

TECHNICAL MEMORANDUM

TEKNİK BİLDİRİ

**Ocean Wave effects on the daily cycle in SST**

# **Günlük DYS (SST) Döngüsü Üzerindeki Okyanus Dalgalarının Etkileri**

Peter A.E.M. Janssen

Research Department

Araştırma Dairesi

Tercüme: Halil Aytaç

## **Özet**

Okyanus dalgaları, okyanus ile atmosfer arasındaki arayüzü temsil ederler. İşte bu yüzden, bir dalga modeli sadece dalga abağının hesaplanmasında değil, aynı zamanda hava-deniz arayüzündeki akıları yöneten süreçlerin belirlenmesinde de gereklidir.

Burada, Türbülans Kinetik Enerji Denkleminin erken sonuçlarından başlayarak dalga yayılımının etkilerine izin veren basit bir model geliştirilmiştir. Bu etkileri, günlük SST döngüsünün simülasyonu üzerindeki Langmuir türbülans ve yüzdürme etkileri olarak tanımlayabiliriz.

# 1 Giriş

Terry ve arkadaşlarının çalışması (1996) ile Craig ve Banner'ın (1994) çalışmaları, kırılan dalgalar ile onların yüzey akıntılarına olan katkılarının önemli rolü vurgulanmış bulunmaktadır. Üretim ile turbülanslı kinetik enerjinin dağılımı arasındaki olağan dengenin dikkate değer sapmalarını bulmak bu alanda gelenek haline gelmiştir. Bu sapmalar yüzey dalga sönümlemesi sonucu ortaya çıkan enerji akısı kaynaklıdır. Gözlemlenmiş turbülans kinetik enerji dağılımı  $\varepsilon$  ile derinlik  $z$  dalga alanı ile ilgili parametrelere göre hesaplandığında, boyutsuz enerji kaybı ile boyutsuz derinlik arasında neredeyse evrensel bir ilişki bulunur. Burada, boyutsuz enerji kaybını  $\varepsilon H_s / \Phi_{aw}$  vermektedir. Burada boyutsuz derinlik  $z/H_s$  olduğunda,  $H_s$  belirgin dalga yüksekliğini ve  $\Phi_{aw}$  ise rüzgârdan dalgalara olan enerji akısını vermektedir.

Yüzey dalga sönümünden kaynaklanan enerji akısının, belirgin dalga yüksekliğinin düzenli olduğu yüksekliğe kadar olan yukarı okyanus karışımını etkilemesi beklenir. Stokes sürüklenmesi içindeki makaslama gücüne karşı çalışmanın, dalga alanının tipik bir dalga sayısının ters düzenlemesinin bir nüfuz derinliğine sahip olan Langmuir hücreleri oluşturmasından dolayı, bunu okyanusun daha derin tabakalarına taşımak olasıdır.

Bu bildiriyle, yüzey dalga sönümleme etkilerini, Langmuir turbülansını ve olağan makaslanma üretimiyle dağılımına ilaveten tabakalaşmayı içeren yukarı okyanus içindeki turbülans karışımının çoklu bir modelini geliştirmek istiyorum. Bu model, SST'lerin günlük döngüsünün evrimleşme sorununa uygulanır ve düşük rüzgâr hızlarında bile dalga etkilerinin günlük döngünün genliğinin belirlenmesinde önemli bir rol oynadığı burada gösterilmiştir.

Bu bildirinin programı aşağıdaki gibidir. İkinci bölümde, dalga alanından elde edilen enerji ile devinirlik (momentum) akısının güvenilir bir şekilde nasıl elde edildiği gösterilirken deniz-atmosfer etkileşiminde okyanus dalgalarının rolü konusundaki kısa bir tartışma verilmiştir. Bölüm 3, yukarı okyanustaki karışma süreçlerini betimlemek için önerilen karışık katman modelinin bazı ayrıntılarını verir. Bu model devinirlik denklemleri ile ısı denkleminin ibarettir. Turbülansın varlığında bu denklemler kapalı değildir ve seviye  $2\frac{1}{2}$

Mellor-Yamada programı, ısı ve devinirlik için girdap viskozite modeli benimsenmiştir. Daha sonra bu girdap viskozitelerinin Turbülans Kinetik Enerjiye (TKE) bağlı olduğu ve bundan dolayı bir TKE formülüne ihtiyaç olduğu bulunmuştur. Bu bildiriye TKE denklemi, makaslama üretimi (Stokes kaymasındaki makaslama da içererek), kaldırma kuvvetinden kaynaklanan sönümleme, TKE ve basıncın dikey taşınımı ve turbülansın yayılımı gibi süreçleri nedeniyle turbülans kinetik enerjinin değişim oranlarını açıklamaktadır. Bu durum yukarı okyanusun karışma özellikleri konusundaki Langmuir turbülansı ile dalga yayılımının model etkilerine ideal bir bağlam sunmaktadır. Dalga yayılımı üzerindeki Craig ve Banner modelinin etkilerinin aksine, dalga yayılımı nedeniyle dalga spektrumunun değişimi oranı açısından basıncın düşey taşınımı açıkça modellenmesinin oldukça yeni bir yaklaşımı izlenmek suretiyle dikkate alınır (Atmosferik bağlamda benzer bir fikir Janssen (1999) tarafından takip edilmiştir). Grant ve Belcher'i (2009) izleyen Langmuir turbülansı etkisi, Stokes kaymasına bağlı olan makaslama üretim süresinin parçasıyla temsil edilir. Yukarı okyanus bölgesi son derece istikrarlı koşullarla karşılaşabilir; bilhassa düşük rüzgâr hızı koşullarının hüküm sürdüğü günler esnasında, işte bu yüzden bu kararlı koşulların modellenmesi çok özel bir dikkat gerektirir. Son derece istikrarlı koşulların modellenmesi Sukoriansky ve arkadaşlarının (2005) yeniden düzenleme yaklaşımı tarafından yönlendirilirken, Kansas alan kampanyasının

sonuçlarına oturtulmuş olan ( oşinik ve atmosferik türbülans davranışlarının benzer biçimde olduğunu varsayarsak) az kararlı koşulların yüzdürme etkileri için bir model geliştirilmiştir.

Bölüm 4’de TKE denklemi sabit hal çözümlerinin bazı özellikleri tartışılmıştır. Özellikle ihmal edilebilir türbülans kinetik enerjinin iyi bir yaklaşım yayınıyla gösterilmiştir. Bu yaklaşıma, türbülans kinetik enerjinin sadece türbülans akısının lokal özelliklerine bağlı olduğundan dolayı *lokal* yaklaşım denir. Lokal yaklaşım içinde TKE denkleminin cebirsel bir probleme dönüştüğü ortaya çıkıyor ve onun çözümü de türbülans hızının (ve dolayısıyla girdap viskozitesinin) sadece az biraz dalga enerji akısıyla Langmuir türbülansının katkısına (1/3 güç kanununa göre) bağlı olduğunu göstermektedir. Bununla birlikte, dalga etkileri girdap viskozitelerini 2-3 kat artırmaktadır. Lokal yaklaşıma göre yapılan çözümün daha yakından incelendiğinde, dalga yayılımının karışım sürecini belirgin dalga yüksekliği dizinin derinliğindeki yüzeyi çok yakından etkilediği tespit edilmiştir. Langmuir türbülansının okyanus dalga alanının tipik bir dalga boyu sırasındaki derinlikte yukarı okyanusun daha derin bölgelerinde karışımı etkilediği tespit edilmiştir. Ayrıca kaldırma kuvveti etkileri bazı ayrıntıları içinde ele alınmıştır. Mevcut modelin Sukoriansky ve arkadaşlarıyla (2005) da uyum içinde, son derece kararlı koşullarda momentum taşınımının ısı taşınımına hakim olduğu saptanırken, zayıf tabakalaşma için Kansas alan kampanyasının sonuçlarıyla yakın uyum içinde olduğu gösterilmiştir (Businger ve ark. 1971). Buna ek olarak, dalgalar ve kaldırma kuvveti bileşik etkileri de incelenmektedir. Özellikle yukarı okyanusun daha derin bölgelerinde devinen kaldırma kuvveti etkileri istikrarlı koşullarda Langmuir’in türbülans etkilerini bastırdığı saptanmıştır. Son olarak, bu TKE denkleminin, derinlik üzerindeki boyutsuz türbülans yayılımına ampirik olarak bilinen bağımlılığı ile yakın uyum içinde olduğu görülmüştür.

Beşinci bölümde, sayısal benzetişimlerin sonuçları karışık tabaka modeliyle sunulmuştur. Öncelikle, Arap Denizinde bir yerde deniz yüzey sıcaklığının (SST) bir simulasyonu tarafından takip edilen, sabit hız ve ısı akılarıyla sentetik bir örnek verilmiştir. SSTlerin simüle edilmiş günlük döngüsünün yerinde (in-situ) gözlemler ile yakın uyum içinde olduğu tespit edilmiştir. Deniz durumunun etkilerinin önemi, düşük rüzgâr hızı durumlarında bile aynı şekilde gösterilmiştir. Son olarak, altıncı bölüm tüm sonuçların bir özetini vermektedir.

## 2 Yüzey tabaka karışımı ve okyanus dalgaları

Okyanus yüzey tabakasındaki karıştırma süreçlerinin gerçekçi bir temsilini verebilmesi için, bu okyanus sütuna doğru olan enerji ve momentum akılarının güvenilir bir tahmininin gerekli olduğu açık olmalıdır. Modellenmiş dalga spektrumundan elde edilen bu akılar ile okyanus dalgalarının oluşum ve yayılım bilgilerinin tahminin ilk girişimi Komen (1987) tarafından yapılmıştır. Weber (1994), düşük bir çözünürlükte birleştirilmiş okyanus dalgası atmosfer modeli (WAM-ECHAM) bağlamında enerji ve momentum akılarını araştırdı ve bu enerji akısını belirlemek için bir dalga tahmin modeli kullanmaya gerek olmadığını sonucuna varıldı.  $\Phi_{aw} = m\varphi_a u_*^3$  (burada  $u_*$  ile havanın sürtünme hızı ve  $m$  a sabit) tipindeki parametrisasyon yeterli olacaktır. Bu sonucun, Weber tarafından enerji akısının tahmininde kullanılan bir yaklaşıma bağlı olduğu buradan görülecektir.

Enerji ve momentum akısı spektral biçime bağlı olduğunda, enerji balans denkleminin çözümü gereklidir. Burada  $F = F(\omega, \theta)$ , açılal dalga sıklığı  $\omega$  ile dalgaların yayılma yönü  $\theta$  üzerinden okyanus dalgalarının enerji dağılımını veren 2-boyutlu dalga spektrumu olduğu yerde denklem

$$\frac{\partial}{\partial t} F + v_g \frac{\partial}{\partial x} F = S_{in} + S_{nl} + S_{diss} + S_{bot} \quad (1)$$

şeklinde olmaktadır. Ayrıca,  $v_g$  grup hızı ve sağ el tarafında dört adet dönem (kaynak) adı bulunmaktadır. Bunlardan birincisi olan  $S_{in}$ , rüzgârdan meydana gelen okyanus dalgalarının oluşumunu betimlemektedir ve atmosferden okyanus dalgalarına olan enerji transferiyle momentumu temsil etmektedir. Üçüncü ve dördüncü dönemler, beyaz kapak, büyük ölçekte kırılan girdabın neden olduğu sönümlenme ve deniz tabanının sürtünme etkisi gibi süreçlerin neden olduğu dalgaların yayılımını betimlemektedir. İkinci dönem ise yankılanan dört dalga etkileşimi ile doğrusal olmayan transfer gösterir. Doğrusal olmayan transfer toplam enerji ile momentumu korur ve dalga spektrum şekillenmesiyle daha düşük frekanslara doğru aşağı kaymada önemlidir.

Öncelikle enerji akısıyla momentumu tanımlayalım. Toplam dalga momentumu  $P$ , varyans spektrumu  $F = (\omega, \theta)$  ye bağlı olarak tanımlanır ve

$$\mathbf{P} = \rho_w g \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} d\omega d\theta \frac{k}{\omega} F(\omega, \theta), \quad (2)$$

çok iyi bilinen basit dalga enerjisinin dalgaların faz hızına bölünmesinin dalga momentumu olduğu bağlantının onayladığı formüldür. Dalga alanına doğru ve dalga alanından gerçekleşen momentum akıları, dalga momentumunun zaman içinde değişim oranı tarafından verilir ve farklı momentum akıları farklı fiziksel süreçlerle ilintili olarak ayırt edilebilir. Örneğin, dalga balans denklemi (1) kullanılarak dalga stresi,

$$\tau_{aw} = \rho_w g \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} d\omega d\theta \frac{k}{\omega} S_{in}(\omega, \theta), \quad (3)$$

dağılım stresi ise;

$$\tau_{wo} = \rho_w g \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} d\omega d\theta \frac{k}{\omega} S_{diss}(\omega, \theta), \quad (4)$$

Benzer şekilde, enerji akısı rüzgârdan dalgalara doğru aşağıdaki formül tarafından tanımlanır

$$\Phi_{aw} = \rho_w g \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} d\omega d\theta S_{in}(\omega, \theta),$$

(5) ve tanımı dalgalardan okyanuslara enerji akısı  $\Phi_{wo}$  dir, hemen yukarıdaki birinden  $S_{diss}$  in  $S_{in}$  le yer değiştirerek izlemektedir. Esasında bu momentum akılarının dalga spektrumunun yüksek frekanslı parçası tarafından belirlenirken, enerji akısının düşük frekanslı dalgalar tarafından belirlenmiş daha geniş bir boyuta doğru olduğuna dikkat etmek önemlidir.

Operasyonel bir dalga modelinde, prognostik frekans aralığı, hesaplama zamanı ile ilgili kısıtlamalar gibi pratik göz önünde bulundurmalarla sınırlıdır, fakat aynı zamanda fazla bilinmeyen dağılım kaynak fonksiyonunun yüksek frekanslı kısmı da göz önünde bulundurulmaz. WAM modelinin ECMWF sürümünde dalga spektrumunun prognostik aralığı

$$\omega < \omega_c = \max(2.5\omega_{mean}, 4\omega_{pm}) \quad (6)$$

koşulu tarafından, uygun tanımlanan bir  $\omega_{mean}$  in ortalama açısal frekans ve  $\omega_{pm}$  in Pierson Moskovich olduğunda verilmektedir. Diyagnostik aralığında  $\omega > \omega_c$  dalga spektrumu, Phillip'in  $\omega^{-5}$  güç kanunu tarafından verilmektedir. Diyagnostik aralığında rüzgâr girdisi, dağılım ve doğrusal olmayan transfer arasında bir denge olduğu varsayılır. Pratikte bunun anlamı şudur; spektrumun yüksek frekans aralığına doğru giden tüm enerji ve momentum dağıtılmış ve bu yüzden okyanus sütununa doğrudan transfer edilmektedir.

Sonuç olarak, okyanusa doğru olan momentum akısı  $\tau_{oc}$ ,

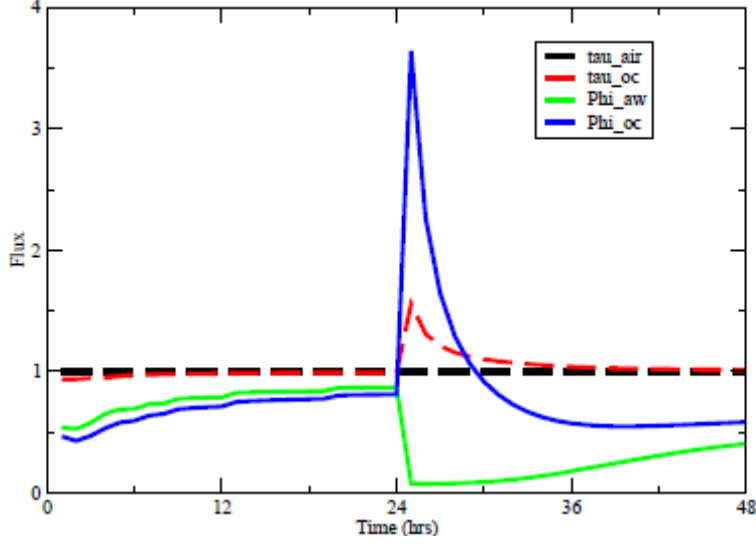
$$\tau_{oc} = \tau_a - \rho_w g \int_0^{2\pi} \int_0^{\omega_c} d\omega d\theta \frac{k}{\omega} (S_{in} + S_{nl} + S_{diss}), \quad (7)$$

genliği  $\tau_a = \rho_a u_*^2$  tarafından verilen atmosferik stres  $\tau_a$  nın olduğu yerde yukarıdaki formül tarafından verilir. Okyanus momentum akısı  $\tau_{oc}$  nın sadece enerji balans denkleminin üç kaynak fonksiyonunun toplamını içerdiğini unutmamalı ve işte bu yüzden onun sadece dalga momentumunun değişiminin toplam oranını içerir. Güvenilir atmosferik gerilimler tarafından zorlanan ve iyi karşılaştırılan dalga yüksekliği sonuçları üreten herhangi bir dalga modeli, örneğin; şamandıra dalga yüksekliği verisi ile altimetre dalga yüksekliği verisi, okyanus momentum akısı  $\tau_{oc}$  nın güvenilir değerlerini üretecektir.

Atmosferden akıntılara olan doğrudan enerji akısının küçük olmasından dolayı (Bkz. Phillips, 1977) göz ardı edilerek, okyanuslara enerji akısı  $\Phi_{oc}$ ,

$$\Phi_{oc} = \Phi_{aw}^{tot} - \rho_w g \int_0^{2\pi} \int_0^{\omega_c} d\omega d\theta (S_{in} + S_{nl} + S_{diss}), \quad (8)$$

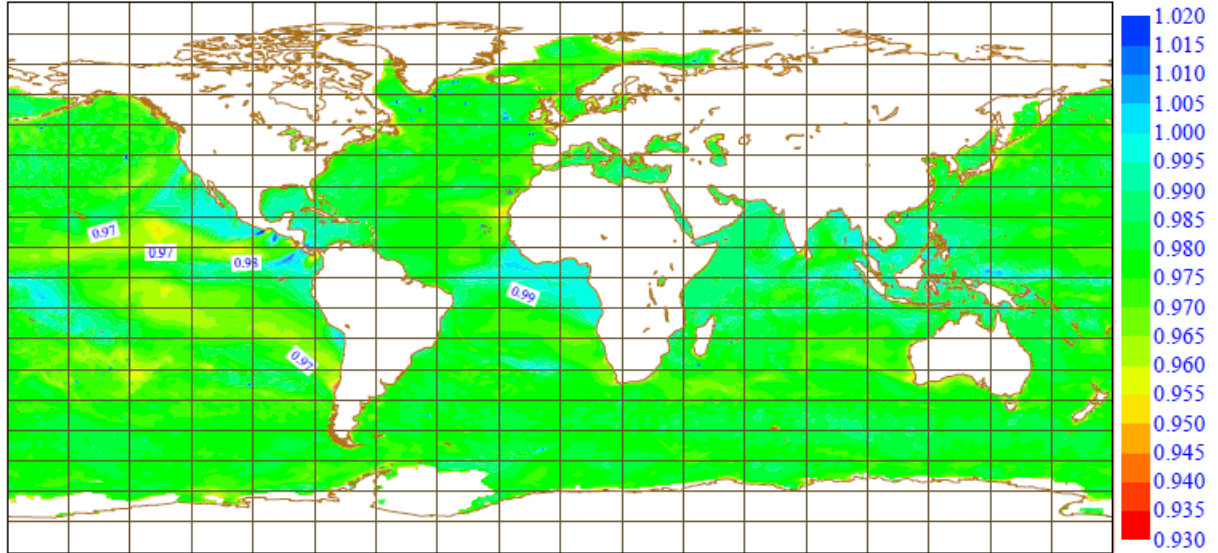
Toplam enerji akısının  $\Phi_{aw}^{tot}$  havadan okyanus dalgalarına aktarıldığında yukarıdaki formül verir. Okyanus dalgalarına olan rüzgâr girdisi çok iyi bilindiğinden dolayı, spektrumun yüksek frekanslı kısmında bile (Bkz. Plant, 1982) toplam enerji akısı oldukça iyi bilinmektedir. Ayrıca, şimdi spektrumun yüksek frekanslı kısmının  $\omega^{-5}$  güç yasasına uyduğu bir fikir birliği bulunmaktadır (Banner, 1990; Birch and Ewing, 1986; Hara and Karachintsev, 2003, fakat söz edilecek birkaç referans daha bulunmaktadır). Bunun sonucu olarak; modelin, dalga gelişim gözlemleriyle örtüşen bir rüzgâr girdi süresi olması şartıyla ve modellenmiş dalga yüksekliklerinin gözlemlerle karşılaştırılması kaydıyla, enerji akısının oldukça güvenilir değerleri bir dalga modeli ile sağlanabilir.



Şekil 1: Okyanusa olan normalize edilmiş momentum akısıyla enerji akısının 24 saat sonra geçen bir cephe durumu için zaman içindeki evrimi. Burada  $m=5.2$  m ve enerji akısı,  $m\rho_a u_*^3$  ile normalize edilmiş ise, momentum akısı  $\rho_a u_*^2$  ile normalize edilmiştir.

