Българска академия на науките. Bulgarian Academy of Sciences
Аерокосмически изследвания в България. 11. Aerospace Research in Bulgaria
София. 1994. Sofia

Определяне на някои аеродинамични характеристики на парашутна система по метода на дискретните вихри

Георги Иванов, Борис Бонев

Институт за космически изследвания, БАН

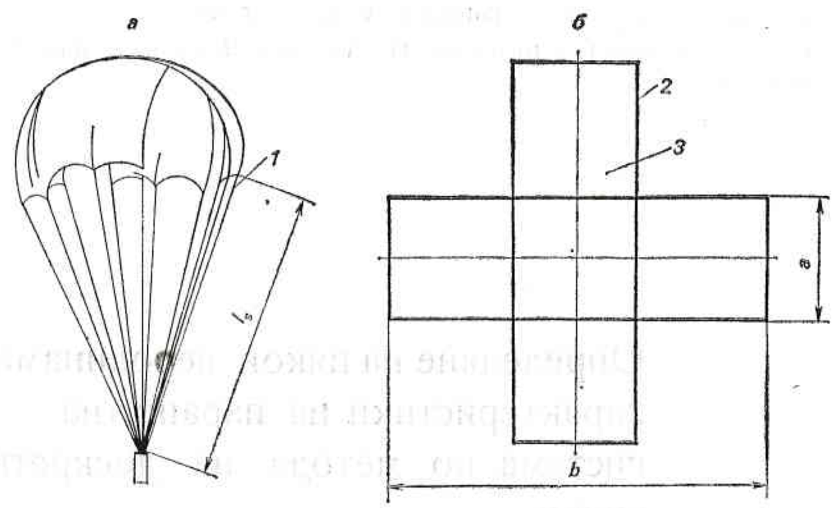
Меките спирачни системи (парашути) с различна разкройна геометрия намират широко приложение в авиационната и космическата техника. Тяхната особеност се състои в това, че те представляват лошо обтекаеми повърхности (проницаеми и непроницаеми), за които се реализира обтичане с откъсване на потока.

Въпросите на взаимодействие на парашутната система с потока се свеждат до изследване на проблемите на аероеластичността, основана на апарата на нелинейната аеродинамика. На авторите не са известни решенията на указаната задача.

В основата на построяването на модела на обтичане с откъсване на потока са положени предположението за идеална несвиваема течност и методът на дискретните вихри [2]. Разгледан е неосисиметричен парашут, в частност купол с кръстообразна разкройна геометрия. Нека приемем, че след завършване на процеса на разтваряне на кръстообразния парашут куполът му е придобил някаква изходна пространствена форма.

Формата на напълнения кръстообразен парашут е изобразена на фиг. 1*a*, а съответстващата ѝ разкройна геометрия е изобразена на фиг. 1б (*1* — въже, *2* — лента периферийна и каркасна, *3* — тъкан). Разкройната форма на купола на парашута се формира по следния начин. Отначало се изрязват от тъканта основи, от които след съшиване се получава платнището на купола на парашута. На определени места се пришива каркасна лента и периферийна лента. След това към долния ръб на купола към периферийната лента се закрепват въжетата, техните свободни краища се събират в един или няколко коуша. Означаваме чрез l_s — дължината на въжето, b — размаха на парашута, a — ширината на лопатката.

Безразмерните кинематични параметри, характеризиращи неустановеното движение на парашута като твърдо тяло, са функции на времето t



Фиг. 1

$$(1) \qquad q_1 = \alpha(\tau),\ q_2 = \beta(\tau),\ q_3 = \omega_x(\tau) = \frac{\Omega_x b}{u_0},$$

$$q_4 = \omega_z(\tau) = \frac{\Omega_z b}{u_0},\ q_5 = \delta(\tau),\ \tau = \frac{u_0 t}{b}.$$

където δ е параметър на деформация; τ — безразмерно време; b — характерен линеен размер.

