

01

Электромагнитная природа возникновения турбулентности

© И.А. Колмаков

Поступило в Редакцию 2 апреля 2001 г.

В окончательной редакции 10 ноября 2001 г.

На основе новых, экспериментально обоснованных представлений о взаимосвязи и влиянии полей различной физической природы и вихревого характера электромагнитного поля дается объяснение причины и механизма возникновения "из ничего" вихревого движения среды гидродинамического потока — начальной стадии турбулентности. Получены уравнения, описывающие процесс вихреобразования и "сценарии" эволюции турбулентности.

В исследованиях турбулентности весьма активно разрабатывается одна из ее стадий — "перемешивание" [1,2]. Для описания этой стадии предложены различные сценарии хаотизации движения среды потока, которые могли бы осуществляться с помощью различных механизмов: удвоения периодов; перехода через смежаемость; странных аттракторов и др. Однако сама возможность реализации в природе подобных сценариев и механизмов нуждается в физическом обосновании. В связи с этим (и иными обстоятельствами [3]) вопрос о причине и механизме возникновения турбулентности остается до сих пор открытым [1]. Коротко суть вопроса формулируется так: по каким причинам и как в первоначально потенциальном потоке ($\text{rot } \mathbf{v} = 0$) с прямолинейным профилем скоростей, при плавном и медленном увеличении расхода, вдруг "из ничего" появляются определяющие возникновение турбулентности вихревые (ротационные) движения среды? Заметим, что без вихревого движения никакого перемешивания "частиц среды" потока не происходило бы вовсе (различного рода флуктуации здесь не рассматриваются) и поэтому возникновением турбулентности является именно зарождение вихревого движения среды, служащего как бы "пусковым механизмом" стадии перемешивания. Уравнения, в решениях которых содержится ответ на поставленный вопрос, будут "включать в себя" и описание механизмов эволюции вихрей с последующей стадией перемешивания, т. е. сценарии эволюции

должны быть заложены в самих уравнениях, имеющих физическое обоснование.

Решение задачи о возникновении вихрей основывается на двух-полевым описании физических явлений. В данном случае одним из таких полей является электромагнитное (ЭМ), а другим — гидродинамическое (ГД) поле — поток среды. При этом предполагается, что "элементарные" частицы, атомы, молекулы и другие образования частично или полностью состоят из физической материи ЭМ природы, т.е. из материи, составляющей ЭМ поле. В этом случае объединения атомов, молекул и т.п. в различного рода макроскопические частицы среды, составляющие гидродинамический поток, будут иметь общую с ЭМ полем материальную основу, через которую могут осуществляться взаимосвязь и влияние ГД и ЭМ полей, имеющих с обычной точки зрения различную физическую природу [4]. На существование взаимодействий между ЭМ и ГД (аналогичными последним) полями указывают известные экспериментальные данные, восходящие еще к опытам Физо по увлечению эфира и работам по обнаружению светового давления Лебедева. В силу определенных выше свойств ЭМ и ГД полей движение в одном из них будет вызывать слабый "отклик" в другом, выражающийся в частичном вовлечении в движение одного поля другим. В рамках максвелловской электродинамики [5] движение частичек среды потока в этом случае с неизбежностью приведет к возникновению наряду с другими и вихревых ЭМ полей, а затем и вихревого движения среды. Таким образом, первопричиной возникновения гидродинамических вихрей с позиций изложенного являются связь между ЭМ и ГД полями и вихревой характер реакции ЭМ материи на движение среды. В реальных потоках возможны ЭМ поля и иного происхождения, например образующиеся вследствие электризации среды, при наличии относительного движения ее слоев, трения о стенку и иным причинам, однако это обстоятельство не отразится, в силу идентичности полей, на существовании рассматриваемого здесь вопроса.

Далее предполагается, что среда электрически нейтральная, вязкая и сжимаемая, а поток среды имеет прямолинейный профиль скоростей. Решение задачи о зарождении вихрей в потоке основывается на применении принципа наименьшего действия к одновременно и совместно существующим ЭМ и ГД полям, согласно которому соответствующий таким полям тензор энергии-импульса удовлетворяет равенству: $\partial T^{ik} / \partial x^k = 0$.

Из него получаем в трехмерной записи:

$$\nabla W + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} + \frac{1}{c^2} \left[\frac{\partial}{\partial t} (w\mathbf{v}) + \mathbf{e}_x (wv_x^2) + \mathbf{e}_y (wv_y^2) + \mathbf{e}_z (wv_z^2) \right] + \nabla P + \mathbf{R} = 0;$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{S} + \frac{\partial e}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) w + w \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{R} = & \frac{1}{c^2} \left\{ \mathbf{e}_x \left[\frac{\partial}{\partial y} (wv_x v_y) + \frac{\partial}{\partial z} (wv_x v_z) \right] \right. \\ & + \mathbf{e}_y \left[\frac{\partial}{\partial x} (wv_x v_y) + \frac{\partial}{\partial z} (wv_y v_z) \right] + \mathbf{e}_z \left[\frac{\partial}{\partial x} (wv_x v_z) + \frac{\partial}{\partial y} (wv_y v_z) \right] \left. \right\} \\ & - \frac{1}{4\pi} \left\{ \mathbf{e}_x \left[\frac{\partial}{\partial x} (E_x^2 + H_x^2) + \frac{\partial}{\partial y} (E_x E_y + H_x H_y) + \frac{\partial}{\partial z} (E_x E_z + H_x H_z) \right] \right. \\ & + \mathbf{e}_y \left[\frac{\partial}{\partial y} (E_y^2 + H_y^2) + \frac{\partial}{\partial x} (E_x E_y + H_x H_y) + \frac{\partial}{\partial z} (E_y E_z + H_y H_z) \right] \\ & \left. + \mathbf{e}_z \left[\frac{\partial}{\partial z} (E_z^2 + H_z^2) + \frac{\partial}{\partial x} (E_x E_z + H_x H_z) + \frac{\partial}{\partial y} (E_y E_z + H_y H_z) \right] \right\}, \end{aligned}$$

e , w — плотность энергии и энтальпия единицы объема среды потока; \mathbf{S} , W — вектор Пойтинга и плотность энергии ЭМ поля; c — скорость света (используем обозначения, принятые в [1,5]).

Полагаем, что скорость потока среды $v_0 \uparrow \uparrow \mathbf{OX}$, а течение, хотя и ламинарное, но настолько близкое к переходному между ламинарным и турбулентным, что небольшое, а в остальном произвольное, изменение скорости потока на "входе" — "возмущение": $\delta \mathbf{V}(0, t) = \mathbf{e}_x \cdot v'_x(0, t)$, причем $v'_y, v'_z = 0$ создает отдельные пространственно локализованные вихри в еще ламинарном потоке. Такая постановка задачи позволяет использовать для ее решения метод последовательных приближений. В первом приближении решения — поток ламинарный и образующиеся при возмущении скорости на входе $v'_x(0, t)$ импульсы и силы в среде, вследствие связи полей, создают вихревые потоки ЭМ поля и иные движения, в основном в направлении вдоль потока среды. Импульсное воздействие ЭМ полей на среду приведет к возникновению аналогичных движений и в среде, в частности к зарождению ГД вихрей (эта стадия описывается решением второго приближения). Последние, в свою

очередь, приведут к появлению ЭМ вихрей, но уже иной, отличной от исходной пространственной ориентации, вследствие чего и ГД вихри будут иметь также иную ориентацию относительно предшествующих, и т.д. В третьем приближении становится заметной роль пренебрежимо малых для второго приближения волновых ЭМ и ГД полей и их рассеяния. Не останавливаясь на описании последующих стадий эволюции турбулентности, заметим, что основные виды "источников", отвечающие всем стадиям, включая развитую турбулентность, дают уже решения первых двух-трех приближений. Далее рассматриваются первые два из них. Обозначая величины, имеющие смысл "возмущенных", штрихами, вводя в рассмотрение вязкость среды и предполагая адиабатичность изменений, вносимых возмущениями, из (1) получим следующие уравнения задачи первого приближения:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{S}'}{\partial t} + \mathbf{L}' - \mathbf{f}' \\ & + \mathbf{e}_x c^{-2} \left[w_0 \left(\frac{\partial v'_x}{\partial t} + 2v_0 \frac{\partial v'_x}{\partial x} \right) + v_0 \left(\frac{\partial w'}{\partial t} + v_0 \frac{\partial w'}{\partial x} \right) \right] + \nabla P' = 0; \\ & \frac{\partial W'}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{S}' + \frac{\partial e}{\partial t} + w_0 \frac{\partial v'_x}{\partial x} + v_0 \frac{\partial w'}{\partial x} = 0; \quad P' = \rho' c_{ak}^2; \end{aligned} \quad (2)$$

где $\mathbf{f}'_b = \eta \Delta v' + (\xi + \eta/3) \nabla \operatorname{div} \mathbf{v}'$; \mathbf{L}' — выражение во второй фигурной скобке для \mathbf{R} уравнения (1) в приращениях; c_{ak} — скорость звука в среде.

