Инженерный вестник Дона, №6 (2024)
ivdon.ru/ru/magazine/archive/n6y2024/9281

Моделирование пограничного слоя атмосферы при различных условиях стратификации

Л.В. Мовсесова

Санкт-Петербургский государственный архитектурно-строительный университет, Санкт-Петербург

Аннотация: Цель исследования: проанализировать применяемые в пакетах вычислительной гидродинамики модели атмосферного пограничного слоя (АПС), в которых учитываются различные условия стратификации атмосферы. Гипотеза исследования состоит в том, что в этом случае граничные условия и параметры модели должны обеспечивать сохранение горизонтально однородного потока в пустой расчетной области. Приводится обзор работ, посвященных этой теме, а также пример результатов расчета, полученных по одной из моделей. Проведенное исследование показывает, что рассмотренные модели, применяемые в пакетах вычислительной гидродинамики, позволяют включать эффекты, связанные со стратификацией атмосферы, и получить горизонтально-однородные вертикальные профили характеристик АПС. Также можно обозначить вопросы, поднимаемые авторами работ в этой области, такие, как моделирование устойчиво стратифицированного пограничного слоя; моделирование случаев сильной конвекции и устойчивости.

Ключевые слова: атмосферный пограничный слой, вычислительная гидродинамика, CFD-моделирование, вертикальное распределение метеорологических элементов, граничные условия, стратификация атмосферы, *k*-ε модель.

Методы вычислительной гидродинамики (computational fluid dynamics – CFD) широко используются в различных областях, например, для решения прикладных задач отопления, вентиляции и кондиционирования воздуха [1–2]. В задачах экологии CFD-моделирование применяется при оценке воздействия на атмосферу выбросов загрязняющих веществ, поскольку позволяет учитывать в модели влияние сложной орографии местности и наличие препятствий.

Одна из задач, возникающая при моделировании атмосферного пограничного слоя в CFD-пакетах, − сохранение заданных входных профилей во всей рассматриваемой области, так как при изменении их в модели установившиеся профили уже не соответствуют заданному классу устойчивости. В силу того, что характеристики турбулентности непосредственно влияют на процессы распространения примесей, расчет с некорректными профилями приведет к неверной оценке загрязнения воздуха [3].

В данной статье приведен обзор работ, посвященных задаче моделирования АПС в пакетах вычислительной гидродинамики для условий стратификации, отличной от нейтральной. Также приводятся результаты расчетов, выполненных в ПК ANSYS Fluent по одной из моделей.

В CFD-пакетах при моделировании АПС необходимо задать входные профили, определяемые в соответствии с условиями стратификации. При нейтральной стратификации используются следующие соотношения для вертикальных профилей скорости ветра (u) в направлении горизонтальной оси, кинетической энергии турбулентности (k) и скорости диссипации энергии турбулентности (ε) во входном потоке

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa}\ln\left(\frac{z}{z_0}\right), \quad k = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}}, \quad \varepsilon = \frac{u_*^3}{\kappa z},$$

где z – вертикальная координата; u_* – динамическая скорость, м/с; κ – постоянная Кармана; z_0 – параметр шероховатости, м; C_μ – константа стандартной k-ε-модели [4].

При стратификации, отличной от нейтральной, входной поток описывается на основании теории подобия Монина – Обухова как функция параметра безразмерной длины $\zeta = z / L$, где L – масштаб длины Монина – Обухова [5–7]. Входные вертикальные профили определяются устойчивостью атмосферы [8], характеризуемой масштабом длины L: $L > 0$ при устойчивой стратификации и $L < 0$ при неустойчивой стратификации.

