La nucléation des bulles de champagne

Une sorte de goutte-à-goutte inversé ?

Gérard Liger-Belair¹ (gerard.liger-belair@univ-reims.fr),

Alberto Tufaile², Philippe Jeandet¹ et José-Carlos Sartorelli²

1- Laboratoire d'œnologie et chimie appliquée, Université de Reims, BP 1039, 51687 Reims

2- Institut de Physique, Université de São Paulo, BP 66318, 05315-970 São Paulo, Brésil

L'observation attentive des trains de bulles qui grimpent le long des parois d'une flûte de champagne montre qu'un site de nucléation donné peut émettre des bulles suivant des rythmes très complexes et subir de brusques transitions entre différents régimes, tout au long du processus de dégazage. Nos observations expérimentales indiquent que l'intervalle de temps entre l'émission de deux bulles successives est un processus déterministe régi par un couplage entre la poche de gaz piégée dans le site de nucléation et la bulle fraîchement nucléée. Un modèle numérique de nucléation, construit sur ce principe, rend compte de certaines de nos observations.

Dans leur grande majorité, les bulles des boissons gazeuses naissent à partir de poches de gaz piégées dans des fibres de cellulose adsorbées sur les parois du verre. Ces fibres proviennent directement de l'air ambiant ou du torchon d'essuyage. Les bulles de champagne ne dérogent pas à la règle [1]. Une fibre de cellulose possède en son sein une cavité, le *lumen*, qui permet l'emprisonnement d'une minuscule poche d'air au moment où le champagne est versé dans la flûte.

La figure 1 illustre le processus de nucléation de bulles à partir d'une fibre de cellulose. Puisque le champagne est sursaturé en gaz carbonique dont l'unique dessein est de rejoindre une phase gazeuse, les molécules de CO_2 vont s'engouffrer par diffusion dans la poche de gaz piégée au sein de la fibre. La poche de gaz va donc grossir dans le *lumen* jusqu'à ce qu'elle atteigne l'un des deux bouts de la fibre. Une fois parvenue à l'une des extrémités de la fibre, une bulle se détache alors. La poche, dont la taille s'est réduite, pourra à nouveau grossir et engendrer une nouvelle bulle, et ainsi de suite jusqu'à ce que la concentration c_L en gaz dissous dans le liquide atteigne une valeur critique en dessous de laquelle le gaz carbonique ne peut plus diffuser vers la poche de gaz.

Une fibre standard pourra émettre plusieurs dizaines de milliers de bulles avant que la concentration en CO_2 dissous atteigne cette concentration critique. L'intervalle de temps caractéristique entre l'émission de deux bulles successives varie typiquement entre quelques centièmes de seconde et plusieurs secondes, suivant que la concentration en CO_2 dissous dans le liquide est importante ou non. Puisque le champagne évacue continûment son CO_2 dissous, l'intervalle de temps entre l'émission de deux bulles successives augmente continûment.

L'observation expérimentale

Certes, beaucoup de sites de nucléation dans une flûte émettent des bulles de façon régulière, à la manière d'un métronome. Cependant, l'observation attentive (à l'œil nu)

d'une flûte de champagne nous apprend que l'émission des bulles n'est pas systématiquement aussi régulière qu'on pourrait le croire. Un site de nucléation donné peut émettre des bulles suivant des rythmes très complexes et subir de brusques transitions entre chacun de ces différents régimes de bullage, pour systématiquement finir par émettre des bulles de façon régulière et métronomique en fin de dégazage [2]. La figure 2 illustre notre propos. Un même site de nucléation sur la paroi d'une flûte de champagne

Figure 1 : Gros plan sur une période du cycle de production de bulles à partir d'une fibre de cellulose (barre = 50 μm). La poche de gaz piégée dans le lumen de la fibre creuse grossit par diffusion. C'est la différence de concentration, $\Delta c = c_L - c_0$, en CO_2 dissous entre le cœur du liquide et le voisinage immédiat de la poche qui est à l'origine du processus de diffusion. Lorsqu'elle atteint un bout ouvert de la fibre, la poche de gaz se scinde en deux et émet une bulle qui entame sa course vers la surface. Environ 100 ms séparent chaque cliché. Entre deux émissions de bulles, la poche de gaz piégée dans le lumen oscille entre deux positions extrêmes.

a été suivi au cours du temps, au cours du dégazage progressif. Avant d'émettre des bulles de façon métronomique (fig. 2d), le site passe par des régimes où le « bulle-à-bulle » est plus complexe. Sur la figure 2a, le site commence par émettre les bulles deux par deux. Il change ensuite de régime pour émettre des bulles de façon apparemment erratique (fig. 2b), puis trois par trois (fig. 2c). Enfin, le site change une dernière fois de régime pour se caler sur un rythme strictement monopériodique, au cours duquel les bulles sont émises à intervalles de temps constants (fig. 2 d).

