Untersuchung des Wirkungsprinzips eines Blasenschleiers mit Hilfe numerischer Methoden

Henning Lohmann[1], Kristof Heitmann[1], Marcel Ruhnau[1], Stephan Lippert[1] und Otto von Estorff[1]
[1] *Institut für Modellierung und Berechnung, Technische Universität Hamburg-Harburg, 21073 Hamburg, E-Mail: mub@tuhh.de*

Einleitung

Aufgrund des hohen Bedarfs an regenerativen Energien, wird der Ausbau der Offshore-Windkraftanlagen stetig vorangetrieben. Bei der Errichtung der Offshore-Windkraft-Fundamente kommt es jedoch zu einer großen Schallbelastung der Meeressäuger. Aus diesem Grund wurden von der deutschen Bundesregierung Grenzwerte erlassen, welche während der Bauphase einzuhalten sind. Diese besagen, dass in einer Entfernung von 750 Metern zur Gründungsstelle ein Schallexpositionslevel (SEL) von 160 dB und ein Spitzenschalldruckpegel ($SPL_{peak-peak}$) von 190 dB nicht überschritten werden dürfen [1]. In den meisten Fällen ist hierzu ein Schallschutzsystem notwendig, wobei am häufigsten der sogenannte Blasenschleier zum Einsatz kommt. Bei diesem Schallschutzsystem werden Luftblasen in das pfahlumgebende Wasser geleitet um einen Teil der Schallenergie zu absorbieren.

Zur Untersuchung des Wirkungsprinzips eines Blasenschleiers wird in dieser Arbeit auf ein analytisches Modell zurückgegriffen, welches es ermöglicht aus den konstitutiven Eigenschaften des Blasenschleiers akustische Größen zu berechnen. Hier wird der sogenannte „Effective Medium Approach“ von Steven G. Kargl verwendet [2]. Dieses Modell wird mit numerischen Modellen kombiniert, welche derzeit zur Berechnung des durch die Pfahlrammung bedingten Schalleintrages in das Wasser, verwendet werden. Damit lässt sich eine Berechnung der Schallreduktion durch den Blasenschleier durchführen, wobei im Anschluss die akustischen Größen mit Messwerten verglichen werden können.

Effective Medium Approach

Mit dem Effective Medium Approach lassen sich physikalische Eigenschaften des Blasenschleiers, wie Volumenkonzentration, Luftblasengrößenverteilung und Umgebungsdruck in akustisch relevante Größen, wie Kompressionsmodul, Transmissions- und Dämpfungskoeffizient überführen. Der Effective Medium Approach basiert dabei auf dem „Van Wijngaarden-Papanicolaou Modell“ [4]. Diesem liegt das Prinzip zugrunde, die Erhaltungsgleichungen auf Basis von gemittelten Stoffeigenschaften zu formulieren. Dazu wird die gemittelte Dichte ρ_m verwendet, welche sich berechnet über

$$\rho_m = (1-\beta)\rho + \beta\rho_l, \qquad \left[\frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{m}^3}\right] \tag{1}$$

mit der Volumenkonzentration β, der Dichte des Wassers ρ und der Dichte der Luft ρ_l. Bei der zeitlichen Ableitung dieser Größe ist nun zu beachten, dass auch die Volumenkonzentration aufgrund der Oszillation der Luftblasen zeitlich veränderlich ist. Des Weiteren wird die Dichte der Luft vernachlässigt. Durch Einsetzen der gemittelten Dichte in die Kontinuitätsgleichung erhält diese die Form

$$\frac{1}{\rho c^2}\frac{\partial P}{\partial t} + \nabla\cdot v = \frac{\partial \beta}{\partial t}, \qquad \left[\frac{1}{\mathrm{s}}\right] \tag{2}$$

mit der Schallgeschwindigkeit c, dem Druck P und der Schallschnelle v. Für die Impulserhaltungsgleichung ergibt sich, unter Vernachlässigung von Viskosität, Schwerkraft und quadratischen Termen der Geschwindigkeit, der folgende Ausdruck

$$\rho\frac{\partial v}{\partial t} + \nabla P = 0. \qquad \left[\frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{m}^2\mathrm{s}^2}\right] \tag{3}$$

