

**169866**

YILDIZ ÜNİVERSİTESİ  
KOCAELİ MÜHENDİSLİK FAKÜLTESİ

İKİ FAZLI VE TÜRBÜLANSLI AKIŞ  
REJİMİNDE SINIR TABAKA ALT BÖLGESİNDE  
GELİŞEN OLAYLARDAN İLERİ GELEN  
PARÇACIK AYRILMALARININ  
BİRİKME OLAYINA ETKİSİ

Hasan Rıza GÜVEN

Doktora Jürisi: Prof. Seyfettin Saracoğlu (Yönetici)

Prof. Dr. Kaan Edis

Prof. Ahmet Turan Gökelim

## TEŐEKKÜR

Bu çalışmanın gelişmesi sırasında çalıőmalarımı teővik ederek değerli tavsiyeleri ve yardımlarıyla yönlendiren tez yöneticim Sayın Prof. Seyfettin Saracoğlu'na, az veya çok katkısı bjluramlara ve tezi özenle daktilo eden Sayın Glсен Karőit'e teőekkürü bir borç bilirim.

Hasan Rıza Güven

Kocaeli, Ocak 1983

**ABSTRACT**

In this study, the effect of particle removal on observed deposition rates in turbulent flow of a fluid which small particles are contained has been investigated. A removal criterion has been obtained by assuming only molecular attraction forces in adhesion phenomenon. According to this criterion, wall shearstress has been shown to be a controlling parameter: below a critical value where removal can occur, deposition increases, but above this value the observed deposition rate decreases.

The functional dependence of deposition on wall shear velocity for combined deposition and removal has been derived for the case which diffusional forces are dominant for small particles. The discontinuities in deposition plots in previous studies has been smoothed out by considering that the particle size distribution is normal. The outcomes of the numerical studies carried out are in a good agreement with experimental datum.

## ÖZET

Bu çalışmada, çok küçük katı partiküller içeren bir akışkanın, düz bir yüzey üzerinde türbülanslı akışında, yüzeyde biriken partikül sayısına partikül ayrılmasının etkisi incelenmiştir. Parçacıkları yüzeyde tutan adhezyon kuvvetin moleküler çekme kuvveti olduğu kabülü ile bir ayrılma kriteri bulunmuştur. Bu kriter gere, çeperdeki kayma hızı bir kontrol parametresi olarak ortaya çıkmıştır. Kayma hızının ayrılmanın başladığı kritik değerinden küçük değerlerinde birikme kayma hızı ile artar, aksi halde ise azalır.

Birikme ve ayrılma olaylarının birleştirilmesi ile, birikmenin çeperdeki kayma hızı ile fonksiyonel bağı, küçük partiküller için difüzyon kuvvetinin dominant olduğu kabülü ile elde edilmiştir. Daha önceki çalışmalarda birikme eğrilerinde ortaya çıkan süreksizlik, partiküllerin büyüklüklerinin normal dağılımında olduğu varsayılarak giderilmiştir. Yapılan nümerik çalışmanın sonuçları deneysel sonuçlarla uyum halindedir.

**İÇİNDEKİLER****Sayfa**

## TABLOLARIN LİSTESİ

## ŞEKİLLERİN LİSTESİ

## SEMBOLLER

## BÖLÜM 1

1 GİRİŞ	1
---------	---

## BÖLÜM 2

2 TEORİ	6
---------	---

2.1. Sınır Tabaka Alt Bölgesinin Yapısı ve Patlama Prosesi	7
--	---

2.2. Patlama Prosesi ile İlgili Kantitatif Bilgiler	10
---	----

## BÖLÜM 3

3 YENİDEN AYRILMA OLAYININ PARTİKÜL BİRİKMESİ ÜZERİNE ETKİSİ VE ÖNERİLEN MODEL	13
--	----

3.1. Ayrılma Mekanizması	13
--------------------------	----

3.2. Ayrılma ve Birikme Dengesi	17
---------------------------------	----

3.3. Bir Partikül Üzerine Gelen Kuvvetler ve Ayrılma Kriteri	23
--	----

3.4. Yeniden Ayrılmanın Birikmeye Etkisi İçin Önerilen Formüller	28
--	----

3.5. Modelin Normal Çap Dağılımındaki Partiküller için Geliştirilmesi	31
---	----

## BÖLÜM 4

4 Deneysel Çalışmalar ve Sonuçlar	35
-----------------------------------	----

4.1. Visser'in Deneysel Metodu	35
--------------------------------	----

	<u>Sayfa</u>
4.1.1. Malzemeler	36
4.2. Marshall ve Kitchener'in Deneysel Metodu	38
4.2.1. Malzemeler	38
4.2.2. Dönen Disk Düzeneği	39
4.2.3. Birikmenin Saptanması	39
4.3. Duckworth ve Peterson'un Deneysel Verileri	41
<b>BÖLÜM 5</b>	
5 MODELİN NÜMERİK UYGULANMASI	43
5.1. Biriken Partikül Sayısının Bulunması	43
5.2. Birikme Olayına Etki Eden Parametreler	48
5.2.1. Parametrik Analiz ve Tartışma	50
<b>BÖLÜM 6.</b>	
6. İRDELEME	62
7. SONUÇLAR	64
8. TAVSİYELER	67
REFERANSLAR	68
<b>EKLER</b>	
E.1. Deneysel Karşılaştırma için Yapılan Hesaplarda Kullanılan Tablolar ve Açıklamaları	71
E.2. Parametrik Analiz için Yapılan Hesaplara ait Tablolar	76

## ŞEKİLLERİN LİSTESİ

<u>Numara</u>		<u>Sayfa</u>
2.1.	Ofren ve Kline (15)'a Göre Patlama Prosesinin Gelişim Sırası	10
3.1.	İstatistik Yaklaşım İçin Seçilen Kontrol Yüzeyi	14
3.2.	Normal Dağılım için Probabilite Yoğunluk Fonksiyonu	32
4.1.	Polistriyn Partiküllerin Çap Dağılımı (Ref. 13)	36
4.2.	Devir Sayısının Fonksiyonu Olarak Ayrılan Partikül Yüzdesi (Ref. 13)	38
4.3.	Birikme Kontrolü için Kullanılan Dönem Disk Düzeneği (Ref. 6)	40
4.4.	Üniform Dağılım Gösteren Birikmiş Karbon Partiküllerin Fotomikrografiği (Ref.6)	41
4.5.	Akışkan Ortam İçerisindeki Polistriyn Partiküllerin Sellofen Yüzey Üzerindeki Hareketi için Biriken Partikül Sayısının Kayma Hızına Göre Değişimi (Ref. 34)	42
5.1.	Birim Alanda Biriken Partikül Sayısının Kayma Hızı ile Değişimi ( $c=400 \text{ l/cm}^3$ , $T=288^{\circ}\text{K}$ )	47
5.2.	Birim Alanda Biriken Partikül Sayısının Kayma Hızı ile Değişimine $\alpha$ 'nın Etkisi	49
5.3.	Yüzeyde Biriken Partikül Sayısının Kayma Hızı ile Değişimine Partikül Çap Dağılımına Ait Standart Sapmanın Etkisi ( $d_m=0,5 \text{ } \mu\text{m}$ , $T=15 \text{ dak}$ )	51

<u>Numara</u>		<u>Sayfa</u>
5.4.	Birim Alanda Biriken Partikül Sayısının Kayma Hızı ile Değişimi Üzerine Partikül Konsantrasyonunun Etkisi ( $d_m=0,5 \mu\text{m}$ , $T=15 \text{ dak}$ )	53
5.5.	Birim Alanda Biriken Partikül Sayısının Kayma Hızı ile Değişimine Partikül ile Yüzey Arasındaki Mesafenin Etkisi ( $d_m=0,5 \mu\text{m}$ , $T=15 \text{ dak}$ )	55
5.6.	Birim Alanda Biriken Partikül Sayısının Kayma Hızı ile Değişimine Akışkan Ortam Sıcaklığının Etkisi ( $d_m=0,5 \mu\text{m}$ , $\sigma = 0,3 \mu\text{m}$ , $T=15 \text{ dak}$ )	56
5.7.	Birim Alanda Biriken Partikül Sayısının Kayma Hızı ile Değişimine Zaman Periyodunun Etkisi ( $d_m=0,5 \mu\text{m}$ , $\sigma=0,3\mu\text{m}$ )	57
5.8.	Birim Alanda Biriken Partikül Sayısının Kayma Hızı ile Değişimine Ortalama $\lambda$ Partikül Çapının Etkisi ( $c=400 \text{ l/cm}^3$ , $\sigma = 0,3 \text{ m}$ )	59
5.9.	Birim Alanda Biriken Partikül Sayısının Kayma Hızı ile Değişimine Yüzey Malzeme Sahibinin Etkisi	61



## SEMBOLLER

A	Malzeme Hamakar sabiti (erg) (denklem (3.42))
B	Ayrılma kriterindeki sabit ( $\text{cm}^{5/3}/\text{S}$ ) (denklem 3.47))
c	Partiküllerin konsantrasyonu (partikül/ $\text{cm}^3$ )
D	Difüzyon katsayısı ( $\text{cm}^2/\text{s}$ ) (denklem 3.53))
d	Partikül çapı (cm)
$d_c$	Partikül çapının kritik değeri (cm)(denklem (3.48))
$d_m$	Ortalama partikül çapı (cm)
$F_{ad}$	Adhezyon kuvveti (dyn) (denklem (3.42))
$F_o$	Sürüklenme kuvveti (dyn) (denklem (3.39))
$F_L$	Kaldırma kuvveti (dyn) (denklem (3.40))
h	Partikül ile yüzey arasındaki mesafe (nm)
K	Stokes kanununu düzeltme faktörü
k	Boltzmann sabiti ( $k = 1,380 \cdot 10^{-16} \text{ erg}/^\circ\text{K}$ )
n	devir sayısı (dev/dak)
N	Birim alanda biriken partikül sayısı (partikül/ $\text{cm}^2$ )
$\frac{N}{D}$	Birim alanda birim zamanda iriken partikül sayısı
$n_o$	Başlangıçtaki partikül sayısı
T	Birikme deneylerinde belli zaman aralığı
$T_s$	Ortam sıcaklığı ( $^\circ\text{K}$ )
t	Zaman (saniye)
u	Ortalama hız

$U^*$	Çeperde kayma hızı (cm/s)(denklem (2.2))
$x$	Boyuna yatay uzaklık (cm)
$x^+$	Boyutsuz boyuna uzaklık (denklem 2.7))
$y$	Çeperden düşey uzaklık (cm)
$y^+$	Boyutsuz düşey uzaklık (denklem (2.7))
$z$	Enine uzaklık (cm)
$z^+$	Boyutsuz enine uzaklık (denklem (2.7))
$\alpha$	Süpürme verimi (denklem (3.24))
$\rho$	Özgül kütle ( $\text{gr}/\text{cm}^3$ )
$\nu$	Kinematik viskozite ( $\text{cm}^2/\text{s}$ )
$\mu$	Dinamik viskozite ( $\text{gr}/\text{cm}\cdot\text{s}$ )
$\sigma$	Standard sapma ( $\mu\text{m}$ )
$\sigma_s$	Schmitz sayısı (denklem (3.52))
$e'$	Patlama prosesi etkisindeki alanın temizlenme probabilitesi
$e$	Partiküllerin $d_c$ çapından küçük olma probabilitesi

## BÖLÜM I

### I. GİRİŞ

Bu çalışmada, iki fazlı türbilanslı bir akışkan hareketinde yüzeyde partikül birikmesi olayına, biriken partiküllerin yeniden ayrılmasının etkisi incelenmiştir. Çok küçük partikülleri ( $<1\mu\text{m}$ ) içerisinde bulunduran bir akışkanın temasta olduğu çeper üzerindeki hareketinde, partiküller çeperde birikebilirler. Türbilanslı akışlarda birikme, laminer akışa oranla daha fazla olup, biriken partiküllerin bir kısmı, alt tabaka içerisinde gelişen olaylar nedeni ile çeperden kaldırılabilir. Birikme miktarlarının mevcut birikme modelleri ile tahmin edilmesi, partiküllerin yeniden ayrılmaları nedeniyle oldukça zorlaşmaktadır. Bu nedenle, birçok deneysel çalışmada, yüzey uygun bir adhesiv malzeme ile kaplanarak, partiküllerin birikme sonrası yüzeyde yapışmaları sağlanmıştır. (Örneğin: Forney ve Spielman (1)). Bununla beraber, hava kirliliği kontrolü ve pnomatik taşıma gibi pratik mühendislik uygulamalarında yüzey şartlarının bu şekilde kontrol edilmesi mümkün değildir.

Birikme ve ayrılma arasında denge kurularak geliştirilen bir modelle, pratik durumlar için, biriken

partikül sayılarının bulunması amaçlanmıştır.

Bu model, sadece partiküllerin aynı büyüklükte olduğu ideal durumlar için geçerli olan, Cleaver ve Yates (2)'in modeline dayanmaktadır. Cleaver ve Yates (2)'in modeli, partikül çaplarının normal çap dağılımına uygun olduğu kabulü ile geliştirilmiştir. Partiküller ile yüzey arasındaki çekme kuvvetinin sadece moleküler (Van Der Waals çekme kuvveti) olduğu kabul edilmek suretiyle, partiküllerin yüzeyden ayrılmaları için sağlanması gereken kriter bulunmuştur. Sözü edilen varsayımlardan hareketle önerilen model üzerinde yapılan parametrik analiz sonucu, birikme olayını etkileyen parametreler bulunmuştur. Bu parametreler; partikül konsantrasyonu,  $c$ ; partikül ile yüzey arasındaki mesafe,  $h$ ; partikül çap dağılımının standart sapması,  $\sigma$ ; zaman periyodu,  $T$ ; akışkan ortamın sıcaklığı,  $T_g$ ; yüzey malzemesine ait Hamaker sabiti,  $A$ ; partikül orijinal çapı,  $d_m$ ; ve çeperdeki kayma hızı  $U^*$  dir.

Birikme olayı; yüzey temizlenmesi, hava kirliliği kontrolü, pnömatik taşıma ve enerji üretiminde, kirli gaz kullanılan türbin kanatlarının aşınması gibi, birçok mühendislik probleminde ortaya çıkmaktadır.

Birikme olayının mekanizması, literatürde birçok araştırmacı tarafından açıklanmıştır. Problemin geniş bir tekrarı Owen (3) tarafından verilmiş ve birikme yüzdeleri

için metodlar, Schmel (4) ve Beal (5) tarafından geliştirilmiştir. Marshall ve Kitchener (6), küçük partiküllerin süspansiyonunu ihtiva eden bir sıvı ortam içerisinde dönen bir disk vasıtasıyla, partikül birikmesi ile ilgili deneysel bir metod önermiştir. Kuo ve Matijević (7) de üniform küresel partiküllerin, paslanmaz çelik yüzey üzerindeki birikme ve ayrılmalarını deneysel olarak incelemiştir. Parker ve Lee (8) ise, türbin kanatları üzerinde çok küçük partiküllerin birikmesi ile ilgilenmiştir.

Gerçekte, mevcut birikme modelleri yardımı ile, akışkan ortam içerisinde dağılmış partiküllerin sadece yüzeye gelen miktarı hesaplanabilir. Diğer taraftan, biriken partiküllerden bir kısmı yüzeye yapışırken, bir kısmı ise, yüzey yakınında gelişen kaldırma ve sürüklenme kuvvetlerinin etkisi ile akıma yeniden geri dönsünelirler. Bu nedenle, net birikme miktarlarının bulunması, partiküllerin yüzeyden yeniden ayrılmasını da hesaba katan ek çalışmalara ihtiyaç göstermektedir. Bu son problem, partikül birikmesi probleminden daha az dikkate alınmıştır. Friedlander (9), partikül üzerindeki kayma hızı çok yüksek olmadığı sürece yeniden ayrılmanın önemli olmadığını ve çeşitli şartlarda

birikmiş partiküllerin yüzeyde kaldığını düşünmüştür. Raudvike (10), 50  $\mu$ m'den büyük partiküllerin nehir yatağı içersindeki akışta yüzeyden ayrılmaları üzerinde çalışmıştır. Zimon (11) ise, hava ve sıvı ortam içersindeki, 1  $\mu$ m'den küçük partiküllerin hareketi ile ilgilenmiştir. Visser (12 ve 13), dönen silindirler arasında akış için, deneysel bir teknikle partikül ayrılma yüzdelerini hesaplamıştır. Nihayet, Cleaver ve Yates (2, ve 14), yeniden ayrılmanın birikme üzerine etkisini de hesaba katan bir birikme modeli üzerinde çalışmışlardır.

Son onbeş yıl içerisinde yapılan deneyler, türbülanslı alt tabaka içersindeki çepere çok yakın kısımdaki akımın yapısını ortaya çıkarmıştır. Türbülanslı sınır tabakalarında çeper yakınındaki türbülansa yeni bir bakış açısı getiren bu gözlemlere göre; çeper yakınında yarı-periyodik bir olay cereyan etmektedir. Bu olay patlama prosesi olarak adlandırılmaktadır. Often ve Kline (15), yapılan tüm gözlem ve elde edilen tüm bulgulara dayanarak patlama prosesi içinde yer alan bütün safhaları açıklıyan bir model teklif etmişlerdir. Benzer yapı, Süner ve Oğuz (16) ve daha sonra Süner (17) tarafından tekrarlanmıştır. Boru içersindeki akış için, Often ve Kline (18), Kim ve diğ. (19), Corino ve Brodkey (20), çeşitli çalışmalarında bu yapıyı incele-

mişlerdir. Corino ve Brodkey (20), alt tabaka içerisindeki partiküllerin, yüzeye doğru süpürme ve yüzeyden ana akıma doğru da fıskırma olarak adlandırılan olayların etkisinde olduklarını ortaya koymuşlardır. Bu olaylar Güven (21) tarafından kapsamlı olarak anlatılmış olup, burada sadece Often ve Kline (15)'nin modeli tekrarlanacaktır. Bu modellere göre, alt tabaka içine gelen partikül aşağı doğru olan süpürme etkisi ile yüzeyde birikebilir. Ancak bu partiküller, sonraki bir patlama prosesi etkisi ile de ana akıma doğru yeniden kaldırılabilirler.

Bu çalışma ile önerilen model, yazar tarafından daha önce önerilen model (21) ile birlikte çeşitli uygulamalarda kullanılabilir. Yazarın, türbülanslı akışlarda yüzeyden partikül ayrılması olayı ile ilgili 1. modeli (21) yardımı ile, temiz bir akışkanın, birikmiş partiküller bulunan bir yüzey üzerindeki hareketinde, yüzeyin temizlenmesi için gerekli süre tahmin edilebilir. Bu iki modelin beraber kullanılması suretiyle, kirli partikülleri ihtiva eden akışkanın düz bir yüzey üzerindeki hareketinde, belli bir zaman periyodu içerisinde biriken partikülleri ve bu partiküllerin ne kadar süre içerisinde yüzeyden kaldırılabileceğini (temizlenme süresi) bulmak mümkün olur.

## BÖLÜM 2

### 2. TEORİ

Birikme ve ayrılma olayları sınır tabaka alt bölgesindeki partikül hareketleri ile ilgili olaylardır. Sınır tabaka içersinde çeperden uzaklaştıkça akışkan hareketlerinin özellikleri değişir. Corino ve Brodkey (20)'e göre sınır tabaka alt bölgesine sızan akışkan elemanlarının varlığı alt bölgede sürekli türbülans olayları yaratır.