Basit bir durum için momentum ve enerji akısının zaman serilerinin sonuçlarının sunumundan önce, (4) ve (5)'in sayısal uygulanmasına ilişkin bir açıklama getirmemiz gerekmektedir. Enerji balans denklemleri, örtük bir entegrasyon planı (bkz. Komen ve ark, 1994) ile çözülmektedir. Enerji balansının sayısal davranışıyla uyumlu olması için, momentum ve enerji akılarının benzer bir ruhla davranması gerekir, yani entegrasyon planının örtük faktörlerinin de dahil olması gerekir.

#### ECMWF Monthly mean relative momentum flux (Tau/Ustar\*\*2) for January 2003



Şekil 2: Okyanusa momentum akısının aylık ortalaması, atmosferik stres ile normalize edilmiştir. Ocak 2003.

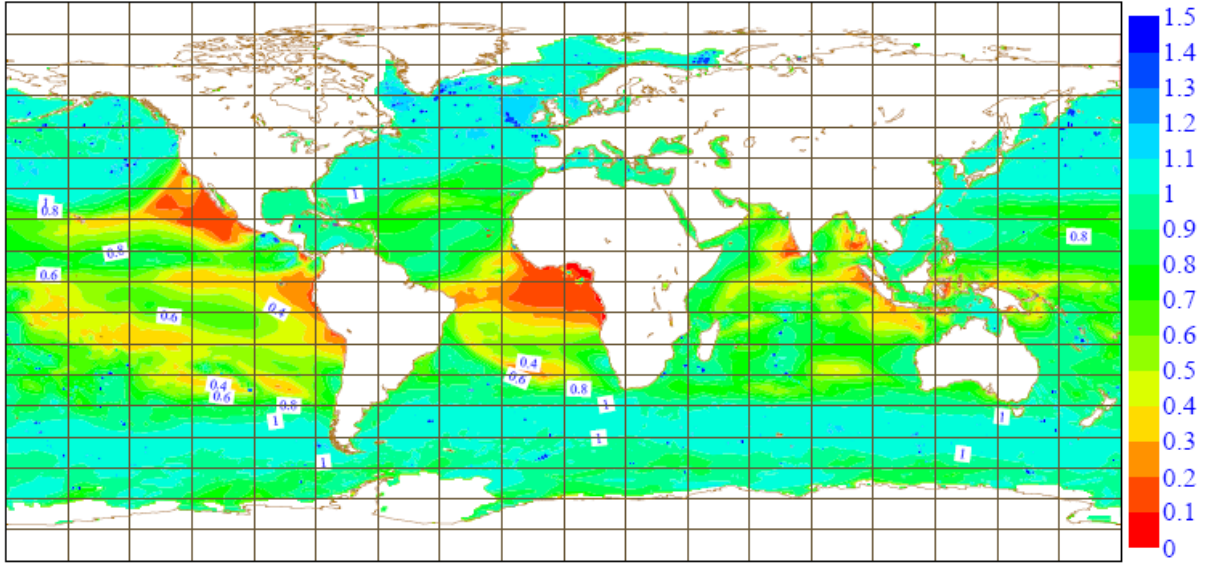
Şimdi bir cephe geçişi sırasındaki basit bir olay için momentum ile enerji akısının denizin haline bağımlılığını gösterelim. Bu amaçla, WAM modelinin ECMWF sürümünün tek bir grid noktası versiyonunu çekiyoruz ve rüzgâr hızında 10 m/s lik bir düşüşün ve rüzgâr yönünde de 90 derecelik bir değişimin izlediği 18 m/s lik sabit bir rüzgâr hızı ile dalgaları zorluyoruz. Şekil 1'de atmosferik stresin ( $\tau_a$ ), okyanusa olan momentum akısının ( $\tau_{oc}$ ), toplam atmosfer-dalga enerji akısının ( $\Phi_{aw}^{tot}$ ) ve okyanus içerisine olan enerji akısının ( $\Phi_{oc}$ ) zaman serilerini çizdirdik. Uygun bir ortalama değeri  $m=5.2$  olan enerji akısı  $m\rho_a u_*^3$  tarafından normalleştirilirken momentum akısı  $\tau_a$  tarafından normalleştirilmiştir. İlk gün boyunca rüzgârın oluşturduğu çekim dalgalarıyla, dolayısıyla rüzgâr dalgalarıyla (yani windsea) ilgilendik, ve özellikle atmosferik stres ile okyanusa olan momentum akısı arasındaki küçüktür, çoğunlukla da en iyi %2 olmuştur. Bu windseanın iyi bilinen özelliğidir ((JONSWAP, 1973). Windsea için, toplam enerji akısı  $\Phi_{aw}^{tot}$  ile okyanusa enerji akısı  $\Phi_{oc}$  arasındaki fark biraz daha büyüktür. T = 24 saat içerisinde cephe geçerken, atmosferik stres dolayısıyla rüzgârdaki ani bir düşüş olur. Bununla birlikte, dalgalar hala dik ve dalga enerjisi azalır şekilde dağılım aşırı miktarda denmektedir. Sonuç olarak, momentum ve enerjinin önemli miktarı okyanus sütununda birinin yerel bir rüzgârdan beklediğinden çok daha miktarlarda dökülmektedir. Bu nedenle, hızla değişen koşullar altında akıların deniz durumuna bağlı olduğu görülmektedir. Bu özellikle enerji akısı  $\Phi_{oc}$  için geçerlidir ve çok daha az ölçüde momentum akısı  $\tau_{oc}$  içindir.

Momentum akısı ile enerji akısı arasındaki bu farklı davranış iki faktör bir arada bulunmasından kaynaklanır. Spektrumun çözümlenmemiş parçası içinde rüzgâr girdisi ile yayılımı arasında bir denge bulunduğunu varsayarsak, momentum akısının tanımı ağırlıklı olarak spektrumun yüksek frekanslı bölümü tarafından belirlenir. Dolayısıyla, windsea için hemen hemen her zaman atmosferik momentum akısı ile okyanusa akı arasında bir denge bulunmaktadır. Bu akı kısmen de dalga spektrumunun düşük frekans bölümü tarafından belirlendiğinden dolayı, bu enerji akısı için daha az bir oranda tutar.

Momentum ve enerji akılarının farklı bir davranışı, global ölçekte aylık anlamlarında da bulunmaktadır. Bunlar Jansen ve ark. (2004) den alınmış olan Şekil 2 ile 3'de gösterilmektedir. Bu oran  $\tau_{oc}/\tau_a$  içindeki tipik varyasyon, normalleştirilmiş enerji akısı içindeki varyasyon  $\Phi_{oc}/m\rho_a u_*^3$  önemli ölçüde daha büyükken % 4 düzeninde olduğu sonra bulunmuştur. Burada m değerinin global ortalaması yaklaşık  $m \approx 5.2$  olarak ortaya çıkmaktadır. Enerji akısı haritasının ilginç bir mekânsal dağılım gösterdiği unutulmamalıdır. Normalleştirilmiş enerji akılarının ekvatorial bölgedeki değerleri ise, karışık tabakanın standart değerden daha ince olduğu öne sürülerek küçüktür. Ekstra Tropiklerdeki normalleştirilmiş enerji akısı, muhtemelen rüzgâr alanında büyük farklılıklar bulunmasından dolayı oldukça büyüktür.



ECMWF Monthly mean relative energy flux (E/5.2Ustar\*\*3) for January 2003



Şekil 3: okyanusa enerji akısının aylık ortalaması,  $m \approx 5.2$  olduğu yerde  $m\rho_\alpha u_*^3$  ile normalize edilmiştir.

Sonunda, Weber'in çalışmasında (1994) okyanusa enerji akısının,  $\Phi_{oc} \equiv \langle c \rangle \tau_{av}$  bağıntısına yaklaştırıldığını hatırlatırız ki, burada  $\langle c \rangle$  ortalama faz hızıdır. Bu genel olarak iki, en an bir faktör tarafından değerinden fazla hesaplanır ve sonuç olarak  $m$ 'nin oldukça yüksek değerleri ( $m \approx 14$ ) bulunur. Buna ilave olarak, cephe geçişi gibi ilginç olaylar içinde enerji akısı yaklaştırılır ve böylelikle rüzgârı izleyecektir. Örneğin, Şekil 1 deki cephesel durumda okyanusa enerji akısı gerçekte zorla değiştirilmesi gerekirken  $T = 24$  saat içinde dramatik biçimde azalacaktır. Bu nedenle, enerji akısı  $\Phi_{oc}$  ve rüzgâr ile bu yaklaşımın yakından bağıntılı olması şaşırtıcı değildir.

Önemli bellek etkilerinin hızla değişen koşullarda mevcut olmasından dolayı yerel streten enerji akısı tahmininin iyi bir fikir olmadığı sonucuna varılmıştır. Genel olarak, dalga bilgi mevcut olduğunda, dalga yayılımı nedeniyle denizin halinin evrimi konusundaki bilginin doğrudan kullanımı tercih edilmektedir, cf Eq. (8). Bundan başka, dalga momentumunun % 2'si yatay olarak uzaklaştırılıp nihayet kıyılara yayılırken, atmosferik stressin ortalama % 98'i lokal olarak okyanusa aktarılır. Bununla beraber, aşırı şartlar altında bu tür kasırgalar sırasında olduğu gibi dalga momentumu % 10 gibi çok miktarı yatay olarak uzaklaştırılabilir. Bu nedenle, ortalama farklılıklar üzerinde küçük olmasına rağmen, dalgalardan okyanusa momentum akısıyla okyanusu hareketlendirmek tercih edilebilir gibi görünüyor. cf Eq. (7), çünkü alternatif seçim, uzun entegrasyonlar içinde iklim kaymasına bir katkı verebilen okyanus sütunu içindeki birazcık daha momentum (ivme) getirecektir.

### 3 Karışık tabaka modellemesi

Momentum ile okyanusa enerji akısının, dalga spektrumunun değişim oranından elde edilmesinin güvenilir bir yolunun bulunmuş olması, şimdi bizim dikkatimizi okyanustaki ortalama akımın önemine yöneltmeye itmektedir. Craig ve Banner'ın (1994) ve türbülans kinetik enerji (TKE) denkleminin bir yüzey sınır koşulu olarak yüzeydeki enerji akısını spesifik etmek suretiyle türbülans karışma üzerindeki dalga yayılımının etkilerini tanıtmış olan Mellor ve Yamada'nın (1982) çalışmalarından başlıyoruz. Grant ve Belcher'in

(2009) ardından, TKE denklemi Stokes kayması içindeki makaslamaya karşı yapılmış olan çalışma sayesinde Langmuir dolaşım kuşağı tanıtılarak genişletilmiştir. Bundan başka, Noh ve Kim (1999) ve Baas vd. (2008), kaldırma kuvvetinin önemli etkileri de tanıtılmaktadır. Biz momentum ile girdap vizkositesinin karışma uzunluğu ile türbülans kinetik enerji bütçesinin çözümünden ortaya çıkan türbülans hızının bir ürünü olarak ısı denkleminin sonuçlarını tartışıyoruz.

Model, sudaki güneş radyasyonunun absorpsiyonuyla ısının türbülans ulaşımı arasındaki bir dengeden SST nin ortaya çıkması nedeniyle oldukça zorlu olan deniz yüzey sıcaklığının (SST) günlük döngü sorununa uygulanır. Günlük döngünün genliğinin doğru olarak ölçülebildiğini ve güneş ışınımının emilim profilinin çok iyi bilindiğini varsayarsak, bu uygulama yukarı okyanus içindeki karıştırma düşüncelerimizin duyarlı bir sınavını sağlar. Bölüm 4’de momentum, ısı ve TKE denklemlerinin sabit durum sürümünün özellikleri incelenirken, bu Bölümde ise model tanıtılmıştır. Bu durum, gözlenen zorluklar kullanılarak üç aylık bir dönem için Arap Denizinde altyüzey sıcaklığının günlük döngüsü simule edilmek suretiyle de model uygulanırken, Bölüm 5’te ısı akısı ile sürekli rüzgâr zorlamasının sentetik bir durumuna uygulanmak suretiyle daha sonra izlenir.

### 3.1 Momentum denklemi

Sorunu basitleştirmek için; rüzgâr/dalga güdümlü su hızının yatay yönlerde basınç farklılıkları olmaksızın dönmeyen ve tekdüze olduğu varsayılır. Kolaylık sağlamak için, artan derinlik pozitif  $z$ -yönünde alınır. Daha sonra, su hızının ana bileşeninin türbülans olduğunu varsayarsak, genellikle  $\tau = -\nu \partial u / \partial z$  olarak parametrize edilen su sütunu içindeki stresin  $\tau$  olduğu yerde momentum denklemi,

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial \tau}{\partial z}, \quad \tau = -\langle \delta u \delta w \rangle,$$

(9) bu şekilde ifade edilir. Ancak, rüzgâr dalga oluşum sorunu için yapılmış gibi (Janssen, 1999; Janssen ve ark, 2004), okyanus sütunu dalga hareketinin üst kısmında, özellikle de önemli bir bileşeni olduğu ileri sürülmektedir. Bu nedenle, hızın dalgalanan parçaları, dalga kaynaklı hareketin bir toplamı olarak yazılır,  $w$  ile gösterilir ve türbülans hareketi bir baş 'ile gösterilir ve dalga hareketi ve türbülans arasında korelasyon olmadığı varsayılır. Sonuç olarak, stres  $\tau$ ,

$$\tau = -\langle \delta u_w \delta w_w \rangle - \langle u'w' \rangle$$

şekline dönüşür ve dalga kaynaklı parçası verilirken, yani akıntıdan bağımsız iken, stresin türbülans kısmı, bir karışma uzunluğu modeliyle modellenmiştir. Dalga kaynaklı stresin şekli, türevi yüzeyde kaybolan bir fonksiyon tarafından kurallara uygun<sup>1</sup> hale getirilmiştir, bunun sonucu olarak

$$-\langle \delta u_w \delta w_w \rangle = \frac{\tau_{oc}}{\rho_w} x \hat{T}(z), \quad 1 - \hat{T}(z) = \left(1 - e^{-z/z_0}\right)^2,$$

elde edilir ve burada  $z_0$  dalga kaynaklı stresin gradyanını belirler ve belirgin dalga yüksekliği  $H_s$  ile yakından ilişkili olduğu düşünülmektedir. Diğer sözlerle, dalga dağılımının

<sup>1</sup> Birinci türevin yokoluşunun nedeni kısaca ele alınacaktır

dalga yüksekliğinin kalınlığının en fazla bir katmanını etkilediği düşünülmektedir. Her şeyi birlikte birleştiren ve su sürtünme hızı  $w_*$

$$\tau_{oc} = \rho_w w_*^2 \quad (10)$$

göre tanıtan momentum denklemi,

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( v_m \frac{\partial u}{\partial z} \right) - w_*^2 \frac{d\hat{T}(z)}{dz} \quad (11)$$

şeklinde oluyor. Burada,  $v_m$  momentumun girdap viskozitesidir ve Craig and Banner'ın (1994) seviye-2  $\frac{1}{2}$  yi izlemekte ve Mellor-Yamada şeması (Mellor and Yamada, 1982) kullanılmaktadır. Dolayısıyla, momentumun girdap viskozitesi (ve  $v_m$  ile gösterilen ısı),

$$v_{m,h} = l(z)q(z)S_{M,H} \quad (12)$$

olarak ifade edilir. Burada  $l(z)$  türbülans karıştırma uzunluğu,  $e = q^2/2$  türbülans kinetik enerjisi ( $q(z)$  türbülans hızı olarak adlandırılır) ve  $S_M$  ile  $S_H$  hala tabalaşmaya bağlı boyutsuz parametrelerdir. Karıştırma uzunluğu ifadesi, kaldırma kuvveti etkilerinin tartışılması sırasında tanıtılırken türbülans hızı  $q$  TKE denkleminde elde edilecektir.

Denklem (11) okyanus akıntıları için temel evrim denklemdir. Dalgaya bağlı stres profilinin rolünü daha iyi anlamak amacıyla, bir zaman-bağımsız akım durumunu çalışmak ilginçtir. Daha sonra momentum denklemi,

$$\frac{d}{dz} \left( v_m \frac{du}{dz} \right) - w_*^2 \frac{d\hat{T}(z)}{dz} = 0 \text{ şeklinde olur.}$$

Derinlik açısından bir kez entegre edilmesi ve gerçekleştirilmesi ki, su sütunu için momentumun akısının yüzey dalga dağılımı tarafından tümüyle sağlandığını

$$v_m \frac{du}{dz} = -w_*^2 (1 - \hat{T}(z))$$

birisi bulur ve bu denklem  $u$  için anında

$$u = -w_*^2 \int_H^z dz \frac{1 - \hat{T}(z)}{v_m} \quad (13)$$

bu sonucuyla entegre edilir.

Dalga kaynaklı profilin tanıtılması avantajı, bağıntı (13)ün daha yakın bir incelemesi ile anında belirgindir artık. Her zamanki yaklaşım içerisinde  $\hat{T}$  fonksiyonu bulunmamaktadır ve eğer birisi, derinlik ya da yüksekliğin doğrusal bir fonksiyonu olan girdap vizkositesini seçerse, logaritmik bir tekillik integralin değerlendirilmesi üzerine oluşacaktır. Bu tekillik yalnızca bir 'gizemli' pürüzlülük uzunluğunun  $z_0$  tanıtımı tarafından önlenebilir. Bu davada böyle bir 'ad-hoc' ölçümü gerekli değildir.  $1 - \hat{T}(z)$  fonksiyonunun yüzeye yakın bölgelerde yeterince hızlı kaybolmasından dolayı şimdi integrantın orjinde tekilliği bulunmamaktadır. Bu yüzden paydadaki girdap-vizkositesi tekilliğin iptaline neden olmuştur. Bu nedenle, aşağıdaki girdap viskozitesi Eşitlik (12) tarafından verilmiş olduğu varsayılır. karıştırma uzunluk ölçeğininin  $l(z)$ 'nin  $z \rightarrow 0$  için kaybolduğu varsayılır.

**Açıklama:** Rüzgârı oluşturan yerçekimi dalgaları üzerindeki hava akımı sorununa benzer bir mantık uygulanabilir. Sonra dalga kaynaklı stres, rüzgâr girdili kaynak fonksiyon tarafından belirlenir ve rüzgârın profili,

$$v_m \frac{dU}{dz} = u_*^2 (1 - \hat{T}(z)) \text{ denleminden anlaşılır.}$$

Girdap viskozitesi  $v_m$ , Eşitlik (12) tarafından tekrar verilmektedir, yani  $v_m = l(z)q(z)S_M$  dır. Türbülans hızı  $q(z)$  kinetik enerji denkleminde elde edilir ve anlaşılmayı kolaylaştırmak için de bunun üretim ile dağıtım arasındaki bir dengeden oluştuğunu varsayalım. Yayılım  $\varepsilon = q^3 / Bl$  nerede ise,  $v_m \left( \frac{dU}{dz} \right)^2 = \varepsilon$  bu anlama gelir. Enerji bütçesi içerisindeki girdap viskozitesi ifadesinden yararlanarak türbülans hızı kolayca bulunur ve sonuç olarak, girdap viskozitesi, bağıntı  $B^{1/4} S_M^{3/4} = 1$  kullanıldığında  $v_m = l^2(z) \left| \frac{dU}{dz} \right|$  haline gelir. Momentum denkleminde girdap viskozitesinin yerine konulmasıyla, nihayet rüzgâr profili için yüzye rüzgâr hızı sıfıra eşitlendiğinde sınır koşulları için  $U(z) = u_* \int_0^z \frac{dz}{l(z)} (1 - \hat{T}(z))^{1/2}$  denklemini verir. Şimdi karıştırma uzunluğu  $l(z) = \kappa z$  alınarak rüzgâr hızının sağlanan sonlu  $1 - \hat{T}(z) \sim z^2$  yok olma yüksekliği  $z$  için kaldığı yukarıdaki ifadeden hemen ortaya çıkmaktadır. Bu yüzden stres profili için  $(1 - \hat{T}(z))^{1/2} = 1 - e^{-z/z_0}$  tercih edilerek, rüzgâr profili  $U$  için ifade

$$U(z) = u_* / K \int_0^z \frac{dz}{z} (1 - e^{-z/z_0}) \text{ şekline getirilir.}$$

Bu integral, eksponensiyel (üstel) integral  $E_1(z)$  cinsinden ifade edilebilir (Bkz. Abramowitz ve Stegun, 1964). Bu nedenle, Euler sabiti  $\gamma = 0.57721$  olduğunda

$$U(z) = \frac{u_*}{K} [\log(z/z_0) + \gamma + E_1(z/z_0)],$$

şeklinde olur.  $E_1(z)$  in ifadelerinin küçük ve büyük  $z$  değerleri bilinmektedir. Küçük  $z/z_0$  değerleri için rüzgâr profilinin ortaya çıkan şekli ise,

$$U(z) \approx \frac{u_*}{K} \frac{z}{z_0} \text{ olurken,}$$

büyük  $z/z_0$  değerleri için ise rüzgâr profili

$$U(z) \approx \frac{u_*}{K} \log(z/y_0), \quad y_0 = e^{-\gamma} z_0 \text{ şeklinde olur.}$$

Dış akım,  $e^{-\gamma} \approx 0.561$  olarak dikkat çekecek derecede iç akımdan daha pürüzsüz bir akımla karşı karşıyadır.

