

ANÁLISE COMPUTACIONAL DO COEFICIENTE DE ARRASTO DO PROJÉTIL DE ARTILHARIA 155 MM

Rodrigo de Azevedo Rodrigues Paulo ⁽¹⁾ (rodrigo.azevedo@ime.eb.br), Gustavo Simão Rodrigues ⁽¹⁾ (simao@ime.eb.br), Victor Santoro Santiago ⁽¹⁾ (santoro@ime.eb.br), André Luiz Tenório Rezende ⁽¹⁾ (arezende@ime.eb.br)

⁽¹⁾ Instituto Militar de Engenharia (IME); Departamento de Engenharia Mecânica

RESUMO: *Os projetis lançados pelos armamentos pesados da artilharia de um exército podem percorrer distâncias da ordem de vários quilômetros até atingirem o alvo. Ao longo de sua trajetória, o projétil sofre a ação de diversas forças aerodinâmicas, que afetam a precisão e o alcance do disparo. Desta forma, o problema da engenharia é propor projetos de projetis que tenham sempre a melhor eficiência em um disparo. O objetivo deste trabalho é apresentar a modelagem matemática e realizar a simulação numérica, por meio da dinâmica dos fluidos computacional, para solução do escoamento turbulento ao redor de uma configuração básica de um projétil 155 mm em voo. Para modelagem matemática da turbulência, utiliza-se a metodologia RANS e o modelo SST $k - \omega$. Os principais resultados destas simulações são o coeficiente de arrasto e os campos de velocidade e pressão. O coeficiente de arrasto para diversas velocidades do projétil é comparado com dados existentes na literatura para o projétil 155 mm. Os resultados foram considerados satisfatórios e importantes para futuros trabalhos envolvendo aumento de alcance e precisão de projetis de artilharia.*

PALAVRAS-CHAVE: *DINÂMICA DOS FLUIDOS COMPUTACIONAL (CFD), TURBULÊNCIA, EQUAÇÕES RANS, MODELO SST $k - \omega$, COEFICIENTE DE ARRASTO.*

COMPUTATIONAL ANALYSIS OF DRAG COEFFICIENT FOR 155 MM ARTILLERY SHELL

ABSTRACT: Projectiles launched by an army's heavy artillery weapons can travel distances of several kilometers before reaching their target. Throughout its trajectory, the projectile is acted upon by various aerodynamic forces, which affect the accuracy and range of the shot. Therefore, the engineering problem is to propose projectile designs that always have the best efficiency in a shot. The objective of this work is to present mathematical modeling and perform numerical simulation, through computational fluid dynamics, to solve the turbulent flow around a basic configuration of a 155 mm projectile in flight. For mathematical modeling of turbulence, the RANS methodology and the SST $k-\omega$ model are used. The main results of these simulations are the drag coefficient and the velocity and pressure fields. The drag coefficient for various projectile speeds is compared with existing data in the literature for the 155 mm projectile. The results were considered satisfactory and important for future work involving increasing the range and accuracy of artillery projectiles.

KEYWORDS: *COMPUTATIONAL FLUID DYNAMICS (CFD), TURBULENCE, RANS EQUATIONS, SST $k-\omega$ MODEL, DRAG COEFFICIENT.*

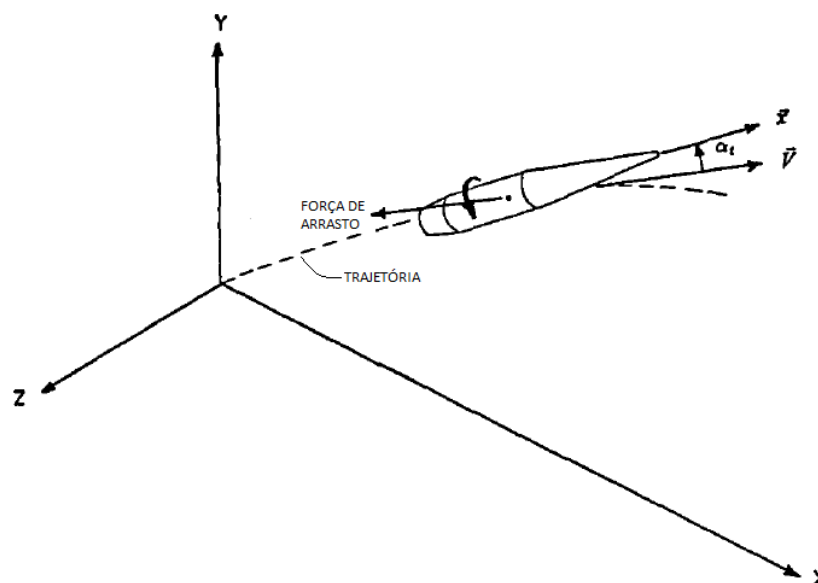
1. INTRODUÇÃO

Após o disparo de um armamento pesado (por exemplo, um canhão) pela artilharia de um exército, o projétil é impulsionado pela alta pressão dos gases gerados na ignição da carga propulsora. Ao sair pela boca do tubo, o projétil estará sujeito às forças aerodinâmicas resultantes da pressão e do atrito e a pressão do escoamento no ar. As principais forças aerodinâmicas são denominadas arrasto e sustentação, que são as forças que atuam paralelamente e perpendicularmente, respectivamente, à direção do movimento relativo do projétil no ar.

Cada uma dessas forças contribui para desviar o projétil de uma trajetória parabólica descrita por um lançamento no vácuo. Dentre elas, a força de arrasto é a que influencia de forma mais significativa esse movimento, podendo reduzir o alcance em quilômetros em relação ao movimento no vácuo. Dessa forma, compreender a natureza dos fenômenos físicos associados a essa força auxilia na previsibilidade da trajetória e na definição da geometria do projétil, melhorando o alcance e a precisão do tiro de artilharia.

