvı yüzeylerinde başlayan ve giderek artan bir genlikle ilerleyen rahatsızlık dalgalarının sergiledikleri kararsızlıktır. Şekil 3.12b'de, silindirik bir orifisten geçen bir sıvı jetinin yüzeyinde oluşan rahatsızlık dalgaları görülmektedir. Sıvı yüzeyindeki çukur ve tümsek bölgelerde, hava için hız profillerinin farklı olmasından dolayı, aerodinamik direnç kuvvetleri, konuma ve zamana göre değişim göstermektedir. Tümseklerde, hava tarafındaki hız gradyeni daha fazla olduğu için, hava basıncının yerel değerinde bir düşüş gerçekleşir. Basınç düşüşüne bağlı olarak ortaya çıkan emiş etkisi, havanın yüzeyi dışarıya doğru çekmesine sebep olur. Bu durum, şekil üzerinde verilen denge konumu çizgisi etrafında, rahatsızlığın artarak ilerlemesine ve sistemin kararsızlığa sürüklenmesine sebep olur. Bu nedenle, bu tür kararsızlıklar rüzgar kaynaklı kararsızlıklar (wind induced instabilities) şeklinde tanımlanmaktadır.



(a) (b)

Şekil 3.12 : Kararsızlık, a) Genel tanımı ve b) Rüzgar kaynaklı kararsızlıklar (Bayvel ve Orzechowski, 1993).

Şekil 3.12b'de verilen rahatsızlık dalgası yüzeyinin denge denklemi,

$$P_{sıvı} = P_{hava} + P_{\sigma} \tag{3.10}$$

şeklinde yazılabilir. Bu denklemde aerodinamik kuvvetlerin etkisi, "P_{hava}" şeklinde belirtilen hava tarafındaki basıncın değişimiyle kendini göstermektedir. Sıvı yüzeyinin denge konumuna dönmesini sağlamaya çalışan yüzey gerilimi etkileri ise, P_{σ} değeriyle ifade edilmektedir. Sıvı yüzeyinin eğriliğine bağlı olarak değişen bu değer, genel olarak,

$$P_{\sigma} = \sigma\left(\frac{1}{r_I} + \frac{1}{r_{II}}\right) \tag{3.11}$$

şeklinde yazılabilir. Burada r_I ve r_{II}, bağımsız iki doğrultudaki yüzey eğriliklerini göstermektedir. R yarıçaplı küresel bir sıvı damlasında olduğu gibi, eğrilik yarıçapları eşit olduğunda bu denklem,

$$P_{\sigma} = \frac{2\,\sigma}{R} \tag{3.12}$$

şeklindeki bilinen haline dönüşür. Sık karşılaşılan bir başka durum ise, düzlemsel levha şeklindeki dalgalarda olduğu gibi, yüzeyin sadece bir doğrultuda eğrilik gösterdiği akışlardır. Bu durumda $1/r_{II} = 0$ olup, küçük değişimlerde eğrilik miktarı,

$$\frac{1}{r_I} \approx \frac{\partial^2 b}{\partial x^2} \tag{3.13}$$

ile ifade edilebilir. Burada b = b(x, t) değeri, Şekil 3.12'de gösterildiği gibi, yüzeyin denge konumundan olan uzaklığı olmaktadır (Bayvel ve Orzechowski, 1993).

3.3.1 Boyutsuz sayılar

Kararsız sıvı kütlelerinin parçalanmasında rol oynayan kuvvetler; atalet kuvvetleri, yüzey gerilimi ve viskoz kuvvetler şeklinde sıralanabilir. Bu nedenle bu tür akışları karakterize eden boyutsuz sayılar bu üç farklı kuvvetin farklı kombinasyonlarından oluşmaktadır. Herhangi bir zorlanmış akış problemini karakterize eden boyutsuz sayılar arasında ilk akla gelen, atalet kuvvetlerinin viskoz kuvvetlere oranı olarak bilinen Reynolds sayısıdır.

$$Re = \frac{\rho\, V\, d}{\mu} \tag{3.14}$$

Burada ρ ve μ sırasıyla akışkanın yoğunluğunu ve viskozitesini, d ve V ise sırasıyla atomizör çıkışındaki hidrolik çapı ve akış hızını göstermektedir. Kararsız haldeki sıvı kütlelerinin hava ya da bir başka ortam içerisindeki serbest hareketinde, yüzey gerilimi önem kazanmaktadır. Atalet kuvvetlerinin yüzey gerilimi kuvvetlerine oranını gösteren Weber sayısı,

$$We = \frac{\rho V^2 L}{\sigma} \tag{3.15}$$

şeklinde tarif edilmektedir. Burada L, kararsız akışkan kütlesi için karakteristik bir uzunluğu temsil etmektedir. Weber sayısının karakterize ettiği bazı kararsızlık problemlerinde, sıvı üzerindeki yüzey gerilme kuvvetleriyle, aerodinamik direnç kuvvetleri oranlanmaktadır. Bu durumda, Weber sayısındaki yoğunluk değerinin, sürekli ortama yani havaya ait olduğuna dikkat edilmelidir.

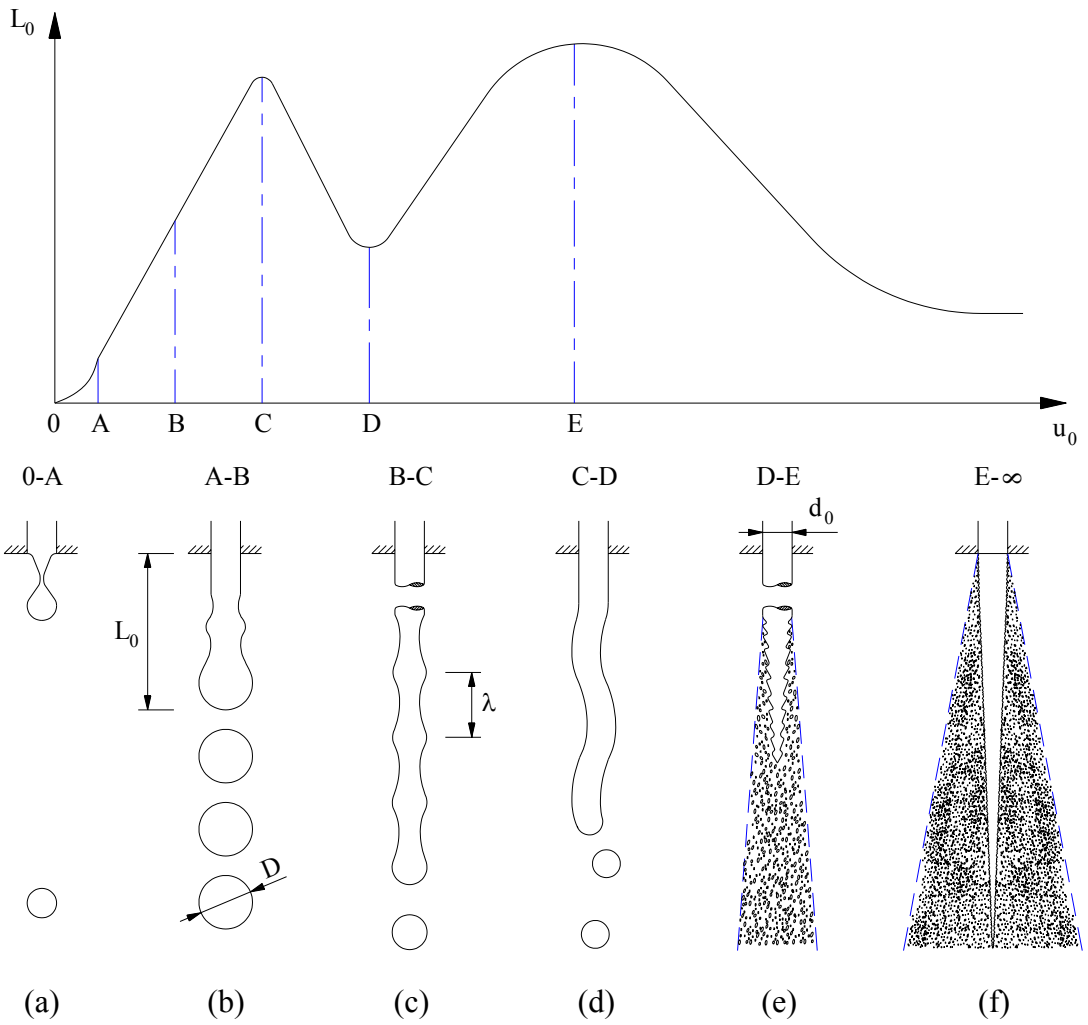
Özellikle viskozitenin önem kazandığı kararlılık problemlerinde, viskoz kuvvetler ile yüzey gerilimi kuvvetlerinin oranını gösteren ve içerisinde akış hızının bulunmadığı bir başka boyutsuz sayıya ihtiyaç duyulmaktadır. Bunun için gerek boyut analiziyle, gerekse Reynolds ve Weber sayılarından atalet kuvvetlerinin yok edilmesiyle elde edilebilen, Ohnesorge sayısı,

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu}{\sqrt{\rho \sigma L}} \tag{3.16}$$

kullanılmaktadır (Ohnesorge, 1936). Çeşitli kaynaklarda Ohnesorge sayısı yerine, bu sayının tersinin karesine eşit olan Laplace sayısının ($Lp = Oh^{-2}$) kullanımına da rastlanmaktadır.

3.3.2 Sıvı jetlerinin parçalanmasında karşılaşılan akış rejimleri

Sprey oluşturabilmek için basınçlandırılmış bir akışkanın bir atomizörden geçirilmesi gerekir. En basit sprey akışlarından birini oluşturmak için, çıkış ucunda d_0 çapında dairesel kesitli bir delik bulunan bir atomizör kullanılabilir. Bu durumda meydana gelen akış, atomizör çıkışındaki akış hızına bağlı olarak, Şekil 3.13'ün alt kısmındaki gibi farklı akış rejimlerine ayrılmaktadır. Akışkanın kopmadan önceki uzunluğunun jet çıkış hızıyla değişimi, şekil üzerindeki grafikte gösterilmiş ve oluşan farklı akış bölgeleri grafiğin yatay eksenindeki harflerle işaretlenmiştir (Lefebvre, 1989).



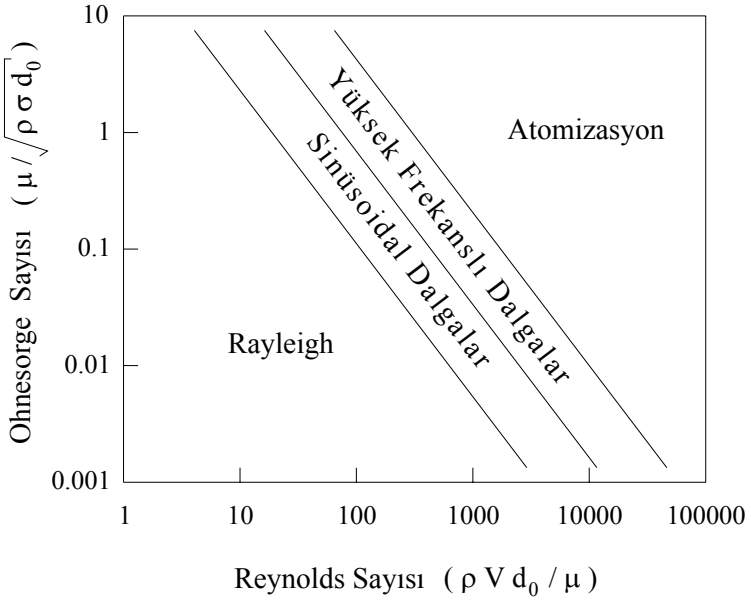
Şekil 3.13 : Jet hızı ile kopma uzunluğunun değişimi ve farklı akış rejimleri, a) Damlama, b) ve c) Rayleigh, d) Sinüsoidal, e) Yüksek frekanslı dalgalar ve f) Atomizasyon (Lefebvre, 1989).

Jet akışlarının parçalanmasını karakterize eden önemli büyüklükler parçalanmadan önceki jet uzunluğu (L_0), kararsızlığın bir göstergesi olan rahatsızlık dalga boyu (λ) ve damlacık çapı (D) değerleridir.

Şekil 3.13'te 0-A arasındaki bölge, akış hızının çok düşük olduğu damlama akışını göstermektedir. Bu bölgede damlacık oluşumu hemen atomizör çıkışında başlar ve hız belirli bir değere ulaşana kadar herhangi bir silindirik jet meydana gelmez. Damlama akışında, yerçekimi ile yüzey gerilimi kuvvetleri arasındaki dengenin bozulduğu anda damlacık oluşumu gerçekleşir. Grafikte A-C arasındaki bölge, atomizör gerisindeki akışın laminer olduğu ve L_0 ile u_0 arasındaki değişimin doğrusal olduğu iki ayrı akış rejimini göstermektedir. Rayleigh (1879)'un bu bölgedeki akışla ilgili yaptığı çalışmaların ardından, bu bölgedeki akış "Rayleigh" ismiyle adlandırılmaktadır. Rayleigh bölgesinin A-B arasındaki ilk kısmında, hava direncinin

kopmaya bir etkisi olmayıp, akışın kendi içindeki rahatsızlıkların büyümesiyle kopma oluşur. Akışın kendi içindeki rahatsızlıklar arasında, jet içerisindeki hız profilinin atomizör çıkışındaki parabolik şekilden, serbest akıştaki sabit hız profiline geçişi (hız profilinin toparlanması), atomizör gerisindeki kavitasyon ve yüzey pürüzlülüğü gibi faktörler sayılabilir. Bu bölgenin B-C bölgesinde ise yüzey gerilmesi ile direnç kuvvetleri damlacık oluşumunda eş baskın rol oynar. C-D arasındaki bölge türbülansa geçiş bölgesini göstermekte olup, direnç kuvvetlerinin artan etkisiyle jet boyunca sinüs eğrisi şeklinde rahatsızlık dalgaları oluşumuyla kopma mesafesi azalmaya başlar. D noktasından sonraki bölgede, atomizör gerisindeki akış türbülanslıdır. Bu bölgede etkili olan rahatsızlık kaynaklarından hangisinin kopmaya sebep olan etkiler arasında baskın rolü oynadığı, kesin olarak ortaya konulamamıştır. Bu bölgede yapılan deneysel çalışmalara göre kopma uzunluğu önce artmaya sonra azalmaya başlamaktadır. E noktasından sonraki bölge "tam gelişmiş sprey" şeklinde isimlendirilmektedir.

Sprey akışlarında, akış rejimini tayin etmek için, parçalanma mekanizmalarına göre farklı bölgelerin belirtildiği grafikler kullanılmaktadır. Silindirik sprey jetleri için bu tür bir grafik Şekil 3.14'te verilmektedir (Lefebvre, 1989). Kullanılan akışkan ve atomizör belli olduğunda, bu grafiği düşey ekseninde verilen Ohnesorge sayısı sabit olup, bu değere karşılık gelen yatay bir doğru üzerinde, farklı akış rejimlerinin sınırlarını gösteren Reynolds sayıları elde edilebilir.



Şekil 3.14 : Silindirik sprey jetleri için farklı akış rejimi bölgeleri (Lefebvre, 1989).

Düşük jet hızlarında parçalanmayı başlatan etki, akışın bünyesinden veya dış kaynaklardan doğan rahatsızlıklardır. Eğer bu rahatsızlıkların dalga boyu belirli bir değerden (λ_{min}) küçük olursa, yüzey gerilme kuvvetleri rahatsızlığı sönümleyerek ortadan kalkmasını sağlar. λ_{min} değerinden büyük dalga boylarındaki rahatsızlıklar ise, akışkan jeti boyunca yüzey gerilimi kuvvetleri tarafından kararsızlığın artmasına ve sonunda jetin kopmasına yol açar.

Jet akışlarıyla ilgili en eski çalışmalardan birinde Lord Rayleigh (1879), düşük hızlı silindirik bir jetin viskoz olmayan akışını teorik olarak incelemiştir. Bu akış rejimi bölgesinde kopma öncesinde sıvı jet yüzeylerinde boğumlar şeklinde görülen "kapiler" ya da "varikoz" akış yapıları, "Rayleigh akış yapıları" şeklinde de adlandırılmaktadır. Bu bölgede parçalanmadan önceki jet uzunluğu, akışkan hızı ile doğru orantılı olarak artmaktadır. Rayleigh, pertürbasyon metodunu kullanarak, sonsuz uzunluktaki silindirik bir jet akışının kararlılık analizini yapmış ve minimum rahatsızlık dalga boyunu,

$$\lambda_{min} = \pi d_0 \qquad \textbf{(3.17)}$$

şeklinde elde etmiştir. Bu sonuca göre düşük hızlı jetlerde, akışkan jetinin çevre uzunluğundan daha büyük dalga boylarındaki rahatsızlıkların büyüyerek, jetin parçalanmasına neden olduğunu ortaya koymuştur. Ayrıca, rahatsızlık dalga boyu değerlerinden özellikle bir tanesinin, parçalanmaya diğerlerinden daha yatkın olduğunu bulmuştur. "Optimum dalga boyu (λ_{opt})" şeklinde adlandırılan bu değeri,

$$\lambda_{opt} = 4.51 \cdot d_0 \qquad \textbf{(3.18)}$$

şeklinde elde etmiş olup, bu değerinin karşılık geldiği damlacık çapını da,

$$D = 1.89 \cdot d_0 \qquad \textbf{(3.19)}$$

şeklinde hesaplamıştır. Buna göre Rayleigh bölgesinde oluşan damlacıkların, akış jeti çapının yaklaşık olarak iki katı büyüklüğü civarında olduğu ortaya çıkmaktadır.

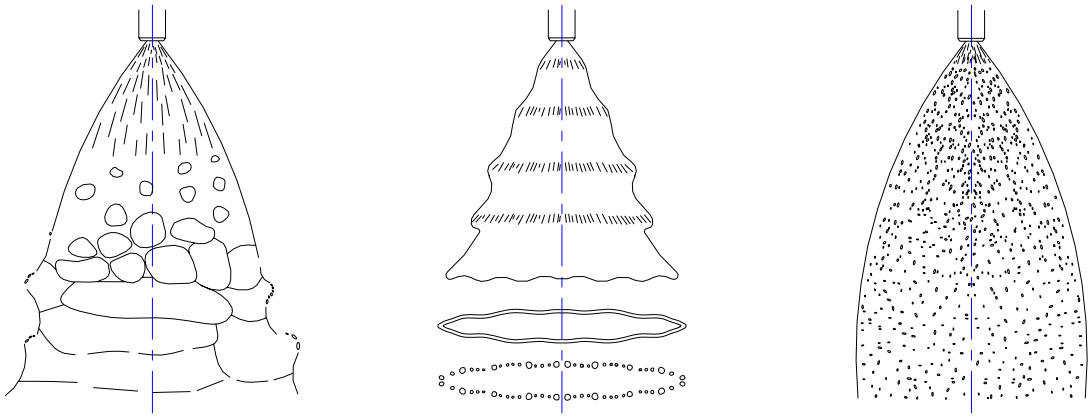
Rayleigh'in silindirik jet üzerindeki çalışmaları, basit kabuller altında (laminer, viskoz olmayan akış, direnç kuvvetlerinin ihmal edilmesi) yapıldığı halde, geniş kabul görmüştür. Daha sonrasında ise bu referans çalışma, Weber (1931) tarafından, viskoz akışlar için hava direnci etkileri de hesaba katılarak genişletilmiştir. Böylece farklı viskozite ve akış hızı değerleri için rahatsızlık dalga boyunun değişimi elde

edilebilmiştir. Weber'in çalışması Haenlain (1932) tarafından viskozite değeri yüksek (0.85 Pa s) akışkanlarla yapılan deneysel çalışmalarla da desteklenmiş ve bu tür yüksek viskoziteli akışkan jetlerinde, optimum dalga boyunun 30-40d_0 mertebelerine çıkabileceği gösterilmiştir.

3.3.3 Levha şeklindeki akışkanların parçalanması

Genel olarak silindirik jet spreyleri dışındaki atomizörlerde, levha şeklindeki sıvı filmi oluşumu meydana gelmektedir. Daha kararsız oldukları için, parçalanmaları da daha kolay olan sıvı levhalar, atomizörün türünden bağımsız olmak üzere, benzer akış rejimlerinden geçerek damlacıklara dönüşmektedir. Birçok atomizör türünde, silindirik sıvı jetleri yerine düzlemsel levha ya da boş koni şeklinde sıvı filmleri oluşturulur. Bu tür yapıların kararsızlığı, sıvı jetlerine göre daha fazla olduğu için daha kolay parçalanırlar.

Bir sıvı kütlesinin atomizörden levha şeklinde çıkabilmesi için, en azından yüzey gerilimi kuvvetlerinin birarada tutma etkilerini yenebilecek büyüklükte bir çıkış hızına sahip olması gerekmektedir. Atomizörün türüne göre bu çıkış hızı, spiral atomizörlerde sıvı basıncıyla, pnömatik atomizörlerde havanın sürükleme kuvvetiyle ve dönel atomizörlerde merkezkaç kuvvetiyle sağlanır. Çıkış hızının artırılmasıyla, yüzey gerilimi ile atalet kuvvetleri arasında bir denge oluşana kadar, sıvı filmi genişlemeye ve uzamaya devam eder. Şekil 3.15'te görüldüğü gibi, levha şeklindeki sıvı filmlerinin parçalanmasında da, artan hıza göre değişen farklı akış rejimleri bulunmaktadır (Lefebvre, 1989).



(a) (b) (c)

Şekil 3.15 : Levha şeklindeki sıvı filmleri için farklı akış rejimleri, a) Delik oluşumu, b) Dalga oluşumu ve c) Atomizasyon (Lefebvre, 1989).

Şekil 3.15a'da gösterilen ve birkaç m/s çıkış hızına karşılık gelen akış rejiminde, levha üzerinde giderek büyüyen yırtıklar oluştuğu görülmektedir. Farklı noktalarda başlayan yırtılmalar, birbirine komşu olacak kadar büyüklerinde, bir çizgi boyunca birleşme olur ve bu çizgi üzerinde önce ligamentler, daha sonra da bu kısa ömürlü ligamentlerin parçalanmasıyla damlacıklar oluşur. Atomizör çıkışındaki hız bir miktar daha artırıldığında ise, hem levha boyunca eksenel yönde hem de levhanın dış çevresinde teğetsel yönde rahatsızlık dalgaları oluşmaya başlar (Şekil 3.15b). Ana levhanın kopmasına asıl sebep olan dalgalar, eksenel yönde ilerleyen halka şeklindeki dalgalardır. Eksenel dalgaların kopmasıyla birlikte, ilk önce halka şeklinde elemanlar oluşur. Atomizör çıkışındaki hızın 100 m/s mertebelerinde çıkmasıyla, Şekil 3.15c'deki atomizasyon rejimi başlar. Bu bölgede damlacık oluşumu pratik olarak atomizörün çıkış ucunda başlamaktadır.

3.3.4 Kararsız sıvı damlalarının bölünmesi

Bir spey akışında ana sıvı kütlesi öncelikle sıvı filmlerine daha sonra ligamentlere ve çeşitli büyüklükteki sıvı damlacıklarına dönüşür. Daha sonra büyük çaplı sıvı damlaları, artan aerodinamik kuvvetler etkisiyle daha küçük damlalara bölünür. Bu nedenle damlacıkların bölünmesi "ikincil atomizasyon" şeklinde adlandırılır.

Hava içerisinde denge halinde hareket eden küçük bir sıvı kütlesinin iç tarafındaki basınç, dış tarafındakinden yüksektir. Bu basınç farkının yüzey gerilimi kuvvetleri tarafından karşılanması, bunun için de kütlenin sıvı tarafına doğru iç bükey bir şekil alması gerekmektedir. Sıvı kütlesi boyunca, sıvı ve hava basınçlarının sabit olduğu bir akış sırasında, yüzey gerilimi kuvvetlerinin de yüzeyin her noktasında sabit olabilmesi için, sıvı kütlesinin şeklinin küre olması gerekmektedir.

Hava içerisinde "V" bağıl hızıyla hareket eden küresel bir sıvı damlasının etrafında oluşan basınç dağılımı homojen olmadığı için, damlaya etki eden aerodinamik kuvvetler (P_{hava}) yüzey boyunca değişmektedir. Öte yandan, sıvı içerisindeki basınç dağılımındaki değişim ihmal edilebilecek kadar küçük olduğundan, Denklem 3.10'da verilen basınç dengesinin sağlanabilmesi için, $P_{hava} + P_{\sigma} = sbt$ olacak şekilde yüzey gerilimi kuvvetlerinin de damla yüzeyi boyunca değişmesi gerekmektedir. P_{σ} değeri, yüzeyin eğrilik yarıçapına bağlı olarak değiştiğine göre, dengenin sağlanabilmesi için damla yüzeyinin eğriliğinin de yüzey boyunca değişmesi, yani damlanın küre şeklinden sapması gerekmektedir. Damlanın alacağı yeni şekle bağlı olarak

aerodinamik kuvvetler tekrar değişeceğinden, sıvı damlasının yüzeyi de tekrar değişecektir. Sonuç olarak, sıvı damlasının hava içerisindeki hareketi boyunca yüzeyinin sürekli değişmesi gerektiği anlaşılmaktadır.

Hava içerisinde sürekli şekil değiştirerek hareket eden bir sıvı damlasının çapı büyüdükçe, yüzeyine etkiyen aerodinamik basınç kuvvetleri artar. Diğer taraftan çap büyüdükçe, yüzeyin eğrilik yarıçapı ile doğru orantılı olarak, bileşke yüzey gerilimi kuvveti de azalır. Bu durumda, denge şartı için toplamları sabit kalması gereken iki kuvvetten biri, diğerindeki önemli değişiklikleri dengeleyecek şekilde ters yönde bir değişim gösteremez ise, denge bozulur. Bu nedenle, büyük damlalar daha kararsız bir akış gösterir ve kolay parçalanırlar. Küçük damlalarda ise yüzey gerilimi kuvvetleri önemli ölçüde arttığından, hava tarafındaki basınç dağılımı, küçük şekil değişimleriyle karşılanabilir. Bu nedenle küçük damlalarda yüzey hareketleri daha az ve damla şekli küreye daha yakın olmaktadır.

Sonuç olarak, bir sıvı damlasının daha küçük damlalara bölünebilmesi için, yüzey gerilimi kuvvetlerinin, aerodinamik kuvvetlerde meydana gelebilecek en büyük değişimi karşılayamayacak kadar küçük olması gerekir. Bu noktada damlacığın bölünmesi için, bu iki kuvvetin eşit olduğu kritik bir durum için denge şartı yazılabilir.

$$C_D \frac{\pi D^2}{4} \frac{\rho_{hava} V^2}{2} = \pi D \cdot \sigma \qquad \textbf{(3.20)}$$

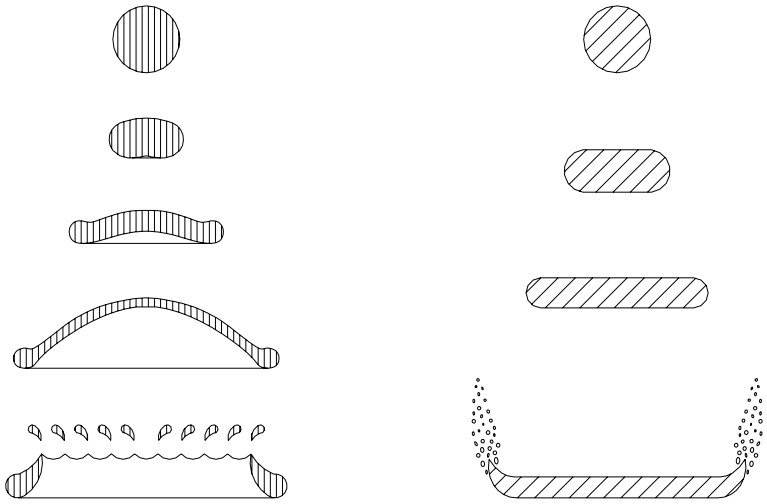
Burada C_D, aerodinamik kuvvet hesabındaki direnç katsayısını göstermektedir. Bu denklem yeniden düzenlendiğinde,

$$We_{kr} = \frac{\rho_{hava} V^2 D}{\sigma} = \frac{8}{C_D} \qquad \textbf{(3.21)}$$

şeklinde bir kritik Weber sayısı elde edilir. Bir sıvı damlasının hava içerisinde hareketinde, Weber sayısı bu kritik değerin üzerine çıktığında damlanın bölünmesi mümkündür. Hesaplanan Weber sayısı, kritik değerden ne kadar fazla ise, damlacığın parçalanması o kadar kısa sürede gerçekleşir. Kritik Weber sayısındaki bir akışta ise, bu süre sonsuz olmakta, bir başka deyişle kritik Weber sayısı parçalanmanın gerçekleşmediği en yüksek hıza tekabül etmektedir.

Kritik Weber sayısının yukarıdaki gibi hesaplanmasında, parçalanmayı etkileyen bazı parametreler hesaba katılmamıştır. Örnek olarak, sıvı viskozitesindeki artış damlanın

parçalanma süresini artırmaktadır. Öte yandan sıvı damlasının sabit ivmeli hareket etmesi ya da aniden bir hava akımına maruz kalması, parçalanma mekanizmasını önemli ölçüde değiştirmektedir (Şekil 3.16). Ani hava akımına giren bir sıvı damlası daha kolay parçalanmaktadır.



(a) (b)

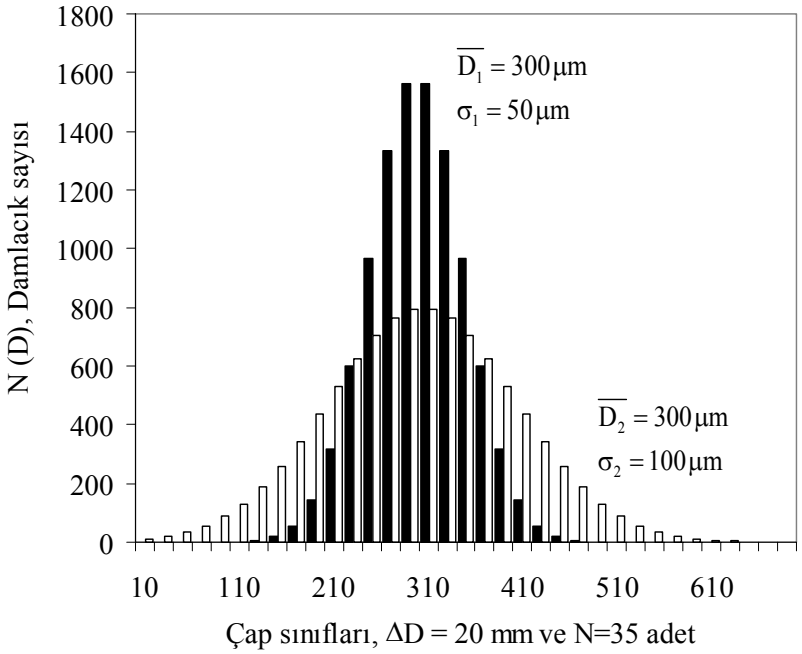
Şekil 3.16 : Damlacık bölünme mekanizmaları, a) Paraşüt patlama ve b) Kenarlardan kopma (Lefebvre, 1989).

Sabit bir ivmeyle giderek hızlanan küresel bir sıvı damlası, Şekil 3.16a'da gösterildiği gibi önce yassılaşmakta, sonra ön orta kısmından başlayarak paraşüt görünümlü iç bükey bir şekil almaktadır. Daha sonra paraşütün orta kısımları bir anda patlayarak küçük damlalara dönüşmektedir. Geriye kalan halka şeklindeki kısım başlangıçtaki damla ağırlığının yaklaşık %70'ini içermekte olup, daha sonra bu halka kısım daha iri damlalara ayrılmaktadır. Bu şekilde, paraşüt bölünme mekanizmasında iri damlalar ve etrafında küçük "uydu" damlacıklar oluşmaktadır. Bir sıvı damlası aniden bir hava akımına girdiğinde ise, Şekil 3.16b'de gösterilen aşamalardan geçmektedir. Öncelikle homojen bir şekilde yassılaşarak bir disk şeklini alan damla, diskin çevresinden başlayan kopmalarla küçük damlalara ayrılmaktadır.

3.4 Sprey Akışlarında Çap ve Hız Dağılımları

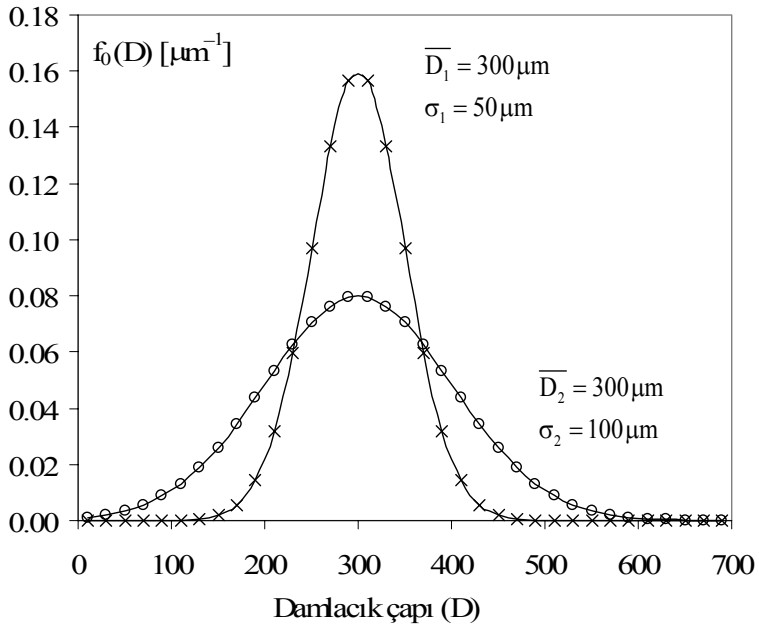
Bazı özel atomizör türleriyle elde edilen spreyler dışında, genellikle bir sprey içerisindeki damlacıklar geniş bir aralıkta değişen çap ve hız değerlerine sahiptir. Birçok uygulamada spreyi oluşturan damlacıkların çap veya hızlarının tek bir ortalama değerle ifade edilmesi yeterli değildir.

Örnek olarak, çapları 0 ila 700 μm arasında değişen, her biri toplam 10000 adet damlacıktan oluşan iki ayrı spreydeki damlacıkların, N=35 adet çap sınıfına göre sayı dağılımları Şekil 3.17'de "histogram" şeklinde verilmektedir. Her birinin genişliği ΔD = 20 μm olan çap sınıfları; D = 10 μm, 30 μm, ..., 690 μm şeklinde aralığın ortasındaki damlacık çapı ile temsil edilmektedir. Her iki spreyde, $\overline{D_1} = \overline{D_1} = 300\,\mu m$ olacak şekilde ortalama damlacık çapları eşit olduğu halde, standart sapma değerleri $\sigma_1 = 50\,\mu m$ ve $\sigma_2 = 100\,\mu m$ şeklinde farklı olduğundan, iki ayrı spreydeki damlacıkların birbirinden çok farklı birer dağılıma sahip olduğu görülmektedir.



Şekil 3.17 : Ortalama çap değerleri aynı olan iki ayrı spreyde, çap sınıfına göre damlacıkların sayı dağılımları.

Ayrık değerler halinde verilen bir damlacık çapı dağılımında, çap sınıfı genişliği $\Delta D \to 0$ şeklinde çok küçük değerler aldığında, ya da çap sınıfı sayısı $N \to \infty$ şeklinde çok büyük değerler aldığında, dağılım sürekli bir fonksiyon halini alır. Yukarıdaki örnekte verilen iki ayrı spreyi tanımlamak üzere, örnek olarak Gauss dağılım fonksiyonu (f_0) kullanıldığında, Şekil 3.18'deki dağılım ortaya çıkmaktadır.



Şekil 3.18 : Ortalama çap değerleri aynı olan iki ayrı spreyde, damlacıkların Gauss dağılım fonksiyonları.

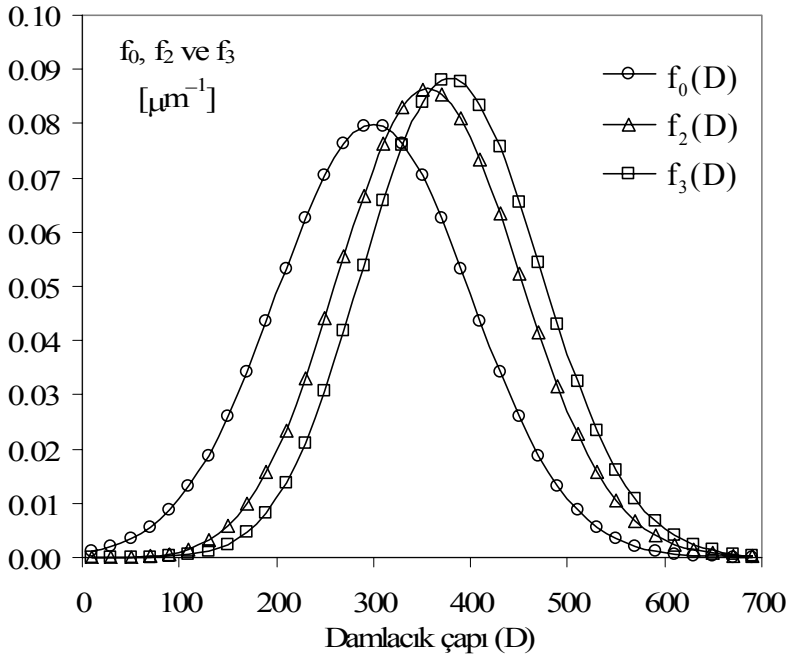
Bu bölümde dağılım oranı şeklinde gösterilmekte olan $f_i(D)$ değerleri, i = 0, 2 ya da 3 için sırasıyla damlacıkların sayısına, yüzey alanına ve hacmına göre tanımlanan frekans dağılımlarını göstermektedir. İstatistik uygulamalarında sıklıkla kullanılan Gauss dağılım fonksiyonuna göre, bir sprey içerisindeki damlacıkların sayıya göre dağılım oranı, ortalama damlacık çapı ve standart sapma değerine göre,

$$f_0(D) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{\frac{-(D-\overline{D})^2}{2\sigma^2}} \qquad \textbf{(3.22)}$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Burada verilen örnek spreylerdeki çap değerleri, $f_0(D)$ fonksiyonuna uygun olacak şekilde seçilmiş olduklarından, verilerle eğri arasında Şekil 3.18'deki gibi tam bir uyum ortaya çıkmıştır. Gerçek bir spreyde ise, Gauss dağılımındaki gibi mükemmel bir simetri oluşması özel bir durumdur. Çan eğrisi adıyla da bilinen Gauss dağılımındaki $f_0(D)$ değerleri, her bir çap sınıfındaki damlacık sayısının, spreydeki toplam damlacık sayısına oranını göstermektedir. Bu nedenle, dağılım fonksiyonu eğrilerinin altında kalan alan, tanım gereği "1" değerine eşit olmak durumundadır.

Bir sprey içerisindeki damlacıkların sayı dağılımları, daha çok karşılaştırma amacıyla kullanılmaktadır. Öte yandan endüstriyel uygulamalar açısından, damlacıkların toplam yüzey alanı ya da toplam hacmı daha büyük önem taşımaktadır. Bu durumda sayı dağılımında (f_0), her çap sınıfındaki damlacıklar eşit olarak değerlendirilirken,

yüzey alanına göre dağılımda (f_2) ve hacım ya da kütleye göre dağılımda (f_3), küçük damlacıklar önemlerini yitirmektedir. Örnek olarak, sayı dağılımına göre ortalama çapı 300 μm ve standart sapma değeri 100 μm olarak verilen sprey için sırasıyla sayıya (f_0), alana (f_2) ve hacma (f_3) göre verilen dağılım oranları Şekil 3.19'da karşılaştırılmaktadır. Görüldüğü gibi, yüzey alanına ve hacma göre hesaplanan dağılımlarda, küçük damlacıkların etkisi azalmış ve eğriler sağa doğru kaymıştır. Ayrıca, dağılımda damlacık çapının ağırlık faktörü arttıkça, eğrinin tepe noktasına karşılık gelen çap değerinin de arttığı ve dağılımdaki simetrinin ortadan kalktığı görülmektedir.

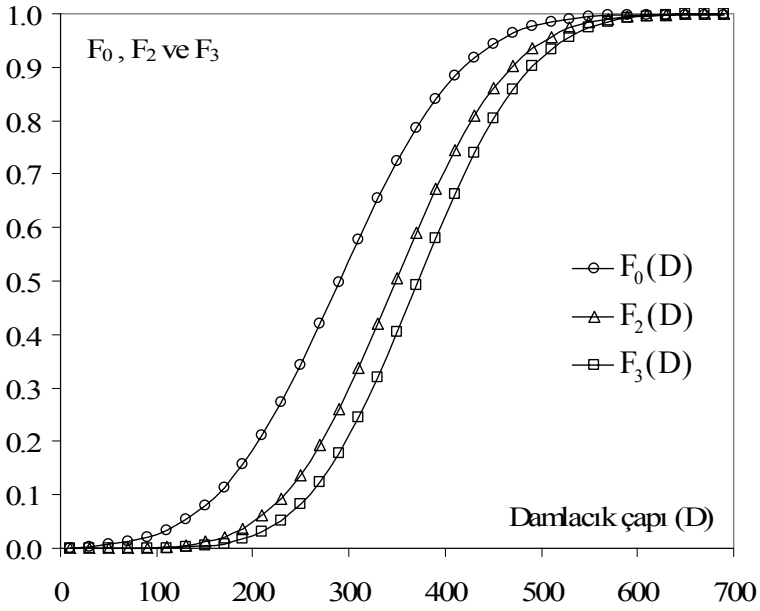


Şekil 3.19 : $\overline{D}$ = 300 μm ve σ = 100 μm şeklinde verilen sprey için, sayıya (f_0), alana (f_2) ve hacma (f_3) göre verilen dağılım oranları.

Sprey çap dağılımlarını karşılaştırmada kullanılan bir diğer dağılım tanımı ise,

$$F_i(D) = \int_0^D f_i(D)\, dD \qquad \textbf{(3.23)}$$

şeklinde hesaplanan kümülatif dağılım oranıdır. Matematiksel tanımlarından da anlaşılacağı üzere, kümülatif dağılımlar; sayıya, yüzey alanına ya da hacma göre tarif edilebilir. Frekans dağılım oranları Şekil 3.19'da verilen spreyin kümülatif dağılım oranları Şekil 3.20'de verilmektedir. Burada da, damlacık çapının ağırlığı arttıkça küçük damlacıkların etkilerini yitirdikleri anlaşılmaktadır.



Şekil 3.20 : $\overline{D}$ = 300 μm ve σ = 100 μm şeklinde verilen sprey için, sayıya (F_0), alana (F_2) ve hacma (F_3) göre kümülatif dağılım oranları.

Kümülatif dağılım oranı; belirli bir çapın altındaki damlacıkların toplam sayısının, yüzey alanının ya da hacmının, spreydeki toplam damlacık sayısına, yüzey alanına ya da hacmına oranı anlamına gelmektedir. Karakteristik olarak Şekil 3.20'de görüldüğü gibi "S" şeklinde bir yapıya sahip olan kümülatif dağılım oranı eğrileri (F), tanımları gereği, çap arttıkça "1" değerine yakınsamaktadırlar. Ayrıca bu eğrilerde, F = 0.5 değerine karşılık gelen damlacık çapı, doğrudan spreyin ortalama damlacık çapını vermektedir.

3.4.1 Sık kullanılan dağılım fonksiyonları

Dağılım oranları ile ilgili olarak buraya kadar verilen örneklerde, kolay anlaşılırlığı ve yaygın kullanımı nedeniyle, Denklem 3.22'de tarif edilen Gauss dağılım fonksiyonu kullanılmıştır. Ancak bu fonksiyonla ifade edilen simetrik dağılım, gerçek spreylerde karşılaşılan dağılımları karakterize edememekte ve bu nedenle sprey uygulamalarında başka fonksiyonlar ya da ampirik bağıntılar tercih edilmektedir. Farklı uygulamalarda spreyin dağılımını iyi tarif edebilen genel bir bağıntı bulunmamakla birlikte, genellikle uygulamanın türüne göre bazı bağıntılar diğerlerine göre daha iyi sonuçlar vermektedir.

Log-Normal dağılım fonksiyonu, ilk olarak öğütme işlemi sonucunda oluşan katı parçacıkların dağılımını modellemede kullanılmış ve

$$f_0(D) = \frac{1}{D(\ln \sigma_{LN})\sqrt{2\pi}} e^{\frac{-1}{2}\left[\frac{\ln\left(D/\overline{D}\right)}{\ln \sigma_{LN}}\right]^2} \quad \textbf{(3.24)}$$

şeklinde tanımlanmış olup, sprey uygulamalarında da sıklıkla kullanılmaktadır. Log-Normal dağılımı, damlacık çapına göre logaritmik ölçekte çizildiğinde, Gauss dağılımı ile aynı görünüme sahip olmaktadır. Bu nedenle bu dağılım fonksiyonunda, Gauss dağılımındaki gibi, ortalama çap ($\overline{D}$) ve standart sapma ile ilişkili bir parametre (σ_{LN}) kullanılmaktadır. Log-Normal dağılımının değiştirilmiş bir hali olan ve damlacık hacmına göre tanımlanan Üst-Limit (Upper Limit) dağılım fonksiyonu,

$$f_3(D) = \frac{\delta D_{max}}{D(D_{max} - D)\sqrt{\pi}} e^{-\delta^2 \ln \frac{a D}{D_{max} - D}} \quad : \quad a = \frac{D_{max}}{\overline{D}} \quad \text{ve} \quad \delta = \frac{1}{\sqrt{2}\ln \sigma_{ÜL}} \quad \textbf{(3.25)}$$

şeklinde verilmektedir. Bu dağılımda, ortalama çap değeri ve standart sapma ile ilişkili bir parametrenin ($\sigma_{ÜL}$) yanı sıra, maksimum çap (D_{max}) şeklinde üçüncü bir parametre tanımlanmaktadır. Maksimum çap değeri $D_{max} \to \infty$ şeklinde sonsuza gittiğinde, Üst-Limit dağılımı da Log-Normal dağılımına yakınsamaktadır.

Sprey içerisindeki damlacıkları modellemek amacıyla ortalama çap ($\overline{D}$) değeri ve standart sapma ile ilişkili bir parametre (σ_{KN}) kullanılarak, damlacık hacmına göre tanımlanan Kök-Normal (Root-Normal) dağılımı ise,

$$f_3(D) = \frac{1}{2\sigma_{KN}\sqrt{2\pi D}} e^{\frac{-\left(\sqrt{D} - \sqrt{\overline{D}}\right)^2}{2\sigma_{KN}^2}} \quad \textbf{(3.26)}$$

şeklinde ifade edilmektedir. Rosin ve Rammler (1933) tarafından kömür parçacıklarının, hacma göre tanımlanan kümülatif dağılımını modellemek amacıyla kullanılan Rosin-Rammler dağılımı,

$$F_3(D) = 1 - e^{-\left(D/\overline{D}\right)^q} \quad \textbf{(3.27)}$$

$$f_0(D) = q\,\overline{D}^{-q}\, D^{q-1}\, e^{-\left(D/\overline{D}\right)^q} \quad \textbf{(3.28)}$$

bağıntılarıyla tarif edilmektedir. Bu modelde anlamlı sonuçlar elde edilebilmesi için "q" parametresinin, $q < 3$ olacak şekilde seçilmesi gerekmektedir. Rosin-Rammler dağılımı, bazı sınırlamalarına rağmen, matematiksel kolaylığı nedeniyle halen sprey dağılımlarını modellemek için kullanılmaktadır.

Nukiyama ve Tanasawa (1939) tarafından, pnömatik atomizörlerle oluşturulan spreylerde, damlacıkların sayıya göre dağılımını modellemek üzere ortaya atılan Nukiyama-Tanasawa dağılımı,

$$f_0(D) = a\, D^p\, e^{-b\, D^q} \qquad \textbf{(3.29)}$$

şeklinde, dört ayrı parametreye (a, b, p ve q) göre tarif edilmektedir. Burada "a" değeri bir normalizasyon sabitidir. Genellikle p= 2 alınmaktadır. Bu modelde anlamlı sonuçlar elde edilebilmesi için, ya $p > 1$ ve $q > 0$ alınmalı ya da $p < -4$ ve $q < 0$ olması sağlanmalıdır.

Buraya kadar tanımlananların dışında, Log-Hiperbolik dağılımı gibi başka dağılım fonksiyonları da bulunmaktadır. Bu çalışmada deneylerden elde edilen damlacık çapı dağılımlarının modellenmesinde, buraya kadar tanımlanan bağıntılar arasından, deneysel sonuçları makul düzeyde bir yakınlıkla temsil eden ve matematiksel açıdan en az karmaşık olan Rosin-Rammler ve Log-Normal dağılım fonksiyonları tercih edilmektedir.

3.4.2 Ortalama çap tanımları

Sprey içerisindeki damlacıkların dağılımının anlaşılması için, yukarıda anlatılan türden bir model bağıntısı verilmesi gerekmektedir. Ancak uygulama alanına uygun olarak tarif edilen temsili bir çap değeri de, belirli bir ölçüye kadar fikir verebilir. Spreyi temsil etmek üzere, çok farklı şekillerde ortalama çap tarifi yapılabilir. Mugele ve Evans (1951) tarafından, $f_0(D)$ değerine (damlacık sayısına göre dağılım oranı) göre, aşağıdaki gibi verilen genel tanım bugün de geçerliliğini korumaktadır.

$$D_{pq} = \left(\frac{\int_0^\infty D^p\, f_0(D)\, dD}{\int_0^\infty D^q\, f_0(D)\, dD} \right)^{\frac{1}{p-q}} = \left(\frac{\sum N_i D_i^{\,p}}{\sum N_i D_i^{\,q}} \right)^{\frac{1}{p-q}} \qquad \textbf{(3.30)}$$

Denklemin en sağındaki ifadede yer alan D_i değeri, her bir çap sınıfının orta noktasına karşılık gelen damlacık çapını; N_i değeri ise, her bir çap sınıfındaki damlacık sayısını göstermektedir. Bu bağıntıdaki p ve q değerleri, tamsayı olma şartı aranmaksızın değiştirilerek, herhangi bir ortalama çap tarifi yapılabilir. Örneğin $p = 2$ ve $q = 0$ alınarak,

$$D_{20} = \left(\frac{\int_0^{\infty} D^2 f_0(D)\,dD}{\int_0^{\infty} f_0(D)\,dD} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\sum N_i D_i^{\,2}}{\sum N_i} \right)^{\frac{1}{2}} \qquad \textbf{(3.31)}$$

şeklinde, spreydeki damlacıkların ortalama yüzey alanı için ortalama çap değeri hesaplanabilir. Benzer şekilde damlacıkların ortalama hacmını veren çap değerini (D_{30}) hesaplamak için, p = 3 ve q = 0 alınması yeterli olacaktır. Sıvı damlacıklarında yoğunluk sabit kabul edildiği için, ortalama damlacık hacmı aynı zamanda ortalama damlacık kütlesi (Mass Median Diameter) şeklinde de ifade edilebilmektedir.

Özellikle ısı ve kütle transferi uygulamalarında, spreyi tarif etmek için en çok kullanılan ortalama çap değeri, kaynaklarda İngilizce kısaltma adıyla "SMD" (Sauter Mean Diameter) şeklinde anılan Sauter ortalama çapı olmaktadır. Denklem 3.30'daki genel tanıma göre, "D_{32}" şeklinde gösterilen SMD değeri,

$$D_{32} = \frac{\int_0^{\infty} D^3 f_0(D)\,dD}{\int_0^{\infty} D^2 f_0(D)\,dD} = \frac{\sum N_i D_i^{\,3}}{\sum N_i D_i^{\,2}} \qquad \textbf{(3.32)}$$

sprey içerisindeki damlacıkların toplam hacmının, toplam yüzey alanına oranı anlamına gelmektedir.

3.5 Maksimum Entropi Yaklaşımı

Bu çalışmada, sprey içerisindeki damlacık çapı dağılımlarını elde etmek için, "Maksimum Entropi" adı verilen bir yaklaşım kullanılmaktadır. İlk olarak 1948 yılında C. Shannon tarafından ortaya konulan bu yaklaşım, iletişim hatlarındaki sinyallerin belirsizliğinin incelenmesinde kullanılmış ve bu sinyallerin bir mesaj içerip içermediği tespit edilmeye çalışılmıştır.