Özetlersek; püzürlülük uzunluğu, dalga bağıntılı stres profili  $\hat{T}(z)$  ile ilgili bir gradyen boyu açısından açıklanabilir. Ancak sonlu bir yüzey hızı elde etmek amacıyla, yüzeye yakın dalga stres profilinin,  $1 - \hat{T}(z) \sim z^2$  davranışına kısıtlamalar bulunmaktadır!

### 3.2 Isı denklemi

Isı denklemi, ışımsal zorlama ve türbülanslı difüzyona bağlı olarak sıcaklığın  $T$  evrimini tanımlar. Derinlik değişkeni  $z$  kullanılarak,

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_w c_w} \frac{\partial R}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} v_h \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (14)$$

formülüne göre sıcaklık evrimleşir. Burada  $v_h$  Eşitlik (12) verildiği gibi, ısının girdap viskozitesidir. Güneş radyasyon profili  $R(z)$ , Soloviev'in (1982) çalışması takip edilerek parametrize edilmiştir, yani;

$$(a_1, a_2, a_3) = (0.28, 0.27, 0.45) \text{ ile}$$

$$(z_1, z_2, z_3) = (0.013986, 0.357143, 14.28571) \text{ iken, profil}$$

$$R(z) = a_1 \exp(-z/z_1) + a_2 \exp(-z/z_2) + a_3 \exp(-z/z_3) \quad (15)$$

şeklinde oluşmuştur.

Hemen hemen 1 cm lik yakın UV aralığında ışığın absorpsiyonuyla ilgili olarak, bozulma uzunluk ölçeğinin  $z_1$ , oldukça küçük olduğu görülür. Bu nedenle, yakın UV aralığı içindeki ışığın emilimini, okyanus yüzeyine yakın  $z$  içindeki yüksek çözünürlük gereklidir.

'türbülans' ısı taşınımı, büyüyen su dalgalarının varlığı nedeniyle açık bir katkı eklemek suretiyle momentum denklemi için yapılmış gibi benzer şekilde modellenmiş olabilirdi. Bugüne kadar bu henüz yapılmamıştır.

### 3.3 Kinetik enerji denklemi

Türbülanslı hız dalgalanmaların kinetik enerji denklemi Navier-Stokes denklemlerinden elde edilir. Eğer adveksiyonun etkileri göz ardı edilirse, TKE denklemi,

basıncın dikey taşınımı ve TKE, türbülans yayılımı, yüzdürme etkisinin sönümlenmesi, makaslama üretimi gibi (Stokes sürüklenmesi içindeki makaslama da dahil olmak üzere) süreçler nedeniyle türbülans kinetik enerjinin değişim oranlarını betimler. Türbülans hızı  $q$  ile  $e = q^2/2$ , Brunt-Väisälä frekansı  $N$  ile  $S = \partial U / \partial z$  ve  $N^2 = g \rho_0^{-1} \partial \rho / \partial z$ ,  $\rho_w$  nin su yoğunluğu,  $\overline{\delta p}$  ile  $\overline{\delta w}$  nin basınç ile dikey hız dalgalanmaları ve doğrusal türbülans dalgalanmalarını ortadan kaldıran bir zaman ölçeği üzerinden alınan bir ortalamayı üst çizginin gösterdiği yerde formül aşağıdaki gibidir;

$$\frac{\partial e}{\partial t} = v_m S^2 + v_m S \frac{\partial U_S}{\partial z} - v_h N^2 + \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\delta p \delta w}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{e \delta w}) - \varepsilon. \quad (16)$$

Langmuir dolaşımı ile türbülans üretimi, Stokes sürüklenmesi içindeki makaslama karşı çalışmaları temsil eden Eşitlik (16) nin sağ el tarafında bulunan ikinci ifade tarafından Grant ve Belcher (2009) izlenerek modellenmiştir. Buradaki  $U_S$ , genel bir dalga spektrumu  $F(\omega)$  için Stokes sürüklenmesinin büyüklüğüdür ve şöyle ifade edilir;

$$U_S = \frac{2}{g} \int_0^\infty d\omega \omega^3 F(\omega) e^{-2k|z|}, \quad k = \omega^2 / g.$$

İlkel olarak Stokes sürüklenmesinin derinlik bağımlılığına rağmen, o yukarıdaki integral vasıtasıyla oldukça ayrıntılı bir ifadedir. Sonuç olarak biz,

$$U_S = U_S(0) e^{-2k_S z},$$

yaklaşık ifade kullanacağız. Burada  $U_S(0)$ , yüzey üzerindeki Stokes sürüklenmesinin değeridir ve  $k_S$  uygun bir şekilde seçilen dalga sayısı ölçeğidir.

Yayılm terimi, karıştırma uzunluğuna bölünen türbülans hızının küpü ile orantılı olarak alınmıştır

$$\varepsilon = \frac{q^3}{Bl}, \quad (17)$$

Burada  $B$  diğer boyutsuz sabittir.

Basınç kavramının birleşik etkileri ile bir difüzyon kavramı vasıtasıyla TKE nin dikey taşınımının modellenmesi gelenekseldir (bkz. Örneğin; Mellor ve Yamada, 1982). Böylece,  $S_q$  yi bir sabit (konstant) olarak alırsak;

$$\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\delta p \delta w}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{e \delta w}) = \frac{\partial}{\partial z} \left( l q S_q \frac{\partial e}{\partial z} \right)$$

yazabiliriz ve sonuç olarak TKE denklemini,

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( l q S_q \frac{\partial e}{\partial z} \right) + v_m S^2 - w_*^2 \frac{\partial U_S}{\partial z} - v_h N^2 - 2\sqrt{2} \frac{e^{3/2}}{Bl(z)},$$

şeklinde olur ve bu denklem sınır koşulları ile desteklenmiş olmalıdır. Craig ve Banner (1994) sonrasında yüzeydeki enerji akısının dalga yayılımı ile sağlandığı sıklıkla varsayılmıştır. Dolayısıyla yüzeydeki sınır koşulu,

$$-lqS_q \frac{\partial e}{\partial z} = F_0 \quad \text{for} \quad z = 0,$$

haline getirilmiştir. Sonsuz derinlikte TKE içindeki gradyanın yok olduğu varsayılsa,

$$\frac{\partial e}{\partial z} = 0 \quad \text{for} \quad z \rightarrow \infty.$$

Enerji akısı  $\rho_w F_0$ , okyanus içine olan enerji akısı ile ilgilidir ve

$$\rho_w F_0 = \Phi_{oc} \quad (18)$$

burada  $\Phi_{oc}$ , Eşitlik (8) de verilen kırılan ve/veya yayılan dalgalar tarafından üretilen enerji akısıdır. Denizin hali bilgisinin olmaması durumunda enerji akısı genellikle  $\Phi_{oc} = m\rho_a u_*^3$  olarak parametrize olmuştur. Bu nedenle,

$$F_0 = \alpha w_*^3, \quad (19)$$

Yazılır ve sonra birisi  $\alpha = m(\rho_w/\rho_a)^{1/2}$  yi bulur. 2-10 arasında bulunan  $m$  ile  $\alpha$  nın 50-250 düzeninde tipik olan değerlere sahiptir. Bir dalga tahmin sistemi kullanarak  $m$  ile  $\alpha$  açıkça saptanabilir.

Ancak, basınç terimi de açıkça dalga yayılımından meydana gelen enerji aktarımının açık bir şekilde modellenmesiyle saptanabilir. Janssen (1999), basınç teriminin, rüzgârla dalgaların gelişmesi konusundaki bilgileri açıkça kullanarak atmosferik sınır tabakasındaki akıyı nasıl etkileyebileceği göstermiştir. Aynı fikir (bkz. Janssen ve ark. (2004)) burada kullanılacak, fakat şimdi okyanus sütununda dalga yayılımına uygulanacak. Yüzeydeki basınç dalgalanması ile düşey hız dalgalanması arasındaki korelasyon;

$$I_w(0) = + \frac{1}{\rho_w} \overline{\delta p \delta w}(z=0) = g \int_0^\infty S_{diss}(k) dk \quad (20)$$

ve asıl sorun  $\overline{\delta p \delta w}$ 'in derinlik bağımlılık modeli nasıl olacağıdır. Belki birileri, derinlik bağımlılığını, Stokes'in sürüklenmesinin derinlik bağımlılığı (yani, integral içinde olağan  $\exp(-2kz)$  faktörüyle birlikte potansiyel akıyı varsayalım) gibi benzer biçimde modellemiş olabileceğini iddia edebilir, fakat dalga yayılımının ana eyleminin dalga yüksekliği  $H_s$ 'nin kalınlığının bir tabaka içinde olduğu beklenmelidir. Bununla birlikte, yüzey dalga yayılımının doğasıyla ilgili hala bir dizi açık soruların bulunduğu vurgulanmaktadır. Bunlar dalga yayılım aralığının önerilen nedenleridir ki, büyük ölçekte kırılan dalgalardan mikro ölçekte kırılanlara kadar, ve hatta kararsız büyük ölçekteki dalgalar tarafından üretilen okyanus girdaplarına kadar. Her farklı süreç, farklı bir etki derinliğine sahip olacaktır ve basitçe anlaşılması için, burada bu uzunluk ölçeklerinin tek bir dalga yüksekliği skalasına toplanabileceği varsayılmaktadır. Bu yüzden  $I(z)$  için aşağıdaki derinlik bağımlılığı önerilmektedir:

$$I_w(z) = + \frac{1}{\rho_w} \overline{\delta p \delta w} = I_w(0) \times \hat{I}_w, \hat{I}_w = e^{-z/z_0} \quad (21)$$

Burada derinlik ölçeği  $z_0 \sim H_s$ , bir pürüzlülük uzunluğu rolünü oynayacaktır.  $I_w$  tanımını tarafından negatifleştirildiği fark edilerek,  $I_w$  nin yüzey değerleri Eşitlik (19) dan elde edilebilir, dolayısıyla

$$I_w(0) = -\alpha w_*^3 \quad (22)$$

Eşitlik (21), Eşitlik (16) içinde kullanılmak suretiyle TKE denklemi şöyle ki,

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( Iq S_q \frac{\partial e}{\partial z} \right) + \frac{\partial I_w(z)}{\partial z} + v_m S^2 - w_*^2 \frac{\partial U_s}{\partial z} - v_h N^2 - \frac{2\sqrt{2}}{BI(z)} e^{3/2}. \quad (23)$$

Yüzeyde mekanik enerjinin türbülans enerjiye doğrudan dönüşümü bulunmamaktadır ve bu yüzden türbülans enerjinin yok olduğu varsayılmaktadır. Dolayısıyla sınır değerler;

$$Iq S_q \frac{\partial e}{\partial z} = 0 \quad \text{for} \quad z = 0, \quad (24)$$

$$\frac{\partial e}{\partial z} = 0 \quad \text{for} \quad z \rightarrow \infty. \quad (25)$$

Ampirik sabitlerde kullanılan değerler Mellor-Yamada modelinden alınmıştır. Bunlar;

$$(S_M, S_q, B) = (0.39, 0.2, 16.6) \quad (26)$$

Kinetik enerjinin üretimi ve yayılımı arasında bir denge olması halinde türbülans sonuçlarıyla örtüşdüğünü,  $S_M$  ile  $B$  parametrelerinin bağıntı  $B^{1/4} S_M^{3/4} = 1$ 'yi karşıladığını unutmayın.

### 3.3.1 Kaldırma ve karışma uzunluğu $l(z)$

TKE denkleminin betimlenmesi, kaldırma kuvveti etkileriyle karışma uzunluğunun seçiminin tartışılması yoluyla kararlaştırılır. Yukarı okyanus içinde tabakalaşma etkileri önemlidir. Bu bildirideki mevcut karışık tabaka modeli, günlük SST döngüsünün tahminine uygulanacaktır. Uç olaylar tipik olarak düşük rüzgârlar için ortaya çıkar. Gündoğumunda yukarı okyanus genellikle tarafsızca istikrarlı bir şekilde katmanlaşır ve sıcaklık profili hemen hemen aynı kalır. Güneş parıldamaya başladığında, aşağı tabakalara ısı taşınımını azaltan istikrarlı koşullar sonucu olarak okyanus üst tabakası ısınmaya başlar. Sonuç olarak ısının önemli bir miktarı, kalınlığı sadece birkaç desimetre olan üst tabakada tutulur. Gün boyunca üst tabakaya gitgide daha fazla ısı eklenir, böylece aşağı tabakalara ısı taşınımını azaltarak, tabaka daha da istikrarlı hale gelir. 1 m/s lik düşük rüzgârın ekstrem koşullarında, Obukhov uzunluğu birkaç santimetreye düşebilir, ki bu atmosferik durumdan çok daha küçüktür. Bu



son derece stabil olayların uygun bir modellemesi açıkça son derece önemlidir, fakat bu aşırı durumlar için çok az ampirik kanıt mevcuttur. Dikkate değer istisnalar ise, Cheng ve Brutsaert (2005) ile Grachev ve ark. (2007) nin eserleridir.

Kararlı tabakalaşma bulunması durumunda, suyun kaldırma kuvvetinin momentum ile ısı taşınımının azalmasına yol açtığı ileri sürülmüş olabilir, çünkü Richardson sayısı  $1/4$ 'ü geçtiğinde, sonra akışkan hareketi sönümlenecektir. Csanady (1964), Deardorff (1980), Britter ve ark. (1983) ve Wyngaard (1985) 'ın ardından, yukarı okyanusun taşıma özelliklerini belirleyebilen ek bir parametre, yani Brunt-Väisälä  $N$  frekansı var demektir. Çok kararlı koşullar altında bile biri, "türbülans" enejisinin en çoğunun karışma uzunluğunun ilave bir uzunluk ölçeği  $l_b = q/N$ 'nin sınırladığını akla getiren  $N$ 'ye yakın yoğunlaştığı beklenebilecektir. Sonra girdap viskozitesi şu şekilde değerlendirilmiştir;

$$v \sim ql_b \sim ql Ri_t^{-1/2} \quad (27)$$

burada,

$$Ri_t = (Nl/q)^2 \quad (28)$$

türbülans girdaplarının Richardson sayısıdır ve karışma uzunluğu  $l$ , nötr kararlı akı için normal biri olarak seçilmiştir, yani;

$$l(z) = \kappa z \quad (29)$$

Kármán sabiti  $\kappa = 0.4$  ile. Büyük  $Ri_t$  değerlerinde geçerli olan Eşitlik (27) temeline oturtulmuştur ve Noh ile Kim (1999)<sup>2</sup>, boyutsuz parametrelerin  $S_{M,H}$

$S_{M,H}/S_0 = f_{M,H}(Ri_t)$ ;  $f_{M,H} = a_{M,H}(1+b_{M,H} Ri_t)^{-1/2} + c_{M,H}$  (30) tarafından temsil edilebileceğini önermişlerdir. Burada  $a_{M,H}$ ,  $b_{M,H}$  ve  $c_{M,H}$  ampirik sabitlerdir. Aslında Noh and Kim (1999)  $c_{M,H}$  nin sıfır değerlerini tercih etti, ancak çalışmaların bir miktarı momentum taşınımı üzerindeki iç dalgaların etkilerini temsil etmesi için  $S_M$  nin en azından  $c_M$  nin sonlu bir değerine sahip olması gerektiğini akla getirmektedir (Pacanowski ve Philander, 1981; Strang ve Fernando, 2001; Sukoriansky ve ark. 2005). Taşınımın bulunmadığı yukardaki Richardson sayısı gradyanının sıfır  $c_M$  için kritik bir değeri varken, sonlu  $c_M$  'nin türbülans taşınımının özellikleri açısından önemli sonuçları bulunmaktadır, ancak  $c_M$  nin sonlu değerlerinin kullanılması durumunda iç dalgaların da momentum taşınımına neden olabileceği düşüncesiyle uyum içinde değildir. Daha öte, türbülans kinetik enerji difüzyonunun da, kuvvetli kararlı koşullar altında sınırlanan girdapların boyutu olarak tabakalaşma etkileri yoluyla etkilenmesi beklenmektedir. Ve aynısı yayılım içindeki  $B$  katsayısına uygulanır. Sonuç olarak,

$$S_q/S_{q_0} = B/B_0 = f_M(Ri_t)$$

Bu sayede TKE taşınımı, momentum taşınımı olarak, kararlı koşullar altında aynı azalmadan haz alır.  $S_0$ ,  $S_{q_0}$  ve  $B_0$  katsayıları, Eşitlik (26) 'da verilen değerleri varsayar.

Son olarak, kararsız tabakalaşma durumunda ( $Ri_t < 0$ ) ise, olduğu gibi doğru modellenmiş olması gerekmektedir. Bu durumda da ilgili parametrelerin türbülans Richardson sayısına  $Ri_t$

<sup>2</sup>Baas ve ark. (2008)  $S_{M,H}$  parametrelerini değiştirmekten ziyade benzer bir düşünceyi izlediler. Onlar  $l = l(\kappa z, l_b)$  olduğunu varsayarak karışma uzunluğunu doğrudan değiştirdiler. Ancak Eşitlik (12) nin incelenmesiyle, aynı şey için bu miktarlar gerçekleştirilmiştir.

bağlı olduğu, fakat fonksiyonel bağımlılığın ise farklı olduğu  $Ri_t$  varsayılmıştır. Bu bildiride,  $Ri_t < 0$  ise  $f_{M,H}$  için aşağıdaki form seçilmiştir:

$$f_{M,H} = (a_{M,H} + c_{M,H}) \left( 1 + \frac{d_{M,H} Ri_t}{1 + d_{M,H} Ri_t} d_{M,H} Ri_t \right)$$

burada,  $Ri_t \rightarrow -\infty$  için boyutsuz parametre  $f_{M,H}$  orjindeki değeri kadar büyük, yani iki misli iken,  $Ri_t = 0$  da  $d_{M,H} = -20$  ve  $f_{M,H}$  süreklidir. Her ne kadar açıkça burada gösterilmemiş ise de, bu seçim sonuçları virtual potansiyel sıcaklık gradyanı ile boyutsuz makaslama fonksiyonunun iyi bir uyum içinde parametrelendirmeleri Kansas alan kampanyasından elde edilmiştir (Businger ve ark., 1971). Bununla birlikte, günlük döngünün simülasyonlarından elde edilen deneyim, deniz yüzey sıcaklığı ile yüzey akıntısının evriminin istikrarsız koşullarda taşınımın nasıl temsil edildiğinin ayrıntılarına karşı oldukça duyarsız olduğunu akla getirmektedir.

#### 4 TKE denkleminin bazı özellikleri

Bölüm3'de karışık tabaka modeli betimlenmiştir ve bu denklemleri sayısal olarak çözmek kolaydır (bkz. Örneğin; Kondo ve ark., 1979, Mellor and Yamada, 1982, Noh ve Kim, 1999). Burada, TKE denkleminin kimi ilginç özellikleri, suyun kaldırma kuvveti etkisi ve özellikle de okyanus dalgalarının türbülans taşınım üzerindeki etkileri ele alınacaktır. Bu tartışma kararlı hal durumu ile sınırlandırılacaktır.