O vetor força de arrasto é sempre tangente à trajetória do projétil e em sentido oposto ao seu movimento. Ela é a força aerodinâmica clássica, definida pelos primeiros investigadores em balística externa como “resistência do ar” (McCoy, 2012). Conforme pode ser visto na Figura 1, o eixo do projétil forma um ângulo variável com a direção da trajetória (em balística é definido como ângulo de guinada total, α_t), portanto, a força de arrasto também varia com esse ângulo e pode ser dividida em duas: força de arrasto axial e força de arrasto de guinada.

FIGURA 1. Força de arrasto.



Fonte: McCoy (2012).

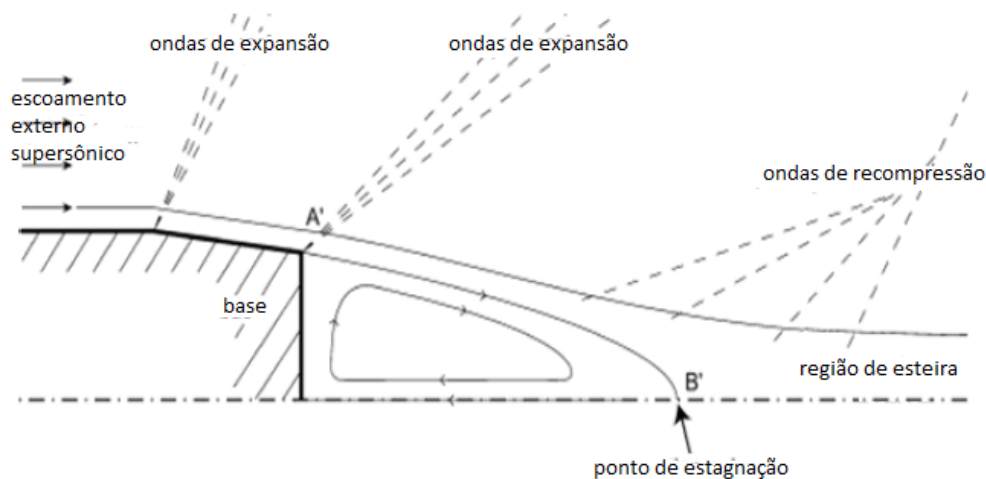
É desejável que α_t seja o mínimo possível ao longo da trajetória para que a força de arrasto de guinada seja também minimizada. Dessa forma, esse trabalho se concentra apenas no comportamento da força de arrasto axial que, a partir daqui, será tida como sinônimo de força de arrasto. A Equação 1 apresenta a fórmula para o módulo da força de arrasto, onde F é o módulo da força de arrasto, ρ é a massa específica do ar, V é a velocidade no escoamento livre, A é a área da seção transversal do projétil e C_D é o coeficiente de arrasto, objeto de estudo desse trabalho.

$$F = \frac{1}{2} \rho C_D A V^2 \quad (1)$$

A força de arrasto pode ser dividida em três componentes: arrasto de pressão (excluindo o de base), arrasto viscoso (fricção) e arrasto de base (Sahu et al. 1985). O arrasto de pressão é causado pelo aumento de pressão gerado pela redução abrupta de velocidade do escoamento de ar na região anterior do projétil. O arrasto viscoso tem sua origem no atrito do escoamento de ar com a superfície lateral do projétil. O arrasto de base é ocasionado pela região de baixa pressão na região posterior do projétil gerada pela separação do escoamento.

Pode-se dizer que o arrasto de base é o mais significativo, podendo representar até 50 % da força de arrasto. Um dos fatores que influenciam o arrasto de base é a geometria da base do projétil, podendo haver uma redução significativa desse arrasto com a introdução de *boattail*, que é uma angulação destinada a reduzir o tamanho e a magnitude da região de baixa pressão, conforme pode ser visto na Figura 2. O projétil considerado neste estudo tem a configuração básica, ou seja, sem *boattail*.

FIGURA 2. Escoamento em torno de um projétil com *boattail*.



Fonte: Suliman et al. (2009).

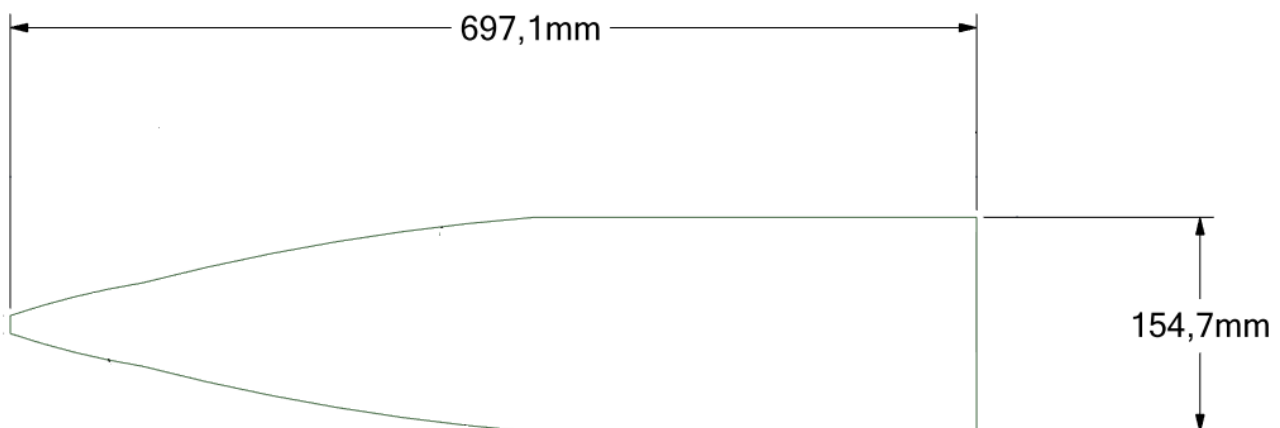
O objetivo deste trabalho é avaliar o comportamento do coeficiente de arrasto C_D como função do número de Mach e obter os campos de velocidade e pressão do escoamento livre ao redor de um projétil 155 mm sem *boattail*, pois essa é a configuração que gera o maior arrasto de base. Os resultados são comparados com um estudo de referência (Suliman et al. 2009). O projétil 155 mm (figura 3) foi escolhido pois há dados disponíveis na literatura para comparação de resultados. Este estudo é fundamental para orientar futuros trabalhos que envolvam redução do arrasto e aumento de alcance de projétil.