Извън парашута трябва да се изпълнява законът за съхранение на масата на газа, т. е. в сила е уравнението за непрекъснатост. Предполагайки, че всички безразмерни кинетични параметри са малки в сравнение с единица, смятаме, че съществува потенциал на скоростите, смутени от парашута, така че

$$(2) \qquad W_x = \frac{\partial \Phi}{\partial x};\ W_y = \frac{\partial \Phi}{\partial y};\ W_z = \frac{\partial \Phi}{\partial z}.$$

При решаване на задачата в несвиваема среда и при дозвукови скорости на потока ($0 \leq M < 1$) е целесъобразно да не се търси непосредствено потенциалът на смутените скорости, а парашутът и вихровата следа да се заменят с газодинамични особености, например вихри. За определянето на аеродинамичните натоварвания е достатъчно да се замени парашутът с вихрова повърхнина, разположена на базовата плоскост и да се намери напрежението на циркулацията. Аеродинамичните характеристики на парашута се определят непосредствено от намереното разпределение на напрежението на вихровия слой на базовата плоскост по теоремата на Жуковски.

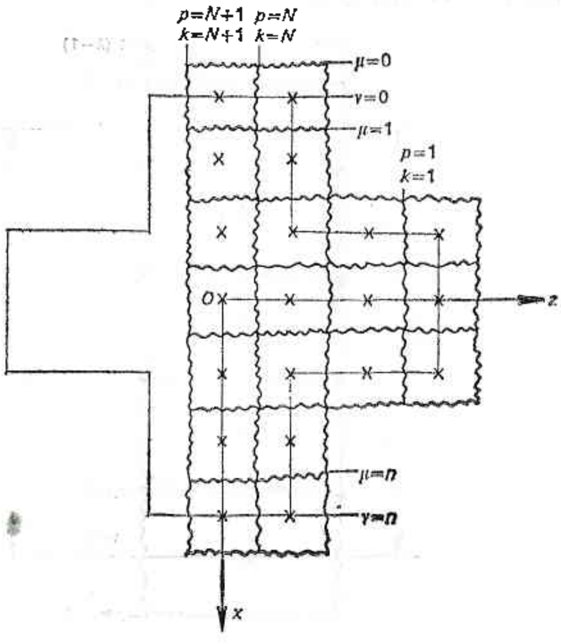
При нестационарно обтичане се прави допускане, че от ръбовете на парашута сходът на повърхностите на тангенциален разрив — вихрови пелени, движещи се след това заедно с потока, е непрекъснат. Вследствие на образуването и уноса на свободните вихри в съответствие с теоремата за постоянство във времето на циркулацията по затворен контур протича изменение на интензивността на присъединените вихри. В този случай на носещата повърхност едновременно се намират присъединени и свободни вихри, които заменят сумарната вихрова пелена.

В нелинейната теория, когато се разглежда обтичане при краен ъгъл на атака, следата извън „обекта" не лежи в неговата плоскост, смутената скорост W_z в плоскостта на „обекта" е различна от нула, а надлъжните вихри, съгласно с теоремата на Жуковски, създават аеродинамични натоварвания. Затова както напречните, така и надлъжните вихри се наричат присъединени.

Математическата постановка съдържа уравнението за непрекъснатост във формата на уравнението на Лаплас, граничните условия на обтекаемата повърхност, условията на вихровата пелена и безкрайната отдалеченост от разглеждания обект и неговата следа, условието на Чаплигин — Жуковски, началните условия. Формирането на вихровата следа във времето се описва от диференциални уравнения на движението на свободните вихри в идеална среда. Тъй като средата е идеална, то интензивността на вихрите не се изменя, а се мени само тяхното положение в пространството. Както в стационарния, така и в нестационарния случай на обтичане на парашути, задачите са нелинейни и се свеждат до определяне циркулацията на вихрите, формата и положението на следата.

Общите подходи на схематизация на теченията с откъсване на потока в идеална несвиваема среда са изложени в [2], те са реализирани на модели на тънки здрави носещи повърхности. Тук тези подходи са разпространени на силно деформируеми повърхности, на ръбовете, където се наблюдава откъсване на потока, се изпълнява хипотезата на Чаплигин — Жуковски. Вихровата следа се построява в процеса на решение на задачата чрез метода на дискретните вихри.

