

УДК 629.7.015.4:623.742

**Д. М. БЕЛЯЄВ,****О. О. РАССТРИГІН,** доктор технічних наук,  
старший науковий співробітник,**П. І. КІСЕЛЬ,** кандидат технічних наук, старший  
науковий співробітник,**Р. П. СЕМЕНЮК***(Центральний науково-дослідний інститут  
озброєння та військової техніки Збройних Сил  
України, м. Київ)*

## **Науково-методичний апарат обґрунтування основних вимог до аеродинамічних та аеростатичних характеристик прив'язного аеростата мобільного аеростатного радіолокаційного комплексу виявлення маловисотних цілей**

*Розглянуто вдосконалений науково-методичний апарат розрахунку аеродинамічних та аеростатичних характеристик прив'язного аеростата з метою обґрунтування основних вимог до мобільного аеростатного радіолокаційного комплексу виявлення маловисотних цілей.*

*Рассмотрен усовершенствованный научно-методический аппарат расчета аэродинамических и аэростатических характеристик привязного аэростата для обоснования основных требований к мобильному аэростатному радиолокационному комплексу обнаружения маловисотных целей.*

На теперішній час не існує єдиного методичного підходу до формування науково обґрунтованих тактико-технічних вимог (ТТВ) до мобільних аеростатних комплексів радіолокаційної розвідки. Проте науковими дослідженнями підтверджена доцільність їх застосування [1]. За таких умов виникає необхідність розробки зазначеного науково-методичного апарату (НМА), що дозволить зменшити або виключити ризики прийняття помилкових технічних рішень на етапах концептуального та попереднього проектування таких комплексів.

У статті пропонується вдосконалений НМА обґрунтування основних вимог до аеродинамічних (АДХ) та аеростатичних (АСХ) характеристик прив'язного аеростата (ПА) як одного зі значимих складників мобільного аеростатного радіолокаційного комплексу (МАРК) виявлення маловисотних цілей.

**Визначення АСХ прив'язного аеростата.** Одним з принципових питань при розробці аеростатичних літальних апаратів (ЛА) є вибір обтічної форми аеростата.

Кожне тіло, що рухається в повітрі, або нерухоме тіло, на яке набігає повітряний потік, витримує з боку повітря або повітряного потоку тиск у кожній точці поверхні. Повітряний потік, що обтікає тіло, сповільнює свій рух біля тіла внаслідок тертя й втрачає частину енергії. Тілу, що рухається, доводиться долати силу, що виникає внаслідок тиску часток повітря, і силу тертя цих часток по тілу. Сила, викликана тертям й тиском по всій поверхні тіла та прикладена до нього, і є силою опору [2].

Лобовий опір різних тіл при русі в повітрі залежить від їхньої форми. Це враховують при конструюванні прив'язних аеростатів, літаків, дирижаблів і парашутів. Прив'язний аеростат, як і інші ЛА, повинен мати малий опір, тому його геометрію роблять „зручнообтічною”. Для порівняння лобових опорів різних тіл користуються коефіцієнтом, який називається коефіцієнтом лобового опору. Чим більше цей коефіцієнт, тим більше лобовий опір форми.

Сила лобового опору залежить не тільки від форми тіла. Очевидно, що тіло, яке має більшу поверхню або більші розміри, буде мати більший лобовий опір, ніж таке ж тіло менших розмірів. Крім того, має значення густина  $\rho$ , особливо, швидкість потоку, що обтікає тіло. Сила лобового опору збільшується пропорційно квадрату швидкості.

Визначення лобового опору ПА МАРК виявлення маловисотних цілей, як і для будь-якого ЛА, є найважливішим завданням при його проектуванні. Даній проблемі присвячена велика кількість експериментальних і теоретичних досліджень [3, 4, 5, 6].

Будівництво сучасних ЛА аеростатного типу забезпечило серйозний прогрес у методах аналітичного прогнозування опору. На теперішній час техніка визначення опору, що заснована на проведених модельних експериментах з уведенням теоретичних і емпіричних виправлень, доведена до ступеня вірогідності, порівнянної з вірогідністю результатів льотного експерименту, і дозволяє оцінювати опір аеростатів з максимальною помилкою  $\Delta \approx 5\%$  [3, 4].

З урахуванням зазначеного, об'ємний коефіцієнт лобового опору аеростата при нульових кутах атаки й ковзання та відомій його геометрії може бути визначений у такий спосіб [7]:

$$C_{x0} = k(C_{xak} + C_{xaoп} + C_{xaint} + C_{xakн} + C_{xатак}), \quad (1)$$

де  $k=1,1$  – коефіцієнт для розрахунку інтерференції частин аеростата й опору дрібних деталей, що не піддаються розрахункам;  $C_{xak}$  – коефіцієнт опору корпусу аеростата;  $C_{xaoп}$  – коефіцієнт опору оперення аеростата;  $C_{xaint}$  – коефіцієнт опору аеростата від інтерференції оперення й корпусу;  $C_{xakн}$  – коефіцієнт опору корисного навантаження;  $C_{xатак}$  – коефіцієнт опору такелажу.