2. MATERIAIS E MÉTODOS

O coeficiente de arrasto C_D é calculado através da resolução do escoamento por dinâmica dos fluidos computacional (CFD), com a utilização do programa ANSYS FLUENT, pois as equações diferenciais parciais de governo do escoamento não possuem solução analítica para este problema. Para isso, considera-se os seguintes valores de referência usados na Equação 1: $\rho = 1,225 \text{ kg/m}^3$, $A = 0,0188 \text{ m}^2$ e temperatura $T = 288,15 \text{ K}$. O valor de V é calculado pela Equação 2, onde M é o número de Mach, K é o coeficiente de expansão adiabática do ar e $\bar{R}$ é a constante dos gases ideais para o ar. A figura 3 mostra a geometria simplificada do projétil 155 mm sem *boattail*.

$$V = M\sqrt{K\bar{R}T} \quad (2)$$

FIGURA 3. Geometria simplificada do projétil 155 mm sem *boattail*.



Fonte: Autor.

2.1. Descrição do escoamento

Conforme mencionado anteriormente, o escoamento é paralelo ao eixo do projétil. São tomados valores discretos de M variando de $M = 0,5$ até $M = 3,0$. Esses valores levam em consideração as velocidades atingidas pelo projétil 155 mm para as suas diversas cargas propulsoras.

O movimento de rotação realizado pelo projétil faz surgir outras forças aerodinâmicas. Esse movimento é desconsiderado na resolução do escoamento, de forma que este é axissimétrico em relação ao eixo do projétil. Com isso, o problema torna-se bidimensional e é conveniente considerar um sistema de coordenadas ortogonais para resolvê-lo.

Para cada número de Mach atribuído como condição de contorno na entrada do domínio, o regime permanente de escoamento foi considerado, ou seja, não foram consideradas as variações no tempo de velocidade, massa específica e energia total. Essa simplificação reduz o custo computacional e é adequada para a previsão do coeficiente de arrasto (Despirito e Heavey, 2004).

Ao longo de sua trajetória, a velocidade do projétil 155 mm está sempre acima de Mach 0,3. Para esses valores, o escoamento deve ser considerado compressível, ou seja, as derivadas parciais da massa específica nas direções consideradas são, a princípio, diferentes de zero. Com isso, a equação de conservação de energia deve ser resolvida pois está acoplada às equações de continuidade e conservação de quantidade de movimento.

As pressões e temperaturas que ocorrem no domínio do escoamento, mesmo para números de Mach mais elevados, não atingem valores excessivos em relação à pressão e temperatura padrões ao nível do mar ($p_0 = 101.325$ Pa e $T_0 = 288,15$ K). Sendo assim, o ar pode ser considerado gás ideal e as equações de estado correspondentes podem ser utilizadas sem desvios significativos do valor real.

O menor número de Mach considerado neste trabalho é 0,5, o que representa uma velocidade de escoamento livre $V = 173,5$ m/s quando $T = 288,15$ K, $K = 1,4$ e $\bar{R} = 287$ J/kg.K. Seja $L = 0,7$ m o comprimento do projétil considerado e $\mu = 1,7894 \times 10^{-5}$ kg/m.s a viscosidade do ar. Substituindo-se os valores na fórmula para o número de Reynolds (Re) dada pela Equação 3, obtém-se aproximadamente 10^7 . O valor calculado significa que o escoamento é tipicamente turbulento e uma modelagem matemática apropriada é necessária.

$$Re = \frac{\rho V L}{\mu} \quad (3)$$

2.2. Equações de governo

As Equações 4, 5 e 6 são as equações de continuidade, de conservação do momento linear e de conservação da energia, respectivamente, com as simplificações mencionadas na seção anterior, onde as componentes de velocidade da partícula fluida são dadas pela notação indicial u_i e u_j ; a pressão é dada por p ; o tensor de tensões viscosas é dado por σ_{ij} ; a massa específica do ar é dada por ρ ; a entalpia específica é dada por h ; e o fluxo de calor específico é dado por q_i . Como está se considerando o escoamento bidimensional, os índices i e j podem assumir os valores 1 e 2 na notação considerada. Foi desconsiderada, ainda, a ação da gravidade sobre o escoamento.

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j \left(h + \frac{1}{2} u_i u_i \right) \right] = \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij} u_i) - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} \quad (6)$$

O tensor de tensões viscosas do elemento fluido é dado pela Equação 7, válida para fluidos Newtonianos, os quais sofrem tensão proporcional ao gradiente de velocidade. Admite-se a hipótese de Stokes, ou seja, a componente hidrostática da deformação do elemento fluido é desprezível. A viscosidade do ar é dada por μ e o delta de Kronecker é dado por δ_{ij} .

$$\sigma_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad (7)$$

2.3. Equações RANS

O escoamento turbulento é tipicamente instável, o que dificulta sua previsibilidade devido ao caráter determinístico das equações de governo. Para contornar o problema, modelos estatísticos são utilizados no equacionamento. É utilizada nesse trabalho a metodologia das equações médias de Reynolds (Reynolds Averaged Navier-Stokes) para escoamento compressível, também conhecida como equações médias de Favre (Favre, 1965).

Seja uma variável qualquer das equações de governo ϕ , é possível a sua decomposição em sua média simples $\bar{\phi}$ e a flutuação em torno dessa média ϕ' , conforme mostrado na Equação 8. Também é conveniente decompor ϕ em sua média ponderada pela densidade $\hat{\phi}$ com a flutuação em torno dessa média ϕ'' , conforme mostrado na Equação 9. $\bar{\phi}$ e $\hat{\phi}$ representam as médias das variáveis tomadas em cada repetição do experimento sob mesmas condições. A Equação 10 mostra a relação entre as médias.

