

## مقاله پژوهشی

### تحلیل عددی برخورد موج شکننده به دیواره به کمک تئوری فشار ضربه‌ای

علی مهدوی<sup>۱\*</sup> و ناصر طالب بیدختی<sup>۲</sup>

دریافت: ۱۳۸۶/۱۰/۳۰

#### چکیده

امواج شکننده به هنگام برخورد با سازه ساحلی، فشارهای بسیار بزرگی را بر روی آن ایجاد می‌کنند. این فشارها که به فشارهای برخورد موسومند، در مدت زمانی بسیار کوتاه اتفاق می‌افتند و ممکن است پایداری سازه را به خطر بیندازند. برای تخمین توزیع فشار برخورد بر روی دیواره تاکنون مطالعات تئوری و آزمایشگاهی متعددی صورت پذیرفته است. مطالعه حاضر بر مبنای تئوری فشار ضربه‌ای استوار است. حل عددی معادله حاکم بر فشار ضربه‌ای به کمک روش المان محدود صورت می‌پذیرد. مدل عددی ارائه شده از قابلیت تحلیل برخورد موج به دیواره غیر قائم و بر روی بستر شیب‌دار برخوردار است. کارایی مدل در تطابق بسیار خوب نتایج آن با راه حل تحلیلی موجود برای برخورد موج به دیواره قائم بر روی بستر افقی آشکار می‌گردد.

**واژه‌های کلیدی:** فشار برخورد، فشار ضربه‌ای، معادله لاپلاس و روش المان محدود.

ارجاع: مهدوی ع. و طالب بیدختی ن. ۱۳۸۶. تحلیل عددی برخورد موج شکننده به دیواره به کمک تئوری فشار. مجله پژوهش آب ایران. ۱(۱): ۳۵-۴۲.

<sup>۱</sup> دانشجوی کارشناسی ارشد سازه های هیدرولیکی دانشکده مهندسی، دانشگاه شیراز

<sup>۲</sup> عضو هیأت علمی بخش عمران، دانشکده مهندسی، دانشگاه شیراز

\* نویسنده مسئول [AMahdavi1811@gmail.com](mailto:AMahdavi1811@gmail.com)

## مقدمه

آزمایش تقریباً ثابت باقی می‌ماند (به نقل از (کوکس و کوکر (۲۰۰۱)).

$$P(\mathbf{x}) = \int_{t_b}^{t_a} p(\mathbf{x}, t) dt \quad (1)$$

که در آن  $t_b$  و  $t_a$  به ترتیب زمانهای آنی قبل و بعد از برخورد را نشان می‌دهند. همچنین  $p(\mathbf{x}, t)$  فشار در نقطه-ای به مختصات برداری  $\mathbf{x}$  در زمان  $t$  در درون سیال است. در خلال برخورد موج، فشار بر روی دیواره ابتدا افزایش یافته و پس از رسیدن به اوج کاهش می‌یابد (شکل ۱). این افزایش و کاهش فشار در مدت زمان  $\Delta t = t_a - t_b$  روی می‌دهد که معمولاً در مدل آزمایشگاهی بین یک تا ده میلی‌ثانیه است. البته در نمونه واقعی  $\Delta t$  طولانی‌تر و در حدود صد میلی‌ثانیه سنجیده می‌شود. چنین زمانهای برخورد اندازه‌گیری شده از پرپود امواج متناظر ( $1s < T < 10s$ ) بسیار کوتاه تر می‌باشند. همچنین سرعت برخورد موج به دیواره بسیار کمتر از سرعت انتشار صوت در آب است. لذا در ادامه بحث، سیال تراکم ناپذیر در نظر گرفته می‌شود. پرگرین و تاپس (۱۹۹۶) بیان کردند که مدل سیال تراکم پذیر، مقادیر کوچکتری از  $P_{peak}$  را در مقایسه با مدل سیال تراکم ناپذیر پیش بینی می‌کند.

