

УДК 534.29

О РОЛИ ВОЗДУХОНОСНЫХ ПАЗУХ В АЭРОДИНАМИКЕ НОСОВОЙ ПОЛОСТИ

О.Г. Аврунин¹, Н.И. Белецкий², А.И. Березняков²

¹Харьковский национальный университет радиоэлектроники, пр. Ленина, 14, Харьков, 61166, Украина

²Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл.Свободы, 4, Харьков, 61077, Украина

Поступила в редакцию 14 мая 2008 года

Построена упрощенная модель носовой полости с учетом наличия в ней воздухоносных пазух. Сделана попытка определить основные параметры и характеристики аэродинамического потока при его распространении в носовой полости. Рассмотрена задача о влиянии гайморовой полости на аэродинамику носовой полости в нормальном режиме, когда полость сообщается с носовым ходом посредством соустья, и патологическом режиме, когда полость закупорена и отсечена от носового хода.

На основании теоремы Гаусса и уравнения непрерывности показано, что воздухоносная полость является слабовентилируемой зоной. Вентилируемая часть воздухоносной полости составляет лишь 5 % общего её объёма, а остальная часть является зоной застоя.

При нормальном функционировании органов носовой полости в ней преобладает турбулентный режим воздушного потока, а при блокировании носовых полостей вследствие патологии – ламинарный. Особенностью турбулентности потока является гидродинамическое перемешивание движущейся среды, что обеспечивает более интенсивный по сравнению с ламинарным течением перенос импульса, тепла и массы.

Показано, что в турбулентном режиме, доминирующем в области локализации носовых раковин, изменение температуры вдоль оси носовой полости составляет величину около $2^{\circ}\text{K}/\text{м}$.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: носовая полость, воздухоносная полость, воздушный поток, вентиляция, турбулентный режим, ламинарный режим.

В настоящее время проблеме исследования физиологического функционирования придаточных пазух носа уделяется большое внимание. Однако, несмотря на большое количество работ в этой области, например [1-3], процесс прохождения воздуха через ходы носовой полости с учетом наличия в ней придаточных (воздухоносных) пазух до настоящего времени все еще недостаточно изучен. Остается неясным аэродинамический режим движения воздуха при его прохождении через участки носового хода, содержащие воздухоносные полости, степень сообщения которых с носовым ходом (т. е. степень обструкции) определяет ряд назальных патологий типа синуситов. Не вполне ясным

является также и вопрос о степени вентиляции придаточных пазух, которую можно установить, анализируя характер распространения воздушного потока внутри участков носового хода, содержащих эти пазухи.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МОДЕЛЬ

Целью данной работы является установление основных аэродинамических закономерностей, характеризующих процесс прохождения воздуха через носовую полость и особенностей, возникающих при ответвлении воздушного потока в придаточные пазухи. Рассматриваются модели нормального (в анатомическом смысле) и патологического расположения пазух по отношению к носовому ходу с целью установления основных аэродинамических различий между этими случаями.

Определим основные параметры и характеристики аэродинамического потока, необходимые для анализа его распространения в носовой полости. При этом следует иметь в виду, что в потоке могут одновременно существовать области чисто турбулентного, чисто ламинарного и смешанного характера течения, а также перемежающиеся области, в которых происходит чередование во времени того и другого характера течения.

Перепад давления Δp , уравновешивающий силу трения на участке трубы $\Delta \ell$, называют *сопротивлением участка трубы* и представляют формулой

$$\Delta p = \lambda \frac{\Delta \ell \rho u_{\text{ср}}^2}{D}, \quad (1)$$

где D – диаметр трубы, λ – коэффициент сопротивления $u_{\text{ср}}$ – средняя по сечению скорость потока.

Для ламинарного течения

$$\lambda_L = \frac{64}{\text{Re}}, \quad (2-a)$$

а для турбулентного течения (по формуле Блазиуса).

$$\lambda_T = \frac{0.3164}{\text{Re}^{0.25}} \quad (2-b)$$

Удельное гидродинамическое сопротивление (при течении жидкости или газа в трубе) определяется формулой

$$\rho_{\text{Gd}}^* = \frac{8\eta}{r^2}, \quad (3)$$

где r – локальный радиус трубы, η – коэффициент вязкости (для воздуха при нормальных условиях $\eta \approx 1,7 \cdot 10^{-5}$ Па·с).