Maksimum entropi yaklaşımı ile, bir sistemin bir veya birden fazla özelliğinin ortalama değerlerinden yola çıkılarak, bu ortalama değerleri sağlayan en uygun dağılımlar elde edilmeye çalışılmaktadır. Bunun için, dağılımın hangi fiziksel koşullar altında gerçekleştiği, bir dizi sınırlayıcı denklemle ifade edilebilmelidir. Bu yaklaşım, herhangi bir sistemin herhangi bir özelliğine uygulanabilmektedir. Maksimum entropi yaklaşımı, Tribus (1961)'de termodinamik alanında ve Tribus

(1969)'de kaynak yönetimi alanında başarıyla kullanılmıştır. Maksimum entropinin sprey akışlarına uygulanışını ise ilk olarak Sellens (1985) gerçekleştirmiştir. Sellens (1985) ve Sellens (1987)'de düzlemsel jet spreyi ile oluşturulan bir su spreyi içerisindeki çap ve hız dağılımları, maksimum entropi yöntemiyle elde edilmiştir. Sonraki yıllarda bu yöntem, Li ve diğ. (1991), Van der Geld ve Vermeer (1994), Cousin ve diğ. (1996) ile Dumouchel ve Malot (1999) tarafından kullanılmış ve Sellens (1985)'te kullanılan sınırlayıcı denklemler üzerinde değişiklikler yapılarak, farklı atomizörlerle elde edilen spreyler için de başarılı sonuçlar elde edilmiştir. Bu çalışmada hem su hem de KMS spreylerindeki çap dağılımları için, maksimum entropi yönteminin Sellens (1985)'te ortaya konulan ilk şekli esas alınmaktadır. Bu bölümde maksimum entropi yönteminin genel esasları anlatılmaktadır. Bu yönteminin sprey akışlarına uygulanması ile ilgili formülasyon ve bu çalışmada hazırlanan bilgisayar programıyla elde edilen sonuçlar ise Bölüm 6'da ayrıntılı olarak verilmektedir.

3.5.1 Maksimum entropi yaklaşımının formülasyonu

Maksimum entropi yaklaşımının formülasyonu ayrık değerlere bağlı olarak yapılmak istenirse, m adet elemanı bulunan bir sistem ele alınabilir. Maksimum entropi yaklaşımının amacı, sistemin herhangi bir hal fonksiyonunun ortalama değeri bilinirken, bu ortalamayı sağlayan her bir elemana ait hal fonksiyonu değerlerinin olasılık dağılımlarının (p_j) elde edilmesidir. Sistem hal fonksiyonuna bağlı bir dizi fiziksel sınırlayıcı koşula tabi olmaktadır. Tanım gereği, sağlanması gereken sınırlayıcı koşullara, normalizasyon denklemi de ilave edilmektedir. Bu noktada Shannon (1949)'da tarif edilen şekliyle, p_j değerinin belirsizliği (S),

$$S = -k \sum_{j=0}^{m} p_j \left(\ln p_j \right) \qquad \textbf{(3.33)}$$

hesaplanmaktadır. Bu denklemde k ile gösterilen Boltzman sabiti yardımıyla hesaplanan S değeri, istatistiksel termodinamikteki entropi tanımına olan benzerliği nedeniyle, Shannon entropisi şeklinde isimlendirilmektedir. Maksimum entropi yaklaşımının temel prensibine göre, verilen ortalama değeri sağlayan sonsuz sayıdaki çözüm arasında en muhtemel olan olasılık dağılımı, Denklem 3.33 ile ifade edilen Shannon entropisi değerini ya da bir başka deyişle belirsizlik sayısını maksimize eden dağılımdır. Belirli bir ortalama değeri veren farklı olasılık dağılımları için

Shannon entropisi değerlerinin hesaplanması, bu tanımın anlaşılmasına yardımcı olmaktadır. Bu tür hesaplamalar yapıldığında, daha geniş aralığa yayılan olasılık dağılımlarının Shannon entropisi değerinin artmasına yol açtığı görülür. Herhangi bir sınırlayıcı denkleme tabi olmayan bir sistem için en yüksek S değeri, fonksiyonun $-\infty$ ile $+\infty$ arasındaki tüm değerlerini içeren bir olasılık dağılımına karşılık gelmektedir.

Belirli bir sistem için herhangi bir hal fonksiyonunun ortalama değeri (<g>),

$$\sum_{j=0}^{m} p_j g_j = \langle g \rangle \qquad \textbf{(3.34)}$$

şeklinde hesaplanmaktadır. Örnek olarak, rijit bir kap içerisindeki bir gazın ortalama sıcaklığının <T> şeklinde ölçüldüğü ve sistemdeki en düşük ile en yüksek sıcaklık değerleri arasında, m+1 adet farklı sıcaklık sınıfı bulunduğu kabul edilsin. Bu durumda ortalama sıcaklık, her bir sıcaklık sınıfının temsil ettiği T_j değerleriyle, bu sınıfta yer alan gaz moleküllerinin yüzdesinin (p_j) çarpılmasıyla elde edilen değerlerin ($p_j.T_j$) toplamına eşit olacaktır.

Bir dizi (n adet) hal fonksiyonu için ise, ortalama değerler ($\langle g_1 \rangle, \langle g_2 \rangle, \ldots \langle g_n \rangle$):

$$\begin{aligned} &\sum_{j=0}^{m} p_j g_{1,j} = \langle g_1 \rangle \\ &\sum_{j=0}^{m} p_j g_{2,j} = \langle g_2 \rangle \\ &\qquad \vdots \\ &\sum_{j=0}^{m} p_j g_{n,j} = \langle g_n \rangle \end{aligned} \qquad \textbf{(3.35)}$$

şeklinde hesaplanır. Ayrıca olasılığın tanımı yardımıyla normalizasyon denklemi,

$$\sum_{j=0}^{m} p_j = 1 \qquad \textbf{(3.36)}$$

şeklinde yazılır. Eğer m = n olursa, olasılık dağılımı için kapalı bir çözüm elde edilebilir. Ancak genellikle $m \gg n$ olduğundan, sonsuz sayıda çözüm mevcuttur. Bu durumda en uygun çözüm, Shannon entropisi değerini maksimize eden dağılım olmaktadır. Entropi maksimize edildiğinde, sınırlayıcı denklemlerdeki bilgi muhafaza edilmek koşuluyla, en düşük miktarda bilgi içeren olasılık dağılımı elde edilmiş olur. Denklem sisteminin, en yüksek entropi değerini verecek şekilde

çözülebilmesi için, Lagrange çarpanları yöntemi uygulanır. Denklem 3.33'ün türevinin alınarak dS = 0 şeklinde maksimum değerinin bulunmasıyla,

$$\sum_{j=0}^{m} \left(\ln p_j + 1\right) dp_j = 0 \qquad \textbf{(3.37)}$$

denklemi elde edilir. Benzer şekilde, Denklem 3.35 ve 3.36'nın her iki tarafında türev alma işlemi uygulandığında,

$$\begin{aligned} &\sum_{j=0}^{m} g_{1,j}\, dp_j = 0 \\ &\sum_{j=0}^{m} g_{2,j}\, dp_j = 0 \\ &\qquad \vdots \\ &\sum_{j=0}^{m} g_{n,j}\, dp_j = 0 \end{aligned} \qquad \textbf{(3.38)}$$

$$\sum_{j=0}^{m} dp_j = 0 \qquad \textbf{(3.39)}$$

denklemleri bulunur.

Çözüm elde edilebilmesi için, yukarıdaki n + 1 adet denklemin bir dizi keyfi değer ile çarpılması gerekmektedir. Daha sade bir çözüm elde edilebilmesi için burada Denklem 3.39'daki ifade, $\lambda_0 - 1$ şeklinde seçilen bir değerle; Denklem 3.38'deki ifadeler ise, i = 1, 2, 3, ..., n olmak üzere λ_i değerleriyle çarpılsın. Bu şekilde hesaplanan ifadeler, Denklem 3.37'te verilen ifadeyle taraf tarafa toplandığında,

$$\sum_{j=0}^{m} \left(\ln p_j + 1\right) dp_j + \sum_{j=0}^{m} \left(\lambda_0 - 1\right) dp_j + \sum_{i=0}^{n} \sum_{j=0}^{m} \lambda_i\, g_{i,j}\, dp_j = 0 \qquad \textbf{(3.40)}$$

denklemi elde edilir. Benzer terimler bir arada yazıldığında bu denklem,

$$\sum_{j=0}^{m} \left(\ln p_j + \lambda_0 + \sum_{i=0}^{n} \lambda_i\, g_{i,j} \right) dp_j = 0 \qquad \textbf{(3.41)}$$

halini alır. Bu denklemin keyfi olarak seçilen herhangi bir dp_j değeri için sağlanması için, parantez içerisindeki ifade sıfıra eşitlenir.

$$\ln p_j + \lambda_0 + \sum_{i=0}^{n} \lambda_i\, g_{i,j} = 0 \qquad \textbf{(3.42)}$$

Bu ifade indis notasyonu kullanılmadan yazılıp, doğal logaritmadan kurtarılarak,

$$p = \exp\left(-\lambda_0 - \lambda_1 g_1 - \lambda_2 g_2 - \ldots - \lambda_n g_n\right) = 0 \qquad \textbf{(3.43)}$$

şeklinde, olasılık değerlerinin (p), g_i fonksiyonlarına ve λ_i sabitlerine bağlı ifadesi elde edilir. Denklem 3.43'deki olasılık değerleri aranılan çözümler olmakla birlikte, λ_i katsayıları henüz belirlenmiş olmamaktadır. Denklem 3.33'ün, Denklem 3.36 ile verilen normalizasyon denkleminde yerine konulmasıyla λ_0 değeri,

$$\lambda_0 = \ln\left(\sum_{j=0}^{m} \exp\left(-\lambda_1 g_1 - \lambda_2 g_2 - \ldots - \lambda_n g_n\right)\right) \qquad \textbf{(3.44)}$$

şeklinde çekilebilmekte ve böylece, λ_0 çarpanının, diğer λ_i çarpanları cinsinden, bağımsız olarak hesaplanabildiği bir denklem elde edilmektedir. Bu denklem aslında normalizasyon koşulunun bir başka biçimi olup, λ_0 değerinin, olasılık değerlerinin dağılımına etki etmediğini, sadece dağılımın genliğini değiştirdiğini göstermektedir.

Olasılık dağılımlarının Denklem 3.43'te Lagrange çarpanları (λ_i) cinsinden ifade edilen halleri, Denklem 3.35'te verilen n adet denklemle birlikte, Denklem 3.36'da ya da Denklem 3.44'te verilen normalizasyon denkleminde yerine konulmasıyla birlikte, n + 1 adet sınırlayıcı denklem elde edilmiş olur. Sistemde, λ_0, λ_1, λ_2, …, λ_n şeklinde n + 1 adet Lagrange parametresi yer aldığına göre, n + 1 bilinmeyenli, n + 1 adet denklemden oluşan bir denklem sistemi elde edilmiş olmaktadır. Bununla birlikte, denklem sisteminin matematiksel çözümünde kolaylık olması açısından, bu noktaya kadar yapılan formülasyonda kullanılan ve ayrık sistemler için geçerli olan "toplam" ifadeleri yerine, sürekli sistemler için toplamaya eşdeğer olan "integral" ifadeleri kullanılması daha uygun olmaktadır. Bu amaçla ayrık sistemler için p_j ile gösterilen olasılık dağılımları yerine, bu çalışmanın daha önceki bölümlerinde de kullanılan ve sürekli sistemler için f ile gösterilen ihtimal yoğunluk fonksiyonu değerleri kullanılacaktır.

Buraya kadar yapılan formülasyonda, çözüm bölgesinin şekli hakkında herhangi bir kabul yapılmamıştır. Formülasyonun bundan sonraki kısmında, tek boyutlu ya da çok boyutlu olabilen çözüm bölgesi, sürekli sistemler için $d\psi$ ile gösterilecektir. Bu durumda, Denklem 3.35'in sürekli sistemlerdeki eşdeğeri olan ifadeler,

$$\begin{aligned}
&\int_{\psi} f\, g_0\, d\psi = \langle g_0 \rangle \\
&\int_{\psi} f\, g_1\, d\psi = \langle g_1 \rangle \\
&\qquad \vdots \\
&\int_{\psi} f\, g_n\, d\psi = \langle g_n \rangle
\end{aligned} \tag{3.45}$$

şeklinde yazılabilir. Burada f fonksiyonu ve λ_0 değeri sırasıyla,

$$f = \exp\left(-\lambda_0 - \lambda_1 g_1 - \lambda_2 g_2 - \ldots - \lambda_n g_n\right) \tag{3.46}$$

$$\lambda_0 = \ln\left(\int_{\psi} \exp\left(-\lambda_1 g_1 - \lambda_2 g_2 - \ldots - \lambda_n g_n\right) d\psi\right) \tag{3.47}$$

olmaktadır. Denklem 3.45'te normalizasyon denklemi, $g_0 = 1$ ve $\langle g_0 \rangle = 1$ olmak üzere, diğer sınırlayıcı denklemlerle aynı biçimde yazılmıştır. Bu yazım biçimi, bu çalışmada çözüm bölgesini oluşturan damlacık çapı ve damlacık hızı gibi sürekli değişkenler için daha uygun bir gösterimdir.

Entropi maksimum olduğunda, sınırlayıcı koşullara bağlı olarak elde edilen çözüm, fiziksel durumu en düşük yanılgıyla sağlayan dağılımı vermektedir. Daha genel bir bakış açısıyla, maksimum entropi yaklaşımıyla elde edilen çözümün, sınırlayıcı koşulları sağlayan en yumuşak geçişli dağılım olduğu düşünülebilir. Bu yöntemle, sınırlayıcı denklemlerin gerektirdiği durumlar dışında, homojenliği bozan herhangi bir dağılım ortaya çıkmamaktadır.

3.5.2 Lagrange çarpanlarının sayısal yöntemle elde edilmesi

Problemin çözümünün elde edilebilmesi için, λ_i ile gösterilen Lagrange çarpanlarının bulunup, f ile gösterilen ihtimal yoğunluk fonksiyonlarında yerine konulması gerekmektedir.

Bu çalışmada maksimum entropi yaklaşımıyla denklem sisteminin çözümünün elde edilebilmesi için, iteratif bir sayısal çözüm yöntemi kullanılmaktadır. Bunun için, yakınsamayı garanti edecek bir değişiklik ilavesi dışında, klasik Newton-Raphson iterasyon yöntemi ele alınmaktadır. Bu aşamada, Denklem 3.45'te verilen n + 1 adet sınırlayıcı denklem yardımıyla, aşağıdaki gibi, q_0, q_1, q_2, …, q_n şeklinde n + 1 adet fonksiyon tarif edilmektedir.

$$
\begin{aligned}
q_0 &= \int_{\psi} f\, g_0\, d\psi - \langle g_0 \rangle = 0 \\
q_1 &= \int_{\psi} f\, g_1\, d\psi - \langle g_1 \rangle = 0 \\
&\vdots \\
q_n &= \int_{\psi} f\, g_n\, d\psi - \langle g_n \rangle = 0
\end{aligned}
\qquad \textbf{(3.48)}
$$

Bu tanımdan kolaylıkla anlaşılacağı üzere, doğru çözümü veren λ_i değerleri için, q_i değerleri, sıfır değerini almaktadır. Bu durumda, iteratif olarak bu denklemleri sağlayan λ_i değerlerinin bulunması amaçlanmaktadır. Başlangıç değerleri ya da bir önceki iterasyonda kullanılan değerler, λ_i' ve q_i' ile gösterilirse, q_i teriminin q_i' değerine göre Taylor serisi açılımı aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$
q_i = q_i' + (\lambda_0 - \lambda_0')\frac{\partial q_i}{\partial \lambda_0} + (\lambda_1 - \lambda_1')\frac{\partial q_i}{\partial \lambda_1} + (\lambda_2 - \lambda_2')\frac{\partial q_i}{\partial \lambda_2} + (\lambda_3 - \lambda_3')\frac{\partial q_i}{\partial \lambda_3} + (\lambda_4 - \lambda_4')\frac{\partial q_i}{\partial \lambda_4} \qquad \textbf{(3.49)}
$$

Herhangi bir sınırlayıcı denklemi sağlamak için $q_i = 0$ yazıldığında,

$$
\frac{\partial q_i}{\partial \lambda_0}\lambda_0 + \frac{\partial q_i}{\partial \lambda_1}\lambda_1 + \frac{\partial q_i}{\partial \lambda_2}\lambda_2 + \ldots + \frac{\partial q_i}{\partial \lambda_n}\lambda_n = -q_i' + \frac{\partial q_i}{\partial \lambda_0}\lambda_0' + \frac{\partial q_i}{\partial \lambda_1}\lambda_1' + \frac{\partial q_i}{\partial \lambda_2}\lambda_2' + \ldots + \frac{\partial q_i}{\partial \lambda_n}\lambda_n' \qquad \textbf{(3.50)}
$$

şeklinde doğrusal bir denklem elde edilmektedir. Bu denklemdeki türev terimleri, Denklem 3.48'deki ifadeler yardımıyla hesaplanabilmektedir. Bu işlem, n + 1 adet sınırlayıcı denklemin her biri için ayrı ayrı yapıldığında, n + 1 bilinmeyenli n + 1 adet doğrusal denklemin bulunduğu aşağıdaki gibi bir matris elde edilir.

$$
\begin{vmatrix}
\frac{\partial q_0}{\partial \lambda_0} & \frac{\partial q_0}{\partial \lambda_1} & \frac{\partial q_0}{\partial \lambda_2} & \frac{\partial q_0}{\partial \lambda_3} & \frac{\partial q_0}{\partial \lambda_4} \\
\frac{\partial q_1}{\partial \lambda_0} & \frac{\partial q_1}{\partial \lambda_1} & \frac{\partial q_1}{\partial \lambda_2} & \frac{\partial q_1}{\partial \lambda_3} & \frac{\partial q_1}{\partial \lambda_4} \\
\frac{\partial q_2}{\partial \lambda_0} & \frac{\partial q_2}{\partial \lambda_1} & \frac{\partial q_2}{\partial \lambda_2} & \frac{\partial q_2}{\partial \lambda_3} & \frac{\partial q_2}{\partial \lambda_4} \\
\frac{\partial q_3}{\partial \lambda_0} & \frac{\partial q_3}{\partial \lambda_1} & \frac{\partial q_3}{\partial \lambda_2} & \frac{\partial q_3}{\partial \lambda_3} & \frac{\partial q_3}{\partial \lambda_4} \\
\frac{\partial q_4}{\partial \lambda_0} & \frac{\partial q_4}{\partial \lambda_1} & \frac{\partial q_4}{\partial \lambda_2} & \frac{\partial q_4}{\partial \lambda_3} & \frac{\partial q_4}{\partial \lambda_4}
\end{vmatrix}
\cdot
\begin{vmatrix}
\lambda_0 \\ \lambda_1 \\ \lambda_2 \\ \lambda_3 \\ \lambda_4
\end{vmatrix}
=
\begin{vmatrix}
-q_0' + \frac{\partial q_0}{\partial \lambda_0}\lambda_0' + \frac{\partial q_0}{\partial \lambda_1}\lambda_1' + \frac{\partial q_0}{\partial \lambda_2}\lambda_2' + \frac{\partial q_0}{\partial \lambda_3}\lambda_3' + \frac{\partial q_0}{\partial \lambda_4}\lambda_4' \\
-q_1' + \frac{\partial q_1}{\partial \lambda_0}\lambda_0' + \frac{\partial q_1}{\partial \lambda_1}\lambda_1' + \frac{\partial q_1}{\partial \lambda_2}\lambda_2' + \frac{\partial q_1}{\partial \lambda_3}\lambda_3' + \frac{\partial q_1}{\partial \lambda_4}\lambda_4' \\
-q_2' + \frac{\partial q_2}{\partial \lambda_0}\lambda_0' + \frac{\partial q_2}{\partial \lambda_1}\lambda_1' + \frac{\partial q_2}{\partial \lambda_2}\lambda_2' + \frac{\partial q_2}{\partial \lambda_3}\lambda_3' + \frac{\partial q_2}{\partial \lambda_4}\lambda_4' \\
-q_3' + \frac{\partial q_3}{\partial \lambda_0}\lambda_0' + \frac{\partial q_3}{\partial \lambda_1}\lambda_1' + \frac{\partial q_3}{\partial \lambda_2}\lambda_2' + \frac{\partial q_3}{\partial \lambda_3}\lambda_3' + \frac{\partial q_3}{\partial \lambda_4}\lambda_4' \\
-q_4' + \frac{\partial q_4}{\partial \lambda_0}\lambda_0' + \frac{\partial q_4}{\partial \lambda_1}\lambda_1' + \frac{\partial q_4}{\partial \lambda_2}\lambda_2' + \frac{\partial q_4}{\partial \lambda_3}\lambda_3' + \frac{\partial q_4}{\partial \lambda_4}\lambda_4'
\end{vmatrix}
\qquad \textbf{(3.51)}
$$

Bu matriste verilen türev terimlerinin her biri, bir önceki iterasyonda kullanılan λ_i' değerleri cinsinden bilinmekte olduğundan, sadece λ_i ile gösterilen Lagrange çarpanları, denklem sisteminin bilinmeyenleri olmaktadır.

Denklem 3.51'de verilen matrisin bu haliyle, yakınsama elde edilemeyen, kararsız bir özellikte olduğu görülmüştür. Bu duruma engel olmak için, her iterasyon adımından sonra, Denklem 3.47'de verilen normalizasyon denkleminin çözüldüğü ve böylece sistemi kararlı hale getirmek için her iterasyonda normalizasyon şartının sağlanmaya çalışıldığı bir yöntem kullanılmaktadır. Klasik Newton Raphson yönteminde ise, çözümün her aşamasında normalizasyon denkleminin sağlanıp sağlanmadığı kontrol edilmemektedir.

4. PARÇALANMA MEKANİZMALARININ DENEYSEL OLARAK KARŞILAŞTIRILMASI

Bu çalışmanın deneysel kısmında, Newton tipi olan ve olmayan birer test akışkanı için, çeşitli atomizörler kullanılarak, yüksek hızlı kamerayla ve Faz-Doppler anemometresiyle inceleme ve ölçümler yapılmıştır. Yüksek hızlı kamera görüntüleri sprey akışındaki parçalanma mekanizmalarını anlamak için niteliksel gözlem amacıyla kullanılmıştır. Diğer yandan, optik girişim esasına dayanan ve Bölüm 5'te ele alınan Faz-Doppler anemometresi ölçümleriyle, spreyin herhangi bir noktasındaki damlacıkların çap ve hız dağılımları elde edilmiştir.

4.1 Bu Çalışmada Kullanılan Test Akışkanları

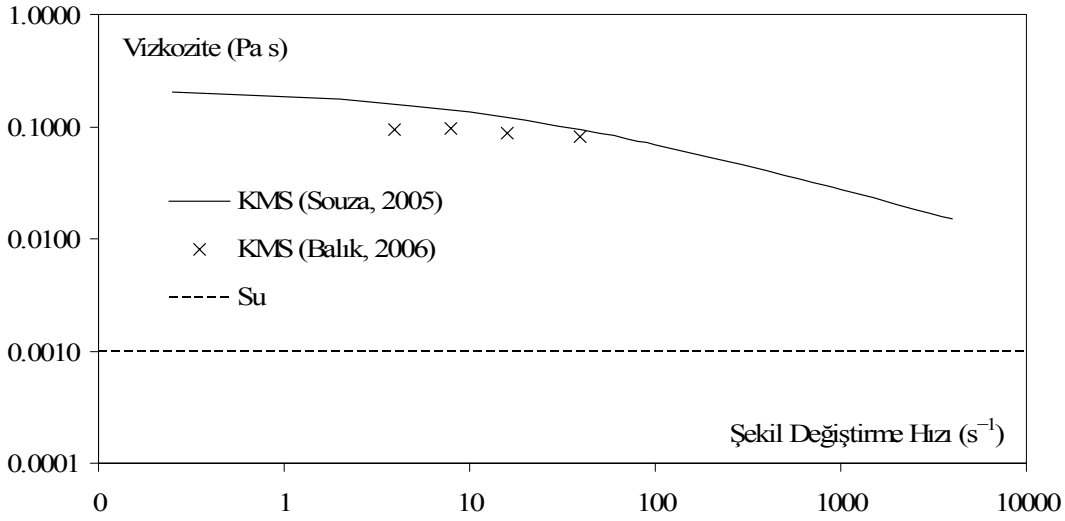
Bu çalışmada yapılan deneyler, Newton tipi olan ve olmayan birer test akışkanı için benzer koşullarda tekrarlanarak, sonuçlar arasındaki farkların sebepleri açıklanmaya çalışılmıştır. Newton tipi akışkanları temsilen "su" kullanılmıştır. Newton tipi olmayan akışkanları temsil etmek üzere seçilen akışkan olarak ise, Karboksi Metil Selüloz (CarboxyMethylCellulose) sulu çözeltisi tercih edilmiştir. Bu çalışmada kısaca "KMS" şeklinde ifade edilen söz konusu çözeltiyi hazırlamak için öncelikle, Karboksi Metil Selüloz esaslı sodyum tuzu (SIGMA®, C5013-500G) temin edilmiştir. Toz halindeki bu madde, %0.5 kütlesel oranı sağlanacak şekilde suyla karıştırılıp homojen bir çözelti oluşana kadar beklenmiştir.

Endüstriyel sprey akışlarında kullanılan ve Newton tipi olmayan akışkanların genelde incelen akışkanlar sınıfında yer almaları nedeniyle, öncelikle seçilen test akışkanının da, aynı viskozite davranışını sergilemesine dikkat edilmiştir. Bu çalışmada seçilen %0.5 ağırlık oranındaki KMS çözeltisinin çok düşük akış hızlarındaki viskozitesi, oda sıcaklığında suyun viskozitesinin yaklaşık 200 katına eşit olmaktadır. Genel olarak çözeltilerde, şekil değiştirme hızının çok yüksek limit değerlerinde, çözeltinin viskozitesi çözücü maddenin viskozitesine yaklaşır. Ancak pratikte, şekil değiştirme hızının çok yüksek değerlerindeki ($\dot{\gamma}_{yx} >> 10^5 s^{-1}$) viskozite değerlerini ölçmek mümkün olmamaktadır.

Şekil 4.1'de, KMS çözeltisinin çeşitli şekil değiştirme hızlarında ölçülen viskozite değerleri gösterilmektedir. Düşük şekil değiştirme hızlarına ($\dot{\gamma} < 40\,s^{-1}$) karşılık gelen dinamik viskozite değerleri, Brookfield Model LVDV-II viskometre cihazı ile ölçülmüştür (Balık, 2006). Öte yandan, sprey akışlarında şekil değiştirme hızının 10^{-5} s^{-1} mertebelerine ulaşması söz konusudur. Bu durumda, başka araştırmacılar tarafından yapılan, daha yüksek şekil değiştirme hızlarındaki viskozite değerlerinin elde edildiği çalışmalar araştırılmıştır. Çeşitli ağırlık oranlarındaki KMS çözeltileri için, Souza (2005) tarafından, koni-plaka tipi viskometre cihazı kullanılarak viskozite değerleri elde edilmiştir. Viskozite değerlerine, Carreau-Yasuda modeli adıyla bilinen ve

$$\mu = \mu_\infty + \left(\mu_0 - \mu_\infty\right)\left(1 + \left(\lambda \cdot \dot{\gamma}\right)^{a1}\right)^{\frac{a_2 - 1}{a1}} \qquad \textbf{(4.1)}$$

şeklinde tarif edilen bir bağıntı ile eğri uydurma yöntemi uygulanmış ve model katsayıları çizelge halinde sunulmuştur. Bu modelde μ_0 ve μ_∞, şekil değiştirme hızının sırasıyla $\dot{\gamma} \to 0$ ve $\dot{\gamma} \to \infty$ şeklindeki limit değerlerine karşılık gelen viskozite değerleri olmaktadır. Bu değerler, bu çalışmada kullanılan KMS sulu çözeltisi (%0.5 ağırlık oranı) için sırasıyla 0.220 Pa-s ve 0.001 Pa-s şeklinde verilmiştir. Öte yandan şekil değiştirme hızının 0.25 ile 4000 s^{-1} arasındaki değerlerinde, 25 ^{0}C sıcaklıktaki KMS çözeltisi için, modeldeki diğer parametreler sırasıyla; λ = 0.063 s, a_1 = 0.565, a_2 = 0.509 şeklinde verilmiştir.



Şekil 4.1 : KMS çözeltisi için vizkozitenin kayma gerilmesiyle değişimi (Souza, 2005 ve Balık, 2006).

Sprey akışlarında parçalanma mekanizmalarına etki eden viskozite dışındaki özellikler de, test akışkanının seçiminde önem kazanmaktadır. Bu özelliklerin bazıları, Çizelge 4.1'de, su ve KMS çözeltisi için karşılaştırmalı olarak verilmektedir.

Çizelge 4.1 : Test akışkanlarının oda sıcaklığı civarındaki fiziksel özellikleri*.

Akışkan Özelliği	Su (musluk suyu)	KMS Çözeltisi (%0.5 ağırlık oranı)
Viskozite (Şekil değiştirme hızı → 0)	0.001 Pa-s	0.200 Pa-s
Viskozite (Şekil değiştirme hızı →∞)	0.001 Pa-s	0.001 Pa-s
Yüzey Gerilimi	0.0726 N/m	0.071 N/m
Yoğunluk	1006 kg/m^3	1004 kg/m^3
Kırılma İndisi	1.3327	1.3340

* Ölçümler, 19^{0}C ile 20.1^{0}C arasında değişen sıcaklıklarda yapılmıştır.

Çizelge 4.1'de, verilen değerler, hem bu çalışmada yapılan deney sonuçlarından hem de daha önce yapılan çalışmalardan (Souza, 2005 ve Balık, 2006) alınan verilerle hazırlanmıştır. Bu çalışmada yapılan yüzey gerilimi ölçümleri için, "Kruss" marka K8 model bir tansiyometre cihazı kullanılmış ve ölçümler 20.1 ^{0}C sıcaklıkta yapılmıştır. Ağırlıkça %99.5'i sudan oluşan KMS çözeltisinin yoğunluğu, 19 ^{0}C ortam sıcaklığında, dereceli kap ve hassas tartı kullanılarak ölçülmüştür. Ölçüm sonuçları karşılaştırıldığında, KMS çözeltisinin yoğunluk ve yüzey gerilimi değerlerinin, suyunkilerle yaklaşık olarak aynı olduğu söylenebilmektedir. Bu sayede, iki ayrı test akışkanıyla, aynı şartlarda elde edilen deney sonuçları arasındaki muhtemel farkların, akışkanların viskozite davranışlarındaki farklılıklardan kaynaklanacağı öngörülebilmektedir. Faz-Doppler anemometresi ölçüm sistemiyle yapılan ölçümlerde KMS çözeltisinin kırılma indisi değeri önem kazanmaktadır. "Atago" marka "DR-A1" model refraktometre cihazıyla 19.2 ^{0}C sıcaklıkta yapılan ölçümlerde, bu özelliğin her iki test akışkanı için de yaklaşık olarak aynı değerde olduğu görülmektedir.

KMS çözeltisinin seçiminde göz önünde bulundurulan diğer faktörler, çözeltinin zehirli olmayışı, kolay temin edilebilmesi, kolay temizlenebilmesi şeklinde sıralanabilir. Öte yandan, Newton tipi olmayan akışkan davranışıyla ilgili çalışmalarda kullanılmış olması da önemli bir avantaj sağlamaktadır (Souza, 2005).

Akışkan için karakteristik toparlanma zamanı ile akış için karakteristik zamanın oranı şeklinde tanımlanan Deborah sayısı (Denklem 3.7), polimerik bir çözeltinin viskoelastisite derecesi hakkında bilgi verir. Souza (2005)'te; %0.6 ile %1 arasında değişen çeşitli kütle oranı değerlerine sahip KMS çözeltileri için toparlanma zamanı değerleri verilmiştir. Verilen değerlerden orantı kurulduğunda, bu çalışmada kullanılan %0.5 kütle oranlı KMS çözeltisi için, toparlanma zamanının $1 \cdot 10^{-4}$s değerinin altında olduğu ortaya çıkmaktadır. Sprey akışlarında şekil değiştirme hızı değerinin 10^{-5} s^{-1} mertebelerine çıktığı bilinse de, bu durum sadece atomizörün çıkış ucundaki dar bir bölgede geçerlidir. Dolayısıyla, bu çalışmada ele alınan %0.5 KMS çözeltisi için, sadece atomizör çıkışındaki küçük bir bölgedeki akışta elastik etkilerin önem kazanabileceği, bunun dışında spreyin tüm bölgelerinde elastik etkilerin ihmal edilebileceği söylenebilir.

4.2 Bu Çalışmada Kullanılan Atomizör Çeşitleri

Bu çalışmada yapılan deneylerde sprey oluşturmak için birer adet silindirik jet atomizörü, düzlemsel jet atomizörü, teğetsel girişli döngülü atomizör ve pnömatik atomizör kullanılmıştır. Şekil 4.2'de birarada gösterilen bu atomizörlerden pnömatik atomizör dışındaki diğer üçü, basınçlı sıvı atomizörü sınıfına girmektedir.



Şekil 4.2 : Bu çalışmada kullanılan atomizörler: silindirik jet (sol üstte), pnömatik (sağ üstte), döngülü (sol altta) ve düzlemsel jet atomizörü (sağ altta).

Şekil 4.2'nin sol üst kısmında gösterilen silindirik jet atomizörünün merkezinde, d_0 çaplı bir sıvı giriş deliği yer almaktadır. Atomizöre bu delikten giren basınçlı sıvı, $l_0=17d_0$ uzunluğundaki sabit dairesel kesitli bir kanaldan geçtikten sonra atomizörü diğer ucundan terketmektedir. Şekil 4.2'nin sağ altında ve sol altında görülen mavi renkli, döngülü atomizör ve düzlemsel jet atomizörü, "Lechler" firması tarafından plastik esaslı bir malzemeden üretilmiştir. Döngülü atomizörün vidalı ucundaki giriş kanalından giren basınçlı sıvı, atomizör gövdesinde yer alan bir çark içerisine girmektedir. Akışkan, bu çark içerisinde bir tur dönme hareketi yaptıktan sonra, atomizöre giriş yönüne dik doğrultuda içi dolu bir konik jet şeklinde atomizörden çıkmaktadır. Düzlemsel jet atomizöründe ise atomizöre giriş ve çıkış yönleri aynı doğrultuda olup, basınçlı sıvının atomizörü terkettiği çıkış ucunda, en küçük ve en büyük çapları d_1 ve d_2 olan eliptik bir çıkış ucu yer almaktadır. Bu atomizörün çıkış ucundaki eliptik geometri sayesinde, oluşan sprey, karşıdan bakıldığında bir yönde genişleyen düzlemsel bir görünüm almakta ve elips şeklinde bir alanı ıslatmaktadır.

Şekil 4.2'nin sağ üst tarafında gösterilen pnömatik atomizör, çift akışkanlı atomizörler sınıfının en basit tasarımlarından biridir. "Spraying Systems Co." firması tarafından "air atomizing nozzle" 1/4J serisi altında üretilen bu atomizörün gövdesinin ucunda sökülebilen kapaklar bulunmaktadır. Sıvı ve hava çıkışları için ayrı ayrı monte edilen bu kapaklar, SUE25 ürün kombinasyonuna uyacak şekilde çıkış çaplarına sahiptir. Bu kombinasyonda sıvı ve hava kapaklarının ürün kodları sırasıyla, 60100 ve 134255-45^0 şeklinde verilmektedir. Bu atomizörde sıvı ile hava hatları, Şekil 3.10'un sağ tarafında verilen kesitteki gibi, gövdeye karşılıklı iki ayrı noktadan bağlanmakta ve oluşturulan jetler atomizör gövdesinin dışındaki karışım ucunda birbiriyle etkileşmektedir. Şekil4.2'de atomizörün "liquid" yazılı bağlantı ucundan atomizör gövdesine giren sıvı akışkan, atomizörün karışım ucundaki başlığın merkezinde yer alan delikten, giriş yönüne dik doğrultuda silindirik jet şeklinde çıkmaktadır. Oluşan silindirik sıvı jetinin karşılıklı iki tarafında, her biri sıvı akış yönüne 45^0 açıyla yerleştirilen birer adet dairesel hava çıkış deliği bulunmaktadır. Bu deliklerden çıkan basınçlı hava jetleri, merkezdeki sıvı kolonuna karşılıklı olarak aynı noktada etki ederek, düzlemsel bir sprey oluşmasını sağlamaktadır. Pnömatik atomizörlerde sıvı ve havanın atomizör gövdesinin dışında karıştırılması, genellikle yüksek viskoziteli akışkanlarla oluşturulan spreylerde tercih edilen bir tasarımdır. Bu tasarımın bir başka üstünlüğü de, sıvı ve hava debilerinin

birbirlerinden bağımsız miktarlarda ayarlanabilmesidir. Gerektiğinde, sıvı jetine oranla çok yüksek hızlarda akan havanın yaptığı emiş etkisi sayesinde, sıvı tarafına herhangi bir ilave basınç uygulanmadan da, sprey oluşturulabilmektedir. Bu şekilde oluşturulan sprey düzenekleri: eğer sıvı beslemesinin yapıldığı kaynağın çıkış ucunun seviyesi, atomizöre giriş noktasının altındaysa, "sifon" prensibi; üstündeyse, "yerçekimi" prensibi adlarıyla bilinmektedir. Gerek sifon prensibine, gerekse yerçekimi prensibine göre oluşturulan sprey düzeneklerinde, iki ayrı akışkanın debilerini birbirlerinden bağımsız olarak ayarlamak mümkün olmamaktadır. Yine de bu prensipler, basitliği ve ucuzluğu nedeniyle, sprey boyama endüstrisinde yaygın olarak kullanılmaktadır.

Bu çalışmada kullanılan atomizör çeşitlerinin özellikleri Çizelge 4.2'de, verilmektedir. Bu çizelgede verilen ve Denklem 3.8'deki gibi hesaplanan akış katsayısı değerleri, sıvı basınçlı atomizörlerde, belirli bir basınçta akan sıvı debisinin bir göstergesi olmaktadır. Normalde pnömatik atomizörlerde tek başına bir anlam taşımayan bu büyüklük, sıvı basınçlı atomizörlerle karşılaştırma yapılabilmesi amacıyla, bu çalışmada kullanılan pnömatik atomizörün sıvı tarafındaki akış için, yapılan ölçümlerden yola çıkılarak hesaplanmıştır. Akış katsayısının atomizör çıkış çapıyla doğru orantılı olduğu görülmektedir. Eliptik bir akış kesitine sahip olan düzlemsel jet atomizörü için tek bir çıkış çapı değeri kullanılmak istendiğinde, hidrolik çap tanımından hareketle $d_h = 4\left(2.721\,\text{mm}^2 / 7.070\,\text{mm}\right) = 1.540\text{mm}$ alınabilir.

Çizelge 4.2 : Bu çalışmada kullanılan atomizörlerin özellikleri.

	Silindirik jet	Düzlemsel jet	Döngülü	Pnömatik
Üretici Firma	VKI	Lechler	Lechler	Spraying Systems Co.
Ürün Kodu	–	632.566. 5E.CC	422.406. 5E.CC	air atomizing - 1/4J serisi, SUE25 kombinasyonu
Sprey Şekli	silindirik	düzlemsel	konik	düzlemsel
Sprey açısı	–	90^0	90^0	60^0
Çıkış Çapı	1.85 mm	d_1 = 1.10 mm d_2 = 3.15 mm	1.45 mm	Sıvı çıkış ucu: 1.50 mm Hava çıkış ucu: 1.35 mm
Akış Katsayısı kg/(s $Pa^{0.5}$)	$9.56\ 10^{-5}$	$9.24\ 10^{-5}$	$3.53\ 10^{-5}$	$7.71\ 10^{-5}$ (sıvı tarafı için)
Malzeme	Pirinç	Plastik	Plastik	Paslanmaz çelik

Atomizörler için karakteristik bir özellik olarak verilen akış katsayılarının hesaplanmasının, atomizörleri karşılaştırmak ya da akış debisini tahmin etmek dışında başka bir nedeni de, kullanılan atomizörlerin katalog değerlerinde verilen debileri sağlayıp sağlamadıklarının kontrol edilmesidir. Böylece, atomizörün gövdesi içinde akışı etkileyen önemli bir deformasyon oluşup oluşmadığı kontrol edilmiştir. Ayrıca, atomizörü sistemden sökmeye gerek kalmadan, atomizör gövdesinde tıkanmaya yol açan yabancı maddelerin varlığı tespit edilebilmiştir. Bu çalışmada yapılan deneylere başlamadan önce, her bir atomizörün akış katsayısı ölçülmüş ve katalog değerlerine göre en fazla %10'luk bir farklılık olduğu tespit edilmiştir.

4.3 Ölçümlerdeki Hata Oranları

Souza (2005)'te, Carreau-Yasuda model eğrisiyle viskozite ölçüm değerleri aynı grafikte gösterilmiştir. Verilen ölçüm aralığında, Carreau-Yasuda modeliyle hesaplanan viskozite değerlerinin, deneysel verilerden en fazla ±%5 kadar saptığı anlaşılmıştır. Bu hata değeri bulunurken, şekil değiştirme hızının 0.25 ile 4000 s^{-1} aralığındaki değerleri için verilen 27 adet veri noktasından en kötü üç tanesi çıkarıldığı için, bu sonuç %90 güvenilirlik seviyesinde (confidentality level) geçerli olmaktadır. Bu çalışmada yapılan viskozite ölçümleri ±2 gibi düşük bir hata yüzdesi ile yapılmış olsa da, kullanılan Brookfield viskometre cihazı ile ancak 40 s^{-1} değerindeki şekil değiştirme hızı değeri için ölçüm yapılabilmiştir.

Basınç ölçerin kalibrasyonu, 0-1 MPa arasında, %95 güvenilirlik oranında, ±%2 bağıl hata ile sonuç alınacak şekilde yapılmıştır. Basınç ölçer sinyali voltmetreden gerilim biriminde (mV) okunduktan sonra kalibrasyon eğrisi yardımıyla basınç değerine dönüştürülmektedir.

Tansiyometre ile yapılan yüzey gerilimi ölçümlerinde, cihazın sabit bir hata yaptığı fark edilmiştir. Su için 0.062 N/m ve KMS çözeltisi için de 0.060 N/m ölçülen yüzey gerilimi değerlerine 0.010 N/m ilave edilerek bu sabit hata giderilmiştir. Yapılan bu kalibrasyon işleminin ardından, hem suyun hem de KMS çözeltisinin yüzey gerilimi değerleri literatürde bulunan değerlere oldukça yaklaşmıştır. Sabit hata giderildikten sonra, yüzey geriliminde yapılan ölçüm hatası ±0.001 N/m şeklinde elde edilmiştir. Netice olarak, bu çalışmada KMS çözeltisinin yüzey gerilimi 0.070 N/m şeklinde elde edilirken, Souza (2005)'te bu değer 0.071 N/m olarak verilmiştir.

Test akışkanlarının yoğunlukları dereceli kap ve hassas tartı ile yapılan ölçümlerden hesaplanmıştır. Dereceli kapta sıvı hacmının belirlenmesi sırasında, seviye okuma işlemi sırasında yapılması muhtemel hatalar %1 değerinin altında olacak şekilde ölçüm alınmıştır. ±0.0001 g hassasiyetle ölçüm yapılabilen hassas tartı ile yapılan ölçümlerin belirsizliği, hacım ölçümlerindeki belirsizliğin yanında ihmal edilebilir düzeydedir.

Kütle debisi ölçümlerinde biriktirme kabı, tartı ve kronometre kullanılmıştır. Burada hatayı artıran en büyük unsur, biriktirme kabına alınan sıvının çarpma etkisiyle geri tepmesi ve kabı terk etmesinden kaynaklanmaktadır. Bu hatanın yanında, tartı ve kronometre ile yapılan ölçümlerdeki hatalar ihmal edilebilir. Akış katsayısının hesaplanmasında kullanılan kütle debisi ölçümlerinde, sözü edilen hatanın %2'nin altında olduğu tespit edilmiştir.

Pnömatik atomizörde hava debisi ölçümleri rotametre ile yapılmıştır. Rotametrenin bir doğal gaz sayacı ile kalibrasyonu sonucunda, kütlesel debide %10'a varan bir hata tespit edilmiştir. Sabit hata bir düzeltme katsayısıyla giderilmiş ve %100 güvenilirlik aralığı için hava debisi ölçümlerinin %4 değerinin altında bir belirsizlikle yapılabilmesi sağlanmıştır.

Ortam sıcaklığı ve basıncı (mutlak basınç), sırasıyla ±0.1 ^{0}C hassasiyete sahip bir termometre ve ±1 Pa hassasiyete sahip bir elektronik basınç ölçerle ölçülmüştür.

Yüksek hızlı kamera ile elde edilen görüntülerde mesafe ortalama olarak 0.025 mm hassasiyetle ölçülebilmektedir. Arka arkaya yapılan çekimlerde iki görüntü arasındaki süre ortalama olarak 0.0001 s mertebesindedir.

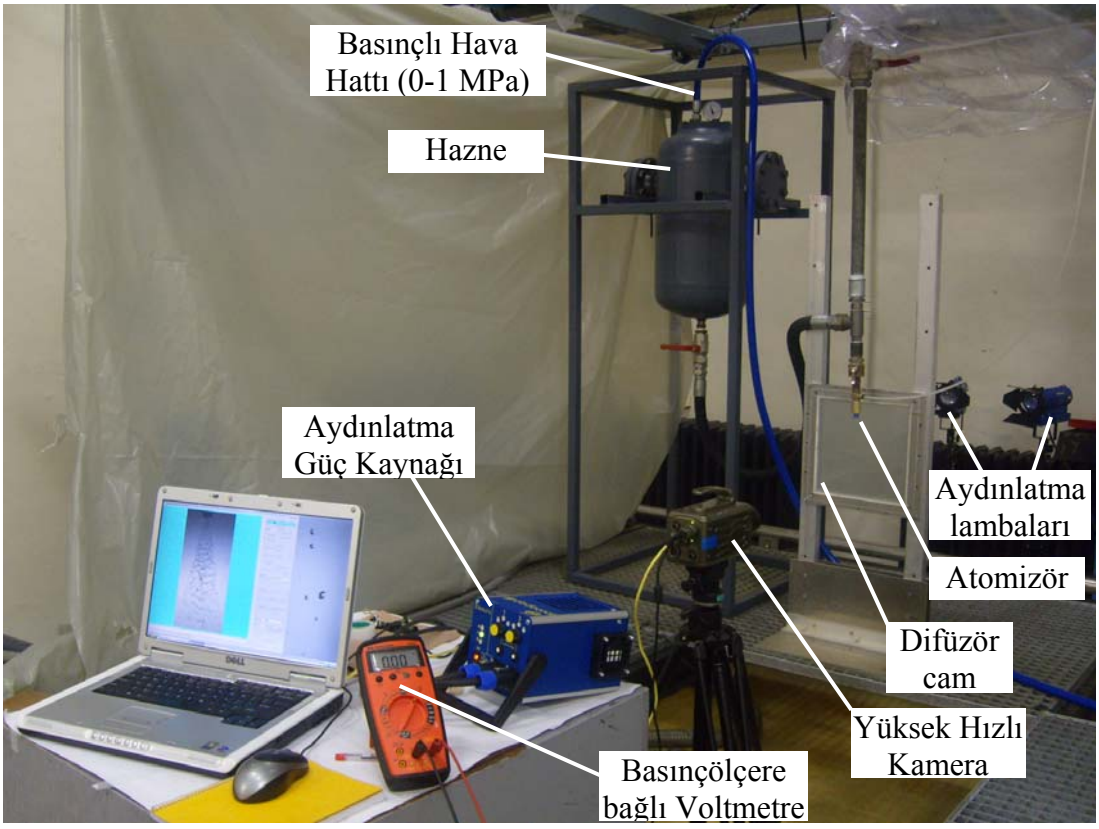
Faz-Doppler İnterferometresi ölçüm sistemiyle yapılan hız ve çap ölçümlerinde, sistemin tespit ettiği hatalar bazı kriterlere göre değerlendirilip, hatalı ölçümler otomatik olarak değerlendirme dışında tutulmaktadır. Hatalar çoğunlukla sinyal kalitesinin düşük olmasından ya da damlacığın küresel olmamasından kaynaklanmaktadır. Hesaba katılmayan ölçümler çıkarıldığında kalan sağlıklı ölçümlerin yüzdesi, "doğrulama oranı" şeklinde yüzde olarak elde edilmektedir. Bu çalışmada yapılan çap ölçümlerinde en düşük doğrulama oranı %64 olarak belirlenmiş olup, sinyal kalitesinin iyi olduğu spreylerde bu değer %80-90 civarında olmaktadır.

4.4 Yüksek Hızlı Kamera Ölçümleri

Yüksek hızlı kamera ile spreyin çeşitli bölgelerinde yapılan çekimler sayesinde, sıvı kütlelerinin damlalara ayrışması sırasında ortaya çıkan farklı mekanizmalar gözlenmiştir. Elde edilen akış görüntüleri, gerektiğinde, damlacık büyüklüklerinin doğrudan elde edilmesine olanak vermektedir. Öte yandan çok kısa zaman aralıklarıyla çekilen iki resim yardımıyla, damlacıkların hızlarının da hesaplanması mümkündür. Particle Image Velocimetry (PIV) adıyla da bilinen bu yöntemle, çap ve hız alanlarının çıkarılması için akış verilerine uygun şekilde bilgisayar programlarının hazırlanması gerekmektedir. Bu çalışmada elde edilen kamera çekimi deneyleri, bu çalışmanın dışında yapılacak muhtemel bir PIV çalışmasında kullanılabilmek üzere, gerekli referans mesafe değerlerini ve arka plan görüntülerini de içerecek şekilde elde edilmiştir.

4.4.1 Yüksek hızlı kamera ölçümleri için deney düzeneği

Şekil 4.3'te, yüksek hızlı kamera deneyleri için kullanılan deney düzeneği görülmektedir.



Şekil 4.3 : Yüksek hızlı kamera ölçümleri için deney düzeneği.

Von Karman Enstitüsü'nün (Belçika) su sprey laboratuvarında oluşturulan deney düzeneğinde, 3mx4m boyutlarında ve 40 cm derinlikte bir su havuzu bulunmaktadır. Havuz yüzeyindeki metal mazgallar üzerine test ekipmanları yerleştirilebilmektedir. Su ile sprey testleri yapılması gerektiğinde havuz suyla doldurulmakta ve pompa ile havuzdan emilen su, havuza doğru sarkıtılan borunun ucunda yer alan atomizörden geçirilerek tekrar havuza basılmaktadır. Ancak bu çalışmada yapılan deneyler için normal düzen değiştirilerek, havuz suyu boşaltılmış ve sprey için ihtiyaç duyulan sıvı, kapalı bir hazneden temin edilmiştir. Sıvı haznesinin üst noktasında, içerisinde 3.5 MPa (35 bar) değerinde basınçlı hava bulunan bir kaynağa esnek bir boruyla (Şekil 4.3'te mavi renkli, ½" boyutlu boru) bağlantı yapılmıştır. Sistemdeki elemanların basınç sınıfı ve çalışma güvenliği açısından, bir basınç regülatörü yardımıyla bu hattın basıncı düşürülerek, sıvı haznesindeki basıncın en fazla 1 MPa (10 bar) olması sağlanmıştır.

Basınçlı sıvı haznesinde 0-1 MPa (0-10 bar) arasında seçilen bir basınç altında bekletilen akışkan, haznenin altındaki küresel vananın açılmasıyla (Şekil 4.3'te kırmızı renkli çevirme kolu yardımıyla), esnek bir bağlantı borusu içerisinden (Şekil4.3'te siyah renkli, 1" boyutlu boru) atomizöre doğru akmaktadır. Atomizörün bağlı olduğu çelik boru hattının gerisinde (Şekil 4.3'teki fotoğraf karesinin dışında, yukarıda), bu boruyu hareket ettirebilen bilgisayar kontrollü bir travers mekanizması bulunmaktadır. Bu mekanizma, boruyu ve buna bağlı olarak atomizörü, kartezyen koordinatlardaki her üç eksende, belirli sınırlar içerisinde istenilen mesafeye kaydırabilmektedir. Travers mekanizması ve motor kontrol düzeneği, bu çalışmadan önce Von Karman Enstitüsü'nde tasarlanıp imal edilmiştir.

Test akışkanı olarak KMS çözeltisi kullanıldığında, atomizör çıkışından sonra spreyin yere dökülerek harcanmaması için bir toplama kabı kullanılmaktadır. Basınçlı haznedeki akışkan tükendiğinde test durdurulmakta, toplama kabında biriken sıvı, sıradaki test için tekrar basınçlı hazneye doldurulmaktadır. Dolum öncesinde, basınçlı haznenin basınçlı hava hattının vanası kapatılmakta ve haznenin dolum kapağı hafif açılarak, içeride kalan basıncın boşalması beklenmektedir. Haznenin basıncı atmosferik basınca kadar düştüğünde, dolum kapağı tam açılarak dolum yapılmaktadır. Su ile yapılan testlerde ise toplama kabı kullanılmamakta, suyun havuz zeminine dökülmesine ve havuz giderinden atılmasına izin verilmektedir. Basınçlı haznenin yeniden dolumu taze musluk suyu ile yapılmaktadır.

Basınçlı hazne içerisindeki etkin basınç, haznenin üst noktasındaki Bourdon tüplü manometreden kontrol edilebilmektedir. Ayrıca atomizör çıkışına yakın bir noktadan alınan plastik bir boru (Şekil 4.3'te mat beyaz renkli 4 mm çaplı boru), diyaframlı fark basınç ölçerine ("Validyne" marka, DP 15 model) bağlanarak, akış sırasındaki etkin basınç değeri ölçülmektedir.

