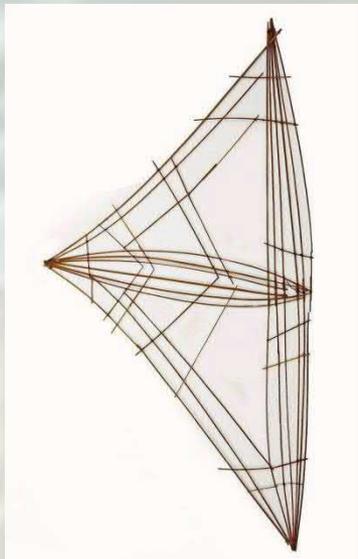


Hydrographische Inhalte auf Stabkarten für die Navigation im Seegebiet der Marshallinseln/Mikronesien im Pazifik

Ingo Hennings



**31. Hydrographentag der DHyG,
20. & 21. Juni 2017, Flensburg**



Forschungsbereich 1
Ozeanzirkulation und Klimadynamik
Wischhofstrasse 1-3
D - 24148 Kiel, Germany
Tel.: ++49 (0)431-600-2312
Fax: ++49 (0)431-600-132312
e-mail: ihennings@geomar.de
<http://www.geomar.de>

Inhalt

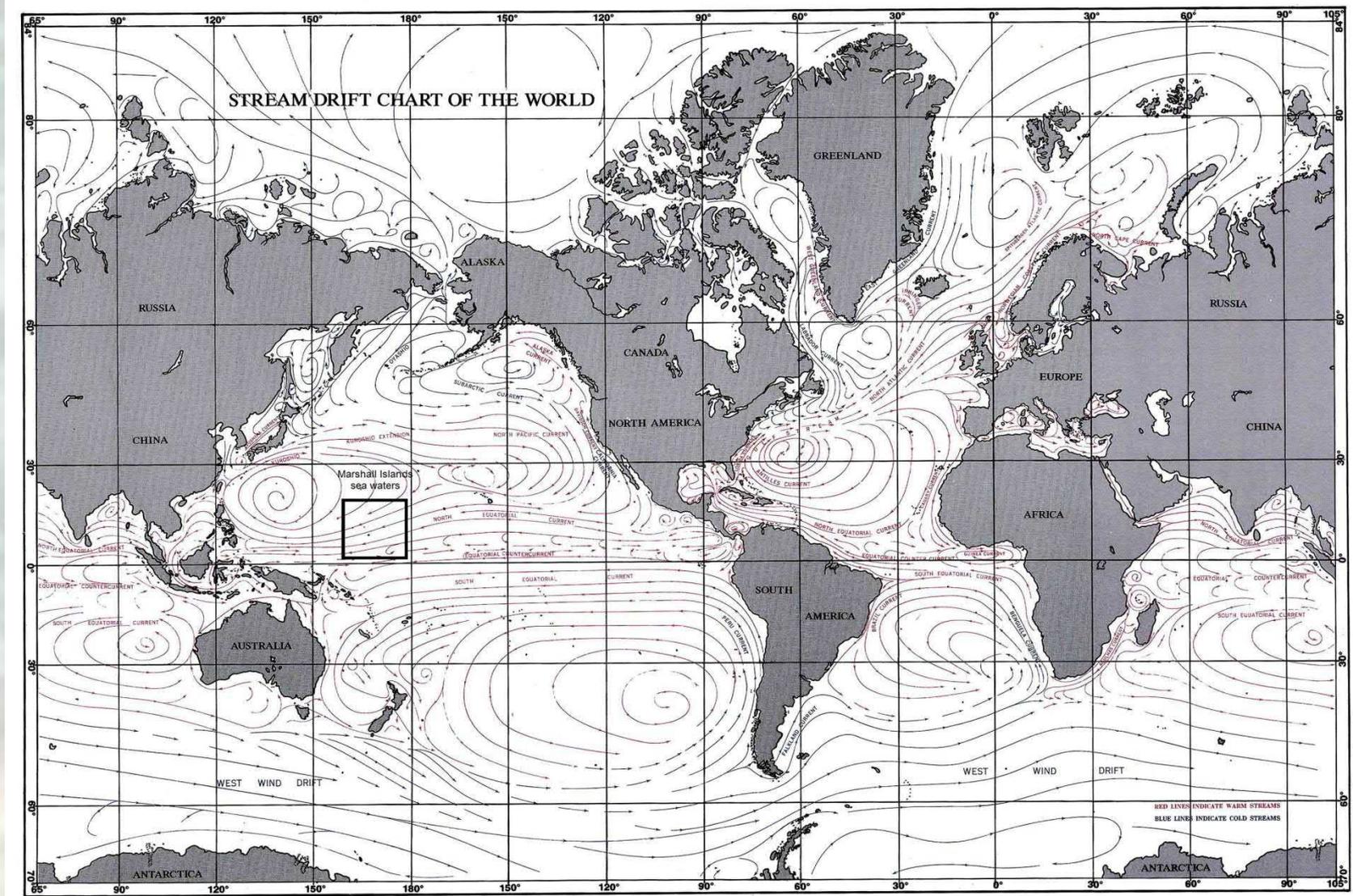
- 1. Einleitung**
- 2. Interferenzmuster**
 - 2.1 Stabkarte von Leiden**
 - 2.2 Stabkarte von Kiel**
- 3. Theorie der Diffraktion**
- 4. Zusammenfassung**

1. Einleitung

Die Philosophie von Hydrographie wird in einem Artikel von Schiller (2015) hinterfragt und diskutiert. Demnach gehören nach Schiller (2015) u. a. auch Charakteristiken von Wasserwellen zu den Untersuchungsobjekten der Hydrographie. Signaturen von Stabkarten der Marshallinseln/Mikronesien im Pazifik werden als Interferenzmuster von Dünungswellen gedeutet, die von den Insulanern zur Navigation von einem Atoll zum anderen Atoll benutzt wurden.

