

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

Scuola di Scienze  
Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di Laurea in Fisica

**Studio della decompressione indotta  
dall'erosione come possibile meccanismo  
fisico del vulcanismo ringiovanito alle isole  
Hawaii**

**Relatrice:**  
**Prof.ssa Eleonora Rivalta**

**Presentata da:**  
**Irene Zappi**

Anno Accademico 2023/2024



## Abstract

Il vulcanismo di ringiovanimento rappresenta una fase poco compresa del ciclo di vita delle isole vulcaniche oceaniche. Questa fase presenta caratteristiche distinte rispetto al vulcanismo che la precede, responsabile della formazione delle isole: non coincidono la distribuzione spaziale delle bocche eruttive, i volumi eruttati e le caratteristiche geochimiche del magma. Avvenendo dopo lunghi periodi di inattività, anche di milioni di anni, il vulcanismo di ringiovanimento non può essere facilmente spiegato come una conseguenza diretta dell'attività del pennacchio del mantello, responsabile delle fasi di costruzione delle isole, poiché al momento della sua comparsa l'isola si è già allontanata eccessivamente dal pennacchio. I modelli proposti fino ad oggi per spiegare il vulcanismo di ringiovanimento risultano insufficienti a dare una spiegazione completa delle osservazioni disponibili. In questa tesi propongo l'ipotesi che il fenomeno del vulcanismo di ringiovanimento possa essere innescato dall'erosione pervasiva delle isole e dalle frane giganti che ne causano la progressiva decostruzione. Per testare questa ipotesi, calcolo la conseguente decompressione ed elaboro le traiettorie dei dicchi (fratture che trasportano magma), ottenute da un modello semplificato degli sforzi indotti dalla rimozione di massa dalla superficie. Applico i miei modelli alle isole Hawai'i, che rappresentano uno degli esempi più studiati di vulcanismo di ringiovanimento. Un analogo meccanismo di rimozione di massa è stato utilizzato in passato per spiegare l'aumento dell'attività vulcanica verificatosi in Islanda durante la deglaciazione successiva all'ultima era glaciale. Dall'analisi dei risultati, concludo che l'ipotesi secondo cui la decompressione derivante dalla decostruzione delle isole possa contribuire, assieme ad altri fattori, al vulcanismo di ringiovanimento meriti ulteriori approfondimenti.



# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Contesto geologico: il vulcanismo Hawaiiiano</b>	<b>7</b>
2.1	La catena Hawai'i-Emperor . . . . .	8
2.2	Le fasi del vulcanismo Hawaiiiano . . . . .	9
2.3	Modelli proposti per spiegare il vulcanismo ringiovanito . . . . .	18
2.3.1	Modello di fusione litosferica . . . . .	18
2.3.2	Modello dinamico del pennacchio . . . . .	21
2.3.3	Modello di flessione della litosfera . . . . .	25
2.4	Il vulcanismo di Kaua'i . . . . .	28
2.5	Erosione, cedimenti strutturali e frane . . . . .	35
2.5.1	L'erosione nell'isola di Kaua'i . . . . .	36
2.5.2	Frane giganti . . . . .	36
2.5.3	Il bacino di Lihu'e a Kaua'i . . . . .	40
2.6	Sintesi delle osservazioni: aspetti principali del vulcanismo ringiovanito in relazione all'erosione . . . . .	41
<b>3</b>	<b>La modellazione fisica della generazione del magma e delle sue traiettorie di risalita</b>	<b>43</b>
3.1	La fisica del vulcanismo . . . . .	43
3.2	L'ascesa delle fratture magmatiche: i dicchi . . . . .	44
3.3	Propagazione della frattura . . . . .	45
3.4	Orientazione dei dicchi . . . . .	47
3.4.1	Effetto degli edifici vulcanici sull'orientazione dei dicchi	48

3.4.2	Effetto della rimozione di massa dalla superficie sull'orientazione dei dicchi . . . . .	49
<b>4</b>	<b>Il mio modello dell'effetto di erosione e frane sul magmatismo</b>	<b>55</b>
4.1	Fusione dovuta a decompressione . . . . .	55
4.2	Erosione e frane come scarico gravitazionale . . . . .	57
4.3	Il mio modello di decompressione dovuta a erosione e frane . . . . .	59
4.4	Risultati . . . . .	64
4.4.1	Entità della decompressione . . . . .	64
4.4.2	Direzione dello sforzo maggiormente compressivo e traiettorie dei dicchi . . . . .	65
4.5	Discussione . . . . .	71
4.5.1	Entità della decompressione . . . . .	71
4.5.2	Direzione dello sforzo maggiormente compressivo e traiettorie dei dicchi . . . . .	73
	<b>Conclusioni</b>	<b>83</b>
	<b>A Listati dei programmi</b>	<b>85</b>
A.1	Variazione di pressione . . . . .	85
A.2	Direzione di $\sigma_1$ e traiettorie dei dicchi . . . . .	90
	<b>Bibliografia</b>	<b>97</b>

# Elenco delle figure

2.1	Catena Hawai'i-Emperor . . . . .	9
2.2	Isole Hawaiiiane principali (Windward) . . . . .	10
2.3	Hawaiian Arch . . . . .	11
2.4	Durata delle fasi del vulcanismo . . . . .	12
2.5	Fasi del vulcanismo Hawaiiiano . . . . .	14
2.6	Localizzazione delle fasi del vulcanismo rispetto al centro del pennacchio del mantello . . . . .	16
2.7	Grafico dello spessore del fuso nel modello di fusione litosferica elaborato da Gurriet [1987] . . . . .	19
2.8	Modello di riscaldamento litosferico impiegato da Liu e Chase [1991] . . . . .	20
2.9	Fusione parziale nel modello di fusione litosferica . . . . .	22
2.10	Rateo di fusione previsto dal modello dinamico . . . . .	24
2.11	Modello di flessione della litosfera . . . . .	27
2.12	Cartina geologica di Kaua'i . . . . .	30
2.13	Confronto tra produzione di magma osservato presso Kaua'i e previsto dal modello di flessione della litosfera . . . . .	34
2.14	Mappa delle precipitazioni annuali . . . . .	35
2.15	Tassi di erosione nella parte ovest di Kaua'i e precipitazione annua . . . . .	37
2.16	Depositi di frane attorno alle isole Windward . . . . .	39
2.17	Mappa topografica di Kaua'i . . . . .	41

---

3.1	Sezione trasversale di un dicco . . . . .	46
3.2	Effetto di un carico gravitazionale sulla propagazione dei dicchi	50
3.3	Effetto di uno scarico gravitazionale in presenza di uno sforzo regionale sulla propagazione dei dicchi . . . . .	52
3.4	Confronto nello stato di sforzo indotto da un carico gravitazionale in assenza e in presenza di un ambiente tettonico compressivo . . . . .	53
4.1	Esempio di geoterma . . . . .	56
4.2	Bump function . . . . .	61
4.3	Confronto modelli elastico e visco-elastico . . . . .	63
4.4	Decompressione dovuta a uno scarico gravitazionale . . . . .	66
4.5	Isolinee di decompressione al variare dei parametri . . . . .	67
4.6	Mappa delle elevazioni di Hawai'i . . . . .	68
4.7	Traiettorie dei dicchi in presenza di carico gravitazionale . . .	69
4.8	Traiettorie dei dicchi in presenza di scarico gravitazionale . . .	70
4.9	Geoterme previste da <i>cooling plate models</i> per $t = 90$ Myr . . .	74
4.10	Geoterme previste da <i>cooling plate models</i> per diversi $t$ . . . . .	75
4.11	Decompressione per la deglaciazione in Islanda, modello elastico	76
4.12	Tasso di produzione di fuso magmatico in Islanda durante la deglaciazione . . . . .	77
4.13	Localizzazione dei 'North Arch' e 'South Arch Volcanic Fields'	81

# Capitolo 1

## Introduzione

Il vulcanismo, oltre a rappresentare un pericolo per la popolazione che risiede e visita le zone vulcaniche, è una delle espressioni della dinamica del nostro pianeta. Il vulcanismo è un fenomeno che collega processi che avvengono in profondità, come la fusione delle rocce nel mantello terrestre e la risalita del fuso, ad aspetti morfologici superficiali. I fenomeni vulcanici infatti modificano profondamente la topografia del pianeta tramite la formazione di nuovi coni e crateri vulcanici, oppure subendo collassi strutturali e frane. Le grandi eruzioni vulcaniche possono anche arrivare a modificare il clima, immettendo in atmosfera grandi quantità di gas e aerosol. Comprendere i meccanismi fisici che controllano la formazione e la risalita del magma, e la sua espulsione durante le eruzioni vulcaniche, è dunque di importanza fondamentale per proteggere le popolazioni che abitano nei pressi di vulcani attivi e per comprendere il funzionamento del nostro pianeta.

Molti aspetti del vulcanismo e la sua associazione alla teoria della tettonica a placche sono stati chiariti negli ultimi decenni. Il vulcanismo ha diverse manifestazioni legate ai diversi ambienti tettonici. Molti vulcani si formano al confine tra placche tettoniche, sia in ambienti estensivi, sia in ambienti compressivi (e, più raramente, in ambienti trasformati). Nel caso di placche divergenti, il mantello che risale in corrispondenza del confine tra le placche subisce una trasformazione approssimativamente adiabatica in quanto la

risalita avviene in tempi ‘rapidi’ se confrontata con la scala di tempo della conduzione del calore (i tempi di convezione del mantello sono dell’ordine dei milioni di anni, mentre la conduzione su scale spaziali di 100 km richiederebbe tempi dell’ordine delle centinaia di milioni di anni). Durante la risalita, la temperatura delle rocce del mantello si avvicina alla curva di solidus, che descrive la temperatura al di sopra della quale le rocce subiscono una fusione parziale. Quando la temperatura del materiale supera localmente la curva di solidus, si genera materiale fuso che risale tramite fratturazione idraulica (come meglio spiegato in seguito) e forma nuova crosta in corrispondenza delle dorsali. Nel caso di placche convergenti, al loro confine spesso si forma una zona di subduzione, con la placca più densa che tende a scivolare al di sotto della placca meno densa, per esempio crosta oceanica che subduce sotto la crosta continentale. Nelle zone di subduzione la fusione delle rocce del mantello avviene per idratazione: il materiale proveniente dal fondale oceanico trascinato verso il basso dalla subduzione libera acqua, che idratando le rocce del mantello le depolimerizza, causandone la fusione (in altre parole, l’idratazione riduce la temperatura di solidus). La roccia fusa tende a risalire facendosi strada attraverso la litosfera e nel corso dei milioni di anni si viene a formare una catena di vulcani, formando i cosiddetti ‘archi vulcanici’. I diversi processi che determinano il vulcanismo negli ambienti tettonici riescono a spiegare diverse peculiarità del vulcanismo in tali zone, come la tendenza delle eruzioni nelle dorsali ad essere di tipo effusivo mentre in zone di subduzione prevalgono magmi più viscosi e ricchi in volatili, che generano eruzioni spesso di tipo esplosivo.

Molti sono però i meccanismi fisici coinvolti nelle varie manifestazioni del vulcanismo sul pianeta Terra che non sono ben compresi. Alcuni di questi riguardano l’apparizione di vulcanismo in luoghi o tempi che si discostano dalle aspettative. Una delle manifestazioni del vulcanismo ancora misteriose, nonostante sia riconosciuta ormai da decenni, è il vulcanismo di ringiovanimento, e cioè l’ultima fase del vulcanismo responsabile della formazione delle isole vulcaniche associate ai pennacchi del mantello.

I pennacchi del mantello vengono originati da instabilità termiche, nello specifico instabilità di Rayleigh-Taylor, al confine tra nucleo e mantello, dove il nucleo terrestre riscalda le rocce del mantello sovrastanti. Queste instabilità portano il materiale caldo del mantello a risalire per galleggiamento verso la superficie. Man mano che i pennacchi risalgono, le loro condizioni di temperatura e pressione avvicinano il materiale mantellico che li compone alla temperatura di solidus. La risalita dei pennacchi termina quando questi raggiungono la base della litosfera — lo strato rigido esterno della Terra. A questo punto, il calore e il fuso in risalita portano alla formazione di grandi centri vulcanici o catene di vulcani. A causa del movimento delle placche continentali e oceaniche al di sopra dei pennacchi, si possono formare i vulcani hotspot, come le isole Hawai'i. Questo vulcanismo viene anche definito 'intra-placca' in quanto non avviene al confine di placche tettoniche.

La formazione delle isole comprende diverse fasi legate al movimento del pennacchio al di sotto della crosta oceanica: pre-scudo, scudo, post-scudo e di ringiovanimento. Nel passaggio tra le fasi variano la composizione chimica dei magmi, i tassi eruttivi e i volumi di magma prodotti. Il vulcanismo di ringiovanimento produce piccole percentuali di magma in termini volumetrici se confrontato con i volumi di materiale prodotti durante le fasi precedenti di formazione e crescita delle isole hotspot. Tuttavia, si tratta di un fenomeno significativo, poiché si è manifestato con caratteristiche simili in molte delle isole appartenenti a diverse catene di isole hotspot sul pianeta. Questo lo rende una fase sistematica del vulcanismo hotspot.

Il mistero risiede principalmente nel fatto che il vulcanismo di ringiovanimento tende a manifestarsi molto tempo dopo l'esaurimento delle fasi vulcaniche precedenti, con un intermezzo temporale in cui non si verificano eruzioni. Non si comprende quale meccanismo possa causare la ripresa dell'attività vulcanica in seguito al periodo di quiescenza, compatibilmente con le caratteristiche di volume e composizione dei materiali prodotti. Infatti, quando avviene il ringiovanimento del vulcanismo, il pennacchio è già lontano dall'isola, e quindi si tende ad escludere che il magma provenga

direttamente dal pennacchio, nonostante si tratti di piccole quantità.

Diversi meccanismi fisici sono stati proposti in passato per spiegare il vulcanismo di ringiovanimento: fusione della litosfera oceanica, fusione di propaggini laterali del pennacchio del mantello, fusione per decompressione dovuta alla flessione litosferica. Tuttavia la comunità scientifica è concorde nel ritenere tali meccanismi almeno parzialmente inconsistenti con le caratteristiche principali di questa fase del vulcanismo: le durate del periodo di quiescenza e del vulcanismo ringiovanito e la loro variabilità tra le isole, il fatto che il vulcanismo di ringiovanimento si presenti anche al largo delle isole, come meglio illustrato in seguito, e il rateo medio di volume prodotto riscontrato dalle osservazioni.

Un meccanismo che non ha ancora ricevuto attenzione è la possibilità che la pervasiva erosione che subiscono le isole quando si ferma l'attività vulcanica delle fasi scudo e post-scudo decomprima a sufficienza il sistema magmatico — la cui temperatura necessariamente deve essere appena sotto il solidus — da indurne una parziale rifusione. Un meccanismo simile — decompressione dovuta a rimozione di massa dalla superficie, piuttosto che all'ascesa delle rocce da profondità più elevate — è stato proposto in passato per spiegare l'aumento nel tasso di produzione di magma in Islanda avvenuto tra 10000 e 8000 anni fa, coincidente con l'epoca dello scioglimento dei ghiacci formatisi durante l'ultima era glaciale [Jull e D. McKenzie, 1996], ma non è mai stato applicato per modellare l'effetto dell'erosione sulle condizioni di temperatura e pressione delle rocce sottostanti.

Uno dei migliori luoghi al mondo dove studiare il vulcanismo di ringiovanimento sono le isole Hawai'i, in quanto sono molto studiate e vi sono molte informazioni disponibili sulle tempistiche, i magmi prodotti, e i luoghi dove questi magmi sono emersi.

In questa tesi presento innanzitutto il fenomeno del vulcanismo ringiovanito nel contesto delle isole Hawai'i, illustrandone le caratteristiche che lo definiscono e i principali modelli proposti. Nel capitolo 2 illustro diverse caratteristiche geologiche e geochemiche delle isole Hawai'i, in quanto costi-

tuiscono evidenze osservative che i modelli fisici per il vulcanismo Hawaiiiano si prefiggono di spiegare. Successivamente prendo in esame il possibile contributo della decompressione legata a fenomeni di erosione, discutendo come tale meccanismo spieghi diverse evidenze e osservazioni. Per giustificare l'ipotesi del contributo dei fenomeni di erosione, questa sezione della tesi è preceduta dal paragrafo 2.5, nel quale viene sottolineata la portata nelle isole Hawai'i dei fenomeni di erosione e di frane giganti — altro fenomeno rilevante nelle isole vulcaniche.



## Capitolo 2

# Contesto geologico: il vulcanismo Hawaiiiano

In questo capitolo introduco il vulcanismo di ringiovanimento nel contesto geologico delle isole Hawai'i, iniziando con una breve descrizione della catena vulcanica Hawai'i-Emperor e delle caratteristiche batimetriche che circondano le isole principali della catena hawaiana. Nel paragrafo successivo presento le fasi di formazione del vulcanismo hawaiano, assieme alle rispettive caratteristiche geochimiche principali. Tali caratteristiche geologico-geochimiche costituiscono le osservazioni che i principali modelli fisici proposti per spiegare il vulcanismo della fase di ringiovanimento si prefiggono di spiegare. In seguito presento due studi sull'isola Kaua'i che confrontano osservazioni geologiche e previsioni dei modelli fisici; da questi studi si evince che i modelli fisici proposti non riescono a spiegare le evidenze disponibili. Infine, dopo avere proposto un meccanismo fisico non precedentemente considerato che lega la lenta o rapida rimozione di massa dalla superficie del vulcano a una decompressione che si ripercuote sulle rocce a profondità crostali, illustro alcuni studi riguardanti i fenomeni di erosione, cedimenti strutturali e frane giganti, fenomeni che interessano le isole Hawai'i in modo pervasivo, a supporto dell'ipotesi di un contributo da parte di questi fenomeni al verificarsi del vulcanismo di ringiovanimento.

## 2.1 La catena Hawai'i-Emperor

La catena Hawaiiiana è formata dalle isole più giovani della catena Hawai'i-Emperor, un allineamento di oltre 129 vulcani che si estende per 6100 km in direzione SE-NO attraversando la regione settentrionale dell'oceano Pacifico [D. A. Clague e Sherrod, 2014]. I vulcani della catena, secondo l'ipotesi più accreditata, si sono formati in corrispondenza di un *hotspot* (un punto del mantello anomalamente caldo rispetto al mantello circostante) situato ora al di sotto dell'isola Hawai'i, anche detta Big Island. Il movimento della placca ha progressivamente spostato i vulcani verso Nord Ovest: i vulcani formanti la catena degli Emperor Seamount sono dunque i più antichi, essendosi originati tra 81 Ma (estremità NO) e ca. 45 Ma (in corrispondenza di una decisa curvatura della catena, vedi Fig. 2.1) [D. A. Clague e Sherrod, 2014]. Le isole Hawaiiiane formano la parte SE della catena, che si estende per 2700 km [Langenheim e D. A. Clague, 1987]; queste sono le isole formatesi più recentemente. Di queste ultime, le principali (dette 'Windward') sono le otto isole maggiori all'estremità SE (e dunque le più giovani): nell'ordine da SE a NO le isole Hawai'i (anche detta Big Island), Maui, Kaho'olawe, Lāna'i, Moloka'i, O'ahu, Kaua'i, Ni'ihau (Fig. 2.2). Queste isole sono tutte formate da grandi edifici vulcanici a scudo, che nelle isole più antiche sono stati profondamente segnati dall'erosione. Le rocce che le formano sono in gran parte vulcaniche e solo in quantità minore sedimentarie [Langenheim e D. A. Clague, 1987].

Il peso delle massive eruzioni laviche che formano le isole causano una deflessione della crosta oceanica in una regione detta 'Hawaiian Moat'. Questa zona è delimitata da un rialzamento che rappresenta la risposta della crosta e del mantello alla flessione dovuta al peso della catena. La zona di rialzamento si chiama Hawaiian Arch [D. A. Clague e Sherrod, 2014; Bianco et al., 2005]. Le isole Hawai'i sono circondate da una ulteriore zona elevata detta Hawaiian Swell, la quale si innalza rispetto al fondale marino circostante per un massimo di 1.5 km [Detrick, Herzen, Crough et al., 1981]. Inoltre, in corrispondenza dell' Hawaiian Arch, si trovano i North e South Arch, due regioni vulcaniche sottomarine, rispettivamente a nord e a sud delle isole principali

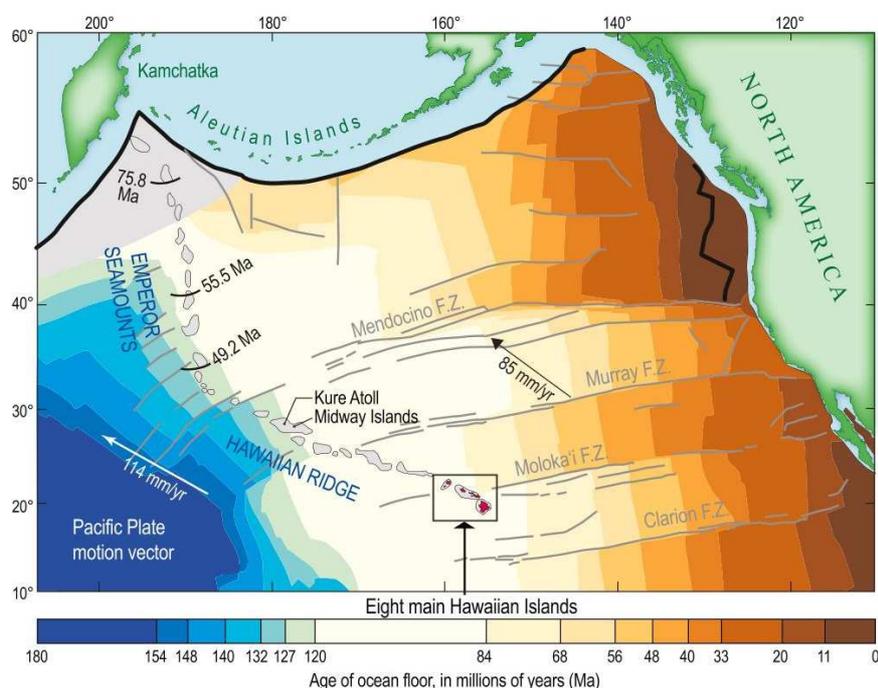


Figura 2.1: Mappa che mostra la catena vulcanica Hawai'i-Emperor. I vettori indicano il moto della placca Pacifica. Le isocrone lungo la catena Emperor indicano l'epoca del vulcanismo, mentre la mappa a colori indica l'età del fondale oceanico. Nel riquadro è evidenziata la posizione delle otto isole Windward. [Figura da D. A. Clague e Sherrod, 2014].

(Fig. 2.3) [Bianco et al., 2005].

## 2.2 Le fasi del vulcanismo Hawaiiiano

L'evoluzione delle isole Hawaiiiane viene suddivisa in quattro fasi principali (Fig. 2.5): pre-scudo, scudo, post-scudo e di ringiovanimento (detta anche 'secondaria' o 'post-erosionale').

La fase pre-scudo (*pre-shield stage*) è la fase di inizio della crescita del vulcano, con piccole ed infrequenti eruzioni. La crescita dell'isola avviene principalmente durante la fase di scudo (*shield stage*), durante la quale si

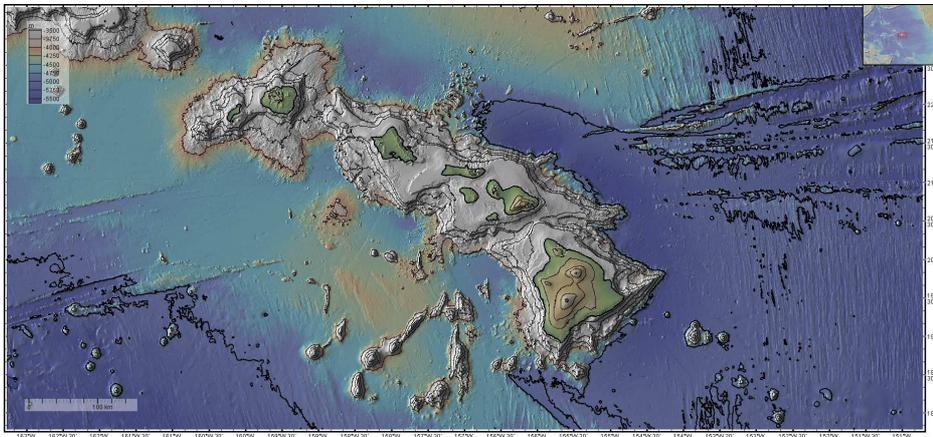


Figura 2.2: Mappa delle isole Hawaiiiane principali (Windward), con curve di livello a intervalli di 1000 m. Tra le curve spesse c'è una differenza in altitudine di 5000 m. La mappa a colori dell'oceano indica la profondità del fondale oceanico, secondo la scala riportata in alto a sinistra. [Figura realizzata con GeoMapApp ([www.geomapapp.org](http://www.geomapapp.org)) / CC BY / CC BY (Ryan et al., 2009, )]

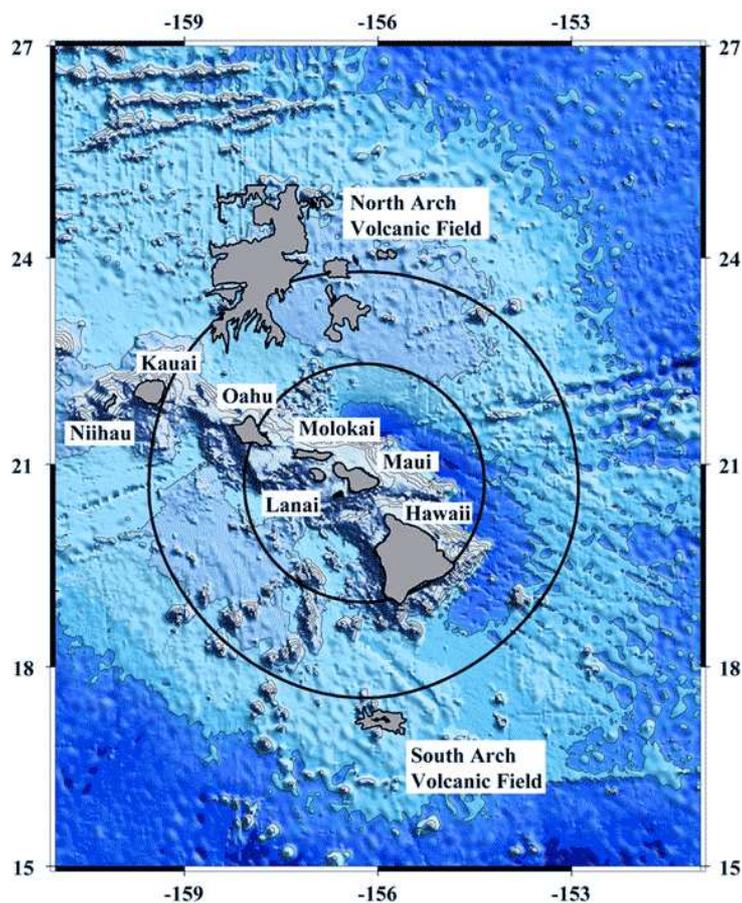


Figura 2.3: Mappa delle isole Windward che mette in evidenza i North e South Arches. La circonferenza nera più interna indica il punto in cui la flessione dovuta al vulcano Haleakalā (sul lato sud dell'isola Maui) cambia segno (si veda par. 2.3.3). La circonferenza più esterna racchiude i raggi ai quali si ha flessione positiva maggiore del 10% della flessione massima. [Da Bianco et al., 2005].