Durch Substitution der Schallschnelle v zwischen Gleichung 2 und 3 erhält man die Wellengleichung des Modells, welche folgende Form annimmt

$$\frac{1}{c^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - \nabla^2 P = \rho\frac{\partial^2 \beta}{\partial t^2}. \qquad \left[\frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{m}^3\mathrm{s}^2}\right] \tag{4}$$

Die zweifache zeitliche Ableitung der Volumenkonzentration β ergibt sich unter Berücksichtigung des zeitlich veränderlichen Luftblasenradius R zu

$$\frac{\partial^2 \beta}{\partial t^2} = 4\pi\int_0^\infty a^2\ddot{R}n(a)da, \qquad \left[\frac{1}{\mathrm{s}^2}\right] \tag{5}$$

mit dem Luftblasenradius im stationären Zustand a und der Verteilungsfunktion $n(a)$. Über die Verteilungsfunktion lassen sich nun verschiedene Anzahlen an Luftblasen unterschiedlicher Größen berücksichtigen.

Um eine Beschreibung der dissipativen Effekte zu erhalten wird die Energiegleichung verwendet

$$\rho C_p\frac{DT}{Dt} - \dot{p} = \nabla\cdot(K\nabla T), \qquad \left[\frac{1}{\mathrm{s}^2}\right] \tag{6}$$

mit der spezifischen Wärmekapazität C_p, der Temperatur T, dem Blaseninnendruck p, sowie der thermischen Konduktivität K. Es wird dabei ein homogener Innendruck in der Blase angenommen. Für die Luftblase wird weiterhin die Annahme getroffen, dass es sich in jedem Zustand um eine kugelförmige Luftblase handelt. Zur Beschreibung der Oszillation der Luftblase wird die Keller-Gleichung verwendet [3], man erhält

$$\begin{aligned}&\Big(1-\frac{\dot{R}}{c}\Big)R\ddot{R} + \frac{3}{2}\Big(1-\frac{\dot{R}}{3c}\Big)\dot{R}^2 \\ &= \frac{1}{\rho}\Big(1+\frac{\dot{R}}{c}+\frac{R}{c}\frac{d}{dt}\Big)(p_B - P), \quad \left[\frac{\mathrm{m}^2}{\mathrm{s}^2}\right]\end{aligned} \tag{7}$$

Diese Gleichung wird nun um den Luftblasenradius im stationären Zustand a und den Blaseninnendruck im stationären Zustand p linearisiert. Man erhält damit für die Auslenkung X des Radius der Luftblasen

$$X = \frac{Q}{-\rho a^2(\omega_0^2 - \omega^2 + 2ib\omega)}, \qquad [-] \qquad (8)$$

mit dem akustischen Druck im Frequenzbereich Q, der Eigenfrequenz der Luftblase ω_0, sowie dem Dämpfungsparameter b. Durch Einsetzen dieses Ausdrucks in die Wellengleichung, erhält man diese in Form der Helmholtz-Gleichung

$$\nabla^2 Q + k_m^2 Q = 0, \qquad (9)$$

woraus sich die Wellenzahl k_m direkt ablesen lässt. Nach diesem Modell entspricht das Schwingungsverhalten jeder einzelnen der Luftblasen dem einer einzigen Luftblase in einem unendlich weit ausgedehnten, mit Wasser gefülltem Gebiet. Der Einfluss der weiteren Luftblasen im Luft-Wasser-Gemisch wird damit vernachlässigt. Von Steven G. Kargl wird nun im Effective Medium Approach dieser Effekt insofern berücksichtigt, dass anstelle der Stoffgrößen des Wassers, die gemittelten Stoffgrößen in die entsprechenden Gleichungen eingesetzt werden. Für die Wellenzahl erhält man damit einen Ausdruck, der sich nicht mehr explizit nach der Wellenzahl auflösen lässt

$$k_m^2 = k^2 + 4\pi\omega^2 \int_0^\infty \frac{an(a)da}{\omega_{0m}^2 - \omega^2 + ib_m}. \qquad \left[\frac{1}{s^2}\right] \qquad (10)$$

Von gemittelten Stoffeigenschaften abhängige Größen werden hier mit dem Index m gekennzeichnet. Insbesondere enthält der Dämpfungsparameter b_m nun auch die gemittelte Wellenzahl k_m. Zur Lösung dieser Gleichung wird ein Resubstitutionsverfahren eingesetzt. Über die komplexe Wellenzahl des Luft-Wasser-Gemisches wird dann der komplexe Kompressionsmodul berechnet, welcher die Dämpfungseigenschaften des Luft-Wasser-Gemisches repräsentiert.