TKE denklemin kararlı durum sürümünü düşünün ve (11) nolu momentum ve (14) nolu ısı denklemlerini kullanarak makaslama S ile kaldırma kuvveti frekansını N elimine edin. (11) nolu denklemden makaslama için  $v_m S = -w_*^2 (1 - \hat{T})$  elde edilir. Benzer biçimde derinli z ile ilgili olarak bir kez entegre etmek suretiyle ve yüzeydeki ısı akısını  $Q_h$  düzenleyerek  $v_h \frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{Q_h + R(0) - R(z)}{\rho_w c_p}$  bulunur. Kaldırma kuvveti frekansını  $N = g\rho' / \rho$  elimine etmek için su yoğunluğunun sadece sıcaklığın bir fonksiyonu olduğu varsayılmaktadır, bu nedenle  $\rho = \rho(T)$  ve bu yüzden yoğunluk içindeki düşey gradyan termal genişleme katsayısı  $\alpha_w$  yoluyla bağlanabilir, yani;

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} = -\alpha_w \frac{\partial T}{\partial z} \quad 1 \text{ olmaktadır.}$$

Bir sonrakinde, boyutsuz türbülans hızı  $Q$  tanıtılıyor,

$$q = w_* \left( \frac{B}{S_M} \right)^{1/4} Q \quad \text{ve} \quad w = Q^3. \quad (31)$$

Bundan başka, türbülans karışım uzunluğunun  $l(z) = \kappa z$  yüzeyde yok olmasından dolayı bu yeni değişken  $x'$  in aralığının  $-\infty$  dan  $\infty$  'a kadar olduğunun kaydedildiği yerde, yeni bir uzunluk ölçeği  $x$  tanıtılmaktadır,

$$dx = \frac{dz}{\sqrt{\frac{1}{3}S_q B}} \Rightarrow x = \int \frac{dz}{\sqrt{\frac{1}{3}S_q B}} . \quad (32)$$

Bu TKE denklemini (23), daha sonra şu basit formu üstlenir

$$\frac{d^2 w}{dx^2} - w + (1 - \hat{T})^2 w^{-1/3} - \zeta f_M = S(x), \quad (33)$$

kaynak fonksiyonun görüldüğü yerde,  $\Phi_0 = \mu\alpha$ ,  $\mu = \sqrt{3/S_{q0}B_0}$  ve  $La = (w_*/U_s(0))^{1/2}$  türbülans Langmuir sayısı ile

$$S(x) = \Phi_0 \frac{d\hat{I}_w}{dx} \mu La^{-2} (1 - \hat{T}) \frac{d\hat{U}_s}{dx}, \quad (34)$$

okunur. Burada TKE denkleminin boyutsuz formunun sol tarafı, genellikle atmosferik yüzey tabakasında karşılaşılan süreçleri, yani difüzyon, yayılım, makaslama yoluyla türbülans üretimi ve yüzdürme kuvveti gibi süreçleri içerir.  $L$  nin Obukhov uzunluk ölçeği olduğu yerde stabilite parametresi  $\zeta$ ,  $\zeta = z/L$  olarak tanımlanır.

$$L = \frac{\rho w_*^3}{\kappa g v_h d\rho/dz} \quad (35)$$

ki bu makaslama üretimi ile kaldırma kuvveti dengesinin söz konusu olduğu yerde yüksekliktir. Yoğunluk gradyanı ile sıcaklık gradyanı arasındaki ilişkiyle sıcaklık profilinden yararlanmak suretiyle Obukhov uzunluğu

$$L = \frac{\rho_w c_p w_*^3}{\kappa g \alpha_w (Q_h + R(0) - R(z))} \quad (36)$$

haline dönüşür ve Obukhov uzunluğunun yerel tanımı nedeniyle ışınımsal zorlama,  $L$ 'nin ifadesi içerisinde doğal olarak yer bulmaktadır (bkz. Large ve ark., 1994). (33) nolu denklemin sağ tarafı, yukarı okyanus içindeki karışım üzerindeki okyanus dalgalarının etkilerini vermektedir: ilk terim, türbülans Langmuir sayısına bağlı olan ikinci terim ısı ve momentumu okyanusun daha derin kısımlarına ileten Langmuir dolaşımının etkilerini gösterirken, okyanus yüzeyine yakın karışımı etkileyen dalga yayılımının etkilerini temsil etmektedir.

Eşitlik (33),  $w$ 'nin diferansiyel denklemini, tabii ki sınır koşulları ile desteklenmiş olması gerekir. Onlar (24)-(25) nolu denlemlerde verilmiştir. Bilinmeyen  $w$  açısından onlar,

$$\frac{dw}{dx} \rightarrow 0 \quad x \rightarrow -\infty \text{ için; } w \rightarrow 1 \quad x \rightarrow \infty \text{ için şeklinde olurlar.} \quad (37)$$

#### 4.1 Yerel Yaklaşım

Doğrusal olmayan sınır değeri probleminin (33), (37) tam bir çözümünü genel durum için elde etmek bildiğim kadarıyla mümkün değildir. Bu yüzden yaklaşık bir çözüm göstererek elde edilir ki, mevcut durumdaki difüzyon etkileri göz ardı edilebilir ve sonra türbülans hız araştırması cebirsel bir denklemin çözümünü azaltır. Türbülans kinetik enerjinin yüzey tabakası yoluyla taşınabilmesi için difüzyonun gerekli olmasından dolayı bu yaklaşımın orijinal Graig-Banner problemi içinde uygulanabilir olmadığını unutmayın. Bununla birlikte, burada enerji akısı ve profil fonksiyonu  $\hat{T}$  bakımından açıkça modellenmiş olan TKE denklemi içindeki basınç düşey hız korelasyon terimi olarak farklı bir yol izlenir.

Şimdi sınır değeri probleminin (33), (37) çözümünü inceleyelim. Sadece birinci integralin bulunabildiği durumlarda tam olarak çözülmüş olabildiği Eşitlik (33)'ün doğrusal olmayan bir diferansiyel denklem olduğu dikkate alınmalıdır. Craig-Banner problemini tam olarak çözmüş olan Janssen ve ark. (2004)'de bir örnek verilmektedir. Ancak kaldırma kuvveti etkileri mevcut olduğunda ya da Langmuir türbülansı ve dalga yayılımı (burada form içinde modellenmiştir) önemli olduğunda, bir ilk integral bulmak mümkün değildir. Bu yüzden, Øyvind Sætra tarafından önerilmiş olan alternatif bir yaklaşım takip edilecektir. Bildirisinde açıkça belirtilmemiş olmasına rağmen, gerçekte, bu yaklaşım da Craig (1996) tarafından izlenmiştir.  $w$  için diferansiyel denklemin incelenmesi gerçekleşmiştir ki, nonlineerlik sadece  $w^{-1/3}$  teriminden gelir ve bu yüzden nonlineerlik oldukça zayıftır. İşte bu yüzden,  $w^{-1/3}$  teriminin büyük  $x$  için denge değeri yoluyla yer değiştirmesi önerilmektedir. Dalga yayılımı ve aynı zamanda Langmuir dolaşım terimi  $S(x)$  küçük olurken, deniz yüzeyinden çok uzaklarda difüzyon terimi yok olmaktadır. Bununla birlikte, kaldırma kuvveti terimlerinin büyük  $x$  ler için nasıl davrandığı bilinmemektedir, böylece kaldırma kuvvetinin halihazırdaki tartışma etkileri göz ardı edilmektedir. Sonra  $w$  için denklik değeri, makaslama üretimi ile yayılım (ki bu atmosferik yüzey tabakası içinde 'tipik' bir durumdur) dengesinden kaynaklanmaktadır, dolayısıyla  $w = (1 - \hat{T})^{3/2}$  olmaktadır. Bu yüzden,  $w$  için doğrusal olmayan diferansiyel denklemi

$$\frac{d^2 w}{dx^2} - w = -(1 - \hat{T}(x))^{3/2} + S(x) \quad (38)$$

yaklaşık olur.

Lineer sınır değerlerini (37)-(38), Gren fonksiyon tekniğiyle çözmek kolaydır. Çözüm ise,

$$w = \int_{-\infty}^{\infty} dx_0 G(x, x_0) \left[ -(1 - \hat{T}(x_0))^{3/2} + S(x_0) \right] \quad (39)$$

Green fonksiyonun  $G(x, x_0)$  olarak

$$G(x, x_0) = \begin{cases} -\frac{1}{2} e^{x-x_0}, & x < x_0, \\ -\frac{1}{2} e^{x_0-x}, & x > x_0. \end{cases} \quad (40)$$

olarak verildiği yerde olmaktadır.

Akıntı profili,  $x$ -değişken üzerinden bir entegrasyon konusunda Eşitlik (13)'ün yeniden yazılmasıyla kolayca elde edilebilir.  $\tau_0^{1/2} = (S_{q_0} B_0 / 3)^{1/2}$  ve akım profilinin yok olduğu yerde  $x = x_h$  nin derinlik  $H$  ya tekabül ettiğinde

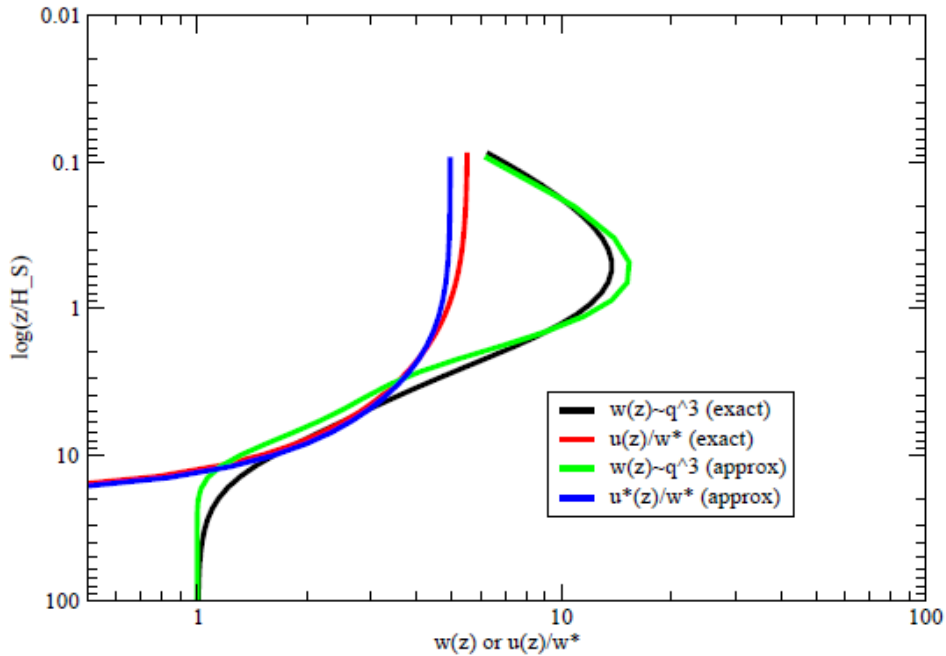
$$u(z) / w_* = -\tau_0^{1/2} \int_{x_h}^x \frac{dx}{w^{1/3}} (1 - \hat{T}), \quad (41)$$

sonuç böyle olmaktadır. Bu bölümde  $H = 5H_S$  olarak seçilmiştir.

(39-41) arasındaki çözümler bilgisayar üzerinde hemen değerlendirilmiştir. Bunu yapmak amacıyla, dalga kaynaklı stresin bozunma uzunluk ölçeği  $z_0$  in belirlenmiş olması gerekir, yani;

$$z_0 = 0.5H_S, \quad (42)$$

ve burada  $H_S$  belirgin dalga yüksekliği, dalga spektrumunun sıfıncı momenti  $m_0$  ile  $H_S = 4m_0^{1/2}$  dir. Rüzgâr hızı 2.5 m/s, türbülans Langmuir sayısı 1/4 ve boyutsuz enerji akısı  $\alpha$  ise 100'e eşittir ve Tropiklerde görülen tipik bir değerdir (bkz. Şekil 3). Bu koşullar altında deniz yüzey sıcaklığı ile yüzey sürüklenmesinin bir günlük döngüsü mevcut olacağından dolayı, bu düşük rüzgâr hız örneği seçilmiştir. Bu örnekte sadece **rüzgâr dalgasının** olduğu varsayılmıştır, böylece belirgin dalga yüksekliği,  $\beta = 0.22$  ile  $H_S = \beta U_{10}^2 / g$  den geldiği izlenmektedir. Stokes'in sürüklenmesi bozunma uzunluk ölçeği daha sonra  $k_s = g / U_{10}^2$  yi izlemektedir. Belirgin dalga yüksekliği,  $U_{10}=2.5$  m/s için 'pürüzlülük' uzunluğu yaklaşık 7 cm.olcak şekilde sadece 14 cm dir. Su sürtünme hızı  $w_*$  yaklaşık 0.3 cm iken, hava sürtünme hızı  $u_*$  8 cm.dir. Nihayet, Stokes dalga miktarı  $k_s$  yaklaşık 1.6 rad/m dir.



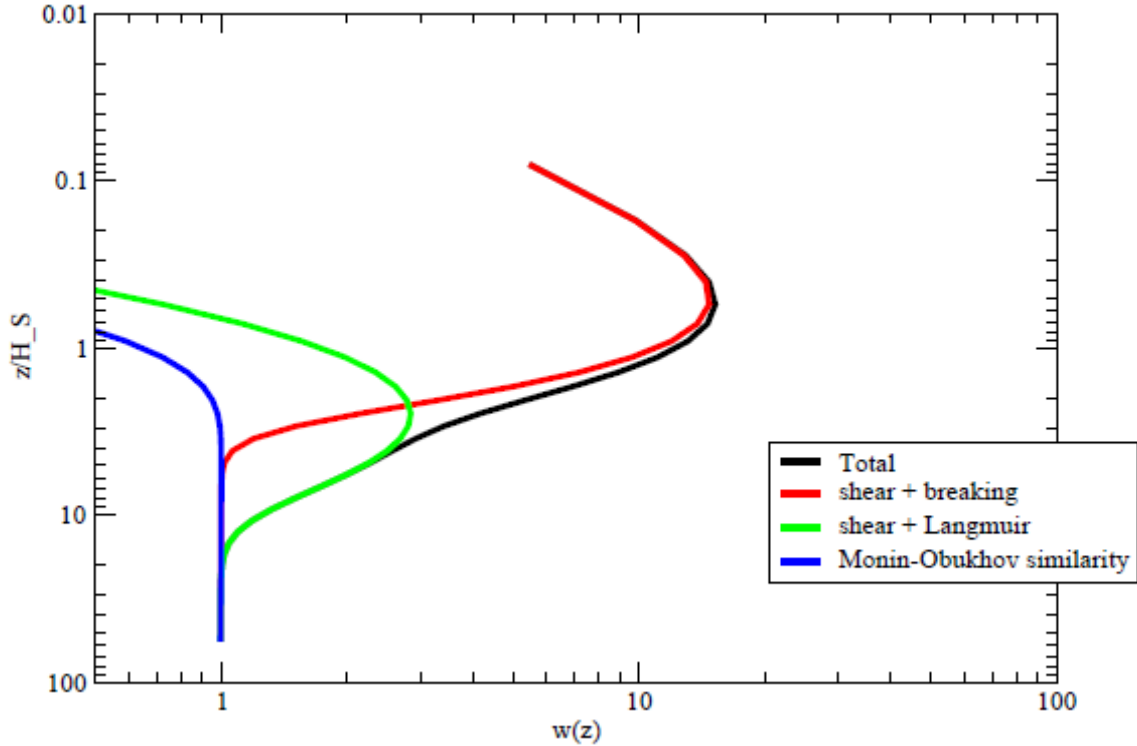
Şekil 4: Yüzeyin yanındaki okyanus sütunu içindeki  $w = Q^3$  ile akıntı profili. Yavaş yavaş değişen dalga yayılımı kaynak fonksiyonu ile Stokes sürüklenmesi içindeki gradyana dayalı yaklaşık çözüm (43), aynı zamanda burada gösterilmektedir.

Boyutsuz derinliğin  $z/H_S$  fonksiyonu olarak  $w$  ve akıntı  $u(z)/w_*$  için sonuçlar Şekil 4 de gösterilmektedir. Bu çözüm ile Graig and Banner (1994) sonuçları arasında önemli farklar bulunduğunu unutmayın. Onların yaklaşımları içindeki  $w$ , yüzeydeki  $z=0$  maksimum değerini elde ederken, mevcut yaklaşım içinde maksimum olarak bu besbelli geçerli değildir. Belirgin dalga yüksekliğinin (bu arada mükemmel duygusu yapar) sırasında şimdi yaklaşık bir derinliktedir.

Bir integralin değerlendirilmesi ihtiyacı olduğundan dolayı çözüm (39), pratik uygulamalarda başa çıkmak hala zor olmasına rağmen çok zekicedir. Bununla beraber, Green'nin fonksiyonu (40) bir  $\delta$ -fonksiyonu gibi görünüyor. Bu nedenle, (39) nolu denklemdaki parantez içindeki ifadenin Green'in fonksiyonuna göre yavaş yavaş değiştiği varsayılarak yakın bir çözüm bulunur

$$w \approx (1 - \hat{T}(x))^{3/2} - S(x), \quad (43)$$

ve  $w(z)$  ile  $u(z)/w_*$  için yakın çözüm Şekil 4'de de gösterilmektedir. Yaklaşık ve kesin çözüm arasındaki uyum makul görünüyor. Şu andan itibaren *yemel yaklaşım* olarak anılacak olan yaklaşık çözüm, üretim ve dağıtımı açısından yavaş yavaş difüzyona göre değiştiği varsayımına dayalı olduğunu unutmayın. Aslında, (43) nolu denlem, kinetik enerji bütçesi (33) içindeki türbülans difüzyon teriminin ihmal edilmesi suretiyle doğrudan doğruya ortaya çıkmaktadır.

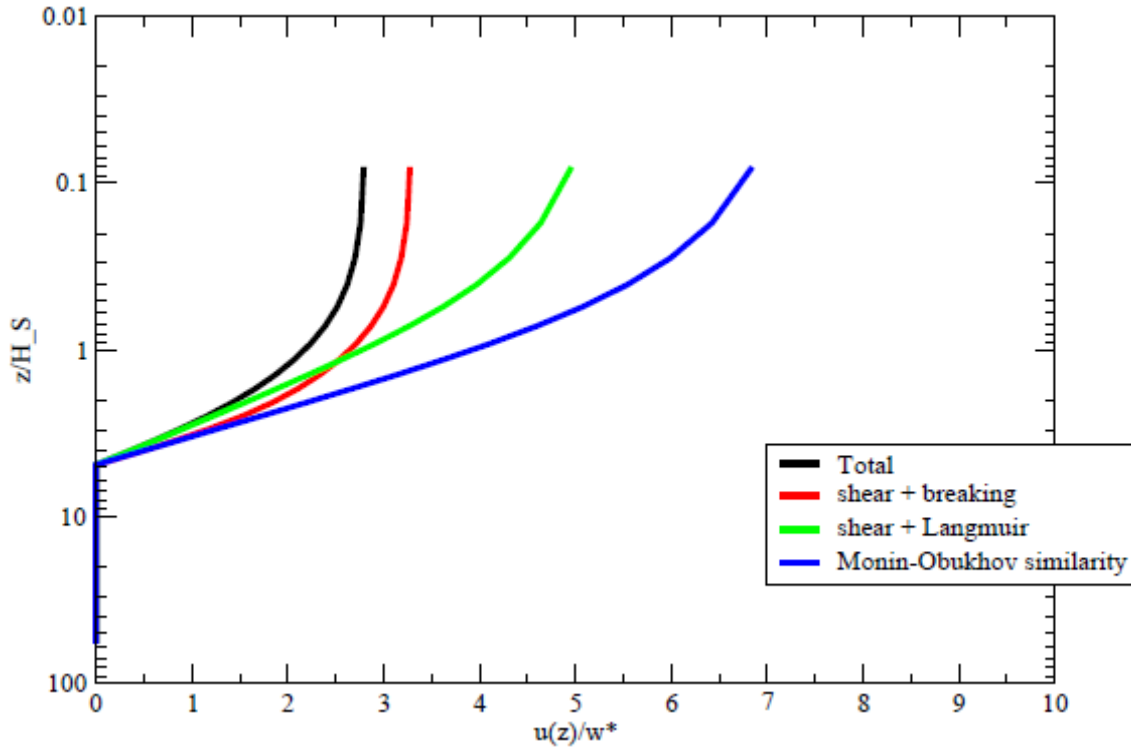


Şekil 5: Yüzeye yakın okyanus sütunundaki lokal yaklaşıma göre  $w = Q^3$  profili. Dalga yayılımı (kırmızı çizgi) ve Langmuir türbülans (yeşil hat) tarafından katkıları da gösterilir. Son olarak, temelde makaslama üretimi ile yayılım arasında denge olan ve mavi çizgi ile gösterilen Monin-Obukhov benzerliğine göre  $w$ -profilidir.

Derinlik değişkeni  $z$  açısından çözüm (43) açıkça şu şekilde ifade edilebilir

$$w \approx (1 - \hat{T})^{3/2} - \alpha \kappa z f_M \frac{d\hat{T}_w}{dz} - La^{-2} \kappa z f_M (1 - \hat{T}) \frac{d\hat{U}_s}{dz}, \quad (44)$$

ve boyutsuz türbülans hızı  $Q = w^{1/3}$  için, makaslama üretim, dalga yayılımı ve Langmuir türbülansla ilgili katkılarını tahmin etmek şimdi kolaydır. Bu bireysel terimlerin en büyüğü alınarak yapılacaktır. Dalga yayılımı katkısının maksimumu  $z=z_0$  şartında  $\alpha \kappa e^{-1} \approx 15$  ve Langmuir türbülansının en yüksek katkısı  $La^{-2} \kappa e^{-1} \approx 2$  ( $z = 1/2k_s$  koşulunda) iken, makaslama üretim teriminin maksimumu 1'dir. Bu tahminlere dayanarak genliğin bir düzeninin diğer iki terimden daha büyük olmasından dolayı yüzeye yakın karışma için en uygun sürecin dalga yayılımının olduğu görölüyor. Ancak katkıların toplamının 1/3 lük bir güce yükselmesinden dolayı türbülans hızı sadece 2.5 lik bir faktörle geliştirilmiştir. Bununla birlikte, Langmuir türbülansı da alakalı olmalıdır, hem de bu süreç okyanusun derin katmanlarına kadar nüfuz etmelidir. Bu durum, bu bölümde düşük rüzgârın özel durumu için Şekil 5 de gösterilmiştir. Makaslama üretimi ile yayılım arasında bir dengeden ibaret olan Monin-Obukhov benzerliği durumunda karşılaştırma amacıyla  $w$ -profilini gösterdim ve Langmuir türbülansı ile dalga yayılımının geçiş etkisini de gösterdim. Langmuir türbülansının maksimumu  $1/2 k_s$  den daha büyük derinlikte iken, gerçekten dalga yayılımı yoluyla  $w$  içindeki maksimum bir  $z = z_0$  derinliğinde deniz yüzeyine yakın bir derinlikte deniz yüzeyine yakın olduğunu şekil gösteriyor. Okyanus dalgaları zayıf nonlineer, yani 'tipik' diklikleri  $k_s H_S \ll 1$  olmasından dolayı, bu ölçekler çok farklıdır. Sonuç olarak, dalga yayılımı ve Langmuir türbülansı ile penetrasyon derinlikleri oranı, küçük de olsa,  $2k_s z_0 = k_s H_S$  tarafından verilmektedir.