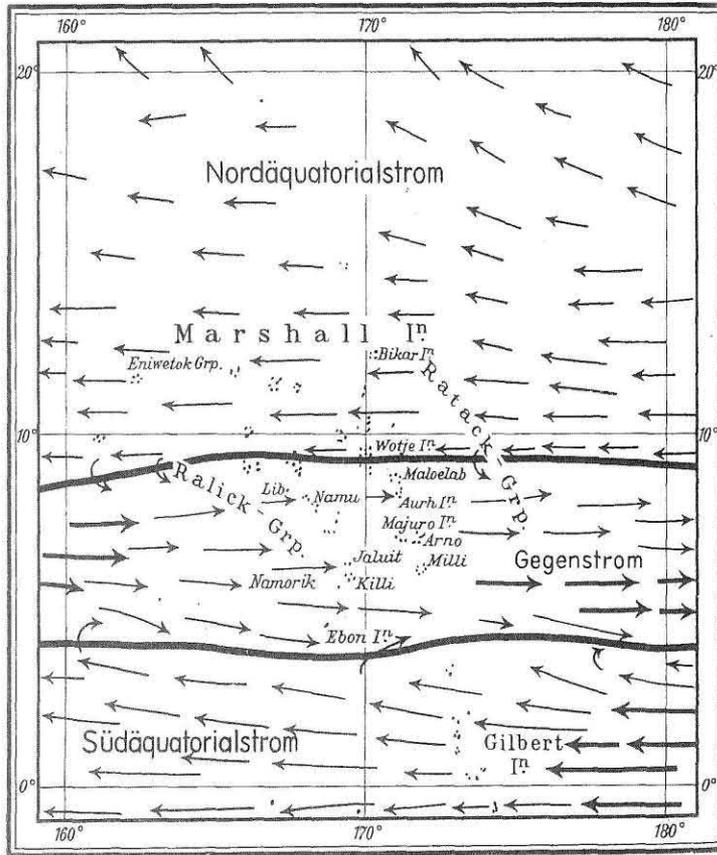
Die Stabkarten der Mikronesier werden im Lexikon der Geowissenschaften (2003) als erste Spezial-Seekarten angesehen.

In der hier vorgestellten Theorie wird in erster Näherung die Insel oder das Atoll durch einen freistehenden Wellenbrecher approximiert.

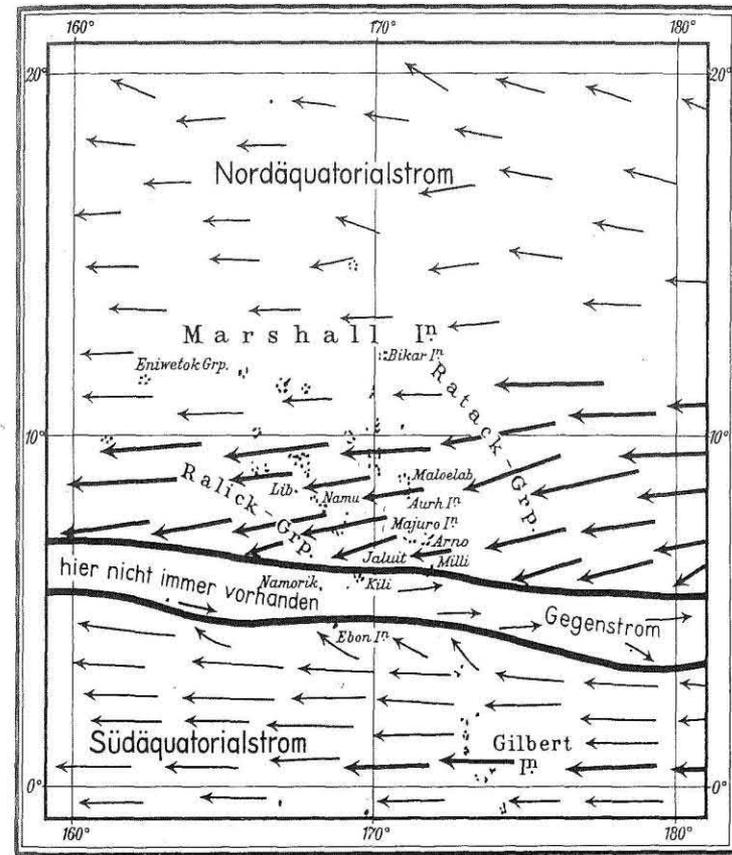


Karte der weltweiten Strömungssysteme mit dem Seegebiet der Marshallinseln/Mikronesien im Pazifik.