Akış olaylarını görüntüleyebilmek için, yeterli çekim hızı ve çözünürlüğe sahip bir kameraya ihtiyaç duyulmaktadır. Herhangi bir kamera ile bir saniyede alınabilen görüntü sayısı, kameranın çözünürlüğüne bağlı olarak değişmektedir. Bu çalışmada kamera çekimleri için yüksek hızlı kamera ("Phantom" marka, V8.0 model) kullanılmıştır. Bu kameranın çözünürlüğü, 64x64 ile 800x600 (piksel biriminde) arasında değiştirilebilmektedir. Bir saniyedeki görüntü sayısı, en yüksek çözünürlükte 1,000 pps/fps (picture per second/frame per second) mertebesinde iken, en düşük çözünürlükte bu sayı 160,000 pps değerine kadar çıkabilmektedir.

Çekimler sırasında, tüm diğer ışık kaynakları kapatılarak, yüksek güçte ve harici soğutmalı, özel aydınlatma kaynaklarından ("Dedolight" marka) yararlanılmaktadır. Kameranın ucunda belirli bir odak uzaklığına (1/50) sahip bir objektif bulunmaktadır. Bu objetifle birlikte, kameraya bağlı bilgisayar yazılımında yer alan diyafram açıklığı, netlik ayarı, etki süresi (exposure time), net alan derinliği (field of view) gibi parametreler yardımıyla, en uygun görüntü elde edilmeye çalışılmaktadır. Bu şekilde sprey akışı oldukça yavaş ve net çekimlerle gözlemlenerek, damlacık oluşumuna kadar olan parçalanma mekanizmaları anlaşılmaya çalışılmaktadır. Bu çalışmada niteliksel gözlem amacıyla yapılan bu çekimler, daha sonra niceliksel büyüklükleri elde etmek üzere kullanılabilecek çalışmalara dönüştürülebilecek şekilde, gerekli referans mesafe değerleri ve arka plan görüntüleri ile birlikte kaydedilmektedir. Bu referans mesafe değerleri görüntülerin ölçeğinin tespit edilmesini sağlamaktadır. Arka plan görüntüleri ise, görüntü işleme yöntemleriyle (image processing), ana görüntüden çıkarılarak daha net sonuçlar elde edilebilmektedir.

Sprey oluşumunun incelendiği atomizör, kamera ile ışık kaynağının ortasında yer almakta olup, ışık kaynağının homojen bir aydınlatma yapabilmesi için, birden fazla ışık kaynağı ve bir difüzör cam kullanılmaktadır. Tek aydınlatma kaynağı kullanıldığında, çekimlerin ışık kaynağının merkezine karşılık gelen kısımlarında aşırı ışık miktarı nedeniyle görüntü üzerinde aşırı doymuş bölgeler oluşmaktadır. Bu

bölgelerdeki ışık miktarını azaltmak için, aydınlatma kaynağının gücünü azaltmak, objektifin diyafram açıklığını kısmak ya da etki süresini düşürmek mümkündür. Ancak bu tür çözümler, görüntünün diğer bölgelerindeki ışık miktarını daha da azalttığı için, karanlık bölgeler oluşmasına sebep olmaktadır. Özellikle görüntünün niceliksel olarak değerlendirilmesi açısından önemli olan homojen ışık miktarının sağlanması için, tüm parametreler ve ışık kaynaklarının konumları titizlikle ayarlanmaktadır.

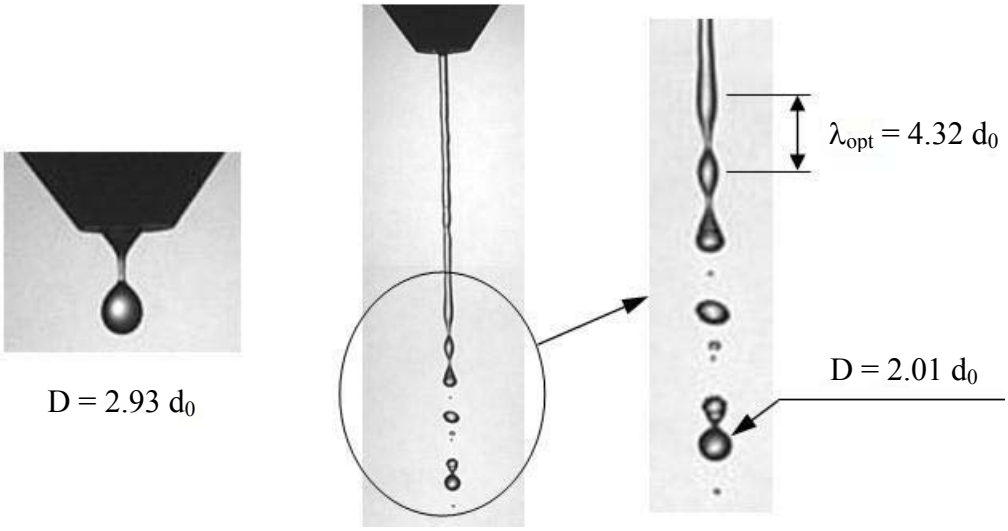
4.4.2 Silindirik jet sprey atomizörü çıkışında akış görüntüleri

Dört farklı atomizör ve iki farklı akışkan kullanılarak, çok sayıda akışkan basıncı (aynı zamanda jet çıkış hızı) değerleri için yapılan yüksek hızlı kamera çekimlerinden elde edilen anlık akış görüntüleri, inceleme kolaylığı açısından EkA'da birarada verilmiştir. Ek A'daki akış görüntüleri, literatürde karşılaşılan (Lefebvre, 1989) ve Bölüm 3.3'te verilen şekillerle benzer bir düzende hazırlanarak, karşılaştırma kolaylığı sağlanmıştır. Bölüm 3.3'te verilen şekiller, Newton tipi akışkanlarla yapılan deneylere ait olduğundan, bu şekillerle karşılaştırma yapılması için öncelikle su ile deneyler yapılmıştır. Daha sonra, aynı koşullarda KMS çözeltisi ve su ile yapılan deneyler kendi aralarında karşılaştırılmıştır.

Silindirik jet atomizörü çıkışında, artan sıvı basıncı değerlerine göre elde edilen akış görüntüleri; su için Şekil A.1'de, KMS çözeltisi için ise Şekil A.2'de verilmiştir. Su için elde edilen sonuçlar, silindirik jetler için literatürden alınan ve Şekil 3.13'te verilen akış rejimleriyle karşılaştırılmıştır. Serbest damlama akışı ve düşük jet hızlarının söz konusu olduğu kapiler akış bölgelerindeki akışa örnek olarak, Şekil4.4'te anlık görüntüler verilmiştir. Bu görüntüler üzerinde görüntü işleme yöntemleriyle yapılan ölçümler yardımıyla, her iki akış bölgesini temsil eden karakteristik büyüklükler elde edilmiş ve bu değerler, Rayleigh, 1879'dan alınan ve Bölüm 3.3'te verilen ampirik bağıntılardan elde edilen değerlerle karşılaştırılmıştır.

Şekil 4.4a'da verilen örnek akış görüntüsünde, damlama akışında oluşan damlanın çapının (D), orifis çapının (d_0) 2.93 katı olduğu tespit edilmiştir. Bu bölgede damla çapının, orifis çapı ile yaklaşık aynı büyüklükte olması gerekirken, oluşan bu farkın sebebi, suyun orifis çıkış ağzındaki yatay yüzeyi ıslatması ve buna bağlı olarak, damlayı oluşturan efektif ıslak yüzeyin şekilde görüldüğü gibi artmasıdır. Öte yandan oluşan damlanın büyüklüğü, yatay yüzeyde biriken ıslak tabanla aynı mertebede

olmakta ve bu anlamda yukarıda sözü edilen genel prensiple uyum sağmaktadır. Şekil 4.4b'de ise, küçük bir jet hızı değeri için, orifis çıkışından $38.6 d_0$ aşağıda bir noktada damla oluşumu gerçekleşmektedir. Kopma gerçekleşmeden önce, sıvı kolonu yüzeylerinde eksenel simetrik rahatsızlık dalgaları oluşmakta ve belirli bir dalgaboyuna ulaşan rahatsızlık dalgaları kopmaya sebep olmaktadır. Bu akış rejiminde, su jetinin orifisi terk etme hızı, orifis çıkışındaki yatay yüzeyde sıvı birikmesini önlemeye yeterli bir büyüklükte olduğundan, efektif orifis çıkış çapı, gerçek çıkış çapına eşit alınabilir. Şekil 4.4b üzerinde belirtilen, kopmaya neden olan rahatsızlık dalga boyu (λ_{opt}) ve oluşan damlacık çapı değerleri, Rayleigh (1879) tarafından sırasıyla Denklem 3.18 ve Denklem 3.19'daki gibi verilen ampirik ifadelerle hesaplanan değerlere göre, %10'un altında bir sapma göstermektedir.

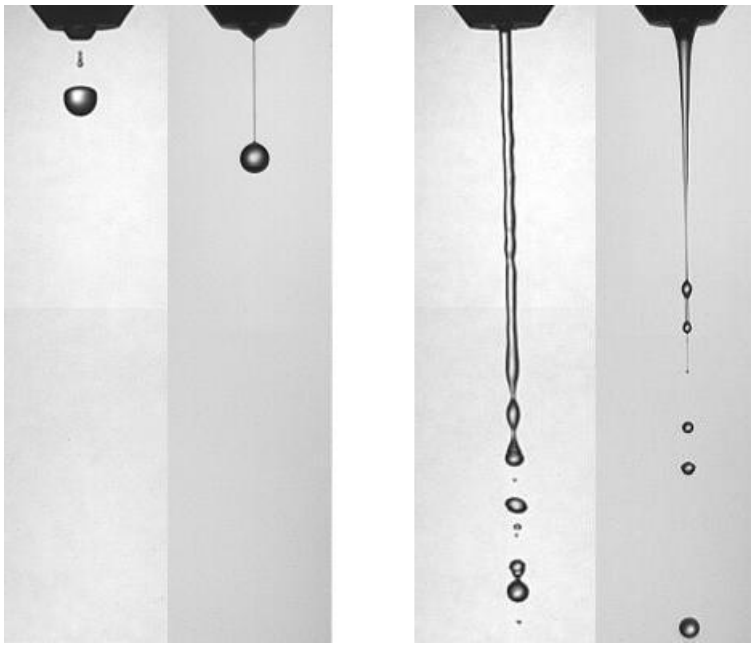


Şekil 4.4 : Silindirik jet atomizöründe, düşük hızlarda, suyun parçalanması, a) Serbest damlama akışı, b) Kapiler akış (akışkan basıncı 2 kPa).

Düşük jet hızlarında damla oluşumunda viskozitenin etkisini incelemek için, suyla ve KMS çözeltisiyle elde edilen akış görüntüleri, Şekil 4.5'te karşılaştırmalı olarak gösterilmektedir. Şekil 4.5a'da verilen damlama akışındaki görüntülerden anlaşılacağı üzere, oluşan damlaların büyüklükleri aynı mertebededir. Ancak KMS çözeltisinde, kopma olayının gerçekleştiği mesafe ve sıvı kolonunun uzama miktarı daha fazla olmaktadır. Öte yandan Şekil 4.5b'de verilen Rayleigh akış rejimine ait görüntüler karşılaştırıldığında su kolonunda kesit daralması meydana gelir gelmez kopma meydana geldiği halde, KMS kolonunun kesiti daralmaya başladıktan sonra daha uzun bir mesafe boyunca uzamanın devam ettiği görülmektedir. Kesiti küçülen

KMS kolonunun taşıyabileceği ağırlık miktarı azaldığından, damlalar fazla büyüyemeden ve sıvı kolonu fazla uzayamadan kopma meydana gelmektedir. Damlama akışı ve kapiler akış bölgelerindeki görüntüler, düşük akış hızlarında, Newton tipi olan ve olmayan akışkanlar arasındaki önemli bir farkı ortaya koymaktadır. Şöyle ki, su kolonundaki viskoz kuvvetler, kesit daralması neticesinde damla oluşumuna ve kopmaya sebep olan yüzey gerilimi kuvvetlerine karşı yeterince direnç gösterememektedir. Uzun moleküllerden oluşan ve moleküller arası güçlü bağları olan KMS çözeltisindeki viskoz kuvvetler ise, daha büyük bir direnç göstererek, aynı akış şartlarında kopmanın daha aşağıda oluşmasına sebep olmaktadır.

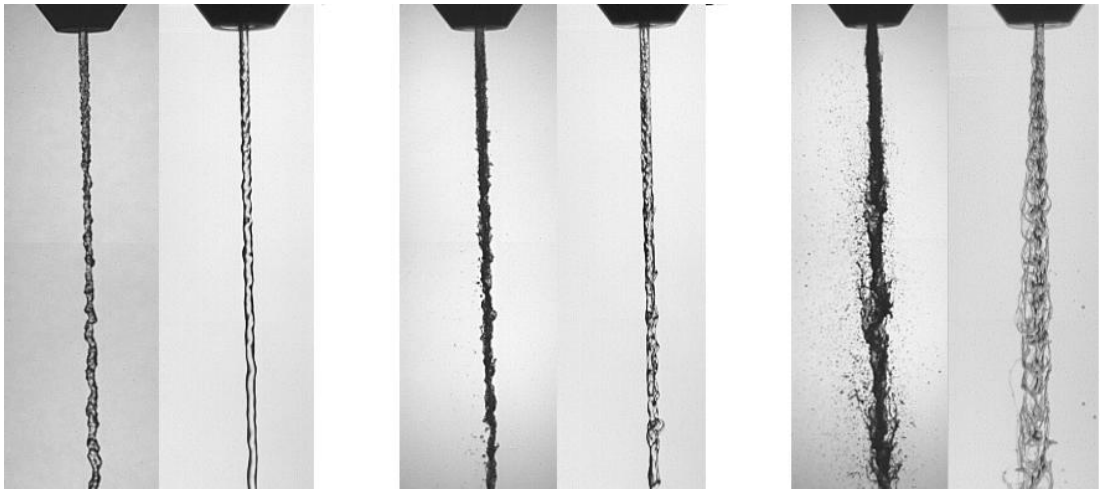
Şekil 4.5b'de KMS çözeltisi için kopma noktasının, suyunkine göre atomizöre daha yakın bir noktada oluştuğu görünse de gerçek durum farklıdır. Bu anlık görüntünün ait olduğu kamera çekimi incelendiğinde, KMS çözeltisinde kopmanın gerçekleştiği yerin zamana bağlı olarak değiştiği ve çoğunlukla çekim yapılan alanın dışına çıktığı görülmektedir. Burada, KMS çözeltisindeki kopma noktasını göstermek amacıyla, kopma mesafesinin en kısa olduğu anlardan birine ait olan bir görüntüye yer verilmiştir.



Şekil 4.5 : Silindirik jet atomizöründe düşük hızlarda, su ve KMS'nin akışı, a) Serbest damlama akışı, b) Kapiler akış (akışkan basıncı 2 kPa).

Su ile yapılan deneylerde, silindirik jet atomizörünü terkeden jet hızı artırıldığında, öncelikle sinüzoidal rahatsızlık dalgalarının başladığı ve sıvı kolonundan damlacıkların ayrıldığı görülmüştür. Jet hızı artırılmaya devam ettiğinde, sinüzoidal dalgalar kaybolarak daha kararlı bir sıvı kolonu oluşmuş, ayrılan damlacıkların boyutları küçülmüş, sayıları artmış ve ayrılmanın başladığı nokta atomizör çıkışına yakınlaşmıştır. Tüm bu gözlemler, Bölüm 3.3'te verilen esaslarla uyum içerisindedir.

Yüksek akışkan basınçlarında, su ve KMS ile yapılan deneyler karşılaştırıldığında ise, Şekil 4.5'te verilen anlık akış görüntülerindeki gibi farklılıklar gözlenmiştir. Burada örnek olarak verilen üç farklı akışkan basıncının dışındaki basınç değerlerinde elde edilen akış görüntüleri, su ve KMS için sırasıyla Şekil A1 ve A2'de toplu halde verilmiştir. Sıvı kolonundan damlacıkların henüz ayrılmaya başlamadığı safhalarda, su ve KMS kolonları arasında benzer yapılar gözlenmektedir. Ancak, su için belirli bir akışkan basıncında meydana gelen yapıların, KMS için daha yüksek basınçlarda oluştuğu söylenebilir. Örnek olarak, Şekil 4.6'da, su için 122 kPa değerinde elde edilen görüntü ile KMS için 466 kPa basınçta elde edilen görüntünün her ikisinde, sıvı kolonlarının tüm bölgelerinde benzerlikler görülmektedir.



Şekil 4.6 : Silindirik jet atomizöründe, yüksek akışkan basınçlarında, su ve KMS ile elde edilen akış görüntüleri.

Akışkan basıncının damlacık oluşumuna yol açabilecek kadar yüksek olduğu (~1000kPa) safhalarda ise, artık iki akışkanın birbirlerinden çok farklı akış rejimlerine göre hareket ettikleri görülmektedir. Şekil 4.6'da verilen son akış görüntüsü çiftinde görülen en belirgin fark ise, su kolonundan giderek artan sayıda ve

azalan çapta damlacıklar ayrışırken, KMS kolonundan çok az sayıda damlacığın ayrışması ve parçalanmadan durabilen sıvı iplikçiklerinin (ligamentler) meydana gelmesidir. Bu farkın temel sebebi şu şekilde açıklanmaktadır. Yüksek hızlı sıvı kolonu ile durgun hava arasındaki bağıl hareket nedeniyle oluşan aerodinamik direnç kuvvetleri (rüzgar direnci), sıvı kolonu yüzeyinde yerel kesit daralmalarına yol açmaktadır. Bu daralma sonucunda, sıvı kolonunun yüzeylerinde uzantı şeklindeki kararsız yapılar meydana gelmektedir. Su kolonunda, bu kararsız yapılar kısa sürede parçalanarak çok sayıda damla oluşumuna yol açmaktadır. Ancak KMS kolonunda, uzantı şeklindeki bu yapılar, kesitleri daralarak uzamaya devam etmekte ve sıvı ipliklerinin oluşumuna sebep olmaktadır. Özellikle düşük şekil değiştirme hızındaki deformasyonlar sırasında, yüksek viskoz direnç kuvvetlerinin oluştuğu KMS çözeltisinde, bu ipliksi yapıların parçalanması zorlaşmaktadır. Bunun için, yerel olarak iplikler üzerinde daha yüksek şekil değiştirme hızları meydana getiren atomizör tasarımlarının kullanılması gerekmektedir. Bu nedenle, yüksek viskoziteli akışkanlarla sprey oluşturmak için, silindirik jet atomizörleri tercih edilmemektedir. Ancak bu çalışmada, Newton tipi olan ve olmayan akışkanlarla oluşturulan spreyler arasındaki farkların anlaşılabilmesi için, en basit atomizör tasarımları ve en düşük akışkan hızları da inceleme kapsamına alınmıştır.

4.4.3 Düzlemsel jet sprey atomizörü çıkışında akış görüntüleri

Düzlemsel jet atomizörü çıkışında, artan sıvı basıncı değerlerine göre elde edilen akış görüntüleri, önden ve yandan görünüş için ayrı ayrı olmak üzere, su için Şekil A.3 ve A.4'te, KMS çözeltisi için ise Şekil A.5 ve A.6'da verilmiştir.

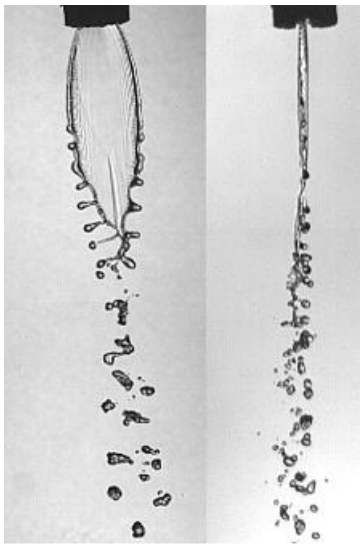
Düzlemsel jet spreylerinde, atomizörün eliptik kesitli çıkış ucunu terk eden sıvı kütlesi, düzlemsel olarak genişleyen bir levha şeklini almaktadır. Çok düşük hızlarda, atomizör çıkışında genişleme olmayıp, silindirik jet atomizöründe oluşan damlama akışı ve kapiler akışın bir benzeri meydana gelmektedir. Hız değeri bir miktar artırıldığında ise, basınçlı akışkan, eliptik kesitin formuna uygun şekilde açılarak atömizörü terketmektedir. Hemen ardından, levhanın iki kenarı boyunca uzanan silindir şeklinde kollar ve kollar arasındaki geniş bölgeyi kaplayan ince bir sıvı filmi meydana gelmektedir. Bu yapı içerisinde, kenarlarda yer alan kalın silindir şeklindeki kollar, orta kısımlardaki ince sıvı filmini bir çerçeve gibi sarmaktadır. Oluşan sprey, başlangıçta levha şeklinde bir sıvı kütlesi olup, silindirik jetlerde

oluşan sıvı kolonuna göre daha kararsız bir yapı sergilemektedir. Daha sonra bu kararsız yapı, akışkan hızına bağlı olarak çeşitli mekanizmalarla parçalanmakta ve neticede damlacıklar oluşmaktadır.

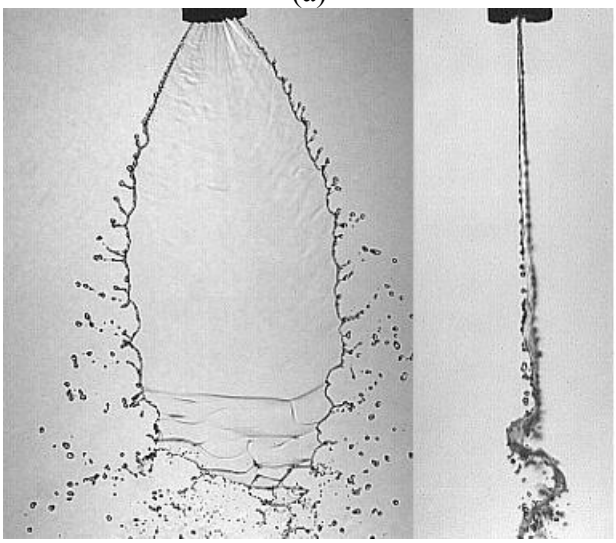
Şekil 4.7'de verilen akış görüntüleri, suyun atomizörden üç ayrı basınç değerinde çıkması halinde meydana gelen farklı akış rejimlerini göstermektedir. Her bir görüntü çiftinin solunda spreyin önden görünüşü, sağında ise yandan görünüşü verilmektedir. Görüntü çiftleri için akışkan basıncı aynı ya da yaklaşık olarak aynı ve akış sürekli rejimde olsa da, ön ve yan görünüşler farklı zamanlarda kaydedilmiştir.

Düzlemsel jet atomizöründe, levha şeklindeki sıvı filminin oluşmaya başladığı en düşük akışkan basıncına karşılık gelen görüntüler, Şekil 4.7a'da verilmektedir. Başlangıçta levhanın kenarlarındaki kollar açılarak birbirlerinden uzaklaşmaktadır. Ancak daha sonra akışkanın çıkış basıncı yeterli olmadığı için, kollar kapanarak belirli bir noktada birbirleriyle çarpışmaktadır. Kollar kapanmadan önceki kısımda, aerodinamik kuvvetlerin etkisiyle, kolların yüzeylerinde genliği giderek artan kararsız yapılar meydana gelmektedir. Bu yapılar koldan ayrılarak damlacıklara dönüşmektedir. Daha sonra kolların çarpışmasıyla yine damlacıklar meydana gelmektedir. Çarpışma noktasının ötesinde, sprey içerisinde sadece iri damlacıklar yer almaktadırlar. Yan görünüşe bakıldığında da, sadece damlacıkların bulunduğu bölgenin başlangıç noktası, ya da çarpışma noktası fark edilebilmektedir.

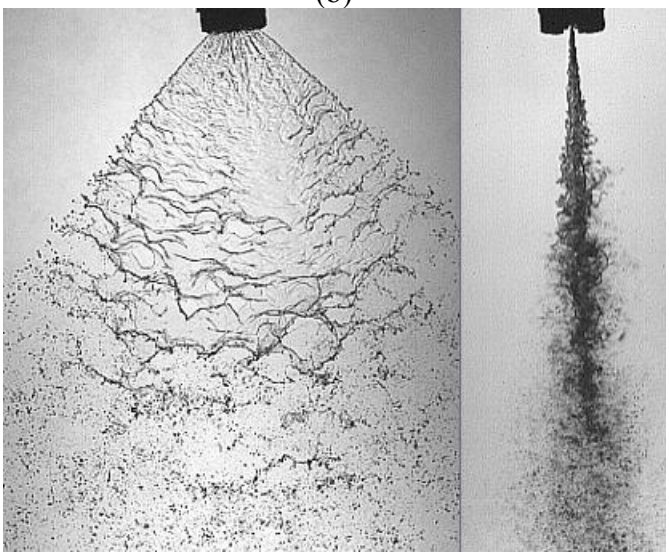
Akışkan basıncı artırıldığında, levhanın kolları Şekil 4.7b'de gösterildiği gibi kapanmadan ayrı yönlerde genişlemeye devam etmektedir. Akışkan basıncına bağlı olarak artan aerodinamik kuvvetler neticesinde, kol üzerinde oluşan kararsız yapıların sayısı artmakta ve oluşan damlacıklar küçülmektedir. Kollar arasındaki ince sıvı filmi daha geniş bir yüzeye yayılmakta ve oluşan geniş sıvı filminin yüzeyinde, yan görünüşte daha iyi fark edilebilen ve genliği giderek artan dalgalanma şeklinde kararsızlıklar oluşmaktadır. Belirli bir noktada bu kararsızlıklar levhanın bir çizgi boyunca aynı anda parçalanmasına ve damlacıklara ayrışmasına sebep olmaktadır. Bu şekilde oluşan damlacıklar, koldan ayrılarak oluşanlara göre çok daha küçük boyutlardadır. Ön görünüşte sıvı filmi boyunca enine çizgiler şeklinde beliren yapıların, aslında levha yüzeyinde meydana gelen dalgalanmaların tepe noktalarına karşılık geldiği, yan görünüşe bakılınca daha kolay anlaşılmaktadır. Kararsızlık, sıvı filmi boyunca homojen bir dalgalanma şeklinde ilerlediği için, burada verilen yan görünüşteki gibi belirgin bir dalga görüntüsü elde edilebilmektedir.



(a)



(b)



(c)

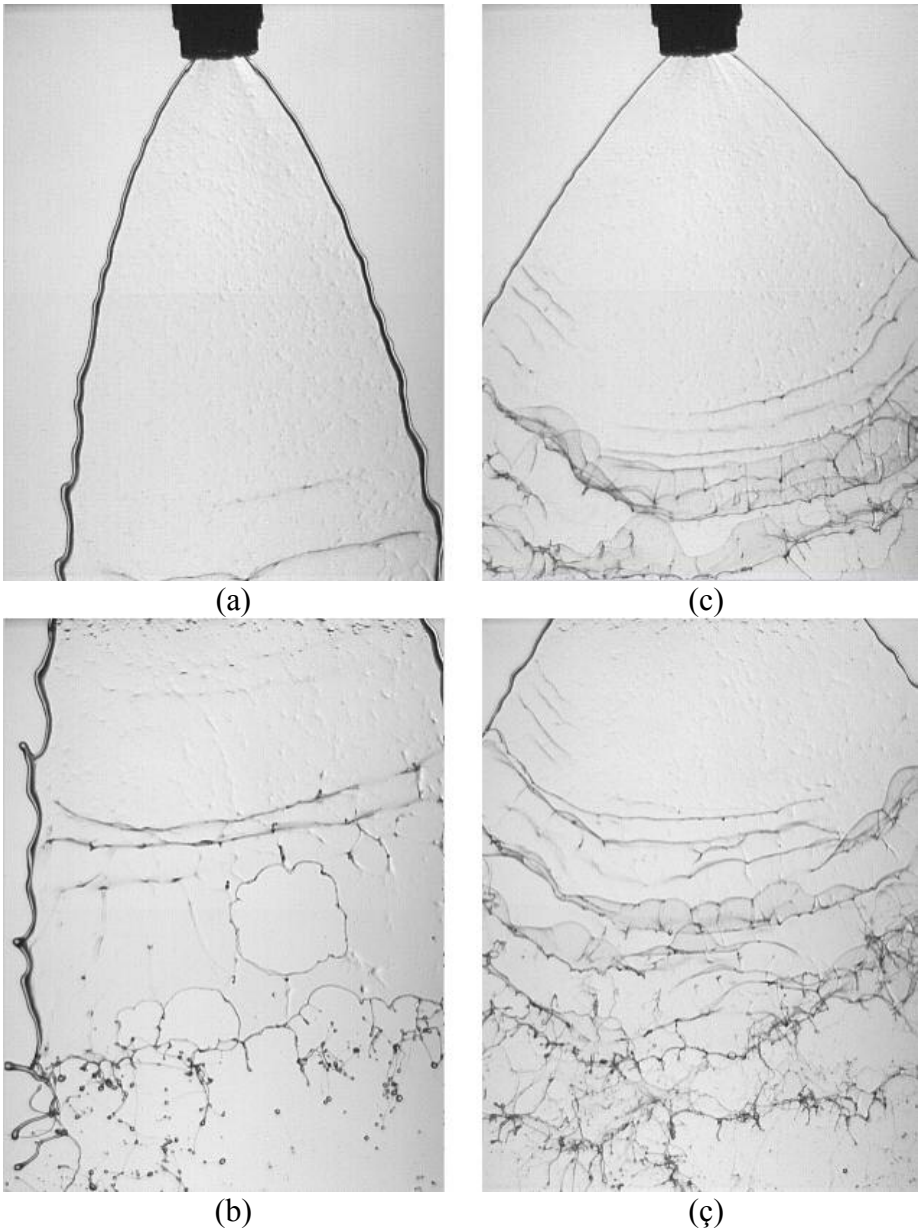
Şekil 4.7 : Düzlemsel jet atomizöründe, çeşitli akışkan basınçlarında, suyun parçalanması a) 6 kPa, b) 30 kPa, c) 310–324 kPa.

Akışkan basıncının daha yüksek değerlerinde, Şekil 4.7c'de görüldüğü gibi, bir yanda kolların yüzeylerinden damlacıkların ayrılmasına sebep olan kararsızlıklar devam ederken, sıvı filmi yüzeyindeki kararsızlıklar daha baskın hale gelmektedir. Hem kararsızlıkların dalga boyunun kısalması, hem de sıvı filmi üzerinde enine doğrultuda aynı anda birbirinden bağımsız kararsızlık dalgaları oluşması nedeniyle, parçalanma daha erken başlamakta, daha küçük ve daha fazla miktarda damlacık oluşmaktadır. Yan görünüşte dalga boyunun belirsiz bir hale gelmesinin sebebi, aynı noktada birden fazla bağımsız kararsızlık dalgasının üst üste görünmesinden kaynaklanmaktadır.

Düzlemsel jet atomizöründe akışkan basıncının daha da artırılması durumunda, kararsızlık dalgalarının başlangıç noktası atomizör çıkışına daha da yaklaşacak ve parçalanma, hemen hemen atomizör çıkışında başlayacaktır. Neticede, düzlemsel jet atomizöründe, silindirik jet atomizörüne göre, aynı basınçta, çok daha küçük damlacıklar elde edilebilmektedir. Ayrıca düzlemsel spreyler, eliptik bir bölgeyi ıslatmakta ve bu eliptik bölgenin uç kısımlarında, kollardan ayrılarak oluşan daha iri damlacıklar yer almaktadır. Bu uç kısımlar dışında, eliptik sprey kesiti boyunca oluşan damlacıklar, sıvı filmi yüzeyinde meydana gelen, yaklaşık aynı dalga boyuna sahip kararsızlıklardan kaynaklanmaktadır. Bu nedenle belirli bir sprey kesiti boyunca ortalama damlacık çapı, uç kısımlar dışında yaklaşık olarak aynı kalmaktadır (Balık, 2006).

Düzlemsel jet atomizöründe KMS ile yapılan deneylerde, suda olduğu gibi, iki silindirik kol arasında kalan ince bir sıvı filminden oluşan levhalar meydana gelmektedir. Ayrıca hem kollarda, hem de ince sıvı film yüzeylerinde, sudakine benzer kararsız yapılar gözlenmektedir. Ancak özellikle kolların yüzeyinde meydana gelen kararsızlıklar ve bunların sebep olduğu damlacık oluşum sürecinde, su ile KMS arasında önemli farklılıklar ortaya çıkmaktadır. KMS spreyindeki sıvı filmini tutan kollar, düşük hızlı birer silindirik jet gibi değerlendirilebilir. Bu nedenle, kol yüzeylerinde meydana gelen uzantılar daha zor gelişmekte ve ancak akışın daha ileri noktalarında koldan ayrılabilmektedir. Düşük sıvı basıncı değerlerinde, Şekil A.5c ve A.6c'da verilen ön ve yan görünüşlerden anlaşılacağı gibi, herhangi bir damlacık oluşumu gözlenmemektedir. Hatta kollarının kapanmasından sonra oluşan çarpışma neticesinde de, kollar birleşmiş ve herhangi bir damlacık oluşmamıştır.

KMS çözeltisinin genişlemesi, uzama viskozitesi tarafından engellenmektedir. Uzama viskozitesi uzama hızıyla doğru orantılı olarak değiştiğinden, pekleşme etkisi nedeniyle, düzlemsel sıvı filminin genişlemesi zorlaşır. Sprey kollarının açılmasına yetecek kadar yüksek sıvı basıncı değerleri için elde edilen akış görüntüleri Şekil 4.8'de verilmektedir. Spreyin daha aşağıdaki kısımlarını görüntüleyebilmek için, Şekil 4.8a'da verilen görüntü çekildikten sonra, spreyin 7 cm aşağısında, Şekil 4.8b'deki görüntü elde edilmiştir. Benzer şekilde önce Şekil 4.8c'deki görüntü elde edildikten sonra, spreyin 3 cm aşağısındaki Şekil 4.8ç'de verilen görüntü çekilmiştir.



Şekil 4.8 : Düzlemsel jet atomizöründe iki ayrı akışkan basıncında, KMS'nin parçalanması, a) 70 kPa, b) 70 kPa (a'dan 7 cm aşağı), c) 252 kPa, ç) 252 kPa (c'den 3 cm aşağı).

KMS için 70 kPa akışkan basıncında elde edilen ve Şekil 4.8a'da verilen akış görüntüsünde, levhanın kollarındaki kararsızlıkların henüz herhangi bir ayrılmaya yol açmadan gelişmeye devam ettiği görülmektedir. Sıvı filmi yüzeylerindeki dalgalanma şeklindeki kararsızlıklar ise henüz yeni oluşmaktadır. Bu durumda akış şartlarını bozmadan, spreyin 7 cm aşağısındaki bölge görüntülenmiş ve Şekil 4.8b'de verilmiştir. Bunun için kamerayı aşağıya doğru hareket ettirmek yerine, çekimlerden önce titizlikle ayarlanan ışık ayarını bozmamak için, atomizörü tutan sistem 7 cm yukarıya kaldırılmıştır. Kaldırma işlemi, bilgisayar kontrollü hidrolik bir travers mekanizması yardımıyla 10^{-5} mm hassasiyetle gerçekleştirilmiştir. Şekil 4.8b'de, kararsız sıvı filminin bir arada duramayacak kadar genişlediği görülmektedir. Bu bölgede film yüzeyinde devam eden kararsızlıklar, giderek büyüyen yırtıkların oluşmasına sebep olmakta ve bunun sonucunda önce sıvı iplikçikleri, sonra da damlacıklar meydana gelmektedir.

Akışkan basıncının 252 kPa değerine çıkarılmasıyla, Şekil 4.8c ve 4.8ç'deki gibi elde edilen akış görüntülerinde, levha kollarındaki kararsızlıkların uzun süre kopmadan durabildikleri görülmektedir. Sıvı filmi yüzeyindeki kararsızlıklar ise, atomizör çıkışına daha yakın bir noktada başlamaktadır. Ayrıca, film yüzeyinde ilerleyen dalga tepelerinin çizgisel yapısının bozulmaya başladığı ve sıvı film yüzeyinin çeşitli bölgelerinde birbirinden bağımsız dalgalar oluşmaya başladığı gözlenmektedir. Bu durum su için yapılan deneylerde daha belirgin bir şekilde ortaya çıkmış (Şekil 4.7c), ancak KMS ile yüksek basınçta yapılan deneylerde, atomizör bağlantı ucunda sıvı kaçakları meydana geldiğinden, ön görünüşler temiz bir şekilde elde edilememiştir. Buna rağmen, 466 kPa KMS basıncı için Şekil A.6e'de verilen yan görünüşten anlaşılacağı üzere, normalde net bir şekilde ortaya çıkan dalga yapısı belirginliğini kaybetmiştir. Bunun sebebi, spreyin enine kesiti boyunca birbirinden bağımsız hareket eden dalgaların, görüntü üzerinde üst üste binmesidir.

KMS için verilen şekillerde görülen bir başka ilgi çekici nokta, levhanın gerek kollarından gerekse film yüzeyinden ayrılan kararsız ligamentlerin, sudakine göre daha aşağıda parçalanmasıdır. Söz konusu yapılar, suyla yapılan deneylerde de ortaya çıkmakta ancak KMS'deki kadar ince ve uzun iplikçiklere dönüşmeden önce parçalanarak damlacıklara dönüşmektedirler. Literatürde Newton tipi olmayan sprey özelliklerini açıklamada sıklıkla başvurulan (Mun ve diğ., 1999, Christianti ve Walker, 2006), "uzama viskozitesi" ve "pekleşme" gibi kavramlarla açıklanamayan

bu durum, “Weissenberg etkisi” (sıvının karıştırma çubuğuna tırmanması) gibi doğa olaylarını açıklamada kullanılan, Newton tipi olmayan sıvıların bir başka özelliğinden kaynaklanmaktadır. Buna göre, bir kesitten incelerek, düşük bir uzama hızıyla uzayan bir ligamentin içerisinde, uzama yönüne dik doğrultuda ve ligamentin bölünmesine karşı koyan yönde bir gerilme oluşur (Bird ve diğ., 2002). Bu önemli kavramla ilgili ayrıntılı açıklama, bu çalışmanın Sonuçlar bölümünde verilmektedir.

4.4.4 Döngülü sprey atomizörü çıkışında akış görüntüleri

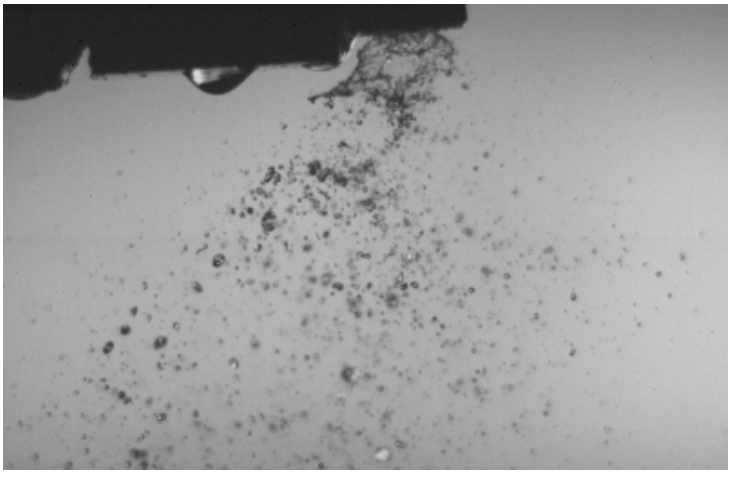
Döngülü atomizör çıkışında, artan sıvı basıncı değerlerine göre elde edilen akış görüntüleri, önden ve yandan görünüş için ayrı ayrı olmak üzere, su için ŞekilA.7’de, KMS çözeltisi için ise Şekil A.8’de verilmiştir.

Döngülü atomizör içerisinde yer alan çark geometrisinin akışkanı savurma etkisi, atomizör çıkışında oluşan ince sıvı filmi yüzeylerinin bükülmesini ve eğrisel bir şekil almasını sağlamaktadır. Söz konusu eğrisel sıvı filmleri, atomizörden çıktıktan sonra savrulmaya devam ettikleri için, daha önce ele alınan düzlemsel levha şeklindeki sıvı filmlerine göre daha kararsız ve daha kolay parçalanan bir yapıya sahiptir. Gerek oluşan sıvı filmi, gerekse daha sonra filmin parçalanmasıyla oluşan damlacıklar, atomizörü terk ettikten sonra, bir süre daha başlangıçtaki merkezkaç kuvvet etkisi altında kalmaktadır. Bu durumda, konik spreylerde küçük damlacıkların kenarlara savrulacağı, iri damlacıkların ise spreyin merkezinde birikeceği düşünülebilir. Ancak yapılan çalışmalar (Balık, 2006), durumun tersine olduğunu ve sprey konisinin merkezinde küçük damlaların, kenarlarında ise iri damlaların yer aldığını göstermektedir. Bunun sebebi, sprey konisinin içerisinde meydana gelen basınç düşümüne bağlı olarak, spreyin içerisine dışarıdan hava emilimi meydana gelmesi ve oluşan aerodinamik kuvvetler tarafından, küçük damlacıkların koninin merkezine doğru itilmesidir. İri damlacıklar ise, bu kuvvetlerden daha az etkilendikleri için, spreyin kenarlarında kümeleşmektedir.

Döngülü atomizörlerde, atomizör tasarımına bağlı olarak içi dolu ya da halka şeklinde içi boş konik spreyler meydana gelmektedir. Bu çalışmada kullanılan döngülü atomizör, içi dolu bir sprey konisi oluşturmaktadır. Levha ya da silindire göre daha geniş bir hacım içerisine yayılan konik spreylerde, atomizör çıkışından kısa bir mesafe sonraki sprey konisi, akış görüntüleme için kullanılan kameranın içerisindeki merceğin net alan derinliğinden daha geniştir. Bu durum, merceğin

odaklandığı bölümün dışında kalan sprey bölümlerinin net çıkmamasına neden olmaktadır. Bu çalışmada döngülü atomizörle elde edilen spreylerde akış görüntüleme yapılırken, spreyin merkezine odaklama yapılmış ve sadece net alan derinliği içerisinde kalan bölgedeki sıvı kütleleri ve damlacıklar, net bir şekilde görüntülenmişlerdir.

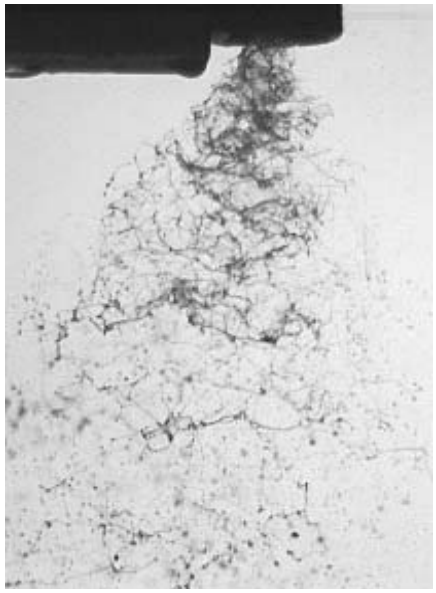
Su ile yapılan deneylerde, akışkan basıncının çok düşük olduğu durumlarda, silindirik veya düzlemsel jet atomizörlerinde olduğu gibi, damlama ve kapiler akış rejimleri gözlenmiştir. Döngülü atomizör gövdesindeki çarkın yarattığı merkezkaç kuvvetin etkisinin hissedilebildiği düşük basınçlarda, sıvı kolonu bir yandan aşağı doğru akarken, bir yandan burularak kendi ekseni etrafında dönmektedir. Aynı zamanda akışın belirli bir yöne doğru yöneldiği de gözlenmiştir. Söz konusu düşük basınç değerlerinin bir miktar üzerine çıkıldığında ise, örnek olarak 70 kPa akışkan basıncı için Şekil 4.9'da görüldüğü gibi, atomizör çıkışının çok yakınında dahi tamamen damlacıklardan oluşan bir sprey elde edilmiştir. Ayrıca, bu çalışmada kullanılan atomizörler arasında en küçük akış katsayısı değerine sahip olan döngülü atomizör ile, 70 kPa basınç altında, atomizör kataloğunda belirtilen sprey açısı değeri (90^0) yakalanmıştır. Su basıncı artırıldığında, sıvı filmlerinin parçalanmaya başladığı noktanın ve sprey açısının değişmediği ancak oluşan damla sayısının arttığı ve ortalama damlacık çapının azaldığı görülmüştür.



Şekil 4.9 : Döngülü atomizörde 70 kPa basınçtaki su ile oluşturulan konik sprey.

KMS ile yapılan deneylerde, konik bir sprey elde edilebilmesi için, sıvı basıncının 800 kPa mertebesine çıkarılması gerekmiştir. Şekil 4.10'daki spreyi oluşturmak için, KMS çözeltisine uygulanan basınç değeri (852 kPa), benzer bir sprey açısı elde

etmek için kullanılan su basıncının 10 katından fazladır. Buna rağmen, atomizör çıkışından çok ilerideki mesafelerde dahi, KMS ligamentlerinin henüz kaybolmadığı görülmektedir. Bu durum, düzlemsel spreylerde düşük sıvı basıncı değerlerinde, levha yüzeyinin genişlemesine engel olan uzama viskozitesinden kaynaklanmaktadır. Uzama viskozitesinin uzama hızıyla doğru orantılı olarak artmasından dolayı, genişleme hızı arttıkça, buna karşı koyan direnç de artmaktadır (pekleşme etkisi). Bu nedenle, basınçlı sıvı atomizörleri kullanıldığında, su ve KMS arasında tam bir benzeşimin sağlanması mümkün olmamaktadır.



Şekil 4.10 : Döngülü atomizörde 852 kPa basınçtaki KMS ile oluşturulan konik sprey.

Gerek döngülü atomizörde, gerekse düzlemsel jet atomizöründe meydana gelen KMS ligamentlerinin uçlarında genellikle, daha sonradan bir damlacığa dönüşecek olan topak şeklinde bir sıvı kütlesi oluşmaktadır. Ligament parçalandığında oluşan damlacıklardan biri bu topağın bulunduğu uçtan ayrılırken, diğer(ler)i, ligament boyunca sıvı kütlelerinin kümeleşmeye başladığı diğer nokta(lar)da yer almaktadır.

4.4.5 Pnömatik sprey atomizörü çıkışında akış görüntüleri

Pnömatik atomizör çıkışında, sıvı debisi sabit tutulurken hava debisi artırılmak suretiyle elde edilen farklı kütle oranı (w) değerlerinde, akış görüntüleri, önden ve yandan görünüş için ayrı ayrı olmak üzere, su için Şekil A.9 ve A.10'da, KMS çözeltisi için ise Şekil A.11 ve A.12'de verilmiştir. Bu çalışmada akış koşullarını tanımlamak için, literatürde karşılaşılan ve Denklem 3.9'da tarif edilen kütle oranı

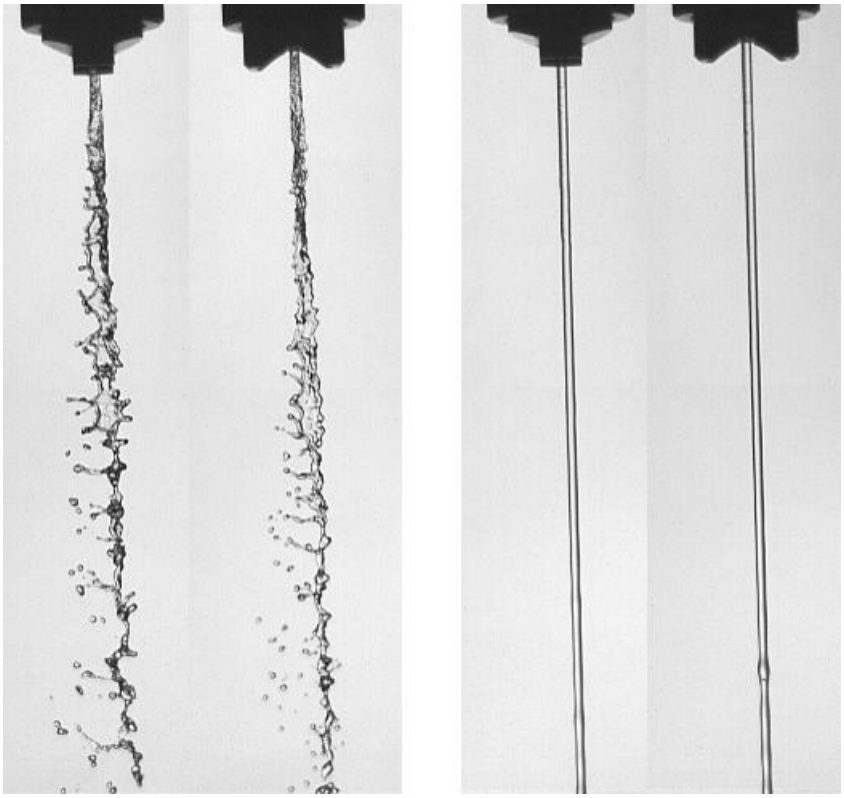
(w) değerinin yerine; bu değerin çarpmaya göre tersi olan ($w^{-1} = \dot{m}_{sıvı}/\dot{m}_{hava}$) büyüklüğünün kullanımı tercih edilmiştir. Bunun sebebi, bu çalışmada ele alınan kütle debileri için, "w^{-1}" değerlerinin, "w" değerlerine göre daha pratik sayılara tekabül etmesidir. Bu çalışmada, sıvı ve hava kütle debilerinin oranlarına karşılık gelen, ve birbirinden bağımsız olmayan her iki boyutsuz büyüklük için de: "kütle debisi oranı" ifadesinin kullanımı uygun görülmüştür. Pnömatik atomizörle yapılan deneylerde, sıvı tarafında kütle debisi sabit tutulurken, havanın kütle debisi artırılarak, Çizelge 4.3'te verilen yedi farklı kütlesel debi oranı ele alınmıştır.

Çizelge 4.3 : Bu çalışmada pnömatik atomizörle yapılan deneylerde ele alınan kütle debisi oranı değerleri ($w^{-1} = \dot{m}_{sıvı}/\dot{m}_{hava}$).

Hava debisi kg/s	Su debisi kg/s	Su için kütle debisi oranı (w^{-1}) $w^{-1} = \frac{\dot{m}_{sıvı}}{\dot{m}_{hava}}$	KMS debisi kg/s	KMS için kütle debisi oranı (w^{-1}) $w^{-1} = \frac{\dot{m}_{sıvı}}{\dot{m}_{hava}}$
0.000217		88.35		86.83
0.000444		43.29		42.54
0.000806		23.83		23.42
0.001244	0.019203	15.44	0.018872	15.17
0.001845		10.41		10.23
0.002402		8.00		7.86
0.003074		6.25		6.14

Pnömatik atomizörün hava tarafındaki deliklerden akış olmadığı durumda, merkezde yer alan dairesel sıvı çıkış deliğinin, bir silindirik jet atomizörü gibi davranacağı düşünülebilir. Ancak sıvının atomizöre giriş yönüyle atomizörden çıkış yönü arasında 90^0'lik bir ani sapma olması sebebiyle, su için, Şekil 4.11a'da verilen ön ve yan görünüşlerden anlaşılacağı gibi, silindirik jet sprey atomizörüne göre daha kararsız bir sıvı kolonu meydana gelmektedir. Atomizör çıkışında su kütlesinde iki yana açılarak genişlemeye çalışan ve daha sonra kapanan kollarla, kollar arasında yer alan kararsız bir sıvı filmi oluştuğu görülmektedir. Bu haliyle su kolonu, döngülü atomizörle oluşturulan spreyin gelişme aşamasındakine benzer bir yapı sergilemektedir. Burada atomizör gövdesinde sıvının dolaştığı kısımlardaki ani yön değiştirme hareketi, bir çeşit döngü etkisi oluşturmaktadır. KMS için aynı koşullarda yapılan deneylerde ise, Şekil 4.11b'de görüldüğü gibi, ani yön değiştirmenin neden olduğu bükülme etkisi, KMS kolonunun kararlılığını bozmaya yeterli olmamıştır.

Neticede KMS için ortaya çıkan yapı, aynı basınçta silindirik jet atomizöründe elde edilen akış rejimiyle benzerlik göstermektedir.



