ATTI DELLA
GIORNATA IN RICORDO DI
ENRICO MARCHI
23 Aprile 2010

Prima MARCHI LECTURE

DICAT
Dipartimento di Ingegneria delle Costruzioni,
dell'Ambiente e del Territorio
Università degli Studi di Genova

PREMESSA

In questo volume vengono riportati gli interventi che si sono succeduti nella mattinata della Giornata in Ricordo di Enrico Marchi, svolta il 23 aprile 2010 a Genova alla presenza di numerosi partecipanti. In tale giornata è stata tenuta anche la prima Marchi Lecture, un appuntamento annuale itinerante che il Gruppo Italiano di Idraulica ha voluto dedicare alla memoria di Enrico Marchi.

Gli interventi comprendono: i Saluti delle Autorità Accademiche, la Presentazione del volume delle Memorie Scelte, la predetta Marchi Lecture ed alcune Testimonianze.

Gli allievi di Enrico Marchi ringraziano vivamente i colleghi ed amici che, con la loro cortese collaborazione, hanno contribuito a rendere possibile la realizzazione dei presenti Atti.

Giulio Scarsi

Figura 1: Il tavolo della Presidenza. Al centro il Direttore del DICAT, Paolo Blondeaux. Alla sua destra il Magnifico Rettore dell'Università di Genova, Giacomo De Ferrari e il Presidente del Gruppo Italiano di Idraulica, Pasquale Versace. Alla sua sinistra la Preside della Facoltà di Ingegneria dell'Università di Genova e il Presidente dell'Associazione Idrotecnica Italiana, Massimo Veltri.

Figura 2: Il pubblico nella Sala Baldacci al piano nobile della Villa Giustiniani Cambiaso.

Figura 3: Il Professor Giovanni Seminara durante la Presentazione del Volume delle Memorie Scelte di Enrico Marchi.

Figura 4: Il Professor Chiang C. Mei durante la sua Conferenza.

SALUTO DELLE AUTORITÀ ACCADEMICHE

Paolo Blondeaux

Direttore del Dipartimento di Ingegneria delle Costruzioni, dell'Ambiente e del Territorio. Università degli Studi di Genova

Per prima cosa mi fa piacere porgervi il mio personale benvenuto oltre a quello del dipartimento che mi trovo a rappresentare. Vi ringrazio per essere venuti e per essere cosí numerosi. So che molti di voi hanno dovuto fare un certo sforzo per riuscire a conciliare i molteplici impegni che caratterizzano il nostro lavoro con la presenza qui a Genova. Vi ringrazio per questo. Alcuni, nonostante gli sforzi, non sono riusciti a partecipare a questa giornata per diversi motivi, chi per motivi familiari, chi per motivi di salute, ma hanno inviato dei messaggi perché volevano testimoniare in qualche modo la loro vicinanza e il loro affetto per il prof. Marchi. Mi sembra giusto citarli perché hanno scritto parole molto sentite. In particolare vorrei citare il prof. Benfratello, che era un amico fraterno del prof. Marchi, il prof. Bufera, il prof. D'Alpaos e il prof. Tomasicchio. È pervenuto anche un messaggio dal presidente dell'Accademia dei Lincei che ha voluto patrocinare questa serie di lezioni. Infatti questa è la prima di una serie di giornate dedicate al prof. Marchi che avranno luogo annualmente in diverse sedi italiane. Siccome il messaggio è molto breve ho piacere a leggerlo. Il messaggio è indirizzato al prof. Seminara che, come sapete, è membro dell'Accademia dei Lincei e recita:

Caro Giovanni, ho piacere di comunicarti che il Consiglio di Presidenza, accogliendo la tua richiesta, accorda il patrocinio dell'Accademia dei Lincei per le conferenze dedicate al nostro illustre e compianto socio Enrico Marchi, organizzate annualmente dell'Associazione Italiana di Idraulica. Mentre formulo i migliori auguri per il successo dell'iniziativa, ti saluto cordialmente. Lamberto Maffei.

Fatta questa doverosa premessa, devo confessare un certo imbarazzo a occupare questo posto. L'imbarazzo nasce dal ricoprire proprio il ruolo che, nel passato, era del prof. Marchi. Il prof. Marchi è stato un grande dell'Idraulica e questo confronto, anche se indiretto, mi mette decisamente in imbarazzo. Il prof. Marchi è stato un grande, perché è riuscito a fondere la figura del ricercatore con quella dell'ingegnere. In questa sala ci sono molti ricercatori che hanno dato significativi contributi all'avanzamento delle conoscenze del settore della Meccanica dei Fluidi e in quello dell'Idraulica e ci sono altri che hanno partecipato all'ideazione e alla realizzazione di grandi opere idrauliche. Peró non tutti hanno saputo, come il prof. Marchi, fare entrambe le cose ad alto livello. Questa giornata è quindi dedicata al prof. Marchi con uno sguardo al passato ma con uno anche al futuro perché vuole indicare ai giovani un esempio da seguire. Noi siamo professori universitari e quindi, fra i nostri doveri istituzionali c'è quello della ricerca ma non dobbiamo dimenticare che siamo anche docenti della Facoltá di Ingegneria e dobbiamo quindi essere anche dei buoni ingegneri per poter insegnare ai giovani questo difficile mestiere. Dobbiamo quindi essere ricercatori e ingegneri e fare entrambe le cose anche se, siamo certi, non riusciremo a farle al livello del prof. Marchi.

Il tempo è tiranno perché il programma della giornata è molto denso. Quindi non mi dilungherei oltre e lascerei la parola alle autoritá che sono qui al mio fianco e che hanno voluto essere presenti: il prof. Giacomo Deferrari, Magnifico Rettore dell'Universitá di Genova, e la prof.ssa Paolo Girdinio, Preside della nostra Facoltá.

Giacomo Deferrari

Magnifico Rettore dell'Università degli Studi di Genova

Grazie e buongiorno a tutti. Benvenuti a nome dell'Ateneo genovese e mio personale. Io non ho conosciuto personalmente il Prof. Marchi, ma sapevo della fama che lo accompagnava nel nostro Ateneo come scienziato attento ai problemi dell'ingegneria e come professore. Un suo grande merito è l'aver costruito una scuola molto apprezzata nella quale si sono via via formate ed affermate personalità di sicuro rilievo. E ritengo che noi tutti dobbiamo avere, sempre di più, la convinzione che i nostri doveri siano certamente la formazione e la ricerca ma anche l'impegno a dar vita ad una scuola nella quale essere maestri capaci ed appassionati. Desidero ricordare come il Prof. Marchi sia stato parte attiva e convinta nella realizzazione del DICAT che ha tratto origine dall'accorpamento di diverse e qualificate strutture, dando luogo ad un Dipartimento importante e significativo. Inoltre non deve essere dimenticata la Sua grande capacità organizzativa, una qualità questa che, se posso permettermi, sovente manca ai professori ai quali, forse, potrebbe risultate utile seguire qualche corso di organizzazione per i manager. Il Prof. Marchi, che lascia dei grandissimi allievi, è stato dunque un esempio illustre di un professore il quale raccoglieva in se le caratteristiche che deve possedere un docente universitario di grande qualità. Non vi trattengo oltre, augurandoVi buon lavoro per questa Giornata voluta dal Gruppo Italiano di ingegneria idraulica. Grazie.

Paola Girdinio

Preside della Facoltà di Ingegneria.
Università degli Studi di Genova

Il prof. Enrico Marchi è stato uno dei più insigni studiosi che questa Facoltà abbia avuto la fortuna di ospitare, e non ha certo bisogno di presentazioni, nonostante il suo carattere lontano da ogni esibizionismo, nè a livello locale e forse meno ancora a livello nazionale ed internazionale, grazie alla qualità delle sue attività scientifiche e professionali. La sua presenza a Genova, iniziata come professore straordinario nel 1962, è stata un costante crescendo di successi accademici e professionali, che lo hanno portato a sviluppare un parco di pubblicazioni scientifiche di assoluto valore internazionale, sempre orientate alla soluzione di problemi di ingegneria idraulica e quindi di grande valore anche applicativo, e a far nascere e crescere una scuola di idraulica genovese che ha saputo generare numerosi e qualificati specialisti di valore internazionale nei diversi settori di questa disciplina. Il Prof. Marchi ha inoltre trovato modo di affiancare a questa prestigiosa attività scientifica e didattica sia numerose cariche accademiche, tra le quali quella di Preside di questa Facoltà, sia prestigiosi incarichi pubblici, come quelle di esperto del Magistrato per il Po, del Magistrato alle Acque di Venezia, di membro del Consiglio Superiore dei Lavori Pubblici e infine di uno dei più autorevoli componenti della Commissione Ministeriale per l'individuazione di soluzioni atte a difendere la Laguna di Venezia dal fenomeno delle acque alte, incarichi tutti svolti sempre con grandissimo impegno e senso delle istituzioni. Sono quindi particolarmente felice che sia stata organizzata questa giornata in suo ricordo, e che la Conferenza Marchi possa divenire un evento periodico per onorare questo nostro prestigioso collega, così ricco anche di qualità umane, che chi lo ha conosciuto non potrà mai dimenticare.

PRESENTAZIONE DEL VOLUME DELLE MEMORIE SCELTE

Presentazione del Volume delle Memorie Scelte di Enrico Marchi

Giovanni Seminara
Dipartimento di Ingegneria delle Costruzioni,
dell'Ambiente e del Territorio.
Università degli Studi di Genova

Figura 4.1: Enrico Marchi

Premessa

Buongiorno a tutti. Desidero anzitutto rivolgere un saluto affettuoso alla famiglia di Enrico Marchi, a Marcella, Giovanna, Vincenzo e Aldo, alla cara Elena e a tutti i nipoti. Mi unisco, poi, alle parole di chi mi ha preceduto nel ringraziare i numerosi ed autorevoli Amici che ci hanno onorato con la loro presenza. Ma, se me lo permettete, un saluto davvero particolare voglio rivolgere ad Antonello Rubatta, che di Enrico Marchi fu più che un Amico, un vero Fratello. Incidentally, I wish our foreign guests to excuse me if I will deliver my talk in Italian. I learnt from Ignacio Rodriguez Iturbe that when one prays or speaks of love, he has to use his own language. And today we do speak about our love for Enrico Marchi.

Prima di iniziare voglio poi precisare che il Volume delle Opere Scelte non è stato curato da me, bensì dai Professori Giulio Scarsi e Sandro Stura, che desidero qui ringraziare. E, per numerosi motivi, non ultimo il fatto che Giulio è stato di Marchi il primo Allievo oltreché Aiuto, di nome e di fatto, per un'intera vita, oggi qui al posto mio dovrebbe esserci Giulio Scarsi. Ma tutti voi lo conoscete e sapete quanto Giulio sia schivo e poco incline ad apparire. E così, forse anche per il carico di emozioni che il ricordo del nostro Maestro gli suscita, Giulio mi ha chiesto di sostituirlo.

Quello che desidero fare in questa mia breve presentazione è delineare l'opera scientifica di Enrico Marchi, con particolare riguardo al Suo rapporto con la sede genovese, che ha svolto un ruolo centrale nello sviluppo della Sua personalità scientifica. E lo farò con l'ottica di trasmettere qualche insegnamento che credo la vita di Marchi abbia lasciato alle giovani generazioni. Non vi parlerò, invece, dei numerosi altri aspetti della personalità di Enrico Marchi, l'attività professionale, la passione civile, le responsabilità istituzionali, che abbiamo peraltro avuto modo di tratteggiare in altre occasioni ([1], [2], [3], [4], [5], [6]).

Tre parole chiave.

Per cogliere il profilo scientifico di Enrico Marchi, occorre fare riferimento a tre parole chiave. La prima, che sta permanentemente al centro della Sua riflessione scientifica, è **ingegneria**. La seconda è **semplicità**: Marchi non indulgeva mai a quelle ridondanze barocche cui molti di noi che lo hanno seguito non di rado si abbandonano, privilegiava invariabilmente l'essenzialità dei contenuti e la semplicità dell'analisi. La terza parola chiave è **Meccanica dei Fluidi**. Ho riprodotto qui il frontespizio del trattato di Marchi e Rubatta (Figura 4.2) perché credo abbia costituito una vera e propria discontinuità nell'impostazione dei trattati di idraulica del nostro Paese, testimoniata chiaramente dal titolo che, credo per la prima volta, fa riferimento al ceppo fondamentale della nostra disciplina, quello appunto della Meccanica dei Fluidi, da cui fa procedere le applicazioni Idrauliche. E' iniziato così un cammino che si è sviluppato nell'arco di oltre mezzo secolo, in cui l'Idraulica è stata progressivamente traghettata nell'alveo della Meccanica dei Fluidi, un processo ancora in atto di cui Marchi è stato un convinto sostenitore.

Figura 4.2: Il frontespizio del trattato di Marchi e Rubatta (1981)

Tre parole chiave, dunque, Ingegneria, Semplicità e Meccanica dei Fluidi: vediamo come Marchi le ha declinate nel corso della Sua vita scientifica.

Gli anni bolognesi.

Cominciando dagli anni bolognesi, che lo hanno visto prima studente lavoratore e poi giovane Assistente alla prestigiosa Scuola di Giulio Supino. È con qualche esitazione che mi accingo a descrivere la ricerca che si faceva in quegli anni nell'ambito dell'Idraulica, in presenza di tanti autorevoli colleghi che assai meglio di me potrebbero farlo. Proverò, tuttavia, a collocare la mia riflessione negli anni del dopoguerra per comprendere il contesto in cui Marchi ha iniziato la sua attività scientifica. Facciamo allora un rapido

Figura 4.3: Marchi, con le Sue bimbe e il loro cagnolino in gita nell'Appennino emiliano

esame di quelli che erano i due principali trattati di Idraulica nell'immediato dopoguerra.

Il primo di questi è il trattato del caposcuola bolognese, Umberto Puppini, indubbiamente uno dei migliori scritti nel nostro Paese, un'opera di 700 pagine che dedicava solo 7 pagine alla derivazione delle equazioni di Navier, cioè alle equazioni che costituiscono il fondamento della Meccanica dei Fluidi. Ma, ancora più interessante è il trattato di Giulio De Marchi, autorevolissimo fondatore della Scuola milanese (Figura 4.5). Leggiamone un passaggio illuminante: *...non è opportuno tuttavia ripetere che la mancanza di soluzioni teoriche generali non dà ancora motivo di ritenere che le equazioni stabilite per i liquidi viscosi perdano la loro validità quando il regime è turbolento, e che per questo regime occorra fare nuove e diverse ipotesi sulla natura degli sforzi.....* In altre parole, nel 1954, Autorevolissimi esponenti della comunità Idraulica Italiana consideravano ancora irrisolta la questione se le equazioni di Navier fossero valide anche per i moti turbolenti !

In tale contesto la ricerca di Marchi muoveva i primi passi. In cosa consisteva, allora, la ricerca Idraulica? Era prevalentemente ricerca sperimentale, mentre la ricerca teorica riguardava sostanzialmente l'Idraulica dei moti ideali o irrotazionali e l'Idraulica delle correnti. E la chiusura richiesta dal modello uni-dimensionale di corrente per la valutazione delle dissipazioni di energia era semplicemente ottenuta, in quegli anni, utilizzando formulazio-

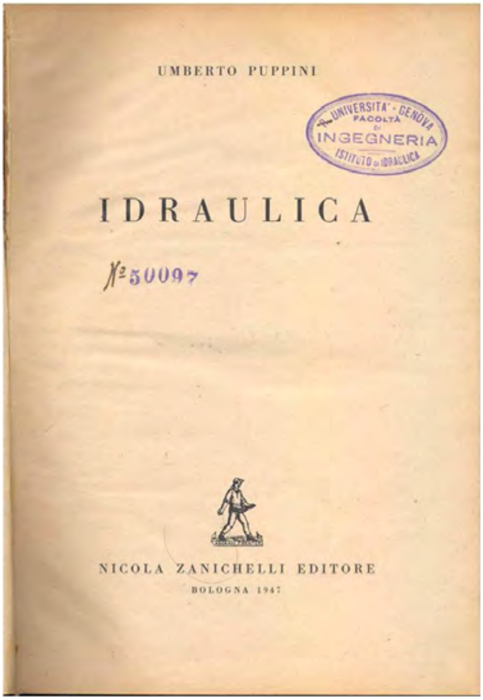
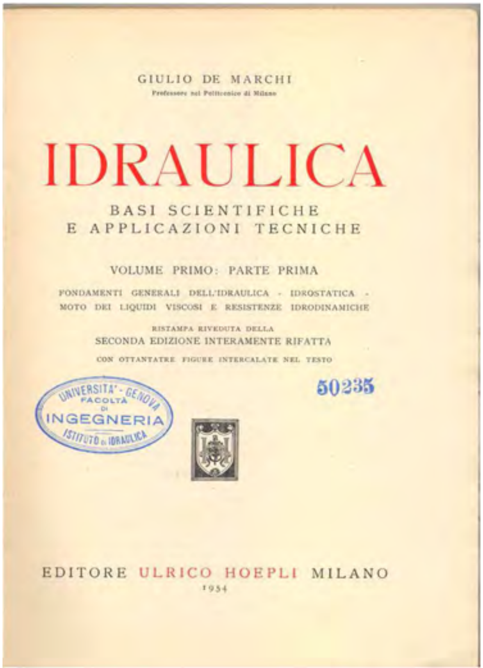


Figura 4.4: Il frontespizio del trattato del Puppini (1947)

ni empiriche, basate su osservazioni sperimentali che risalivano addirittura all'800.

