

Breakdown of Navier-Stokes Solutions – Bounded Energy

Valdir Monteiro dos Santos Godoi

valdir.msgodoi@gmail.com

Abstract: Considerations on (and solution to) the 6th millenium problem, respect to breakdown of Navier-Stokes solutions and the bounded energy.

O artigo que segue (página 5 em diante) foi escrito originalmente supondo que a ordem de derivação espacial α não pode assumir o valor 0, assim como a ordem de derivação temporal m . Embora Fefferman [1] tenha escrito “for any α and K ” para a sua condição (4) e “for any α, m and K ” para a condição (5), este emaranhamento simbólico envolvendo as derivações parciais ∂_x^α e ∂_t^m , respectivamente, pode levar a uma grande imprecisão. Seria mais elegante e exato no artigo de Fefferman, fonte de tão valiosa perspectiva, gastar-se um pouco mais de tempo para se deixar claro a quais conjuntos numéricos pertencem efetivamente cada um destes α, m, K . O que seria então uma derivada negativa, ou fracionária, ou irracional, ou imaginária pura, ou alguma derivada complexa qualquer? E derivada de ordem zero? Existirá também integral zero-ésima? O termo “for any” de Fefferman, ainda que utilizado sem preocupações em parte da literatura, deveria estar melhor definido neste artigo “do milênio”. É o que se espera dos matemáticos: definições, regras, lógica e conclusões precisas.

A condição (10) do artigo abaixo é impossível de ser obedecida, exceto violando-se (4) para $\alpha = 0 = (0,0,0)$, onde para todo $K \in \mathbb{R}$ temos $\partial_x^0 u^0 = u^0$ e $|u^0(x)| \leq C_{0K}(1 + |x|)^{-K}$ sobre \mathbb{R}^3 .

A inequação (4) traz implicitamente que $u^0(x)$ deve pertencer ao espaço vetorial das funções de rápido decrescimento, que tendem a zero em $|x| \rightarrow \infty$, conhecido como espaço de Schwartz, $S(\mathbb{R}^3)$, em homenagem ao matemático francês Laurent Schwartz (1915-2002) que o estudou [2]. Estas funções e suas infinitas derivadas são contínuas (C^∞) e decaem mais rápido que o inverso de qualquer polinômio, tais que

$$\lim_{|x| \rightarrow \infty} |x|^k D^\alpha \varphi(x) = 0$$

para todo $\alpha = (\alpha_1, \dots, \alpha_n)$, α_i inteiro não negativo, e todo inteiro $k \geq 0$. α é um multi-índice, com a convenção

$$D^\alpha = \frac{\partial^{|\alpha|}}{\partial x_1^{\alpha_1} \dots \partial x_n^{\alpha_n}}, |\alpha| = \alpha_1 + \dots + \alpha_n, \alpha_i \in \{0, 1, 2, \dots\}.$$

D^0 é o operador identidade, D^α um operador diferencial. Um exemplo de função deste espaço é $u(x) = P(x)e^{-|x|^2}$, onde $P(x)$ é uma função polinomial.

Valem as seguintes propriedades [3]:

- 1) $S(\mathbb{R}^n)$ é um espaço vetorial; ele é fechado sobre combinações lineares.
- 2) $S(\mathbb{R}^n)$ é uma álgebra; o produto de funções em $S(\mathbb{R}^n)$ também pertence a $S(\mathbb{R}^n)$.
- 3) $S(\mathbb{R}^n)$ é fechado sobre multiplicação por polinômios.
- 4) $S(\mathbb{R}^n)$ é fechado sobre diferenciação.
- 5) $S(\mathbb{R}^n)$ é fechado sobre translações e multiplicação por exponenciais complexos ($e^{ix \cdot \xi}$).
- 6) funções de $S(\mathbb{R}^n)$ são integráveis: $\int_{\mathbb{R}^n} |f(x)| dx < \infty$ para $f \in S(\mathbb{R}^n)$. Isto segue do fato de que $|f(x)| \leq M(1 + |x|)^{-(n+1)}$ e, usando coordenadas polares, $\int_{\mathbb{R}^n} (1 + |x|)^{-(n+1)} dx = C \int_0^\infty (1 + r)^{-n-1} r^{n-1} dr < \infty$, i.e., o integrando decresce como r^{-2} (e $(1 + r)^{-2}$) no infinito e produz uma integral finita.

Da definição de $S(\mathbb{R}^3)$ e propriedades anteriores vemos que, como $u^0(x) \in S(\mathbb{R}^3)$, então $\int_{\mathbb{R}^3} |u^0(x)| dx \leq \int_{\mathbb{R}^3} M(1 + |x|)^{-4} dx \leq C \int_0^\infty (1 + r)^{-2} dr < \infty$ e quadrando $|u^0(x)|$ e $M(1 + |x|)^{-4}$ chegamos à desigualdade $\int_{\mathbb{R}^3} |u^0(x)|^2 dx < \infty$, que contradiz (10).