امواج شکننده<sup>۱</sup> بر روی دیواره‌های قائم یا مایل، فشارهای برخوردی<sup>۲</sup> را تولید می‌کنند که در مقایسه با امواج غیر شکننده<sup>۳</sup>، مقادیر بزرگی دارند و در مدت زمانی کوتاه اتفاق می‌افتند. در سال‌های اخیر آزمایش‌های بسیاری در مدل و نمونه اصلی با هدف تعیین توزیع زمانی و مکانی فشارهای برخورد بر روی دیواره‌های دریایی<sup>۴</sup> انجام شده است. به عنوان نمونه کرکگوز (۱۹۹۱ و ۱۹۹۵) آزمایش‌هایی را بر روی مدل دیواره‌ای با شیب‌های مختلف انجام داد. وی نشان داد که حداکثر فشارهای برخورد که غالباً در نزدیکی تراز آب ساکن بر روی دیواره رخ می‌دهند، دارای توزیع احتمالاتی لوگ-نرمال می‌باشند. همچنین ریچرت (۱۹۶۸) و کرکگوز (۱۹۸۲) دریافتند که شیب ساحل کمیتی بسیار تأثیرگذار بر میزان بزرگی حداکثر فشار برخورد است. بر اساس نتایج آزمایش این محققین، بزرگترین فشارهای برخورد بر روی دیواره قائمی رخ می‌دهند که شیب بستر در جلوی آن  $1/10$  است. محققینی نظیر کوکر و پرگرین (۱۹۹۵) و چن (۱۹۹۴) به تشریح تئوری فشار ضربه‌ای<sup>۵</sup> پرداختند.

## تئوری فشار ضربه‌ای

ایده فشار ضربه‌ای معمولاً برای بررسی فشارهای بزرگی که در مدت زمانی کوتاه به هنگام برخورد یک موج به دیواره بوجود می‌آیند و نیز تغییرات آنی بوجود آمده در میدان سرعت سیال مورد استفاده قرار می‌گیرد. برای اولین بار بگنولد (۱۹۳۹) در آزمایشی برخورد یک موج با ارتفاع و پرپود ثابت به یک دیواره را چندین بار تکرار نمود. وی بیان کرد که طی این تکرارها، حداکثر فشار مشاهده شده بر روی دیواره ( $P_{peak}$ ) به صورت غیر قابل پیش بینی تغییر می‌کند. با وجود این فشار ضربه‌ای  $P$  که به کمک رابطه ۱ تعریف می‌شود، در هر نقطه دلخواه بر روی دیواره در طول

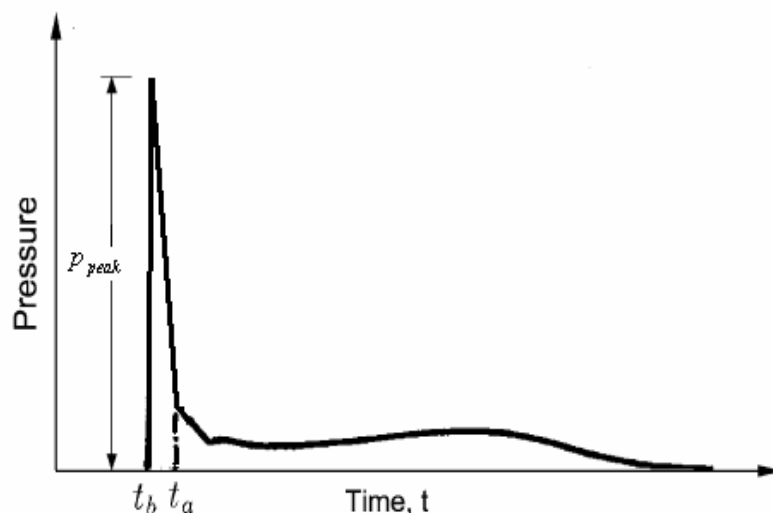
<sup>1</sup>- Breaking waves

<sup>2</sup>- Impact pressures

<sup>3</sup>- Non-breaking waves

<sup>4</sup>- Sea walls

<sup>5</sup>- Pressure- impulse theory



شکل ۱- فشار اندازه گیری شده بر حسب زمان در نقطه ای واقع بر دیواره.