Приемаме, че парашутът се движи под ъгъл на атака $\alpha=90°$, без плъзгане в идеална несвиваема среда. При движението на парашута в напълнено състояние се реализира откъсване на потока от всичките дванадесет ръба. Тъканта на купола се счита за непроницаема и неразтеглива.



Фиг. 2

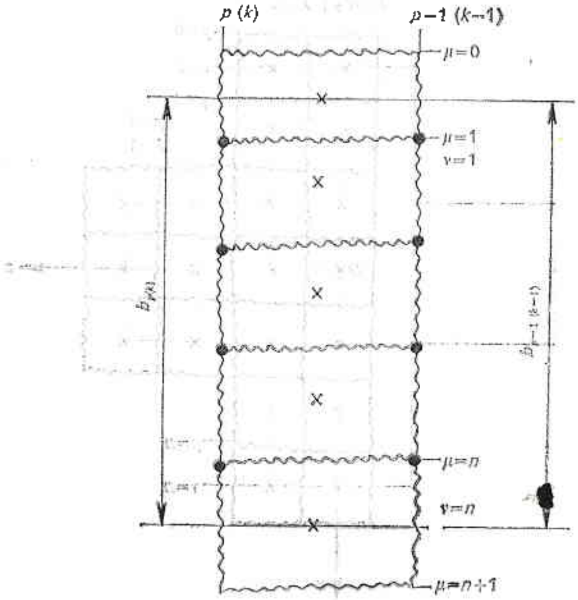
Разглеждаме купола на парашута в хоризонтална проекция (фиг. 2). Свързваме с него правоъгълна координатна система $Oxyz$, помествайки началото ѝ в центъра на купола на парашута (в разкройна геометрия). Повърхността на купола разсичаме на части чрез прави, успоредни на оста Ox и минаващи през ъгловите точки. След това всяка част разделяме на ленти с равна ширина (целесъобразно е куполът да се дели така, че всички ленти да имат приблизително еднаква ширина). След това през средите на лентите прекарваме линии, успоредни на оста Ox, и ги обозначаваме чрез k (или p). Номерацията водим от дясно на ляво ($k=1$, $p=1$). На сечението преди централното присвояваме номер N, а на централното — $N+1$. След това разбиваме купола на ленти чрез прави ν, успоредни на оста Oz. Получаваме n ленти с ширина b/n. От пресичането на линиите $k(p)$ и ν повърхността на купола се оказва разделена на пространствени четириъгълници.

При избора на положението на дискретните вихри и разчетните точки ще използуваме принципите, обосновани в линейната теория [1, 4]. Разглеждаме лента, лежаща между $p-1$ и p сечения. Относителната координата на „предния" ръб в сечението p означаваме ξ_{0p}, а на „задния" — ξ_{1p}. Относителната хорда на сечението ще бъде:

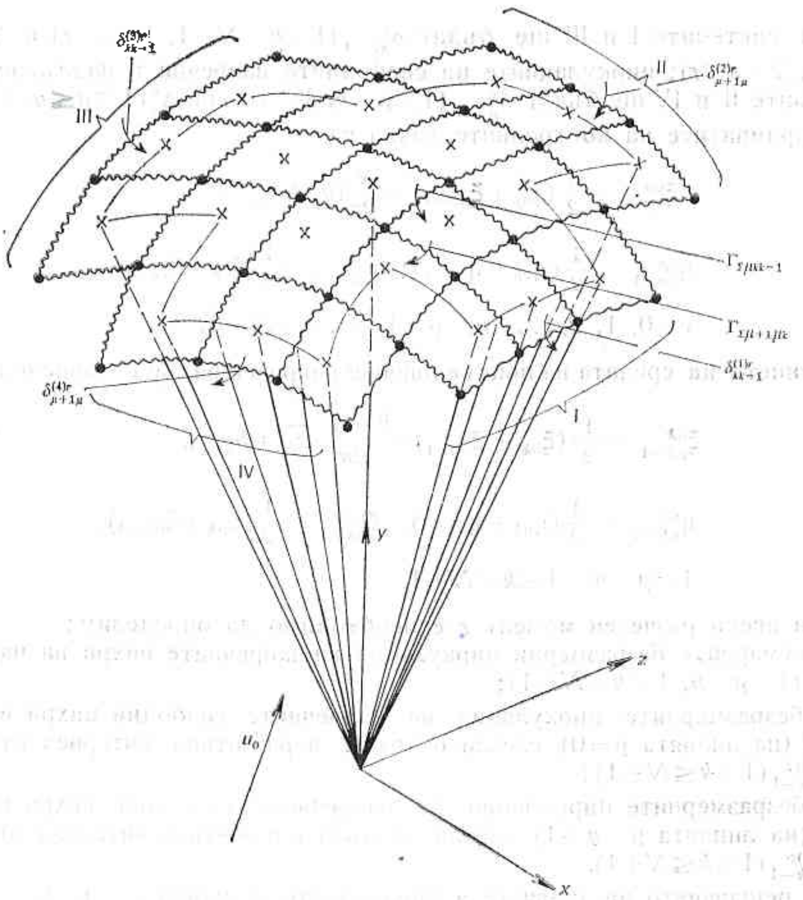
$$\bar{b}_p = \frac{b_p}{b} = \xi_{1p} - \xi_{0p}. \tag{3}$$