Коефіцієнт опору корпусу аеростата, віднесений до змоченої поверхні, визначається за формулою [4]

$$C_{xakSk} = (1 + k_1 + k_2)C_{fk}, \quad (2)$$

де  $C_{fk}$  – коефіцієнт опору тертя корпусу.

Для гладкої поверхні корпусу аеростата цей коефіцієнт при  $Re = 10^6 \dots 10^9$  може бути розрахований за формулою

$$C_{fk} = 0,4293 / (\lg Re)^{2,58}. \quad (3)$$

Коефіцієнт  $k_1$  у формулі (2) введений для наближеного врахування опору тиску, коефіцієнт  $k_2$  – для обліку можливого відриву потоку з кормової частини корпусу. Ці коефіцієнти є функціями подовження корпусу і, звичай, подаються простими виразами [4]

$$k_1 = 1,5 (D/L)^{1,5}; \quad (4)$$

$$k_2 = 7(D/L)^3, \quad (5)$$

де  $D$  – діаметр міделя корпусу аеростата.

Остаточний коефіцієнт опору корпусу, віднесений до змоченої поверхні, визначається за формулою

$$C_{xakSk} = [1 + 1,5(D/L)^{1,5} + 7(D/L)^3]C_{fk}, \quad (6)$$

а об'ємний коефіцієнт лобового опору корпусу як

$$C_{xak} = C_{xakSk} S_k / U^{2/3}, \quad (7)$$

де  $S_k$  – поверхня корпусу аеростата,  $U$  – об'єм аеростата.

Застосовуване раніше на аеростатах пневматичне оперення має погану обтічність. Більша поверхня оперення в комбінації з поганою обтічністю приводить до великого лобового опору, який у півтора-два рази перевищує лобовий опір самого корпусу. Основне призначення оперення – забезпечення стійкості аеростата на прив'язаному канат-кабелі при малих кутах атаки. Оперення створює момент, зворотний моменту корпусу. На відміну від аеродинамічних моментів корпусу, що називаються перекидаючими, моменти оперення називаються стабілізуючими.

Стійкість аеростата забезпечується автоматичною дією оперення: як тільки з'являється перекидаючий момент, оперення автоматично створює стабілізуючий момент, який вирівнює аеростат після того, як зникне причина перекидання. При визначенні необхідної

площі стабілізаторів беруть так звану відносну площу оперення, під якою розуміється відношення загальної площі стабілізаторів до величини  $U^{2/3}$ . Відносна площа пневматичних стабілізаторів, згідно зі статистикою, може братися близькою до одиниці, що достатньо для забезпечення стійкості аеростата на канат-кабелі.

За досвідом створення ЛА аеростатичного типу найбільш уживане зараз трикутне розміщення стабілізаторів.

Коефіцієнт опору одного плану оперення, віднесений до його площі  $S_{оп} = bl$ , можна розрахувати за формулою

$$C_{xaoп} = 2C_{foп} (l + k_3 + k_4), \quad (8)$$

де  $C_{foп}$  – коефіцієнт опору тертя пластини при числі  $Re = Vb/v$ ,  $b$  – хорда стабілізатора оперення;  $l$  – його розмах,  $k_3$  і  $k_4$  – коефіцієнти, що враховують опір тиску й додатковий опір, викликаний відривом потоку в хвостовій частині профілю стабілізатора;  $v$  – коефіцієнт кінематичної в'язкості повітря при конкретних атмосферних умовах;

$$k_3 = 2(c/b); \quad (9)$$

$$k_4 = 60(c/b)^4, \quad (10)$$

де  $c$  – товщина профілю стабілізатора.

З урахуванням (9), (10)

$$C_{xaoп} = 2C_{foп} [l + 2(c/b) + 60(c/b)^4]. \quad (11)$$

Відповідно, об'ємний коефіцієнт опору оперення аеростата визначиться залежністю

$$C_{xaoп} = C_{xaoп} (S_{оп} n / U^{2/3}), \quad (12)$$

де  $n$  – число стабілізаторів.

Наведена формула не враховує двох важливих факторів: інтерференції оперення та корпусу й кінцівки розмаху оперення.