Non meraviglia allora che una delle prime questioni con cui Marchi si cimenta sia un problema classico di moto irrotazionale: l'efflusso piano da luci a battente [7]. Un problema che, tuttavia, Egli attacca muovendo dal punto di vista di uno scienziato-ingegnere: lo scopo era infatti quello di rimuovere un'ipotesi non realistica, la restrizione dell'assenza di gravità che aveva consentito a Cisotti prima [8] e Von Mises poi [9] di ottenere eleganti ma astratte soluzioni fondate sull'uso delle trasformazioni conformi. Marchi intende descrivere luci reali, caratterizzate da rapporti finiti fra battente e altezza della luce; non rinunciando, tuttavia, all'uso elegante del metodo della trasformazione conforme. Lo fa, allora, sfruttando una sapiente approssimazione: osserva, infatti, che la differenza fra le velocità in B e D (Figura 4.6a) è piccola (V_2-$V_1 \ll V_1$), opera quindi nel piano odografo (Figura 4.6b) formulando un ragionevole 'guess' sulla forma della curva BD in tale piano, corrispondente alla forma della superficie libera della vena effluente nel pia-


GIULIO DE MARCHI
Professore nel Politecnico di Milano

IDRAULICA

BASI SCIENTIFICHE
E APPLICAZIONI TECNICHE

VOLUME PRIMO: PARTE PRIMA

FONDAMENTI GENERALI DELL'IDRAULICA - IDROSTATICA - MOTO DEI LIQUIDI VISCOSI E RESISTENZE IDRODINAMICHE

RISTAMPA RIVEDUTA DELLA
SECONDA EDIZIONE INTERAMENTE RIFATTA
CON OTTANTATRE FIGURE INTERCALATE NEL TESTO

EDITORE ULRICO HOEPLI MILANO
1954

Figura 4.5: Il frontespizio dell'edizione del 1954 del trattato di De Marchi

no fisico, esegue infine una sequenza di successive trasformazioni conformi attraverso le quali riconduce la soluzione ad una forma nota. I risultati dell'analisi sono di notevole rilievo: il calcolo predice valori dei coefficienti di contrazione che si confrontano ottimamente con i risultati sperimentali (gli errori non superano 1-2 %).

Il periodo Bolognese è naturalmente caratterizzato da una serie di altri lavori, ispirati anch'essi da istanze provenienti dal contesto in cui si operava in quegli anni. Non è necessario qui ricordare che l'Italia veniva da un periodo buio in cui, tuttavia, erano state realizzate importanti opere civili, le grandi bonifiche, i grandi impianti idroelettrici. E l'alluvione del Polesine del 1951 aveva dato luogo a una forte mobilitazione politica e culturale. Da tali istanze nascono gli interessi di Marchi per i processi di filtrazione non stazionaria attraverso i rilevati arginali [10], la propagazione delle onde lunghe nei corsi d'acqua (in cui introduce l'approssimazione parabolica attraverso un procedimento originale [11], distinto da quello proposto negli stessi anni dal giapponese Hayami [12]) e, infine, il deflusso negli sfioratori a calice che studia sperimentalmente in collaborazione con Rubatta [13].

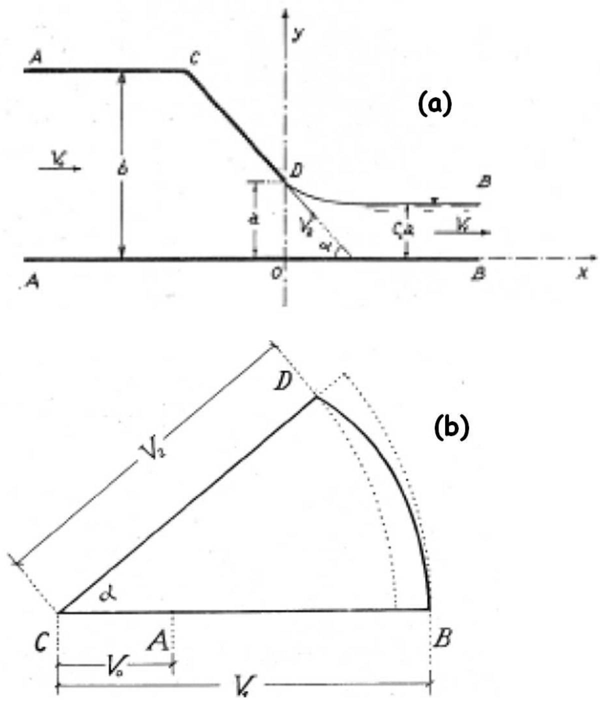


Figura 4.6: Lo schema adottato da Marchi [7] per lo studio delle luci a battente

Dei contributi scientifici di Marchi nel periodo Bolognese ritengo, tuttavia, che le più rilevanti siano le ricerche sperimentali relative alla turbolenza nelle correnti a superficie libera. Sostanzialmente l'obiettivo di Marchi era quello di verificare fino a che punto le conoscenze relative alla turbolenza di parete, che si erano sviluppate nel contesto dell'Aerodinamica (allora lontano da quello dell'Idraulica) e successivamente applicate alle correnti in pressione, fossero estendibili al caso delle correnti a superficie libera. Oggi definiremmo *fertilizzazione incrociata (cross fertilization)* quel processo di osmosi attraverso il quale gli sviluppi della Meccanica dei Fluidi di base verranno rivisitati ed arricchiti nell'ambito dell'Idraulica. Dei molti lavori scritti da Marchi su questi temi, i più rilevanti sono le due note pubblicate nel 1960 [14] negli Atti dell'Accademia Nazionale dei Lincei in cui sono riprodotti i risultati principali della sistematica serie di esperienze che Egli eseguì nella canaletta del Laboratorio di Idraulica dell'Università di Bologna (Figura 4.7).

Il primo dei risultati di rilievo è l'introduzione di una *funzione di scia* a

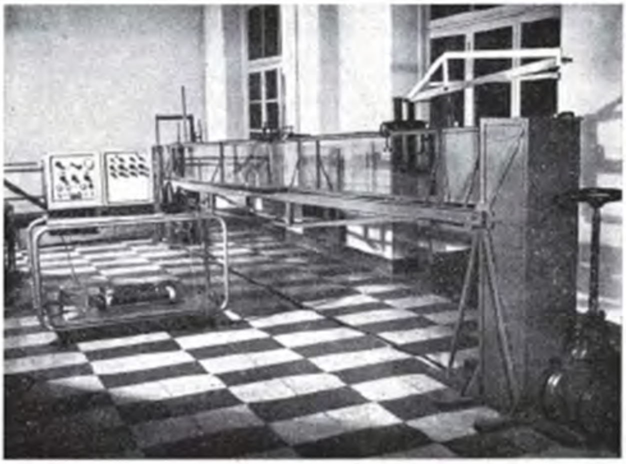


Figura 4.7: La canaletta sperimentale del Laboratorio di Idraulica dell'Università di Bologna su cui Marchi [14] eseguì le Sue note esperienze sul moto turbolento delle correnti uniformi a pelo libero

correggere la classica distribuzione logaritmica di Prandtl-V.Kármán (Figura 4.8). É qui il caso di osservare che in quegli anni la circolazione dell'informazione scientifica non era quella di oggi, non esisteva il Web of Science, e l'idea di introdurre una funzione di scia era stata proposta da Coles [15] in un lavoro, non noto a Marchi, che fu pubblicato nel primo numero della prestigiosa rivista *Journal of Fluid Mechanics*. La funzione di scia traduce matematicamente, diremmo oggi, l'osservazione che la scala integrale della turbolenza non presenta una distribuzione lineare se non in prossimità della parete. Un risultato che può apparire oggi relativamente ovvio ma che rivestiva, in quegli anni, un notevole interesse.

Ma qual'era il reale interesse che aveva mosso Marchi nello svolgimento di quelle esperienze? La risposta ce la fornisce la seconda Nota (in cui fa di nuovo capolino l'Ingegneria): l'interesse di Marchi era quello di estendere i suoi risultati alle correnti fluviali, cioè al caso di sezioni irregolari per le quali non risultava a priori scontata la validità della legge logaritmica di distribuzione della velocità. L'estesa sperimentazione condotta da Marchi e la Sua interpretazione teorica gli consentono di dimostrare in modo semplice ed elegante che le curve dei coefficienti di resistenza relative a sezioni di forma diversa collassano in un'unica curva purchè si introduca un coefficiente di forma a correggere sia il raggio idraulico che il numero di Reynolds (Figura

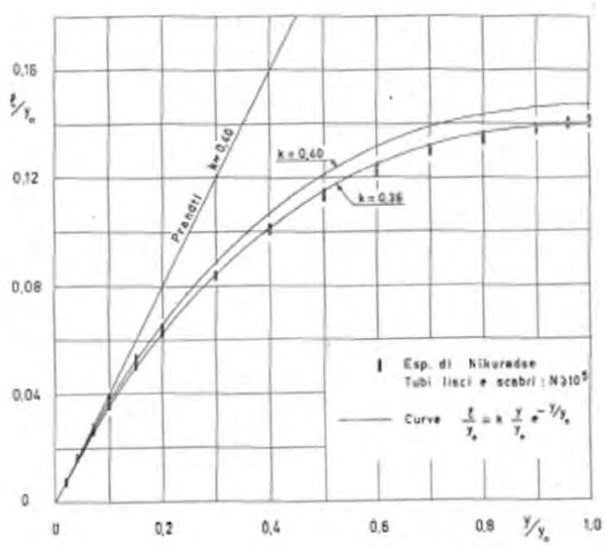


Figura 4.8: La funzione di scia introdotta da Marchi [13] per l'interpretazione delle deviazioni della distribuzione di velocità nei moti turbolenti dalla classica distribuzione logaritmica di Prandtl-V.Kármán

4.9). Marchi aveva così raggiunto il suo obiettivo: dimostrare che le correnti a superficie libera sono trattabili in modo non dissimile dalle correnti in pressione purchè la classica formula di Colebrook sia corretta attraverso un opportuno coefficiente di forma. Nasce così la formula di Marchi per il coefficiente di resistenza di correnti a superficie libera di forma qualsiasi. Ma veniamo agli anni genovesi.

Gli anni genovesi.

Prima di intrattenervi su qualcuna delle numerose vicende che caratterizzeranno la vita scientifica di Marchi nel Suo periodo Genovese, consentitemi di concedermi qualche impertinenza che, come sapete, costituisce un irrefrenabile aspetto del mio carattere. Impertinenza che, da una parte ci consente di alleggerire l'atmosfera, dall'altra ci proietta per un attimo nell'Università di quegli anni stimolando, io credo, qualche riflessione. L'idea di quest'impertinenza mi è nata in conseguenza di un gentile omaggio che ho ricevuto dal Prof. Raiteri: un carteggio, certamente inventato ma con una buona dose di

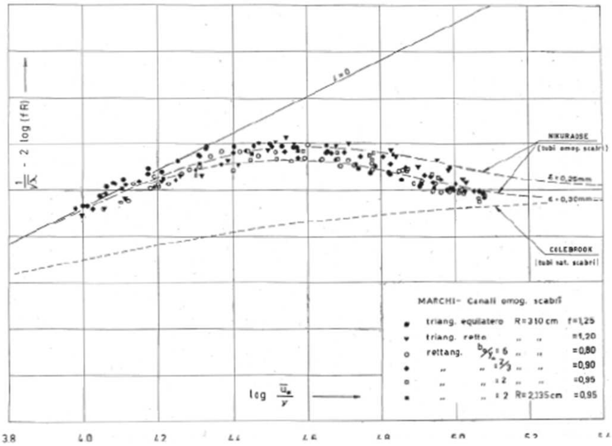


Figura 4.9: Il collasso delle curve che forniscono il coefficiente d'attrito del moto turbolento di correnti uniformi a pelo libero in alvei caratterizzati da sezioni di forma diversa attraverso l'introduzione del coefficiente di forma di Marchi [13]

Figura 4.10: Marchi nello studio della Sua abitazione, si cimenta con la costruzione di un modello della Villa Cambiaso, gentile omaggio di Erminio Raiteri, allora Direttore della biblioteca della Facoltà di Ingegneria

realismo, fra un Professor X dell'Università di Genova ed un Professor Y dell'Università di Bologna, ipoteticamente avvenuto in occasione del concorso a cattedra che porterà Marchi, vincitore, a Genova.

Ci illumina, questo carteggio, anzitutto sul *come si aprivano le posizioni accademiche nei primi anni '60.* Scrive, infatti, il Prof. X:

> **La Facoltà, cioè il Preside Capocaccia, ha improvvisamente aperto il concorso in Idraulica, senza nessun preavviso. La ragione ufficiale sarebbe la seguente: il Ministro Bosco ha concesso una cattedra per il gruppo di Idraulica di Genova; ma poi per esigenze che io non comprendo tale cattedra supplementare sarebbe per ora assegnata al gruppo Elettrotecnico; ma, non volendo perdere il vantaggio di questa concessione, qui hanno pensato bene di coprire sùbito il posto di Idraulica, aprendo il concorso per il periodo 1961-62.**

È appena il caso di sottolineare l'incipit della lettera: ...... *la Facoltà, cioè il Preside Capocaccia....* Il carteggio prosegue illuminandoci *sul come si selezionavano allora i concorrenti di valore.* Continua, infatti, il Prof. X:

> **desidero avvertirti subito, perchè tu ne parli al prof. Marchi, che, a mio avviso, farà molto bene a concorrere. Digli che prepari diversi plichi delle sue memorie e che appena può venga a Genova a farsi conoscere: a Capocaccia, a Ottavio Vocca, a Eugenio Fuselli, a Carlo Cagnoli, e naturalmente anche a persone di notevole valore, come Riccardo Baldacci, Dalberto Faggiani, Pier Giulio Fornasini, Alfio Di Bella, ecc.**

E, dunque, penserete voi, il mondo non è poi molto cambiato. Forse, ma non mi sembra irrilevante osservare che del Prof. Marchi importava la qualità dei lavori scientifici, non l'affiliazione politica, né il grado di parentela con il Prof. X! Né quest'ultimo si dedicava alla costruzione di cordate finalizzate a sostenere candidati genovesi, che pur non mancavano, qualcuno certamente degno ma di qualità scientifica non paragonabile con quella del giovane Marchi! Il concorso si proponeva un obiettivo semplice e rispettabile: quello di sostituire il Prof. Lelli, che aveva lasciato vacante la sua cattedra, con un professore di riconosciuto valore. Certo, non contava solo la qualità scientifica, come emerge da un passo successivo del carteggio, da cui si evince che il *tratto signorile* non guastava!

E, ancora, ecco come *l'affinità musicale* poteva contribuire a determinare i destini di un concorso:

Quanto ai *Concorsi*, il passo finale è decisamente illuminante:

Le preoccupazioni dell'immaginario Prof. X si riveleranno poi infondate: il Concorso vide Marchi vincitore e primo in graduatoria per decisione

Il Preside Capocaccia (notizia riservatissima) è uno "snob" e tiene moltissimo all'educazione, al tratto signorile e ad altre qualità del genere. Avrà molta importanza il modo di presentarsi, il riguardo usato alla sua persona.

Il Preside Capocaccia si è rivolto a Francesco Marzolo, col quale è in buone relazioni, per chè questi suona il violoncello; e così il primo nome che è saltato fuori è un assistente (non Datei, che ho conosciuto a Padova e che è di un certo valore) il quale pare abbia un incarico di Idraulica Agraria, cioè seguirebbe la stessa strada dei suoi predecessori, che non fecero davvero una brillante prova.

Credo che questo tale si sia già presentato al Preside, e che abbia fatto una buona impressione (tratto signorile, ecc.). Comunque, nulla sarebbe ancòra compromesso, perchè chi decide è il concorso.

Ma, anche su questo punto, non sarei molto tranquillo, perchè Capocaccia è al Consiglio Superiore e i Commissari praticamente li nomina lui.

unanime della Commissione, di cui faceva parte anche De Marchi, convinto sostenitore di questa decisione.

Ma torniamo a Marchi. La prima attività a cui Egli si dedicò non appena arrivato a Genova fu quella di formare una squadra. Da questo processo di aggregazione nacque la squadra di Figura 4.11: siamo nel '68 a distanza di sei anni dall'arrivo di Marchi a Genova. Per illustrarvi quanto variegata fosse la composizione di questo gruppo, mi consentirò una seconda impertinenza, quella di tentare una descrizione lapidaria di ciascuno dei suoi componenti. Cominciando da Ignazio Becchi, il più difficile da restringere in una tipologia ben definita: lo definirei una versione geneticamente modificata di un incrocio fra Leonardo e Archimede Pitagorico. E Sandro Stura? Beh, qui la definizione è molto più facile: un Ingegnere o, per dirla alla Datei, un muratore. Franco Siccardi? Un manager con qualche recente attitudine al rischio. E poi Giulio Scarsi: lo studioso. E, infine, Erminio Raiteri: un comunista eretico, tanto eretico che si scomodò Pajetta da Roma per espellerlo dal PCI! Solo un capitano come Marchi poteva scegliere e poi governare una simile squadra.

Ma riprendiamo la parte seria del nostro discorso. I cinque componenti

Figura 4.11: La prima "squadra" dell'Idraulica Genovese (17 Giugno 1968). In alto da sinistra: studente, Ignazio Becchi, Sandro Stura, Franco Siccardi, Enrico Brizzolara, Marte Manzoli (tecnico e figura mitica di quella stagione). In basso da sinistra: Giulio Scarsi, Enrico Marchi, Fantoni (studente), Piero Manzoli (tecnico), Erminio Raiteri.

della squadra costituirono il nucleo su cui fu fondata la Scuola Genovese. Ciascuno di essi acquisterà nel tempo un profilo culturale diverso: a riprova del fatto che il modo con cui Marchi aggregava intelletti non era quello che si affermerà nella generazione successiva, in cui l'Accademia si riproduce per clonazione. Marchi scrisse pochissimi lavori in collaborazione con i Suoi allievi, e ciò accadde solo quando il Suo percorso scientifico si intersecava con quello che, autonomamente, qualche allievo aveva prescelto.

Il primo importante risultato che Marchi otterrà con l'aiuto della Sua "squadra" sarà la trasformazione di quello che Lelli definiva con una punta di snobismo il più piccolo laboratorio di Idraulica Italiano in un moderno Laboratorio con vocazione scientifica e di servizio per la società civile, che oggi Gli sarà dedicato.