Şekil 6: Yüzeye yakın akıntı profili. Dalga yayılımı ve Langmuir türbülans etkisi de gösterilmiştir. Monin-Obukhov benzerliği her zamanki logaritmik profili verir.



Bu nedenle iki rejim olduğu açıktır. Birincisi yüzeğe yakındır ve dalga yayılımı ile yönlendirilir. Yaklaşık 4 kez pürüzlülük uzunluğu farklı bir rejime geçişin dikkate alınmış olması gerekiyor, yani Langmuir türbülansının üretimiyle domine ediliyor. Dolayısıyla, bu okyanusun yüzey tabakasında faaliyet gösteren iki taşıma mekanizması olduğu görülmektedir. Birkaç dalga yüksekliklerine kadar, dalga yayılımı momentum ile ısının difüzyonu içinde dominanttır ve bu miktarların taşınması, yüzey katmanının daha derin kısmında Langmuir türbülansı tarafından teslim alındı. Dalga süreçleriyle geliştirilmiş taşıma, yüzey yakınında çok daha düz profillere yolaçmaktadır. Bu durum, Monin-Obukhov benzerlik modelinden elde edilen akıntı profilleri ile dalga yayılımı ve Langmuir türbülansının rol oynadığı zamanki akıntı profilleri karşılaştırıldığı yerde, yani Şekil 6'dan anlaşılabilir. Yüzey akıntısı yaklaşık<sup>3</sup>  $7w_*$  den  $2.5w_*$  ye kadar düşürür ki, bu ciddi bir azalmadır. Sonuç olarak, bu iki sürecin günlük döngünün genlik belirlenmesinde önemli bir rol oynaması bekleniyor. Son olarak, aynı zamanda günlük döngünün genliği abartma olacak gibi Langmuir türbülans sadece temsili bir karışık tabaka modelinin yeterli olmadığı sonucuna varıldı. Günlük döngünün modellenmesi ile ilgilenen biri varsa, o zaman muhtemelen yukarı okyanusun yalnızca ilk birkaç metresinin dikkate alınması gerekir. Bu olayda dalga yayılımı, ısı taşıma için baskın süreç olarak görülüyor. Ancak başlangıçtan itibaren bunların her ikisinin hesaba katılmasının çok basit olduğu gibi Langmuir türbülansının etkilerini göz ardı etmek için bir neden bulunmamaktadır. Buna ek olarak, günlük döngü süresince bu akının nötral olarak kararlı ya da kararsız bölümleri de olacaktır. Langmuir türbülansı sonra kesin bir rol oynayacaktır.

Bu bölüm aşağıdaki yorumla neticelenecektir. Şu ana kadar iki şey öğrenilmiştir. Birincisi, eğer basınç ve düşey hız ilişki terimi yoluyla dalga yayılımın etkisi tanımlanırsa, türbülans kinetik enerji difüzyonunun etkilerinin ihmal edilmesi geçerli bir varsayım gibi görülmektedir. İkincisi ise; yukarı okyanustaki karışımı etkileyen çeşitli fiziksel süreçleri basit bir şekilde birleştirmek mümkün görünüyor. Önceki tartışmalara bakıldığında; makaslama üretimden  $S_p$  ayrı olarak, öyle görülüyor ki; eğer türbülans karışımına katkıda bulunan çeşitli  $P_1, P_2, P_3, \dots$  vs süreçler mevcutsa, daha sonra tüm bu süreçlerin kombinasyonunun türbülans hızı  $q(z)$  dir. Denklem (43) izlenerek aşağıdaki verilir

$$q = \{S_p^{3/4} + P_1 + P_2 + P_3 + \dots\}^{1/3}.$$

Nedenlerden biri, yayılımın  $q$ 'nin üçüncü gücüyle orantılı olmasından dolayı süreçlerin bir  $^{1/3}$ '- kuralı aracılığıyla eklenebilirliğidir, oysa makaslama üretim terimi onun denge değeri ile  $w^{1/3}$  ün yerini alarak doğrusallaştırılmıştır ve diğer süreçlerin türbülans hızı  $q$  dan bağımsız oldukları varsayılmaktadır. Mevcut çalışmada yapıldığı gibi  $w = Q^3$  'yu içeren parseller yapmak,  $^{1/3}$ '-kuralı nedeniyle anlamı olur ve  $w$  için farklı süreçler de eklenebilir.

$^{1/3}$ '-kuralı ayrıca Monin-Obukhov benzerliği olması halinde tutarlı ölçekleme davranışına yol açmaktadır. Bu hiçbir dalga yayılımı ve Langmuir türbülansının hiçbir üretiminin olmadığı durumdur. Bu olayda, Denklem (43) den elde edilen gelen  $w$ ,  $w = (1 - \hat{T})^{3/2}$  olur ve akıntı profili ise,

$$u_0(z) = -\tau^{1/2} \int_{x_h}^x \frac{dx}{w^{1/3}} (1 - \hat{T})^{1/2}$$

<sup>3</sup> Sayfa 10 daki Açıklamada verilen yaklaşık çözüm kullanılarak Monin-Obukhov benzerliği durumunda yüzey akıntısı tahmin edilebilir. Böylece,  $H = 5H_s$  ile  $u(0)/w_* \approx \log(H/y_0)/\kappa = 7.23$  elde edilir. Yaklaşık sonuç ile mükemmel bir eşleme, yazılımının daha yüksek bir çözünürlük sürümünün kullanılmasıyla bulunur.



şeklinde olur (bkz. Eşitlik (41)) ve bu nedenle, ölçeklendirme davranışlarını kabul eden  $1-\hat{T}$ 'nin kare köküyle akıntı ölçeklerinden 10. sayfadaki Açıklamada söz edilmiştir. Yine de, '1/3'-kuralının her zaman uygun olmadığını belirtmek gerekir. Özellikle, kaldırma kuvveti terimi şimdiye kadar kabul edilmedi, fakat bu etkinin yüzeyden çok uzakta önemli bir rol oynaması bekleniyor, böylece  $q$  nun denge değerinin tahminini vermek zor. Buna ek olarak, kaldırma kuvveti terimi  $q$  fonksiyonunun oldukça hassas fonksiyonudur ve bu yüzden onu linearize etmek kolay değildir.

Bu Bölümün kalan kısmında, bu yüzden makaslama üretim terimini doğrusallaştırmadan kaçınacağım, ama türbülans kinetik enerjinin difüzyon etkisini göz ardı edeceğim. Bu nedenle TKE denklemini, (23) deki difüzyon ihmal edilerek şu şekilde olur;

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \frac{\partial I_w(z)}{\partial z} + v_m S^2 - w_*^2 \frac{\partial U_s}{\partial z} - v_h N^2 - \frac{2\sqrt{2}}{Bl(z)} e^{3/2}. \quad (45)$$

ve bu Bölümde boyutsuz zaman  $\tau = S_M^2 w_* t / l(z)$ , boyutsuz değişkenler açısından tanımlanmıştır ve bununla;

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \tau} Q^2 = -\frac{1}{Q} (Q^4 - \alpha(Q)Q - \beta), \quad (46)$$

Şeklinde olur ve nerede

$$\alpha(Q) = -\zeta f_M - S(x), \quad \beta = (1 - \hat{T})^2$$

varsa ve  $\alpha$ , hala  $-\zeta f_M(Ri_t)$  kaldırma kuvveti terimi vasıtasıyla  $Q$ 'a bağlıdır. Dalga yayılımı ile Langmuir türbülansı etkisini temsil eden kaynak fonksiyonu tamlığı için Eşitlik (34) den elde edilen tekrarlanır:

$$S(x) = \Phi_0 \frac{d\hat{l}_w}{dx} + \mu L a^{-2} (1 - \hat{T}) \frac{d\hat{U}_s}{dx}.$$

Lokal yaklaşım içinde TKE denklemi şimdi önemli ölçüde basitleştirilmiştir ve onun denge çözümü için arama, neredeyse quartik (dördüncü dereceden) problemin çözümü düşürülmüştür. Örneğin, nötral kararlı durum için (46) nolu denkleme denge çözümünü,  $Q^4 - \alpha Q - \beta = 0$  quartik denkleminin gerçek, pozitif kökünden izlemektedir ve '1/3'-kuralının bu köke iyi bir yaklaşım olduğu kolayca gösterilebilir. Sonraki bölümde ise, (46) tabakalaşma etkileri üzerine bir tartışma içinde kullanılır.

## 4.2 tabakalaşmanın etkileri

Öncelikle, atmosferik bağlamda tabakalaşma etkileri ele alınacak ve bulgular yukarı okyanusun karışık tabakasına uygulanacaktır. Yüzeye yakın atmosfer içinde genelde olmayan bir zorlama olarak makaslama üretimi, suyun kaldırma kuvveti ve dalga yayılımı arasında bir denge bulunmaktadır. Bu, Monin-Obukhov benzerlik hali olarak adlandırılır.

### 4.2.1 Monin-Obukhov benzerliği

Atmosferde, istikrar etkileri genellikle boyutsuz kesme fonksiyonu  $\phi_m$  ile boyutsuz sanal potansiyel sıcaklık gradyanı  $\phi_h$  açısından incelenmektedir. Bu boyutsuz fonksiyonlar

$$\phi_m = \frac{\kappa z}{u_*} \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right|, \quad \phi_h = \frac{\kappa z}{\theta_*} \frac{\partial \theta_v}{\partial z}, \quad (47)$$

Olarak tanımlanır ve burada  $u_*$  hava sürtünme hızı ve  $\theta_* = -\overline{w'\theta'_v}/u_*$  ise, bir türbülans sıcaklık ölççeğidir. Logaritmik rüzgar profili  $\phi_m=1$  'e gelince; boyutsuz makaslama fonksiyonu nötral koşullardan sapmaları ölçmektedir ve benzer şekilde  $\phi_h$  de logaritmik sanal sıcaklık profilinden sapmaları ölçmektedir. Nieuwstadt'ın(1984) lokal ölçekleme kuramı kullanılarak profil fonksiyonlarının yalnızca istikrar parametresi  $\zeta = z/L$  nin bir fonksiyonu olduğu da iddia edilebilir, ki orada  $L$ , lokal Obukhov uzunluğu olarak

$$L = -\frac{u_*^3 \theta_*}{\kappa g \phi_h} \quad (48)$$

tanımlanmıştır.

Burada  $\theta_v$  sanal potansiyel sıcaklık ve  $\Phi h = \overline{\delta w \delta \theta_v}$  ise, sanal potansiyel sıcaklık akısıdır.  $\phi$  fonksiyonlarının şekli genellikle alan kampanyaları süresince edindikleri gözlemleriyle tespit edilir, fakat akıların kuvvetli kararlı koşullar sırasında zayıflayacağından dolayı yüksek ölçüm doğruluğu gereklidir. Alternatif olarak, kararlı tabakalaşma ile türbülans akılarının gerçekçi bir kuramsal modeli, tabakalaşma etkilerinin modele nasıl sokulacağı konusunda ek bilgiler sağlayarak Sukoriansky ve ark. (2005) tarafından geliştirilmiştir.

Kansas alan kampanyası (Businger ve ark., 1971)<sup>4</sup>  $\phi$  fonksiyonları için gerçekçi parametrelendirme önerecek ilk denemelerinden biri oldu. Kararlı koşullar için bu  $\phi_m$  ve  $\phi_h$  aslında 0 ile 1 arasında gözlenen istikrar aralığında  $\zeta$  ile doğrusal olarak değiştiği bulunmuştur. Nöbetin biri verir;

$$\phi_m = 1 + 4.7\zeta, \quad \phi_h = 0.74 + 4.7\zeta, \quad \text{for } 0 < \zeta < 1. \quad (49)$$

Öte yandan, istikrarsız koşullar için uygun olduğu bulunmuştur

$$\phi_m = (1 - 15\zeta)^{-1/4}, \quad -2 < \zeta < 0. \quad (50)$$

Benzer şekilde fit görünümlü bir  $\phi_h$  için bulunmuştur. Ancak, yukarı okyanusta kuvvetle istikrarlı koşullar, sırada 10'arlık veya daha büyük  $\zeta$  ile meydana gelir. Bu koşullar, belki buz üzerinde hava akısı dışındaki atmosferik yüzey tabası için tipik olarak yapılandırılmış çok daha ekstremdir. Bu nedenle, nispeten daha az, bu aşırı koşullarda bilinen ve aslında çelişkili sonuçlara kuvvetle kararlı türbülans özellikleri hakkında geçmişte ulaşılmıştır. Sorunun en iyi olarak tanımlayan Prandtl sayısı  $Pr$  davranışı tarafından gösterilmektedir.

$$Pr = \frac{v_m}{v_h} = \frac{\phi_h}{\phi_m},$$

<sup>4</sup> $\phi_m(\zeta = 0) = 1$  olması için; yazarların, 0.4 lük kabul edilen değer ile mutabık olmayan 0.35 lik bir von Kármán sabitini seçmek zorunda kaldıklarını unutmamalıyım.

Richardson sayısı  $Ri$  gradyanının fonksiyonu olarak şöyle verilmektedir

$$Ri = \frac{N^2}{S^2} .$$

Bir çok sayıda çalışmalar; (bkz. Örneğin: Kondo ve ark., (1978); Kim ve Mahrt (1992), Strang ve Fernando (2001), Sukoriansky ve ark. (2005), Zilitinkevich ve ark.(2007) ve diğer birçokları) kuvvetle kararlı akı için olanı önerilir. Dolayısıyla, küçük  $R$  iler için (nötral limit) Prandtl sayısı 1'den daha küçük (Eşitlik (49)'dan belli olduğu gibi) olurken, Richardson sayısı için 1/4 kritik değerden daha büyük ve Prandtl sayısı da 1 den daha büyüktür. Diğer sözlerle, güçlü kararlı bir akı için, momentum ısıya nazaran daha etkili biçimde karışmaktadır. Bu, momentum aktarımı üretebilen fakat az ısı aktarımı üretebilen (dalgalar kırılmadığı sürece) iç yerçekimi dalga aktivitesinin bir göstergesi olduğu düşünülmektedir.

Bununla beraber bu bulguların tam aksine, Cheng ve Brutsaert (2005) ve Grachev ve ark. (2007) buz üzerinde güçlü kararlı akı için elde edilmiş olan SHEBA gözlemlerinden sonuca gidmektedirler ki, ısı taşınımı momentum taşınımından daha etkilidir, dolayısıyla da  $Pr < 1$  olmaktadır. Grachev ve ark. (2007b), bazı ayrıntılarda onların bulgularını analiz etmişler, fakat hiçbir fiziksel açıklama sunulmamıştır. Onlar,  $Pr = \phi_h / \phi_m = Ri / Ri_f$  ile yerel Richardson sayısı  $Ri = \zeta \phi_h / \phi_m^2$  gibi kararlılığın ölçümleri arasında yapay bir korelasyon olduğuna,  $Pr$  ve istikrar parametreleri bölü ortalama rüzâr hızı içindeki dikey gradyan ve potansiyel sıcaklık ve karşılık gelen akılar gibi parametreler, akı Richardson sayısı  $Ri_f = \zeta / \phi_m$  ve istikrar parametresi  $\zeta = z/L$  olduğuna işaret etmişlerdir. Fakat girdap viskozitesi  $\nu_m$  ile girdap yayılımının  $\nu_h$  Richardson sayısı bağımlılığını bulmak için tekrardan normalleştirme tekniklerini uygulamış olan Sukoriansky ve ark. (2005) tarafından verildiği gibi kuramsal gelişmeler olarak yapay korelasyon argumanı inandırıcı değildir, ve büyük  $Ri$ 'ler için  $Pr > 1$  olduğu görülmektedir. Aynı zamanda Shih ve ark. (2000) tarafından doğrudan sayısal simülasyon sonuçları ile Strang ve Fernando (2001) gözlemleri bunu doğrulamaktadır.

Daha öte, Cheng ve Brutsaert (2005) ile Grachev ve ark. (2007) her ikisinde, sabit durum TKE denklemi ile çatışan çok büyük kararlılık parametresinin  $\zeta$  bir fonksiyonu olarak benzerlik fonksiyonları  $\phi_m$  ile  $\phi_h$  nin bir uzaktan seviyelendirilmesini bulmaktadırlar. Bunu görmek amacıyla, zorlamanın olmadığı atmosferik probleme bu TKE denklemini (46) şimdi uygula. Böylece sabit durum içinde bulunur;

$$Q^4 + \zeta f_M Q - 1 = 0. \quad (51)$$

Benzerlik fonksiyonları, mevcut boyutsuz değişkenler açısından yazılmış olabilir ve sonucuda;

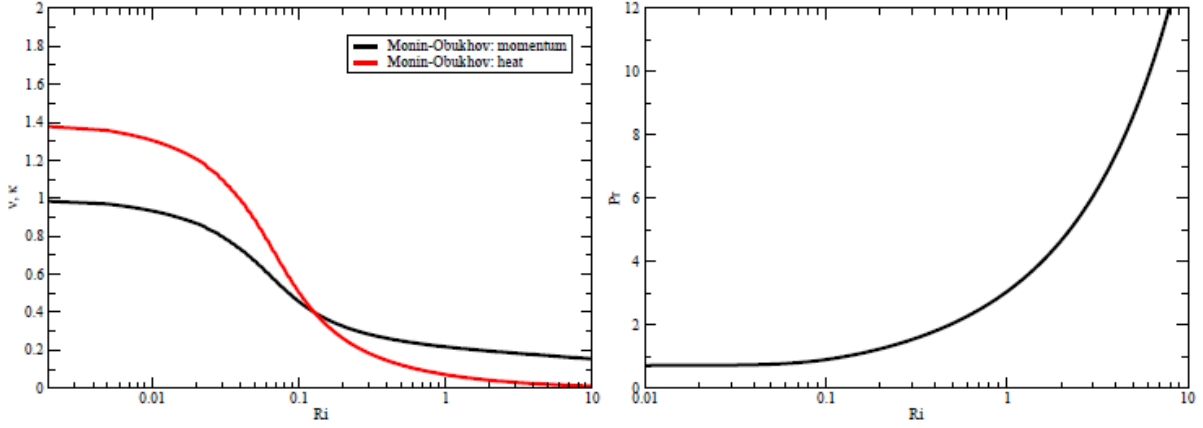
$$\phi_m = \frac{1}{Q f_M}; \quad \phi_h = \frac{1}{Q f_H} \quad (52)$$

$Q$  nun  $\phi_m$  açısından ifade edilmesi ve sonucun (51) nolu eşitliğin içine konulmasıyla;

$$\phi_m^4 - \zeta \phi_m^3 - f_M^{-4} = 0. \quad (53)$$

Nötral kararlı koşullar için, Eşitlik (53), çok iyi bilinen KEYPS  $\phi_m^4 - \zeta\phi_m^3 - 1 = 0$  formülünü azaltır (Panofsky, 1963). Bu genellikle boyutsuz makaslama fonksiyonu için bir denklem olarak kabul edilir. Bununla birlikte, şeylerin etrafında çevirmek avantajlıdır, yani  $\phi_m$  nin gözlemlerden elde edildiğinin bilinmesinden dolayı  $f_M$  nin bir denklem (53) olarak dikkate alınmalıdır. (53) yeniden düzenlenerek  $f_M$  için bulunur

$$f_M = [\phi_m^3(\phi_m - \zeta)]^{-1/4}. \quad (54)$$



Şekil 7: Lokal Richardson sayısı  $Ri$  nin fonksiyonu olarak girdap viskozitesi  $v_m$  ile ısı difüzyonitesi  $v_h$ . Sağ tarafta Prandtl sayısı  $Pr$ ,  $R$  inin fonksiyonu olarak gösterilmektedir.