С помощью этой величины закон Пуазейля можно представить в виде

$$Q = \frac{\Delta p}{\rho_{\text{Gd}}^* \frac{\Delta \ell}{S}}, \quad (4)$$

а гидродинамическое сопротивление участка трубы

$$R_{Gd} = \rho_{Gd}^* \frac{\Delta \ell}{S}. \quad (5)$$

АНАЛИЗ МОДЕЛИ И ОБСУЖДЕНИЕ ЕГО РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим воздушный поток на участке носового хода, включающем соустье воздухоносной полости (рис.1). На рисунке показано аксиальное (по отношению к оси соустья) сечение воздухоносной полости с характерными для верхнечелюстной пазухи размерами, которая считается в плане изометрической со средним размером ~ 25 мм. Выделим внутри пазухи область, ограниченную внутренней поверхностью пазухи и боковой поверхностью цилиндра, диаметр которого совпадает с диаметром D соустья, а высота – с глубиной h пазухи и рассчитаем поток вектора скорости воздуха через данную поверхность. Так как внутренняя поверхность пазухи непроницаема для воздуха, поток может быть отличным от нуля только на боковой поверхности цилиндра. В соответствии с теоремой Гаусса величина этого потока равна скорости генерирования объема V воздуха в полости, т. е.

$$\iint v_n dS = \frac{dV}{dt}, \quad (6)$$

где v_n – нормальная по отношению к боковой поверхности цилиндра скорость. Так как внутри выделенной поверхности отсутствуют источники и стоки воздуха,

$$\frac{dV}{dt} = 0, \quad (7)$$

откуда следует, что $\iint v_n dS = 0$. При этом возможны два случая: 1) во всех точках боковой поверхности цилиндра нормальная скорость $v_n = 0$; 2) на одних участках поверхности скорость $v_n > 0$ - совпадает с потоком, а на других $v_n < 0$ - противоположна, что также может привести к обращению в нуль полного потока вектора скорости. Однако, если разбить выделенную область компланарными сечениями, расстояния между которыми образуют бесконечно тонкие слои величиной dh , в пределах которых скорость может характеризоваться только вполне определенным значением, то из условия (7) следует, что это значение должно быть равным нулю, т. е. реализуется первый случай. При этом возможно существование тангенциальной скорости, направленной, как видно из рис. 1, вдоль r , которая поэтому в дальнейшем будет обозначаться v_r . Для оценки величины этой скорости запишем уравнение непрерывности для точки А, которое при условии несжимаемости среды и отсутствии источников имеет вид

$$\frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{\partial v_r}{\partial r} = 0. \quad (8)$$

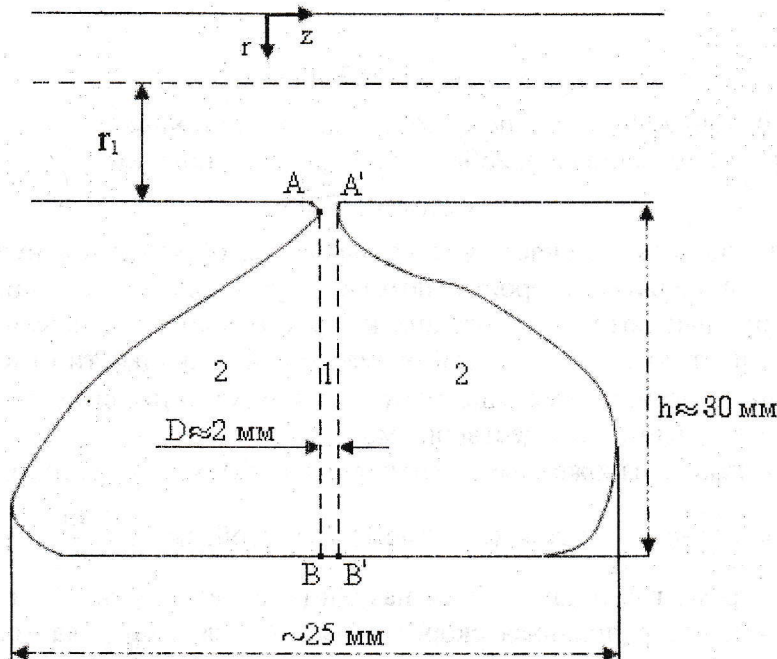


Рис.1 Аксиальное (по отношению к оси соустья) сечение воздухоносной верхнечелюстной полости.