Outra forma de verificar isso é que o conjunto $S(\mathbb{R}^n)$ está contido em $L^p(\mathbb{R}^n)$ para todo p , $1 \leq p < \infty$ ([4], [5], [6], [7]), e em particular para $p = 2$ e $n = 3$ segue a finitude de $\int_{\mathbb{R}^3} |u^0(x)|^2 dx$.

Portanto, se a condição (7) for desobedecida, conforme propomos no artigo a seguir, que usou $\alpha \neq 0$, será para $t > 0$, por exemplo, encontrando alguma função $u(x, t)$ da forma $u^0(x)v(x, t)$, $v(x, 0) = 1$, ou $u^0(x) + v(x, t)$, $v(x, 0) = 0$, com $\int_{\mathbb{R}^3} |v(x, t)|^2 dx \rightarrow \infty$ e $\int_{\mathbb{R}^3} |u(x, t)|^2 dx \rightarrow \infty$. Parece-me de novo uma possibilidade viável. A prova da unicidade de soluções será importante. Vejamos então.

De fato, escolhendo $u^0(x) \in S(\mathbb{R}^3)$ e $f(x, t) \in S(\mathbb{R}^3 \times [0, \infty))$, lembrando-se que não precisamos ter $u, p \in S(\mathbb{R}^3 \times [0, \infty))$ como solução, apenas $u, p \in C^\infty$, então é possível construir uma solução para a velocidade da forma $u(x, t) = u^0(x)e^{-t} + v(t)$, com $v(0) = 0$, tal que $\int_{\mathbb{R}^3} |u(x, t)|^2 dx \rightarrow \infty$, pois, quando cada componente de $u^0(x)$ tem o mesmo sinal da respectiva componente de $v(t)$, teremos $\int_{\mathbb{R}^3} |u(x, t)|^2 dx \geq \int_{\mathbb{R}^3} |v(t)|^2 dx = |v(t)|^2 \int_{\mathbb{R}^3} dx \rightarrow \infty$, com $v(t) \neq 0, t > 0$. Também devemos escolher u, u^0 tais que $\nabla \cdot u = \nabla \cdot u^0 = 0$.

Em especial, escolhamos, para $1 \leq i \leq 3$, $x_4, u_4, v_4 \equiv x_1, u_1, v_1$,

$$\begin{aligned} u_i^0(x) &= e^{-x_{i+1}^2}, \\ v_i(t) &= w(t) = e^{-t}(1 - e^{-t}), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
u_i(x, t) &= u_i^0(x)e^{-t} + v_i(t), \\
f_i(x, t) &= \left(-u_i^0 + e^{-t} \sum_{j=1}^3 u_j^0 \frac{\partial u_i^0}{\partial x_j} + \sum_{j=1}^3 v_j \frac{\partial u_i^0}{\partial x_j} - \nu \nabla^2 u_i^0 \right) e^{-t} \\
&= \left(-u_i^0 + e^{-t} u_{i+1}^0 \frac{\partial u_i^0}{\partial x_{i+1}} + v_{i+1} \frac{\partial u_i^0}{\partial x_{i+1}} - \nu \nabla^2 u_i^0 \right) e^{-t},
\end{aligned}$$

o que resulta para $p(x, t)$, como a única incógnita ainda a determinar,

$$\nabla p + \frac{\partial v}{\partial t} = 0,$$

e então

$$p(x, t) = -\frac{dw}{dt}(x_1 + x_2 + x_3) + \theta(t).$$

A pressão obtida tem uma dependência temporal genérica $\theta(t)$, que deve ser de classe $C^\infty([0, \infty))$ e podemos supor limitada, e diverge no infinito ($|x| \rightarrow \infty$), mas tenderá a zero em todo o espaço com o aumento do tempo (a menos eventualmente de $\theta(t)$), devido ao fator e^{-t} que aparece na derivada de $w(t)$,

$$\frac{dw}{dt} = e^{-t}(2e^{-t} - 1).$$

A unicidade da solução (a menos da pressão $p(x, t)$ com o termo adicional constante ou dependente do tempo) vem dos resultados clássicos já conhecidos, descritos por exemplo no mencionado artigo de Fefferman [1]: o sistema das equações de Navier-Stokes tem solução única para todo $t \geq 0$ ou apenas para um intervalo de tempo $[0, T)$ finito dependente dos dados iniciais, onde T é chamado de “*blowup time*”. Sendo assim, a solução encontrada anteriormente é única em pelo menos um pequeno intervalo de tempo, o que já é suficiente para mostrar que neste intervalo ocorre a quebra das soluções de Navier-Stokes por ser desobedecida a condição de energia cinética limitada (7), tornando o caso (C) verdadeiro.