Ma, in quei tempi, l'Istituto di Idraulica gestiva due altri Laboratori. Uno di questi era costituito da una vasca prove modelli marittimi realizzata all'interno del recinto portuale, grazie alla collaborazione che Marchi aveva instaurato con l'allora Direttore Tecnico del Consorzio Autonomo del Porto, Ing. Grimaldi. L'altro era un laboratorio assai peculiare, realizzato con l'aiuto di Giovanni Borzani, professore di Costruzioni Marittime presso la nostra Facoltà e dei giovani Scarsi, Stura e Raiteri. Borzani, progettista

Figura 4.12: Il laboratorio dell'Istituto di Idraulica realizzato negli anni '70, oggi 'Laboratorio Enrico Marchi'

della diga foranea di Genova (Figura 4.13), aveva previsto che uno dei cassoni della diga potesse essere opportunamente attrezzato come laboratorio per la misura al vero delle azioni ondose esercitate sul paramento verticale a mare della diga e sul fondo (Figura 4.14).

E mi piace qui mostrarvi una foto storica in cui il sommozzatore Geom. De Senibus è ritratto nel corso dell'operazione di posa di una flangia di alloggiamento dei trasduttori di pressione (Figura 4.15).

Questo Laboratorio consentì di acquisire alcuni dati di notevole interesse che furono comunicati attraverso diversi lavori, anche se la prassi della comunicazione scientifica di quei tempi non stimolò, purtroppo, la scelta di sedi editoriali che forse la rilevanza dei lavori avrebbe meritato. Il risultato principale, del tutto inaspettato, consisteva nel fatto che le oscillazioni di pressione rilevate dalle tre sonde posizionate sul fondo avevano ampiezze paragonabili, cioè il diagramma triangolare delle pressioni normalmente utilizzato per la verifica di stabilità delle dighe marittime non risultava confermato dall'esperienza. Questo preoccupò molto il Prof. Borzani, scrupoloso ed esperto progettista, e sollecitò un'interpretazione teorica. Tale interpretazione fu data in un lavoro presentato (ma mai pubblicato) al Convegno Nazionale di Idraulica di Roma e fu, successivamente, discussa da Marchi nella Sua relazione generale al Convegno Internazionale della IAHR [16]: analizzando la propagazione di onde di pressione in un liquido contenuto in un ammasso poroso confinato, gli Autori mostrarono che la curva inviluppo delle massime

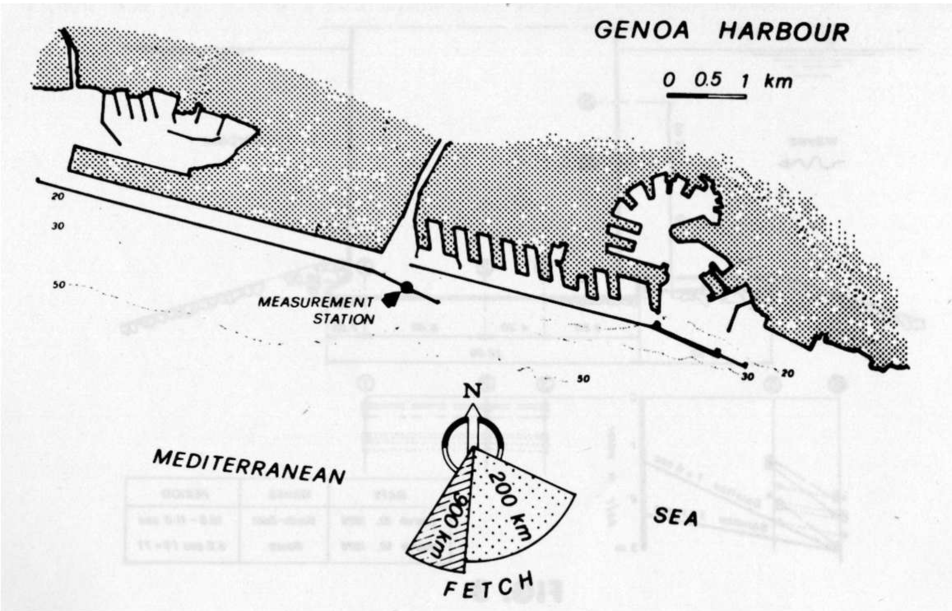


Figura 4.13: La diga foranea di Genova con indicazione della localizzazione della stazione di misura realizzata negli anni'70 all'interno di uno dei cassoni della diga.

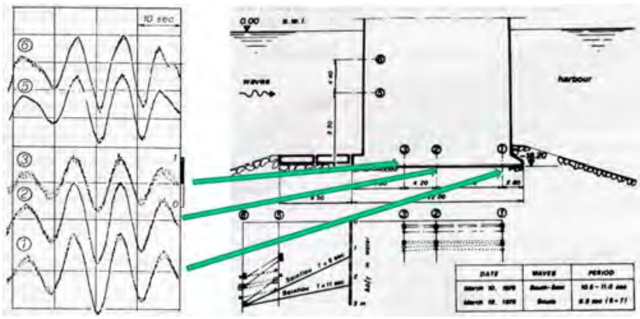


Figura 4.14: Sezione del cassone attrezzato della diga foranea di Genova.

oscillazioni di pressione è una retta, ma il diagramma è triangolare solo se l'estremità dell'ammasso è libera mentre diventa rettangolare se l'estremità dell'ammasso è totalmente ostruita, ad esempio per effetto di un deposito di materiali molto fini. Cos'era accaduto? Il cassone, localizzato in prossimità del torrente Polcevera induceva sul paramento di monte il deposito dei ma-

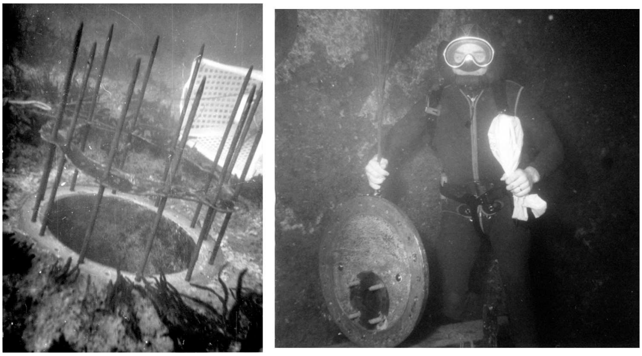


Figura 4.15: Immagine storica del sommozzatore Geom. de Senibus nella fase di posa di una flangia che ospita i trasduttori di pressione.

teriali fini scaricati dal corso d'acqua.

Questo lavoro illustra assai bene il modo con cui Marchi declinava le tre parole chiave menzionate all'inizio di questa chiacchierata: Egli amava ricercare soluzioni, magari approssimate meglio se semplici, di importanti problemi reali, anche se complessi; non era invece particolarmente incline a ricercare soluzioni, magari esatte, di problemi accademici. Era cioè uno Scienziato Ingegnere piuttosto che uno Scienziato Puro.

Un altro lavoro che testimonia questo approccio alla ricerca è lo studio sperimentale di correnti a superficie libera supercritiche a forte curvatura. Com'è noto, la dinamica di correnti supercritiche presenta forti analogie con quella dei moti supersonici. In presenza di ostacoli, un moto supersonico può subire una transizione a condizioni subsoniche attraverso la formazione di un'onda di shock, per poi recuperare le sue caratteristiche supersoniche sufficientemente a valle. Fenomeno analogo si verifica se una corrente supercritica rettilinea subisce una rapida deviazione attraverso una curva di piccolo raggio: la corrente forma un risalto a monte della curva, cioè rigurgita, diventa quindi subcritica e come tale attraversa la curva, per poi ripristinare gradualmente le sue caratteristiche supercritiche. Si tratta di un problema complesso, sostanzialmente ignorato in letteratura, proprio perchè difficilmente attaccabile con gli strumenti analitici utilizzati nei classici lavori relativi alle correnti a debole curvatura (Knapp e Ippen [17]; Poggi [18]).

Perchè Marchi era interessato a questo problema? In fondo, in natura le correnti a superficie libera sono di rado caratterizzate da forte curvatura. Non

Figura 4.16: Gli esperimenti di Marchi [19] sulle correnti a superficie libera supercritiche in canali a forte curvatura.

così, però, gli alvei sistemati in aree fortemente antropizzate: in particolare, il torrente Nervi alla foce, che Marchi aveva occasione di vedere quotidianamente, forma proprio una curva a 90^o. Incuriosito presumibilmente da tale osservazione, Marchi decise di analizzare il problema sperimentalmente [19] e rappresentò i Suoi risultati nel piano $(F_0, \frac{b}{2r_0})$ con F_0 numero di Froude della corrente indisturbata, b larghezza del canale ed r_0 raggio di curvatura costante della linea d'asse (Figura 4.17).

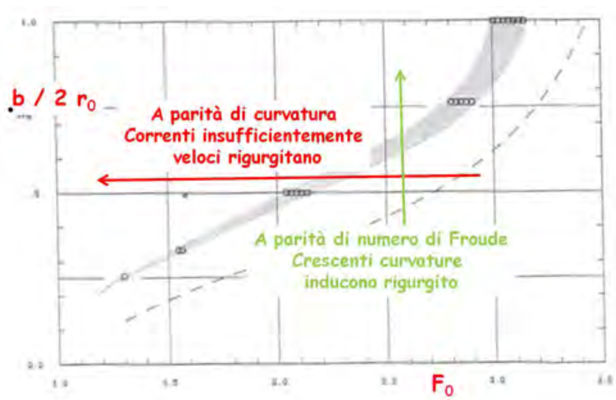


Figura 4.17: Transizione correnti rigurgitate-non rigurgitate nei moti a superficie libera supercritici in canali a forte curvatura [19].

Evidenziò in tal modo l'esistenza di una chiara transizione da condizioni di deflusso non rigurgitato (NR) a condizioni rigurgitate (R): in altre parole, a parità di curvatura relativa, se il numero di Froude cresce si determina la condizione NR-R; analoga transizione si determina, a parità di numero di Froude, se la curvatura relativa cresce.

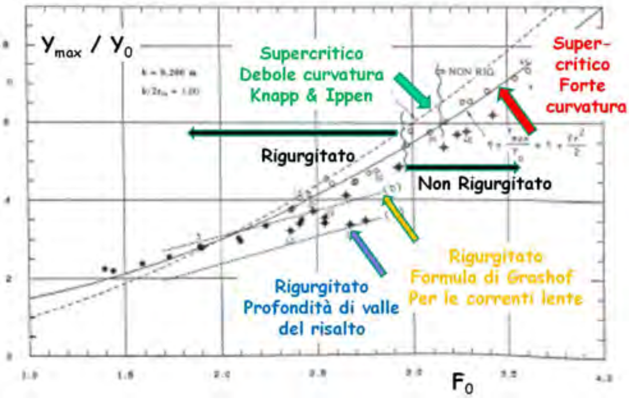


Figura 4.18: Interpretazione della transizione correnti rigurgitate-non rigurgitate nei moti a superficie libera supercritici in canali a forte curvatura [19].

Marchi ha quindi interpretato tali osservazioni. E lo ha fatto nel modo che privilegiava, quello della semplicità. Considerò distintamente i due casi di deflusso non rigurgitato e deflusso rigurgitato. Nel primo caso ipotizzò che l'intero carico cinetico si trasformasse, in corrispondenza del punto in cui si osserva la massima sopraelevazione del pelo libero, in energia potenziale specifica e dimostrò che la curva che si ottiene con tale ipotesi è in ottimo accordo con i risultati sperimentali (Figura 4.18), un accordo assai migliore di quello ottenibile utilizzando la teoria di Knapp e Ippen [16] valida per correnti a debole curvatura. Nel secondo caso mostrò che tutti i risultati sperimentali rientravano entro la fascia determinata dalla curva che individua la profondità di valle di un classico risalto idraulico e quella che riproduce la formula di Grashof per il rialzo della superficie libera in curve attraversate da correnti lente. Un'interpretazione forse non esaustiva ma largamente sufficiente agli scopi squisitamente ingegneristici che Marchi si proponeva.

Voglio, tuttavia, concludere questo squarcio sull'attività scientifica di Marchi sottolineando come la Sua inclinazione al mondo delle applicazioni ed alla semplicità non implicava un Suo disinteresse per la ricerca di carattere fondamentale. Al contrario, quando il contesto fisico lo interessava, Egli non disdegnava di cimentarsi con problemi di ricerca fondamentale relativamente accademici. E voglio fornirvene un esempio, relativo ad un lavoro che, confesso, non conoscevo prima di impegnarmi in questa presentazione: ″Open-channel Flow near the Critical Depth″ pubblicato su Meccanica nel 1966 [20]. La questione affrontata da Marchi può riassumersi come segue: sotto quali condizioni una corrente prossima alle condizioni critiche ammette l'esistenza di onde stazionarie sovrapposte ad un moto quasi uniforme? Un tema, quello delle correnti quasi critiche, a lui molto caro e di grande rilevanza per il contesto fluviale Ligure. Nel 1966 Marchi aveva già dato importanti contributi in questo campo attraverso lo studio del risalto ondulato [21]. Ora vuole attaccare tuttavia il problema in modo più generale. Considera, quindi, le equazioni delle onde cnoidali nella forma di Benjamin e Lightill [22] per assegnati valori della portata per unità di larghezza, del carico specifico e della spinta totale. Le elabora e dimostra, in modo del tutto generale, che profili caratterizzati da profondità ovunque inferiori alla critica possono essere solo uniformi o decrescenti in modo monotono (il caso della caduta libera che Marchi riprenderà trent'anni dopo [23]); onde stazionarie possono esistere solo in un intorno di valori di profondità superiori alla critica che identificano punti singolari, del tipo centri, del predetto sistema di equazioni (il caso del risalto ondulato).

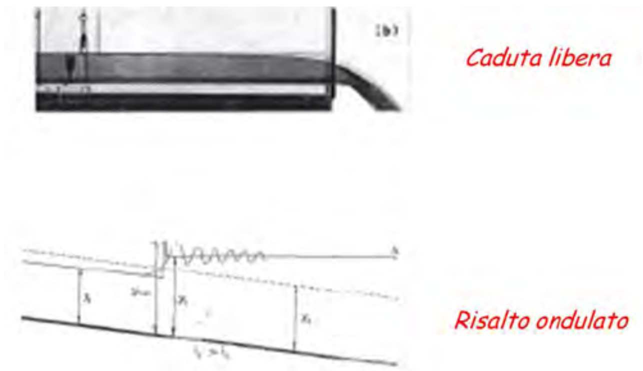


Figura 4.19: Onde stazionarie in correnti prossime allo stato critico [20].

La stagione della Salvaguardia di Venezia.

Com'è largamente noto il 11 Giugno 1980 il Ministro dei Lavori Pubblici nominava la Commissione dei 'Sette Saggi' chiamata a redigere uno studio di fattibilità per la difesa di Venezia dalle acque alte (Figura 4.20). Marchi fu chiamato a farne parte insieme a Ghetti e ad altri autorevoli esperti, fra i quali è interessante notare la presenza di un ambientalista convinto come Roberto Passino. In quella stagione della Sua vita, Marchi dedicò molte delle sue energie al problema della salvaguardia di Venezia. Non intendo, tuttavia, aprire qui questo importante capitolo perchè ad esso abbiamo dedicato un intero Convegno, promosso dall'Accademia dei Lincei proprio in onore di Enrico Marchi. Il lettore interessato ad approfondire questo aspetto potrà consultare gli Atti di quel Convegno (vedi, in particolare, Seminara [4]). Mi preme, in questa occasione, sottolineare solo un risultato scientifico ottenuto da Marchi nel 1990 [24], un risultato non strettamente legato alla progettazione del MOSE, in cui viene derivata teoricamente, credo per la prima volta, la cosiddetta legge di O'Brien [25] del 1969. Si tratta di una brillante dimostrazione del fatto che la relazione di proporzionalità fra area della sezione della bocca Ω e la potenza 0,85 del prisma di marea P, empiricamente ottenuta da O'Brien e ampiamente confermata dai risultati di campo di Jarrett [26], ha un solido fondamento teorico: l'esponente 0,85, dimostra Marchi, è in realtà 6/7. Non vi annoierò con i dettagli della derivazione, ma ritengo di qualche interesse evidenziarne la semplicità, notando che il prisma di marea è essenzialmente l'integrale, esteso ad un semiperiodo di marea, del prodotto fra area della sezione della corrente e velocità media nella sezione. In un ambiente micro-mareale l'area della sezione della bocca può assumersi costante, a meno di quantità piccole. La velocità media (nella sezione), in condizioni di equilibrio morfodinamico, oscilla assumendo un valore massimo pari ad un valore critico, che risulta proporzionale alla conduttanza. Se si adotta la formula di Strickler, quest'ultima quantità risulta a sua volta proporzionale alla potenza 1/6 del raggio idraulico e, quindi, dell'area della sezione. Ne consegue che P è proporzionale alla potenza 7/6 di Ω. In conclusione, la legge di O'Brien (o, come suggeriscono D'Alpaos et al. [27], la legge di O'Brien-Jarrett-Marchi) si fonda su tre importanti requisiti: equilibrio morfodinamico, uniformità spaziale della velocità (caratteristica dei canali mareali in equilibrio) e carattere micromareale.

Figura 4.20: Frontespizio dello studio di fattibilità per la difesa di Venezia dalle acque alte [28].

La stagione dei riconoscimenti.

Marchi ha avuto moltissimi riconoscimenti: su di essi abbiamo avuto modo di intrattenerci in altre occasioni (vedi in particolare [1] e [2]) e la loro elencazione non aggiungerebbe molto alla Sua figura scientifica. Voglio però ricordare in questa sede due riconoscimenti di cui Egli, in vita, fu fiero. Il primo è la Sua cooptazione a Socio, prima Corrispondente poi Nazionale, dell'Accademia dei Lincei. E, con la sincera modestia di cui era capace, mi disse più di una volta che lo considerava un riconoscimento superiore a quelli che riteneva fossero i Suoi meriti e che, forse, altri più di lui lo avrebbero meritato. Non negando tuttavia la Sua soddisfazione, cui corrispose un impegno per il quale fu molto apprezzato dai consoci.

Il secondo è un riconoscimento civile, cui teneva molto: il Grifo d'argento della città di Genova, ottenuto in considerazione delle benemerenze acquisite attraverso il Suo impegno a favore della città.