(a) (b)

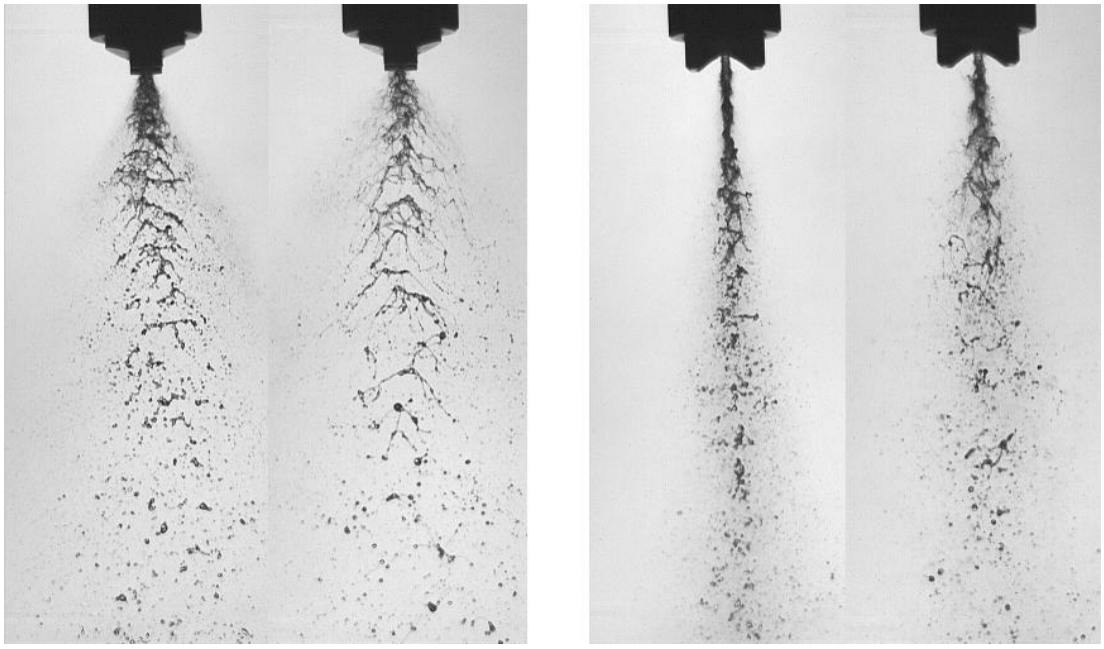
Şekil 4.11 : Pnömatik atomizörde, sadece sıvı akışı olması durumunda, su ve KMS ile elde edilen akış görüntüleri. a) su, 0.019203 kg/s, 62 kPa, b) KMS, 0.018872 kg/s, 60 kPa.

Pnömatik atomizörde, merkezdeki silindirik sıvı kolonu üzerine basınçlı hava tatbik edildiğinde, sıvı kolonunun karşılıklı iki tarafında yer alan ve akış yönünde 45^0 açıyla jete çarparak sıvıyı belirli bir düzlem içerisinde kalmaya zorlayan hava, düzlemsel bir sprey oluşmasını sağlamaktadır. Meydana gelen sprey, düzlemsel jet atomizöründe oluğu gibi, eliptik kesitli bir bölgeyi ıslatmaktadır. Ancak pnömatik ve düzlemsel atomizörlerle oluşturulan düzlemsel spreyler arasında, parçalanma mekanizmaları ve damlacıkların sprey kesiti boyunca dağılımı konusunda önemli farklar bulunmaktadır.

KMS çözeltisi ve su için, pnömatik atomizörde yaklaşık olarak aynı kütle debisi oranı değerinde ($w^{-1}\approx10$) yapılan deneylerden elde edilen akış görüntüleri, önden ve yandan görünüşler ayrı ayrı karşılaştırılabilecek şekilde, Şekil 4.12'de verilmektedir. Suyun ve KMS çözeltisinin basıncı sırasıyla 62 kPa ve 60 kPa alınarak yapılan deneylerde, sıvı debisi ve diğer fiziksel akış şartları yaklaşık aynı değerlerde

tutulmuştur. Şekil 4.12'deki akış görüntülerine bakıldığında, iki ayrı akışkanla aynı şartlarda oluşturulan spreylerin, bu çalışmada ele alınan diğer atomizörlerle yapılan deney sonuçlarına kıyasla, çok daha fazla benzerlikler gösterdiği ortaya çıkmaktadır. Burada vurgulanması gereken nokta, bu benzerliği yakalayabilmek için, KMS spreyindeki sıvı basıncı ya da hava debisi gibi akış şartlarının, su spreyinde kullanılan değerlerden farklı alınmasına gerek kalmamış olmasıdır. Pnömatik atomizörün kataloğunda belirtilen sprey açısı değerini (60^0) yakalayabilecek miktarda bir hava debisi değeri aşıldığında, hem KMS çözeltisiyle hem de su ile yaklaşık olarak aynı akış görüntülerini veren spreyler elde edilmiştir.

Her iki spreyde de, temas noktası yakınındaki bölgede bir toz bulutu gibi görünen küçük damlacıklar, spreyin kenarlarına doğru savrulmaktadır. Orta bölümlerde ise, ana sıvı kolonunun parçalanmasıyla önce sıvı filmlerinin daha sonra da akış iplikçiklerinin meydana geldiği görülmektedir. Her zaman olduğu gibi, bu iplikçikler su spreyinde daha kolay parçalanarak damlacıklara dönüşürken; KMS spreyindeki iplikçiklerin kesiti daha fazla daralarak uzamaya devam etmekte ve parçalanma bir miktar daha uzun bir mesafede gerçekleşmektedir. Şekil 4.12'de su için verilen akış görüntülerinin alt yarılarında tamamen damlacıklar görülürken, KMS için ancak görüntülerin son çeyreklerinde tamamen damlacıklara dönüşüm gerçekleşmektedir.

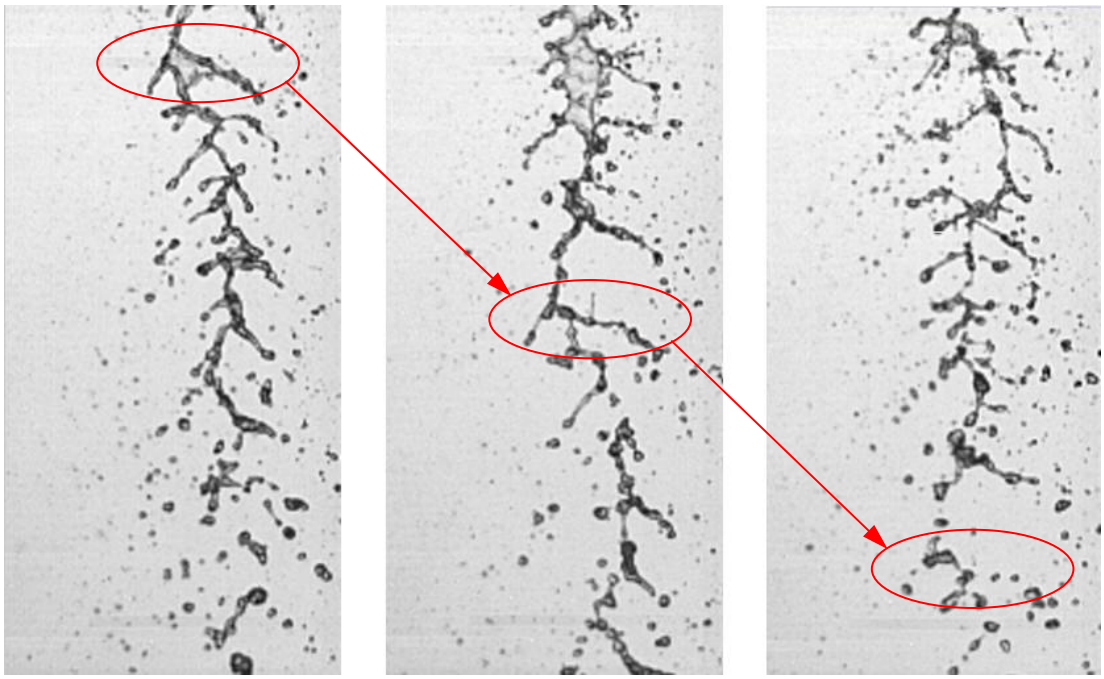


Şekil 4.12 : Pnömatik atomizörde, $w^{-1} = \dot{m}_{sıvı}/\dot{m}_{hava} \approx 10$ için, su ve KMS ile elde edilen akış görüntüleri, a) ön görünüşler, b) yan görünüşler.

Şekil 4.12'de verilen akış görüntülerinde, basınçlı hava jetleriyle ile sıvı jetinin birbirleriyle temas ettikleri karışım noktasının gerisinde yer alan silindirik sıvı kolonu, ancak yan görünüşlerde görülebilmektedir. Önden görünüşlerde ise, atomizörün 45^0 açıyla hava üfleyen kulakçık şeklindeki parçaları, sıvı jetinin görüntülenmesine engel olmaktadır.

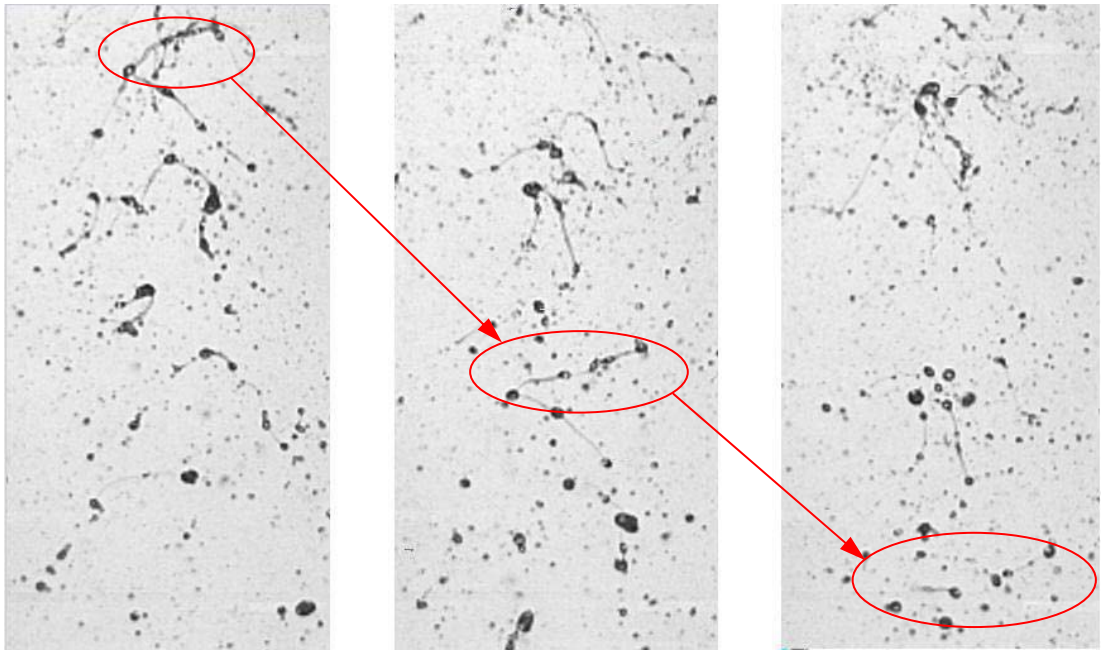
Pnömatik atomizörde, merkezde oluşan silindirik sıvı kolonunun yüzeylerine tatbik edilen basınçlı hava, aynı anda iki farklı etkiyle sıvı kolonunu parçalamaya çalışmaktadır. Birinci etki, sıvı kolonuna göre daha yüksek bir hıza sahip olan basınçlı havanın, temas noktasında ara yüzeyde oluşan yüksek hız gradyeni sayesinde, sıvı kolonu yüzeylerinden küçük sıvı kütlelerini koparark ayırmasıdır. Bu etki, Şekil 4.12a'da spreyin önden görünüşlerinde görüldüğü gibi, sıvı kolonunun kenar kısımlarında daha başarılı olup, kopan küçük parçacıklar sprey düzleminin kenarlarına doğru saçılarak hızla damlacık şeklini almaktadır. Bu nedenle, pnömatik atomizörle oluşturulan spreyin eliptik kesiti incelendiğinde, en küçük damlacıkların, elipsin uzun kenarının uçlarında olduğu görülmektedir. Basınçlı havanın, sıvı kolonunu parçalamaya yol açan ikinci etkisi ise, doğrudan ana sıvı kolonunun gövdesine darbe uygulayarak hem kolonu zayıflatmak hem de, Şekil 4.12b'de spreyin yan görünüşlerinde görüldüğü gibi, kolon gövdesinde sinüzoidal kararsızlık dalgaları oluşmasını sağlamaktır. Bu rahatsızlık dalgalarının genliği giderek artmakta ve bir noktadan sonra sıvı kolonunun parçalanmasına katkıda bulunmaktadır. KMS spreyindeki sıvı kolonunun yandan görünüşüne bakıldığında, oluşan sinüzoidal rahatsızlık dalgasının genliğinin daha fazla olduğu görülmektedir. Bu durum, KMS çözeltisinden oluşan sıvı kütlesinin, kopmadan önce rahatsızlık dalgası etkisinde daha fazla hareket edebildiğini göstermektedir. Bu yapı, Newton tipi olmayan akışkanlar için karakteristik bir özellik teşkil etmektedir.

Daha önce de belirtildiği, KMS spreyinde akış iplikçikleri, su iplikçiklerine göre parçalanmadan önce daha fazla uzamakta ve kesitleri daha fazla daralmaktadır. Kütle debisi oranı, su için $w^{-1}\approx 15$ ve KMS için $w^{-1}\approx 10$ alınarak oluşturulan iki ayrı spreyde, damlacıklara ayrışmasına kadar geçen süre boyunca takip edilen birer akış iplikçiğinin arka arkaya çekilen görüntüleri, su için Şekil 4.13'te ve KMS için Şekil4.14'te verilmektedir.



$t_1 = 0$ $t_2 = 2.058$ ms $t_3 = 4.067$ ms

Şekil 4.13 : Pnömatik atomizörde, kütle debisi oranının, $w^{-1} = \dot{m}_{sıvı}/\dot{m}_{hava} \approx 15$ olması halinde, su spreyindeki bir akış iplikçiğinin zamanla gelişimi.



$t_1 = 0$ $t_2 = 2.488$ ms $t_3 = 4.122$ ms

Şekil 4.14 : Pnömatik atomizörde, kütle debisi oranının, $w^{-1} = \dot{m}_{sıvı}/\dot{m}_{hava} \approx 10$ olması halinde, KMS spreyindeki bir akış iplikçiğinin zamanla gelişimi.

Su ve KMS iplikçikleri için sırasıyla Şekil 4.13 ve Şekil 4.14'te verilen görüntüler, farklı akış şartlarına ait oldukları için, iplikçiklerin ve oluşan damlacıkların boyutları farklıdır. Burada sadece parçalanma mekanizması açısından karşılaştırılma yapılmalıdır. Görüldüğü gibi her iki sıvı iplikçiği için de, uçlarda ve orta kısımlardaki bazı noktalarda bir miktar sıvının kümeleşerek boğumlar oluşturduğu görülmektedir. Daha sonra komşu boğumlar arasındaki bağlar zayıflamakta ve nihayet boğumlar birbirlerinden ayrılarak damlacıklara dönüşmektedir. Boğumlar arasındaki bağlar, su için çok fazla uzamadan kolayca parçalanırken; KMS boğumları arasındaki bağlar çok daha ince iplikçiklere dönüşene kadar kopmadan durabilmektedir. Su ve KMS iplikçiklerinin parçalanma mekanizmaları arasındaki bu önemli farklılık, daha önce de belirtildiği gibi, düşük şekil değiştirme hızları sırasında, sadece Newton tipi olmayan akışkanlarda ortaya çıkan ve ligamentin bölünmesini engelleyen bir gerilmeden kaynaklanmaktadır. İkincil akış doğrultusundaki gerilme adıyla bilinen bu durum, bu çalışmanın Sonuçlar bölümünde ayrıntılı olarak açıklanmıştır.

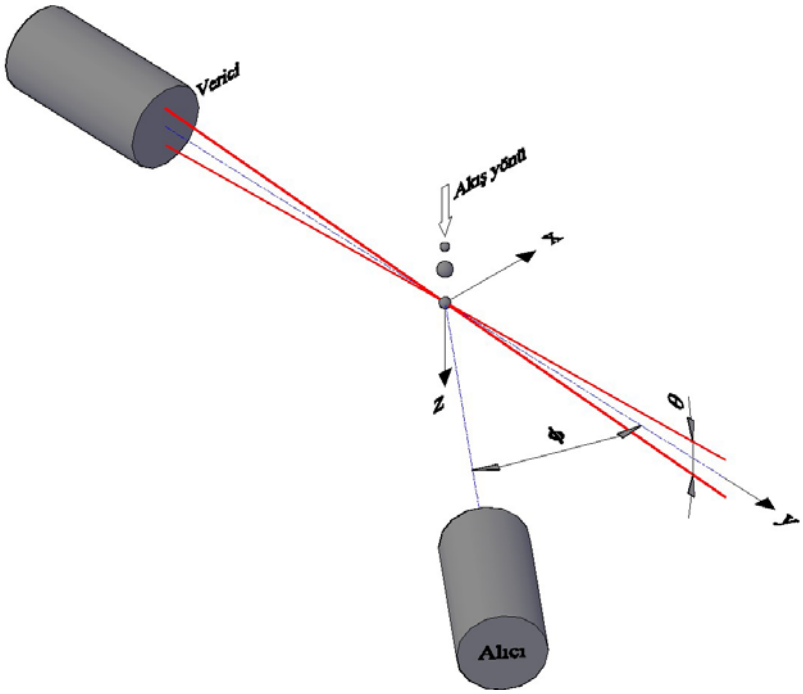
Bu çalışmada ele alınan dört farklı atomizör içerisinde, sadece pnömatik atomizör, Newton tipi olmayan bir akışkanla sprey oluşturulabilmesi için uygun bir seçim olmaktadır. Ancak Newton tipi olan ve olmayan akışkanların hangi dış etkilere bağlı olarak ve hangi parçalanma mekanizmalarını takip ederek damlacıklara dönüştüklerini anlayabilmek için, daha basit tasarımlara sahip olan diğer atomizörlerin neden başarılı olamadıkları da araştırmanın kapsamına dahil edilmiştir. Basit tasarımlı sıvı basınçlı atomizörlerle yapılan deneyler sonucunda da, sıvı kütlelerinin ne derecede başarıyla damlacıklara dönüştürülebildiği konusunda önemli bilgiler elde edilmiştir.

5. ÇAP ve HIZ DAĞILIMLARININ DENEYSEL OLARAK KARŞILAŞTIRILMASI

Yüksek hızlı kamera ile spreyin çeşitli bölgelerinde elde edilen akış görüntüleri sayesinde, sıvı kütlelerinin damlalara ayrışması sırasında ortaya çıkan farklı mekanizmalar gözlenmiştir. Bu görüntüler aynı zamanda parçacıkların çaplarının doğrudan elde edilmesine de olanak vermektedir. Yeterince küçük zaman aralıklarıyla çekim yapıldığında ise, bir adım daha ileri gidilerek, görüntü içerisindeki tüm damlacıkların hız ve çap değerlerinin bir arada elde edilmesi mümkündür. Particle Image Velocimetry (PIV) adıyla da bilinen bu yöntemle çap ve hız alanlarının çıkarılabilmesi için, görüntü işleme tekniklerine göre bir bilgisayar programının hazırlanması gerekmektedir. Bu çalışmada yapılan kamera çekimleri, spreyin parçalanma bölgesindeki akışın niteliksel olarak incelenmesi amacıyla kullanılmış ve PIV çalışması yapılmamıştır. Bununla birlikte parçacık çap ve hızlarının tespiti için, akış görüntüleme yerine Faz-Doppler İnterferometresi (Phase/Doppler Interferometry) adıyla bilinen ve ayrıntıları aşağıda açıklanan bir yöntem kullanılmıştır. Bu yöntemle, spreyin belirli bir noktasındaki damlacık çap ve hız değerleri elde edilebilmektedir. Sprey içerisindeki başka bir noktada ölçüm yapılabilmesi için, ölçüm noktasının istenilen noktaya kaydırılması gerekmektedir.

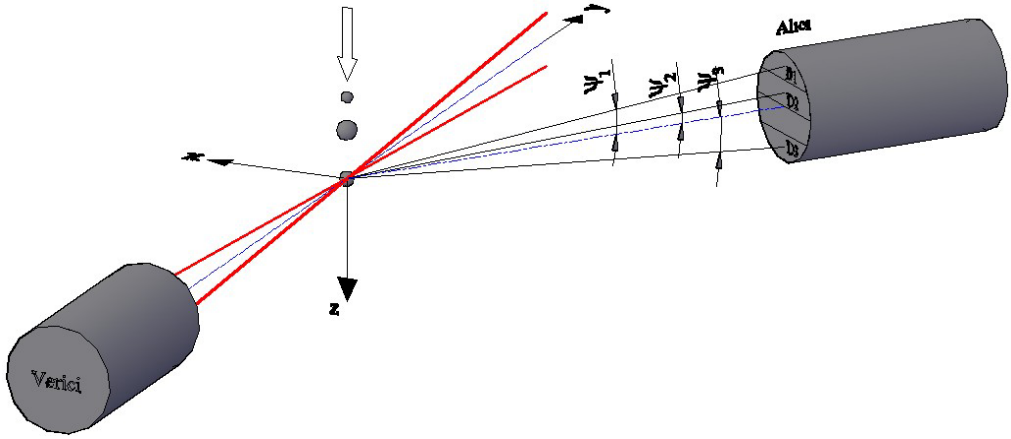
5.1 Faz-Doppler İnterferometresi Ölçüm Sistemi

Faz-Doppler İnterferometresi ölçüm sistemlerinde, sıvı damlacıklarının belirli bir yöndeki hız bileşenleri ve damlacık çapları aynı anda ölçülebilir. Sistemde çeşitli mercekler, aynalar ve ışın bölücü gibi optik elemanların dışında, lazer ışınları yayan bir verici, sinyal toplayan bir alıcı, elektronik sinyal işlemci, lazer kontrol ünitesi, veri toplama kartı ve bilgisayar gibi elemanlar yer almaktadır. Alıcı ve vericinin Şekil 5.1'deki gibi yerleştirildiği sistemde ölçüm noktası; vericiden y-z düzleminde çıkan ve aralarındaki açı "θ" ile gösterilen, kırmızı renkli lazer ışın demetlerinin kesiştiği küçük hacımdır. Ölçüm noktasına odaklanmış olan alıcı ise, lazer ışınları düzleminden "ϕ" kadar kaçık olacak şekilde x-y düzleminde yerleştirilmiştir.



Şekil 5.1 : Faz/Doppler İnterferometresi sisteminin yerleştirilme biçimi (Albrecht ve diğ., 2003).

Işığın küresel formdaki bir damlacıktan geçerken kırılması sonucunda, damlacığın yüzeylerinden her yöne saçılan ışınlar arasında, en yüksek ışık şiddetine sahip olanlar, Şekil 5.1'deki "ϕ" açısının 30^0 ila 40^0 arasındaki değerlerinde ortaya çıkmaktadır. Bu düzenekte, alıcı içerisinde yer alan ışığa duyarlı dedektörler, ölçüm noktasından z yönünde akan damlacıklardan kırılarak sapan ışınları algılamaktadır. Sadece hız ölçümlerinin yapıldığı Lazer-Doppler İnterferometresi'nden farklı olarak, damlacık çapının da ölçüldüğü Faz-Doppler sistemlerinde, alıcı içerisinde birden fazla dedektör bulunmaktadır. Bu çalışmada kullanılan sistemdeki alıcı içerisinde, Şekil 5.2'deki gibi yerleştirilen üç adet dedektör (D1, D2 ve D3) yer almaktadır.



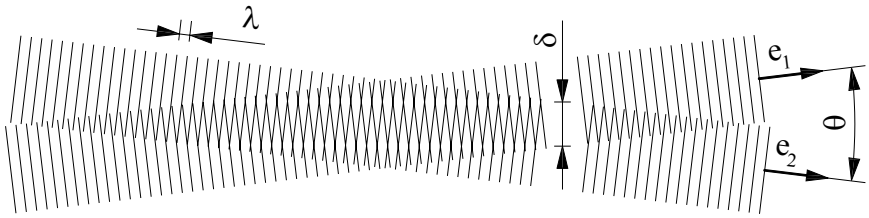
Şekil 5.2 : Alıcı üzerindeki foto dedektörlerin yerleştirilme biçimi (Albrecht ve diğ., 2003).

Faz-Doppler İnterferometresi deney düzeneklerinde, mesafe açısından bir sınırlama olmadığı taktirde, bu çalışmada olduğu gibi kırılma prensibine göre ölçüm yapılmaktadır. Ölçüm noktasının arka tarafına ulaşım güçlüğü olduğunda, ya da akışkanın ışığı geçirmemesi gibi bir durum söz konusu olduğunda, alıcı ve vericinin konumları, damlacıktan yansıyan ışınların algılanması prensibine göre farklı şekilde düzenlenebilir.

5.1.1 Hız ölçme yönteminin esasları

Faz-Doppler İnterferometresi sistemlerinde damlacıkların hızlarının ölçülmesi, Lazer-Doppler İnterferometresi sistemlerinde olduğu gibi, "Doppler" etkisine dayanır. 1842 yılında Avusturyalı fizikçi Christian Doppler tarafından ortaya konulan bu olay, bir gözlem noktasına göre belirli bir bağıl hızda hareket eden bir cisimden yayılan ses dalgalarının, gözlemciye yaklaşırken ve gözlemciden uzaklaşırken farklı frekanslarda algılanması şeklinde gözlemlenebilir.

Lazer ışınlarının; tek dalga boylu (monochromatic), uyumlu (coherent) ve polarize olmaları gibi belli başlı özellikleri sayesinde, interferometre sistemlerinde hassas ve doğru ölçümler yapılabilmektedir. Aralarında "θ" açısı olan, e_1 ve e_2 doğrultuları boyunca hareket eden ve her biri "λ" dalga boyuna sahip iki lazer ışın demeti kesiştirildiğinde, kesişim bölgesinde Şekil 5.3'teki gibi birbirine paralel aydınlık ve karanlık düzlemler meydana gelmektedir.



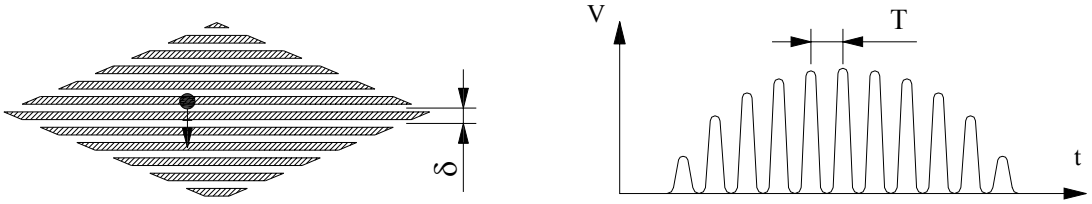
Şekil 5.3 : Düzlemsel dalga şeklinde yayılan iki özdeş lazer ışınının, kesişim bölgesinde meydana gelen girişim çizgileri (Bachalo, 1999).

Lazer ışın demetlerinin kesiştiği bölgede meydana gelen düzlemler, girişim çizgileri adını almakta olup, komşu iki girişim çizgisi arasındaki mesafe (δ), lazer ışınlarının özelliklerine bağlı olarak aşağıdaki gibi hesaplanabilir.

$$\delta = \frac{\lambda}{2\,\mathrm{Sin}\frac{\theta}{2}} \qquad \textbf{(5.1)}$$

Lazer ışın demetlerinin kesişim bölgesindeki girişim çizgisi sayısı, ışınların kesişim açısına (θ) bağlı olarak ayarlanır. Vericinin içerisinde üretilen lazer ışın demeti, ışın bölücü ile ikiye ayrılır ve aynalardan yansıtılarak yakınsak bir mercekle ölçüm noktasına odaklanır. Girişim çizgisi sayısı ya da girişim çizgileri arasındaki mesafe (δ) değiştirilmek istendiğinde, verici çıkışındaki ya da alıcının girişindeki mercekler değiştirilir ve değişen odak uzunluklarına göre, alıcı ve vericinin konumu ayarlanır.

Ölçüm bölgesi, içerisinde çok sayıda girişim çizgisi bulunan bir hacmı kapladığı halde, interferometre ölçümlerinde "ölçüm noktası" adıyla anılmaktadır. Şekil 5.4'ün sol tarafında verilen ölçüm noktasındaki girişim çizgilerine dik olarak hareket olan bir damlacık, alıcı içerisindeki ışığa duyarlı foto dedektörlerin her birinde, "Doppler sinyali" adı verilen ve şeklin sağ tarafındaki gibi gösterilen birer sinyal oluşturur. Oluşan sinyal, genlikleri Gauss eğrisi şeklinde bir zarf meydana getiren, T periyotlu dalgalardan oluşmaktadır.



Şekil 5.4 : Ölçüm bölgesinden, girişim çizgilerine dik yönde geçen bir damlacığın sebep olduğu Doppler sinyali (Bachalo, 1999).

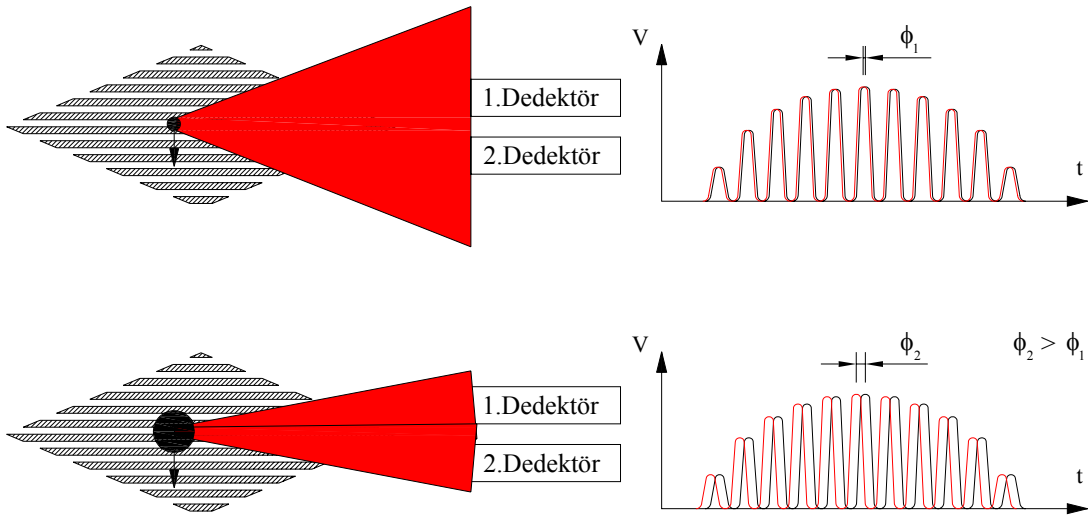
Şekil 5.1.4'te verilen aydınlık girişim çizgileri ile sinyal içerisindeki dalga tepelerinin eşit sayıda olmasından hareketle, damlacığın komşu iki girişim çizgisi arasındaki δ mesafesini, T kadar bir sürede katettiği söylenebilir. Bu durumda, damlacığın hızı aşağıdaki gibi, hesaplanabilir.

$$V = \frac{\delta}{T} = \delta f_D \qquad \textbf{(5.2)}$$

Burada f_D ile gösterilen değer, T periyotlu dalgaların frekansı olup, "Doppler frekansı" olarak bilinmektedir. Şekil 5.4'te verilen sinyalde görülen Gauss eğrisi şeklindeki zarf, ışık şiddetinin, ölçüm noktası boyunca yine bir Gauss eğrisi şeklinde önce artıp sonra azalmasından kaynaklanmaktadır. Elde edilen sinyal, veri işlemcisinde önce Hızlı Fourier Transformu'na (FFT) tabi tutulup, sonra da yüksek geçiren filtreden (High Pass Filter) geçirildiğinde, Gauss eğrisinden kaynaklanan gürültü sinyali ortadan kaldırılmış ve Doppler frekansı doğrudan elde edilmiş olur.

5.1.2 Damlacık çapı ölçme yönteminin esasları

İnterferometre sistemlerinde hız ölçümü için alıcıda tek bir dedektör bulunması yeterli olduğu halde, Faz-Doppler sisteminde çap ölçümü yapılabilmesi için birden fazla dedektör kullanılması gerekmektedir. Çap ölçümü için kullanılan yöntemin temelini, Şekil 5.5'te şematik olarak gösterilen durum oluşturmaktadır. Burada ölçüm noktasından geçen küçük ve büyük birer damlacıktan kırılarak geçip iki ayrı dedektöre ulaşan ışınların, dedektörlerde aynı sinyali farklı birer faz farkı gecikmesi ile oluşturdukları görülmektedir. Küçük damlacığın yüzey eğrilik yarıçapı daha büyük olduğundan, gelen ışın daha geniş bir şekilde kırılmakta ve birbirlerine yakın iki farklı konumda yerleştirilen dedektörlerde oluşan sinyaller arasındaki faz farkı değeri (ϕ_1) küçük olmaktadır. Büyük damlacıktan kırılarak geçen ışınlar daha dar bir alanda saçıldıkları için, dedektörlerde oluşan sinyaller arasındaki faz farkı, küçük damlacıktakine göre daha büyük bir değer almaktadır ($\phi_2 > \phi_1$).



Şekil 5.5 : Küçük ve büyük damlacıkların ışığı kırma miktarları arasındaki fark (Artium Technologies Inc., 2008).

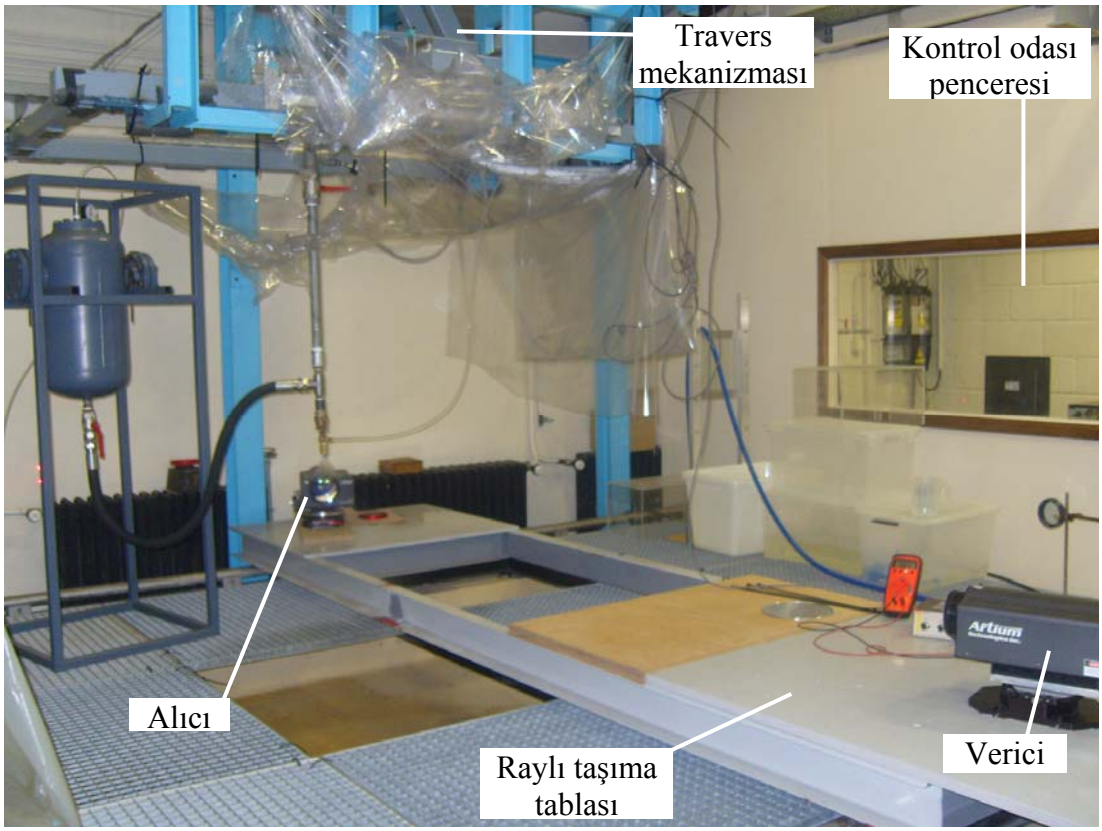
Işığın kırılma prensibine göre ölçüm yapılan sistemlerde, damlacığın iki ayrı dedektörde oluşturduğu Doppler sinyalleri arasındaki faz farkı ($\Delta\Phi$); damlacık çapına (D), lazer ışınlarının dalga boyuna ve kesişim açısına (λ ve θ), alıcının ölçüm noktasına göre yerleşiminde kullanılan açı değerlerine (ϕ ve ψ) ve sıvı damlacığının havaya göre bağıl kırılma indisine (m) bağlı olarak değişmektedir. İki dedektör için, Şekil 5.1 ve Şekil 5.2'de gösterilen "ϕ" ve "ψ" açıları eşit olacak şekilde simetrik bir yerleşim yapılmışsa ($\phi_r = \phi_1 = -\phi_2$ ve $\psi_r = \psi_1 = -\psi_2$), ölçülen faz farkı değeri damlacık çapıyla doğru orantılı olarak,

$$\Delta\Phi = \frac{4\pi}{\lambda} D\left(\sqrt{1 + m^2 - m\sqrt{2}\sqrt{1 + \mathrm{Sin}\,\psi_r\ \mathrm{Sin}\,\theta/2 + \mathrm{Cos}\,\psi_r\ \mathrm{Cos}\,\phi_r\ \mathrm{Cos}\,\theta/2}} - \sqrt{1 + m^2 - m\sqrt{2}\sqrt{1 - \mathrm{Sin}\,\psi_r\ \mathrm{Sin}\,\theta/2 + \mathrm{Cos}\,\psi_r\ \mathrm{Cos}\,\phi_r\ \mathrm{Cos}\,\theta/2}} \right) \quad \textbf{(5.3)}$$

şeklinde hesaplanır (Albrecht ve diğ., 2003). Bu hesap yönteminde, $\Delta\Phi = \Delta\Phi + 2\pi$ şeklinde bir belirsizlik oluşmaktadır. Bu durumda belirli bir çap değerinin üzerindeki damlacıklar, küçük damlacıklarla aynı faz farkına sebep olmaktadır. Bu problemin çözümü için bu çalışmada kullanılan Faz-Doppler ölçüm sisteminde üç adet dedektör kullanılmıştır. Bunlardan ikisi, "ϕ" ve "ψ" açıları simetrik olacak şekilde yerleştirilmiş ve Denklem 5.3 yardımıyla parçacık çapı hesaplanmıştır. Sistemde yer alan üçüncü dedektör ise, hatalı ölçüm yapılmadığını kontrol etmek amacıyla kullanılmıştır.

5.1.3 Deney düzeneği

Bu çalışmada kullanılan Faz-Doppler İnterferometresi ölçüm sisteminin elektronik sinyal işleme ekipmanları dışındaki ana elemanları Şekil 5.6'da gösterilmektedir.



Şekil 5.6 : Faz-Doppler interferometresi deney düzeneği.

Raylı taşıma tablasının üzerinde belirli bir açıyla karşılıklı yerleştirilen alıcı ve verici ile kontrol odasında bulunan elektronik sinyal işlemcisi, lazer kontrol cihazı ve bilgisayar, Artium Technologies Inc. firması tarafından üretilen PDI-200 MD ölçüm sisteminin ana elemanlarını oluşturmaktadır. İçerisinde 200 mW gücünde, diyot pompalı katı hal lazeri bulunan verici, 660 nm dalga boyunda (kırmızı renkli) sürekli iki ışın demeti yaymaktadır. Verici içerisindeki ışık dedektörlerinin algıladığı Doppler sinyalleri, kontrol odasındaki sinyal işlemcisinde 320 MHz değerine varan veri toplama hızlarında değerlendirilebilmektedir. Ölçüm sistemi, kullanılan optik düzeneğe bağlı olarak, 0.5 ila 2200 μm arasında damlacık çaplarını ve 800 m/s'ye varan hız değerlerini ölçebilecek kapasiteye sahiptir. Şekildeki düzenekte, vericiden çıkan ışın demetlerinin arasındaki mesafe 60.3 mm olup, her biri 2.5 mm çapında olan ışın demetleri, yakınsak bir mercek yardımıyla 2 m uzaklıktaki ölçüm noktasına odaklanmaktadır. Bu durumda, ölçüm noktasının genişliği 672.3 μm ve oluşan girişim çizgileri arasındaki mesafe 21.9 μm şeklinde oluşmaktadır. Alıcı girişindeki merceğin odak uzunluğu ise 1 m olacak şekilde düzenlenmiştir. Bu optik düzenekle ölçülebilen damlacık çapları, 14 ila 1300 μm aralığında değişmektedir.

Ölçüm sistemindeki alıcı tarafından algılanan sinyaller kontrol odasındaki elektronik sinyal işlemcide toplanmaktadır. Ölçümü yapılan frekans ve faz farkı sinyalleri, damlacık hızı ve çap bilgilerine dönüştürülürken, veri işleme sistemindeki mevcut hata algoritmalarına göre değerlendirmeye alınmaktadır. Ölçülen sinyallere çeşitli doğrulama (validation) yöntemleri uygulanmakta ve bu doğrulamaların herhangi birinden geçemeyen veriler değerlendirme dışında tutulmaktadır. Bu şekilde, ölçüm noktasındaki spreyin ve yapılan ölçümün kalitesini belirten bir toplam doğrulama oranı (overall validation rate) değeri hesaplanmaktadır. Bilgisayara bağlı olan sinyal işlemci ve veri toplama sistemindeki tüm değerlendirme sonuçları, AIMS (Artium Integrated Management Software) adlı bilgisayar yazılımında görüntülenmektedir. Bu yazılımda, çap ve hız değerleri doğrudan histogram şeklinde görüntülenebilmekte ve çeşitli doğrulama yöntemlerinden geçemediği için hatalı bulunan verilerin oranı, hatanın türüne göre listelenmektedir. Öte yandan optik düzenekler, alıcı ve vericinin çıkışında kullanılan merceklerin özelliklerine bağlı olarak değiştiği için, doğru ölçüm yapılabilen hız ve çap aralığı değerlerinin AIMS yazılımında tanımlanması ve ölçüm aralığı dışındaki verilerin birer hız ve çap filtresinden geçirilerek değerlendirilmesi mümkündür.

Bu çalışmada, toplam doğrulama oranı %64 ile %91 arasında değişen ölçümler yapılmıştır. Genellikle, su ile yapılan ölçümlerde KMS çözeltisine göre daha yüksek doğrulama oranı değerleri elde edilmiştir. Aradaki farkın en önemli sebebi, KMS damlacıklarının küre şeklinden uzak olmaları nedeniyle, damlacık çapına göre yapılan doğrulama testinden geçememeleridir. Öte yandan, bu çalışmada kullanılan optik düzenekte, damlacık çapı için doğru ölçüm aralığının üst sınırı olan 1300 μm değerinin üzerindeki herhangi bir ölçümü engellemek için, AIMS yazılımında elektronik düşük geçer filtre (Low Pass Filter) değeri tanımlanmıştır. Su ile oluşturulan spreylerde genellikle daha küçük damlacıkların oluştuğu gözlenmiş ve ölçüm hassasiyetini artırmak amacıyla elektronik filtrede, 700 μm şeklinde daha düşük bir üst sınır değeri tanımlanmıştır.

Faz-Doppler İnterferometresi ile noktasal ölçüm yapılabildiği için, sprey içerisindeki başka bir noktada ölçüm yapılmak istenildiğinde, atomizörün konumu, Şekil 5.6'da gösterilen travers mekanizması yardımıyla, kartezyen koordinatlardaki her üç yönde bilgisayar kontrollü olarak hassas bir şekilde ayarlanabilmektedir. Üç ayrı yöndeki hareketi ayarlamak için deney düzeneğindeki havuzun üst kısmına yerleştirilen motor elemanları, kontrol odasındaki bir başka bilgisayar ve elektronik sistem üzerinden kontrol edilmektedir. Travers mekanizması ve kontrol sisteminin tamamı VKI'da tasarlanıp imal edilmiştir. Bu travers mekanizmasının yanı sıra, raylı tabla üzerindeki alıcı ve vericinin birbirlerine göre konumları değiştirilmeden, tablanın sağa ya da sola hareketi ile ölçüm noktası yatay doğrultuda kaydırılabilmektedir.

5.2 Çap ve Hız Dağılımlarının Karşılaştırılması

Bu çalışmada kullanılan Faz-Doppler İnterferometresi ölçüm sistemi, her bir çap sınıfındaki ve hız sınıfındaki damlacık sayısının liste halinde elde edilmesine olanak vermektedir. Damlacıkların sayıya göre dağılımlarını gösteren bu veriler, bu çalışma kapsamında MATLAB 6.5 yazılımı ile hazırlanan ve Ek B'de verilen bir bilgisayar programı yardımıyla, damlacık hacmına göre frekans dağılımlarına ve kümülatif dağılımlara dönüştürülmektedir. Aynı program içerisinde, bu dağılımlar, en küçük kareler yöntemi esas alınarak, Bölüm 3.4'te verilen Log-Normal ve Rosin Rammler dağılım fonksiyonlarından deneysel verilere en iyi uyum sağlayanı ile modellenmektedir. Su ve KMS için ayrı ayrı elde edilen deneysel veriler, aynı grafikte model eğrileriyle bir arada elde edilmektedir.

Düzlemsel jet, döngülü ve pnömatik atomizörlerle elde edilen spreylerin her biri için sırasıyla; hız dağılımları, sayıya göre frekans dağılımları, hacma göre frekans dağılımları ve hacma göre kümülatif dağılımlar, dörder adet ayrı grafik şeklinde EkC'de gösterilmektedir. Ek C'de verilen tüm grafiklerin kendi aralarında kolaylıkla karşılaştırılabilmesi amacıyla, suyla yapılan ölçümler ve bu ölçümlere uygun model eğrileri, "siyah" renkle; KMS için yapılan ölçümler ve bulunan model eğrileri ise "kırmızı" renkle gösterilmiştir. Bunun yanı sıra, su ve KMS ile elde edilen deney sonuçları sırasıyla, "x" ve "o" işaretli veri noktalarıyla; Log-Normal ve Rosin Rammler model eğrileri ise sırasıyla, "sürekli" ve "kesikli" çizgi ile gösterilmiştir. Hız ve çap dağılımlarını gösteren grafiklerde, deneysel verileri daha iyi temsil eden model eğrisi, atomizörün türüne bağlı olarak değişmektedir. Ek C'deki hız ve çap dağılımı grafiklerinde, hem su hem de KMS ile elde edilen deneysel dağılımlar için, her iki model eğrisi de karşılaştırma amacıyla bir arada gösterilmektedir.

Bu çalışmada yapılan deneylerde akış halindeki sıvı basıncı, deney tesisatının güvenliği nedeniyle, 1100 kPa değeri ile sınırlı tutulmuştur. Buna bağlı olarak, bu çalışmada kullanılan dört farklı atomizörden en basit yapıya sahip olan silindirik jet atomizörüyle, üst sınırdaki sıvı basıncı değeri kullanılarak oluşturulan akışta ve ölçüm yapılabilen en uzak mesafede dahi, kaliteli bir ölçüm için yüksek olması gereken toplam doğrulama oranı değeri, kabul edilemeyecek mertebelerde kalmıştır. Bir başka deyişle, bu şartlar altında silindirik jet atomizörüyle başarılı bir sprey oluşturulamamıştır. Sonuç olarak bu bölümde, düzlemsel jet atomizörü, döngülü atomizör ve pnömatik atomizörle elde edilen sonuçlara yer verilmektedir.

Bu çalışmada yapılan tüm deneylerde prensip olarak, su ve KMS ile elde edilen spreyleri karşılaştırmak için, iki ayrı akışkan ile aynı fiziksel koşullarda iki sprey oluşturulmaya çalışılmıştır. Ancak kullanılan atomizörün türüne de bağlı olarak, su ve KMS için aynı sıvı basıncı değerinde çok farklı akış rejimleri oluşabilmektedir. Bu durumda, iki akışkan için birbirine benzer dağılıma sahip birer sprey oluşturacak şekilde, farklı basınç ve debi değerleri kullanılmaktadır.

5.2.1 Damlacık hızı ve çap dağılımı ölçümlerinde kullanılan parametreler

Bu çalışmada, su ve KMS spreylerinin hız ve çap dağılımlarını karşılaştırmak üzere, düzlemsel jet atomizör, döngülü atomizör ve pnömatik atomizör kullanılarak yapılan birer adet ölçüme ait parametreler, Çizelge 5.1'de gösterilmektedir.

Çizelge 5.1 : Üç farklı atomizör kullanılarak yapılan hız ve çap dağılımı ölçümlerinde kullanılan parametreler.

	Düzlemsel Jet Atomizörü	Döngülü Atomizör	Pnömatik Atomizör
Ölçüm noktasının atomizöre uzaklığı, (x/d_0)	143	131	150
Akışkan basıncı (P) veya kütle debisi oranı (w^{-1})	Su (140 kPa) KMS (140 kPa)	Su (170 kPa) KMS (1100 kPa)	Su (64 kPa) KMS (56 kPA) $w^{-1} = 10$
Hızı ve çapı doğrulanan toplam damlacık sayısı	Su (19285) KMS (8425)	Su (11442) KMS (10331)	Su (21263) KMS (8869)
Toplam doğrulama oranı (Damlacık çapı için)	Su (% 90.58) KMS (% 64.22)	Su (% 66.39) KMS (% 80.61)	Su (% 87.09) KMS (% 81.16)
Ortalama hız m/s	Su (7.722) KMS (4.827)	Su (3.621) KMS (17.255)	Su (10.548) KMS (8.640)
Sayıya göre ort. çap, (D_{10}) μm	Su (155.6 μm) KMS (258.7 μm)	Su (132.6 μm) KMS (306.5 μm)	Su (180.7 μm) KMS (177.9 μm)
Hacma göre ort. çap, (D_{30}) μm	Su (219.7 μm) KMS (455.2 μm)	Su (178.7 μm) KMS (359.3 μm)	Su (243.7 μm) KMS (243.2 μm)
Sauter ortalama çapı, (D_{32}) μm	Su (304.4 μm) KMS (707.2 μm)	Su (243.7 μm) KMS (423.3 μm)	Su (328.1 μm) KMS (341.1 μm)

Çizelge 5.1'de görüldüğü gibi, üç farklı atomizörün kullanıldığı ölçümlerde ortalama hız değerleri, su için 3.621 m/s ile 10.548 m/s arasında ve KMS için de 4.827 m/s ile 17.255 m/s arasında değişmektedir. Denklem 3.32'de tarif edilen ve genellikle ısı ve kütle transferi uygulamalarında kullanılan Sauter ortalama çapı (D_{32}) değeri ise, su için 243.7 μm ile 328.1 μm arasında ve KMS için de 341.1 μm ile 707.2 μm arasında değişmektedir.

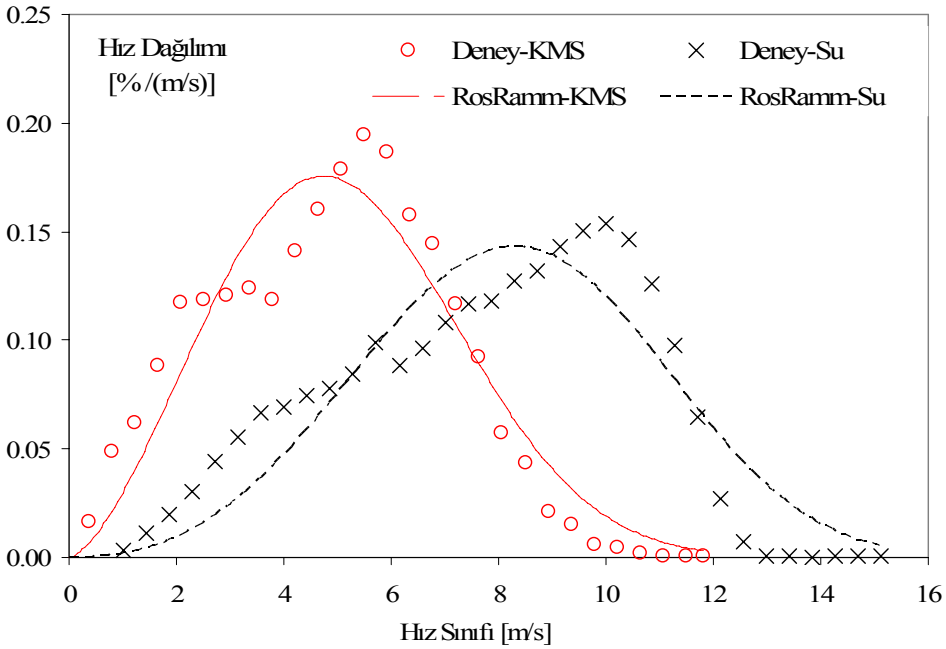
Daha önce de belirtildiği üzere, Faz Doppler İnterferometresi sistemiyle, sprey içinde noktasal ölçüm yapılabilmektedir. Atomizör çıkışından belirli bir uzaklıkta, akışa dik olan bir düzlemdeki herhangi bir çizgi boyunca ya da akış ekseni boyunca çeşitli noktalarda ölçüm yapılabilmesi için, deney düzeneğinde yer alan travers mekanizması yardımıyla, atomizörün hareket ettirilmesi gerekmektedir. Bu çalışmada kullanılan deney düzeneğinde, akışın uzun süre devam etmesini gerektiren bu tür bir ölçümün yapılabilmesi için, Şekil 4.3'te gösterilen basınçlı haznenin kapasitesi yeterli olmamaktadır. Öte yandan, bu çalışmanın amacı göz önünde bulundurularak, belirli bir eksen boyunca damlacık hızı ya da çap profillerinin

çıkarılmasına ihtiyaç duyulmamıştır. Bunun yerine, iki ayrı akışkan türü için, spreyin sadece belirli bir noktasında ölçüm yapılmıştır. Üç farklı atomizör kullanılarak yapılan ölçümlerde, genellikle, ölçüm kalitesi daha yüksek olan spreyin merkez noktası esas alınmıştır. Ölçüm noktasının spreyden uzaklığı belirlenirken, bu noktanın atomizör çıkışındaki kararsız sıvı yapısından yeterince uzakta olmasına ve ölçümlerin rahat bir şekilde yapılabilmesine dikkat edilmiştir.