Відповідний коефіцієнт опору визначається за формулою [4]

$$C_{xaint} = C_{xaint}^{ст} (nc^2 / U^{2/3}), \quad (13)$$

де

$$C_{xaint}^{ст} = 0,75(c/b) - 0,0003(c/b)^2. \quad (14)$$

Якщо корисне навантаження являє собою тіло обертання, що не прилягає до корпусу аеростата, то його опір можна визначити за формулою (7) з урахуванням геометричних параметрів корисного навантаження: його довжини  $l_{кн}$  ( $Re_{кн} = Vl_{кн}/v$ ) і площі змоченої поверхні.

Якщо корисне навантаження прилягає до корпусу аеростата й при цьому товщина приграничного шару в тій частині корпусу, де розташоване корисне навантаження, і висота корисного навантаження – величини одного порядку, то його опір може бути визначено за запропонованими Хорнером залежностями. Згідно із цими залежностями, коефіцієнт опору корисного навантаження  $C_{xакн}$ , віднесений до його фронтальної площі  $S_{фкн}$ , є функцією відношення його довжини до висоти  $l_{кн}/h_{кн}$  і може бути приблизно виражений формулою

$$\begin{aligned} \dot{C}_{\text{хатпн}} = & 0,0072(h_{\text{кн}}/l_{\text{кн}})^3 - 0,7336(h_{\text{кн}}/l_{\text{кн}})^2 + \\ & + 1,527h_{\text{кн}}/l_{\text{кн}} - 0,1837 + 0,0077l_{\text{кн}}/h_{\text{кн}}. \end{aligned} \quad (15)$$

Тоді коефіцієнт опору корисного навантаження, пов'язаного з корпусом, що має малу висоту, може бути розрахований як

$$C_{\text{хакн}} = \dot{C}_{\text{хакн}} S_{\text{фкн}} / U^{2/3}. \quad (16)$$

У більшості сучасних аеростатів корисні навантаження прилягають до корпусу, і їх висота в кілька раз більше товщини приграничного шару в тій частині корпусу, де вони розташовані. Тому не коректно використовувати формули (12) або (16) для розрахунків їх опору [3, 4].

У цьому випадку доцільно скористатися, як у розробках різних аеростатів США, емпіричною формулою [7]

$$C_{\text{хакн}} = (0,11S_{\text{фкн}} + 0,0574) / U^{2/3}. \quad (17)$$

Лобовий опір такелажу аеростата приблизно такий же, як і лобовий опір усього корпусу аеростата. Кожна зайва мотузка збільшує лобовий опір аеростата й погіршує його якість.

Опір такелажу можна визначити за формулою

$$c_{\text{хатак}} = \left( \sum c_{\text{хאי}}^{\text{тр}} d_i l_i \right) / U^{2/3}, \quad (18)$$

де  $c_{\text{хאי}}^{\text{тр}} d_i l_i$  – сумарний опір тросів і розчалювань кріплення оперення;  $d_i$  – діаметр  $i$ -го троса;  $l_i$  – довжина  $i$ -го троса.

Коефіцієнт  $c_{\text{хאי}}^{\text{тр}}$  залежить від діаметра троса й швидкості повітряного потоку.

При швидкості потоку  $V < 20$  м/с залежність від кута нахилу троса  $\varphi$  до потоку пропорційна  $\sin^2 \varphi$  [7]:

$$c_{\text{хאי}}^{\text{тр}} = c_i \sin^2 \varphi, \quad (19)$$

де  $c_i$  – значення  $c_{\text{хאי}}^{\text{тр}}$  при  $\varphi = 90^\circ$ .

При більших швидкостях повітряного потоку ( $V > 20$  м/с)

$$c_{\text{хאי}}^{\text{тр}} = c_i \sin^3 \varphi. \quad (20)$$

Коефіцієнт  $c_i$  для різних діаметрів тросів  $d_i$  визначається за допомогою інтерполяційної формули

$$c_i = -3,148 + 0,144d_i - 4,527\sqrt{d_i} + 8,037\sqrt[3]{d_i}. \quad (21)$$

**Визначення АДХ прив'язного аеростата.** В аеродинаміці вважається, що рух досліджуваних повітряних об'єктів у загальному випадку є несталим. Зараз у дозвуковій аеродинаміці найбільш ефективною моделлю середовища при розрахунках обтікання тіл складної просторової конфігурації є потенційний плин ідеального газу [8] з використанням, в основному, двох методів рішення: кінцево-різницевого (сітково-різницевого) і граничних елементів.

Одним з найбільш ефективних методів визначення АДХ тіл з урахуванням впливу поверхні розділу середовищ і моделюванням вихрових слідів і струменів, їх еволюції в процесі розвитку в рамках моделі ідеальної рідини є метод дискретних вихорів (МДВ) [8]. Тому доцільно його використання й для розрахунків АДХ досліджуваних компонентів прив'язних аеростатів.