(54) den hemen belli oluyor ki,  $\phi_m > \zeta$  olduğu zaman sadece  $f_M$  için gerçek bir çözüm vardır. Eğer TKE denklemi (53) tutunursa, sonra durumun  $\phi_m > \zeta$  boyutsuz makaslama fonksiyonunun parametrelendirmeleri için önemli etkileri bulunmaktadır. Örneğin, Grachev ve ark. (2007), boyutsuz makaslamanın gözlemlendiği istikrar aralığı içinde iyi olan  $\zeta \approx 17$  için  $\phi_m = \zeta$  çizgisinin çaprazlanması nedeniyle  $\phi_m$  parametrizasyonu (54)'e göre gerçekdışı olur. Aynı zamanda, bu sonuç fiziksel açıdan anlaşılabilir. Bu TKE denklemi makaslama üretim, kaldırma ve dağıtım arasında bir denge ifade eder. Şimdi yayılım her zaman pozitifdir, Bu nedenle kaldırma kuvveti, hiçbir zaman üretimi artıramaz ya da mevcut boyutsuz değişkenler açısından,  $\phi_m > \zeta$  olur. Açıkça, mevcut TKE formülasyonu bağlamında, Grachev ve ark. (2007a) ve Cheng ve Brutsaert (2005) tarafından SHEBA data setinde bulunduğu gibi boyutsuz makaslama fonksiyonunun bir seviye kapatmanın modellenmesi mümkün değildir. SHEBA data setiyle (buz üzerindeki güçlü kararlı akı) makaslama üretim, kaldırma kuvveti ve yayılım arasındaki bir denge üzerine oturtulmuş olan standart TKE denklemi arasındaki çatışmanın olası bir çözümü, türbülans kinetik enerji üretimi için ek bir kaynak olan SHEBA esnasında olabilir. Dolayısıyla, SHEBA sonuçları mevcut modelleme çalışmaları için bir kılavuz olarak kullanılamaz.

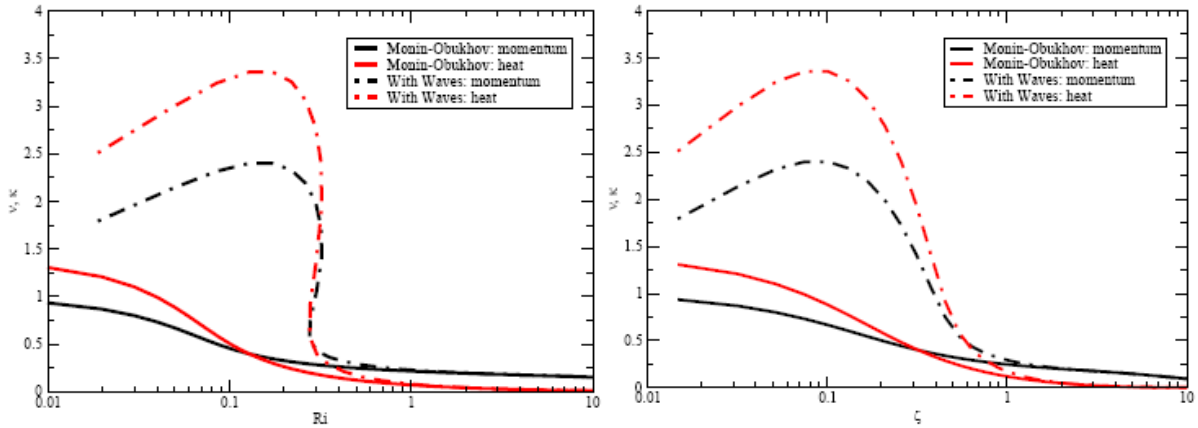
$f_M$  ile  $f_H$  nin parametrizasyonu (30) içindeki katsayılar için özel bir seçimin yapılması gereklidir. Sukoriansky ve ark (2005) nin renormalizasyon çalışmalarından güçlü kararlı sınır rehberliği alınırken, bu seçim, zayıf istikrarlı limit içinde bir yandan Kansas alan sonuçlarına oturtulmuş olacaktır. Bilhassa  $f_M$  ve  $f_H$  için aşağıdaki seçim yapılmıştır:

$$f_M = a_M (1 + b_M Ri_t)^{-1/2} + c_M, \quad f_H = a_H (1 + b_H Ri_t)^{-1/2} \quad (55)$$

ki burada  $a_M = 0.8$ ,  $b_M = 100$ ,  $c_M = 0.2$ ,  $a_H = 1.4$  ve  $b_H = 80$  olarak alınmıştır. (55) den görüldüğü üzere;  $f_M$  asimptotları sonlu bir değer olan  $c_M = 0.2$  ye doğru giderken, büyük  $Ri_t$  ler için  $f_H$  yok olmaktadır. Küçük türbülans  $Pr = \phi_h / \phi_m = f_M / f_H$  ile Richardson sayıları için  $f_H$ , dolayısıyla  $f_M$  den daha büyüktür, Kansas alan kampanyasının sonuçlarıyla uyum içinde  $Ri_t \rightarrow 0$  için  $Pr \approx 0.71 < 1$  olduğu bulunmuştur. Katsayıların bazılarını belirlemek amacıyla yaklaşık bir çözüm kullanılmıştır. Gerçekte, boyutsuz türbülans hızı  $Q$  için yaklaşık bir çözüm, istikrar parametresinin  $\zeta$  küçük değerleri için bulunmuş olabilir.  $Ri \approx \zeta / a_H$  bulunur ve boyutsuz makaslama fonksiyonun olası sonucu;

$$\phi_m \approx 1 + \frac{1}{4} \zeta \left[ 1 + 2(1 - c_M) b_M S_0^2 / a_H \right].$$

Fakat bu yaklaşımsadece görece küçük bir aralık için istikrar parametresi  $\zeta < 0.1$  olmaktadır. Aşağıda Eşitlik (55)'de verilen katsayıların seçimi  $S_0 = .39$  ile birlikte Eşitlik (49) içinde verilen Kansas alan kampanyası tarafından bildirilen değere yakın olan 4.6 nın bir eğim değerini vermektedir. Buna ilave olarak, Şekil 7'nin sağ panosu altında tartışılmış olan öngörülen sonuçları, bir gradyan Richardson sayısı 0.1'i gösterir, Prandtl sayısı ise bir konstanttır, öyle ki, Kansas veri  $\phi_h$  ile anlaşarak küçük  $\zeta$  değeri için  $\phi_m$  gibi aynı eğime sahip olur.



Şekil 8: lokal Richardson sayısı  $Ri$ 'nin fonksiyonu olarak girdap viskozitesi  $v_m$  ile ısı yayını  $v_h$ , dalga yayılımı ile Langmuir türbülansın etkisi gösterilmektedir. Sağ panoda aynı parametreler kararlılık parametresi  $\zeta$  nin fonksiyonu görülmektedir.

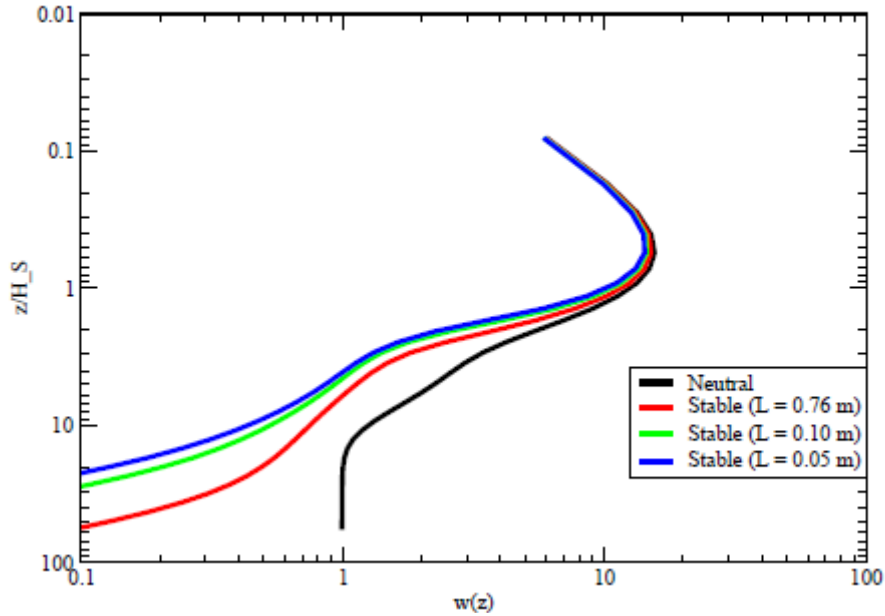
Öte yandan, büyük türbülans Richardson sayısı,  $R > 0.2$  için, Prandtl sayısı 1 den büyüktür, bu etki alanında momentum aktarımı ısı aktarımına nazaran çok daha etkili olduğu görülmektedir (Sukoriansky ve ark. (2005) ve Strang ve Fernando (2001) gözlemleriyle anlaşarak). Taşıma özellikleri üzerindeki kaldırma kuvveti etkisini açıkça göstermek amacıyla, girdap viskozitesi  $v_m$  ve ısı yayını  $v_h$  nötral istikrar akısı için girdap viskozitesi  $v = \kappa u_* z$  ile normalize edilmiştir. Mevcut boyutsuz değişkenler açısından,  $v_h/v = f_H Q$  iken  $v_m/v = f_M Q$  bulunur, dolayısıyla normalize edilmiş viskoziteler basit olarak  $\phi_m$  ile  $\phi_h$  nin tersidir. (55)'i (51) içinde kullanarak ve tekrarlama yoluyla  $Q$  yu çözerek, Richardson sayısının  $Ri = \zeta \phi_h / \phi_m^2$  fonksiyonu olarak ortaya çıkan aktarım katsayıları, Şekil 7'nin soldaki panosunda gösterilmektedir, aynı şekilde  $Ri$ 'nin fonksiyonu olarak Prandtl sayısı da sağ panoda gösterilmektedir. Bu şekli Sukoriansky ve ark. (2005)'lerinin 8 ve 9 nolu şekillerini karşılaştırırsak, taşıma katsayılarını elde etmek için renormalizasyon tekniklerini kullanarak

elde edilen sonuçlar ile iyi niteliksel anlaşma olduğu görülmektedir. Özellikle, önceden de belirtildiği gibi, (55) içinde  $c_M$  'nin sonlu bir değerini gradyan Richardson sayısının kritik bir değerini ortaya çıkarmaz, sonlu bir  $c_M$  örneğin; iç yerçekimi dalgaları ve/veya ara verme yoluyla ilave difüzyonu temsil ederken. Aynı zamanda, sonuç olarak büyük Richardson sayısı momentum taşınımı için ısı taşınımını domine etmektedir.

#### 4.2.2 Dalga etkileri ve kaldırma kuvveti

Bu bölümde, karışık tabaka içindeki türbülans özellikleri üzerinde dalga yayılımı, Langmuir türbülansı ve kaldırma kuvvetinin kombine etkileri araştırılmaktadır. Atmosfer (bkz. Eşitlik (55)) için tabakalaşma parametrisasyonunun oşinik durumlar için de elde tutulmuş olduğu varsayılmıştır. Çözülmesi gereken denklemler seti, kararlı durum sürümü (46) ile (28), (30) ve (36) birlikte oluşmaktadır. Bu denklemler setinin tam bir çözümü yoktur, çünkü (46)'daki kararlılığın  $\alpha$  etkileri sayesinde boyutsuz türbülans hızına  $Q$  kuvvetle bağlıdır. Denklemlerin seti işte bu yüzden, başlangıç değerlerini  $Q=1$ ,  $f_M = f_H = 1$  kullanarak iterasyon (yineleme) şeması yoluyla çözülmüştür. Kararlılık etkilerinin türbülans Richardson sayısı  $Rit = Nl(z)/q$  bakımından modellenmesinden dolayı, Brunt-Väisälä frekansı  $Q$  açısından ifade edilmesi gerekir.  $N^* = l(z)N/w^*$  tanıtılarak  $N_*^2 = \zeta / fHQ$  bulunur.

Momentum ile ısı taşınım katsayıları üzerindeki dalga yayılımı ile Langmuir türbülansının etkileri Şekil 8'de gösterilmektedir. Sol pano içindeki bu katsayılar, sağ panoda ise, istikrar parametre  $\zeta$  sinin fonksiyonu olarak gösterilirken, gradyan Richardson sayısının  $Ri$  fonksiyonu olarak çizilmektedir. Tabii ki, dalgalar, gelişmiş ulaşım sebebiyet verir, ama dikkat çekici, bu ilave zorlamanın huzurunda taşıma katsayıları,  $Ri$ 'nin tek değerli bir fonksiyonu değildirler. Bununla birlikte, türbülans Richardson sayısı  $Rit$  ya da istikrar parametresi  $\zeta$  (Şekil 8'in sağ panosunda görüldüğü gibi) bakımından, taşıma katsayıları bir-değerli-fonksiyonlardır.



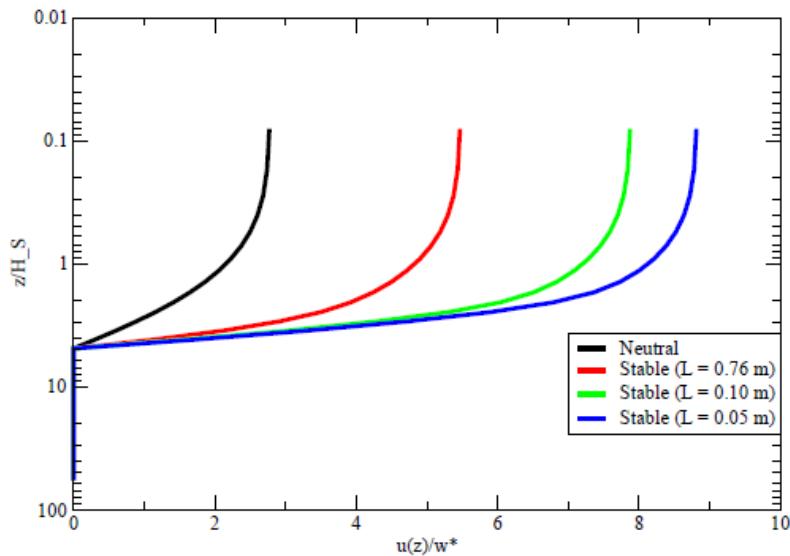
Şekil 9: Kaldırma kuvvetinin etkileri üzerinde  $w(z)$ -profilinin bağımlılığı.

Boyutsuz derinliğin  $z/H_S$  fonksiyonu olarak  $w = Q^3$  nin profili üzerindeki tabakalaşmanın etkileri Şekil 9 da görülmektedir. Bölüm 4.1 deki örnekten elde edilmiş olan

parametreler bu çizim için kullanılmıştır ve ilaveten, su sıcaklığı  $T$ , 303 K iken, ısı akısı  $Q_h$  da  $100 \text{ W/m}^2$  dir. Obukhov uzunluk ölçütü  $L$  yi değiştirmek için, as determined by Eşitlik (36) tarafından belirlendiği gibi, 2.5, 1.25 ve 1 m/s gibi rüzgâr hızı değerleri sırasıyla kullanılmıştır. It is instructive to compare results for with the case of no stratification. Hiç tabakalaşma olmaması durumunda  $w(z)$  nin sonuçlarını karşılaştırmak öğreticidir. O zaman hemen beklendiği gibi, kaldırma kuvveti, okyanusun ( $L \approx 5H_S$  ye karşılık  $L = 0.76$  olduğuna dikkat) derin tabakalarında türbülans hızı  $Q$  üzerinde en büyük etkiye sahiptir. Bu modele göre, yukarı okyanus karışmaları üzerinde Langmuir türbülansının etkileri, kararlı durumlarda azalır demektir. Bu özel örnekler için dalga yayılımı nedeniyle  $w$  içindeki maksimum kararlılık etkileri tarafından baya etkilenir. Belki şaşırtıcı bir şekilde bu oldukça genel bir sonuçtur. Sadece ısı akısı 10 kat artmış olduğu zaman, karıştırma üzerinde dalga yayılımının etkisinin kayda değer bir azalması olmuştur (gösterilmemiştir). Karıştırma üzerinde dalga yayılım etkisinin bu görünür sağlamlığı, sürtünme hızının karesi ile pürüzlülük uzunluk ölçeklerinde bu modele göre  $w(z)$ 'nin maksimumununun  $z = z_0$  da oluştuğu kaydedilerek bir kez daha anlaşılabilir.  $L \leq z_0$  olduğu zaman, maksimum üzerinde kaldırma kuvvetinin önemli bir etkisi beklenmektedir.  $L$  ve  $z_0$  in tanımlarını kullanarak,  $U_{10} \leq 3 \times 10^{-4} Q_h$  olduğu bulunur. which, even with a large value of of  $1000 \text{ W/m}^2$  nın  $Q_h$  değeri büyük bir değer olsa bile, hala küçük bir rüzgâr hızıdır.

Sonn olarak, denge akımı üzerindeki kararlılık etkisi Şekil 10'da görülmektedir. İstikrar artışı için yüzey akıntısının artması, esasen Langmuir türbülansının etkilerinin azalmasından kaynaklanmaktadır. Şekil, yüzey akıntısı içinde de günlük bir döngünün beklenebilir olduğunu ortaya koymaktadır. Genel bir yorum olarak, sıcaklık ve akıntı profili bazen kararlı hal durumunda olduğu gibi dış bükey değil de içbükey olabildiği zaman kararsız koşullar altında istikrar, dalga yayılımı ve Langmuir dolaşımının etkilerinin etkisinin biraz azaldığı belirtilmektedir. Bu, SST günlük döngüsünün simülasyonun tartışılması sırasında bir sonraki bölümde daha ayrıntılı olarak gösterilecektir.

#### 4.2.3 Bir niteliksel validasyon



Şekil 10: Yüzeğe yakın bağımlılık kaldırma kuvvetinin etkileri akıntı profili.



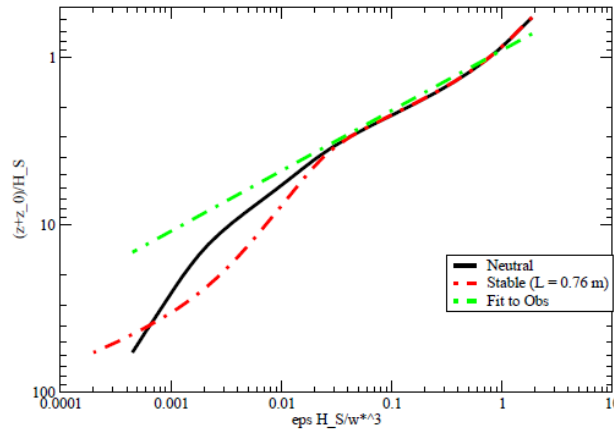
Okyanus yüzey tabakasındaki türbülansın mevcut deneysel bilgisi, Terray ve ark. (1996), Drennan ve ark. (1996) ve Anis ve Moun (1995)'lerin çalışmaları tarafından özetlenmiştir. Burada,  $F_0$  ile  $\varepsilon_* = \varepsilon H_S / F_0$  okyanusa enerji akısı olarak tanımlanan boyutsuz dağılımı, boyutsuz derinlik  $(z+z_0)/H_S$  bir fonksiyonu olarak bulunmuştur. Monin-Obukhov benzerlik durumunda, 'Wall Kanunu' nun türbülans hızı sabit iken,  $z^{-1}$  ile yayılım ölçeklerinin bazı durumları tuttuğu beklenebilir. Ancak, yüzey yayılımına yakın türbülans gözlemlerine göre, derinliğe daha duyarlı bir biçimde bağlıdır. Gözlemsel bilgiyi özetlemiş olan Burchard (2001) ile Terray ve ark. (1999) çalışmalarına oturtulmuş olan  $\varepsilon_* > 0.01$  geçerli olan bir yüzeye yakın uygun buluyor.

$$\varepsilon_* = 0.78Z^{2.78}, \quad Z = (z+z_0)/H_S$$

Bu gözlemler, oldukça karışık tabakalı düzeninde önemli bir parametre, yani pürüzlülük uzunluğu  $z_0$  veya dalga yayılımı kaynak fonksiyonunun ilgili gradyan uzunluk ölçeğini belirlemek için yararlıdır. Burkhard,  $z_0=0.5H_S$  olduğu zaman, (ancak biraz daha farklı türbülans modeli kullanarak) bir optimalı uygun buluyor. Bu bulgu burada teyid edilmiştir. Mevcut modelin gerçekten doğru ölçeklendirme davranışı verdiğini göstermek amacıyla, Şekil 11 güçlü kararlı durum için ve nötral istikrar için  $(z+z_0)/H_S$  'a karşı boyutsuz yayılımı gösterir ve model sonuçlarını yukarıdaki kuvvet kanunu ile karşılaştırır. Nötr kararlı durum ile verilere uygunluk arasında anlaşma adil görünüyor. Ayrıca mevcut karışmış tabaka modeline göre, geçiş tabakası türbülansı içinde Langmuir sirkülasyonu üretimi tarafından kontrol edilirken okyanusun derin tabakalarında 'Duvar Kanunu'nu vererek dalga yayılımı tahrik türbülansından makaslama tahrik türbülansına bir geçiş olduğuna dikkat edilmelidir.

## 5 DYS'de günlük döngünün sayısal simülasyonu ve yüzey akıntısı

Bu bölümde, Bölüm 3'de betimlenen karışık tabakalı modelin yüzey akıntısı ve deniz yüzeyi sıcaklığının (DYS-SST) günlük döngüsünün bir simülasyonuna uygulanmıştır. (11), (12), (14), (15) ve (23) ilgili denklemlerdir. Yüzeydeki türbülans ısı akısı sıcaklık denklemi için  $Q_h / (\rho_w c_p)$  tarafından verilirken, momentum denklemi için sınır koşulları yüzeydeki türbülans stresi kayboluyor. Yüzeyde türbülans kinetik enerji akısı da kaybolur. Mevcut uygulamada  $D$ 'nin 3 m olduğunda  $z = D$  derinliğinde, akıntı hızı  $u(z)$  ve sıcaklık  $T(z)$  olarak verildiği varsayılmıştır.



