

## Limits of Relativist Process Engineering : Current Feasibility in the International Space Station (ISS).

Christian FONTEIX<sup>1</sup>, Mauricio CAMARGO<sup>1</sup>, Dimitrios MEIMAROGLOU<sup>2</sup>, Jean-Claude CHARPENTIER<sup>2</sup>

1 : Université de Lorraine, ENSGSI/Equipe de Recherche sur les Processus Innovatifs,

2 : Université de Lorraine, ENSIC/Laboratoire Réactions et Génie des Procédés

**Abstract:** Many authors have published in the field of relativistic fluid mechanics (Von LAUE, 1911) (HALBWACHS, 1960) (PICHON, 1965) (LICHNEROWICZ, 1966) (BRUHAT, 1966) (MARLE, 1969) (ARZELIES, 1971) (MAHJOUR, 1971) (REZZOLLA et al., 2013) (DISVONZI, 2014) (DERRADI et al., 2016). However, the demonstrations carried out are subject to caution, either due to errors, or by the use of the BOLTZMANN equation or the principle of least action associated with the Lagrangian (FONTEIX et al., 2020). The conference presented at the previous SFGP congress (CAMARGO et al., 2019) was based on the results of a publication (FONTEIX et al., 2020). The aim was to write the energy, momentum and matter balances in special relativity, for continuous fluid mixtures (ARZELIES, 1971). Contrary to custom, these assessments were demonstrated using 2 principles. The first is well known, it is the inseparability of space and time during a change of inertial frame (MINKOWSKI, 1907). The second is our original proposal: in the Tangent Inertial Frame of a flat space-time, the equations of the relativistic dynamics of continuous fluid mixtures and those of classical physics are identical. Thanks to this, we were able to integrate relativistic gravitation (BRAGINSKY et al., 1992) (Mc DONALD, 1997) (TARTAGLIA et al., 2004) in flat space-time (not curved) and electromagnetism. However, we had not considered nuclear reactions and quantum phenomena (SCHULMAN, 1980), nor approached relativistic thermodynamics (STRUCHTRUP, 1998). We will not do it more here, but we will see in the present conference if it is possible, based on the previous results, to make experiments whose results differ significantly from those carried out on earth, namely experiments carried out in the fastest usable vehicle currently available: the International Space Station (ISS).

# LIMITES D'UN GENIE DES PROCEDES RELATIVISTE : FAISABILITE ACTUELLE DANS LA STATION SPATIALE INTERNATIONALE (ISS)

C. FONTEIX<sup>1</sup>, M. CAMARGO<sup>1</sup>, D. MEIMAROGLOU<sup>2</sup>, J.-C. CHARPENTIER<sup>2</sup>

Affiliation : Université de Lorraine, (1) ENSGSI/Equipe de Recherche sur les Processus Innovatifs, (2) ENSIC/Laboratoire Réactions et Génie des Procédés

## Introduction

De nombreux auteurs ont publié dans le domaine de la mécanique relativiste des fluides (Von LAUE, 1911) (HALBWACHS, 1960) (PICHON, 1965) (LICHNEROWICZ, 1966) (BRUHAT, 1966) (MARLE, 1969) (ARZELIES, 1971) (MAHJOUR, 1971) (REZZOLLA et al., 2013) (DISVONZI, 2014) (DERRADI et al., 2016). Cependant, les démonstrations réalisées sont sujettes à caution, soit du fait d'erreurs, soit par l'utilisation de l'équation de BOLTZMANN ou du principe de moindre action associé au Lagrangien (FONTEIX et al., 2020). La conférence présentée au précédent congrès de la SFGP (CAMARGO et al., 2019) était basée sur les résultats d'une publication (FONTEIX et al., 2020). Il s'agissait d'écrire les bilans d'énergie, de quantité de mouvement et de matière en relativité restreinte, pour les mélanges fluides continus (ARZELIES, 1971). Contrairement aux habitudes, ces bilans étaient démontrés à l'aide de 2 principes. Le premier est bien connu, il s'agit de l'inséparabilité de l'espace et du temps lors d'un changement de repère inertiel (MINKOWSKI, 1907). Le deuxième est notre proposition originale : dans le Repère Inertiel Tangent d'un espace-temps plat, les équations de la dynamique relativiste des mélanges fluides continus et celles de la physique classique sont identiques. Grâce à cela, nous avons pu intégrer la gravitation relativiste (BRAGINSKY et al., 1992) (Mc DONALD, 1997) (TARTAGLIA et al., 2004) en espace-temps plat (non courbé) et l'électromagnétisme. Cependant, nous n'avons pas pris en compte les réactions nucléaires et les phénomènes quantiques (SCHULMAN, 1980), ni abordé la thermodynamique relativiste (STRUCHTRUP, 1998). Nous ne le ferons pas plus ici, mais nous verrons dans la présente conférence s'il est possible, en s'appuyant sur les résultats précédents, de faire des expériences dont les résultats diffèrent significativement de celles réalisées sur terre, à savoir des expériences menées dans le véhicule utilisable le plus rapide disponible actuellement : la Station Spatiale Internationale (ISS).