Переходя в этом уравнении от частных дифференциалов к конечным приращениям и полагая, что точка А находится непосредственно на поверхности ткани на условной границе между носовым ходом и соустьем, а также считая, что изменение скорости происходит скачком на толщине граничного слоя δ (т. е. $\Delta z \approx \Delta r \approx \delta$), получим

$$\Delta v_z = -\Delta v_r. \quad (8-a)$$

Для нахождения этих величин запишем равенство потоков до входа в соустье ($z < A$) и после входа в него ($A < z < A'$):

$$\pi r_1^2 v_{z(1)} \approx \left[\pi r_1^2 + \pi \left(\frac{h}{2} \right)^2 \right] v_{z(2)},$$

где $v_{z(1)}$ - скорость воздушного потока перед соустьем ($z < A$) и $v_{z(2)}$ - после входа в соустье ($A < z < A'$). Полагая на основании данных [4, 5] $v_{z(1)} \approx 2,75$ м/с и средний радиус носового хода $r_1 \approx 3$ мм и считая в соответствии с рисунком $h \approx 30$ мм, находим

$$v_{z(2)} \approx 0,04 \text{ м/с.}$$

(Строго говоря, второй член в квадратных скобках в соответствии с рисунком должен иметь величину $(30 \cdot 25) \text{ мм}^2$, однако поскольку расчет является оценочным, это обстоятельство не имеет существенного значения).

В соответствии с полученными данными на основании уравнения (8-a) находим величину скачка радиальной скорости при входе в соустье:

$$\Delta v_r = -\Delta v_z \approx 2,7 \text{ м/с,}$$

и поскольку перед входом в соустье радиальная скорость $v_{r(1)} \approx 0$, внутри соустья ее величина

$$v_{r(2)} \approx 2,7 \text{ м/с.}$$

В симметричной точке A' , если не учитывать незначительное в этом случае влияние вязкости, повторяя проделанные преобразования, можно получить,

$$v'_{r(2)} \approx -2,7 \text{ м/с,}$$

т. е. радиальная скорость изменяет свое направление, обращаясь в нуль на оси соустья. Строго говоря, радиальная скорость потока обуславливает явление эжекции, т. е. вовлечение в струйный поток прилежащих к струе областей жидкости или газа, однако, «как показывает опыт, увлечение струей окружающей ее жидкости (эжекция) происходит в тем более узкой области, чем меньше вязкость жидкости» [6], следовательно для воздуха можно считать, это явление несущественным.

В соответствии с изложенным, вентиляция в пазухе происходит лишь в объеме 1, примыкающем к области соустья (см. рис.1). Этот объем $V = \frac{\pi D^2}{4} \cdot h$ имеет величину около 1 см^3 , в то время как общий объем пазухи (верхнечелюстной), составляет $(10 - 20) \text{ см}^3$. Предположим, что радиальная скорость изменяется в пределах соустья вдоль z по линейному закону, уменьшаясь от стенки соустья до его оси до нуля и возрастая по модулю при приближении к противоположной стенке. Тогда можно считать, что средняя скорость на каждой половине соустья равна половине пристеночной радиальной скорости. При этом расход в зоне вентиляции через каждую из половин соустья

$$Q \approx \frac{1}{2} \frac{v_{r(2)}}{2} \frac{\pi D^2}{4},$$

что составляет около $2 \text{ см}^3/\text{с}$, а среднее время вентиляции

$$t_v \approx 4 \frac{h}{v_{r(2)}}$$

составляет величину $\sim 0,05 \text{ с}$.

Таким образом, вентилируемая часть воздухоносной полости составляет лишь $(5 - 10) \%$ от ее общего объема, а остальная часть является зоной застоя.