Das numerische Modell

Der komplexe Kompressionsmodul wird mit Hilfe des Effective Medium Approach frequenzabhängig berechnet. Die Berechnungen der Schallabstrahlung während der Pfahlrammung werden hingegen im Zeitbereich durchgeführt. Um den Kompressionsmodul in dem numerischen Modell vorgeben zu können wurde daher ein weiteres Modell im Frequenzbereich aufgebaut, wobei das Vorgehen im Folgenden näher erläutert wird. Für die Berechnung wurde ein rotationssymmetrisches Finite-Elemente-Modell verwendet. In Abbildung 1 ist die Geometrie des Modells für die Berechnungen im Zeitbereich abgebildet. Im oberen Teil befindet sich ein Bereich mit den Stoffeigenschaften von Wasser, welcher blau gekennzeichnet ist. Dieses Gebiet hat eine Breite von 80 m und eine Höhe von 40 m. Im unteren Teil ist der Boden, bestehend aus verschiedenen Bodenschichten zu erkennen. Auf der linken Seite ist die Symmetrielinie und der Pfahl dargestellt. In einem Abstand von 7 m zur Symmetrielinie werden nun Auswertungspunkte gesetzt, an denen die zeitlichen Druck- und Verschiebungsverläufe herausgeschrieben werden. Diese Verläufe werden einer Fourier-Transformation unterzogen und können damit als Randbedingungen in dem Modell im Frequenzbereich vorgegeben werden. In dem Modell für die Berechnungen im Zeitbereich wird an der Oberseite des Wassers ein Druck von $p = 0\,Pa$ vorgegeben. An der rechten Seite des Wassers wird eine Impedanzrandbedingung verwendet um Reflexionen der Schallwellen weitestgehend zu verhindern. Im Boden werden aus dem gleichen Grund an der Unterseite und auf der rechten Seite infinite Elemente verwendet.

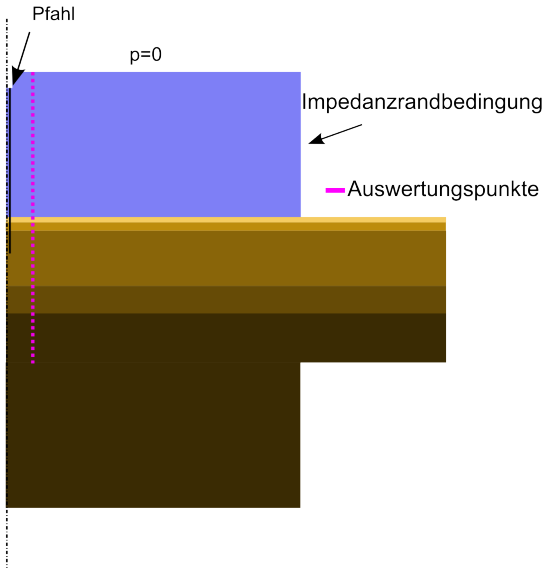

Abbildung 1: Darstellung der Geometrie des Modells für die Berechnungen im Zeitbereich

Die Geometrie des Modells für die Berechnungen im Frequenzbereich ist in Abbildung 2 dargestellt. Dieses Modell hat eine Breite von 300 m , die Wasserhöhe beträgt wieder 40 m. Das Modell beginnt in einem Abstand von 7 m zur Symmetrielinie. Am linken Rand werden nun als Anregungen die Amplitudenspektren von Druck und Verschiebungen verwendet. Die weiteren Randbedingungen