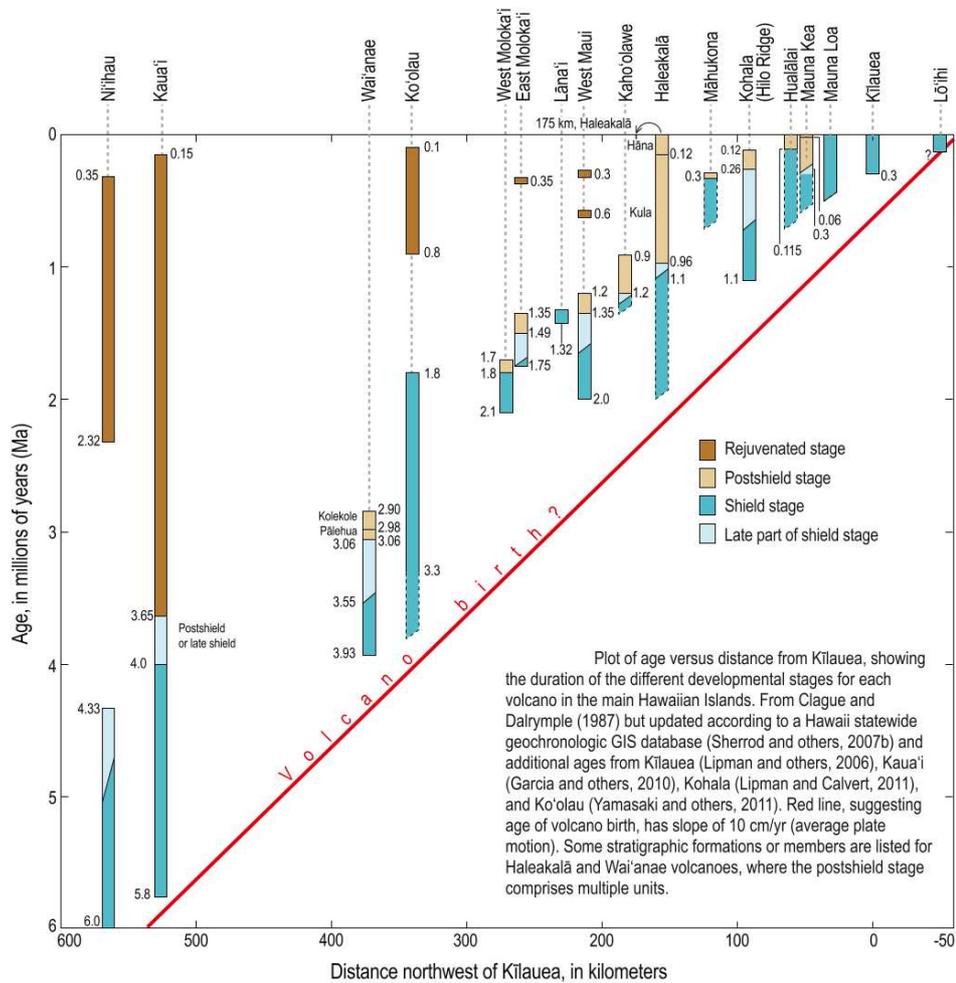


Figura 2.4: Durata delle diverse fasi del vulcanismo Hawaiiiano per ciascun vulcano delle isole Windward, ordinati per distanza da Kīlauea (vulcano presso la costa sud-est di Hawai'i). Figura tratta da D. A. Clague e Sherrod, 2014 (si noti che nel caso di Kaua'i viene data una diversa interpretazione rispetto a quella di Thordarson e Garcia, 2018, si veda a proposito il paragrafo 2.4)

forma circa l'80-95% della massa totale del vulcano. Il magma durante questa fase è basalto toleitico [D. A. Clague e Sherrod, 2014]. Durante la fase post-scudo (*post-shield stage*), che segue immediatamente la fase di scudo, il tasso eruttivo cala, mentre i prodotti eruttivi diventano più alcalini. Segue una fase di quiescenza, che può durare da 0.25 fino a 2.5 Myr (corrispondente ad un intervallo spaziale di 25-250 km, considerando il moto della placca di circa 10 cm/yr) [Bianco et al., 2005], durante la quale avvengono processi di erosione e frane che modificano profondamente la topografia delle isole [D. A. Clague e Sherrod, 2014]. Durante la fase di ringiovanimento si hanno nuovamente eventi vulcanici con eruzioni alcaline. Questa fase è stata osservata in almeno sei delle isole Hawai'i [Bianco et al., 2005; Thordarson e Garcia, 2018]. La fase di ringiovanimento produce un volume  $\ll 1\%$  del volume totale dell'isola [Garcia et al., 2010]. Il periodo di inattività tra fase post-scudo e fase di ringiovanimento è testimoniato dalla maggiore erosione subita dai flussi di lava più antichi, dal fatto che i flussi di lava più recenti derivati dal ringiovanimento talvolta si sono depositati all'interno di canyon prodotti dall'erosione, e dalla conservazione di strutture geomorfiche relative a eventi recenti derivati dal ringiovanimento, che sono assenti in quelli più antichi [D. A. Clague e Sherrod, 2014].

L'ipotesi più accreditata per spiegare l'origine delle isole Hawai'i e le fasi del vulcanismo che le interessano è che il vulcanismo sia dovuto alla presenza di un pennacchio del mantello (in inglese *mantle plume*) al di sotto della litosfera, in corrispondenza di quello che viene detto *hotspot*, e cioè un punto 'caldo' della superficie terrestre. I pennacchi del mantello devono la loro origine ad instabilità termiche al confine tra nucleo e mantello, a causa del riscaldamento delle rocce del mantello da parte del nucleo. La bassa viscosità (relativamente parlando) e il basso numero di Reynolds della roccia riscaldata ne rendono possibile la risalita per galleggiamento, che tende ad avvenire in strutture cilindriche. Durante la risalita, le condizioni di temperatura e pressione della roccia del mantello si avvicinano alle condizioni di 'solidus'. Immediatamente al di sotto della litosfera la risalita si ferma a causa del

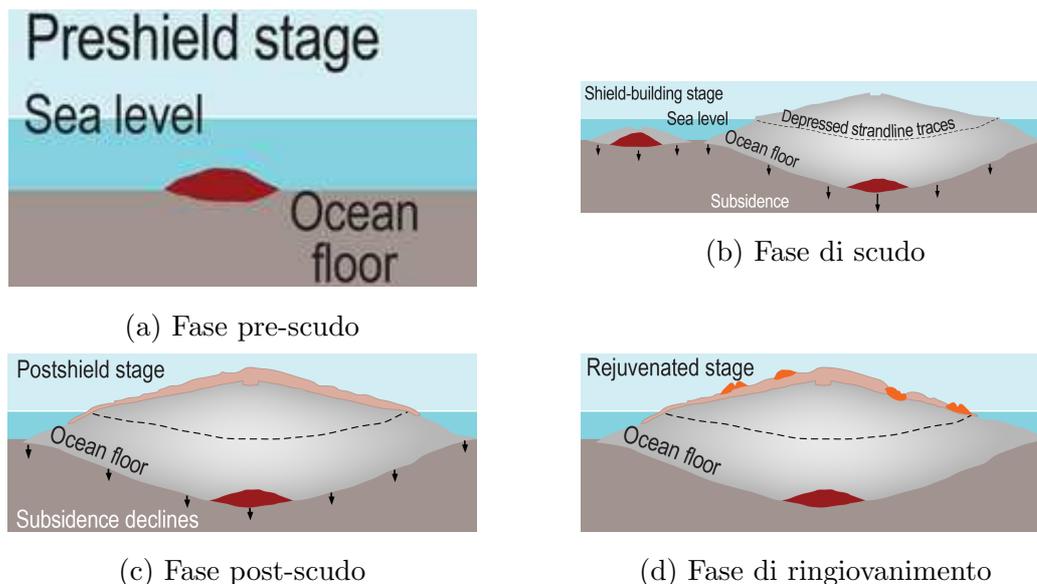


Figura 2.5: (a) La fase pre-scudo è la fase iniziale di crescita del vulcano. Le eruzioni, che avvengono sul fondale oceanico, sono poco frequenti e apportano piccoli volumi. (b) Durante la fase di scudo, le eruzioni determinano la crescita dell'isola al di sopra del livello dell'oceano. A causa dell'aumento di massa dell'isola, la crosta oceanica si flette e si ha subsidenza. (c) Durante la fase post-scudo, le eruzioni sono più infrequenti e il materiale prodotto ricopre la superficie del vulcano. (d) La fase di ringiovanimento, che apporta meno del 1% del volume dell'isola, avviene in seguito a un periodo di inattività vulcanica, durante il quale l'erosione ha scavato grandi canyons.

comportamento rigido della litosfera. Qui la geoterma e la curva di solidus sono vicine e si possono intersecare, inducendo la fusione parziale delle rocce. Se ciò avviene, una piccola frazione del materiale in risalita nei pennacchi fonde generando magma, che essendo meno denso della roccia circostante accresce la forza di galleggiamento. Questo processo formerebbe quindi i rigonfiamenti da hotspot (*hotspot swells*) — le zone attorno alle catene di vulcani dove la litosfera è sollevata [Loper, 1998].

Le fasi del vulcanismo vengono spiegate dal passaggio delle isole al di sopra di un pennacchio del mantello a causa del moto delle placche (Fig. 2.6). Secondo questa teoria, la fase pre-scudo corrisponde all'avvicinamento della (futura) isola al pennacchio, mentre durante la fase di scudo, la quale vede la produzione più intensa di magma, il pennacchio è esattamente al di sotto dell'isola (la quale si trova dunque al centro dell'hotspot); la fase post-scudo corrisponde all'allontanamento dell'isola dal pennacchio. La fase di ringiovanimento, a differenza delle precedenti, non è facilmente spiegabile con una azione diretta del pennacchio del mantello, in quanto avviene dopo una lunga pausa dell'attività vulcanica (0.25-2.5 Myr), a cui corrisponde una distanza tra 25 e 250 km dalla fase di vulcanismo precedente, e dunque a grande distanza dal pennacchio.

La geochimica dei magmi fornisce importanti informazioni riguardo alle condizioni di fusione. L'interpretazione più comune del passaggio da lave toleittiche ad alcaline è che sia dovuto a un diverso grado di fusione parziale: più elevato al centro dell'hotspot, e dunque in corrispondenza della fase di scudo, in diminuzione durante la fase post-scudo, quando l'isola si trova in corrispondenza della 'periferia' del pennacchio, per assumere il valore minore durante la successiva fase di ringiovanimento [D. A. Clague e Frederick A. Frey, 1982; Chen e Frederick A. Frey, 1983; F. A. Frey et al., 1991].

Riepilogando, le principali specificità del vulcanismo da ringiovanimento Hawaiiiano, le quali si vorrebbe poter spiegare attraverso un modello fisico, sono:

1. l'intervallo spaziale (e temporale) tra le fasi scudo e di ringiovanimento;

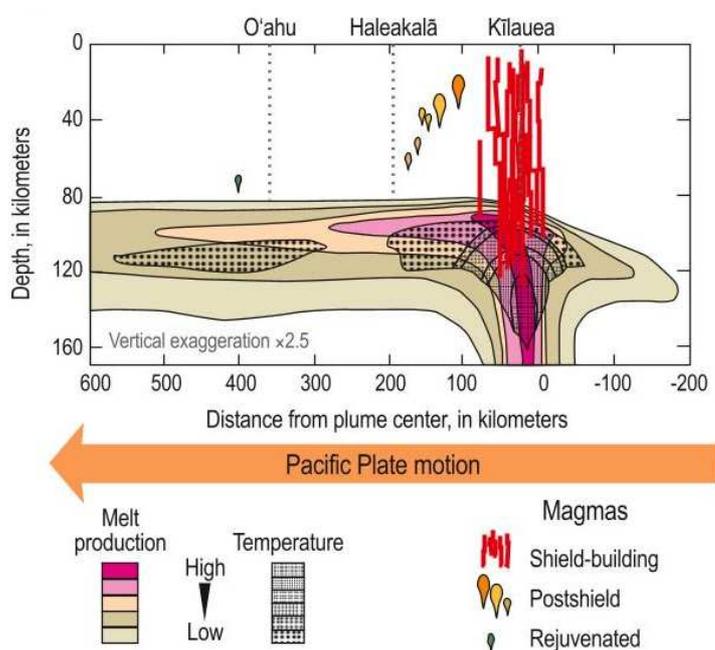


Figura 2.6: Sezione trasversale che mostra la struttura del pennacchio del mantello al di sotto delle isole Hawai'i (la catena Hawaiiiana si sviluppa verso sinistra). Gli andamenti di temperatura e produzione di fuso provengono dal modello elaborato da Ribe e Christensen [1999]. Vengono evidenziate le distanze dal centro del pennacchio in corrispondenza delle fasi scudo, post-scudo e di ringiovanimento. [Figura da D. A. Clague e Sherrod, 2014].

2. i piccoli volumi per il vulcanismo di ringiovanimento rispetto a quelli della fase scudo, contestualmente a estese aree di eruzione per le zone vulcaniche offshore dei North e South Arches;
3. la diversità isotopica tra i magmi della fase scudo e della fase di ringiovanimento;
4. elementi maggioritari toleiti per la fase scudo e alcalini per il vulcanismo ringiovanito (che riflette un grado di fusione parziale maggiore durante la fase scudo rispetto alla fase di ringiovanimento).

Il vulcanismo di ringiovanimento, anche chiamato post-erosionale in quanto avviene dopo che le isole hanno subito consistenti processi erosionali durante il periodo di inattività vulcanica, non è unicamente tipico delle Hawai'i ma si osserva anche in altri contesti di isole oceaniche intraplacca, tra cui le isole Samoa e la catena vulcanica Juan Fernández. La costante presenza del fenomeno, considerata insieme alla variabilità nella composizione dei magmi e nella durata del periodo di quiescenza tra i diversi contesti vulcanici ha contribuito alla elaborazione di diverse teorie a riguardo della causa del vulcanismo di ringiovanimento [come riepilogato da Reyes et al., 2024].

Diversi meccanismi fisici alternativi all'azione diretta di un pennacchio mantellico sono stati proposti per spiegare la fase del *rejuvenated volcanism*. I principali modelli proposti sono (maggiori dettagli sono riportati più sotto):

1. modello di fusione litosferica;
2. modello dinamico del pennacchio, che presenta una seconda zona di fusione lontano dall'hotspot;
3. modello di fusione dovuta alla decompressione indotta dalla flessione della litosfera.

Nessuno di questi modelli riesce a predire correttamente tutti i dati inferiti dalle osservazioni, quali la durata delle fasi di quiescenza e del ringiovanimento, i tempi e luoghi di inizio della fase di ringiovanimento, le quantità

di magmi emessi, la composizione chimica dei prodotti vulcanici [Ribe e Christensen, 1999; Bianco et al., 2005; Garcia et al., 2010; Thordarson e Garcia, 2018]. La conclusione degli studi svolti presso le isole Hawai'i (come in Thordarson e Garcia [2018]), ma anche in altre zone del globo (ad esempio, Reinhard et al. [2019]), è che ciascuno di questi meccanismi di fusione da solo non sia sufficiente a spiegare in maniera esaustiva tutti gli aspetti osservati.

## 2.3 Modelli proposti per spiegare il vulcanismo ringiovanito

Di seguito illustro brevemente i principali modelli proposti per spiegare la fase del vulcanismo da ringiovanimento nel contesto delle isole Hawai'i.

### 2.3.1 Modello di fusione litosferica

Gurriet [1987] propone un modello di assottigliamento e riscaldamento della litosfera oceanica in corrispondenza dell'hotspot per la spiegazione dello Swell Hawaiiiano. Secondo tale modello, la litosfera, passando al di sopra del pennacchio del mantello, si assottiglia a causa del riscaldamento 'istantaneo' della sua porzione a maggiore profondità. Denominando  $L$  lo spessore litosferico dopo l'assottigliamento (spessore che viene assunto di 60 km), la temperatura a profondità maggiori di  $L$  in corrispondenza dell'hotspot corrisponde alla temperatura del pennacchio  $T_a$ , maggiore della temperatura del mantello circostante  $T_m$ . Di conseguenza, il calore dal materiale a temperatura  $T_a$  si propaga verso la superficie per conduzione attraverso la litosfera (di spessore  $L$ ); in breve tempo, questo processo genera negli strati della litosfera un riscaldamento tale da permettere la formazione di un sottile strato (0.02-0.12 km) di roccia con un piccolo grado di fusione parziale a una profondità di circa 55-60 km (Fig. 2.7). Gurriet [1987] propone che le lave derivate dal ringiovanimento provengano da tale materiale litosferico fuso. Questo sarebbe in accordo con l'osservazione di una variazione nella traccia isotopica

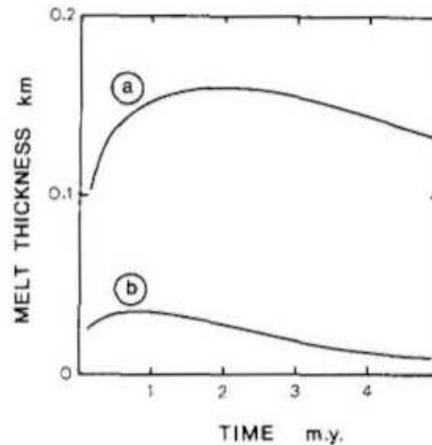


Figura 2.7: Il grafico mostra la variazione nello spessore del fuso magmatico in funzione del tempo dal riscaldamento ‘istantaneo’, prevista dal modello elaborato da Gurriet [1987]. Le due curve (a, b) sono relative a due diverse curve di solidus prese in considerazione dall’autore, da considerarsi come incertezza sperimentale. [Figura da Gurriet, 1987].

dell’elio, che sarebbe dovuta a una minore partecipazione della componente proveniente dal pennacchio mantellico.

Un altro modello di riscaldamento e conseguente parziale fusione dello strato litosferico è stato elaborato da Liu e Chase [1991], che considerano un modello di ‘assottigliamento convettivo della litosfera’ secondo il quale il materiale litosferico che abbia raggiunto la temperatura media del pennacchio viene rimosso meccanicamente dal flusso del pennacchio stesso. Approssimando, nel modello numerico viene considerato che un elemento di litosfera, una volta raggiunta tale temperatura, venga sostituito immediatamente da materiale del pennacchio. Il flusso mantellico associato al pennacchio sarà quindi costituito da materiale proveniente sia dal pennacchio, che da astenosfera e litosfera rimossa. Gli autori del modello sostengono che questo sia consistente con le osservazioni geochimiche, le quali prevedono la presenza di più componenti nella fonte dei magmi. Una volta che la zona della placca si è allontanata dall’hotspot, la perturbazione termica si propaga per conduzione

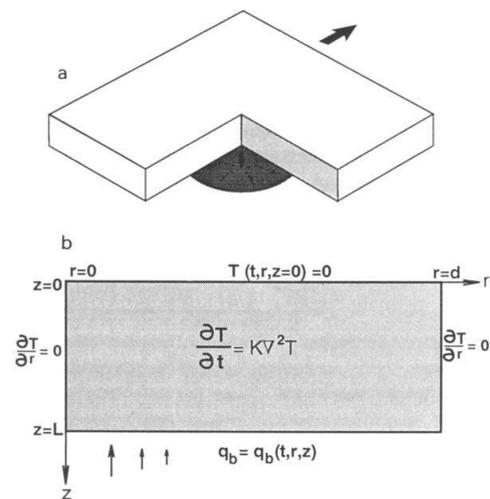


Figura 2.8: (a) Schema geometrico del modello, nel quale la placca oceanica scorre sopra al pennacchio del mantello, considerato assisimmetrico. (b) Sezione trasversale della litosfera perpendicolare rispetto alla direzione di moto della placca oceanica. Vengono indicate le condizioni al contorno del modello di riscaldamento della litosfera impiegato da Liu e Chase [1991] [Liu e Chase, 1989]. Nel modello di assottigliamento convettivo il flusso  $q$  è funzione della profondità  $z$ , oltre che di raggio e tempo. [Da Liu e Chase, 1991]

verso la superficie e verso il mantello circostante (che si trova a una temperatura inferiore rispetto all'anomalia termica); infine, si stabilisce un nuovo equilibrio termico. Avendo supposto che il materiale di origine del basalto sia peridotite a granati, le curve di solidus e liquidus impiegate sono le curve empiriche ricavate da D. McKenzie e Bickle [1988], così come la funzione impiegata per calcolare il grado di fusione parziale.

Liu e Chase [1991] propongono che le prime tre fasi del vulcanismo Hawaiiiano siano dovute al passaggio della placca sopra il pennacchio mantellico e differiscano per contributo delle componenti litosferica e mantellica e per grado di fusione parziale (20% nella fase pre-scudo, fino al massimo del 30% durante la fase scudo, per poi diminuire al 3% durante la fase post-scudo), mentre la fase post-erosionale sarebbe dovuta alla fusione di materiale litosferico (alla profondità di 60 km, con grado di fusione dell' 1%, Fig. 2.9c) causata dal riscaldamento conduttivo, processo che stimano possa avere luogo per un periodo di 1 Myr.

Tali modelli, che prevedono fusione all'interno della litosfera come sorgente del vulcanismo di ringiovanimento, riescono a stimare il giusto ordine di grandezza per la durata del vulcanismo ringiovanito e un basso grado di fusione parziale; tuttavia, rimangono diversi aspetti non chiariti: l'evoluzione geochimica dei basalti Hawaiiiani [Liu e Chase, 1991] e la presenza di vulcanismo nel South Arch (una zona vulcanica 200 km a sud dell'isola Hawai'i, il cui vulcanismo viene interpretato come una forma 'offshore' del vulcanismo di ringiovanimento)[Bianco et al., 2005]. Inoltre, nonostante Liu e Chase [1991] prevedano un tempo caratteristico di estrazione paragonabile alla durata del periodo di inattività, appare non esserci accordo su questo aspetto [e.g. Bianco et al., 2005].

### 2.3.2 Modello dinamico del pennacchio

Ribe e Christensen [1999] presentano un modello 3D di un fluido a viscosità variabile il cui flusso è governato dalla velocità orizzontale della placca ( $U = 8.6 \text{ cm/yr}$ ) e da una anomalia gaussiana della temperatura potenziale

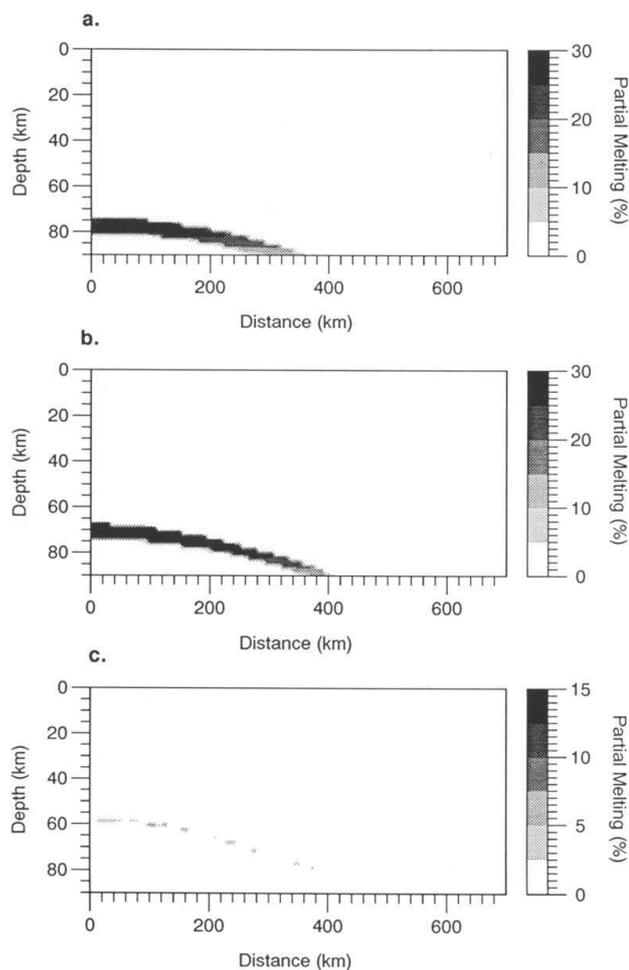


Figura 2.9: Fusione all'interno della litosfera prevista dal modello elaborato da Liu e Chase [1991]. Viene indicato il grado di fusione parziale della fusione in atto in una "fetta" di litosfera perpendicolare alla direzione di moto della placca. Sugli assi sono riportate la profondità (asse delle ordinate) e la distanza dal punto della "fetta" di litosfera che passa al centro dell'hotspot (asse delle ascisse). La fusione parziale viene riportata a tre diverse distanze temporali dal primo approccio della "fetta" all'anomalia termica: a) 4 Myr (inizio della formazione dello Swell), b) 5 Myr (in corrispondenza del centro della anomalia termica), c) 20 Myr (vicino allo stabilirsi del nuovo equilibrio termico). [Figura tratta da Liu e Chase, 1991].

in corrispondenza di una profondità  $d = 400$  km (la massima profondità considerata nel modello). A differenza di precedenti modelli dinamici, vengono considerati gli effetti della fusione. Il modello, che impiega le equazioni di conservazione di massa, momento ed energia in un fluido a viscosità variabile senza inerzia, viene costruito in modo da riuscire a riprodurre alcune caratteristiche topografiche su tre scale di lunghezza differenti ( $\geq 1000$  km, 100 km,  $< 100$  km), concentrandosi sul contributo dovuto a “*depletion buoyancy*” (galleggiamento dovuto all’impoverimento di minerali più densi).

In particolare, quattro parametri del modello (spessore della litosfera in corrispondenza dell’asse del pennacchio, massima temperatura potenziale del pennacchio, flusso dato dal “galleggiamento termico”, viscosità massima) vengono vincolati in modo da riprodurre: 1) il massimo sollevamento del fondale marino, 2) la sua estensione laterale in corrispondenza dell’hotspot, 3) il rateo di massa totale fusa, necessaria a formare le isole e a produrre l’ispessimento della crosta. Ribe e Christensen [1999] determinano relazioni di scala in funzione dei quattro parametri per le tre grandezze da riprodurre, esprimendo tre dei parametri in funzione del quarto: scegliendo di esprimere i restanti tre parametri in funzione della temperatura potenziale massima (che è assunta essere compresa tra 1500 e 1600°C), Ribe e Christensen [1999] ne determinano i limiti in modo da ottenere valori delle tre grandezze vincolanti all’interno del loro intervallo di incertezza, e la funzione che dia simultaneamente le migliori stime delle tre grandezze.

Per ottenere le stime sopra citate, Ribe e Christensen [1999] eseguono 45 esperimenti numerici variando i parametri in gioco (parametri della anomalia termica gaussiana, scala di profondità termica della geoterma, velocità della placca e parametro di *buoyancy depletion*). Da questa analisi definiscono un modello di riferimento che rispetti i vincoli ottenuti. Ribe e Christensen [1999] concludono che più del 99% del materiale impoverito si origina in una regione principale di fusione sopra l’asse del pennacchio, che si estende orizzontalmente di circa  $250 \text{ km} \times 200 \text{ km}$ , mentre è presente una seconda zona di fusione, prevista da tutti gli esperimenti numerici eseguiti, situata

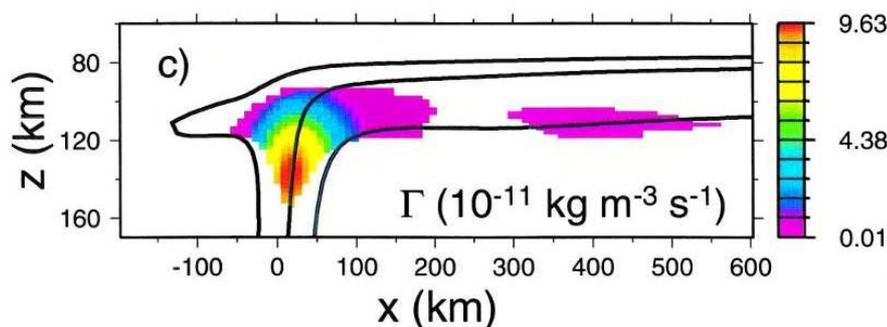


Figura 2.10: Rateo di fusione locale  $\Gamma$  lungo la direzione  $x$  di propagazione del pennacchio al di sotto della litosfera, come previsto da Ribe e Christensen [1999]. Il valore di profondità  $z$  è da considerarsi come profondità al di sotto della base della litosfera. Le linee nere continue sono particolari traiettorie di una particella di materiale. [Da Ribe e Christensen, 1999]

tra 300 e 550 km dal centro di fusione principale in direzione del flusso del fluido (e dunque dello spostamento della placca tettonica). Una particella di materiale che raggiunga il punto di fusione secondario va dapprima incontro a fusione tra 100 e 190 km dal centro del pennacchio nel punto di fusione primario (a causa della rapida decompressione durante l'ascesa), in seguito, tra 190 e 320 km si porta a una maggiore profondità, bloccando la fusione, mentre tra 300 e 520 km dal centro della zona di fusione principale ascende e fonde nuovamente; oltre i 550 km dal centro della zona di fusione principale non fonde più poichè si è raffreddata al di sotto del suo solidus (Fig. 2.10).

Ciò è dovuto alla transizione tra flusso assissimmetrico ascendente e flusso dell'espansione laterale del materiale meno denso del pennacchio, che avviene in uno strato sottile: per la conservazione della massa, tale strato in espansione laterale deve assottigliarsi; è dunque presente una velocità verticale che è tale da permettere la fusione nel punto secondario. Gli autori stimano il tasso volumetrico di eruzione vulcanica in funzione del tempo a partire dal calcolo del tasso di rifornimento di materiale fuso alla crosta (assunto che tutto il materiale fuso venga estratto verticalmente), e lo confrontano

con l'evoluzione dei vulcani Hawaiiiani inferita dalle osservazioni geologiche (Fig. 2.4).