Corino ve Brodkey (20)'e göre bir boru çeperinden olan radyal uzaklığı

$$y^+ = y \frac{u^*}{\nu} \quad (2.1)$$

bağıntısı yardımı ile boyutsuz hale getirmek mümkündür.

Burada

$$u^* = \left( \frac{\tau_w}{\rho} \right)^{1/2} \quad (2.2)$$

olup, kayma hızı olarak tanımlanır. Çeperden olan radyal uzaklığa bağlı olarak,  $0 < y^+ < 5$  aralığında yer alan bölge alt tabaka bölgesi,  $5 < y^+ < 70$  aralığında yer alan



bölge türbülans üretim bölgesi ve  $y^+ > 70$  olan bölge ise iz bölgesi (wake bölgesi) ismini alır. Bu bölgeler GÜVEN (21) tarafından da açıklanmış olup, burada alt tabaka bölgesi ve bu bölgedeki akışkan olayları OFTEN ve KLINE (15)'nin modeli yardımı ile açıklanacaktır.

## 2.1. SINIR TABAKA ALT BÖLGESİNİN YAPISI VE PATLAMA PROSESİ

Ara aksenal hareketten ayrı olan bu bölge içindeki akışkan hareketleri, üretim bölgesindeki türbülans hareketleri vasıtasıyla oluşur ve devam eder. Bu olaylar, üç boyutlu türbülans olaylarıdır. KIM, Kline ve Reynolds (22) türbülanslı bir sınır tabakada çepere yakın bölgedeki türbülans üretimini incelemişlerdir. Bu araştırmacıların ve Corino ve Brodkey (20)'in gözlemleri, alt tabaka içindeki hareketlerin akışkanın viskozite özelliği nedeni ile oluştuğunu ve girdapların bütün çeper boyunca mevcut olduğunu göstermiştir. Bu gözlemler yardımı ile düşük hızdaki akım çizgilerinin ana akıma doğru ani ve şiddetli olarak sapsmasının, sınır tabakanın iç bölgesinde türbülans enerji üretimine yol açtığı sonucu çıkarılabilir. KLEBANOFF (23), türbülans enerji üretiminin % 80'inin alt tabaka içersinde oluştuğunu göstermiştir. Alt tabaka içersinde oluşan türbülans enerjisi patlama prosesi olarak bilinen olaylar

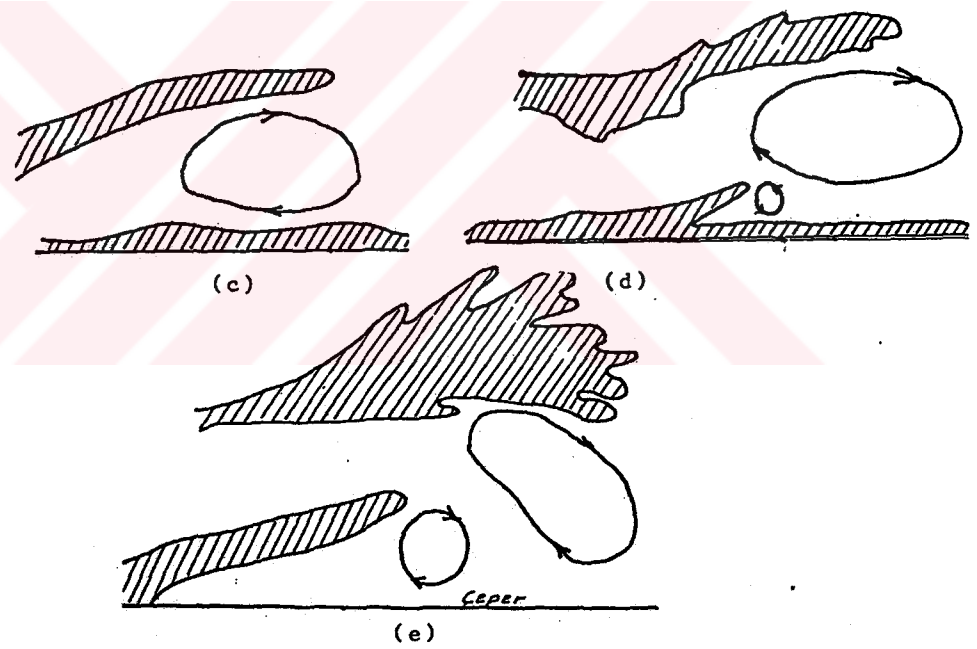
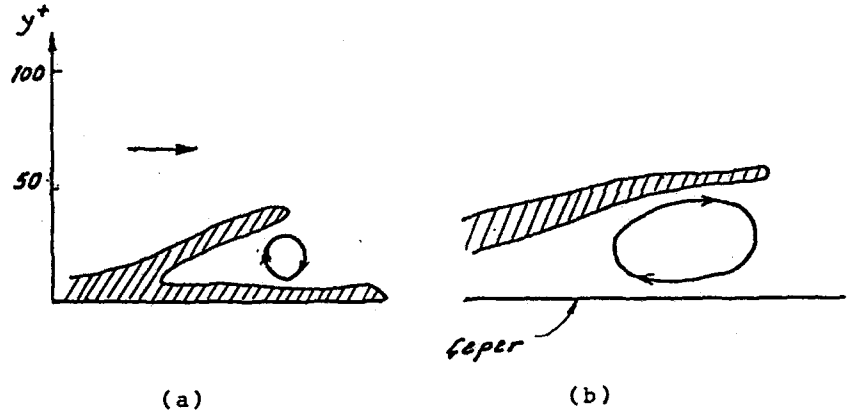
vasıtasıyla sınır tabaka dış bölgelerine taşınır.

Often ve Kline (15), benzer şekilde türbülanslı bir sınır tabakasında, çeper yakınındaki akımın yapısının mükerrer bir tabiata sahip olduğunu göstermiştir. Often ve Kline (15), patlama prosesi içinde yer alan bütün safhaları açıklıyan bir model önermiştir. Bu modele göre, türbülanslı sınır tabakasında, çeperin çok yakın kısımlarında bir anda enine doğrultuda münavebeli olarak, bir alçak hızlı, bir yüksek hızlı, akışkan bölgeleri oluşur. Çizgisel bir görünüşte olduğu için alçak hızlı çeper çizgisi olarak adlandırılan akışkan bölgesi bir alt sınır tabaka olarak görülmektedir. Böyle bir alt sınır tabakasında, bir anda oluşan yerel ters bir basınç değişimi ile lokal bir ayrılma meydana gelmektedir. Böylece yukarı kaldırılan akışkan parçaları ana akıma doğru fişkirmaktadır. Modelin bundan sonrası, Sümer ve Oğuz (16 ve 17) tarafından şu şekilde özetlenmiştir: Çeper çizgisinin akıma doğru hareketinden hemen sonra, Kalkan çeper çizgisinin hemen altında yer alan akışkan katmanı, akım yönünde yol alarak, önünde relatif olarak yavaş hızla yol alan akışkan kütesine çarpıp ve kendi ekseni etrafında dönen bir hücre oluşur (Şekil (2.1.a)). Akımın içerisine çeperden olan bu fişkırmaya devam ederken, gerek akıma doğru hareket eden akışkan gerek bunun altında oluşan dönen hücre, çeperden itibaren uzaklaşıp,

aynı zamanda, geometrik boyutları büyür (Şekil 2.1.b)). Akım yönünde yol alarak ilerliyen dönen hücrenin merkezinde oturan bir gözleyiciyi düşünelim; hücrenin alt kesimindeki akım, gözleyiciye göre ters yöndedir. Çeper yakınlarında böyle rölatif ters akıma yol açan hücre, alçak hızlı bir çeper çizgisi üzerinden geçtiğinde, bu defa sözü edilen bu çizgisel akış ana akıma doğru hareket edecektir; bir başka deyişle dönen hücre üstten geçmeye devam ederken ikinci bir kalkma meydana gelecektir (Şekil 2.1.d)). Daha önce ana akıma doğru kalkmış akışkan, ikincisi ile girişimi sırasında, parçalanacaktır (Şekil 2.1.e)). Bir çeper çizgisinin yaşamı boyunca geçirdiği tüm olaylar dizisi, yani:

- a) Çeper çizgisinin oluşumu,
- b) Çeperden kalkmasına kadar geçen zamanda büyümesi,
- c) Bu yapının gözle görünen varlığından eser kalmayacak şekilde parçalanması,

"patlama" prosesi olarak isimlendirilir. Akıma kaldırılan akışkan ve hemen altında oluşan dönen hücreden ibaret akım ise bir "patlama" dır. Her iki patlamadan bir kısım akışkan tekrar çepere döner, çepere çarptıktan sonra kenarlara doğru yayılır ve hemen ilerde alçak



ŞEKİL 2.1. Often ve Kline (15)'a Göre Patlama Prosesinin Gelişim Sırası.

hızlı çeper çizgilerinin oluşumuna sebep olabilir.

Son paragrafta verilen model ile Corino ve Brodkey (20)'in modeli birbirlerini bütünleyen iki ayrı modeldir.

## 2.2. PATLAMA PROSESİ İLE İLGİLİ KANTİTATİF BİLGİLER

Bu bölümde, patlama prosesi ile ilgili bazı önemli kantitatif bilgiler, Often ve Kline (15)'in, olayın akışını izah eden modelindeki sıra dahilinde verilecektir.

Alçak-hızlı çeper çizgisi, özellikle  $5 < y^+ < 70$  çeper bölgesinin alt kısımlarından akım içersine kaldırılmaktadır; Nychas ve diğ. (24) deneylerinde, akışkan fişkirmalarının  $5 < y^+ < 50$  bölgesinden çıktığını gözlemişlerdir. Viskos alt-tabaka olarak isimlendirilen bölge,  $0 < y^+ < 5$  bölgesidir; bunun da  $y^+ < 2.5$  olan kısmı esas itibari ile pasif ve kalan kısmı ise, çeper bölgesinde geçen olayların etkisi neticesinde aktif durumdadır (Corino ve Brodkey (20)). Çeper bölgesinden akım içersine fişkiran akışkan parçalarının x ve z doğrultularındaki boyutları için Corino ve Brodkey (20) şu değerleri vermektedir: akım doğrultusunda  $x^+$  cinsinden 20-40 ve enine doğrultuda  $z^+$  cinsinden 15-20. Burada,

$$x^+ = x \frac{U^*}{v} \quad \text{ve} \quad z^+ = z \frac{U^*}{v} \quad (2.3)$$

olarak tanımlanmıştır.

Nychas ve diğ. nin (24) yaptığı gözlemler, çeper bölgesinden akım içersine fişkırın akışkanın 200 civarındaki  $y^+$ 'lere kadar ulaşabildiklerini, fakat çoğunlukla  $y^+$  nın 80-100 olduğunu göstermiştir. Akışkan parçalarının kalkmanın (fişkırmanın) başladığı andan, parçalanma anına kadar akım doğrultusunda aldıkları ortalama mesafenin  $x^+$  cinsinden yaklaşık 1300 olduğu verilmektedir (Often ve Kline 15)). Bu iş için geçen zamanın da (ki bu zamana, ortalama "patlama süresi" denilebilir) değeri  $t^+ = 100$  olarak verilmektedir (Einstein ve Li (25)). Burada:

$$t^+ = t \cdot \frac{U_*^2}{\nu} \quad (2.4)$$

olarak tanımlanmış boyutsuz zaman terimidir. Patlama prosesinin geometrik boyutları ve patlama süresi için literatürden elde edilen deneysel veriler Tablo (2.1) de verilmiştir.

Referans	$\gamma^+$	$x^+$	$t^+$
Kline (26)	$100 \pm 20$		103
Corino ve Brodkey (20)	60 - 130		103
Kim ve diğ. (22)	60 - 130		88 - 106
T.J. Black (27)	100	2.500	116
Einstein ve Li (25)			108
Morrison ve diğ. (28)	135	630	75 - 80
Rao ve diğ. (29)			72
Nychas ve diğ. (24)	100	1000	

TABLO 2.1. "Patlama" Prosesinin Geometrik Boyutları ve "Patlama Süresi" ile İlgili Deneysel Data.

## BÖLÜM 3

### 3. YENİDEN AYRILMA OLAYININ PARTİKOL BİRİKMESİ ÜZERİNE ETKİSİ VE ÖNERİLEN MODEL

Bir önceki bölümde, türbülanslı sınır tabakanın viskos alt-tabaka olarak isimlendirilen bölgesinde oluşan olaylar açıklanmış bulunuyor. Bu bölümde ise, iki fazlı türbülanslı bir akışta, akışkan içerisindeki çok küçük katı partiküllerin çeperde birikme sayısına, partiküllerin çeperden yeniden ayrılması olayının etkisini gösteren bir model geliştirilecektir. Söz konusu yeniden ayrılmalar, viskos alt-tabaka içerisindeki "patlama" prosesleri etkisi ile oluşmaktadır. Bu bölümde; önce ayrılma olayı incelenecek ve ayrılmanın etkisini de gösteren bir birikme modeli, Cleaver ve Yates (2)'inkine benzer bir metodla ortaya çıkarılacaktır. Daha sonra, bu model, partikül çaplarının normal dağılımda olması kabulü ile, farklı çapta partiküllerin içinde dağıldığı bir akışkan ortama uygulanabilir bir şekle dönüştürülecektir.

#### 3.1. AYRILMA MEKANİZMASI

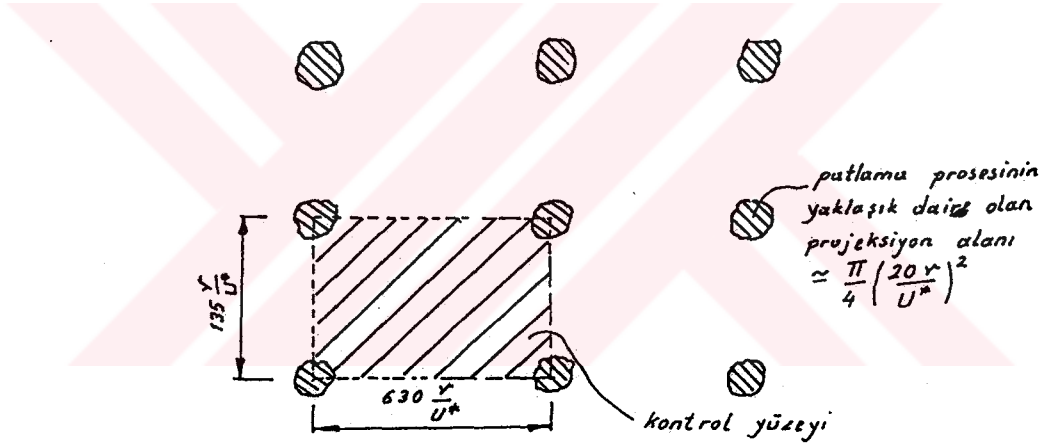
Başlangıçta, birikmenin meydana geldiği yüzeyin birim alanında,  $n_0$  sayıda partikül bulunduğunu kabul edelim. Patlama prosesi esnasında, süpürme etkisindeki alanın temizlenen kısmının ( $S_s$ ), patlama prosesinin



altında kalan toplam alana ( $S_p$ ) oranına "patlama" prosesi veya süpürme verimi adı verilir.  $\alpha$  ile gösterilen süpürme verimi;

$$\alpha = \frac{S_s}{S_p} \quad (3.1)$$

ile verilir. Burada önce, bir patlama prosesi etkisi ile birim alandan ayrılan partikül sayısı bulunacaktır.



ŞEKİL 3.1. İstatistik Yaklaşım için Seçilen Kontrol Yüzeyi.

Bölüm (2.2) de, patlama prosesleri ile ilgili olarak verilen kantitatif bilgilere göre, çeper bölgesinden akım içersine fıskıran akışkan parçaları, çapı yaklaşık olarak  $20 \frac{v}{U^*}$  olan küresel bir hacimde etki gösterirler. Şekil (3.1) de türbülanslı bir akış için birbirini takip eden patlama proseslerinin akım yönünde ve enine

doğrultuda düzenli bir sıra oluşturdukları kabul edilmiş ve istatistik yaklaşım için bir kontrol yüzeyi seçilmiştir. Bu kontrol yüzeyi, birbirine yakın dört ayrı küresel akışkan elemanının merkezlerinden geçecek şekilde oluşturulmuştur. Çeper üzerinde, dairesel bir geometriyle temsil edilen patlama prosesleri aralarındaki uzaklıklar ve patlama süresi (iki süpürme arası geçen zaman) için, Tablo (2.1) deki deneysel veriler kullanılabilir. Burada patlama prosesleri arasında, ana akım ve onun normali doğrultusundaki mesafeler için Morrison ve diğ. (28) tarafından verilen değerler seçilmiştir. Bu değerler, Cleaver ve Yates (2) tarafından verilen modelde ki gibi;

$$x = 630 \frac{v}{U^*} \quad \text{ve} \quad y = 135 \frac{v}{U^*} \quad (3.2)$$

olarak alınmıştır. Diğer taraftan süpürme olayları arası geçen zaman ise,

$$t_p = 100 \frac{v}{U^{*2}} \quad (3.3)$$

olarak kabul edilmiştir.

Şekil (3.1)'e göre, kontrol alanı sadece bir patlama prosesi etkisindedir. Bir patlama prosesi, birim alanın ancak  $\alpha$  kadarlık bir yüzdesini temizleyebilir. Patlama prosesi etkisindeki alan,

$$S_p = \frac{\pi}{4} \left( \frac{20v}{U^*} \right)^2 \quad (3.4)$$

olup, bu alanın temizlenme olasılığı;

$$\epsilon' = \alpha \frac{\pi}{4} \left( \frac{20v}{U^*} \right)^2$$

ile bulunabilir. Bu değer, aynı zamanda, tek bir patlama prosesi etkisindeki kontrol yüzeyinin temizlenme olasılığını verir. Birim alanın temizlenme olasılığı ise kontrol yüzeyinin alanı,  $S_k$ ;

$$S_k = \frac{630v}{U^*} \times \frac{135v}{U^*} \quad (3.5)$$

olduğu için;

$$\frac{\epsilon'}{S_k} = \frac{\alpha \frac{\pi}{4} \left( \frac{20v}{U^*} \right)^2}{\frac{630v}{U^*} \frac{135v}{U^*}} = \frac{\alpha}{270} \quad (3.6)$$

olarak bulunur.

Birim alanda başlangıçta  $n_0$  sayıda partikül bulunduğu kabul edildiği için, birim alandan ayrılan partiküllerin muhtemel sayısı,

$$n_0 \frac{\alpha}{270}$$

olacaktır.

Birinci patlama proselinin hemen ardından, birim alanda;

$$n_o - n_o \frac{\alpha}{270} = n_o \left(1 - \frac{\alpha}{270}\right)$$

sayıda partikül kalmış olacaktır.

### 3.2. AYRILMA VE BİRİKME DENGESİ

Eğer iki patlama prosesi arasında, yüzeyin birim alanında  $n_b$  sayıda partikül biriktiği kabul edilirse, 2. patlama prosesi başlayana kadar birim alanda bulunan partikül sayısı;

$$n_o \left(1 - \frac{\alpha}{270}\right) + n_b \quad (3.7)$$

olacaktır. Benzer şekilde, 2. proses sonrası, süpürme etkisi ile partikül sayısı;

$$\left[ n_o \left(1 - \frac{\alpha}{270}\right) + n_b \right] \left(1 - \frac{\alpha}{270}\right) = n_o \left(1 - \frac{\alpha}{270}\right)^2 + n_b \left(1 - \frac{\alpha}{270}\right)$$

değerine düşecek ve 3. proses öncesi ise, bu sayı;

$$n_o \left(1 - \frac{\alpha}{270}\right)^2 + n_b \left(1 - \frac{\alpha}{270}\right) + n_b \quad (3.8)$$

olacaktır.

