

# I misteri delle bolle svelati da Cacasenno

## Indice

- [Introduzione](#)
- [Le forze agenti su una bolla](#)
- [Le pellicole di surfattante](#)
- [La fase di compressione](#)
- [La triste e dolorosa storia di una bolla troppo compressa](#)
- [Il valore del raggio alla fine del processo di compressione](#)
- [La fase di decompressione](#)
- [Un primo tentativo di calcolo del profilo di deco](#)
- [La crescita della bolla](#)
- [Il volume complessivo della fase gassosa](#)
- [Il volume acquisito da una bolla instabile](#)
- [Le soste profonde](#)
- [Conclusioni](#)
- [No alle discese veloci](#)

## Introduzione

Negli ultimi anni sono state introdotte alcune teorie alternative della decompressione che hanno lo scopo di sostituire la teoria haldaniana classica. Esse si propongono di descrivere le caratteristiche fisiche delle bolle, onde prevedere la loro evoluzione e la loro eventuale crescita fino a livelli pericolosi. In queste brevi note si tenta di dare una descrizione divulgativa quanto più elementare e intuitiva possibile dei meccanismi che presiedono alla formazione e alla evoluzione delle bolle in conseguenza di una immersione subacquea.

## Le forze agenti su una bolla

Oltre alla pressione idrostatica del liquido che le circonda e alla pressione esercitata dal gas posto internamente, le bolle sono sottoposte a due altre forze che ne condizionano in modo determinante l'evoluzione. La prima di queste forze è la ben nota tensione superficiale, dovuta all'attrazione reciproca delle molecole che costituiscono il liquido circostante. A differenza dei gas, le cui molecole sono molto distanti l'une dalle altre e interagiscono solamente tramite urti, le molecole che formano un liquido, ad esempio l'acqua, si trovano a distanza ravvicinata e pur essendo anch'esse sottoposte a moto di origine termica rimangono legate da forze attrattive che impediscono la dissociazione del liquido in una nube gassosa. In figura 1 viene mostrata una sezione limitata della superficie della bolla in cui per semplicità vengono prese in considerazione solo tre molecole di liquido poste una accanto all'altra. Come si vede la molecola  $M_2$ , posta in mezzo, viene attratta da  $M_1$  ed  $M_3$  con due forze di intensità  $T$  che, a causa della superficie curva, non si annullano a vicenda ma danno luogo a una risultante  $F$  rivolta verso il centro della bolla.

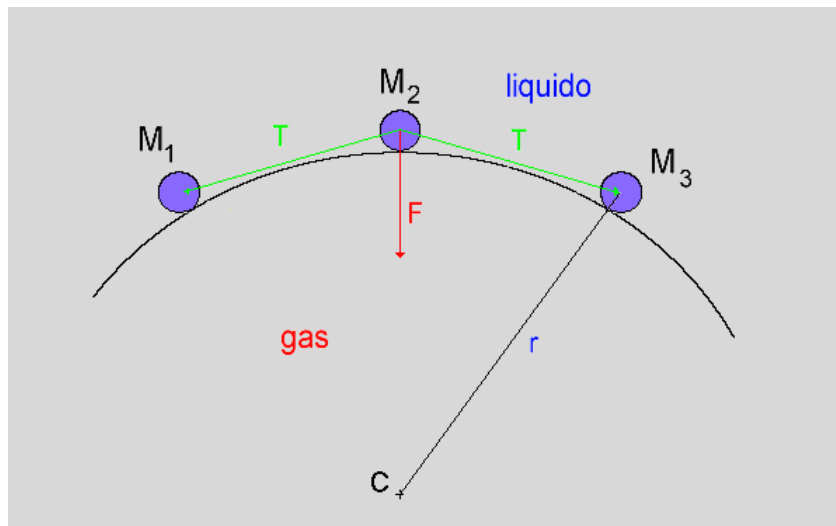


Fig. 1: Forze agenti sulle molecole poste sulla superficie di una bolla di gas di raggio  $r$ .

Osservando la figura si vede che la forza  $F$  è tanto più grande quanto più la superficie della bolla è curva e quindi  $F$  è inversamente proporzionale al raggio.

Naturalmente poiché la molecola  $M_2$  è disposta su di una superficie essa è circondata da un numero molto elevato di coppie di molecole (vedi fig. 2) che l'attirano per cui la forza complessiva sarà data dalla somma di un certo numero di termini tutti inversamente proporzionali al raggio.

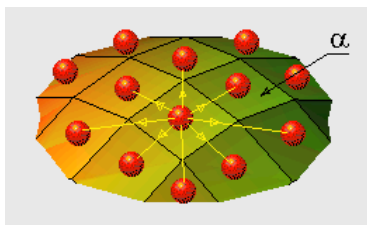


Fig. 2: Molecole di liquido disposte su di una sezione di superficie di una bolla.

Se inoltre si immagina che le molecole siano distribuite uniformemente sulla superficie della bolla, come mostrato in fig. 2, a ciascuna di esse compete una areola a eguale su cui agisce la forza  $F$  dando luogo alla cosiddetta tensione superficiale esercitata dal liquido sulla bolla:

$$p_m = F/a$$

Ricordando che  $F$  è inversamente proporzionale al raggio, la relazione precedente si può riscrivere nella forma ben nota (legge di Laplace):

$$p_m = 2G/r$$

dove il coefficiente  $G$  è tanto maggiore quanto più grande è la forza  $T$  con cui si attirano (o si respingono) le molecole

Va notato che l'areola  $a$  è tanto più piccola quanto maggiore è il numero di molecole distribuite sulla superficie per cui la pressione  $p_m$  è tanto maggiore quanto più il liquido è denso. Il valore di  $G$  per l'acqua si aggira sulle 36.4 dyne/cm il che significa che su di una bolla avente il raggio di 1 micron si ha una tensione pari a circa 0.728 bar.

Un problema importante che sorge a questo punto è il seguente: **il coefficiente  $G$**  che appare a numeratore nella espressione della  $p_m$  è rigorosamente **costante** oppure **varia** anch'esso **al variare del raggio della bolla**? Non si tratta di una questione banale dato che come si vedrà nel seguito da essa dipende in gran parte il comportamento della bolla. Per vedere allora come vanno le cose si può fare un esempio pratico. Si supponga che la superficie della bolla sia di 10 centimetri quadrati e su di essa siano disposte 10 molecole di liquido uniformemente distribuite (ovviamente si tratta di un caso puramente teorico dato che una bolla reale avrebbe miliardi di molecole sulla sua superficie). L'estensione dell'areola di competenza di ciascuna molecola è allora di 1 centimetro quadrato. A questo punto si supponga di ridurre il raggio della bolla in modo che la superficie diventi eguale a 9 centimetri quadrati: l'areola in questione si riduce a 0.9 centimetri quadrati e di conseguenza anche la distanza tra le molecole si riduce per cui le forze attrattive  $T$ , da cui dipende in definitiva il valore di  $G$ , aumentano (si pensi a quel che succede quando si avvicina una calamita ad un pezzo di ferro, man mano che la distanza diminuisce la forza di attrazione aumenta moltissimo). In altre parole **il valore di  $G$  non rimane affatto costante ma cresce man mano che il raggio si riduce**. Tuttavia se si continua a ridurre il raggio della bolla si capisce che prima o poi le molecole finiscono per toccarsi e a quel punto la forza di attrazione viene annullata perché le molecole non possono compenetrarsi l'una con l'altra. In altre parole la pressione da positiva (attrattiva) diventa negativa (repulsiva) e siccome le molecole si comportano all'incirca come palline rigide, raggiunge valori elevatissimi come viene indicato in Fig. 3 (ciascuna curva blu corrisponde al caso di una bolla circondata da un numero fisso di molecole).

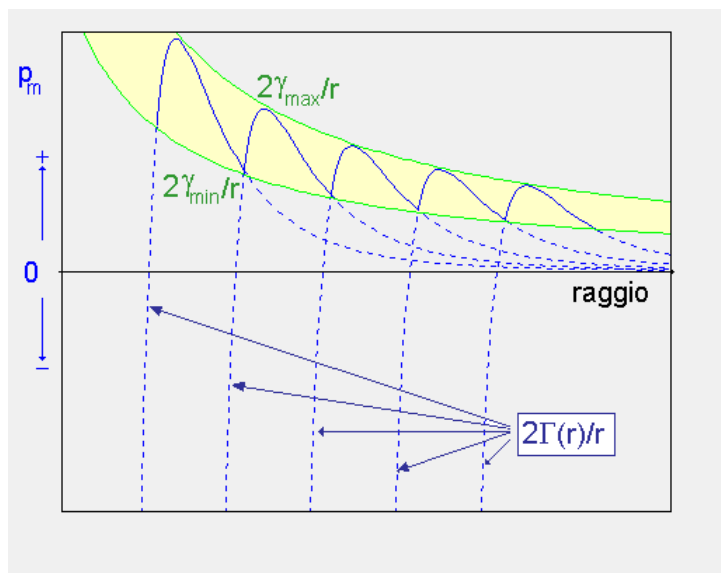


Fig. 3: Andamento reale della tensione superficiale al variare del raggio.

Complessivamente le cose vanno nel seguente modo: se il raggio è abbastanza grande la distanza tra le molecole è così elevata che la forza  $T$  di attrazione risulta del tutto trascurabile. Per di più anche l'area  $a$  è proporzionalmente elevata cosicché il rapporto  $F/a$  assume valori doppiamente trascurabili e la curva blu tende a zero. Se il raggio è invece si riduce le molecole raggiungono una distanza in corrispondenza della quale le forze attrattive sono bilanciate da quelle repulsive e la curva blu, dopo essere passata per un massimo, assume il valore zero. Poi diminuendo ancora il raggio le forze repulsive tenderanno a crescere a dismisura dato che le molecole vengono a contatto e la curva blu tende verso valori (negativi elevatissimi). È interessante notare che questo fenomeno di passaggio della curva blu attraverso tutta una vasta gamma di valori da positivi a negativi avviene per variazioni del raggio paragonabili alle dimensioni delle molecole in gioco che, nel caso dell'acqua sono inferiori a  $10^{-3}$  micron. In altre parole ciascuna curva blu della Fig. 3 si evolve in un intervallo ridottissimo lungo l'asse delle ascisse, se paragonato alle dimensioni delle bolle che si prendono normalmente in esame e che hanno raggi dell'ordine del micron.