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (8)$$

$$\phi = \hat{\phi} + \phi'' \quad (9)$$

$$\bar{\rho}\hat{\phi} = \overline{\rho\phi} \quad (10)$$

Substituindo-se as variáveis, conforme explicado acima, nas equações de governo obtém-se as Equações 11, 12 e 13 (NASA, 2023), onde τ_{ij} é o tensor de tensões de Reynolds e c_p é o calor específico a pressão constante. A lei de Sutherland é utilizada para calcular μ , conforme mostra a Equação 14, onde $\mu_0^S = 1,846 \times 10^{-5}$ Kg/m.s, $T_0^S = 300$ K e $S = 110,4$ K. O tensor de tensões de Reynolds τ_{ij} é dado pela aproximação de Boussinesq, conforme mostra a Equação 15, onde $\hat{\mu}_t$ é a viscosidade turbulenta e κ é a energia cinética turbulenta.

A temperatura $\hat{T}$ e a energia específica $\hat{e}$ se relacionam às demais variáveis pelas equações de estado do gás ideal, conforme mostram as Equações 16, 17, 18, 19 e 20, onde $\bar{R} = 287,05$ J/Kg.K, c_v é o calor específico a volume constante e a constante de expansão adiabática $K = 1,4$. Os demais termos são modelados pelas Equações 21, 22 e 23, onde Pr é o número de Prandtl, Pr_t é o número de Prandtl turbulento e σ_κ é uma constante empírica.

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \hat{u}_j) = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\hat{u}_j \bar{\rho} \hat{u}_i) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \delta_{ij} + \frac{\partial \bar{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (12)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\hat{u}_j \bar{\rho} \hat{h}) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\sigma}_{ij} \hat{u}_i + \overline{\sigma_{ij} u_i''}) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{q}_j + \overline{c_p \rho u_j'' T''} - \hat{u}_i \tau_{ij} + \frac{1}{2} \overline{\rho u_i'' u_i'' u_j''} \right) \quad (13)$$

$$\hat{\mu} = \mu_0^S \left(\frac{\hat{T}}{T_0^S} \right)^{3/2} \left(\frac{T_0^S + S}{\hat{T} + S} \right) \quad (14)$$

$$\tau_{ij} = 2\hat{\mu}_t \left(\hat{S}_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial \hat{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} \kappa \delta_{ij} \quad (15)$$

$$\bar{\rho} = \frac{p_0 + \bar{p}}{\bar{R}\hat{T}} \quad (16)$$

$$\bar{p} = (K - 1) \left[\bar{\rho} \hat{e} - \frac{1}{2} \bar{\rho} \hat{u}_{ii}^2 - \bar{\rho} \kappa \right] \quad (17)$$

$$\hat{h} = \hat{e} + \frac{\bar{p}}{\bar{\rho}} \quad (18)$$

$$d\hat{e} = c_v d\hat{T} \quad (19)$$

$$d\hat{h} = c_p d\hat{T} \quad (20)$$

$$\bar{q}_j \approx - \frac{c_p \hat{\mu}}{Pr} \frac{\partial \hat{T}}{\partial x_j} \quad (21)$$

$$\overline{c_p \rho u_j'' T''} \approx - \frac{c_p \hat{\mu}_t}{Pr_t} \frac{\partial \hat{T}}{\partial x_j} \quad (22)$$

$$\overline{\sigma_{ij} u_i''} - \frac{1}{2} \overline{\rho u_i'' u_i'' u_j''} \approx \left(\hat{\mu} + \frac{\hat{\mu}_t}{\sigma_\kappa} \right) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \quad (23)$$

2.4. Modelo SST $\kappa - \omega$

O sistema de equações apresentados na seção anterior não está completo, pois existem mais incógnitas do que equações. Para fechar o sistema, é necessário um modelo de turbulência. Um dos métodos mais utilizados é o de duas equações que, como o nome diz, acrescenta duas equações de transporte ao sistema da metodologia RANS, uma para a energia cinética turbulenta κ e outra para a dissipação de energia específica ω . Existem diversos modelos baseados nesse método. O modelo escolhido para esse trabalho é o SST $\kappa - \omega$.

O modelo *Shear-Stress Transport* $\kappa - \omega$ combina elementos diferentes de modelos pré-existentes considerados superiores aos demais (Menter, 1994). O SST $\kappa - \omega$ utiliza o modelo $\kappa - \omega$ no interior da camada limite e troca para o modelo $\kappa - \epsilon$ na região de escoamento livre. Assim, o modelo SST $\kappa - \omega$ mistura a formulação robusta e precisa do modelo $\kappa - \omega$ próximo a parede com a independência do modelo $\kappa - \epsilon$ na corrente livre (Rezende, 2009).

O equacionamento funciona da seguinte forma: o modelo $\kappa - \epsilon$ é transformado para uma formulação $\kappa - \omega$. O modelo original é multiplicado por uma função de mistura F_1 e o modelo transformado é multiplicado por $1 - F_1$. Ambas são somadas e F_1 é escolhido de forma que assuma valor um na região próxima a parede (prevalecendo o modelo $\kappa - \omega$ original) e valor zero no escoamento livre (prevalecendo o modelo $\kappa - \epsilon$ transformado). A mistura ocorrerá na região de transição na camada limite.

As equações de transporte, demais relações e constantes empíricas são apresentadas nas Equações 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32 e 33, onde y é a distância do centro da partícula fluida até a superfície da parede e Ω é o módulo da vorticidade (Menter, 1994).