Sonuç olarak, j sayıda süpürme sonra, birim alanda kalan partiküllerin muhtemel sayısı, genelleştirme yapılarak;

$$\begin{aligned}
& n_o \left(1 - \frac{\alpha}{270}\right)^j + n_b \left(1 - \frac{\alpha}{270}\right)^{j-1} + \dots \\
& \dots + n_b \left(1 - \frac{\alpha}{270}\right)^2 + n_b \left(1 - \frac{\alpha}{270}\right) + n_b \quad (3.9)
\end{aligned}$$

şeklinde bulunur.

Yukarıda, (3.7), (3.8) ve (3.9) denklemleri ile ifade edilen 1., 2., ve j. prosesler sonrası birim alanda kalan partikül sayıları için, bir dizi düzenleme ile yeni bağıntılar bulunabilir. Önce,  $m = 270/\alpha$ 'yi göstermek üzere (3.7) ifadesi;

$$\begin{aligned}
n_o \left(1 - \frac{1}{m}\right) + n_b &= \\
n_o \left(1 - \frac{1}{m}\right) + m n_b \left[1 - \left(1 - \frac{1}{m}\right)\right] & \quad (3.10)
\end{aligned}$$

şekline ve (3.8) ifadesi de,

$$\begin{aligned}
n_o \left(1 - \frac{1}{m}\right)^2 + n_b \left(1 - \frac{1}{m}\right) + n_b &= \\
n_o \left(1 - \frac{1}{m}\right)^2 + m n_b \left(\frac{2}{m} - \frac{1}{m^2}\right) &= \\
n_o \left(1 - \frac{1}{m}\right)^2 + m n_b \left[1 - \left(1 - \frac{1}{m}\right)^2\right] & \quad (3.11)
\end{aligned}$$

şekline getirilebilir. (3.10) ve (3.11) ifadeleri 1. ve 2. proses sonrasında birim alanda biriken partikül sayılarını verir. j sayıda proses sonra birim alanda biriken partikül sayısı ise, genelleştirme yapılmak suretiyle, (3.9) ifadesi yerine,

$$N = n_o \left(1 - \frac{1}{m}\right)^j + m n_b \left[1 - \left(1 - \frac{1}{m}\right)^j\right] \quad (3.12)$$

denklemleri ile bulunabilir. Bu denklemlerde,  $m$  sayısı,

$$m = \frac{270}{\alpha}$$

olup,  $\alpha$ 'nın, örneğin Cleaver ve Yates (2) tarafından verilen, 1/100 değeri için 27000'e eşittir.  $1/m$  ise, oldukça küçük olacağı için,  $\left(1 - \frac{1}{m}\right)^j$  fonksiyonunun açılımını yaklaşık olarak;

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{1}{m}\right)^j &= 1 - j \frac{1}{m} + j \frac{j-1}{2!} \left(\frac{1}{m}\right)^2 - \dots \\ &\approx 1 - j \frac{1}{m} \end{aligned} \quad (3.13)$$

alınabilir. Diğer taraftan  $1/m \ll 1$  için,

$$\begin{aligned} e^{-\frac{1}{m}j} &= 1 - j \frac{1}{m} + \frac{1}{2!} j^2 \left(\frac{1}{m}\right)^2 - \dots \\ &\approx 1 - j \frac{1}{m} \end{aligned} \quad (3.14)$$

yazılabilir. Böylece (3.13) ve (3.14) den,

$$\left(1 - \frac{1}{m}\right)^j = e^{-\frac{1}{m}j} \quad (3.15)$$

bulunur. (3.15) bağıntısı, (3.12) de yerine yazılırsa;

$$N = n_0 e^{-\frac{1}{m}j} + m n_b (1 - e^{-\frac{1}{m}j}) \quad (3.16)$$

bağıntısı bulunur.

Yayınlanmış deneysel sonuçlara göre (Tablo (2.1)), prosesler arası geçen zaman (3.3) denklemi ile verildiği gibi kabul edilirse, j sayıda prosesin meydana gelmesi için geçen süre;

$$t = 100 \frac{v}{U^{*2}} j \quad (3.17)$$

denklemi ile bulunabilir. (3.17) denkleminde j bulunursa

$$j = \frac{U^{*2}}{100 \cdot v} t \quad (3.18)$$

denklemi elde edilir. Bu denklemin (3.16) denkleminde yazılması ile de;

$$N = n_0 e^{-\frac{U^{*2}}{100vm} t} + m n_b (1 - e^{-\frac{U^{*2}}{100vm} t}) \quad (3.19)$$

bağıntısı elde edilir. Başlangıçta, birim yüzeyde bulunan partikül sayısını sıfır kabul edersek ( $n_0 = 0$ ) (3.19) denklemi,

$$N = m n_b (1 - e^{-\frac{U^{*2}}{100mv} t}) \quad (3.20)$$

şeklinde gelir. Bu son denklem, temiz bir yüzey üzerin-

de  $U^*$  kayma hızı için, t zaman süresi içerisinde biriken partiküllerin sayısını verir. Burada,

$$m = \frac{270}{\alpha} \quad (3.21)$$

olup,  $\alpha$ 'nın  $\tau_w$ , çeperde kayma gerilmesi ile değişimi Güven (21) tarafından,

$$\alpha = A \tau_w + C \quad (3.22)$$

korelasyon denklemi ile verilmiştir. Burada,  $A = 0,44 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{dyn}$  ve  $C = 0,377 \cdot 10^{-2}$  dir. (3.22) denklemi (2.2) den elde edilen,

$$\tau_w = \rho U^{*2} \quad (3.23)$$

bağıntısı yardımı ile kayma hızı cinsinden,

$$\alpha = A \cdot U^{*2} \rho + C \quad (3.24)$$

şeklinde yazılabilir.

(3.20) denkleminde  $n_b$  (iki proses arasında birim yüzeyde biriken partikül sayısı) olup,  $n_b$ 'nin prosesler arası geçen zamana bölünmesi ile;

$$\frac{\sigma}{N_D} = \frac{n_b}{t} \quad (3.25)$$



bulunur.  $\overset{\circ}{N}_D$  patlama prosesleri arasında birim alana birim zamanda biriken partikül sayısını verir. (3.17) denklemi ile verilen t'yi (3.25) denkleminde yazalım;

$$\overset{\circ}{N}_D = \frac{n_b U^{*2}}{100v} \quad (3.26)$$

bulunur. (3.26) dan  $n_b$  çekilirse;

$$n_b = \frac{100v \overset{\circ}{N}_D}{U^{*2}} \quad (3.27)$$

elde edilir. (3.27) denkleminin (3.20) de yazılması ile de,

$$N = \frac{100vm}{U^{*2}} \overset{\circ}{N}_D \left( 1 - e^{-\frac{U^{*2}}{100vm} t} \right) \quad (3.28)$$

bağantısı bulunur.

(3.28) denklemi zamanın küçük değerleri için,

$$1 - e^{-\frac{U^{*2}}{100mv} t} \cong \frac{U^{*2}}{100mv} t$$

açılımı yardımı ile,

$$N = \overset{\circ}{N}_D \cdot t \quad (3.29)$$

şeklinde yazılabilir. (3.29) denklemi  $U^{*2}$ 'in çok küçük değerleri için de yazılabilir.

(3.28) denkleminin zamanın (t) çok büyük değerleri için, eksponansiyel terimin yaklaşık olarak sıfır alınması ile,

$$N = \frac{100 \nu m}{U^* 2} \frac{g}{N_D}$$

şeklinde yazılabilir. Bu bağıntı, zamanın çok büyük değerleri için, biriken partikül sayısının zamana bağlı olmadığını gösterir. Böylece, birikme ve ayrılma arasında bir denge oluşur ve zaman artışına rağmen, belli bir kesme hızında, partiküllerin yüzeyde biriken sayısında bir değişim olmaz.

### 3.3. BİR PARTİKÜL ÜZERİNE GELEN KUVVETLER VE AYRILMA KRİTERİ

Düz bir çeper üzerindeki partiküller viskozite etkisi nedeni ile çok düşük bir hızla hareket ederler. Oldukça düşük Reynolds sayılarında, akış üzerindeki küçük bir küreye etki eden direnç kuvveti, bilinen Stokes kanunundan hareketle ve Brenner (31) ve O'Neill (32) tarafından verilen bağıntılar kullanılarak

$$F_D = 8 \rho (d \cdot U^*)^2 \quad (3.30)$$

veya

$$F_D = 8 \rho v^2 \left( \frac{d \cdot U^*}{\nu} \right) \quad (3.31)$$

şeklinde yazılabilir.

Eğer viskos alt tabaka içersindeki hareket zamana bağlı ise, türbülans patlama prosesi (süpürme) nedeni ile partikül üzerine ani bir kaldırma kuvveti etki edecektir. Bu kuvvet, hızla değişimi kayma hızının karesi ile orantılı olan hareketler için, Saffman (33) tarafından

$$F_L = 10.1 \rho v^2 \left( \frac{d \cdot U^*}{\nu} \right)^3 \quad (3.32)$$

bağıntısı ile verilmiştir.

Denklem (3.31)'a göre, direnç kuvveti  $\left( \frac{d \cdot U^*}{\nu} \right)^2$  ve denklem (3.32)'a göre, kaldırma kuvveti  $\left( \frac{d \cdot U^*}{\nu} \right)^3$  ile orantılıdır. Bu nedenle, küçük kayma hızları ve küçük partiküller için  $\frac{d \cdot U^*}{\nu} < 1$  olacağı düşünülürse, direnç kuvveti kaldırma kuvvetinden daha büyük olacaktır. Bununla beraber, çeper üzerinde patlama prosesi meydana geldiği zaman, kayma hızı ( $U^*$ ) oldukça büyük bir değer

alacak ve  $\frac{d \cdot U^*}{v} < 1$  yani  $F_L > F_D$  olacaktır. Böylece ilk anda çeperden kalkma şartını yerine getiren partikül, önce ani bir patlama prosesi etkisi ile çeperden dik olarak kalkacak ve daha sonra  $U^*$  azalınca direnç kuvveti ve kaldırma kuvvetinin bileşkesi olan kuvvetin doğrultusunda bir yörünge izleyecektir.

Eğer partikül çeperden hemen hemen dik bir açı ile kaldırılabilir ise, yenilmesi gereken kuvvetin adhezyon kuvveti olması gerektiğini düşünerek, partikülün çeperden ayrılma kriterini bulabiliriz. Ayrılma olabilmesi için, kaldırma kuvvetinin adhezyon kuvvetine oranı 1 den büyük olmalıdır, yani,

$$\frac{F_L}{F_{ad}} > 1 \quad (3.33)$$

Zimon (11)'a göre, bütün adhezyon kuvvetleri partikül çapı ile orantılıdır. Partikülü yüzeyde tutan adhezyon kuvvetini sadece Van Der Waals çekme kuvvetinden ibaret kabul edersek,  $F_{ad}$  kuvveti,

$$F_{ad} = \frac{A}{12h^2} d \quad (3.34)$$

eşitliği ile verilir. Burada;

A - çeper ve parçacığın özelliğine bağlı Hamakar sabitini (erg),

h - parçacık ve çeper arası uzaklığı (cm), göstermektedir.

Denklem (3.32) ve (3.34), (3.33) eşitsizliğinde yerine yazılırsa,

$$\frac{\rho d^2 U^{*3} h^2}{v A} > C' \quad (3.35)$$

bağıntısı elde edilir. Burada C' sabit olup,

$$C' = \frac{1}{121.2} \quad (3.36)$$

dir.

(3.34) eşitsizliği,  $\rho$ ,  $v$ ,  $h$  ve  $A$ 'nın eşitsizliğin sağ tarafına alınması ile,

$$d^2 U^{*3} > B' \quad (3.37)$$

veya

$$d^{2/3} U^* > B \quad (3.38)$$

şeklinde yazılabilir. Burada,

$$B = \frac{1}{4.95} \left( \frac{v A}{\rho h^2} \right)^{1/3} \quad (3.39)$$

bağıntısı ile verilir.

Genel olarak  $B$ , partikül şekline, adhezyon kuvvetinin çeşidine (elektriksel, kapileri, kulon veya moleküler kuvvet olabilir), partikül ile çeper özelliklerine ve kullanılan akışkanın türüne bağlı olup, C.G.S. birim sisteminde  $\text{cm}^{5/3}/\text{s}$  birimindedir.

Ayrılma kriteri adı verilen (3.38) eşitsizliği, belli bir kayma hızı için partiküllerin ancak,

$$d_c = \left(\frac{B}{u^*}\right)^{3/2} \quad (3.40)$$

kritik çapından büyük olanlarının çeperden ayrılabilceğini gösterir. Diğer taraftan aynı büyüklükte partiküller için, partikül çapı belli iken ( $d_m$ ), partiküllerin yüzeyden ayrılabilmeleri için akışa ait kayma hızının,

$$U^* \geq U_c^* \quad \text{ve} \quad U_c^* = \frac{B}{d_m^{2/3}} \quad (3.41)$$

olması gerektiği anlaşılır. (3.41) denklemi, partikül çap dağılımı normal dağılımda olan farklı büyüklükte partiküller için ise, ayrılmanın %50'den fazla olması için gerekli şartı verir. (Burada  $U_c^*$  kritik kayma hızı olarak adlandırılır.)

### 3.4. YENİDEN AYRILMA ETKİSİNDE BİRİKME İÇİN ÖNERİLEN FORMÜLLER

Eşitsizlik (3.40) ile verilen ayrılma kriterine göre, iki fazlı türbülanslı bir akışta, yüzeyde biriken partiküllerin yeniden ayrılabilmesi için, kayma hızı belli bir kritik kayma hızından büyük olmalıdır. Eğer  $U^* < U_c^*$  ise partiküller sürekli olarak çeperde birikecek ve denklem (3.29)'a göre biriken parçacık sayısı zaman ile lineer olarak artacaktır. Bu denklemde verilen  $\dot{N}_D$  (iki patlama prosesi arasında birim alana birim zamanda biriken parçacık sayısı) Cleaver ve Yates (7)'e göre kayma hızına ( $U^*$ ) bağlıdır. Böylece  $\dot{N}_D = \dot{N}_D(U^*)$  olduğu için (3.29) için

$$N = \dot{N}_D(U^*) t \quad (3.42)$$

bağıntısı yazılabilir. Cleaver ve Yates (7)'e göre çok küçük partiküller için ( $< 1 \mu m$ ) birikme difüzyon yolu ile olur ve atalet ile ağırlık kuvvetlerinin birikme üzerine etkisi yoktur. Bu araştırmacılara göre (7);

$$\dot{N}_D = \frac{c U^*}{\sigma_s^{2/3}} \quad (3.43)$$

Burada;

$c$  - partiküllerin konsantrasyonunu

$\sigma_s$  - Schmidt sayısı

belirtmektedir.

Schmidt sayısı

$$\sigma_s = \frac{v}{D} \quad (3.44)$$

ile tanımlanır. Burada D difüzyon katsayısı olup,

$$D = \frac{k T_o}{3\mu \pi d_m} \quad (3.45)$$

denklemine göre, k Boltzman sabiti ( $k = 1,380 \cdot 10^{-16} \text{ erg/}^\circ\text{k}$ )  
 $T_o$  ortama ait mutlak sıcaklık,  $\mu$  akışkanın dinamik vis-  
 kosite değeri ve  $d_m$  partiküllerin ortalama çapına bağlı-  
 dır.

(3.33) denklemi (3.42) de yerine yazılırsa,  
 $U^* < U_c^*$  için

$$N = \frac{c U^*}{\sigma_s^{2/3}} t \quad (3.46)$$

bulunur.

Eğer kayma hızı  $U^* > U_c^*$  ise biriken partikül sayısı  
 için (3.28) ile verilen genel bağıntı kullanılabilir.  
 Denklem (3.43) Denklem (3.28) de yerine yazılırsa;

$U^* > U_c^*$  için

$$N = \frac{100 \text{ mvc}}{\sigma_s^{2/3} U^{*2}} \left( 1 - e^{-\frac{U^{*2} t}{100 \text{ cm}}} \right) \quad (3.47)$$



denklemini elde edilir.

Yukarıda, kayma hızının büyüklüğüne bağlı olarak elde edilen (3.46) ve (3.47) formülleri, belli bir T zaman periyodu için birim alanda biriken partikül sayısını kayma hızının fonksiyonu olarak verir. (3.46) ve (3.47) formülleri aşağıda  $t = T$  için yeniden yazılmış olup, denklemlerde geçen parametreler ayrıca tekrarlanmıştır.

$$U_c^* = \frac{B}{d_m^{2/3}} \text{ olmak üzere;}$$

1) eğer  $U^* < U_c^*$  ise

$$N = \frac{c U^*}{\sigma_s^{2/3}} T \quad (3.48)$$

2) eğer  $U^* > U_c^*$  ise

$$N = \frac{100 m c}{\sigma_s^{2/3} U^{*2}} \left(1 - e^{-\frac{U^{*2} T}{100 \nu m}}\right) \quad (3.49)$$

(3.48) ve (3.49) denklemlerinde

$$\sigma_s = \frac{\nu}{D}; \quad D = \frac{k T_o}{3\mu \pi d_m}; \quad m = \frac{270}{\alpha} \text{ olup}$$

$$\alpha = 0,44 \cdot 10^{-6} U_*^2 \rho + 0,377 \cdot 10^{-2} \quad (3.50)$$

korelasyon denklemleri ile Güven tarafından verilmiştir (17).

### 3.5. MODELİN NORMAL ÇAP DAĞILIMINDAKİ PARTİKÜLLER İÇİN GELİŞTİRİLMESİ

Pratikte iki fazlı bir akışkan içersindeki küresel katı partiküllerin, farklı çaplarda olmaları söz konusu olduğu için, önceki bölümde önerilen birikme formülleri değişen partikül çap dağılımının etkisi göz önüne alınarak değiştirilmelidir. Bu bölümde, parçacık çaplarının normal dağılımda oldukları varsayımı altında birikme için yeni bir formül önerilecektir. Ayrılma kriterine göre, partiküllerden sadece çapları,

$$d_c = \left(\frac{B}{U}\right)^{3/2} \quad (3.51)$$

kritik çapında olanlar çeperden kaldırılacaktır. Çapları normal dağılımda olan parçacıklar için, probabilitate yoğunluk fonksiyonu,

$$n = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-1/2 \left(\frac{d-d_m}{\sigma}\right)^2} \quad (3.52)$$

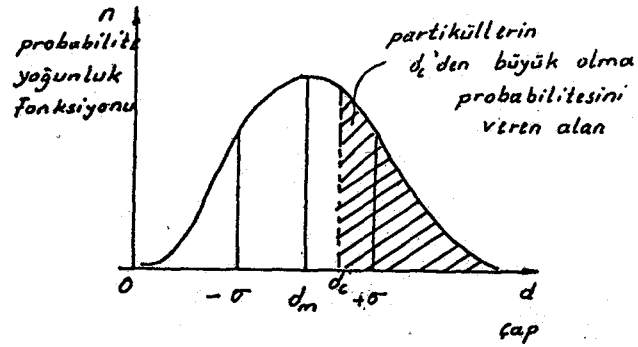
bağıntısı ile verilir. Burada

$$\sigma - \text{standart sapma ve } \sigma = \sqrt{\frac{(d-d_m)^2}{n_o}}$$

$n_o$  - partikül sayısı

$d_m$  - ortalama partikül çapı

$d$  - parçacık çapı



Şekil 3.3. Normal Dağılım için Probabilite Yoğunluk Fonksiyonu.