## 1 Caractéristiques de la relativité restreinte

La principale caractéristique de la relativité restreinte est qu'il existe une vitesse limite, la vitesse de la lumière dans le vide, et ce dans toutes les directions de l'espace et quel que soit le repère utilisé. Attention, la vitesse de la lumière diminue à la traversée d'une matière, ce qui peut donner l'impression que certaines particules peuvent aller plus vite que la lumière (dans cette matière). Pour rendre compte des phénomènes, nous appliquons une représentation utilisant à la fois des nombres réels et des imaginaires purs, qui présente la particularité de faire disparaître la notion de signature en relativité restreinte, et de faire apparaître un tenseur métrique à déterminant positif en relativité générale. Les tenseurs d'ordre deux (matrice) seront symétriques ou antisymétriques. Par exemple, un tenseur d'ordre deux symétrique sera représenté suivant  $\begin{pmatrix} -\alpha & i\vec{a}^T \\ i\vec{a} & \bar{\bar{A}} \end{pmatrix}$ , où la matrice symétrique 3x3,  $\bar{\bar{A}}$ , est formée de nombres réels, tout comme le vecteur de dimension 3,  $\vec{a}$ . Le scalaire  $-\alpha$  est un nombre réel, le signe moins provenant de  $i^2 = -1$ . Une position dans l'espace-temps sera définie par un quadrivecteur  $\vec{X}^T = (ict \quad \vec{x}^T)$  dans un repère inertiel (Galiléen) dont tous les axes sont orthogonaux entre eux et d'échelles identiques, où  $t$  est le temps,

$\vec{x}$  un vecteur formé des trois coordonnées spatiales et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide. Un accroissement de position dans l'espace-temps correspond à :

$$d\vec{X}^T = (icdt \quad d\vec{x}^T) = (ic \quad \vec{u}^T)dt = \vec{u}^T dt \quad (1)$$

Où  $\vec{u}$  est la vitesse et  $\vec{u}$  la quadri-vitesse. La dérivation spatio-temporelle, ou quadri-gradient, s'écrit :

$$\overrightarrow{grad}^T(\dots) = \left( \frac{1}{ic} \frac{\partial(\dots)}{\partial t} \quad \overrightarrow{grad}^T(\dots) \right) \quad (2)$$

Où  $\overrightarrow{grad}(\dots)$  est l'opérateur gradient (spatial) usuel. Si une information allant de  $\vec{X}$  à  $\vec{X} + d\vec{X}$  met le temps  $dt$  pour parcourir cette distance à la vitesse  $c$ , alors  $d\vec{X}^T d\vec{X} = 0$ . Plus généralement nous pouvons définir un indicateur  $ds$  d'arrivée en  $\vec{X} + d\vec{X}$  de l'information partie de  $\vec{X}$ , appelé souvent intervalle entre  $\vec{X}$  et  $\vec{X} + d\vec{X}$ , voire pseudo-norme de  $d\vec{X}$  :

$$ds^2 = d\vec{X}^T d\vec{X} = -c^2 dt^2 + d\vec{x}^T d\vec{x} \quad (3)$$

Cet indicateur  $ds^2$  est nul si l'information vient juste d'arriver. Il est positif si l'information n'est pas encore arrivée, et négatif si elle est déjà parvenue en  $\vec{X} + d\vec{X}$  depuis un certain temps. Le temps propre  $\tau$  est celui vécu par le point matériel (vu du repère inertiel R) et le temps  $t$  est celui vécu par un observateur situé à l'origine du repère inertiel R (point O).