5.2.2 Hız dağılımları

Çizelge 5.1'de verilen noktasal ölçümlere ait hız dağılımları, atomizörün türüne bağlı olarak, birbirinden farklı model eğrilerine uyum sağlayabilmektedir. Bu çalışmada elde edilen deneysel hız ve çap dağılımlarını temsil etmek üzere iki farklı model eğrisi kullanılmakta ve sonuçlar, daha iyi uyum gösteren model eğrisiyle ifade edilmektedir. Deneysel olarak elde edilen hız dağılımları, düzlemsel jet atomizörü ve pnömatik atomizör için, Rosin Rammler model eğrileriyle; döngülü atomizör için ise Log-Normal model eğrileriyle daha iyi uyum sağlamıştır.

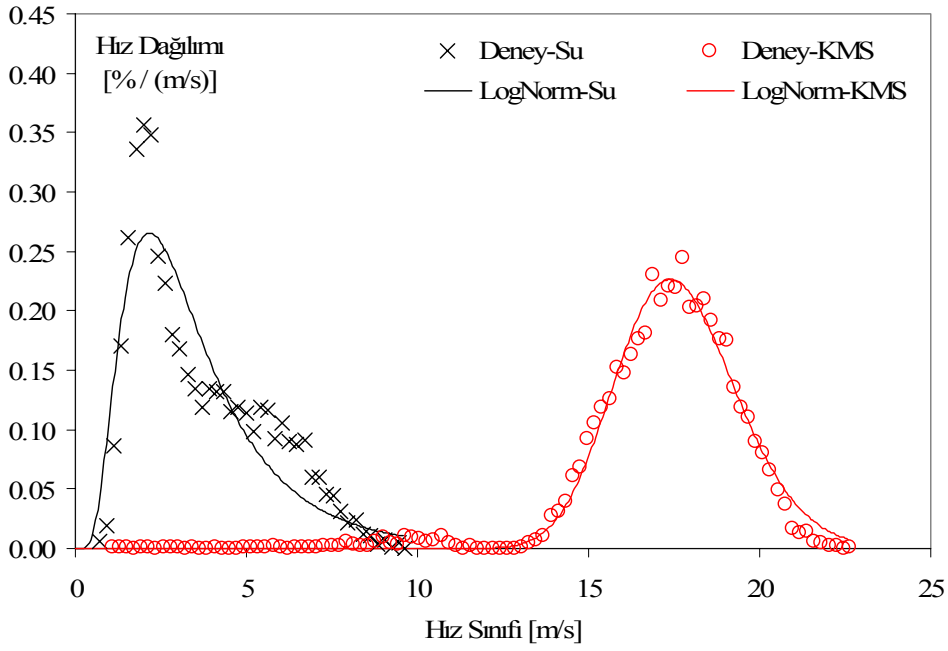
Düzlemsel jet atomizörü için hız dağılımları, Şekil 5.7'de verilmektedir. Ölçümler, hem su hem de KMS için, atomizörden $x = 143\, d_0$ mesafede, spreyin merkezinde, atomizör gerisindeki sıvı basıncı değerinin 140 kPa olması halinde yapılmıştır.



Şekil 5.7 : Düzlemsel jet atomizöründe hız dağılımları. Atomizör gerisinde akış basıncı 140 kPa. Ölçüm noktası: $x=143d_0$, spreyin merkezi.

Her iki akışkan için aynı fiziksel koşullarda elde edilen Şekil 5.7'deki hız dağılımlarına göre, su spreyinde daha yüksek hıza sahip damlacıklar oluştuğu görülmektedir. Bu durum, kamera çekimlerinde elde edilen akış görüntüleri yardımıyla, düzlemsel jet atomizöründe oluşan kararsız sıvı filminin, KMS için daha zor genişlemesiyle ilişkili olarak açıklanabilir. Aynı basınçta daha az genişleyen KMS sıvı filmi, akış ekseni boyunca daha yüksek bir akış direnciyle karşı karşıyadır. Bu durum, KMS damlacıklarının ölçüm noktasına daha düşük bir hızla ulaşmasına sebep olmaktadır. Öte yandan her iki akışkan için hız dağılımları arasında önemli benzerlikler de vardır. Her iki ölçümde de, ortalama hız değerinin sol tarafında bir büküm noktası içeren birer dağılım söz konusudur. Dağılım içerisinde bir büküm noktası yer alması, dağılımın iki farklı simetrik dağılımın bileşkesi olduğu sonucunu doğurmaktadır.

Döngülü atomizör için hız dağılımları, Şekil 5.8'de verilmektedir. Ölçüm noktası, hem su hem de KMS için, atomizörden $x = 131\, d_0$ mesafede, spreyin merkezinde yer alırken; atomizör gerisindeki sıvı basıncı değerleri, su ve KMS için sırasıyla, 170 kPa ve 1100 kPa şeklinde alınmıştır.



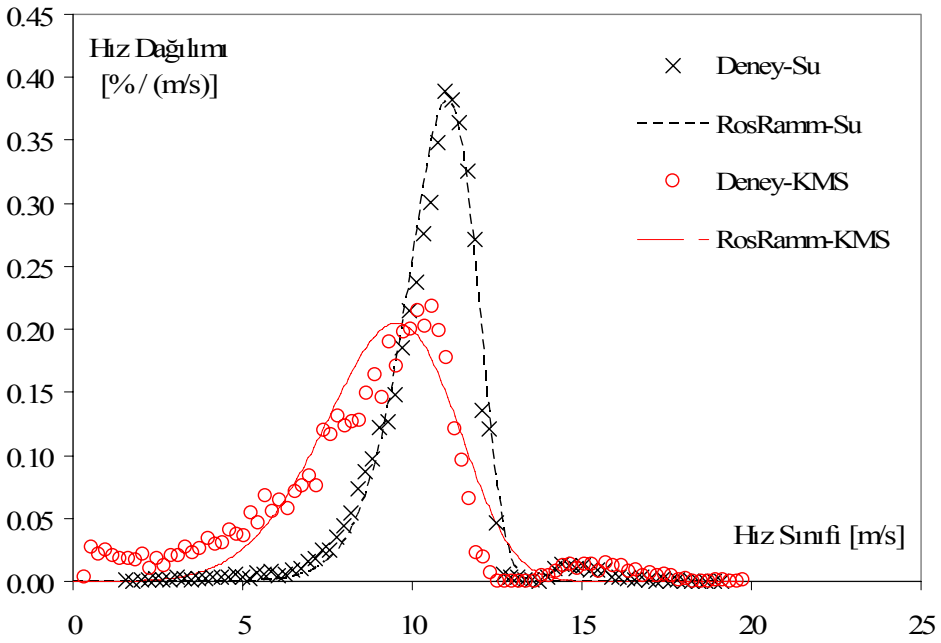
Şekil 5.8 : Döngülü atomizörde hız dağılımları. Su ve KMS için sıvı basıncı sırasıyla 170 kPa ve 1100 kPa. Ölçüm noktası: $x=131d_0$, spreyin merkezi.

Burada iki ayrı akışkan için sıvı basıncı değerinin farklı alınmasının sebebi, döngülü atomizörde, KMS ile doğrulama oranı (validation rate) yüksek bir ölçüm

yapılabilmesi için yüksek basınçlara çıkılmasının gerekmesidir. Döngülü atomizörde basınç değerleri seçilirken, yaklaşık aynı mertebede bir çap dağılımı oluşturulmaya çalışılmıştır.

KMS ile oluşturulan spreydeki sıvı basıncı değeri, su spreyindekinin altı katından fazla olduğu için, KMS damlacıkları çok daha yüksek bir hıza sahip olmaktadır. KMS spreyinde, yaklaşık olarak 18 m/s değerine göre simetrik kabul edilebilecek bir hız dağılımına sahip damlacıklar yer almaktadır. Ancak aynı sprey içerisinde, yaklaşık 10 m/s değeri etrafında az sayıda damlacıktan oluşan ikinci bir dağılım daha olduğu Şekil 5.8'den görülebilmektedir. Su spreyinde ise, bileşkeyi oluşturan iki hız dağılımı kesişmekte ve büküm noktası, ortalama hız değerinin sağında kalmaktadır.

Pnömatik atomizör ile elde edilen hız dağılımları, Şekil 5.9'da gösterilmektedir. Atomizör çıkışından $x = 150\, d_0$ uzaklıkta, spreyin merkezinde yapılan ölçümlerde, su ve KMS için, sıvı/hava kütle debisi oranı değerleri, $w^{-1} \approx 10$ değerinde alınmıştır.



Şekil 5.9 : Pnömatik atomizörde hız dağılımları. Sıvı/hava kütle debisi oranı su ve KMS için $w^{-1} \approx 10$. Ölçüm noktası: $x=150d_0$, spreyin merkezi.

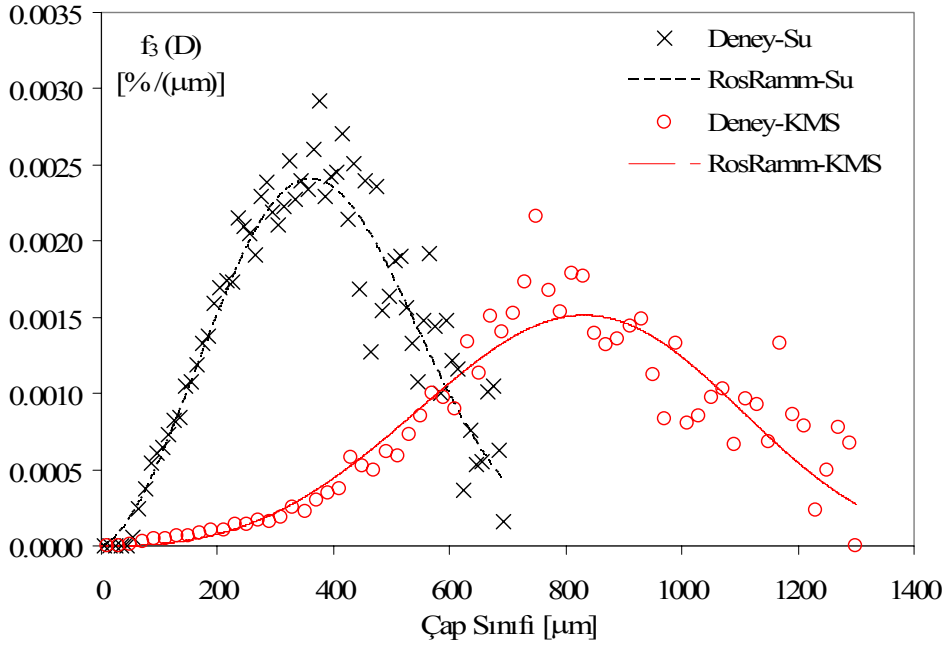
Şekil 5.9'da, pnömatik atomizörde aynı fiziksel akış koşulları için, su ve KMS ile iki farklı hız dağılımı elde edildiği görülmektedir. Burada, iki ayrı akışkanla elde edilen hız dağılımlarının ortalama hız değerlerinin birbirine yakın olması ve bu durumun yaklaşık aynı fiziksel koşullar altında elde edilmiş olması, pnömatik atomizörün KMS'yi parçalamadaki başarısı açısından dikkat çekicidir. Öte yandan, ortalama hız değerleri birbirine yakın olduğu halde, hız dağılımları arasında büyük farklar ortaya

çıkmaktadır. Su spreyindeki damlacıkların hız dağılımı daha dar bir aralıkta gerçekleşirken, KMS spreyinde düşük hız bölgesinde de çok sayıda damlacık yer almaktadır. Her iki dağılımda da, yaklaşık 15 m/s civarında yaklaşık aynı oranda küçük bir dağılım daha yer almaktadır. Bu ikincil hız dağılımının, iki farklı spreyde de aynı hız değerinde ve aynı şekilde yer bulması, bunun pnömatik atomizördeki hava jetlerine ait akış hızı olduğunu göstermektedir. Bir başka deyişle bu bölgedeki hız dağılımını oluşturan ölçümler, yüksek hava akış hızına kapılan az sayıdaki küçük damlacıklara ait olmaktadır.

5.2.3 Çap dağılımları

Bölüm 3.4'te ayrıntılı olarak anlatıldığı üzere, damlacıkların çap dağılımları, sayıya ya da hacma göre verilebildiği gibi, frekans dağılımı ya da kümülatif dağılımlar şeklinde de gösterilebilmektedir. Damlacık çapı için sayıya ve hacma göre frekans dağılımları ile hacma göre kümülatif dağılımlar, Ek C'de bir arada verilmektedir. Sayıya göre damlacık çapı frekans dağılımlarının tamamı, Log-Normal model eğrileriyle; damlacık çapı kümülatif dağılımlarının tamamı ise, Denklem 3.27'de kümülatif dağılımlar için verilen Rosin-Rammler model eğrileriyle temsil edilmektedir. Sözü edilen iki dağılım için de deneysel veriler ve model eğrileri arasında oldukça iyi bir uyum olduğu gözlenmektedir. Öte yandan endüstriyel sprey uygulamalarında daha çok, damlacık çapı için hacma göre frekans dağılımları önem kazanmaktadır. Bu nedenle bu bölümde, su ve KMS damlacıkları arasındaki farklar, hacma göre frekans dağılımları üzerinden irdelenmektedir.

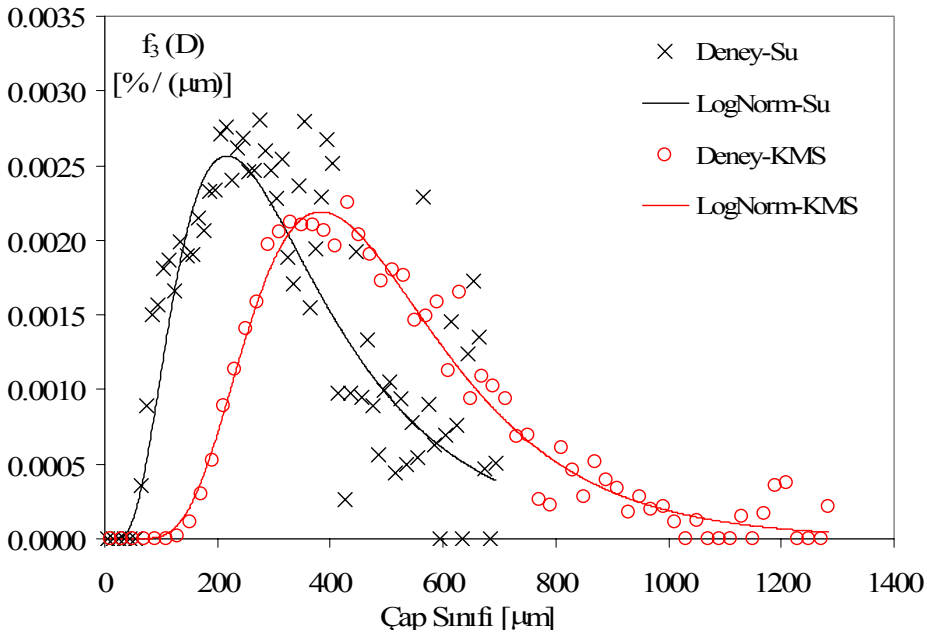
Düzlemsel jet atomizörü için ölçüm noktasında, damlacık çapı hacmına göre elde edilen frekans dağılımları, Şekil 5.10'da verilmektedir. Ölçümler, hem su hem de KMS için, atomizörden $x = 143\, d_0$ mesafede, spreyin merkezinde, atomizör gerisindeki sıvı basıncı değerinin 140 kPa olması halinde yapılmıştır.



Şekil 5.10 : Düzlemsel jet atomizöründe, damlacık çapı için, hacma göre frekans dağılımları. Atomizör gerisinde akış basıncı 140 kPa. Ölçüm noktası: $x=143d_0$, spreyin merkezi.

Düzlemsel jet atomizöründe, su ve KMS için aynı fiziksel koşullar altında oluşturulan iki ayrı spreyde, gerek ortalama çap değerleri gerekse çap dağılımları arasında, Şekil 5.10'da görüldüğü gibi büyük farklar meydana gelmektedir. Bu farkın en önemli sebebi, hiç şüphesiz uzama viskozitesiyle ilişkilidir. KMS spreyinde, atomizörü terk eden levhanın genişlemesi uzama viskozitesinin yarattığı direnç kuvvetleri tarafından engellenmektedir. Ayrıca pekleşme etkisi nedeniyle, sıvı basıncı artırıldığında, genişlemeyi engelleyen direnç kuvvetlerinin değeri katlanarak artmaktadır. Yeterince genişleyemeyen sıvı filmi, daha iri damlacıklara dönüşmekte ve KMS damlacıklarının ortalama çap değeri artarak, Şekil 5.10'daki gibi çap dağılımı sağa doğru kaymaktadır.

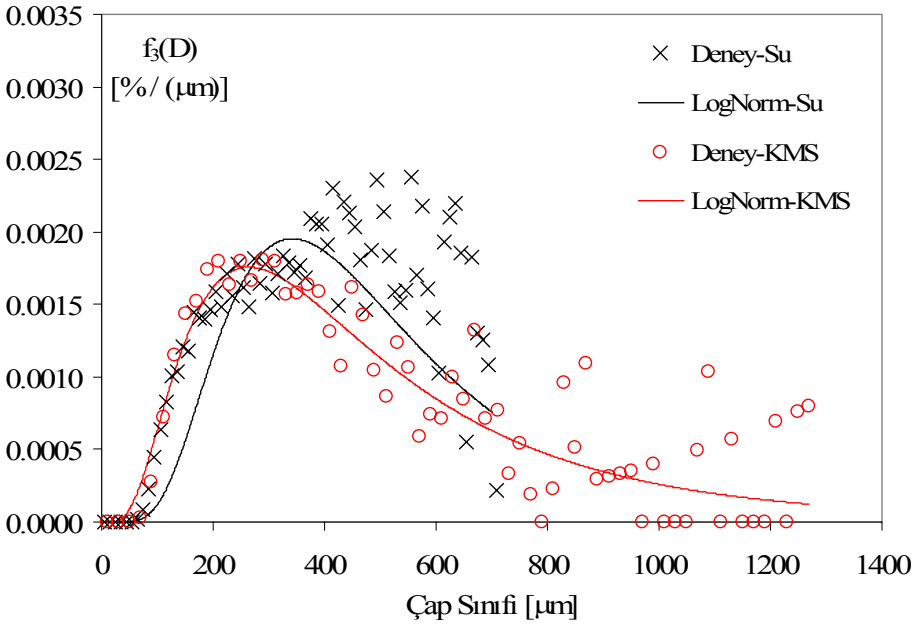
Döngülü atomizör için ölçüm noktasında, damlacık çapı hacmına göre elde edilen frekans dağılımları, Şekil 5.11'te verilmektedir. Ölçüm noktası, hem su hem de KMS için, atomizörden $x = 131\, d_0$ mesafede, spreyin merkezinde yer alırken; atomizör gerisindeki sıvı basıncı değerleri, su ve KMS için sırasıyla, 170 kPa ve 1100 kPa şeklinde alınmıştır.



Şekil 5.11 : Döngülü atomizörde, damlacık çapı için, hacma göre frekans dağılımları. Sıvı basıncı su ve KMS için sırasıyla 170 kPa ve 1100 kPa. Ölçüm noktası x=131d_0, spreyin merkezi.

Daha önce de bahsedildiği üzere döngülü atomizörün yapısı, daha düşük akış hızlarında daha küçük damlacıkların oluşmasına yönelik olarak tasarlanmıştır. Ancak KMS çözeltisinin yüksek uzama viskozitesi, atomizör çıkışındaki sıvı kütlesinin, sprey konisini oluşturmak üzere genişlemesini engellemektedir. Genişleyemeyen KMS sprey konisini açmak için daha yüksek sıvı basıncı değerleri kullanıldığında ise, pekleşme etkisi nedeniyle genişlemeye karşı koyan direnç kuvvetleri daha fazla artmaktadır. Sonuç olarak döngülü atomizörde KMS ile konik bir sprey oluşturulabilmesi için, su spreyindekinin yaklaşık altı katı bir basınç değeri kullanılması gerekmiştir. Buna rağmen, Şekil 5.11'de gösterildiği üzere, KMS spreyindeki ortalama çap değeri, su spreyindekinin iki katına yakın bir değerde ortaya çıkmıştır. Ayrıca, KMS damlacıklarının daha geniş bir aralığa yayıldığı görülmektedir.

Pnömatik atomizör ile ölçüm noktasında, damlacık çapı hacmına göre elde edilen frekans dağılımları, Şekil 5.12'de gösterilmektedir. Atomizör çıkışından $x = 150\, d_0$ uzaklıkta, spreyin merkezinde yapılan ölçümlerde, su ve KMS için, sıvı/hava kütle debisi oranı değerleri, $w^{-1} \approx 10$ değerinde alınmıştır.



Şekil 5.12 : Pnömatik atomizörde, damlacık çapı için, hacma göre frekans dağılımları. Sıvı/hava kütle debisi oranı su ve KMS için $w^{-1}\approx 10$. Ölçüm noktası: $x=150d_0$, spreyin merkezi.

Aynı akış koşullarında, pnömatik atomizörle elde edilen spreylerdeki ortalama çap değerlerinin ve çap dağılımlarının, iki farklı akışkan için önemli benzerlikler içerdiği gözlenmektedir. Sadece büyük damlacıkların olduğu kısımlarda farklılıklar oluştuğu, bu kısımlarda her iki akışkan için de çap dağılımının belirli bir formu takip etmediği görülmektedir. Özellikle KMS için 800 µm değerinden büyük damlacıkların büyük miktarda saçılım gösterdikleri gözlenmektedir. Bu tür bir saçılım, büyük çap sınıflarında yeterli sayıda damlacık olmadığını göstermektedir. Halbuki, ölçümler sırasında KMS için 8869 adet damlacık çapı kaydedilmiştir. Bu durumda, büyük çap sınıfı bölgesindeki bu rastgele dağılımın sebebinin, atomizörün ekseninde yer alan ve nispeten daha zor parçalanan KMS iplikçiklerinden kaynaklandığı akla gelmektedir. Az sayıdaki bu ligamentler, Faz-Doppler İnterferometresi ölçüm sisteminin vericisinden yayılan lazer ışınlarının ligament yüzeyine giriş açısına göre, damlacıklar, olduklarından daha büyük gibi algılanmaktadır. Dolayısıyla, büyük damlacık çapı sınıflarındaki bu rastgele dağılımlar birer ölçüm hatası gibi kabul edilmekte ve değerlendirme dışında tutulmaktadır.

Yukarıdaki açıklamalar ışığında, KMS spreyindeki hatalı ölçümler çıkarıldığı zaman, su ve KMS damlacıklarının çap dağılımlarının, büyük çap sınıflarında benzerlik gösterdiği anlaşılmaktadır. Öte yandan Şekil 5.12'deki küçük çap sınıfları bölgesinde, su ve KMS damlacıklarının çap dağılımları arasında iyi bir uyum olduğu

görülmektedir. Bu durum, küçük damlacıkların, Newton tipi olmayan akışkanlarda dahi küresel formunu korumalarından kaynaklanmaktadır. Bölüm 3.1.1'de verilen bilgilerden hatırlanacağı üzere, küçük damlacıklar içerisinde daha yüksek bir sıvı basıncı oluşmakta ve bu damlacıkları parçalamak için daha fazla enerjiye ihtiyaç duyulmaktadır.

Sonuç olarak, pnömatik atomizörde aynı akış koşullarında, su ve KMS için tüm çap sınıflarında aynı mertebede çap dağılımlarının elde edilmiş olduğu anlaşılmaktadır. Bölüm 4'te değerlendirilen yüksek hızlı kamera ölçüm sonuçlarıyla da uyum içerisinde olan bu sonuç, pnömatik atomizör gibi gelişmiş atomizör tasarımları için, Newton tipi olan ve olmayan akışkanlarla benzer yapıda spreyler elde edilebileceğinin bir göstergesidir. Bu sonuç, Newton tipi olmayan akışkanların kullanıldığı endüstriyel sprey uygulamalarında, pnömatik atomizörün sıklıkla tercih edilen bir atomizör türü olması gerçeğiyle de örtüşmektedir.

6. TEORİK YAKLAŞIMLA ÇAP DAĞILIMLARININ ELDE EDİLMESİ

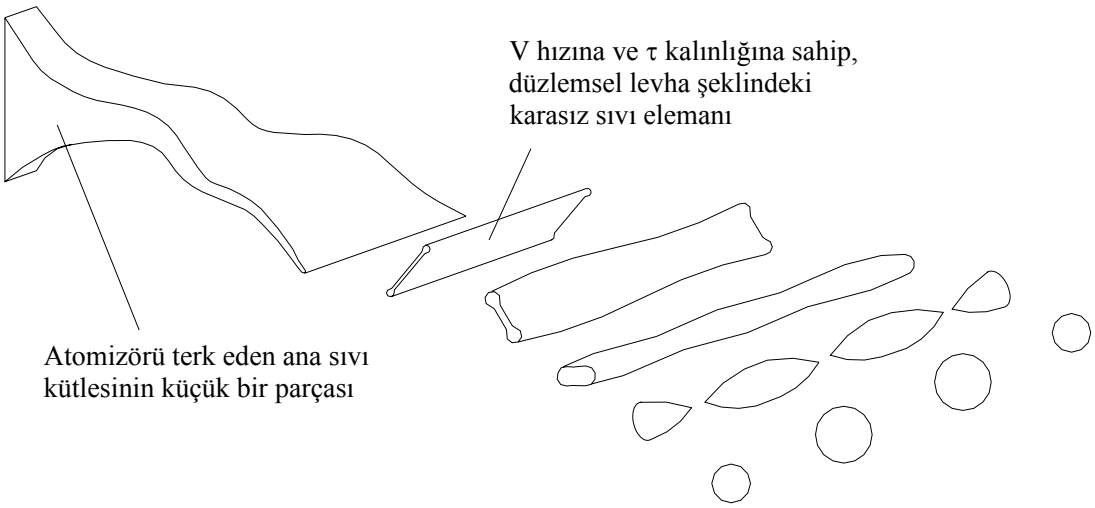
Bu çalışmada, sprey içerisindeki damlacık çapı dağılımlarının bulunması için, temel prensipleri Bölüm 3.5'te anlatılan, "Maksimum Entropi Oluşumu" adlı teorik bir yaklaşım ele alınmaktadır. Matlab 6.5 yazılımında hazırlanan ve Ek D'de verilen bilgisayar programı, sadece birer adet ortalama çap ve ortalama hız değeri yardımıyla, bu ortalama değerleri sağlayan damlacık çapı dağılımlarının elde edilmesine olanak vermektedir. Bu bölümde, öncelikle maksimum entropi yaklaşımının sprey akışlarına uygulanması durumu için problemin formülasyonu yapılmaktadır. Daha sonra ise, hazırlanan bilgisayar programı yardımıyla elde edilen damlacık çapı dağılımları, yine bu çalışmada elde edilen deneysel sonuçlarla karşılaştırılmaktadır.

6.1 Düzlemsel Levha Şeklindeki Bir Sıvı Elemanının Damlacıklara Ayrılması

Herhangi bir çözüm bölgesi için, Bölüm 3.5'te genel formülasyonu yapılan maksimum entropi yaklaşımının, sprey akışlarına uygulanması durumundaki formülasyonunun nasıl yapılacağı bu bölümde anlatılmaktadır. Formülasyonun çıkarılışında, maksimum entropi oluşumunun ilk olarak sprey akışlarına uygulandığı Sellens (1985)'te verilen yaklaşım esas alınmıştır. Burada, Bölüm 5'te Faz-Doppler interferometresi ölçüm sistemi yardımıyla deneysel olarak elde edilen deneysel sonuçların, teorik olarak elde edilmesinin mümkün olup olmadığının ve maksimum entropi yönteminin su veya KMS için nasıl sonuçlar verdiğinin belirlenmesi amaçlanmaktadır.

Sellens (1985)'te uygulanan maksimum entropi yaklaşımı ile damlacık çapı dağılımlarının yanı sıra, damlacık hızı dağılımları da elde edilmiştir. Bunun için akış sırasında damlacıklara etki eden direnç kuvveti dikkate alınmış ve akış yönünde mesafeye bağlı olarak damlacık hızının nasıl değiştiği hesaplanmıştır. Bu çalışmada hazırlanan bilgisayar programında ise, sadece damlacık çapı dağılımı elde edilmekte, damlacıkların hızlarının mesafeye bağlı değişimi ise değerlendirme dışında bırakılmaktadır.

Burada ele alınan problemde, kararsız bir sıvı elemanının, Şekil 6.1'deki gibi damlacıklara ayrıldığı kabul edilmektedir (Dombrowski ve Johns, 1963).



Şekil 6.1. : Atomizörü terk eden düzlemsel levha şeklindeki kararsız bir sıvının damlacıklara ayrılması (Sellens, 1985).

Şekil 6.1'in solunda gösterilen ve yüzeyinde kararsızlık dalgaları meydana gelen sıvı, atomizörü terk eden ana sıvı kütlesinin sadece küçük bir parçasını oluşturmaktadır. Bölüm 3.3'te ifade edildiği gibi, bu kararsızlık dalgaları, aerodinamik direnç kuvvetlerinin etkisiyle oluşmakta ve genliği artarak devam eden dalgalar koparak ayrılmalara neden olmaktadır. Kopma meydana gelmeden önce, kararsız sıvı yeterince uzayıp ve genişleyerek levha şeklini almaktadır. Bu çalışmada, Sellens (1985)'te kullanılan model esas alınmakta ve kararsız sıvıdan ayrılan ilk sıvı elemanının Şekil 6.1'de gösterildiği gibi, V hızına ve τ kalınlığına sahip, düzlemsel levha şeklinde olduğu kabul edilmektedir. Kendisi de kararsız bir yapıya sahip olan bu kararsız düzlemsel levha, bir dizi parçalanma işlemi sonunda çeşitli sayı ve büyüklükte damlacıklara dönüşmektedir. Bu çalışmada özellikle düzlemsel jet atomizörü ile yapılan deneylerde elde edilen ve Ek A'da verilen akış görüntülerinde, burada tarif edilene benzer bir parçalanma mekanizması oluştuğu gözlenmiştir.

Bu bölümde yapılan formülasyon, V hızına ve τ kalınlığına sahip düzlemsel levhanın parçalanması neticesinde oluşan damlacıkların çap dağılımlarını elde etmeye yöneliktir. Bu nedenle sprey uygulamaları için, maksimum entropi yaklaşımında $d\psi$ ile gösterilen çözüm bölgesi, damlacık çapına ve damlacık hızına bağlı olarak, $d\psi = d\delta_* dv_*$ şeklinde hesaplanmaktadır. Burada δ_* ve v_*, sırasıyla boyutsuz damlacık çapını ve boyutsuz damlacık hızını göstermekte olup,

$$\delta_* = \frac{\delta}{D_{30}} \quad \text{ve} \quad v_* = \frac{v}{V} \tag{6.1}$$

şeklinde tarif edilmektedir. Oluşan her bir damlacığın δ ile gösterilen çapını ve v ile gösterilen hızını boyutsuzlaştırmak için, damlacıkların ortalama hacmını veren damlacık çapı değeri (D_{30}) ve kararsız levhanın başlangıç hızı (V) değeri kullanılmaktadır. Maksimum entropi yaklaşımı yardımıyla damlacık çapı dağılımının elde edilebilmesi, D_{30} değerinin ve damlacıkların ortalama hız değerinin bilinmesi gerekmektedir. Verilen bu ortalama değerleri sağlayan en uygun dağılımın tespit edilebilmesi için, öncelikle damlacık oluşumu sırasında geçerli olan sınırlayıcı denklemlerin, damlacık çapı ve hızına bağlı olarak çıkarılması gerekmektedir. Bu problemdeki sınırlayıcı denklemler, kararsız sıvının damlacıklara dönüşümü sırasında korunması gereken büyüklükler yardımıyla oluşturulmaktadır. Bu çalışmada, Sellens (1985)'te yapılan formülasyon esas alınarak, kütle, momentum, kinetik enerji ve yüzey enerjisi için korunum denklemleri çıkarılmaktadır.

M kütlesine sahip kararsız düzlemsel levhanın N adet damlacığa dönüşmesi sırasında, kütlenin korunumu aşağıdaki gibi yazılabilmektedir.

$$M = \iint_{\psi} N f \frac{\rho \pi \delta^3}{6} d\psi + \text{üretilen kütle} \tag{6.2}$$

Burada dψ büyüklüğündeki bir çözüm bölgesinde yer alan toplam damlacık sayısı, "N f dψ" terimi ile ifade edilmektedir. Denklem 6.2'nin sağ tarafında yer alan "üretilen kütle" ifadesi, buharlaşma ile kütle kaybı gibi durumlarda negatif değer alan bir kaynak terimini göstermektedir. Damlacıkların ortalama hacmını veren damlacık çapı (D_{30}) değerinin tanımı gereği,

$$M = N \frac{\rho \pi D_{30}^{\ 3}}{6} \tag{6.3}$$

denklemi geçerli olmaktadır. Bu ifade, Denklem 6.2'de kütlenin korunumu için yazılan denklemin boyutsuzlaştırılmasında kullanılarak, süreklilik denkleminin boyutsuz hali, aşağıdaki gibi elde edilmektedir.

$$\iint_{\psi} f \, \delta_*^{\,3} \, d\delta_* \, dv_* = 1 + S_m \tag{6.4}$$

Burada S_m, kütle oluşumu teriminin boyutsuzlaştırılmış şeklini göstermektedir. Momentum denklemi için de benzer şekilde aşağıdaki gibi boyutsuzlaştırmaktadır.

$$\iint_{\psi} f\ \delta_*^{\,3} v_*\ d\delta_*\ dv_* = 1 + S_{mv} \qquad \textbf{(6.5)}$$

Burada S_{mv} ile gösterilen boyutsuz momentum kaynak terimi, Sellens (1985)'te sıfırdan farklı bir değerde alınmaktadır. Sellens (1985)'teki formülasyonda, kinetik enerji ve yüzey enerjisi için iki farklı korunum denklemi yazılmaktadır. Kinetik enerjinin korunumu için, damlacıklara dönüşen kararsız levhanın kinetik enerjisinin, damlacıkların kinetik enerjileri toplamına eşit olduğu düşünülmektedir.

$$\iint_{\psi} N f \frac{\rho \pi \delta^3}{6} \frac{v^2}{2} d\psi \ = \ \frac{1}{2} M V^2 + \text{üretilen kinetik enerji} \qquad \textbf{(6.6)}$$

Burada "üretilen kinetik enerji" ifadesi, süreklilik denklemindekine benzer şekilde, kinetik enerji için kaynak terimini göstermektedir. Denklem 6.3 yardımıyla, yukarıdaki kinetik enerji denkleminde boyutsuzlaştırma yapıldığında,

$$\iint_{\psi} f\ \delta_*^{\,3} v_*^{\,2}\ d\delta_*\ dv_* = 1 + S_{ke} \qquad \textbf{(6.7)}$$

şeklinde boyutsuz kinetik enerji korunumu denklemi elde edilmektedir. Burada S_{ke}, kinetik enerji için boyutsuz kaynak terimini göstermektedir. Benzer şekilde yüzey enerjisinin korunumu için de, kararsız levhanın başlangıçtaki toplam yüzey enerjisinin (σ A), damlacıkların yüzey enerjileri toplamına eşit olduğu yazılmaktadır. Damlacıklara dönüşüm işlemi sırasında yüzey geriliminin (σ) sabit kaldığı kabul edildiğinde, toplam yüzey enerjisinin veya toplam yüzey alanının korunumunun aynı anlama geldiği ortaya çıkmaktadır. Başlangıçta levhanın τ kalınlığında bir dikdörtgen prizma şeklinde olduğu kabul edilerek, başlangıçtaki toplam yüzey alanı, bu dikdörtgen prizmanın toplam yüzey alanına eşit olacak şekilde hesaplanmaktadır. Dikdörtgen prizmanın τ kalınlığındaki dört adet küçük yüzeyi ihmal edildiğinde, toplam yüzey alanının, ön ve arka yüzey alanlarının toplamına (A) eşit olduğu ortaya çıkmaktadır. Sıvının yoğunluğu ρ olmak üzere, $M = \rho\ \tau\ A/2$ eşitliği göz önünde bulundurularak, yüzey alanı aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır.

$$A = \frac{2M}{\rho \tau} \qquad \textbf{(6.8)}$$

Böylece yüzey alanının korunumu denklemi aşağıdaki gibi yazılabilmektedir.

$$\iint_{\psi} N\, f\, \pi \delta^2 d\psi \;=\; \frac{2M}{\rho \tau} + \text{üretilen yüzey alanı} \qquad \textbf{(6.9)}$$

Burada "üretilen yüzey alanı" ifadesi, süreklilik, momentum ve kinetik enerji korunumu denklemlerinde olduğu gibi, kaynak terimini göstermektedir. Bu denklemin boyutsuzlaştırılması için, Denklem 6.3 ve 6.8 kullanılarak, yüzey alanı için aşağıdaki boyutsuz denklem yazılabilmektedir.

$$\iint_{\psi} f\ \delta_*^{\,2}\ d\delta_*\, dv_* = \frac{1}{3\tau} + S_s \qquad \textbf{(6.10)}$$

Burada S_s, yüzey alanı için boyutsuz kaynak terimini göstermektedir. Buraya kadar yazılan korunum denklemlerine, boyutsuzlaştırılmış normalizasyon denkleminin ilave edilmesiyle birlikte, sınırlayıcı denklemler aşağıdaki gibi bir arada yazılabilmektedir.

Normalizasyon $$\iint_{\psi} f\ d\delta_*\, dv_* = 1 \qquad \textbf{(6.11)}$$

Yüzey enerjisi $$\iint_{\psi} f\ \delta_*^{\,2}\ d\delta_*\, dv_* = \frac{1}{3\tau} + S_s \qquad \textbf{(6.12)}$$

Süreklilik $$\iint_{\psi} f\ \delta_*^{\,3}\ d\delta_*\, dv_* = 1 + S_m \qquad \textbf{(6.13)}$$

Momentum $$\iint_{\psi} f\ \delta_*^{\,3} v_*\ d\delta_*\, dv_* = 1 + S_{mv} \qquad \textbf{(6.14)}$$

Kinetik enerji $$\iint_{\psi} f\ \delta_*^{\,3} v_*^{\,2}\ d\delta_*\, dv_* = 1 + S_{ke} \qquad \textbf{(6.15)}$$

Yukarıda verilen beş adet sınırlayıcı denklemde, "f" ile gösterilen ihtimal yoğunluk fonksiyonu, Bölüm 3.5'te anlatılan ve λ_0 ile gösterilen Lagrange çarpanları cinsinden aşağıdaki gibi elde edilmektedir.

$$f = \exp\left(-\lambda_0 - \lambda_1 \delta_*^{\,2} - \lambda_2 \delta_*^{\,3} - \lambda_3 \delta_*^{\,3}\, v_* - \lambda_4 \delta_*^{\,3}\, v_*^{\,2}\right) \qquad \textbf{(6.16)}$$

Bu ifade Denklem 3.44'de yerine konularak λ_0 değeri, diğer Lagrange çarpanları cinsinden aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır.

$$\lambda_0 = \ln\left(\iint_{\psi} \exp\left(-\lambda_1 \delta_*^{\,2} - \lambda_2 \delta_*^{\,3} - \lambda_3 \delta_*^{\,3}\, v_* - \lambda_4 \delta_*^{\,3}\, v_*^{\,2}\right) d\delta_* dv_* \right) \quad \textbf{(6.17)}$$

Lagrange çarpanlarının elde edilebilmesi için kullanılacak olan sayısal iterasyon yönteminde, Denklem 3.48'de tarif edilen q_i değerleri aşağıdaki gibi yazılmaktadır.

$$q_0 = \iint_{\psi} f \; d\delta_* \, dv_* - 1 \quad \textbf{(6.18)}$$

$$q_1 = \iint_{\psi} f \; \delta_*^{\,2} \; d\delta_* \, dv_* - \left(\frac{1}{3\tau} + S_s \right) \quad \textbf{(6.19)}$$

$$q_2 = \iint_{\psi} f \; \delta_*^{\,3} \; d\delta_* \, dv_* - \left(1 + S_m\right) \quad \textbf{(6.20)}$$

$$q_3 = \iint_{\psi} f \; \delta_*^{\,3} v_* \; d\delta_* \, dv_* - \left(1 + S_{mv}\right) \quad \textbf{(6.21)}$$

$$q_4 = \iint_{\psi} f \; \delta_*^{\,3} v_*^{\,2} \; d\delta_* \, dv_* - \left(1 + S_{ke}\right) \quad \textbf{(6.22)}$$

Bölüm 3.6'da yapılan formülasyonda verilen adımlar sırasıyla takip edildiğinde, Denklem 3.51'de verilen matris elde edilmektedir. Matris biçiminde yazılan bu denklemin 5x5 boyutundaki katsayılar matrisinde, i ve j = 0, 1, 2, 3 ve 4 şeklinde bağımsız indisler olmak üzere, $\partial q_i / \partial \lambda_j$ biçiminde yirmibeş adet türev terimi yer almaktadır. Bu türev terimlerinin sistematik bir şekilde hesaplanabilmeleri için; k, h_i ve RHS_i şeklinde üç adet değişken aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır.

$$f = \exp(k) \quad \text{olacak şekilde;} \quad k = -\lambda_0 - \lambda_1 \delta_*^{\,2} - \lambda_2 \delta_*^{\,3} - \lambda_3 \delta_*^{\,3}\, v_* - \lambda_4 \delta_*^{\,3}\, v_*^{\,2} \quad \textbf{(6.23)}$$

$$q_i = \iint_{\psi} \exp(k)\, h_i d\delta_* \, dv_* - RHS_i \quad \textbf{(6.24)}$$

Böylece, $\partial q_i / \partial \lambda_j$ şeklinde hesaplanması gereken yirmibeş adet türev terimi için, k, h_i ve RHS_i değişkenleri cinsinden aşağıdaki gibi genel bir ifade yazılabilmektedir.

$$\frac{\partial q_i}{\partial \lambda_j} = \iint_{\psi} \frac{\partial k}{\partial \lambda_j} \exp(k)\, h_i d\delta_* \, dv_* \quad \textbf{(6.25)}$$

Yukarıdaki son üç denklem, Denklem 6.18 ile 6.22 arasında verilen q_i ifadeleriyle karşılaştırıldığında, k değerinin sabit olduğu; h_i, $\partial k / \partial \lambda_j$ ve RHS_i terimlerinin ise, Çizelge 6.1'deki gibi beşer adet farklı değer aldığı görülmektedir.

Çizelge 6.1 : Katsayılar matrisindeki türev terimlerinin ($\partial q_i/\partial \lambda_j$) hesaplanmasında kullanılan yardımcı değişkenlerin listesi.

i	h_i	$\frac{\partial k}{\partial \lambda_j}$	RHS_i	q_i
0	1	-1	1	$\iint_{\psi} f\, d\delta_* dv_* - 1$
1	$\delta_*^{\,2}$	$-\delta_*^{\,2}$	$\frac{1}{3\tau} + S_s$	$\iint_{\psi} f\, \delta_*^{\,2}\, d\delta_* dv_* - \left(\frac{1}{3\tau} + S_s\right)$
2	$\delta_*^{\,3}$	$-\delta_*^{\,3}$	$1 + S_m$	$\iint_{\psi} f\, \delta_*^{\,3}\, d\delta_* dv_* - (1 + S_m)$
3	$\delta_*^{\,3} v_*$	$-\delta_*^{\,3} v_*$	$1 + S_{mv}$	$\iint_{\psi} f\, \delta_*^{\,3} v_*\, d\delta_* dv_* - (1 + S_{mv})$
4	$\delta_*^{\,3} v_*^{\,2}$	$-\delta_*^{\,3} v_*^{\,2}$	$1 + S_{ke}$	$\iint_{\psi} f\, \delta_*^{\,3} v_*^{\,2}\, d\delta_* dv_* - (1 + S_{ke})$

Çizelge 6.1 yardımıyla, katsayılar matrisinde yer alan ve Denklem 6.5'te genel ifadesi verilen herhangi bir türev terimi ($\partial q_i/\partial \lambda_j$), kolaylıkla hesaplanabilmektedir. Örnek olarak, i = 4 ve j = 3 alındığında, $\partial q_4/\partial \lambda_3$ terimi, doğrudan,

$$\frac{\partial q_4}{\partial \lambda_3} = \iint_{\psi} \frac{\partial k}{\partial \lambda_3} \exp(k)\, h_3 d\delta_* dv_* = \iint_{\psi} -f\, \delta_*^{\,6}\, v_*^{\,3}\, d\delta_* dv_* \qquad \textbf{(6.26)}$$

şeklinde yazılabilmektedir. Benzer şekilde her bir türev terimi yazıldığında, denklem takımının aşağıdaki gibi bir matris biçiminde yazılabildiği görülmektedir.

$$\mathbf{J}' \cdot \boldsymbol{\lambda} = -\mathbf{Q}' + \mathbf{J}' \cdot \boldsymbol{\lambda}' \qquad \textbf{(6.27)}$$

Burada $\mathbf{J}'$, Jakobyen matrisini; $\boldsymbol{\lambda}$, bilinmeyenler vektörünü; $\mathbf{Q}'$, Çizelge 6.1'in son sütununda verilen q_i değerlerinden oluşan vektörü göstermektedir. $\mathbf{J}'$ ve $\mathbf{Q}'$ bilindiği için, $\boldsymbol{\lambda}$ ile gösterilen bilinmeyenler vektörünü oluşturan Lagrange çarpanları, herhangi bir matris çözümü yöntemiyle kolaylıkla elde edilebilmektedir. Lagrange çarpanlarının hesaplanmasıyla birlikte ihtimal yoğunluk fonksiyonları da elde edilmiş olmaktadır. Bu işlem belirli bir yakınsama elde edilene kadar iteratif olarak devam ettirilerek çözüm tamamlanmış olmaktadır. Ancak daha önce Bölüm 3.5'te de belirtildiği üzere, bu yöntemle çözüm elde edilirken yakınsama sağlanabilmesi için, her iterasyon adımından sonra, λ_0 değerinin, Denklem 6.17'de verilen normalizasyon koşulu yardımıyla hesaplanması ve çözümde öncelikle normalizasyon şartının sağlanması için çalışılması gerekmektedir.

Yukarıda anlatılan sayısal iterasyon yöntemiyle, belirli bir yakınsama kriterine göre elde edilen Lagrange çarpanları Denklem 6.16'da yerine konularak, hem damlacık hızına hem de damlacık çapına bağlı ihtimal yoğunluk fonksiyonu elde edilmiş olmaktadır. Bu iki boyutlu ihtimal yoğunluk fonksiyonu, damlacık hızı boyutuna göre, sıfırdan en yüksek hız değerine (v_{*m}) kadar integre edilerek damlacık çapına göre ihtimal yoğunluk fonksiyonu değerleri elde edilebilmektedir. Sellens (1985)'te hız için normal dağılım kabul edilerek yapılan bu integrasyon işleminin sonucu, "erf" ile gösterilen hata fonksiyonu cinsinden aşağıdaki gibi ifade edilmiştir.

$$f_\delta = \left(\frac{\pi}{4\lambda_4\delta_*^3}\right)^{1/2} \exp\left(-\lambda_0 - \lambda_1\delta_*^2 - \left(\lambda_2 - \frac{\lambda_3^2}{4\lambda_4}\right)\delta_*^3\right) \times \left[\mathrm{erf}\left(v_{*m}\sqrt{\lambda_4\delta_*^3} + \frac{\lambda_3}{2}\sqrt{\frac{\delta_*^3}{\lambda_4}}\right) - \mathrm{erf}\left(\frac{\lambda_3}{2}\sqrt{\frac{\delta_*^3}{\lambda_4}}\right)\right] \quad \textbf{(6.28)}$$

6.2 Damlacık Çapı Dağılımlarının Deneysel Sonuçlarla Karşılaştırılması

Bu çalışmada, ayrıntıları bir önceki bölümde verilen formülasyona uygun olacak şekilde, Matlab 6.5 yazılımı kullanılarak Ek D'de verilen bilgisayar programı hazırlanmıştır. Bu program yardımıyla, spreyin bir noktasına ait birer adet ortalama damlacık çapı ve ortalama damlacık hızı değerinden yola çıkılarak, o noktadaki her bir çap sınıfının ihtimal yoğunluk fonksiyonu değerleri elde edilmektedir.

Sellens (1985)'te verilen ve bu çalışmada esas alınan formülasyon, düzlemsel jet atomizörüyle oluşturulan spreyler için geçerli olduğundan, bu çalışmada Maksimum Entropi yöntemi ile elde edilen damlacık çapı dağılımları, sadece düzlemsel jet atomizörüyle elde edilen deneysel sonuçlarla karşılaştırılmaktadır. Bölüm 5'te anlatıldığı üzere, bu çalışmada düzlemsel jet atomizörü kullanılarak yapılan damlacık çapı ölçümleri, hem su hem de KMS için, aynı fiziksel koşullar altında gerçekleştirilmiştir. Düzlemsel jet atomizöründe 140 kPa akış basıncı oluşturularak, atomizör çıkışından $x=143d_0$ mesafede ve spreyin merkezinde yapılan bu deneylerde elde edilen damlacık çapı dağılımları, Şekil 5.10'da verilmiştir. Düzlemsel jet atomizörüyle elde edilen damlacık çapı dağılımlarının modellenmesi için, Rosin-Rammler model eğrilerinin kullanılması daha uygun bulunduğu da yine daha önce belirtilmiştir.

Maksimum Entropi yöntemi anlatılırken yapılan formülasyonda, "f" ile gösterilen ihtimal yoğunluk fonksiyonlarının elde edilmesi için, Denklem 6.16'da yer alan Lagrange çarpanlarının (λ_i değerleri) bilinmeleri gerekmektedir. Bu çalışmada Newton-Raphson iterasyon yöntemine göre hazırlanan bilgisayar programında, korunum denklemlerinin çözümünün kararlı hale getirilmesi ve λ_i değerlerinin yakınsaması için, bir düzenleme yapılması gerekmektedir. Bu amaçla, normalizasyon denklemiyle ilişkili olan λ_0 değeri, hem denklem sisteminin çözülmesiyle ($\lambda_{0,hesap1}$), hem de diğer Lagrange çarpanı değerleri cinsinden Denklem 6.17'deki gibi açık olarak hesaplanmak suretiyle ($\lambda_{0,hesap2}$) bulunması gerekmektedir. Bu iki değer arasında,

$$e_{\lambda 0} = \left| \frac{\lambda_{0,hesap1} - \lambda_{0,hesap2}}{\lambda_{0,hesap1}} \right| \qquad \textbf{(6.28)}$$

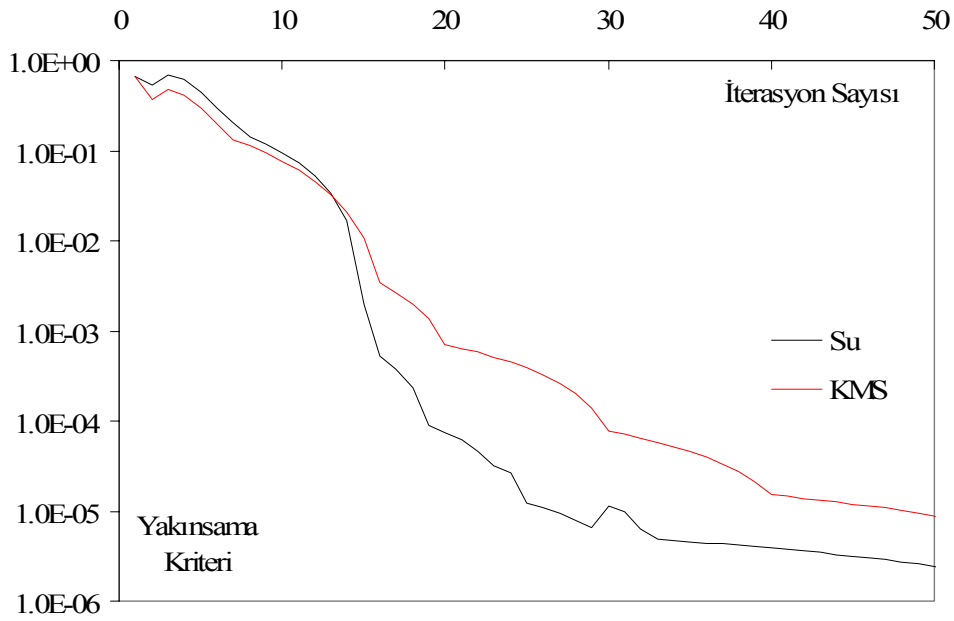
şeklinde hesaplanan bağıl hata değeri azaldıkça, çözümün yakınsadığı görülmektedir. Bu nedenle $e_{\lambda 0}$ değeri, hazırlanan bilgisayar programı için yakınsama kriteri olarak kabul edilmektedir.