Ribe e Christensen [1999] suggeriscono che la zona di fusione primaria sia responsabile delle fasi pre-scudo, scudo e post-scudo, mentre la zona di fusione secondaria lo sia per la fase di ringiovanimento del vulcanismo delle isole Hawaiiiane, mentre non avvenga una fusione diretta di litosfera né del mantello superiore. Tuttavia, il modello:

1. non spiega come mai la durata del vulcanismo di ringiovanimento vari da isola a isola e come mai vari la distanza dall'hotspot in cui avviene (che forse potrebbero essere spiegate considerando variazioni temporali nel flusso del pennacchio);
2. non spiega i fenomeni vulcanici tra 100 e 300 km dall'asse di propagazione laterale del pennacchio (mentre sono osservati flussi basaltici sul fondale sottomarino a ca. 100 km dall'asse dei North e South Arches);
3. predice una durata maggiore del vulcanismo sopra la zona principale di fusione (2.2 Myr predetti contro i 1.4 Myr stimati dalle osservazioni; questo viene giustificato in termini di stress compressivo dell'edificio vulcanico, che blocca un ulteriore apporto di lava in superficie).

### 2.3.3 Modello di flessione della litosfera

Dall'osservazione della contemporaneità tra fase di ringiovanimento del vulcanismo e fase scudo di un'altra isola o di più isole, viene formulata l'ipotesi che la fase di ringiovanimento sia dovuta a fusione per decompressione prodotta dalla flessione della litosfera (ad esempio, da Bianco et al. [2005]): il vulcano in accrescimento nella fase scudo comprime gravitativamente la litosfera sottostante, la litosfera si flette e a una determinata distanza (dipendente dalla rigidità e dallo spessore efficace elastico della litosfera) si forma un rialzamento detto '*arco flessurale*'. Una flessione della litosfera attorno alle isole Hawai'i è stata evidenziata da studi batimetrici e studi gravimetrici [Watts, Brink e Buhl, 1985; Wessel, 1993].

Secondo il modello elaborato da Bianco et al. [2005], parte del materiale del pennacchio viene deviato lateralmente e fluisce orizzontalmente, interrompendo la fusione in quanto non è più presente decompressione. Se il flusso orizzontale è rapido il materiale perde poco calore per conduzione, il fluido rimanente è alla porosità critica e una ulteriore fusione può dare origine al vulcanismo secondario. In corrispondenza dell'arco flessurale, l'astenosfera viene sollevata e, essendo l'astenosfera idrostatica, ciò causa decompressione: una particella di materiale passa da una profondità  $z_0$  a una minore profondità  $z_f$  e la variazione di pressione risulterà essere  $\rho \cdot g \cdot (z_f - z_0)$ ; in corrispondenza dell'arco flessurale si ha una zona di fusione che può dare origine al vulcanismo secondario (si veda la Fig. 2.11 per uno schema concettuale del modello).

L'astenosfera viene modellizzata come un fluido incomprimibile a viscosità costante, che riempie un semispazio assisimmetrico al di sotto della litosfera, mentre il tasso di crescita del carico dell'edificio vulcanico viene considerato costante nel tempo. Per poter calcolare il tasso di decompressione ( $\frac{dp}{dt} \approx \rho \cdot g \cdot v_z$ ), è necessario risolvere il campo di velocità dovuto alla flessione della litosfera imponendo la continuità della velocità verticale e la condizione di non-scivolamento al confine litosfera-astenosfera. In questo modello non viene tenuto conto del movimento orizzontale della placca Pacifica in quanto non contribuisce al moto verticale. Poiché il moto verticale è guidato dalla flessione della litosfera, la velocità verticale nella astenosfera è maggiore al confine con la litosfera e decade con l'aumentare della profondità; si ha dunque fusione in quantità maggiore del materiale nella porzione superiore dell'astenosfera (contrariamente a quanto avviene in corrispondenza dell'hotspot, dove si ha una fusione maggiore del materiale vicino alla base della zona di fusione).

Il modello di decompressione viene combinato con un modello di fusione, nel quale viene considerato un mantello eterogeneo formato da tre componenti (peridotite impoverita, pirossenite e peridotite idrata), chimicamente e fisicamente separate durante la fusione. Ciascuna componente fonde a pro-

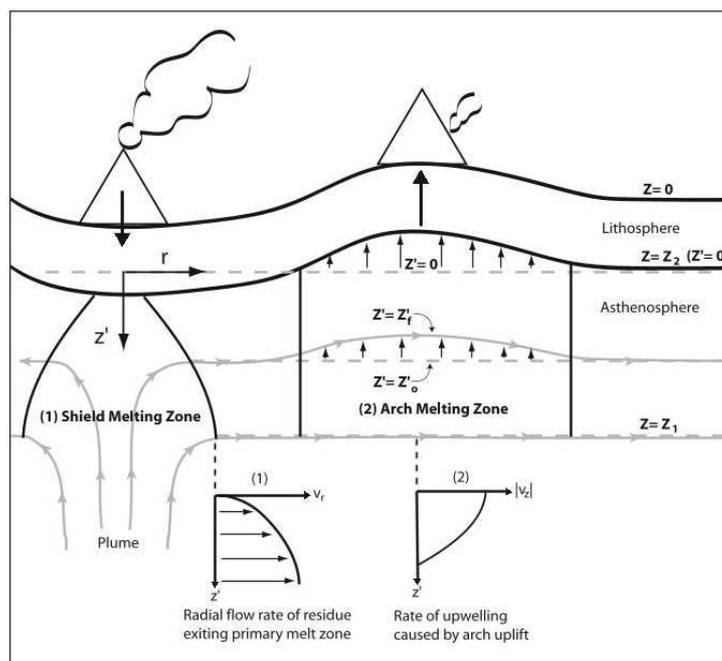


Figura 2.11: Schematizzazione del modello di flessione della litosfera per la spiegazione del vulcanismo secondario. Le linee grigie continue rappresentano linee di flusso nella astenosfera, mentre quelle tratteggiate rappresentano le isobare. (1) mostra il rateo al quale il materiale residuo esce dalla zona di fusione della fase scudo. (2) mostra la velocità verticale  $v_z$  in funzione della profondità in corrispondenza dell'arco flessurale. [Figura tratta da Bianco et al., 2005]

fondità (pressioni) diverse a parità di temperatura, oltre ad essere presenti in quantità differenti (nei modelli di riferimento viene preso 90% peridotite impoverita) e dunque contribuisce in modo diverso alla composizione del magma. I tassi di estrazione di ciascuna componente e il tasso di inspessimento medio della crosta prodotto dal vulcanismo secondario per unità di deflessione della litosfera dipendono fortemente dallo spessore della litosfera (che influenza la profondità alla quale  $v_z$  rimane apprezzabile) e dalla temperatura potenziale media del pennacchio mantellico (che influenza la profondità alla quale si ha produzione significativa di materiale fluido estraibile).

Il modello di Bianco et al. [2005] riesce a predire una separazione temporale e spaziale appropriata tra le fasi scudo e secondaria del vulcanismo, può produrre differenza appropriata nella caratterizzazione isotopica dei magmi delle suddette fasi e prevede un minore grado di fusione parziale al di sotto dell'arco flessurale rispetto a quello in corrispondenza dell'hotspot, per valori di temperatura potenziale media del pennacchio di 1550°C e spessore della litosfera tra 92-98 km (consistente con quanto atteso per litosfera oceanica di età di ca. 90 Myr secondo modelli di raffreddamento della placca). Inoltre, proponendo fusione in corrispondenza dell'arco flessurale, il modello è in grado di spiegare il vulcanismo delle regioni North Arch e South Arch. Nel modello sviluppato da Bianco et al. [2005], lo spessore dello strato di materiale proveniente dal pennacchio presente al di sotto dell'arco flessurale è stato assunto di 100 km, ma non è ancora possibile avere limiti accurati per il valore di questo parametro; valori diversi necessiterebbero di valori diversi di spessore litosferico e di temperatura potenziale media per spiegare le caratteristiche geochimiche del vulcanismo Hawaiiiano.

## 2.4 Il vulcanismo di Kaua'i

Garcia et al. [2010] e Thordarson e Garcia [2018], al fine di un confronto tra osservazioni di natura geologica e previsioni dei modelli fisici proposti per spiegare il vulcanismo ringiovanito, hanno preso in esame i depositi vulcanici

presenti sull'isola Kaua'i.

Kaua'i, assieme alla vicina Ni'ihau, è la più vecchia isola Windward delle Hawai'i ed è possibile studiare fino a quasi 5 Myr di storia magmatica; inoltre, è l'isola che presenta i depositi più voluminosi della fase di ringiovanimento (circa  $58 \text{ km}^3$  in volume equivalente di roccia densa), fase di lunga durata (circa 2.45 Myr) rispetto quella delle altre isole [Garcia et al., 2010]. Nonostante ciò, il volume dei depositi prodotti dal vulcanismo ringiovanito rappresenta solamente lo 0.1% dell'isola, essendo il volume stimato del vulcano a scudo  $57600 \text{ km}^3$  [Robinson e Eakins, 2006]. Per l'isola Kaua'i vengono distinti 'Waimea Canyon Basalts', che si riferisce ai depositi della fase scudo, e 'Kōloa Volcanics', termine con cui ci si riferisce agli eventi dell'ultima fase di ringiovanimento del vulcanismo dell'isola. Le rocce magmatiche del Kōloa Volcanics ricoprono la maggior parte della metà est dell'isola, e sono concentrate nel Lihue Basin, una vasta depressione semicircolare situata nella porzione est dell'isola (Fig. 2.12).

I campioni datati più antichi risalgono a oltre 5 Ma; Garcia et al. [2010] datano la fase scudo tra 5.1 e 4 Ma e quella post-scudo tra 3.9 e 3.6 Ma. Cousens e D. A. Clague [2015] pongono la fase scudo tra 5.8 e 4.4 Ma e quella post-scudo tra 4.4 e 3.9 Ma. Fortemente discussa è la durata della quiescenza nell'attività vulcanica tra le fasi post-scudo e di ringiovanimento: inizialmente fu stimata una durata di 1 Myr (tra 3.6 e 2.6 Ma [Garcia et al., 2010]), ma in seguito alcuni campioni provenienti dalla zona Lihue Basin sono stati datati tra 3.4 e 3.1 Ma e viene quindi ipotizzato un intervallo tra la fase post-scudo e quella di ringiovanimento di  $< 0.5$  Myr. In altri studi si ritiene che campioni datati 3.65 Ma siano da attribuire al vulcanismo ringiovanito anziché alla fase post-scudo (la distinzione tra le due fasi risulta delicata in quanto i prodotti presentano composizione simile [Garcia et al., 2010]) e viene ipotizzato che non ci sia stata una pausa significativa nell'attività vulcanica [Cousens e D. A. Clague, 2015; D. A. Clague e Sherrod, 2014]. Tuttavia, D. A. Clague e Sherrod [2014] affermano che un cambiamento nella traccia isotopica in corrispondenza di 3.9-3.8 Ma sia indice di un cambiamento

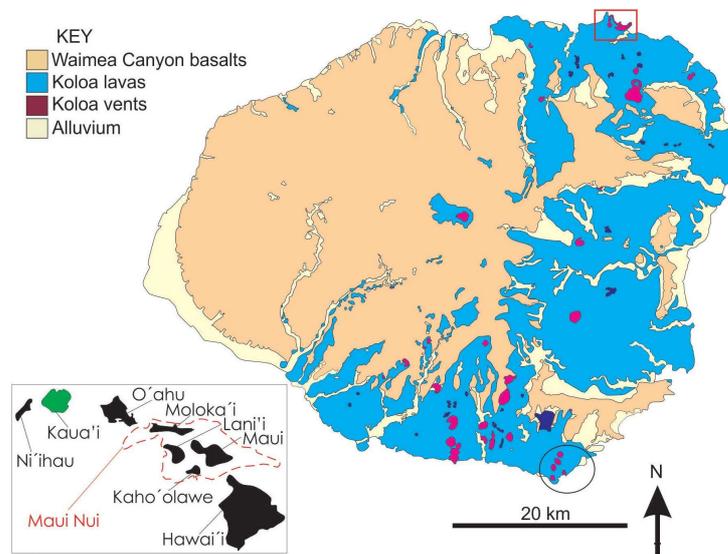


Figura 2.12: Cartina geologica dell'isola di Kaua'i, che evidenzia la distribuzione di rocce basaltiche dal Waimea Canyon e di depositi Kōloa, oltre alla localizzazione degli eventi Kōloa. Il riquadro in rosso identifica Kīlauea Point, dove è stato svolto lo studio di Thordarson e Garcia [2018], da cui si è tratta la figura.

significativo nella regione di formazione dei magmi.

Garcia et al. [2010], dall'analisi geochemica e datazione di campioni provenienti da diversi siti dell'isola, risalgono a composizione del magma, temperatura potenziale del mantello e grado di fusione parziale della sorgente. Ottengono che il magma sorgente si trova a una temperatura potenziale di  $1525 \pm 10^\circ\text{C}$  ( $100\text{-}200^\circ\text{C}$  superiore a quella dell'*ambient mantle*), a una pressione di  $3.5\text{-}4\text{ GPa}$  (che, assumendo una densità media di  $3100\text{ kg/m}^3$ , corrisponde a una profondità di circa  $120\text{ km}$ ) e a un basso grado di fusione parziale (tra  $0.02$  e  $0.6\%$ ). La profondità del punto di fusione di ca.  $120\text{ km}$  è inconsistente con l'ipotesi di fusione della litosfera (almeno come sorgente fondamentale del vulcanismo ringiovanito), ma anche con il modello sviluppato da Ribe e Christensen [1999], il quale prevede il punto di fusione secondario a maggiore profondità (ca.  $110\text{ km}$  dal confine tra litosfera ed astenosfera), mentre è compatibile con il modello dell'arco flessurale sviluppato da Bianco et al. [2005], il quale invece prevede fusione nella porzione superiore della propaggine del pennacchio. Tuttavia, nessun modello riesce a prevedere correttamente il 'mantle flux rate' medio (ossia, il rapporto tra volume di materiale prodotto e tempo necessario a produrlo): dalle osservazioni si stima che ca.  $58\text{ km}^3$  equivalenti di roccia densa siano stati apportati nel corso di  $2.45\text{ Myr}$ , dunque il 'mantle flux rate' medio risulta essere ca.  $24\text{ km}^3/\text{Myr}$ , mentre i valori predetti dai modelli di pennacchio di Ribe e Christensen [1999] e di flessione della litosfera di Bianco et al. [2005] sono rispettivamente  $10\text{ km}^3/\text{Myr}$  e  $13\text{ km}^3/\text{Myr}$ . Inoltre, il modello dell'arco flessurale non spiega la contemporaneità, tra  $0.5$  e  $0.35\text{ Ma}$ , del vulcanismo ringiovanito in isole distanti fino a  $350\text{ km}$  (da Maui a Ni'ihau) (Fig. 2.4), né riesce a spiegare le variazioni in composizione chimica riscontrate nei campioni provenienti dall'area di Lihue, risalenti all'ultimo periodo di Kōloa Volcanics ( $< 1\text{ Ma}$ ) [Garcia et al., 2010].

Un altro studio più recente svolto da Thordarson e Garcia [2018] evidenzia ulteriori inconsistenze tra le osservazioni e il modello dell'arco flessurale. Studiando i campioni raccolti presso l'area Kīlauea Point, provenienti da tre distinti eventi vulcanici Kōloa che complessivamente coprono un arco tem-

porale di ca. 2 Myr, hanno ricostruito lo spostamento verticale dell'isola. Gli eventi principali che hanno determinato i depositi presso Kīlauea Point, dal più antico al più recente, sono:

1. Mōkōlea Point Lava (2.65 Ma): originato da una eruzione subaerea, con cammino vulcanico attualmente nell'oceano, dunque l'isola era molto più elevata rispetto al livello del mare attuale. La parte più superficiale del deposito vulcanico è parzialmente erosa;
2. un intervallo di ca. 1 Myr tra gli eventi vulcanici di Mōkōlea e di Crater Hill;
3. Crater Hill Tuff Cone (1.67 Ma): è l'unico camino Kōloa noto di tipo freatico-magmatico, la cui posizione è stata stimata essere a 750 m al largo dalla riva attuale. Si ha evidenza geologica che si sia formato quando il cratere era in acqua bassa, dunque il livello del mare era vicino a quello attuale;
4. Red Paleosol Horizon: paleosuolo spesso 2-3 m, è stato formato dall'erosione del tefra del Tuff Cone dovuta agli agenti atmosferici durante un'esposizione superficiale prolungata. Si è stimato essersi formato in un periodo di ca. 1 Myr, intercorso tra gli eventi vulcanici di Crater Hill e Kīlauea lava;
5. Kīlauea Point Lava (0.69 Ma): si ritiene che i depositi si estendano per 20-30 m al di sotto del livello del mare, dunque il livello del mare doveva essere decine di metri più basso rispetto al livello attuale.

Il moto verticale di subsidenza è dovuto al peso della crosta oceanica di età circa 90 Myr e al vulcano in accrescimento, mentre l'innalzamento è dovuto al passaggio dell'isola sopra all'arco flessurale; passata la cresta dell'arco, segue nuovamente subsidenza. Si stima che la linea di costa odierna durante il periodo finale della fase scudo fosse a una altitudine di 1000 m s.l.m. [A. F. Flinders, Ito e Garcia, 2010]; dunque, tra la fine della fase scudo (ca. 3.9 Ma)

e l'evento del Crater Hill Tuff Cone (ca. 1.7 Ma) deve essersi verificata una subsidenza di ca. 1000 m, con una media di 0.45 mm/yr. Dalla subsidenza media si stima che durante l'evento di Mōkōlea Point Lava (avvenuto ca. 1.25 Myr dopo la fine della fase scudo) l'isola fosse innalzata di 500-600 m rispetto alla posizione attuale. Poiché non è possibile una stima del tasso di innalzamento dell'isola tra l'evento del Crater Hill Tuff Cone e del Kīlauea Point Lava, gli autori lo hanno assunto simile a quello dell'isola O'ahu (0.015-0.06 mm/yr [Hearty, 2002; McMurtry et al., 2010]), da cui l'innalzamento totale tra i due eventi risulterebbe di 15-60 m. Assunta come centro di carico gravitazionale per il modello dell'arco flessurale l'isola Maui Nui, è possibile confrontare i dati e le osservazioni sopra riassunti con le predizioni del modello sviluppato da Bianco et al. [2005]. Thordarson e Garcia [2018] hanno così riscontrato alcune inconsistenze (si veda a proposito Fig. 2.13):

1. Il modello non predice subsidenza durante l'inizio della fase di ringiovanimento, mentre si ha evidenza di una subsidenza tra gli eventi di Mōkōlea Point e di Crater Hill. Il vulcanismo da ringiovanimento in Kaua'i perciò anticipa la previsione del modello di almeno 0.7 Myr;
2. I dati presentati non corrispondono bene al sollevamento flessurale predetto se si considera West Maui come centro di carico gravitazionale; tuttavia, se viene invece assunto come centro del carico Haleakalā si ha una migliore corrispondenza per gli ultimi 1.5 Myr, in particolare per il picco nella produzione di magma, centrato su ca. 1.3 Ma.

Gli autori concludono che, non riuscendo a descrivere tutti gli aspetti del vulcanismo di ringiovanimento, il meccanismo descritto dal modello dell'arco flessurale non possa essere l'unico meccanismo che causi questa fase del vulcanismo in Kaua'i, che suggeriscono possa essere spiegata dalla combinazione dei modelli di pennacchio di Ribe e Christensen [1999] e di Bianco et al. [2005].

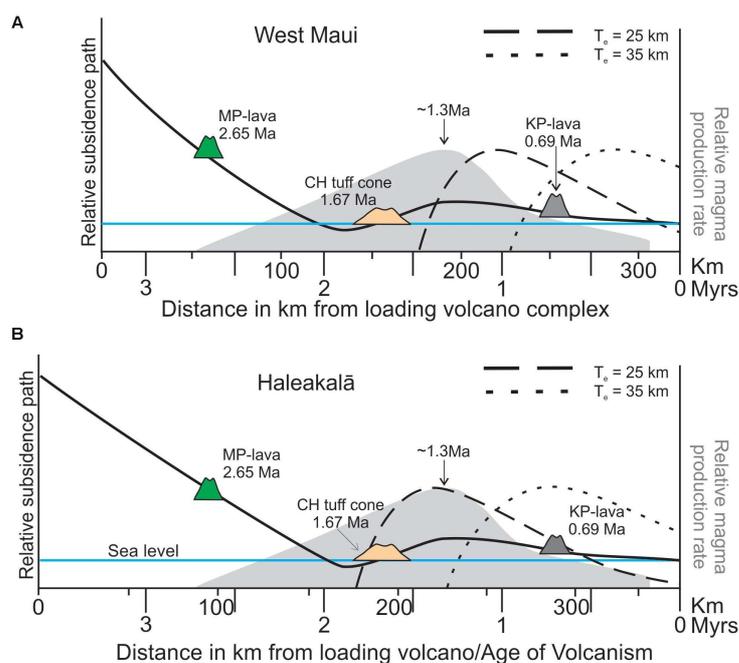


Figura 2.13: Rappresentazione schematica della storia di subsidenza e produzione del magma e confronto con la previsione del modello di Bianco et al. [2005], prendendo come centro del carico gravitazionale (A) West Maui e (B) Haleakalā. La curva nera continua mostra l'elevazione di Kaua'i come ricostruita da Thordarson e Garcia [2018]. L'area grigia rappresenta il tasso di produzione di magma, ricostruito da Garcia et al. [2010]. Il tasso di flusso di magma previsto dal modello sviluppato da Bianco et al. [2005] è rappresentato dalle linee spezzate, per valori dello spessore elastico della placca ( $T_e$ ) di 25 e 35 km. [Figura tratta da Thordarson e Garcia, 2018].

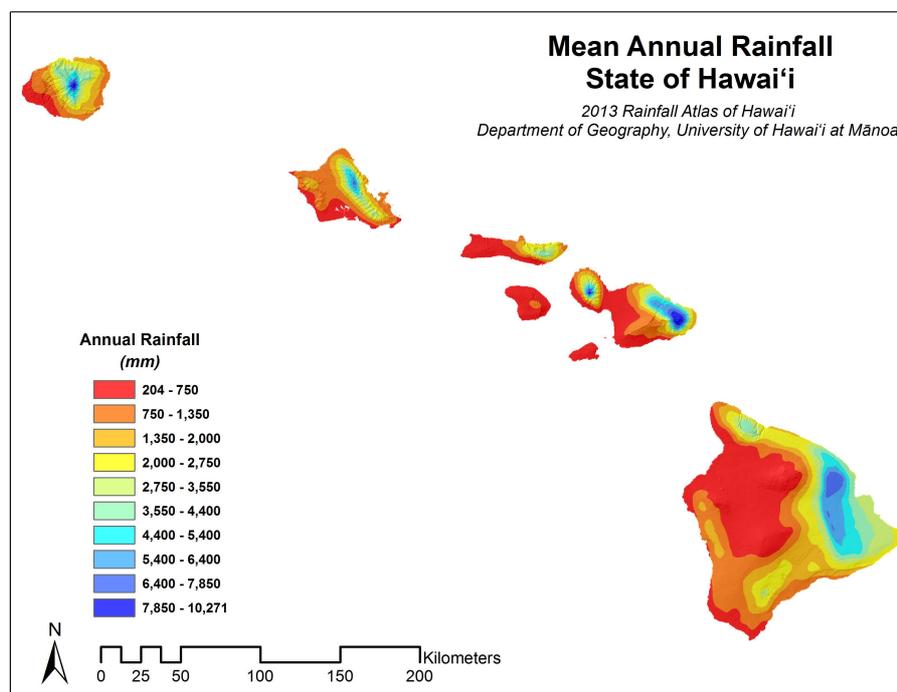


Figura 2.14: La scala-colori indica la precipitazione annuale media nelle isole Hawaiiiane Windward, valutata sui dati degli anni 1978-2007. [Da Giambelluca et al., 2013].

## 2.5 Erosione, cedimenti strutturali e frane

Procedo ora ad analizzare l'entità di eventi a lenta o rapida redistribuzione di massa in superficie, raccogliendo dalla letteratura informazioni su Kaua'i, per poter successivamente valutare l'intensità della decompressione dovuta a tali fenomeni.

Le isole Hawai'i sono soggette ad abbondanti precipitazioni, in modo particolare nella loro porzione NE, maggiormente esposta agli alisei (Fig. 2.14). Le medie di precipitazione annuali localmente superano i 9 m, portando alla formazione di profondi canyon in tempi particolarmente rapidi (meno di 1 Myr) [D. A. Clague e Sherrod, 2014].

### 2.5.1 L'erosione nell'isola di Kaua'i

A causa della diversa esposizione alle correnti, le precipitazioni su Kaua'i sono altamente disomogenee: in uno studio sulla covarianza tra clima e tassi di erosione, Ferrier et al. [2013] evidenziano come la precipitazione media annua vari da 0.5 a 9.5 m/yr, un range di variazione che rappresenta il 70% del range di variazione della precipitazione annua sulla Terra intera, a distanza di soli 25 km.

Per valutare i ratei di erosione su scale di tempo del milione di anni sono necessarie accurate stime della topografia iniziale, che nell'isola di Kaua'i sono possibili solo nella porzione ovest, grazie alla presenza in questa area di canyons corti e stretti e di una topografia interposta tra essi relativamente planare, mentre la porzione est dell'isola è dominata dalla vasta depressione del Līhu'e Basin. Per questo motivo, Ferrier et al. [2013] si concentrano sullo studio dei tassi di erosione di tale porzione dell'isola, riscontrando una correlazione positiva tra frazione di volume eroso e precipitazione annua (Fig. 2.15). I tassi di erosione calcolati nello studio hanno un ampio range di variazione, a partire da  $8 \cdot 10^3$  kg/(km<sup>2</sup> yr) fino a  $335 \cdot 10^3$  kg/(km<sup>2</sup> yr). I valori più bassi sono relativi al fianco ovest dell'isola mentre i valori più elevati sono riscontrati nella parte settentrionale.

È da evidenziare che i livelli di precipitazione annui si riferiscono alle ultime decadi e dunque a un intervallo temporale molto più breve rispetto a quello al quale si riferiscono i ratei di erosione; tuttavia, sebbene sia difficoltoso risalire alle condizioni meteorologiche dell'isola di Kaua'i nelle epoche passate, alcune caratteristiche della conformazione delle isole Hawaiiiane suggeriscono che durante i periodi glaciali i venti dominanti provenissero da NE, come avviene tuttora [Ferrier et al., 2013].