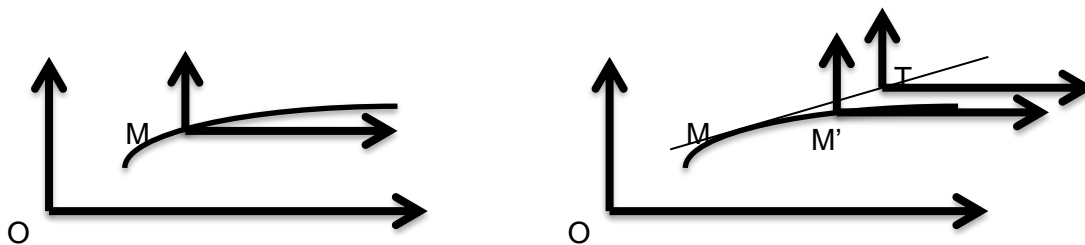


Figure 1 : Repères Inertiels Tangent (RIT) et Entraîné

Un repère inertiel est un repère Galiléen dans lequel il existe des forces gravitationnelles et électromagnétiques. Afin d'illustrer les notions de repère inertiel tangent et de repère entraîné, plaçons-nous dans un espace à 2 dimensions. La figure 1 de gauche montre la trajectoire d'un point M dans R de centre O, et un repère centré sur M à l'instant  $t$  dans R. La figure 1 de droite indique la position M' du point à  $t' \neq t$ , et le repère inertiel tangent  $R_T$ , centré sur T à l'instant  $t'$  dans R, qui s'est déplacé de M à T à vitesse constante, égale à la vitesse de M dans R à l'instant  $t$ . Ainsi, T se déplace sur la droite tangente à la trajectoire du point matériel en M (repère inertiel tangent  $R_T$  d'origine T). Le repère  $R_e$ , dont le centre a suivi la trajectoire du point matériel, est le repère entraîné. Ici les directions des axes restent parallèles à celles de R. Il est clair que les vitesses du point en M sont nulles dans  $R_T$  et  $R_e$ . Par contre, les accélérations, et donc les forces ne sont pas les mêmes dans ces deux repères. Par ailleurs, la définition du repère inertiel tangent est étendue à 4 dimensions. Nous avons donc, pour l'indicateur  $ds^2$ , entre les repères R et  $R_T$  :

$$ds^2 = -c^2 d\tau^2 = -c^2 dt^2 + d\vec{x}^T d\vec{x} \quad (4)$$

En effet, la deuxième caractéristique de la relativité est que la valeur de  $ds^2$  est identique dans tous les repères inertiels. Ainsi, le temps propre ( $d\tau$ ) est indépendant du choix du repère inertiel R.

## 2 Comment passer de la physique-chimie classique à la relativité

Nous avons signalé, dans l'introduction, un principe original que nous avons proposé dans (FONTEIX et al., 2020) : dans le Repère Inertiel Tangent d'un espace-temps plat, les équations de la dynamique relativiste des mélanges fluides continus et celles de la physique classique sont identiques. A l'aide de ce principe il est possible de démontrer des équations en relativité restreinte à partir de ces mêmes équations en physique-chimie classique. Pour cela nous avons besoin de la forme générale de la transformation de LORENTZ. La covariance est assurée par la structure des transformations mises en jeu. Nous avons fait apparaître deux tenseurs énergie-impulsion indispensables à la résolution complète de la dynamique. Le fait que, en relativité, bien des auteurs ne considèrent qu'un seul tenseur énergie-impulsion de type cinétique (voir l'ensemble des références) vient du fait qu'ils se placent dans un cas d'écoulement très simplifié. Certains (ARZELIES, 1971) soulignent cependant une certaine difficulté à définir les forces qui s'exercent sur le système. Ceci est dû au fait que certains spécialistes de la relativité associent le bilan d'énergie totale au bilan de quantité de mouvement pour construire le tenseur énergie-impulsion (DISCONZI, 2014). C'est possible dans certains cas simples, mais impossible dans un cas plus général, que nous souhaitons aborder. Pour montrer cela, nous nous appuyerons sur la physique classique qui montre que la résolution de la dynamique des fluides nécessite le bilan d'énergie totale (ou de masse-énergie), le bilan de quantité de mouvement et le bilan de masse Newtonienne (REZZOLLA et al., 2013). En fait, le premier tenseur énergie-impulsion associe le bilan de masse Newtonienne (énergie nucléaire principalement) au bilan de quantité de mouvement. Le deuxième associe le bilan d'énergie totale à un bilan d'impulsion (totale) à définir. Nous admettrons cependant que les phénomènes quantiques se réduisent à des effets thermodynamiques, et que les réactions nucléaires peuvent être approximées comme des cas particuliers de réactions chimiques ordinaires moyennant une fonction définissant les sections efficaces, le fluide étant toujours considéré comme un milieu continu. La vitesse de déplacement du point matériel dans le repère inertiel R est  $\vec{u}$ , définie par (1), ce qui donne avec (4) :

$$\frac{d\tau}{dt} = \sqrt{1 - \frac{\vec{u}^T \vec{u}}{c^2}} = \frac{1}{\gamma} = \sqrt{-\frac{\vec{u}^T \vec{u}}{c^2}} \quad (5)$$