Hazırlanan bilgisayar programında, λ_i değerlerinin çözümünü kararlı hale getirmek için, bir sonraki iterasyonda kullanılacak olan değerler ($\lambda_{i,yeni}$), uygun şekilde seçilen katsayı değerleri (c_i) ve bir önceki iterasyonda kullanılan değerler ($\lambda_{i,eski}$) göz önünde bulundurularak aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır.

$$\lambda_{i,yeni} = \lambda_{i,eski} + c_i \cdot (\lambda_{i,yeni} - \lambda_{i,eski}) \qquad \textbf{(6.29)}$$

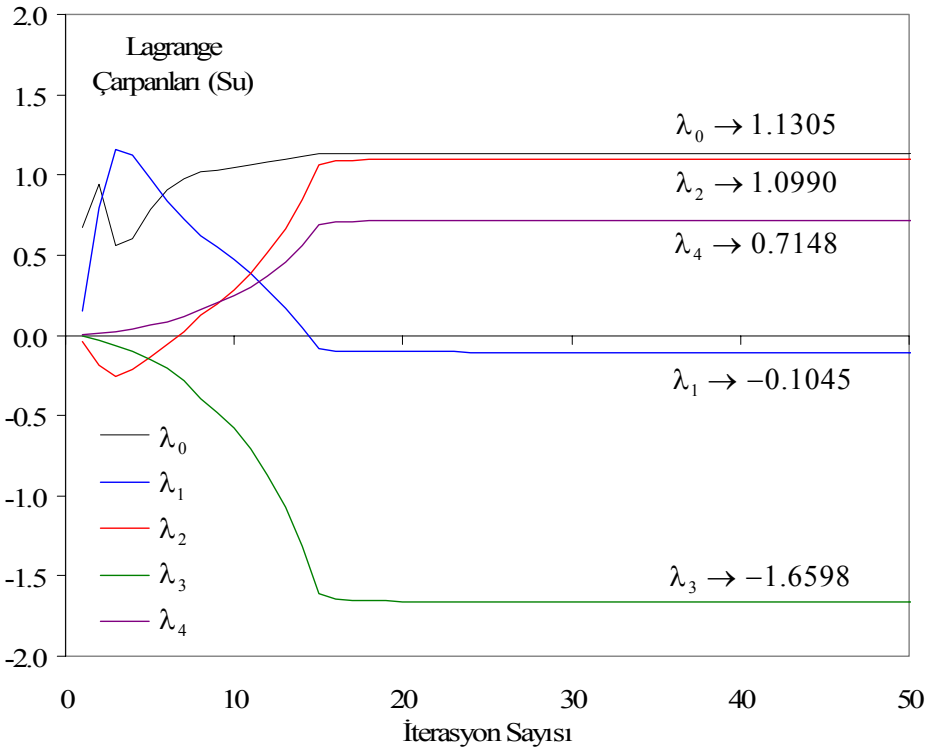
Burada c_i katsayıları, yakınsama kriterinin miktarına göre kademeli olarak değiştirilmekte ve böylece, Şekil 6.2'de görüldüğü üzere, çok az sayıda (50 adet) iterasyonun ardından yakınsama kriteri olarak kabul edilen bağıl hatanın, 1·10−5 değerinin altına düşürülmesi sağlanmaktadır.

Su ve KMS için Maksimum Entropi yöntemiyle elde edilen çap dağılımlarının elde edilmesi sırasında, bilgisayar programında girdi olarak kullanılan en önemli parametre, boyutsuz levha kalınlığı (τ^*) şeklinde tanımlanmaktadır. Bu değer, kararsız sıvı elemanı kalınlığı adıyla Şekil 6.1'de gösterilen büyüklüğün, hacma göre tanımlı ortalama çap değeri (D30) ile boyutsuzlaştırılmasıyla elde edilmektedir. Sellens (1985)'te 0.350 ile 0.400 arasında alınan bu değer, bu çalışmada damlacık çapı dağılımların elde edilmesi sırasında $\tau^* = 0.425$ değerinde alınmıştır.

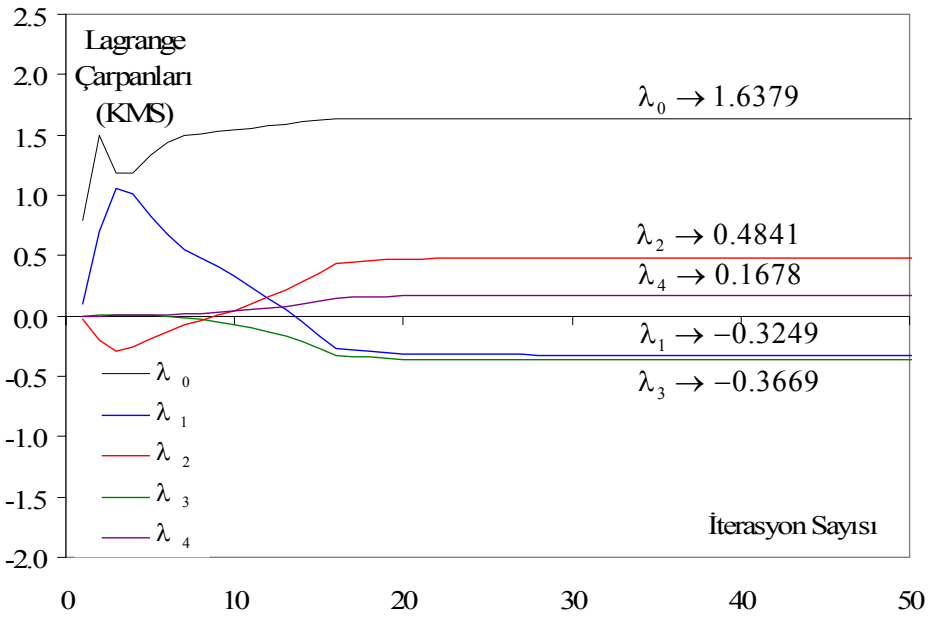


Şekil 6.2. : İki farklı şekilde hesaplanan λ_0 değeri arasındaki bağıl hatanın (yakınsama kriteri), iterasyon sayısıyla değişimi.

Bilgisayar programında, Şekil 6.2'deki yakınsamanın elde edildiği hesaplamalar sonucunda, su ve KMS için Lagrange çarpanları, sırasıyla Şekil 6.3 ve Şekil 6.4'teki gibi belirli değerlere yakınsamaktadır. 50 adet iterasyon sonucunda elde edilen λ_i değerlerinin yakınsadığı bu değerler, şekiller üzerinde belirtilmiştir.

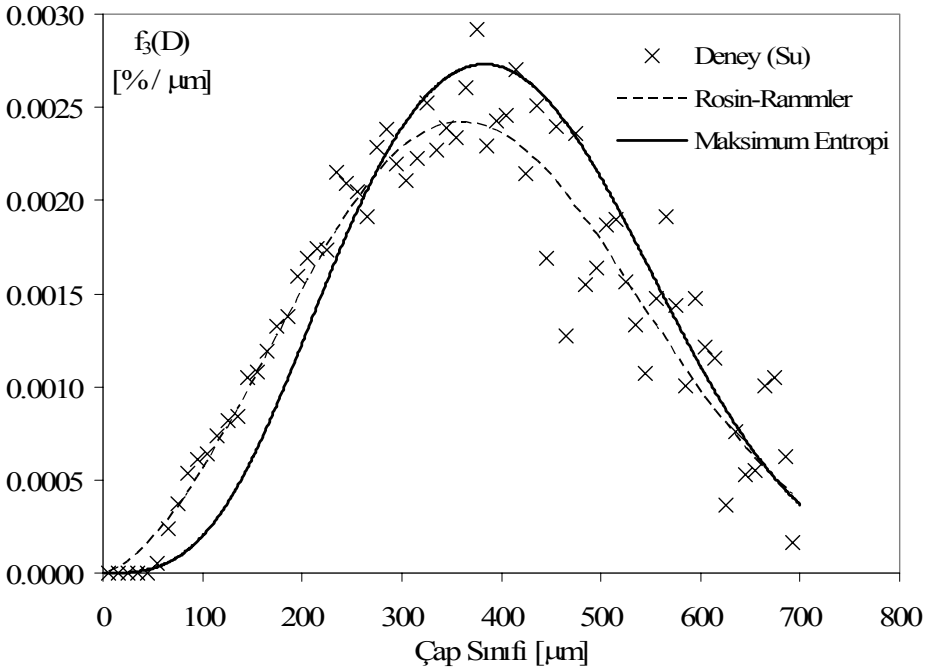


Şekil 6.3. : Su için, Maksimum Entropi yöntemiyle elde edilen Lagrange çarpanı değerlerinin, iterasyona bağlı değişimi.

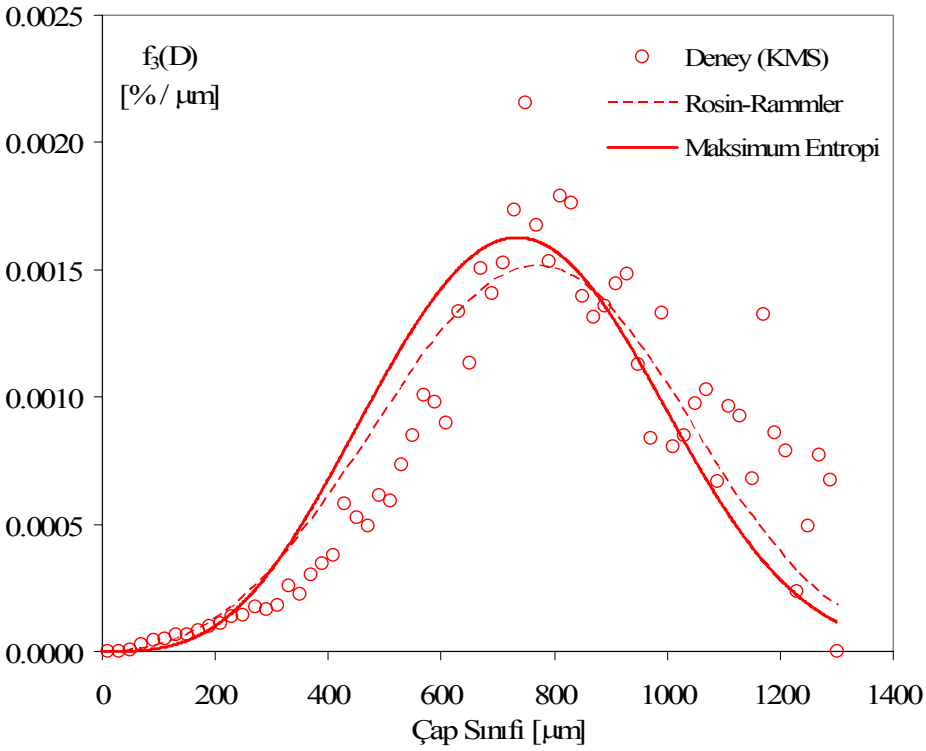


Şekil 6.4. : KMS için, Maksimum Entropi yöntemiyle elde edilen Lagrange çarpanı değerlerinin, iterasyona bağlı değişimi.

Bilgisayar programı yardımıyla elde edilen Lagrange çarpanları, Denklem 6.28 yardımıyla doğrudan damlacık çapı dağılımlarının elde edilmesine olanak vermektedir. Bu şekilde Maksimum Entropi yöntemiyle elde edilen damlacık çapı dağılımları, su ve KMS için, sırasıyla Şekil 6.5 ve Şekil 6.6'da, Faz/Doppler ölçüm sonuçlarıyla ve Rosin-Rammler model eğrileriyle karşılaştırılmaktadır. Her iki akışkan için de, deneysel olarak ve Maksimum Entropi yöntemiyle teorik olarak elde edilen damlacık çapı dağılımları arasında, belirli çap sınıflarında iyi bir uyum olduğu, belirli bölgelerde ise önemli farklar olduğu söylenebilmektedir. Özellikle küçük çap sınıfı değerlerinde, Maksimum Entropi yöntemiyle elde edilen dağılımın, deneysel sonuçlarla, Rosin-Rammler model eğrisine kıyasla daha iyi bir uyum sağladığı görülmektedir. Bunun dışındaki bölgelerde Rosin-Rammler model eğrisi deneysel sonuçları daha iyi temsil etmektedir. Yine de, Rosin-Rammler model eğrisinin oluşturulmasında deneysel verilerin tamamının kullanılmış olduğu, Maksimum Entropi dağılımlarının ise, sadece birer adet ortalama hız ve ortalama çap değerinden yola çıkılarak oluşturulmuş olduğu göz önünde bulundurulduğunda, Maksimum Entropi yönteminin çok az sayıdaki veri ile oldukça yakın bir sonuç verdiği sonucu çıkarılabilmektedir.



Şekil 6.5. : Su için, deneysel olarak ve Maksimum Entropi yöntemiyle elde edilen sonuçların karşılaştırılması.



Şekil 6.6. : KMS için, deneysel olarak ve Maksimum Entropi yöntemiyle elde edilen sonuçların karşılaştırılması.

7. SONUÇLAR

Bu çalışmada, Newton tipi olan ve olmayan birer adet temsili akışkan (su ve KMS) için, dört farklı atomizör kullanılarak ve akış koşulları değiştirilerek oluşturulan spreyler arasındaki farklılıklar ortaya çıkarılmış ve bu farklılıklara yol açan sebepler literatürde yer alan bilgiler ışığında ortaya konulmuştur. Temsili akışkanların fiziksel özellikleri arasındaki tek farkın viskozite olması sayesinde, aynı fiziksel koşullarda su ve KMS için yapılan deneylerde farklı sonuçlar ortaya çıkması, incelen akışkanların viskozite davranışlarındaki çeşitli farklılıklara dayanarak açıklanmıştır.

Deneysel çalışmalar sırasında, su ve KMS için elde edilen sonuçlar arasındaki farklılıklar, Bölüm 4 ve Bölüm 5'te, kullanılan her bir atomizör türü için ayrı başlıklar altında ayrıntılı olarak anlatılmıştır. Elde edilen akış görüntüleri ve çap dağılımı grafikleri bu bölümde tekrar edilmemekle birlikte, su ve KMS spreyleri arasında farklılıklara yol açan genel sebepler açıklanmıştır. Özellikle, ileride yapılacak benzer çalışmalara ve atomizör tasarımına yön verecek sonuçlara yer verilmiştir.

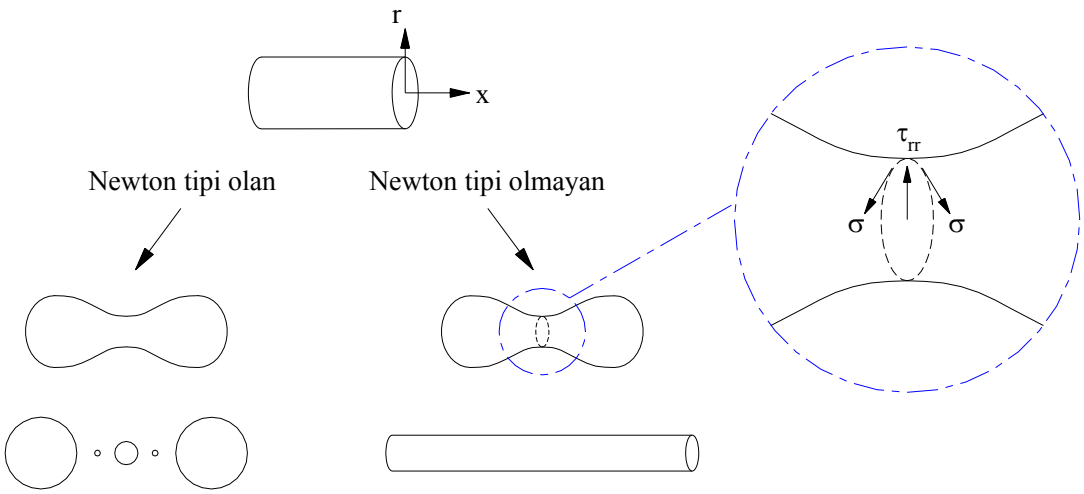
7.1 Ligament Oluşumunun Nedenleri

Deneysel çalışmalar kapsamında, öncelikle yüksek hızlı kamera çekimleri yardımıyla akış içerisindeki parçalanma ve damlacıklara dönüşümün meydana geldiği bölümler incelenmiştir. Niteliksel gözlem amacıyla kullanılan bu akış görüntüleri, kullanılan dört ayrı atomizör türüne (silindirik jet, düzlemsel jet, döngülü atomizör ve pnömatik atomizör) ve değiştirilen akış koşullarına (basınçlı sıvı atomizörleri için sıvı basıncı, pnömatik atomizör için hava/sıvı kütle debisi oranı) göre Ek A'da verilmiştir. Su ve KMS için, aynı fiziksel koşullarda elde edilen yaklaşık 40 adet görüntü çifti arasındaki farklar, Bölüm 4'te, kullanılan her bir atomizör için ayrı birer başlık altında ayrıntılı olarak yorumlanmıştır. İkinci aşamadaki deneylerde ise, Faz-Doppler İnterferometresi ölçüm sistemiyle spreyin belirli bir noktasındaki damlacık hızı ve çap değerleri elde edilmiştir. Silindirik jet atomizörü dışındaki üç ayrı atomizör ile gerçekleştirilen bu ölçümlerin sonuçları grafikler halinde Ek C'de verilmiş ve kullanılan atomizör türüne göre ayrı başlıklar altında Bölüm 5'te değerlendirilmiştir.

Genel olarak, atomizörlerde yüksek akış hızları kullanıldığında, ya da pnömatik atomizör için hava debisi yüksek seçildiğinde, su ve KMS spreyleri arasındaki farkların azaldığı gözlenmiştir. Bunun nedeni, şekil değiştirme hızının artmasına bağlı olarak, KMS çözeltisinin viskozitesinin suyunkine yaklaşmasıdır. Bununla birlikte sprey akışlarında, özellikle de basınçlı sıvı atomizörleriyle oluşturulan spreylerde, atomizörü terk eden kararsız sıvı kütlesinin sprey akış eksenine dik doğrultuda genişlemesi gerekmektedir. Bu noktada, uzama hızıyla doğru orantılı olarak artan ve bu yönüyle kayma viskozitesinin tam tersi bir özellik sergileyen uzama viskozitesi, sıvı yüzeyinin genişlemesini engelleyen direnç kuvvetleri meydana getirir. Mun ve diğ. (1999) tarafından sprey açısını olumsuz etkileyen en önemli etken olarak değerlendirilmiş olan bu etki, bazı çalışmalarda da pekleşme (strain-hardening) şeklinde adlandırılmıştır (Christianti ve Walker, 2001 ve 2006). Bu çalışmada düzlemsel jet ve döngülü jet atomizörleri kullanılarak oluşturulan KMS spreylerinde, su ile aynı sprey açısının elde edilebilmesi için, pekleşme etkisi yüzünden, daha yüksek sıvı basıncı değerlerinin kullanılması gerektiği gözlenmiştir.

Basınçlı sıvı atomizörlerinde, KMS çözeltisi daha yüksek bir sıvı basıncında ve su ile aynı sprey açısı oluşturulacak şekilde püskürtülse dahi, KMS damlacıklarının su damlacıklarından daha büyük olduğu görülmüştür. Ayrıca, su ile elde edilen spreylerde hızlı bir şekilde damlacıklara dönüşerek kaybolan ligamentlerin, KMS spreylerinde çap dağılımını olumsuz etkileyecek bir süre boyunca varlığını sürdürdüğü gözlenmiştir. Bu nedenle, özellikle basınçlı sıvı atomizörlerinde, akış şartları ayarlanmak suretiyle, su ve KMS arasında tam bir benzeşim sağlanmasının mümkün olmadığı ortaya çıkmıştır. Bunun temel nedeni, Newton tipi olmayan bir sprey içerisinde, viskozitenin şekil değiştirme hızına göre farklı değerler almasıdır.

Newton tipi olmayan kararsız bir ligamentin gelişiminin Şekil 7.1'deki gibi olduğu ele alındığında, ligamentin inceldiği boyun kısmında, "x" doğrultusunda uzama gerçekleşirken, "r" ile gösterilen normal doğrultuda da "τ_{rr}" şeklinde ve incelmeye karşı koyan yönde bir gerilmenin oluşması söz konusudur. Bu durum, Weissenberg etkisi gibi, Newton tipi olmayan akışkanlara özgü bazı olguların açıklanmasında yarar sağlamaktadır. Boyun kısmındaki uzama sırasında, radyal yönde sıvının dışa doğru genişlemesine çalışan bu gerilme, "σ" ile gösterilen yüzey gerilimi kuvvetlerinin ligamenti bölmesine ve ligamentin damlacıklara dönüşmesine karşı koyan bir etki yaratmaktadır.



Şekil 7.1 : İkincil akış doğrultusundaki gerilmelerin ligament oluşumuna etkisi.

Şekil 7.1'de τ_{rr} ile gösterilen normal doğrultudaki gerilme kuvvetinin, kayma viskozitesinde olduğu gibi, şekil değiştirme hızı azaldığında arttığı bilinmektedir (Bird ve diğ., 2002). Ligamentin uzama yönündeki şekil değiştirme hızı değerinin (uzama hızı), sprey eksenindeki akış hızına göre düşük olması nedeniyle de, söz konusu gerilme kuvvetleri ligamentin kopmasını engelleyebilecek düzeye çıkmaktadır. Bu nedenle, Newton tipi olmayan akışlarda, ligamentlerin parçalanması gecikmektedir. Newton tipi ligamentlerde ise, normal doğrultuda herhangi bir gerilme değeri söz konusu olmadığından, ligamentin boyun kısmındaki yüzey gerilimi kuvvetlerinin etkisiyle hızlı bir bölünme gerçekleşmektedir.

Literatürde sprey akışlarının sayısal yöntemlere dayalı çözümleri Newton tipi akışkanlarla sınırlıdır. Bunun en önemli sebebi, Newton tipi olmayan akışkanlarda şekil değiştirme hızına göre değişen, kayma viskozitesi, uzama viskozitesi, ikincil akış doğrultusundaki gerilmeler gibi farklı kavramların yer almasıdır. Sprey akışının hangi aşamasında hangi kavramın ön plana çıktığının bilinmesi, Newton tipi olmayan akışkanlar için de sayısal yöntemleri kolaylaştıracak bir adım olarak görülmektedir. Dolayısıyla, bu çalışmada ligamentin kopmasına yönelik olarak yukarıda açıklanan hususlar, sayısal çözümlemeler sırasında Newton tipi olmayan spreylerin modellenmesi için yarar sağlayacaktır.

7.2 Atomizör Seçimine ve Tasarımına Yönelik Çıkarımlar

KMS ile oluşturulan spreylerde ligament oluşumu, ancak pnömatik atomizör gibi daha gelişmiş tasarımlarının ve yüksek hava/sıvı kütle debisi oranı değerlerinin kullanılmasıyla engellenebilmiştir. Sprey deneylerinde kullanılan pnömatik atomizör, Newton tipi olmayan akışkanlar için endüstride yaygın olarak kullanılan bir atomizör türüdür. Bununla birlikte, daha basit bir yapıda olan basınçlı sıvı atomizörlerinin bu çalışmadaki deneylerde kullanılması, su ve KMS için düşük hızlardaki parçalanma mekanizmaları arasındaki farkların nedenlerinin anlaşılmasına yardımcı olmuştur.

Sprey içerisindeki bir ligament, toplam hacımları ligamentinkiyle aynı olan bir dizi küresel damlacığa oranla daha düşük bir yüzey alanına sahiptir. Bu nedenle ligament oluşumu, birçok sprey uygulamasında malzeme kaybına yol açan ve istenmeyen bir durumdur. Daha önce de belirtildiği gibi, Newton tipi olmayan akışkanlarda ligament oluşumunu önlemek için, tek başına akışkan basıncının artırılmasının yeterli olmadığı, daha iyi bir atomizör tasarımının kullanılması gerektiği gözlenmiştir. Akışkan basıncının artırılması, atomizör çıkışına kadar olan şekil değiştirme hızını artırdığı halde, ana sıvı kütlesinden kopan ve damlacıklara dönüşmesi beklenen sıvı elemanların içerisindeki hız gradyeni değerlerini yeterince artıramamaktadır. Bu tür bir sonuç elde edebilmek için ise, kararsız sıvı elemanının atomizörü terketmesinden sonra, sıvı kütlesi üzerinde yerel olarak şekil değiştirmelere sebep olan ve damlacıklara dönüşümü kolaylaştıran kütle kuvvetleri oluşturulmalıdır.

Bu çalışmada kullanılan pnömatik atomizörde, atomizörden çıkan sıvı kütlesi üzerine karşılıklı iki yönden çarpan hava jetleri tatbik edilerek, bir parçalama etkisi meydana getirilmektedir. Pnömatik atomizörle yapılan deneylerde, KMS spreyi içerisinde ligament oluşumunun azaldığı ve damlacık çaplarının aynı koşullardaki su spreyindekilerle aynı mertebede olduğu görülmüştür. Atomizör çıkışından sonraki kararsız sıvı kütlesine manyetik alan ya da merkezgaç kuvvet gibi farklı kütle kuvveti etkilerinin uygulandığı gelişmiş atomizör tasarımları kullanıldığında, pnömatik atomizörde olduğu gibi, Newton tipi olmayan akışkanlardaki ligament oluşumunun engellendiği ve küresel damlacıkların elde edilebildiği görülecektir. Bu sonuç, yüksek viskoziteli akışkanlarda bu prensibe göre çalışan; pnömatik, elektrostatik, dönel, akustik, ultrasonik ve kabarcıklı atomizör gibi atomizör türlerinin tercih edilmesinin sebebini de açıklamaktadır. Tüm bu atomizörlerde, sıvı kütlesini parçalayan kütle kuvveti, atomizörden çıkıldıktan sonra uygulanmaktadır.

7.3 Damlacık Çapı Dağılımlarının Teorik Olarak Modellenmesi

Uygulama alanı sadece sprey akışlarıyla sınırlı olmayan Maksimum Entropi Yaklaşımı (Sellens, 1985) adlı teorik yöntemin, farklı konulardaki araştırma çalışmalarına da katkı sağlayacağı düşünülmüştür. Bu nedenle bu yöntemin genel formülasyonu Bölüm 3.6'da, düzlemsel jet atomizörüyle elde edilen sprey akışlarına uygulanması ise Bölüm 6'da ayrıntılı olarak anlatılmıştır.

Bu çalışma kapsamında hazırlanan ve Ek D'de verilen bilgisayar programı yardımıyla, damlacık çapı dağılımlarının teorik olarak elde edilmesini sağlayan bu ilginç yaklaşım, deneylerden elde edilmesi gereken birer adet ortalama hız ve çap değerinin kullanımını gerektirmektedir. Düzlemsel jet atomizörüyle yapılan deneylerden elde edilerek programa girilen birer adet ortalama çap ve hız değeri yardımıyla, hem su hem de KMS için, damlacık çapı dağılımlarının büyük bir yaklaşıklıkla modellenmesine olanak sağlanmıştır (Şekil 6.5 ve 6.6).

KAYNAKLAR

Albrecht, H.E., Borys, M., Damaschke, N. ve Tropea, C., 2003. *Laser doppler and phase doppler measurements*, Springer.

Aliseda, A., Hopfinger, E.J., Lasheras, J.C., Kremer, D.M., Berchielli, A. ve Connolly, E.K., 2008. Atomisation of viscous and non-Newtonian liquids by coaxial, high-speed gas jet. Experiments and droplet size modelling, *International Journal of Multiphase Flow,* **34**, 161-175.

Altimira, M., Rivas, A., Larraona, G.S., Anton, R. ve Ramos, J.C., 2009. Characterization of fan spray atomizers through numerical simulation, *International Journal of Heat and Fluid Flow,* **30**, 339-355.

Arcoumanis, C., Whitelaw, D.S. ve Whitelaw, J.H., 1996. Breakup of droplets of Newtonian and non-Newtonian fluids, *Atomization and Sprays,* **6**, 245-256.

Arcoumanis, C., Khezzar, L., Whitelaw, D.S. ve Warren, B.C.H., 1994. Breakup of Newtonian and non-Newtonian fluids in air jets, *Experiments in Fluids,* **17**, 405-414.

Artium Technologies Inc., 2008. *PDI-200 MD User manual, operation of the phase doppler interferometer (PDI) for spray drop size and velocity measurement*, California.

Ayres, D., Caldas, M., Semiao, V. ve Carvalho, M.G., 2001. Prediction of the droplet size and velocity joint distribution for sprays, *Fuel,* **80**, 383-394.

Babinsky, E. ve Sojka, P.E., 2001. Predicting drop size distributions from first principles for non-Newtonian fluids, *Atomization and Sprays,* **11**, 597-617.

Babinsky, E. ve Sojka, P.E., 2002. Modeling drop size distributions, *Progress in Energy and Combustion Science,* **28**, 303-329.

Bachalo, W.D., 1980. Method for measuring the size and velocity of spheres by dual-beam light scatter interferometry, *Applied Optics*, **19**/3, 363-370.

Bachalo, W.D., 1999. Optical Diagnostics of particles and Droplets, *Lecture Series,* **VKI LS 1999-01**, Von Karman Institute, Belçika.

Bachalo, W.D. ve Houser, M.J., 1984. Phase doppler spray analyzer for simultaneous measurements of drop size and velocity distributions, *Optical Engineering,* **23**/3, 583-590.

Balık, G., 2006. Non-Newtonian spray atomization, *Diploma Kursu Proje Raporu,* **VKI PR 2006-02**, Von Karman Institute, Belçika.

Bayvel, L., 1985. An analysis of drop size distribution data to obtain the "best" fit to standard distributions and distribution parameters, *Atomization and Spray Technology,* **1**, 3-20.

Bayvel, L. ve Orzechowski, Z., 1993. *Liquid atomization,* Taylor & Francis.

Bird, R.B., Stewart, W.E. ve Lightfoot, E.N., 1960. *Transport phenomena,* Wiley.

Bird, R.B., Stewart, W.E. ve Lightfoot, E.N., 2002. *Transport phenomena,* Wiley.

Brinson, H.F. ve Brinson, L.C., 2008. *Polymer engineering science and viscoelasticity, an introduction,* Springer.

Boeck, T., Li, J., Pages, E.L., Yecko, P., ve Stephane, Z., 2008: Ligament formation in sheared liquid-gas layers, *Theor. Comput.Fluid Dyn.,* **21**, 59-76.

Bohdanecky, M. ve Kovar, J., 1982. *Viscosity of polymer solutions,* Elsevier.

Chen, W., Chang, S.Y., Kiang, S., Early, W., Paruchuri, S. ve Desai, D., 2008. The measurement of spray quality for pan coating processes, *J. Pharm. Innov.,* **3**, 3-14.

Chhabra, R.P., 2006. *Bubbles, drops and particles in non-Newtonian fluids,* Taylor and Francis.

Christanti, Y., ve Walker, L.M., 2001. Surface tension driven jet break up of strain-hardening polymer solutions, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.,* **100**, 9-26.

Christanti, Y., ve Walker, L.M., 2006. Quantifying air atomization of viscoelastic fluids through fluid relaxation times, *Atomization and Sprays,* **16**, 777-790.

Cousin, J., ve Dumouchel, C., 1996. Effects of viscosity on the linear instability of a flat liquid sheet, *Atomization and Sprays,* **6**, 563-576.

Cousin, J., Yoon, S.J. ve Dumouchel, C., 1996. Coupling of classical linear theory and maximum entropy formalism for prediction of drop size distribution in sprays: application to pressure swirl nozzles, *Atomization and Sprays,* **6**, 601-622.

Dirking, T., Willenbacher, N. ve Boggs, L., 2001. Elongational flow behavior of automative coatings and its relation to atomization and mottling, *Progress in Organic Coatings,* **42**, 59-64.

Dobre, M. ve Bolle, L., 1998. Theoretical prediction of ultrasonic spray characteristics using the maximum entropy formalism, *ILASS-Europe'98,* Manchester, İngiltere, 6-8 Temmuz.

Dobre, M. ve Bolle, L., 2001. Tsallis generalized entropy and maximum entropy formalism for spray drops size distribution function prediction, *ILASS-Europe 2001,* Zurih, İsviçre, 2-6 Eylül.

Dombrowski, J.K. ve Johns, W.R., 1963. The aerodynamic instability and disintegration of viscous liquid sheets, *Chem. Eng. Sci,* **18**, 203-214.

Dumouchel, C., 2008. On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams, *Experiments in Fluids,* **45**, 371-422.

Dumouchel, C. ve Boyaval, S., 1999. Use of maximum entropy formalism to determine drop size distribution characteristics, *Part. Part. Syst. Charact.,* **16**, 177-184.

Dumouchel, C. ve Malot, H., 1999. Development of a three-parameter volume based spray drop size distribution through the application of the maximum entropy formalism, *Part. Part. Syst. Charact.,* **16**, 220-228.

Dumouchel, C., Cousin, J. ve Triballier, K., 2005. On the role of the liquid flow characteristics on low-Weber-number atomiztion processes, *Experiments in Fluids,* **38**, 637-647.

Durst, F., 2008. *Fluid mechanics, an introduction to the theory of fluid flows,* Springer.

Ergüngör, Z., Manke, C.W. ve Güları, E., 2001. Atomisation and elongational viscosity of associating triblock copolymer solutions, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.,* **97**, 159-167.

Frohn, A. ve Roth, N., 2000. *Dynamics of droplets,* Springer.

Guildenbecher, D.R., Riviera, C.L. ve Sojka, P.E., 2009. Secondary atomization, *Experiments in Fluids,* **46**, 371-402.

Haenlein, A., 1932. Disintegration of a liquid jet, **NACA TN 659**.

Hariharan, P., 2003. *Optical interferometry*, Elsevier Academic Press.

Harris, J., 1977. *Rheology and non-Newtonian flow,* Longman.

Harrison, M., Mun, R., Cooper, G. ve Boger, D.V., 1999. A note on the effect of polymer rigidity and concentration on spray atomisation, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.,* **85**, 93-104.

Iliuta, I. ve Thyrion, F.C., 1997. Flow regimes, liquid holdups and two-phase pressure drop for two-phase cocurrent downflow and upflow through packed beds: air/Newtonian and non-Newtonian liquid systems, *Chemical Engineering Science,* **52**, 4045-4053.

Jones, D.M., Walters, K. ve Williams, P.R., 1987. On the extensional viscosity of mobile polymer solutions, *Rheol. Acta.,* **26**, 20.

Lasheras, J.C., Villermaux, E. ve Hopfinger, E.J., 1998. Break-up and atomization of a round water jet by a high-speed annular air jet, *Journal of Fluid Mechanics,* **357**, 351-379.

Lebas, R., Menard, T., Beau, P.A., Berlemont, A. ve Demoulin, F.X., 2009. Numerical Simulation of primary break-up and atomization: DNS and modelling study, *International Journal of Multiphase Flow,* **35**, 247-260.

Lefebvre, A.H., 1989. *Atomization and sprays,* Taylor & Francis.

Li, X., Chin, L.P., Tankin, R.S., Jackson, T., Stutrud, J. ve Switzer, G., 1991. Comparison between experiments and predictions based on maximum entropy for sprays from a pressure atomizer, *Combustion and Flame,* **86**, 73-89.

Li, Z., Brenn, G. ve Durst, F., 1998. Linear analysis of the instability of two-dimensional non-Newtonian liquid sheets, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.,* **78**, 133-166.

Mayer, W.O.H. ve Branam, R., 2004. Atomization characteristics on the surface of a round liquid jet, *Experiments in Fluids,* **36**, 528-539.

Mugele, R.A. ve Evans, H.D., 1951. Droplet size distributions in sprays, *Ind.Eng.Chem.,* **43**/6, 1317-1324.

Mun, R., Young, B.W. ve Boger, D.V., 1999. Atomisation of dilute polymer solutions in agricultural spray nozzles, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.,* **83**, 163-178.

Nasr, G.G., Yule, A.J. ve Bendig, L., 2002. *Industrial sprays and atomization,* Springer.

Ohnesorge, W., 1936. Formation of drops by nozzles and the break-up of liquid jets, *Z. Angew. Math. Mech.,* **16**, 355-358.

Oliveira, M.S.N., Yeh, R. Ve McKinley, G.H., 2006. Iterated streching, extensional rheology and formation of beads-on-a-string structures in polymer solutions, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.,* **137**, 137-148.

Park, G.Y. ve Harrison, G.M., 2008. Effects of Elasticity on the spraying of a non-Newtonian fluid, *Atomization and Sprays,* **18**, 243-271.

Park, H. ve Heister, S.D., 2006. A numerical study of primary instability on viscous high-speed jets, *Computers and Fluids,* **35**, 1033-1045.

Petrie, C.J.S., 2006. One hundred years of extensional flow, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.,* **137**, 1-14.

Rayleigh, J.S.W., 1878. On the stability of jets, *Proc. London Math. Soc.,* **10**, 4-13.

Reitz, R.D., 1978. Atomization and other breakup regimes of a liquid jet, *Doktora Tezi*, Princeton University, ABD.

Renardy, M., 2002. Similarity solutions for jet breakup for various models of viscoelastic fluids, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.,* **78**, 133-166.

Rosin, P. ve Rammler, E., 1933. The laws governing the fineness of powdered coal, *J.Inst.Fuel,* **7**, 29-36.

Sadhal, S.S., Ayyaswamy, P.S. ve Chung, J.N., 1996. *Transport phenomena with drops and bubbles,* Springer.

Sellens, R.W., 1985. A prediction of the droplet size and velocity distribution in a spray from first principles, *Yüksek Lisans Tezi,* University of Waterloo, Kanada.

Sellens, R.W., 1987. Drop size and velocity distributions in sprays, a new approach based on the maximum entropy formalism, *Doktora Tezi,* University of Waterloo, Kanada.

Sellens, R.W. ve Brzustowski, T.A., 1986. A simplified prediction of droplet velocity distributions in a spray, *Combustion and Flame,* **65**, 273-279.

Senecal, P.K., Schmidt, D.P., Nouar, I., Rutland, C.J., Reitz, R.D. ve Corradini, M.L., 1999. Modeling high speed viscous liquid sheet atomization, *International Journal of Multiphase Flow,* **25**, 1073-1097.

Shannon, C., 1949. *The mathematical theory of communication,* University of Illinois Press, Urbana.

Shavit, U., 2001. Gas-liquid interaction in the liquid breakup region of twin-fluid atomization, *Experiments in Fluids,* **31**, 550-557.

Sou, A., Hosokawa, S. ve Tomiyama, A., 2007. Effects of cavitation in a nozzle on liquid jet atomization, *International Journal of Heat and Mass Transfer,* **50**, 3375-3582.

Souza, R.L.G., 2005. Flow of taylor bubbles rising in stagnant non-Newtonian fluids, *Doktora Tezi,* University of Porto, Portekiz.

Thompson, J.C., ve Rothstein, J.P., 2007. The atomization of viscoelastic fluids in flat-fan and hollow-cone spray nozzles, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.,* **147**, 11-22.

Tribus, M., 1961. *Thermostatics and thermodynamics*, D.Van Nostrand Company, Inc., New Jersey-Princeton.

Tribus, M., 1969. *Rational descriptions, decisions and designs*, Pergamon Press, New York.

Trouton, F.T., 1906. The coefficient of viscous traction and its relation to that of viscosity, *Proc. Roy. Soc.,* **A77**, 426.

Url-1 <*http://www.spray.com/cat70m/index.html*>, alındığı tarih 30.01.2009.

Vais, A.E., Palazoğlu, T.K., Sandeep, K.P. ve Daubert, C.R., 2002. Rheological characterization of CarboxyMethylCellulose solution under aseptic processing conditions, *Journal of Food Processing Engineering,* **25**, 41-61.

Van Der Geld, C.W.M. ve Vermeer, H., 1994. Prediction of drop size distributions in sprays using the maximum entropy formalism: The effect of satellite formation, *Int. J. of Multiphase Flows,* **20/2**, 363-381.

Vision Research, Inc., 2004. *Phantom camera control software documentation, Rev.606*.

Weber, C., 1931. Disintegration of liquid jets, *Z. Angew. Math. Mech.,* **11**/2, 136-159.

Xing, J.H., Soucemarianadin, A. ve Attane, P., 1994. Experimental Study of the breakup of viscoelastic fluid jets, *ICLASS-94,* 63-71, Rouen, Fransa, Temmuz.

Zeoli, N. ve Gu, S., 2008. Computational validation of an isentropic plug nozzle design for gas atomization, *Computational Materials Science,* **42**, 245-258.

Zhengbai, L., Brenn, G. ve Durst, F., 1998. Linear analysis of the instability of two-dimensional non-Newtonian liquid sheets, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.,* **78**, 133-166.

EKLER

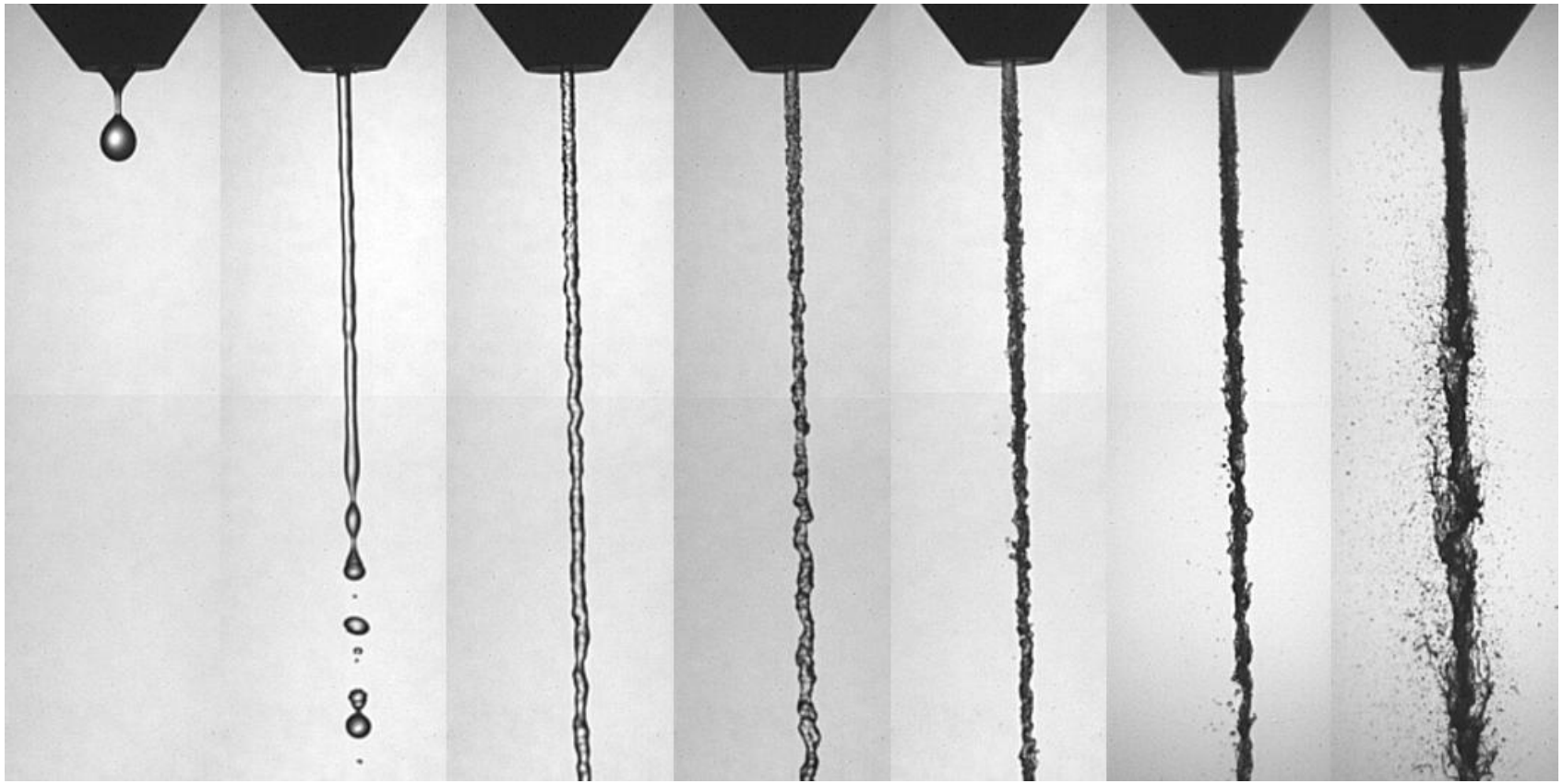
EK A : Su ve KMS çözeltilerinin herbiri için, dört ayrı atomizör çıkışında, akışkanın parçalanmasından elde edilen akış görüntüleri

EK B : Deneysel verilerin işlendiği ve Log-Normal ya da Rosin-Rammler model eğrilerinin oluşturulduğu bilgisayar programı (Program dosyası CD ekinde yer almaktadır)

EK C : Su ve KMS çözeltilerinin herbiri için, üç ayrı atomizörle oluşturulan spreylerin belirli noktalarında, damlacıkların hız ve çap dağılımlarının gösterildiği grafikler

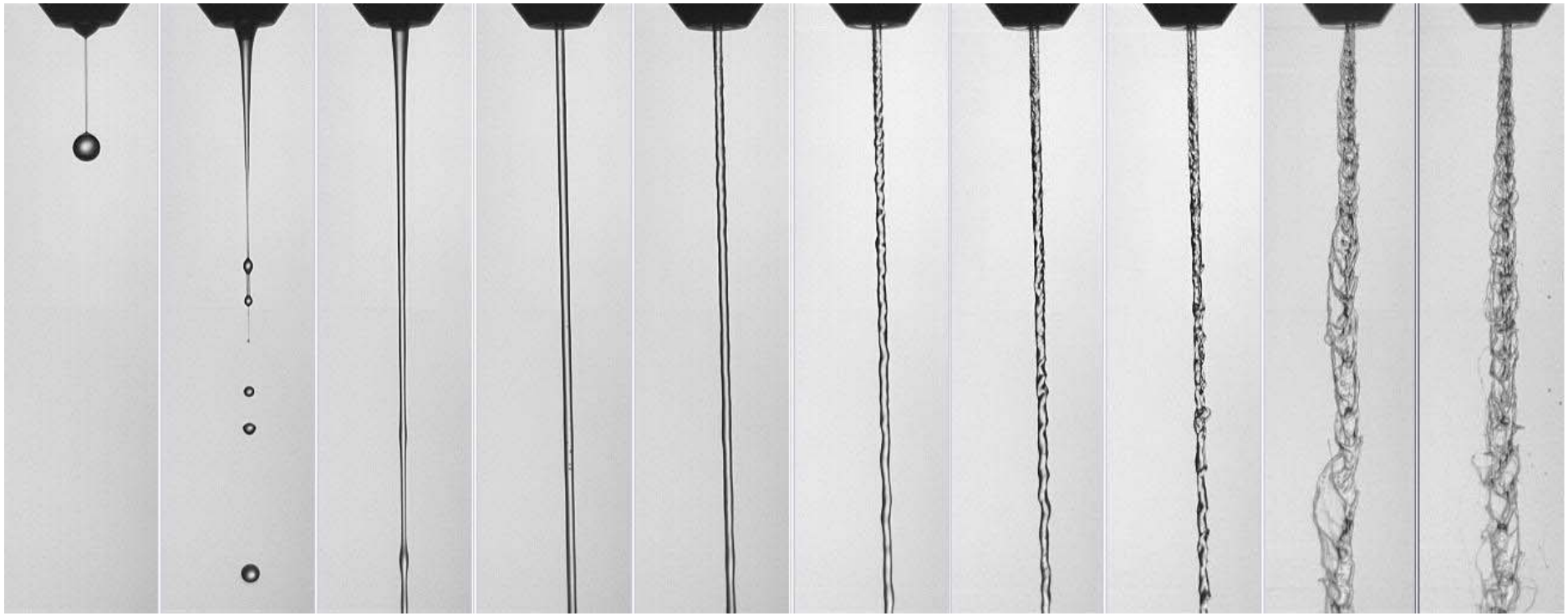
EK D : Maksimum Entropi Yaklaşımı yöntemiyle damlacık çapı değerlerinin elde edilmesi için oluşturulan bilgisayar programı (Program dosyası CD ekinde yer almaktadır)

EK A



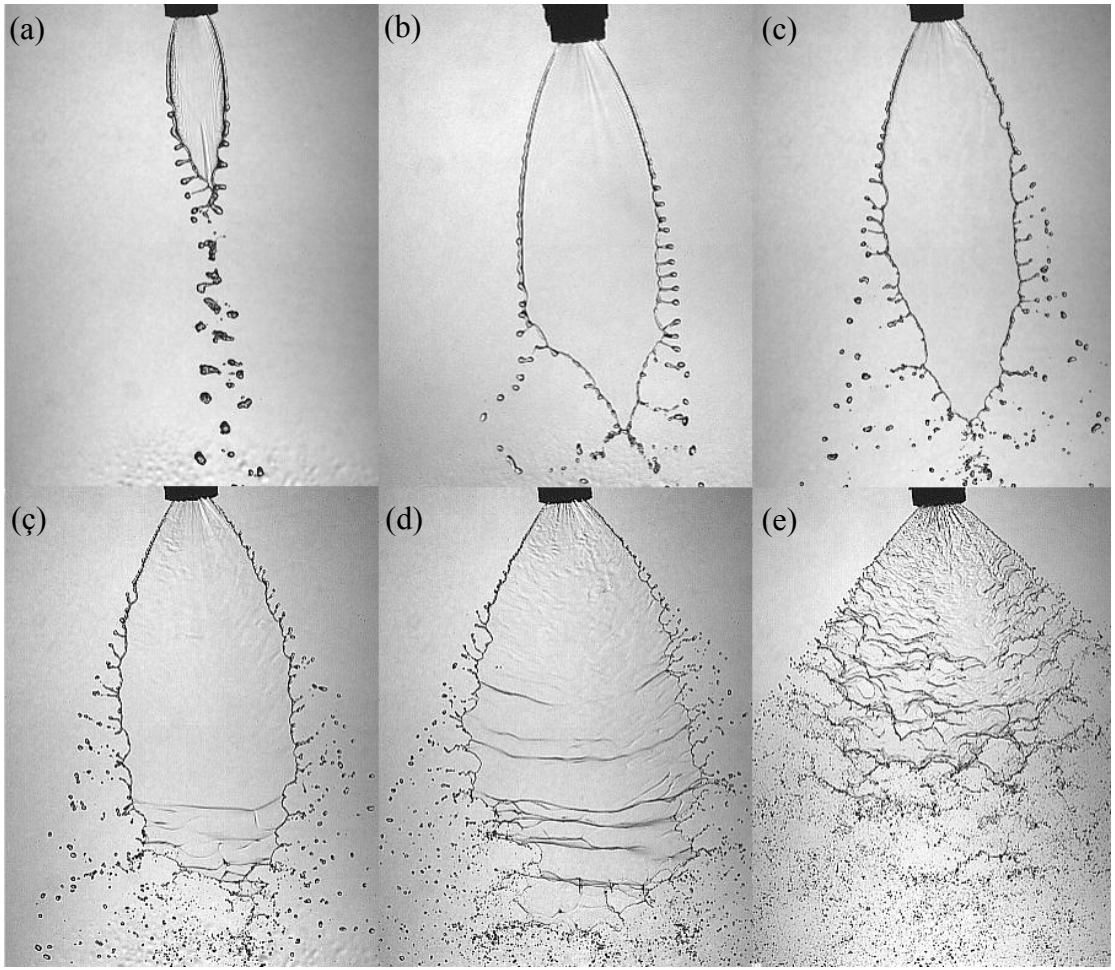
(a) (b) (c) (ç) (d) (e) (f)

Şekil A.1 : Silindirik jet atomizörü çıkışında, artan sıvı basıncı değerlerine göre, su için elde edilen anlık akış görüntüleri. Sıvı basıncı değerleri: a) 0 kPa – damlama akışı, b) 2 kPa, c) 20 kPa, ç) 122 kPa, d) 310 kPa, e) 480 kPa, f) 1046 kPa.