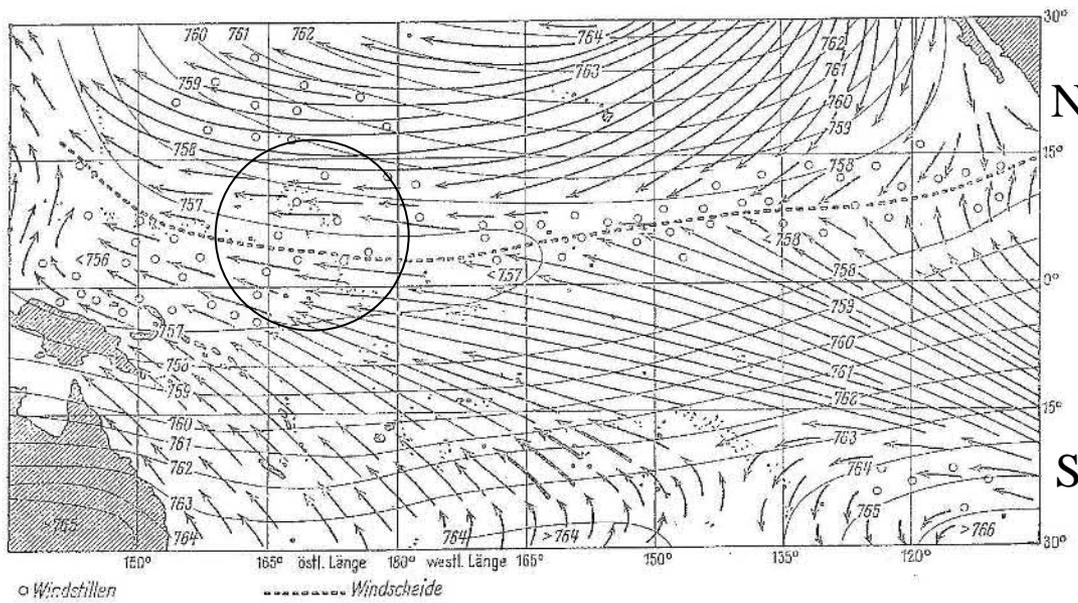
Im nördlichen Sommer



Im nördlichen Winter

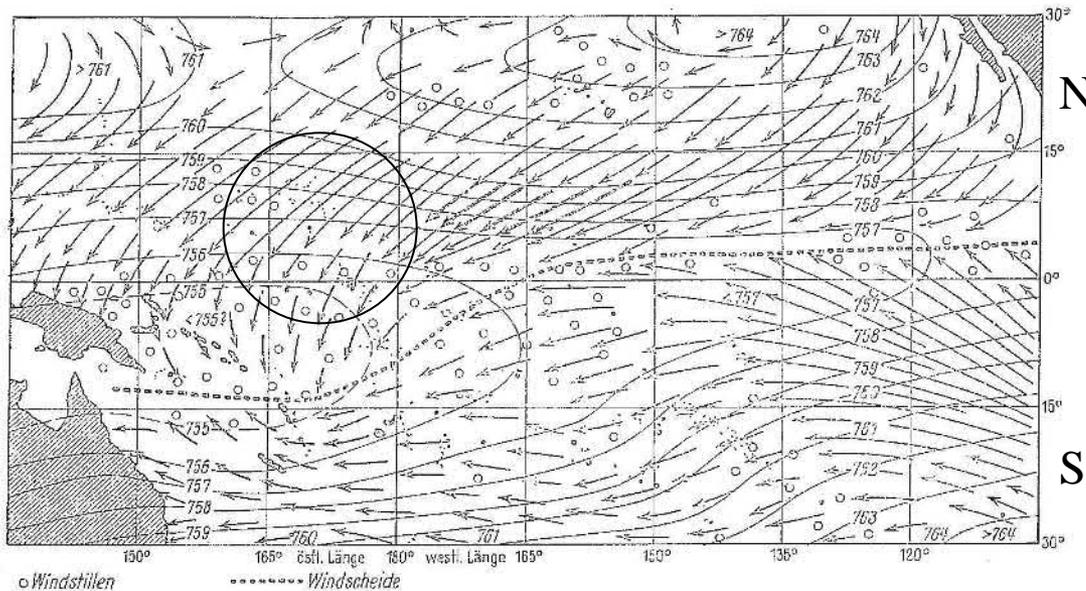


Meeresströmungen im Seegebiet der Marshallinseln (Hops, 1956)