Où  $\gamma$  est le facteur de LORENTZ. Ainsi  $d\tau < dt$ , ce qui signifie que le temps propre s'écoule moins vite que celui d'un observateur lié au repère inertiel R. Au point de tangence, le quadrivecteur vitesse dans R est  $\frac{d\vec{X}}{dt} = \begin{pmatrix} ic \\ \vec{u} \end{pmatrix}$  et celui dans le repère inertiel tangent  $R_T$  est  $\frac{d\vec{X}_T}{d\tau} = \begin{pmatrix} ic \\ 0 \end{pmatrix} = \vec{u}_T$ . Le passage de R à  $R_T$  se fait par :

$$d\vec{X}_T = \bar{\mathbf{P}} \bar{\mathbf{\Lambda}}_T d\vec{X} \quad (6)$$

Où  $\bar{\mathbf{P}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \bar{\mathbf{P}} \end{pmatrix}$  avec la matrice 3x3  $\bar{\mathbf{P}}$  définissant les nouvelles directions spatiales par rapport aux premières, et  $\bar{\mathbf{\Lambda}}_T$  correspondant aux seuls effets relativistes. Nous simplifierons les équations grâce à  $\bar{\mathbf{P}} = \bar{\delta}$ , où  $\bar{\delta}$  est la matrice unité de KRONECKER ( $\bar{\mathbf{P}} = \bar{\delta}$ ). La matrice de transition de R vers le RIT est une constante où  $\vec{u}^0 = \vec{u}$  au point de tangence (FONTEIX et al., 2022) :

$$\bar{\mathbf{\Lambda}}_T = \begin{pmatrix} \gamma^0 & -\frac{i\gamma^0}{c} \vec{u}^{0T} \\ \frac{i\gamma^0}{c} \vec{u}^0 & \bar{\delta} + (\gamma^0 - 1) \frac{\vec{u}^0 \vec{u}^{0T}}{u^0 \vec{u}^0} \end{pmatrix} \quad (7)$$

Avec  $\gamma^0 = \gamma$  (point de tangence), et  $\bar{\mathbf{\Lambda}}_T^T \bar{\mathbf{\Lambda}}_T = \bar{\mathbf{\Lambda}}_T \bar{\mathbf{\Lambda}}_T^T = \bar{\delta}$ . Compte tenu de (5) et (6) nous obtenons :

$$\left. \begin{aligned} d\vec{X}_T &= \bar{\Lambda}_T d\vec{X} \\ \vec{u}_T &= \frac{d\vec{X}_T}{d\tau} = \bar{\Lambda}_T \frac{d\vec{X}}{dt} = \bar{\Lambda}_T (\gamma \vec{u}) \\ \frac{d\vec{u}_T}{d\tau} &= \gamma \bar{\Lambda}_T \frac{d(\gamma \vec{u})}{dt} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Où  $\bar{\Lambda}_T$  est une matrice orthogonale et normée 4x4 à coefficients constants (le RIT se déplace à vitesse constante par rapport à R). Le quadri-gradient a été défini en (2), et sa transformation se fait par :

$$\overrightarrow{\text{grad}}_T(\dots) = \bar{\Lambda}_T \overrightarrow{\text{grad}}(\dots) \quad (9)$$

### 3 Les réactions chimiques (dans tout repère inertiel, le repère lié à l'ISS étant presque inertiel)

Certains auteurs sont conscients de l'existence de la « masse conservative », mais s'interdisent de l'utiliser. Ils semblent éluder ce problème (De BROGLIE, 1968) (LUKACEVIC, 1967) ou le contourner en ne parlant pas de masse, mais plutôt de nombre de molécules (GARIEL, 1980) (HALBWACHS, 1960). Cependant, de nombreux auteurs utilisent la masse intrinsèque (en l'appelant conservative) quand cela leur semble nécessaire (DISCONZI, 2014) (MARLE, 1969) (PICHON, 1965) (LICHNEROWICZ, 1966) (BRUHAT, 1966). Il nous a paru nécessaire de réhabiliter l'utilisation de la masse Newtonienne, que nous qualifierons d'intrinsèque par opposition avec la masse relativiste. Par ailleurs, si nous considérons qu'un repère terrestre peut être considéré comme un repère inertiel (presque) tangent (à la trajectoire de la terre par rapport à l'ISS), les lois de la physique-chimie terrestre s'appliquent dans ce repère. Pour passer à un repère inertiel lié à l'ISS à partir du repère précédent, il suffit d'utiliser la transformation de LORENTZ (FONTEIX et al., 2020). Si  $d\vec{x}^T = (d(\vec{x})_1 \ d(\vec{x})_2 \ d(\vec{x})_3)$ , dans le cas d'un hypervolume hypercubique orienté suivant les axes d'un repère orthonormé nous avons  $dV = icdtd(\vec{x})_1 d(\vec{x})_2 d(\vec{x})_3$ . Donc  $dV$  est un nombre imaginaire pur, et le changement de repère inertiel (de R à  $R_T$ ) conserve les hypervolumes :