Для скорости ветра и потенциальной температуры θ они задаются соотношениями [7]:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa}\left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L}\right)\right],$$

$$\theta(z) - \theta_0 = \frac{\theta_*}{\kappa}\left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_h\left(\frac{z}{L}\right)\right],$$

где безразмерные функции ψ_m и ψ_h определяются в зависимости от стратификации атмосферы; θ_0 – потенциальная температура у поверхности,

$$\theta_* = \frac{\theta_0 u_*^2}{g\kappa L}.$$

Для условий нейтральной стратификации:

$$\psi_m\left(\frac{z}{L}\right) = \psi_h\left(\frac{z}{L}\right) = 0, \quad u(z) = \frac{u_*}{\kappa}\ln\left(\frac{z}{z_0}\right).$$

При неустойчивом состоянии атмосферы, $L < 0$:

$$\varphi_m = \left(1-\gamma_1\frac{z}{L}\right)^{-1/4}, \quad \psi_m = \ln\left[\frac{1}{8}\left(1+\varphi_m^{-2}\right)\left(1+\varphi_m^{-1}\right)^2\right] - 2\operatorname{arctg}\left(\varphi_m^{-1}\right) + \frac{\pi}{2},$$

$$\varphi_h = \sigma_\theta\left(1-\gamma_2\frac{z}{L}\right)^{-1/2}, \quad \psi_h = (1+\sigma_\theta)\ln\left[\frac{1}{2}\left(1+\varphi_h^{-1}\right)\right] + (1-\sigma_\theta)\ln\left[\frac{1}{2}\left(-1+\varphi_h^{-1}\right)\right].$$

В случае устойчивой стратификации, $L > 0$:

$$\varphi_m = 1+\beta\frac{z}{L}, \quad \psi_m = -\beta\frac{z}{L},$$

$$\varphi_h = \sigma_\theta + \beta\frac{z}{L}, \quad \psi_h = (1-\sigma_\theta)\ln\left(\frac{z}{L}\right) - \beta\frac{z}{L}.$$

Константы β, γ_1, γ_2 и турбулентное число Прандтля σ_θ – эмпирические константы, принимаемые равными, например, $\sigma_\theta = 1$, $\beta = 5$, $\gamma_1 = 16$, $\gamma_2 = 16$ [7].

Кинетическая энергии и диссипация турбулентности выражаются через универсальные функции, как:

$$k(z) = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}}\left(\frac{\varphi_\varepsilon}{\varphi_m}\right)^{1/2},$$

$$\varepsilon(z) = \frac{u_*^3}{\kappa z}\varphi_\varepsilon\left(\frac{z}{L}\right),$$

φ_ε определяется в зависимости от стратификации:

$$\varphi_\varepsilon = \begin{cases} 1-\dfrac{z}{L}, & L<0 \\ \varphi_m - \dfrac{z}{L}, & L>0 \end{cases}.$$

Аналогичные функции с некоторыми отличиями используются в работе [5].

Далее рассмотрим задачу моделирования АПС с помощью стандартной *k*-ε модели. В случае стратификации, отличной от нейтральной, необходимо включить в уравнения стандартной *k*-ε модели для переноса кинетической энергии турбулентности *k* и скорости её диссипации ε слагаемые, описывающие генерацию турбулентной энергии за счет действия сил плавучести. Таким образом обеспечивается сохранение вертикальных профилей характеристик турбулентности во всей расчетной области.

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t}+\frac{\partial \rho k u_i}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_i}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]+G_k+G_b-\rho\varepsilon+S_k, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t}+\frac{\partial \rho \varepsilon u_i}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_i}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right]+C_{\varepsilon 1}\frac{\varepsilon}{k}\left(G_k+C_{\varepsilon 3}G_b\right)-C_{\varepsilon 2}\rho\frac{\varepsilon^2}{k}+S_\varepsilon, \quad (2)$$

где σ_k и σ_ε – турбулентные числа Прандтля для *k* и ε, S_k и S_ε – источниковые члены, $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, $C_{\varepsilon 3}$– константы модели, ρ – плотность воздуха; G_k – слагаемое, описывающее перенос энергии от осредненного потока под действием турбулентных напряжений сдвига, G_b – генерация (подавление) турбулентности за счет сил плавучести. Наибольшей неопределённостью обладает выбор константы $C_{\varepsilon 3}$ [9], характеризующей степень воздействия плавучести G_b. Этот параметр задается постоянным с разными значениями для устойчивой и неустойчивой стратификации [10] или вычисляется в зависимости от стратификации по заданным соотношениям [6–7, 11]. Рассмотрим некоторые варианты определения констант и модификации стандартной *k*-ε модели, предлагаемые при моделировании в CFD-пакетах.