(3.52) denklemi ile verilen probabilitte yoğunluk fonksiyonu inteğre edilirse parçacıkların  $d_c$  kritik çapından büyük olma probabilitesi aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\Pr(d > d_c) = \int_{d_c}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{u-d_m}{\sigma}\right)^2} du \quad (3.53)$$

(3.53) denkleminde,

$$\frac{u-d_m}{\sigma} = t$$

dönüşümü uygulanırsa,  $du = \sigma dt$  olacağından

$$\Pr(d > d_c) = \int_{\frac{d_c-d_m}{\sigma}}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{t^2}{2}} dt \quad (3.54)$$

bağıntısı bulunur.

Denklem (3.54) partiküllerin  $d_c = (B/U^*)^{3/2}$  den büyük olma probabilitelerini verir. Partiküllerin  $d_c$ 'den küçük olma probabilitesi ise,

$$\Pr(d < d_c) = 1 - \int_{\frac{d_c - d_m}{\sigma}}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{t^2}{2}} dt \quad (3.55)$$

veya

$$\Pr(d < d_c) = \int_{-\infty}^{\frac{d_m - d_c}{\sigma}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{t^2}{2}} dt \quad (3.56)$$

olacaktır.

Partiküllerin çeperde kalabilmeleri için çaplarının,  $d_c$  kritik çapından küçük olmaları gerekir. Bu nedenle (3.48) ve (3.49) denklemleri ile bulunan birikmiş partiküllerin, gerçekte çeperde sadece (3.56) denklemi ile verilen yüzdesi kalabilir. Bu nedenle, (3.48) ve (3.49) denklemleri (3.56) denklemi ile ayrı ayrı çarpılmalıdır. Bu durumda normal çap dağılımındaki partiküller için, birim olanda, T zaman periyodu içerisinde, çeperde biriken partikül sayısı;

- 1)  $U^* < U_c^*$  için, ( $U_c^* = \frac{B}{d_m^{2/3}}$  olduğunu hatırlıyalım)

$$N = \frac{c U^*}{\sigma_s^{2/3}} \left( \int_{\frac{d_m - d_c}{\sigma}}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{t^2}{2}} dt \right) \cdot T \quad (3.57)$$

2)  $U^* > U_c^*$  için,

$$N = \frac{100vmc}{2/3 U^{*2}} (1 - e^{-\frac{U^{*2} T}{100vm}}) \left( \int_{\frac{d_m - d_c}{\sigma}}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{t^2}{2}} dt \right)$$

(3.58)

formülleri ile bulunabilir.

Burada,

$$\sigma_s = \frac{v}{D}; \quad D = \frac{k T_o}{3\mu\pi d_m}; \quad m = \frac{270}{\alpha}$$

$$\alpha = 0.44 \cdot 10^{-6} U_*^2 \rho + 0.377 \cdot 10^{-2}$$

ve

$$d_c = \left( \frac{B}{U_*} \right)^{3/2} \quad \text{ve} \quad B = \frac{1}{4.95} \left( \frac{v h}{\rho h} \right)$$

bağıntıları ile verilir.

Belli bir akışkan ortam için  $v$ ,  $\rho$ ,  $\mu$  ve  $T_o$ , belli partiküller için  $d_m$ ,  $\sigma$ ,  $c$ , ve  $h$ , ve belli bir yüzey için  $A$  sabit olacağından, kayma hızının değişen değerleri için, belli bir zaman periyodunda, birim alanda biriken partikül sayısı bulunabilir.

## BÖLÜM 4

### 4. DENEYSEL ÇALIŞMALAR VE SONUÇLAR

Birikme deneylerinde amaç, belli bir zaman aralığında biriken partikülleri saymaktır. Bu bölümde, birikme deneylerindeki standart sırayı ve kullanılan cihazları tanıtmak amacıyla önce Visser (12,13) ile Marshall ve Kitchener (6)'e ait deneysel teknikler özetlenecektir. Daha sonra, Duckworth ve Peterson (34)'un çalışmalarından elde edilen deneysel sonuçlar verilecektir. Böylece, önerilen model'in deneysel çalışmalarla karşılaştırılması mümkün olacaktır.

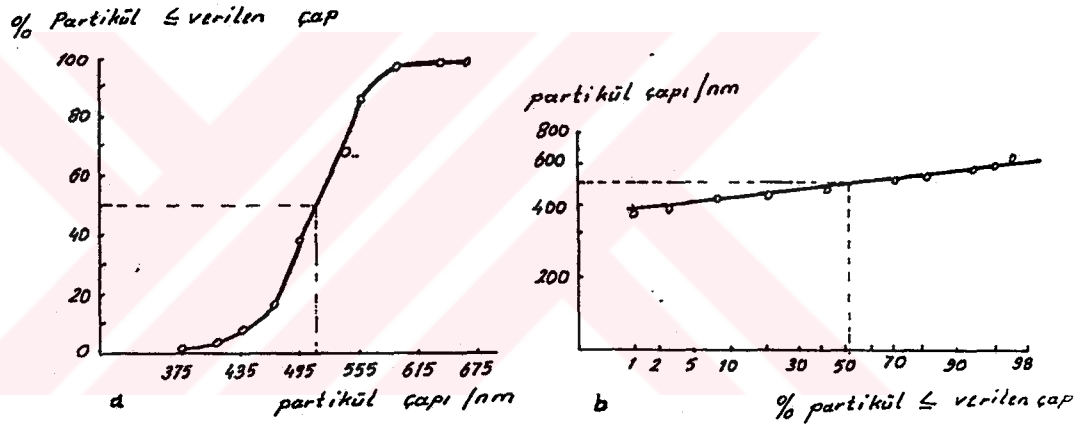
#### 4.1. VISSER'İN DENEYSEL METODU

Visser (12,13) deneyleri, eksenleri aynı olan silindirler arasında ve çepere yakın kısımdaki sıvı hareketi ile ilgilidir. Visser (12)'in ilk deneyleri, karbon partiküllerin selülofan yüzey üzerine birikmesi ile ilgilidir. Bu deneylerde, silindirler en fazla 5000 dev/dak'ya kadar döndürülebiliyordu. Ayrıca, karbon partikülleri küresel olarak elde etmek oldukça zor oluyordu. Daha sonra, Visser (13), söz konusu tekniği, devir sayısının 7700 dev/dak'ya kadar arttırılabileceği bir şekilde geliştirmiştir. Bu yeni deneylerde, karbon

partiküller yerine polistriyn partiküller kullanılmıştır.

#### 4.1.1. MALZEMELER

Polistriyn partiküller, elektron mikrografiklere göre tam birer küre biçiminde ve ortalama çap 500 nm olacak şekilde hazırlanmıştır. Şekil (4.1) de partikül çap dağılımı gösterilmiştir.



SEKİL 4.1. Polistriyn Partiküllerin Çap Dağılımı

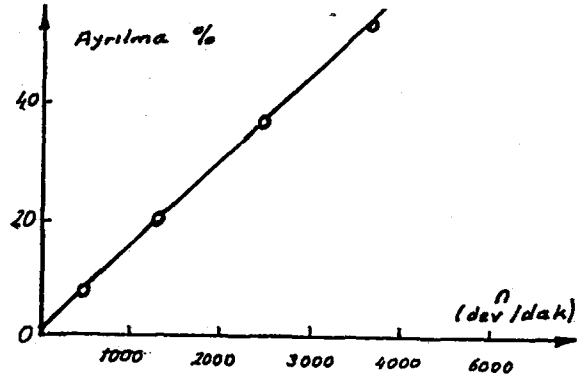
- toplam çap dağılımı
- logaritmik normal dağılım

Yüzey malzemesi olarak kullanılan sellofan, yeniden üretilmiş bir sellülozdur. Bu malzeme sıcak damıtılmış su ve hidrojen klorid ile durulandıktan sonra kullanılır.

Visser (13)'in deneysel tekniği Güven (21) tarafından daha önce anlatılmış olup, burada ayrılma yüzdelelerini devir sayısının fonksiyonu olarak veren grafik Şekil (4.2)'de çizilmiştir.

Visser (13)'in birikme deneylerinde içerisinde % 0.005 oranında dağılmış polistriyn partikülleri ihtiva eden su 250 mili litrelik cam kap içerisine doldurulur. Daha sonra ię silindir, kap içerisinde 30 dakika süre ile ve 265 dev/dak hızla döndürölür. Böylece, partiküller yüzey üzerinde birikirler. Daha sonra, ię silindir, kap içersinden çıkarılır, havada kurutulur ve yüzey üzerinde biriken partikül sayısı saptanır. Partiküllerin boyutu, görünen ışığın dalga boyu ile karşılaştırılabilecek büyüklüktedir. Bu özellik nedeni ile, mikroskop lambasından dağılan ışık, silindir yüzeyi üzerinde odaklanabilir. Böylece, partiküllerin seğilmesi mümkün olur. Sonuç olarak, kullanılan yüzeyin siyah veya gri zemiği üzerindeki partikül, ışık spatları gibi nokta nokta görülebilir.





ŞEKİL 4.2. Devir Sayısının Fonksiyonu Olarak Ayrılan Partikül Yüzdeleri (Visser (12)).

#### 4.2. MARSHALL VE KITCHENER'İN DENEYSEL METODU

Marshall ve Kitchener (6), küçük partiküllerin düz bir yüzey üzerinde birikme ve ayrılmaları ile ilgili olarak, dönen disk presibine dayanan yeni bir metod geliştirmiştir. Bu deneysel çalışmada, karbon partiküllerin cam ve çeşitli plastik yüzeyler üzerinde birikmeleri incelenmiştir.

##### 4.2.1. MALZEMELER

Kullanılan karbon partiküller ortalama olarak 0,45  $\mu\text{m}$  çapında ve bir kısmı çok yüzlü (polihedra), bir kısmı ise küresel biçimde elde edilmişlerdir.

Yüzey malzemesi olarak cam veya plastik (polistriyn (P.S.), polivinil formaldihit (P.V.F.) veya vinil piridin (P.V.P.)) kullanılmıştır.

Deney esnasında kullanılan akışkan, yüksek konsantrasyonda ( $\sim 6 \times 10^8$  partikül/cm<sup>3</sup>) karbon partikül ihtiva eden sudur. Partiküllerin konsantrasyonu ultramikroskop yardımı ile tahmin edilmiştir.

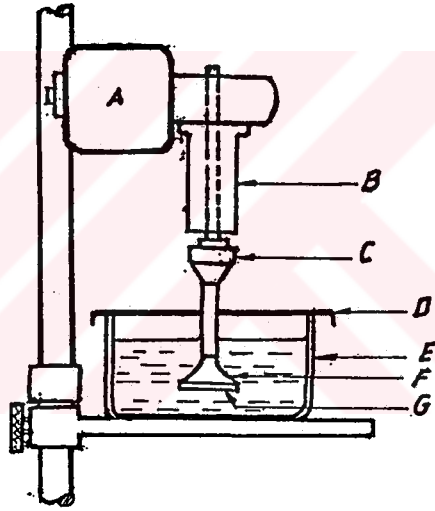
#### 4.2.2 DÖNEN DİSK DÜZENEGİ

Dönen disk, makaralı bir yatak içersinde hareket eden bir milin, dişli redüksiyonu olan bir motor vasıtası ile döndürülmesi sonucu, eksenini etrafında döner (Şekil 4.3). Motor ve milin titreşimleri önlenmiştir. Bu şekilde, disk yüzeyine yakın kısımdaki harekette, akışkanın laminer olan akış yapısı etkilenmemiş olur. Diskin 4 cm çapındaki gövdesi bir çeşit plastik ile kaplıdır. Plastik tabakasının üzerinde ise, parafin katmanı bulunur. Bu parafin tabakası, aynı zamanda, birikme yüzeyi olarak adlandırılan diskin alt yüzeyinde de kullanılır. Birikme yüzeyinde, parafin tabakanın üzeri, karbon partiküllerin birikeceği plastik örtü ile kaplanmıştır.

#### 4.2.3. BİRİKMENİN SAPTANMASI

Yukarıda özellikleri anlatılan disk, genellikle,  $n = 200$  dev/dak devir sayısı ile, 250 mili litrelik cam çanakta bulunan akışkan ortam içersinde döndürülür (Şekil 4.3). Böylece, disk yüzeyi üzerindeki plastik tabakanın, istenilen süre kadar karışım içersinde dön-

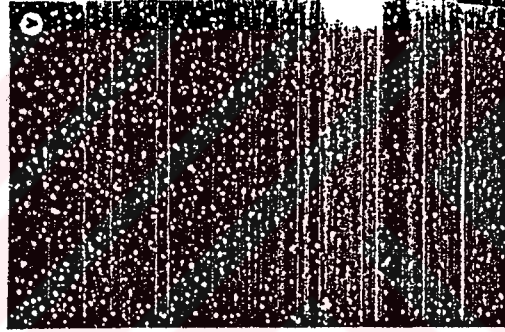
mesi sağlanır. Daha sonra, disk yüzeyi karbonsuz bir su kabı içersinde 30 dakika süre ile çalkalanır. Su içersinden çıkarılan disk, bir kurutucu vasıtasıyla kuru-  
tutulur. Plastik tabaka kaldırılarak, parafin yüzey bir çözücü içersinde temizlenir. Nihayet, bir mikroskop vasıtasıyla koyu zemin aydınlatılır. 480 misli büyütme



SEKİL 4.3. Birikme Kontrolü için Kullanılan Dönen Disk Düzeneği.

- a) redüksiyon dişlisi bulunan sabit hız motoru,
- b) makaralı yatak,
- c) madeni bağlayıcı halka,
- d) kapak,
- e) karışımı ihtiva eden cam çanak,
- f) plastik disk,
- g) birikme yüzeyi.

ile en azından 30 farklı birim alanda partiküller sayılır. Bunun sonucu, birikmenin üniform olduğu ve hatanın  $\pm 3$  civarında kaldığı görülür (Şekil 4.4). Böylece, çalkalama esnasında yeniden su içersine karışmayan partiküllerin sayısı saptanmış olur. Sonuçlar,  $10^4 \mu\text{m}^2$ 'lik yüzey alanında biriken partikül sayısı cinsinden ifade edilir.



ŞEKİL 4.4. Üniform Dağılım Gösteren Birikmiş Karbon Partiküllerin Fotomikrografığı (koyu zemin aydınlatması).

#### 4.3. DUCKWORTH VE PETERSON'UN DENEYSEL VERİLERİ

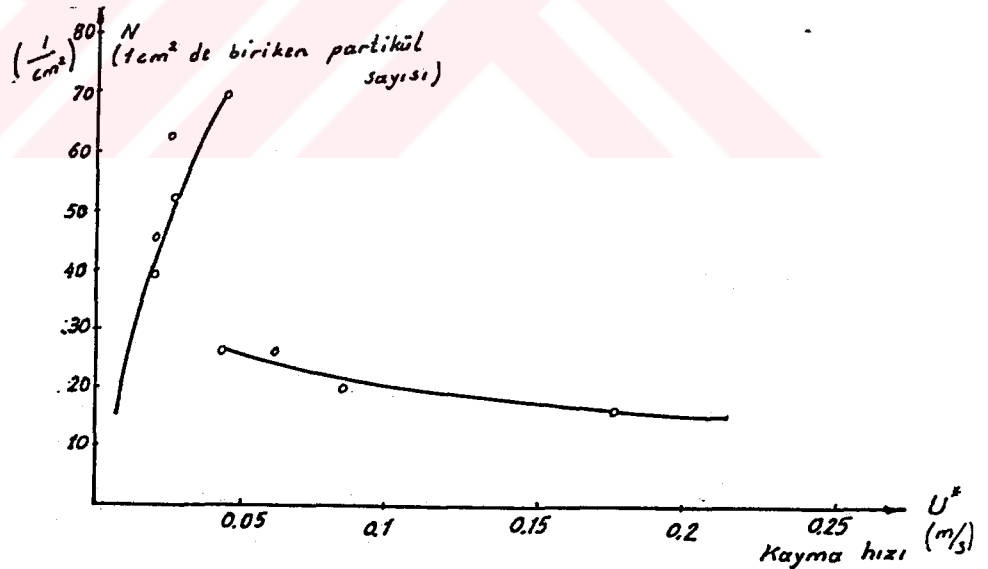
Duckworth ve Peterson (34), dönen silindir düzeni içerisinde sellofan yüzeyler üzerine polistriyn partiküllerin birikmesini, Visser (13)'in deneylerine benzer bir metodla incelemiştir. Deney düzeneği, Şekil (4.1)'e benzer olup, elde edilen deneysel sonuçlar,  $d_m = 0,5 \mu\text{m}$  ortalama çapındaki partiküller içindir (su ortam içer-

sindeki partiküllerin konsantrasyonu  $c = 400$  partikül/cm<sup>3</sup> civarındadır). Tablo (4.1) de bu sonuçlar verilmiştir.

$U^*$ m/s	0,020	0,021	0,025	0,026	0,039	0,041	0,060	0,082	0,173
$N$ 1/cm <sup>2</sup>	39	46	53	62	70	28	27	20	18

TABLO 4.1. Kayma Hızına Bağlı olarak 1 cm<sup>2</sup> de Biriken Partikül Sayılarının Deneysel Sonuçları. (Duckworth ve Peterson (34)).

$T = 15$  dakikalık bir zaman periyodu içerisinde birim alanda biriken partikül sayıları için, Tablo (4.1) de verilen sonuçlar, ayrıca, Şekil (4.5) de gösterilmiştir.



SEKİL 4.5 Akışkan Ortam İçerisindeki Polistriyn Partiküllerin, Sellofan Yüzey Üzerindeki Hareketi İçin, Biriken Partikül Sayısının Kayma Hızına Göre Değişimi (deneysel datalar yardımı ile çizilmiştir).

(•) Deneysel sonuçlar (Duckworth ve Peterson (34)).  
 $d_m = 0,5$ ;  $T = 15$  dakika,  $c = 400$  1/cm<sup>3</sup>,  $\nu = 1,144 \times 10^{-6}$  m<sup>2</sup>/s.

## BÖLÜM 5

### 5. MODELİN NÖMERİK UYGULAMASI

Bu bölümde, deneysel verilere dayanılarak birim alanda biriken partikül sayısının çeper üzerindeki kayma hızı ile değişimi hesaplanmıştır. Bu amaçla, yüzeyde biriken partikül sayısı üzerine yeniden ayrılmanın etkisi de dikkate alınarak geliştirilmiş olan, (3.57) ve (3.58) denklemleri kullanılmıştır. Daha sonra, birikme olayına, çeşitli parametrelerin etkisi incelenmiştir.