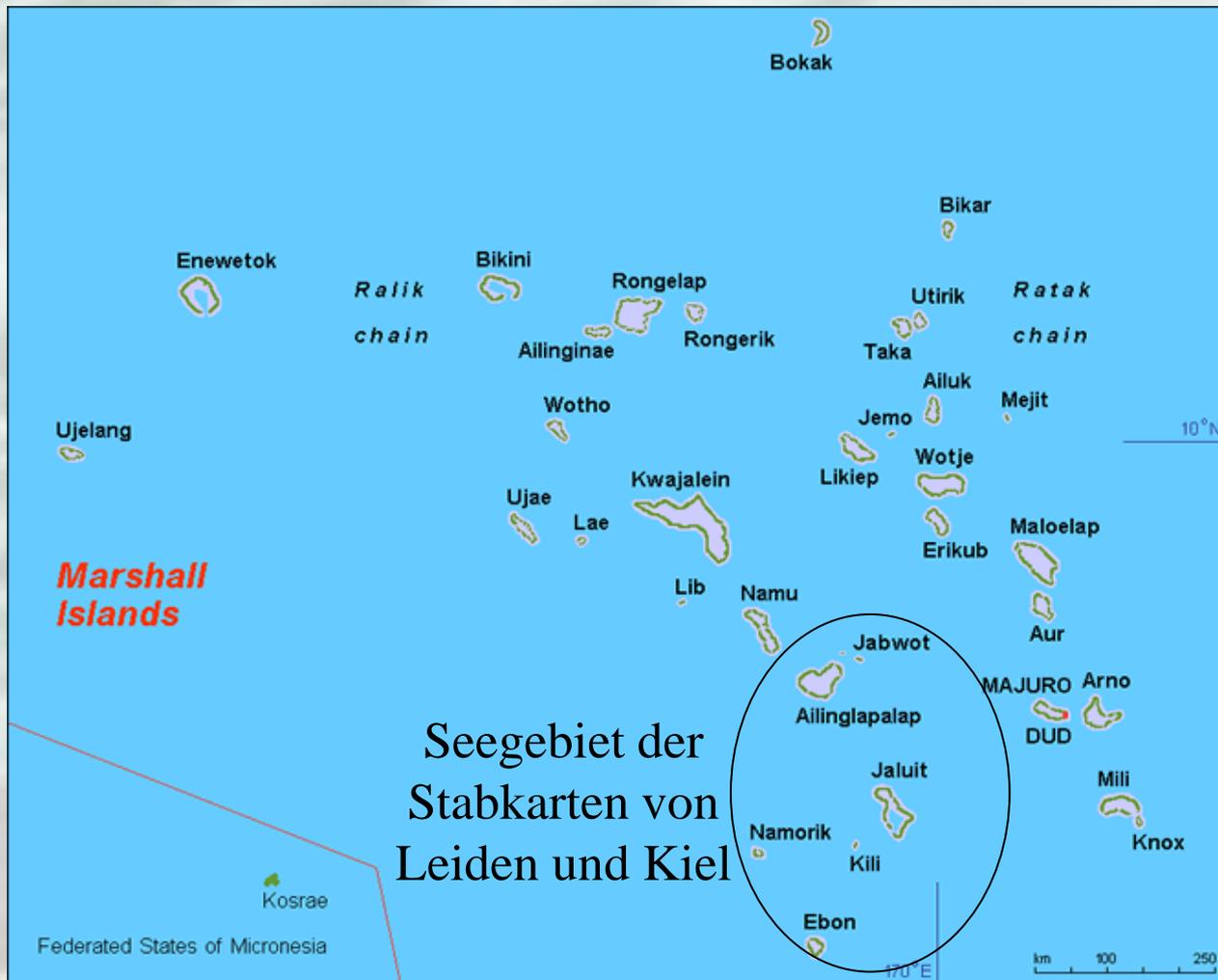


**Luftdruck in mm und
Luftströmungen
im Juli-August
(Schott, 1938)**

○ Seegebiet der Marshallinseln



**Luftdruck in mm und
Luftströmungen
im Januar-Februar
(Schott, 1938)**



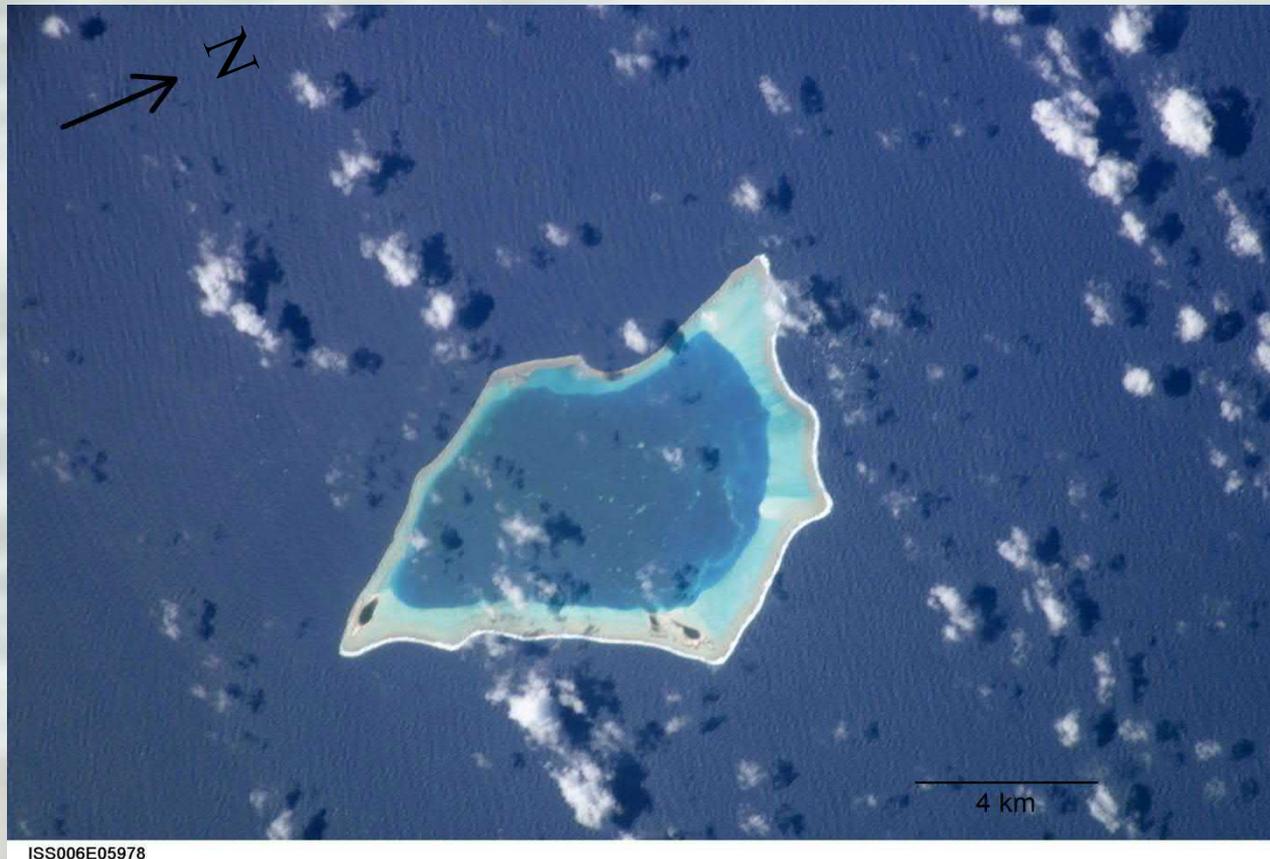
Seegebiet der
Stabkarten von
Leiden und Kiel

Geographische Lage der Marshallinseln/Mikronesien im Pazifik mit den Namen der Atolle und Inseln der westlichen *Ralik*-Kette und östlichen *Ratak*-Kette. *DUD* (roter Punkt) ist die Abkürzung von *Delap-Uliga-Derrit*, einem großen Bevölkerungszentrum auf *Majuro*.

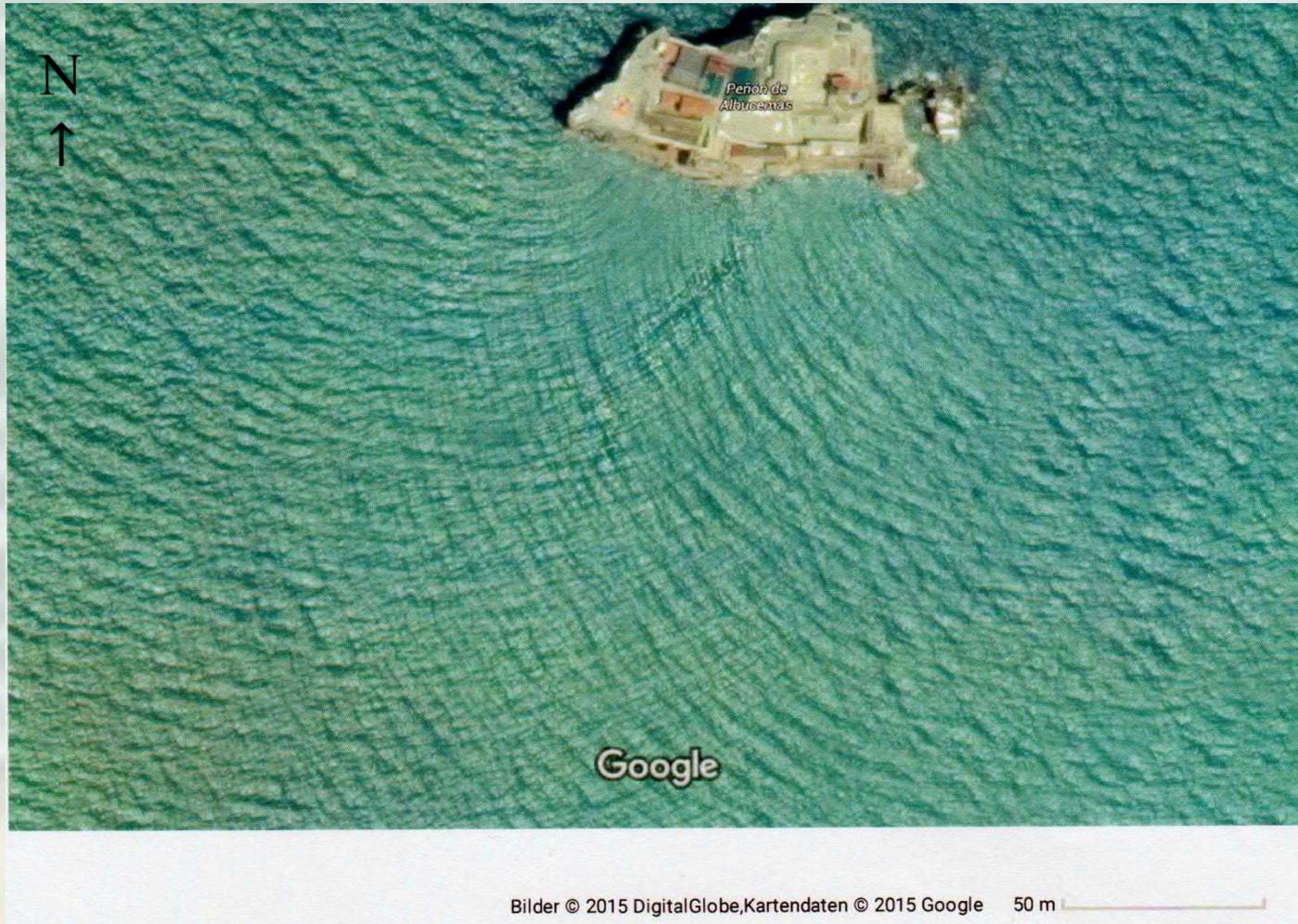


Modell eines Outrigger-Segelkanus (*walap*) der Marshallinseln.