В работе [6] значение константы $C_{\varepsilon 3}$ задается полиномом пятой степени:

$$C_{\varepsilon 3}\left(\frac{z}{L}\right)=\sum_{n=0}^{5}a_n\left(\frac{z}{L}\right)^n, \quad -2{,}3<\frac{z}{L}<2{,}0,$$

константы a_n в модели определяются в зависимости от стратификации. Такое соотношение справедливо при $-2{,}3 < z/L < 2$.

В модели, предложенной в [7], добавляется еще одно слагаемое источника S_{kMO} в уравнение для кинетической энергии турбулентности:

$$S_{kMO}=\frac{u_*^3}{\kappa L}\cdot\begin{cases}\left(\frac{L}{z}\right)(\varphi_m-\varphi_\varepsilon)-\frac{\varphi_h}{\sigma_\theta\varphi_m}-\frac{C_{kD}}{4}\varphi_m^{13/2}\varphi_\varepsilon^{-3/2}f_{\text{un}}\left(\frac{z}{L},\gamma_1\right), & L<0,\\ 1-\frac{\varphi_h}{\sigma_\theta\varphi_m}-\frac{C_{kD}}{4}\varphi_m^{-7/2}\varphi_\varepsilon^{-3/2}f_{\text{st}}\left(\frac{z}{L},\beta\right), & L>0,\end{cases} \tag{3}$$

где:

$$C_{kD}=\frac{\kappa^2}{\sigma_k\sqrt{C_\mu}},$$

$$f_{\text{un}}\left(\frac{z}{L}\right)=\left(2-\frac{z}{L}\right)+\frac{\gamma_1}{2}\left(1-12\frac{z}{L}+7\left(\frac{z}{L}\right)^2\right)-\frac{\gamma_1^2}{16}\frac{z}{L}\left(3-54\frac{z}{L}+35\left(\frac{z}{L}\right)^2\right),$$

$$f_{\text{st}}\left(\frac{z}{L}\right)=\left(2-\frac{z}{L}\right)-2\beta\frac{z}{L}\left(1-2\frac{z}{L}+2\beta\frac{z}{L}\right).$$

В этой модели константа $C_{\varepsilon3}$ задается соотношением:

$$C_{\varepsilon3}=\frac{\sigma_\theta L}{z}\frac{\varphi_m}{\varphi_h}\left(C_{\varepsilon1}\varphi_m-C_{\varepsilon2}\varphi_\varepsilon+(C_{\varepsilon2}-C_{\varepsilon1})\varphi_\varepsilon^{-1/2}f_\varepsilon\left(\frac{z}{L}\right)\right), \tag{4}$$

$$f_\varepsilon\left(\frac{z}{L}\right)=\begin{cases}\varphi_m^{5/2}\left(1-\frac{3}{4}\gamma_1\frac{z}{L}\right), & L<0,\\ \varphi_m^{-5/2}(2\varphi_m-1), & L>0.\end{cases}$$

В отличие от работы [6] выражения (3) –(4) для S_k и $C_{\varepsilon3}$ определяются для любых значений z/L.

При вычислении плавучести используется соотношение:

$$G_{bMO}=-\frac{g\nu_t}{\theta_0\sigma_\theta}\frac{\partial\theta}{\partial z}=-\nu_t\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2\frac{z\varphi_h}{L\sigma_\theta\varphi_m^2},\quad \nu_t=C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon}. \tag{5}$$

Авторы [12] предложили модификации функций подобия и k-ε модели. Расчеты по этой модели проводились в сопоставлении с [7] и экспериментальными данными для местности со сложной орографией. При устойчивой стратификации модель [12] показывает лучшие результаты по сравнению с обычно используемыми функциями подобия.