Пропонується надалі використовувати для оцінки АДХ ПА лінійну математичну модель аеродинаміки з реалізацією МДВ. Таке рішення обґрунтовується на основі результатів аналізу АДХ подібних компонентів дирижаблів і аеростатів, отриманих експериментальним шляхом при продувці моделей в аеродинамічних трубах, що показують лінійну залежність несучих властивостей ПА в діапазоні експлуатаційних кутів атаки. Урахування АДХ, пов'язаних з в'язкістю середовища, запропоновано виконувати з використанням відомих апробованих інженерних методик в аеродинаміці [8]. Синтез методик визначення АДХ наведений нижче.

Згідно з [8] введемо ліву прямокутну систему координат  $Oxyz$ . Вісь  $Oy$  направимо назад по осі симетрії ПА, вісь  $Ox$  розташуємо в площині симетрії ПА, вісь  $Oz$  – перпендикулярно площині  $Oxy$  в праву сторону (рис. 2). Позитивні напрямки кутових швидкостей обертання прийемо такими ж, як у стандартній зв'язаній системі координат.

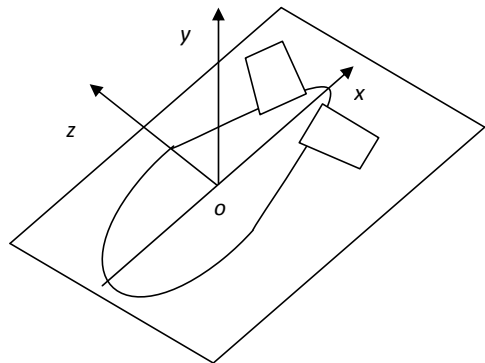


Рис. 2. Система координат

Надалі будемо розглядати сталий і несталий (гармонійні коливання) рухи ПА з малими кутами атаки  $\alpha$  ( $\sin \alpha \approx \alpha$ ). Для поверхонь ПА будемо вважати  $\cos(n, x) \ll 1$ , де  $n$  – нормаль до несучої поверхні ПА (горизонтальне оперення).

Лінійна постановка завдання припускає заміну геометрії ПА його схематизацією й знесення граничних умов на відповідні площини, паралельні поздовжній осі  $Ox$ .

Введемо безрозмірні координати

$$\xi = \frac{x}{b_a}, \quad \eta = \frac{y}{b_a}, \quad \zeta = \frac{z}{b_a} \quad (22)$$

і безрозмірні значення абсолютних і збурених швидкостей

$$\vec{v}(\tau) = \frac{\vec{V}(t)}{V_{a\infty}}, \quad \vec{u}(\tau) = \frac{\vec{V}'(t)}{V_{a\infty}}, \quad (23)$$

де  $V_{a\infty}$  – модуль незбуреної швидкості обтікання ПА повітряним потоком;  $b_a$  – середня аеродинамічна хорда оперення.

Безрозмірні коефіцієнти АДХ при поздовжньому русі ПА: різниці тисків  $\Delta\bar{p}$ , аеродинамічних нормальної  $C_y$ , поздовжньої  $C_x$  сил, моменту тангажу  $m_z$  будемо визначати за формулами:

$$\Delta\bar{p} = \frac{\Delta p}{q_{a\infty}}, c_y = \frac{Y}{q_{a\infty} S_{\kappa}}, c_x = \frac{X}{q_{a\infty} S_{\kappa}}, \quad (24)$$

$$m_z = \frac{M_z}{q_{a\infty} S_{\kappa} b_a}, q_{a\infty} = \rho_{a\infty} \frac{V_{a\infty}^2}{2},$$

де  $p_{a\infty}$ ,  $\rho_{a\infty}$  і  $q_{a\infty}$  – відповідно тиск, густина і швидкісний напір незбуреного повітряного потоку;  $\Delta p = p^- - p^+$  – різниця тисків на нижній і верхній сторонах тонких несучих поверхонь;  $Y, X$  – проекції аеродинамічної сили  $\vec{R}$  на осі зв'язаної системи координат;  $M_z$  – момент (тангажу) аеродинамічних сил щодо осі  $Oz$

Безрозмірні лінійні, кутові швидкості тангажу, циркуляції, потенціал швидкості й час будемо визначати за такими залежностями:

$$V_{x,y,z}(\tau) = V_{x,y,z}(t) / V(t), \quad \omega_z(\tau) = \Omega_z(t) b_a / V(t), \quad (25)$$

$$\Gamma = \Gamma / V(t) b_a, \quad \varphi = \Phi / V(t) b_a, \quad \tau = Vt / b_a,$$

де  $V_{x,y,z}(t), \Omega_z(t), \Gamma, \Phi$  – кутова швидкість тангажу, циркуляції й потенціал швидкості відповідно.