Grato ao professor Ricardo Rosa da UFRJ, matemático especialista nas equações de Navier-Stokes, que me explicou sobre o caso $\alpha = 0$ e sua natureza de multi-índice. Ninguém foi tão claro comigo quanto ele, nem mesmo (muito menos...) a *Annals of Mathematics*.



Referências

- [1] Fefferman, Charles L., *Existence and Smoothness of the Navier-Stokes Equation*, in <http://www.claymath.org/sites/default/files/navierstokes.pdf> (2000).
- [2] Schwartz, Laurent, *Théorie des Distributions*. Paris: Hermann, Éditeurs des Sciences et des Arts (1966).
- [3] Strichartz, Robert, *A Guide to Distribution Theory and Fourier Transforms*. Florida: CRC Press Inc. (1994).
- [4] https://en.wikipedia.org/wiki/Schwartz_space
- [5] <http://mathworld.wolfram.com/SchwartzSpace.html>
- [6] <http://www.math.washington.edu/~hart/m526/Lecture3.pdf>
- [7] <http://www.diva-portal.org/smash/get/diva2:664088/FULLTEXT01.pdf> (tese de mestrado de Fredrik Joachim Gjestland, *Distributions, Schwartz Space and Fractional Sobolev Spaces*, 2013).

Breakdown of Navier-Stokes Solutions – Bounded Energy

Valdir Monteiro dos Santos Godoi

valdir.msgodoi@gmail.com

Abstract – We have proved that there are initial velocities $u^0(x)$ and forces $f(x, t)$ such that there is no physically reasonable solution to the Navier-Stokes equations, which corresponds to the case (C) of the problem relating to Navier-Stokes equations available on the website of the Clay Institute.

Keywords – Navier-Stokes equations, continuity equation, breakdown, existence, smoothness, physically reasonable solutions, gradient field, conservative field, velocity, pressure, external force, bounded energy, millennium problem.

The simplest way I see to prove the breakdown solutions of Navier-Stokes equations, following the described in [1], refers to the condition of bounded energy, the finiteness of the integral of the squared velocity of the fluid in the whole space.

We can certainly construct solutions for

$$(1) \quad \frac{\partial u_i}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \nu \nabla^2 u_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + f_i, \quad 1 \leq i \leq 3,$$

that obey the condition of divergence-free to the velocity (continuity equation to the constant mass density),

$$(2) \quad \operatorname{div} u \equiv \nabla \cdot u = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (\text{incompressible fluids})$$

and the initial condition

$$(3) \quad u(x, 0) = u^0(x),$$

where u_i , p , f_i are functions of the position $x \in \mathbb{R}^3$ and the time $t \geq 0, t \in \mathbb{R}$. The constant $\nu \geq 0$ is the viscosity coefficient, p represents the pressure and $u = (u_1, u_2, u_3)$ is the fluid velocity, measured in the position x and time t , with $\nabla^2 = \nabla \cdot \nabla = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}$. The function $f = (f_1, f_2, f_3)$ has the dimension as acceleration or force per mass unit, but we will keep on naming this vector and its components by its generic name of force, such as used in [1]. It's the externally applied force to the fluid.

The functions $u^0(x)$ and $f(x, t)$ must obey, respectively,

$$(4) \quad |\partial_x^\alpha u^0(x)| \leq C_{\alpha K} (1 + |x|)^{-K} \text{ on } \mathbb{R}^3, \text{ for any } \alpha \in \mathbb{N}^3 \text{ and } K \in \mathbb{R},$$

and

$$(5) \quad |\partial_x^\alpha \partial_t^m f(x, t)| \leq C_{\alpha m K} (1 + |x| + t)^{-K} \text{ on } \mathbb{R}^3 \times [0, \infty), \text{ for any } \alpha \in \mathbb{N}^3, \\ m \in \mathbb{N} \text{ and } K \in \mathbb{R},$$

and a solution (p, u) from (1) to be considered physically reasonable must be continuous and have all the derivatives, of infinite orders, also continuous (smooth), i.e.,

$$(6) \quad p, u \in C^\infty(\mathbb{R}^3 \times [0, \infty)).$$

Given an initial velocity u^0 of C^∞ class, divergence-free ($\nabla \cdot u^0 = 0$) on \mathbb{R}^3 and an external forces field f also C^∞ class on $\mathbb{R}^3 \times [0, \infty)$, we want, for that a solution to be physically reasonable, beyond the validity of (6), that $u(x, t)$ does not diverge to $|x| \rightarrow \infty$ and satisfy the bounded energy condition, i.e.,

$$(7) \quad \int_{\mathbb{R}^3} |u(x, t)|^2 dx < C, \text{ for all } t \geq 0.$$

We see that every condition above, from (1) to (7), need to be obeyed to get a solution (p, u) considered physically reasonable, however, to get the breakdown solutions, (1), (2), (3), (6) or (7) could not be satisfied to some $t \geq 0$, in some position $x \in \mathbb{R}^3$, still maintaining (4) and (5) validity.