### 2.5.2 Frane giganti

Durante un programma di sonar mapping svoltosi negli anni 1986-1991 sono state rilevate 68 frane di lunghezza superiore ai 20 km lungo i fianchi

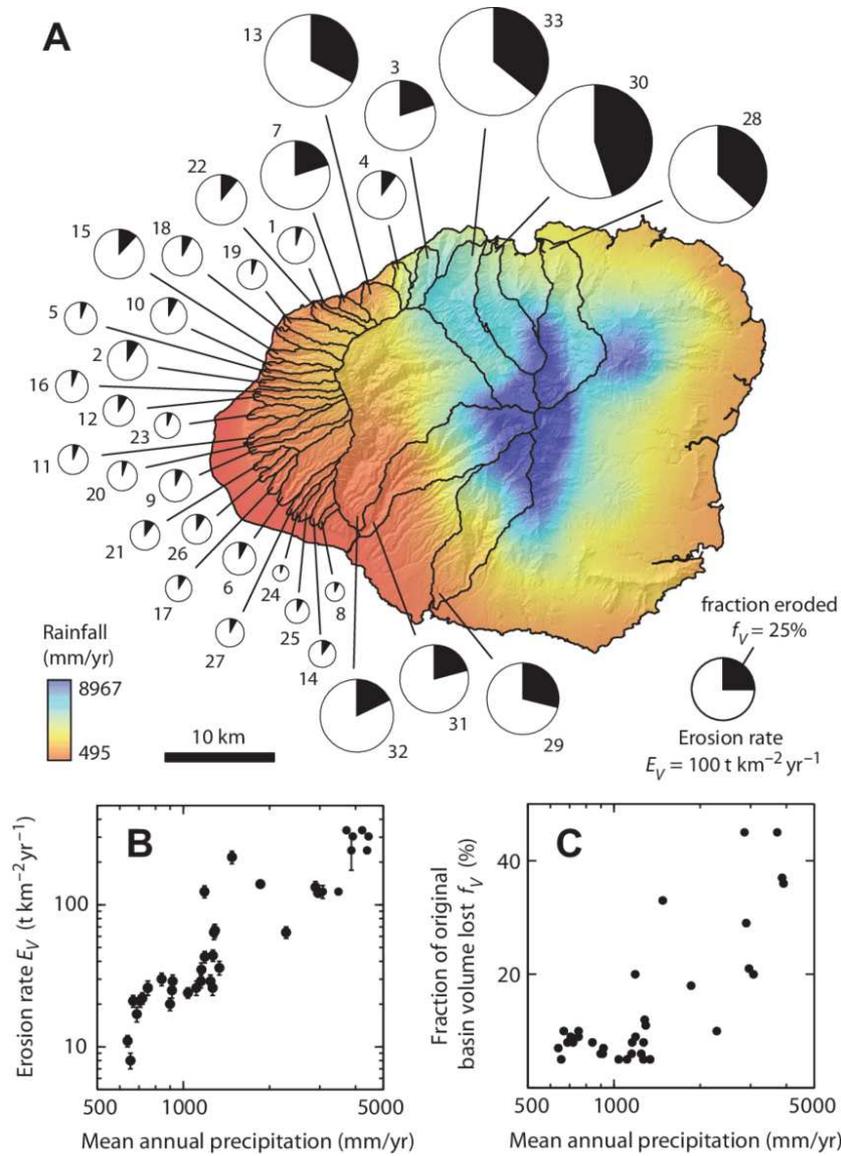


Figura 2.15: A) La mappa-colori mostra la precipitazione annua moderna. Le linee racchiudono le aree sulle quali è stato valutato il tasso di erosione medio  $E_V$ ; l'area del simbolo circolare per ogni area dell'isola è proporzionale a  $E_V$ , mentre la frazione scura del simbolo circolare indica la frazione di volume eroso  $f_V$ . B) e C) mostrano la correlazione rispettivamente di  $E_V$  e  $f_V$  con la precipitazione media annua. [Figura da Ferrier et al., 2013]

della catena Hawaiiiana. Cedimenti strutturali di dimensioni simili vengono denominati nella letteratura in lingua inglese *giant landslides*; di queste, alcune si sviluppano per lunghezze superiori a 200 km e interessano volumi di diverse migliaia di km<sup>3</sup>. Le frane di lunghezza maggiore sono osservate prevalentemente nella parte più giovane della catena Hawaiiiana, Fig. 2.16 [J. G. Moore et al., 1989; James Moore, William Normark e R. Holcomb, 1994; W.R. Normark, J.G. Moore e Torresan, 2002]. Nonostante interessino tutto il periodo di crescita dei vulcani, i collassi di settore appaiono più importanti nella parte finale della fase scudo, quando il vulcano è giovane, vicino alle sue massime dimensioni e l'attività sismica è elevata [James Moore, William Normark e R. Holcomb, 1994]. La morfologia delle frane è meglio preservata sott'acqua in quanto i depositi del collasso vanno incontro a minore erosione ed è meno probabile che vengano ricoperti di flussi lavici; tuttavia, molte caratteristiche topografiche subaeree delle isole (come sistemi di faglie o variazioni di pendenza) si ritiene abbiano avuto origine da processi di collasso [James G. Moore e Krivoy, 1964; J. G. Moore et al., 1989; James Moore, William Normark e R. Holcomb, 1994].

Gli eventi di collasso Hawaiiiani vengono suddivisi in due categorie distinte per il tasso di scivolamento associato, lento e rapido, nonostante si riscontrino anche caratteristiche intermedie:

**Scivolamenti:** si estendono in larghezza fino a 110 km e normalmente presentano una forma lobata, con formazione di faglie normali trasverse nella zona di tensione superiore. Il modello generale della loro formazione prevede che si propaghino a partire dalla superficie partendo da un rift (zona di accumulo di fessure eruttive e faglie) e si propaghino lentamente verso il fondale marino nella loro porzione inferiore. James Moore, William Normark e R. Holcomb [1994] prendono come esempio l'Hilina slump, che avanza di 6 cm/yr). È possibile che una parte del scivolamento collassi dando origine a una valanga di detriti (debris avalanche, vedi punto successivo), eventi spesso associati a tsunami.

**Valanghe di detriti:** più superficiali e strette rispetto agli scivolamenti, ar-

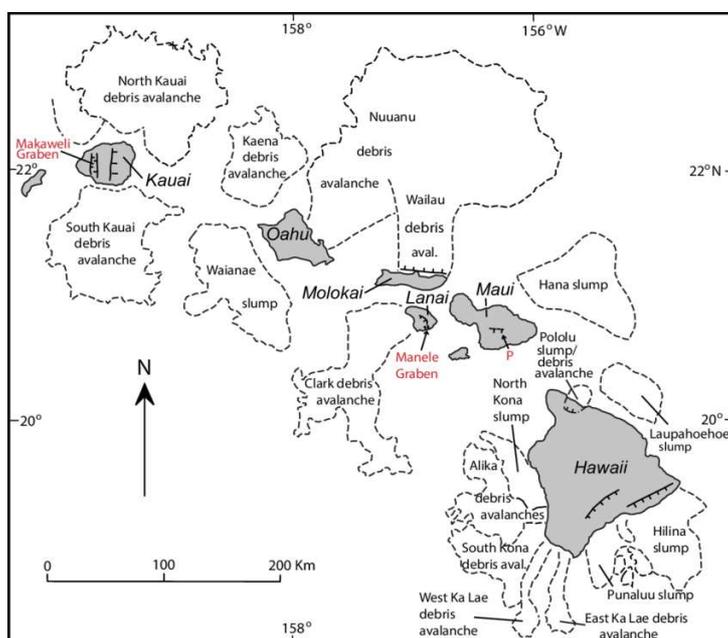


Figura 2.16: Mappa riportante le posizioni dei depositi delle *giant landslides*, delineati dalle linee tratteggiate. Vengono inoltre indicate le scarpate note o proposte tramite le linee ombreggiate. [Da Bishop, 2021]

rivano fino a lunghezze di 230 km e presentano regioni distali collinose e frammentate. Queste caratteristiche generali sono indice del loro rapido movimento [James Moore, William Normark e R. Holcomb, 1994]. Molti ‘anfiteatri’ (‘cicatrici’ lasciate dai collassi) di queste valanghe di detriti sono incisi da canyons sottomarini, presenti in modo particolare nella porzione NE delle isole. Si ritiene che i canyons si siano formati al di sopra del livello del mare, favoriti dai versanti scoscesi e, nella porzione NE, dalle abbondanti piogge, e in seguito sommersi a causa della subsidenza [James Moore, William Normark e R. Holcomb, 1994].

Smottamenti e frane a larga scala non sono una peculiarità soltanto delle isole Hawaii, ma sono stati osservati anche in altre isole vulcaniche [ad esempio, Lénat, Vincent e Bachélery, 1989; Borgia, Ferrari e Pasquaré, 1992; R. T. Holcomb e Searle, 1991]. Da un’indagine sulle isole vulcaniche, R. T. Holcomb e Searle [1991] concludono che molte frane abbiano rimosso nel corso di un unico evento il 10-20% dell’edificio vulcanico che hanno interessato.

### 2.5.3 Il bacino di Līhu’e a Kaua’i

Il bacino di Līhu’e (est dell’isola di Kaua’i) è un’area semicircolare di ca. 110 km<sup>2</sup> ricoperta da lava Kōloa (probabilmente originata dal vulcano Kilohana, sito al centro della depressione, si vedano Fig. 2.17 e Fig. 2.12) [Reiners, Nelson e Izuka, 1999]. La depressione ha una altitudine media 100-120 m s.l.m. ed è delimitata ai lati nord, ovest e sud da una scarpata scoscesa, la cui altitudine arriva fino a un massimo di 1600 m sul lato ovest, mentre a nord sono presenti le montagne Makaleha, con plateau a una quota di 1000 m. I confini a est sono meno chiaramente definiti per la presenza di due piccoli crinali discontinui di altitudine 215 m e 320 m s.l.m., per cui alcuni pongono il confine est della depressione in corrispondenza dei crinali, mentre altri estendono la sua estensione fino al mare. Reiners, Nelson e Izuka [1999], dall’analisi stratigrafica di campioni provenienti dalla depressione e da aree circostanti, hanno concluso che l’abbassamento di più di 1 km della

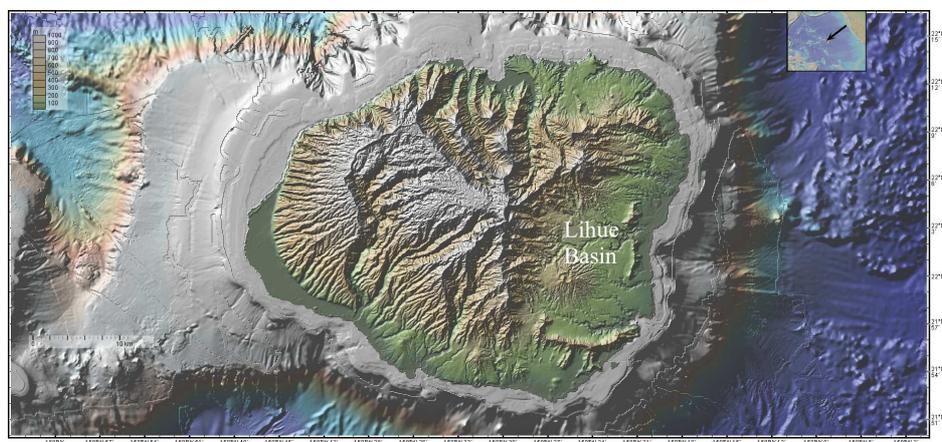


Figura 2.17: Nella mappa topografica dell'isola Kaua'i si è evidenziata la depressione detta Lihue Basin. È possibile identificare anche il cratere del vulcano Kilohana, al di sotto della scritta. [Figura realizzata con GeoMapApp ([www.geomapapp.org](http://www.geomapapp.org)) / CC BY / CC BY ( Ryan et al., 2009, )]

depressione di Lihue, che può essere avvenuto prima o dopo la fase post-scudo, sia stato causato da un collasso strutturale piuttosto che dall'erosione. Tuttavia, la natura dell'evento strutturale non è chiara: mentre la forma semicircolare rassomiglia quella di una caldera, la differenza in altitudine tra la scarpata a ovest e i crinali a est non sono consistenti con questa ipotesi. Reiners, Nelson e Izuka [1999] suggeriscono che il bacino si sia formato da una frana di scivolamento diretta verso est o da un collasso calderico seguito da gigantesche frane di scivolamento.

## 2.6 Sintesi delle osservazioni: aspetti principali del vulcanismo ringiovanito in relazione all'erosione

In conclusione della rassegna di osservazioni geologiche e geochimiche a riguardo del vulcanismo di ringiovanimento e della redistribuzione di massa

che lo precede e accompagna, elenco i punti principali che motivano il mio studio:

1. il vulcanismo di ringiovanimento è un fenomeno ricorrente nelle isole vulcaniche da hotspot, ma non è stata ancora individuata una spiegazione fisica esaustiva;
2. particolarmente difficile da spiegare sono la lunga pausa tra la fase post-scudo e la fase di ringiovanimento, e che parte del vulcanismo di ringiovanimento compare a enorme distanza dalle isole;
3. durante il periodo di quiescenza del vulcanismo tra fase post-scudo e fase di ringiovanimento avvengono fenomeni di erosione e cedimenti di massa di grande scala: la ripresa del vulcanismo coincide temporalmente con l'avvenuta 'decostruzione' dell'edificio vulcanico dovuta a questi fenomeni, non più compensati dalla costruzione dell'edificio durante le epoche eruttive.

Nel seguito della tesi, testo l'ipotesi che la 'decostruzione' dell'edificio vulcanico e il vulcanismo di ringiovanimento siano legati da una relazione di causa-effetto, piuttosto che da una coincidenza: la decostruzione dell'edificio e la conseguente redistribuzione di massa causa una decompressione localizzata al di sotto del vulcano che indurrebbe parziale fusione delle rocce (la geoterma è vicina al solidus, quindi è sufficiente una piccola perturbazione). Simultaneamente, una grossa decompressione applicata a un'ampia zona determinerebbe traiettorie di risalita del magma molto diverse da quelle che si originano durante le fasi scudo e post-scudo. Procedo ora a testare quantitativamente questa ipotesi con modelli di decompressione e di traiettorie del magma.

## Capitolo 3

# La modellazione fisica della generazione del magma e delle sue traiettorie di risalita

### 3.1 La fisica del vulcanismo

Affinché si verifichino eruzioni vulcaniche (vulcanismo), è necessario che due processi fondamentali si attivino all'interno della Terra. Il primo è la generazione di magma in profondità (la profondità di fusione si aggira spesso sui 70–100 chilometri sotto la superficie terrestre). Questo processo si verifica quando le condizioni di pressione e temperatura superano il punto di fusione delle rocce solide, portando alla fusione parziale del materiale roccioso e alla conseguente formazione di magma. Le principali cause della fusione possono essere attribuite a meccanismi quali la decompressione adiabatica (tipica delle dorsali oceaniche), l'introduzione di fluidi che riducono il punto di fusione delle rocce (fenomeno caratteristico delle zone di subduzione) o l'anomalo riscaldamento prodotto da pennacchi del mantello, come nel caso degli hotspot, che è il caso delle isole Hawai'i.

Il secondo processo critico necessario per avere vulcanismo è la risalita del magma attraverso la crosta terrestre. Una volta formatosi, il magma

deve superare barriere geologiche e dinamiche per poter ascendere verso la superficie. Questo movimento ascensionale è facilitato dalla minore densità del magma rispetto alle rocce circostanti, ma il percorso può essere complesso e può essere contrastato da un campo di sforzo sfavorevole alla risalita verticale. Un campo di sforzo sfavorevole può indurre deviazioni o bloccare completamente la risalita [e.g. T. Dahm, 2000a]. In presenza di uno stato di sforzo compressivo, ad esempio, il magma può rimanere intrappolato in profondità. Questo fenomeno può portare alla formazione di camere magmatiche o alla solidificazione parziale del magma all'interno della crosta, impedendo un'eruzione immediata.

L'interazione tra il campo di sforzo regionale e le forze generate dalla pressione del magma è quindi determinante nel controllo delle modalità e dei tempi di un'eruzione.

Nei prossimi paragrafi esporrò lo stato dell'arte riguardo alle forze che influenzano la dinamica di ascesa del magma.

## **3.2 L'ascesa delle fratture magmatiche: i dicchi**

La principale forma di trasporto del magma nei mezzi elastici-fragili (come sono in maggior parte le rocce che compongono crosta e litosfera) è la fratturazione idraulica [Rubin, 1995; E. Rivalta et al., 2015], un processo che prevede la propagazione di fratture che contengono un fluido quando questo è sotto pressione. Le fratture idrauliche che trasportano magma si chiamano dicchi. I dicchi sono fratture predominantemente di I tipo (fratture tensili), dove lo spostamento avviene normalmente rispetto al piano di frattura (apertura del dicco), e sono generati dall'intrusione di magma all'interno della roccia. Infatti, contrariamente a quanto spesso riportato in letteratura, il magma tende a non utilizzare fratture 'di taglio' (faglie) pre-esistenti in quanto è richiesto molto lavoro per dilatare questo tipo di fratture (le faglie,

che sono fratture di II tipo, sono orientate nel campo di sforzo in modo tale da favorirne lo scorrimento, e non l'apertura) [Ziv, Rubin e Agnon, 2000].

### 3.3 Propagazione della frattura

Attorno alla punta di una frattura, a causa della dislocazione lungo la frattura (tensile o di taglio), si forma una concentrazione di sforzo. La frattura si propaga se l'energia rilasciata durante la propagazione è maggiore di quella necessaria per l'allungamento del piano di frattura (attraverso la rottura dei legami nel reticolo cristallino e quindi il superamento delle forze di adesione). Un modo per quantificare questo processo è quello di confrontare il fattore di intensificazione dello sforzo (solitamente indicato con  $K$ ) con la cosiddetta 'tenacità alla frattura',  $K_c$ , che è una proprietà del materiale.  $K$  tiene in considerazione sia l'intensità dello sforzo sulla punta di propagazione che il decadimento dello sforzo con la distanza dalla punta. La condizione di fratturazione diventa allora  $K > K_c$ , dove  $K_c$  è il valore di  $K$  critico [Weertman, 1971; T. Dahm, 2000b].

La propagazione può essere sostenuta dalla sovrappressione di una camera magmatica (pressione del fluido all'interno della camera magmatica maggiore della compressione esercitata sulle pareti del dicco) [Nakashima, 1993]: in tal caso, il magma fluisce nel dicco, il quale aumenta in volume inspessendosi finché  $K$  rimane minore di  $K_c$ ; una volta che  $K = K_c$ , la frattura si propaga e il dicco si allunga. Mentre viene drenata dal dicco, la pressione della camera magmatica diminuisce. Se la pressione della camera magmatica si riduce al di sotto di quella del dicco, cessa di alimentarlo e la propagazione si arresta.

La propagazione può essere tuttavia anche 'auto-sostenuta', qualora sia presente un gradiente di sforzo normale sulle pareti del dicco [Nakashima, 1993]: il magma tende a fluire verso porzioni del dicco dove lo sforzo compressivo è minore, cosicché il dicco assume forma di goccia (Fig. 3.1). In corrispondenza della punta che si è allargata, se  $K \simeq K_c$  può avvenire propagazione, mentre in corrispondenza della punta compressa, se  $K \simeq 0$ , il magma

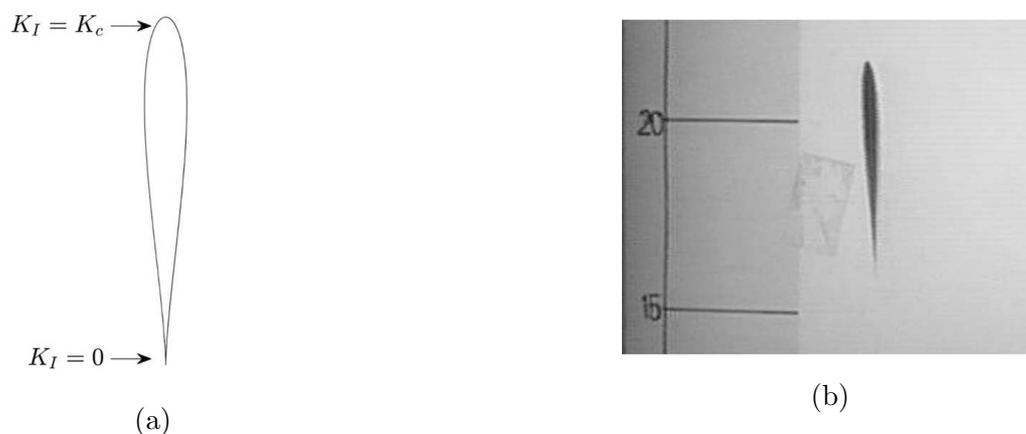


Figura 3.1: (a) Rappresentazione schematica della sezione trasversale di un dicco. Vengono riportate le condizioni a contorno in termini di  $K$ . (b) Profilo di un dicco riempito di aria ascendente nella gelatina, da Eleonora Rivalta e Torsten Dahm, 2006. [Figure tagliate da Timothy Davis, Eleonora Rivalta e Torsten Dahm, 2020].

fluisce in avanti, determinando la chiusura della coda [e.g., Weertman, 1971; T. Dahm, 2000b]. Quindi la propagazione, pur detta ‘auto-sostenuta’, è in realtà dovuta alla compressione netta differenziale (con gradiente non nullo) esercitata sulla coda della frattura. Se lo sforzo esterno e il quantitativo di magma non variano, la propagazione è anche detta ‘self-simile’; tuttavia, a causa della viscosità del magma, parte di fluido viene perso alla coda della frattura e tale perdita deve essere compensata da altri processi, in modo che la propagazione con il tempo non si fermi. Esiste infatti un valore critico di volume del fluido, dipendente da  $K_c$  e dal gradiente di sforzo esterno normale  $\Delta\gamma$ , al di sotto del quale non avviene la propagazione della frattura [e.g. Weertman, 1971; Timothy Davis, Eleonora Rivalta e Torsten Dahm, 2020].

Il gradiente di sforzo normale, nel caso di frattura verticale, può essere costituito dalla *buoyancy pressure* (‘pressione di galleggiamento’), nel caso di un magma meno denso della roccia circostante. In tal caso infatti la pressione all’interno del magma cresce con la profondità più lentamente di quanto faccia la pressione litostatica all’interno della roccia circostante. Si

genera quindi sulle pareti del dicco uno sforzo compressivo che aumenta con la profondità, con gradiente  $\Delta\gamma = \Delta\rho \cdot g$  (dove  $\Delta\rho$  indica la differenza di densità di roccia e magma); si hanno dunque le condizioni per l'ascesa del magma, che in tal caso viene detta '*buoyancy-driven*' [Rubin, 1995; T. Dahm, 2000b]. Se invece il dicco è obliquo rispetto alla verticale, il gradiente di sforzo normale è  $\Delta\gamma = \Delta\rho \cdot g \cdot \sin\theta + \frac{d\sigma_n}{dl}$ , dove  $\theta$  indica l'angolo di inclinazione rispetto all'orizzontale (*dip angle*) e per generalità si è aggiunto il termine  $\frac{d\sigma_n}{dl}$ , gradiente di sforzo normale lungo la direzione di sviluppo del dicco, dovuto ad altre fonti di sforzo (quali ambiente tettonico, edificio vulcanico, collassi strutturali).

### 3.4 Orientazione dei dicchi

La propagazione dei dicchi avviene in direzione approssimativamente perpendicolare all'asse principale dello sforzo meno compressivo, poiché è la direzione che minimizza il lavoro svolto contro le forze elastiche per l'apertura del dicco e l'intrusione del magma al suo interno [Anderson, 1942]. Le faglie invece sono ottimamente orientate quando è favorito lo scorrimento delle loro pareti senza che avvenga la loro separazione. Dunque, le faglie si formano su piani prossimi alle superfici di taglio massimo, intermedi tra i piani di massimo e minimo sforzo. Come conseguenza della diversa orientazione dei piani di frattura di dicchi e faglie, i dicchi si sviluppano lungo discontinuità (e.g. faglie) pre-esistenti solo a livello locale, mentre globalmente la traiettoria ne è poco affetta [Rivalta et al., 2019].

Poiché la direzione di propagazione è principalmente determinata dallo stato di sforzo all'interno della litosfera, è fondamentale comprendere quali elementi e fenomeni lo influenzino; tra questi, iniziando da quelli dai maggiori effetti, ambiente tettonico, carico dovuto alla costruzione di edificio vulcanici, scarico dovuto a collassi e rimozione di materiale, scivolamenti di fianco, reservoir magmatici [e.g., Muller, Ito e Martel, 2001; Maccaferri, Richter e Walter, 2017; Rivalta et al., 2019]. Come già evidente dagli esempi citati, il

campo di sforzo è determinato da tanti fattori e non è immutabile [Mantiloni, E. Rivalta e T. Davis, 2023; Chadwick e Dieterich, 1995]. Inoltre, le intrusioni magmatiche stesse contribuiscono a modificare lo stato di sforzo, aumentando lo sforzo compressivo minore verso quello maggiore, con l'effetto di portare lentamente lo stato di sforzo verso uno stato di maggiore isotropia [Chadwick e Dieterich, 1995].

Recentemente sono stati elaborati modelli per la propagazione dei dicchi in tre dimensioni [e.g., Timothy Davis, Bagnardi et al., 2021; Mantiloni, E. Rivalta e T. Davis, 2023]. Nella loro formulazione più semplice, fissato il punto di partenza del dicco e computato il campo di sforzo nel mezzo, viene determinata localmente la superficie perpendicolare al minimo sforzo compressivo,  $\sigma_3$ ; su questa superficie viene calcolato il valore di  $K$  per direzioni a distanza angolare costante e viene identificata come direzione di propagazione la direzione nella quale  $K$  assume il massimo valore.

### **3.4.1 Effetto degli edifici vulcanici sull'orientazione dei dicchi**

Nel caso di presenza di un edificio vulcanico, lo sforzo principale maggiormente compressivo punta in direzione del carico gravitazionale e i dicchi vengono attratti verso l'edificio (Fig. 3.2). Nel caso di vulcani di grandi dimensioni ciò avviene anche a distanze laterali pari a diversi multipli della larghezza dell'edificio alla base [Muller, Ito e Martel, 2001]. Il carico gravitazionale genera sforzi compressivi che decadono in intensità con l'aumentare della profondità; di conseguenza, il gradiente di sforzo normale dovuto all'edificio ha segno opposto a quello della pressione di galleggiamento, per cui il dicco risale finché i due gradienti non si compensano.

Lo sforzo dovuto a un carico può essere calcolato a partire dalla soluzione del problema di Boussinesq. Il problema consiste nella determinazione dello stato di sforzo indotto in un semispazio omogeneo, isotropo ed elastico da una forza peso applicata in un punto della superficie del semispazio; la superficie del semispazio viene considerata essere una superficie orizzontale libera, ossia

le trazioni applicate sulla superficie sono nulle, eccezion fatta per il punto di applicazione del peso. All'interno del semispazio elastico, a distanza infinita dal punto di applicazione del peso, lo spostamento deve essere nullo [R. O. Davis e Selvadurai, 1996]. In coordinate cartesiane e con l'asse verticale  $z$  diretto verso il basso, per un semispazio elastico che occupa il semispazio delle  $z$  positive e forza  $P$  applicata nell'origine, la soluzione di Boussinesq per lo sforzo è dato da:

$$\begin{aligned}\tau_{xx} &= \frac{P}{2\pi} \left[ \frac{3x^2z}{r^5} + \frac{(1-2\nu)(y^2+z^2)}{r^3(z+r)} - \frac{(1-2\nu)z}{r^3} - \frac{(1-2\nu)x^2}{r^2(z+r)^2} \right] \\ \tau_{yy} &= \frac{P}{2\pi} \left[ \frac{3y^2z}{r^5} + \frac{(1-2\nu)(x^2+z^2)}{r^3(z+r)} - \frac{(1-2\nu)z}{r^3} - \frac{(1-2\nu)y^2}{r^2(z+r)^2} \right] \\ \tau_{zz} &= \frac{P}{2\pi} \left[ \frac{3z^3}{r^5} \right] \\ \tau_{xy} &= \frac{P}{2\pi} \left[ \frac{3xyz}{r^5} - \frac{(1-2\nu)xy(z+2r)}{r^3(z+r)^2} \right] \\ \tau_{yz} &= \frac{P}{2\pi} \left[ \frac{3yz^2}{r^5} \right] \\ \tau_{xz} &= \frac{P}{2\pi} \left[ \frac{3xz^2}{r^5} \right]\end{aligned}$$

dove  $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$  e vengono considerati positivi gli sforzi compressivi [Jaeger, Cook e Zimmerman, 2007]. Avendo adottato una diversa convenzione di segni per l'asse verticale e per gli sforzi rispetto alla soluzione di Boussinesq sopra riportata, nei calcoli numerici si è effettuata la sostituzione  $z \rightarrow -z$  e le soluzioni sono state invertite di segno. Nel problema di Boussinesq lo sforzo diventa infinito nel punto di applicazione della forza, dunque nell'applicazione della soluzione al caso di un carico di dimensioni finite non si considera valida la soluzione in prossimità della superficie.

### 3.4.2 Effetto della rimozione di massa dalla superficie sull'orientazione dei dicchi

In processi nei quali si ha rimozione di massa, l'orientazione degli assi principali di sforzo risulta invertita rispetto al caso di carico gravitazionale.