Chaque fois que nous avons identifié un train de bulles présentant des instabilités de « bullage » de ce type, nous avons dirigé l'objectif d'une caméra rapide sur ces sites de nucléation « capricieux » pour essayer de voir ce qui se passe au moment même de l'émission des bulles. La séquence temporelle de la figure 3a nous présente une fibre de cellulose en train d'émettre des bulles sur un rythme binaire. Ce régime de nucléation binaire dure quelques dizaines de secondes, puis, cette même fibre change de régime pour émettre des bulles de façon métronomique, avec un intervalle de temps constant entre deux bulles successives (fig. 3b).

Une analogie avec l'expérience mythique du robinet qui fuit ?

À première vue, ces observations sur les changements de régime qui peuvent se produire lors de l'émission des bulles à partir d'un site de nucléation dans une flûte, ne sont pas sans rappeler les changements de régime hydrodynamique qui se produisent lorsqu'un robinet fuit. C'est l'expérience, désormais mythique, de Robert Shaw [3]. En effet, suivant l'ouverture imposée par l'expérimentateur, un robinet qui fuit passe par une gamme de régimes qui vont du simple « goutte-à-goutte » monopériodique au régime chaotique. La transition vers le chaos se fait, dans ce cas, par « cascade de doublement de période ». Les gouttes sont d'abord émises une à une puis, lorsque le débit augmente, elles sont émises deux à deux, puis

quatre à quatre, puis huit à huit, et ainsi de suite... jusqu'à l'obtention d'un régime chaotique. La nucléation des bulles de champagne obéit-elle à la même physique que celle d'un robinet qui goutte ?

Dans un premier temps, nous avons naïvement imaginé que la dynamique de ces sites de nucléation de bulles « irréguliers » pourrait être semblable à celle du robinet qui fuit. Le « bulle-à-bulle » produit par les fibres serait une sorte de goutte-à-goutte inversé. La différence de concentration Δc , force motrice du processus de diffusion, serait en quelque sorte l'analogue du débit imposé par le degré d'ouverture du robinet dans le cas du robinet qui fuit. Cependant, nous n'avons jamais pu mettre en évidence de séquences de doublement de période. Dans le cas du robinet qui goutte, le comportement non linéaire a pour origine l'oscillation de la goutte avant qu'elle ne quitte le robinet, le décrochement de la goutte pouvant être légèrement avancé ou au contraire retardé selon que l'oscillation de la

Figure 2 : Un site de nucléation est suivi au cours du temps pendant le processus de dégazage (de gauche à droite). Au cours de ce processus, on distingue plusieurs régimes de bullage bien distincts pendant lesquels l'intervalle de temps entre l'émission de deux bulles successives obéit à des rythmes complexes (barre = 1 mm).

En savoir plus...

- 1 • G. Liger-Belair, *Effervescence ! La science du champagne*, Odile Jacob (2006).
- 2 • G. Liger-Belair, A. Tufaile, B. Robillard, P. Jeandet, J.-C. Sartorelli, *Phys. Rev E* **72** (2005) 037204.
- 3 • R. Shaw, *The dripping faucet as a model chaotic system*, Aerial Press, Santa Cruz (1984).
- 4 • H. Lamb, *Hydrodynamics*, Cambridge University Press (1993).
- 5 • C. Brennen, *Cavitation and bubble dynamics*, Oxford University Press (1995).
- 6 • G. Liger-Belair, A. Tufaile, P. Jeandet, J.-C. Sartorelli, *J. Agric. Food. Chem.* **54** (2006) 6989-6994.

Figure 3 : (a) Gros plan sur une fibre de cellulose en train d'émettre des bulles sur un rythme binaire. Environ 40 ms séparent chacun des trois clichés. Les bulles resteront appariées tout au long de leur ascension dans la flûte. (b) Quelques dizaines de secondes plus tard, la même fibre de cellulose change brusquement de régime de bullage pour se caler sur un rythme monopériodique, au cours duquel les bulles sont émises à intervalles de temps égaux (barre = 50 μ m).

Figure 4 : Lorsqu'elle arrive en bout de fibre, il arrive qu'une partie de la poche de gaz du lumen entre en contact avec la bulle précédemment émise et qu'elles coalescent, modifiant par là même la régularité de l'émission des bulles.

(a) La poche de gaz piégée entre en contact avec la bulle précédemment émise.