Come già detto ciascuna curva blu di Fig. 3 vale **se il numero di molecole distribuite sulla superficie rimane costante**. Nella realtà le cose vanno alquanto diversamente: le molecole dell'acqua hanno infatti ampia libertà di movimento e prima di venire a contatto, una o più di esse si allontana dalla superficie liberando spazio alle altre. Ritornando quindi all'esempio di prima: se si allontana una delle molecole e si

lasciano solo 9 molecole invece di 10 l'areola ritorna ad essere pari a  $9/9 = 1$  centimetro quadrato ed anche la distanza tra le molecole ritorna grosso modo quella di partenza ripristinando il valore precedente di  $G$ . Analoga operazione si può fare quando la superficie si riduce a 8 centimetri quadrati, allontanando un'altra molecola e lasciandone solo 8 e via via eliminando man mano che la superficie si riduce. La situazione è allora quella descritta in fig. 3 in cui sono tracciate le curve (blu) di  $2G(r)/r$  per un numero di molecole posto in superficie via via decrescente. In pratica l'andamento di  $G(r)$  è sempre lo stesso ma viene traslato verso sinistra al decrescere del numero di molecole. L'andamento complessivo di  $p_m$  si ottiene allora tenendo conto che man mano che il raggio diminuisce diminuiscono anche le molecole in superficie e si passa da una curva blu all'altra spostandosi verso sinistra. Si ha cioè l'andamento seghettato compreso nella fascia gialla che si può approssimare con una curva uniforme  $p_m = 2g/r$  dove  $g$  è un valore costante compreso tra  $g_{min}$  e  $g_{max}$ . Naturalmente nei casi reali questo fenomeno oscillatorio è del tutto inapprezzabile dato che le molecole sono in numero elevatissimo e l'allontanamento di una di esse creerebbe una differenza infinitesima tra  $g_{min}$  e  $g_{max}$ . La fascia gialla di Fig. 3 è quindi strettissima e si ha  $g = g_{min} = g_{max}$ .

## Le pellicole di surfattante

Nei liquidi organici oltre alle molecole di acqua vi sono molte altre sostanze alcune delle quali possono giocare un ruolo attivo nella dinamica della bolla. Esse sono i surfattanti, così definiti perché si dispongono spontaneamente sulla superficie (*surface*) della bolla creando una impalcatura che la stabilizza contro le variazioni di pressione. Per portare a termine la loro missione i surfattanti debbono avere delle caratteristiche particolari. La loro molecola deve avere una parte, denominata *coda*, con scarsa affinità col liquido in modo da essere costretta a migrare verso le eventuali bolla di gas presenti. Oltre alla coda, solitamente formata da una catena di atomi di Carbonio, il surfattante deve avere un'altra estremità, detta *testa*, con presenta invece affinità per il liquido. La testa inoltre, oltre ad impedire al surfattante di essere espulso completamente disperdendosi nel gas posto all'interno della bolla deve contribuire ad allinearli ordinatamente come è mostrato in fig. 4. A questo scopo la testa ha una distribuzione di cariche elettriche in forma di dipolo, cioè una carica positiva e una negativa eguali poste a una certa distanza che interagiscono con le teste delle molecole surfattanti contigue.

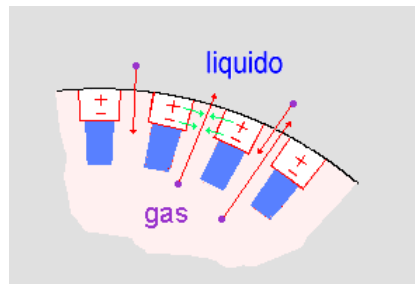


Fig. 4: Molecole composite di surfattante disposte sulla superficie interna della bolla.

Come si vede in fig. 4 le cariche elettriche dello stesso segno si respingono (frecche verdi), mantenendo allineati i surfattanti e impedendo loro di avvicinarsi troppo le rispettive teste. Questa distribuzione ordinata conferisce alla pellicola che ne risulta, una elasticità che le consente di sopportare forti compressioni senza rompersi. In altre parole il surfattante gioca un ruolo opposto a quello della tensione superficiale, annullandone l'effetto e in caso di necessità contrastando validamente anche la pressione idrostatica esterna. Inoltre la distanza che la forza di repulsione elettrica mantiene tra le molecole di surfattante, permette lo scambio di gas (vedi Fig. 4) tra l'esterno e l'interno della bolla cioè garantisce una buona permeabilità alla pellicola.

Resta a questo punto da chiedersi quale sia la tensione con cui la pellicola di surfattante si oppone alla compressione e alla conseguente riduzione del raggio della bolla. In pratica per il surfattante valgono le stesse considerazioni fatte per le molecole d'acqua e che hanno portato al tracciamento della Fig. 3. Ovviamente nel caso dei surfattanti, le curve  $2G(r)/r$  riportate in Fig. 3 e valide per le molecole dell'acqua, hanno una forma leggermente diversa. La differenza maggiore consiste però nel fatto che le molecole di surfattante hanno una libertà di movimento molto minore di quelle dell'acqua che possono essere rimosse dalla superficie della bolla senza sforzo. Le molecole del surfattante sono invece come dei grossi chiodi piantati sulla superficie della bolla ed occorre applicare uno sforzo notevole per espellerli. In definitiva si ha la Fig. 5 in cui le curve blu  $2G(r)/r$  sono meno ripide e il passaggio da una all'altra per espulsione della molecola avviene in corrispondenza di valori elevati della pressione agente. La pressione inoltre è negativa in quanto le molecole del surfattante, a differenza di quelle del liquido, sono normalmente sottoposte a compressione e non a trazione (si tenga presente che per ragioni grafiche la Fig. 5 risulta ribaltata rispetto alla Fig. 3 e quindi a valori positivi di  $p_s$  corrispondono in realtà tensioni superficiali negative)

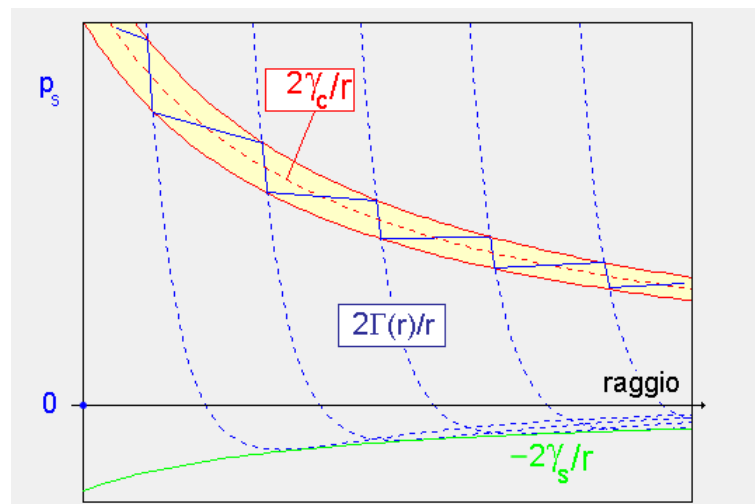


Fig.5: Forza di reazione alla compressione esercitata dal surfattante

Anche in questo caso, nella realtà fisica, le curve tratteggiate sono fittissime e la fascia gialla di oscillazione è estremamente ristretta. Il comportamento del surfattante si può perciò descrivere con la curva  $2g_c/r$ , dove  $g_c$  è una costante di valore molto superiore alla  $g$  del liquido circostante. Il pedice utilizzato  $c$  sta per *crumble* (*sgretolare*), in quanto comprimendo la bolla la pellicola di surfattante si sgretola con gradualità espellendo molecole e dando luogo all'oscillazione compresa nella fascia gialla. **Il fenomeno dello sgretolamento**

progressivo della pellicola di surfattante sembra spiegare in modo soddisfacente il fatto che comprimendo le gelatine si vede che le bolle eventualmente presenti si riducono di volume e rimangono stabili nella nuova configurazione. Da notare che se si dilata la bolla, invece che di comprimerla, le molecole di surfattante cominciano ad attrarsi, proprio come quelle del liquido che lo circonda per cui la pellicola esercita a sua volta una tensione superficiale  $2g_s/r$  (curva verde di Fig. 5) che si somma a quella del liquido anziché opporsi. In genere il valore di  $g_s$  è molto più piccolo di  $g_c$  dato che le forze di attrazione sono estremamente più deboli di quelle di repulsione. Per concludere quindi il surfattante si comporta in **tre modi diversi** a seconda dei casi:

- Presenta inizialmente una resistenza alla compressione  $2G(r)/r$  rapidamente variabile
- Presenta una resistenza alla compressione  $2g_c/r$  che varia lentamente se la pressione applicata è sufficientemente elevata da sgretolarlo
- Presenta una tensione superficiale  $2g_s/r$  simile ai liquidi se la bolla si dilata

## La fase di compressione

Vediamo cosa accade ad una bolla di gas di raggio  $r$ , presente nel tessuto di un sub, per effetto di un aumento della pressione ambiente dovuto ad una immersione seguita da una sosta più o meno lunga sul fondo. Per semplicità di trattazione si suppone che il gas respirato dal sub sia l'aria e il gas presente nella bolla sia solo azoto. Se in superficie la bolla era in equilibrio da lungo tempo si può supporre che la sua pressione interna sia eguale alla tensione dell'azoto nel tessuto e cioè si abbia  $p_{in} = p_T = 0.79$  ata.

Non appena inizia l'immersione, la pressione esterna  $p_{ex}$  inizia a crescere e l'equilibrio tra le pressioni interne ed esterne impone che il surfattante soddisfi l'egualianza tra pressioni interne ed esterne:

$$2G(r)/r + p_{in} = p_{ex} + 2g/r \quad (1)$$

in cui come si vede la pressione interna del gas  $p_{in}$  coadiuvata dalla resistenza del surfattante  $2G(r)/r$  equilibra esattamente la pressione esterna assoluta  $p_{ex}$  coadiuvata dalla tensione superficiale del liquido  $2g/r$ . **L'equazione di equilibrio (1) è la relazione fondamentale che deve essere soddisfatta in ogni caso e che condiziona l'evoluzione della bolla durante tutto il processo di immersione e riemersione del sub.**

La equazione precedente può essere riscritta nella forma:

$$2G(r)/r = p_{ex} - p_{in} + 2g/r \quad (2)$$

che d'ora in avanti verrà utilizzata per evidenziare in forma grafica l'evoluzione della bolla.

Al crescere della profondità raggiunta il raggio della bolla si riduce comprimendo energicamente la pellicola di surfattante e facendole raggiungere la soglia di sgretolamento  $g_c$ . Lo sgretolamento del surfattante permette la riduzione graduale del raggio man mano che la  $p_{ex}$  cresce.

Il processo ora descritto si può riassumere graficamente in Fig. 6 in cui il punto rappresentativo della bolla sta nell'intersezione tra l'andamento della pressione  $p_s = 2G(r)/r$  del surfattante e la curva verde tratteggiata che è la somma delle pressioni a secondo membro della equazione (2). In altre parole la Fig. 6 visualizza graficamente l'equazione fondamentale di equilibrio (1).