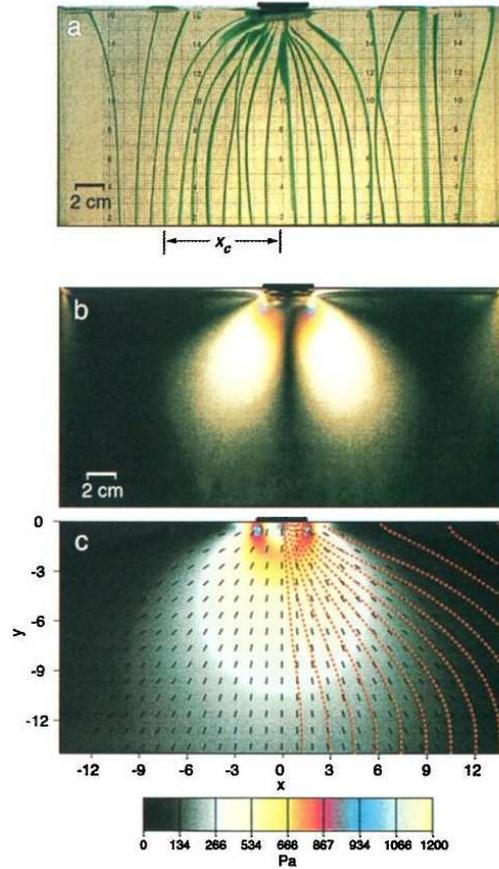
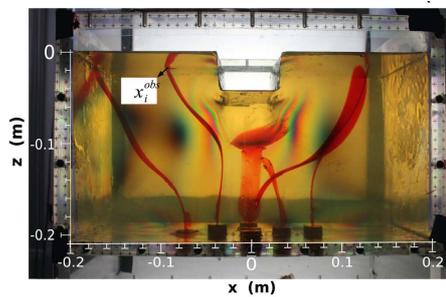


Figura 3.2: (a) Traiettorie dei dicchi in un esperimento effettuato immettendo aria in un parallelepipedo di gelatina, in presenza di un carico gravitazionale. (b) Intensità dello ‘sforzo differenziale’ ( $\sigma_1 - \sigma_3$ ), evidenziato sfruttando le proprietà foto-elastiche della gelatina. (c) Sforzo differenziale al di sotto del carico e traiettorie dei dicchi previste dal modello numerico. [Da Muller, Ito e Martel, 2001, Plate 1]

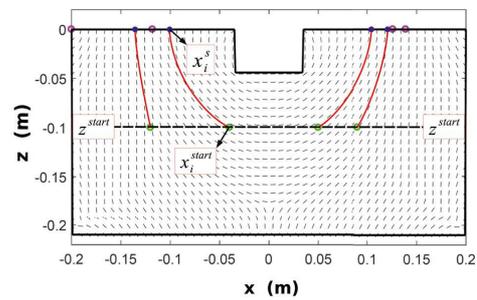
le (Fig. 3.3). Nel caso di un collasso calderico, ad esempio, lo sforzo meno compressivo tende a disporsi perpendicolarmente al pavimento calderico, determinando la disposizione delle intrusioni in una forma a ciotola al di sotto della caldera.

Anche il collasso di fianco varia drasticamente lo stato di sforzo al di sotto del vulcano, causando solitamente uno spostamento delle bocche eruttive nella stessa direzione del collasso (come evidenziato da Maccaferri, Richter e Walter [2017]).

Tuttavia, devono essere tenute in considerazione anche le altre fonti di sforzo, nel caso in cui il loro contributo sia significativo: ad esempio, in un ambiente tettonico compressivo, al di sotto di un edificio vulcanico la direzione del massimo sforzo compressivo tende ad essere più vicina alla orizzontale rispetto a quella prevista dal solo contributo del carico gravitazionale dell'edificio vulcanico (Fig. 3.4), con conseguente minore capacità di attrazione dei dicchi provenienti da distanze laterali maggiori [Muller, Ito e Martel, 2001].



(a)



(b)

Figura 3.3: Effetto di una rimozione di massa rettangolare sulla propagazione dei dicchi, in presenza di uno sforzo ‘regionale’ imposto lateralmente. (a) Traiettorie di dicchi riempiti di aria in un blocco di gelatina, in presenza di uno sforzo compressivo applicato ai lati del blocco. (b) Modello numerico; i trattini neri indicano la direzione dello sforzo principale maggiormente compressivo, mentre le linee rosse sono le traiettorie simulate dei dicchi. In entrambe le figure è ben evidente la deflessione dei dicchi, dovuta allo scavo. [Figure tagliate da Mantiloni, T. Davis et al., 2021]

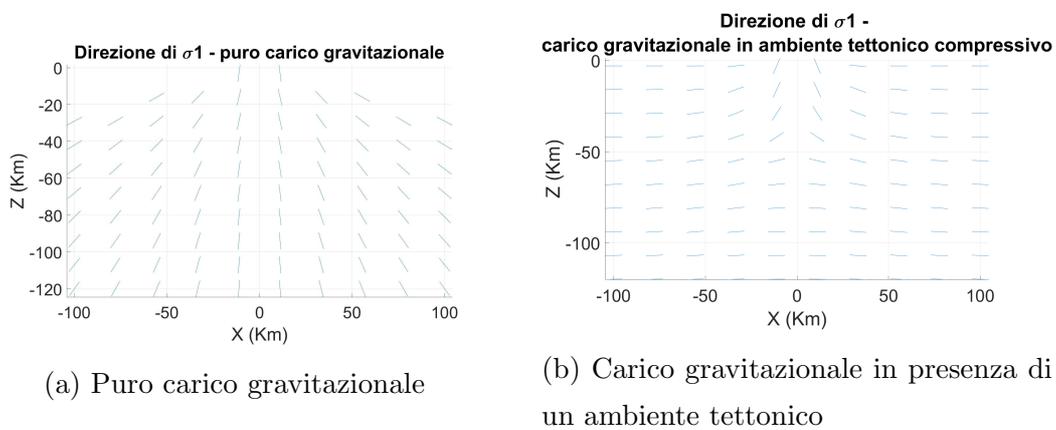


Figura 3.4: Stato di sforzo indotto da un carico gravitazionale, centrato in  $x = 0$ , (a) in assenza e (b) in presenza di uno sforzo compressivo costante, diretto lungo la direzione  $x$ . Il carico è costituito da un *bump* di altezza 3 km e raggio 35 km (si veda l'equazione (4.1)). In (b) lo sforzo compressivo orizzontale è di modulo 25 MPa.



## Capitolo 4

# Il mio modello dell'effetto di erosione e frane sul magmatismo

### 4.1 Fusione dovuta a decompressione

All'interno della Terra, il calore viene trasportato principalmente per convezione all'interno del mantello e per conduzione nella più superficiale litosfera (*thermal plate model*). In realtà, la situazione è più complessa: per spiegare l'asintoticità della profondità del confine tra litosfera e basalto fuso con l'età della crosta oceanica, viene ipotizzata la presenza una instabilità convettiva che rimuove materiale 'freddo' dalla base della placca oceanica e lo sostituisce con materiale più caldo [Parsons e Dan McKenzie, 1978]. Vengono quindi considerate due zone distinte: 1) *mechanical boundary layer*, uno strato rigidamente attaccato alla superficie, che nello stato stazionario (asintotico) ha lo spessore di circa 100 km, e di cui solamente la parte superiore è in grado di mantenere gli sforzi elastici per tempi geologici (dunque lo spessore elastico è inferiore a 100 km); 2) *thermal boundary layer*, posto al di sotto del *mechanical boundary layer*, perde calore verso la superficie per conduzione e occasionalmente diventa instabile, venendo sostituito da

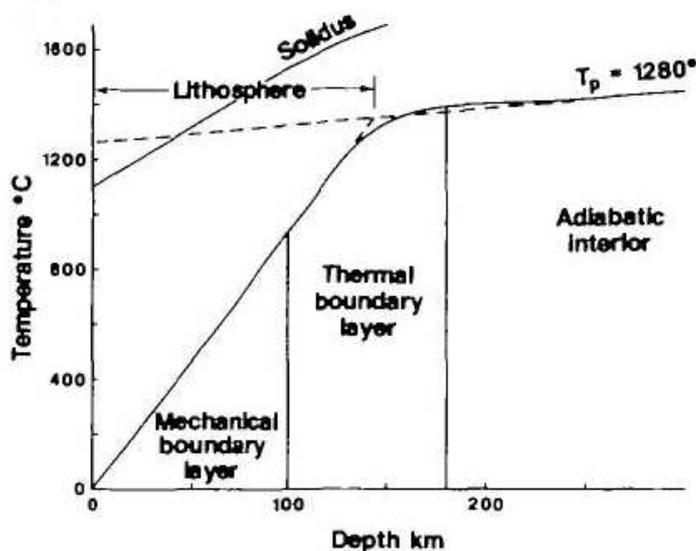


Figura 4.1: Nel grafico è rappresentata la geoterma corrispondente alla temperatura potenziale di 1280°C del mantello, per una età della placca oceanica elevata (comportamento asintotico). La curva tratteggiata è la corrispondente curva di ascesa adiabatica del materiale del mantello. Nel grafico è stato assunto uno spessore del *mechanical boundary layer* di 100 km. Assieme alla geoterma, viene anche rappresentato il solidus della peridotite a granati. [Figura tratta da D. McKenzie e Bickle, 1988].

materiale più caldo [Parsons e Dan McKenzie, 1978; D. McKenzie e Bickle, 1988, pagg. 626-638].

La variazione di temperatura con la profondità all'interno della Terra viene rappresentata da una curva, detta geoterma, nel piano profondità-temperatura  $z, T$ ; nello strato più superficiale è determinata dall'equazione di conduzione, all'interno del mantello (convettivo) segue una curva adiabatica, mentre in profondità corrispondenti al *thermal boundary layer*, nel passaggio tra la zona conduttiva e quella convettiva, la curva si flette disegnando un ginocchio (Fig. 4.1).

Per una data composizione di roccia, nel piano pressione-temperatura  $p,$

$T$  (o, equivalentemente, nel piano  $z, T$ ) la curva di solidus traccia il confine tra le condizioni di pressione e temperatura alle quali il materiale è interamente allo stato solido e quelle alle quali si ha materiale parzialmente fuso; analogamente, la curva di liquidus traccia il confine tra condizioni alle quali è ancora presente materiale solido e quelle alle quali il materiale è completamente allo stato liquido (le due curve non coincidono non essendo la roccia un materiale chimicamente puro). La fusione ha dunque inizio se la geoterma interseca la linea di solidus. La frazione di fuso è dipendente da pressione e temperatura [si veda D. McKenzie e Bickle, 1988, pagg. 638-651].

Una decompressione operata su un materiale situato a profondità  $z$  determina una variazione di pressione e temperatura del materiale, a partire dalla sua  $p, T$  determinata dal punto della geoterma in corrispondenza della sua profondità  $z$ , lungo una curva adiabatica di pendenza  $-\frac{T\alpha g}{c_p} \approx -0.3 \text{ K/km}$  all'interno del mantello (è immediato passare da profondità a pressioni, tenuto in considerazione che  $p = \rho g z$ ), a patto che la scala di tempo della decompressione sia minore del tempo caratteristico di conduzione  $\tau_c = \frac{L^2}{D}$ , con  $D$  diffusività termica della roccia e  $L$  distanza caratteristica. Se la decompressione è sufficientemente elevata, pressione e temperatura del materiale vengono a trovarsi oltre la linea di solidus e si instaura la fusione.

## 4.2 Erosione e frane come scarico gravitazionale

Erosione e frane sono processi che comportano rimozione di materiale dall'edificio vulcanico e si possono dunque considerare forme di scarico gravitazionale (*gravitational unloading*), con una conseguente modifica dello stato di sforzo al di sotto del vulcano e nelle sue prossimità. La decompressione che consegue alla rimozione di roccia può avere l'effetto di aumentare la produzione di fuso magmatico e l'attività vulcanica, in modo analogo ad altre forme di decompressione che sono studiate in altre regioni del globo terrestre, ad esempio:

- Jull e D. McKenzie [1996] hanno studiato la deglaciazione in Islanda, durata circa 1 kyr, alla quale è associato un incremento di produzione di magma;
- McGuire et al. [1997] hanno collegato la diminuzione del livello medio del mare Mediterraneo a una maggiore frequenza di eventi vulcanici esplosivi nello stesso Mediterraneo.

È quindi di interesse lo studio della decompressione legata ai fenomeni di erosione e frane durante il periodo di quiescenza dei vulcani Hawaiiiani (di durata 0.25-2.5 Myrs), finalizzato alla valutazione del ruolo di tali fenomeni nella ripresa del vulcanismo.

La decompressione dovuta allo scarico gravitazionale può essere valutata punto per punto a partire dal campo di sforzo dovuto al solo scarico, come  $\frac{1}{3}\sigma_{kk}$  (dove  $\sigma_{kk}$  è la traccia del tensore di sforzo). Tale decompressione ha un duplice ruolo: da una parte è responsabile di una risalita adiabatica nel piano  $p, T$  della roccia sottostante all'edificio vulcanico, avvicinando le sue condizioni di pressione e temperatura a quelle della curva di solidus; in secondo luogo, determina una variazione delle direzioni degli assi principali di sforzo, modificando di conseguenza le traiettorie attese del magma e la localizzazione attesa degli eventi vulcanici.

Si potrebbe obiettare che, mentre fenomeni di tipo franoso sono assai rapidi, le scale di tempo degli scivolamenti e dell'erosione sono lunghe (fino a 2.5 Myr); tuttavia, è necessario confrontare tali tempi caratteristici con il tempo caratteristico di conduzione. Pur considerando una profondità di 60 km (la minore profondità di fusione considerata nei modelli per spiegare il vulcanismo di ringiovanimento), assumendo una diffusività termica  $D \approx 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ , si ottiene un tempo caratteristico di conduzione di  $\sim 114 \text{ Myr} \gg 3 \text{ Myr}$  e la decompressione può essere considerata in prima approssimazione adiabatica.

Nel valutare quanta decompressione sia necessaria a giustificare una produzione di fuso, è necessario tenere in considerazione che, a causa del riscaldamento dovuto al pennacchio mantellico e all'attività vulcanica precedente

a questi processi, la temperatura della litosfera al di sotto del vulcano è più elevata di quanto previsto dal ‘normale’ raffreddamento della crosta oceanica a partire dalle dorsali (*cooling plate model*) [Guest et al., 2020; Pleus et al., 2020], e quindi più elevata di quanto previsto per la sua età di 90 Myr . In particolare, Pleus et al. [2020] suggeriscono che la litosfera al di sotto delle isole Hawai’i segua una geoterma corrispondente a una età del fondale marino di  $t = 50\text{--}70$  Myr, con un conseguente eccesso di temperatura tra  $75\text{--}180^\circ\text{C}$  a una profondità di 50 km rispetto alla ‘normale’ geoterma a  $t = 90$  Myr (inferiore all’eccesso di temperatura desunto dai campioni studiati da Guest et al. [2020], pari a  $200\text{--}300^\circ\text{C}$  alla medesima profondità). La geoterma al di sotto delle isole Hawai’i, essendo più calda, è più vicina al solidus del materiale mantellico rispetto a quanto previsto considerando il modello *cooling plate* per  $t = 90$  Myr e conseguentemente una minore decompressione è necessaria per l’innescò della fusione del materiale. Intuitivamente, si può anche argomentare che siccome è trascorso un tempo di circa 1 milione di anni dalla cessazione del vulcanismo, la geoterma non si può essere allontanata di molto dalla curva di solidus.

Nella valutazione della minima decompressione sufficiente a spiegare il vulcanismo ringiovanito, bisogna inoltre tenere in considerazione che i volumi di fuso generati dal vulcanismo ringiovanito sono piccoli confrontati a quelli prodotti durante la fase scudo e il grado di fusione è minore, quindi è sufficiente che le condizioni di pressione e temperatura della roccia superino appena le condizioni di solidus.

### 4.3 Il mio modello di decompressione dovuta a erosione e frane

Per valutare l’effetto della decompressione dovuta a erosione e frane, seguo la seguente procedura:

1. stabilisco i parametri geometrici dello scarico gravitazionale sulla base

delle evidenze geologiche esposte nel Cap. 2,

2. calcolo numericamente il campo di sforzo dovuto alla rimozione di massa, discretizzando lo scarico gravitazionale ed impiegando la soluzione di Boussinesq;
3. impiego il risultato per calcolare il valore della decompressione in funzione della profondità, per valutare l'impatto dei fenomeni di rimozione di massa sulla produzione di magma. Il valore della decompressione è ottenuto dividendo per 3 la traccia del tensore di sforzo. Il valore di decompressione può essere tradotto in un equivalente valore di variazione di profondità e, seguendo la curva adiabatrica, è possibile calcolare la temperatura alla quale si porterebbe il volume di roccia considerato. La temperatura ricavata si può quindi confrontare con la temperatura di solidus alla nuova profondità;
4. determino e grafico la direzione dello sforzo principale più compressivo  $\sigma_1$ , per poi tracciare le traiettorie dei dicchi, approssimate a 'linee di flusso' allineate a  $\sigma_1$ ; confronto le traiettorie con quelle ottenute nel caso di un carico gravitazionale.

### Modello per lo sforzo

Per il calcolo degli sforzi dovuti alla decompressione per rimozione di massa considero l'effetto di un carico/scarico gravitazionale su un semispazio elastico.

Per modellizzare l'effetto di un carico/scarico gravitazionale di dimensioni finite, impiego una distribuzione di forze a forma di *bump*, impiegando la funzione (che denomino *bump function*):

$$\begin{cases} He \cdot e^{\frac{R^2}{X^2+Y^2-R^2}}, & \text{se } X^2 + Y^2 < R^2 \\ 0 & \text{altrimenti} \end{cases} \quad (4.1)$$

I parametri  $R$  ed  $H$  rappresentano rispettivamente raggio ed altezza del carico gravitazionale; per modellizzare uno scarico gravitazionale la funzione

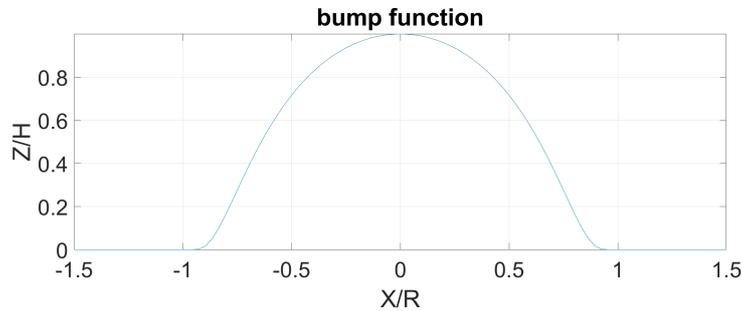


Figura 4.2: *Bump function* unidimensionale; la funzione bidimensionale usata per modellizzare i carichi gravitazionali è assisimmetrica rispetto all'asse  $X = 0, Y = 0$ . In figura gli assi sono riscaltati in relazione ai parametri  $R$  e  $H$ .

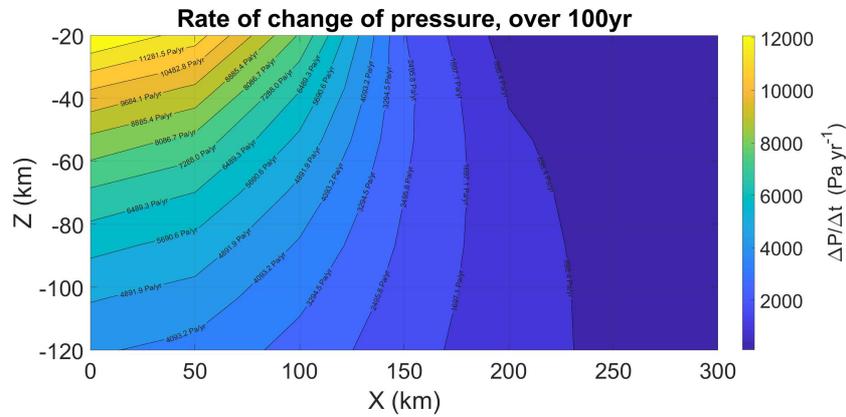
(4.1) viene invertita di segno. Nel procedimento numerico, in corrispondenza di ciascun nodo di una griglia di coordinate  $X, Y$  viene considerata applicata una forza dovuta al peso di una colonna di roccia la cui altezza è data dal valore della *bump function* valutata sul nodo; viene quindi impiegata la soluzione di Boussinesq per calcolare lo stress indotto da ciascuna discretizzazione del carico. I listati dei codici 'Stress\_load\_bump' e 'VerticalSurfacePointLoad', impiegati per il calcolo numerico, vengono riportati in Appendice.

Le scale di tempo di carico (costruzione dell'edificio vulcanico) e scarico gravitazionale (processi di erosione e fenomeni franosi) sono dell'ordine del Myr e gli edifici vulcanici durante questo periodo di tempo evolvono in maniera complessa, attraverso numerosi processi distinti e processi inelastici (quali fagliazione, intrusione magmatica, terremoti), che modificano il campo di sforzo interno all'edificio e sottostante ad esso: ciò determina una evoluzione degli sforzi nel tempo che deviano da una reologia elastica. Inoltre, le rocce nel mantello litosferico dell'oceano hanno alte temperature e di conseguenza ci si aspetta che abbiano un comportamento viscoelastico. Per valutare l'errore commesso nel trascurare la viscoelasticità nella litosfera ho considerato il lavoro di Jull e D. McKenzie [1996], che hanno modellato la decompressione indotta dallo scioglimento di ghiacci alla fine dell'ultima era glaciale su un mezzo viscoelastico. Confrontando i ratei di decompressione ottenuti da Jull e D. McKenzie [1996] per i primi 100 yrs con la decompressione calcolata su

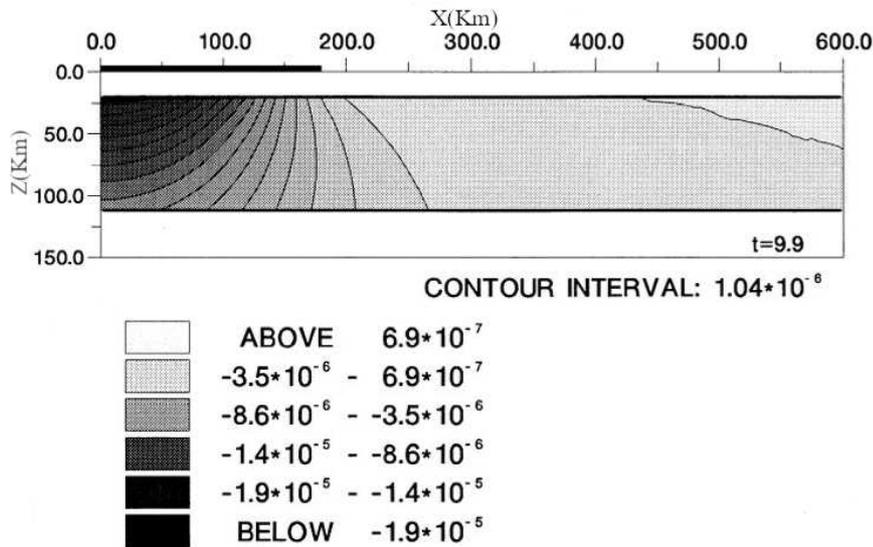
un semispazio elastico mediata su un intervallo di tempo analogo trovo ratei di decompressione simili (Fig. 4.3). Date le grandi incertezze del problema e l'obiettivo posto, considero adeguata l'assunzione di un semispazio elastico. Per una stima più accurata diventa necessario considerare la viscoelasticità del mezzo.

Al fine di confrontare le traiettorie di propagazione dei dicchi tra fasi scudo e di ringiovanimento (ossia, prima e dopo i processi di erosione e frane), ho calcolato lo stato di sforzo nei due differenti periodi. Nella fase scudo ho calcolato lo sforzo dovuto al carico gravitazionale dell'edificio vulcanico; in tale contesto, risulta importante considerare anche la presenza dello sforzo tettonico compressivo in direzione approssimativamente ortogonale alla catena Hawaiiiana, stimato di 25 MPa da Pleus et al. [2020] (i quali si sono rifatti allo studio di Ghosh, Holt e Wen [2013]).

La fase scudo del vulcanismo Hawaiiiano vede la produzione di grandi volumi (circa l' 80-90% dell'isola). Come già accennato nel par. 3.4, ogni intrusione magmatica tende a portare il campo di sforzo verso una situazione di maggiore isotropia; nel mio modello assumo quindi che, in seguito alle fasi scudo e post-scudo, lo stato di sforzo abbia raggiunto una situazione completamente isotropa, nella quale gli sforzi isotropi punto per punto corrispondono alla pressione esercitata dal peso della colonna di roccia soprastante (stato di sforzo litostatico). Nella realtà, verosimilmente il campo di sforzo sul quale si instaura la decompressione è intermedio tra quello generato dal carico gravitazionale dell'edificio vulcanico assieme al regionale tettonico e quello litostatico (isotropo); tuttavia, non conosciamo lo sforzo localmente. La considerazione di una situazione 'iniziale' isotropa, sulla quale instaurare lo scarico gravitazionale, si è mostrata valida in altri contesti (per esempio, nello studio del vulcano Fernandina, Galàpagos [Corbi et al., 2015]). Per una modellizzazione dello stato di sforzo più accurata, sarebbe necessario ricostruire la composizione degli sforzi (e dunque risalire allo 'stato di isotropizzazione') a partire dalla conoscenza della localizzazione degli eventi vulcanici della fase di ringiovanimento, tramite un metodo di inver-



(a) bump unloading, mezzo elastico



(b) parabolic unloading, mezzo visco-elastico

Figura 4.3: Decompressione dovuta alla deglaciazione avvenuta su un tempo di 100 yr, in termini di rateo di variazione di pressione  $\Delta P/\Delta t$ , in funzione di profondità, Z, e distanza dal centro dell'*unloading*, X [si veda Jull e D. McKenzie, 1996]. In (a) è rappresentata la decompressione dovuta a un *bump unloading* in un mezzo elastico; in (b), il risultato ottenuto da Jull e McKenzie per un *unloading* parabolico in un mezzo visco-elastico, in termini di GPa/yr [da Jull e D. McKenzie, 1996, fig.3]. Per il *bump unloading* sono stati considerati i medesimi valori di altezza e raggio del *unloading* parabolico.

sione dei dati costruito sulla base di un modello di propagazione dei dicchi (analogamente a quanto elaborato da Mantiloni, E. Rivalta e T. Davis [2023] nel caso di un modello tridimensionale).

### Modello di propagazione dei dicchi

Per simulare la propagazione dei dicchi mi sono limitata a una analisi bidimensionale, vincolando la sezione dei dicchi a propagarsi sul piano verticale  $x, z$  passante per il centro del *bump load/unload*. In due dimensioni, i dicchi propagano lungo la direzione dell'asse dello sforzo maggiormente compressivo,  $\sigma_1$ , determinato nel mio modello semplificato dai soli campi regionale (tettonico) e di carico gravitazionale. Modelli più complessi di propagazione tengono in considerazione altri fattori, quali dimensione del dicco e pressione di galleggiamento [Muller, Ito e Martel, 2001; Menand, Daniels e Benghiat, 2010; Maccaferri, Smittarello et al., 2019]. Inoltre, nel modello impiegato, non considero l'influenza sulle traiettorie di precedenti intrusioni e di eventuali camere magmatiche.

## 4.4 Risultati

### 4.4.1 Entità della decompressione

I grafici presentati nelle Figg. 4.4, 4.5 mostrano l'andamento della variazione di pressione dovuto allo scarico gravitazionale in funzione della profondità, al variare dei parametri caratteristici della *bump function* (4.1),  $R$  e  $H$ .

Per valutare quali valori massimi dei parametri  $R$  e  $H$  sia opportuno impiegare per modellizzare uno scarico gravitazionale 'totale' (dovuto cioè sia ad erosione che a frane, così come ad altri processi di rimozione di materiale), confronto le dimensioni dell'isola di Kaua'i con quelle dell'isola Hawai'i (Fig. 4.6), la più grande e giovane delle isole Hawaiiiane, ancora relativamente poco interessata dai processi di erosione: il raggio della parte emersa dell'iso-

la Hawai'i è pari a circa 50 km, che in prima approssimazione rappresenta il raggio massimo della decompressione causata dalla decostruzione dell'isola.

Inoltre, siccome l'elevazione massima dell'isola di Hawai'i è di oltre 4 km s.l.m., scelgo un valore massimo  $H = 3$  km: se si avesse una erosione uniforme di  $H = 3$  km, rimarrebbero due isolotti di elevazione massima di poco superiore a 1 km, come osservato all'isola di Kaua'i.

Dai risultati mostrati in Figg. 4.4 e 4.5 si evince il ruolo dei parametri  $R$  e  $H$  sull'andamento della decompressione. I valori di decompressione ottenuti per una profondità di 100 km per una rimozione di massa a forma di 'bump' alto 1 km e di raggio che varia tra 10 km e 50 km si aggirano tra 0.1 MPa e 1 MPa. Se  $H$  fosse triplo, questi valori triplicherebbero. Valori di decompressione a profondità meno elevate, ad esempio comprese tra 20 e 60 km, si aggirerebbero sui 2–10 MPa. A queste profondità si trova il sistema di alimentazione dei vulcani costruitosi nei milioni di anni della fase scudo, che si è verosimilmente raffreddato nel tempo intercorso.