2. Interferenzmuster



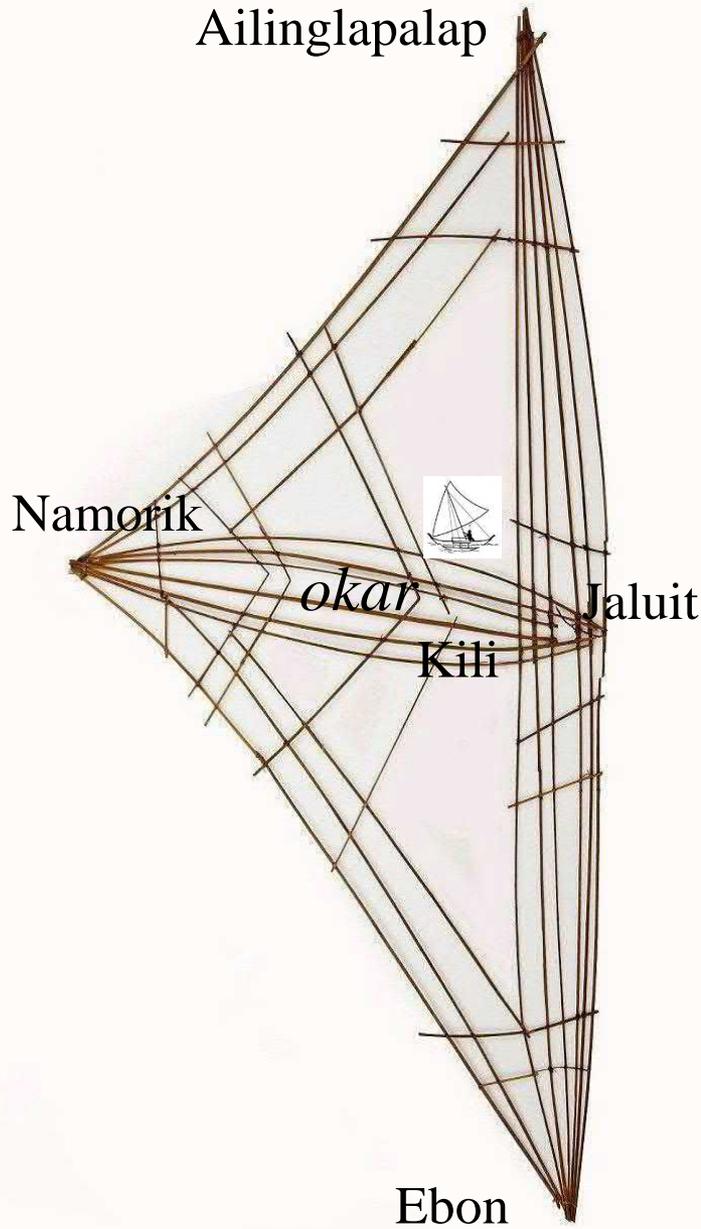
Kodak DCS760C Digitalkameraaufnahme der NASA (Identifikationsnummer ISS006-E-5978) aufgenommen von Bord der Internationalen Raumstation (ISS) am 08. Dezember 2002 um 01:32:58 UTC. Auf dem ISS-Bild ist das unbewohnte *Bikar* Atoll im Nordosten der *Ratak*-Kette der Marshallinseln im Pazifik zu sehen. Eine nördliche Dünung mit einer Wellenlänge von etwa 225 m ist als Signatur auf der Meeresoberfläche zu erkennen. Am südlichen Ende von *Bikar* sieht man das Interferenzmuster, welches durch Diffraktion am Atoll entstanden ist (© NASA).



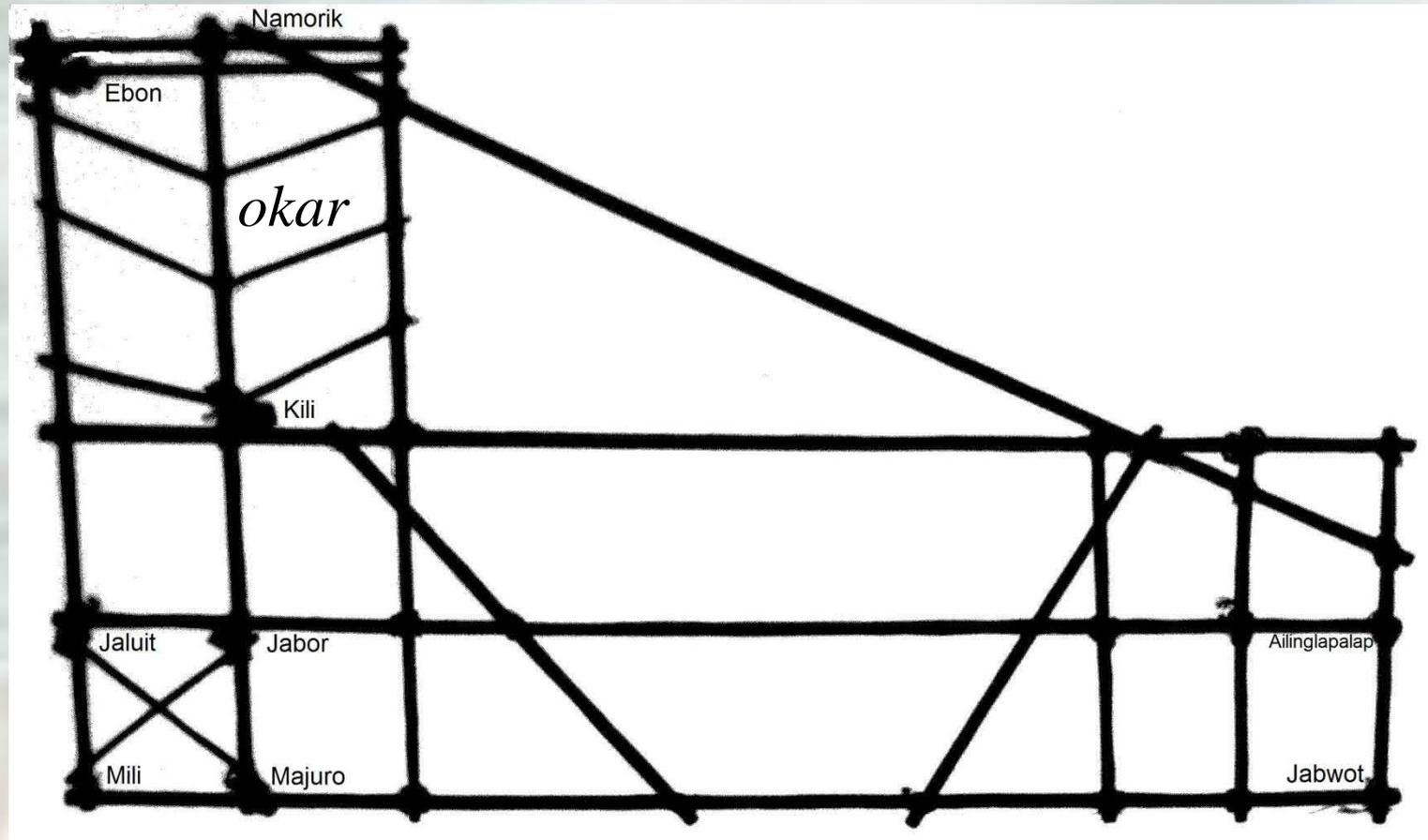
Wellensystem aus nordöstlicher Richtung mit einer mittleren Wellenlänge von etwa 9 m diffraktiert an den beiden äußeren Enden der Hauptinsel *Peñón de Alhucemas* der *Alhucemas*-Inseln im Mittelmeer. Deutlich sind die Interferenzmuster hinter der Insel zu sehen.