Сравнение рассмотренных моделей [6] и [7] при различных значениях L приводится в [11]. В работе исследовались изменения вертикальных профилей скорости ветра и характеристик турбулентности в области до 10 000 м по горизонтальной оси *x* при четырех вариантах стратификации атмосферы (сильная конвекция, неустойчивая, устойчивая и сильно устойчивая). В систему уравнений АПС не включалось уравнение энергии, в этом случае при вычислениях в Fluent $G_b = 0$. Влияние плавучести учитывалось в задаваемом пользователем слагаемом источника. S_k и S_ε в уравнениях (1)–(2) определялись, как:

$$S_k = -\rho S_{kMO} + G_b,\;\; G_b = \rho G_{bMO}, \tag{6}$$

$$S_\text{т} = C_{\text{т}1}\frac{\text{т}}{k}C_{\text{т}3}G_b.$$

Значение динамической скорости при вычислении S_k в (6) не фиксировалось, а вычислялось в соответствии с:

$$u_* = C_\mu^{1/4}k^{1/2}\left(\frac{\varphi_\text{т}}{\varphi_m}\right)^{-1/4}.$$

Входящая в (5) производная вычислялась по горизонтальным компонентам скорости:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2}.$$

Проведенный анализ, в том числе для случаев сильной конвекции и устойчивости, показал, что обе модели показывают хорошее согласование со входными профилями на расстоянии до 5000 м. Но ошибка в модели [7] меньше, поскольку она применима при любых значениях *z*/*L*. В условиях поверхности со сложной орографией ошибка моделей составила менее 10 %.

В качестве примера расчета по модели [7] на рис. 1 показаны вертикальные профили скорости ветра, кинетической энергии и диссипации турбулентности, выполненные в ПК Ansys Fluent для двухмерной расчетной области высотой 820 м и протяженностью 10 100 м, при L = 200 и L = –200.

Значение параметра шероховатости z_0 = 0,03 м. Параметры и константы модели задавались аналогично [11] для случая пустой расчетной области.

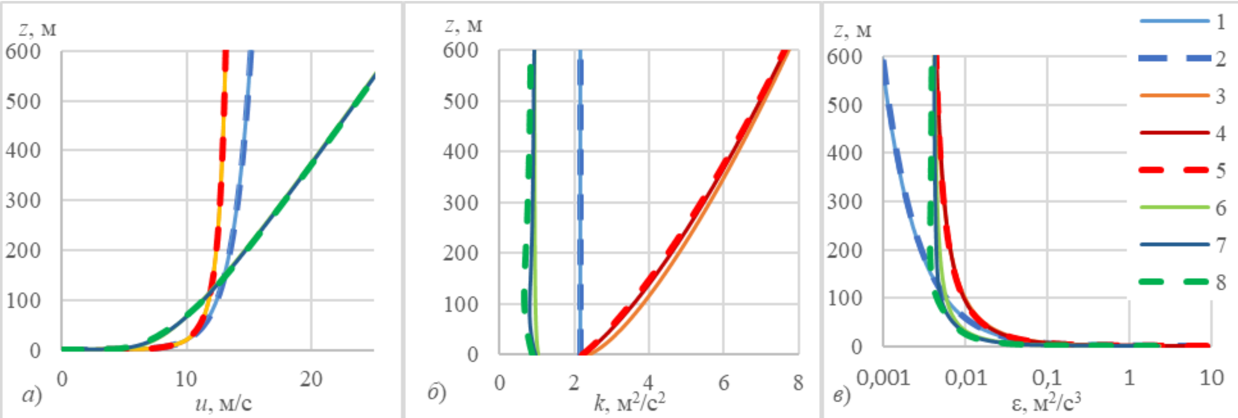

Рис. 1. – Вертикальные профили скорости ветра (*а*), кинетической энергии (*б*) и скорости диссипации энергии турбулентности (*в*) при нейтральной (1 – *x* = 0 м, 2 – *x* = 10 000 м), неустойчивой (3 – *x* = 0 м, 4 – *x* = 5 000 м, 5 – *x* = 10 000 м) и устойчивой (6 – *x* = 0 м, 7 – *x* = 5 000 м, 8 – *x* = 10 000 м) стратификации

В работе [13] константа в слагаемом, учитывающем вклад сдвиговой турбулентности (G_k) в уравнении для диссипации энергии турбулентности (2), определялась, как:

$$C_{\varepsilon 1}^{*} = \left(C_{\varepsilon 1} + (C_{\varepsilon 2} - C_{\varepsilon 1}) \frac{l}{l_e} \right)$$

$$l = \frac{C_{\mu}^{3/4} k^{3/2}}{\varepsilon},$$

$$l_e = \begin{cases} l_0 & = 0.00027 \dfrac{G}{f_c} \quad \text{для нейтрального АПС}, \\ l_{MY} & = \alpha \dfrac{\int_0^{\infty} z\sqrt{k}\,dz}{\int_0^{\infty} \sqrt{k}\,dz}, \end{cases}$$

где l – масштаб турбулентности, G – скорость геострофического ветра, f_c – параметр Кориолиса, α – константа, l_{MY} отражает зависящую от стратификации высоту АПС.