مرتبه پیروید موج می‌باشد. همان طور که در قسمت ۲ بیان شد، پیروید امواج شکننده بسیار بزرگتر از مقادیر اندازه‌گیری شده  $\Delta t$  می‌باشند. مقادیر  $\partial u_1 / \partial t$  و  $\partial u_2 / \partial t$  در خلال برخورد از مرتبه  $O(U/\Delta t)$  می‌باشند، این در حالیست که ترم غیرخطی معادله اویلر، که در برگیرنده حاصل ضرب سرعت در مشتقات مکانی‌اش است، از مرتبه  $O(U^2/L)$  می‌باشد. بنابراین نسبت ترم غیرخطی به ترم مشتق زمانی سرعت، دارای مرتبه  $O(U\Delta t/L)$  است و از آنجایی که  $\Delta t \ll L/U$  می‌باشد، می‌توان از ترم غیرخطی معادله ۲ در مقایسه با  $\partial u_1 / \partial t$  و  $\partial u_2 / \partial t$  صرف نظر کرد. همچنین در طول مدت برخورد شتابهای بوجود آمده ده‌ها برابر بزرگتر از شتاب گرانش است. بنابراین معادله ۲ به صورت زیر در می‌آید.

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\frac{1}{r} \nabla p \quad (3)$$

انتگرال‌گیری معادله ۳ نسبت به زمان در طول مدت زمان برخورد به رابطه زیر منجر می‌شود.

$$\mathbf{u}_a - \mathbf{u}_b = -\frac{1}{r} \nabla P \quad (4)$$

که در آن  $P$  فشار ضربه‌ای است که توسط رابطه ۱ تعریف شد.  $\mathbf{u}_a$  و  $\mathbf{u}_b$  میدان سرعت جریان به ترتیب بلافاصله قبل و بلافاصله بعد از برخورد می‌باشد. اگر سیال

### مدل سازی ریاضی

بر اساس معادله حرکت ناویراستوکس، عموماً شتاب ذره‌های سیال برآیندی از شتاب ناشی از گرادیان فشار، شتاب جاذبه و شتاب ناشی از نیروهای لزجت است. از آنجایی که مدت زمان برخورد در مقایسه با زمان لازم برای گسترش لایه مرزی بسیار کوتاه می‌باشد، لذا می‌توان جریان را غیر لزج فرض کرد. بنابراین معادله حرکت ناویراستوکس به معادله اویلر ساده تر می‌گردد.

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{r} \nabla p + \mathbf{g} \quad (2)$$

که در آن  $\frac{D\mathbf{u}}{Dt}$  مشتق کامل بردار سرعت نسبت به زمان است و برای جریان دو بعدی در دستگاه مختصات کارتزین X-Y به صورت زیر تعریف می‌شود.

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \frac{Du_1}{Dt} \mathbf{i} + \frac{Du_2}{Dt} \mathbf{j} \quad (2-f)$$

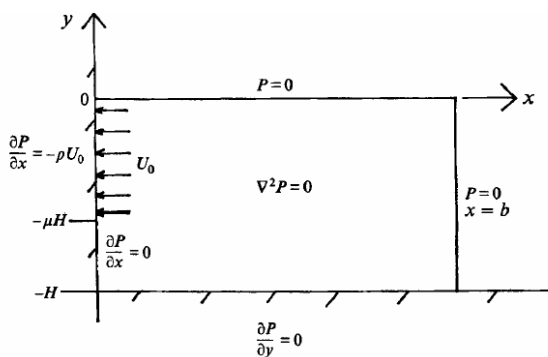
با تعریف:

$$\frac{Du_k}{Dt} = \frac{\partial u_k}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot (\nabla u_k) \quad k=1,2 \quad (2-b)$$

که در آن  $u_1$  و  $u_2$  به ترتیب مولفه‌های سرعت جریان در راستای X و Y می‌باشند. برای موج شکننده‌ای با ارتفاع  $L$  و سرعت  $U$ ، معیار زمانی  $L/U$  که تابعی از تغییرات زمانی جریان قبل از برخورد موج به دیواره است، از