2.1 Stabkarte von Leiden

Einzel- oder Spezialkarte, *Medo* genannt, des südlichen Teils der westlichen *Ralik* Gruppe der Marshallinseln im Pazifik. Das schematisch eingezeichnete Outrigger-Segelkanu ist auf der Reise von *Jaluit* über *Kili* nach *Namorik* und folgt der als *okar* bezeichneten Knotenlinie, die durch Interferenzmuster der diffraktierten Dünungswellen durch *Jaluit* und *Kili* entstehen. Die Stabkarte ist im Museum für Völkerkunde in Leiden zu besichtigen und hat eine Länge von 149 cm und eine Breite von 78.5 cm. Modifiziertes Objekt (Objektnummer RV-316-94) der © Collectie Database van Stichting Nationaal Museum van Wereldculturen, Museum Volkenkunde, Leiden, Niederlande.



2.2 Stabkarte von Kiel



L-förmige Stabkarte (*Medo*) der Kieler Südseesammlung (Kieler Stadt- und Schifffahrtsmuseum); Länge: 44 cm, Breite: 29 cm; an einigen Stellen mit Korallenstücken versehen, die Inseln oder Atolle andeuten. Der Stab von *Kili* nach *Namorik* bezeichnet eine *okar*-Linie (Aufnahme vom 28.09.2014).

3. Theorie der Diffraktion

Der Diffraktionskoeffizient k_d wird definiert durch (z. B. Shore Protection Manual, 1984)

$$k_d = \frac{H_d(r, \theta)}{H_i} = F(r, \theta) \quad (1)$$

wobei $H_d(r, \theta)$ die Wellenhöhe an einem beliebigen Punkt hinter dem Wellenbrecher als Funktion des Abstandes r und des Winkels θ in Polarkoordinaten, H_i die Wellenhöhe der ankommenden Welle und $F(r, \theta)$ die Lösungsfunktion nach Sommerfeld (1896) bedeuten, aus den Teil-diffraktionskoeffizienten wie folgt allgemein berechnen lässt:

$$k_d = \left(k_{d_{links}}^2 + k_{d_{rechts}}^2 + 2 \cdot k_{d_{rechts}} \cdot \cos(\Delta\varphi) \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

wobei $k_{d_{links}}$ und $k_{d_{rechts}}$ die Teildiffraktionskoeffizienten am linken und am rechten Ende des Wellenbrechers sowie $\Delta\varphi$ die Phasendifferenz zwischen der linken und rechten Diffraktionswelle bedeuten.

Im Sonderfall $k_{d_{links}} = k_{d_{rechts}}$ und $\Delta\varphi = 0$ ergibt Gleichung (2), unter Verwendung von Gleichung (1) das Ergebnis:

$$k_d = 2 \cdot |F(r, \theta)| \quad (3)$$

Unter den Annahmen und Bedingungen von Sommerfeld (1896) und Sommerfeld (1947) kann die mathematisch exakte Lösungsfunktion in Polarkoordinaten $F(r, \theta)$ folgendermaßen formuliert werden:

$$F(r, \theta) = F_1(r, \theta) + F_2(r, \theta) = \psi(\sigma) \cdot e^{-ikrcos(\theta-\theta_0)} + \psi(\sigma') \cdot e^{-ikrcos(\theta+\theta_0)} \quad (4)$$

mit den Definitionen

$$\psi(\sigma) = \frac{1+i}{2} \int_{-\infty}^{\sigma} e^{-\frac{1}{2}i\pi t^2} dt \quad (5)$$

$$\psi(\sigma') = \frac{1+i}{2} \int_{-\infty}^{\sigma'} e^{-\frac{1}{2}i\pi t^2} dt \quad (6)$$

$$\sigma = 2 \cdot \left(\frac{k \cdot r}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \sin \frac{1}{2}(\theta - \theta_0) \quad (7)$$

$$\sigma' = -2 \cdot \left(\frac{k \cdot r}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \sin \frac{1}{2}(\theta + \theta_0) \quad (8)$$

wobei $F_1(\mathbf{r}, \theta)$ die einfallende Welle mit der zugehörigen Diffraktionswelle, $F_2(\mathbf{r}, \theta)$ die reflektierte Welle mit der entsprechenden Diffraktionswelle, i die imaginäre Einheit, k die Wellenzahl, θ_0 die Laufrichtung der einfallenden Welle und t die Zeit bedeuten.