Şekil 11: Boyutsuz yayılım  $(z+z_0)/H_S$  karşı  $\varepsilon_* = \varepsilon H_S / F_0$



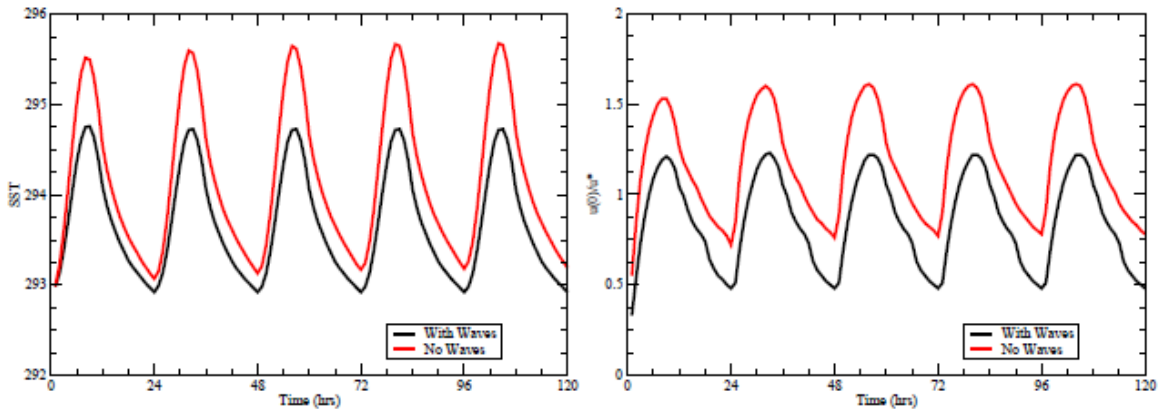
Önemli miktarlar zaman içinde açık bir şemasını kullanarak ilerlerken; momentum, ısı ve türbülans kinetik enerji denklemleri akıları korunmuş olduğu şekilde dikey olarak ayrılmışlardır. Zaman adımı 2 saniye olarak seçilmiştir ve istikrarı garanti etmek amacıyla, difüzyon katsayılarının büyüklüğüne bir sınırlama dayatıldı. Özel bir tabakayı  $n$  ve katmanların toplam sayısını  $N$  ile etiketliyerek, modelin logaritmik bir transformasyonunu kullanarak dikey ayrıştırma elde edilir;

$$z(n) = z_s (e^{\xi(n)} - 1), n \leq N,$$

burada  $\xi(n) = n\Delta$  muntazam bir şekilde ayrıştırılır ve  $\Delta = \log(D/z_s + 1)/N$  dir. Tipik olarak, yüzey çözünürlüğünden uzakta azalırken güneş emilim profiline (15) uygun bir şekilde çözmek için gerekli olan, böylece yüzeye yakın yüksek çözünürlük veren  $z_s$  nin birkaç cm düzenindedir.  $z_s$  altında görüşülmüş sabit rüzgâr ve deniz durumunun basit bir örneği için,  $z/z_0$  ile karıştırma ölçeklerinin kolayca gösterilebildiği gibi pürüzlülük uzunluğu  $z_0$  üçtebir olacak şekilde seçilmiştir. Bu durumda derinlik  $D$  pürüzlülük uzunluğu çoklu hale gelir, yani  $D \approx 110z_0$ . Bununla birlikte, değişen rüzgârların genel durumunda  $z(n)$  için dönüşüm zamana bağlı olacaktır. Bir zaman-koordinat bağımlı dönüşüm ile başa çıkmak basit olmasına rağmen, genel durum için sabit bir  $z_s$  ( $z_s = 0.025$  m.) seçilmesine karar verilmiştir. Daha sonra derinlik  $D$  de sabit olmuştur,  $D = 3.5$  m ve o derinlikteki sıcaklık gözlemleri olarak mevcuttur. Tüm uygulamalarda katman sayısı  $N$ , 8'e eşittir.

Nihayet, TKE denkleminin zaman içindeki ileri uyarılma sırasındaki sayısal hataları küçük negatif türbülanslı kinetik enerji taşıyabilirler, öyle ki, enerjinin kare kökünün alınması nedeniyle türbülans hızının belirlenmesi başarısız olur. Güvenlik nedenleriyle, dolayısıyla, türbülans kinetik enerjinin bir minimum değeri, denge türbülans kinetik enerjinin küçük bir kısmı olurken, yani  $e_{\min} = 0.0001w_*^2 / 2$  tanıtılmaktadır.

### 5.1 Sentetik bir örnek



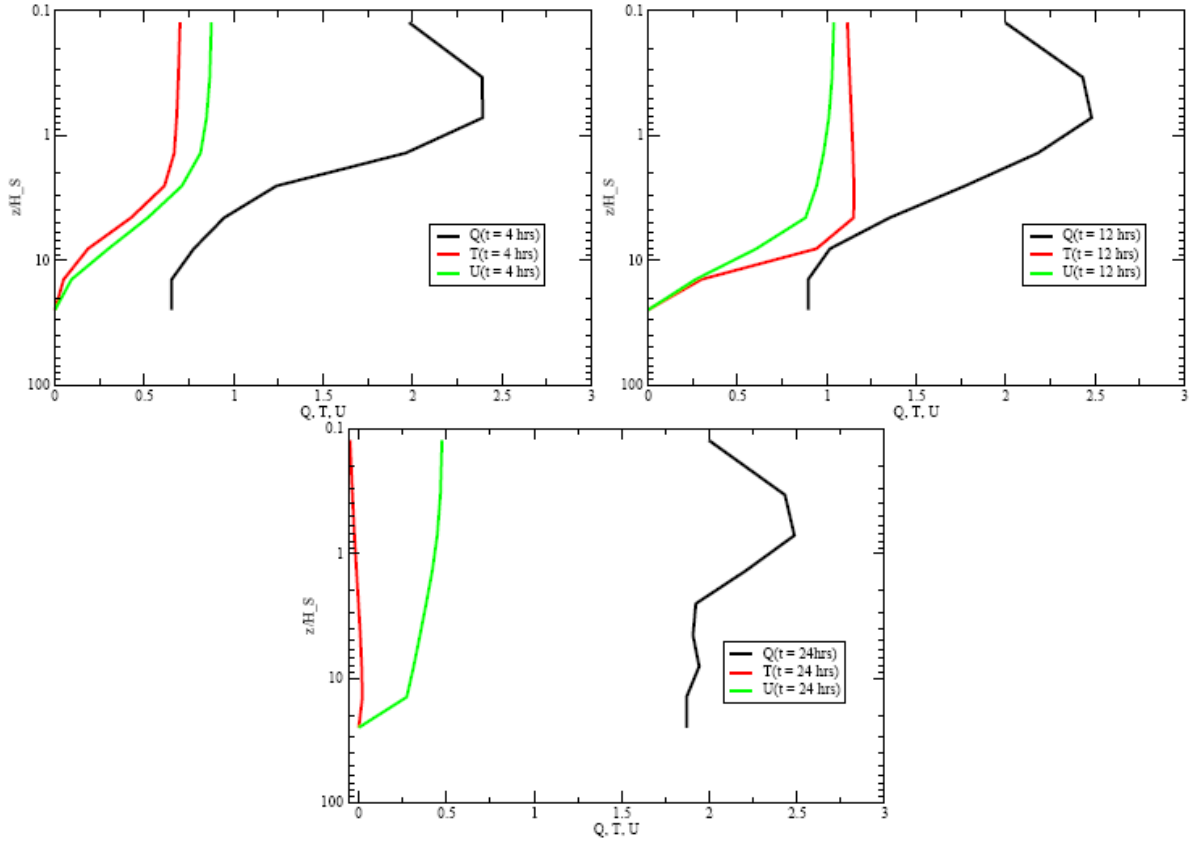
Şekil 12: Günlük ortalama solar güneşlenme  $350 \text{ W/m}^2$  iken,  $2.5 \text{ m/s}$  lik sabit bir rüzgâr hızı ve  $-150 \text{ W/m}^2$  lik bir ısı akısı için DYS- SST saf rüzgâr dalgası zaman serileri sol panoda gösterilmektedir. Sağdaki pano ise, hava sürtünme hızı ile normalize edilmiş yüzey akıntısını göstermektedir.

Bir ilk sınamaya olarak,  $\omega = 2\pi/(24 \times 3600)$  olduğu yerde  $R = R_0 \max[\sin(\omega t), 0]$  göre güneş ışınımı bir günlük döngüyü takip ederken, beş günlük bir simülasyon momentumun  $\tau$  sabit akıları ve ısı akısı  $Q$  ile yapıldı. Buradaki amaç ise; sıcaklıkta sürüklenme olmaksızın DYS bir sabit günlük salınım üretmektir ve günlük döngünün şekliyle genliği üzerindeki

okyanus dalgalarının etkilerini araştırmaktır. Isı, momentum akısı ve günlük ortalama güneşlenmenin bir sabit salınım değerlerini elde etmek amacıyla uygun seçilmesi gereklidir. Mayıs ayı içinde Arap Denizi için tipik olan  $-150 \text{ W/m}^2$  lik ısı akısı değeri verilmişken,  $1.11 \times 10^{-3}$  lik bir sürüklenme katsayısı ile  $2.5 \text{ m/s}$  lik bir rüzgâr hızına karşılık gelen momentum akısı  $\tau = 0.0069 \text{ m}^2/\text{s}^2$  eşit olarak seçilmiştir. Dolayısıyla, okyanus ışınımsal zorlama yokluğunda soğuyacaktır. Solar güneşlenme için formüldeki sabit  $R_0$  değeri  $350 \times \pi$  olarak verilmiştir. Öyle ki, günlük ortalama ışınlanma  $350 \text{ W/m}^2$  olurken, en yüksek ışınlanma ise  $1099 \text{ W/m}^2$  dir. Türbülans Langmuir sayısı, Stokes sürüklenme bozunma uzunluk leği ve su sürtünme hızı gibi diğer tüm parametreler, Bölüm 4.1 deki gibi seçilmişlerdir. Bu tür özel durumlarda, dalga kaynaklı stres ile enerji akısının bozunma uzunluk leği  $z_0$  bir buçuk rüzgâr deniz dalgası yüksekliği tarafından verilmesinin varsayıldığını dikkate alalım.

şekil 12 de DYS lerin zaman serileri 5 günlük dönem üzerinden gösterilmekte ve dalga etkisinin olmadığı bir simülasyon ile karşılaştırılmaktadır. Dalga etkisinin bulunmadığı simülasyonlarda dalga yayılımı terimi ile Langmuir teriminin TKE (23) denklemi içinde kapalı olduğu unutulmamalıdır, tıpkı dalga kaynaklı stresin de momentum denkleminde (11) kapalı olduğu gibi. Yüzeydeki momentum akısının sınır koşulları da o zaman, tabii ki, olağan bir şekilde yer değiştirir, yani  $\tau = -w_*^2$ . şaşırtıcı bir şekilde, hatta  $2.5 \text{ m/s}$  lik düşük rüzgâr hızı durumunda, DYS içinde günlük döngünün simülasyonu üzerindeki deniz durumu etkileri açıkça görebilir. wave dissipation and Langmuir turbulence give rise to an enhanced mixing and therefore a reduction in the diurnal cycle amplitude compared to the case without wave effects. Beklendiği gibi, dalga yayılımı ile Langmuir türbülansı gelişmiş bir karışmaya neden olur ve bu yüzden günlük döngü genliği içinde bir düşüş dalga etkilerinin olmadığı durumla karşılaştırılmıştır. Benzer bir sonuç da şekil 12 nin sağ panosundan yüzey akıntısının günlük döngüsünü izlemektedir. İlgili genlik oldukça tatmin edicidir. Daha te, DYS zaman serileri sıcaklıkta i bir sapma göstermezken ya da dalgalı simülasyonda yüzey akıntısı varken, dalgalar olmaksızın simülasyonda bir sapma açıkça görüleceğine dikkat edilmelidir. Büyük ihtimalle, dalgaların bulunduğu simülasyon içinde okyanusun derinliklerine doğru daha etkin bir taşınım bulunmaktadır.

şekil 13 de türbülans hızı  $Q(z)$ , sıcaklık  $T(z)$  ve hız  $u(z)$  profilleri gösterilir. Simülasyon içine dört saat, okyanus kararlı bir tabaka oluşturarak ısınıyor, türbülans hız okyanusun daha derin bölgelerinde 1 den daha az olmasından anlaşılabilir gibi. S şekilli olmalarından ötürü, sıcaklık ile hız profili dengede değildir. 8 saat sonra, gün batımında, okyanusun yukarı kısımları zaten istikrarsızlığa dönüyor, çünkü okyanus ısı akısı gibi serinliyor,  $Q = -150 \text{ W/m}^2$  verilir ve atmosfer okyanustan yönlendirilir. Bu nedenle, okyanusun üst kısmında sıcaklık profili çok iyi karıştırılmış ve de maksimumun bulunduğu yerde  $z/H_S \approx 6$  ya göre daha yüzeyde biraz daha düşük bulunmuştur. Yüzey akıntı şekli, şekil 10'da görüldüğü gibi, artık içbükey olup denge profillerine benzer. Sonunda, güneş doğarken, simülasyonda 24 saat sıcaklık tüm sütunda hemen hemen düzgün ve etki alanının altındaki değerine eşitir. Bunun nedeni, gece boyunca tüm okyanus sütununun, atmosfere doğru ve okyanusun derin kısımlarına doğru etkili bir ısı taşınımı sağlayarak kararsız hale gelmesidir. Etkin bir aktarım, şimdi bu türbülans hızının her yerde 1'den büyük olduğu gözlem tarafından yansıtılmaktadır. Bundan başka, gece boyuca derin okyanuslara doğru momentumun aktarılmış olmasından dolayı şimdi akıntı en küçük değerindedir.



Şekil 13: Simülasyonun başlamasından 4 (solda), 12 (ortada) ve 24 (sağda) saat sonraki türbülans hızı, sıcaklık ve akıntının profili.

Şimdiki karışık tabaka modelinin tüm davranışına bir izlenim vermek amacıyla, bir bir-günlük simülasyon farklı rüzgar hızı ve solar güneşlenme için gerçekleştirilmiştir. Sonuçlar, Şekil 14’de özetlenmiştir. Çizim, günlük döngü içindeki genlik rüzgar hızının hassas bir fonksiyonu ve solar güneşlenmenin büyüklüğü olduğunu gösterir. Dalga etkilerinin kapatıldığı zaman, DYSnın günlük döngüsü içindeki rüzgâr hızı bağımlılığı karşılaştırma yapmak için gösterilmektedir. Bazı değerler nibi olarak bulunmuştur; dalga etkileri kapatılarak düşük rüzgâr hızı için günlük genlik yaklaşık % 20 artmaktadır, daha büyük rüzgâr hızı için ( $U_{10} > 5$  m/s) ise artış % 50 civarındadır.

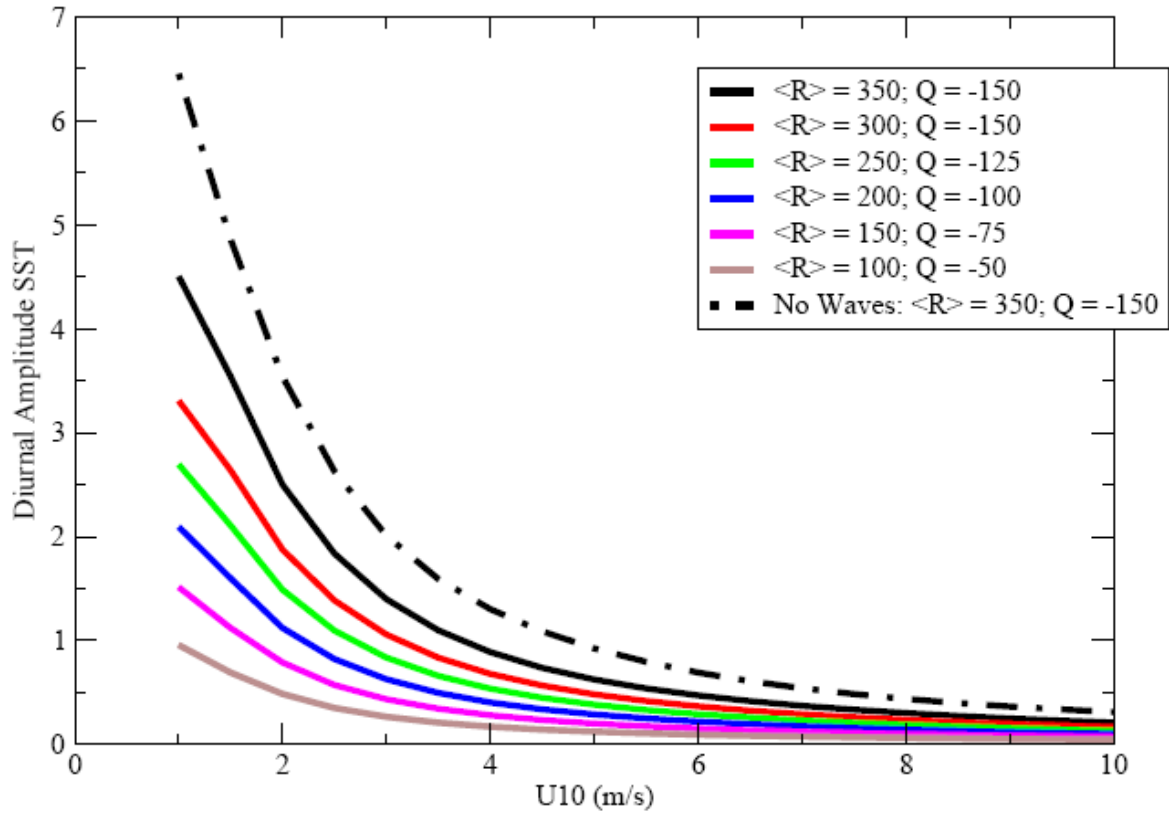
## 5.2 Şamandıra gözlemlerinin simülasyonu

Bir sonraki aşamada, karışık tabaka şeması ile bir simülasyon yapılır ve  $15^{\circ}30'$  N enlem ve  $61^{\circ}30'$  E boylamında Mart-Mayıs 1995 arasında 3 aylık bir dönem süresince Arap Denizi Karışık Tabaka Dinamikleri Deneyi şamandıra gözlemlerine karşı geçerlidir (Baumgartner ve ark., 1997; Weller ve ark., 2002). Arap Denizi’ndeki DYS nin günlük döngüsü oldukça derin olabilir. Karışık tabaka modeli, Gelişmiş Meteoroloji (IMET) şamandıra gözlemleri kullanılarak COARE akı algoritması (Fairall ve ark.,1996) ile hesaplanmış saatlik yüzey akılarıyla yönlendirilmektedir. Sıcaklık gözlemleri ile akı verileri Woods Hole Oşinografi Enstitüsü web sayfasından indirilmiştir. Verifikasyon amacıyla, 0.17 m derinlikte gözlemlenmiş sıcaklık model muadili ile karşılaştırılmıştır. Bir sınır koşulu olarak, 3.5 m derinlikte ölçülmüş bir sıcaklık yazılmıştır, zira bu derinlikteki akıntının yok olduğu varsayılmıştır. Sea state parameters such as belirgin dalga yüksekliği  $H_S$ , onun rüzgâr deniz bölümü  $H_{S,ws}$ , ortalama dalga sayısı  $k_S$  ve Stokes sapması bileşenleri gibi deniz durumu parametreleri, ERA-Geçici (dalga) analizi (Simmons ve ark., 2007) arşivlenmiş dalga

spektrumlarından elde edilmiştir. 6 saatlik dalga parametreleri zamana enterpole edildi ve karışık tabaka şemasına sağlandı. Bununla birlikte, Bölüm 2’de açıklandığı gibi, arşivlenmiş spektrumlardan enerji akı parametresi  $\alpha$  elde etmek kolay değildir, çünkü entegrasyon planının örtülü faktörleri nedeniyle enerji balans denkleminin (1) çözüldüğünün bilinmesi gerekmektedir. Bu nedenle Terray ve ark (1996) nın bir parametrizasyonu kullanılır.

$$\alpha = 15\chi \exp[-(0.04\chi)^4],$$

burada  $\chi = c_p / u_*$  denizin halinin gelişme aşamalarını karakterize eden dalga yaşıdır. Bu arşivlenmiş spektrumlardan dalga yaşı elde etmek kolaydır.