Считайки формата на носещата повърхнина известна и зададена чрез координатите на ъгловите точки (на „предния" и „задния" ръб), определяме координатите на характерните точки и вихровата схема. На всеки участък на разстояние $b_p/(2n)$ от неговия „преден" ръб поместваме напречен вихър, а на края на участъка — контролна точка (фиг. 3). Надлъжните вихри се поместват на краищата на разчетните ленти.

Въвеждаме единна система от означения за характерните точки на купола на парашута и за циркулацията на вихровите отрязъци в разчетния



Фиг. 3



Фиг. 4

момент от време r (фиг. 4). Напречните вихрови шнурове ще характеризираме чрез номерата μ (започвайки от горе на долу). На купола $1 \leq \mu \leq n$ и в системите I ($n+1 \leq \mu \leq n+r$) и III ($1-r \leq \mu \leq 0$).

Координатите на краищата на вихровите отрязъци са $\xi_{\mu k}, \eta_{\mu k}, \zeta_{\mu k}$ ($1-r \leq \mu \leq n+r$; $1-r \leq k \leq N+1$), а координатите на контролните точки ще са $\xi^{\nu p}_{\nu p-1}, \eta^{\nu p}_{\nu p-1}, \zeta^{\nu p}_{\nu p-1}$ ($0 \leq \nu \leq n$, $1 \leq p \leq N+1$). При изчисляване на аеродинамичните натоварвания е необходимо да знаем скоростта на средите на напречните и надлъжните отрязъци на купола на парашута. Техните координати означаваме съответно:

$$\xi^{\mu k-1}_{\mu k},\ \eta^{\mu k-1}_{\mu k},\ \zeta^{\mu k-1}_{\mu k} (1 \leq \mu \leq n;\ 1 \leq k \leq N+1),$$

$$\xi^{\mu+1\,k}_{\mu k},\ \eta^{\mu+1\,k}_{\mu k},\ \zeta^{\mu+1\,k}_{\mu k} (1 \leq \mu \leq n,\ 1 \leq k \leq N).$$

Ще използваме и аналогична система от означения за циркулациите. Допълнително въвеждаме индекс s или r, характеризиращ момента от време, в който са възникнали или се разглеждат тези циркулации. Циркулациите на сумарните напречни и надлъжни вихри ще означим $\Gamma^r_{\Sigma\mu k k-1}$ ($1 \leq \mu \leq n$, $1 \leq k \leq N+1$) и $\Gamma^r_{\Sigma\mu+1\,\mu k}$ ($1 \leq \mu \leq n$, $1 \leq k \leq N$), циркулациите на свободните вихри в системите I и III ще бъдат δ^s_{kk-1} $(1\leq k\leq N+1,\ 1\leq s\leq r)$ и Δ^s_k $(1\leq k\leq N+1,\ 2\leq s\leq r)$; циркулациите на свободните напречни и надлъжни вихри в системите II и IV ще бъдат $\delta^s_{\mu+1\mu}$ $(1\leq\mu\leq n,\ 1\leq s\leq r)$ и Δ^s_μ $(1\leq\mu\leq n,\ 2\leq s\leq r)$