Надалі будемо розглядати кінематичні параметри для сталого  $q_i (\alpha, \omega_z, \delta_+)$  і несталого  $\dot{q}_i (\dot{\alpha})$  поздовжнього руху.

Передбачається, що кінематичні параметри міняються за гармонійним законом

$$q_i = q_i^* \cos p_i t, \quad \dot{q}_i = \dot{q}_i = -\dot{q}_i^* p_i^* \sin p_i^* \tau, \quad p_i^* = \frac{p_i b_a}{V_0}, \quad (26)$$

де  $p_i, i - (\omega_z, \alpha, \dots), \tau$  – кругова частота коливань, кінематичний параметр і безрозмірний час відповідно.

Використання принципу суперпозиції в лінійному завданні дозволяє визначити сумарні коефіцієнти АХ через їхні похідні для поточних значень кінематичних параметрів (для прикладу, окремий випадок поздовжнього руху) у такий спосіб:

$$C_y = \sum_i (C_y^{q_i} q_i + C_y^{\dot{q}_i} \dot{q}_i);$$

$$m_z = \sum_i (m_z^{q_i} q_i + m_z^{\dot{q}_i} \dot{q}_i); \quad (27)$$

$$\Delta\bar{p} = \sum_i (p^{q_i} q_i + p^{\dot{q}_i} \dot{q}_i).$$

При цьому коефіцієнти аеродинамічних похідних визначаються з виразів

$$C_y^{q_i} = \frac{2b_a^2}{S_{\epsilon}} \int_S p^{q_i} dS; \quad C_y^{\dot{q}_i} = \frac{2b_a^2}{S_{\epsilon}} \int_S p^{\dot{q}_i} dS, \quad (28)$$

$$m_z^{q_i} = -\frac{2b_a^2}{S_{\epsilon}} \int_S p^{q_i} \xi dS; \quad m_z^{\dot{q}_i} = -\frac{2b_a^2}{S_{\epsilon}} \int_S p^{\dot{q}_i} \xi dS.$$

Постановка лінійного завдання передбачає виконання граничних умов для потенціалу швидкості  $\varphi$ , який повинен задовольняти:

рівнянню нерозривності нестисливого середовища поза тілом і сліду

$$\text{div} \vec{V}(\tau, \vec{r}) = 0; \quad (29)$$

на несучих поверхнях  $S$  умові непротікання;

$$\frac{\partial \varphi(\tau, \vec{r})}{\partial n} = V_{S\vec{n}}(\tau, \vec{r}) - \vec{V}_0 \vec{n}, \quad (30)$$

де  $V_{S\vec{n}}$  – нормальна компонента швидкості точок поверхні  $S$  в земній системі координат;

на крайках несучої поверхні, з яких сходять вихрові поверхні  $\sigma_p$  – умові Чаплигіна–Жуковського про кінцівку швидкості

$$p_- = p_+, \quad (\vec{V} \varphi \vec{n})_- = (\vec{V} \varphi \vec{n})_+, \quad (x, y, z) \in L_p, \quad (31)$$

де індекси  $-$  і  $+$  ставляться до верхньої й нижньої сторін поверхонь  $\sigma_p$ ;  $L_p$  – лінія сходження завіс;

на вільній завісі  $\sigma_p$  – кінематичній умові спільності плин

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} \Big|_- = \frac{\partial \varphi}{\partial n} \Big|_+ \quad (32)$$

і динамічній умові відсутності перепаду тисків

$$p_-(\tau, \vec{r}) = p_+(\tau, \vec{r}), \quad \vec{r} \in \sigma_p; \quad (33)$$

на нескінченним віддаленні від несучої поверхні  $S$  й вихрових поверхонь  $\sigma_p$  відсутності збурень

$$\lim_{|\vec{r}| \rightarrow \infty} \vec{V} \varphi(\tau, \vec{r}) = 0. \quad (34)$$

Рішення завдання обтікання ПА зводиться до визначення функції  $\varphi$  (безрозмірного потенціалу)

$$\Delta \varphi(\tau, \vec{r}) = 0, \quad (35)$$

що задовольняє переліченим вище умовам і може бути подана у вигляді виразу [9]

$$\varphi = \sum_i (\varphi^{q_i} q_i + \varphi^{\dot{q}_i} \dot{q}_i). \quad (36)$$

Замінімо ПА вихровим поверхневим шаром, розташованим на базових площинах. Для знаходження розподілу напруженості циркуляції вихрової поверхні безперервна зміна циркуляції уздовж розмаху базової площини в методиці замінюється східчастою, а вихровий шар на ній вважається таким, що складається з дискретних приєднаних вихорів і віддаленої від кожного з них безперервної завіси вільних вихорів.