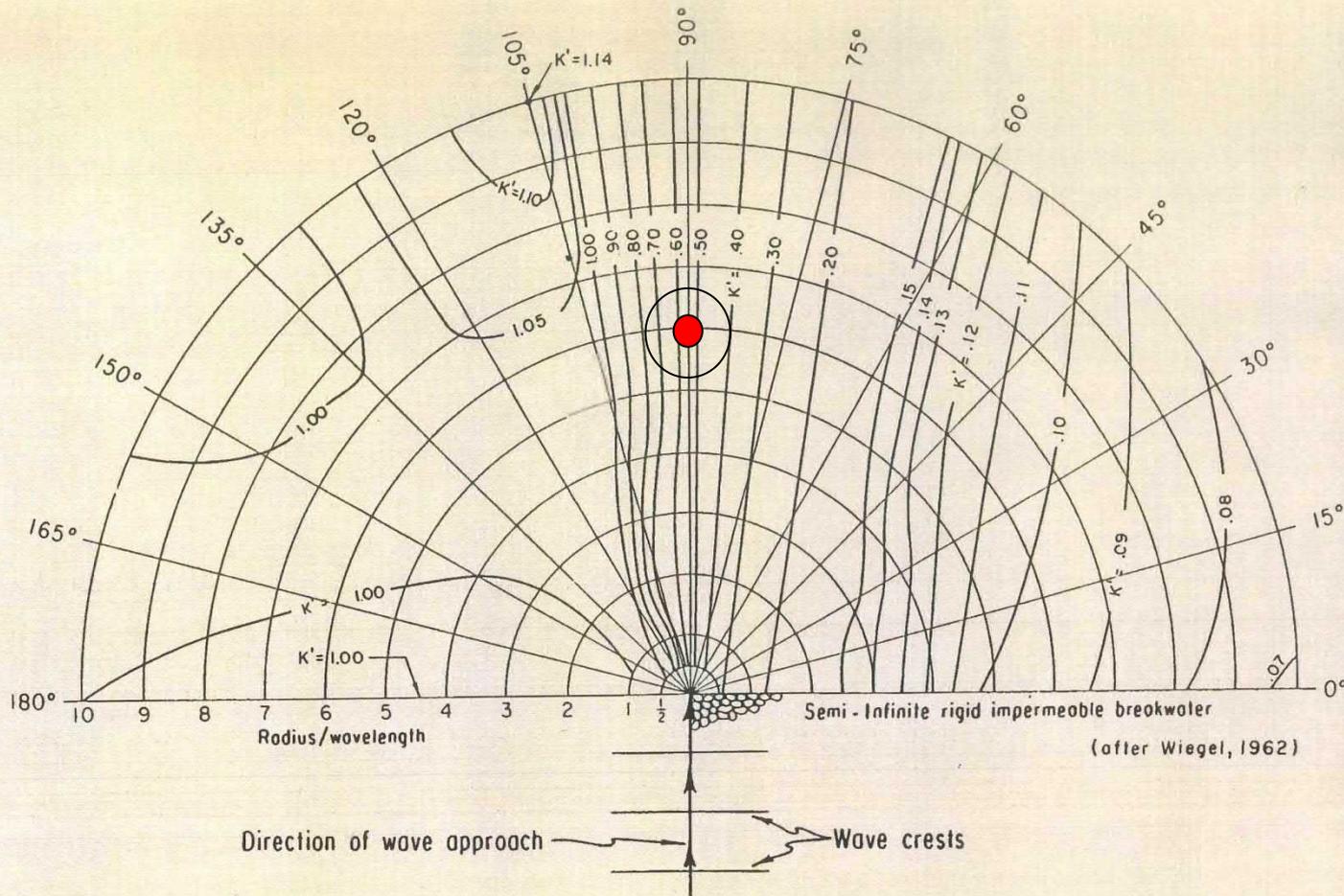
Die Auslenkung der Wasseroberfläche ζ , die aus der Laplaceschen Differenzialgleichung mit entsprechenden Randbedingungen gefunden werden kann, ergibt sich allgemein zu (Lamb, 1945):

$$\zeta(r, \theta) = \frac{i \cdot A \cdot \omega}{g} \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \cdot \cosh(k \cdot d) \cdot F(r, \theta) \quad (9)$$

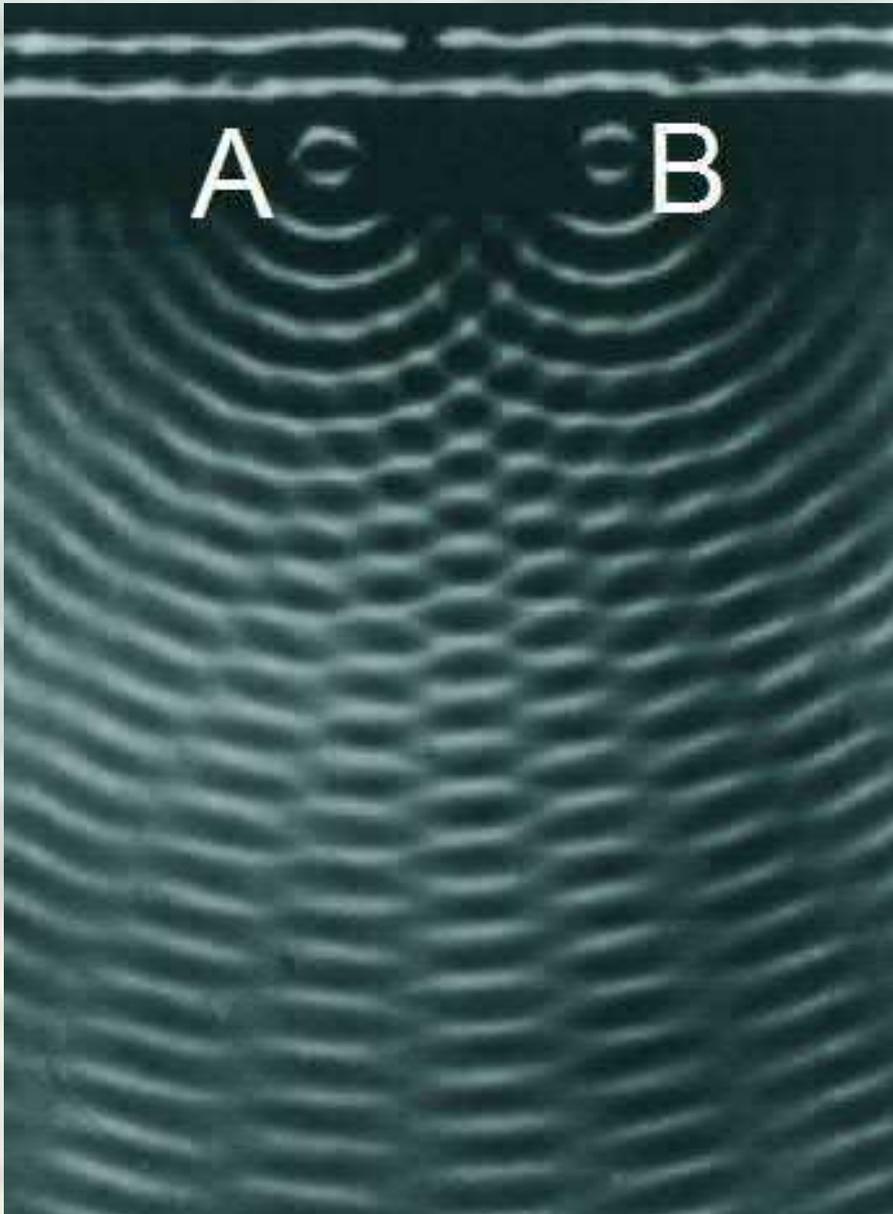
wobei A die Wellenamplitude, ω die Kreisfrequenz der ungestörten Welle, g die Erdbeschleunigung, und d die Wassertiefe bedeuten. Die Gleichung (9) zeigt, dass der Parameter $F(r, \theta)$ die Amplitude und die Phase der diffraktierten Welle bestimmt.