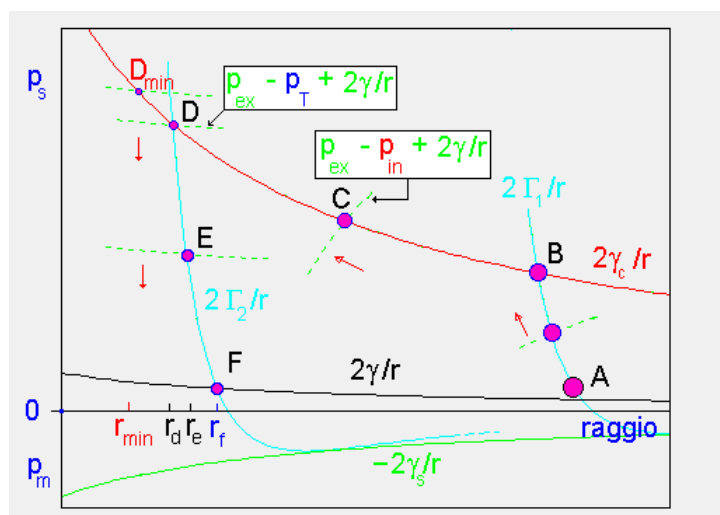


Fig. 6: Rappresentazione grafica al variare del raggio dello stato di una bolla durante una compressione

Come si vede si parte dalla situazione di equilibrio in superficie (punto A) in cui la  $p_s$  del surfattante supera di poco la tensione superficiale. La pressione esterna  $p_{ex}$  inizia a salire facendo salire di conseguenza la somma delle pressioni  $p_{ex} - p_{in} + 2g/r$  (curva verde tratteggiata). A causa dell'avvicinamento reciproco delle molecole di surfattante, il punto rappresentativo si arrampica lungo la curva  $2G_1(r)/r$  portandosi rapidamente sul punto B, dove ha inizio il processo di sgretolamento. Subito dopo, sempre sospinto dalla curva verde che sale, il punto rappresentativo inizia a muoversi lungo la curva limite  $2g_c/r$  con un andamento tremolante (non indicato in figura) dovuto all'espulsione graduale delle molecole (sgretolamento). Si raggiunge così il punto C in cui la curva verde tratteggiata si arresta perché il sub ha raggiunto la quota massima e  $p_{ex}$  cessa di crescere.

La situazione non è però stabile: la pressione  $p_{in}$  all'interno della bolla si è molto accresciuta a causa della riduzione del volume, mentre quella del gas disciolto nel tessuto è rimasta praticamente eguale a quella di partenza e cioè 1 ATA (se la discesa è sufficientemente rapida). La bolla inizia quindi a espellere gas verso il tessuto e a sgonfiarsi. La contrazione del raggio che ne consegue innesca un ulteriore processo di sgretolamento del surfattante e il punto rappresentativo riprende a muoversi col solito andamento tremolante lungo la curva limite  $2g_c/r$ . Il processo di sgonfiamento si conclude nel punto D dove si raggiunge l'equilibrio tra la  $p_{in}$  e la  $p_T$  del tessuto che nel frattempo aveva preso a crescere. Nel caso in cui la discesa sia molto veloce e anche il processo di diffusione del gas verso l'esterno della bolla sia sufficientemente rapido si può ritenere con buona approssimazione che il tessuto sia rimasto nello stato di partenza e cioè con  $p_T = 0.79$  ata. In questo caso si raggiunge il punto  $D_{min}$  che è caratterizzato dal valore più piccolo possibile del raggio della bolla. **Questo conferma il fatto ben noto che una discesa rapida favorisce la riduzione del raggio delle bolle.**

A questo punto inizia a farsi sentire l'aumento progressivo della tensione  $p_T$  del gas nel tessuto. Essa spinge la curva verde tratteggiata verso il basso (si ricordi che ora si ha  $p_{in} = p_T$  e  $p_{in}$  compare nella curva verde con segno negativo). Finalmente il surfattante può tirare il fiato e cessa di sgretolarsi: le sue molecole si allontanano e la sua  $G(r)$  scende al di sotto del valore limite  $g_c$ . Questo processo di discesa avviene lungo la curva  $2G_2/r$  (praticamente eguale alla  $2G_1/r$ , ma traslata a sinistra a causa della perdita di molecole che si era verificata durante lo sgretolamento) e si conclude dopo molto tempo quando il tessuto satura completamente e il punto rappresentativo raggiunge il punto finale F.

A titolo di esemplificazione, nell'animazione di Fig. 7 è visualizzato dinamicamente il processo di compressione della bolla appena descritto.

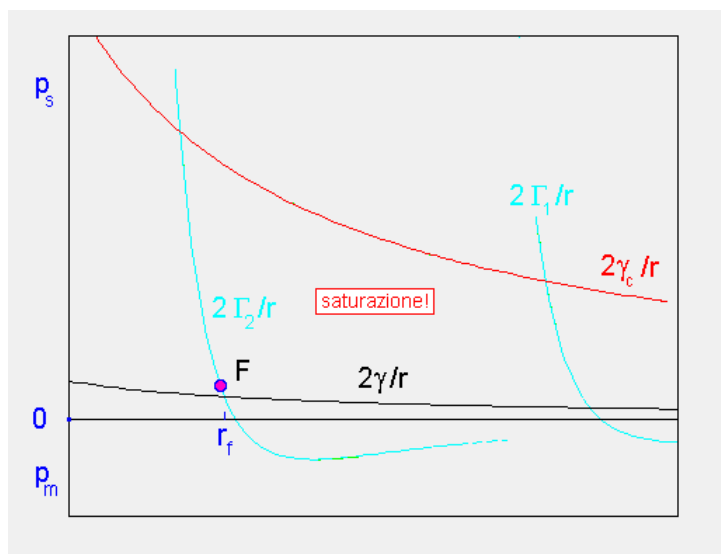


Fig. 7: Andamento della pressione agente sul surfattante durante la compressione di una bolla

Come si vede il punto rappresentativo della pressione agente sulla pellicola del surfattante è sempre ottenuto come intersezione della curva  $2G(r)/r$  (dove  $G(r)$  diviene di volta in volta  $G_1(r)$ ,  $g_c$  e  $G_2(r)$ ) con la curva verde  $[p_{ex} - p_{in} + 2g/r]$  (con  $p_{in}$  eventualmente eguale a  $p_T$ ), in modo da garantire l'equilibrio delle pressioni. I tempi che compaiono nell'animazione ovviamente non coincidono con quelli reali. Il passaggio dal punto A al punto C avviene nei pochi minuti necessari al sub a raggiungere il fondo. Facendo esperimenti sulle gelatine si è visto che il tempo necessario alla bolla per sgonfiarsi passando da C a D si aggira su di un paio di minuti. Finalmente il passaggio da D a F si compie in un intervallo di tempo che va dalle decine di minuti alle ore perché legato al processo di saturazione del tessuto in cui è immersa la bolla.

### La triste e dolorosa storia di una bolla troppo compressa

Osservando sia la Fig. 6 che l'animazione in Fig. 7, si nota che tanto maggiore è la pressione idrostatica esterna  $p_{ex}$  tanto più il punto D, corrispondente alla massima compressione del surfattante, si muove verso sinistra salendo lungo la curva rossa  $2g_c/r$  e sottoponendo la bolla ad uno sforzo crescente. Tuttavia, come appare in Fig. 8-a la bolla, con il surfattante che la protegge, sembra davvero una fortezza imprendibile pronta a respingere l'assedio di qualsiasi pressione esterna. Le molecole reggono la spinta perché la forma circolare le comprime una sull'altra ma cosa avverrebbe se la bolla perdesse momentaneamente la forma sferica assumendo per esempio la forma schiacciata di Fig. 8-b?

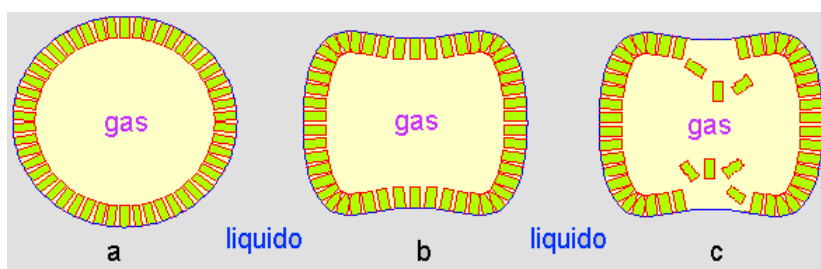


Fig. 8: Bolla con la pellicola di surfattante che perde la forma sferica e si frantuma.

Si vede subito che in alcuni punti la pellicola non si autosostiene: le sue molecole, a causa della repulsione reciproca, si staccano senza opporre resistenza dalla superficie e vengono proiettate verso l'interno (vedi Fig. 8-c). A questo punto le zone prive di surfattante tendono a riacquistare bruscamente la forma sferica innescando un processo vibratorio che scuote violentemente tutta la superficie. Questo piccolo terremoto, che può essere di violenza inaudita data l'entità elevatissima delle pressioni in gioco e le dimensioni microscopiche della bolla, provoca l'espulsione verso l'interno di tutto il surfattante. La sorte della bolla è allora segnata: nuda e priva di difese essa è in balia della tensione superficiale che stringendola nella sua morsa inesorabile la spreme fino a farla sparire in frazioni di secondo. Ovviamente altri processi catastrofici sono ipotizzabili come la rottura in bolle più piccole ecc. Per esempio la rottura di una bolla in due è stata evidenziata da esperimenti sulle gelatine.

La perdita iniziale della forma circolare che innesca il collasso o la frantumazione della bolla è un fenomeno frequente nei tessuti viventi a causa delle onde di pressione del battito cardiaco o dei movimenti degli arti o semplicemente dello sgretolamento non uniforme e graduale del surfattante. Esiste quindi un valore massimo di  $p_{ex}$  (o più esattamente un valore minimo del raggio della bolla), superato il quale tutte le bolle vanno in pezzi e scompaiono. A questo proposito occorre notare ancora una volta che, affinché la  $p_{ex}$  risulti efficace nel distruggere le bolle, essa deve essere applicata il più rapidamente possibile in modo che il punto D di raggio minimo faccia a tempo ad arrampicarsi al massimo lungo la curva  $2g_c/r$  raggiungendo la posizione limite  $D_{min}$  (vedi Fig. 6 e 7). Una elevata  $p_{ex}$  applicata lentamente sarebbe inefficace perché le bolle hanno tutto il tempo per rigonfiarsi ricevendo gas dai tessuti e confinando così il punto D su valori di  $2g_c/r$  più piccoli. Va inoltre aggiunto il fatto che un aumento di pressione molto brusco può favorire la perdita iniziale della forma sferica che innesca il collasso della bolla. Questo, come già detto in precedenza, è essenzialmente il motivo per cui i sub profondisti scendono alla massima velocità allo scopo di liberare l'organismo da qualsiasi residuo di bolle. Occorre naturalmente

sottolineare che questa procedura ha senso *solo se si raggiungono profondità elevate* altrimenti non solo non si distruggono le bolle presenti ma **si rischia di crearne molte altre** a causa dei forti gradienti di pressione tra sangue e tessuti. In ogni caso essa è sconsigliabile nell'ambito ricreativo sia per la sua inefficacia sia perché può indurre fenomeni di narcosi molto pericolosi.