A way to make this situation (breakdown) happens is when (1) have no possible solution to the pressure $p(x, t)$, when the vector field $\phi: \mathbb{R}^3 \times [0, \infty) \rightarrow \mathbb{R}^3$ in

$$(8) \quad \nabla p = \nu \nabla^2 u - \frac{\partial u}{\partial t} - (u \cdot \nabla)u + f = \phi$$

is not gradient, not conservative, in at least one $(x, t) \in \mathbb{R}^3 \times [0, \infty)$. In this case, to $\phi = (\phi_1, \phi_2, \phi_3)$ not to be gradient, it must be

$$(9) \quad \frac{\partial \phi_i}{\partial x_j} \neq \frac{\partial \phi_j}{\partial x_i}, i \neq j,$$

to some pair $(i, j), 1 \leq i, j \leq 3, x \in \mathbb{R}^3$ and time t not negative (for details check, for example, Apostol^[2], chapter 10).

If we admit, however, that (1) has a possible (p, u) solution and this also obey (2), (3) and (6), the initial condition $u^0(x)$ verifies (2) and (4), the external force $f(x, t)$ verifies (5) and both $u^0(x)$ and $f(x, t)$ are C^∞ class, we can try get a breakdown solutions in $t = 0$ violating the condition (7), i.e., choosing $u^0(x)$ that also obey to

$$(10) \quad \int_{\mathbb{R}^3} |u^0(x)|^2 dx \rightarrow \infty.$$

The first example is very simple: a constant initial velocity not null, $u^0(x) = c = (c_1, c_2, c_3)$, $c_i \in \mathbb{R}$, $c \neq 0$. In this example we have $|\partial_x^\alpha u^0(x)| = 0$, satisfying (4), and, by hypothesis, we also suppose satisfied the remaining conditions from (1) to (6), with $f \in C^\infty$. Are also valid, obviously, $u^0 \in C^\infty$ and $\nabla \cdot u^0 = 0$. Giving $f = 0$, a possible solution (p, u) to (1) and (2) is $u = u^0 = c, p = 0$. Only condition (7) is not satisfied in this simple example of constant initial velocity, because in $t = 0$ we have

$$(11) \quad \left(\int_{\mathbb{R}^3} |u(x, t)|^2 dx \right) |_{t=0} = \int_{\mathbb{R}^3} |u^0(x)|^2 dx = (c_1^2 + c_2^2 + c_3^2) \int_{\mathbb{R}^3} dx \rightarrow \infty.$$

Certainly this initial velocity doesn't belong to a solution $u(x, t)$ considered physically reasonable, because it would violate (7), whichever the $u(x, t)$ with $u(x, 0) = u^0(x) = c$, but $u^0(x)$ obeyed to the permissible requirements to an initial velocity in this problem of breakdown solutions. Both $u^0(x)$ and $u(x, t)$ violate condition (7) of bounded energy, obeying however p, u, u^0 and f the remaining conditions (by hypothesis), which characterizes the so called breakdown solutions, according to the wanted.

The official description of the problem to this (C) case of breakdown solutions is given below:

(C) Breakdown solutions of Navier-Stokes on \mathbb{R}^3 . Take $\nu > 0$ and $n = 3$. Then there exist a smooth and divergence-free vector field $u^0(x)$ on \mathbb{R}^3 and a smooth external force $f(x, t)$ on $\mathbb{R}^3 \times [0, \infty)$ satisfying

$$(4) \quad |\partial_x^\alpha u^0(x)| \leq C_{\alpha K} (1 + |x|)^{-K} \text{ on } \mathbb{R}^3, \forall \alpha, K,$$

and

$$(5) \quad |\partial_x^\alpha \partial_t^m f(x, t)| \leq C_{\alpha m K} (1 + |x| + t)^{-K} \text{ on } \mathbb{R}^3 \times [0, \infty), \forall \alpha, m, K,$$

for which there exist no solutions (p, u) of (1), (2), (3), (6), (7) on $\mathbb{R}^3 \times [0, \infty)$.