Координатите на контролните точки са

$$\xi^{\nu p}_{\nu p-1}=\frac{1}{2}(\xi_{0p}+\xi_{0p-1})+\frac{\nu}{2n}(\bar{b}_p+\bar{b}_{p-1}),$$

$$\eta^{\nu p}_{\nu p-1}=\frac{1}{2}(\eta_{\nu p}+\eta_{\nu p-1});\quad \zeta^{\nu p}_{\nu p-1}=\frac{1}{2}(\zeta_{\nu p}+\zeta_{\nu p-1}), \tag{4}$$

$$\nu=0,\ 1,\ 2,\dots,\ n,\quad p=1,\ 2,\dots,\ N+1.$$

Положението на средата на присъединения напречен вихър се определя така:

$$\xi^{\mu k}_{\mu k-1}=\frac{1}{2}(\xi_{0k}+\xi_{0k-1})+\frac{\mu-\frac{1}{2}}{2n}(\bar{b}_k+\bar{b}_{k-1}),$$

$$\eta^{\mu k}_{\mu k-1}=\frac{1}{2}(\eta_{\mu k}+\eta_{\mu k-1}),\quad \zeta^{\mu k}_{\mu k-1}=\frac{1}{2}(\zeta_{\mu k}+\zeta_{\mu k-1}), \tag{5}$$

$$1\leq\mu\leq n,\quad 1\leq k\leq N+1.$$

Във всеки разчетен момент r е необходимо да определим:

а) сумарните безразмерни циркулации на напречните вихри на парашута $\Gamma^r_{\Sigma\,\mu kk-1}$ $(1\leq\mu\leq n,\ 1\leq k\leq N+1)$;

б) безразмерните циркулации на напречните свободни вихри в системата III (на линията $\mu=0$), слезли от ръба в разчетния интервал от време, т. е. $\delta^{(3)r}_{kk-1}$ $(1\leq k\leq N+1)$;

в) безразмерните циркулации на напречните свободни вихри в системата I (на линията $\mu=n+1$), слезли от ръба в разчетния интервал от време, т. е. $\delta^{(1)r}_{kk-1}$ $(1\leq k\leq N+1)$.

От решаването на задачата в предходните моменти $(s=1,\ 2,\dots,\ r-1)$ са известни сумарните циркулации на напречните вихри на купола на парашута $\Gamma^s_{\Sigma\,\mu kk-1}$ $(1\leq s\leq r-1)$, циркулацията на напречните вихри в системата I $\delta^{(1)s}_{kk-1}$ $(1\leq s\leq r-1)$ и циркулацията на напречните вихри в системата III $\delta^{(3)s}_{kk-1}$ $(1\leq s\leq r-1)$. От вихровата схема (фиг. 4) следва, че към първия разчетен момент $r=1$ не успяват да се образуват надлъжните вихри в системите I, II, III и IV

$$\Delta^{(1)1}_k=\Delta^{(2)1}_\mu=\Delta^{(3)1}_k=\Delta^{(4)1}_\mu=0,\quad s=1. \tag{6}$$

Циркулациите на всички вихри на купола на парашута и извън него се изразяват чрез известните циркулации.

Съставляващите на смутената скорост в контролна точка с координати $\xi^{\nu p}_{\nu p-1}$, $\eta^{\nu p}_{\nu p-1}$, $\zeta^{\nu p}_{\nu p-1}$ се индуцират от напречни и надлъжни вихри на купола на парашута и системите I, II, III и IV

$$W^r_{\nu pp-1}=W^r_{\Sigma\,\nu pp-1}+W^r_{\mathrm{I}\,\nu pp-1}+W^r_{\mathrm{II}\,\nu pp-1}+W^r_{\mathrm{III}\,\nu pp-1}+W^r_{\mathrm{IV}\,\nu pp-1}. \tag{7}$$

Определят се по следния начин:

$$W^r_{\Sigma\nu pp-1}=\frac{1}{2\pi}\sum_{k=1}^{N+1}\sum_{\mu=1}^{n}\Gamma^r_{\Sigma\,\mu kk-1}(w^{\mu kk-1}_{\nu pp-1}-\sigma w^{\mu kk-1}_{\nu pp-1})+ \tag{8}$$

$$+\frac{1}{2\pi}\sum_{k=1}^{N+1}\sum_{\mu=0}^{n}\Gamma^{r}_{\Sigma\,\mu+1\mu k}\left(w^{\mu+1\mu k}_{\nu pp-1}-\sigma w^{\mu+1\mu k}_{\nu pp-1}\right).$$

Аналогично се определят и за останалите съставляващи.