$$dV_T = \det(\bar{\Lambda}_T) dV = dV \quad (10)$$

Où l'opérateur  $\det(\dots)$  est le déterminant d'une matrice. La matrice de transition 4x4 d'un repère à l'autre est semi réelle (FONTEIX et al., 2020) de déterminant égal à 1. C'est donc une matrice orthogonale dont l'inverse est la transposée. Cette propriété impose la conservation des hypervolumes (volume x temps) d'un repère à l'autre. Comme la vitesse de réaction chimique s'exprime en quantité de matière par unité de volume et par unité de temps, cette vitesse s'écrit donc en quantité de matière par unité d'hypervolume. Or la quantité de matière, exprimée soit en nombre de moles, soit en masse Newtonienne, est identique en physiques classique et relativiste. Compte tenu de ce qui a été écrit précédemment, les vitesses de réaction sont conservées d'un repère à un autre. Cependant, comme les réactions chimiques dépendent de la température, il convient de voir comment celle-ci se transforme lors d'un changement de repère. Dans (FONTEIX et al., 2020) nous avons montré que toutes les formes d'énergies massiques sont covariantes, or l'enthalpie libre de GIBBS est une énergie, comme l'enthalpie, et se transforme comme tel, soit  $G = \gamma G_T$ ,  $H = \gamma H_T$  et  $S = S_T$  (principe d'invariance de l'entropie généralement admis), ce qui donne :

$$\left. \begin{aligned} G = H - TS &= \gamma G_T = \gamma H_T - \gamma T_T S_T = \gamma H_T - T S_T \\ T &= \gamma T_T \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Ce qui veut dire que la température absolue est covariante (ARZELIES, 1965), et donc qu'elle se comporte comme une énergie (résultat cohérent avec une température due à l'énergie cinétique des molécules due à l'agitation Brownienne). Notons que ceci impose le fait que la capacité calorifique d'un corps est indépendante du repère inertiel utilisé. Pourtant cet effet n'influe pas sur la vitesse de réaction chimique : cela signifie donc que les vitesses de réaction sont conservées d'un repère inertiel à un autre.

#### 4 La diffusion

En pratique, le fluide est un mélange composé de  $n$  constituants. La composition du fluide en constituant  $i$  est définie par son titre massique  $x_i$ , c'est-à-dire la masse intrinsèque de  $i$  par masse intrinsèque unité de mélange, avec  $\sum_{i=1}^n x_i = 1$ . Sur une position de l'espace-temps, le flux de transfert de  $i$  est  $\rho_I x_i \vec{u} + \vec{J}_i$  (masse intrinsèque de  $i$  traversant l'unité de surface par unité de temps), où  $\rho_I x_i \vec{u}$  est le flux de transport et  $\vec{J}_i$  le flux de diffusion, tel que  $\sum_{i=1}^n (\rho_I x_i \vec{u} + \vec{J}_i) = \rho_I \vec{u}$ . Le quadrivecteur flux de transfert est  $\begin{pmatrix} ic\rho_I x_i \\ \rho_I x_i \vec{u} + \vec{J}_i \end{pmatrix} = \rho_I x_i \vec{u} + \vec{J}_i$ . Le bilan du constituant  $i$  s'écrit :

$$\overline{\text{grad}}^T (\rho_I x_i \vec{u} + \vec{J}_i) = r_i \quad (12)$$

Où  $r_i$  est la vitesse de production (pouvant être négative) de masse intrinsèque de  $i$  par unité de volume et unité de temps, due aux réactions. La somme des  $n$  équations (12) impose (FONTEIX et al., 2020) :

$$\sum_{i=1}^n r_i = 0 \quad (13)$$

Cette relation traduit la conservation de la masse intrinsèque totale par les réactions chimiques (hors réactions nucléaires), propriété généralement admise en physique classique, mais également valable en relativité restreinte. D'un point de vue général, le nombre de molécules, et donc la masse, est identique en physiques classique et relativiste. C'est aussi le cas de  $x_i$  (rapport de masses), mais pas des masses volumiques. En effet, nous avons vu en section précédente que le volume correspond à  $\frac{dV}{icdt'}$ , or si  $dV$  est identique dans les deux repères inertiels (terre et ISS), la relation (5) impose un rapport des volumes égal au facteur de LORENTZ. C'est donc aussi le cas des masses volumiques. Nous avons donc  $\rho_{IT} = \frac{\rho_I}{\gamma}$  où  $\rho_{IT}$  est la masse volumique mesurée sur terre. C'est en fait la norme de  $\rho_I \vec{u}$  qui est identique dans les deux repères (FONTEIX et al., 2020), car  $\rho_{IT} \vec{u}_T = \frac{\rho_I}{\gamma} \bar{\Lambda}_T \gamma \vec{u} = \bar{\Lambda}_T \rho_I \vec{u}$ . En effet, comme il s'agit de quadrivecteurs, le passage d'un repère à l'autre nécessite une multiplication par  $\bar{\Lambda}_T$  (7). Bien entendu, c'est aussi le cas pour  $\vec{J}_i$  :  $\vec{J}_{iT} = \bar{\Lambda}_T \vec{J}_i$  (FONTEIX et al., 2020), où  $\vec{J}_{iT}$  est le flux de diffusion massique du constituant  $i$  mesuré sur terre. En conséquence, la diffusion d'un constituant dans le véhicule spatial (ISS) dépend de l'angle que fait la diffusion avec la vitesse de ce dernier et du facteur de LORENTZ :