## Il valore del raggio alla fine del processo di compressione

Si è visto che alla fine del processo di compressione il raggio della bolla raggiunge un valore finale. Questo può essere  $r_f$  per le immersioni di lunga durata quale quelle dei cassonisti che stanno sul fondo per giorni, ovvero  $r_d$  nel caso di una immersione ricreativa di breve durata (vedi Fig. 6 o 7). La conoscenza di questo raggio è importante perché condiziona il processo di risalita in superficie che, prima o poi, deve avvenire. Osservando la Fig. 6 si nota che a causa della ripidezza della curva  $2G_2(r)/r$  il valore finale raggiunto nel punto F non si discosta molto da quello assunto nel punto D. Poiché quest'ultimo punto appartiene all'intersezione della curva limite  $2g_c/r$  con la curva verde  $[p_{ex} - p_T + 2g/r]$ , si ha:

$$r_d = 2(g_c - g) / (p_{ex} - p_T)_{max} \quad (3)$$

dove  $(p_{ex} - p_T)_{max}$  rappresenta il valor massimo raggiunto dalla differenza di pressioni  $(p_{ex} - p_T)$  durante la compressione. Il raggio in questione assume il valore minimo possibile in  $D_{min}$ , nel caso di una discesa ultraveloce in cui  $p_T = 0.79$  ata e diventa:

$$r_{min} = 2(g_c - g) / (p_{ex} - 0.79)_{max} \quad (4)$$

Questo è un risultato apparentemente paradossale perché il raggio raggiunto non dipende dal raggio di partenza, qualunque esso fosse. La cosa però non deve sorprendere: è il processo di sgretolamento del surfattante che provvede a quest'operazione democratica di riduzione alle stesse dimensioni di tutte le bolle *comprese rapidamente*. Questo spiega il motivo per cui una discesa rapida a profondità molto elevata (oltre gli 80 metri) distrugge tutte le bolle. Qualunque infatti siano le loro dimensioni in superficie esse sgretolandosi riducono il loro raggio al limite comune  $r_{min}$  dopodiché collassano tutte senza distinzione se questo valore è inferiore a una soglia al di sotto della quale i fenomeni di instabilità sono distruttivi. Per concludere, il raggio minimo è ovviamente un limite inferiore invalicabile per tutte le bolle sottoposte a una pressione esterna massima prefissata ma non esclude la presenza di bolle di dimensioni inferiori, a patto che esse esistessero già prima della compressione.

Nel caso in cui non si raggiunga  $D_{min}$  il problema di valutazione del raggio delle bolle è più difficile. Occorre in pratica calcolare il valore di  $p_T$  nell'istante in cui  $p_{in} = p_T$  e sostituirlo nella equazione precedente. Per far questo si deve conoscere sia il processo di variazione nel tempo della  $p_T$ , che è abbastanza semplice da calcolare, sia quello della  $p_{in}$  che invece è molto più difficile da trovare perché oltre che dalla differenza delle pressioni tra interno ed esterno della bolla dipende anche dalle caratteristiche della superficie della bolla attraverso la quale si ha la diffusione del gas. Sperimentalmente si è visto che il tempo necessario alla bolla per portarsi in equilibrio con la tensione del gas nel tessuto è abbastanza limitato (2 - 5 minuti) per cui si può trascurare rispetto ai tempi con cui si evolve la  $p_T$  dei tessuti. Basta allora calcolare il valore che ha la  $p_T$  nel tessuto al momento in cui il sub raggiunge la profondità massima e sostituirlo nella Eq. (3). Per esempio se il sub è equipaggiato da un normale computer subacqueo che misura la pressione ambiente e stima il valore di  $p_T$  nei tessuti, applicando la Eq. (3) è in grado di conoscere istante per istante le dimensioni delle bolle presenti nel suo organismo.

Ma la storia della bolla non è finita perché prima o poi il sub, sia che sia un cassonista che si trattiene in profondità per giorni, sia che sia un tecnico o un ricreativo, prima o poi deve risalire.

## La fase di decompressione

Per vedere cosa succede quando la pressione esterna scende dal valore massimo che aveva assunto in profondità al valore di 0.79 ata della superficie, basta tener conto che anche in questo caso si deve avere l'equilibrio tra la tensione  $p_s$  del surfattante e la curva verde  $[p_{ex} - p_{in} + 2g/r]$ , contenente tutte le altre pressioni agenti. **In altre parole vale sempre e comunque l'equazione di equilibrio (1).** Naturalmente la situazione si evolverà in modo diverso a seconda del punto che era stato raggiunto in Fig. 6 durante la compressione. Facciamo allora l'ipotesi di partire dal punto E di Fig. 6 che rappresenta lo stato della bolla dopo una certa permanenza in profondità. Man mano che il sub risale la  $p_{ex}$  cala trascinando verso il basso la curva verde e di conseguenza anche il punto rappresentativo. Verrebbe a questo punto spontaneo, in analogia al caso della compressione, di considerare una risalita ultraveloce che non dia alla bolla il tempo di scambiare gas con l'esterno. Si tratta però di una procedura estremamente pericolosa per l'incolumità del sub e quindi di scarsa importanza pratica per cui conviene prendere in considerazione una risalita lenta che dia tempo alla bolla di rimanere in equilibrio col gas disciolto nel tessuto e cioè si abbia sempre  $p_{in} = p_T$ . In questo caso la curva verde diventa  $[p_{ex} - p_T + 2g/r]$  che si abbassa gradatamente come mostrato in Fig. 9.

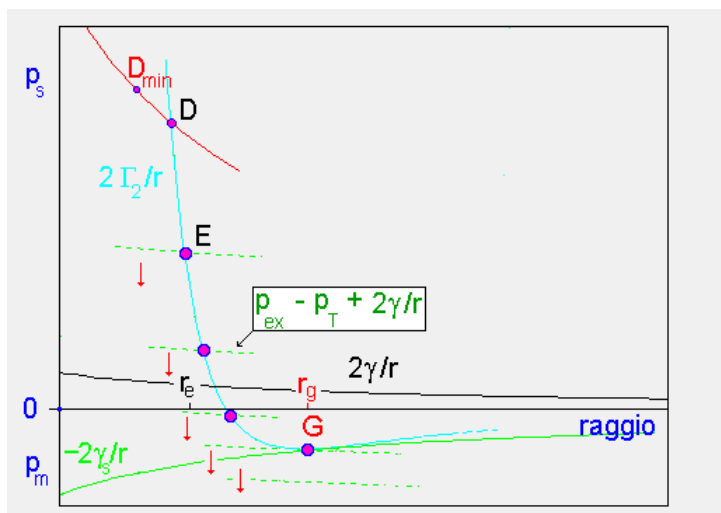


Fig. 9 : Fase di decompressione causata dalla risalita in superficie

Il punto rappresentativo scende lungo la curva  $2G_2(r)/r$  fino al punto limite G oltre il quale l'equilibrio tra tensione del surfattante e tensioni rimanenti non è più possibile. Che accade a questo punto? In pratica la pressione interna della bolla non è più equilibrata da quella esterna che si è ridotta a causa del calo della  $p_{ex}$  e la bolla inizia un processo irreversibile di accrescimento. L'animazione di Fig. 10

mostra chiaramente cosa avviene.

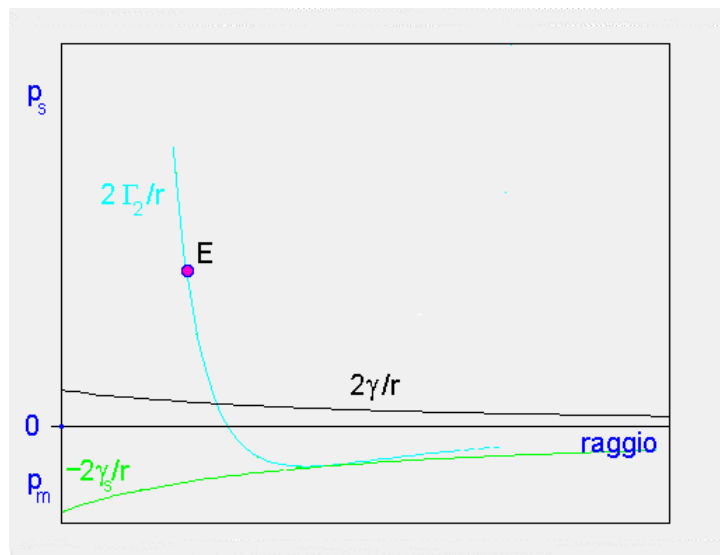


Fig. 10: Crescita irreversibile della bolla per superamento del punto limite G.

Il punto G rappresenta quindi un valore limite per il processo di risalita che impone l'arresto del sub pena la formazione di grosse e pericolose bolle nel suo organismo. Occorre interrompere la risalita in modo da dar tempo alla tensione  $p_T$  del gas disciolto nel tessuto di calare riportando verso l'alto la curva verde, allontanandola cioè dal punto limite G. Una volta che si è ottenuto un sufficiente margine di sicurezza si può riprendere la discesa ecc.

### Un primo tentativo di calcolo del profilo di deco

Per effettuare l'operazione di discesa a tappe successive descritta in precedenza è necessario conoscere la posizione del punto G. La sua valutazione approssimata è abbastanza facile dato che il raggio  $r_g$  corrispondente non differisce essenzialmente da quello di  $r_e$  e di  $r_d$ . Anche se questo fatto non appare evidente dalla Fig. 9, basta ricordare che le forze agenti in un liquido sono a corto raggio ovvero agiscono su distanze dell'ordine delle dimensioni di una molecola. Se si tien conto che il raggio di un atomo si aggira intorno a  $1$  o  $2 \cdot 10^{-4}$  micron si vede che anche nel caso di una molecola complessa costituita da una decina di atomi le forze hanno un raggio d'azione non superiore a un centesimo di micron. Se si assegna allora a  $r_d$  il valore indicativo di  $1$  micron è chiaro che l'escursione della  $G_2(r)$  da un massimo a un minimo avviene entro un centesimo di  $r_d$  e pertanto si può assumere con ottima approssimazione  $r_d = r_e = r_g$ . In questo caso si ha:

$$G_2(r_g) = g_s$$

da cui segue che nel punto limite G si ha:

$$p_T - p_{ex} = 2(g_s + g)/r_g \quad (5)$$

Utilizzando allora al posto di  $r_g$  la espressione di  $r_d$ , si vede che affinché la bolla in esame non vada incontro ad un processo irreversibile di accrescimento (cioè non si superi il punto G) deve essere soddisfatta la disegualianza:

$$p_T - p_{ex} < (g_s + g)/(g_c - g)(p_{ex} - p_T)_{max} \quad (6)$$

La situazione ora descritta si può illustrare graficamente nel piano delle variabili  $p_{ex}$  e  $p_T$  ossia nel piano di stato in cui si evolvono le traiettorie rappresentative dell'immersione e di cui in Fig. 11 si riporta un esempio.