قدری از دیواره دور است که توزیع فشار هیدرواستاتیکی مجدداً برقرار شده است. در این حالت در نقطه‌ای به عمق  $d$  فشار برابر است با  $p = rgd$  و فشار ضربه‌ای  $P = p\Delta t$  است. با توجه به کوچک بودن  $\Delta t$ ، مقدار  $P$  در مقایسه با  $p$  قابل نظر می‌باشد (کوکس و ککوکر ۲۰۰۱).

$$P = 0 \quad \text{at} \quad x = b \quad (7)$$



شکل ۲- برخورد ایده‌آل موج با دیواره قائمی که در  $x = 0$  واقع است. موج شکننده در حد فاصل سطح آزاد ( $y = 0$ ) تا ( $y = -mH$ ) به دیواره برخورد می‌کند.

با به کار بردن معادله ۴ در جهت عمود بر مرزهای جامد  $\mathbf{h}$ ، (جهت مثبت بردار  $\mathbf{h}$  به سمت خارج از سیال است) شرایط مرزی دیگر به دست می‌آید. فرض می‌شود که جریان به درون مرزهای جامد صفر است (مرز نفوذ ناپذیر) بنابراین  $\mathbf{h} \cdot \mathbf{u}_a = 0$  خواهد بود. همچنین بر روی بستر و قسمت پایین دیواره که برخوردی بر روی آن‌ها روی نمی‌دهد،  $\mathbf{h} \cdot \mathbf{u}_b$  نیز صفر است. بر اساس رابطه ۴ بر روی قسمتی از دیواره که موج شکننده به آن برخورد می‌کند خواهیم داشت:

$$\frac{\partial P}{\partial n} = -rU_0 \quad -mH < y < 0 \quad (8)$$

که  $U_0 = \sqrt{gH}$  و  $H$  تراز قله موج شکننده نسبت به بستر می‌باشد (کرکگوز و مامک ۲۰۰۴) جبهه موج در لحظه برخورد با سطح دیواره موازی فرض شده است. همان طور که قبلاً اشاره شد، چنین حالتی بیشترین فشارهای ضربه‌ای و در نتیجه بیشترین فشارهای برخورد را سبب می‌شود. کرکگوز و آکوز (۲۰۰۵) برای برخورد ایده‌آل موج

قبل و بعد از برخورد تراکم ناپذیر باشد، بر اساس رابطه پیوستگی  $\nabla \cdot \mathbf{u}_a = 0$  و  $\nabla \cdot \mathbf{u}_b = 0$  خواهند بود. دیورژانس معادله (۴) نشان می‌دهد که:

$$\nabla^2 P = 0 \quad (5)$$

به بیان دیگر، فشار ضربه‌ای معادله لاپلاس را ارضاء می‌کند. معادله ۵ مستقل از زمان است و حل آن به همراه شرایط مرزی مناسب که در قسمت بعد تشریح می‌گردند، میسر می‌باشد. با استفاده از مقادیر محاسبه شده  $P$  و به کمک رابطه زیر می‌توان حداکثر فشار ( $P_{peak}$ ) را محاسبه نمود (کوکر و پرگرین ۱۹۹۵).

$$P_{peak} = \frac{2P}{\Delta t} \quad (6)$$

کرکگوز و مامک (۲۰۰۴) با مقایسه نتایج حاصل از تئوری فشار ضربه‌ای با مقادیر اندازه‌گیری شده  $P_{peak}$  و  $\Delta t$  نشان دادند که استفاده از کمیت فشار ضربه‌ای برای پیش بینی  $P_{peak}$ ، هنگامی مفید است که مقدار  $\Delta t$  معلوم باشد.

### برخورد ایده‌آل موج با دیواره عمودی

شکل ۲ مسئله مقادیر مرزی مربوط به برخورد ایده‌آل موج با دیواره‌ای قائم را نشان می‌دهد که در آن جبهه موج به موازات سطح دیواره به آن برخورد می‌کند. این نوع برخورد بیشترین فشارها را ایجاد می‌نماید. علاوه بر آن بیشینه فشارها تقریباً به طور همزمان در سرتاسر ناحیه برخورد بوجود می‌آیند. در شکست ایده‌آل موج، تمامی مومنتم جبهه موج در مدت بسیار کوتاهی از بین می‌رود. با توجه به قائم بودن جبهه موج، هوا به راحتی از مقابل آن رها می‌شود و در نتیجه بر فرآیند تولید فشارهای برخورد هیچ گونه تأثیری نمی‌گذارد. هر چه جبهه موج سطحی صافتر داشته باشد احتمال به وجود آمدن فشارهای برخورد بزرگتر، بیشتر است (کرکگوز ۱۹۹۵).