Figura 4.21: Enrico Marchi riceve da Edoardo Amaldi il decreto di nomina a Socio dell'Accademia dei Lincei.

Figura 4.22: Enrico Marchi riceve dal Sindaco di Genova, Giuseppe Pericu, il Grifo d'argento a riconoscimento del Suo impegno a favore della città di Genova. Alla sinistra del Sindaco il Preside della Facoltà d'Ingegneria Prof. Vernazza; a destra il Rettore Prof. Bignardi e l'Aiuto Prof. Scarsi.

Vengo, infine alla conclusione. Ho riflettuto molto su quale insegnamento fondamentale l'esempio di Enrico Marchi ci ha lasciato. E ho trovato, infine, che la sintesi più bella è contenuta in parole già dette: da Ignacio Rodriguez

Figura 4.23: Enrico Marchi, già infermo, nella Sua Cervia insieme alle figlie, alcune nipoti ed un rappresentante dell'Istituzione che ha servito nel corso della Sua vita.

Iturbe, dell'Università di Princeton, Horton Medal e Stockholm Water Prize, in occasione del Convegno Nazionale di Idraulica di Genova, nel 2000. Ho avuto già occasione di citarle, ma non posso fare a meno di ricordarle: *Dico sempre ai miei studenti che la prima condizione per costruire grandi sogni è di avere una grande capacità di sognare. E, in questo mestiere, di educare, di formare anime che sappiano sognare, di preparare uomini capaci di far vibrare le loro giovani anime con un sogno affinché nei tempi a venire l'anima di questo sogno faccia vibrare il mondo..... in questo, che è la cosa più importante a cui può aspirare un professore, Enrico Marchi è stato un esempio.* E vi voglio lasciare con un'immagine che è a me particolarmente cara perchè racchiude, credo, tutto il mondo di Enrico Marchi: c'è la Sua Cervia, la Sua famiglia, molte delle Sue tante donne (purtroppo non tutte) e, infine, un rappresentante di quell'Istituzione Accademica cui Egli dedicò la Sua vita e che oggi, qui, lo ricorda riconoscente.

Grazie Maestro.

Bibliografia

1. SCARSI G. 1995. *Prolusione all'incontro scientifico in occasione del 70esimo anno di E. Marchi.* Genova, 1995.

2. SEMINARA G. 2005. *Laudatio pronunciata in occasione della consegna del Grifo d'argento della città di Genova ad E. Marchi.* Genova.

3. SEMINARA G. 2007. *Commemorazione di E. Marchi innanzi al Consiglio della Facoltà di Ingegneria dell'Università di Genova.*

4. SEMINARA G. 2008. Enrico Marchi e Venezia: una bella avventura ripercorsa da un allievo. *Atti del Convegno Linceo sulla salvaguardia di Venezia e della sua Laguna in onore di E. Marchi.* Accademia dei Lincei. Roma.

5. SCARSI G., G. SEMINARA e S. STURA. 2007. In ricordo di Enrico Marchi. *L'Acqua.* 5, 77-80

6. BECCHI I. 2008. Ricordo di Enrico Marchi. *Commemorazione presentata al 31° Convegno di Idraulica e Costruzioni idrauliche.* Perugia.

7. MARCHI E. 1953. Sui fenomeni di efflusso piano da luci a battente. *Annali di Matematica Pura ed Applicata*, Serie IV, Tomo XXXV.

8. CISOTTI U. 1908 Vene fluenti. *Rend. del Circolo Matematico di Palermo,Tomo XXV*

9. MISES Von R. 1917 Berechnung von Ausfluss Ueberfallzahlen, VDI

10. MARCHI E., 1957. Un criterio per la verifica alla filtrazione delle arginature in terra. *Giornale del Genio Civile*, giugno

11. MARCHI E. 1956. Le onde di regime a lungo periodo (onde di piena). *L'Energia Elettrica*, 8.

12. HAYAMI, S. 1951 *Disaster Prevention Research Institute*, Kyoto University.

13. MARCHI E., RUBATTA A. 1959. Ricerca sperimentale sugli sfioratori a calice. *Atti del VI Convegno di Idraulica*, Padova, maggio.

14. MARCHI E. 1960. Sul moto uniforme turbolento delle correnti liquide. *Nota I: Atti dell'Accademia Nazionale dei Lincei*, Serie VIII, vol. XXIX, fasc. 5, novembre. *Nota II: Atti dell'Accademia Nazionale dei Lincei*, Serie VIII, vol. XXIX, fasc. 6, dicembre.

15. COLES D. 1956. The law of the wake in the turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* 1, 191-227

16. MARCHI E. 1977. Problems of Vertical Wall Breakwater Design. *Relazione generale al XVII Congr. of I.A.H.R.*, Baden Baden, August 15-19.

17. KNAPP R. T. e IPPEN A. T. 1939. Curvilinear flow of liquids with free surfaces at velocities above that of wave propagation. *Proc. Fifth Inter. Congress of Applied Mechanics.* J Wiley & Sons.

18. POGGI B. 1956. Correnti veloci nei canali in curva. *L'Energia Elettrica*, Vol. XXXIII, n.5.

19. MARCHI E. 1988. Correnti veloci in curve a 90° molto strette. *Idrotecnica*, 6, novdic., 439-455.

20. MARCHI E. 1966. Open-channel Flow near the Critical Depth. *Meccanica* 1, 3-4.

21. MARCHI E. 1963. Contributo allo studio del risalto ondulato. *Giornale del Genio Civile*, 101, 9.

22. BENJAMIN T. B. and LIGHTILL M. J. 1954. On cnoidal waves and bores. *Proc. Roy. Soc A* 224, 448-460

23. MARCHI E. 1993. On the free overfall. *J. of Hydr. Research*, Vol. 31, No. 6, 777-790.

24. MARCHI E. 1990. Sulla stabilità delle bocche lagunari a marea. *Rendic. dell'Accademia Nazionale dei Lincei* Roma, Serie IX, 1, 137-150.

25. O' BRIEN M. P. 1969. Equilibrium flow areas of inlets of sandy coasts. *J. of the Waterways and Harbour Division ASCE* 95, No WW1, Proc. Paper 6405.

26. JARRETT J.T. 1976. Tidal prism-inlet area relationships. *G.I.T.I. Report 3. U.S. Army Corps of Engineers, Coastal Engineering Research Center* Fort Bel voir, Virginia.

27. D'ALPAOS A., LANZONI S., MARANI M. e RINALDO A. 2009. On the O'Brien - Jarrett - Marchi Law. *Rend. Fis. Acc. Lincei* 20. 225-236, doi:10.1007/s12210-009-0052

28. AGEMA I., FRASSETTO R., GHETTI A., MARCHI E., MATILDI P., PASSINO R., PEZZOLI G. 1981. Studio di fattibilità e progetto di massima per la difesa della Laguna di Venezia dalle acque alte. Relazione della Commissione del Ministero dei Lavori Pubblici. Roma.

LA PRIMA MARCHI LECTURE

Homogenization Methods in Fluid Mechanics

Chiang C. Mei
Department of Civil and Environmental Engineering
Massachusetts Institute of Technology

Introduction

Problems in the real world usually involve a multitude of scales of length and/or time due to material composition, internal physics, or external forcing. Depending on the range of scales of interest, one can use different mathematical models. For example in aerodynamics it is common to model air as a continuum for which the conservation laws of mass, momentum and energy are derived. In this approach constitutive relations between stress and strains and the equation of state must be added, and usually involve coefficients which are determined experimentally. However a more fundamental approach is to derive these relations theoretically by examining the micro-scale interaction between atoms or molecules, and taking averages over volumes much greater than the mean free path but much smaller that the scale of ultimate applications.

In multi-phase solids such as fiber-reinforced materials, engineers are interested in the elastic properties of the composite. The dependence of such properties on the relative size, spacing and the elastic properties of the constituents is of course of practical importance. To facilitate the design of such composite it is desirable to be able to predict the macro-scale behavior from micro-scale mechanics. The theoretical procedure is variably called *averaging, upscaling or homogenization.*

The ideas of deriving macro-scale equations from micro-scale considerations has been practiced for a long time, hence various ad hoc methods already exist in separate fields. The more recent perturbation method of multiple scales is a particularly effective tool for problems that are basically linear or weakly nonlinear problems. There are now several highly mathematical treatises on the subject (e.g., Bensoussan, Lions and Papanicolaou (1978), Bakhvalov and Panasenko (1989)). Many of these are highly mathematical and written in abstract languages. In this lecture a more utilitarian expose is presented through a few examples in environmental fluid mechanics.

Dispersion in an Oscillatory Pipe Flow

Longitudinal diffusion in a long channel or pipe can be enhanced by velocity shear. This mechanism, first discovered by Taylor (1953), Taylor (1954), are fundamental to the spreading of pollutants in rivers. Aris (1960) and Watson (1983) extended Taylor's work to oscillatory flows which are relevant to tidal channels and in blood streams.

As the first example of the homogenization method, let us consider the laminar flow in a long pipe of radius a. Let the x axis be the axis of the pipe, and r be the radial distance from the axis. Due to a spatially constant pressure gradient the velocity profile is given by

$$u = \text{Re}\left[U(r)e^{-i\omega t}\right], \tag{5.2.1}$$

where $\text{Re}(F)$ denotes the real part of the complex quantity F. The concentration of the solute is governed by the convection-diffusion equation

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial (uC)}{\partial x} = D\left[\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial C}{\partial r}\right)\right], \quad 0 < r < a. \tag{5.2.2}$$

where D is the molecular diffusivity. We shall be interested in the solute transport over a distance L (macroscale) much greater than the radius a (microscale). Let us change to dimensionless variables by the following transformation

$$x \to Lx,\; r \to ar,\; u \to U_o u,\; t \to \frac{t}{\omega}, \tag{5.2.3}$$

where U_o is the scale of u, which can be the centerline velocity in either the steady flow or the oscillatory flow. Equation (5.2.2) is then normalized to

$$\frac{\omega a^2}{D}\frac{\partial C}{\partial t^\dagger} + \frac{U_o a}{D}\frac{a}{L}\frac{\partial(u^\dagger C)}{\partial x^\dagger} = \frac{a^2}{L^2}\frac{\partial^2 C}{\partial {x^\dagger}^2} + \frac{1}{r^\dagger}\frac{\partial}{\partial r^\dagger}\left(r^\dagger \frac{\partial C}{\partial r^\dagger}\right). \tag{5.2.4}$$

Let

$$Pe = \frac{U_o a}{D}, \quad \epsilon = \frac{a}{L} \tag{5.2.5}$$

be defined as the Péclét number and the aspect ratio respectively. We shall next assume for generality that $Pe = \mathcal{O}(1)$ but $\epsilon \ll 1$ and that

$$\frac{\omega a^2}{D} = \mathcal{O}(1). \tag{5.2.6}$$

Equation (5.2.4) can be rewritten in physical variables with dimensions and insert the order symbol ϵ to indicate the relative magnitude of each term,

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \epsilon\frac{\partial(uC)}{\partial x} = \epsilon^2 D\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{D}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial C}{\partial r}\right) \tag{5.2.7}$$

Associated with two different length scales a and L, there are two distinct time scales whose ratios are :

$$\left(\frac{1}{\omega} \sim \frac{a^2}{D}\right) : \frac{L^2}{D} = \frac{a^2}{D} : \frac{1}{\epsilon^2}\frac{a^2}{D} \tag{5.2.8}$$

Let us introduce the multiple time coordinates

$$t,\, T = \epsilon^2 t \tag{5.2.9}$$

and assume

$$C = C^{(0)} + \epsilon C^{(1)} + \epsilon^2 C^{(2)} + \ldots, \tag{5.2.10}$$

where $C^{(n)} = C^{(n)}(x, r, t, T)$. The original time derivative becomes, according to the chain rule:

$$\frac{\partial}{\partial t} \to \frac{\partial}{\partial t} + \epsilon^2\frac{\partial}{\partial T}. \tag{5.2.11}$$

A sequence of perturbation problems is obtained. At the leading order of $\mathcal{O}(\epsilon^0)$, $C^{(0)}$ is governed by

$$\frac{\partial C^{(0)}}{\partial t} = \frac{D}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial C^{(0)}}{\partial r}\right) \tag{5.2.12}$$

with the boundary conditions:

$$\frac{\partial C^{(0)}}{\partial r} = 0, \quad r = 0, a. \tag{5.2.13}$$

Here x is just a parameter. To this homogeneous problem the solution valid after several periods is

$$C^{(0)} = C^{(0)}(x, T). \tag{5.2.14}$$

which depends only the macro-scales. Mathematically $C^{(0)}$ is the non-trivial solution to the homogeneous boundary-value problem governed by

$$0 = \frac{D}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial C^{(0)}}{\partial r}\right) \tag{5.2.15}$$

and (5.2.13).

At $\mathcal{O}(\epsilon)$, $C^{(1)}$ is governed by:

$$\frac{\partial C^{(1)}}{\partial t} + \frac{\partial (uC^{(0)})}{\partial x} = \frac{D}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial C^{(1)}}{\partial r}\right) \tag{5.2.16}$$

with the boundary conditions

$$\frac{\partial C^{(1)}}{\partial r} = 0, \quad r = 0, a. \tag{5.2.17}$$

At $\mathcal{O}(\epsilon^2)$, C_2 must satisfy

$$\frac{\partial C^{(0)}}{\partial T} + \frac{\partial C^{(2)}}{\partial t} + \frac{\partial (uC^{(1)})}{\partial x} = D\frac{\partial^2 C^{(0)}}{\partial x^2} + \frac{D}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial C^{(2)}}{\partial r}\right) \tag{5.2.18}$$

with

$$\frac{\partial C^{(2)}}{\partial r} = 0, \quad r = 0, a. \tag{5.2.19}$$

Let the flow velocity be sinusoidal in time,

$$u = \mathrm{Re}\left(U(r)\, e^{-i\omega t}\right) \tag{5.2.20}$$

then at $\mathcal{O}(\epsilon)$,

$$\frac{\partial C^{(1)}}{\partial t} + \mathrm{Re}\left[U(r)e^{-i\omega t}\right]\frac{\partial C^{(0)}}{\partial x} = \frac{D}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial C^{(1)}}{\partial r}\right). \tag{5.2.21}$$

Thus the fluctuation $C^{(1)}$ satisfies an inhomogeneous diffusion equation. In view of linearity the solution can be formally expressed as

$$C^{(1)} = \frac{\partial C^{(0)}}{\partial x} \mathrm{Re}\left[B(r)e^{-i\omega t}\right] \tag{5.2.22}$$

Upon substitution in (5.2.21) and (5.2.17), leading to a micro-scale problem for B in every period.

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{dB}{dr}\right) + i\omega B = U(r) \tag{5.2.23}$$

with

$$\frac{dB}{dr} = 0,\ r = 0, a. \tag{5.2.24}$$

The micro-scale problem can be solved explicitly for a pipe of circular cross section and numerically for any other cross section. After solving for $B(r)$, we go to $\mathcal{O}(\epsilon^2)$, i.e., (5.2.18), and get

$$\begin{aligned}\frac{\partial C^{(0)}}{\partial T} &+ \frac{\partial C^{(2)}}{\partial t} + \left\{\mathrm{Re}\left[Ue^{-i\omega t}\right]\right\}\left\{\mathrm{Re}\left[B(r)e^{-i\omega t}\right]\right\}\frac{\partial^2 C^{(0)}}{\partial x^2} \\ &= D\frac{\partial^2 C^{(0)}}{\partial x^2} + \frac{D}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial C^{(2)}}{\partial r}\right). \end{aligned}\tag{5.2.25}$$

By taking the time average over a period[1] , we get a differential equation for $\overline{C}^{(2)}$

$$\frac{\partial C^{(0)}}{\partial t''} + \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left[UB^*\right]\frac{\partial^2 C^{(0)}}{\partial x^2} = D\frac{\partial^2 C^{(0)}}{\partial x^2} + \frac{D}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial \overline{C}^{(2)}}{\partial r}\right) \tag{5.2.26}$$

with B^* denoting the complex conjugate of B, and the boundary conditions

$$\frac{\partial \overline{C}^{(2)}}{\partial r} = 0 \quad r = 0, a. \tag{5.2.27}$$

Note that $\overline{C}^{(2)}$ is governed by an inhomogeneous steady boundary value problem. Finally the area average of (5.2.26) across the pipe gives

$$\frac{\partial C^{(0)}}{\partial T} = (D + \mathcal{D})\frac{\partial^2 C^{(0)}}{\partial x^2} \tag{5.2.28}$$

[1] There is a handy formula for the period-average of a quadratic product of two simple harmonic functions. If $a = \mathcal{R}e\left[a_o e^{-i\omega t}\right]$ and $b = \mathcal{R}e\left[b_o e^{-i\omega t}\right]$, then $\overline{ab} = \frac{1}{2}\mathcal{R}e\left\{a_o b_o^*\right\} = \frac{1}{2}\mathcal{R}e\left\{a_o^* b_o\right\}$.

where

$$\mathcal{D} = -\frac{1}{2}\text{Re}\langle UB^*\rangle. \tag{5.2.29}$$

Mathematically (5.2.28) is the solvability condition for the inhomogeneous problem of $\overline{C}^{(2)}$ on the microscale. Physically, over the time scale $T = \mathcal{O}(1)$, or $t = \mathcal{O}(1/\epsilon^2)$, the solvent also undergoes longitudinal diffusion where the effective diffusivity is the sum of the molecular diffusivity D and the dispersivity $\mathcal{D}$ which owes its existence to transverse shear. Eq.(5.2.29) is a one-dimensional diffusion equation for the section-average of the concentration.

The explicit expression of the dispersion coefficient can be worked out for a circular pipe. More details and recent extensions can be found in Aris (1960),Watson (1983), and Ng (2006). Laboratory confirmation can be found in Joshi et al. (1983).