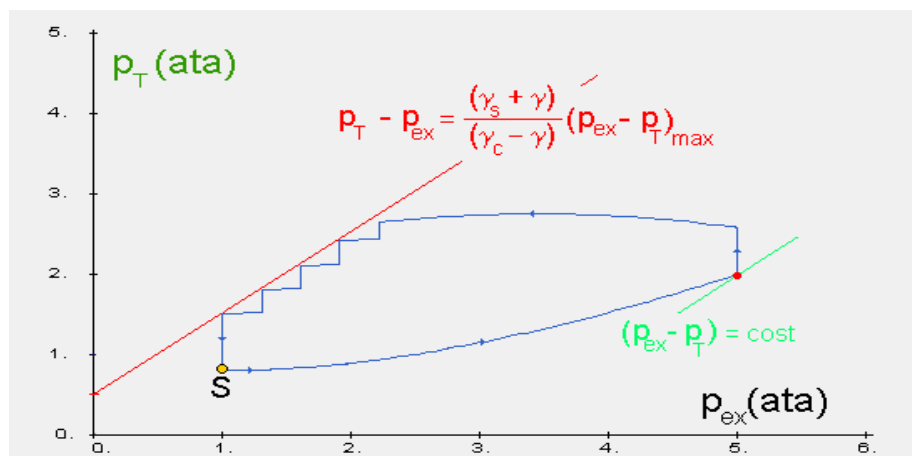


Fig. 11: Traiettoria nel piano di stato e retta limite per evitare la crescita incontrollata della bolla

Come si vede per evitare la crescita incontrollata della bolla il sub durante la risalita in superficie (punto S) deve evitare di attraversare la curva limite rossa di equazione:

$$p_T - p_{ex} = (g_s + g)/(g_c - g)(p_{ex} - p_T)_{max} \quad (7)$$

e per far questo effettua una serie di tappe a profondità decrescenti. Da notare che il punto avente il valore massimo della differenza  $(p_{ex} - p_T)_{max}$  e che appare a secondo membro della retta limite, è quello (punto rosso) in cui la traiettoria sfiora senza attraversarlo un luogo

a  $(p_{ex} - p_T)$  costante (retta verde).

Giunti a questo punto sembra di avere risolto finalmente il problema della risalita con decompressione. Basta infatti evitare di sconfinare a sinistra della retta limite di Fig. 11 e il gioco è fatto. Per esempio in Fig. 12 vengono riportate le traiettorie (una rossa e l'altra blu) di due sub che raggiungono profondità differenti ma che a un certo punto si trovano alla medesima quota con lo stesso carico di gas (punto P).

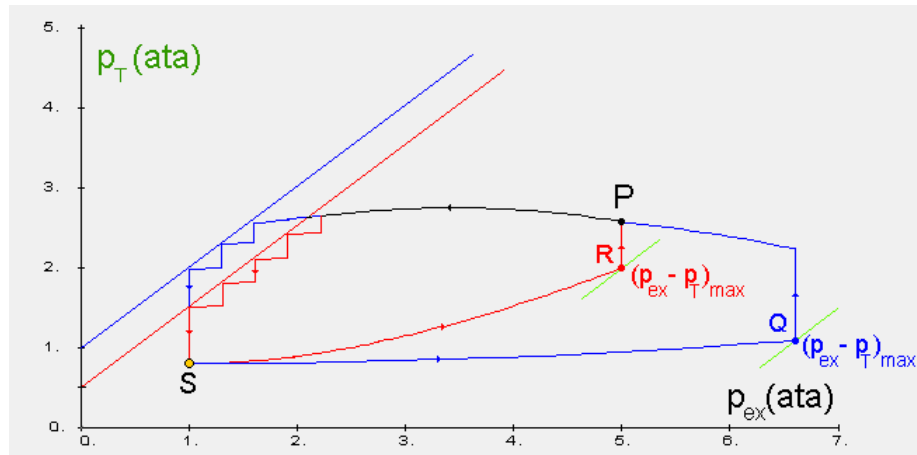


Fig. 12 : Traiettorie di sub con profondità massima diverse ed effetto sulle rette limite

In questo caso la teoria classica imporrebbe ai due di effettuare una risalita a tappe a partire da P, con le stesse modalità, dato che hanno la stessa quantità di gas da smaltire. La teoria delle bolle invece impone due differenti rette limite e quindi due profili di risalita differenti. Infatti essendo la differenza  $(p_{ex} - p_T)_{max}$  molto più grande nel punto Q che nel punto R, il sub che è sceso più in profondità ha una retta limite più spostata in alto di quella del sub che si è immerso a profondità minore. Insomma **il sub che è sceso più in basso ed ha raggiunto il punto Q è meno penalizzato e può risalire più in fretta di quello che è sceso di meno**, saltando addirittura due tappe (vedi Fig. 12).

Questo sembra un paradosso ma non lo è (o almeno non lo è del tutto). La maggior profondità raggiunta ha infatti sgretolato le bolle con maggior efficacia portandole a dimensioni minori e quindi il sub con la traiettoria blu ha un margine di sicurezza maggiore.

Sembrerebbe quindi di poter dire che la teoria delle bolle invita alle discese veloci a quote profonde premiando il sub spericolato con una decompressione più breve, mentre penalizza il sub prudente che è sceso lentamente ed è rimasto a quote superficiali. Ma le cose stanno realmente così?

Per tradurre in pratica i risultati raggiunti rimarrebbe soltanto il problema di trovare di volta in volta la condizione limite espressa dall'Eq. (7) che si può risolvere facilmente con il computer che equipaggia il sub il quale prende nota del valore massimo raggiunto da  $(p_{ex} - p_T)$  e poi calcola la retta limite corrispondente per la discesa.

**Purtroppo però la nostra soddisfazione per aver risolto così brillantemente il problema della decompressione è di breve durata:** non appena si fa qualche calcolo utilizzando i valori noti dei parametri che compaiono nella Eq. (7) ci si accorge che le rette limite in questione risultano essere troppo spostate in basso. Decisamente molto più in basso delle rette degli m-valori normalmente usati nelle decompressioni tradizionali. Questo anzitutto significa che per risalire utilizzando i limiti imposti dalle bolle occorrerebbe effettuare una serie interminabile di tappe estremamente profonde impiegando un tempo lunghissimo del tutto non alla portata di un sub equipaggiato con le bombole.

Se questo non bastasse dobbiamo anche concludere che il sub che risale con le tecniche tradizionali, superando abbondantemente le condizioni limite espresse dalla Eq. (7), destabilizza in ogni caso i nuclei gassosi presenti nel suo organismo riempiendosi di bolle al termine della risalita. Questo è un fatto assodato, sia perché le bolle che si formano nella corrente sanguigna sono state evidenziate con la tecnica Doppler sia perché è ben nota la sensazione di stanchezza che pervade un sub dopo una immersione. Sensazione di stanchezza che ovviamente non può essere addebitata solo allo sforzo compiuto ma è dovuta soprattutto alla presenza di bolle nel suo organismo (le cosiddette bolle silenziose). **Ma perché allora, pur dando per scontato di aver destabilizzato le bolle, in taluni casi si ha la malattia da decompressione e in altri no?** Forse nel nostro ragionamento abbiamo trascurato qualcosa!

In realtà ci resta ancora una cosa da chiarire e si tratta di una questione fondamentale: **come e di quanto cresce una bolla divenuta instabile causa il superamento del punto limite G.**

### La crescita della bolla

Si è visto che quando il punto rappresentativo dello stato della bolla riportato in Fig. 9 e 10 scende al di sotto del punto limite G la bolla subisce un processo di accrescimento irreversibile. La curva verde tratteggiata  $[p_{ex} - p_T + 2g/r]$  scende anche di molto al di sotto di G e si trattiene a bassi livelli per tempi molto lunghi legati alla lenta desaturazione del tessuto. **Questo addirittura renderebbe impossibile l'equilibrio delle pressioni, sancito tassativamente dalla equazione (1), provocando una vera e propria esplosione della bolla!** La situazione sembrerebbe quindi molto critica dato che la bolla apparentemente ha tutto il tempo di raggiungere dimensioni enormi mettendo in grave pericolo l'incolumità del subacqueo. In realtà, per nostra fortuna, le cose vanno alquanto diversamente. Si osservi infatti la Fig. 13 che riporta in due fotogrammi successivi lo stato della bolla in accrescimento in un liquido intratissutale.

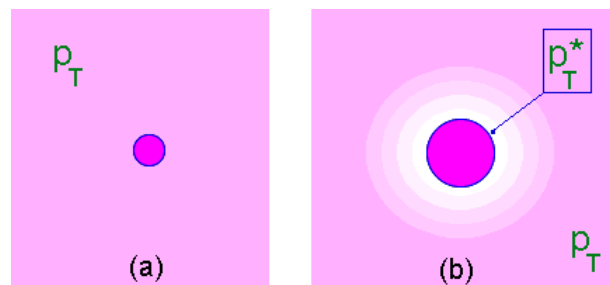


Fig. 13: Bolla in accrescimento che si nutre del gas circostante

La bolla è colorata intensamente di viola a indicare che la densità di gas è elevata al suo interno. Il tessuto circostante invece è colorato molto più debolmente perché **la densità di gas disciolto è molto più piccola** (Fig. 13-a). Come è possibile questo, se si assume che la pressione interna  $p_{in}$  della bolla e quella del gas disciolto  $p_T$  siano eguali? La cosa non deve sorprendere: la pressione di un gas in un liquido dipende sì dalla sua concentrazione ma anche dalla affinità (solubilità) che le molecole di gas hanno con le molecole del liquido. La molecola di azoto  $N_2$  è strutturalmente diversa da quella dell'acqua  $H_2O$  per cui viene "sentita" come estranea e tende ad essere espulsa con gran forza dal liquido. Essa acquista così una energia che le consente di esercitare una pressione (tensione)  $p_T$  elevata, pur con un ridotto numero di molecole presenti.

Ritornando ora alla bolla, si vede che essa, per crescere, ingurgita una grande quantità di molecole svuotando ampie zone di liquido che permea il tessuto circostante (Fig. 13-b). In tali zone la  $p_T$ , a causa della sparizione delle molecole, crolla ad un valore  $p_T^*$  molto minore di  $p_T$ , innalzando localmente la curva verde tratteggiata di Fig. 9 e rallentando drasticamente la crescita della bolla. In altre parole la equazione di equilibrio delle pressioni (1) torna anche in questo caso a valere. Ovviamente la zona impoverita di gas che circonda la bolla viene continuamente rifornita per diffusione dalle zone più lontane di tessuto per cui la bolla continua a crescere, seppur lentamente. Questo processo di diffusione delle molecole che dalla massa del tessuto vanno verso le zone impoverite che circondano la bolla, si può descrivere schematicamente con la superficie a imbuto di Fig. 14.

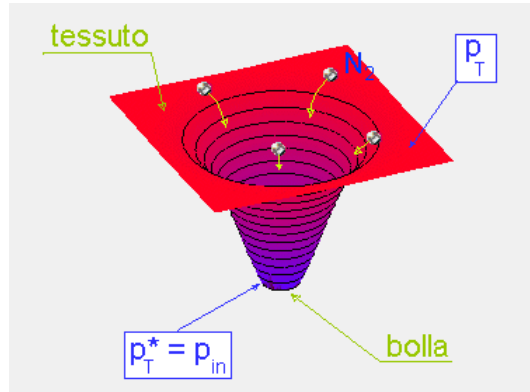


Fig. 14: Superficie a imbuto rappresentativa della pressione del gas nel tessuto che circonda la bolla.

L'altezza della superficie rappresenta il valore della tensione del gas nel tessuto. Essa va decrescendo via via che ci si avvicina alla bolla, posta idealmente nel centro. Le molecole di azoto di cui è ricco il tessuto scivolano (per diffusione) lungo il pendio inclinato e vanno a gonfiare la bolla.