Variare  $H$  a  $R$  fissato modifica linearmente il valore massimo della decompressione (Fig. 4.4b), mentre il decadimento del valore della decompressione con la profondità è governato dal parametro  $R$  (Fig. 4.4a).

Tali risultati suggeriscono che erosione e frane abbiano un effetto in termini di decompressione tanto più importante tanto maggiore sia la variazione di altitudine che comportano e maggiore l'area interessata. Dunque non ha un ruolo solamente il quantitativo di massa rimossa, ma anche le caratteristiche geometriche dell'*unloading*.

#### 4.4.2 Direzione dello sforzo maggiormente compressivo e traiettorie dei dicchi

Una volta calcolato il campo di sforzo indotto dalla rimozione di massa, procedo con la rappresentazione delle traiettorie dei dicchi. Ho calcolato le traiettorie sia per il caso di carico sia il caso di scarico gravitazionali, in modo da sottolinearne caratteristiche e differenze. Entrambi i casi sono

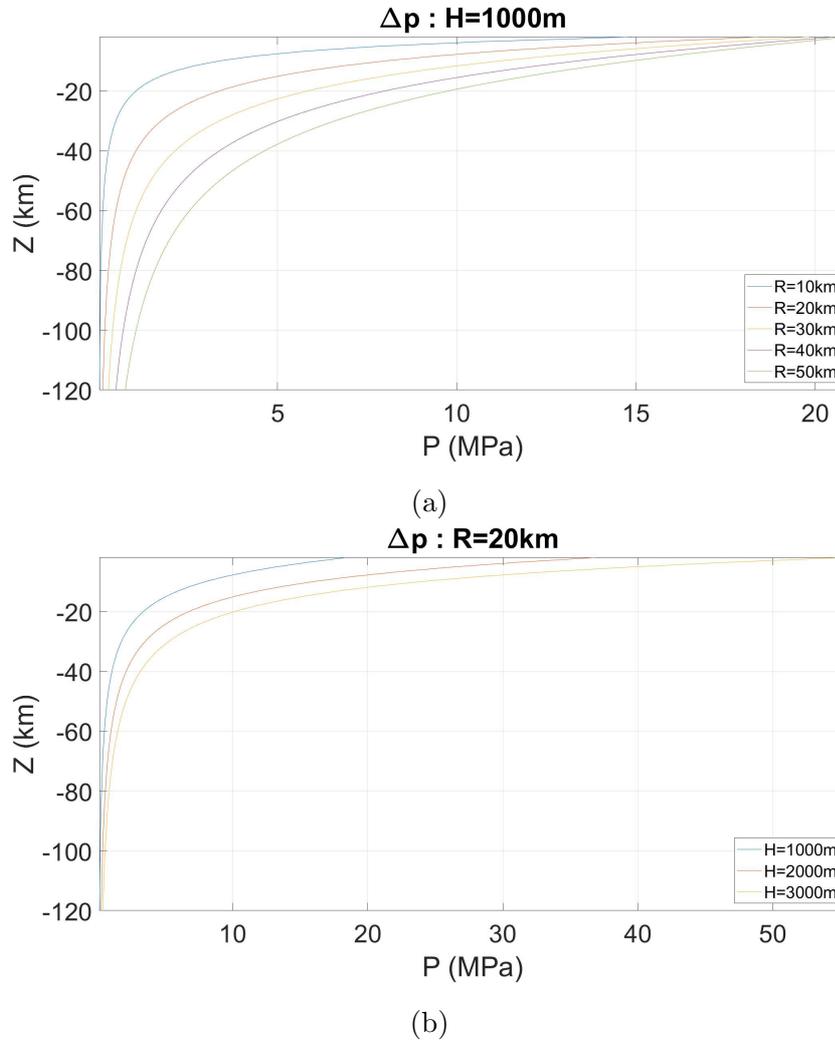


Figura 4.4: Nei due grafici viene mostrato l'andamento della decompressione  $\Delta P$  con la profondità  $-Z$  (a) per differenti valori di  $R$ , ad  $H$  costante; (b) per differenti valori di  $H$ , ad  $R$  costante (dove  $R$  e  $H$  sono i parametri della *bump function*, definita in (4.1)).

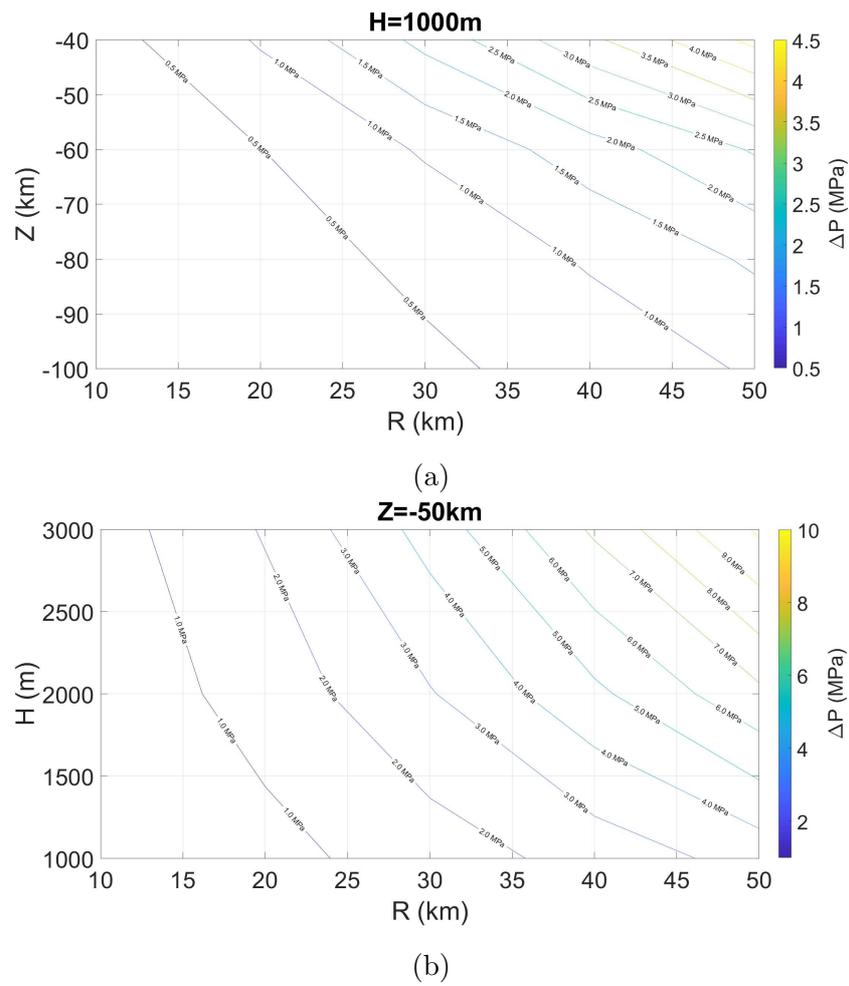


Figura 4.5: I due grafici evidenziano le coppie di parametri (a) raggio e profondità e (b) raggio ed altezza per le quali si ha un medesimo valore di decompressione.

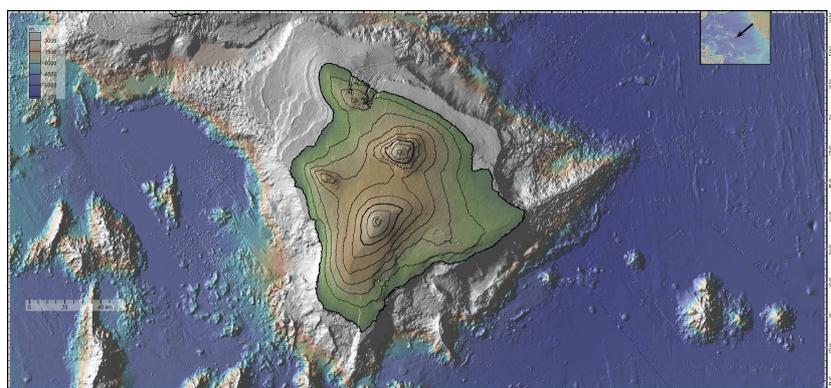


Figura 4.6: La mappa evidenzia le elevazioni dell'isola Hawai'i (la maggiore e più giovane delle isole Hawaiiiane): la scala-colori rappresenta le profondità della porzione sommersa dell'isola e del fondale oceanico, mentre la differenza di quota tra curve di livello è di 500 m. Il dislivello tra le due curve di livello più spesse è di 3 km. [Figura realizzata con GeoMapApp ([www.geomapapp.org](http://www.geomapapp.org)) / CC BY / CC BY ( Ryan et al., 2009, )]

stati modellizzati attraverso una *bump function* (4.1), positiva per il carico e negativa per lo scarico gravitazionale.

### Carico gravitazionale: vulcano a scudo

Le direzioni dello sforzo principale più compressivo  $\sigma_1$  dovuto al carico gravitazionale del vulcano a scudo in un ambiente tettonico compressivo rappresentano un modello semplificato delle traiettorie del magma. Per eseguire il calcolo, ho posto lungo la direzione  $x$  uno sforzo compressivo, uniforme rispetto alla coordinata verticale  $z$ , di modulo pari a 25 MPa. In Fig. 4.7 sono riportati i grafici di  $\sigma_1$  relativi a carichi gravitazionali utilizzando rispettivamente i parametri (a)  $R = 27.5$  km,  $H = 2.6$  km e (b)  $R = 85$  km,  $H = 8$  km.

In Fig. 4.7a è possibile osservare come, in presenza di un carico gravitazionale di dimensioni  $R = 27.5$  km e  $H = 2.6$  km, sia dominante il contributo dell'ambiente tettonico compressivo allo stato di sforzo compressivo e solamente al di sotto del carico gravitazionale e in prossimità della superficie

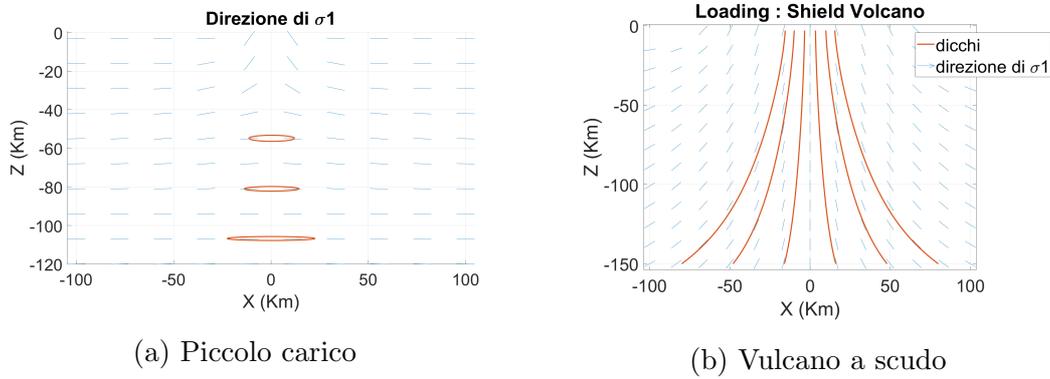


Figura 4.7: Direzione dello sforzo maggiormente compressivo  $\sigma_1$  (trattini blu) in un ambiente tettonico compressivo, in presenza di un carico gravitazionale centrato in  $X = 0$ , di parametri: (a)  $R = 27.5$  km,  $H = 2.6$  km; (b)  $R = 85$  km,  $H = 8$  km. In (a) i *sills* vengono rappresentati simbolicamente da ellissi, mentre in (b) le traiettorie dei dicchi (linee arancioni) vengono tracciate assumendo si propagano lungo la direzione di  $\sigma_1$ .

la direzione dello sforzo maggiormente compressivo abbia una componente verticale non trascurabile, dovuta al carico gravitazionale.

Nel caso riportato in Fig. 4.7b i parametri  $R$  e  $H$  del carico gravitazionale sono stati scelti prendendo come esempio la ‘Big Island’ Hawai’i (Fig. 4.6), valutando larghezza e altitudine dell’isola rispetto al fondale oceanico, considerato alla profondità di 4 km. Il carico gravitazionale dell’isola determina una orientazione verticale dei dicchi, e l’isola (sotto assunzione della validità dei parametri considerati e della propagazione dei dicchi lungo la direzione di  $\sigma_1$ ) risulta in grado di attrarre magma in profondità da un’area più ampia rispetto alle proprie dimensioni. Questo risultato è coerente con studi precedenti [ad esempio, Muller, Ito e Martel, 2001].

### Scarico gravitazionale: erosione e frane

In Fig. 4.8 è presentata la direzione dello sforzo principale maggiormente compressivo  $\sigma_1$  nel caso di scarico gravitazionale, modellizzato dalla *bump function* negativa di parametri  $R = 20$  km,  $H = 1$  km, sotto l’assunzione

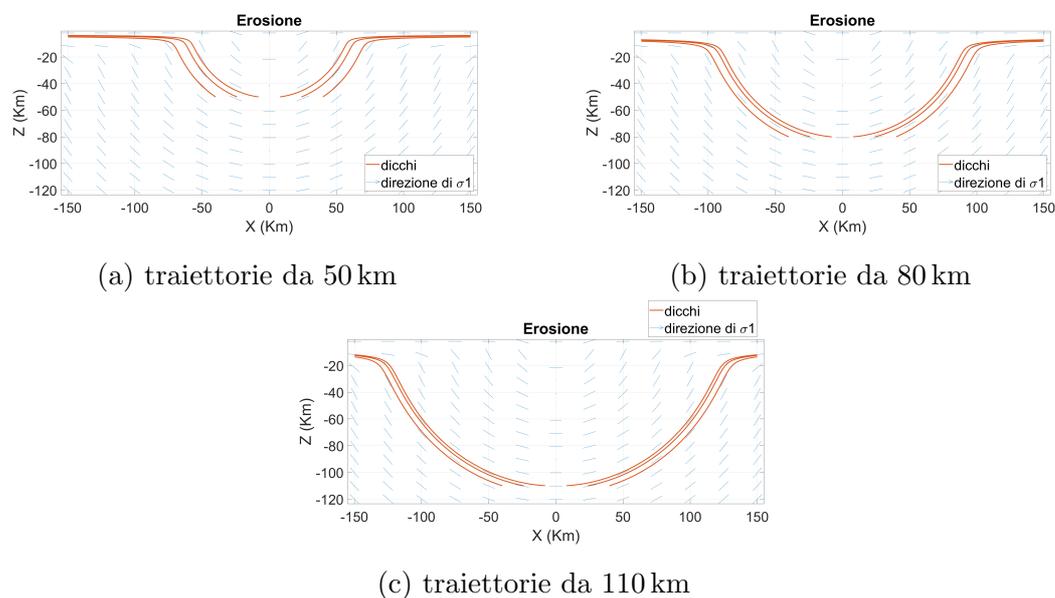


Figura 4.8: Direzione dello sforzo maggiormente compressivo  $\sigma_1$  (trattini blu) in presenza di scarico gravitazionale centrato in  $X = 0$ , di parametri  $R = 20$  km,  $H = 1$  km. I tre grafici riportano le traiettorie dei dicchi (linee arancioni), assunto che i dicchi si propaghino lungo la direzione di  $\sigma_1$ , per diverse profondità di origine.

di uno stato di sforzo precedentemente isotropizzato. Vengono illustrate le traiettorie dei dicchi, assunto che propaghino lungo la direzione di  $\sigma_1$ , per tre diverse profondità di partenza: (a) 50 km, (b) 80 km e (c) 110 km.

La direzione di  $\sigma_1$  assume un pattern ‘a ciotola’, come atteso in caso di puro scarico gravitazionale. Dall’analisi di patterns di questa tipologia viene prevista una disposizione pressoché orizzontale dei dicchi in corrispondenza del centro dell’unloading, mentre tendono a risalire lateralmente. Tali traiettorie emergono in superficie molto distanti dalle isole.

## 4.5 Discussione

### 4.5.1 Entità della decompressione

I valori di decompressione ottenuti a una profondità di 70 km, dell'ordine di 0.1–2 MPa, a seconda della scelta dei parametri  $R$  ed  $H$ , risultano essere una piccola frazione della decompressione richiesta per avere fusione alla medesima profondità considerando la geoterma a  $t = 90$  Myr (dell'ordine di  $10^2 - 10^3$  MPa, a seconda di geoterma e solidus considerati, Fig. 4.9).

Tuttavia, il vulcanismo avvenuto durante le fasi precedenti, che hanno portato alla formazione delle isole, implica che durante tale periodo geoterma e solidus fossero intersecate nel piano  $z, T$ ; successivamente, durante il periodo di quiescenza del vulcanismo, la litosfera si è raffreddata, ma essendo stata interessata da transito e accumulo di magmi, risulta più calda di quanto previsto dal *cooling plate model* per una 'normale' litosfera di età 90 Myr. La geoterma risulta quindi più ravvicinata alla curva di solidus (Fig. 4.10) e una minore decompressione è richiesta per avere fusione parziale della roccia. Inoltre, erosione e frane potrebbero non essere i soli meccanismi a determinare l'instaurazione della fusione, ma potrebbero sommarsi a meccanismi differenti (come i processi che intervengono nei modelli proposti per spiegare il *rejuvenated volcanism*, par. 2.3).

Da ultimo, per una stima più accurata delle pressioni richieste per il verificarsi della fusione sarebbe necessario determinare in maniera più precisa:

1. la geoterma effettiva durante il periodo di quiescenza;
2. la profondità di fusione: il punto nel quale la geoterma si avvicina maggiormente al solidus è il confine tra litosfera (conduttiva) e mantello (convettivo), il quale varia tra 50 e 140 km tra Kaua'i e Hawai'i [Rychert, Schmerr e Harmon, 2012];
3. la composizione della roccia presente all'interno della Terra al di sotto delle isole Hawai'i, per la determinazione della curva di solidus da considerare.

Appare invece rivestire un ruolo secondario la variazione di densità nella litosfera, motivo per cui è stata considerata una densità costante, pur non essendo una condizione realmente verificata (la densità della litosfera al di sotto di Hawai'i varia tra 2800 e 3275 kg/m<sup>3</sup> [Denlinger e A. Flinders, 2021, Table 1] ).

L'ordine di grandezza della decompressione ottenuto è confrontabile con quello della decompressione calcolata per la deglaciazione in Islanda su un periodo di 100 yr impiegando il nostro modello di semispazio elastico, Fig. 4.11 (differente dal modello viscoelastico impiegato da Jull e D. McKenzie [1996]). Nel caso della deglaciazione, applicando il modello elastico, la decompressione a una profondità di 80 km (profondità alla quale Jull e D. McKenzie [1996] riscontrano il massimo effetto sulla fusione) risulta essere 0.645 MPa. Al tempo di 100 yr dall'inizio della deglaciazione, Jull e D. McKenzie [1996] prevedono già un significativo aumento nella produzione del fuso magmatico, senza che sia ancora raggiunto il plateau dovuto al rilassamento degli sforzi nel mezzo viscoelastico (Fig. 4.12). Una decompressione di tale ordine è quindi sufficiente a causare un netto aumento di produzione di materiale fuso. È tuttavia necessario tenere in considerazione la differenza dei due processi: mentre nel caso della deglaciazione in Islanda è già presente un processo di fusione prima della decompressione, nel caso del vulcanismo ringiovanito nel precedente periodo di quiescenza non si riscontra fusione. Ciò suggerisce che una decompressione dell'ordine di  $\sim 0.5$  MPa fornisca un contributo significativo, tuttavia risulta difficoltoso trarre conclusioni senza incorporare un modello termodinamico di fusione, che esula dagli scopi della presente tesi.

Un altro aspetto da indagare riguarda il meccanismo che determina la cessazione dell'attività vulcanica dopo la fase di ringiovanimento. L'erosione delle isole continua ad avvenire inducendo un'ulteriore decompressione delle rocce sottostanti, ma la produzione di materiale fuso deve diminuire, se non cessare completamente. Qualora l'erosione fosse di supporto per la produzione di materiale fuso ad un altro meccanismo (come potrebbe essere uno dei meccanismi citati in par. 2.3), la cessazione degli eventi vulcanici potrebbe

essere spiegata dal fenomeno alla base di tale meccanismo. Se invece l'erosione fosse l'unica causa del vulcanismo ringiovanito, si rende necessario un altro meccanismo per spiegare la fine dell'attività vulcanica. Si può ipotizzare che possa rivestire un ruolo in ciò la viscoelasticità del mezzo attraverso il rilassamento degli sforzi, in modo particolare se il rateo di erosione diminuisse con l'avanzare dell'età dell'isola (per esempio, a causa di una diminuzione della superficie esposta). Inoltre, man a mano che l'isola viene erosa diminuisce  $R$ , per cui l'effetto dell'erosione diventa sempre più superficiale, fino a diventare ininfluente. Ulteriori studi potranno confermare o confutare tali ipotesi.

#### 4.5.2 Direzione dello sforzo maggiormente compressivo e traiettorie dei dicchi

La situazione presentata in Fig. 4.7a potrebbe rappresentare lo stato di sforzo al di sotto di un vulcano in fase di formazione; in tal caso, la costruzione dell'isola risulterebbe difficoltosa in quanto le condizioni di sforzo sono sfavorevoli alla risalita del magma, che dovrebbe di conseguenza essere prodotto in gran quantità. Infatti, in generale, sotto l'azione di un campo di sforzo compressivo orizzontale viene prevista la tendenza alla formazione di *sills* orizzontali; tuttavia l'effettiva formazione dei *sills* è dipendente dalla pressione di galleggiamento dei dicchi e dalla loro lunghezza [Menand, Daniels e Benghiat, 2010]. In particolare, è stato mostrato numericamente e sperimentalmente che più la pressione di galleggiamento di un dicco è elevata (più è alto il volume del dicco rispetto al volume critico necessario per propagare) meno il dicco è suscettibile ad essere deviato dallo sforzo esterno [Maccaferri, Smittarello et al., 2019, ad esempio].

Una attività vulcanica in un campo di sforzo analogo a quello presentato in Fig. 4.7a, e dunque la possibilità di formazione delle isole, potrebbe essere spiegata dal fatto che la risalita dei dicchi sia bloccata, nel caso di traiettoria sub-orizzontale, solo fino al momento in cui si accumula una quantità sufficiente di magma. Il sill si propagherebbe orizzontalmente fino a quando

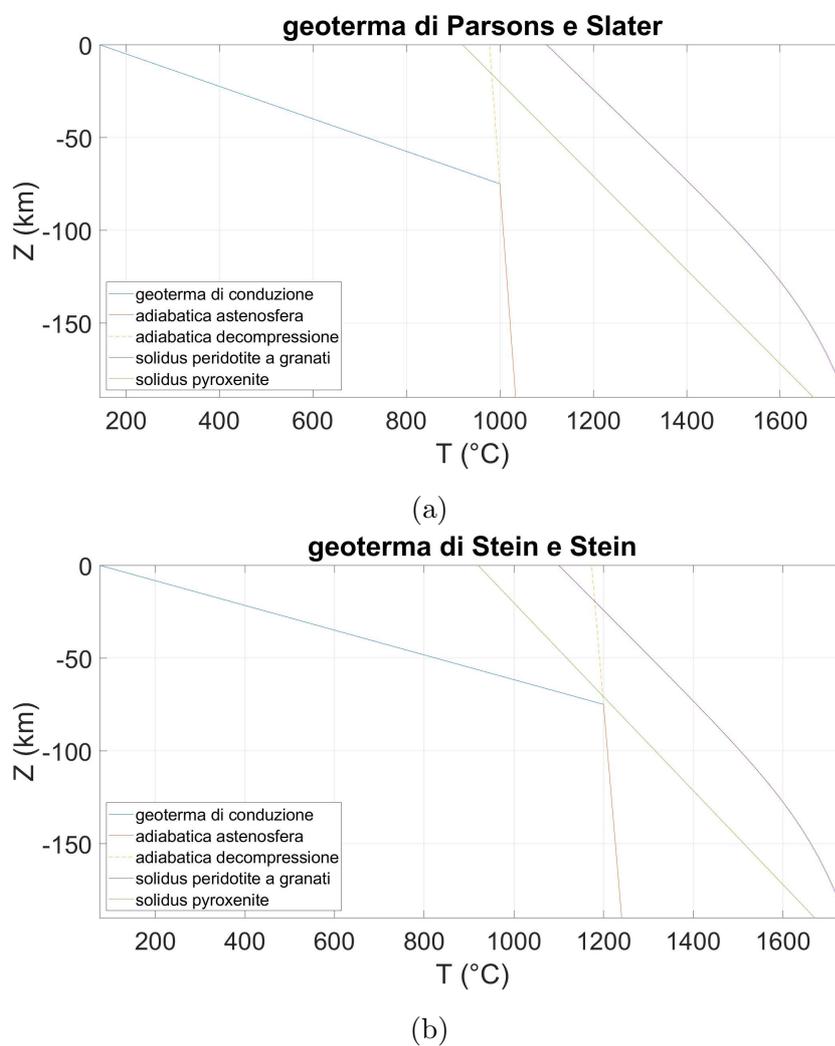


Figura 4.9: I grafici mostrano, assieme ai solidus di pirossenite [Pertermann e Hirschmann, 2003] e peridotite a granati [D. McKenzie e Bickle, 1988], le geoterme (approssimate a rette) previste dai modelli di *cooling plate*, sviluppati da (a) Parsons e Sclater [1977], (b) C. Stein e S. Stein [1992], per una età di 90 Myr. I due modelli vengono considerati da Guest et al. [2020] come limiti tra i quali sarebbe compresa la geoterma reale. La profondità alla quale si è considerato il confine tra litosfera ed astenosfera è 75 km; la linea tratteggiata mostra l'adiabatca di decompressione da tale profondità. Come densità del materiale si è assunto il valore costante di  $3100 \text{ kg/m}^3$ .

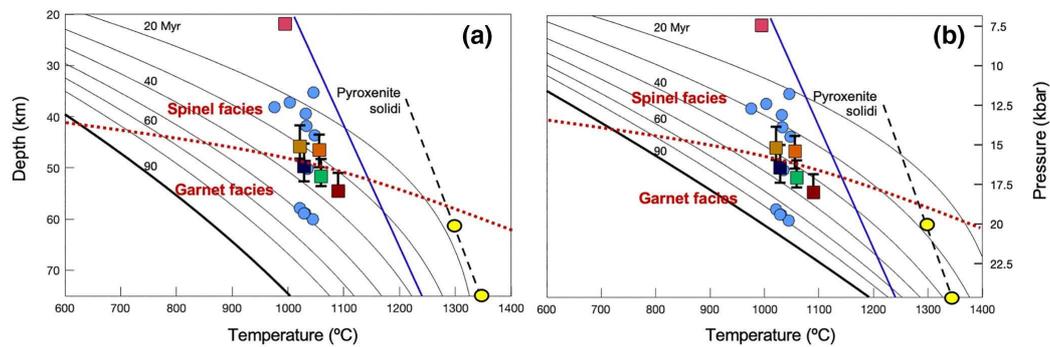


Figura 4.10: Geoterme previste dai modelli *cooling plate* di (a) Parsons e Sclater [1977] e (b) C. Stein e S. Stein [1992] (linee nere continue), per diverse età del fondale marino (indicate al di sopra della curva corrispondente in Myr). Il solidus della pirossenite di Pertermann e Hirschmann [2003] è rappresentato dalla linea blu continua; la densità considerata per la litosfera è  $2800 \text{ kg/m}^3$ . Pleus et al. [2020] suggeriscono che la litosfera si trovi in uno stato corrispondente alla geoterma a  $t = 50 - 70 \text{ Myr}$ , mentre le condizioni di pressione e temperatura per la formazione dei campioni analizzati da Guest et al. [2020], indicate dai quadrati colorati, prevedono che la litosfera si trovi a temperature ancora maggiori. [Grafici da Guest et al., 2020]

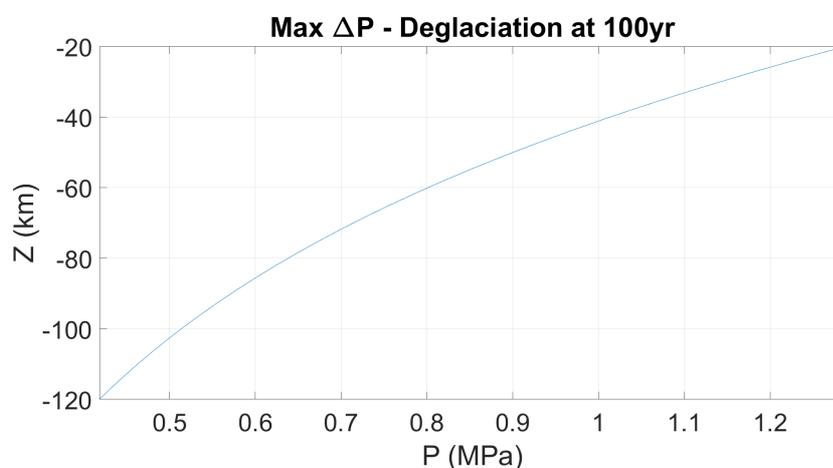


Figura 4.11: Valori di decompressione massimi causati dalla deglaciazione in Islanda, calcolati impiegando un modello di semispazio elastico. La deglaciazione è modellizzata con una *bump function* di raggio  $R = 180$  km e altezza  $H = 200$  m.

lo sforzo prodotto dalla pressione del magma non raggiungerebbe una soglia di rottura che porterebbe alla nucleazione di un dicco verticale a partire dal sill. Il dicco risalirebbe verso la superficie, per poi venire deviato come sill. Reiterando questo processo, sill dopo sill il magma raggiungerebbe la superficie, migrando verticalmente su lunghe scale di tempo. Alternativamente, il magma potrebbe risalire inclinato. Wilding et al. [2023] dallo studio dell'attività sismica nella porzione meridionale dell'isola Hawai'i negli anni 2019–2022 inferiscono la presenza di un complesso di sills in corrispondenza della città Pāhala; due bande di sismicità, tra la zona di Pāhala e il vulcano Kīlauea e tra Pāhala e il vulcano Mauna Loa, suggeriscono la presenza di strutture magmatiche che connettono i vulcani al complesso di sills al di sotto di Pāhala, che dunque potrebbe costituire una risorsa di magma comune ai due vulcani. Sciami sismici analoghi a quelli che portano a tali conclusioni sono riscontrati in altre isole vulcaniche [Wilding et al., 2023].