Рассмотрим вопрос о влиянии гайморовой полости на аэродинамику носовой полости в нормальном режиме, когда полость сообщается с носовым ходом посредством соустья, и в патологическом режиме, когда полость закупорена и отсечена от носового хода. При этом аэродинамические параметры для первого случая будем снабжать индексом n , а для второго – индексом p . Расчет гидродинамического сопротивления носового хода длиной $\Delta l \approx 0,1 \text{ м}$, произведенный в соответствии с формулами (3),(5) для геометрических параметров, приведенных на рисунке, дает для обоих случаев приблизительно одинаковую величину $R_{gd(n)} \approx R_{gd(p)} \approx 5,2 \cdot 10^4 \text{ Па}\cdot\text{с}/\text{м}^3$, что по порядку величины совпадает с данными, полученными в [4]. Такая близость величин $R_{gd(n)}$ и $R_{gd(p)}$ является совершенно естественной в силу малости гидродинамического сопротивления участка, содержащего гайморову полость по сравнению с сопротивлением всего носового хода (без гайморовой полости). Однако степень турбулентности потока для рассматриваемых случаев может быть различной, несмотря на низкие значения числа

Рейнольдса внутри вентилируемого объема пазухи, где, как видно из приведенных характеристик потока, $Re \approx 400$, а также внутри носового хода, где, как было показано в [5], $Re \approx 1400$, что соответствует ламинарному течению (при этом принимается критическое значение числа Рейнольдса для цилиндрической трубы $Re_c \approx 2300$, что является его завышенной оценкой для рассматриваемого случая, так как резкие геометрические и материальные неоднородности носового хода понижают это значение Re_c). Однако ламинарный режим мог бы существовать при полученных значениях числа Рейнольдса только в изолированных друг от друга потоках. Если же ламинарный поток, распространяющийся через носовой ход, частично ответвляется в соустье пазухи, то в нем создается возмущение, что способствует его турбулентности [6]. Такой процесс соответствует нормальному режиму дыхания. В случае блокирования гайморовой полости («зарастания» соустья) участок носового хода становится однородным, и ламинарный режим в нем становится более устойчивым. Вывод о турбулентном характере потока при отсутствии патологии носовых каналов подтверждается результатами, приведенными в [7].

Особенностью турбулентного потока является гидродинамическое перемешивание движущейся среды, что обеспечивает более интенсивный по сравнению с ламинарным течением перенос импульса, тепла и массы. Уравнения турбулентного переноса, в соответствии с теорией Буссинеска [6], можно представить в виде, аналогичном уравнениям молекулярного переноса, если заменить длину свободного пробега λ величиной пути перемешивания (смешения) ℓ , составляющей около 0,1 толщины пограничного слоя δ . Поскольку всегда выполняется условие $\lambda \ll \delta$ величина турбулентной теплопроводности всегда существенно больше (более чем на порядок) молярной теплопроводности. Кроме того, турбулентная теплопроводность в пристеночной области обладает сильной анизотропией (продольная теплопроводность может превышать поперечную на 2 – 3 порядка) [7].

Рассмотрим теперь вопрос об изменении температуры воздуха при его движении в носовой полости. Поскольку при данных условиях воздух можно рассматривать как несжимаемую среду [4, 5], изменение его температуры в адиабатическом приближении может быть обусловлено лишь потерями на трение. Потери на трение в произвольно выделенном объеме V равны произведению потери давления Δp , на величину этого объема. Приравняв величину потерь на трение тепловой энергии, выделяющейся внутри объема, и представляя Δp в соответствии с формулой (1), получим

$$\lambda \frac{\Delta \ell}{D} \frac{\rho u_{cp}^2}{2} V = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} R \Delta T,$$

где i – число степеней свободы (для молекул, входящих в состав воздуха, $i = 5$), R – универсальная газовая постоянная.

Выражая в этом уравнении отношение m/V через плотность ρ , имеем

$$\lambda \frac{\Delta \ell}{D} \frac{u_{cp}^2}{2} = \frac{i}{2} \frac{R}{\mu} \Delta T. \quad (9)$$

Рассмотрим сначала ламинарное течение, для которого, как указывалось выше, величина коэффициента сопротивления связана с числом Рейнольдса соотношением $\lambda_L = \frac{64}{Re}$.