Beispiel:

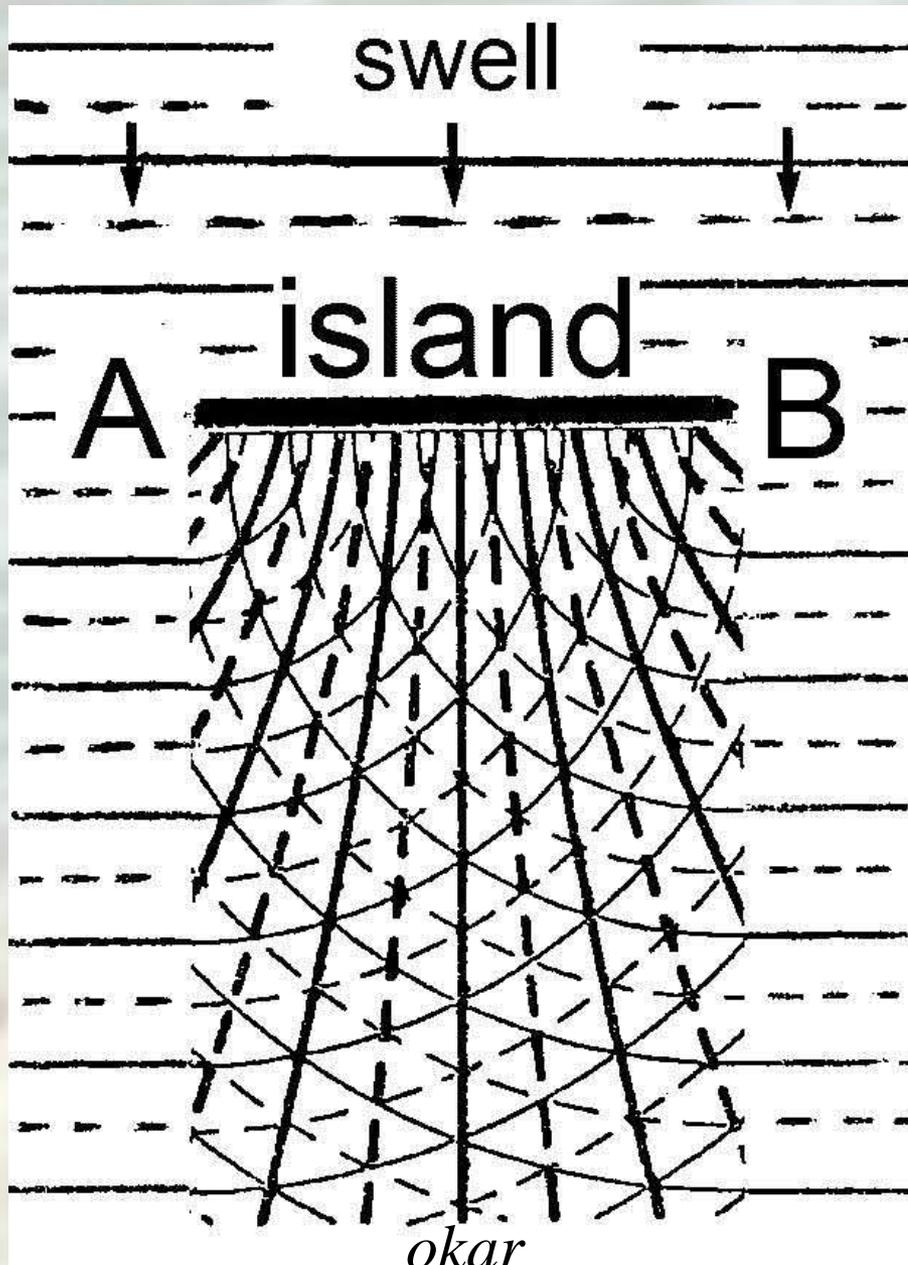
Diffraktionsdiagramme, die Linien gleicher Diffraktionskoeffizienten für monochromatische Wellen darstellen, sind beispielsweise im Shore Protection Manual (1984) für verschiedene Wellenlaufrichtungen angegeben. Bei einem Winkel der einlaufenden Welle von $\theta_0 = 90^\circ$, die Wellenkämme laufen also parallel zum Wellenbrecher an, ergibt sich beispielsweise bei der Position $r =$ sechs Wellenlängen entfernt und genau senkrecht $\theta = 90^\circ$ hinter dem Wellenbrecher (in der Abbildung 2-33 im Shore Protection Manual (1984)), nach Gleichung (3) für $k_d = 2 \cdot 0.55 = 1.1$. Mit einer Höhe der einlaufenden Welle von $H_i = 3.0$ m ($A = 1.5$ m) ergibt sich nach Gleichungen (1)-(3) für die Wellenhöhe hinter dem Wellenbrecher $H_d(r, \theta) = 1.10 \cdot 3.0$ m = 3.3 m. Die Auslenkung der Wasseroberfläche an dieser Position ist folglich $\zeta = H_d(r, \theta)/2 = 1.65$ m, was eine erste Näherung für Gleichung (9) ist. Beide diffraktierten Wellen haben sich positiv überlagert, das heißt, weil der Diffraktionskoeffizient k_d größer als 1 ist, kommt es zu konstruktiven Interferenzen der beiden diffraktierten Wellen.



Wellendiffraktionsdiagramm bei $\theta = 90^\circ$ für das Beispiel auf der vorigen Folie (Shore Protection Manual, 1984)



Beugung/Diffraktion von Wasserwellen am Doppelspalt, gekennzeichnet durch die Buchstaben A und B, im Zentimeter-Wellenlängenbereich (modifiziert nach Grössing (2000)).



Schematische Darstellung des Interferenzbildes von Wellen direkt hinter einem Wellenbrecher bzw. einer Insel oder einem Atoll, das sich ergibt, wenn zwei Wellensysteme von zwei benachbarten Erregungspunkten bei A und B angeregt werden. Die dünnen durchgezogenen Linien stellen die Wellen dar, wobei ihr Abstand eine Wellenlänge beträgt. Die gestrichelten dünnen Linien bezeichnen halbe Wellenlängen. Die dick ausgezogenen Linien stellen Orte stärkster Schwingung dar, während an den dick gestrichelten Linien Ruhe bzw. keine Schwingungsauslenkung herrscht. Die Trajektorie der einlaufenden Dünung (swell) hat einen Winkel von 90° mit dem Wellenbrecher bzw. mit der Insel (island) oder dem Atoll, die Wellenkämme der einlaufenden Dünung sind somit parallel zum Wellenbrecher orientiert.

4. Zusammenfassung

1. **Synoptische Aufnahmen der Ozeanoberfläche vom Satelliten aus bestätigen die Meeresoberflächensignaturen der Stabkarten (Hennings, 1999; 2015; 2017).**
2. **Die Signaturen in den beschriebenen Stabkarten sind durch den Mechanismus der Wellen-Beugung/Diffraktion theoretisch zu erklären. Somit gehören bestimmte Signaturen der Stabkarten mit zu den ersten bekannt gewordenen hydrographischen Untersuchungsobjekten.**
3. **Die Kenntnis der Marshallinsulaner bezog sich auf die Lage der verschiedenen Atolle und Inseln in Beziehung zueinander. Sie konnten die Lage der Atolle und Inseln nur so darstellen: wenn hier *Jaluit* liegt, liegt dort *Ebon* oder wenn hier *Kili* liegt, dann liegt dort *Namorik*. Die geographische Breite und Länge der Atolle und Inseln kannten die Insulaner nicht.**