$$\bar{\Lambda}_T^T \vec{J}_{iT} = \vec{J}_i = \begin{pmatrix} \gamma^0 & \frac{i\gamma^0}{c} \vec{u}^{0T} \\ -\frac{i\gamma^0}{c} \vec{u}^0 & \delta + (\gamma^0 - 1) \frac{\vec{u}^0 \vec{u}^{0T}}{\vec{u}^0 \vec{u}^0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \vec{J}_{iT} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{i\gamma^0}{c} \vec{u}^{0T} \vec{J}_{iT} \\ \vec{J}_{iT} + (\gamma^0 - 1) \frac{\vec{u}^0 \vec{u}^{0T} \vec{J}_{iT}}{\vec{u}^0 \vec{u}^0} \end{pmatrix} \quad (14)$$

Soit  $\vec{u}^0 = \|\vec{u}\| \vec{n}$  la vitesse de la terre par rapport au véhicule spatial, avec  $\|\vec{n}\| = 1$ . Soit  $\vec{J}_{iT}$  le flux de diffusion du constituant  $i$  sur terre, et  $\vec{J}_i$  le flux de diffusion de ce même constituant dans le véhicule spatial, la transformation de LORENTZ (14) donne  $\vec{J}_i = \vec{J}_{iT} + (\gamma - 1)(\vec{n}^T \vec{J}_{iT}) \vec{n}$  (en supprimant la puissance 0 par souci de simplification, sachant que cette puissance rappelle seulement que cette vitesse est une constante dans la matrice de transition). Si la vitesse de l'ISS est orthogonale au flux de diffusion sur terre, les deux flux, sur terre et dans l'ISS, sont identiques ( $\vec{J}_i = \vec{J}_{iT}$ ). Si la vitesse de l'ISS est colinéaire au flux de diffusion sur terre et dans le même sens,  $\vec{J}_{iT}$  et  $\vec{n}$  sont colinéaires et dans le même sens,  $\vec{J}_i = \gamma \vec{J}_{iT}$  (covariance du flux de diffusion : le flux sur terre est multiplié par le facteur de LORENTZ,  $\gamma$ , pour donner celui dans la station spatiale internationale). Si  $\vec{J}_{iT}$  et  $\vec{n}$  sont colinéaires et en sens contraire,  $\vec{J}_i = (2 - \gamma) \vec{J}_{iT}$  ( $\gamma > 2$  si la vitesse de la fusée dépasse 87% de la vitesse de la lumière dans le vide). Dans le cas général, les deux flux, sur terre et dans l'ISS, n'ont pas la même direction ni le même module.

## 5 Diffusion avec réaction chimique

Un problème classique du Génie des Procédés est celui de l'absorption d'un gaz dans un liquide, avec ou sans réaction chimique. Le composant gazeux diffuse dans le liquide après y avoir pénétré, et réagit avec un réactif en solution dans ce liquide. Le contrôle de l'aire interfaciale (surface de contact entre le gaz et le liquide) ne pose aucun problème sur terre, grâce à la gravité. Ce n'est pas le cas dans l'espace du fait du manque de gravité. Aussi, le cas d'une diffusion avec réaction chimique est plus complexe (surtout dans le cas de l'absorption gaz-liquide avec réaction chimique), d'autant qu'il faudrait savoir comment séparer de façon stable un liquide et un gaz en contact dans l'espace (en microgravité). En fait, il est possible de remplacer la gravité terrestre par une force d'inertie, ou par la force centrifuge. Cependant, rappelons-nous ce qui a été dit dans la section ci-dessus : l'effet relativiste se fait sentir lorsque le flux de diffusion mesuré sur terre est colinéaire à la vitesse de déplacement du véhicule spatial. Ceci ne peut être vrai que dans des durées de temps très courtes, car ni la terre, ni le véhicule spatial ne se déplacent en ligne droite. De plus, l'application d'une force centrifuge nécessite un appareil en rotation autour d'un axe. Cet axe ne peut pas être colinéaire à la vitesse du véhicule car alors la diffusion serait toujours orthogonale à cette vitesse, et l'effet relativiste serait nul. Mais si l'axe est perpendiculaire à la vitesse, alors le flux de diffusion passe par des phases où il est successivement colinéaire dans le même sens, perpendiculaire, puis colinéaire en sens contraire de la vitesse du véhicule spatial (figure 2).