Подставляя в уравнение (9) λ_L с учетом того, что $Re = \frac{u_{cp} D}{\nu}$, найдем величину изменения температуры вдоль оси носового хода (аксиальный температурный градиент) при ламинарном течении

$$\left(\frac{\Delta T}{\Delta \ell}\right)_L = \frac{64\nu\mu u_{cp}}{iRD^2} \quad (10)$$

Подставляя в эту формулу значения вязкости воздуха $\nu \approx 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$, средней молярной массы воздуха $\mu = 29 \cdot 10^{-3} \text{ кг}/(\text{моль} \cdot \text{К})$ и полагая среднее значение диаметра носового хода $D \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ и среднюю по сечению скорость воздушного потока $u_{cp} \approx 1 \text{ м}/\text{с}$, определим приближенное численное значение аксиального температурного градиента при ламинарном течении:

$$\left(\frac{\Delta T}{\Delta \ell}\right)_L \approx 2 \cdot 10^{-2} \frac{\text{К}}{\text{м}}$$

Для турбулентного течения величина коэффициента сопротивления, как указывалось выше, связана с числом Рейнольдса соотношением $\lambda_T = \frac{0.3164}{Re^{0.25}}$, что позволяет определить в соответствии с уравнением (9) величину аксиального температурного градиента при турбулентном течении:

$$\left(\frac{\Delta T}{\Delta \ell}\right)_T = \frac{0.3164\mu u_{cp}^{7/4}}{iRD^{9/4}} \nu^{1/4}$$

Приближенное численное значение $\left(\frac{\Delta T}{\Delta \ell}\right)_T \approx 2 \frac{\text{К}}{\text{м}}$.

Полученные численные значения изменения температуры внутри носовой полости позволяют сделать вывод о том, что холодный воздух, проходящий через носовой ход и поступающий в бронхи при температуре, близкой к температуре вмещающих тканей, нагревается не за счет потерь на трение, а за счет теплопроводности, обусловленной турбулентным перемешиванием воздуха. По данным [8], согревание (и увлажнение) воздуха происходит в основном в полости носоглотки при контакте с протяженной поверхностью носовых раковин и завершается в нижних дыхательных путях. При этом сложный рельеф раковин способствует формированию турбулентного потока, обуславливающего высокую интенсивность теплообмена с прилегающими тканями. В этом смысле английское наименование носовой раковины Turbinate Bone является термином, отражающим ее функциональную роль.

ВЫВОДЫ

Воздухоносные полости являются зонами застоя воздуха, в которых вентилируется около 5-10% их объема.

При нормальном функционировании придаточных пазух (т. е. при отсутствии обструкции) аэродинамический режим воздушного потока в носовом ходу является в основном турбулентным, в то время как при обструкции пазух преобладает ламинарный режим.

При прохождении воздуха через носовую полость его нагревание осуществляется в основном за счет механизма турбулентной теплопроводности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Щурук Г.З. Можливості використання комп'ютерної томографії з об'ємною реконструкцією в діагностиці захворювань порожнини носа, навколососових пазух і лицьового черепа / ЖВНГХ.- 2001.- № 2.- С. 64.-69.
2. Бачинський.І.В., Рижик В.М., Гайналь М.О., Дудій П.Ф. Можливості комп'ютерної томографії при діагностиці захворювань верхньощелепних пазух // ЖВНГХ - 1999.- №3.- С. 54-56.
3. Безшапочний С.Б., Лобурець В.В. Ендоскопічна ендоназальна функціональна хірургія: достоїнства, недоліки, перспективи //Ринологія.- 2002.- №2.- С. 3-10.
4. Chometon F., Gillieron P., Laurent J., Ebbo D., Korfman P., Lecomte F., Sorrel-Dejerin N. Analyse Scientifique de l'Aérodynamique des Fosses Nasales. Actes du 106ème Congrès Paris (France) d'Oto-Rhino-Laryngologie et de Chirurgie de la Face et du Cou 1999.
5. Аврунин О.Г., Белецкий Н.И., Березняков А.И. Некоторые особенности динамики атмосферного аэрозоля в носовой полости // Біофізичний вісник.ХНУ – 2007 - Вип. 19 (2). – С. 105 – 111.
6. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа, М.: «Наука», - 1970, - 904 с.
7. Галин Н.М., Кириллов П.Л. Тепломассообмен. М.: Энергоатомиздат, 1987.- 376 с.
8. Физиология человека / Под ред. Р. Шмидта и Г. Тевса – Пер. с англ. М.: «Мир», 1996 – 642 с.