Even before the explicit solution of B is found, it can be shown from the micro-scale boundary-value problem that $\mathcal{D}$ must be positive, i.e., $\text{Re}\langle\tilde{U}B^*\rangle < 0$. Note by definition that

$$\langle\tilde{U}B^*\rangle = \frac{2\pi}{\pi a^2}\int_0^a rUB^*\,dr$$

The integral above may be written

$$i\omega\int_0^a rB^*B dr + \int_0^a B^*\frac{d}{dr}\left(r\frac{dB}{dr}\right) dr \tag{5.2.30}$$

The real part is

$$\int_0^a \frac{d}{dr}\left(rB^*\frac{dB_s}{dr}\right) dr - \int_0^a r\left(\frac{dB_s}{dr}\right)^2 dr = -\int_0^a r\left(\frac{dB_s}{dr}\right)^2 dr < 0, \tag{5.2.31}$$

by partial integration and by virtue of the boundary conditions (5.2.24). Hence the dispersion coefficient is positive.

We now turn to an example with a three-dimensional microstructure.

Seepage flow in porous media

Steady seepage flows in natural porous media are known to obey the empirical law of Darcy which states that the averaged seepage velocity is proportional to the macro-scale pressure gradient. The coefficient of proportionality is the hydraulic conductivity or permeability which is usually found by experimental means. For a porous medium with a periodic microstructure, Darcy's law can be derived theoretically and the permeability can be predicted from the solution of a cell problem on the micro-scale (Ene and Sanchez-Palencia (1975), Keller (1980)).

Consider a periodic porous medium with pores of size $\mathcal{O}(\ell)$, as sketched in Figure 5.1. For most applications the flow in the pores is laminar and the exact Navier & Stokes equations apply. For very small pores the Reynolds number defined by

$$Re = \frac{U\ell}{\nu} \tag{5.3.32}$$

is small. Momentum balance is dominated by viscous stresses and the macro-scale pressure gradient, while convective inertia is relatively unimportant. Scaled by the micro-scale length ℓ, the relative importance of terms in the Navier-Stokes equations can be displayed by

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \tag{5.3.33}$$

and

$$\epsilon^2 \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \epsilon\epsilon \nabla^2 u_i \tag{5.3.34}$$

Since the externally applied pressure gradient is characterized by the much larger macro-scale length L, the small ratio $\epsilon = \ell/\text{Ł} \ll 1$ appears above.

Introducing two space variables $\mathbf{x}, \mathbf{X} = \epsilon\mathbf{x}$ and perturbation expansions:

$$p = p^{(0)} + \epsilon p^{(1)} + \epsilon^2 p^{(2)} + \cdots; \quad u_i = u_i^{(0)} + \epsilon u_i^{(1)} + \epsilon^2 u_i^{(1)} + \cdots \tag{5.3.35}$$

where $p^{(n)}, u_i^{(n)}$ are functions of $\mathbf{x}$ and $\mathbf{X}$, we get from $\mathcal{O}(\epsilon^0)$, that

$$p = p(\mathbf{X}) \tag{5.3.36}$$

i.e., the pressure is dominated by its pore average which must be uniform on the micro-scale. At $O(\epsilon)$, $u_i^{(0)}$ and $p^{(1)}$ are governed in a unit cell (see Figure 5.1) by linear inhomogeneous Stokes equations forced by the macro-pressure gradient $\partial p^{(0)}/\partial X_j$, and can be formally solved by

$$u_i^{(0)} = -K_{ij}\frac{\partial p}{\partial X_j}, \quad p^{(1)} = -A_j \frac{\partial p^{(0)}}{\partial X_j} \tag{5.3.37}$$

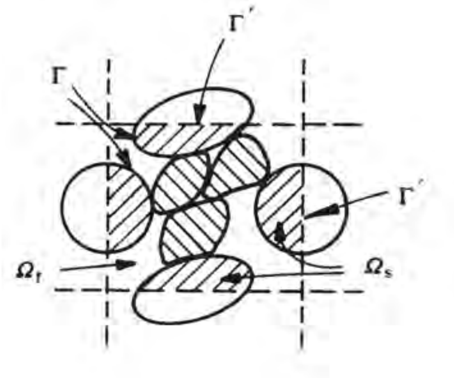


Figure 5.1: Typical unit cell. Ω_f: fluid; Ω_s: sold grain; Γ: fluid-solid interface; Γ': cell boundary.

where the micro-scale variations of K_{ij}, A_j are governed by the Stokes problem defined by

$$\frac{\partial K_{ij}}{\partial x_j} = 0, \quad -\frac{\partial A_j}{\partial x_j} + \epsilon \frac{\partial K_{ij}}{\partial x_j} = \delta_{ij}, \tag{5.3.38}$$

in a unit cell Ω, the boundary conditions of no slip on the walls,

$$K_{ij} = 0, \quad \mathbf{x} \in \Gamma \tag{5.3.39}$$

and the condition of periodicity,

$$K_{ij}, A_j, \quad \text{are} \quad \Omega - \text{periodic}. \tag{5.3.40}$$

After solving the cell problem numerically, we take the cell averages defined by

$$\langle f \rangle = \frac{1}{|\Omega|} \iiint_{\Omega_f} f dV \tag{5.3.41}$$

The cell average of (5.3.37) gives Darcy's law

$$\langle u_i \rangle = -\langle K_{ij} \rangle \frac{\partial p}{\partial x'_j} \tag{5.3.42}$$

where $\langle K_{ij} \rangle$ is the permeability. The cell average of the continuity equation at $\mathcal{O}(\epsilon)$ gives

$$\frac{\partial \langle u_i^{(0)} \rangle}{\partial x'_i} = \frac{\partial}{\partial x'_j} \left(\langle K_{ij} \rangle \frac{\partial p^{0)}}{\partial x'_j} \right) = 0 \tag{5.3.43}$$

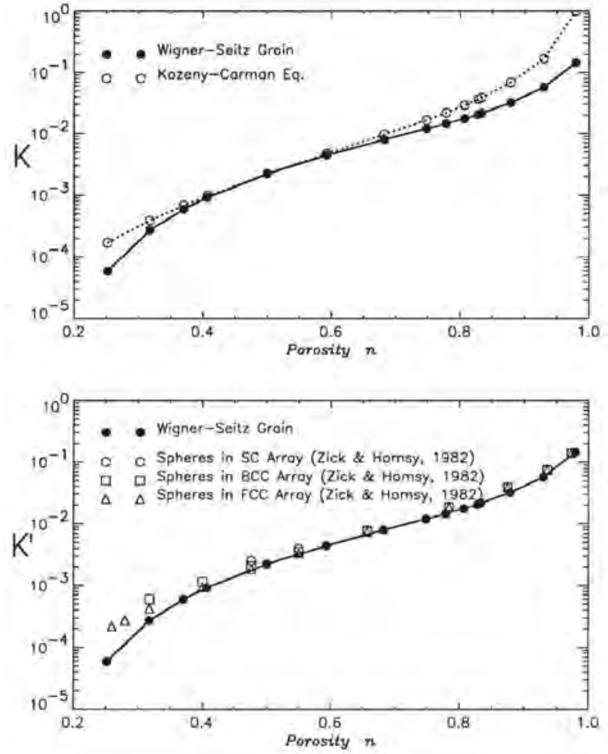


Figure 5.2: Computed permeability for a unit cell with one Wigner-Seitz grain as a function of porosity n. Theory is compared with the empirical law of Kozeny-Carman and with similar computations for spherical grains by Zick & Homsy (1980). From Lee, Sun and Mei (1995).

after using Gauss' theorem and the boundary conditions of no-slip and periodicity. The mean pressure is then solved subjected to boundary conditions on the macro-scale.

After solving for $p^{(0}(\mathbf{X})$, the local velocity and pressure fluctuation in the pores can be obtained from (5.3.37).

Lee, Sun and Mei (1995) have used finite elements to solve the cell boundary problem for a cubic array of Wigner-Seitz grains each of which looks like a soccer ball. The variation of the computed permeability versus porosity agrees with the empirical values for irregular grains as shown in Figure 5.2.

In addition one can deduce from the cell boundary-value problem that

$\langle K_{ij} \rangle$ is a symmetric and positive-definite tensor (Ene and Sanchez-Palencia (1975),Mei & Venescu (2010)).

A related seepage flow is concerned with blood flow in the pulmonary alveolar sheet in animal lungs (Fung 1997; Fung & Sobin,1972). A model of the alveolar sheet consists of two elastic membranes connected laterally by a periodic array of muscle posts. Blood flows between the two sheets around the posts and can cause elastic deformation of the membranes. The average seepage flow is two dimensional while the interstitial flow in a unit cell surrounding each post is three dimensional. By homogenization analysis similar to that in the preceding subsection, one gets a three-dimensional cell problem similar to that defined by (5.3.38), (5.3.39) and (5.3.40) for a unit cell surrounding a post. After numerical solution by finite elements, the averaged pressure is found to obey the following macro-scale equation

$$\nabla \left(\frac{h^4}{f} \nabla p \right) = \epsilon \left\{ \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{2K_p}{\rho} (p - p_a) \right\} \tag{5.3.44}$$

where p_a is a threshold pressure, $h(x, y, t)$ is the gap between two membranes, $1/f$ is a measure of permeability, and K_p characterizes the elasticity of the sheets . In cat's lung the micro-structure is nearly hexagonal (see Figure 5.3). By solving the Stokes problem in the hexagonal cell via finite elements, the predicted f agrees well with model experiment in a laboratory (Yen & Fung 1973) and with an approximate theory for small-to- moderate h/a (Lee, 1969), as shown in Figure 5.4.

Dispersion in Saturated Porous Media

The prediction of solvent diffusion in soils is of importance in the hydrology of ground-water concerning contaminant transport and pollution remediation. In groundwater hydrology it is customary to start with the empirical Darcy's law for the seepage flow, and to invoke an averaged convective diffusion law for the contaminant concentration. The effective diffusivity which is the combination of molecular diffusivity and shear-induced dispersivity, is obtained from laboratory experiments.

As is already evident from the similar analysis of a pipe flow, to predict dispersivity by theory requires the knowledge of both the flow and the convective diffusion in the pores. Hence a microscale analysis is needed. Similar

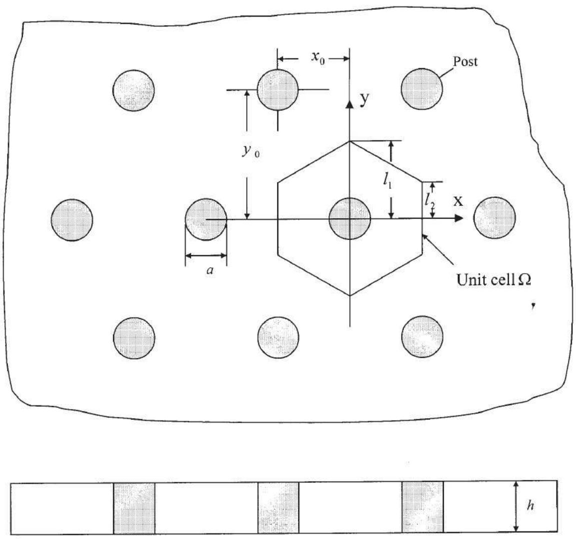


Figure 5.3: Model for cat's alveolar sheet with hexagonal posts.

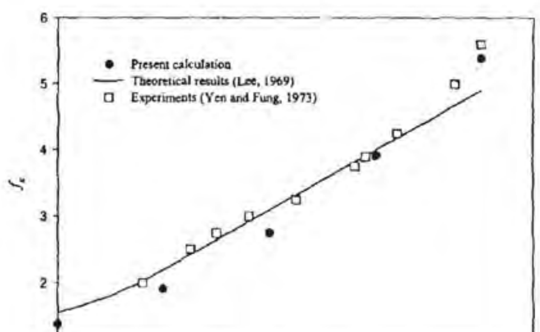


Figure 5.4: Comparison of homogenization theory with experiments by Yen & Fung (1973) and by approximate theory for small h/a by Lee (1969). From Zhong, Dai, Mei and Tong (2002).

to the permeability for the seepage flow, the dispersivity can be achieved for periodic porous media (Mei (1992)).

Let us start with the basic law of convective diffusion of concentration C everywhere in the moving pore fluid,

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u_i \frac{\partial C}{\partial x_i} = D\nabla^2 C, \quad x_i \in \Omega \tag{5.4.1}$$

subject to the boundary condition of no flux into or out of the solid,

$$\frac{\partial C}{\partial n} = 0, \quad x_i \in \Gamma \tag{5.4.2}$$

Introducing the scaling in (5.4.1), and the normalization

$$C = \Delta C C^\dagger, \quad t \to T t^\dagger \tag{5.4.3}$$

where $T = \mathcal{O}(\frac{\ell^2}{D})$ is the diffusion time across the pores. (5.4.1) becomes

$$\frac{\ell^2}{DT}\frac{\partial C^\dagger}{\partial t^\dagger} + P_e u_i^\dagger \frac{\partial C^\dagger}{\partial x_i^\dagger} = \nabla^2 C^\dagger \tag{5.4.4}$$

where P_e is the Péclet number

$$P_e = \frac{U\ell}{D} = \frac{U\ell}{\nu}\frac{\nu}{D} \tag{5.4.5}$$

For salt in water $\frac{\nu}{D} \approx \mathcal{O}(10^3)$ is large so that $P_e = \mathcal{O}(1)$. As in §1, there are two more times scales, one for convection and one for diffusion on the macro-scale: We therefore introduce $T_1 = \epsilon t, T_2 = \epsilon^2 t$, and the expansion

$$C = C^{(0)} + \epsilon C^{(1)} + \epsilon^2 C^{(2)} + \cdots \tag{5.4.6}$$

By straightforward analysis, we get at $\mathcal{O}(1)$

$$C^{(0)} = C^{(0)}(X_i, T_1, T_2) \tag{5.4.7}$$

At $\mathcal{O}(\epsilon)$, we get first by cell averaging of the linear perturbation equation for $C^{(1)}$,

$$n\frac{\partial C^{(0)}}{\partial T_1} + \langle u_j^{(0)} \rangle \frac{\partial C^{(0)}}{\partial X_j} = 0 \tag{5.4.8}$$

Thus convection dominates the transport. The correction $C^{(1)}$ can be formally expressed by

$$C^{(1)} = -N_j \frac{\partial C^{(0)}}{\partial x'_i} \tag{5.4.9}$$

where N_i is the solution of the cell problem governed by

$$u_j \frac{\partial N_i}{\partial x_j} - D\nabla^2 N_i = \widetilde{u}_i^{(0)}, \quad x_i \in \Omega, \tag{5.4.10}$$

with

$$\widetilde{u}_i = u_i - \frac{\langle u_i \rangle}{n} \tag{5.4.11}$$

subject to the boundary conditions

$$n \frac{\partial N_i}{\partial x_j} = 0, \quad x_i \in \Gamma \tag{5.4.12}$$

and

$$N_i \text{ is } \Omega - \text{periodic.} \tag{5.4.13}$$

At $\mathcal{O}(\epsilon^2)$, solvability of the cell boundary value problem for $\langle C^{(2)} \rangle$ requires

$$n \frac{\partial C^{(0)}}{\partial T_2} + u_i^{(1)} \frac{\partial C^{(0)}}{\partial X_i} = \frac{\partial}{\partial X_j} \left(\mathcal{F}_{ij} \frac{\partial C^{(0)}}{\partial X_i} \right) + nD\nabla^2 C^{(0)} \tag{5.4.14}$$

where

$$\mathcal{F}_{ji} = \langle \widetilde{u}_j^{(0)} N_i \rangle - D \left\langle \frac{\partial N_i}{\partial x_j} \right\rangle \tag{5.4.15}$$

Now since the diffusivity tensor must be symmetric, we define

$$\mathcal{F}_{ij} = \mathcal{D}_{ij} + \mathcal{E}_{ij} \tag{5.4.16}$$

where

$$\mathcal{D}_{ij} = \frac{1}{2} \langle u_j N_i + u_i N_j \rangle - \frac{D}{2} \left\langle \frac{\partial N}{\partial x_i} + \frac{\partial N_j}{\partial x_i} \right\rangle \tag{5.4.17}$$

is symmetric, and

$$\mathcal{E}_{ij} = \frac{1}{2} \langle u_j N_i - u_i N_j \rangle - \frac{D}{2} \left\langle \frac{\partial N}{\partial x_i} - \frac{\partial N_j}{\partial x_i} \right\rangle \tag{5.4.18}$$

is antisymmetric. Eq. (5.4.14) can then be written as

$$n\frac{\partial C}{\partial T_2}+\left(\langle u_j^{(1)}\rangle+\langle\widehat{u}_i^{(1)}\rangle\right)\frac{\partial C}{\partial X_j}=\frac{\partial}{\partial X_j}\left[(\mathcal{D}_{ij}+hD\delta_{ij})\frac{\partial C}{\partial X_j}\right] \tag{5.4.19}$$

where $\widehat{u}^{(1)}$ is the velocity correction

$$\langle\widehat{u}_i\rangle=\langle u_i^{(1)}\rangle-\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial X_j}\langle u_j^{(0)}N_i-u_i^{(0)}N_j\rangle+\frac{D}{2}\frac{\partial}{\partial X_j}\left(\left\langle\frac{\partial N_i}{\partial x_j}\right\rangle-\left\langle\frac{\partial N_i}{\partial x_j}\right\rangle\right) \tag{5.4.20}$$

Eqs. (5.4.8)and (5.4.19) can be combined to give the effective transport equation on the macro-scale:

$$n\frac{\partial C^{(0)}}{\partial T_1}+\mathcal{U}_j\frac{\partial C^{(0)}}{\partial X_i}=\epsilon\frac{\partial}{\partial X_j}\left[(\mathcal{D}_{ij}+nD\delta_{ij})\frac{\partial C^{(0)}}{\partial X_i}\right] \tag{5.4.21}$$

with

$$\mathcal{U}_i=\langle u_i^{(0)}\rangle+\epsilon\left(\langle u_i^{(1)}\rangle+\langle\widehat{u}_i^{(1)}\rangle\right) \tag{5.4.22}$$

The dispersivity tensor $\mathcal{D}_{ij}$ must be obtained by solving the cell problem defined by (5.4.10), (5.4.12) and (5.4.13) numerically. A typical computed total diffusivity $D_{total}=nD+\mathcal{D}_{11}$ is shown as a function of Pe/n where n denotes the porosity, in Figure 5.5. Note that the effective convection velocity involves corrections to the leading-order seepage velocity and must be similarly computed.