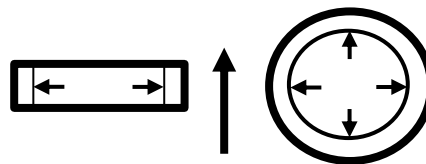


Figure 2 : Grande flèche, déplacement de la terre/ISS ; petite flèche, flux de diffusion

Il faut donc intégrer l'effet sur un tour de rotation de l'appareil, ce qui réduit de beaucoup cet effet relativiste par rapport à la simple diffusion colinéaire et dans le même sens que la vitesse du véhicule. Il existe d'autres configurations pour remplacer la gravitation, comme par exemple une accélération. L'inconvénient de cette technique est la courte durée de l'expérience (distance d'accélération limitée) et le fait qu'elle se déroule en régime transitoire. Une autre méthode est l'utilisation d'un jet de liquide, dont l'inconvénient est la difficulté de la récupération de ce jet en microgravité. Il existe aussi la possibilité de retenir le liquide dans un milieu poreux, et son inconvénient est la tortuosité de ce milieu. En effet, la diffusion suit alors la direction plus ou moins aléatoire des pores, ce qui réduit l'effet relativiste. Quelle serait dans ces différents cas l'influence d'une réaction chimique ? Nous ne le savons pas. Par ailleurs, pour comparer des résultats comparables, il faut aussi un appareil identique sur terre. Ainsi, l'étude expérimentale de l'effet relativiste sur l'absorption gaz-liquide avec réaction chimique ou non est un travail complexe que nous ne traiterons pas plus ici. De plus, dans le cas d'un gaz, nous devons étudier comment la pression (partielle ou totale) évolue entre un repère terrestre et un repère inertiel associé au véhicule spatial. Pour cela, nous devons compléter l'étude thermodynamique commencée en équation (11). Le passage de l'enthalpie par unité de masse intrinsèque du repère terrestre vers le repère inertiel associé au véhicule spatial s'écrit, en se servant de  $\rho_{IT} = \frac{\rho_I}{\gamma}$  :

$$H = \gamma H_T = \gamma \left( U_T + \frac{P_T}{\rho_{IT}} \right) = U + \frac{\gamma^2 P_T}{\rho_I} = U + \frac{P}{\rho_I} \quad (15)$$

Où  $P_T$  est la pression dans le repère terrestre et  $P$  la pression dans le repère inertiel associé au véhicule spatial ( $U$  : énergie interne massique). Ceci impose :

$$P = \gamma^2 P_T \quad (16)$$



Ceci est normal car  $dU_T = -P_T d\left(\frac{1}{\rho_{IT}}\right) + \delta Q_T = -\frac{P}{\gamma^2} d\left(\frac{\gamma}{\rho_I}\right) + \frac{\delta Q}{\gamma} = \frac{1}{\gamma} \left(-Pd\left(\frac{1}{\rho_I}\right) + \delta Q\right) = \frac{dU}{\gamma}$  compte tenu de (11), (15) et (16),  $\gamma$  étant considéré comme une constante dans une position donnée dans le temps et dans l'espace (puissance 0 effacée par souci de simplification de la notation).

## Conclusion

Pour qu'un effet relativiste soit perceptible sur la diffusion (cas colinéaire dans le même sens que la vitesse du véhicule spatial), il faudrait un facteur de LORENTZ d'au moins 1,01 (effet de 1%), ce qui implique une vitesse du véhicule spatial supérieure à 42000 km/s. Sachant que la vitesse de la Station Spatiale Internationale est inférieure à 8 km/s par rapport à la terre et que la terre se déplace à environ 30 km/s dans l'espace, cette vitesse de la Station Spatiale Internationale est bien trop faible pour que des effets relativistes suffisants se fassent sentir, au moins si les deux vitesses sont colinéaires et dans le même sens. Il en est de même pour le chauffage d'un liquide, les températures, sur terre et dans l'ISS, étant beaucoup trop proches. Il faudrait faire les expériences dans une fusée allant à 20% au moins de la vitesse de la lumière dans le vide pour avoir un effet supérieur à 2% ! La stœchiométrie des réactions chimiques étant définie par des grandeurs invariantes (rapport de masses ou de moles), les vitesses de réaction sont également invariantes du fait de la conservation des hypervolumes (volume x temps) de la physique classique à la relativité restreinte. En ce qui concerne la pression, pour avoir un effet relativiste de 1% sur les pressions sur terre et dans le véhicule spatial, il faut que ce dernier atteigne une vitesse de 30000 km/s par rapport à la terre. Même si l'effet est supérieur à celui qui pourrait être obtenu à l'aide de la diffusion ou de la température, il reste faible compte tenu des vitesses atteignables actuellement. Il nous faut attendre l'apparition de moteurs bien plus puissants que ceux dont nous disposons actuellement. Ainsi, les vitesses que nos véhicules spatiaux peuvent atteindre actuellement sont nettement insuffisantes pour envisager l'application d'un Génie des Procédés Relativistes (ce qui n'est pas le cas des réactions chimiques, comme nous l'avons vu précédemment).