При таком определении $C^*_{\varepsilon 1}$ будет равна $C_{\varepsilon 2}$, когда l достигает максимального значения l_e, и равна $C_{\varepsilon 1}$, когда $l << l_e$.

Константа в слагаемом, учитывающем вклад плавучести (при $G_b\varepsilon/k$), вычислялась как $(C_{\varepsilon 1} - C_{\varepsilon 2})\alpha_B + 1$,

$$\alpha_B = \begin{cases} \left(1 - \dfrac{l}{l_{MY}}\right), & \mathrm{Ri}_g \geq 0; \\ 1 - \left(1 + \dfrac{C_{\varepsilon 2} - 1}{C_{\varepsilon 2} - C_{\varepsilon 1}}\right)\dfrac{l}{l_{MY}}, & \mathrm{Ri}_g < 0, \end{cases}$$

где $\mathrm{Ri}g$ – градиентное число Ричардсона.

В уравнение (2) вводилось также слагаемое источника: S_ε задавалось таким образом, чтобы получить лучшее согласование между k-ε и k-ω моделями турбулентности.

Проведенный в [13] анализ результатов расчетов по модели в сравнении с данными экспериментов продемонстрировал её применимость к решению задач в условиях местности со сложной орографией.

Выводы

При моделировании АПС в программных комплексах вычислительной гидродинамики возникает задача корректного задания входных данных и параметров модели для получения горизонтально однородного потока во всей расчетной области при различных условиях стратификации.

Рассмотренные в обзоре модели, применяемые в пакетах вычислительной гидродинамики, позволяют включать эффекты, связанные со стратификацией атмосферы, и получить горизонтально-однородные вертикальные профили характеристик АПС. Особое внимание авторы работ в этой области уделяют моделированию устойчиво стратифицированного пограничного слоя; а также случаев сильной конвекции и устойчивости.

Литература

1. Саламатин И.А., Логойда Т.И., Скорик Т.А., Пирожникова А.П. Математическое моделирование теплового режима помещений // Инженерный вестник Дона, 2022, №1. URL: ivdon.ru/ru/magazine/archive/n1y2022/7381.

2. Денисихина Д.М., Иванова Ю.В., Мокров В.В. Численное моделирование истечения из современных воздухораспределительных устройств // Инженерный вестник Дона, 2018, №2. URL: ivdon.ru/ru/magazine/archive/n2y2018/4972.

3. Мовсесова Л.В. Моделирование пограничного слоя атмосферы в программных комплексах вычислительной гидродинамики // Перспективы науки, 2024. № 2 (173). С. 67-72.

4. Blocken B., Stathopoulos T., Carmeliet J. CFD simulation of the atmospheric boundary layer: wall function problems // Atmospheric Environment, 2007. Vol. 41. № 2. P. 238–252. DOI: 10.1016/j.atmosenv.2006.08.019.

5. Купцов А.И., Акберов Р.Р., Исламхузин Д.Я., Гимранов Ф.М. Численное моделирование пограничного слоя атмосферы с учетом ее стратификации // Фундаментальные исследования, 2014. № 9-7. С. 1452-1460.

6. Alinot C., Masson C. *k*-ε model for the atmospheric boundary layer under various thermal stratifications // J. Solar Energy Engineering, 2005. Vol. 127. P. 438–443. DOI: 10.1115/1.2035704.

7. Laan M.P. van der, Kelly M.C., Sorensen N.N. A new k-epsilon model consistent with Monin – Obukhov similarity theory // Wind Energy, 2017. Vol. 20 (3). P. 379–565. DOI:10.1002/we.2017.