#### 5.1. BİRİKEN PARTİKÜL SAYISININ BULUNMASI

Biriken partikül sayısı,  $d_m = 0,5 \mu\text{m}$  ortalama çapında polistriyn partiküllerin 15 dakika süre ile sellofan yüzey üzerinde birikmesi için hesaplanmıştır. Akışkan ortam hidrojen suyudur. Hesaplar üç ayrı hal için yapılmıştır:

a) Önce, Cleaver ve Yates (2) tarafından önerilen ve aynı büyüklükte partiküller için geçerli olan (3.48) ve (3.49) denklemleri kullanılmıştır. (3.49) denkleminde, süpürme verimi  $\alpha$  için, Cleaver ve Yates (30) tarafından önerilen  $\frac{1}{100}$  değeri seçilerek,  $m = 27000$  olarak alınmıştır.  $d_m = 0,5 \mu\text{m}$  çapında polistriyn par-

tiküllerin  $T = 15$  dakika süre ile sellofan yüzeyde biriken sayısı hesaplanmış olup, sonuçlar Şekil (5.1) de gösterilmiş ve ekler bölümünde Tablo (E.1.1)'de özetlenmiştir. Bu hesaplarda,  $c$  partikül konsantrasyonu için, deneysel sonuçlar yardımı ile tahmin edilen,  $c = 400$  partikül/cm<sup>3</sup>, değeri kullanılmıştır. Ortam sıcaklığı,  $T_s = 288^\circ\text{K}$ , dinamik viskozite sayısı  $\mu = 1,1646 \cdot 10^{-2}$  gr/cm.s, kinematik viskozite  $\nu = 1,144 \cdot 10^{-2}$  cm<sup>2</sup>/s (su için), Boltzman sabiti  $k = 1,380 \cdot 10^{-16}$  erg/°K olarak alınmıştır.

Şekil (5.1)'e göre, kesme hızının belli bir değerine kadar hesaplanan değerler, deneysel sonuçlara yakındır. Kayma hızının  $U_c^* = \frac{B}{d_m^{2/3}}$  ile verilen kritik değerinden itibaren sonuçlar, deneysel sonuçlardan giderek uzaklaşmaktadır. Burada, Duckworth ve Peterson (34) tarafından verilen sonuçlar yardımı ile,  $U_c^* = 0,04$  m/s olarak bulunmuştur.

b) Partikül çaplarının normal dağılımda olduğunu kabul edersek, ayrılma kriterine göre  $d_m = 0,5$  µm ortalama çapındaki partiküllerin ancak  $d_c = \left(\frac{B}{U_c^*}\right)^{3/2}$  kritik çapından büyük olanları yüzeyden kaldırılacaktır. Birim alanda biriken farklı büyüklükte partiküllerin sayısını bulmak için, aşağıda yeniden yazılan (3.57) ve (3.58) denklemleri kullanılacaktır.

$U^* < U_c^*$  için

$$N = \frac{c U^*}{\sigma_s^{2/3}} \left( \int_{d_m - d_c}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{t^2}{2}} dt \right) T \quad (5.1)$$

$U^* > U_c^*$  için

$$N = 100 \frac{v m c}{\sigma_s^{2/3} U^{*2}} \left( 1 - e^{-\frac{U^{*2} T}{100 v m}} \right) \left( \int_{d_m - d_c}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-t^2/2} dt \right) \quad (5.2)$$

Burada;

$$\sigma_s = \frac{v}{D}; \quad D = \frac{k T_s}{3\mu r d_m} \quad (5.3)$$

$$m = \frac{270}{\alpha}; \quad \alpha = 0,44 \cdot 10^{-6} U_*^2 \rho + 0,377 \cdot 10^{-2} \quad (5.4)$$

$$d_c = \left( \frac{B}{U_*} \right)^{3/2}; \quad B = \frac{1}{4.95} \left( \frac{v A}{\rho h^2} \right)^{1/3} \quad (5.5)$$

olarak verilmiştir.

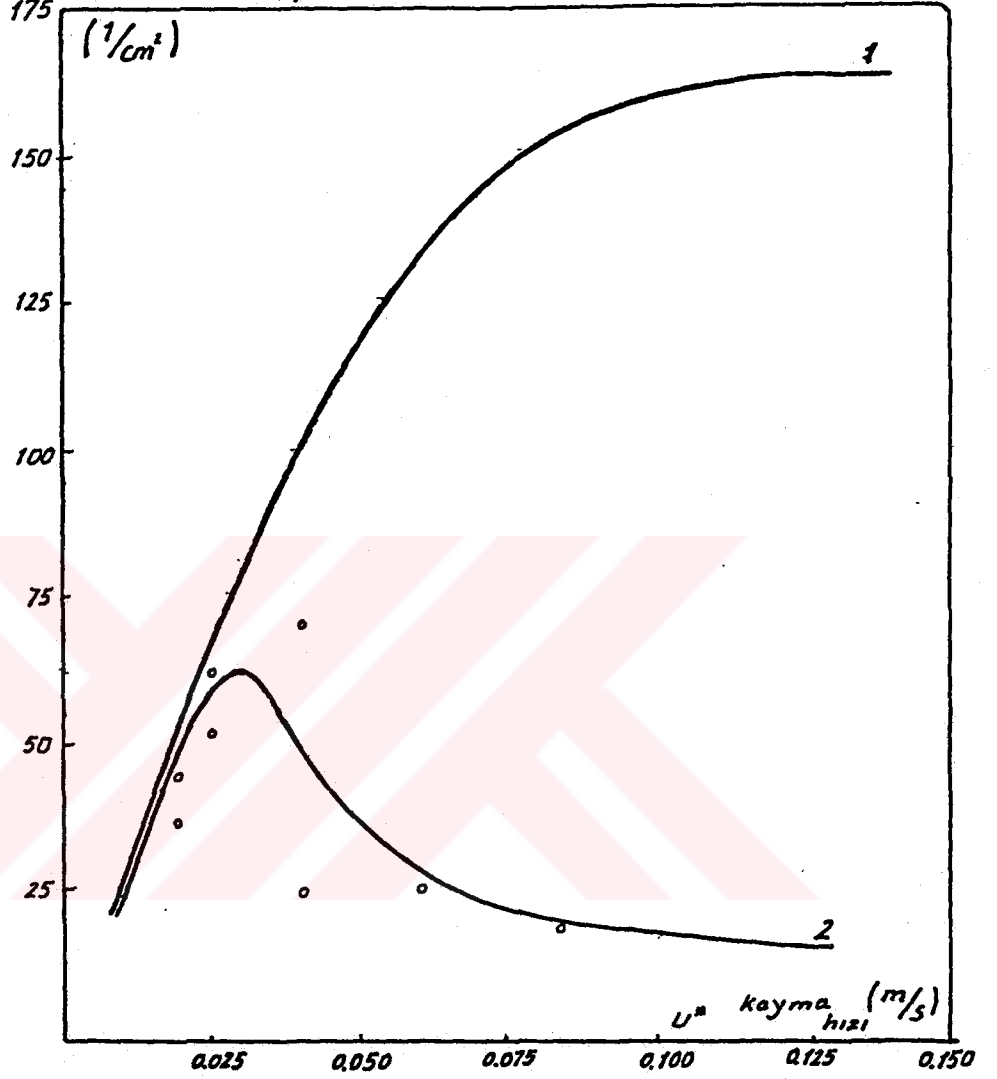
Kritik kayma hızı  $U_c^* = 0.04$  m/s olarak hesaplandığı için, ortalama çapı  $d_m = 0,5$   $\mu$ m olan partiküllere ait ayrılma kriterine ait faktör,  $B = U_c^* \cdot d_m^{2/3} = 5,4324 \cdot 10^{-3}$  cm<sup>5/3</sup>/s bulunur. Diğer taraftan T, c, T<sub>s</sub>, K,  $\mu$  ve v gibi değerleri, bir önceki uygulama için alınan değerlerle aynı kabul edelim. Normal dağılım gösteren partikül çaplarının standart sapmasını  $\sigma = 0,3$   $\mu$ m olarak tahmin edelim. Bir önceki uygulamadan farklı



olarak,  $\alpha$ , süpürme veriminin Güven (21) tarafından verilen (5.4) denklemi ile değiştiğini kabul edelim. Bu durumda (5.1) den (5.5) e kadar olan denklemlerin kullanılması ile hesaplanan birikme miktarlarının, kayma hızına bağlı olarak değişimi Şekil (5.1)'de gösterilmiş, ve sonuçlar Tablo (E.1.2) de özetlenmiştir (EK-E1). Bulunan sonuçlar, kesme hızının  $U_c^* = 0,04$  m/s değerinden itibaren, partikül çaplarının sabit olduğu kabülü ile bulunan değerlerden giderek uzaklaşmaktadır ( $U_c^* > 0.1$  m/s için bulunan değerler, aynı büyüklükte partikül kabülü halinde bulunan değerlerin %10'u civarındadır). Buna karşılık sonuçlar deneysel verilerle uygunluk halindedir (Şekil 5.1).

c) Son olarak, partikül çaplarının normal dağılımında olduğunu ve fakat  $\alpha$ 'nın bir önceki duruma kıyasla sabit olduğunu kabul edelim. Bu durumda, (b) hali için yapılan hesapları, süpürme verimini 1/100 olarak sabit kabul etmek suretiyle (Cleaver ve Yates (2)'in kabul ettiği gibi) tekrarlıyalım. Hesaplar, Ekler bölümünde Tablo (E.2) de özetlenmiş olup  $\alpha = \text{sabit}$  ve  $\alpha = \alpha(U^*)$  için, biriken partikül sayılarının kayma hızı ile değişimleri Şekil 5.2 de, ayrı ayrı gösterilmiştir. Çizilen grafiklere göre,  $U^* < U_c^*$  için, sonuçların değişmediği, buna karşılık,  $U^* > U_c^*$  için,  $U^*$ 'ın artan değerleri ile, sonuçların farklılık gösterdiği söylenebilir. Şekil (5.2) ye göre,  $\alpha$ 'nın, kayma hızının fonksiyonu olarak kabul edilmesi ile, hesaplanan değerler,  $\alpha$  nın sabit

Birim alanda biriken partikül sayısı (N)



ŞEKİL 5.1. Birim Alanda Biriken Partikül Sayısının Kayma hızı ile Değişimi. ( $c=400 \frac{\text{partikül}}{\text{cm}^3}$ ,  $T_s = 288^\circ K$ )

(1) Parçacıklar aynı büyüklükte ve  $\alpha=1/100$

(2) Parçacıkların çapları normal dağılımda ve  $\alpha = 0,44 \cdot 10^{-6} U_*^2 \rho + 0,377 \cdot 10^{-2}$

(\*) Deneysel sonuçlar (Polistriyn partiküllerin selofan yüzey üzerine birikmesi - Duckworth ve Peterson (34)).

olarak alınması ile bulunan değerlerden büyüktür. Bu fark kayma hızının  $U^* > 0,1$  m/s değerleri için, %50 nin üzerine kadar çıkabilir.

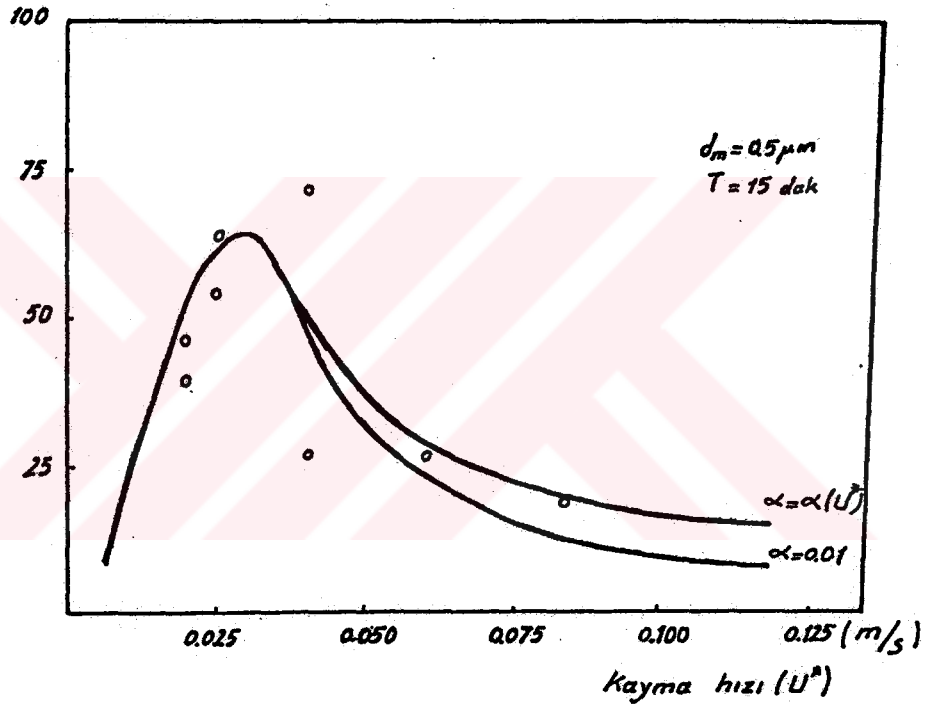
$\alpha$ 'nın (5.4) korelasyon denklemi ile bulunan değerleri  $\alpha = 1/100$ 'den küçüktür. Bu nedenle,  $U^* > 0,1$  m/s için,  $\alpha$ 'nın azalmasının biriken partikül sayısında artışa yol açtığı söylenebilir. Fiziksel olarakta bu böyledir;  $\alpha$ 'nın azalması süpürme etkinliğinin daha az olmasına, dolayısıyla de ayrılan partikül sayısında azalmaya yol açacağından, birikmiş partiküllerin net sayısı artar.

## 5.2. BİRİKME OLAYINA ETKİ EDEN PARAMETRELER

Yeniden ayrılmanın etkisi de düşünülerek, farklı büyüklükteki partiküllerin birim alanda biriken sayıları üzerine birçok parametrenin etki yaptığı (5.1) den (5.5)'e kadar olan denklemlere bakılarak kolayca söylenebilir. Bu parametreler;  $\alpha$  süpürme verimi,  $\sigma$  normal dağılımdaki partikül çaplarına ait standart sapma, C partikül konsantrasyonu, h yüzey ile partikül arasındaki mesafe,  $T_s$  akışkanın sıcaklığı, T zaman periyodu,  $d_m$  ortalama partikül çapı ve A yüzey malzemesi ile ilgili Hamaker sabitidir. Bu parametrelerin, birim alanda biriken partikül miktarlarına olan etkileri, aşağıda yapılan parametrik analiz ile incelenecektir.

$N(1/cm^2)$

Birim alanda biriken partikül sayısı



SEKİL 5.2. Birim Alanda Biriken Partikül Sayısının Kayma Hızı ile Değişimine  $\alpha$ 'nın etkisi.

- (1)  $\alpha = \frac{1}{100}$  ve  $m = 27000$
- (2)  $\alpha = 0,45 \cdot 10^{-6} U^{*2} + 0,377$  ve  $m = 270/\alpha$
- (•) Duckworth ve Peterson (34) tarafından polistriyn partiküllerin sellofan yüzey üzerinde birikmesi ile ilgili deneysel veriler.

### 5.2.1. PARAMETRİK ANALİZ VE TARTIŞMA

#### a) Süpürme Veriminin Etkisi

Şekil (4.2)'den anlaşılacağı gibi,  $\alpha$ 'nın artması, daha önce açıklandığı üzere birikme sayısında azalmaya sebep olur (Bölüm (5.1.c)).

#### b) Standart Sapmanın Etkisi

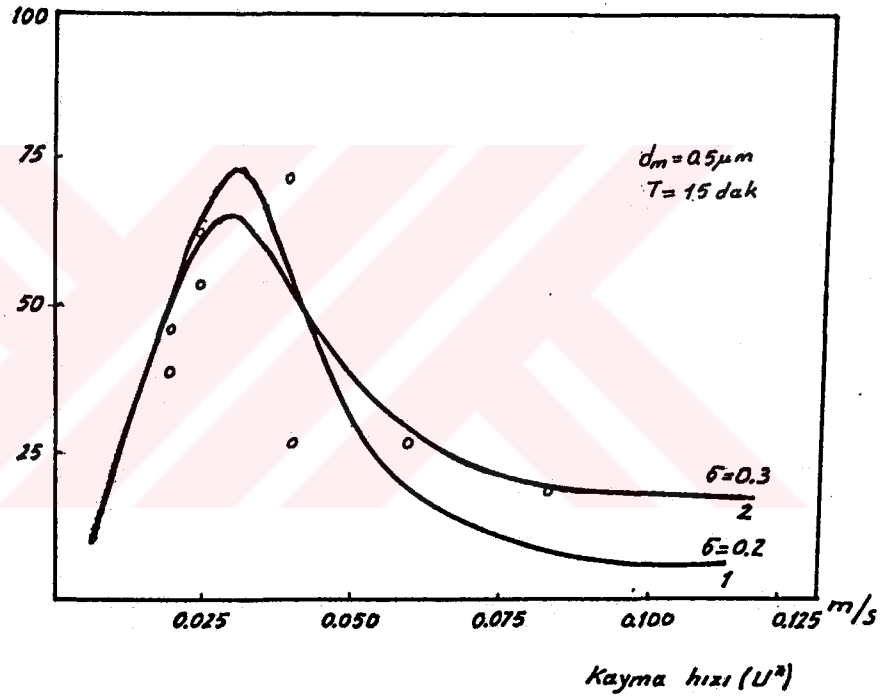
$\alpha$  dışındaki bütün parametreleri sabit kabul edelim.  $d_m = 0,5 \mu\text{m}$ ,  $c = 400 \text{ l/cm}^3$ ,  $\alpha = \alpha(U^*)$ ,  $B = 5,4323 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{5/3}/\text{s}$ ,  $T_s = 288^\circ\text{K}$  için  $T = 15$  dakika içerisinde sellofan bir yüzeyin birim alanında biriken partikül sayısının ( $N$ ), kayma hızı ( $U^*$ ) ile değişimi, partikül çaplarına ait standart sapmanın  $\sigma = 0,2$  ve  $\sigma = 0,3 \mu\text{m}$  değerleri için Şekil (5.3) de gösterilmiştir. Sonuçlar, Tablo(E.3) de özetlenmiştir. (EK-E2). Şekil (5.3)'e göre kayma hızının küçük değerleri için  $\sigma$ 'nın artması ile birikme miktarı ( $N$ ) artarken, kayma hızının büyük değerleri için  $N$  azalmaktadır.