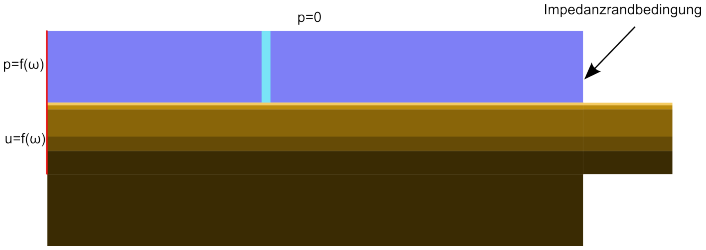

Abbildung 2: Darstellung der Geometrie des Modells für die Berechnungen im Frequenzbereich

entsprechen denen des Modells im Zeitbereich. Der helle Bereich kennzeichnet den Blasenschleier, welcher sich in einem Abstand von 125 m zur Symmetrieachse befindet. Für den Blasenschleier wurden bei den Berechnungen zwei Geometrien verwendet. Zum einen ein Blasenschleier mit senkrecht verlaufenden Grenzflächen mit ei-

ner Breite von 5 m und ein trichterförmiger Blasenschleier in Anlehnung an die Geometrie eines realen Blasenschleiers.

Ergebnisse

Zunächst wurde eine Verifikation der Fourier-Transformation durchgeführt. Dazu wurden Druckverläufe aus dem Zeitbereich in den Frequenzbereich transformiert und mit den entsprechenden Amplitudenspektren verglichen. Dies ist in Abbildung 3 dargestellt. Man erkennt ab einer Frequenz von 600 Hz einige Schwankungen der Amplitude bei den Berechnungen im Frequenzbereich. Diese könnten auf Störungen, welche durch die Fourier-Transformation in das Modell eingebracht worden sind, zurückzuführen sein. Im besonders relevanten Frequenzbereich bis 400 Hz ist die Übereinstimmung jedoch sehr gut. Die Methode wird damit für die weiteren Untersuchungen verwendet.

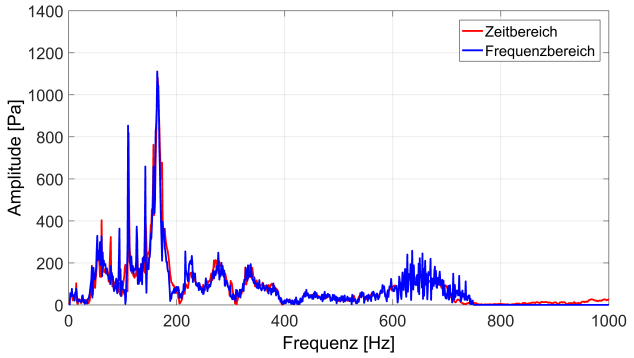

Abbildung 3: Darstellung der im Zeit- und Frequenzbereich berechneten Amplitudenspektren

Des Weiteren wurde ein Vergleich zwischen Transmissionskoeffizient und Abnahme des Schalldruckpegels durch den Blasenschleier für verschiedene Volumenkonzentrationen vorgenommen. Dazu ist in Abbildung 4 der Transmissionskoeffizient über der Frequenz für verschiedene Volumenkonzentrationen dargestellt.

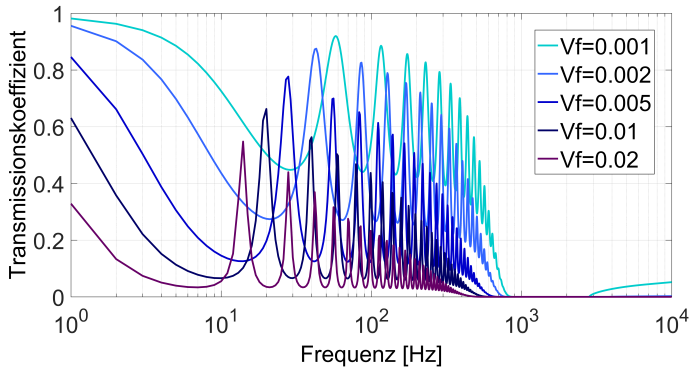

Abbildung 4: Darstellung des Tansmissionskoeffizienten unter Variation der Volumenkonzentration

Zu erkennen ist, dass der Transmissionskoeffizient mit steigender Volumenkonzentration im Mittel stetig abnimmt. Dieser Einfluss der Volumenkonzentration ist auch in den numerischen Simulationen zu erkennen. Dazu ist in Abbildung 5 der Schalldruckpegel in verschiedenen Meereshöhen hinter dem Blasenschleier dargestellt.