(b) Une partie du gaz de la poche coalesce dans la bulle et la poche se rétracte dans le lumen, avant de grossir à nouveau par diffusion. 1 ms sépare chaque cliché (barre = 50 μm).

goutte pendante est en phase montante ou bien descendante. La fréquence propre d'oscillation d'une goutte pendante résulte d'un équilibre entre son inertie et sa tension superficielle. Elle prend la forme suivante : $f_G \approx 1/\pi (2\gamma/\rho R^3)^{1/2}$, où γ est la tension de surface du liquide, ρ sa masse volumique et R est le rayon caractéristique de la goutte [4]. On trouve une fréquence caractéristique de l'ordre de 15 Hz, pour une goutte d'eau pendante de quelques millimètres de diamètre. Il se trouve que cette fréquence est du même ordre de grandeur que celle du goutte-à-goutte du robinet qui fuit, ce qui explique le fort couplage entre ces deux paramètres. De plus, l'amortissement de cette oscillation se fait sur une échelle de temps caractéristique, $\tau_G \approx (\rho R^2/\pi\eta f_G)^{1/2}$, qui vaut environ 0,3 s (η étant la viscosité de l'eau). Ce qui signifie que, lorsque le débit du robinet n'est pas trop faible, l'oscillation se fait encore sentir lorsque la goutte atteint sa taille critique de décrochage. Le décrochage de la goutte est donc bien sous l'influence directe de cette oscillation.

Examinons maintenant l'ordre de grandeur des fréquences d'oscillation d'une bulle de rayon R émise par le lumen d'une fibre de cellulose. Cette bulle (juste après son détachement de la poche de gaz) va également osciller avec une fréquence caractéristique qui vaut cette fois-ci : $f_B \approx (1/2\pi) (3\Gamma P_B/\rho R^2)^{1/2}$ [4], où Γ est le rapport des chaleurs spécifiques à pression constante et à volume constant du CO_2 gazeux ($\Gamma \approx 1,3$), P_B est la pression dans la bulle (sensiblement égale à la pression atmosphérique) et ρ la masse volumique de l'eau. Dans le cas d'une bulle de 10 μm , la fréquence d'oscillation vaut environ 300 kHz. Cette oscillation est amortie au bout d'un temps caractéristique $\tau_B \approx \rho R^2/20\eta$ [5], qui vaut environ 10^{-5} s. Or, l'intervalle de temps entre l'émission de deux bulles successives à partir d'une fibre de cellulose étant de l'ordre de 10^{-1} s ($\gg \tau_B$), l'oscillation de la bulle naissante sera amortie bien avant l'émission

de la bulle suivante. En définitive, l'oscillation de la bulle naissante ne peut en aucun cas jouer un rôle sur la dynamique de bullage d'un site de nucléation. La dynamique de notre système de bullage est donc fondamentalement différente de celle d'un robinet qui goutte, et la source des instabilités est ailleurs...

Une interaction entre la poche de gaz et la bulle naissante ?

Un examen attentif des séquences vidéo de nucléation nous a permis de déceler une forte interaction entre la poche de gaz piégée dans le lumen de la fibre et la bulle qui vient d'être libérée en bout de fibre. En effet, cette bulle a un diamètre de l'ordre de 10 μm . Elle monte sous l'effet de la poussée d'Archimède, mais à une vitesse u encore modeste à cause de sa petite taille (en effet, $u \approx (2\rho g/9\eta)R^2 \approx 50 \mu\text{m/s}$). Il se peut alors, lorsque les fibres de cellulose sont courtes, que la poche de gaz qui oscille dans le lumen entre en contact avec la bulle qu'elle vient d'émettre lors de son précédent aller-retour. Si c'est le cas, il arrive qu'une portion du gaz de la poche

coalesce dans la petite bulle, brisant par là même la régularité du processus d'émission des bulles. La séquence de la figure 4 illustre ce phénomène. On constate donc que chaque aller-retour de la poche de gaz dans le lumen n'est pas forcément synonyme d'émission de bulle. Il existe un fort couplage entre la fréquence de bullage d'un site de nucléation et la fréquence d'oscillation de la poche de gaz dans le lumen.

Un modèle numérique de nucléation de bulles a été construit à partir des équations de Fick de la diffusion. Ce modèle, qui tient compte de la géométrie de la fibre et de cette interaction mécanique entre la poche de gaz piégée et la bulle qui vient d'être émise, présente effectivement des instabilités de bullage. Les transitions entre les différents régimes de bullage mis en évidence par le modèle numérique dépendent tout naturellement de la différence de concentration en CO_2 dissous Δc entre le cœur du liquide et le voisinage immédiat de la poche de gaz dans la fibre. Au cours du dégazage dans une flûte, Δc diminue progressivement. Les changements de régime de bullage prédits par le modèle suivent une séquence connue sous le nom de « route par addition de période » (fig. 5) [2,6]. ■

Figure 5 : Lorsque l'on représente, dans un repère à deux dimensions, l'intervalle de temps séparant l'émission de deux bulles successives en fonction de l'intervalle précédent, on obtient un attracteur caractéristique. Les attracteurs mis en évidence par le modèle (b) suivent des séquences identiques à certaines de celles que nous avons observées expérimentalement (a). Le paramètre Ω responsable des brusques changements de régimes dans le modèle dépend de la différence de concentration en gaz dissous Δc qui décroît continûment au cours du temps.

Dans les deux figures d'en haut, le régime de bullage est de période 3 (voir fig. 2c, p. 15) ; dans les deux figures d'en bas, il est monopériodique ($T_{i+1} = T_i$ - voir fig. 2d).