$$\hat{u}_j \frac{\partial \bar{\rho} k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} - \beta^* \bar{\rho} k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\hat{\mu} + \sigma_k \hat{\mu}_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (24)$$

$$\hat{u}_j \frac{\partial \bar{\rho} \omega}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{\hat{v}_t} \tau_{ij} \frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} - \beta \bar{\rho} \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\hat{\mu} + \sigma_\omega \hat{\mu}_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + (1 - F_1) 2 \bar{\rho} \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (25)$$

$$\hat{v}_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)} ; \hat{\mu}_t = \rho \hat{v}_t \quad (26)$$

$$\sigma_{k1} = 0.85 ; \sigma_{\omega 1} = 0.5 ; \beta_1 = 0.0750 ; a_1 = 0.31 ; \beta^* = 0.09 ; \kappa = 0.41 \quad (27)$$

$$\gamma_1 = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \sigma_{\omega 1} \frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} ; \sigma_{k2} = 1.0 ; \sigma_{\omega 2} = 0.856 ; \beta_2 = 0.0828 \quad (28)$$

$$\gamma_2 = \frac{\beta_2}{\beta^*} - \sigma_{\omega 2} \frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} ; F_1 = \tan h(\arg_1^4) ; \quad (29)$$

$$\arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{\kappa}}{0.09 \omega y} ; \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right) ; \frac{4 \rho \sigma_{\omega 2} \kappa}{C D_{\kappa \omega} y^2} \right] \quad (30)$$

$$CD_{\kappa\omega} = \max\left(2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; 10^{-20}\right) ; \quad \nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (31)$$

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) ; \quad \arg_2 = \max\left(2 \frac{\sqrt{\kappa}}{0.09\omega y}; \frac{500\nu}{y^2\omega}\right) ; \quad \sigma_k = F_1\sigma_{k1} + (1 - F_1)\sigma_{k2} \quad (32)$$

$$\sigma_{\omega} = F_1\sigma_{\omega 1} + (1 - F_1)\sigma_{\omega 2} ; \quad \beta = F_1\beta_1 + (1 - F_1)\beta_2 ; \quad \gamma = F_1\gamma_1 + (1 - F_1)\gamma_2 \quad (33)$$

2.5. Dinâmica dos Fluidos Computacional

Para resolução do escoamento por Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD), utiliza-se o programa computacional ANSYS FLUENT. O domínio do escoamento é bidimensional e engloba uma região em torno da porção superior da seção longitudinal do projétil. O programa resolve o sistema pelo método dos volumes finitos, onde o domínio do escoamento é dividido progressivamente em um número crescente de volumes de controle. O escoamento é resolvido e o coeficiente de arrasto é calculado em cada uma dessas malhas.

A malha é construída com maior refinamento na região próxima ao projétil (parede) para captar os elevados gradientes de velocidade. O acoplamento pressão-velocidade é resolvido pelo algoritmo SIMPLE. A interpolação das equações RANS utilizam o esquema *upwind* de segunda ordem. O sistema de equações algébricas é resolvido pelo método *multgrid* (Hutchinson e Raithby, 1986). O sistema converge quando o resíduo máximo para todas as equações é menor que 10^{-6} .

3. RESULTADOS

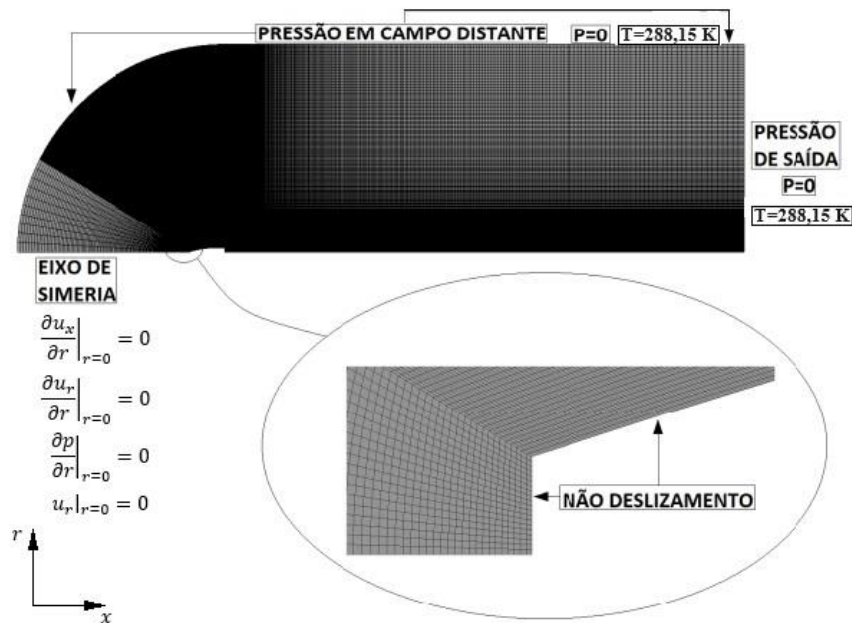
3.1. Domínio do Escoamento e Condições de Contorno

O domínio do escoamento à montante do projétil foi construído em forma de um quarto de circunferência com raio igual a seis comprimentos e centro na base deste. À jusante, a malha tem formato retangular e se estende até quinze comprimentos da base do projétil, conforme pode ser visto na Figura 4. A condição de contorno para a entrada do escoamento no domínio é definida pela pressão em campo distante.

Na saída do domínio, a pressão estática é definida. No eixo de simetria, as condições de velocidade radial nula e de gradientes de todas as variáveis também nulas são assumidas. O corpo do projétil foi tratado como parede sob a condição de não deslizamento. As pressões são manométricas,

sendo a pressão de operação igual a 101.325 Pa. A temperatura na entrada e na saída do domínio de escoamento é definida como 288,15 K.

FIGURA 4. Condições de contorno.