8. Sathe A., Mann J., Barlas T., Bierbooms W.A.A.M., Van Bussel G.J.W. Influence of atmospheric stability on wind turbine loads // Wind Energy, 2013. Vol. 16 (7). pp. 977–1129. DOI: 10.1002/we.1528.

9. Мортиков Е.В., Глазунов А.В., Дебольский А.В., Лыкосов В.Н., Зилитинкевич С.С. О моделировании скорости диссипации кинетической энергии турбулентности // Доклады Академии наук, 2019. Т. 489. № 4. С. 414-418. DOI: 10.31857/S0869-56524894414-418.

10. Pieterse J.E., Harms T.M. CFD investigation of the atmospheric boundary layer under different thermal stability conditions // J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 2013. № 121. pp. 82–97. DOI: 10.1016/ j.jweia.2013.07.014.

11. Breedt H., Craig K., Jothiprakasam V. Monin-Obukhov similarity theory and its application to wind flow modelling over complex terrain // J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 2018. № 182. pp. 308–321. DOI: 10.1016/j.jweia.2018.09.026.

12. Han X., Liu D., Xu C., Shen W.Z. Similarity functions and a new *k*–ε closure for predicting stratified atmospheric surface layer flows in complex terrain // Renewable Energy, 2020. Vol. 150. pp. 907–917. DOI: 10.1016/j.renene.2020. 01.022.

13. Koblitz T., Bechmann A. Sogachev A., Sørensen N., and Réthoré P. E. Computational Fluid Dynamics model of stratified atmospheric boundary-layer flow // Wind Energy, 2015. Vol. 18. pp. 75–89. DOI: 10.1002/we.1684.

References

1. Salamatin I. A., Logojda T.I., Skorik T.A. Inzhenernyj vestnik Dona, 2022, №1. URL: ivdon.ru/ru/magazine/archive/n1y2022/7381.

2. Denisikhina D.M., Ivanova Y.V., Mokrov V.V. Inzhenernyj vestnik Dona, 2018, №2. URL: ivdon.ru/ru/magazine/archive/n2y2018/4972.

3. Movsesova L.V. Perspektivy nauki, 2024. № 2 (173). pp. 67-72.

4. Blocken B., Stathopoulos T., Carmeliet J. Atmospheric Environment, 2007. Vol. 41. № 2. P. 238–252. DOI: 10.1016/j.atmosenv.2006.08.019.

5. Kupcov A.I. Akberov R.R., Islamhuzin D.YA., Gimranov F.M. Fundamental'nye issledovaniya, 2014. № 9-7. pp. 1452-1460.

6. Alinot C., Masson C. J. Solar Energy Engineering, 2005. Vol. 127. pp. 438–443. DOI: 10.1115/1.2035704.

7. Laan M.P. van der, Kelly M.C., Sorensen N.N. Wind Energy, 2017. Vol. 20 (3). pp. 379–565. DOI:10.1002/we.2017.

8. Sathe A., Mann J., Barlas T., Bierbooms W.A.A.M., Van Bussel G.J.W. Wind Energy, 2013. Vol. 16 (7). pp. 977–1129. DOI: 10.1002/we.1528.

9. Mortikov E.V., Glazunov A.V., Debol'skij A.V., Lykosov V.N., Zilitinkevich S.S. Doklady Akademii nauk, 2019. Vol. 489. № 4. pp. 414-418. DOI: 10.31857/S0869-56524894414-418.

10. Pieterse J.E., Harms T.M. J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 2013. № 121. pp. 82–97. DOI: 10.1016/ j.jweia.2013.07.014.

11. Breedt H., Craig K., Jothiprakasam V.J. Wind Eng. Ind. Aerodyn, 2018. № 182. pp. 308–321. DOI: 10.1016/j.jweia.2018.09.026.

12. Han X., Liu D., Xu C., Shen W.Z. Renewable Energy, 2020. Vol. 150. pp. 907–917. DOI: 10.1016/j.renene.2020. 01.022.

13. Koblitz T., Bechmann A. Sogachev A., Sørensen N., and Réthoré P. E. Wind Energy, 2015. Vol. 18. pp. 75–89. DOI: 10.1002/we.1684.

Дата поступления: 17.04.2024

Дата публикации: 30.05.2024