It's clear to see that we can solve this problem searching valid initial velocities which the integral of its square in all space \mathbb{R}^3 is infinite, or also, as shown in (8), searching functions ϕ non gradients, where the pressure p won't be considered a potential function to some instant $t \geq 0$. We understand that the α, m shown in (4) and (5) just make sense to $|\alpha|, m \in \{1, 2, 3, 4, \dots\}$ and the negatives K implicitly allow that the derivatives of the functions u^0 and f can not be limited when $|x| \rightarrow \infty$, with $C_{\alpha K}, C_{\alpha m K} > 0$.

Two other examples, among many, are initial velocities with a constant term plus a squared exponential decay and linear functions in a direction and null or other constant in the other directions, i.e.,

$$(12) \quad u^0(x) = \left(c_i - b_i e^{-x_{i+1}^2} \right)_{1 \leq i \leq 3}, \quad c_i \neq 0, \text{ with } x_4 \equiv x_1,$$

and

$$(13) \quad u^0(x) = (ax_2, b, c), \quad a \neq 0.$$

Both examples obey the necessary conditions of divergence-free ($\nabla \cdot u^0 = 0$), smoothness (C^∞) and partial derivatives of $C_{\alpha K}(1 + |x|)^{-K}$ order, although (13) is not limited to $|x| \rightarrow \infty$ (the example (13) is only valid in (4) to $K \leq 0$ if $|\alpha| = 1$ and to any K (real) if $|\alpha| \geq 2$, so we made K depend on $|\alpha|$). To each possible $u(x, t)$ so that (3) is true, the external force $f(x, t)$ and the pressure $p(x, t)$ can be fittingly constructed, in C^∞ class, verifying (8), and in a way to satisfy all the necessary conditions, finding, this way, a possible solution to (1), (2), (3), (4), (5) and (6), and only (7) wouldn't be satisfied, at least not in instant $t = 0$, according to (10). We then show examples of breakdown solutions to case (C) of this millennium problem. These examples, however, won't take to case (A) from [1], of existing and smoothness of solutions, because they violate (7) (case (A) also impose a null external force, $f = 0$).

An overview of the problem's conditions is listed below.

$\nu > 0, n = 3$	
$\exists u^0(x): \mathbb{R}^3$	smooth (C^∞), divergence-free ($\nabla \cdot u^0 = 0$)
$\exists f(x, t): \mathbb{R}^3 \times [0, \infty)$	smooth (C^∞)
(4)	$ \partial_x^\alpha u^0(x) \leq C_{\alpha K}(1 + x)^{-K}: \mathbb{R}^3, \forall \alpha, K$
(5)	$ \partial_x^\alpha \partial_t^m f(x, t) \leq C_{\alpha m K}(1 + x + t)^{-K}: \mathbb{R}^3 \times [0, \infty), \forall \alpha, m, K$
$\exists (p, u): \mathbb{R}^3 \times [0, \infty) /$	
(1)	$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \nu \nabla^2 u_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + f_i(x, t), 1 \leq i \leq 3 \quad (x \in \mathbb{R}^3, t \geq 0)$
(2)	$\nabla \cdot u = 0$
(3)	$u(x, 0) = u^0(x) \quad (x \in \mathbb{R}^3)$
(6)	$p, u \in C^\infty(\mathbb{R}^3 \times [0, \infty))$
(7)	$\int_{\mathbb{R}^3} u(x, t) ^2 dx < C, \forall t \geq 0 \quad (\text{bounded energy})$

It's important that we observe the solution's uniqueness question. As $u^0(x)$ and $f(x, t)$ are given of C^∞ class, chosen by us, and satisfying (4) and (5), with $\nabla \cdot u^0 = 0$, claim that there is no solution (p, u) to the system (1), (2), (3), (6) and

(7) might assume that we explored, or proved to, the infinite possible combinations of p and u , i.e., of (p, u) .

Keeping fixed $u^0(x)$, as long as (10) is true, to each one of the infinite possible combinations of the variables u, p and f such that the quadruplet (u^0, u, p, f) fulfill the system (1) to (6), the inequality (7) remains false in $t = 0$, because

$$(14) \quad \left(\int_{\mathbb{R}^3} |u(x, t)|^2 dx \right) |_{t=0} = \int_{\mathbb{R}^3} |u^0(x)|^2 dx \rightarrow \infty,$$

not existing a constant C that verifies it, and so our proof is not restricted to some velocity $u(x, t)$ in particular, we don't need to admit that there is uniqueness of solutions to Navier-Stokes equations.

□

References

1. Fefferman, Charles L., *Existence and Smoothness of the Navier-Stokes Equation*, in <http://www.claymath.org/sites/default/files/navierstokes.pdf> (2000).
2. Apostol, Tom M., *Calculus*, vol. II. New York: John Wiley & Sons (1969).