در مدت زمان کوتاه برخورد سطح آزاد سیال جا به جایی بسیار کمی دارد که از آن صرف نظر می‌شود، بنابراین می‌توان شرط مرزی را بر موقعیت مشخص شده اعمال نمود. حرکت هوا بر روی سطح آزاد در نظر گرفته نمی‌شود در نتیجه فشار اتمسفر بر روی سطح آزاد ثابت است لذا  $P = 0$  خواهد بود. فرض بر این است که  $x = b$  به

رابطه ۱۰ با معادله دیفرانسیل ۵ بر روی المان  $\Omega^e$ ، معادل می‌باشد. همچنین رابطه ۱۰ شامل شرایط مرزی طبیعی مسئله نیز هست. اگر مقدار فشار ضربه‌ای در گره  $j$  ام المان  $n$  گرهی  $\Omega^e$  را به  $P_j^e$  نشان دهیم، خواهیم داشت:

$$P = \sum_{j=1}^n P_j^e y_j^e \quad (11)$$

که  $y_j^e$  تابع شکل<sup>۵</sup> در گره  $j$  ام المان  $\Omega^e$  می‌باشد و در گره  $i$  ام به صورت زیر تعریف می‌شود.

$$y_j^e(\text{node } i) = \begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j \end{cases} \quad (12)$$

با جای گذاری (۱۱) در (۱۰) برای المان مستطیلی خطی چهار گرهی خواهیم داشت (ردی ۱۹۹۳):

$$[K_e] \{P^e\} = \{Q^e\} \quad (13)$$

که در آن:

$$[K_e] = \int_{\Omega^e} \left\{ \begin{array}{c} \frac{\partial y_1}{\partial x} \\ \frac{\partial y_2}{\partial x} \\ \frac{\partial y_3}{\partial x} \\ \frac{\partial y_4}{\partial x} \end{array} \right\} \left[ \begin{array}{cccc} \frac{\partial y_1}{\partial x} & \frac{\partial y_2}{\partial x} & \frac{\partial y_3}{\partial x} & \frac{\partial y_4}{\partial x} \end{array} \right] + \left\{ \begin{array}{c} \frac{\partial y_1}{\partial y} \\ \frac{\partial y_2}{\partial y} \\ \frac{\partial y_3}{\partial y} \\ \frac{\partial y_4}{\partial y} \end{array} \right\} \left[ \begin{array}{cccc} \frac{\partial y_1}{\partial y} & \frac{\partial y_2}{\partial y} & \frac{\partial y_3}{\partial y} & \frac{\partial y_4}{\partial y} \end{array} \right] dydx \quad (13\text{-الف})$$

و نیز بردار شرایط مرزی طبیعی المان به صورت زیر خواهد بود.

$$\{Q^e\} = \oint_{\Gamma^e} \left\{ \begin{array}{c} y_1 \\ y_2 \\ y_3 \\ y_4 \end{array} \right\} \frac{\partial P}{\partial n} ds \quad (13\text{-ب})$$

به دیواره، روابطی تجربی میان  $H$ ،  $m$ ، ارتفاع موج آب عمیق<sup>۱</sup> و عمق آب ساکن (قبل از رسیدن موج) در جلوی دیواره برقرار ساختند.