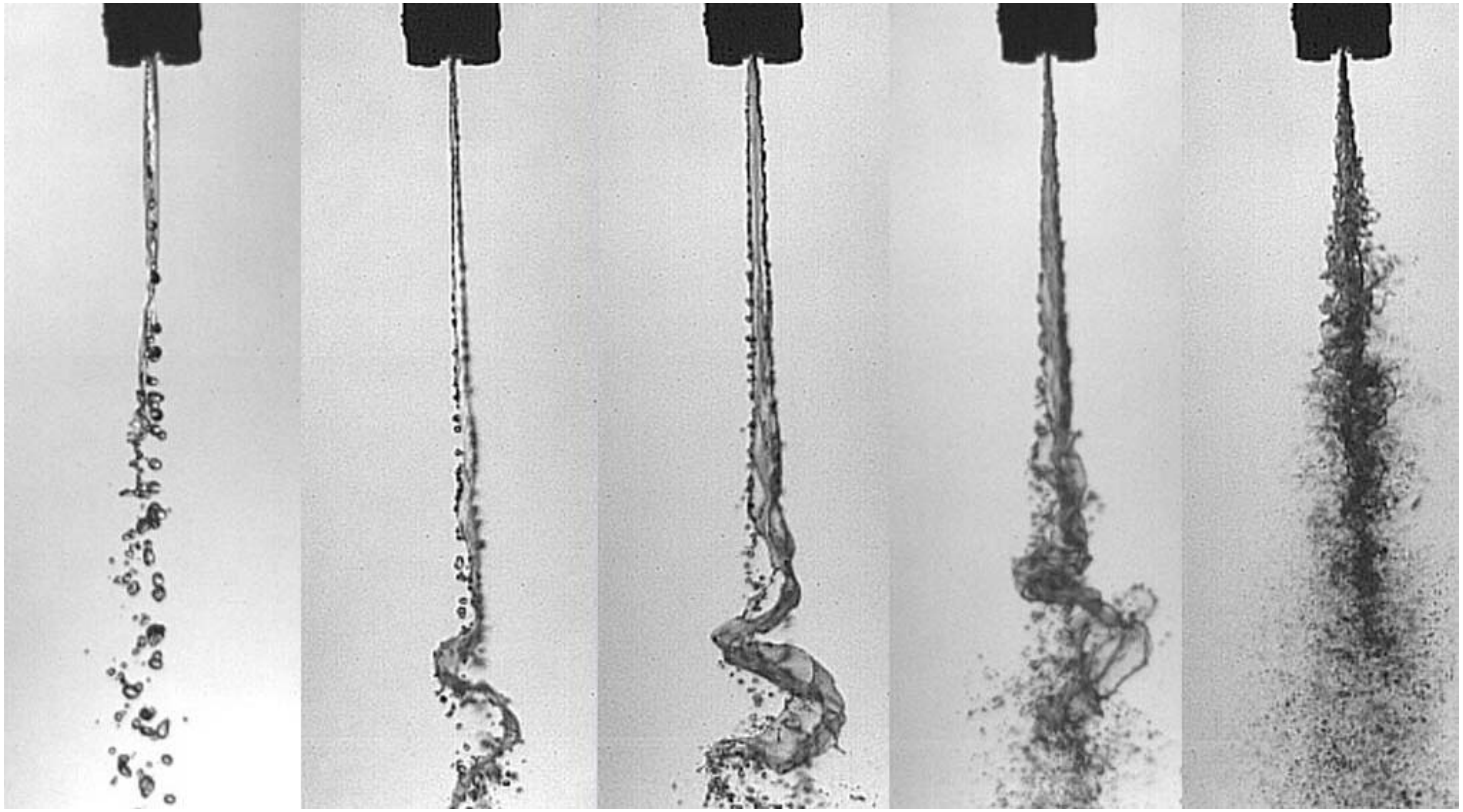


(a) (b) (c) (ç) (d) (e) (f) (g) (h) (ı)

Şekil A.2 : Silindirik jet atomizörü çıkışında, artan sıvı basıncı değerlerine göre, KMS çözeltisi için elde edilen anlık akış görüntüleri. Sıvı basıncı değerleri: a) 0 kPa, b) 2 kPa, c) 4 kPa, ç) 20 kPa, d) 48 kPa, e) 124 kPa, f) 266 kPa, g) 466 kPa, h) 732 kPa, ı) 1038 kPa.

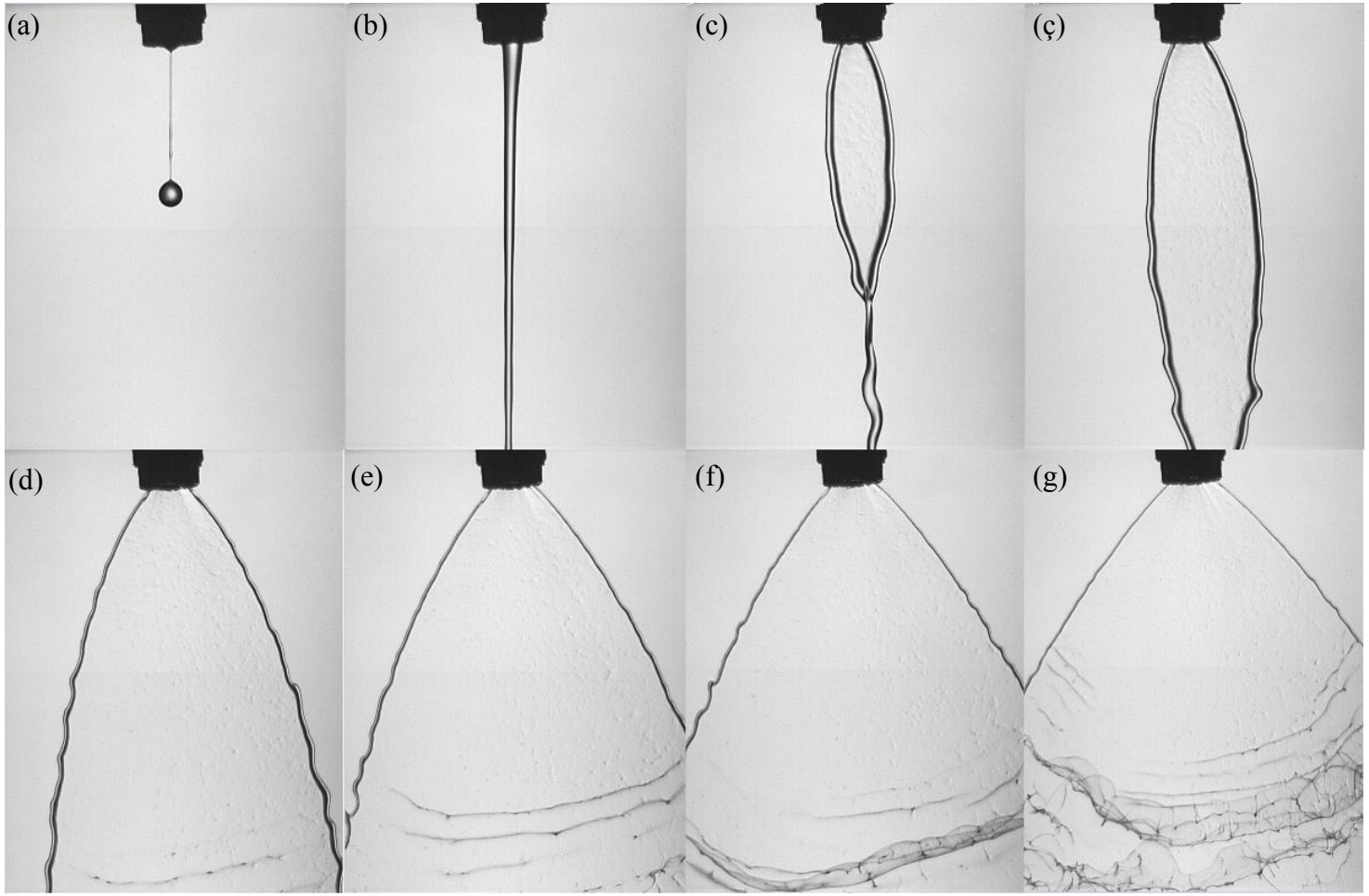


Şekil A.3 : Düzlemsel jet atomizörü çıkışında, artan sıvı basıncı değerlerine göre, su için elde edilen anlık akış görüntüleri (Önden görünüş).
a) 6 kPa, b) 18 kPa, c) 22 kPa, ç) 30 kPa, d) 48 kPa, e) 310 kPa.

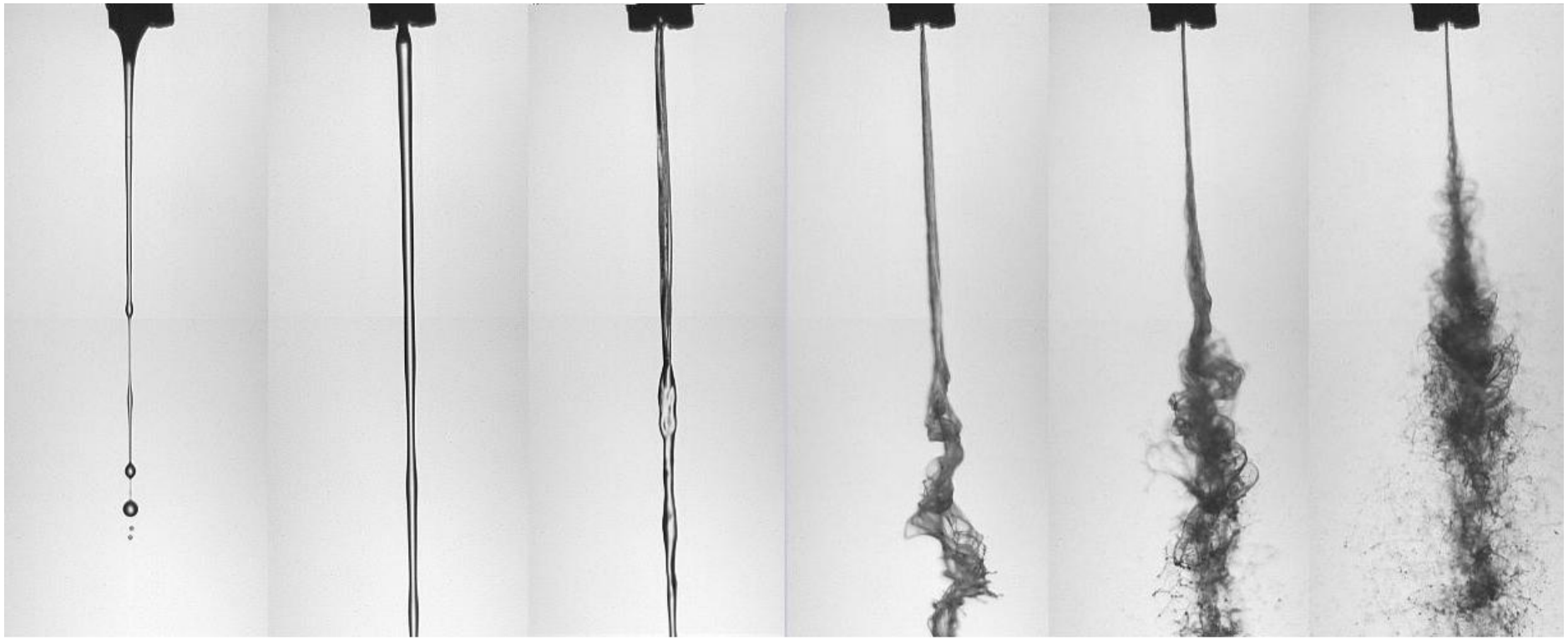


(a) (b) (c) (ç) (d)

Şekil A.4 : Düzlemsel jet atomizörü çıkışında, artan sıvı basıncı değerlerine göre, su için elde edilen anlık akış görüntüleri (Yandan görünüş). a) 6 kPa, b) 30 kPa, c) 40 kPa, ç) 62 kPa, d) 324 kPa.

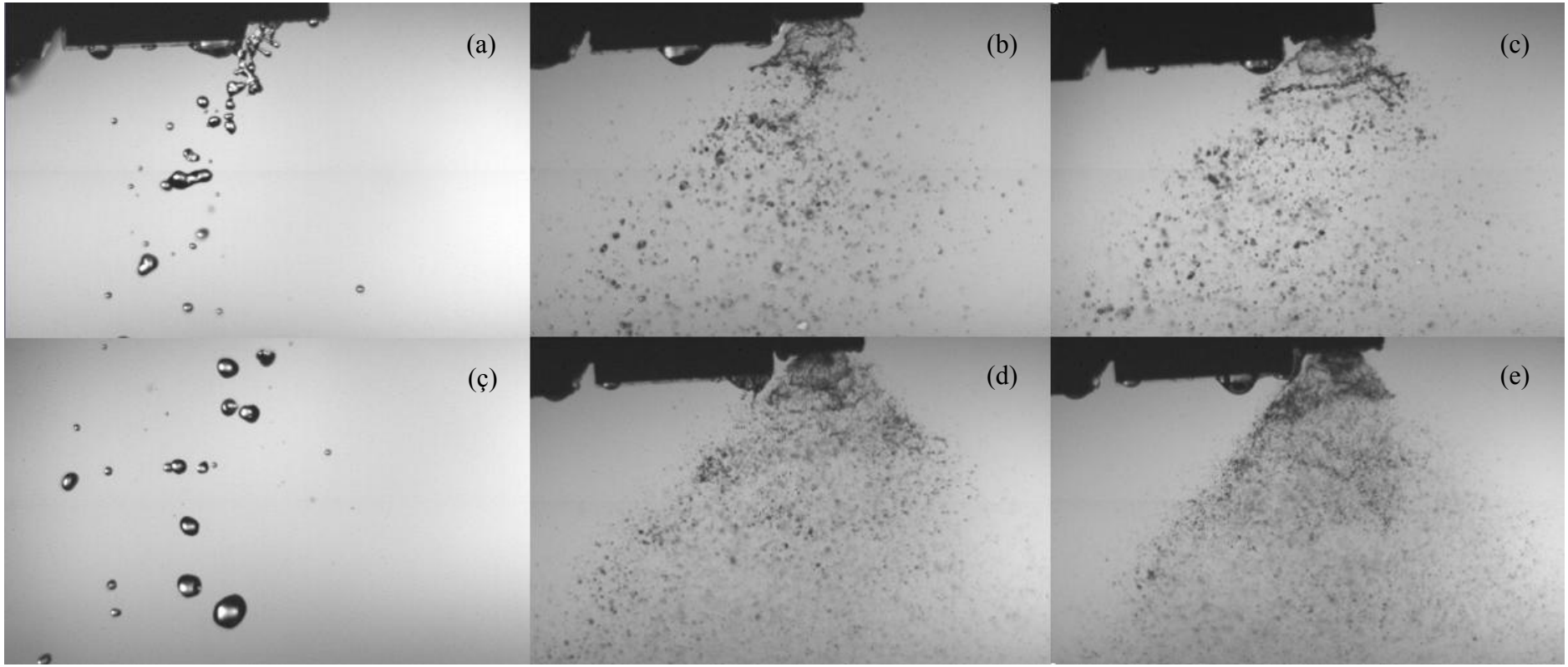


Şekil A.5 : Düzlemsel jet atomizörü çıkışında, artan sıvı basıncı değerlerine göre, KMS için elde edilen anlık akış görüntüleri (Önden görünüş). a) Damlama akışı, b) 14 kPa, c) 28 kPa, ç) 38 kPa, d) 70 kPa, e) 112 kPa, f) 150 kPa, g) 252 kPa.

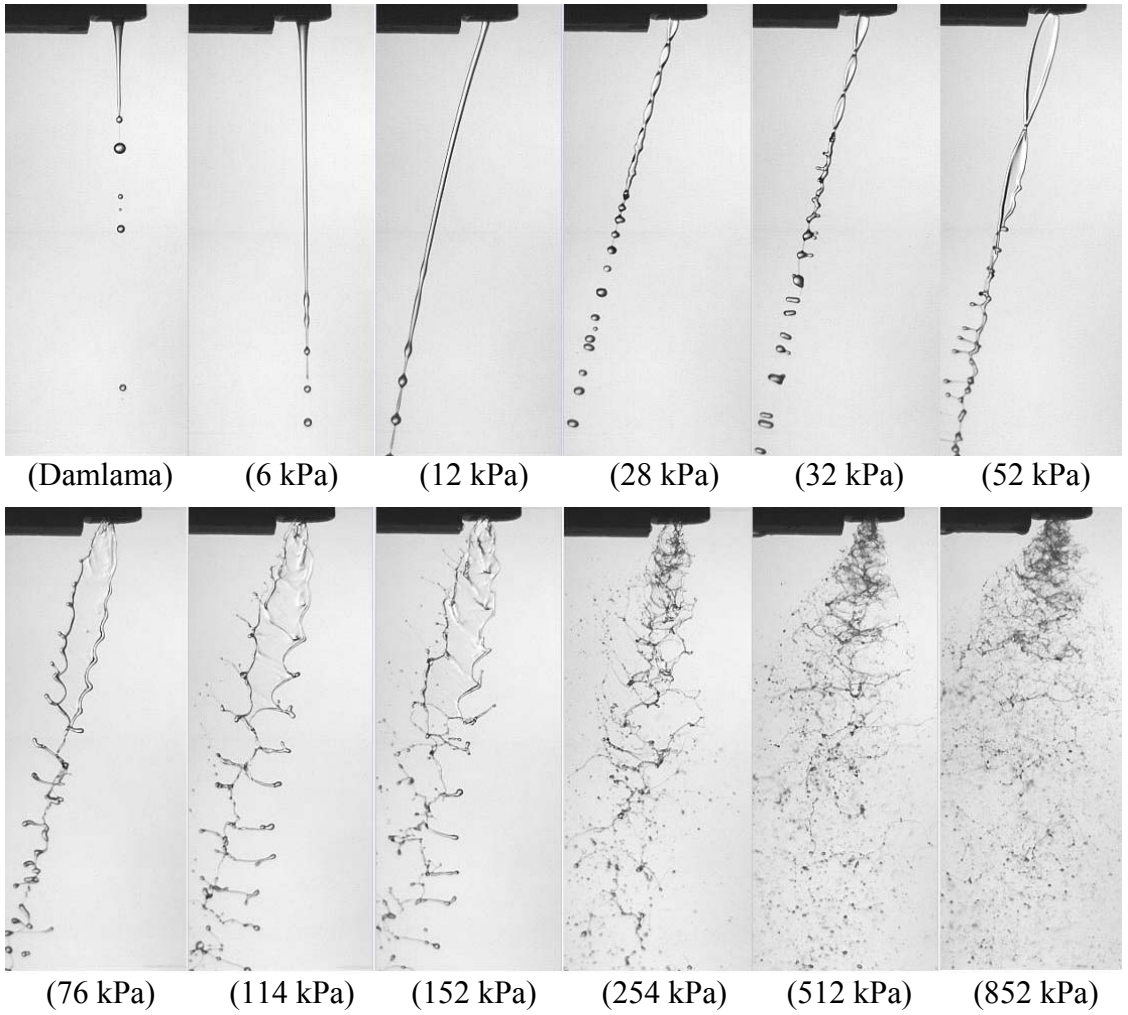


(a) (b) (c) (ç) (d) (e)

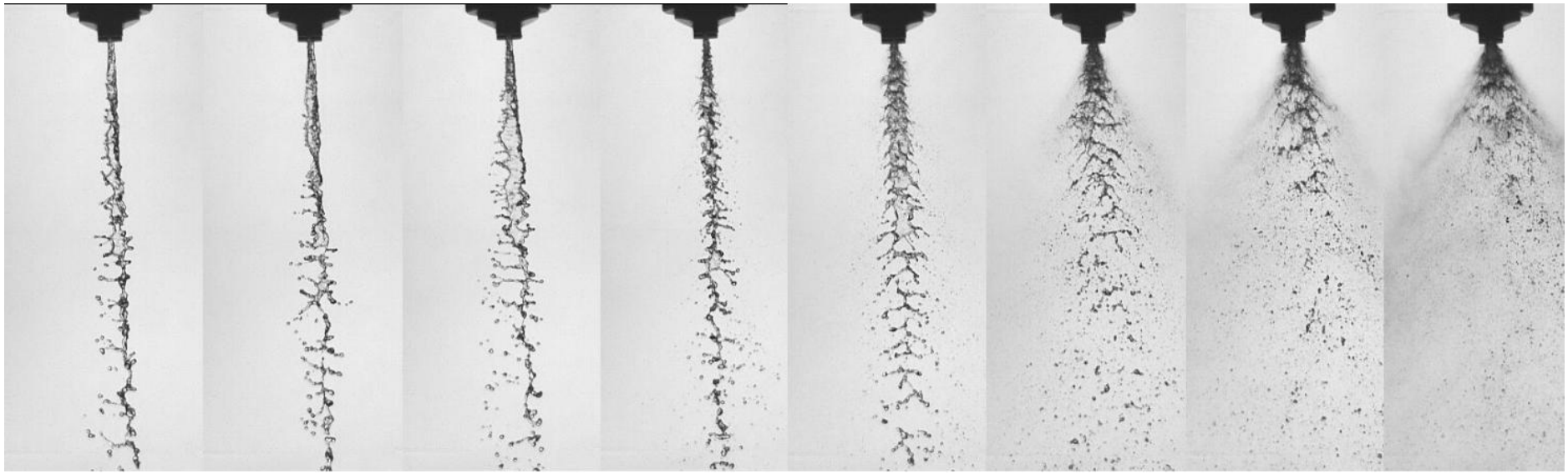
Şekil A.6 : Düzlemsel jet atomizörü çıkışında, artan sıvı basıncı değerlerine göre, KMS için elde edilen anlık akış görüntüleri (Yandan görünüş). a) Kapiler akış, b) 24 kPa, c) 40 kPa, ç) 102 kPa, d) 230 kPa, e) 466 kPa.



Şekil A.7 : Döngülü atomizör çıkışında, artan sıvı basıncı değerlerine göre, su için elde edilen anlık akış görüntüleri. a) 6 kPa, b) 70 kPa, c) 110 kPa, ç) 6 kPa (a'dan 5 cm aşağı), d) 404 kPa, e) 826 kPa.

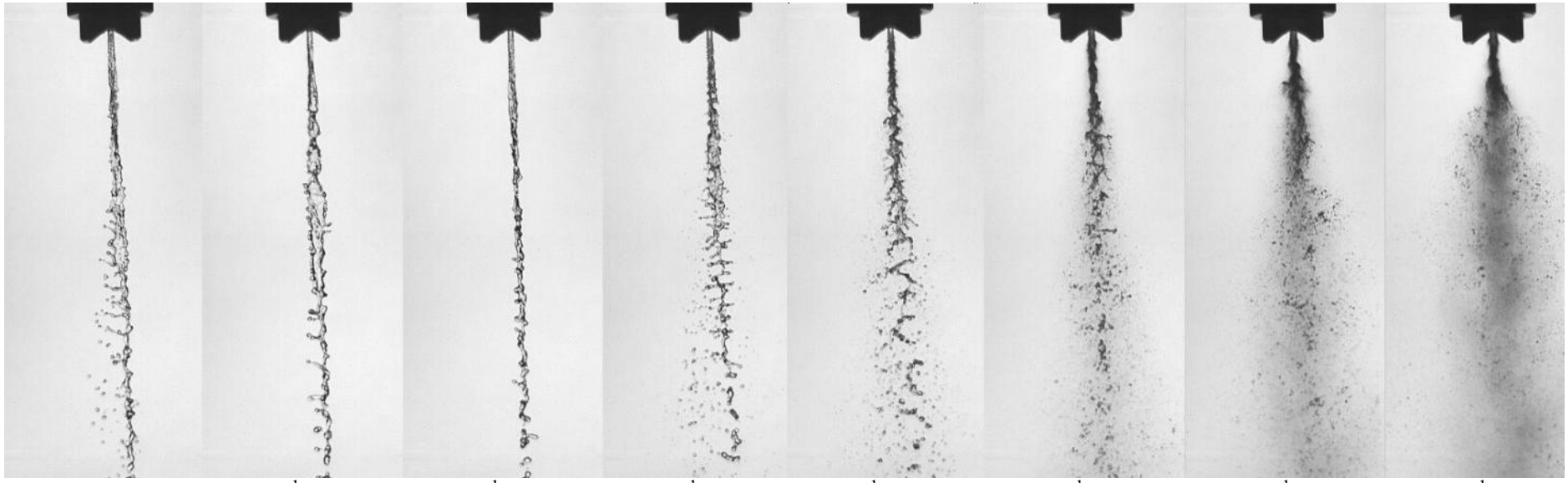


Şekil A.8 : Döngülü atomizör çıkışında, artan sıvı basıncı değerlerine göre, KMS için elde edilen anlık akış görüntüleri.



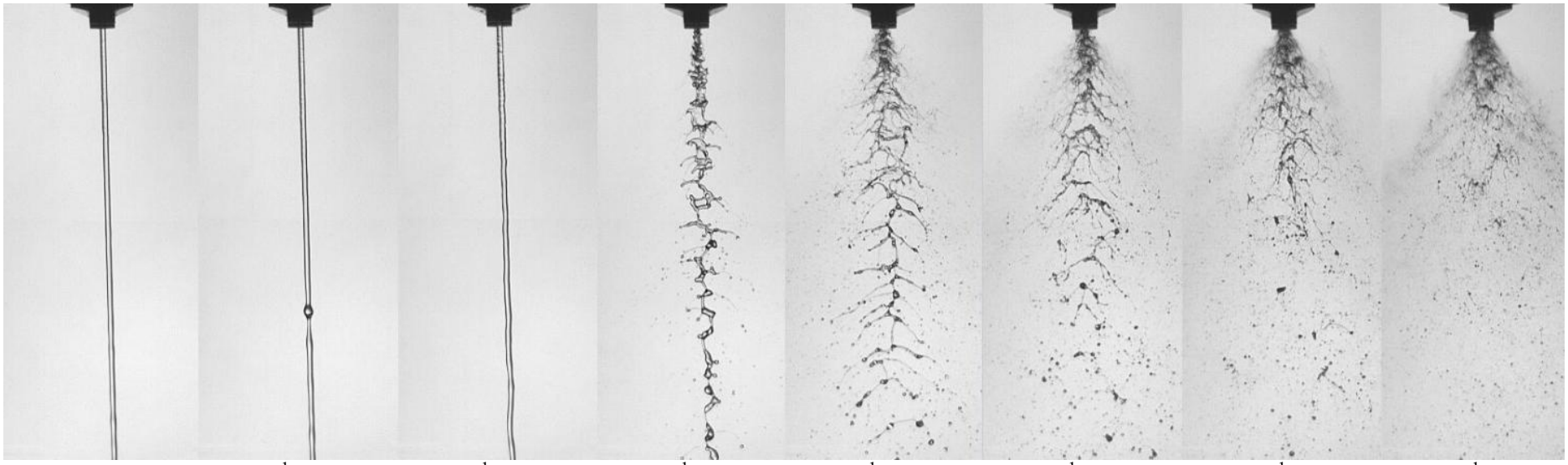
(sadece su) ($w^{-1} \approx 88$) ($w^{-1} \approx 43$) ($w^{-1} \approx 24$) ($w^{-1} \approx 15$) ($w^{-1} \approx 10$) ($w^{-1} \approx 8$) ($w^{-1} \approx 6$)

Şekil A.9 : Pnömatik atomizör çıkışında, $\dot{m}_{sıvı} = 0.019203$ kg/s değerinde sabit tutulurken, hava debisi artırılarak elde edilen farklı kütle oranı ($w^{-1} = \dot{m}_{sıvı} / \dot{m}_{hava}$) değerlerinde, su için elde edilen anlık akış görüntüleri (Ön görünüş).



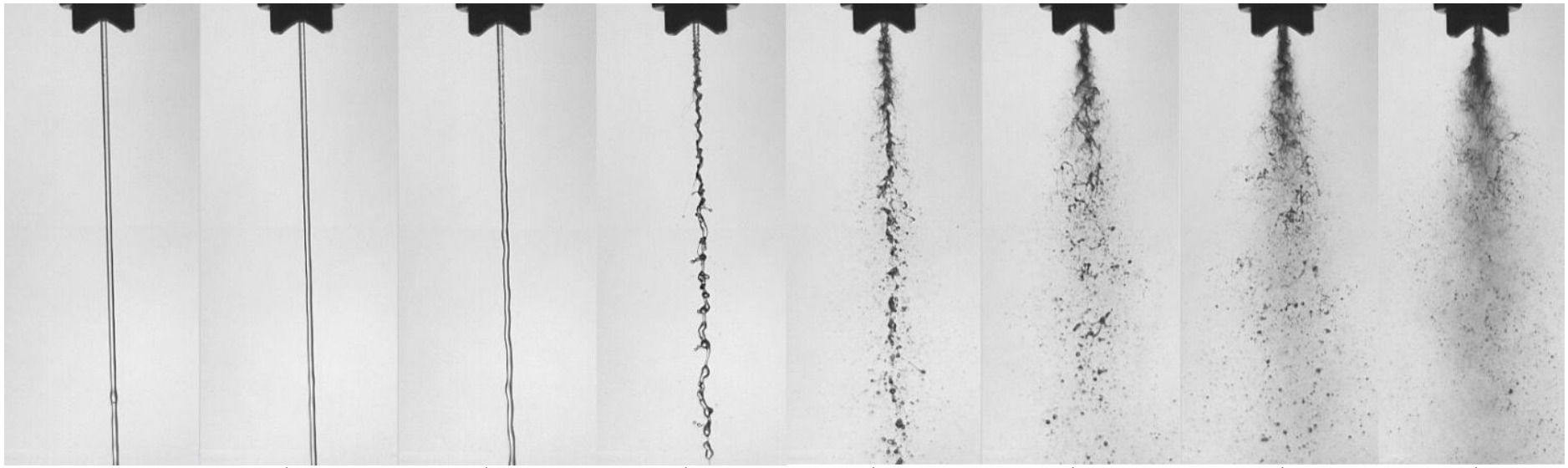
(sadece su) ($w^{-1} \approx 88$) ($w^{-1} \approx 43$) ($w^{-1} \approx 24$) ($w^{-1} \approx 15$) ($w^{-1} \approx 10$) ($w^{-1} \approx 8$) ($w^{-1} \approx 6$)

Şekil A.10 : Pnömatik atomizör çıkışında, $\dot{m}_{sıvı} = 0.019203$ kg/s değerinde sabit tutulurken, hava debisi artırılarak elde edilen farklı kütle oranı ($w^{-1} = \dot{m}_{sıvı} / \dot{m}_{hava}$) değerlerinde, su için elde edilen anlık akış görüntüleri (Yan görünüş).



(sadece KMS) ($w^{-1} \approx 87$) ($w^{-1} \approx 43$) ($w^{-1} \approx 23$) ($w^{-1} \approx 15$) ($w^{-1} \approx 10$) ($w^{-1} \approx 8$) ($w^{-1} \approx 6$)

Şekil A.11 : Pnömatik atomizör çıkışında, $\dot{m}_{sıvı} = 0.018872$ kg/s değerinde sabit tutulurken, hava debisi artırılarak elde edilen farklı kütle oranı ($w^{-1} = \dot{m}_{sıvı} / \dot{m}_{hava}$) değerlerinde, KMS için elde edilen anlık akış görüntüleri (Ön görünüş).



(sadece KMS) ($w^{-1} \approx 87$) ($w^{-1} \approx 43$) ($w^{-1} \approx 23$) ($w^{-1} \approx 15$) ($w^{-1} \approx 10$) ($w^{-1} \approx 8$) ($w^{-1} \approx 6$)

Şekil A.12 : Pnömatik atomizör çıkışında, $\dot{m}_{sıvı} = 0.018872$ kg/s değerinde sabit tutulurken, hava debisi artırılarak elde edilen farklı kütle oranı ($w^{-1} = \dot{m}_{sıvı} / \dot{m}_{hava}$) değerlerinde, KMS için elde edilen anlık akış görüntüleri (Yan görünüş).

EK B

Aşağıda verilen bilgisayar programı, MATLAB 6.5 yazılımı ile hazırlanmış olup, "pdf.m" adlı bir ana program ile "LogNormal_freq.m", "RosinRammler_freq.m" ve "RosinRammler_Cum.m" adlı üç adet alt programdan oluşmaktadır. Program metninde, "%" işaretini takip eden yeşil renkli yazılar bilgi amaçlı olup, programın çalışmasına herhangi bir etkileri bulunmamaktadır.

ANA PROGRAM METNİ (main.m)

```
%          PROGRAMIN AMACI
% MATLAB yazilimi kullanilarak olusturulan bu programda,
% Newtonyen olan ve olmayan iki ayri sprey icerisindeki damlaciklarin,
% buyukluklerine (cap siniflarina) gore dagilimini modellemek icin,
% Log Normal (LN) ve Rosin-Rammler (RR) dagilim fonksiyonlari kullanilmistir.

   clear all
   close all
   clc
   format long

%          GIRDI DOSYALARI (DENEYSEL SONUCLAR)
% Bu programda kullanilan girdi dosyalarinin herbiri,
% Faz Doppler Interferometresi (Artium Inc.) olcum sistemi kullanilarak elde edilmistir.
% Yapilan olcumlerde Su ve KMS seklinde iki farkli akiskan ve
% Dongulu, Duzlemsel ya da Pnomatik seklinde uc farkli atomizor kullanilmistir.
% Cap dagilimlarinin bulundugu girdi dosyalari,
% cap sinifi genisliginin 1 micrometre olmasina gore hazirlanmistir.
% Hiz dagilimlarinin bulundugu girdi dosyalari,
% cesitli hiz sinifi genisligi degerlerine gore hazirlanmistir.
% Su icin cap dagilimlari --> A; KMS icin cap dagilimlari --> B.
% Su icin hiz dagilimlari --> C; KMS icin hiz dagilimlari --> D degiskenine atanmaktadir.
% Program calisirken, asagidaki dosya gruplarindan sadece biri aktif hale getirilmelidir.
% Dongulu  atomizorle elde edilen deney sonuclari
   %A = load('Dongulu-Cap-Su-170kPa-x131DMerkez.txt') ;
   %B = load('Dongulu-Cap-KMS-1100kPa-x131DMerkez-FazKalKOTU.txt') ;
   %C = load('Dongulu-Hiz-Su-170kPa-x131DMerkez.txt') ;
   %D = load('Dongulu-Hiz-KMS-1100kPa-x131DMerkez-FazKalKOTU.txt') ;
% Duzlemsel jet atomizoruyle elde edilen deney sonuclari (su icin --> A; KMS icin --> B).
   %A = load('DuzlemJet-Cap-Su-140kPa-x143DMerkez.txt') ;
   %B = load('DuzlemJet-Cap-KMS-140kPa-x143DYarimerkez.txt') ;
   %C = load('DuzlemJet-Hiz-Su-140kPa-x143DMerkez.txt') ;
   %D = load('DuzlemJet-Hiz-KMS-140kPa-x143DYarimerkez.txt') ;
```

```
% Pnomatik atomizorle elde edilen deney sonuclari (su icin --> A; KMS icin --> B).
   A = load('Pnomatik-Cap-Su-w10-x150DMerkez.txt') ;
   B = load('Pnomatik-Cap-KMS-w10-x150DMerkez.txt') ;
   C = load('Pnomatik-Hiz-Su-w10-x150DMerkez.txt') ;
   D = load('Pnomatik-Hiz-KMS-w10-x150DMerkez.txt') ;
% Tum degiskenlerde Su icin "1" indisi, KMS icin ise "2" indisi kullanilmistir.
% Hiz dagilimlari icin girdi dosyalarinin birinci sutununda hiz sinifi degerleri (V(i)_base),
% Ikinci sutununda ise herbir hiz sinifindaki toplam damlacik sayisi degerleri
% (NV(i)_base) yer almaktadir.
   V1_base = C(:,1) ;
   V2_base = D(:,1) ;
   NV1_base = C(:,2) ;
   NV2_base = D(:,2) ;
% Cap dagilimlari icin girdi dosyalarinin birinci sutununda cap sinifi degerleri (D(i)_1mic),
% Ikinci sutununda ise herbir cap sinifindaki toplam damlacik sayisi degerleri
% (N(i)_1mic) yer almaktadir.
   D1_1mic = A(:,1) ;
   D2_1mic = B(:,1) ;
   N1_1mic = A(:,2) ;
   N2_1mic = B(:,2) ;

%          VERILEN HIZ SINIFI GENISLIGININ YENIDEN DUZENLENMESI
% Su ve KMS icin girdi dosyasinda alinan hiz sinifi genisligi gerekenden kucuk olabilir.
% Daha dusuk sacilimli bir hiz dagilimi icin, hiz sinifi sayisi 1/nV(i) oraninda azaltilabilir.
'Su icin hiz sinifi sayisi 1/nV1 oraninda azaltilmistir'
   nV1 = 4
   mV1 = floor(size(V1_base,1)/nV1) ;
   for i = 1:1:mV1 ;
      V1(i) = mean(V1_base((i-1)*nV1+1:i*nV1)) ;
      NV1(i) = sum(NV1_base((i-1)*nV1+1:i*nV1)) ;
   end
   if mod(size(V1_base,1),nV1)>0
      V1(mV1+1) = mean(V1_base(mV1*nV1+1:size(V1_base))) ;
      NV1(mV1+1) = sum(NV1_base(mV1*nV1+1:size(V1_base))) ;
   end
   delV1 = V1(2)-V1(1) ;
'KMS icin hiz sinifi sayisi 1/nV2 oraninda azaltilmistir'
   nV2 = 4
   mV2 = floor(size(V2_base,1)/nV2) ;
   for i = 1:1:mV2 ;
      V2(i) = mean(V2_base((i-1)*nV2+1:i*nV2)) ;
      NV2(i) = sum(NV2_base((i-1)*nV2+1:i*nV2)) ;
   end
   if mod(size(V2_base,1),nV2)>0
      V2(mV2+1) = mean(V2_base(mV2*nV2+1:size(V2_base))) ;
      NV2(mV2+1) = sum(NV2_base(mV2*nV2+1:size(V2_base))) ;
   end
   delV2 = V2(2)-V2(1) ;
```

```
%          VERILEN CAP SINIFI GENISLIGININ YENIDEN DUZENLENMESI
% Bu asamada, istenilen cap sinifi genisligi degerleri programa girilebilir:
   del1 = 10 ; % micrometre
   del2 = 20 ; % micrometre
% Yeni cap sinifi sayisi hesabinda, kusurat atilarak elde edilen tam degerler (m(i)).
   m1 = floor(max(D1_1mic) / del1) ;
   m2 = floor(max(D2_1mic) / del2) ;
% Su icin yeni cap sinifi degerleri (D1)
   for i = 1:1:m1 ;
      D1(i) = (2*i - 1) / 2 *del1 ;
   end
% KMS icin yeni cap sinifi degerleri (D2)
   for i = 1:1:m2 ;
      D2(i) = (2*i - 1) / 2 *del2 ;
   end
% Yeni cap sinifina geciste, tam bolunememe nedeniyle kalan degerler (mod(i))
   mod1 = rem(max(D1_1mic), m1) ;
   mod2 = rem(max(D2_1mic), m2) ;
% Yeni cap sinifinin son kumesini temsil eden cap degeri
   D1(m1+1) = m1*del1 + mod1 / 2 ;
   D2(m2+1) = m2*del2 + mod2 / 2 ;
% Damlacik sayilarinin kumulatif toplamlarindan olusan dizi (cumN(i))
   cumN1 = cumsum(N1_1mic) ;
   cumN2 = cumsum(N2_1mic) ;
% Su icin yeni cap sinifindaki damlacik sayisi degerleri (N1)
   N1(1) = cumN1(del1) ;
   for i = 2:1:m1 ;
      N1(i) = cumN1(i*del1) - cumN1((i-1)*del1) ;
   end
   cumN1max = max(cumN1) ;
   N1(m1+1) = cumN1max - cumN1(m1*del1) ;
% KMS icin yeni cap sinifindaki damlacik sayisi degerleri (N2)
   N2(1) = cumN2(del2) ;
   for i = 2:1:m2 ;
      N2(i) = cumN2(i*del2) - cumN2((i-1)*del2) ;
   end
   cumN2max = max(cumN2) ;
   N2(m2+1) = cumN2max - cumN2(m2*del2) ;

%          DENEYSEL SONUCLARDAN ELDE EDILEN OLASILIK FONKSIYONLARI
% Hiz dagilimlari icin olasilik yogunluk fonksiyonlarinin (fV(i)) hesaplanmasi
   fV1 = NV1/sum(NV1)/delV1 ;
   fV2 = NV2/sum(NV2)/delV2 ;
% Damlacik sayisina gore damlacik capi olasilik yogunluk fonksiyonlarinin (f0(i)) hesabi
   f01 = N1/sum(N1)/del1 ;
   f02 = N2/sum(N2)/del2 ;
% Damlaciklarin toplam hacim degerleri (vol(i))
   vol1 = sum(N1.*pi.*(D1.^3)) / 6 ;
   vol2 = sum(N2.*pi.*(D2.^3)) / 6 ;
% Damlacik hacmine gore damlacik capi olasilik yogunluk fonksiyonlari (f3(i))
   f31 = N1.*pi.*(D1.^3.) / 6. / vol1 / del1 ;
   f32 = N2.*pi.*(D2.^3) / 6 / vol2 / del2 ;
% Damlacik hacmina gore kumulatif olasilik fonksiyonlari (F3(i))
   F31 = cumsum(f31*del1) ;
   F32 = cumsum(f32*del2) ;
```

```
%           LOG NORMAL DAGILIM FONKSIYONLARI
   % options=optimset('Display','iter','Maxiter',1000,'MaxFunEvals',200,'TolX',1e-
           100,'TolFun',1e-100);
   options=optimset('Maxiter',1000,'MaxFunEvals',200,'TolX',1e-100,'TolFun',1e-100);
% Su ve KMS icin damlacik hizinin Log Normal frekans dagilimlari;
   V1_LN = (0:0.05:max(V1)) ;
   V2_LN = (0:0.05:max(V2)) ;
   OptV1=fminsearch(@LogNormal_freq,[mean(V1),std(V1)],options,V1,fV1) ;
   OptV2=fminsearch(@LogNormal_freq,[mean(V2),std(V2)],options,V2,fV2) ;
   LogNormV1 = lognpdf(V1_LN,OptV1(1),OptV1(2)) ;
   LogNormV2 = lognpdf(V2_LN,OptV2(1),OptV2(2)) ;
% Su ve KMS icin damlacik capinin sayiya gore Log Normal frekans dagilimlari;
   D1_LN = (0:1:max(D1)) ;
   D2_LN = (0:1:max(D2)) ;
   Optf01=fminsearch(@LogNormal_freq,[mean(D1),std(D1)],options,D1,f01) ;
   Optf02=fminsearch(@LogNormal_freq,[mean(D2),std(D2)],options,D2,f02) ;
   LogNormD1_f0 = lognpdf(D1_LN,Optf01(1),Optf01(2)) ;
   LogNormD2_f0 = lognpdf(D2_LN,Optf02(1),Optf02(2)) ;
% Su ve KMS icin damlacik capinin hacma gore Log Normal frekans dagilimlari;
   Optf31=fminsearch(@LogNormal_freq,[mean(D1),std(D1)],options,D1,f31) ;
   Optf32=fminsearch(@LogNormal_freq,[mean(D2),std(D2)],options,D2,f32) ;
   LogNormD1_f3 = lognpdf(D1_LN,Optf31(1),Optf31(2)) ;
   LogNormD2_f3 = lognpdf(D2_LN,Optf32(1),Optf32(2)) ;

%           ROSIN-RAMMLER DAGILIM FONKSIYONLARI
% Model parametreleri icin ortak alt ve ust sinir degerleri
   lb(1) = 0 ;
   lb(2) = 0 ;
   ub(1) = Inf ;
   ub(2) = Inf ;
% Su icin Rosin-Rammler hiz dagilimi;
   V1_RR = (0:0.05:max(V1)) ;
   x1 = lsqcurvefit(@RosinRammler_freq,[3 mean(V1)],V1,fV1,lb,ub,options) ;
   RR_V1 = RosinRammler_freq(x1,V1_RR) ;
% Su icin hacma gore Rosin-Rammler frekans dagilimi;
   D1_RR = (0:1:max(D1)) ;
   x1 = lsqcurvefit(@RosinRammler_freq,[3 mean(D1)],D1,f31,lb,ub,options) ;
   RR_f31 = RosinRammler_freq(x1,D1_RR) ;
% Su icin hacma gore Kumulatif Rosin-Rammler dagilimi ;
   x2 = lsqcurvefit(@RosinRammler_Cum,[3 mean(D1)],D1,F31,lb,ub,options) ;
   RR_F31 = RosinRammler_Cum(x2,D1_RR) ;
% KMS icin Rosin-Rammler hiz dagilimi;
   V2_RR = (0:0.05:max(V2)) ;
   x1 = lsqcurvefit(@RosinRammler_freq,[3 mean(V2)],V2,fV2,lb,ub,options) ;
   RR_V2 = RosinRammler_freq(x1,V2_RR) ;
% KMS icin hacma gore Rosin-Rammler frekans dagilimi;
   D2_RR = (0:1:max(D2)) ;
   x1 = lsqcurvefit(@RosinRammler_freq,[3 mean(D2)],D2,f32,lb,ub,options) ;
   RR_f32 = RosinRammler_freq(x1,D2_RR) ;
% KMS icin hacma gore Kumulatif Rosin-Rammler dagilimi ;
   x2 = lsqcurvefit(@RosinRammler_Cum,[3 mean(D2)],D2,F32,lb,ub,options) ;
   RR_F32 = RosinRammler_Cum(x2,D2_RR) ;
```

```
%          SONUCLARIN GRAFIK HALINDE ELDE EDILMESI
% Su ve KMS icin hiz dagilimlari
   figure
% Sadece Log Normal dagilimi gostermek icin siradaki iki satiri aktif hale getiriniz.
   %plot(V1,fV1,'kx', V1_LN,NormV1,'k-', V2,fV2,'ro', V2_LN,NormV2,'r-')
   %legend('Deney-Su', 'LogNorm-Su', 'Deney-KMS', 'LogNorm-KMS', 1)
% Sadece Rosin Rammler dagilimini gostermek icin siradaki iki satiri aktif hale getiriniz.
   %plot(V1,fV1,'kx', V1_RR,RR_V1,'k--', V2,fV2,'ro', V2_RR,RR_V2,'r--')
   %legend('Deney-Su', 'RosRamm-Su', 'Deney-KMS', 'RosRamm-KMS', 1)
% Log Normal ve Rosin Rammler dagilimlarini birlikte gostermek icin siradaki iki satiri
        aktif hale getiriniz.
   plot(V1,fV1,'kx', V1_LN,LogNormV1,'k-', V1_RR,RR_V1,'k--', V2,fV2,'ro',
        V2_LN,LogNormV2,'r-', V2_RR,RR_V2,'r--')
   legend('Deney-Su', 'LogNorm-Su', 'RosRamm-Su', 'Deney-KMS', 'LogNorm-KMS',
        'RosRamm-KMS', 1)
   xlabel('Hiz Sinifi (m/s)')
   ylabel('Hiz Dagilimi (% * m/s)')
% Su ve KMS icin hacma gore damlacik capi kumulatif dagilimlari
   figure
   plot(D1,F31,'kx', D1_RR,RR_F31,'k--', D2,F32,'ro', D2_RR,RR_F32,'r--')
   legend('Deney-Su', 'RosRamm-Su', 'Deney-KMS', 'RosRamm-KMS', 2)
   xlabel('Çap Sinifi (\mum)')
   ylabel('Damlacik Hacmina Göre Kümülatif Dagilim')
% Su ve KMS icin sayiya gore damlacik capi frekans dagilimlari
   figure
   plot(D1,f01,'kx', D1_LN,LogNormD1_f0,'k-',  D2,f02,'ro', D2_LN,LogNormD2_f0,'r-')
   legend('Deney-Su', 'LogNorm-Su', 'Deney-KMS', 'LogNorm-KMS', 1)
   xlabel('Çap Sinifi (\mum)')
   ylabel('Damlacik Sayisina Göre Frekans Dagilimi (% / \mum)')
% Su ve KMS icin hacma gore damlacik capi frekans dagilimlari
   figure
% Sadece Log Normal dagilimi gostermek icin siradaki iki satiri aktif hale getiriniz.
   %plot(D1,f31,'kx', D1_LN,LogNormD1_f3,'k-', D2,f32,'ro', D2_LN,LogNormD2_f3,'r-')
   %legend('Deney-Su', 'LogNorm-Su', 'Deney-KMS', 'LogNorm-KMS', 1)
% Sadece Rosin Rammler dagilimini gostermek icin siradaki iki satiri aktif hale getiriniz.
   %plot(D1,f31,'kx', D1_RR,RR_f31,'k--', D2,f32,'ro', D2_RR,RR_f32,'r--')
   %legend('Deney-Su', 'RosRamm-Su', 'Deney-KMS', 'RosRamm-KMS', 1)
% Log Normal ve Rosin Rammler dagilimlarini birlikte gostermek icin siradaki iki satiri
        aktif hale getiriniz.
   plot(D1,f31,'kx', D1_LN,LogNormD1_f3,'k-', D1_RR,RR_f31,'k--', D2,f32,'ro',
        D2_LN,LogNormD2_f3,'r-', D2_RR,RR_f32,'r--')
   legend('Deney-Su', 'LogNorm-Su', 'RosRamm-Su', 'Deney-KMS', 'LogNorm-KMS',
        'RosRamm-KMS', 1)
   xlabel('Çap Sinifi (\mum)')
   ylabel('Damlacik Hacmina Göre Frekans Dagilimi (% / \mum)')
```

ALT PROGRAM-1 (LogNormal_freq.m)

```
function Error_RMS=LogNormal_freq(param,Data,Output)
mu = param(1);
sigma = param(2);
LogNormalFit = lognpdf(Data,mu,sigma);
Error = LogNormalFit - Output;
% Hata degerlerinin karelerinin toplaminin karekoku
Error_RMS = sum(Error.^2);
```

ALT PROGRAM-2 (RosinRammler_freq.m)

```
function F = RosinRammler_freq(x1,xdata)
q = x1(1) ;
Dbar = x1(2) ;
D = xdata ;
% Rosin Rammler frekans dagilimi
F = q.*(Dbar^-q).*(D.^(q-1)).*exp(-(D./Dbar).^q) ;
```

ALT PROGRAM-3 (RosinRammler_Cum.m)

```
function F = RosinRammler_Cum(x2,xdata)
q = x2(1) ;
Dbar = x2(2) ;
D = xdata ;
% Rosin Rammler kumulatif dagilimi
F = 1 - exp(-(D./Dbar).^q) ;
```

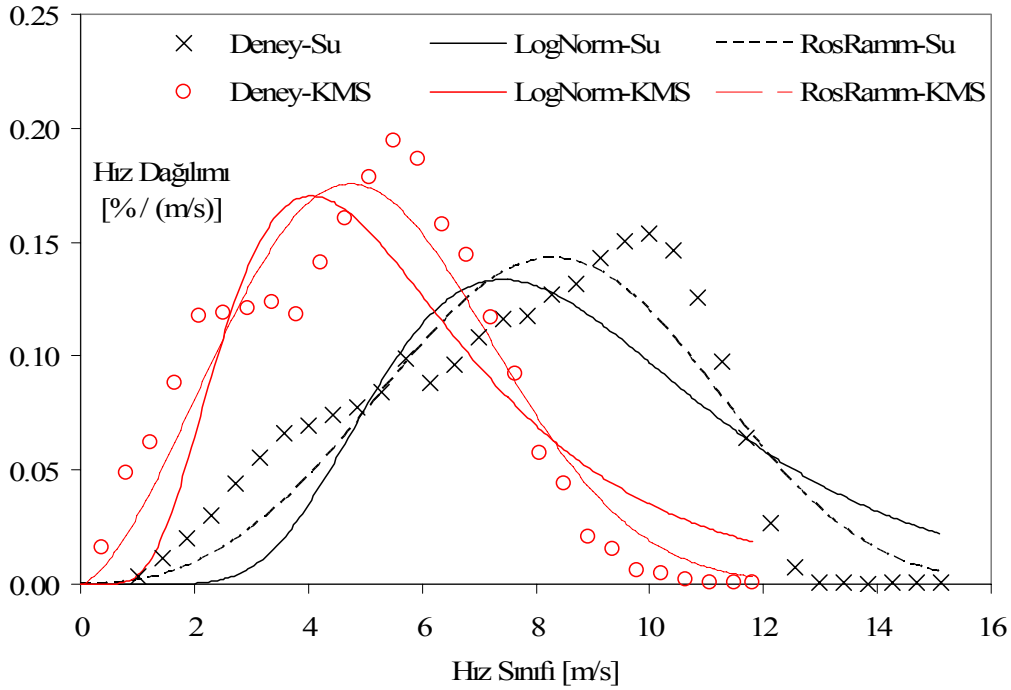
EK C

Bu bölümde, su ve KMS akışkanları için, düzlemsel jet atomizörü, döngülü atomizör ve pnömatik atomizör kullanılarak oluşturulan spreylerin belirli noktalarındaki çap ve hız dağılımları, grafikler halinde verilmektedir. Bu çalışmada, güvenlik nedeniyle, deneylerde kullanılan basınç değeri 1100 kPa değerinin üzerine çıkarılmamış ve buna bağlı olarak, silindirik jet atomizörüyle oluşturulan spreyler, Faz Doppler İnterferometresi sisteminin kaliteli ölçüm yapabilmesi için yeterli olmamıştır. Sonuç olarak, bu bölümde verilen grafikler, silindirik jet atomizörü dışındaki diğer üç atomizörle elde edilen sonuçları göstermektedir. Her bir atomizör için ayrı ayrı verilen dört grafikte, sırasıyla, hız dağılımları, sayıya göre frekans dağılımları, hacma göre frekans dağılımları ve hacma göre kümülatif dağılımlar gösterilmektedir. Ölçümlerle ilgili bilgiler, her bir şeklin altında tekrarlanmak yerine, her bir atomizöre ait ilk grafikten önce, sayfanın başında verilmiştir.