Таким чином, вихрова поверхня, що моделює будь-яку частину схематизованого ПА, у загальному випадку буде складатися з підковоподібних приєднаних вихорів з віддаленою від них завесою вільних вихорів. Збільшення числа дискретних вихорів у системі дозволяє з будь-якою необхідною точністю відтворити безперервний вихровий шар. Напруженість завіси вільних вихорів визначається через циркуляції приєднаних вихорів [9].

При чисельній реалізації суми, якими замінюються невласні інтеграли при переході від безперервного вихрового шару до дискретних вихорів, повинні задовольняти їхнім головним значенням за Коші, що виконується відповідним розміщенням контрольних точок (у яких виконується гранична умова непротікання) і вихорів на приблизно однаковій відстані одні від одних, у результаті чого контрольні точки виявляються посередині кожного вихрового відрізка.

У місцях зламу кромок базової площини, а також при наявності органів керування, що відхиляються, у перетинах, де має місце злам, напруженість циркуляції розподіленого вихрового шару може мати особливості. Для врахування цих особливостей при переході до системи дискретних вихорів необхідно, щоб приєднані дискретні вихори не перетинали перетинів зі зламами, тобто в цьому випадку по відповідних границях необхідно брати перетини для розбивки базової площини за розмахом. Несучі поверхні з криволінійними крайками при розрахунку приблизно замінюються базовими площинами з ламаними крайками з урахуванням вищезазначеного щодо граничних перетинів.

Для задоволення умови Чаплигіна–Жуковського (31) на задній крайці (крайка сходу вихрової завіси) при розбивці несучих поверхонь поблизу її розміщаються контрольні точки.

Поле збурених швидкостей від системи підковоподібних вихорів визначається з використанням закону Біо–Савара за методичними рекомендаціями і залежностями [8, 9].

Наявність поперечних  $\mu$  і поздовжніх  $p$  перетинів ділить базову площину на ряд елементарних трапецій. Для чисельної реалізації при завданні вихрової схеми прийнятий закон розбивки «1/4» (вихори розташовуються на відстані чверті довжини кожної трапеції від її початку уздовж осі  $Ox$ , а контрольні точки – на відстані трьох чвертей довжини кожної трапеції). Така схема реалізує безвідривне обтікання передніх крайок несучих поверхонь і виконання умови Чаплигіна–Жуковського в районі задніх крайок.

Лінії контрольних точок позначимо  $\nu$ , а вихорів –  $\mu$ . Точки перетинання ліній  $\mu$  і  $\kappa$  будемо позначати  $\mu\kappa$ , вважаючи їх початками вихорів, координати контрольних точок  $\nu$ , розташованих між перетинами  $pp - 1$ ,  $\nu pp - 1$ . Обчислення необхідних геометричних параметрів у межах кожної трапеції в процесі чисельної реалізації методики здійснюється з використанням рекомендованих залежностей [8, 9].

При розгляді лише поздовжнього руху для скорочення часу розрахунку використовується принцип дзеркального відображення при врахуванні симетрично

розташованих ділянок несучих систем на алгоритмічному рівні.

Використовувана вихрова модель зручна для розрахунків на ЕОМ через те, що в її основі лежать досить прості особливості, набором яких описується шукана течія.

Подамо безрозмірну циркуляцію приєднаного вихору  $\Gamma_{\mu\kappa}^{\mu\kappa-1}$  через коефіцієнти аеродинамічних похідних

$$\Gamma_{\mu\kappa}^{\mu\kappa-1} = \sum_i (\Gamma_{\mu\kappa}^{q_i, \mu\kappa-1} q_i + \Gamma_{\mu\kappa}^{\dot{q}_i, \mu\kappa-1} \dot{q}_i). \quad (37)$$

Підставляючи (37) у співвідношення, що визначають індуковані швидкості (за Біо–Саваром), у контрольній точці з координатами  $(\xi_{\nu pp-1}, \zeta_{\nu pp-1})$  базової площини, одержимо вирази їх через коефіцієнти аеродинамічних похідних циркуляції.

Передбачається, що вихровий слід, що сходиться із задніх кромок несучих поверхонь, спрямований по вектору незбуреного потоку, а отже лежить у його площині. Відзначена обставина дозволяє знехтувати його впливом [9] на шукану АДХ.