#### c) Konsantrasyonun Etkisi

Şimdi de,  $d_m = 0,5 \mu\text{m}$ ,  $\sigma = 0,3 \mu\text{m}$  için,  $c$  hariç diğer parametrelerin bir önceki analizdeki gibi sabit kaldıklarını kabul edelim.  $c$ 'yi değiştirdiğimizde konsantrasyonun artması ile birikme miktarı, tahmin edildiği gibi artar (Şekil (5.4)).  $c = 300 \text{ l/cm}^3$  ve  $c = 500 \text{ l/cm}^3$  için yapılan hesaplar Tablo (E.4) de özet-

$N$  (1/cm<sup>2</sup>)

Birim alanda biriken partikül sayısı



SEKİL 5.3. Yüzye Biriken Partikül Sayısının Kayma Hızı ile Değişimine Partikül Çap Dağılımına ait Standart Sapmanın Etkisi. ( $d_m = 0,5 \mu\text{m}$ ,  $T = 15$  dak)

(1)  $\sigma = 0,2$  m

(2)  $\sigma = 0,3$  m

$B = 5,4324 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{5/3}$ ,  $T_s = 288^\circ\text{K}$ ,  $c = 400 \text{ l/cm}^3$

$d_c = (B/U^*)^{3/2}$ ,  $\alpha = \alpha(U_s^*)$

- (\*) Duckworth ve Peterson (34) tarafından polistriyn partiküllerin sellofan yüzey üzerinde birikmesi ile ilgili deneysel veriler.

lenmiştir (EK-E2). Birikme sayısındaki artışın, kayma hızının kritik değerleri civarında daha çok olduğu Şekil (5.4)'e bakılarak söylenebilir.

d) Partikül ile Yüzey Arası Mesafenin Etkisi

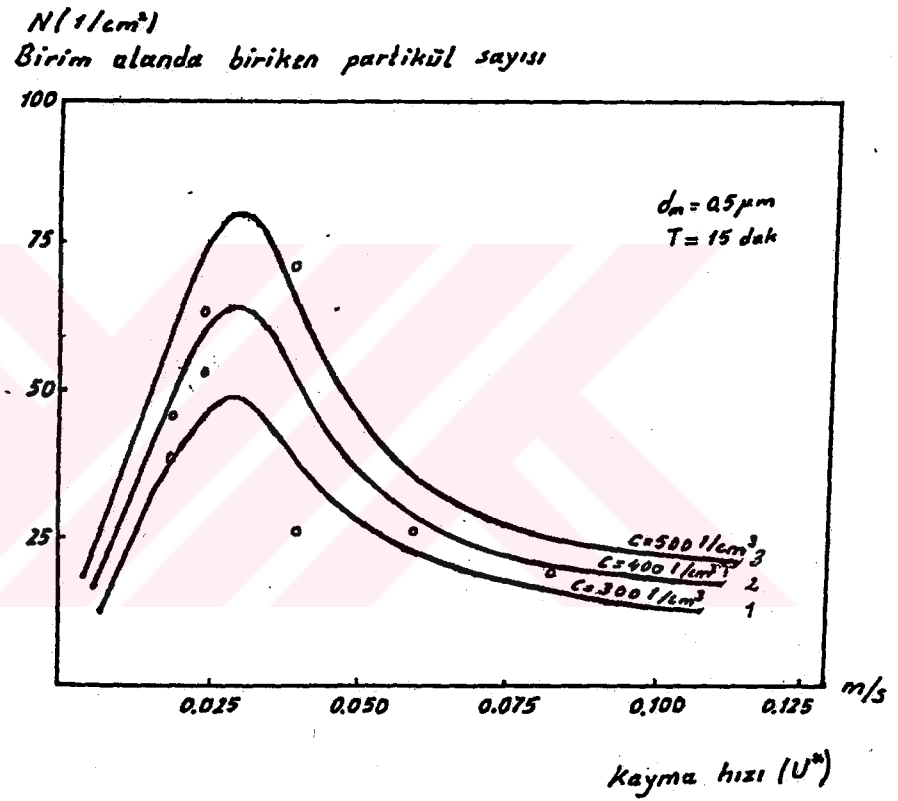
Daha önceki analizlerde B büyüklüğü  $5,4324 \cdot 10^{-3}$   $\text{cm}^{5/3}/\text{s}$  olarak bulunmuştu. Sellofan bir yüzey için Hamakar sabitinin Visser (12) ve Van Den Tempel (35) tarafından önerildiği gibi  $A = 3.3 \times 10^{-13}$  erg alınması ile su ortamı için ( $\rho = 1,018 \text{ gr/cm}^3$  ve  $\nu = 1,144 \cdot 10^{-2}$   $\text{cm}^2/\text{s}$ ) denklem (5.5)'den elde edilen

$$h = \frac{1}{4.95^3} \frac{\nu A}{B^3 \rho} \quad (5.6)$$

ifadesi yardımı ile  $h = 1,38 \times 10^{-5}$   $\text{cm} = 138 \text{ nm}$  (nano metre) bulunur. Partikül ile yüzey arasındaki bu mesafe yaklaşık bir değer olup, ölçülmesi oldukça zordur. h mesafesinin ölçülmesi ile ilgili deney önerileri Güven (17) tarafından verilmiştir. Mevcut şartlarda h'nin bulunması zor olduğu için, burada yapıldığı gibi deneysel verilerden yararlanılabilir. h'nin bulunması için bir diğer yol; Visser (10) tarafından verilen ve bölüm (4)'de açıklanan teknik yardımı ile önce adhezyon kuvvetinin bulunması ve daha sonra yüzeye ait Hamakar sabiti belli ise, (3.34) denkleminde elde edilen;

$$h = \frac{A}{12 F_{ad}} \cdot d_m \quad (5.7)$$

bağıntısının kullanılmasıdır.



SEKİL 5.4. Birim Alanda Biriken Partikül Sayısının Kayma Hızı ile Değişimi Üzerine Partikül Konsantrasyonunun Etkisi ( $d_m = 0,5 \mu m$ ,  $T = 15 \text{ dak}$ ).

1.  $c = 300 \text{ partikül/cm}^3$

2.  $c = 400 \text{ partikül/cm}^3$

3.  $c = 500 \text{ partikül/cm}^3$

$T_s = 288^\circ K$ ,  $\sigma = 0,3 \mu m$ ,  $B = 5,4324 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{5/3}/s$

$d_c = (B/U^*)^{3/2}$ ,  $\alpha = \alpha(U^*)$

( $\circ$ ) Deneysel sonuçlar (Duckworth ve Peterson (34)).



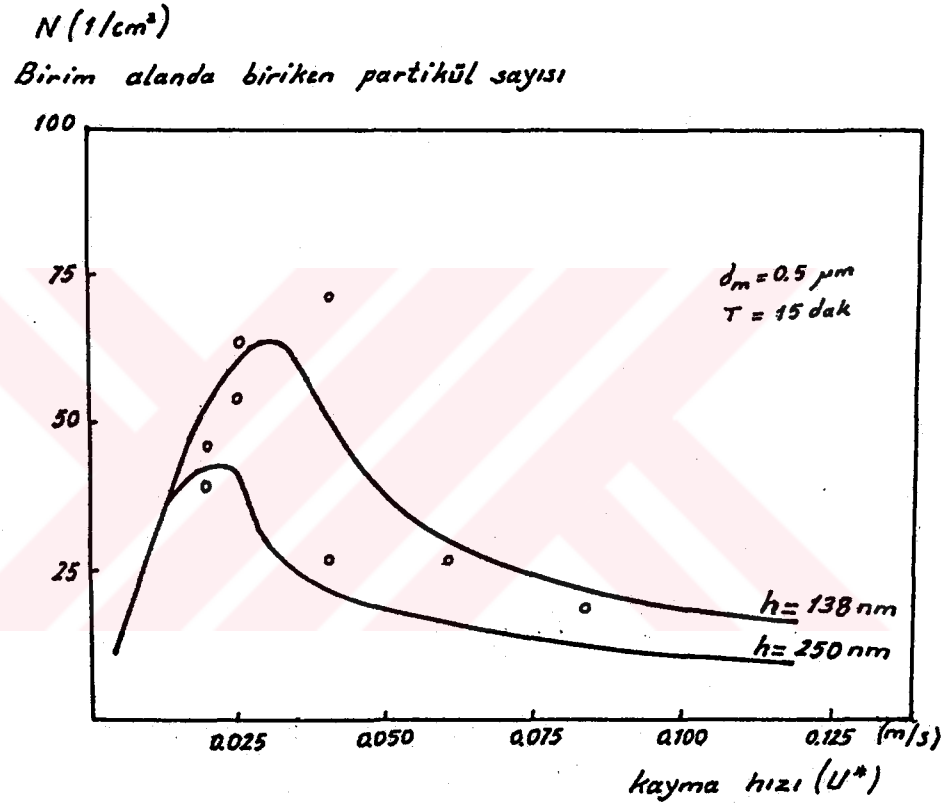
Şimdi de, oldukça küçük olan moleküler mertebedeki bu büyüklüğü arttırdığımızı kabul edelim. Diğer bütün parametreler sabit kalmak üzere ( $d_m = 0,5 \mu\text{m}$ ,  $c=400 \text{ l/cm}^3$ ) 15 dakika içinde biriken partikül sayısının, kayma hızı ile değişimi Şekil (5.5) de gösterilmiş ve  $h = 250 \text{ nm}$  için yapılan hesaplar, Tablo (E.5) de özetlenmiştir (EK-E2). Grafikten anlaşılacağı gibi, özellikle  $0,03 \text{ m/s} \leq U^* \leq 0,05 \text{ m/s}$  aralığında  $h$ 'nin etkisi oldukça fazladır.  $U^* = 0,05 \text{ m/s}$  için  $h$ 'nin  $138 \text{ nm}$ 'den  $250 \text{ nm}$ 'ye yükselmesi halinde biriken partikül sayısında, %50 civarında bir azalma görülür.  $U^*$ 'ın daha büyük değerlerinde  $h$ 'nin etkisinin azaldığı söylenebilir.

#### e) Akışkan Sıcaklığının Etkisi

$T_s$  ortam sıcaklığı dışındaki bütün parametreleri sabit kabul edelim ( $\sigma = 0,3 \mu\text{m}$ ,  $d_m = 0,5 \mu\text{m}$ ,  $c = 400 \text{ l/cm}^3$ ).  $T_s$ 'in artan değerleri için yapılan hesaplar, birikmenin arttığını göstermektedir (Şekil (5.6) ve Tablo (E.6), Ek (E.1)). Akışkanın sıcaklığının  $45^\circ\text{C}$  artması ile, 15 dakika içerisinde biriken partikül sayısındaki artış, %10'dan fazla değildir.

#### f) Zaman Periyodunun Etkisi

Şekil (5.7) de  $d_m = 0,5 \mu\text{m}$ ,  $\sigma = 0,3 \mu\text{m}$  ve  $c = 400 \text{ l/cm}^3$  için, zaman periyodunun artması ile birikme sayısının arttığı görülmektedir. Hesaplar Tablo (E.7)'de de özetlenmiştir (Ek-E1). 5 dakikalık bir



ŞEKİL 5.5. Birim Alanda Biriken Partikül Sayısının Kayma Hızı ile Değişimine Partikül ile Yüzey Arasındaki Mesafenin Etkisi ( $d_m = 0,5 \mu m$ ,  $T = 15 \text{ dak}$ )

1.  $h = 250 \text{ nm}$  ( $B = 3,6575 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{5/3}/s$ )

2.  $h = 138 \text{ nm}$  ( $B = 5,4324 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{5/3}/s$ )

$A = 3,3 \cdot 10^{-13} \text{ erg}$ ,  $\rho = 1,018 \text{ gr/cm}^3$ ,

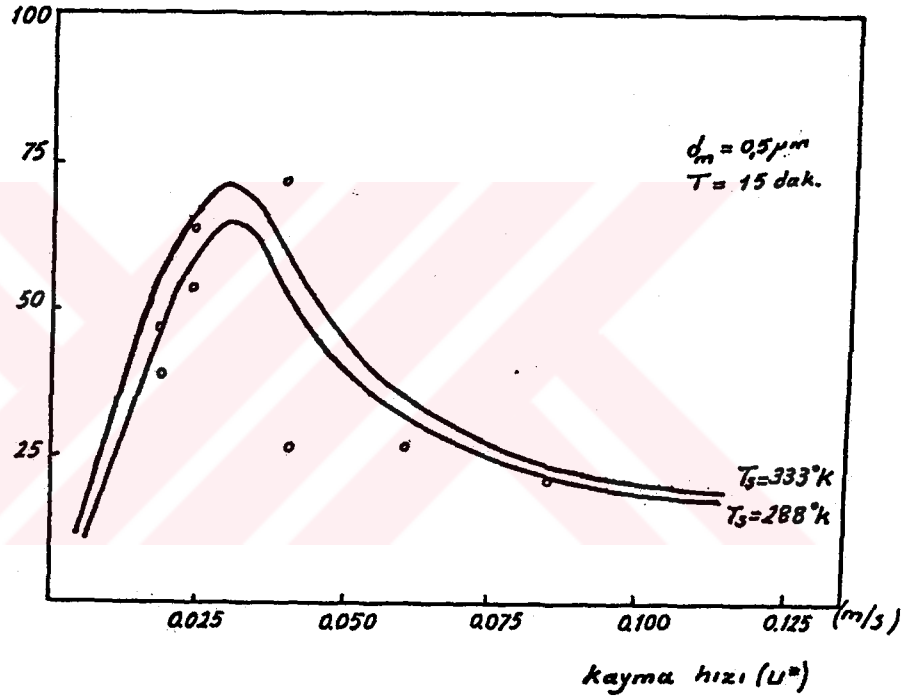
$\nu = 1,144 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/s$ ,  $\sigma = 0,3 \mu m$ ,  $T_s = 288^\circ K$ ,

$c = 400 \text{ l/cm}^3$ ,  $d_c = (B/U^*)^{3/2}$ .

(e) Deneysel sonuçlar (Duckworth ve Peterson (34)).

$N(1/cm^2)$ 

Birim alanda biriken partikül sayısı



ŞEKİL 5.6. Birim Alanda Biriken Partikül Sayısının Kayma Hızı ile Değişimine Akışkan Sıcaklığının Etkisi ( $d_m = 0,5 \mu m$ ,  $\sigma = 0,3 \mu m$ ,  $T = 15 \text{ dak}$ )

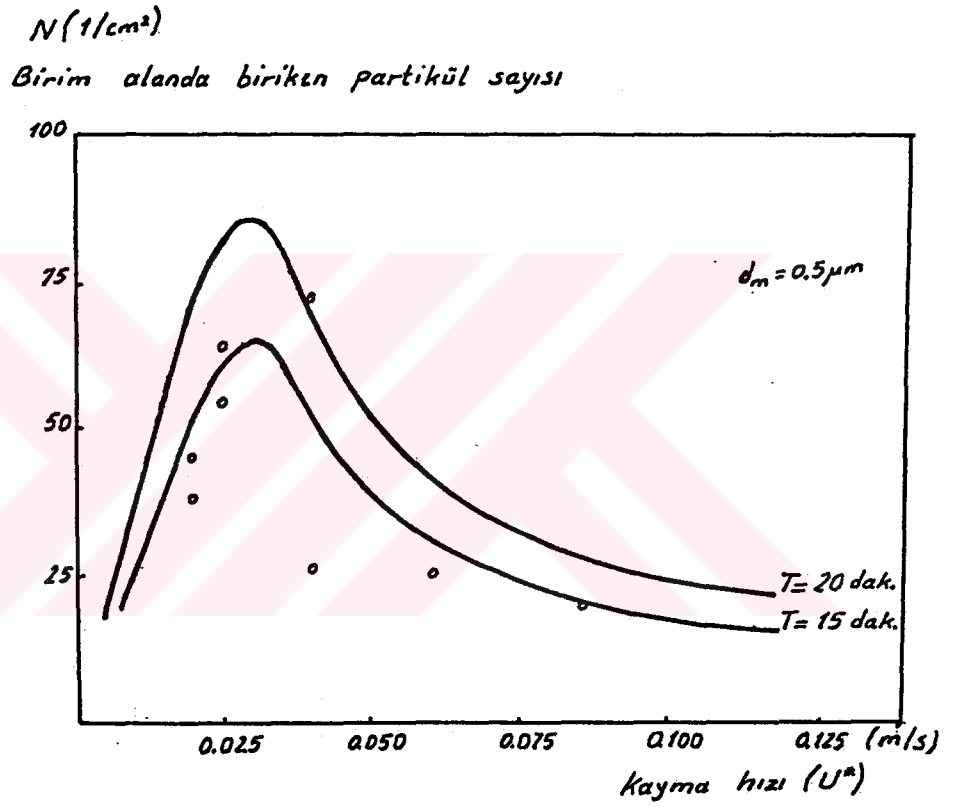
1.  $T_s = 15^{\circ} = 288^{\circ}K$

2.  $T_s = 60^{\circ} = 333^{\circ}K$

$c = 400 \text{ l/cm}^3$ ,  $B = 5,4324 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{5/3}/s$ ,

$d_c = (B/U^*)^{3/2}$

(o) Deneysel sonuçlar (Duckworth ve Peterson (34)).



ŞEKİL 5.7. Birim Alanda Biriken Partikül Sayısının Kayma Hızı ile Değişimine Zaman Periyodunun Etkisi ( $d_m = 0,5 \mu m$ ,  $\sigma = 0,3 \mu m$ )

1.  $T = 15 \text{ dak.}$

2.  $T = 20 \text{ dak}$

$c = 400 \text{ l/cm}^3$ ,  $B = 5,4324 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{5/3}/s$ ,

$d_c = (B/U^*)^{3/2}$

(o) Deneysel sonuçlar (Duckworth ve Peterson (34)).

zaman artışı, partikül birikmesinde, %20-25 oranında bir artışa sebep olur. En büyük artış ise kayma hızının  $U^* = 0,03$  m/s değeri için olup, %35 civarındadır.