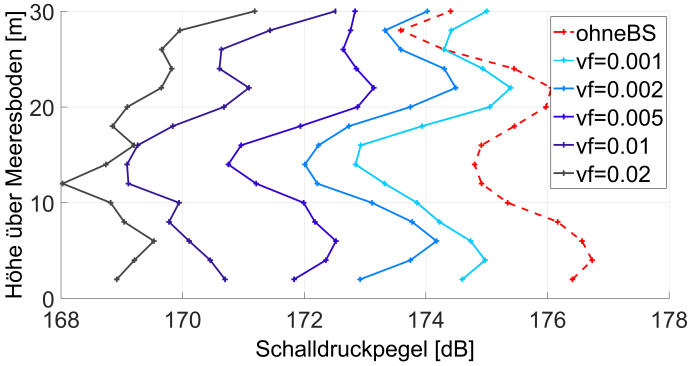

Abbildung 5: Darstellung des SEL in verschiedenen Meereshöhen unter Variation der Volumenkonzentration

Als Vergleich dient eine Berechnung ohne Blasenschleier, welche in rot dargestellt wird. Hier sieht man nun ebenfalls eine stetige Abnahme des Schalldrucks mit steigender Volumenkonzentration. Betrachtet man den Transmissionkoeffizienten unter Variation des Luftblasenradius, welcher in Abbildung 6 dargestellt ist, so erkennt man, dass es einen Frequenzbereich der vollständigen Undurchlässigkeit des Blasenschleiers gibt, welcher sich mit größer werdenden Luftblasen hin zu niedrigeren Frequenzen verschiebt. Dies ist auf die Eigenfrequenz einer Luftblase zurückzuführen, welche mit steigendem Radius sinkt.

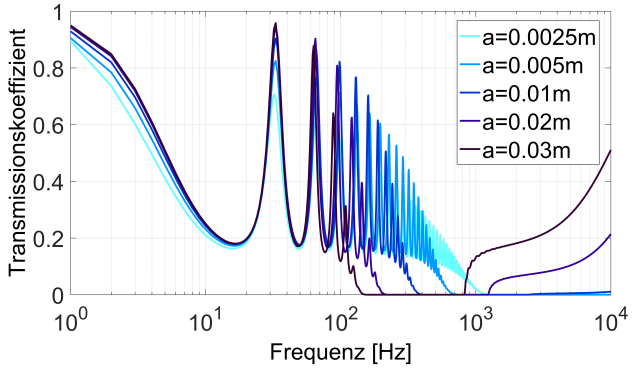

Abbildung 6: Darstellung des Tansmissionskoeffizienten unter Variation des Luftblasenradius

In Abbildung 7 ist der SEL in verschiedenen Meereshöhen unter Variation des Luftblasenradius dargestellt. Vergleicht man den SEL für verschiedene Luftblasenradien so lässt sich erkennen, dass ein Blasenschleier, bestehend aus Luftblasen mit dem Radius 2 cm und 3 cm den Schalldruckpegel am stärksten reduzieren. Auffällig ist jedoch, dass kleinere Luftblasen mit einem Radius von 2,5 mm, den Schall besser absorbieren, als die nächst größeren Luftblasen. Dies lässt sich anhand des Transmissionskoeffizienten erklären. Im Bereich zwischen 100 Hz und 200 Hz, in dem die größten Amplituden vorliegen, erreichen lediglich die Luftblasen mit einem Ra-

dius von 2 cm und 3 cm einen Bereich der vollständigen Undurchlässigkeit.

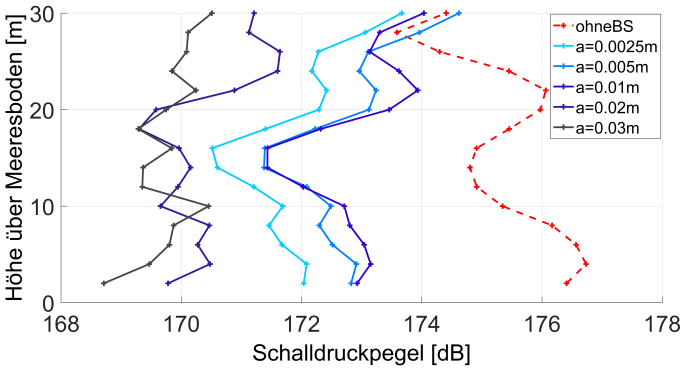

Abbildung 7: Darstellung des SEL in verschiedenen Wassertiefen unter Variation des Luftblasenradius