Vediamo ora come si evolve la situazione. La bolla si va lentamente espandendo e quindi la sua pellicola di surfattante risulta particolarmente permeabile: si può perciò assumere con ottima approssimazione che sia soddisfatta la relazione  $p_T^* = p_{in}$ . Inoltre, come già detto, l'equilibrio tra pressioni interne ed esterne, momentaneamente alterato dal brusco calo della  $p_{ex}$  è di nuovo soddisfatto con  $p_T^*$  al posto di  $p_T$ .

In definitiva è come se il punto G non venisse mai abbandonato e il punto rappresentativo si muove lentamente lungo la curva  $2g_s/r$  che rappresenta la tensione superficiale esercitata dal surfattante, come è mostrato in Fig. 15.

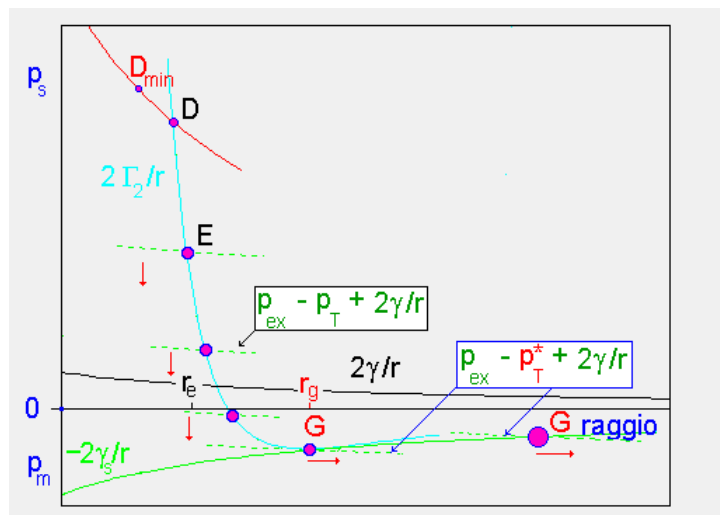


Fig. 15: Crescita lenta e graduale della bolla

In pratica la Fig. 15 differisce dalla Fig. 9 solo per il fatto che la curva verde tratteggiata  $[p_{ex} - p_T + 2g/r]$  che scendeva verso il basso e abbandonava il punto limite G, rendendo impossibile l'equilibrio delle pressioni, viene sostituita dalla curva verde  $[p_{ex} - p_T^* + 2g/r]$  che rimane più in alto, soddisfa all'equilibrio delle pressioni e provoca il lento moto verso destra del punto rappresentativo della bolla. Alla fine il processo si arresta quando il tessuto si desatura del tutto e nella maggior parte dei casi ciò avviene prima che la bolla raggiunga dimensioni pericolose. Il sub risale in superficie e anche se si sente un pò affaticato per quella miriade di piccole bolle che si sono sviluppate, non subisce conseguenze particolarmente dannose.

Una piccola nota a questo punto si impone. Commentando la Fig. 15 si è supposto che il punto rappresentativo si muova lungo la curva verde  $2g_s/r$  che rappresenterebbe la tensione superficiale del surfattante. In altre parole si suppone che la pellicola del surfattante si comporti come quella di un liquido. Per far questo il surfattante, man mano che lo spazio tra le molecole si accresce dovrebbe assorbirne altre per tappare i buchi rimasti (proprio come fanno i liquidi) altrimenti la sua  $G(r)$  crollerebbe a zero invece che rimanere eguale a  $g_s$ . Per permettere che ciò avvenga si deve postulare la presenza di un gran numero di molecole di surfattante "parcheeggiate come satelliti in orbita" intorno alla bolla, pronti a scendere in picchiata per conficcarsi su di essa non appena si libera un posto. I fattori di questa teoria

chiamano reservoir questo "strato orbitale" esterno.

Ritornando al processo di accrescimento, esso viene descritto nell'animazione di Fig. 16 in cui si vede l'evoluzione temporale della superficie a imbuto di Fig. 14 (vista idealmente dal basso per ragioni grafiche).

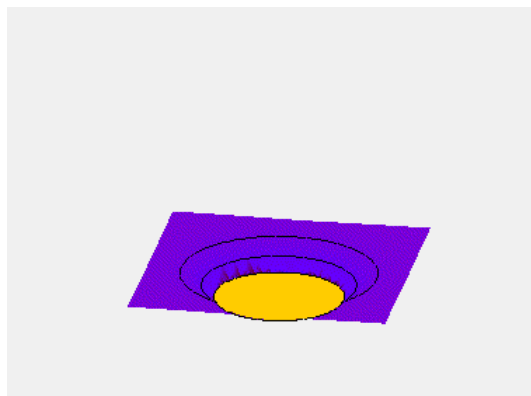


Fig. 16: Andamento temporale della pressione del gas nel tessuto e della dimensione della bolla (disco giallo).

L'area gialla rappresenta la bolla il cui raggio cresce fino a che la pressione del gas nel tessuto raggiunge il valore finale, la superficie a imbuto si appiattisce e la diffusione di gas si arresta.

Si vede subito che il meccanismo con cui cresce la bolla va esattamente nella direzione opposta di quella, vista in precedenza, che privilegiava il sub profondista rispetto al sub prudente. Una immersione profonda comporta valori di  $p_T$  molto più elevati, a parità di tempo di fondo, e fornisce al tessuto una riserva di gas che permette una crescita del volume delle bolle più accentuata mettendo più a rischio l'incolumità del sub. Le traiettorie di risalita riportate in Fig. 12 non sono certamente accettabili e vanno quindi corrette alla luce di quanto appena detto sulla crescita delle bolle. Che fare allora per tener conto di tutto ciò in modo semplice onde permettere lo sviluppo di una procedura di decompressione affidabile e sicura?

Una strada che spesso viene percorsa consiste nel porre un limite al volume complessivo di gas che finisce sotto forma di bolle. Se tale volume di gas supera un certo limite si ritiene che il sub sia in pericolo altrimenti non subisce conseguenze, a parte un pò di stanchezza post immersione. Si tratta ovviamente di un approccio alquanto rozzo e impreciso, dato che un dato volume di gas disperso in tante piccole bollicine potrebbe essere meno dannoso dello stesso volume concentrato in poche grosse bolle. Tuttavia, data la sua relativa semplicità, questo è la via che si segue nella maggior parte dei casi.

### Il volume complessivo della fase gassosa

Si supponga di aver effettuato una immersione e una volta in superficie ci si ponga la seguente domanda: qual'è il volume di gas attualmente presente nel nostro organismo sotto forma di bolle? E sarà esso tale da compromettere la nostra incolumità?

La prima cosa che appare evidente è che queste domande cruciali ha senso porsele solo alla fine dell'immersione dato che il volume di gas in questione dipende dal profilo complessivo dell'immersione ossia da quante bolle sono state rese instabili dal superamento del punto limite G e da quanto esse sono cresciute durante tutta la discesa, tappe di deco comprese. Anzi a questo proposito, per sapere con esattezza come vanno a finire le cose, occorrerà attendere un bel pò di tempo anche dopo la riemersione per dar tempo al processo inflattivo, eventualmente in atto, di compiersi completamente. Tutto questo pone quindi un grosso problema ovvero se sia ancora possibile porre dei vincoli a carattere generale del tipo degli m-valori o simili al profilo di risalita (tappe deco ecc.).

Ovviamente per venire a capo del problema occorre anzitutto disporre di un procedimento di calcolo semplice e affidabile per il computo del volume di gas liberato sotto forma di bolle in corrispondenza di un profilo di immersione qualsiasi: per far questo è necessario anzitutto conoscere la situazione iniziale delle bolle. Quante bolle di raggio  $r$  ci sono normalmente in superficie nell'organismo di una persona? Purtroppo questo dato non è noto ma si può ragionevolmente supporre che che il numero delle bolle decresca all'aumentare del raggio, come mostrato in Fig. 17.

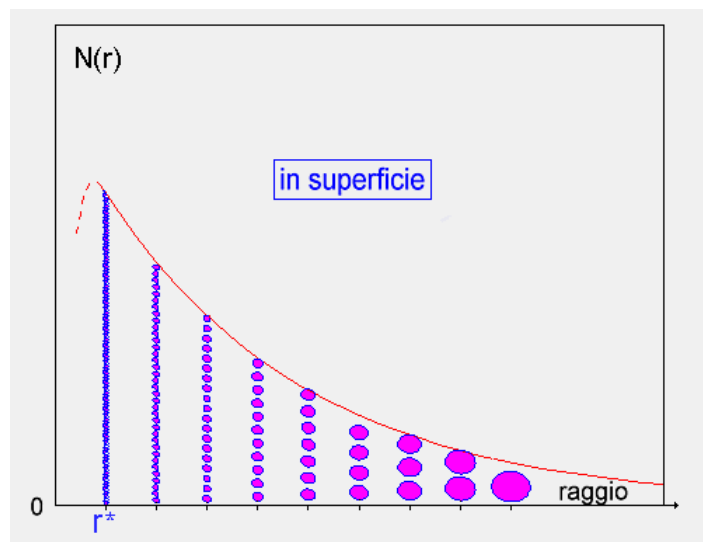


Fig. 17: Numero di bolle presenti in superficie al variare del raggio

Per interpretare correttamente la Fig. 17 occorre tener conto che se si misura sperimentalmente quante bolle di raggio  $r$  prefissato ci sono in un volume unitario di tessuto e si ammette un errore  $D/2$  nella valutazione del raggio, allora il risultato che si trova coincide mediamente col prodotto  $N(r)D$ .

Di solito si suppone che il numero  $N(r)$  in superficie segua la legge esponenziale:

$$N(r) = N_0 \exp(-b r) \quad r > r^*$$

dove  $N_0$  e  $b$  sono dei valori costanti noti. La legge in questione è ovviamente valida per valori del raggio superiori a un valore limite  $r^*$  al di sotto del quale la sopravvivenza della bolla non è più possibile.

In Fig. 18 è mostrato schematicamente l'effetto di una compressione su di una popolazione di bolle presenti in superficie. I loro punti rappresentativi  $A_1, A_2, A_3$  ecc. sono disposti inizialmente poco al di sopra della curva nera  $2g/r$  della tensione superficiale del liquido. Non appena il sub scende sul fondo la solita curva verde tratteggiata trascina tutti i punti verso l'alto fino a portare quelli con raggio maggiore di  $r_2$  sulla curva rossa. Lo sgretolamento che ne consegue fa convergere tutte le bolle a destra del punto  $A_2$  sul punto comune  $D_{1,2}$ . Le bolle con raggio inferiore a  $r_2$  non vengono invece sgretolate.