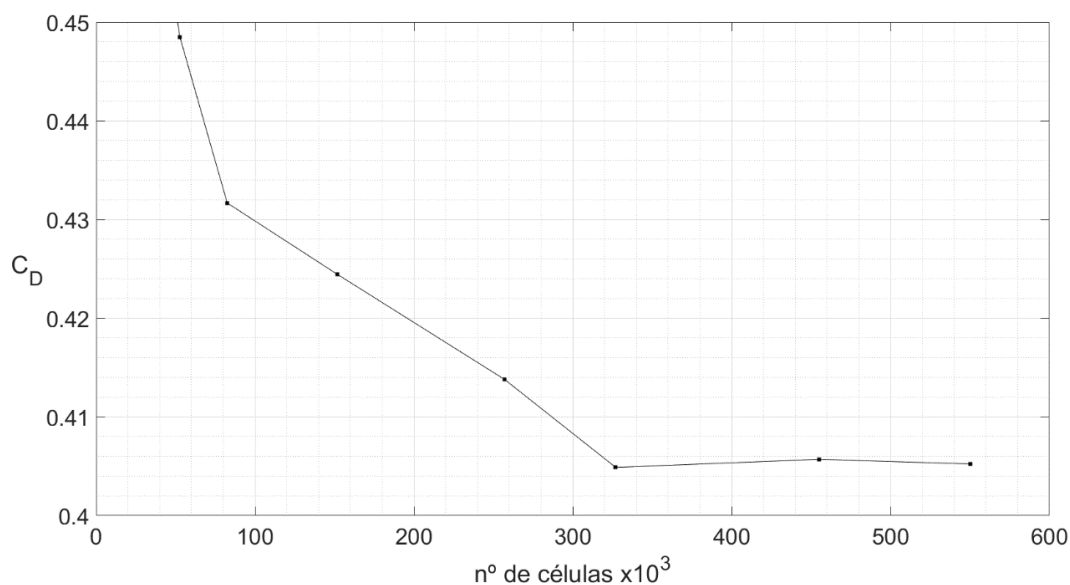


Fonte: Autor.

3.2. Convergência da malha

Conforme mencionado anteriormente, o domínio do escoamento foi dividido em malha computacional de forma progressiva, até que o valor calculado para o coeficiente de arrasto após a resolução do escoamento não se alterasse de forma significativa. Essa convergência acontece para uma malha de aproximadamente 300 mil volumes de controle, conforme pode ser visto na Figura 5. Utilizou-se $M = 2$ para resolver o escoamento na convergência da malha.

FIGURA 5. Convergência da malha.

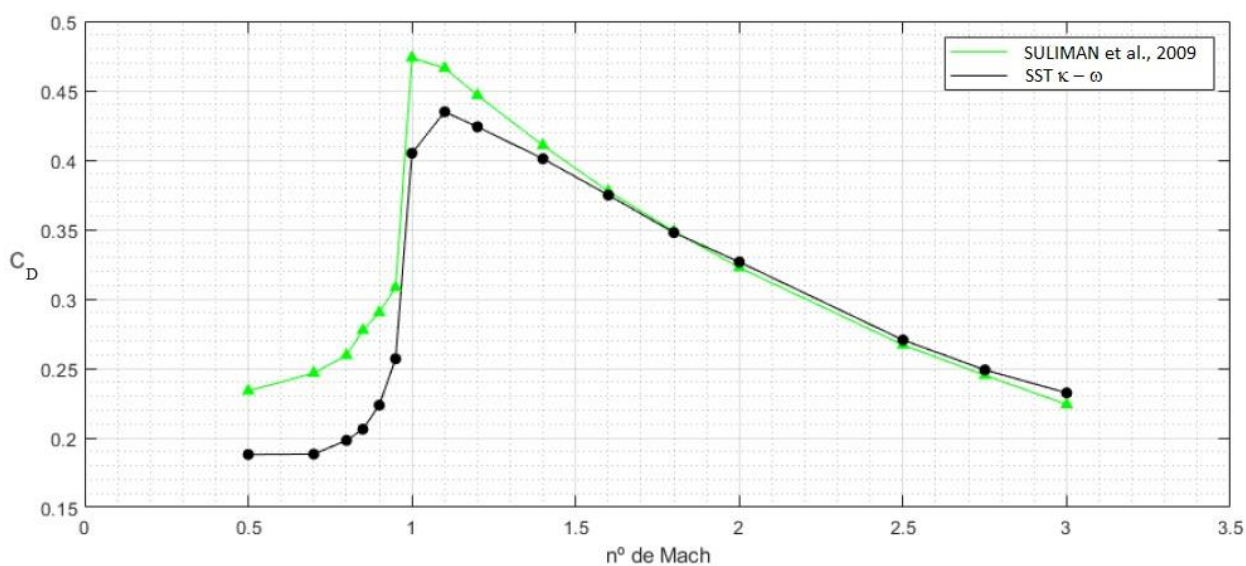


Fonte: Autor.

3.3. Resultado da simulação

Os coeficientes de arrasto calculados para as diversas velocidades de escoamento livre são mostrados na Figura 6 de forma comparativa com o estudo de referência (Suliman *et al.*, 2009).

FIGURA 6. Resultado da simulação.



Fonte: Autor.

De forma geral, os valores calculados coincidiram com os do estudo de referência no regime supersônico, havendo desvios nos regimes subsônico e transônico. Os desvios encontrados ocorreram por diferenças nos seguintes parâmetros:

a) Modelagem para a viscosidade turbulenta: o modelo escolhido para este trabalho foi o SST $\kappa - \omega$ que, apesar de apresentar maior dificuldade na convergência da solução, oferece resultados mais precisos na região próxima à parede quando comparados com o modelo Spalart-Allmaras utilizado no estudo de referência.

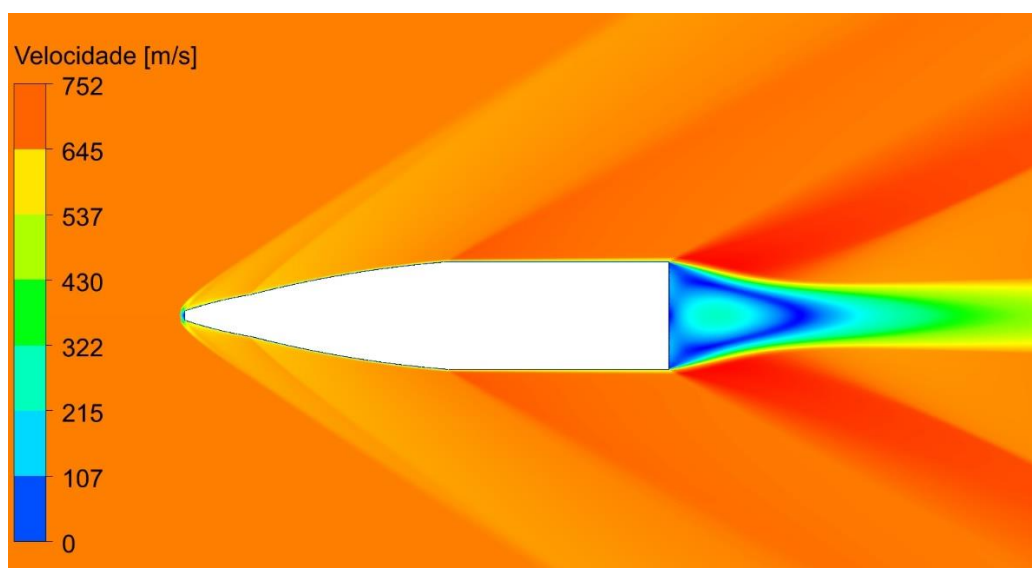
b) Comprimento do projétil utilizado: existem diversos modelos para o projétil de artilharia 155 mm. O presente trabalho se baseou em um modelo de cerca de 700 mm de comprimento, já o estudo de referência o fez para um modelo de cerca de 850 mm. Essa diferença altera a magnitude do arrasto viscoso (fricção), que é mais significativo na região subsônica. Como a força de arrasto total varia, o mesmo ocorrerá com o coeficiente de arrasto.