Безразмерните скорости $w^{\mu kk-1}_{\nu pp-1}$ и $\sigma w^{\mu kk-1}_{\nu pp-1}$, $w^{\mu+1\mu k}_{\nu pp-1}$ и $\sigma w^{\mu+1\mu k}_{\nu pp-1}$ се изчисляват по известните формули [2] за следните аргументи:

$$w^{\mu kk-1}_{\nu pp-1}=w(\xi_{\mu k},\ \eta_{\mu k},\ \zeta_{\mu k},\ \xi_{\mu k-1},\ \eta_{\mu k-1},\ \zeta_{\mu k-1},\ \xi^{\nu p}_{\nu p-1},\ \eta^{\nu p}_{\nu p-1},\ \zeta^{\nu p}_{\nu p-1}),$$

$$\sigma w^{\mu kk-1}_{\nu pp-1}=w(\xi_{\mu k},\ \eta_{\mu k},\ \sigma\zeta_{\mu k},\ \xi_{\mu k-1},\ \eta_{\mu k-1},\ \sigma\zeta_{\mu k-1},\ \xi^{\nu p}_{\nu p-1},\ \eta^{\nu p}_{\nu p-1},\ \zeta^{\nu p}_{\nu p-1}),$$

$$w^{\mu+1\mu k}_{\nu pp-1}=w(\xi_{\mu k},\ \eta_{\mu k},\ \zeta_{\mu k},\ \xi_{\mu+1k},\ \eta_{\mu+1k},\ \zeta_{\mu+1k},\ \xi^{\nu p}_{\nu p-1},\ \eta^{\nu p}_{\nu p-1},\ \zeta^{\nu p}_{\nu p-1}),$$

$$\sigma w^{\mu+1\mu k}_{\nu pp-1}=w(\xi_{\mu k},\ \eta_{\mu k},\ \sigma\zeta_{\mu k},\ \xi_{\mu+1k},\ \eta_{\mu+1k},\ \sigma\zeta_{\mu+1k},\ \xi^{\nu p}_{\nu p-1},\ \eta^{\nu p}_{\nu p-1},\ \zeta^{\nu p}_{\nu p-1}).$$

От условията за непроницаемост следва, че нормалната съставляваща на относителната скорост на купола е равна на нула. Това условие се изпълнява във всички контролни точки с координати $\xi^{\nu p}_{\nu pp-1}$, $\eta^{\nu p}_{\nu pp-1}$, $\zeta^{\nu p}_{\nu pp-1}$ на всяка времева стъпка. За пространствен купол се записва така:

$$w_{\xi\nu p}\cos(\bar{n},\ \xi)_{\nu p}+w_{\eta\nu p}\cos(\bar{n},\ \eta)_{\nu p}+w_{\zeta\nu p}\cos(\bar{n},\ \zeta)_{\nu p}\tag{9}$$
$$=-\sin\beta\cos(\bar{n},\ \xi)_{\nu p}-\cos\beta\cos(\bar{n},\ \eta)_{\nu p}.$$