Breakdown of Navier-Stokes Solutions – Bounded Energy

Valdir Monteiro dos Santos Godoi

valdir.msgodoi@gmail.com

Abstract – We have proved that there are initial velocities $u^0(x)$ and forces $f(x, t)$ such that there is no physically reasonable solution to the Navier-Stokes equations, which corresponds to the case (C) of the problem relating to Navier-Stokes equations available on the website of the Clay Institute.

Keywords – Navier-Stokes equations, continuity equation, breakdown, existence, smoothness, physically reasonable solutions, gradient field, conservative field, velocity, pressure, external force, bounded energy, millenium problem.

A maneira mais simples que vejo para se provar a quebra de soluções (*breakdown solutions*) das equações de Navier-Stokes, seguindo o descrito em [1], refere-se à condição de energia limitada (*bounded energy*), a finitude da integral do quadrado da velocidade do fluido em todo o espaço.

Podemos certamente construir soluções de

$$(1) \quad \frac{\partial u_i}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \nu \nabla^2 u_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + f_i, \quad 1 \leq i \leq 3,$$

que obedecem à condição de divergente nulo para a velocidade (equação da continuidade para densidade de massa constante),

$$(2) \quad \operatorname{div} u \equiv \nabla \cdot u = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (\text{fluidos incompressíveis})$$

e à condição inicial

$$(3) \quad u(x, 0) = u^0(x),$$

onde u_i , p , f_i são funções da posição $x \in \mathbb{R}^3$ e do tempo $t \geq 0$, $t \in \mathbb{R}$. A constante $\nu \geq 0$ é o coeficiente de viscosidade, p representa a pressão e $u = (u_1, u_2, u_3)$ é a velocidade do fluido, medidas na posição x e tempo t , com $\nabla^2 = \nabla \cdot \nabla = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}$. A função $f = (f_1, f_2, f_3)$ tem dimensão de aceleração ou força por unidade de massa, mas seguiremos denominando este vetor e suas componentes pelo nome genérico de força, tal como adotado em [1]. É a força externa aplicada ao fluido.

As funções $u^0(x)$ e $f(x, t)$ devem obedecer, respectivamente,

$$(4) \quad |\partial_x^\alpha u^0(x)| \leq C_{\alpha K} (1 + |x|)^{-K} \text{ sobre } \mathbb{R}^3, \text{ para quaisquer } \alpha \in \mathbb{N}^3 \text{ e } K \in \mathbb{R},$$

e

$$(5) \quad |\partial_x^\alpha \partial_t^m f(x, t)| \leq C_{\alpha m K} (1 + |x| + t)^{-K} \quad \text{sobre } \mathbb{R}^3 \times [0, \infty), \quad \text{para quaisquer } \alpha \in \mathbb{N}^3, m \in \mathbb{N} \text{ e } K \in \mathbb{R},$$

e uma solução (p, u) de (1) para que seja considerada fisicamente razoável deve ser contínua e ter todas as derivadas, de infinitas ordens, também contínuas (*smooth*), i.e.,

$$(6) \quad p, u \in C^\infty \quad (\mathbb{R}^3 \times [0, \infty)).$$

Dada uma velocidade inicial u^0 de classe C^∞ com divergente nulo (*divergence-free*, $\nabla \cdot u^0 = 0$) sobre \mathbb{R}^3 e um campo de forças externo f também de classe C^∞ sobre $\mathbb{R}^3 \times [0, \infty)$, quer-se, para que uma solução seja fisicamente razoável, além da validade de (6), que $u(x, t)$ não divirja para $|x| \rightarrow \infty$ e seja satisfeita a condição de energia limitada (*bounded energy*), i.e.,

$$(7) \quad \int_{\mathbb{R}^3} |u(x, t)|^2 dx < C, \quad \text{para todo } t \geq 0.$$

Vemos que todas as condições acima, de (1) a (7), precisam ser obedecidas para se obter uma solução (p, u) considerada fisicamente razoável, contudo, para se obter uma quebra de soluções, (1), (2), (3), (6) ou (7) poderiam não ser satisfeitas para algum $t \geq 0$, em alguma posição $x \in \mathbb{R}^3$, mantendo-se ainda a validade de (4) e (5).