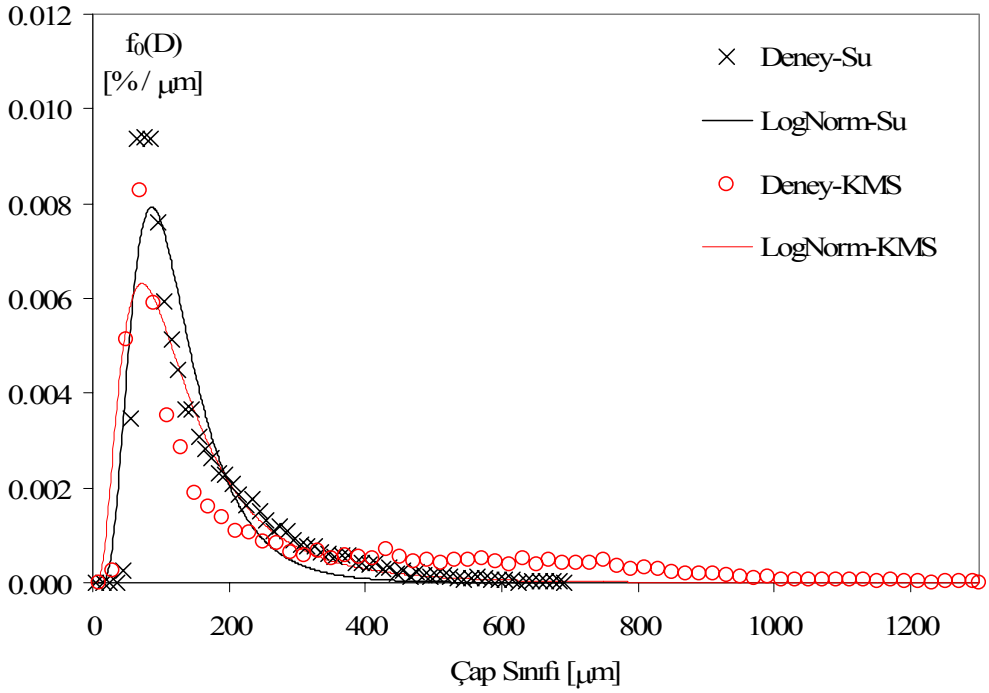
Bu bölümde verilen grafikler, Ek B'de verilen bilgisayar programı yardımıyla oluşturulmuştur. Bilgisayar programının çalıştırılmasıyla, söz konusu grafikler MATLAB 6.5'in ara yüzeyinde doğrudan gösterilmektedir. Ancak burada, MATLAB 6.5 yazılımından alınan sonuçlar, Microsoft Excel 2003 yazılımına aktarılmış ve grafiklerin aşağıdaki halleri Excel dosyalarında oluşturulmuştur.

Bu bölümde verilen grafiklerin kendi aralarında kolaylıkla karşılaştırılabilmesi amacıyla, tüm grafiklerde, suyla yapılan ölçümler ve bu ölçümlere uygun model eğrileri, "siyah" renkle; KMS için olanlar ise "kırmızı" renkle gösterilmektedir. Bunun yanı sıra elde edilen deneysel sonuçlar, su için "x" sembolüyle; KMS için de, "o" sembolüyle işaretli veri noktalarıyla verilmektedir. Log-Normal model eğrileri "sürekli" çizgi ile ve Rosin Rammler eğrileri de, "kesikli" çizgi ile temsil edilmektedir. Hız dağılımlarını ve çap dağılımlarını gösteren grafiklerde, deneysel verileri daha iyi temsil eden model eğrisi, atomizörün türüne bağlı olarak değişmektedir. Burada her iki model eğrisi de karşılaştırma için bir arada gösterilmektedir.

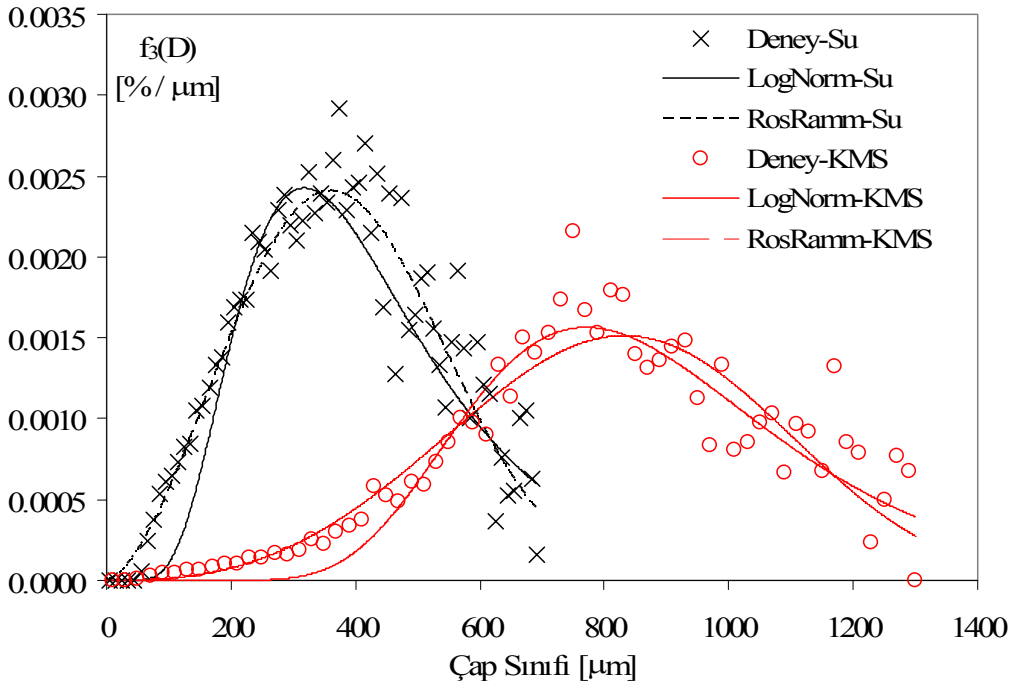
Düzlemsel jet atomizörü için hız ve çap dağılımlarını gösteren Şekil C.1-C.4'teki grafiklerde, atomizör çıkışından $x = 143\, d_0$ uzaklıkta, spreyin merkezinde bir noktada yapılan ölçümler esas alınmaktadır. Su ve KMS için atomizör gerisindeki basınç değeri, akış halinde 140 kPa olacak şekilde alınmıştır.



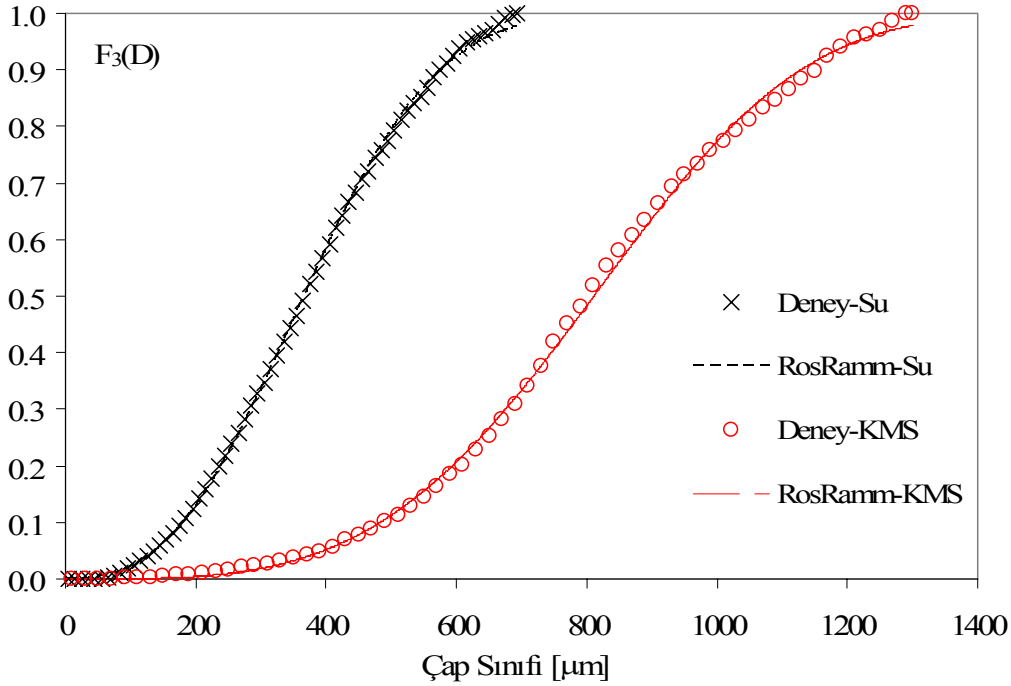
Şekil C.1 : Düzlemsel jet atomizöründe elde edilen hız dağılımlarını temsil eden farklı model eğrileri.



Şekil C.2 : Düzlemsel jet atomizöründe elde edilen, sayıya göre frekans dağılımları.

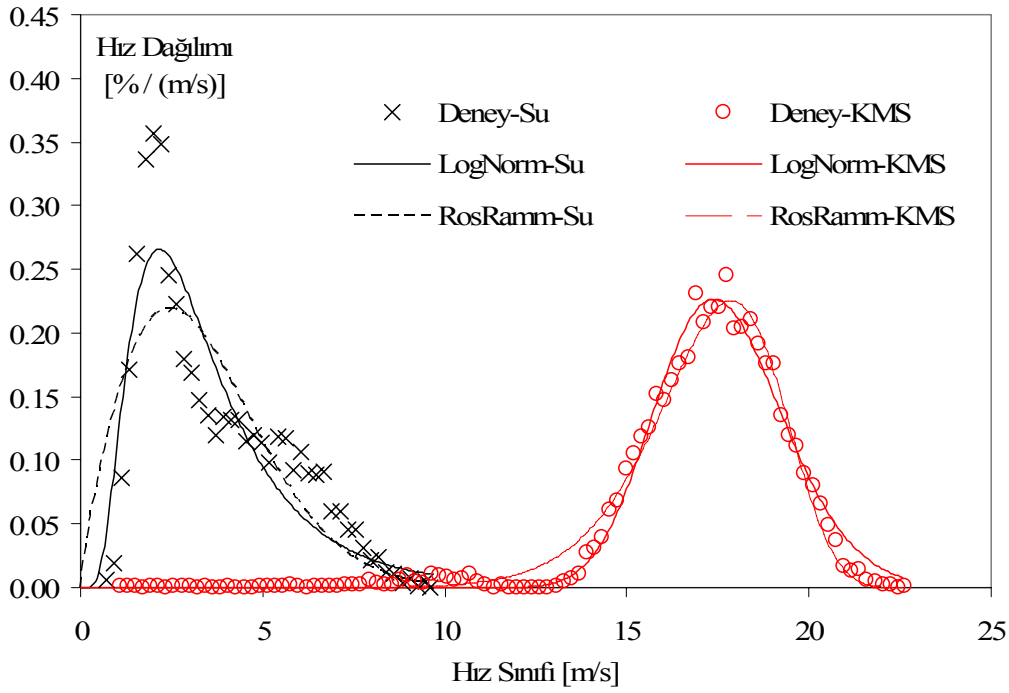


Şekil C.3 : Düzlemsel jet atomizöründe elde edilen, hacma göre frekans dağılımlarını temsil eden farklı model eğrileri.

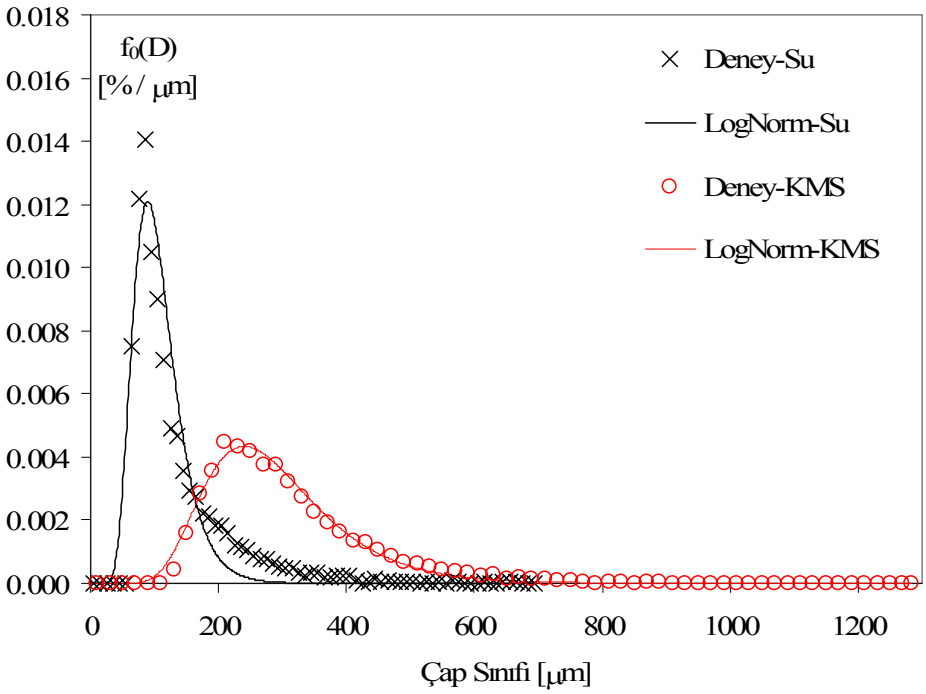


Şekil C.4 : Düzlemsel jet atomizöründe elde edilen, hacma göre kümülatif dağılımlar.

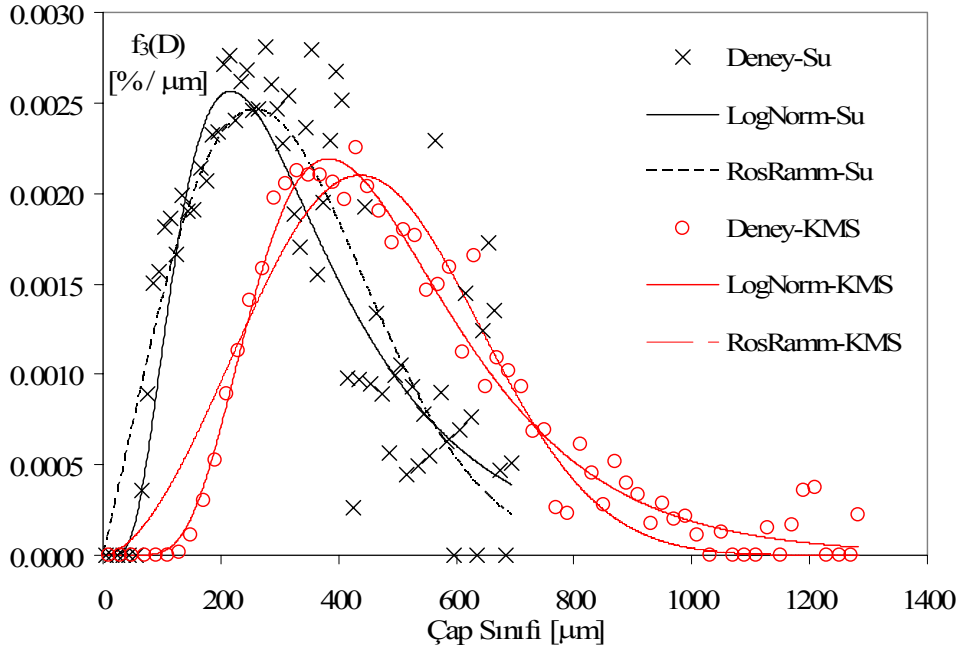
Döngülü atomizör için hız ve çap dağılımlarını gösteren Şekil C.5-C.8'deki grafiklerde, atomizör çıkışından $x = 131\, d_0$ uzaklıkta, spreyin merkezinde bir noktada yapılan ölçümler esas alınmaktadır. Akış halinde atomizör gerisindeki basınç değeri, su için, 170 kPa; KMS için ise, 1100 kPa değerinde alınmıştır.



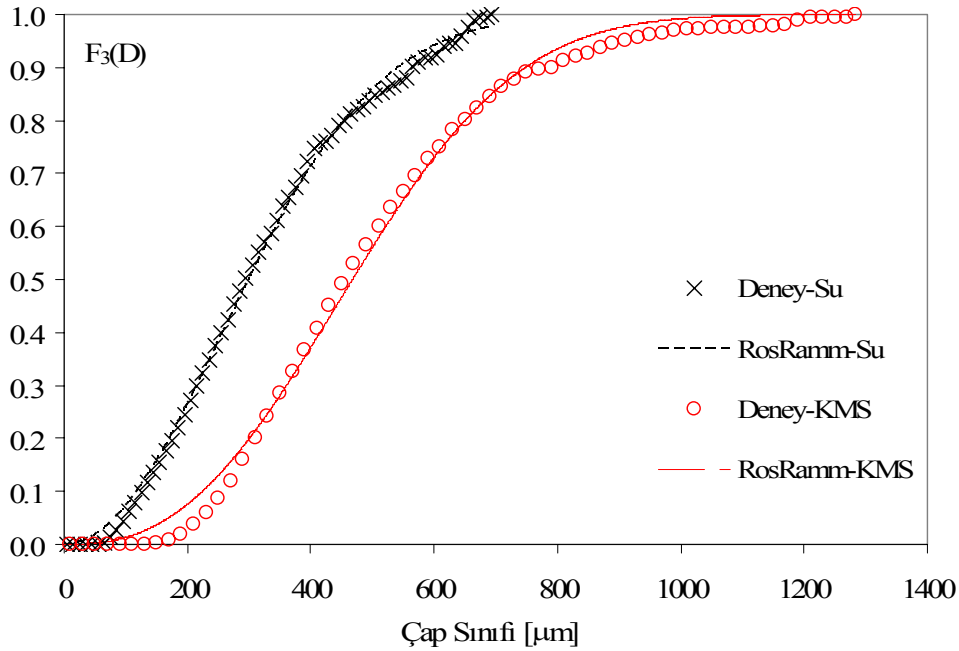
Şekil C.5 : Döngülü atomizörde elde edilen hız dağılımlarını temsil eden farklı model eğrileri.



Şekil C.6 : Döngülü atomizörde elde edilen, sayıya göre frekans dağılımları.

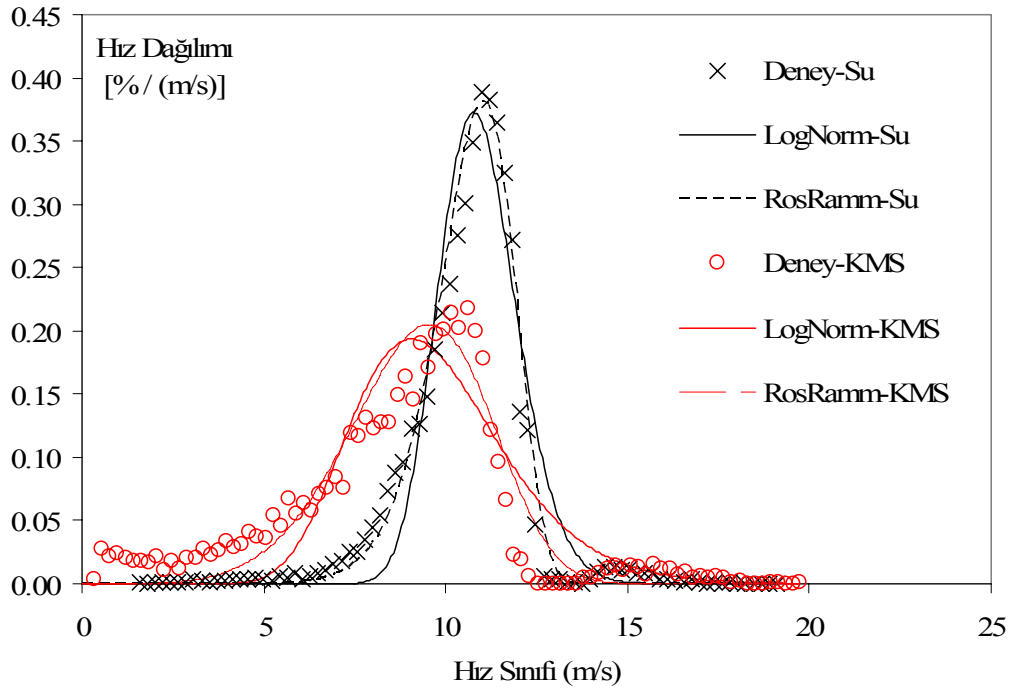


Şekil C.7 : Döngülü atomizörde elde edilen, hacma göre frekans dağılımlarını temsil eden farklı model eğrileri.

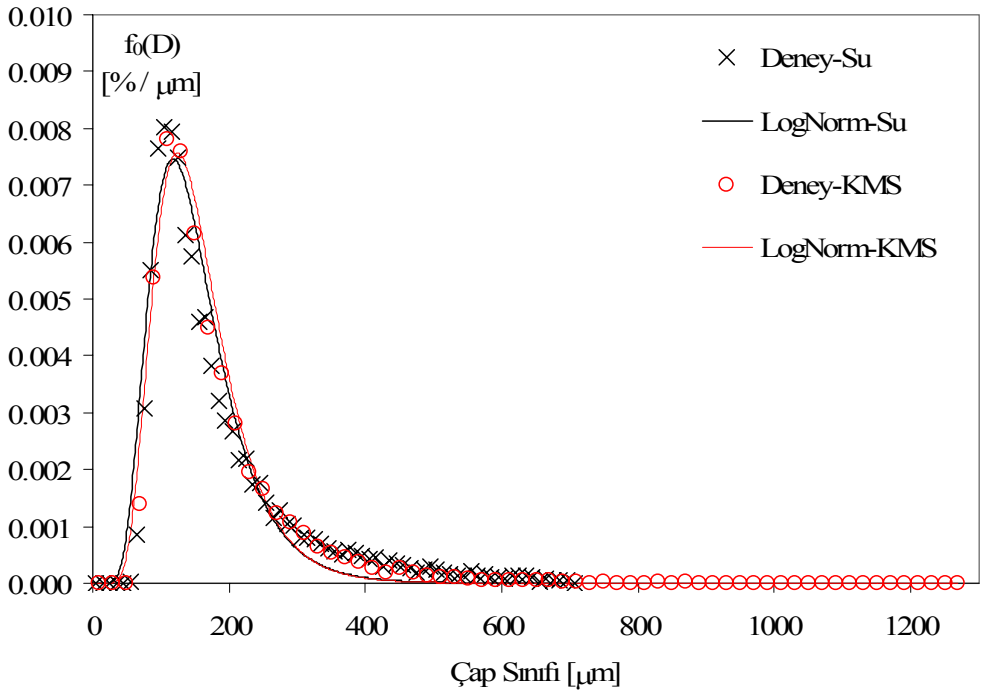


Şekil C.8 : Döngülü atomizörde elde edilen, hacma göre kümülatif dağılımlar.

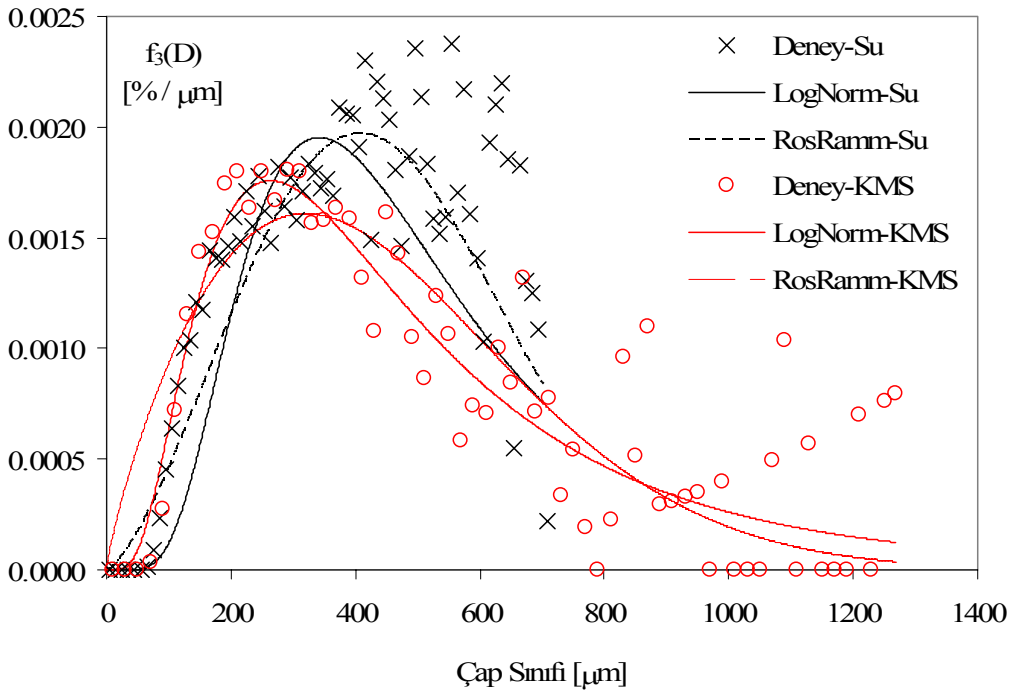
Pnömatik atomizör için hız ve çap dağılımlarını gösteren Şekil C.9-C.12'deki grafiklerde, atomizör çıkışından $x = 150\, d_0$ uzaklıkta, spreyin merkezinde bir noktada yapılan ölçümler esas alınmaktadır. Ölçümler sırasında su ve KMS için, sıvı/hava kütle debisi oranı değerleri, $w^{-1} \approx 10$ değerinde alınmıştır.



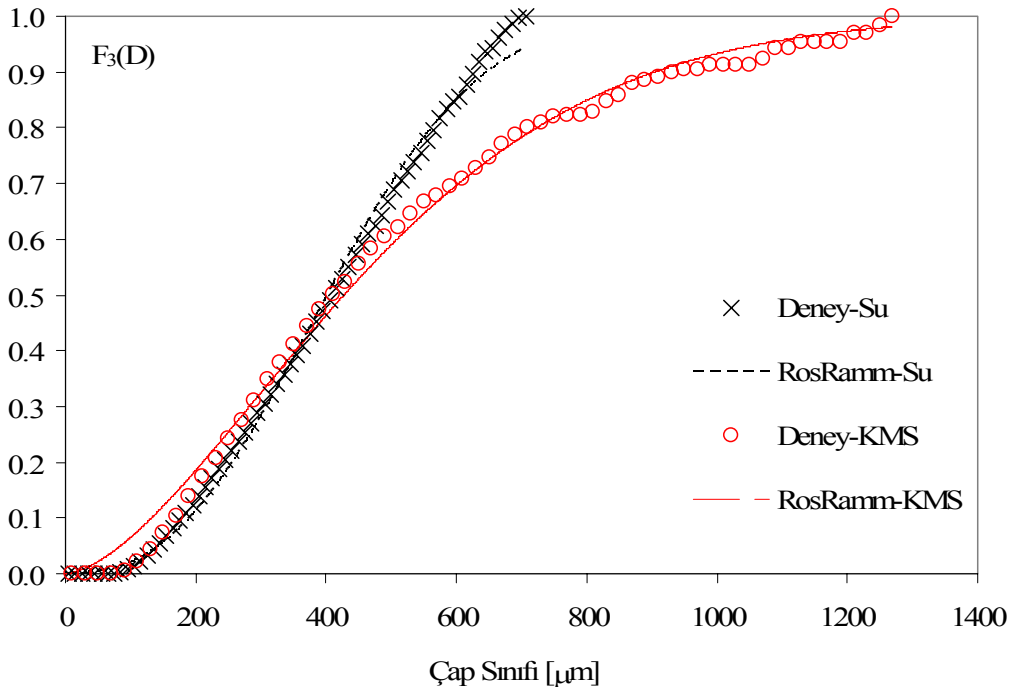
Şekil C.9 : Pnömatik atomizörde elde edilen hız dağılımlarını temsil eden farklı model eğrileri.



Şekil C.10 : Pnömatik atomizörde elde edilen, sayıya göre frekans dağılımları.



Şekil C.11 : Pnömatik atomizörde elde edilen, hacma göre frekans dağılımlarını temsil eden farklı model eğrileri.



Şekil C.12 : Pnömatik atomizörde elde edilen, hacma göre kümülatif dağılımlar.

EK D

Aşağıda verilen bilgisayar programı, MATLAB 6.5 yazılımı ile hazırlanmış olup, "ME.m" adlı bir ana program ile onyedi adet alt programdan oluşmaktadır. "RR.m" adlı alt program, deneysel verilere model eğrisi uydurma işlemi yapılırken; "lambdazero.m" adlı bir diğer alt program ise, normalizasyon denklemi ile ilişkili olan birinci Lagrange çarpanının hesaplanmasında kullanılmaktadır. Kalan onbeş adet alt program ise, Bölüm 6.1'de matris biçiminde tanımlanan denklem takımının Jakobyen matrisinde yer alan integral terimlerinin hesaplanmasında kullanılmaktadır. Program metninde, "%" işaretini takip eden yeşil renkli yazılar bilgi amaçlı olup, programın çalışmasına herhangi bir etkileri bulunmamaktadır. Satır sonunda "..." bulunması halinde ise, satıra sığmayan işlemin bir alt satırdan devam etmekte olduğu anlaşılmaktadır.

ANA PROGRAM METNİ (ME.m)

```
%          PROGRAMIN AMACI
% MATLAB yazilimi kullanilarak olusturulan bu programda,
% Bir spreyi olusturan damlaciklarin, ortalama cap (D30) ve hiz (V) degerleri girilerek,
% Cap sinifina gore ihtimal yogunluk fonksiyonlari elde edilmektedir.
% Programin hazrilanisinda, R.W. Sellens (1985)'te verilen formulasyon esas alinmistir.
% Formulasyon, duzlemsel jet atomizoru ile elde edilen spreyler icin gecerlidir.

   clear all
   close all
   clc
   format long

%          DEGISKENLERIN TANIMLANMASI
   global lold taustar sse sma smo ske
% Sinirlayici denklemlerdeki kaynak terimleri
   sse = 0 ; % Yuzey enerjisi korunum denklemindeki kaynak terimi
   sma = 0 ; % Sureklilik denklemindeki kaynak terimi
   smo = 0.05 ; % Momentum denklemindeki kaynak terimi
   ske = 0 ; % Kinetik enerji denklemindeki kaynak terimi
% Program calisirken, asagidaki dosya gruplarindan sadece biri aktif hale getirilmelidir.
% Su ile yapilan deneylerde elde edilen damlacik capi ve damlacik hizi dagilimlari.
   A = load('DuzlemJet-Su-Cap.txt') ;
   B = load('DuzlemJet-Su-Hiz.txt') ;
   Dmax = 700 ; % Su icin tahmini en buyuk damlacik capi, [mikrometre]
% KMS ile yapilan deneylerde elde edilen damlacik capi ve damlacik hizi dagilimlari.
```

```
   %A = load('DuzlemJet-KMS-Cap.txt') ;
   %B = load('DuzlemJet-KMS-Hiz.txt') ;
   %Dmax = 1300  ; % KMS icin tahmini en buyuk damlacik capi, [mikrometre]
% Maksimum Entropi yonteminde kullanilan ortalama cap degerinin (D30) hesaplanmasi
   D30 = sum(A(:,2).*A(:,1).^3)^(1/3) / sum(A(:,2))^(1/3) ;
% Duzlemsel levha seklindeki sivinin boyutsuz kalinligi (taustar) icin tahmini deger
   taustar = 0.425 ;
% Cap siniflarinin olusturulmasi
   Dmin = 1 ;
   delDstar = 1 ;
   Dclass_exp = (Dmax - Dmin) / delDstar ;
   Dstar = (Dmin:delDstar:Dmax)/D30 ;
% Maksimum Entropi yonteminde kullanilan ortalama hiz degerinin (Vmean) hesaplanmasi
   Vmean = sum(B(:,1).*B(:,2))/sum(B(:,2)) ;
   Vmax = 20 ; % En buyuk hiz, [m/s]
   Vmin = 1 ; % En kucuk hiz, [m/s]
   delVstar =  0.1 ; % Hiz sinifi genisligi, [m/s]
   Vclass_exp = (Vmax-Vmin) / delVstar ; % Hiz sinifi sayisi
   Vstar = (Vmin:delVstar:Vmax)/Vmean ; % Boyutsuzlastirilmis hiz sinifi

%          MAKSIMUM ENTROPI YAKLASIMI
% Lagrange carpanlarinin hesaplandigi iterasyonlarda kullanilan baslangic degerleri
% Bir onceki iterasyonda kullanilan Lagrange carpanlari icin baslangic degerleri
   lold = [0 0 0 0 0] ;
% Her iterasyonda guncellenen Lagrange carpanlari icin baslangic degerleri
   lnew = [0 0 0 0 0] ;
% Lagrange Carpanlarinin yakinsamasini goruntulemek icin tanimlanan gecici degerler
   ltemp = lnew ;
% Iterasyon adimini gosteren degisken (n)
   n = 0 ;
   nmax = 50 ; % Iterasyon adimi icin ust sinir
   TOL = 1e-6; % Integral terimlerinin hesabinda kullanilan yakinsama toleransi
   FlagUnderDone = 0.
% Iterasyon dongusunun baslangic noktasi
   while n <= nmax
         n = n + 1
         iter(n) = n ; % iterasyon sayaci
      % Jakobyen matrisinnin kosegen terimlerin hesaplanmasi
         J(1,1) = DBLQUAD(@dq1dl1,min(Dstar),max(Dstar),min(Vstar),max(Vstar),TOL) ;
         J(2,2) = DBLQUAD(@dq2dl2,min(Dstar),max(Dstar),min(Vstar),max(Vstar),TOL) ;
         J(3,3) = DBLQUAD(@dq3dl3,min(Dstar),max(Dstar),min(Vstar),max(Vstar),TOL) ;
         J(4,4) = DBLQUAD(@dq4dl4,min(Dstar),max(Dstar),min(Vstar),max(Vstar),TOL) ;
         J(5,5) = DBLQUAD(@dq5dl5,min(Dstar),max(Dstar),min(Vstar),max(Vstar),TOL) ;
      % Jakobyen matrisinnin kosegen disindaki terimlerinin hesaplanmasi
         J(2,1) = DBLQUAD(@dq2dl1,min(Dstar),max(Dstar),min(Vstar),max(Vstar),TOL) ;
         J(1,2) = J(2,1) ; % Matrisin simetrik olmasi nedeniyle
         J(3,1) = DBLQUAD(@dq3dl1,min(Dstar),max(Dstar),min(Vstar),max(Vstar),TOL) ;
         J(1,3) = J(3,1) ; % Matrisin simetrik olmasi nedeniyle
         J(3,2) = DBLQUAD(@dq3dl2,min(Dstar),max(Dstar),min(Vstar),max(Vstar),TOL) ;
         J(2,3) = J(3,2) ; % Matrisin simetrik olmasi nedeniyle
         J(4,1) = DBLQUAD(@dq4dl1,min(Dstar),max(Dstar),min(Vstar),max(Vstar),TOL) ;
         J(1,4) = J(4,1) ; % Matrisin simetrik olmasi nedeniyle
         J(4,2) = DBLQUAD(@dq4dl2,min(Dstar),max(Dstar),min(Vstar),max(Vstar),TOL) ;
         J(2,4) = J(4,2) ; % Matrisin simetrik olmasi nedeniyle
         J(4,3) = DBLQUAD(@dq4dl3,min(Dstar),max(Dstar),min(Vstar),max(Vstar),TOL) ;
```

```
    J(3,4) = J(4,3) ; % Matrisin simetrik olmasi nedeniyle
    J(5,1) = DBLQUAD(@dq5dl1,min(Dstar),max(Dstar),min(Vstar),max(Vstar),TOL) ;
    J(1,5) = J(5,1) ; % Matrisin simetrik olmasi nedeniyle
    J(5,2) = DBLQUAD(@dq5dl2,min(Dstar),max(Dstar),min(Vstar),max(Vstar),TOL) ;
    J(2,5) = J(5,2) ; % Matrisin simetrik olmasi nedeniyle
    J(5,3) = DBLQUAD(@dq5dl3,min(Dstar),max(Dstar),min(Vstar),max(Vstar),TOL) ;
    J(3,5) = J(5,3) ; % Matrisin simetrik olmasi nedeniyle
    J(5,4) = DBLQUAD(@dq5dl4,min(Dstar),max(Dstar),min(Vstar),max(Vstar),TOL) ;
    J(4,5) = J(5,4) ; % Matrisin simetrik olmasi nedeniyle
% q(i) degerlerinin hesaplanmasi
    q(1) = - J(1,1) - 1 ;
    q(2) = - J(2,1) - (1./(3*taustar) + sse) ;
    q(3) = - J(3,1) - (1 + sma) ;
    q(4) = - J(4,1) - (1 + smo) ;
    q(5) = - J(5,1) - (1 + ske) ;
% Sag taraf matrisinin (rhs) hesaplanmasi
    rhs = -q' + J*lold' ;
% Generalized Minimum Residuals (GMRES) optimizasyon yontemiyle matrisin
cozumu
    [lnew,FLAG]=gmres(J,rhs);
    FLAG;
% Degeri "1" olmasi gereken normalizasyon denkleminin mevcut degeri
    J11(n) = -J(1,1) ;
% Normalizasyon denklemiyle iliskili Lagrange carpaninin diger carpanlar yardimiyla
hesaplanmasi
    lzero = log(DBLQUAD...
    (@lambdazero,min(Dstar),max(Dstar),min(Vstar),max(Vstar),TOL)) ;
% Lagrange carpanlarinin her iterasyonda hesaplanan degerlerinin kaydedilmesi
    lambda(1,n) = lnew(1) ;
    lambda(2,n) = lnew(2) ;
    lambda(3,n) = lnew(3) ;
    lambda(4,n) = lnew(4) ;
    lambda(5,n) = lnew(5) ;
% Yakinsama Kriteri: Birinci Lagrange carpaninin degerindeki degisim miktari
    conv = abs(lnew(1) - lzero)/lzero * 100
    residual1(n) = conv ;
% Bu iterasyonda hesaplanan Lagrange carpanlarinin kaydedilmesi
    ltemp = lnew ;
% Lagrange carpanlarinin bir sonraki iterasyondaki degerleri icin sinirlama
parametreleri (underrelaxation)
    if abs(conv) > 15. ;
    % Yakinsama Kriteri %15'in uzerindeyken uygulanan sinirlama parametreleri
    underrel(1) = 0.8;
    underrel(2) = 0.2;
    underrel(3) = 0.2;
    underrel(4) = 0.2;
    underrel(5) = 0.2;
    elseif abs(conv) < 0.00000005 ;
    % Yakinsama Kriteri %0.00000005'in altina dustugunde uygulanan degerler
       underrel(:) = 0.0000000001;
    elseif abs(conv) < 0.0000002 ;
    % Yakinsama Kriteri %0.0000002'nin altina dustugunde uygulanan degerler
       underrel(:) = 0.000000001;
    elseif abs(conv) < 0.000005 ;
    % Yakinsama Kriteri %0.000005'in altina dustugunde uygulanan degerler
```

```
            underrel(:) = 0.00000001;
        elseif abs(conv) < 0.00002 ;
        % Yakinsama Kriteri %0.00002'nin altina dustugunde uygulanan degerler
            underrel(:) = 0.0000001;
        elseif abs(conv) < 0.0005 ;
        % Yakinsama Kriteri %0.0005'in altina dustugunde uygulanan degerler
            underrel(:) = 0.000001;
        elseif abs(conv) < 0.002 ;
        % Yakinsama Kriteri %0.002'nin altina dustugunde uygulanan degerler
            underrel(:) = 0.00001;
        elseif abs(conv) < 0.01 ;
        % Yakinsama Kriteri %0.01'nin altina dustugunde uygulanan degerler
            underrel(:) = 0.0001;
        elseif abs(conv) < 0.1 ;
        % Yakinsama Kriteri %0.1'in altina dustugunde uygulanan degerler
            underrel(:) = 0.001;
        elseif abs(conv) < 1. ;
        % Yakinsama Kriteri %1'in altina dustugunde uygulanan degerler
            underrel(:) = 0.01;
        else abs(conv) < 5. ;
        % Hicbiri degilse (yakinsama kriteri %5-15 arasindayken uygulanan degerler)
            underrel(:) = 0.1;
        end
    % Bir sonraki iterasyonda kullaniacak olan Lagrange Carpanlari degerleri
        lold(1) = lold(1) +(lzero-lold(1))*underrel(1) ;
        lold(2) = lold(2) +(lnew(2)-lold(2))*underrel(2) ;
        lold(3) = lold(3) +(lnew(3)-lold(3))*underrel(3) ;
        lold(4) = lold(4) +(lnew(4)-lold(4))*underrel(4) ;
        lold(5) = lold(5) +(lnew(5)-lold(5))*underrel(5) ;
    % Kumulatif cap dagilimi degerlerinin hesaplanmasi
        sumfnumber = 0. ;
        sumfmass = 0. ;
        for i = 1:Dclass_exp+1
            fnumber(i) = sqrt(pi/(4*lnew(5)*Dstar(i)^3)) * ( erf(max(Vstar)*sqrt(lnew(5)*...
                Dstar(i)^3) + 0.5*lnew(4)*sqrt(Dstar(i)^3/lnew(5))) - erf(0.5*lnew(4)*...
                sqrt(Dstar(i)^3/lnew(5)))) * exp(-lnew(1)-lnew(2)*...
                Dstar(i)^2-(lnew(3)-0.25*lnew(4)^2/lnew(5))*Dstar(i)^3) ;
            fmass(i) = fnumber(i) * Dstar(i)^3 ;
            sumfnumber = sumfnumber + fnumber(i) ;
            sumfmass = sumfmass + fmass(i) ;
        end
    % Cap dagilimlarinin normalize edilmesi
        for i = 1:Dclass_exp+1
            fnumber(i) = fnumber(i) / sumfnumber ;
            fmass(i) = fmass(i) / sumfmass / delDstar ;
        end
% Iterasyon dongusunun bitis noktasi
  end
```

```
%           DENEYSEL SONUCLAR ICIN ROSIN-RAMMLER MODEL EGRISI
   Dexp = A(:,1) ;
   volexp = sum(A(:,2).*(A(:,1).^3)) ;
   delDexp = A(2,1) - A(1,1) ;
   f3exp = (A(:,1).^3).*A(:,2)./volexp/delDexp ;
% Rosin-Rammler model egrisi parametrelerinin optimizasyonu icin baslangic degerleri
   q0 = 3 ;
   Dbar0 = 300 ;
% Rosin Rammler parameterleri icin alt ve ust sinir degerler
   lb(1) = 0 ;
   lb(2) = 0 ;
   ub(1) = Inf ;
   ub(2) = Inf ;
% Damlacik hacmina gore frekans dagilimi icin Rosin-Rammler fonksiyonu
   x10(1) = q0 ;
   x10(2) = Dbar0 ;
   x1 = lsqcurvefit(@RR,x10,Dexp,f3exp,lb,ub) ;
   RR_q = x1(1) ;
   RR_Dbar = x1(2) ;
   RR_f3 = RR(x1,Dexp) ;

   %           SONUCLARIN GRAFIK HALINDE ELDE EDILMESI
% Lagrange carpanlari icin bagil hata degerlerinin iterasyon boyunca degisimi
   figure
   plot(iter,residual1)
   legend('\lambda_1',1)
   title('Bagil Hata Yuzdesi')
   xlabel('Iterasyon Sayisi')
   ylabel('Bagil Hata (%)')
% Lagrange carpanlarinin iterasyon boyunca degisimi
   figure
   plot(iter,lambda(1,:),'k-',iter,lambda(2,:),'o-',iter,lambda(3,:),'v-',iter,lambda(4,:),...
        'd-',iter,lambda(5,:),'s-')
   legend('\lambda_1','\lambda_2','\lambda_3','\lambda_4','\lambda_5',1)
   title('Lagrange Carpanlari')
   xlabel('Iterasyon Sayisi')
   ylabel('Lagrange Carpanlari')
% Damlaciklarin hacma gore tanimli frekans dagiliminin, cap sinifina gore degisimi
   figure
   plot(Dexp,f3exp,'ko', Dstar*D30,fmass,'k', Dexp,RR_f3,'k--')
   legend('Deneysel Sonuclar','Maksimum Entropi','Rosin-Rammler', 2)
   title('Olcum noktasi: Duzemsel jet atomizoru cikisindan {\itl = 143\cdotd_0} uzaklikta, ...
        merkezde')
   xlabel('Cap Sinifi (\mum)')
   ylabel('Damlacik Hacmina Göre Frekans Dagilimi (% / \mum)')
```

ALT PROGRAM-1 (RR.m)

```
function F = RR(x1,xdata)
q = x1(1) ;
Dbar = x1(2) ;
D = xdata ;
% Rosin Rammler frekans dagilimi
F = q.*(Dbar^-q).*(D.^(q-1)).*exp(-(D./Dbar).^q) ;
```

ALT PROGRAM-2 (lambdazero.m)

```
function F = lambdazero(Dstar,Vstar,lold)
global lold taustar sse sma smo ske
prob = exp(-lold(2).*Dstar.^2-lold(3).*Dstar.^3-lold(4).*Dstar.^3.*...
        Vstar-lold(5).*Dstar.^3.*Vstar.^2) ;
F = abs(prob) ;
```

ALT PROGRAM-3 (dq1dl1.m)

```
function F = dq1dl1(Dstar,Vstar,lold)
global lold taustar sse sma smo ske
prob = exp(-lold(1)-lold(2).*Dstar.^2-lold(3).*Dstar.^3-lold(4).*Dstar.^3.*...
        Vstar-lold(5).*Dstar.^3.*Vstar.^2) ;
F = -prob ;
```

ALT PROGRAM-4 (dq2dl1.m)

```
function F = dq2dl1(Dstar,Vstar,lold)
global lold taustar sse sma smo ske
prob = exp(-lold(1)-lold(2).*Dstar.^2-lold(3).*Dstar.^3-lold(4).*Dstar.^3.*...
        Vstar-lold(5).*Dstar.^3.*Vstar.^2) ;
F = -Dstar.^2.*prob ;
```

ALT PROGRAM-5 (dq2dl2.m)

```
function F = dq2dl2(Dstar,Vstar,lold)
global lold taustar sse sma smo ske
prob = exp(-lold(1)-lold(2).*Dstar.^2-lold(3).*Dstar.^3-lold(4).*Dstar.^3.*...
        Vstar-lold(5).*Dstar.^3.*Vstar.^2) ;
F = -Dstar.^4.*prob ;
```

ALT PROGRAM-6 (dq3dl1.m)

```
function F = dq3dl1(Dstar,Vstar,lold)
global lold taustar sse sma smo ske
prob = exp(-lold(1)-lold(2).*Dstar.^2-lold(3).*Dstar.^3-lold(4).*Dstar.^3.*...
        Vstar-lold(5).*Dstar.^3.*Vstar.^2) ;
F = -Dstar.^3.*prob ;
```

ALT PROGRAM-7 (dq3dl2.m)

```
function F = dq3dl2(Dstar,Vstar,lold)
global lold taustar sse sma smo ske
prob = exp(-lold(1)-lold(2).*Dstar.^2-lold(3).*Dstar.^3-lold(4).*Dstar.^3.*...
        Vstar-lold(5).*Dstar.^3.*Vstar.^2) ;
F = -Dstar.^5.*prob ;
```

ALT PROGRAM-8 (dq3dl3.m)

```
function F = dq3dl3(Dstar,Vstar,lold)
global lold taustar sse sma smo ske
prob = exp(-lold(1)-lold(2).*Dstar.^2-lold(3).*Dstar.^3-lold(4).*Dstar.^3.*...
        Vstar-lold(5).*Dstar.^3.*Vstar.^2) ;
F = -Dstar.^6.*prob ;
```

ALT PROGRAM-9 (dq4dl1.m)

```
function F = dq4dl1(Dstar,Vstar,lold)
global lold taustar sse sma smo ske
prob = exp(-lold(1)-lold(2).*Dstar.^2-lold(3).*Dstar.^3-lold(4).*Dstar.^3.*...
        Vstar-lold(5).*Dstar.^3.*Vstar.^2) ;
F = -Dstar.^3.*Vstar.*prob ;
```

ALT PROGRAM-10 (dq4dl2.m)

```
function F = dq4dl2(Dstar,Vstar,lold)
global lold taustar sse sma smo ske
prob = exp(-lold(1)-lold(2).*Dstar.^2-lold(3).*Dstar.^3-lold(4).*Dstar.^3.*...
        Vstar-lold(5).*Dstar.^3.*Vstar.^2) ;
F = -Dstar.^5.*Vstar.*prob ;
```

ALT PROGRAM-11 (dq4dl3.m)

```
function F = dq4dl3(Dstar,Vstar,lold)
global lold taustar sse sma smo ske
prob = exp(-lold(1)-lold(2).*Dstar.^2-lold(3).*Dstar.^3-lold(4).*Dstar.^3.*...
        Vstar-lold(5).*Dstar.^3.*Vstar.^2) ;
F = -Dstar.^6.*Vstar.*prob ;
```

ALT PROGRAM-12 (dq4dl4.m)

```
function F = dq4dl4(Dstar,Vstar,lold)
global lold taustar sse sma smo ske
prob = exp(-lold(1)-lold(2).*Dstar.^2-lold(3).*Dstar.^3-lold(4).*Dstar.^3.*...
        Vstar-lold(5).*Dstar.^3.*Vstar.^2) ;
F = -Dstar.^6.*Vstar.^2.*prob ;
```

ALT PROGRAM-13 (dq5dl1.m)

```
function F = dq5dl1(Dstar,Vstar,lold)
global lold taustar sse sma smo ske
prob = exp(-lold(1)-lold(2).*Dstar.^2-lold(3).*Dstar.^3-lold(4).*Dstar.^3.*...
        Vstar-lold(5).*Dstar.^3.*Vstar.^2) ;
F = -Dstar.^3.*Vstar.^2.*prob ;
```

ALT PROGRAM-14 (dq5dl2.m)

```
function F = dq5dl2(Dstar,Vstar,lold)
global lold taustar sse sma smo ske
prob = exp(-lold(1)-lold(2).*Dstar.^2-lold(3).*Dstar.^3-lold(4).*Dstar.^3.*...
        Vstar-lold(5).*Dstar.^3.*Vstar.^2) ;
F = -Dstar.^5.*Vstar.^2.*prob ;
```

ALT PROGRAM-15 (dq5dl3.m)

```
function F = dq5dl3(Dstar,Vstar,lold)
global lold taustar sse sma smo ske
prob = exp(-lold(1)-lold(2).*Dstar.^2-lold(3).*Dstar.^3-lold(4).*Dstar.^3.*...
        Vstar-lold(5).*Dstar.^3.*Vstar.^2) ;
F = -Dstar.^6.*Vstar.^2.*prob ;
```

ALT PROGRAM-16 (dq5dl4.m)

```
function F = dq5dl4(Dstar,Vstar,lold)
global lold taustar sse sma smo ske
prob = exp(-lold(1)-lold(2).*Dstar.^2-lold(3).*Dstar.^3-lold(4).*Dstar.^3.*...
        Vstar-lold(5).*Dstar.^3.*Vstar.^2) ;
F = -Dstar.^6.*Vstar.^3.*prob ;
```

ALT PROGRAM-17 (dq5dl5.m)

```
function F = dq5dl5(Dstar,Vstar,lold)
global lold taustar sse sma smo ske
prob = exp(-lold(1)-lold(2).*Dstar.^2-lold(3).*Dstar.^3-lold(4).*Dstar.^3.*...
        Vstar-lold(5).*Dstar.^3.*Vstar.^2) ;
F = -Dstar.^6.*Vstar.^4.*prob ;
```

ÖZGEÇMİŞ

Ad Soyad:	Gökhan BALIK
Doğum Yeri ve Tarihi:	Hozat / 16.01.1979
Adres:	İTÜ Makina Fakültesi, İnönü Cad. No:65, Gümüşsuyu, PK: 34437, Beyoğlu / İstanbul
Lisans Üniversite:	İstanbul Teknik Üniversitesi, Makina Mühendisliği Bölümü, 1996-2000
Yüksek Lisans Üniversite:	İstanbul Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Makina Mühendisliği Anabilim Dalı, Enerji Programı 2000-2003

Yayın Listesi:

- **Balık, G.,** Reis, A.H., Aydın, M., ve Miguel, A.F., 2008. Behaviour of submicrometer particles in periodic alveolar airflows, *European Journal of Applied Physiology,* **102**, 677-683.
- Aydın, M., **Balık, G.,** Miguel, A.F. ve Reis, A.H., 2005. "Some Features of Flow and Particle Transport in Porous Structures", *Strojniški vestnik - Journal of Mechanical Engineering,* **51**(7-8), 495-500.
- Aydın, M., **Balık, G.,** Reis, A.H. ve Miguel, A.F., 2004. Convective and diffusive flows in rhythmically expanding alveolus, *International Conference on Porous Media and Applications*, 491-495, Evora, Portugal.
- Aydın, M., **Balık, G.,** Miguel, A.F. ve Reis, A.H., 2004. Some features of flow and particle transport in porous structures, *ASME-ZSIS International Thermal Science Seminar*, 863-868, Bled, Slovenia.
- **Balık, G.,** Beceren, K. ve Kılıç, A., 2003. Doğal duman tahliyesinde optimum havalandırma açıklığının sayısal yöntemle belirlenmesi, *VI.Ulusal Tesisat Mühendisliği Kongresi,* 215-228, İzmir.
- Çetegen, E. ve **Balık, G.,** 2002. Klima tesisatları için görsel akustik programı, *VI.Ulusal Akustik Kongresi,* 193-198, Kaş, Antalya.
- Özdemir, M. ve **Balık, G.,** 2002. Atmosferik Brülörlerde Yakıt ile Birincil Havanın Karışım ve Akış Olaylarının Sayısal Olarak İncelenmesi, *Tesisat Dergisi,* **75**, 162-166.