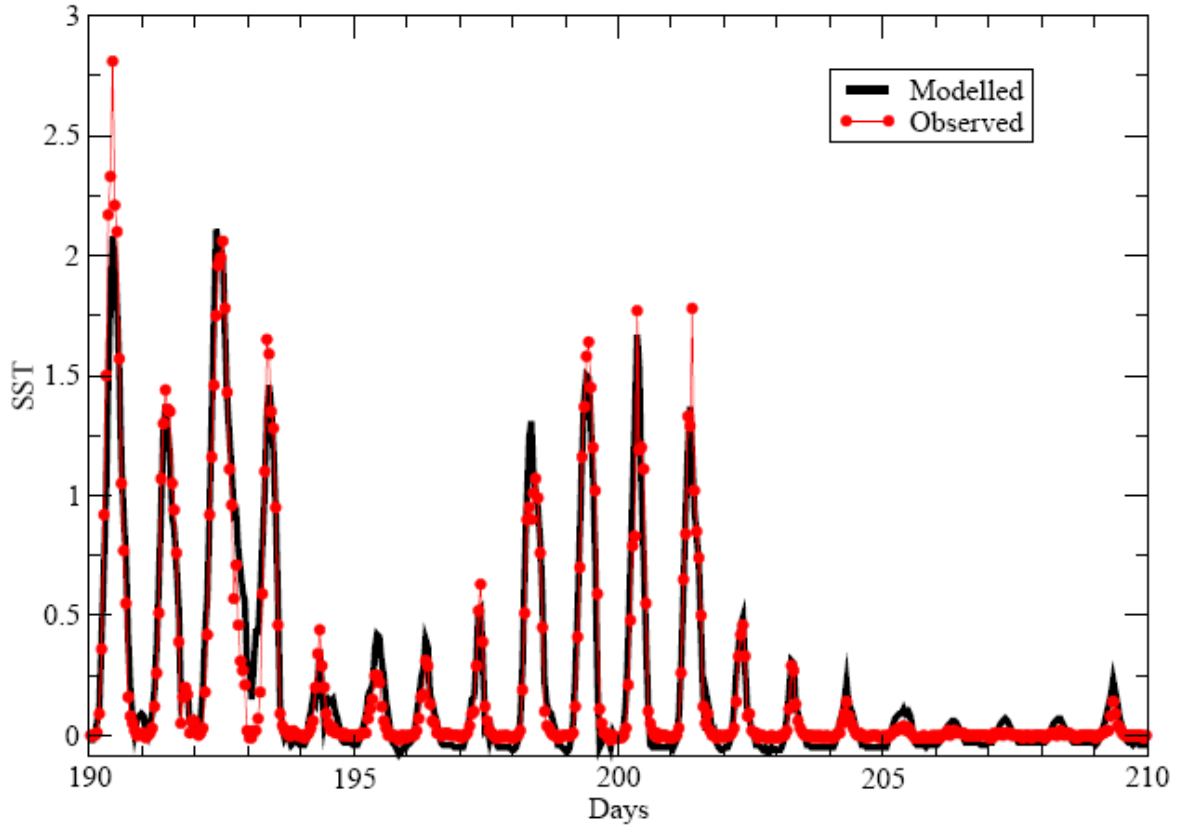
Şekil 14: Lejantta belirtildiği gibi Farklı solar güneşlenme ve ısı akısı için rüzgâr hızının bir fonksiyonu olarak SST nin günlük genliği. Deniz durumu, pür rüzgâr dalgasıdır. Güneşlenmenin en uç durumları için de sonuç dalga etkisi olmaksızın görülmektedir. Nisbi değerler açısından, fark, büyük rüzgâr hızı için en büyüktür.

Deneylerin bir kısmı mevcut karışık tabaka düzeni ile yapıldı. Deneylerin ilk seti, mevcut model kapsamında, ne olduğuna karar vermek için yapıldı, okyanus dalga devriminin okyanus türbülansına aktarımını temsil eden en uygun etki derinliği ve/veya pürüzlülük uzunluğu  $z_0$ . Seçimlerin bir kısmı denenmiştir, şöyle ki

1. ortalama dalga sayısı  $k_S$  gibi tipik bir dalga miktarının tersi ile  $z_0$  ilgilidir. Dalga hareketinden okyanus türbülansına dönüşüm potansiyel teori tarafından betimlendiğinde beklenebilecek derinlik ölçeğidir.

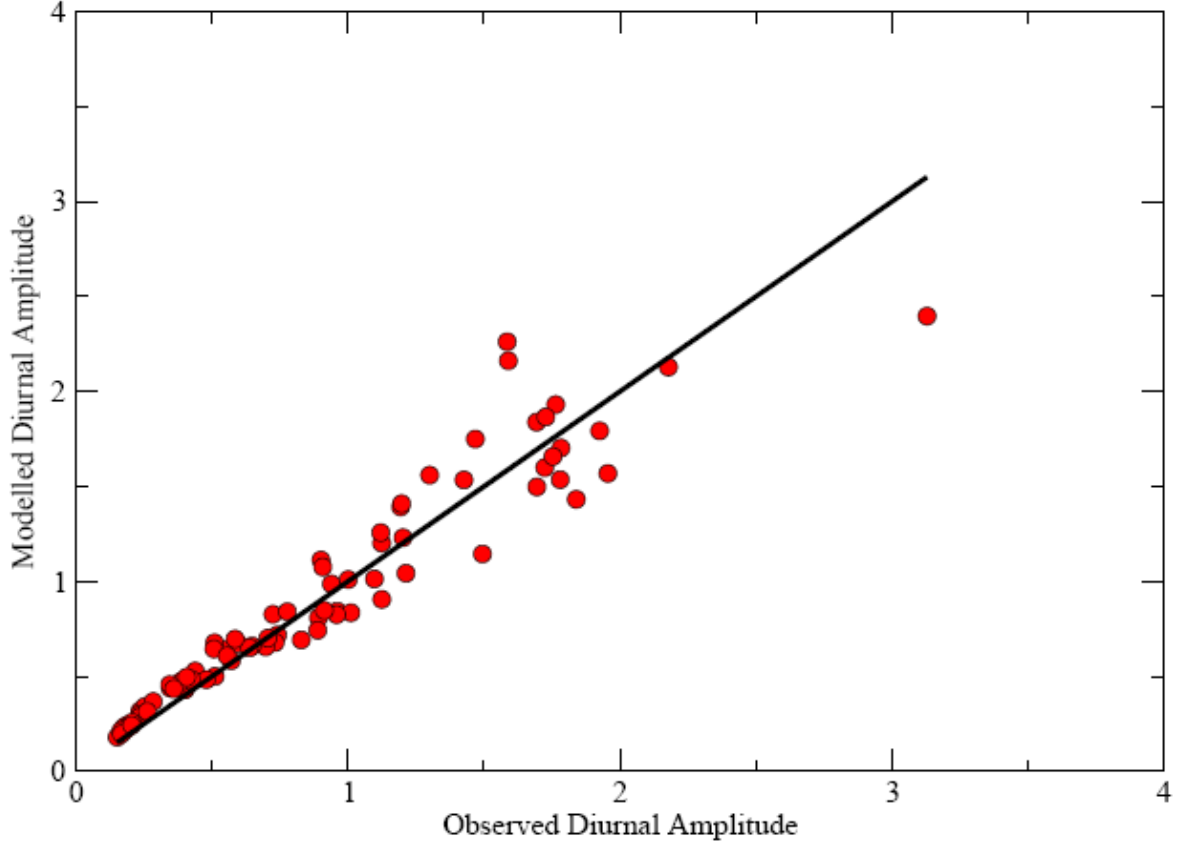
2. rüzgâr dalgalarının dalga yüksekliği ile  $z_0$  ilgilidir. Bu dalga yayılımı sürecinin doğrusal olmayan karakterini ifade eder.

3. soluganı da içeren belirgin dalga yüksekliği ile  $z_0$  ilgilidir. Bu yayılan okyanus dalgalarının daha uzun dalgalar tarafından dikeye nakledildiğini yansıtır.



Şekil 15: Arap Denizi'nde 15°30' N enlemi, 61°30' E boylamında 23 Nisan'dan başlayarak 20 günlük gözlemlenmiş ve simüle edilmiş okyanus sıcaklığı  $\Delta T = T(0.17) - T(3.5)$

Sıcaklık gözlemlerinin karşılaştırmalı istatistikleri Tablo 1'de görülmektedir ve çok küçük bir yanılğı ile üçüncü seçeneğin gerçekleştiği açıktır. Özellikle DYS daki hatanın standart sapması ise yalnızca 0.12 K'dır. Bu yüzden, şu andan itibaren bozunma uzunluk ölçeği üzerinden  $z_0 = 0.5H_S$  verilmiş olacaktır, burada  $H_S$  rüzgâr dalgası ile soluganın her ikisini de temsil eden belirgin dalga yüksekliğidir. Bu durumda, zaman serilerinin 20 günlük bir bölümü için  $\Delta T = T(0.17) - T(3.5)$  olduğu Şekil 15 de görülmektedir. Şekil 16 da ise, modellenmiş bir Günlük DYS Genliği (Diurnal SST Amplitude) (DSA) gözlemlenmiş biriyle karşılaştırılmıştır. Karışık tabaka modeli oldukça iyi performans göstereceğe benziyor ve gözlenmiş ve modellenmiş DSA arasındaki farkın standart sapması yaklaşık  $\sqrt{2}$  kat daha büyük olduğunu kaydet, zira DSA günlük maksimum ile en düşük SST (DYS) arasındaki farktır.



Şekil 16:  $15^{\circ}30' N$ ,  $61^{\circ}30' E$  1 Mart 1995 den başlayan 3 aylık dönem için Arap Denizi'nde simüle gözlemlenmiş ve günlük genlik karşılaştırılması.

Bazı ilave deneyler gerçekleştirilmiştir. Bölüm 4.12de, TKE denkleminde difüzyon teriminin muhtemelen ihmal edilebilir olduğu ileri sürülmüştür. Bunu doğrulamak amacıyla, karışık tabaka modeli TKE denkleminde difüzyon olmadan çalıştırıldı ve doğrulama istatistiği difüzyon (gösterilmemiştir) ile olguya özdeş olarak bulunmuştur ve TKE denkleminde difüzyonun ihmalinin geçerli bir varsayım olduğu bu yüzden doğrulanmıştır. Ayrıca, DYS-SST'nin simülasyonu içindeki Langmuir türbülansının öneminin çalışılması ilginçtir. Bu nedenle Langmuir türbülansı kapatıldı ve sonuçlanan doğrulama istatistikleri de Tablo 1'de görülmektedir. Langmuir türbülansı mevcut durum için günlük döngünün simülasyonu üzerinde görece küçük bir etkisinin olduğu görülmektedir. Bu özel örnek için üç aylık dönemdeki ortalama dalga sayısı  $\langle k_S \rangle \approx 0,066$  olarak bulunmuş olduğu belirtilerek anlaşılmış olabilir ki, Langmuir türbülansı ile maksimum katkısı etki alanının dışında  $z = 1/(2 k_S) \approx 7.5$  m olacak şekilde modellenmiştir (sıcaklık sınır koşulunun 3.5 m derinlikte sağlandığı hatırlanmalıdır). Simülasyon sonuçlarına çok daha fazla etkiye sahip olan bir faktör, tabakalaşma etkilerinin nasıl modellendiğidir. bir deney yapıldı tabakalaşma fonksiyonu  $f_M$  nun şekline duyarlılık göstermek amacıyla Eşitlik (55) içinde  $c_M$  nin sifıra ayarlandığı yerde bir deney yapılmıştır. Bu durumda kritik bir Richardson sayısı vardır ve ısı gibi momentum taşınımı da büyük gradyan Richardson sayısı için kaybolur. Tablo 1'den görüleceği gibi, bu değişimin önyargıda büyük bir artış, hata ve normalize değişkenliğin standart sapması ile doğrulama istatistikleri üzerinde önemli bir etkisi vardır.

Exp	Bias DSA	SD DSA	SST Bias	SD SST	VAR
$z_0 = 0.5H_{S,ws}$	+0.241	0.25	+0.078	0.19	1.32
$z_0 = 1/2k_S$	+0.153	0.20	+0.046	0.16	1.16
$z_0 = 0.5H_S$	<b>+0.022</b>	<b>0.18</b>	<b>+0.009</b>	<b>0.12</b>	<b>1.00</b>
No Langmuir	+0.029	0.18	+0.011	0.12	1.00
$c_M = 0$	+0.328	0.34	+0.110	0.24	1.41
No Waves	+0.053	0.25	-0.104	0.19	1.07
$\langle \alpha \rangle = 34$	+0.025	0.20	+0.008	0.13	1.01
$\langle \alpha \rangle = 148$	-0.172	0.26	-0.048	0.14	0.76

*Çizelge 1: Bir dizi deneyin İstatistik Özeti. Burada, DSA Günlük DYS'nin Genliği, SD standart sapma ve VAR ise, gözlenmiş değişkenlik ile normalleştirilmiş değişkenlik. Saatlik DYS gözlemlerinin sayısı 2040, günlük döngü sayısı ise 85 dir.*

Deneylerin son dizisi, günlük döngünün simülasyonu üzerinde dalgaların muhtemel etkilerini araştırılıyor. Momentum denkleminde dalga kaynaklı stres terimi kapalı iken, bu amaca yönelik olarak, dalga etkileri TKE denkleminde kapatıldı. Dalga etkilerinin göz ardı edildiği varsayılan bu simülasyon içinde deniz durumuna pürüzlülük uzunluğu ilişkilendirmenin hiçbir anlamı bulunmamaktadır. Bu nedenle, bir takım deneme yanılma optimize istatistiklerinden sonra, Graig ve Banner (1994) ın önerilerine yakın duran  $z_0 = 1.5$  m pürüzlülük uzunluğu değeri olarak verildi. Aynı zamanda, dalga etkileri (ve esas dalga yayılımı kesin olarak) konusunda % 40-50 ile standart sapma hataları arttıkça SST simülasyonu üzerinde önemli bir etkiye sahip olduğu görülmektedir. Günlük döngünün deniz durumuna duyarlılığının ek kanıtı son iki deneylerde bulunabilir. Birincisinde, üç aylık dönemde enerji akı parametresi  $\alpha$  ortalama değeri TKE denkleminin dalga yayılımı teriminde kullanılır. Tablo 1'de görüldüğü gibi, bu deney, varsayılan deney (kalın numaralar ile gösterilir) hemen hemen aynı istatistikleri vermektedir. Bununla beraber, eğer birisi  $\alpha$  nin küresel ortalaması yerine 148 alırsa, daha sonra değişkenlik % 25 azalırken, DSA içindeki hatanın standart sapmasında % 40 oranında artış görülmektedir. Dolayısıyla, günlük döngünün doğru bir simülasyonu için uzayda (ve belki de zamanda) dalga yayılımı doğru bir temsili önemli gibi görünmektedir. Normalleştirilmiş enerji akısının bir ölçüsünü gösteren Şekil 3'e geri dönersek, dalga yayılımı konusunda Arap Denizi'nin çok ilginç bir alan olduğu görülmektedir. Batısında normalleştirilmiş dalga yayılımının yüksek değerleri bulunur, bu dik dalgalar üreten aktif bir Somali jeti ile ilgilidir. Arap Denizi'nin doğu kesiminde ise, deniz durumu,  $\alpha$  nun düşük değerlerini veren çok daha yumuşaktır. Mevcut simülasyon uygulamasında kullanılan şamandıra normalleştirilmiş yayılımın yüksek ve düşük değerlerinin sınırında bulunmaktadır. Bunun için gerekli nemi sağlayan Somali jeti aslen Asya Musonlarıyla bağlantılı olduğunu unutmamalıyız.

## 6 Sonuçlar

Bu yazının temel amacı, yukarı okyanusun karışımı üzerindeki dalga yayılımı (dalga kırılması gibi) ve Langmuir türbülansının rolünü araştırmaktır. İlginç bir ilk uygulama olarak, SST de günlük döngünün simülasyonu üzerinde okyanus dalgalara dinamiğinin etkisi



incelenmiştir. Dalga etkisi, Mellor-Yamada (1982) programı kapsamında incelenmiştir. Dalga yayılımının etkilerine izin vermek için TKE denklemi genişletilmiş ve Langmuir türbülansının etkileri ise Grant ve Belcher (2009) dan izlenmektedir. Janssen ve ark. (2004) izleyerek, okyanus sütununda türbülans üretimi üzerinde dalga yayılımının etkileri, dalga yayılımı da dalga bağlı stres ile okyanus momentumunu etkilerken, dalga kaynaklı enerji akısı  $\overline{\delta p \delta w}$  da modellemeye dahil edilmiştir. Momentum, ısı ve türbülans kinetik enerji için türbülans değişim katsayıları üzerinde tabakalaşma etkilerinin modellenmesine özellikle dikkat çekilmiştir. Solar güneşlenme dışında, günlük döngünün varlığı için temel sebebi, kaldırma kuvveti etkileri tarafından türbülans aktarımının azaltılmasıdır. Okyanusta düşük rüzgâr ile güçlü solar zorlama tabakalaşması için oldukça aşırı olabilir, ama bu aşırı koşullarda ne yazık ki gözlemler nadirdir. Bu nedenle, en azından atmosferik bağlamda, türbülans değişim katsayılarının güçlü istikrarlı ortamlarda nasıl davrandıklarının üzerinde fikir birliği yoktur. İlk olarak, gradyan Richardson sayısı bir kritik değeri, diyelim ki  $\frac{1}{4}$  aştığında, türbülans hareketinin sönümlü olduğu iddia edilebilir. Mellor-Yamada şeması (1982) bu yaklaşımın bir önemli bir örneğidir. Diğer taraftan, birçok diğerleri kritik Richardson sayısının ötesinde, iç yerçekimi dalgaları ve kesiklilik ile ilgili hala taşınımın mümkün olduğunu iddia ediyorlar. Halen, iki yön de sonra ayırt edilebilir. Yaklaşımın biri gözlemler, doğrudan sayısal simülasyonlar ile grup normalizasyon yöntemlerine dayandığı ileri sürülüyor, iç dalga aktivitesi sayesinde aralıklı momentum aktarımı, ısı taşınımına göre daha fazla verimli olacaktır, diğer taraftan, SHEBA verilerden ise tersinin doğru olduğuna ikna edici bir kanıt vardır. Bir seçim bu yüzden yapılmalıdır ve güçlü kararlı durum için daha etkin bir momentum taşıma seçeneği için seçilme nedenleri ana metin argümanlarında sunulmuştur. Aynı zamanda, zayıf kararlı durum için önerilen tabakalaşma modeli, Kansas alan deneyi ile kabul edilmiştir.

Yukarı okyanusta karışım için ortaya çıkan model özellikleri yoğun biçimde çalışılmıştır. Nötral şartlar altında türbülans hızının '1/3'-kuralından elde olabileceği gösterilebilmiştir (bkz. Eşitlik (44)). Bu kural, yukarı okyanus taşımacılığının hassasiyetinin anlaşılmasından deniz durumdaki değişkenliğe kadar önemlidir. Yayılan dalgalardan enerji akısı belirlerken, özellikle bir cephe geçişinin yakınlarında boyutsuz akı  $\alpha$  içinde yüksek değişkenlik olduğu bulunmuştur (Bkz. Şekil 1). Türbülans hızı, '1/3'-kuralına göre, sadece  $\alpha^{1/3}$  ye, onun değişkenliğine ve türbülans taşınımındaki değişkenliği bağlı olarak çok azalmaktadır. Yalnızca Langmuir türbülansının Grant ve Belcher'in (2009) ölçeklendirme argümanlarıyla çelişmeden  $La^{-2/3}$  ile türbülans hızı ölçeklerini hesaba kattığında, '1/3'-kuralı da onu açıklamaktadır.

Arap Denizi'nde bir yer için üç aylık süre içinde SST de günlük döngünün mevcut karışık tabakalı modeli ile bir simülasyon sonuçları yerinde gözlemler ile karşılaştırılmış ve önyargı, standart sapma ve simüle değişkenliği gibi istatistiksel parametreler tarafından değerlendirilmiş ve ayrıca bunlar arasında mükemmel bir uyuma bulunmaktadır. Beklendiği gibi, sonuçların hassas bir şekilde modellenmiş olan yol tabakalaşmasına bağlı olduğu da gösterilmiştir. Örneğin, fasıllı türbülans ve iç yerçekimi dalgaları yoluyla türbülans taşınımına olan katkının ihmal edilmesi, hata içinde büyük bir artış vermektedir. Benzer bir ruh hali içinde, dalga etkilerinin yukarı okyanustaki karışımında önemli bir rol oynadığı gösterilmiştir. Günlük döngü için simülasyon sonuçlarında Langmuir türbülansına hiçbir hassasiyet bulunmamıştır, çünkü muhtemelen ortalama üzerinde, Langmuir üretiminin maksimumu, okyanus sıcaklığının sınır koşulunun verildiği yerdeki derinlikten daha büyük bir derinliktedir.



Bununla birlikte, modelin hala sabit uydulara ve kutupsal yörüngeli uydu gözlemlerine karşı daha kapsamlı doğrulanmış olması gerekir. Bu çalışma gelecek için bırakılmıştır.

**Teşekkürler.** Yuhei Takaya ve Anton Beljaars arasındaki tartışmalar büyük ölçüde takdir edilmektedir. Jean Bidlot, deniz durum parametrelerini bana ERA-ara tekrar çözümlenmeden sağlamıştır. Ben de bu model geliştirmede büyük bir değer olan in-situ gözlemlerin kullanılabilir hale getirmek için Woods Hole Oşinografi Enstitüsü teşekkür etmek istiyorum.