Сумирайки скоростите, индуцирани от всички вихрови системи и изпълнявайки в контролните точки граничното условие за непроницаемост, получаваме уравнения за определяне на безразмерните циркулации на сумарните вихри на парашута $\Gamma^{r}_{\Sigma\,\mu kk-1}$ и свободните напречни вихри в системата I $\delta^{(1)r}_{kk-1}$ и в системата III $\delta^{(3)r}_{kk-1}$. Тази система от уравнения се допълва от условията за постоянство на циркулацията по затворен течен контур, обхващащ разчетните ленти. В резултат получаваме

$$\sum_{k=1}^{N+1}\left(\sum_{\mu=1}^{n}\Gamma^{r}_{\Sigma\,\mu kk-1}\,a^{\mu kk-1}_{\nu pp-1}+\delta^{(1)r}_{kk-1}\,a^{\mathrm{I}\,kk-1}_{\nu pp-1}+\delta^{(3)r}_{kk-1}\,a^{\mathrm{III}\,kk-1}_{\nu pp-1}\right)=H^{r}_{\nu pp-1},\tag{10}$$

$$p=1,\ 2,\ \ldots,\ N+1;\quad \nu=\overline{1,n};\quad r=1,\ 2\ldots$$

$$\sum_{\mu=1}^{n}\Gamma^{r}_{\Sigma\,\mu kk-1}+\delta^{(1)r}_{kk-1}+\delta^{(3)r}_{kk-1}=c_{kk-1}-\sum_{s=1}^{r-1}\left(\delta^{(1)s}_{kk-1}+\delta^{(3)s}_{kk-1}\right),\tag{11}$$

$$k=1,\ 2,\ \ldots,\ N+1;\quad r=1,\ 2\ldots$$

Коефициентите a се определят по формули, аналогични на изложените в [2]. Коефициентите c_{kk-1} се определят от началните условия. Ако при $\tau_r>0$ куполът не смущава потока, то $c_{kk-1}=0$.

Нека в даден момент от време r краят на свободен вихър се намира в точка с координати ξ^{r}, η^{r}, ζ^{r}. В следващия момент $r+1$ тази точка се придвижва по вектора на относителната скорост на потока и достига точка с координати

$$\xi^{r+1}=\xi^{r}+\Delta\tau w^{r}_{x};\quad \eta^{r+1}=\eta^{r}+\Delta\tau w^{r}_{y};\quad \zeta^{r+1}=\zeta^{r}+\Delta\tau w^{r}_{z},\tag{12}$$

където $\Delta\tau$ е разчетен интервал на безразмерното време.

При разчет на нестационарно обтичане на тънки носещи повърхности е целесъобразно да се избира $\Delta\tau \simeq 1/R$, където R е броят на дискретните вихри [3].

Решението на системата уравнения (10) и (11) във всеки разчетен момент r се провежда независимо. Започваме с $r=1$. Тогава $H'_{\nu pp-1}=2\pi f_n(\xi^{\nu p}_{\nu pp-1}, \eta^{\nu p}_{\nu pp-1}, \zeta^{\nu p}_{\nu pp-1}, \tau_1)$ и положението на свободните вихри е известно. Те лежат в плоскости, допирателни към купола по линиите на неговите долни ръбове, симетрично по отношение на най-близките вихри на кръстообразния парашут (на линиите $\mu=0$, $\mu=n+1$, $k=0$, $k=N+1$). При това условие изчисляваме коефициентите на левите части на уравненията, решаваме системите (10) и (11) и определяме циркулациите $\Gamma^1_{\Sigma\mu kk-1}$, $\delta^{(1)1}_{kk-1}$ и $\delta^{(3)1}_{kk-1}$. По тези стойности изчисляваме циркулациите на останалите вихри и с помощта на (12) построяваме положението на свободните вихри при $r=2$ и т. н.

Решавайки системите (10) и (11), намираме сумарните циркулации на присъединените и свободните напречни вихри на парашута в разчетен момент $r=1, 2, \ldots$. а след това и на надлъжните вихри на парашута. За определяне на аеродинамичните натоварвания ще използваме непосредствено интеграла на Коши — Лагранж [2].