Die Dämpfungswirkung ist damit bei diesen Luftblasengrößen am stärksten. Der Transmissionskoeffizient für Luftblasen mit einem Radius von $2,5\,mm$ liegt erst ab ca. $500\,Hz$ über dem der größeren Luftblasen. Bei niedrigeren Frequenzen ist der Transmissionskoeffizient im Mittel kleiner und lässt damit auch stärkere Dämpfungseffekte erwarten. Abschließend wird nun der SEL unter Variation der Volumenkonzentration für einen trichterförmigen Blasenschleier in Abbildung 8 dargestellt. Hier ist der Einfluss der Geometrie gut zu erkennen, da die Dämpfungswerte im oberen Bereich ausgeprägter sind als über dem Meeresboden. Weiterhin sieht man, dass mit dem trichterförmigen Blasenschleier und Volumenkonzentrationen von 2% der Schalldruck teilweise zwischen $12-13\,dB$ reduziert wird. Dies entspricht Werten, welche auch bei Messungen mit realen Blasenschleiern erreicht worden sind.

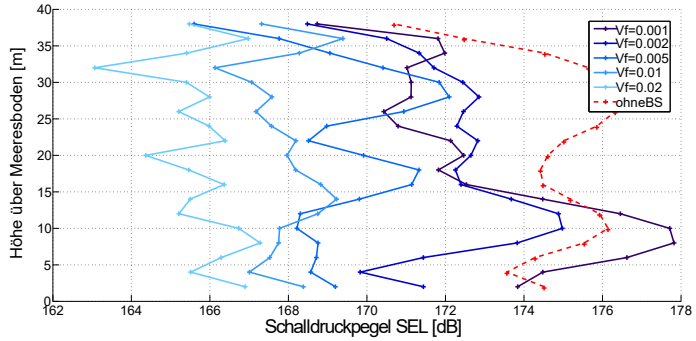

Abbildung 8: Darstellung des SEL in verschiedenen Wassertiefen für einen trichterförmigen Blasenschleier unter Variation der Volumenkonzentration

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine Möglichkeit der physikalisch plausiblen Implementierung eines Blasenschleiers in ein Finite-Elemente-Modell aufgezeigt. Es wurden dabei Variationen verschiedener physikalischer Größen vorgenommen und die daraus resultierenden Auswirkungen auf die akustischen Eigenschaften berechnet. Einmal wurde dazu der Effective Medium Approach verwendet und einmal ein numerisches Modell, dem der Effective Medium Approach zugrunde liegt. Dabei ergaben sich gute Übereinstimmungen hinsichtlich des qualitativen Dämpfungsverhaltens. Des Weiteren wurde gezeigt, dass die Geometrie des Blasenschleiers einen großen Einfluss auf die Schallreduktion hat und damit bei weiteren Berechnungen berücksichtigt werden sollte. Die Reduktion des Schalldruckpegels liegt dabei in einem Bereich, welcher auch in Messungen festgestellt werden konnte.

Es können anhand des hier verwendeten Modells nun Optimierungen des Blasenschleiers bezüglich seiner Lage sowie seiner räumlichen Abmessungen durchgeführt werden. Besonders interessant wäre es zudem eine minimale Volumenkonzentration zu bestimmen, mit welcher Reduktionen des Schalldruckpegels in dem erforderlichen Maße erreicht werden können.

Literatur

[1] Koschinski, Sven und Karin Lüdemann: Stand der Entwicklung schallminierender Maßnahmen beim Bau von Offshore-Windenergieanlagen. Studie im Auftrag vom Bundesamt für Naturschutz (BfN), Nehmten/Hamburg (2011)

[2] Kargl, Steven G.: Effective medium approach to linear acoustics in bubbly liquids. The Journal of the Acoustical Society of America 111 (2002), S. 168

[3] Keller, J. B. and M. J. Kolodner: Bubble oscillations of large amplitude. The Journal of the Acoustical Society of America 68 (1980), S.628-633

[4] van Wijngaarden, L.: On the equations of motion for mixtures of liquid and gas bubbles. Journal of Fluid Mechanics 33 (1968), S. 465