### فرمول بندی المان محدود

اگر ناحیه حل معادله ۵ را به  $\Omega$  و مرزهای آن را به  $\Gamma$  نشان دهیم با ضرب معادله در تابع وزن  $w^2$  و انتگرال‌گیری بر روی  $\Omega$  خواهیم داشت:

$$\int_{\Omega} w \left( \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \right) dydx = 0 \quad (9)$$

با انتقال مشتق از متغیر وابسته  $P$  به تابع وزن که از طریق انتگرال‌گیری جزء به جزء صورت می‌گیرد و نیز استفاده از قضیه گرادیان<sup>۳</sup> به منظور انتقال انتگرال از سطح به مرز به فرم ضعیف شده<sup>۴</sup> زیر می‌رسیم.

$$\int_{\Omega} \left( \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial P}{\partial y} \right) dydx - \oint_{\Gamma} w \frac{\partial P}{\partial n} ds = 0 \quad (10)$$

<sup>1</sup> Deep-water Wave Height

<sup>2</sup> Weight Function

<sup>3</sup> Gradient Theorem

<sup>4</sup> Weak Form

<sup>5</sup> Shape Function

مامک (۲۰۰۴)، در تمامی محاسبات مقدار  $b = 10H$  فرض می‌گردد.

توزیع فشار ضربه‌ای بدون بعد  $P/(U_0 H)$ ، بر روی دیواره که در شکل ۳ نشان داده شده است، بیانگر تطابق بسیار خوب حل المان محدود با جواب تحلیلی است. با استفاده از رابطه ۶ توزیع حداکثر فشار ناشی از برخورد موجی با مشخصات ذیل در شکل ۴ نشان داده شده است، تراز قلّه موج شکننده نسبت به بستر  $H = 0.29m$ ، عمق آب ساکن قبل از برخورد موج  $d_{sw} = 0.16m$  و  $0.2m$  از ارتفاع دیواره تحت برخورد موج شکننده قرار می‌گیرد ( $m = 0.69$ ). همچنین برخورد در مدت زمان  $\Delta t = 0.004s$  روی می‌دهد و شیب بستر در جلوی دیواره برابر با  $1/10$  است. به روشنی بیشینه فشار برخورد ( $p_{peak}$ ) در نزدیکی تراز آب ساکن ( $y/H = -0.45$ ) رخ می‌دهد و این امر با نتایج آزمایشگاهی کرکگوز (۱۹۹۱) مطابقت دارد.

کل ضربه‌ی وارد بر واحد طول دیواره  $I$ ، که مطابق شکل ۲ از انتگرال‌گیری توزیع فشار ضربه‌ای بر روی ارتفاع دیواره از  $-H$  تا  $0$  به دست می‌آید، در حالت بدون بعد  $I/(U_0 H^2)$ ، به صورت تابعی از  $m$  در شکل (۵-الف) به تصویر کشیده شده است. هنگامی که تمامی ارتفاع دیواره در معرض برخورد موج قرار می‌گیرد (یعنی  $m = 1$ )، کل ضربه وارد بر آن به  $0.542 U_0 H^2$  می‌رسد. در واقع  $I$  را می‌توان به عنوان تغییر مومنوم اعمالی به دیواره تفسیر نمود که با استفاده از آن کل نیروی ضربه‌ای وارد بر دیواره به صورت  $I/t$  به دست می‌آید. در شکل (۵-ب) نیز تغییرات حداکثر فشار ضربه‌ای بدون بعد با  $m$  نشان داده شده است.

روند صعودی هر دو نمودار بر این حقیقت دلالت دارد که با افزایش ناحیه برخورد موج به دیواره، مومنوم بیشتری در مدت زمان برخورد به دیواره انتقال می‌یابد.