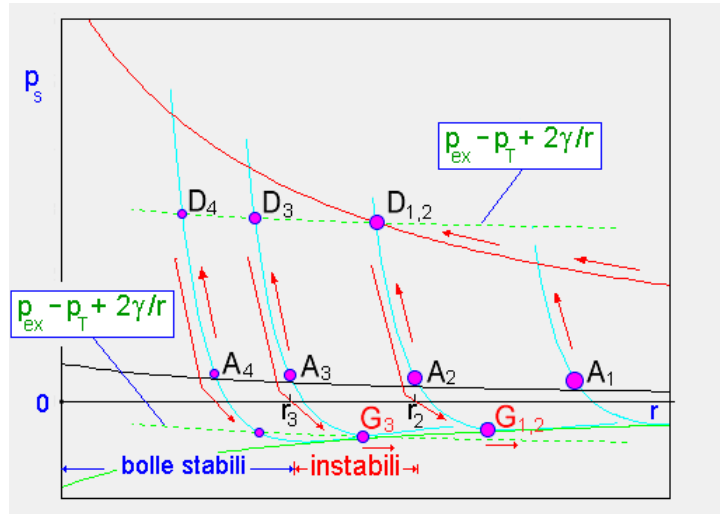


Fig. 18: Evoluzione di una popolazione di bolle di raggio variabile

A questo punto se il sub inizia a risalire verso la superficie, la curva verde tratteggiata inizia invece a scendere e spinge in basso i punti rappresentativi delle bolle, facendo raggiungere e superare il limite  $G$  alle bolle che erano state sgretolate. Ma non solo, anche un certo numero di bolle non sgretolate possono raggiungere il limite  $G$ , in relazione all'entità più o meno grande della decompressione effettuata. Osservando la Fig. 18 si vede infatti che anche le bolle con raggio superiore a  $r_3$  raggiungono il limite di stabilità e iniziano il processo di inflazione. In generale il valor minimo del raggio delle bolle destabilizzate è dato dalla relazione:

$$r_{inf} = 2(g + g_s) / (p_T - p_{ex})_{max} \quad (8)$$

in cui  $(p_T - p_{ex})_{max}$  è il massimo salto di pressione tra tessuti e ambiente che si verifica durante la risalita del sub. Tanto maggiore è il suddetto salto di pressione, tanto più piccolo è il valore  $r_{inf}$  e cioè tanto più grande è il numero di bolle destabilizzate.

La situazione delle bolle durante la risalita è allora quella riassunta in Fig. 19 in cui tutte le bolle di raggio superiore a  $r_{sup}$  sono state sgretolate.

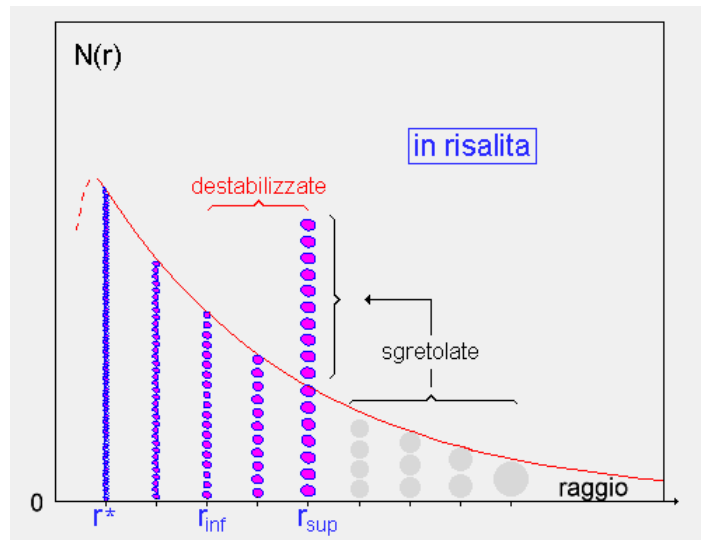


Fig. 19: Situazione delle bolle durante la risalita.

Tutto quanto ora visto si può riassumere in tre passi successivi:

- la discesa sgretola un certo numero di bolle riducendone il raggio al valore comune  $r_{sup} = 2(g_c - g) / (p_{ex} - p_T)_{max}$
- la risalita destabilizza tutte le bolle di raggio superiore a  $r_{inf} = 2(g + g_s) / (p_T - p_{ex})_{max}$
- la popolazione di bolle destabilizzate si gonfiano, raggiungendo alla fine dell'immersione (o anche dopo) un volume finale, secondo le modalità descritte in Fig.18..

A questo punto per concludere occorre calcolare il volume finale di ciascuna bolla destabilizzata, sommare tutti i volumi e verificare che la somma ottenuta non superi un limite massimo ritenuto pericoloso.

## Il volume acquisito da una bolla instabile

Si è visto in Fig. 14 che le molecole di azoto entrano nella bolla "scivolando" idealmente lungo una curva a imbuto che rappresenta l'andamento della pressione del gas disperso nel tessuto. Per calcolare quante molecole finiscono nella bolla è allora necessario conoscere la forma e l'evoluzione nel tempo del suddetto "imbuto". A questo scopo si consideri la Fig. 20 in cui una piccola bolla di gas di raggio  $r_b$ , immersa nel liquido intratissutale, appare racchiusa in una sfera immaginaria trasparente e concentrica di raggio  $r$ .

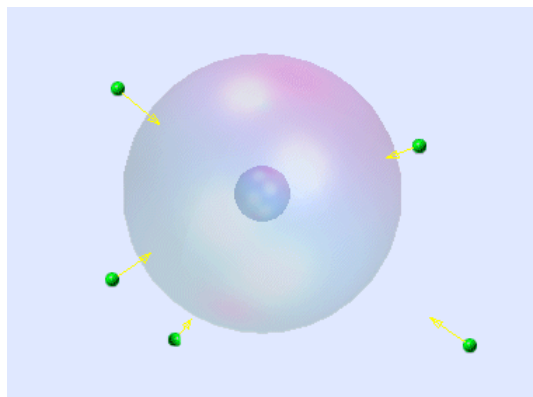


Fig. 20: Bolla di gas immersa nel tessuto e circondata da una sfera ideale concentrica di raggio  $r$ .

Ovviamente per entrare nella bolla le molecole di gas disperse nel tessuto debbono prima attraversare questa superficie sferica ideale che però non ha alcun significato fisico ma è solo un utile artificio matematico. Quante sono le molecole che compiono questo attraversamento durante un certo intervallo di tempo, per esempio un secondo? Questo numero sarà tanto maggiore quanto più grande è il numero di molecole presente in prossimità della superficie ideale ed è quindi proporzionale alla pressione  $p(r)$  del gas e alla superficie della sfera ideale considerata (più la superficie è estesa, più molecole contiene). Dipende inoltre dalla solubilità  $s$  del gas nel tessuto (più il gas è solubile, più molecole ci saranno a parità di pressione). Per entrare nella sfera ideale le molecole debbono però farsi largo a gomitate tra le molecole del tessuto e quindi occorre tener conto di questo fatto introducendo un coefficiente di diffusività  $D$  il cui valore è grande per le molecole di gas di piccole dimensioni (come l'elio), che hanno una grande libertà di movimento, e piccolo per quelle più grandi come l'azoto che si fanno largo a fatica tra le molecole del tessuto.

A questo punto combinando in un unico prodotto tutti i termini appena descritti e facendo la differenza tra il numero di molecole che entrano nella sfera ideale e quelle che ne escono, si può esprimere il valore del flusso entrante netto di gas, cioè del numero netto di molecole che entrano in un secondo nella sfera ideale di Fig. 20.

Questo flusso di gas, per raggiungere la bolla, attraversa non solo la sfera trasparente di Fig. 20 ma anche tutte le altre possibili sfere ideali ad essa concentriche siano esse più grandi o più piccole. Cosa succederebbe allora se esso fosse diverso a seconda della sfera che attraversa, cioè dipendesse da  $r$ ? Si avrebbe lo stesso fenomeno che si verifica in una autostrada in cui il traffico subisce rallentamenti locali e cioè un ingorgo!

E chiaro allora che per evitare un ingorgo di gas, che nella realtà fisica non si verifica, occorre postulare che il flusso sia sempre lo stesso per tutte le sfere.

La condizione di flusso costante ci permette di ricavare la forma della superficie a imbuto  $p(r)$  di Fig. 14. Indicando allora con  $r_b$  il raggio della bolla è facile vedere che essa è soddisfatta se la  $p(r)$  assume l'espressione:

$$p(r) = p_T - (p_T - p^*_T)(r_b/r) \quad (9)$$

e in tal caso il flusso diventa:

$$F = 2pDs(p_T - p^*_T)r_b \quad (10)$$

che per l'appunto non dipende da  $r$  e quindi è lo stesso per tutte le sfere concentriche permettendo così al gas di fluire ordinatamente verso la bolla. Il flusso  $F$  varia però col tempo perché dipende dalla tensione del gas nel tessuto  $p_T$  che si sta desaturando, dalla pressione interna della bolla  $p^*_T$  che si sta riempiendo di gas e dal raggio  $r_b$  della bolla che si sta dilatando.

Il processo di dilatazione della bolla procede fino a quando la tensione del gas nel tessuto  $p_T$ , che va calando a causa della risalita, eguaglia la pressione interna della bolla  $p^*_T$  (vedi animazione di Fig. 16). Alla fine di questo lungo processo quanto gas è entrato nella bolla? Per rispondere a questa domanda occorre esprimere la velocità di variazione del raggio della bolla in relazione a tutte le variabili del processo. Essa vale:

$$dr_b/dt = \{A[ p_T - p_{ex} - 2(g_s+g)/r_b ] + r_b^2 v_{ex} \} / \{ 3p_{ex} r_b + 4(g_s+g) \} \quad (11)$$

in cui  $A$  è una costante opportuna e  $v_{ex}$  è la velocità di risalita istantanea in ata/min.

Si tratta come si vede di una espressione piuttosto complicata ma che tuttavia consente di trarre alcune importanti conclusioni a carattere generale.

Poiché a numeratore del secondo membro appare sia il cosiddetto gradiente  $[p_T(t) - p_{ex}(t)]$ , che la velocità di risalita  $v_{ex}(t)$  si può dire che per contenere la crescita delle bolle durante la risalita occorre:

- ridurre il salto di pressione (gradiente) tra tessuto e ambiente, facendo tappe fonde
- limitare il più possibile la velocità di risalita

Poiché inoltre a denominatore appare la pressione ambiente  $p_{ex}$ , le precauzioni da prendere saranno tanto maggiori quanto più ci si avvicina alla superficie.

È essenziale notare infine la grande importanza che la equazione (11) attribuisce alla limitazione della velocità di risalita. Quest'ultima infatti non solo agisce indirettamente aumentando il gradiente  $p_T - p_{ex}$  ma agisce anche direttamente tramite il termine  $r_b^2(t) v_{ex}(t)$  che è

tanto maggiore quanto maggiore è il raggio della bolla.

Per mostrare in pratica l'effetto della velocità di risalita sulle dimensioni di una bolla in Fig. 21 a) e b) si riporta il grafico temporale (ottenuto risolvendo numericamente l'Eq. (11)) che mostra l'evoluzione di una bolla di raggio iniziale pari a 0.5 micron per due diversi profili di risalita a partire da 40 metri e con un carico di azoto nei tessuti pari a 4 ata.