Вимога задоволення граничної умови непротікання в будь-якій контрольній точці всієї вихрової системи дозволяє одержати дві системи лінійних алгебраїчних рівнянь (СЛАР) щодо шуканих аеродинамічних похідних циркуляції

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} \sum_{\kappa=1}^N \sum_{\mu=1}^n \varpi_{\sigma, \nu pp-1}^{\mu\kappa-1} \Gamma_{\mu\kappa}^{q_i, \mu\kappa-1} &= H^{(q_i)}_{\nu pp-1}, \quad p = 1, 2, \dots, N, \\ \frac{1}{4\pi} \sum_{\kappa=1}^N \sum_{\mu=1}^n \varpi_{\sigma, \nu pp-1}^{\mu\kappa-1} \Gamma_{\mu\kappa}^{\dot{q}_i, \mu\kappa-1} &= - \sum_{\kappa=1}^N \sum_{\mu=1}^n \frac{\partial \varpi_{\sigma, \nu pp-1}^{\mu\kappa-1}}{\partial p_i^*} \Gamma_{\mu\kappa}^{q_i, \mu\kappa-1}, \quad (38) \\ p &= 1, 2, \dots, N, \quad \nu = 1, 2, \dots, n-1, \end{aligned}$$

де  $H^{(q_i)}_{\nu pp-1} = \vec{v}_0 \vec{n}_{\nu pp-1}$  – вектор правих частин;  $\vec{v}_0$  – вектор безрозмірної переносної швидкості;  $\vec{n}_{\nu pp-1}$  – орт нормалі до базової поверхні в контрольній точці  $\nu pp - 1$ , індекс  $\sigma$  указує на сумарне значення індукованої в будь-якій контрольній точці швидкості  $\varpi$  (з урахуванням дзеркального відображення вихорів) [9, 10].

Таким чином, кожна із систем (38) щодо шуканих похідних циркуляцій  $\Gamma^{q_i}, \Gamma^{\dot{q}_i}$  вирішується незалежно одна від одної, однак для розв'язання другої системи (38) використовуються результати рішення першої.

Наведені СЛАР, до яких зводиться рішення задачі, мають велику стійкість стосовно вихідних даних через те, що діагональні члени в матриці коефіцієнтів відіграють домінуючу роль, і детермінанти системи суттєво відмінні від нуля [9, 10].

За знайденими величинами  $\Gamma^{q_i}, \Gamma^{\dot{q}_i}$  з використанням (27), (28) обчислюються розподілені й сумарні АДХ ПА.

Так, безрозмірна напруженість приєднаного вихрового шару у визначиться виразом (індекси умовно опущені)

$$\gamma = \frac{\tilde{A}}{\Delta \xi}, \quad (39)$$

де  $\Delta \xi$  – безрозмірна довжина трапеції.

З урахуванням (27) і теореми Жуковського «у малому» [9, 10] визначаються вирази для похідних коефіцієнтів аеродинамічного навантаження

$$p^{q_i} = 2\gamma^{q_i}, \quad p^{\dot{q}_i} = 2\dot{\gamma}^{q_i}. \quad (40)$$

Коефіцієнти аеродинамічних похідних ПА при подовжньому русі з (27), переходячи в них від інтегралів до сум, визначаються за такими виразами:

$$C_y^{q_i} = 4 \frac{b_a^2}{S_k} \sum_{k=1}^N \xi_{k-1} \sum_{\mu=1}^n \Gamma_{\mu k}^{q_i, k-1}, \quad C_y^{\dot{q}_i} = 4 \frac{b_a^2}{S_k} \sum_{k=1}^N \xi_{k-1} \sum_{\mu=1}^n \dot{\Gamma}_{\mu k}^{q_i, k-1}, \quad i = 1, \dots, 4, \quad (41)$$

$$m_z^{q_i} = -4 \frac{b_a^2}{S_k} \sum_{k=1}^N \xi_{k-1} \sum_{\mu=1}^n \Gamma_{\mu k}^{q_i, k-1} \zeta_{\mu k}^{k-1}, \quad m_z^{\dot{q}_i} = -4 \frac{b_a^2}{S_k} \sum_{k=1}^N \xi_{k-1} \sum_{\mu=1}^n \dot{\Gamma}_{\mu k}^{q_i, k-1} \zeta_{\mu k}^{k-1},$$

При використанні для розрахунків АДХ ПА наведеного НМА для розрахункової схеми ПА можна визначити похідні АХ компонування в крейсерській конфігурації і характеристики демпфірування подовжніх коливань  $C_y^\alpha$ ,  $m_z^\alpha$ ,  $m_z^{\bar{\omega}_z}$ ,  $m_z^{\bar{\alpha}}$ .

Сумарні аеродинамічні коефіцієнти  $C_{y a}$ ,  $m_{z a}$  для розглянутого випадку подовжнього руху визначаються відомими виразами [9, 10]

$$C_{y a} = C_y^\alpha (\varphi_{0k} + \alpha - \alpha_0), \quad (42)$$

$$m_{z a} = m_z^\alpha (\varphi_{0k} + \alpha - \alpha_{0m}) + (m_z^{\bar{\omega}_z} + m_z^{\bar{\alpha}}) \frac{b_a}{V} \omega_z, \quad (43)$$

де  $\varphi_{0\varepsilon}$  – кут встановлення оперення,  $\alpha_0$ ,  $\alpha_{0m}$  – кути нульової піднімальної сили й нульового моменту тангажа;  $\alpha$  – поточний кут атаки ПА.