### روی هم سوار کردن المان‌ها و اعمال شرایط مرزی

روی هم سوار نمودن ماتریس ضرایب  $[K_e]$  المان‌ها به کمک آرایه اتصال<sup>۱</sup> صورت می‌پذیرد. این آرایه درجات آزادی محلی یک المان را به درجات آزادی عمومی سیستم المان‌ها مرتبط می‌سازد. اگر تعداد المان‌ها در راستای محورهای  $x$  و  $y$  را به ترتیب با  $a$  و  $b$  نشان دهیم، ماتریس عمومی ضرایب که از روی هم سوار نمودن ماتریس ضرایب  $[K_e]$  کلیه المان‌ها بوجود می‌آید، متقارن و دارای  $(a+1)(b+1)$  سطر و ستون است. در  $a+b+1$  گره مرزی  $P=0$  می‌باشد. در همین گره‌ها مقادیر  $\partial P/\partial n$  مجهول است. از آن جایی که در گره واقع در مبدا مختصات مقدار  $\partial P/\partial n$  در یک وجه المان معلوم و در وجه دیگر المان مجهول است، بنابراین بردار شرایط مرزی طبیعی<sup>۲</sup> مجموعه المانها، در گره مذکور درایه‌ای مجهول دارد. با استدلالی مشابه، این حالت در گره واقع در  $(x, y) = (b, -H)$  نیز رخ می‌دهد. با حذف سطر و ستون متناظر با گره‌های دارای فشار ضربه‌ای صفر  $(\partial P/\partial n)$  مجهول از ماتریس عمومی ضرایب به ماتریس متقارن  $[K]$  که دارای  $ab$  سطر و ستون است می‌رسیم. باز نویسی رابطه (۱۳) برای مجموعه المان‌ها به رابطه زیر منجر می‌شود.

$$[K] \{P\} = \{Q\} \quad (14)$$

$\{P\}$  و  $\{Q\}$  به ترتیب بردار مجهولات گره‌ای و بردار شرایط مرزی طبیعی مجموعه المان‌ها می‌باشند که در آنها درایه‌های متناظر با گره‌های دارای فشار ضربه‌ای صفر، حذف گردیده است. حل دستگاه معادلات خطی ۱۴ که از طریق روش حذفی گوس امکانپذیر است، مقادیر فشار ضربه‌ای را در  $ab$  گره به دست می‌دهد.

### نتایج و بحث

در این قسمت ابتدا نتایج حاصل از تحلیل المان محدود با راه حل تحلیلی ارائه شده توسط کوکر و پرگرین (۱۹۹۵) برای معادله ۵، مقایسه می‌گردد. بنا بر توصیه کرکگوز و

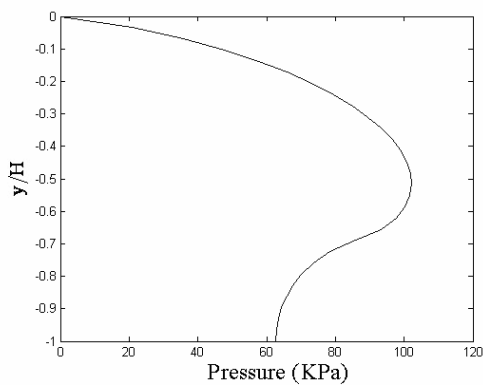
<sup>1</sup>Connectivity array

<sup>2</sup>Natural boundary conditions

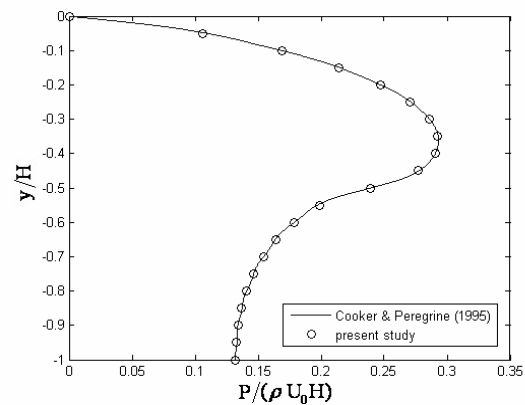
## نتیجه گیری

نشان داده شد که فشار ضربه‌ای معادله لاپلاس را ارضاء می‌کند. شرایط مرزی مناسب برای برخورد موجی ایده‌آل با دیواره قائم ارائه گردید. این مسئله مقادیر مرزی به وسیله روش المان محدود تحلیل گردید و نشان داده شد که نتایج حاصله برای ناحیه حل مستطیلی، از تطابق بسیار خوبی با راه حل تحلیلی برخوردار می‌باشد.