For further information and for extensions to three-scale problems reference is made to Mei (1992), Lee (1994) and Mei & Venescu (2010).

Dispersion in the boundary layer under sea waves is responsible for the transport of fine sediments after they are dislodged from the seabed by the oscillatory shear stress in the water above. The transport is borne in part by the steady current induced by convective inertia inside the wave boundary layer near the bottom, and in part by shear-induced dispersion. Hence the long-time transport requires homogenization in both space and time. Detailed analysis and results can be found in Mei and Chian (1994), Mei,Chian and Ye (1998) and Mei, Fan and Jin (1997).

Bragg scattering by periodic bars on a beach

Many wave problems involve multiple time and space scales, originated from the narrow bandwidth of the incident waves, and or from resonances of var-

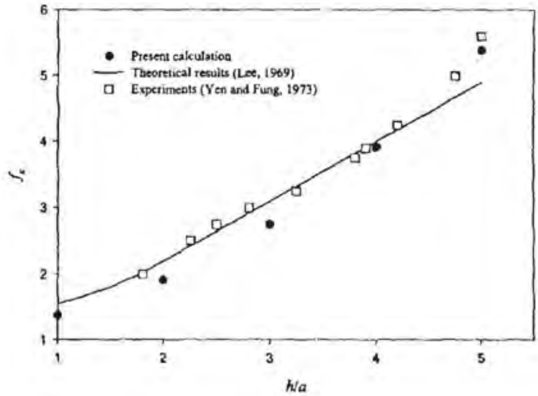


Figure 5.5: Computed total longitudinal diffusivity $D_{total} = nD + \mathcal{D}_{11}$ as a function of Pe/n. From Lee, Sun and Mei (1995).

ious kind in the medium. An example is the Bragg resonance well-known in crystallography, where the scattering of X-ray can be strong if the wavelength is a certain multiple of the crystal spacing. This effect is particularly useful for the detection of crystalline structure. In coastal oceanography Bragg scattering can increase reflection from a beach covered with periodically spaced sandbars. As strong reflection also induces circulations near the bottom boundary, it indirectly causes sand particles to drift from bar troughs to bar crests, hence to make the bars higher. Hence, through Bragg resonance, sand bars owe their existence to, and also alter the waves above.

Leaving the dynamics of sediment transport aside, let us consider Bragg resonance by a large number of rigid bars of small amplitude over an otherwise horizontal seabed.

The intuitive explanation of Bragg resonance is as follows. If the wavelength of bars is equal or close to one half of the incident wave length, multiply reflected waves from all bars arrive with the same phase at any given bar. Thus the interference is constructive and the sum of all reflected waves is strong, despite the small reflection from any individual bar. Since there must be many bars for this phenomenon to be appreciable, the total extent of bars must be much greater than the typical bar length or wavelength, and the phenomenon is one of multiple scales.

Consider one-dimensional long waves in shallow water. By employing the following scheme of normalization,

$$\begin{aligned} x &= kx^\dagger, \quad t = t^\dagger k\sqrt{gh}, \quad \eta = \frac{\eta^\dagger}{A}, \\ H &= \frac{H^\dagger}{h}, \quad u = \frac{u^\dagger}{A\sqrt{\frac{g}{h}}} \end{aligned} \tag{5.5.1}$$

where k and h are respectively the characteristic wavenumber and water depth. the linearized laws of mass and momentum conservation can be written in the following normalized form :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(Hu) = 0 \tag{5.5.2}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \tag{5.5.3}$$

Now let the sea depth $H^\dagger$ fluctuates at amplitudes much smaller than the mean depth. In dimensionless terms,

$$H(x) = 1 - \epsilon b(x) \tag{5.5.4}$$

where $\epsilon \ll 1$ is of the order of the reciprocal of the number of bars. As long as $A/h \ll \epsilon^2$, nonlinear effects can be ignored in the approximate equations above. A combination of equations (5.5.2) and (5.5.3) yields a single equation for the free surface displacement η.

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = -\epsilon \frac{\partial}{\partial x}\left(b\frac{\partial \eta}{\partial x}\right) \tag{5.5.5}$$

which will be regarded as being exact from now on.

Now we assume a sinusoidal bed form with the spatial period equal to half of the characteristic wave length,

$$b(x) = D\sin 2x = \frac{D}{2i}\left(e^{2ix} - e^{-2ix}\right) \tag{5.5.6}$$

Eq. (5.5.5) reads

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = -\epsilon \frac{D}{2i}\frac{\partial}{\partial x}\left[\left(e^{2ix} - e^{-2ix}\right)\frac{\partial \eta}{\partial x}\right] \tag{5.5.7}$$

By a naive perturbation analysis, it can be shown that an incident wave of the unit normalized wavenumber at the leading order will cause resonance at the second-order, due to forcing terms of the form $\exp(\pm i(x-t))$ and $\exp(\mp i(x+t))$, resulting in unbounded growth in space as ϵx. It is therefore expected that a long scale $1/\epsilon$ is present, which suggests the introduction of slow variable $X = \epsilon x$. To allow small detuning from perfect resonance we introduce also, $T = \epsilon t$.

Assuming a two-scale expansion

$$\eta = \eta_0 + \epsilon\eta_1 + \epsilon^2\eta_2 + \cdots \tag{5.5.8}$$

where $\eta_n = \eta_n(x, X; t, T)$. a sequence of perturbation equations is obtained. Anticipate strong reflection the $\mathcal{O}(1)$ solution can be taken as

$$\eta_0 = \frac{1}{2}\left(A(X,T)e^{ix} + B(X,T)e^{-ix}\right)e^{-it} + c.c. \tag{5.5.9}$$

At order $\mathcal{O}(\epsilon)$, we get

$$\begin{aligned}&\frac{\partial^2\eta_1}{\partial t^2} - \frac{\partial^2\eta_1}{\partial x^2} + 2\left(\frac{\partial^2\eta_0}{\partial t\partial T} - \frac{\partial^2\eta_0}{\partial x\partial X}\right)\\ &= -\frac{D}{2i}\frac{\partial}{\partial x}\left[\left(e^{2ix} - e^{-2ix}\right)\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{2}\left(Ae^{ix} + Be^{-ix}\right)e^{-it} + c.c.\right)\right]\end{aligned} \tag{5.5.10}$$

There are resonance-forcing terms on both sides proportional to $e^{\pm ix - it}$ or its complex conjugate; they must be set to zero to avoid unboundedness, yielding the following equations governing the slow evolution of the envelopes over the long distance $X = \mathcal{O}(1)$,

$$\frac{\partial A}{\partial T} + \frac{\partial A}{\partial X} = -\frac{D}{2}B \tag{5.5.11}$$

$$\frac{\partial B}{\partial T} - \frac{\partial B}{\partial X} = \frac{D}{2}A \tag{5.5.12}$$

which can be combined to give the Klein-Gordon equation

$$\frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\partial^2 A}{\partial X^2} + \frac{D^2}{4}A = 0 \tag{5.5.13}$$

The reflected wave envelope satisfies the same equation.

Consider first that the bars cover an infinitely large region. A simple solution for A is itself a sinusoidal wavetrain

$$A = A_0 e^{iKX - i\Omega T}, \tag{5.5.14}$$

which implies that η is wave slightly detuned from exact resonance. Now from

$$K = \sqrt{\Omega^2 - \frac{D^2}{4}} \tag{5.5.15}$$

which is seen to be dispersive. When $|\Omega| > \frac{D}{2}$, K is real, implying propagation. In the plane of frequency vs. wave number, the real dispersion curve is a pair of hyperbolas. But if $\Omega < \frac{D}{2}$, $K = i\kappa$ is imaginary, implying evanescence, κ and Ω fall on a circle. The range of evanescence $-D/2 < \Omega < D/2$ is called the band gap.

Let the bars amplitude D be nonzero constant in a finite region $0 < X < L$ but zero elsewhere. Then the envelopes in the barless regions are $A = A_o=$ given and $B =$ unknown constant for $X < 0$, and A is another unknown for $X > L$. In order that the pressure ($\propto \eta$) and horizontal velocity ($\propto \eta_x$) are continuous at $X = 0$ and L, A and B must be continuous. For sinusoidally modulated envelopes the solution is of course easily found.

The above analysis is easily extended to water of finite depth, i.e., $kh = \mathcal{O}(1)$. We cite only results for perfect tuning where the incident wave length is exactly twice as long as the bar wavelength, then $\partial/\partial T = 0$. Let C_g be the group velocty of a sinusoidal wave train,

$$C_g = \frac{\omega}{k}\left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh}\right) \tag{5.5.16}$$

then the transmission and reflection coefficients are

$$T(X) = \frac{A(X)}{A_o} = \frac{\cosh \frac{\Omega_o(L-X)}{C_g}}{\cosh \frac{\Omega_o L}{C_g}}, \tag{5.5.17}$$

$$R(X) = \frac{B(X)}{A_o} = -\frac{i \sinh \frac{\Omega_o(L-X)}{C_g}}{\cosh \frac{\Omega_o L}{C_g}}, \tag{5.5.18}$$

where

$$\Omega_0 = \frac{\omega k D}{2 \sinh 2kh} \tag{5.5.19}$$

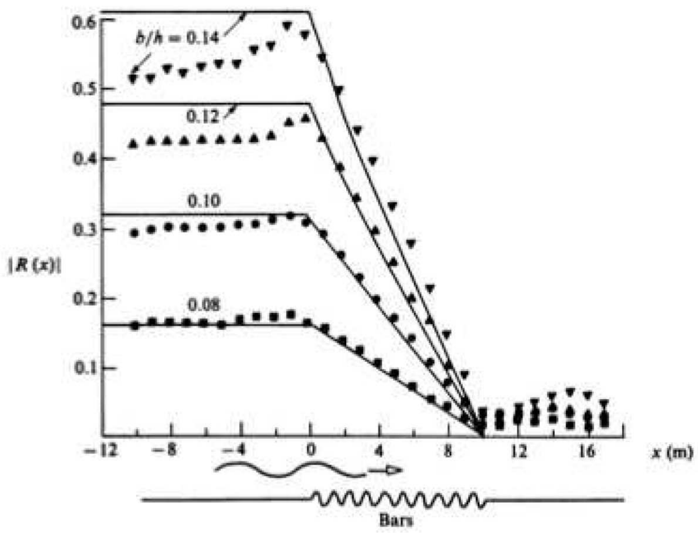


Figure 5.6: Comparison of theoretical transmission coefficient over the bar region with experiment by Heathershaw (1980). From Mei (1985).

(Mei, 1985). Clearly they both decrease monotonically from $X = 0$ to $X = L$.

The preceding results have been compared with the laboratory experiments by Heathershaw (1982) who installed ten bars of amplitude $D = 5$ cm and wavelength 100 cm on the bottom of a long wave flume. Incident waves of length $2\pi/k = 200$ cm were sent from one side of the bar patch. On the transmission side, waves are essentially absorbed by braking on a gentle beach. The reflection coefficient was measured along many stations over the bar patch. The prediction by (5.5.17) matches well with the measured data, see Figure 5.6.

Related theories on Bragg scattering of surface water waves by a periodic array of vertical cylinders and by small buoys for extracting power fro sea waves have been reported by Li and Mei (2007a), Li and Mei (2007b)(2007), and Garnaud and Mei (2010). It may be remarked that most problems of wave resonances originated from weak nonlinearity can be and have been analyzed by multiples scales, which gives the slow evolution of the fast oscillating envelope (Mei, Stiassnie & Yue (2005)). In the vast literature of wave dynamics, the procedure is rarely called *homogenization*, however.

Localization of Water Waves by Randomly Rough Seabed

In coastal oceanography a practical problem is the prediction of irregular waves over an irregular seabed. This topic has been treated by diagramatic techniques (Hasselman (1966), Long (1973) and Elter and Molyneaux (1972)). Similar problems abound in other physical contexts and have been treated by the perturbation method by Keller (1964).

Water waves in coastal waters are characterized by several independent and vastly different length scales: the length and amplitude of waves, the depth, and the horizontal length and amplitude of the depth variations. Hence the the tools of homogenization are very appropriate. For random (or disordered) depth fluctuations the correlation length can be used to characterize the bathymetry. For small-amplitude disorder the accumulated effects of multiple scattering can alter the leading waves after a distance much longer than the typical wavelength or correlation length. If the disorder has zero ensemble mean, it is the mean square that matters, hence we can speculate that the long distance may be $\mathcal{O}(\epsilon^2)$ times that of the wave or correlation length. For this reason, the method of two scales with $\mathbf{x}, \mathbf{X} = \epsilon^2\mathbf{x}$ can be used to examine the slow evolution of waves. The basic ideas will be demonstrated below for the simplest example of linear nondispersive long waves in shallow water.

Consider one-dimensional long waves in shallow water. We begin with the single equation (5.5.5) for the free surface displacement η and (5.5.4) or the depth fluctuation. We add the assumptions that b is a random function of x with zero mean and is stationary so that

$$\langle b(x)b(x')\rangle = \sigma^2\gamma(\xi) \tag{5.6.1}$$

where angle brackets denote the ensemble average, σ is the root-mean-square amplitude of disorder and γ is an even function of $\xi = x - x'$.

In terms of multiple spatial coordinates x and $X = \epsilon^2 x = \mathcal{O}(1)$, we expand η in ascending powers of ϵ :

$$\eta = \eta_0 + \epsilon\eta_1 + \epsilon^2\eta_2 + \cdots , \tag{5.6.2}$$

where η_n depends on t, x and X. By substitution in from (5.5.5), perturbation equations are found:

$$\frac{\partial^2 \eta_0}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \eta_0}{\partial x^2} = 0, \tag{5.6.3}$$

$$\frac{\partial^2 \eta_1}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \eta_1}{\partial x^2} = -\frac{\partial}{\partial x}\left(b\frac{\partial \eta_0}{\partial x}\right) \tag{5.6.4}$$

$$\frac{\partial^2 \eta_2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \eta_2}{\partial x^2} = -\frac{\partial}{\partial x}\left(b\frac{\partial \eta_1}{\partial x}\right) + 2\frac{\partial^2 \eta_0}{\partial X \partial x} \tag{5.6.5}$$

At $O(\epsilon^0)$. we take as the homogeneous solution a train of simple harmonic progressive waves with amplitudes a, normalized frequency $\omega = 1$ and the wavenumber $k = 1$,

$$\eta_0 = \frac{1}{2}a(X)e^{i\theta} + * = u_0 \tag{5.6.6}$$

where

$$\theta = x - t, \tag{5.6.7}$$

.

At $\mathcal{O}(\epsilon)$, $\eta_1$is governed by

$$\frac{\partial^2 \eta_1}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \eta_1}{\partial x^2} = -Fe^{-it} + * \tag{5.6.8}$$

Where the coefficients F are random functions of x.

$$F = \frac{1}{2}ia(X)\frac{d}{dx}\left[b(x)e^{ix}\right] \tag{5.6.9}$$

The solution can be obtained via the Green function

$$G(|x - x'|) = \frac{e^{i|x-x'|}}{2i} \tag{5.6.10}$$

which behave as outgoing waves at infinities, with the result :

$$\eta_1 = e^{-i\omega t}\int_{-\infty}^{\infty} G(|x - x'|)i\frac{a(X)}{2}\frac{d}{dx'}\left[b(x')e^{ix'}\right]dx' \tag{5.6.11}$$

Clearly the ensemble averages of the $\mathcal{O}(\epsilon)$ solution vanishes.

Taking the ensemble average of equation (5.6.5), we get

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)\langle\eta_2\rangle = -\frac{\partial}{\partial x}\left\langle b\frac{\partial\eta_1}{\partial x}\right\rangle + 2\frac{\partial^2\eta_0}{\partial X\partial x} \tag{5.6.12}$$

It can than be shown that

$$\left\langle b\frac{\partial\eta_1^{(j)}}{\partial x}\right\rangle = -a_j e^{ix}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{1}{4}\mathrm{sgn}(\xi)e^{i|\xi|}\frac{d}{d\xi}\left[\sigma^2\gamma(\xi)e^{-i\xi}\right]d\xi \tag{5.6.13}$$

Define the complex constant β by.

$$\beta = \frac{\sigma^2}{4}i\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{sgn}(\xi)\left(\frac{d\gamma}{d\xi} - i\gamma\right)e^{i(|\xi|-\xi)}\,d\xi \tag{5.6.14}$$

it can be shown that equation (5.6.12) can be rewritten as

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)\langle\eta_2\rangle = ia\beta e^{i\theta} + i\frac{da}{dX}e^{i\theta} + c.c. \tag{5.6.15}$$

On the right-hand side of (5.6.15), terms proportional to $\exp(\pm i\theta)$ are secular (resonance-forcing) and must be removed to ensure boundedness. It follows that

$$\frac{da}{dX} + \beta a = 0 \tag{5.6.16}$$

Equations (5.6.16) It can be shown that $\mathrm{Re}\beta > 0$ so that disorder leads to exponential attenuation (localization).

The above theory has been worked out earlier for waves on water of finite depth $)kH = \mathcal{O}(1))$, by Mei and Hancock (2003). Figure 5.7 which shows the predicted localization distance with for two correlation functions : Gaussian and exponential with correlation lengths ℓ_G and ℓ_E respectively. It is seen that results for the two different correlation functions are quite the same if three different values of the ratios $\ell_G/h = \ell_E/h$. More important, attenuation is weak (long localization distance) for waves much longer than the depth or the correlation length, because small objects do not cause strong scattering. Attenuation is also weak if waves are much shorter than the depth, because surface waves do not feel the bottom. Recall that periodic bathymetry causes significant scattering only with narrow neiborhood of certain discrete frequencies. In contrast, random bathymetry causes scattering for all frequencies.