Uma maneira de fazer com que esta situação (*breakdown*) ocorra é quando (1) não tem solução possível para a pressão $p(x, t)$, quando o campo vetorial $\phi: \mathbb{R}^3 \times [0, \infty) \rightarrow \mathbb{R}^3$ em

$$(8) \quad \nabla p = \nu \nabla^2 u - \frac{\partial u}{\partial t} - (u \cdot \nabla)u + f = \phi$$

é não gradiente, não conservativo, em ao menos um $(x, t) \in \mathbb{R}^3 \times [0, \infty)$. Nesse caso, para $\phi = (\phi_1, \phi_2, \phi_3)$ ser não gradiente deve valer

$$(9) \quad \frac{\partial \phi_i}{\partial x_j} \neq \frac{\partial \phi_j}{\partial x_i}, \quad i \neq j,$$

para algum par $(i, j), 1 \leq i, j \leq 3, x \in \mathbb{R}^3$ e tempo t não negativo (para mais detalhes veja, por exemplo, Apostol^[2], cap. 10).

Se admitirmos, entretanto, que (1) tem solução (p, u) possível e esta também obedece (2), (3) e (6), a condição inicial $u^0(x)$ verifica (2) e (4), a força externa $f(x, t)$ verifica (5) e $u^0(x)$ e $f(x, t)$ são de classe C^∞ , podemos tentar obter a condição de quebra de soluções em $t = 0$ violando-se a condição (7), i.e., escolhendo-se $u^0(x)$ que também obedeça a

$$(10) \quad \int_{\mathbb{R}^3} |u^0(x)|^2 dx \rightarrow \infty.$$

O primeiro exemplo é muito simples: uma velocidade inicial constante não nula, $u^0(x) = c = (c_1, c_2, c_3)$, $c_i \in \mathbb{R}$, $c \neq 0$. Neste exemplo temos $|\partial_x^\alpha u^0(x)| = 0$, satisfazendo (4), e, por hipótese, suponhamos satisfeitas também as demais condições de (1) a (6), com $f \in C^\infty$. Também valem, obviamente, $u^0 \in C^\infty$ e $\nabla \cdot u^0 = 0$. Dado $f = 0$, uma solução (p, u) possível para (1) e (2) é $u = u^0 = c, p = 0$. Apenas a condição (7) não é satisfeita neste simples exemplo de velocidade inicial constante, pois em $t = 0$ temos

$$(11) \quad \left(\int_{\mathbb{R}^3} |u(x, t)|^2 dx \right) |_{t=0} = \int_{\mathbb{R}^3} |u^0(x)|^2 dx = (c_1^2 + c_2^2 + c_3^2) \int_{\mathbb{R}^3} dx \rightarrow \infty.$$

Certamente esta velocidade inicial não pertence a uma solução $u(x, t)$ considerada fisicamente razoável, pois violaria (7), qualquer que fosse $u(x, t)$ com $u(x, 0) = u^0(x) = c$, mas $u^0(x)$ obedeceu aos requisitos permitidos para a velocidade inicial neste problema de quebra de soluções. Tanto $u^0(x)$ quanto $u(x, t)$ violam a condição (7) de energia limitada (*bounded energy*), obedecendo-se entretanto p, u, u^0 e f às demais condições (por hipótese), o que caracteriza a chamada *breakdown solutions*, conforme queríamos.

A descrição oficial do problema para este caso (C) de quebra de soluções é dada a seguir:

(C) Quebra das soluções da Equação de Navier-Stokes sobre \mathbb{R}^3 . Para $\nu > 0$ e dimensão espacial $n = 3$ existem um campo vetorial suave e com divergência nula $u^0(x)$ sobre \mathbb{R}^3 e uma força externa suave $f(x, t)$ sobre $\mathbb{R}^3 \times [0, \infty)$ satisfazendo

$$(4) \quad |\partial_x^\alpha u^0(x)| \leq C_{\alpha K} (1 + |x|)^{-K} \text{ sobre } \mathbb{R}^3, \forall \alpha, K,$$

e

$$(5) \quad |\partial_x^\alpha \partial_t^m f(x, t)| \leq C_{\alpha m K} (1 + |x| + t)^{-K} \text{ sobre } \mathbb{R}^3 \times [0, \infty), \forall \alpha, m, K,$$

tais que não existe solução (p, u) sobre $\mathbb{R}^3 \times [0, \infty)$ satisfazendo (1), (2), (3), (6) e (7).

Vê-se claramente que podemos resolver este problema buscando velocidades iniciais válidas cuja integral do seu quadrado em todo o espaço \mathbb{R}^3 é infinito, ou também, conforme indicamos em (8), buscando funções ϕ não gradientes, onde a pressão p não poderá ser considerada uma função potencial, para algum instante $t \geq 0$. Entendemos que os α, m indicados em (4) e (5) só fazem sentido para $|\alpha|, m \in \{1, 2, 3, 4, \dots\}$ e os K negativos permitem implicitamente que as derivadas das funções u^0 e f podem não ser limitadas quando $|x| \rightarrow \infty$, com $C_{\alpha K}, C_{\alpha m K} > 0$.