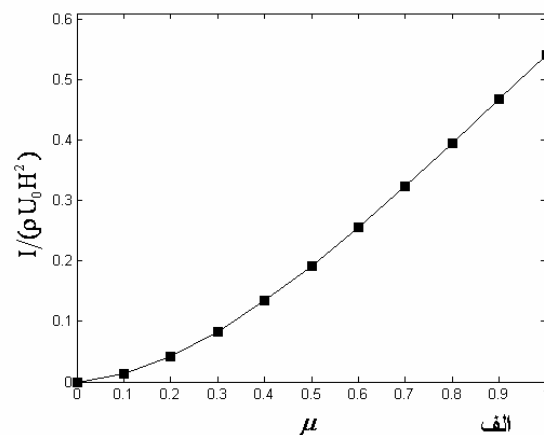
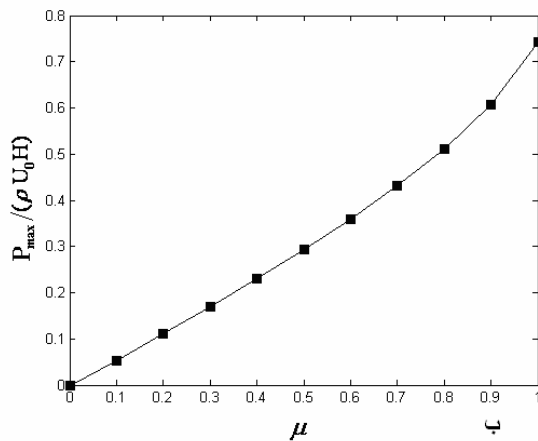
در این تحقیق مدلی تئوری بر مبنای فشار ضربه‌ای (انتگرال فشار در مدت زمان برخورد) ارائه گردید. بر اساس تئوری فشار ضربه‌ای در مدت زمان کوتاه برخورد موج به دیواره از ترم غیر خطی معادله اویلر و نیزشتاب گرانش در مقابل تغییرات زمانی سرعت صرف نظر گردید. همچنین



شکل ۴- توزیع فشار بر روی دیواره ناشی از برخورد موجی با مشخصات ذکر شده در قسمت نتایج.



شکل ۳- توزیع فشار ضربه‌ای بدون بعد بر روی دیواره‌ای قائم و مقایسه آن با حل تحلیلی برای حالت  $m = 0.5$ .



شکل ۵ - الف: کل ضربه بدون بعد وارد بر واحد طول دیواره و ب: حداکثر فشار ضربه‌ای بدون بعد به عنوان تابعی از  $m$ .

- 7- Kirkgoz M.S. and Akoz M.S. 2005. Geometrical properties of perfect breaking waves on composite breakwaters. *Ocean Engineering*. 32:1994–2006.
- 8- Kirkgoz M.S. and Mamak M. 2004. Impulse modeling of wave impact pressures on vertical wall. *Ocean Engineering*. 31:343–352.
- 9- Peregrine D.H. and Thais L. 1996. The effect of entrained air in violent water wave impacts. *Fluid Mechanics*. 325:377–397
- 10- Reddy J.N. 1993. *An Introduction to the Finite Element Method*. 2<sup>nd</sup> Edition, Mc Graw-Hill Book Co.
- 11- Richert G. 1968. Experimental investigation of shock pressures against breakwaters. Proc. 11-th Conf. Coastal Eng. ASCE. 913-954.

## منابع

- 1- Chan E.S. 1994. Mechanics of deep water plunging-wave impacts on vertical structures. *Coastal Engineering*. 22:115–133.
- 2- Cooker M.J. and Peregrine D.H. 1995. Pressure–impulse theory for liquid impact problems. *Fluid Mechanics*. 297:193–214.
- 3- Cox S.J. and Cooker M.J. 2001. The pressure impulse in a fluid saturated crack in a sea wall. *Coastal Engineering*. 42:241–256.
- 4- Kirkgoz M.S. 1982. Shock pressure of breaking waves on vertical walls. *Water Way Port Coastal Ocean Division*. ASCE. 108:81–95.
- 5- Kirkgoz M.S. 1991. Impact pressure of breaking waves on vertical and sloping walls. *Ocean Engineering*. 18(1):45–59.
- 6- Kirkgoz M.S. 1995. Breaking wave impact on vertical and sloping coastal structures. *Ocean Engineering*. 22(1):35–48.