For similar analysis of localization of linear and nonlinear waves by a random seabed, reference may be made to Grataloup and Mei (2003) and Mei and Li (2004).

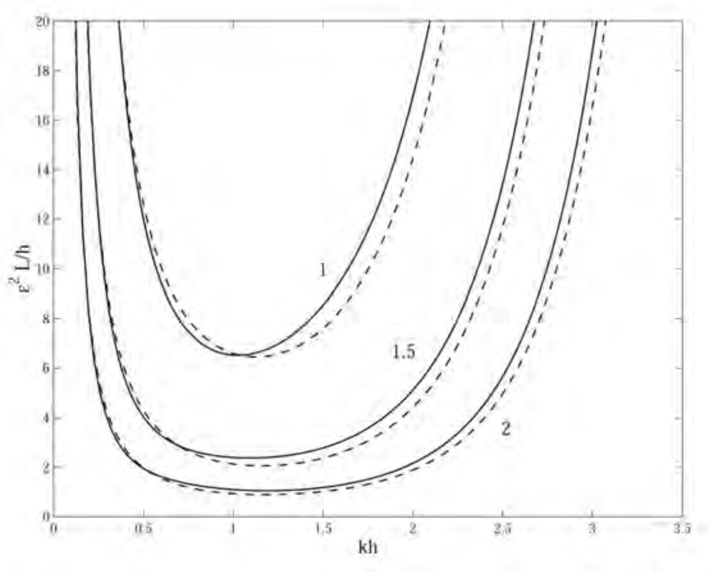


Figure 5.7: Localization distance vs. kh fo three ratios of normalized correlation distances.

Summary of Homogenization Procedure

The preceding examples demonstrate the basic ideas of the homogenization theory which can be extended to many linear problems with a sharp contrast between micro- and macro-scales. Developed mostly for periodic microstructures, the typical steps can be summarized as follows.

(i) Identify the micro- and macro-scales and the orders of each term.

(ii) Introduce multiple-scale variables and expansions and deduce boundary value problems for a typical period at successive orders. The leading-order ($\mathcal{O}(\epsilon^0)$) problem is homogeneous; the solution is indeterminate and independent of the micro-scale coordinates.

(iii) At the next order $\mathcal{O}(\epsilon)$, the micro-scale problem is inhomogeneous and is forced by the leading-order solution. By using linearity, a canonical micro-scale problem is obtained for unit forcing, and can be solved.

(iv) At the order $\mathcal{O}(\epsilon^2)$ we take the period-average and obtain another inhomogeneous micro-scale problem for the second-order unknown. Its solvability leads to the equation governing the macro-scale behaviour of the leading order unknown. The effective constitutive coefficients are obtained from the solution of a canonical cell problem.

For problems with two- or three-dimensional microstructures, the period- or line-average becomes cell averages, where integration by parts is replaced by Gauss' or Green's theorem. Instead of just two scales extensions can be made to a cascade of scales in either space or time.

The homogenization technique can also be modified for waves in weakly random media with zero mean. Here the micro-scale is either the wavelength or the correlation length of disorder. The macro-scale is inversely proportional to the mean square of disorder. Period- or cell- averages are replaced by stochastic averages. The argument of solvability is also invoked at the end to yield the slow evolution equation for the mean envelope.

Finally the homogenization method has the following advantages. (i) The constitutive coefficients in the macro-scale equations are not empirical but obtainable from the solution of a cell problem on the micro-scale. (ii) The numerical task is limited to the solution of a micro-scale problem in a unit cell. There is no need to discretize a large domain with many small cell. (iii) Certain general identities can be proven from the cell boundary value problems, which can be useful for checking the computations. (iv). After solving the macro-scale problem subject to boundary or initial conditions on the macro-scale, one also gets the detailed information on the micro-scale. Extensions to problems beyond wave propagation are worthwhile.

While the homogenization method provides a sound and economical basis for the prediction of macro-scale properties, it is most effective for linear or nearly linear problems. For highly nonlinear problems, ad hoc or empirical assumptions are needed to bypass the difficulty of closure, as in the fluid mechanics of turbulence.

More examples of fluid mechanics where the homogenization analysis is used can be found in Mei & Venescu (2010).

Acknowledgement

For a long time I have been deeply inspired by Professor Enrico Marchi's exemplary combination of theory and practice in hydraulic engineering as

demonstrated by his brilliant conception of the MOSE storm gates for Venice Lagoon. The legacy of his wisdom and leadership reasserts the importance of fluid mechanics in the preservation and betterment of our environment, a prerequisite for sustainable civilization.

Bibliography

Aris, A., 1960, On the dispersion of a solute in pulsating flow through a tube. *Proc. Roy. Soc. Lond.* A259, 370-376.

Bakhvalov, R. and Panasenko, G. (1989), *Homogenization, Averaging Processes in Periodic Media*. Kluwer.

Bensoussan, A., Lions, J.L., and Papanicolaou, G. (1978) *Asymptotic Analysis for Periodic Structures.* North Holland Publ., Amsterdam.

Carman, P.C. (1937) Fluid flow through granular beds. *Trans. Inst. Chem. Eng.* **15**, 150-166.

Elter, J. F. and Molyneaux, J. E. (1972), The long-distance propagation of shallow water waves over an ocean of random depth. *J. Fluid Mech.*, **53**, 1-15.

Ene, H.L. and Sanchez-Palencia, E. (1975) Equations et phénomène de surface pour I'écoulement dan un modèle de milieu poreux. *J. Mécanique* **4**, 73-108.

Fung Y.C. (1997) *Biomechanics: Circulation.* Springer-Verlag: New York.

Fung, Y. C. and Sobin, S.S. (1969) Theory of sheet flow in lung alveoli. *J. Appl. Physiol.* 26: 472-488.

Garnaud, X. and Mei, C. C. (2010). Bragg scattering and wave power extraction by an array of small buoys. *Proc. Roy. Soc. Lond.* A. 499, 79-106.

Grataloup, Geraldine and Mei, C.C. (2003) Localization of harmonics generated in nonlinear shallow water waves. *Phys. Rev. E.*, 68, 028314-(1-9).

Hasselman, K. (1966). Feyman diagrams and interaction rules of wave-wave scattering processes. *Rev. Geopys.* 4. 1-32.

Joshi, C. H., Kamm, R. D., Drazen, J. M. and Slutsky, A. S., (1983), An experimental study of gas flow through a tube. *J. Fluid Mech.* **133**, 245-254.

Keller, J. B., 1964, Stochastic equation and wave propagation in random media, *Proc. 16th Symp. Appl. Math.*, 145-170. Amer. Math. Soc. Rhode Island.

Keller, J. B. (1980) Darcy's law for flow in porous media and the two space method, *Nonlinear Partial Differential Equations in Engineering and Applied Science* ed. R. L. Sternberg, A. J. Kalinowski and J. S. Papadakis, Dekker, New York, 429-443.

Lee, C. K. (1994) *Thermal consolidation and dispersion in inhomogeneous deformable porous media*. PhD thesis, Dept. Civil and Environmental Engineering, Mass. Inst. Tech.

Lee J. S. (1969) Slow viscous flow in a lung alveoli model. *J. Biomechanics* 2: 187-198.

Lee, C. K., Sun, C. C., and Mei, C. C. (1995), Computation of permeability and dispersivity of solute or heat in periodic porous media, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **39**, 661-676.

Li, Yile and Mei C. C , (2004). Bragg scattering by a line array of small cyulinders in a wave guide. Part I. Linear Aspects. . *J. Fluid Mech.* 583, 161, 187.

Li, Yile and Mei C. C , (2007). Multiple resonant scattering of water waves by two-dimensional array of vertical cylinders. *Phy. Rev. E* 76, 016302, 1-23.

Long, R. R. (1973). Scattering of surface waves by an irregular bottom.*J.Geophy. Res.* 78, 7861-7870.

Mei, C. C., 1985, Resonant reflection of surface waves by periodic bars, *J. Fluid Mech.*

Mei, C. C., (1992), Method of homogenization applied to dispersion in porous media, *Transport in Porous Media*, **9**,261-274.

Mei, C. C. and Chian, C. M. 1994, Dispersion of small suspended particles in a wave boundary layer. J. Amer. Meteorological Soc., **24**(12), 2479-2495.

Mei, C.C. Chian, C. and Ye, F. (1998), Transport and resuspension of fine particles in a tidal boundary near a small peninsula, *J. Phys. Ocean.* 2313-2331.

Mei, C. C. Fan, S. J., and Jin, K. R., 1997, Resuspension and transport of fine sediments by waves. *J. Geophys. Res.*, **102**, 15807-15821.

Mei, C. C. and Hancock, M. J., (2003) One-dimensional Localization of Surface Water Waves over a Random Seabed. *J. Fluid Mech.* 475, 247-268.

Mei C. C, and Li, Yile, (2004). Localization of solitons over a randomly rough seabed. *Phys. Rev. E.* 70, 016302, 1-11.

Mei, C. C., Stiassnie, M., & Yue, Dick K-P., (2005), *Theory and Applications of Ocean Surface Waves*, vol. I, Linear aspects, & II, Nonlinear aspects. World Scientific, Singapore.

Mei, C.C. & Vernescu, B. (2010), *Homogenization Methods in Fluid Mechanics*. World Scientific, Singaore.

Ng, C. O., (2006), Dispersion in steady and oscillatory flows through a tube with reversible and irresversible wall reactions. *Proc. Roy. Soc. Lond.* A462, 481-515.

Taylor, G. I., (1953), Dispersion of soluble matter in solvent flowing slowly through a tube. *Proc. Roy. Soc. Lond.* A219, 186-203.

Taylor, G. I., (1954), The dispersion of matter in turbulent flow through a pipe. *Proc. Roy. Soc. Lond.* A223, 446-468.

Watson, E. J., (1983), Diffusion in oscillatory pipe flow. *J. Fluid Mech.* 133, 233-244.

Yen R.T. and Fung Y.C. (1973) Model experiments on apparent blood viscosity and hematocrit in pulmonary alveoli. J. Appl. Physiol. 35: 510-517.

Zhong, Z., Dai, Y., Mei, C. C. and Tong, P., (2002) A micromechanical theory of flow in pulmonary alveolar sheet, *Computational Modeling in Engineering and Sciences*, (CMES), 3, 77-86.

Zick, A.A. and Homsy, G.M. (1980) Stokes flow through periodic arrays of spheres. *J. Fluid Mech.* **115**, 13-26.

TESTIMONIANZE

Enrico Marchi e la nostra stagione

Claudio Datei
Professore Emerito dell'Università degli Studi di Padova

È ormai lontano il tempo della sofferenza sua e mia per il suo malessere. Era la sera del 25 novembre del 2002, quando la mia sofferenza per un suo annuncio prese origine. Andrea Rinaldo ed io accompagnavamo Enrico a Rovigo da Venezia, dove aveva tenuto una lezione all'Istituto Veneto in occasione del Premio Ghetti che gli era stato conferito. E ci parlò di un suo malessere: le solite cose, dicemmo, un colpo di freddo, un cibo indigesto. La preoccupazione traspariva però, seppure velata, anche nel rincorrere, con leggerezza, il nostro tentativo di smontarla. Io ne fui colpito.

Ora tutto s'è acquietato; e anche quel momento è riapparso con dolcezza. Così io ritorno a Enrico con letizia, vicino a lui per la lunga storia che ci ha accomunati con un vincolo fraterno; quasi che mi affidasse, in ragione della mia età, le insegne di Decano. Quella certa età che, per le operazioni di manutenzione che essa impone, mi ha impedito di partecipare alla giornata che gli è stata dedicata.

Io incontrai Enrico per la prima volta a Padova nel 1950, in grazia - sì, proprio in grazia idraulica per quello che sarebbe nato tra noi - del moto uniforme a pressione nelle condotte.

Una breve premessa. Egli aveva fatto a Padova il severissimo Biennio, com'era naturale venendo da Rovigo, senza però che qualche occasione ci avesse avvicinato. Mi disse, tempo dopo, che si era trasferito a Bologna dopo avere udito, all'avvio del Triennio, alcune lezioni di Scienza delle costruzioni di C. P. (detto Serafino): non gli erano piaciute. Aveva ragione: erano, sì, lezioni di Teoria matematica dell'Elasticità, ma senza sapore; in qualche misura ispirate e, com'era il personaggio, vagamente dannunziane; lavagne con formule prescritte e inanimate, prive del fascino che il Continuo elastico e la sapienza didattica avrebbero dovuto estrarre dalla materia, almeno come palestra per tutta la Matematica e la Meccanica del nostro Biennio (d'allora). Ripensando alla decisione di Enrico, allora poco più che un ragazzo, vi si può cogliere il senso di concretezza che è stato una delle cifre dello stile di vita col quale ha segnato poi il suo Magistero. Regolando poi, per chiudere la storia, il suo rapporto con la Scienza delle costruzioni, a Bologna, con un 30 e lode di Odone Belluzzi.

Ho ripensato spesso, parlandone anche con Enrico, a questa nostra partenza; col dubbio che fosse stato solo il caso ad avvicinarci o non, piuttosto, una certa determinazione, scritta chissà dove; o forse figlia, più verosimilmente, delle nostre storie: la giovinezza e il forte intreccio coi luoghi della nostra origine; e la determinazione di volere dimostrare qualcosa. Due storie parallele, dunque? Credo di sì. Il piccolo pezzo dell'Idraulica italiana che io ho rappresentato, o più propriamente (per essere moderni) quel pixel del più grande disegno, prese per me origine da Mantova, città d'acque; sì: da Mantova provinciale e ducale, se si vuole; e con l'imbarazzo che un ragazzo di campagna (quale forse io tuttora sono, ma che certamente fui), può oggi provare assistendo al disinvolto via vai dei Nostri per le strade del mondo. Da Rovigo, sul bordo del Po, un altro ragazzo di campagna, Enrico Marchi, passando per Padova, aveva poi preso la strada per Bologna, alla Scuola di Giulio Supino. Un'altra tessera del mosaico che avrebbe poi formato la cellula padana dell'Idraulica (e delle Costruzioni idrauliche). Ma allora non lo sapevamo. La storia con Enrico comincia, dunque, con l'incontro di Padova e prosegue, poco dopo, con il III Convegno di Idraulica, tenuto a Bologna nel 1951. Ecco perché. L'Associazione Nazionale dei Distributori dell'Energia Elettrica - ANIDEL finanziava alcuni Istituti di Idraulica e di Elettrotecnica italiani per ricerche sui temi che facevano capo alla produzione idroelettrica. Un finanziamento per studiare il comportamento idraulico delle grandi condotte fu assegnato, in parallelo, a Padova e a Bologna. Scimemi disponeva d'una notevole quantità di risultati sperimentali per condotte di vario tipo. Come fosse venuto in possesso di tanto materiale non saprei. Io ero, assistente volontario, il ragazzo di bottega: eccoti le misure e un rotolo di carta logaritmica; e l'incarico di classificare il materiale e di metterlo in ordine. Chiedo, dopo avere preso nota di tutto, se devo avviarmi per la strada delle scabrezze alla maniera di Colebrook oppure se Scimemi taglia la domanda: la strada è quella delle formule monomie, il modo di Gauckler-Strickler per intenderci. E così avvenne. Giulio Supino aveva saputo di questa miniera di dati e aveva chiesto a Scimemi se un suo assistente avesse potuto prenderne visione; certamente, la risposta. Enrico venne a Padova; era il 1950. I risultati del nostro lavoro: due paginette, le mie, con qualche sofferenza a parlarne ancora oggi; una corposa e conclusiva memoria quella di Enrico; risultati presentati al Convegno. Riprendo il mio posto in aula, dopo la magra presentazione del mio lavoro. Sotto di me era seduto il capo redattore dell'autorevole rivista Energia elettrica, il quale a fianco del mio nome aveva scritto scadente: ne ho un poco sofferto, ma aveva ragione. Il mio primo insuccesso accademico. Partenza in salita, dunque, ma istruttiva. Dopo, con un po' di pazienza seppure con qualche distrazione di varia natura lungo il percorso, andò meglio. Non vorrei però, a questo punto, avviarmi a parlare di Enrico e dei suoi contributi alla crescita della Scienza idraulica italiana; ché a questo provvedono e provvederanno i suoi Scolari. Vorrei limitarmi, tracciando il suo profilo, a trattare invece del taglio che egli ha saputo dare alla materia idraulica per renderla un prodotto che potesse (e ancora possa) essere usato, senza mediazioni erudite, nella realtà che le opere di ingegneria idraulica esprimono. Marchi è figlio, con Gianni Pezzoli e Antonello Rubatta, della Scuola e della cultura essenzialmente fisico-matematica (il Continuo, per intenderci) di Giulio Supino. Il carattere della quale ha trovato, com'è noto, in Gianni Pezzoli e Antonello Rubatta due eccellenti campioni. Marchi, invece, avviato per un'altra strada: l'Idraulica in senso stretto; impegnato nella Ricerca scientifica ai problemi della sua versione applicata; o, come suole dirsi oggi, alla sua ricaduta nella realtà. La diversa inclinazione rispetto ai suoi compagni appare in evidenza un significativo esempio nella distinzione dei capitoli curati da Marchi e da Rubatta nel loro trattato di Meccanica dei fluidi licenziato nel 1981 dalla UTET. Un altro segno inequivoco, questa scelta, della sua concretezza. Fedeltà che egli mantenne anche quando negli anni '50 del secolo passato, cedendo un poco a certe suggestioni o mode, la collocazione dell'Idraulica nella casa della Meccanica dei fluidi poteva farla apparire più una disciplina per ingegneri che una scienza generale di vasto respiro. L'ampiezza degli interessi applicati di Enrico, letti in questa prospettiva, colloca, come dicevo, il suo Magistero in una posizione culturale profondamente intrecciata con i problemi idraulici della Nazione (non uso il termine Paese per l'indicibile fastidio che mi procura). Con il risultato, sul piano personale, di rinsaldare ulteriormente la nostra amicizia; sul piano della Conoscenza, di porsi al servizio della Comunità nazionale: il bene comune, si potrebbe dire; seppure con qualche delusione e decadenza, naturalmente, che oggi possa apparire e che io, sopravissuto, non posso non notare. Ricordo alcuni momenti i principali della sua, e in parte anche della mia, missione idraulica pubblica, nutrita dall'insegnamento, dalla Ricerca e dalla creazione di una Scuola; e dalla loro proiezione verso la Comunità. La pluridecennale milizia nel Magistrato per il Po; il governo del Piano finalizzato sulla cosiddetta Difesa del suolo del Consiglio Nazionale delle Ricerche; la milizia nel Consiglio Superiore dei Lavori Pubblici; e, infine, i problemi di Venezia e della sua Laguna per ricordare solo i principali temi. E, specie per Venezia, dove Enrico Marchi il suo ultimo impegno: da Veneto un atto dovuto e ancora la sua concretezza hanno avuto un ruolo centrale e conclusivo; e che, recentemente Giovanni Seminara, ai Lincei, ha illustrato e trattato in una lucida e devota memoria. Ma non fu tra noi, fortunatamente, solo Idraulica. L'affinità elettiva, e la comune origine che la fece nascere, ritrovata, non solo nel Dottorato che unì le due Scuole, ma anche, quasi che ci fossimo accordati, nelle nostre famiglie, tra le nostre spose Fernanda e Lucia. Fernanda deliziosamente beccandomi per la mia vanità, che accostava a quella di suo fratello, l'elegante Avvocato Ubertone di Rovigo, Presidente della prestigiosa Accademia dei Concordi. E ancora estesa ai compagni della sua Scuola più vicini alla mia generazione: Giulio Scarsi, Giovanni Seminara, Sandro Stura raccolti, con molti altri, intorno a Enrico per conservane, con la memoria, l'insegnamento.