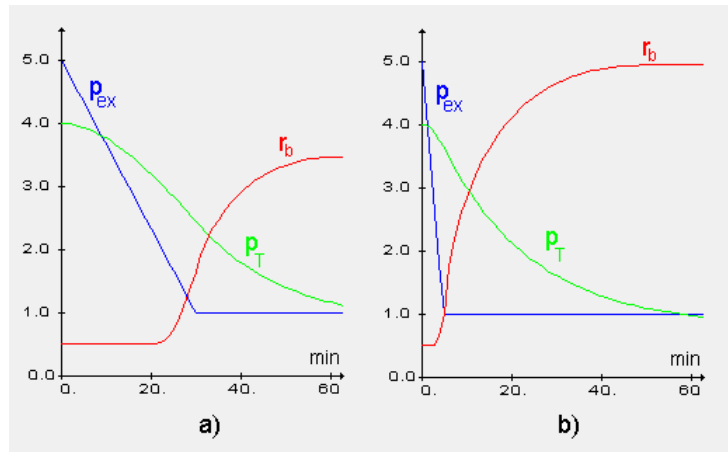


Fig. 21: Evoluzione temporale del raggio  $r_b$  di una bolla per due diverse velocità di risalita

Osservando la figura si nota come a una risalita lenta corrisponda un raggio finale di poco superiore a 3 micron mentre a una risalita veloce corrispondano più di 5 micron di raggio finale. Si tratta di una differenza notevolissima dato che il volume della bolla dipende dal cubo del raggio. Dalla figura risulta inoltre chiaro come il processo di crescita inizia in prossimità della superficie e cioè quando si supera il punto limite G di Fig. 15 o 18 e si conclude parecchi minuti dopo l'emersione, quando il tessuto si è ormai quasi completamente desaturato.

Un aspetto particolarmente importante della crescita delle bolle destabilizzate riguarda la dipendenza del loro raggio finale dal raggio che esse avevano all'inizio del processo di destabilizzazione. In Fig. 22 vengono riportati i diagrammi temporali, sempre ottenuti risolvendo la Eq. (11), della crescita di bolle con raggi diversi ( $r_1 = 0,5 \text{ m}$ ,  $r_2 = 1,0 \text{ m}$ ,  $r_3 = 1,5 \text{ m}$  e  $r_4 = 2,0 \text{ m}$ ).

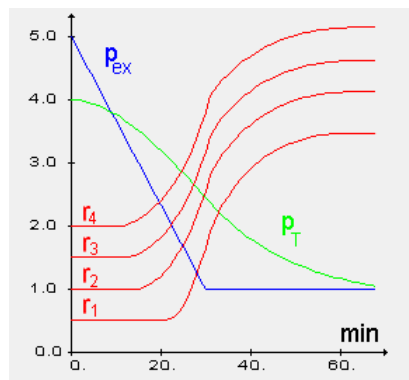


Fig. 22: Evoluzione dei raggi delle bolle destabilizzate.

Come si vede il raggio finale dipende pressoché linearmente dal raggio iniziale: più grande era la bolla in partenza, maggiore saranno le sue dimensioni finali.

La situazione delle bolle dopo un certo tempo dalla riemersione sarà allora quella riassunta in Fig. 23 in cui l'asse delle ascisse è spezzato per mettere in evidenza che le bolle poste a destra hanno raggiunto valori di raggio notevolmente elevati.

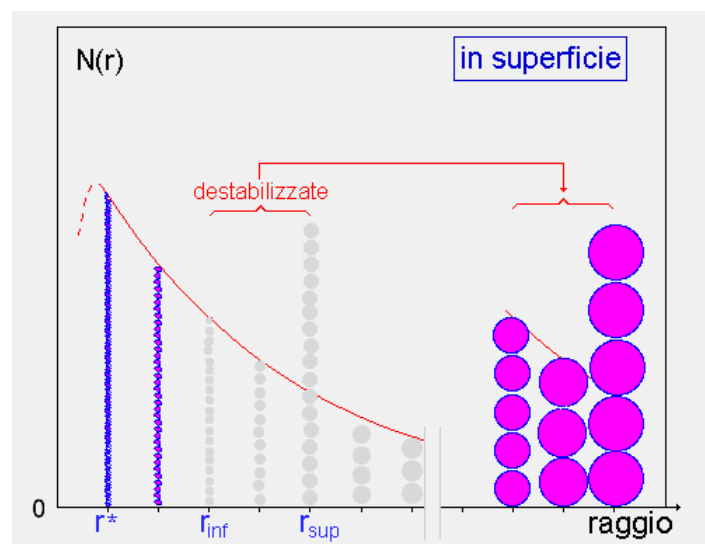


Fig. 23: Distribuzione delle bolle in superficie qualche tempo dopo la riemersione.

Il danno che le bolle, poste a destra nel grafico di Fig. 23, provocheranno nell'organismo del sub dipenderà essenzialmente da due fattori. Il primo è il loro numero complessivo che è tanto più grande quanto maggiore è l'intervallo di destabilizzazione. Il secondo è il

loro raggio ossia il volume raggiunto. Entrambi questi fattori dipendono sia dal gradiente  $[p_T(t) - p_{ex}(t)]$ , cui si è esposto il sub durante la risalita, che dalla velocità  $v_{ex}(t)$  con cui egli è risalito. Ovviamente un ruolo importante viene svolto anche dalla profondità massima raggiunta e dal tempo di fondo che mettono a disposizione quantità via via crescente di gas per la crescita delle bolle.

## Le soste profonde

Una tecnica di decompressione che in questi ultimi tempi ha guadagnato molti consensi è quella che consiste nel risalire inserendo delle tappe (deep stops) a quote più profonde di quelle normalmente utilizzate nella procedura di decompressione tradizionale. Per vedere quale possa essere l'eventuale vantaggio dal punto di vista della crescita delle bolle destabilizzate, in Fig. 24 si sono riportate sovrapposte due traiettorie di risalita, l'una tradizionale (curva blu) che consiste in una risalita veloce fino alla quota dei tre metri seguita da una lunga sosta, e l'altra (curva rossa) che risale più lentamente e fa uso di una serie di brevi tappe a partire da quote profonde. Inoltre allo scopo di effettuare un confronto "alla pari" entrambe le traiettorie sono state calcolate in modo da dar luogo allo **stesso consumo complessivo di aria**.

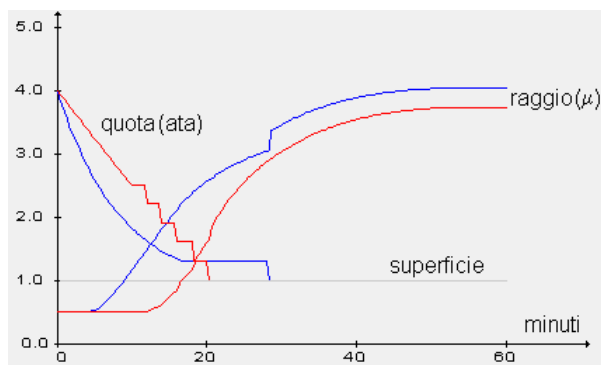


Fig. 24: Crescita di una microbolla di 0.5 micron per effetto di una decompressione tradizionale (curve blu) e di una con tappe profonde (curve rosse).

Il confronto viene effettuato tracciando nei due casi i diagrammi di crescita di una microbolla di raggio pari a 0.5 micron in un tessuto saturo medio veloce (emivalore di 20 minuti). Come si vede la risalita tradizionale favorisce una crescita veloce della bolla, soprattutto nei primi minuti. Poi per effetto della tappa a tre metri la situazione migliora, tanto da avvicinarsi a quella corrispondente alle soste profonde. La situazione si deteriora però nuovamente a causa della risalita in superficie alla fine della sosta. Il messaggio portato dalla Fig. 24 è quindi chiaro: **fare soste profonde e limitare la velocità di risalita soprattutto in prossimità della superficie**. Va infine notato che la risalita con le soste profonde, mancando dell'ultima tappa molto lunga a 3 metri, risulta essere notevolmente più breve di quella tradizionale.

## Conclusioni

La teoria delle bolle ora descritta getta nuova luce sui fenomeni che sono alla base della malattia da decompressione. Essa però è solo l'inizio di una ricerca che possa consentire lo sviluppo di algoritmi affidabili per il calcolo del processo di decompressione. Quanto esposto infatti ha due limiti fondamentali. Il primo è che non è generalmente nota la distribuzione delle bolle nel corpo umano (vedi Fig. 17) e quindi la valutazione del volume di gas che si genera è piuttosto inaffidabile. La seconda è che non si tien conto della possibilità che, oltre alle bolle presenti, se ne generino altre a causa del comportamento del sub, specie durante la discesa.

## No alle discese veloci

Un esempio tipico di un fenomeno non previsto dalla teoria riguarda le discese veloci. Come descritto in precedenza esse sembrerebbero utili in quanto consentono il più efficace possibile delle bolle e quindi una riduzione del volume complessivo di gas dopo la risalita. In realtà le cose vanno alquanto diversamente. A causa dei forti gradienti di pressione tra capillari e tessuti si ha la **generazione**, a mezzo di meccanismi vari quali **cavitazione**, **coalescenza** ecc., di una **popolazione di bolle extra** che si sommano a quelle preesistenti per cui la situazione descritta in Fig. 19 diventa quella di Fig. 25.

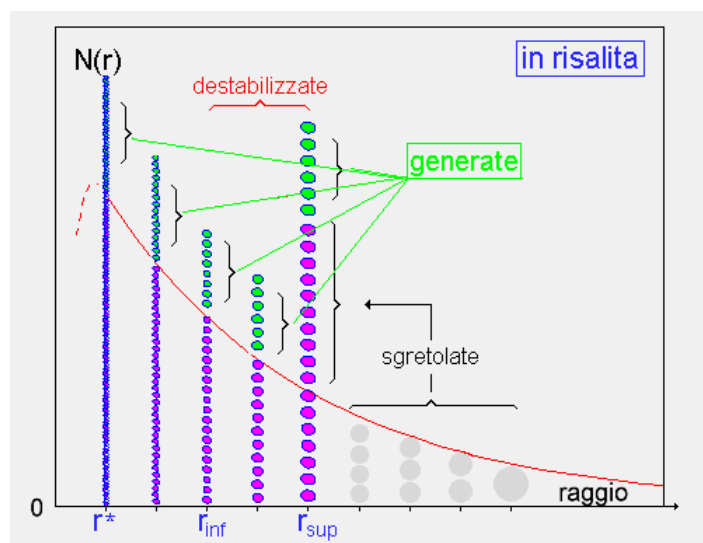


Fig. 25: Le bolle verdi sono state aggiunte dalla discesa veloce.

Le bolle generate sono indicate in Fig. 25 in colore verde e poiché molte di esse appartengono all'intervallo di destabilizzazione, potranno dare un contributo essenziale al volume complessivo di gas generato in risalita mettendo in serio pericolo l'incolumità del subacqueo. Solo se la profondità raggiunta sarà molto elevata confinando tutte le bolle al di sotto del raggio limite di destabilizzazione, e cioè facendo in modo che  $r_{sup}$  sia minore di  $r_{inf}$  o addirittura di  $r^*$ , il sub sarà al riparo da guai. Ma questo avviene solo se si raggiungono quote

estremamente profunde.

[● Back to Home Page](#)