Un'altra possibilità è che lo sforzo tettonico sia sovrastimato, oppure la discrepanza potrebbe essere dovuta all'influenza del carico gravitazionale esercitato dalle altre isole della catena vulcanica.

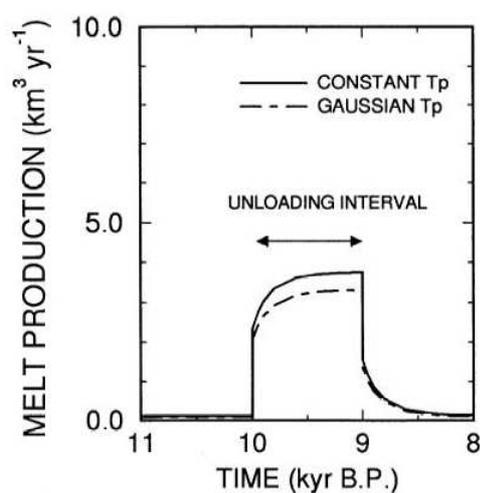


Figura 4.12: Tasso di produzione di fuso magmatico in funzione del tempo in Islanda ottenuto da Jull e D. McKenzie [1996] impiegando un modello viscoelastico. La deglaciazione è avvenuta tra 10 e 9 kya. La linea continua e la linea tratteggiata si riferiscono a due diversi modelli di distribuzione della temperatura potenziale considerati da Jull e McKenzie. È evidente un plateau a ca. 400 yr dall'inizio della deglaciazione fino allo scioglimento completo del ghiaccio, indice del raggiungimento di un regime stazionario a causa della viscoelasticità. [Grafico da Jull e D. McKenzie, 1996]

Una volta che l'isola abbia raggiunto dimensioni importanti, il contributo del carico gravitazionale dell'isola diventa dominante rispetto allo sforzo tettonico compressivo orizzontale (Fig. 4.7b). La capacità di attrazione dei dicchi da parte dell'isola da distanze laterali maggiori della larghezza dell'isola potrebbe contribuire a spiegare l'importanza dei volumi prodotti e l'estensione temporale del vulcanismo durante le fasi scudo e post-scudo, come suggerito da Ribe e Christensen [1999], oltre ad avere influenza sulla distanza tra isole, fissando una distanza minima per la formazione di nuovi vulcani [Muller, Ito e Martel, 2001]. Tuttavia, ciò potrebbe non essere del tutto valido per la fase finale del vulcanismo post-scudo, complicata dalla competizione tra l'effetto del carico gravitazionale dovuto al nuovo materiale apportato dagli eventi vulcanici e il contributo delle precedenti intrusioni, che tendono a portare lo stato di sforzo verso una situazione di maggiore isotropia. Investigare meglio questo aspetto richiede lavoro futuro.

A differenza di quanto avviene nel caso del carico gravitazionale appena descritto, nel caso di puro scarico gravitazionale i dicchi tendono ad assumere un pattern 'a ciotola' e a risalire lateralmente rispetto al centro della *bump function*. In particolare, analizzando la Fig. 4.8 si può notare che il modello impiegato prevede che i dicchi emergano a distanze laterali pari circa alla profondità da cui hanno origine. Dall'analisi di mappe delle isole come quella presentata in Fig. 2.2 si riscontra che il raggio medio della porzione emersa di ciascuna isola è ben inferiore a 50 km (eccezione fatta quella di più recente formazione, la 'Big Island' Hawai'i). Tale previsione è dunque in contrasto con l'osservazione di eventi vulcanici della fase di ringiovanimento sulla porzione emersa delle isole. Ciò potrebbe essere spiegato da:

- il decentramento di erosione (il tasso della quale tende a seguire qualitativamente la distribuzione delle precipitazioni annuali, Fig. 2.14) e frane verso una estremità dell'isola, per cui il punto  $X = 0$  in Fig. 4.8 non corrisponde al centro dell'isola;
- una diversa distribuzione del materiale rimosso rispetto all'assunta *bump function*, che determinerebbe una diversa orientazione di  $\sigma_1$ ;

- una non completa isotropizzazione dello stato di sforzo precedente, con un parziale contributo del carico dell'isola allo stato di sforzo che porterebbe a una direzione più verticale di  $\sigma_1$ ;
- una differenza di densità tra fuso magmatico e roccia che determini un valore importante di *buoyancy pressure*, non considerata nel nostro modello, che contribuisce alla determinazione della traiettoria dei dicchi [Maccaferri, Smittarello et al., 2019];
- che il magma eruttato sulle isole durante la fase di ringiovanimento provenga dalla fusione di parte del sistema magmatico più superficiale, in raffreddamento ma maggiormente decompresso dal meccanismo di scarico gravitazionale.

Una distanza laterale di risalita dei dicchi dell'ordine delle centinaia di chilometri potrebbe contribuire a spiegare le forme di vulcanismo al largo delle isole Windward. Bianco et al. [2005] affermano che il vulcanismo dei North e South Arches, per composizione dei depositi vulcanici e epoca delle eruzioni, sia da considerarsi una forma di vulcanismo di ringiovanimento al largo delle isole, analogo al vulcanismo ringiovanito delle isole emerse. In particolare, il 'North Arch Volcanic Field' è situato a ca. 180-400 km al largo di Kaua'i (Fig. 4.13) e il vulcanismo che ha interessato questa area si stima essere avvenuto tra 1.15-0.5 Ma, in contemporanea al vulcanismo ringiovanito (già in atto) di Kaua'i e Ni'ihau e alla prima fase del vulcanismo ringiovanito di O'ahu [Frey et al., 2000]. Il volume dei depositi vulcanici che ricoprono questa area è stimato tra 1000 e 1250 km<sup>3</sup> [D. Clague et al., 2002], un volume che risulta essere di molto superiore a quelli stimati per il vulcanismo ringiovanito sulle isole (nel caso dell'isola Kaua'i si stima un volume di circa 60 km<sup>3</sup> [Garcia et al., 2010]).

L'orientazione dello sforzo principale compressivo  $\sigma_1$  in Fig. 4.8 comporta una risalita laterale dei dicchi; da tale risultato si può ipotizzare che i dicchi che emergono più esternamente possano contribuire al vulcanismo del North Arch. Assumendo che le previsioni in Fig. 4.8 siano corrette, sarebbe neces-

sario un modello di fusione che preveda la presenza di materiale fuso a grandi profondità al di sotto delle isole (dell'ordine delle centinaia di chilometri). Il grande volume prodotto nel North Arch potrebbe essere dovuto all'apporto 'concomitante' di magma originatosi sotto a ciascuna delle tre isole (Kaua'i, Ni'ihau e O'ahu).

Se anche le zone vulcaniche South e North Arch fossero da ascrivere al vulcanismo di ringiovanimento, il volume di fuso originatosi al di sotto di ciascuna isola sarebbe ca. 6 volte tanto quello ritenuto fin'ora. Sarebbe dunque necessario verificare la possibilità di una tal produzione di fuso magmatico, mantenendo al tempo stesso un grado di fusione parziale basso, il quale è necessario a spiegare le osservazioni di carattere geochimico. Tuttavia, se il modello dell'arco flessurale di Bianco et al. [2005] fosse corretto, parte del fuso magmatico potrebbe essere originata direttamente al di sotto del North Arch, andando a ridurre la stima del volume di fuso magmatico prodotto al di sotto delle isole. Ciò potrebbe anche spiegare perché il South Arch sia meno esteso. Infatti, si ritiene che l'attività vulcanica nel South Arch sia contemporanea alla fase rejuvenated in O'ahu [da Bianco et al., 2005, Figure 2], ma la distanza tra South Arch e O'ahu è dell'ordine di 600 km (Fig. 4.13). Essendo O'ahu molto distante, si ritiene difficile che il magma che ha originato il vulcanismo del South Arch sia giunto dall'isola; potrebbe essere possibile che in questa zona si abbia il contributo della sola 'fusione in arco', avvenuta al di sotto del South Arch.

È tuttavia necessario tenere in considerazione che nella trattazione si è considerato nullo lo sforzo compressivo regionale, mentre ciò potrebbe non essere del tutto valido; se lo sforzo tettonico non fosse completamente isotropizzato, si avrebbe una risalita ancora più laterale dei dicchi. È possibile trovare un rapporto tra unloading e sforzo regionale che porta il magma ad emergere nelle zone di South e North Arch. Identificare questo rapporto di sforzo ottimale sarebbe un ulteriore interessante approfondimento.

Altro aspetto da chiarire è il motivo per cui il vulcanismo di ringiovanimento relativo a Kaua'i e Oahu sarebbe concentrato nelle due aree di North e

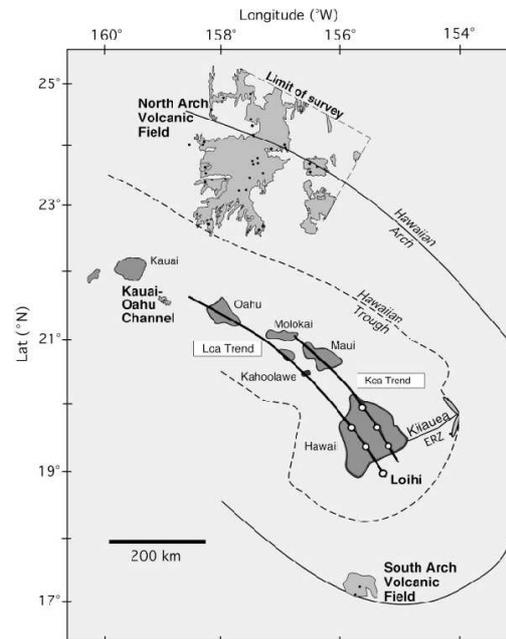


Figura 4.13: Localizzazione delle zone vulcaniche ‘North Arch’ e ‘South Arch’. [Da Dixon e D. A. Clague, 2001]

South Arches. A tal riguardo potrebbe essere rilevante uno studio batimetrico, per verificare se la batimetria presenti asimmetrie in grado da giustificare l’attrazione dei dicchi in queste due aree.

I limiti principali del modello di propagazione dei dicchi sono:

1. il trascurare la redistribuzione del carico costituito dai depositi delle giant landslides: ho infatti semplicemente rimosso la massa relativa anziché redistribuirla;
2. il modellare la propagazione dei dicchi in due dimensioni anziché in tre dimensioni;
3. il non considerare l’effetto delle dimensioni del dicco nel conferire al dicco una maggiore pressione di galleggiamento: ciò viene trascurato nell’assumere che la propagazione è semplicemente allineata all’asse principale di sforzo relativo a  $\sigma_1$ ;

4. l'assunzione della distribuzione delle forze secondo la 'bump function', che potrebbe essere approssimativamente valida nel modellare l'erosione, ma se applicata a modellare collassi di fianco e frane giganti non tiene conto del fatto che parte del materiale asportato dal fianco dell'isola è ridepositato con una geometria più dispersa in una zona adiacente. Non considerando questi fenomeni, non è possibile prevedere il tipico spostamento delle eruzioni vulcaniche in direzione del fianco collassato;
5. il non considerare l'influenza di precedenti intrusioni né di camere magmatiche.

Tuttavia, pur nelle semplificazioni anche drastiche operate, si evidenzia che erosione e moti franosi possono indurre decompressioni dell'ordine dei 0.1–10 MPa sul sistema magmatico e sulla litosfera in raffreddamento dopo che il pennacchio si è allontanato dall'isola. Essendo questa ipotesi nuova riguardo al vulcanismo di ringiovanimento, è sicuramente un meccanismo da esplorare ulteriormente.

# Conclusioni

Nella mia tesi ho illustrato un primo approccio per modellizzare la decompressione indotta dalla decostruzione di un edificio vulcanico sulla litosfera sottostante e sul sistema magmatico in raffreddamento di un'isola hotspot che si allontana dal pennacchio mantellico, con lo scopo di studiarne il possibile contributo al vulcanismo di ringiovanimento.

Il fatto che si ottengono valori di decompressione pari al MPa, che nel caso della deglaciazione in Islanda sono ritenuti da Jull e D. McKenzie [1996] sufficienti per accrescere il rateo di materiale fuso prodotto di 3–3.5 km<sup>3</sup>/yr, conferma che non si possa escludere che il modello di scarico gravitazionale possa contribuire a produrre il vulcanismo di ringiovanimento.

La risalita laterale dei dicchi prevista a grandi distanze dalle isole potrebbe contribuire, assieme al modello di 'flessione della litosfera', alla spiegazione del vulcanismo delle aree North Arch e South Arch, mentre i prodotti vulcanici della fase di ringiovanimento osservati sulle isole potrebbero essere spiegati dalla produzione di fuso a profondità minori, dovuta alla decompressione di parte del sistema magmatico più superficiale.

Il modello di decompressione e propagazione dei dicchi impiegato presenta numerose semplificazioni, anche drastiche. Tuttavia, dai risultati appena evidenziati concludo che la decompressione a seguito della decostruzione di un edificio vulcanico sia un meccanismo da indagare ulteriormente, in quanto potrebbe trattarsi di un processo significativo per comprendere il vulcanismo di ringiovanimento.



# Appendice A

## Listati dei programmi

Gli script e le funzioni MATLAB impiegati sono stati elaborati sulla base di materiale preesistente fornito dalla docente. Sono state apportate modifiche per adattare i codici al problema proposto, e in modo particolare per:

- calcolo di pressione e grafici relativi alle variazioni di pressione;
- rappresentazione delle traiettorie dei dicchi, tramite linee di flusso, attraverso la funzione MATLAB ‘streamline’.

Di seguito vengono riportati i principali codici MATLAB realizzati per generare i grafici riportati all’interno della tesi.

### A.1 Variazione di pressione

#### Grafici in Figura 4.4

```
% Plots decompression due to bump unloading vs depth for different bump radii and heights

nu = 0.25;      %          Poisson's ratio
rho = 2800;    % kg m^-3, density of load
n = 50;        %          discretization of load
g = 9.81;      % m/s^2
X0_erosion = 0; Y0_erosion = 0; % center of unloading

% Edifice shape and topography. All the parameters are in m
R_1 = 10e3; R_2 = 20e3; R_3 = 30e3; R_4 = 40e3; R_5 = 50e3;
```

```

maxHeight_1 = 1e3; maxHeight_2 = 2e3; maxHeight_3 = 3e3;

%Define space for analitical solution
z = linspace(-120,-2,75)*1e3;

Pressure_R1 = CalculatePressure(z,X0_erosion,Y0_erosion,R_1,maxHeight_1,n,nu,rho,-1);
Pressure2 = CalculatePressure(z,X0_erosion,Y0_erosion,R_2,maxHeight_1,n,nu,rho,-1);
Pressure_R3 = CalculatePressure(z,X0_erosion,Y0_erosion,R_3,maxHeight_1,n,nu,rho,-1);
Pressure_R4 = CalculatePressure(z,X0_erosion,Y0_erosion,R_4,maxHeight_1,n,nu,rho,-1);
Pressure_R5 = CalculatePressure(z,X0_erosion,Y0_erosion,R_5,maxHeight_1,n,nu,rho,-1);
Pressure_H2 = CalculatePressure(z,X0_erosion,Y0_erosion,R_2,maxHeight_2,n,nu,rho,-1);
Pressure_H3 = CalculatePressure(z,X0_erosion,Y0_erosion,R_2,maxHeight_3,n,nu,rho,-1);

figure(1)
plot(Pressure_R1/1e6, z/1e3, '-','DisplayName','R=10km')
hold on
plot(Pressure2/1e6, z/1e3, '-','DisplayName','R=20km')
plot(Pressure_R3/1e6, z/1e3, '-','DisplayName','R=30km')
plot(Pressure_R4/1e6, z/1e3, '-','DisplayName','R=40km')
plot(Pressure_R5/1e6, z/1e3, '-','DisplayName','R=50km')
title('\Deltap : H=1000m')
xlabel('P (MPa)')
ylabel('Z (km)')
legend
axis tight
grid on

figure(2)
plot(Pressure2/1e6, z/1e3, '-','DisplayName','H=1000m')
hold on
plot(Pressure_H2/1e6, z/1e3, '-','DisplayName','H=2000m')
plot(Pressure_H3/1e6, z/1e3, '-','DisplayName','H=3000m')
title('\Deltap : R=20km')
xlabel('P (MPa)')
ylabel('Z (km)')
legend
axis tight
grid on

```

### Grafici in Figura 4.5

```

% Creates two contour plots containing decompression isolines,
% one in the (radius, height) plane,
% one in the (radius, depth) plane.

nu = 0.25;           % Poisson's ratio
rho = 2800;         % kg m^-3, density of load

```

```

n = 50;           %      discretization of load
g = 9.81;        %      m/s^2
X0_erosion = 0; Y0_erosion = 0; % center of unloading

% Edifice shape and topography. All the parameters are in m
Radi=[10,20,30,40,50]*1e3; Heights=[1,2,3]*1e3; [R,H]=meshgrid(Radi,Heights);

z = -50*1e3; % Depth at which pressure is calculated

P=zeros(size(R));

for i=1:numel(R)
P(i)=CalculatePressure(z,X0_erosion,Y0_erosion,R(i),H(i),n,nu,rho,-1);
end

figure(1)
contour(R/1e3,H,P/1e6, 'ShowText','on', "LabelFormat","%0.01f MPa")
xlabel('R (km)')
ylabel('H (m)')
grid on
c=colorbar;
c.Label.String = '\DeltaP (MPa)';
title('Z=-50km')

depths=[-40, -60, -80, -100]*1e3; % Depths at which pressure is calculated
[R2,Z]=meshgrid(Radi,depths);
P2=zeros(size(R2));
for i=1:numel(R2)
P2(i)=CalculatePressure(Z(i),X0_erosion,Y0_erosion,R2(i), 1e3,n,nu,rho,-1);
end

figure(2)
contour(R2/1e3, Z/1e3,P2/1e6,'ShowText','on',"LabelFormat","%0.01f MPa")
xlabel('R (km)')
ylabel('Z (km)')
grid on
c2=colorbar;
c2.Label.String = '\DeltaP (MPa)';
title('H=1000m')

```

### Grafici in Figure 4.3a e 4.11

```

% Plots decompression vs depth and
% creates a contour plot containing decompression isolines in the plane (x,z)
% related to deglaciation in Iceland [Jull and McKenzie, 1996],
% for a bump force distribution and an elastic rheology.

```

```

degl_rate = 2; % m yr-1; melting rate at the center
degl_time = 100; % yr
ice_density = 1000; % kg m-3

% Unloading parameters
height_ice = degl_rate * degl_time; % m
radius = 180e3; % m

rock_density = 2800; % kg m-3; density of load assumed in erosion calculations
height_rock_eq = height_ice * ice_density/rock_density; % equivalent rock height
n = 50; % discretisation of load
nu = 0.25; % Poisson's ratio

% Plot graph:
z = linspace(-120, -20, 30)*1e3; % plot from a depth of -20km, as Jull and McKenzie do
% I assume a bump unloading function, different from the parabolic one used
% by Jull and McKenzie
Pressure = CalculatePressure(z, 0, 0, radius, height_rock_eq, n, nu, rock_density, -1);
figure(1)
plot(Pressure/1e6, z/1e3)
title('Max \Delta P - Deglaciation at 100yr')
xlabel('P (MPa)')
ylabel('Z (km)')
axis tight % Fit the axes box tightly around datas
grid on

% Contour graph:
x = linspace(0, 300, 7)*1e3;
z = linspace(-120, -20, 7)*1e3;
[X,Z] = meshgrid(x,z);
Pressure_contour = zeros(size(X));
for i=1:numel(X)
    Pressure_contour(i) = Generic_CalculatePressure(Z(i),X(i), 0, 0, 0, radius, ...
        height_rock_eq, n, nu, rock_density, -1);
end
figure(2)
contourf(X/1e3,Z/1e3,Pressure_contour/1e2, 15, 'ShowText','on', "LabelFormat","%0.01f Pa/yr")
xlabel('X (km)')
ylabel('Z (km)')
title('Rate of change of pressure, over 100yr')
grid on
c=colorbar; c.Label.String = '\Delta P/\Delta t (Pa yr-1)';

```

### Funzione 'CalculatePressure'

```

function [Pressure]=CalculatePressure(Z,X0,Y0,R,H,n,nu,rho,s)
% Calculates the pressure due to bump load at X0, Y0 in function of Z

% INPUT
% X0, Y0 and Z are the coordinates of the calculation points in m
% X0, Y0 are the coordinates of the gaussian center in m
% R is the gaussian radius in m
% H is the gaussian height in m
% n is used to discretize the gaussian area
% rho is density of the material loading the crust in kg m^-3
% s indicates whether it is loading (+1) or unloading (-1)
% nu is Poisson's ratio

g = 9.81; % m s^-2, stresses will be in Pa

% Discretisation of load:
Xn = linspace(-R,R,n+1)'; Yn = linspace(-R,R,n+1)';
dS = (Xn(2)-Xn(1))*(Yn(2)-Yn(1)); % surface element
Xm = Xn(1:n)+diff(Xn)/2; Ym = Yn(1:n)+diff(Yn)/2; %midpoints
[Xc,Yc] = meshgrid(Xm,Ym);

Stress_center = zeros(numel(Z), 6);
h = waitbar(0,'Progress bump load');

for k=1:numel(Xc)
    waitbar(k/numel(Xc))
    cond = (Xc(k).^2 + Yc(k).^2) < R^2;
    P = s*rho*g*H*cond / exp(-1) .* exp(R^2 ./ (Xc(k) .^2 - R^2 + Yc(k).^2));
    S0 = VerticalSurfacePointLoad(X0, Y0, Z, Xc(k)+X0,Yc(k)+Y0,nu);
    Stress_center = Stress_center + dS.*P.*S0;
end
close(h)

Pressure = zeros(numel(Z), 1);
for k=1:numel(Pressure)
    Pressure(k) = ( Stress_center(k, 1) + Stress_center(k, 2) + Stress_center(k, 3) )/3;
end

```

### Funzione 'Generic\_CalculatePressure'

```

function [Pressure]=Generic_CalculatePressure(Z,X,Y,X0,Y0,R,H,n,nu,rho,s)
% Later improvement of CalculatePressure, in order to calculate pressures
% at generic X,Y coordinates

```

```

g = 9.81; % m s^-2, stresses will be in Pa

% Discretisation of load:
Xn = linspace(-R,R,n+1)'; Yn = linspace(-R,R,n+1)';
dS = (Xn(2)-Xn(1))*(Yn(2)-Yn(1)); % surface element
Xm = Xn(1:n)+diff(Xn)/2; Ym = Yn(1:n)+diff(Yn)/2; % midpoints
[Xc,Yc] = meshgrid(Xm,Ym);

Stress_center = zeros(numel(Z), 6);
h = waitbar(0,'Progress bump load');

for k=1:numel(Xc)
    waitbar(k/numel(Xc))
    cond = (Xc(k).^2 + Yc(k).^2) < R^2;
    P = s*rho*g*H*cond / exp(-1) .* exp(R^2 ./ (Xc(k).^2 - R^2 + Yc(k).^2));
    S0 = VerticalSurfacePointLoad(X, Y, Z, Xc(k)+X0,Yc(k)+Y0,nu);
    Stress_center = Stress_center + dS.*P.*S0;
end
close(h)

Pressure = zeros(numel(Z), 1);
for k=1:numel(Pressure)
    Pressure(k) = ( Stress_center(k, 1) + Stress_center(k, 2) + Stress_center(k, 3) )/3;
end

```

## A.2 Direzione di $\sigma_1$ e traiettorie dei dicchi

### Grafico in Figura 4.7a

```

% Plots signal (maximum compression) direction in (x,z) plane,
% due to a bump load and a regional stress.

nu = 0.25; % Poisson's ratio
rho = 2800; % kg m^-3, density of load
n = 50; % discretization of load
g = 9.81; % m/s^2
X0_shield = 0; Y0_shield = 0; % centre of load

% Edifice shape and topography. All the parameters are in m
shield_width = 55e3; R_shield = shield_width/2; shield_height = 2.6e3;

%Define space for analitical solution
n_grid = 10;
x = linspace(-100,100,n_grid)*1e3; y = 0*1e3; z = linspace(-120,-3,n_grid)*1e3;
[X,Y,Z] = meshgrid(x,y,z);

```

```

%Analitical solution
[Stress] = Stress_load_bump(X,Y,Z,X0_shield,Y0_shield,R_shield,shield_height,n,nu,rho, 1);

% add "tectonic" (constant horizontal) stress
Stress = Stress + [-25e6,0,0,0,0,0];

[sigma1Vec,sigma2Vec,sigma3Vec,sigma1,sigma2,sigma3] = calcPrincipalStress(Stress);

%plot
figure (1)
    % both sigma1Vec and -sigma1Vec are displayed in order to have a uniform figure
    quiver3(X(:)/1e3, Y(:)/1e3, Z(:)/1e3, ...
            sigma1Vec(:,1), sigma1Vec(:,2), sigma1Vec(:,3), ...
            0.2,'Color', "#0072BD",'ShowArrowHead','off');
hold on
    quiver3(X(:)/1e3, Y(:)/1e3, Z(:)/1e3, ...
            -sigma1Vec(:,1), -sigma1Vec(:,2), -sigma1Vec(:,3), ...
            0.2,'Color', "#0072BD",'ShowArrowHead','off');
hold on
title('Direzione di \sigma1')
xlabel('X (Km)')
ylabel('Y (Km)')
zlabel('Z (Km)')
axis equal
axis tight
grid on

```

## Grafico in Figura 4.7b

```

% Plots sigma1 (maximum compression) direction in (x,z) plane,
% due to a bump load and a regional stress.
% Plots streamlines tangential to sigma1 direction,
% to simulate upwelling dikes trajectories.