Уравнение (2) приводится к виду:

$$\begin{aligned} & \rho_0 c^2 \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\partial v'_x}{\partial t} - v_0 \frac{\partial v'_x}{\partial x} \right) - \frac{1}{\rho_0} \left(\xi + \frac{4}{3} \eta \right) \Delta v'_x \right] \\ & = v_0 \frac{\partial^2 W'}{\partial t \partial x} + \left(v_0 \nabla - \frac{\partial}{\partial t} \right) \operatorname{div} \mathbf{S}' - c^2 \operatorname{div} \mathbf{L}'. \end{aligned} \quad (3)$$

Из (3) следует, что и при небольших скоростях потока v_0 влияние вязкости весьма незначительно (даже для глицерина) и поэтому в первом приближении вязкостью можно пренебречь, хотя учет ее не вызывает трудностей при решении. Тогда в предположении "малости" пространственно-временных изменений ЭМ полей и потоков на начальной стадии, используя условие на границе при $x = 0$, $v'_x = v'_x(0, t)$,

получим из (3):

$$v'_x(x, t) = v'_x(0, t) - \frac{xt}{2\rho_0 c^2} \left[\frac{\partial^2 W'}{\partial t^2} + \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \mathbf{S}' - v_0 \left(\frac{\partial^2 W'}{\partial t \partial x} + \operatorname{rot}_x \operatorname{rot} \mathbf{S}' + \Delta S'_x \right) \right], \quad (4)$$

где $x = -v_0 t$.

Таким образом, согласно (4), изменение расхода на входе сопровождается передачей импульса среды ЭМ полю и появлением линейно нарастающих в направлении течения по скорости v_0 , координате x и времени t преимущественно вихревых потоков энергии. Заметим, что решение, аналогичное (4), имеет место и для несжимаемой среды. Уравнения второго приближения тем же путем, что и для первого, можно свести к следующему:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - v_0 \frac{\partial}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial W''}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{S}'' \right) + \rho_0 c^2 \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_0 \frac{\partial}{\partial x} \right) \operatorname{div} \mathbf{v}'' - v_0 \Delta v''_x - \rho_0^{-1} \nabla \mathbf{f}''_b \right] = f(t) \left(\frac{\partial}{\partial t} - v_0 \frac{\partial}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial W'}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{S}' \right), \quad (5)$$

где $f(t) = v_0^{-1} \cdot v'_x(0, t) \cdot [1 - (x - 3/2)v_0 c_{ak}^{-1}] + (2c_{ak})^{-1} (1 - v_0 c_{ak}^{-1}) t \cdot v'_x(0, t)$.

В тех же ограничениях и условиях, что и в первом приближении, приведем решение уравнения (5) к следующей удобной для анализа форме:

$$\begin{aligned} & v_0 t x \{ [2 + (\rho_0 v_0)^{-1} \cdot \eta x \Delta] \operatorname{rot}_x \operatorname{rot} \mathbf{v}'' - [1 - (\rho_0 v_0)^{-1} \cdot \eta y \Delta] \operatorname{rot}_y \operatorname{rot} \mathbf{v}'' \\ & - [1 - (\rho_0 v_0)^{-1} \cdot \eta z \Delta] \operatorname{rot}_z \operatorname{rot} \mathbf{v}'' - (\rho_0 v_0)^{-1} (3\xi + 4\eta) \operatorname{div} \mathbf{v}'' \} \\ & = 6f(t) [v'_x(0, t) - v'_x]. \end{aligned} \quad (6)$$

(Другая форма — из трех уравнений для каждой из компонент ротора в (6) имеет приближенное аналитическое решение).

Уравнение (6) раскрывает механизм образования ГД вихрей. В частности, из (6) видно, что ЭМ вихревые источники действительно создают вихревые потоки среды, пропорциональные, как и в первом приближении, значениям v_0 , t и x . Однако роль вязкости здесь принципиально изменяется. Разделив обе части (6) на $(v_0 t x)$, приходим к выводу,

что вязкость η через произведения ее с координатами x , y , z и оператором Δ определяет пространственные масштабы и изменения градиентной структуры вихрей. Вихревое движение $\text{rot}_x \text{rot } v''$ ослабевает вследствие возникновения вихревых компонент $\text{rot}_x \text{rot } v''$, $\text{rot}_z \text{rot } v''$, уменьшающихся за счет обусловленного вязкостью роста вихревых областей. Источники же образуются в результате взаимодействия ЭМ полей со входными возмущениями среды, которые, по существу, и определяют характер полей, в частности вихреобразование. В последующие моменты времени ГД вихри вызовут вновь появление ЭМ, а затем и ГД вихрей, но уже, как отмечалось, отличной от предшествующих пространственной ориентации. Нарастание процесса вихреобразования приведет к перемешиванию среды потока, т.е. к турбулизации. Более детальное и точное исследование зарождения и развития вихрей можно получить путем решения уравнений (3, 5) численными методами.

Есть основания полагать, что турбулентность как явление выходит за рамки гидрогазодинамических понятий и является изначальным и всеобщим свойством физической материи в целом; в частности, присуща Космосу (объектам космического масштаба), биологическим, социальным и другим системам, т.е. возможен единый подход к проблеме турбулентности.

Список литературы

- [1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М., Наука, 1988. 733 с.
- [2] Нелинейные волны. Самоорганизация. / Отв. ред. А.В. Гапонов-Грехов, М.И. Рабинович. М.: Наука, 1983. 364 с.
- [3] Джозеф Д. Устойчивость движений жидкости. М.: Мир, 1981. 638 с.
- [4] Колмаков И.А. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 2. С. 56–62.
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1988. 509 с.