c) Número de células utilizadas na solução: o presente estudo realizou uma análise de convergência da solução com o refinamento da malha, chegando-se ao melhor resultado com 327 mil células. O estudo de referência utilizou uma malha de cerca de 50 mil elementos. Uma malha mais refinada tende a apresentar menos erros de interpolação.

3.4. Contornos

São apresentados nas Figuras 7, 8, 9 e 10 os contornos de velocidade, pressão e linhas de corrente para Mach 2.

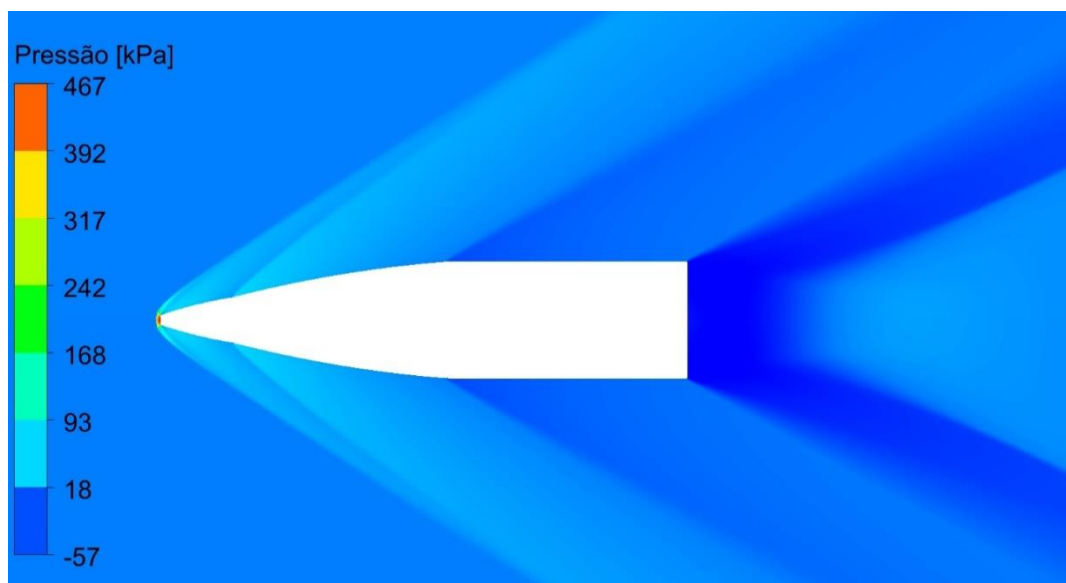
FIGURA 7. Contornos de velocidade.



Fonte: Autor.

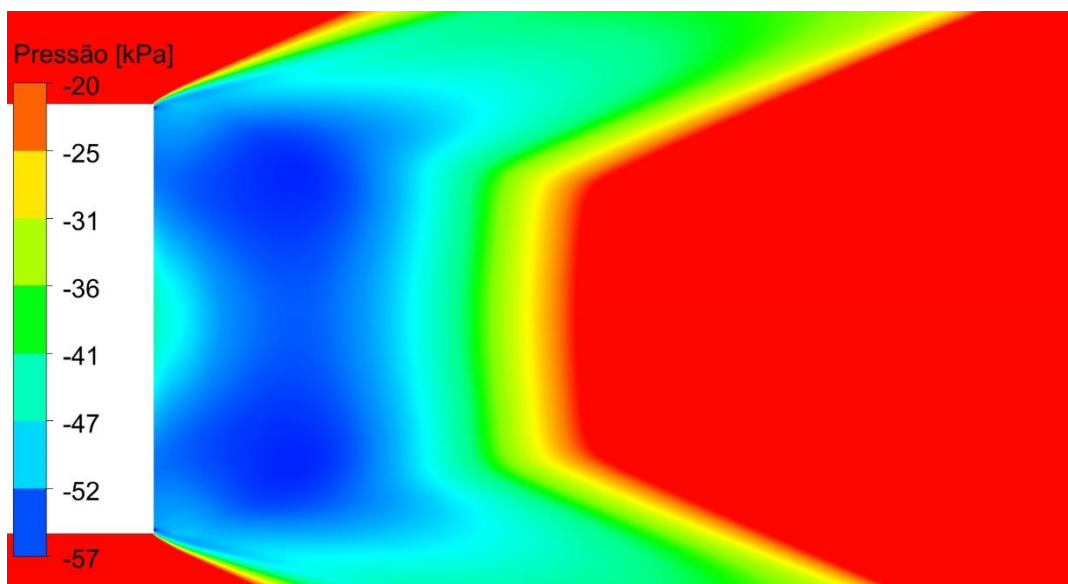
Os contornos de velocidade evidenciam a região de estagnação junto à ponta do projétil. Mostram, ainda, a zona de recirculação a montante da base do projétil.

FIGURA 8. Contornos de Pressão (manométrica).



Fonte: Autor.