```

```

nu = 0.25;      %      Poisson's ratio
rho = 2800;    % kg m^-3, density of load
n = 50;        %      discretization of load
g = 9.81;      % m/s^2
X0_shield = 0; Y0_shield = 0; % centre of load

```

```

% Edifice shape and topography. All the parameters are in m
shield_width = 170e3;
R_shield = shield_width/2;
shield_height = 8e3;

```

```

%Define space for analitical solution
n_grid = 121;
x = linspace(-100,100,n_grid)*1e3;
y = 0*1e3;
z = linspace(-150,-3,n_grid)*1e3;
[X,Y,Z] = meshgrid(x,y,z);

%Analitical solution
[Stress] = Stress_load_bump(X,Y,Z,X0_shield,Y0_shield,R_shield,shield_height,n,nu,rho, 1);

Stress = Stress + [-25e6,0,0,0,0,0]; % add "tectonic" stress

[sigma1Vec,sigma2Vec,sigma3Vec,sigma1,sigma2,sigma3] = calcPrincipalStress(Stress);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% quiver+streamlines %%%%%%%%%%%%%%%
figure(3)
% Have coordinates in matrices as required by 'streamline' function:
XX=reshape(X(:), size(squeeze(X)));
ZZ=reshape(Z(:), size(squeeze(Z)));

% In order to have upwelling dikes:
for i=1:numel(sigma1Vec(:,3))
    if sigma1Vec(i,3)<0
        sigma1Vec(i,:)=-sigma1Vec(i,:);
    end
end

% Define streamlines starting points
startX = linspace(-80,80,6)*1e3;
startZ = -150e3*ones(size(startX));
% Reshape vectors into arrays, as is required by 'streamline'
sigma1VecX = reshape(sigma1Vec(:,1), size(XX));
% component Y is neglected
sigma1VecZ = reshape(sigma1Vec(:,3), size(ZZ));

% Vectors to be displayed and corresponding coordinates
qn = 10;
Xo = XX(1:qn:end,1:qn:end); Zo = ZZ(1:qn:end,1:qn:end);
v11o=sigma1VecX(1:qn:end,1:qn:end); v12o=sigma1VecZ(1:qn:end,1:qn:end);

% Display vectors
q1 = quiver(Xo/1e3,Zo/1e3,v11o,v12o, 0.2, 'Color', "#0072BD", 'ShowArrowHead','off', ...
'DisplayName', 'direzione di \sigma1');

hold on
quiver(Xo/1e3,Zo/1e3,-v11o,-v12o, 0.2, 'Color', "#0072BD", 'ShowArrowHead','off')

% Plot streamlines

```

```

dikes = streamline(XX'/1e3, ZZ'/1e3, sigma1VecX', sigma1VecZ', startX/1e3, startZ/1e3);
set(dikes,'LineWidth',2,'Color',[0.8500 0.3250 0.0980], 'DisplayName', 'dicchi')
hold on
title('Loading : Shield Volcano')
xlabel('X (Km)')
ylabel('Z (Km)')
axis equal % Sets the aspect ratio so that the data units are the same in every direction
axis tight % Fit the axes box tightly around datas
grid on
% Create the legend:
[legObj]=[dikes(1), q1]; % objects to be shown in the legend
legend(legObj, 'Location', 'best') % shows legend and locates it in the "best" place

```

## Grafici in Figura 4.8

```

% Plots sigma1 (maximum compression) direction in (x,z) plane,
% due to a bump unload.
% Plots streamlines tangential to sigma1 direction,
% to simulate upwelling dikes trajectories.

nu = 0.25; % Poisson's ratio
rho = 2800; % kg m^-3, density of load
n = 50; % discretization of load
g = 9.81; % m/s^2
X0_erosion = 0; Y0_erosion = 0; % centre of unloading
n_grid = 121; % discretisation of space

% Edifice shape and topography. All the parameters are in m
R_erosion = 20e3; erosion_maxHeight = 1e3;

%Define space for analitical solution
x = linspace(-150,150,n_grid)*1e3; y = 0; z = linspace(-120,-2,n_grid)*1e3;
[X,Y,Z] = meshgrid(x,y,z);

%Analitical solution
[Stress] = Stress_load_bump(X,Y,Z,X0_erosion,Y0_erosion,R_erosion, ...
erosion_maxHeight,n,nu,rho,-1);

% Tectonic stress is not considered in case of erosion

[sigma1Vec,sigma2Vec,sigma3Vec,sigma1,sigma2,sigma3] = calcPrincipalStress(Stress);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% quiver+streamlines %%%%%%%%%%%%%%%
figure(3)
% Have coordinates in matrices as required by 'streamline' function:
XX=reshape(X(:), size(squeeze(X)));

```

```

ZZ=reshape(Z(:), size(squeeze(Z)));

% In order to have upwelling dikes
for i=1:numel(sigma1Vec(:,3))
    if sigma1Vec(i,3)<0
        sigma1Vec(i,:)=-sigma1Vec(i,:);
    end
end

% Define streamlines starting points
startX = linspace(-40,40,6)*1e3;
startZ = -50e3*ones(size(startX)); % to be modified to change starting depth
% Reshape vectors components in arrays, as is required by 'streamline'
sigma1VecX = reshape(sigma1Vec(:,1), size(XX));
% component Y is neglected
sigma1VecZ = reshape(sigma1Vec(:,3), size(ZZ));

% Vectors to be displayed and corresponding coordinates
qn = 10;
Xo = XX(1:qn:end,1:qn:end); Zo = ZZ(1:qn:end,1:qn:end);
v11o=sigma1VecX(1:qn:end,1:qn:end); v12o=sigma1VecZ(1:qn:end,1:qn:end);

% Display vectors
q1 = quiver(Xo/1e3,Zo/1e3,v11o,v12o, 0.2, 'Color', '#0072BD', 'ShowArrowHead','off', ...
            'DisplayName', 'direzione di \sigma1');
hold on
quiver(Xo/1e3,Zo/1e3,-v11o,-v12o, 0.2, 'Color', '#0072BD', 'ShowArrowHead','off')

% Plot streamlines
dikes = streamline(XX'/1e3, ZZ'/1e3, sigma1VecX', sigma1VecZ', startX/1e3, startZ/1e3);
set(dikes,'LineWidth',2,'Color',[0.8500 0.3250 0.0980], 'DisplayName', 'dicchi')
hold on
title('Erosione')
xlabel('X (Km)')
ylabel('Z (Km)')
axis equal % Sets the aspect ratio so that the data units are the same in every direction
axis tight % Fit the axes box tightly around datas
grid on
% Create the legend:
[legObj]=[dikes(1), q1]; % objects to be shown in the legend
legend(legObj, 'Location', 'best') % shows legend and locates it in the "best" place

```

### Funzione ‘Stress\_load\_bump’

La seguente funzione, fornita dalla docente, è stata impiegata senza apportare modifiche.

```
function [Stress_bump]=Stress_load_bump(X,Y,Z,X0,Y0,R,H,n,nu,rho,s)
% Calculates the stresses due to a gaussian load

% INPUT
% X, Y and Z are the coordinates of the calculation points in m
% X0, Y0 are the coordinates of the gaussian centers in m
% R is the gaussian radius in m
% H is the gaussian height in m
% n is used to discretize the gaussian area
% rho is density of the material loading the crust in kg m^-3
% s indicates whether it is loading (+1) or unloading (-1)
% nu is Poisson's ratio

g = 9.81; % m s^-2, stresses will be in Pa

% Discretisation of load:
Xn = linspace(-R,R,n+1)'; Yn = linspace(-R,R,n+1)';
dS = (Xn(2)-Xn(1))*(Yn(2)-Yn(1)); % surface element
Xm = Xn(1:n)+diff(Xn)/2; Ym = Yn(1:n)+diff(Yn)/2; % midpoints
[Xc,Yc] = meshgrid(Xm,Ym); % load application points
Stress_bump = zeros(numel(X),6);

h = waitbar(0,'Progress bump load');
for k=1:numel(Xc)
    waitbar(k/numel(Xc))
    S = VerticalSurfacePointLoad(X,Y,Z,Xc(k)+X0,Yc(k)+Y0,nu); %components of stress
    cond = (Xc(k).^2 + Yc(k).^2) < R^2;
    P = s*rho*g*H*cond / exp(-1) .* exp(R^2 ./ (Xc(k) .^2 - R^2 + Yc(k) .^2));
    Stress_bump = Stress_bump + dS.*P.*S;
end
close(h)
```

### Funzione ‘VerticalSurfacePointLoad’

La seguente funzione, fornita dalla docente, è stata impiegata senza apportare modifiche.

```
function [S]=VerticalSurfacePointLoad(x,y,z,x0,y0,nu)
% The Green's function in Boussinesq problem
% S = [Sxx Syy Szz Sxy Sxz Syz];
```

```

% Tensile stresses positive
% positive x, y and z axes point to the east, north and up.
% x0 and y0 are the coordinates of the unit vertical surface point force.
%
% From Jaeger et al., book 4th edition... modified for the z axis direction
%
% Mehdi Nikkhoo, 2021.5.11
% Modified Eleonora Rivalta, 2024.5.11

if any(z>0)
    error('Positive Z values: Z must be negative!')
end
x = x(:)-x0; % fixed Eleonora 13/04/2024
y = y(:)-y0; % fixed Eleonora 13/04/2024
z = -z(:); % Because the original equations are given for z downward
r = sqrt(x.^2+y.^2+z.^2);
S(:,1) = 1/2/pi*(3*x.^2.*z./r.^5+(1-2*nu)*(y.^2+z.^2)./r.^3./(z+r)-...
    (1-2*nu)*z./r.^3-(1-2*nu)*x.^2./r.^2./(z+r).^2);
S(:,2) = 1/2/pi*(3*y.^2.*z./r.^5+(1-2*nu)*(x.^2+z.^2)./r.^3./(z+r)-...
    (1-2*nu)*z./r.^3-(1-2*nu)*y.^2./r.^2./(z+r).^2);
S(:,3) = 1/2/pi*(3*z.^3./r.^5);
S(:,4) = 1/2/pi*(3*x.*y.*z./r.^5-(1-2*nu)*x.*y.*(z+2*r)./r.^3./(z+r).^2);
S(:,5) = -1/2/pi*(3*x.*z.^2./r.^5); % "-" added to make z to point upward
S(:,6) = -1/2/pi*(3*y.*z.^2./r.^5); % "-" added to make z to point upward
S = -S; % "-" applied to make tensile stress positive

```

# Bibliografia

- Anderson, E. M. (1942). *The Dynamics of Faulting and Dyke Formation: with Applications to Britain*. Edinburgh, London: Oliver e Boyd, pp. xii + 191.
- Bianco, Todd Anthony et al. (2005). «Secondary Hawaiian volcanism formed by flexural arch decompression». In: *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* 6.8. DOI: <https://doi.org/10.1029/2005GC000945>.
- Bishop, Kim M. (ago. 2021). «Landslide hypothesis for the origin of Haleakala volcano's crater and great valleys, Hawaii». In: *Geosphere* 17.5, pp. 1405–1421. ISSN: 1553-040X. DOI: 10.1130/GES02215.1.
- Borgia, A., L. Ferrari e G. Pasquaré (1992). «Importance of gravitational spreading in the tectonic and volcanic evolution of Mount Etna». In: *Nature* 357, pp. 231–235. DOI: <https://doi.org/10.1038/357231a0>.
- Chadwick, W.W. e J.H. Dieterich (1995). «Mechanical modeling of circumferential and radial dike intrusion on Galapagos volcanoes». In: *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 66.1. Models of Magnetic Processes and Volcanic Eruptions, pp. 37–52. ISSN: 0377-0273. DOI: [https://doi.org/10.1016/0377-0273\(94\)00060-T](https://doi.org/10.1016/0377-0273(94)00060-T).
- Chen, Chu-Yung e Frederick A. Frey (1983). «Origin of Hawaiian tholeiite and alkalic basalt». In: *Nature* 302, pp. 785–789. DOI: <https://doi.org/10.1038/302785a0>.
- Clague, David et al. (gen. 2002). «Eruption Style and Flow Emplacement in the Submarine North Arch Volcanic Field, Hawaii». In: *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, pp. 65–84. DOI: 10.1029/GM128p0065.
- Clague, David A. e Frederick A. Frey (ago. 1982). «Petrology and Trace Element Geochemistry of the Honolulu Volcanics, Oahu: Implications for the Oceanic

- Mantle below Hawaii». In: *Journal of Petrology* 23.3, pp. 447–504. ISSN: 0022-3530. DOI: 10.1093/petrology/23.3.447.
- Clague, David A. e D.R. Sherrod (gen. 2014). «Growth and degradation of Hawaiian volcanoes». In: *Characteristics of Hawaiian Volcanoes: U.S. Geological Survey Professional Paper* 1801, pp. 97–146.
- Corbi, F. et al. (2015). «How caldera collapse shapes the shallow emplacement and transfer of magma in active volcanoes». In: *Earth and Planetary Science Letters* 431, pp. 287–293. ISSN: 0012-821X. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2015.09.028>.
- Cousens, Brian L. e David A. Clague (set. 2015). «Shield to Rejuvenated Stage Volcanism on Kauai and Niihau, Hawaiian Islands». In: *Journal of Petrology* 56.8, pp. 1547–1584. ISSN: 0022-3530. DOI: 10.1093/petrology/egv045.
- Dahm, T. (giu. 2000a). «Numerical simulations of the propagation path and the arrest of fluid-filled fractures in the Earth». In: *Geophysical Journal International* 141.3, pp. 623–638. ISSN: 0956-540X. DOI: 10.1046/j.1365-246x.2000.00102.x.
- (lug. 2000b). «On the shape and velocity of fluid-filled fractures in the Earth». In: *Geophysical Journal International* 142.1, pp. 181–192. ISSN: 0956-540X. DOI: 10.1046/j.1365-246x.2000.00148.x.
- Davis, R. O. e A. P. S. Selvadurai (1996). *Elasticity and Geomechanics*. Cambridge University Press.
- Davis, Timothy, Marco Bagnardi et al. (2021). «Extreme Curvature of Shallow Magma Pathways Controlled by Competing Stresses: Insights From the 2018 Sierra Negra Eruption». In: *Geophysical Research Letters* 48.13. e2021GL093038 2021GL093038, e2021GL093038. DOI: <https://doi.org/10.1029/2021GL093038>.
- Davis, Timothy, Eleonora Rivalta e Torsten Dahm (2020). «Critical Fluid Injection Volumes for Uncontrolled Fracture Ascent». In: *Geophysical Research Letters* 47.14. e2020GL087774 10.1029/2020GL087774, e2020GL087774. DOI: <https://doi.org/10.1029/2020GL087774>.
- Denlinger, Roger P e Ashton Flinders (ott. 2021). «Density structure of the island of Hawai'i and the implications for gravity-driven motion of the south flank of Kīlauea Volcano». In: *Geophysical Journal International* 228.3, pp. 1793–1807. ISSN: 0956-540X. DOI: 10.1093/gji/ggab398.

- Detrick, R., R. von Herzen, S. Crough et al. (1981). «Heat flow on the Hawaiian Swell and lithospheric reheating». In: *Nature* 292, pp. 142–143. DOI: <https://doi.org/10.1038/292142a0>.
- Dixon, Jacqueline Eaby e David A. Clague (mar. 2001). «Volatiles in Basaltic Glasses from Loihi Seamount, Hawaii: Evidence for a Relatively Dry Plume Component». In: *Journal of Petrology* 42.3, pp. 627–654. ISSN: 0022-3530. DOI: [10.1093/petrology/42.3.627](https://doi.org/10.1093/petrology/42.3.627).
- Ferrier, Ken L. et al. (lug. 2013). «Covariation of climate and long-term erosion rates across a steep rainfall gradient on the Hawaiian island of Kaua'i». In: *GSA Bulletin* 125.7-8, pp. 1146–1163. ISSN: 0016-7606. DOI: <https://doi.org/10.1130/B30726.1>.
- Flinders, Ashton F., Garrett Ito e Michael O. Garcia (2010). «Gravity anomalies of the Northern Hawaiian Islands: Implications on the shield evolutions of Kauai and Niihau». In: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 115.B8. DOI: <https://doi.org/10.1029/2009JB006877>.
- Frey, F. A. et al. (1991). «The evolution of Mauna Kea Volcano, Hawaii: Petrogenesis of tholeiitic and alkalic basalts». In: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 96.B9, pp. 14347–14375. DOI: <https://doi.org/10.1029/91JB00940>.
- Garcia, Michael O. et al. (giu. 2010). «Petrology, Geochemistry and Geochronology of Kaua'i Lavas over 4.5 Myr: Implications for the Origin of Rejuvenated Volcanism and the Evolution of the Hawaiian Plume». In: *Journal of Petrology* 51.7, pp. 1507–1540. ISSN: 0022-3530. DOI: [10.1093/petrology/egq027](https://doi.org/10.1093/petrology/egq027).
- Ghosh, A., W. E. Holt e L. Wen (2013). «Predicting the lithospheric stress field and plate motions by joint modeling of lithosphere and mantle dynamics». In: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 118.1, pp. 346–368. DOI: <https://doi.org/10.1029/2012JB009516>.
- Giambelluca, Thomas W. et al. (2013). «Online Rainfall Atlas of Hawai'i». In: *Bulletin of the American Meteorological Society* 94, pp. 312–316. URL: <https://www.hawaii.edu/climate-data-portal/hawaii-climate-atlases/>.
- Guest, Imani et al. (2020). «Extensive Magmatic Heating of the Lithosphere Beneath the Hawaiian Islands Inferred From Salt Lake Crater Mantle Xenoliths». In: *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* 21.12, e2020GC009359. DOI: <https://doi.org/10.1029/2020GC009359>.

- Gurriet, Philippe (1987). «A thermal model for the origin of post-erosional alkalic lava, Hawaii». In: *Earth and Planetary Science Letters* 82.1, pp. 153–158. ISSN: 0012-821X. DOI: [https://doi.org/10.1016/0012-821X\(87\)90115-4](https://doi.org/10.1016/0012-821X(87)90115-4).
- Hearty, Paul (gen. 2002). «The Ka'ena Highstand of O'ahu, Hawai'i: Further Evidence of Antarctic Ice Collapse during the Middle Pleistocene». In: *Pacific Science* 56. DOI: 10.1353/psc.2002.0004.
- Holcomb, Robin T. e Roger C. Searle (1991). «Large landslides from oceanic volcanoes». In: *Marine Geotechnology* 10.1-2, pp. 19–32. DOI: 10.1080/10641199109379880.
- Jaeger, J.C., N.G.W. Cook e R. Zimmerman (2007). *Fundamentals of Rock Mechanics*. Quarta edizione. Wiley.
- Jull, M. e D. McKenzie (1996). «The effect of deglaciation on mantle melting beneath Iceland». In: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 101.B10, pp. 21815–21828. DOI: <https://doi.org/10.1029/96JB01308>.
- Langenheim, Virginia A. M. e David A. Clague (1987). «Stratigraphic Framework of Volcanic Rocks of the Hawaiian Islands». In: *U.S. Geological Survey Professional Paper*.
- Lénat, J-F, P. Vincent e P. Bachélery (1989). «The off-shore continuation of an active basaltic volcano: Piton de la Fournaise (Réunion Island, Indian Ocean); structural and geomorphological interpretation from sea beam mapping». In: *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 36.1, pp. 1–36. ISSN: 0377-0273. DOI: [https://doi.org/10.1016/0377-0273\(89\)90003-6](https://doi.org/10.1016/0377-0273(89)90003-6).
- Liu, Mian e Clement G. Chase (1989). «Evolution of midplate hotspot swells: Numerical solutions». In: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 94.B5, pp. 5571–5584. DOI: <https://doi.org/10.1029/JB094iB05p05571>.
- (1991). «Evolution of Hawaiian basalts: a hotspot melting model». In: *Earth and Planetary Science Letters* 104.2, pp. 151–165. DOI: [https://doi.org/10.1016/0012-821X\(91\)90201-R](https://doi.org/10.1016/0012-821X(91)90201-R).
- Loper, David E. (1998). «Mantle plumes and their effect on the Earth's surface: a review and synthesis». In: *Dynamics of Atmospheres and Oceans* 27.1, pp. 35–54. ISSN: 0377-0265. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0377-0265\(97\)00026-2](https://doi.org/10.1016/S0377-0265(97)00026-2).
- Maccaferri, F., N. Richter e T.R. Walter (2017). «The effect of giant lateral collapses on magma pathways and the location of volcanism.» In: *Nature Com-*

- munications* 8. DOI: <https://doi.org/10.1038/s41467-017-01256-2>.
- Maccaferri, F., D. Smittarello et al. (2019). «On the Propagation Path of Magma-Filled Dikes and Hydrofractures: The Competition Between External Stress, Internal Pressure, and Crack Length». In: *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* 20.4, pp. 2064–2081. DOI: <https://doi.org/10.1029/2018GC007915>.
- Mantiloni, L., T. Davis et al. (2021). «Stress Inversion in a Gelatin Box: Testing Eruptive Vent Location Forecasts With Analog Models». In: *Geophysical Research Letters* 48.6. e2020GL090407 2020GL090407, e2020GL090407. DOI: <https://doi.org/10.1029/2020GL090407>.
- Mantiloni, L., E. Rivalta e T. Davis (2023). «Mechanical Modeling of Pre-Eruptive Magma Propagation Scenarios at Calderas». In: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 128.3. e2022JB025956 2022JB025956, e2022JB025956. DOI: <https://doi.org/10.1029/2022JB025956>.
- McGuire, W. J. et al. (1997). «Correlation between rate of sea-level change and frequency of explosive volcanism in the Mediterranean». In: *Nature* 389, pp. 473–476. DOI: <https://doi.org/10.1038/38998>.
- McKenzie, D. e M. J. Bickle (1988). «The Volume and Composition of Melt Generated by Extension of the Lithosphere». In: *Journal of Petrology* 29, pp. 623–679.
- McMurtry, Gary et al. (gen. 2010). «Uplift of Oahu, Hawaii, during the past 500 k.y. as recorded by elevated reef deposits». In: *Geology* 38, pp. 27–30. DOI: [10.1130/G30378.1](https://doi.org/10.1130/G30378.1).
- Menand, T., K. A. Daniels e P. Benghiat (2010). «Dyke propagation and sill formation in a compressive tectonic environment». In: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 115.B8. DOI: <https://doi.org/10.1029/2009JB006791>.
- Moore, J. G. et al. (dic. 1989). «Prodigious Submarine Landslides on the Hawaiian Ridge». In: *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH* 91.B12, pp. 17465–17484.
- Moore, James, William Normark e Robin Holcomb (mag. 1994). «Giant Hawaiian Landslides». In: *Ann. Rev. Earth Planet. Sci. Lett.* 22, pp. 119–144. DOI: [10.1146/annurev.ea.22.050194.001003](https://doi.org/10.1146/annurev.ea.22.050194.001003).

- Moore, James G. e Harold L. Krivoy (1964). «The 1962 flank eruption of Kilauea volcano and structure of the east rift zone». In: *Journal of Geophysical Research (1896-1977)* 69.10, pp. 2033–2045. DOI: <https://doi.org/10.1029/JZ069i010p02033>.
- Muller, Jordan R., Garrett Ito e Stephen J. Martel (2001). «Effects of volcano loading on dike propagation in an elastic half-space». In: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 106.B6, pp. 11101–11113. DOI: <https://doi.org/10.1029/2000JB900461>.
- Nakashima, Yoshito (1993). «Static Stability and Propagation of a Fluid-Filled Edge Crack in Rock: Implication for Fluid Transport in Magmatism and Metamorphism». In: *Journal of Physics of the Earth* 41.3, pp. 189–202. DOI: [10.4294/jpe1952.41.189](https://doi.org/10.4294/jpe1952.41.189).
- Normark, W.R., J.G. Moore e M.E. Torresan (2002). «Giant Volcano-Related Landslides and the Development of the Hawaiian Islands». In: *U.S. GEOLOGICAL SURVEY BULLETIN 2002*, pp. 184–196.
- Parsons, Barry e Dan McKenzie (1978). «Mantle convection and the thermal structure of the plates». In: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 83.B9, pp. 4485–4496. DOI: <https://doi.org/10.1029/JB083iB09p04485>.
- Parsons, Barry e John G. Sclater (1977). «An analysis of the variation of ocean floor bathymetry and heat flow with age». In: *Journal of Geophysical Research (1896-1977)* 82.5, pp. 803–827. DOI: <https://doi.org/10.1029/JB082i005p00803>.
- Pertermann, Maik e Marc M. Hirschmann (2003). «Partial melting experiments on a MORB-like pyroxenite between 2 and 3 GPa: Constraints on the presence of pyroxenite in basalt source regions from solidus location and melting rate». In: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 108.B2. DOI: <https://doi.org/10.1029/2000JB000118>.
- Pleus, Alexandra et al. (apr. 2020). «Rheology and thermal structure of the lithosphere beneath the Hawaiian Ridge inferred from gravity data and models of plate flexure». In: *Geophysical Journal International* 222.1, pp. 207–224. ISSN: 0956-540X. DOI: [10.1093/gji/ggaa155](https://doi.org/10.1093/gji/ggaa155).
- Reiners, Peter W., Bruce K. Nelson e Scot K. Izuka (mag. 1999). «Structural and petrologic evolution of the Lihue basin and eastern Kauai, Hawaii». In: *GSA*

- Bulletin* 111.5, pp. 674–685. ISSN: 0016-7606. DOI: 10.1130/0016-7606(1999)111<0674:SAPEOT>2.3.CO;2.
- Reinhard, Andrew A. et al. (2019). «‘Petit Spot’ Rejuvenated Volcanism Superimposed on Plume-Derived Samoan Shield Volcanoes: Evidence From a 645-m Drill Core From Tutuila Island, American Samoa». In: *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* 20.3, pp. 1485–1507. DOI: <https://doi.org/10.1029/2018GC007985>.
- Reyes, Javier et al. (2024). «Tracing the Origin and Magmatic Evolution of the Rejuvenated Volcanism in Santa Clara Island, Juan Fernández Ridge, SE Pacific». In: *Minerals* 14.5. ISSN: 2075-163X. DOI: 10.3390/min14050524.
- Ribe, N.M. e U.R. Christensen (set. 1999). «The dynamic origin of Hawaiian Volcanism». In: *Earth and Planetary Science Letters* 171, pp. 517–531. DOI: 10.1016/S0012-821X(99)00179-X.
- Rivalta, E et al. (2019). «Stress inversions to forecast magma pathways and eruptive vent location». In: *Science advances* 5.7, eaau9784.
- Rivalta, E. et al. (2015). «A review of mechanical models of dike propagation: Schools of thought, results and future directions». In: *Tectonophysics* 638, pp. 1–42. ISSN: 0040-1951. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2014.10.003>.
- Rivalta, Eleonora e Torsten Dahm (set. 2006). «Acceleration of buoyancy-driven fractures and magmatic dikes beneath the free surface». In: *Geophysical Journal International* 166.3, pp. 1424–1439. ISSN: 0956-540X. DOI: 10.1111/j.1365-246X.2006.02962.x.
- Robinson, Joel e Barry Eakins (mar. 2006). «Calculated volumes of individual shield volcanoes at the young end of the Hawaiian Ridge». In: *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 151, pp. 309–317. DOI: 10.1016/j.jvolgeores.2005.07.033.
- Rubin, Allan M. (1995). «Propagation of Magma-Filled Cracks». In: *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* 23. Volume 23, 1995, pp. 287–336. ISSN: 1545-4495. DOI: <https://doi.org/10.1146/annurev.ea.23.050195.001443>.
- Ryan, William B. F. et al. (2009). «Global Multi-Resolution Topography synthesis». In: *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* 10.3. DOI: <https://doi.org/10.1029/2008GC002332>.

- Rychert, Catherine A., Nicholas Schmerr e Nicholas Harmon (2012). «The Pacific lithosphere-asthenosphere boundary: Seismic imaging and anisotropic constraints from SS waveforms». In: *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* 13.9. DOI: <https://doi.org/10.1029/2012GC004194>.
- Stein, Carol e Seth Stein (ott. 1992). «A model for the global variation in oceanic depth and heat flow with lithospheric age». In: *Nature* 359. DOI: 10.1038/359123a0.
- Thordarson, Thor e Michael O. Garcia (2018). «Variance of the Flexure Model Predictions With Rejuvenated Volcanism at Kīlauea Point, Kauaʻi, Hawaiʻi». In: *Frontiers in Earth Science* 6. ISSN: 2296-6463. DOI: 10.3389/feart.2018.00121.
- Watts, A., U. ten Brink e P. Buhl (1985). «A multichannel seismic study of lithospheric flexure across the Hawaiian–Emperor seamount chain.» In: *Nature* 315, pp. 105–111. DOI: <https://doi.org/10.1038/315105a0>.
- Weertman, J. (1971). «Theory of water-filled crevasses in glaciers applied to vertical magma transport beneath oceanic ridges». In: *Journal of Geophysical Research (1896-1977)* 76.5, pp. 1171–1183. DOI: <https://doi.org/10.1029/JB076i005p01171>.
- Wessel, Pål (1993). «A reexamination of the flexural deformation beneath the Hawaiian Islands». In: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 98.B7, pp. 12177–12190. DOI: <https://doi.org/10.1029/93JB00523>.
- Wilding, John D. et al. (2023). «The magmatic web beneath Hawaiʻi». In: *Science* 379.6631, pp. 462–468. DOI: 10.1126/science.ade5755.
- Ziv, Alon, Allan M. Rubin e Amotz Agnon (2000). «Stability of dike intrusion along preexisting fractures». In: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 105.B3, pp. 5947–5961. DOI: <https://doi.org/10.1029/1999JB900410>.

# Ringraziamenti

Desidero ringraziare la professoressa Eleonora Rivalta, non solo per la sua guida preziosa durante tutto il lavoro di preparazione della tesi, ma anche per le stimolanti discussioni, a più ampia vista rispetto all'argomento affrontato nella presente tesi.