(5.2) denklemine göre, zamanın çok büyük değerleri için, eksponansiyel terimin sıfır olması nedeni ile, birikme zamana bağlı olmaksızın, sadece kayma hızı ile değişir.

g) Ortalama Partikül Çapının Etkisi

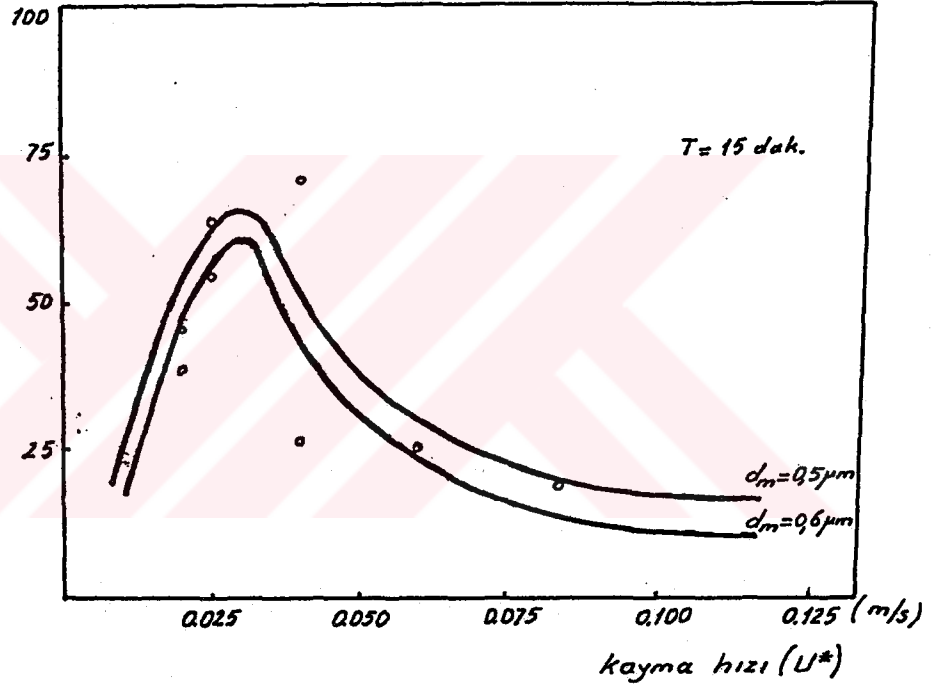
Ortalama partikül çapı  $d_m$  dışında, diğer parametrelerin sabit tutulması ile,  $d_m$ 'nin birikme üzerine etkisi de incelenebilir. Yapılan hesaplar,  $d_m$ 'nin artması ile birikme sayısının azaldığını ortaya koyar (Şekil (5.8), Tablo (E.8) - Ek (E.2)). Bu etki,  $U^*$ 'ın artması ile giderek daha önemli bir hale gelir.  $U^*$ 'ın 0,1 m/s den büyük değerleri için birikme sayısında, her 0,1 $\mu$ m'lik ortalama partikül çap artışı için %40'a kadar varan oranda bir azalma meydana gelir (Şekil (5.8)). Buna karşılık, düşük kayma hızlarında bu oran %5'e kadar düşebilir.

h) Malzeme Hamakar Sabitinin Etkisi

$A = 3,3 \times 10^{-13}$  erg ve  $A = 1 \times 10^{-13}$  erg değerleri için diğer parametreler sabit iken yapılan ayrı ayrı hesaplar, artan malzeme Hamakar sabiti ile, birim alanda biriken partikül sayısının artacağını göstermiştir

$N(1/cm^2)$ 

Birim alanda biriken partikül sayısı



ŞEKİL 5.8. Birim Alanda Biriken Partikül Sayısının Kayma Hızı ile Değişimine, Ortalama Partikül Çapının Etkisi ( $c=400$   $1/cm^3$ ,  $\phi = 0,3\mu m$ ,  $T=15$  dak

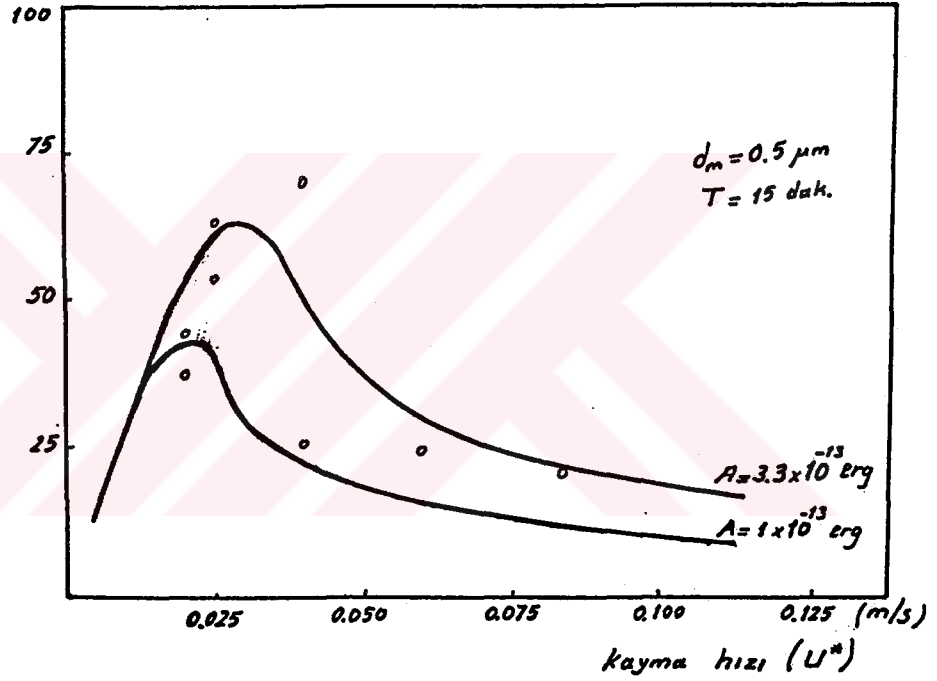
1.  $d_m = 0,6 \mu m$  ( $B = 6,13 \times 10^{-3} \text{ cm}^{5/3}/s$ )
  2.  $d_m = 0,5 \mu m$ , ( $B = 5,4323 \times 10^{-3} \text{ cm}^{5/3}/s$ )
- $A = 3,3 \times 10^{-13} \text{ erg}$ ,  $\rho = 1,018 \text{ gr/cm}^3$ ,  
 $\nu = 1,144 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/s$ ,  $T_s = 288^\circ K$ ,  
 $d_c = (B/U^*)^{3/2}$

(o) Deneysel sonuçlar (Duckworth ve Peterson (34)).

(Şekil (5.9)).  $A = 1 \times 10^{-13}$  erg için yapılan hesaplar, Ek (E.2) deki Tablo (E.9) da özetlenmiştir. Bu sonuçlara göre,  $0,03 \text{ m/s} < U^* < 0,05 \text{ m/s}$  aralığında fazla olan yüzey malzeme sabitinin etkisi,  $U^*$ 'ın artan değerleri için, nisbi olarak azalma gösterir.

$N (1/cm^2)$ 

Birim alanda biriken partikül sayısı



ŞEKİL 5.9. Birim Alanda Biriken Partikül Sayısının Kayma Hızı ile Değişimine, Yüzey Malzeme Sabitinin (Hamakar sabiti) Etkisi.

1.  $A = 1 \times 10^{-13} \text{ erg}$  ( $B = 5,4324 \times 10^{-3} \text{ cm}^{5/3}/\text{s}$ )

2.  $A = 3.3 \times 10^{-13} \text{ erg}$  ( $B = 3,657 \times 10^{-3} \text{ cm}^{5/3}/\text{s}$ )

$h = 138 \text{ nm}$ ,  $c = 400 \text{ l/cm}^3$ ,  $\sigma = 0,3 \mu m$ ,  $d_m = 0,5 \mu m$ ,  
 $T_s = 288^\circ \text{K}$ ,  $\rho = 1,108 \text{ gr/cm}^3$ ,  $\nu = 1,144 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$

$$d_c = (B/U^*)^{3/2}$$

(o) Deneysel sonuçlar (Duckworth ve Peterson (34)).



## 6. IRDELEME

Ayrılma etkisi de hesaba katılarak geliştirilen model yardımı ile hesaplanan değerlerin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması halinde sapmaların çok küçük olduğu görülür (Şekil (5.1)). Partikül çaplarının sabit kabul edilmesi ile bulunan değerler, çeperdeki kayma hızının 0,03 m/s'den büyük değerleri için, deneysel sonuçlarla kıyaslanamayacak kadar büyüktür. Buna karşılık, partikül çaplarının normal dağılımda olduğu varsayılarak bulunan değerlerin deneylerden olan ortalama sapması %3-5 civarındadır. Ancak, sonuçların bu derece uygun çıkmasında bazı parametrelerin, teorik yoldan bulunmasının çok zor olması nedeni ile, deneysel verilere uygun olarak alınmasının rolü vardır. Bu parametreler; partikül konsantrasyonu ve çeperdeki kayma hızının kritik değerleridir. Diğer parametrelerin bir kısmı literatürden bulunmuş olup, diğerleri teorik olarak hesaplanmıştır.

Denklem (3.38) ile verilen ayrılma kriterine göre; belli bir kayma hızı ( $U^*$ ) için çapları  $d_c = (B/U^*)^{3/2}$  kritik çapından büyük olan partiküller yüzeyden ayrılabilirler. Buna karşılık,  $d_m$  ortalama çapındaki bir partikül, kayma hızının ancak kritik kayma hızı olan  $U_c^* = \frac{B}{d_m^{2/3}}$  den büyük değerleri için yüzeyden ayrıla-

bilir. Böylece kayma hızı bir kontrol parametresi olarak ortaya çıkar;

a) Kayma hızının  $U^* < U_c^*$  değerlerinde ve aynı büyüklükte partiküller için, yeniden ayrılma meydana gelmeyeceği için biriken partiküllerin hepsi yüzeyde kalır. Bu nedenle, biriken partikül sayısının kayma hızı ile değişimi lineerdir. Diğer taraftan farklı büyüklükte partiküller halinde, biriken partiküllerin bir kısmı (%50 yi geçmemek üzere) çeperden kaldırılabileceği için bu değişim lineer olmaktan çıkar. Böylece, yüzeyde biriken partikül sayısı azalır (Şekil (6.1)).

b) Kayma hızının  $U^* > U_c^*$  değerlerinde ve aynı büyüklükte partiküller için, yeniden ayrılma nedeniyle, kayma hızı ile biriken partikül sayısı arasındaki değişim lineer olmayıp, sonuçlar deneysel sonuçlardan çok büyüktür (10 misli civarında). Parçacık çaplarının normal dağılımda olması halinde ise (Şekil (5.1)), eğri de büyük bir düşme olmakta ve birikme için bulunan değerler, deneysel sonuçlara çok yaklaşmaktadır.

Yapılan parametrik analize göre ortalama partikül çapı arttıkça, biriken partikül sayısı azalır. Bu sonuç, daha önce Rumpf (36) tarafından da elde edilmiştir. Diğer taraftan, yüzey malzemesine ait Hamakar sabitinin artması ile birikmenin artması sonucu, Marshall ve Kitchen (6) tarafından çeşitli malzemeler için yapılan deneylerle doğrulanmaktadır.

## 7. SONUÇLAR

1) Türbülanslı sınır tabakanın yapısı daha önce yapılmış çalışmalar yardımı ile incelenmiştir. Bu tabaka içersindeki türbülansa yeni bir bakış açısı getiren, ve patlama prosesi olarak bilinen olaylar nedeni ile, yüzeyde biriken partiküller yeniden kaldırılabilirler. Birikme ve ayrılma olayları, içerisinde çok küçük partiküller bulunan akışkanın, katı bir çeper üzerindeki hareketinde, bir arada meydana gelirler. Bu nedenle, ayrılma etkisi göz önüne alınmadan oluşturulan birikme modelleri, biriken partikül sayısını doğru olarak vermemektedir.

2) Geniş ölçüde, Cleaver ve Yates (2)'in modeline dayanan istatistik bir birikme modeli geliştirilmiştir. Cleaver ve Yates (2)'in modeli kullanılarak hesaplanan değerler (denklem (3.48) ve (3.49)), özellikle kayma hızının büyük değerleri için, deneylerden büyük sapmalar gösterir. Bu ise, deneylerde kullanılan partiküllerin değişen büyüklükte olmalarından ileri gelir. Önerilen modelin esas gelişmesi olan, partiküllerin çap dağılımının dikkat nazara alınması ile bulunan değerler, deneysel sonuçlarla uyum halindedir.

3) Çeperde birikmiş partiküllerin dengesi ince-

lenmek sureti ile, bir partikülün çeperden ayrılabilmesi için çeperdeki kayma hızının  $U_c^* = B/d_m^{2/3}$  kritik değerinden büyük olması gerektiği bulunmuştur. Burada, B faktörü için, adhezyon kuvvetinin sadece moleküler kabul edilmesi ile bir bağıntı bulunmuştur (denklem (3.39)).

4) Daha önceki çalışmalarda, modelin önemli bir parametresi olan  $\alpha$ , patlama prosesi verimi, üniversal bir sabit olarak alınmıştır (Cleaver ve Yates (2)). Partikül ayrılma deneyleri,  $\alpha$ 'nın sabit olmayıp, kayma hızının bir fonksiyonu olduğunu göstermiştir. Daha önce Güven (21) tarafından verilen korelasyonun (denklem (5.4)) kullanılması, sonuçların önemli miktarda düzelmesine yol açar (Şekil (4.7)).

5) Yapılan parametrik çalışma, çeşitli parametrelerin birikmeye etkisinin aşağıdaki gibi olduğunu ortaya koymuştur:

a. Partikül konsantrasyonu,  $c$ ; akışkan ortamın sıcaklığı,  $T_s$ ; yüzey malzemesine ait Hamakar sabiti,  $A$ , arttıkça, yüzeyde biriken partikül sayısı artar.

b. Yüzeyde biriken partikülün yüzeyle arasındaki mesafe,  $h$ ; süpürme verimi,  $\alpha$ ; ve partiküllerin ortalama çapı,  $d_m$ , arttıkça yüzeyde biriken partikül sayısı azalır.

c. Zaman periyodu arttıkça, birikme artar.

Ancak, zamanın çok büyük değerlerinde, ayrılma ve birikme arasındaki denge nedeni ile birikme zamana bağlı değildir.

d. Kayma hızının artması ile,  $U^* < U_c^*$  için, biriken partikül sayısı artarken,  $U^* > U_c^*$  için biriken partikül sayısı azalır. Çok büyük kayma hızlarında, kayma hızının birikmeye etkisi çok azdır.

e. Partikül standart sapması  $\sigma$ , kayma hızının büyük değerleri için partikül birikmesinde önemli oranda artışa yol açar.

6) Özet olarak,  $a$ ,  $c$  ve  $B$  gibi önemli parametreler deneysel veya teorik olarak elde edilebildiği takdirde, birçok yeni uygulamalarda önemli bir problem haline gelen, yüzeyde biriken partikül sayılarının bulunması önerilen model yardımı ile mümkündür.

## 8. TAVSİYELER

1. Birikme olayını etkileyen parametrelerden partikül ile yüzey arasındaki mesafe,  $h$ , deneysel olarak ölçülebilir. Yazarın daha önceki çalışmasında (21) ayrılma olayında en önemli parametre olarak veriler  $h$  için bazı deneysel metodlar önerilmiştir. Deneysel sonuçlardan  $h$ 'nin, partikül çapı arttıkça azaldığı anlaşılmış olup, daha fazla deneysel veri elde edilebilirse,  $h$  ile partikül çapı  $d$  arasında bir korelasyon kurulabilir.

2. Önerilen model, türbülanslı akışın tabiatının düz ve eğrisel yüzeyler için benzer olduğu kabülünden hareketle kirli gaz ile çalışan gaz türbinlerinde kullanılabilir. Ancak, ayrılma kriteri ile ilgili  $B$  faktörü, türbin kanatlarının malzemesi ve kirli gaz içersindeki partiküller ile ilgili parametrelere bağlı olarak deneysel yoldan bulunmalıdır. Daha sonra yapılacak nümerik uygulama da gerekli olan yüzey üzerindeki kayma hızlarının hesabı için, yazarın daha önceki çalışmasında tavsiye edilen iki kompüter programı kullanılabilir (Katsanis (37) ve Cebeci (38)).

## REFERANSLAR

1. Forney, L.J. and Spielman, L.A., *J. Aerosol Science*, 1974, 5, p. 257.
2. Cleaver, J.W. and Yates, B., "The Effect of re-entrainment on particle deposition", *Chemical Eng. Science*, 1976, Vol. 31, p. 147-151.
3. Owen, P.R., *J. Fluid Mechanics*, Vol. 39, p. 497 (1969).
4. Schmel, G.A., *J. Colloid Interface Science*, Vol. 37, p. 891 (1971).
5. Beal, S.K., *Nuclear Science Eng.*, Vol. 40, p. 1, (1970).
6. Marshall, J.K. and Kitchener, J.A., *J. Colloid and Interface Science*, Vol. 22, p. 342-351 (1966).
7. Kuo, R.J. and Matijević, E., *J. Colloid and Interface Science*, Vol. 78, No. 2, p. 407-421 (1980).
8. Parker, G.L. and Lee, P., *Proc. Instn. Mech. Engrs.*, Vol. 186, p. 519-526 (1972).
9. Friedlander, S.K. and Johnstone, H.F., *Ind. Enging. Chem.*, Vol. 49, p. 1151 (1957).
10. Raudviki, A.J., *Loose Boundary Hydrodynamics*; Oxford Press, 1967.
11. Zimon, A.D., *Adhesion of Dust and Powders*, Plenum, New York, 1964.
12. Visser, J., *J. Colloid Interface Science*, Vol. 34, No. 1, p. 26-31, 1970.
13. Visser, J., "The Adhesion of Colloidal Polystyrene Particles to Cellophane as a Function of pH and Ionic Strength", Vol. 55, No. 3, p. 664-669, 1976.
14. Cleaver, J.W. and Yates, B., "A Sublayer Model for the Deposition of Particles from a Turbulent Flow", *Chemical Eng. Science*, Vol. 30, p. 983-992, 1975.

15. Often, G.R. and Kline, S.J., "Experiments on the Velocity Characteristics of Bursts and on the Interactions between the Inner and Outer Regions of a Turbulent Boundary Layer", Dept. Mech. Eng'g., Stanford University, Rep ND431, 1973.
16. Sümer, B.M., and Oğuz, B., "Particle Motions Near the Bottom in Turbulent Flow in an Open Channel", *J. Fluid Mech.*, Vol. 86, p. 109, 1978.
17. Sümer, B.M., "Açık Kanallarda Taban Civarında Tane Hareketleri", T.B.T.A.K. Sualma Tesisleri Ünitesi, Kesin Rapor No. 15, 1978.
18. Often, G.R. and Kline, S.J., "A Proposed Model of the Bursting Process in Turbulent Boundary Layers", *J. Fluid Mech.*, Vol. 70, p. 209, 1975.
19. Kim, H.T., Kline, S.J. and Brodkey, R.S., "The Production of Turbulence Near a Smooth Wall in a Turbulent Boundary Layer", *J. Fluid Mech.*, Vol. 50, p. 133 (1971).
20. Corino, L.R. and Brodkey, R.S., "A Visual Investigation of the Wall Region in Turbulent Flow", *J. Fluid Mech.*, Vol. 37, p. 1, 1967.
21. Güvenç H.R., "Deposit Removal in Turbulent Flows Due to Viscous Sublayer Activities", M.S. Thesis, Submitted to the Faculty of the Engineering School; Boğaziçi University, March, 1979.
22. Kim, H.T., Kline, S.J. and Reynolds, W.C., *J. Fluid Mech.*, Vol. 50, p. 133, 1971.
23. Klebanoff, P.S., 1954, *NACA TN 3178*.
24. Nychas, S.G., Hershey, H.C. and Brodkey, R.S., "A Visual Study of Turbulent Shear Flow", *J. Fluid Mechanics*, Vol. 61, p. 513, 1973.
25. Einstein, H.A. and Li, H., *Trans. Am. Soc. Civil Eng.*, Vol. 82, p. 293, 1956.
26. Kline, S.J., Reynolds, W.C., Schraub, F.A., and Runstadler, P.W., *J. Fluid Mech.*, Vol. 30, p. 741, 1967.
27. Black, T.J., *Viscous Drag Reduction*, (Edited by Well, C.S.), p. 383, New York, 1969.
28. Morrison, W.R.B. and Bullock, K.J. and Krdnauer, R.E., "Experimental Evidence of Waves in the Sublayer", *J. Fluid Mech.*, Vol. 47, p. 639, 1971.



29. Rao, K.N., Narasimna, R. and Narayanan, M.A., *J. Fluid Mech.*, Vol. 48, p. 339, 1971.
30. Cleaver, J.W. and Yates, B., "Mechanics of Detachment of Colloidal Particles from a Flat Substrate in a Turbulent Flow", *Journal of Colloid Interface Science*, Vol. 44, No. 3, p. 464, 1973.
31. Brenner, H., "The Slow Motion of a Sphere Through a Viscous Fluid Towards a Plane Surface", *Chem. Eng. Scie.*, Vol. 6, p. 242-251, 1961.
32. O'Neill, M.E., *Chem. Eng. Scie.*, Vol. 23, p. 1293-1298, (1968).
33. Saffman, P.G., "The Lift on a Small Sphere in a Slow Shear Flow", *J. Fluid Mech.*, Vol. 22, Part 1, p. 385-400, 1965.
34. Duckworth, R.M. and Peterson G.C., *Private Communication*.
35. Tempel, M.V.D., "Interaction Forces Condensed Bodies in Contact", *Advan. Colloid Interface Scie.*, Vol. 3, p. 137 (1972).
36. Rumpf, H., *Chem-Eng.-Tech.*, Vol. 6, p. 317 (1953).
37. Katsanis, T., "FORTRAN Program for Calculating Transonic Velocities on a Blade to Blade Stream Surface of a Turbomachine", *NASA T. No./5427*, 1969.
38. Cebeci, T., Smith, A.M.O. and Wang, L.L., "A Finite Difference Method for Calculating Compressible Laminar and Turbulent Boundary Layers", *McDonnell Douglas Aircraft Company, Inc.*, Report No. DAC#67131, Parts 1 and 2, 1969.