Безразмерната интензивност на разпределения вихров слой се изразява чрез циркулациите на дискретните вихри

$$\gamma^r_{\Sigma\,\varepsilon pp-1}=\Gamma^r_{\Sigma\,\varepsilon pp-1}\frac{n}{b_{pp-1}},\tag{13}$$

$$\gamma^{r\varepsilon+1p-1}_{\Sigma\,\varepsilon-1p}=\Gamma^{r\varepsilon+1p-1}_{\Sigma\,\varepsilon-1p}\frac{1}{l_{pp-1}},\tag{14}$$

където

$$\Gamma^{r\varepsilon+1p-1}_{\Sigma\,\varepsilon-1p}=\frac{1}{4}(\Gamma^r_{\Sigma\,\varepsilon\varepsilon-1p}+\Gamma^r_{\Sigma\,\varepsilon+1\varepsilon p}+\Gamma^r_{\Sigma\,\varepsilon\varepsilon-1p-1}+\Gamma^r_{\Sigma\,\varepsilon+1\varepsilon p-1}).$$

Изменението на сумарната циркулация по контура L се явява вследствие на възникването и схода от носещата повърхност на свободни вихри затова

$$\Delta\Gamma^r_{L\varepsilon pp-1}=\sum_{\mu=\varepsilon}^{n}(\Gamma^r_{\Sigma\,\mu pp-1}-\Gamma^{r-1}_{\Sigma\,\mu pp-1})+\delta^{(1)r}_{pp-1}+\delta^{(3)r}_{pp-1}.\tag{15}$$

Това изменение протича в течение на безразмерен отрязък от време $\Delta\tau$. При малка стъпка може да се приеме, че

$$\frac{\partial\Gamma^r_{L\varepsilon pp-1}}{\partial\tau}\approx\frac{\Delta\Gamma^r_{L\varepsilon pp-1}}{\Delta\tau}.\tag{16}$$

По известните аеродинамични натоварвания чрез сумиране по носещата повърхност намираме разпределените и сумарните характеристики.

След несложни преобразувания окончателно се получават формулите за разчет на разпределените и сумарните аеродинамични характеристики на парашута

$$c^r_{npp-1}=\frac{1}{n}\sum_{\varepsilon=1}^{n}\Delta\bar{p}^r_{\varepsilon pp-1},$$

$$m^r_{zpp-1} = -\frac{1}{n}\frac{1}{\bar{b}_{pp-1}}\sum_{\varepsilon=1}^{n}\Delta\bar{p}^r_{\varepsilon pp-1}\,\xi_{\varepsilon pp-1},$$

$$c^r_n = \frac{2}{n}\frac{b^2}{s}\sum_{p=1}^{N+1}\sum_{\varepsilon=1}^{n}{}'\,\Delta\bar{p}_{\varepsilon pp-1}\,\bar{b}_{pp-1}\,\bar{l}_{pp-1},$$

$$m^r_z = -\frac{2}{n}\frac{b^2}{s}\sum_{p=1}^{N+1}\sum_{\varepsilon=1}^{n}\Delta\bar{p}^r_{\varepsilon pp-1}\,\bar{b}_{pp-1}\,\bar{l}_{pp-1}\,\xi_{\varepsilon pp-1}.$$

Литература

1. Белоцерковский, С. М. Тонкая несущая поверхность в дозвуковом потоке газа. М., Наука, 1965.
2. Белоцерковский, С. М., М. И. Ништ. Отривное и безотривное обтекание тонких крильев идеальной жидкостью. М., Наука, 1978.
3. Белоцерковский, С. М., В. Н. Котовски, М. И. Ништ, Р. М. Федоров. Математическое моделирование плосконаралельного отривного обтекания тел. М., Наука, 1988.
4. Белоцерковский, С. М., Б. К. Скрипач, В. Г. Табачников. Крило в нестационарном потоке газа. М., Наука, 1971.
5. Белоцерковский, С. М., И. В. Днепров, А. Т. Пономорев, О. В. Рысев. — Динамика мягких тормозных систем. — МТТ, АН СССР, 1983, № 1.

Постъпила на 26. X. 1993 г.

Determination of some aerodynamical characteristics of a parachute system by the discrete vortexes method

Georgi Ivanov, Boris Bonev

(Summary)

The paper is aimed at the study of the nonstationary characteristics of a crosslike parachute. The mathematical treatment of the problem for the study of the parachute system movement has been outlined. The principle of schematization has been shown, the vortex structure has been computed and an idea of the disposition of the vortex systems and the control points has been provided. The equation systems have been defined by the solving of which the unknown circulations are determined. Formulae for the calculation of some aerodynamical characteristics of a parachute system in an ideal nonshrinking environment have been provided.