Розмірна величина аеродинамічної піднімальної сили  $Y$  у кожний момент часу визначається аналогічно (24), а подовжній момент  $M_z$  – за такою залежністю:

$$M_{z a} = (m_z^\alpha \alpha + (m_z^{\bar{\omega}_z} + m_z^{\bar{\alpha}}) \frac{b_a}{V} \omega_z) q_a b_a. \quad (44)$$

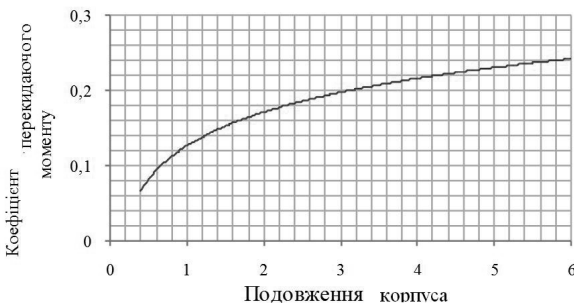


Рис. 3. Залежність перекидаючого моменту від подовження корпусу

При наявності окремих експериментальних даних АДХ ПА вони можуть бути використані поряд з іншими розрахунками в аеродинамічному блоці.

Аеродинамічний момент корпусу залежить, головним чином, від подовження форми. Чим більше подовження, тим більше аеродинамічний момент корпусу (рис. 3), тому для прив'язних аеростатів вигідно застосовувати короткі корпуси малого подовження, адже стійкість такого корпусу легше забезпечити внаслідок менших, ніж у довгих корпусів, аеродинамічних моментів.

**Висновки:**

1. У результаті досліджень вдосконалений науково-методичний апарат обґрунтування вимог до аеродинамічних та аеростатичних характеристик прив'язного аеростата мобільного аеростатного радіолокаційного комплексу виявлення маловисотних цілей, заснований на синтезі інженерних методів з використанням узагальнених експериментальних даних та методу граничних інтегральних рівнянь, що чимельно реалізується методом дискретних вихорів у рамках моделі ідеальної рідини.

2. Подальшим напрямом досліджень є вдосконалення науково-методичного апарату стосовно вибору раціональних значень основних параметрів прив'язного аеростата мобільного аеростатного радіолокаційного комплексу з урахуванням обмежень висоти та швидкості підйому (спускання), особливостей стабілізації та масових і габаритних параметрів радіолокаційної станції, масових та комунікаційних особливостей канат-кабелю.

**СПИСОК ПОСИЛАНЬ**

1. Беляев Д. М., Расстригин О. О., Кисель П. И., Семенов Р. П. Актуальність та перспективи застосування прив'язних аеростатів як носіїв радіолокаційних станцій виявлення маловисотних цілей// Збірник наук. праць / ЦНДІ ОБТ ЗС України. Вип. 2 (57). К. : ЦНДІ ОБТ ЗСУ, 2015. С. 52–60.
2. Халепский В. И. Механика привязного воздухоплавания. М. : Воениздат, 1946. 116 с.
3. Жаринов А. В. Динамика и аэродинамика дирижаблей // Обзор ЦАГИ. 1990. № 704. С. 7–12.
4. Федяевский К. К. Влияние состояния пограничного слоя на лобовое сопротивление хорошо обтекаемых тел. М. : ОНТИ НКТП СССР Гос. авиац. и автотрактор. изд-во, 1932. 30 с.
5. Hoerner S. F. Fluid-dynamic Drag. 1958.
6. Wright Jr. J. M., Adams R. E. An Empirical Method for Non-Rigid Airship Preliminary Drag Estimation // 9<sup>th</sup> AiAA Lighter Than Air Systems Technology Conference, paper № 91 – 1277. April 9–11, 1991, San Diego, CA. P. 59–66.
7. Кирилин А. Н. Дирижабли. М. : Русское воздухоплавательное общество, 2013. 408 с.
8. Белоцерковский С. М., Ништ М. И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М. : Наука, 1978. 351 с.
9. Белоцерковский С. М. Крыло в дозвуковом потоке газа. М. : Наука, 1965. 682 с.
10. Белоцерковский С. М., Скрипач Б. К. Аэродинамические производные летательного аппарата и крыла при дозвуковых скоростях. М. : Наука, 1975. 439 с.

**Рецензент С. В. Лапицький**, д-р техн. наук, проф. (Центральний науково-дослідний інститут озброєння та військової техніки Збройних Сил України)