EKLER

E.1. DENEYLERLE KARŞILAŞTIRMA İÇİN YAPILAN HESAPLARI  
ÖZETLİYEN AÇIKLAMALI TABLOLAR

$U^* < U_c^*$ için		$U^* > U_c^*$ için	
$U^*$ (cm/s)	$N'$ (1/cm <sup>2</sup> )	$U^*$ (cm/s)	$N'$ (1/cm <sup>2</sup> )
1	26,54	4	97,20
2	53,07	5	115,98
3	71,26	6	131,21
3.5	83,29	7	142,85
4	106,12	8	151,32
		9	157,35
		10	160,00

TABLO E.1.1. Parçacıklar Aynı Büyüklükte İken Birim Alanda Biriken Partikül Sayısı.

$$d_m = 0,5 \mu\text{m}, c = 400 \text{ 1/cm}^3, \alpha = 1/100,$$

$$m = 2,7 \times 10^4, T = 15 \text{ dak}, k = 1,380 \cdot 10^{-16} \text{ erg/}^\circ\text{K},$$

$$\mu = 1,1646 \times 10^{-2} \text{ gr/cms}, \sigma = 0,3 \mu\text{m}, T_s = 288^\circ\text{K},$$

$$v = 1,144 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}, \sigma_s = 1,58 \times 10^6 \text{ olup}$$

$$U^* < U_c^* \text{ için } N' = c \frac{U^*}{\sigma_s^{2/3}} T$$

ve

$$U^* > U_c^* \text{ için } N' = 100 \frac{v m c}{\sigma_s^{2/3} U^*} \left(1 - e^{-\frac{U^{*2} T}{100 v m}}\right)$$

$$\sigma_s = \frac{v}{D}; D = \frac{k T_s}{3 \mu \pi d_m}; m = \frac{270}{\alpha}$$

bağintileri kullanılmıştır.

$U^* < U_c^*$ 

$U^*$ (cm/s)	$N'$ 1/cm <sup>2</sup>	$d_c$ μm	$\epsilon$	$N$ 1/cm <sup>2</sup>
1	26,54	4,000	0,999	26,54
2	53,07	1,415	0,998	52,97
3	71,26	0,770	0,816	64,96
3.5	92,47	0,611	0,644	59,58
4	106,12	0,500	0,5	53,06

 $U^* \geq U_c^*$ 

$U^*$ cm/s	$N'$ 1/cm <sup>2</sup>	$d_c$ μm	$\epsilon$	$\alpha$ $\times 10^2$	$m$ $\times 10^{-4}$	$N$ (1/cm <sup>2</sup> )
4	97,20	0,500	0,5	0,377	7,148	48,60
5	115,98	0,352	0,312	0,378	7,275	36,20
6	131,21	0,272	0,223	0,3786	7,130	29,34
7	142,85	0,216	0,173	0,379	7,120	24,80
8	151,32	0,176	0,140	0,3798	7,109	21,20
9	157,35	0,148	0,121	0,380	7,093	19,04
10	160,00	0,126	0,107	0,3515	7,077	17,20

TABLO E.1.2. Parçacıkların Normal Çap Dağılımında Olması Hali için Birim Alanda Biriken Partikül Sayısının Kayma Hızı ile Değişimi.  
 $d_m = 0,5 \mu m$ ,  $\sigma = 0,3 \mu m$ ,  $c = 400$  1/cm<sup>3</sup>,  
 $T = 15$  dak.,  $k = 1,380 \cdot 10^{-16}$  erg/°K,  
 $\mu = 1,1646 \times 10^{-2}$  gr/cm.s,  $T_s = 288$ °K,  
 $\nu = 1,144 \times 10^{-2}$  cm<sup>2</sup>/s,  $\sigma_s = 1,58 \times 10^6$ ,  
 $B = 5,4324 \times 10^{-3}$  cm<sup>5/3</sup>/s,  $\rho = 1,018$  gr/cm<sup>3</sup>  
 $\alpha = 0,44 \times 10^{-6} \rho U^{*2} + 0,377 \times 10^{-2}$

Bu tablo için

 $U^* < U_c^*$ 

$$N = N' \cdot \epsilon$$

$$N = c \frac{U^*}{\sigma_s^{2/3}} \cdot \left( \int_{\frac{d_m - d_c}{\sigma}}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-t^2/2} dt \right)$$

Burada,

$\epsilon$  = Patiküllerin  $d_c$  kritik çapından küçük olma olasılıktır.

$$U^* < U_c^* \quad N = N' \cdot \epsilon$$

$$N = c \frac{100 \gamma m}{\sigma_s^{2/3}} \left( 1 - e^{-\frac{U^*{}^2 T}{100 \gamma m}} \right) \left( \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty e^{-t^2/2} dt \right) \frac{d_m - d_c}{\sigma}$$

$$\sigma_s = \frac{v}{D} ; \quad D = \frac{k T_s}{3 \mu \pi d_m} , \quad m = \frac{270}{\alpha} , \quad d_c = \left( \frac{B}{U^*} \right)^{3/2}$$

bağıntıları kullanılmıştır.

$U^* < U_c^*$  için

$U^*$ (cm/s)	$N'$ (1/cm <sup>2</sup> )	$d_c$ μm	$\epsilon$	$N$ 1/cm <sup>2</sup>
1	26,54	4,000	0,999	26,54
2	53,07	1,415	0,998	52,97
3	79,60	0,770	0,911	64,96
3.5	92,47	0,611	0,711	59,98
4	106,12	0,500	0,500	53,06

$U^* > U_c^*$  için

$U^*$ (cm/s)	$N'$ (1/cm <sup>2</sup> )	$d_c$ μm	$\epsilon$	$N$ 1/cm <sup>2</sup>
4	97,20	0,500	0,500	42,82
5	115,98	0,352	0,321	30,33
6	131,21	0,272	0,223	22,52
7	142,85	0,216	0,173	17,12
8	151,32	0,176	0,140	13,56
9	157,35	0,148	0,121	11,07
10	160,00	0,126	0,107	9,24

TABLO E.2. Birim Alanda Biriken Partikül Sayısının Kayma Hızı ile Değişimi.  $\alpha = 1/100$  ve  $m = 27000$  (Cleaver ve Yates (30)'e göre),  $d_m = 0,5\mu m$ ,  $c = 400$  1/cm<sup>3</sup>,  $T = 15$  dak.,  $k = 1,380 \times 10^{-16}$  erg/°K,  $\mu = 1,1646 \times 10^{-2}$  gr/cm.s,  $T_s = 288^\circ K$ ,  $v = 1,144 \times 10^{-2}$  cm<sup>2</sup>/s,  $\sigma_s = 1,58 \times 10^6$ ,  $B = 5,4324 \times 10^{-3}$  cm<sup>5/3</sup>/s ve  $\rho = 1,018$ gr/cm<sup>3</sup>.

Bu tablo için Tablo (E.1.2) deki denklemler kullanılmıştır.



**EK 2. PARAMETRİK ANALİZ İÇİN YAPILAN HESAPLARI  
GÜSTEREN TABLOLAR**

$$U^* < U_c^*$$

$U^*$ (cm/s)	$N'$ (1/cm <sup>2</sup> )	$d_c$ ( $\mu$ m)	$\epsilon$	$N$ (1/cm <sup>2</sup> )
1	26,54	4,000	0,999	26,54
2	53,07	1,415	0,999	53,07
3	79,60	0,770	0,9115	72,55
3.5	92,47	0,611	0,711	65,74
4	106,12	0,500	0,5	53,06

$$U^* > U_c^*$$

$U^*$ (cm/s)	$N'$ (1/cm <sup>2</sup> )	$d_c$ ( $\mu$ m)	$\epsilon$	$\times 10^2$	$m$ $\times 10^{-4}$	$N$ (1/cm <sup>2</sup> )
4	97,20	0,500	0,500	0,377	7,148	48,60
5	115,98	0,352	0,229	0,378	7,275	26,62
6	131,21	0,272	0,127	0,3786	7,130	16,67
7	142,85	0,216	0,077	0,379	7,120	11,11
8	151,32	0,176	0,052	0,3798	7,109	7,95
9	157,35	0,148	0,039	0,380	7,093	6,18
10	160,00	0,126	0,030	0,3815	7,077	4,92

TABLO E.3. Birim Alanda Biriken Partikül Sayısına Partikül Çaplarına ait Standart Sapmanın Etkisi ( $\sigma = 0,2$ ).  $\sigma$  hariç diğer bütün değerler Tablo (E.1.2)'deki değerlerle aynı olup, aynı denklemler kullanılmıştır.



a)  $c = 300 \text{ l/cm}^3$  için;

$U^* < U_c^*$

$U^*$ (cm/s)	$N'$ ( $1/\text{cm}^2$ )	$d_c$ ( $\mu\text{m}$ )	$\epsilon$	$N$ ( $1/\text{cm}^2$ )
1	19,90	4,000	0,999	19,90
2	39,80	1,415	0,998	39,72
3	59,70	0,770	0,815	48,72
3.5	69,35	0,611	0,644	44,68
4	79,85	0,500	0,500	39,79

$U^* > U_c^*$

$U^*$ (cm/s)	$N'$ ( $1/\text{cm}^2$ )	$d_c$ ( $\mu\text{m}$ )	$\epsilon$	$N$ ( $1/\text{cm}^2$ )
4	72,90	0,500	0,500	36,45
5	86,98	0,352	0,312	27,15
6	98,40	0,272	0,223	22,00
7	107,13	0,216	0,173	18,60
8	113,49	0,176	0,140	15,90
9	118,01	0,148	0,121	14,28
10	120,00	0,126	0,108	12,90

b)  $c = 500 \text{ l/cm}^3$  için

$U^* < U_c^*$

$U^*$ (cm/s)	$N'$ ( $1/\text{cm}^2$ )	$d_c$ ( $\mu\text{m}$ )	$\epsilon$	$N$ ( $1/\text{cm}^2$ )
1	33,16	4,000	0,999	32,11
2	66,31	1,415	0,998	66,13
3	99,46	0,77	0,815	81,07
3.5	115,54	0,611	0,644	74,42
4	133,04	0,500	0,500	66,53

$$U^* > U_c^*$$

$U^*$ (cm/s)	$N'$ (1/cm <sup>2</sup> )	$d_c$ ( $\mu$ m)	$\epsilon$	$N$ (1/cm <sup>2</sup> )
4	121,46	0,500	0,500	60,74
5	144,93	0,352	0,312	45,22
6	169,95	0,272	0,223	36,55
7	178,50	0,216	0,173	30,87
8	189,09	0,176	0,140	26,39
9	196,63	0,148	0,121	23,73
10	199,95	0,126	0,108	21,49

TABLO E.4. Yüzye Biriken Partikül Sayısına Partikül Konsantrasyonunun Etkisi c Dışında Bütün Değerler ve Formüller Tablo (E.1.2) deki Gibidir.

$U^* < U_c^*$  için;

$U^*$ cm/s	$N'$ 1/cm <sup>2</sup>	$d_c$ μm	$\epsilon$	$N$ (1/cm <sup>2</sup> )
1.1	26,54	2,212	0,999	26,54
1.5	39,81	1,200	0,998	39,40
2	53,07	0,782	0,826	43,86
2.7	71,65	0,500	0,500	35,83

$U^* > U_c^*$  için;

$U^*$ (cm/s)	$N'$ (1/cm <sup>2</sup> )	$d_c$ (μm)	$\epsilon$	$\alpha$ $\times 10^2$	$m$ $\times 10^{-4}$	$N$ (1/cm <sup>2</sup> )
2,7	68,76	0,500	0,500	0,3773	7,155	34,38
3	75,67	0,425	0,401	0,3774	7,154	30,36
4	97,20	0,275	0,226	0,3776	7,148	22,02
5	115,24	0,195	0,156	0,3780	7,143	18,11
6	131,24	0,150	0,123	0,3786	7,130	16,14
8	151,84	0,097	0,090	0,3798	7,109	13,68

TABLO E.5. Yüzeyde Biriken Partikül Sayısına Partikül ile Yüzey Arasındaki Mesafenin Etkisi.

$A = 3,3 \times 10^{-13}$  erg,  $\rho = 1,018$  gr/cm<sup>3</sup>,  
 $v = 1,144 \times 10^{-2}$  olup  $h = 2,5 \times 10^{-5}$  cm  
 için,  $B = 3,6575 \times 10^{-3}$  cm<sup>5/3</sup>/s'dir.  
 Böylece  $U_c^* = (B/d_m)^{2/3} \approx 2,7$  cm/s bulunur.  
 Diğer büyüklükler ve kullanılan denklemler  
 Tablo (E.1.2) ile aynıdır.

$T_o = 60^\circ$  ve

$U^* < U_c^*$  için;

$U^*$ (cm/s)	$\sigma_s \times 10^{-6}$	$d_{cc}$ ( $\mu m$ )	$\epsilon$	$N$ 1/cm <sup>2</sup>
1	1,36	4,000	0,999	29,54
2	1,36	1,415	0,998	58,20
3	1,36	0,770	0,815	71,44
3,5	1,36	0,611	0,644	65,52
4	1,36	0,500	0,500	58,35

$U^* > U_c^*$  için;

$U^*$ (cm/s)	$\sigma_s \times 10^{-6}$	$d_c$ ( $\mu m$ )	$\epsilon$	$N$ (1/cm <sup>2</sup> )
4	1,36	0,500	0,500	53,45
5	1,36	0,352	0,312	39,80
6	1,36	0,272	0,223	32,26
7	1,36	0,216	0,173	27,20
8	1,36	0,176	0,140	23,20
9	1,36	0,148	0,121	20,90
10	1,36	0,126	0,108	18,9

TABLO E.6. Yüzeyde Biriken Partikül Sayısına Akışkan Sıcaklığının Etkisi.  $T_o = 60^\circ$  için  $\sigma_s = 1,36 \times 10^6$  olup, diğer büyüklükler ve formüller Tablo (E.1.2) ile aynıdır.

T = 20 dakika ve

$U^* < U_c^*$  için;

$U^*$ (cm/s)	$d_c$ ( $\mu\text{m}$ )	$\epsilon$	N ( $1/\text{cm}^2$ )
1	4,000	0,999	35,38
2	1,415	0,998	70,62
3	0,770	0,815	86,61
3,5	0,611	0,644	79,44
4	0,500	0,500	70,74

$U^* > U_c^*$  için;

$U^*$ (cm/s)	$d_c$ ( $\mu\text{m}$ )	$\epsilon$	N ( $1/\text{cm}^2$ )
4	0,500	0,500	64,80
5	0,352	0,312	48,26
6	0,272	0,223	39,12
7	0,216	0,173	33,06
8	0,176	0,140	28,26
9	0,148	0,121	25,38
10	0,126	0,107	22,93

TABLO E.7. Yüzeyde Biriken Partikül Sayısına Zaman Periyodunun Etkisi (T = 20 dak). Diğer bütün değişkenler ve denklemler Tablo (E.1.2) de kullanılanlarla aynıdır.

$U^* < U_c^*$  için;

$U^*$ (cm/s)	$d_c$ ( $\mu\text{m}$ )	$\epsilon$	$N$ ( $1/\text{cm}^2$ )
2	1,690	0,999	47,00
3	0,923	0,859	60,57
3.5	0,733	0,782	55,20
4	0,600	0,500	47,01

$U^* > U_c^*$  için;

$U^*$ (cm/s)	$d_c$ ( $\mu\text{m}$ )	$\epsilon$	$\alpha$ $\times 10^2$	$m$ $\times 10^{-4}$	$N$ ( $1/\text{cm}^2$ )
4	0,500	0,500	0,3772	7,1482	43,07
5	0,429	0,284	0,3780	7,142	29,16
6	0,326	0,180	0,3786	7,130	20,90
8	0,212	0,098	0,3798	7,109	13,25

TABLO E.8. Yüzeyde Biriken Partikül Sayısına Ortalama Partikül Çapının Etkisi.  $d_m = 0,6 \mu\text{m}$  için  $U_c = 4 \text{ cm/s}$  değerine karşı gelen  $B = U_c^* \cdot d_m^{2/3} = 6,13 \times 10^{-3} \text{ cm}^{5/3}/\text{s}$ 'dir.  $d_c = (B/U^*)^{2/3}$  bağıntısı yardımıyla,  $U^*$ 'ın değişen değerleri için  $d_c$  bulunur. Diğer hesaplar, değişkenler ve denklemler Tablo (E.1.2) ile aynıdır.

$U^* < U_c^*$  için;

$U^*$ (cm/s)	$d_c$ ( $\mu\text{m}$ )	$\epsilon$	$N$ ( $1/\text{cm}^2$ )
1	2,212	0,999	26,54
1,5	1,200	0,998	39,40
2	0,782	0,826	43,86
2,7	0,500	0,500	35,83

$U^* > U_c^*$  için;

$U^*$ (cm/s)	$d_c$ ( $\mu\text{m}$ )	$\epsilon_r$	$\alpha$ $\times 10^2$	$m$ $\times 10^{-4}$	$N$ ( $1/\text{cm}^2$ )
2,7	0,500	0,500	0,3773	7,155	34,38
3	0,425	0,401	0,3774	7,154	30,36
4	0,275	0,226	0,3772	7,148	22,02
5	0,195	0,156	0,3780	7,143	18,11
6	0,150	0,123	0,3786	7,130	16,14
8	0,098	0,090	0,3798	7,109	13,68

TABLO E.9. Yüzeyde Biriken Partikül Sayısına Yüzey Malzemesine ait A Hamakar Sabitinin Etkisi ( $d_m = 0,5 \mu\text{m}$ ,  $c = 400 1/\text{cm}^3$ ).

$h = 1,38 \times 10^{-5} \text{ cm}$ ,  $\rho = 1,018 \text{ gr/cm}^3$ ,  
 $\nu = 1,144 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$  olup,  $A = 1 \times 10^{+13} \text{ erg}$   
 için,  $B = 3,657 \times 10^{-3} \text{ cm}^{5/3}/\text{s}$ 'dir. Böylece,  
 $U_c^* = (B/d_m)^{2/3} \approx 2,7 \text{ cm/s}$  olur. Diğer  
 bütün büyüklükler ve denklemler Tablo  
 (E.1.2) ile aynıdır.

## YAZARIN UZGECMISI

Yıldız Üniversitesi Kocaeli Mühendislik Fakültesi Araştırma Görevlisi, Hasan Rıza Güven 1953 yılında Ankara da doğdu. İlkokulu, Kırklareli Tevfik Fikret İlk Okulunda (1964), Orta Okulu, Bakırköy Yeni Orta Okulunda (1967), Liseyi, Nazilli Lisesinde (1970) tamamladı. İstanbul Teknik Üniversitesi Makina Fakültesi Uçak Bölümüne 1970 yılında girip, 1974 Haziran döneminde mezun oldu. Daha sonra Boğaziçi Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Makina Bölümünde Master öğrenimine başladı. "Deposit Removal in Turbulent Flows due to Viscous Sublayer Activities" isimli tezi ile 1979 Mart ayında Yüksek Makina Mühendisi ünvanını aldı. 1980 yılı Kasım ayında Kocaeli Mühendislik Fakültesinde Doktora çalışmasına başladı. Halen aynı Fakültede Araştırma Görevlisi olarak çalışmaktadır.