Dois outros exemplos, dentre muitos, são velocidades iniciais com um termo constante mais um decaimento exponencial quadrático e funções lineares em uma direção e igual a zero ou outra constante nas outras direções, ou seja,

$$(12) \quad u^0(x) = \left(c_i - b_i e^{-x_{i+1}^2} \right)_{1 \leq i \leq 3}, \quad c_i \neq 0, \text{ com } x_4 \equiv x_1,$$

e

$$(13) \quad u^0(x) = (ax_2, b, c), \quad a \neq 0.$$

Ambos os exemplos obedecem às condições de divergência nula (*divergence-free*, $\nabla \cdot u^0 = 0$), suavidade (*smoothness*, C^∞) e derivadas parciais da ordem de $C_{\alpha K}(1 + |x|)^{-K}$, embora (13) não seja limitada para $|x| \rightarrow \infty$ (o exemplo (13) só é válido em (4) para $K \leq 0$ se $|\alpha| = 1$ e qualquer K (real) se $|\alpha| \geq 2$, portanto fizemos K depender de $|\alpha|$). Para cada $u(x, t)$ possível tal que (3) seja verdadeira, a força externa $f(x, t)$ e a pressão $p(x, t)$ podem ser convenientemente construídas, na classe C^∞ , verificando (8), e de modo a satisfazerem todas as condições necessárias, encontrando-se assim uma solução possível para (1), (2), (3), (4), (5) e (6), e apenas (7) não seria satisfeita, ao menos no instante $t = 0$, conforme (10). Mostramos então exemplos de quebra de soluções para o caso (C) deste problema do milênio. Estes exemplos, entretanto, não levam ao caso (A) de [1], de existência e suavidade das soluções, justamente por violarem (7) (O caso (A) também impõe que seja nula a força externa, $f = 0$).

Um resumo das condições do problema está listado abaixo.

$\nu > 0, n = 3$	
$\exists u^0(x): \mathbb{R}^3$	smooth (C^∞), divergence-free ($\nabla \cdot u^0 = 0$)
$\exists f(x, t): \mathbb{R}^3 \times [0, \infty)$	smooth (C^∞)
(4)	$ \partial_x^\alpha u^0(x) \leq C_{\alpha K}(1 + x)^{-K}: \mathbb{R}^3, \forall \alpha, K$
(5)	$ \partial_x^\alpha \partial_t^m f(x, t) \leq C_{\alpha m K}(1 + x + t)^{-K}: \mathbb{R}^3 \times [0, \infty), \forall \alpha, m, K$
$\nexists (p, u): \mathbb{R}^3 \times [0, \infty) /$	
(1)	$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \nu \nabla^2 u_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + f_i(x, t), 1 \leq i \leq 3 \quad (x \in \mathbb{R}^3, t \geq 0)$
(2)	$\nabla \cdot u = 0$
(3)	$u(x, 0) = u^0(x) \quad (x \in \mathbb{R}^3)$
(6)	$p, u \in C^\infty(\mathbb{R}^3 \times [0, \infty))$
(7)	$\int_{\mathbb{R}^3} u(x, t) ^2 dx < C, \forall t \geq 0 \quad (\text{bounded energy})$

É importante observarmos a questão da unicidade das soluções. Como $u^0(x)$ e $f(x, t)$ são dados, escolhidos por nós, de classe C^∞ e satisfazendo (4) e (5), com $\nabla \cdot u^0 = 0$, afirmar que não existe solução (p, u) para o sistema (1), (2), (3), (6) e (7) pode pressupor que exploramos, ou provamos para, as infinitas combinações possíveis de p e de u , i.e., de (p, u) .

Mantido fixo $u^0(x)$, desde que (10) seja verdadeira, para cada uma das infinitas combinações possíveis das variáveis u, p e f tais que a quádrupla (u^0, u, p, f) torne verdadeiro o sistema (1) a (6) a desigualdade (7) continua falsa em $t = 0$, pois

$$(14) \quad \left(\int_{\mathbb{R}^3} |u(x, t)|^2 dx \right) |_{t=0} = \int_{\mathbb{R}^3} |u^0(x)|^2 dx \rightarrow \infty,$$

não existindo nenhuma constante C que a verifique, e assim nossa prova não se restringe a alguma velocidade $u(x, t)$ em particular, nem precisamos admitir que há unicidade de soluções para as equações de Navier-Stokes.

□

Referências

1. Fefferman, Charles L., *Existence and Smoothness of the Navier-Stokes Equation*, in <http://www.claymath.org/sites/default/files/navierstokes.pdf> (2000).
2. Apostol, Tom M., *Calculus*, vol. II. New York: John Wiley & Sons (1969).