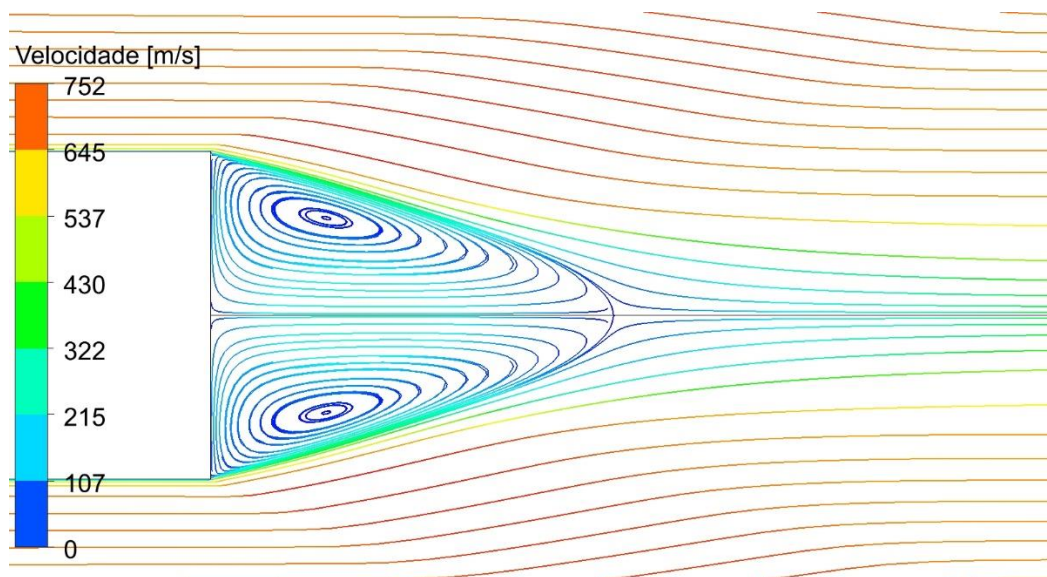
FIGURA 9. Contornos de pressão na base do projétil (manométrica).



Fonte: Autor.

Os contornos de pressão mostram as regiões de alta pressão na ponta do projétil e de baixa pressão em sua base. Também é possível observar as ondas de choque com elevados gradientes de velocidade e pressão.

FIGURA 10. Linhas de corrente.



Fonte: Autor.

Nas linhas de corrente, as regiões de recirculação simétricas em relação ao eixo do projétil podem ser observadas com mais clareza.

4. CONCLUSÕES

Este estudo se concentra em determinar o coeficiente de arrasto em um projétil de artilharia 155 mm com perfil de base reto (sem *boattail*). Para alcançar esse objetivo, modela-se um projétil em escoamento de regime permanente, axissimétrico e paralelo ao seu eixo. A solução do escoamento é alcançada numericamente pelo método dos volumes finitos, onde uma malha adequada é construída.

A turbulência é modelada pela metodologia RANS no modelo SST $k - \omega$. Os valores calculados apresentam pequena divergência em relação ao estudo de referência (Suliman et al., 2009) causada por diferenças na modelagem de viscosidade turbulenta, comprimento do projétil e número de elementos da malha computacional. No entanto, os comportamentos das curvas são semelhantes com desvio máximo de 14 % no regime transônico. Sendo assim, o resultado é satisfatório.

Os contornos de velocidade e pressão mostram as regiões de estagnação e a zona de baixa pressão na região de recirculação na base do projétil, além de evidenciarem as linhas de corrente. Espera-se, com esse trabalho, apresentar uma base de comparação para possíveis oportunidades de melhoria no que diz respeito à redução da força de arrasto e consequente aumento de desempenho do projétil 155 mm, por exemplo, com a inclusão de *boattail*.

DECLARAÇÃO DE RESPONSABILIDADE

Os autores são os únicos responsáveis por este trabalho.

REFERÊNCIAS

DESPIRITO, J.; HEAVEY, K. Cfd computation of magnus moment and roll-damping moment of a spinning projectile. In: AIAA atmospheric flight mechanics conference and exhibit. [S.l.: s.n.], 2004. p. 4713.

FAVRE, A. The equations of compressible turbulent gases. Annual Summary Report AD0622097, 1965.

HUTCHINSON, B. R., and RAITHBY, G.D., 1986, “A Multgrid Method Based on the Additive Correction Strategy”, Numerical Heat Transfer, vol. 9, pp.511-537.

MCCOY, R. Modern Exterior Ballistics: The Launch and Flight Dynamics of Symmetric Projectiles. Schiffer Publishing, Limited, 2012. (Schiffer military history). ISBN 9780764338250.

MENTER, F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. AIAA journal, v. 32, n. 8, p. 1598–1605, 1994.

NASA. Implementing Turbulence Models into the Compressible RANS Equations. 2023. 04 nov. de 2023. Disponível em: <turbmodels.larc.nasa.gov/implementrans.html> .

REZENDE, A. L. T. ANÁLISE NUMÉRICA DA BOLHA DE SEPARAÇÃO DO ESCOAMENTO TURBULENTO SOBRE PLACA PLANA FINA INCLINADA. 263 p. Tese (Doutorado) — Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2009.

SAHU, J.; MD., A. B. R. L. A. P. G. Drag Predictions for Projectiles at Transonic and Supersonic Speeds. Defense Technical Information Center, 1986. (Memorandum report BRL). Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=fAXOtGAACAAJ>>.

SULIMAN, M.; MAHMOUD, O.; AL-SANABAWY, M.; ABDEL-HAMID, O. Computational investigation of base drag reduction for a projectile at different flight regimes. In: THE MILITARY TECHNICAL COLLEGE. International Conference on Aerospace Sciences and Aviation Technology. [S.l.], 2009. v. 13, n. AEROSPACE SCIENCES & AVIATION TECHNOLOGY, ASAT-13, May 26–28, 2009, p. 1–13.

AGRADECIMENTOS

Agradecemos o suporte financeiro fornecido pela Fundação Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) e pelo Instituto Militar de Engenharia (IME) do Exército Brasileiro.