## Références

ARZELIES H., Transformation relativiste de la température et de quelques autres grandeurs thermodynamiques, *Il Nuovo Cimento*, 35, 3 (1965) 792-804

ARZELIES H., Fluides relativistes - Principes généraux, équations fondamentales, Masson Ed., Paris, 1971

BRAGINSKY V.B.; CAVES C.M.; THORNE K.S., Laboratory experiments to test relativistic gravity, *Physical Review D* 15 (1992) 2047-2068

BRUHAT Y., Etude des équations des fluides chargés relativistes inductifs et conducteurs, *Commun. Math. Phys.*, 3 (1966) 334-357

CAMARGO M.; FONTEIX C.; MEIMAROGLOU D.; CHARPENTIER J-C., Vers un génie des procédés relativiste part 1: dynamique d'un mélange fluide continu en relativité restreinte, *Congrès de la SFGP*, Nantes (2019) 279040

De BROGLIE L., Thermodynamique relativiste et mécanique ondulatoire, *Ann. Inst. Henri POINCARÉ, section A Physique Théorique*, 9, 2 (1968) 89-108

DERRADI de SOUZA R.; KOIDE T.; KODAMA T., Hydrodynamic approaches in relativistic heavy ion reactions », *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 86 (2016) 35-85



DISCONZI M., On the well-posedness of relativistic viscous fluids, *Nonlinearity*, 27 (2014) 1915-1935

FONTEIX C.; MEIMAROGLOU D.; CAMARGO M.; FEIDT M., Nouvelle dynamique des mélanges fluides continus Partie 1 : En relativité restreinte, *HAL* (2020) 02482689

FONTEIX C.; MORSI B.; MEIMAROGLOU D.; CAMARGO M., Sur quelques aspects de la relativité restreinte, *HAL* (2022) 03641116

GARIEL J., Rapprochement entre deux formalismes en thermodynamique relativiste des phénomènes irréversibles, *Annales de l'Institut Henri POINCARÉ, section A*, 33, 2 (1980) 195-203

HALBWACHS F., Théorie relativiste des fluides à spin, *Gauthier-Villars, Paris* 1960

LICHNEROWICZ A., Etude mathématique des fluides thermodynamiques relativistes, *Commun. Math. Phys.*, 1 (1966) 328-373

LUKACEVIC I., Sur le mouvement irrotationnel des fluides parfaits chargés en relativité générale, *Publications de l'Institut Mathématique, Nouvelle série*, 7, 21 (1967) 51-54

MAHJOUR B., Système d'évolution d'un fluide relativiste conducteur de chaleur, *Ann. Inst. Henri POINCARÉ, section A Physique Théorique*, 14, 2 (1971) 113-137

MARLE C.-M., Sur l'établissement des équations de l'hydrodynamique des fluides relativistes dissipatifs II – méthodes de résolution approchée de l'équation de BOLTZMANN relativiste, *Ann. Inst. Henri POINCARÉ, section A*, 10, 2 (1969) 127-194

Mc DONALD K.T., Answer to Question #49. Why cc for gravitational waves?, *American Journal of Physics* 65, (1997) 591-592

MINKOWSKI H., The relativity principle, *Meeting of the Göttingen Mathematical Society, November 5, 1907*

PICHON G., Etude relativiste de fluides visqueux et chargés, *Ann. Inst. Henri POINCARÉ, section A Physique Théorique*, 2, 1 (1965) 21-85

REZZOLLA L.; ZANOTTI O., Relativistic Hydrodynamics, *Oxford University Press* 2013

SCHULMAN L. S., Formulation and justification of the WHEELER-FEYNMAN absorber theory, *Foundations of Physics*, vol. 10, n° 11-12 (1980) 841-853

STRUCHTRUP H., Projected moments in relativistic kinetic theory, *Physica A* 253 (1998) p. 555-593

TARTAGLIA A.; RUGGIERO M.L., Gravito-electromagnetism versus electromagnetism, *European Journal of Physics* 25 (2004) 203-210

Von LAUE M., Zur dynamik der relativitätstheorie, *Ann. Der Physik*, 340, 8 (1911) 524-542