Un rapporto "AVUNCOLARE"

Giampaolo Di Silvio
Dipartimento di Ingegneria idraulica, Marittima, Ambientale e Geotecnica.
Università degli Studi di Padova

Il mio intervento consisterà in un breve *pot-pourri* accademico-filologico che spero mi autorizzi ad una moderata impertinenza nei confronti di Enrico Marchi.

Separato da 10-15 anni di differenza (non da *una* dunque, ma diciamo da *mezza* generazione), ero con Marchi troppo vicino per età perché abbia mai potuto considerare il nostro rapporto (personale, scientifico, culturale o accademico che fosse) come quello fra padre e figlio; rapporto che appare invece del tutto legittimo e naturale per numerosi colleghi qui presenti, solo un po' più giovani di me. Da parte mia, se dovessi definire con un unico aggettivo tale rapporto, sceglierei senza alcuna esitazione il termine AVUNCOLARE; termine che non esiste in italiano, ma che mi pare rappresenti un passabile calco dell'inglese AVUNCULAR e che subito propongo sia accolto nei nostri dizionari.

È un peccato che un aggettivo latino così pregnante e simpatico sia andato perso attraverso il nostro oscuro medio evo e non sia stato nemmeno recuperato con l'italiano rinascimentale, come è invece accaduto per fortuna con l'inglese dotto. Trovo comunque interessante che i romani distinguessero fra zio paterno *(patruus)* e zio materno *(avunculus)* e che solo quest'ultimo sia stato ereditato dal francese *(oncle)* e quindi dall'anglo-normanno *(uncle)*, mentre l'italiano e lo spagnolo si sono attestati sulla derivazione greca *(zio)*, del tutto neutrale rispetto all'ascendenza paterna o materna.

Chiedo scusa a chi mi ascolta per queste un po' oziose divagazioni; ma per capire l'atteggiamento di Marchi nei miei confronti, e da me rispettosamente ed affettuosamente corrisposto, val la pena elaborare ancora un poco sul

Figura 7.1

termine avuncolare; o meglio, (visto che in italiano ancora non esiste) sull'inglese *avuncular*. Come sottolineano i dizionari causati (Figura 7.1), l'aggettivo comporta varie e chiare connotazioni quali l'essere benigno, indulgente, giocoso ecc., sicuramente tipiche dell'usuale atteggiamento di uno zio verso il nipote; ma meglio (aggiungo io) se si tratta di zio materno (avunculus, appunto) e non paterno, patruus.

Semplicemente perché, tenendo conto della tradizionale (sebbene oggi molto meno rispettata) differenza di età fra marito e moglie, un avunculus era tendenzialmente molto più giovane di un patruus, al quale ultimo -semmai- potrebbero meglio adattarsi i termini che i dizionari inglesi indicano con connotazioni contrarie, quali : solenne, grave, serioso, severo ecc. ecc. (Figura 7.2).

Insomma, mentre fra patruus e nipote passa di media una generazione e mezza, fra avunculuus e nipote passa di solito mezza generazione. Quella che appunto separava Marchi da me.

Per quanto *benign*, *indulgent*, e *jocular* fosse sicuramente Marchi nei miei riguardi, non sono però affatto sicuro quanto avrebbe gradito la scelta della parola *avuncular*; che temo avrebbe trovato un po' leziosa e forse anche, proprio per essere inglese, un tantino ricercata e addirittura *snobbish*. Non

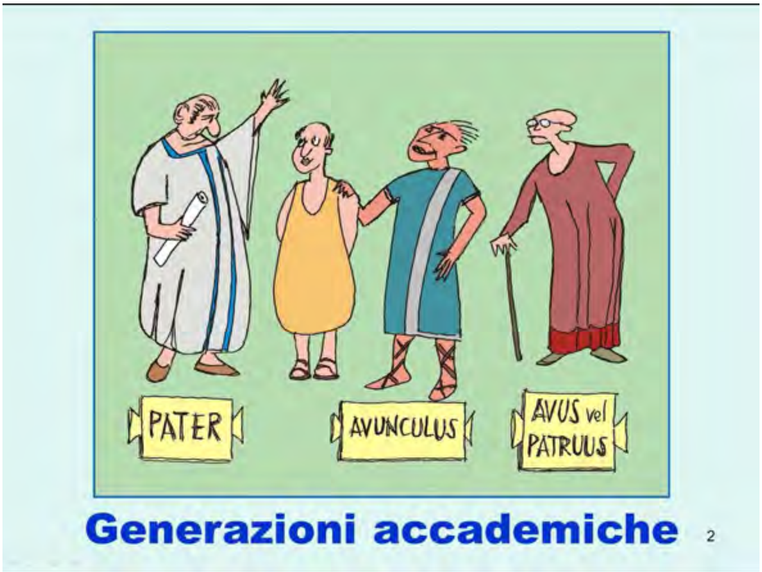


Figura 7.2

si tratta naturalmente di antipatia per Albione o per la sua lingua, ma bisogna ricordare che Marchi aveva con l'inglese un rapporto, diciamo, un po' sofferto, del resto comune a molti appartenenti alla sua classe di età. Forse proprio quella mezza generazione che ci separava spiega la differenza fra il suo atteggiamento verso questa lingua e il mio. Sebbene anch'io fossi stato nutrito al liceo di poco francese scolastico ed ancor meno inglese, ciò non mi ha impedito, ad esempio, di diventare come la maggior parte dei miei coetanei un appassionato dei *Beatles*. Fino ai quali però non credo abbia mai spinto Marchi il suo pieno apprezzamento musicale, come ancor meno, certamente, l'abbia spinto fino ai *Rolling Stones*.

Non è poi che a Marchi manchi una produzione scientifica in inglese; peraltro successiva a quella dei primi anni 60 scritta in tedesco sul *Wasserwirtschaft*, durante la collaborazione col suo vecchio amico Franke di Monaco di Baviera. Credo piuttosto, semplicemente, che la sua preoccupazione fosse quella di non padroneggiare come avrebbe voluto l'inglese in una conversazione impegnata o in un serrato dibattito scientifico. Nonostante che, in un Congresso dell' AIHR (come si diceva allora per lo più in Italia e non ancora - come oggi - IAHR), e precisamente a Baden Baden nel 1977, Marchi abbia tenuto un'importante Relazione Generale sul tema delle dighe foranee a pa-

Figura 7.3

rete verticale. Per non parlare poi della sua Relazione d'apertura a Venezia, all' *International Conference of Coastal Engineering* del 1992. Questa sua riluttanza nel rapporto con l'inglese - chiaramente ingiustificata - si è poi progressivamente stemperata nell'ambito affettuoso e confortevole della sua numerosa figliolanza genovese, impeccabilmente anglofona e disinvoltamente internazionale.

Mi viene in mente che molto spesso Enrico Marchi ha commentato nel suo gioviale stile avuncolare, vale a dire con un misto di affettuosa disapprovazione, ma direi soprattutto di malcelata invidia, l'ingiustificata disinvoltura con cui mi lanciavo col più broccolinesco *broken english* nelle più svariate sedi scientifiche internazionali. Specialmente in ambiente IAHR, da tutti e due correntemente frequentato, sebbene con la solita ritrosia da parte di Marchi ad avvicinarsi ai vertici dell'Associazione e alla sua struttura organizzativa.

E a proposito di AIHR, non posso mancare di rievocare un divertente episodio, più volte richiamato chiacchierando con me dalla stesso Marchi, ma mi risulta da lui raccontato anche a altre persone. Una breve premessa. Sapendo che mi sarei trovato a Londra per un breve soggiorno turistico subito dopo la laurea, il mio relatore, e successivamente mentore e pater, Augusto Ghetti aveva pensato bene di invitarmi a raggiungerlo per un rapido incontro all'

Figura 7.4

Institution of Civil Engineers dove, nel settembre 1963, si stava tenendo il X Congresso dell' IAHR. Devo dire più lusingato che contrariato da quell'invito, mi sono precipitato appena potuto nella sede del Congresso dove (ignorando completamente le formalità dell'iscrizione) mi sono goduto a scrocco alcune Sessioni tecniche ed anche, probabilmente, un paio di tazze di thè con pasticcini inglesi. È stato nel corso di quella mia intrusione al Congresso che ho conosciuto Marchi per la prima volta, incontrandolo, abbastanza curiosamente, nelle toilette dell' *Institution.* Salvo poi imbattermi nuovamente con lui, ancor più curiosamente, negli stessi locali appena qualche ora più tardi (Figura 7.3).

Enrico Marchi, a dir la verità, ha sempre accreditato una versione leggermente diversa dell'episodio, posticipandolo di circa 4 anni ed ambientando l'identico doppio incontro ravvicinato non più nei gabinetti vittoriani del X Congresso, ma in quelli meno formali del XII Congresso, tenutosi a Fort Collins, Colorado. Invocando l'autorità di Giulio Scarsi, posso confermare che Marchi si trovava effettivamente a Londra nel 1963, come pure a Fort Collins nel 1967. E pur riconoscendo inverosimile che sia davvero successo, non potrei escludere che il doppio incontro ravvicinato si sia potuto addirittura ripetere praticamente inalterato in entrambe località, raggiungendo in queste

Figura 7.5

modo le vette eccelse di un tormentone alla Totò o alla Petrolini (Figura 7.4).

Tornando alla $\frac{1}{2}$ generazione che più o meno ci separava, oltre al mio non condiviso apprezzamento per i *Beatles* e al mio troppo disinvolto uso del - *broken English*, il divario di età si rivelava in un certo numero di altre cose. Ad esempio, Marchi disapprovava con insistita convinzione che io potesse indossare, con abiti a tinta unita, scarpe che non fossero rigorosamente nere. Ma è inevitabile che, così come i gusti musicali, anche i codici in materia di abbigliamento si modifichino nel tempo, almeno al placido ritmo di mezza generazione per volta. Posso al contrario orgogliosamente rivendicare che Marchi ed io siamo entrambi appartenuti all' *ancien régime* pre-sessantotto, specialmente contraddistinto, a mio parere dal perenne uso della cravatta e da una certa difficoltà a chiamare tutti, vicini o lontani che fossero, col nome di battesimo.

Eppure Enrico Marchi non è stato certo un conservatore, sicuramente non in termini scientifici (come dimostrano i numerosi avanzati aspetti della ricerca portata avanti dai suoi allievi), ma neppure in termini - diciamo - più generalmente accademici. A meno che non si voglia ritenere un atteggiamento conservatore quello di considerare requisito indispensabile per diventare professore il sapere almeno sedersi a tavola, significativo frammento questo di una sua conversazione riferitomi da Attilio Adami. Dove con sapere almeno sedersi a tavola, Marchi intendeva certamente riferirsi non solo alle buone maniere conviviali, ma soprattutto quelle in materia di onestà, di decoro o semplicemente di rispetto per sé e per gli altri.

Vorrei terminare questa chiacchierata riproducendo una vecchia cartolina di Cervia, con viale dei Mille sullo sfondo. (Figura 7.5).

Il bianco e nero della foto, la fuori serie decapottabile, la piazza notturna con la fontana, il lungomare non lontano, forse sfiorato da un imponente e illuminato Rex. Tutto ci ricorda *l'altro luogo* da Genova, forse più intimo e radicato, dove Enrico e Fernanda Marchi hanno pure trascorso giorni felici.

On Enrico Marchi

Piero Villaggio
Dipartimento di Ingegneria strutturale.
Università degli Studi di Pisa

In the second half of the 20th century, just after the end of the second World War, the fundamental disciplines of Engineering underwent a radical change.

From pragmatic, semi-empirical, collections of traditional knowledges they changed into rational, mathematical, theories.

For instance, Strength of Materials, considered for two century as the theory of rods and beams, was reformulated in the context of Solid Mechanics.

Technical Physics, instead of being a list of coefficients of heat transmission, became the methodical study of the applications of solutions of Fourier's equations to practical situations. Hydraulics, taught as the science of the one-dimensional motion of water in rough tubes, and the propagation of impulses along a pipe after a sudden closure, faced non traditional problems, such as the shape of rivers due to the erosion of their banks, the impact of sea waves against dams, the causes of floods.

Enrico Marchi was undoubtedly, one of the major proponents , of this new, extended, discipline.

Marchi was not only a scientist engaged in the natural catastrophies due to the collapse of the embankment of a river, or the destructive effect of a rough sea against a pier.

In 1951 the Po river submerged his native region (the Polesine). He was a young assistant professor in Munchen, but he rushed to Bologna, his University, to provide his technical assistance. In a climate of general confusion, Marchi persuaded local administrators and politicians to avoid hasty decision and to wait for the abatemen of the waters.

A few years later, in 1955, a violent tide destroyed the exterior dam of the harbor of Genova. Marchi was still in Bologna, but a few later year later, the collapse of Genova's dam was the subject of his inaugural lecture as Professor in Genova.

He explained that the waves had struck the dam obliquely, not frontally, but, just for this reason, their effect was more destructive because they created a huge vortex at the apex of the dam.

On another occasion, in 1970 the torrent Bisagno, after three days of heavy rain, submerged the center of Genova. Marchi, called as technical adviser of the disaster, declared that it was the unavoidable consequence of the culverting of the mouth of the torrent, made fifty years before, in order to "beautiful" the city.

During the last three decades Marchi presided over the committee charged to study the problems of the Venetian Lagoon. Marchi used to say : " The Lagoon is a typical example of an unstable system. Every small perturbation may cause a catastrophe. But what was well know for fifteen centuries by the magistrates of the Venetian Republic, was ignored by modern engineers who recklessy drained the subsoil in Marghera, close to Venice"

Marchi undertook several important duties in the administration of the University and in the promotion of Scientific Research. In both fields he worked with his congenial spirit of equilibrium and efficiency.

He was dean of the Engineering Faculty in Genova in a critical period of conflict, following two predecessors, one too conservative and one demagogic. He made the right concessions to the protestors without compromising the rigors of courses and examinations.

In the management of the Department of Fluid Mechanics of Genova he behaved like an Aristotelian enlightened tyrant. Within departments jealousies, conflicts, rivalries, often arise, but "Marchi's" response was always accepted with collective satisfaction.

Marchi was named president of the Italian Mechanics Society in a difficult time (he was one of the founders thirty years before)

The situation of the Society was economically disastrous. Marchi's first act was not that of promoting new scientific activities, but that of saving the balance!

Dear Enrico, you will always be present in our hearts and minds for "questa piccola vigilia ch'è del rimanente" (this small vigil we have ahead of us).

In ricordo di Enrico Marchi

Gianni Vernazza
Dipartimento di Ingegneria Biofisica ed Elettronica.
Università degli Studi di Genova

Anche se a causa di impegni concomitanti non ho potuto purtroppo essere presente alla Giornata in Ricordo del Professor Enrico Marchi, ritengo doveroso associarmi alla rievocazione di questo nostro grande collega, che ha contribuito in modo determinante al successo della Scuola di Idraulica presso la nostra Facoltà nelle sedi più svariate ed in particolare a livello internazionale.

I nostri diversi ambiti accademici hanno avuto purtroppo l'effetto di limitare le occasioni di incontro e di frequentazione, anche se di Enrico Marchi ne avevo sempre sentito parlare in termini molto positivi addirittura già da quando ero studente e successivamente quando era diventato Preside della Facoltà, dimostrando notevoli capacità gestionali.

Ho avuto modo poi di incontrare Marchi e di apprezzare direttamente le sue doti umane e professionali in particolare nel corso di un Convegno di idraulica all' Aquila nel 1988; in quella circostanza posso ricordare che si sono create le basi per una sincera e profonda stima, che si è sempre più consolidata negli anni successivi.

Tornato a Genova a fine anni '90 e diventato Preside nel 2002 le occasioni di incontro si intensificarono, come anche le occasioni di rivolgermi a lui per consigli che si sono rivelati per me di grande utilità per l'esperienza e il buonsenso che ne erano sempre alla base. Come Preside ho avuto altresì modo di conoscere e apprezzare anche tramite i suoi allievi la Scuola da lui avviata, riscontrando sempre più spesso un ricordo di Marchi come insigne Maestro, illustre scienziato e appassionato docente, che sempre ha privilegiato il primato dell' Accademia rispetto agli interessi personali, sapendo infondere entusiasmo e rigore in tutte le circostanze in cui ha operato.

Mi associo pertanto con questi sentimenti e ricordi a questa lodevole iniziativa, portando anche la mia testimonianza, per il Prof. Enrico Marchi.

Indice