

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС

В

ЯДЕРНО-

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ

УСТАНОВКАХ

***ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС
В ЯДЕРНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
УСТАНОВКАХ***

Тема № 7

**ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ
ТЕОРИИ
ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ**

Весьма эффективным является метод изучения обтекания тел потоком жидкости (газа), когда всё поле течения разбивается на две части — область течения идеальной жидкости и тонкий пограничный слой у поверхности тела.

03

Течение в первой области изучается с помощью уравнений движения идеальной жидкости, что позволяет определить распределение давления вдоль поверхности тела; тем самым определяется и давление в пограничном слое.

Течение внутри пограничного слоя рассчитывается после этого с учётом вязкости, теплопроводности и диффузии, что позволяет определить поверхностное трение и коэффициент теплоотдачи.

Такой подход оказывается неприменимым в явном виде в случае отрыва потока от поверхности тела.

Он неприменим и при малых Re , когда влияние вязкости распространяется на довольно большие расстояния от поверхности тела.

ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ – область течения вязкой жидкости (газа) с малой по сравнению с продольными размерами поперечной толщиной, образующаяся у поверхности обтекаемого твёрдого тела или на границе раздела двух потоков жидкости с различными скоростями, температурами или химическим составом.

04

Пограничный слой характеризуется резким изменением в поперечном направлении

скорости (**динамический** пограничный слой),

или

температуры (**тепловой**, или **температурный**, пограничный слой),

или

концентраций отдельных химических компонентов (**диффузионный**, или

концентрационный, пограничный слой)

или

импульса (**толщина вытеснения**).

Толщина δ динамического пограничного слоя определяется как то *расстояние от поверхности тела (или от границы раздела жидкостей), на котором скорость в пограничном слое можно практически считать равной скорости во внешнем потоке.*

«Практически равный» означает следующее:

$$V_{BL} = 0,99 \cdot v_{\infty}$$

иногда

$$V_{BL} = 0,995 \cdot v_{\infty} \quad .$$

V_{BL} – скорость течения на внешней границе пограничного слоя,

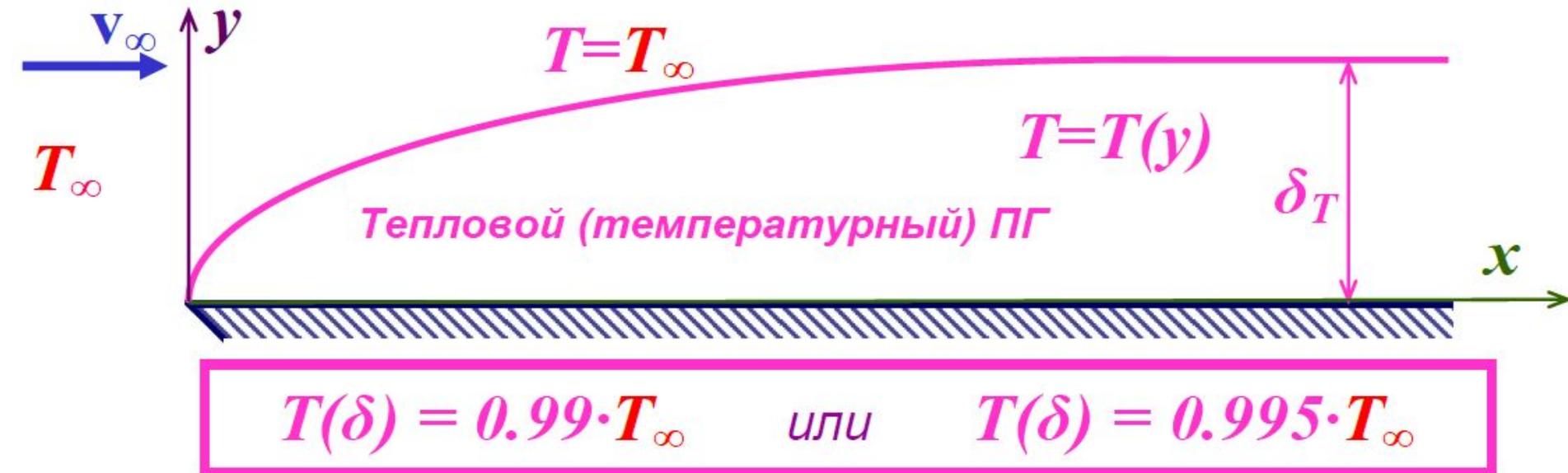
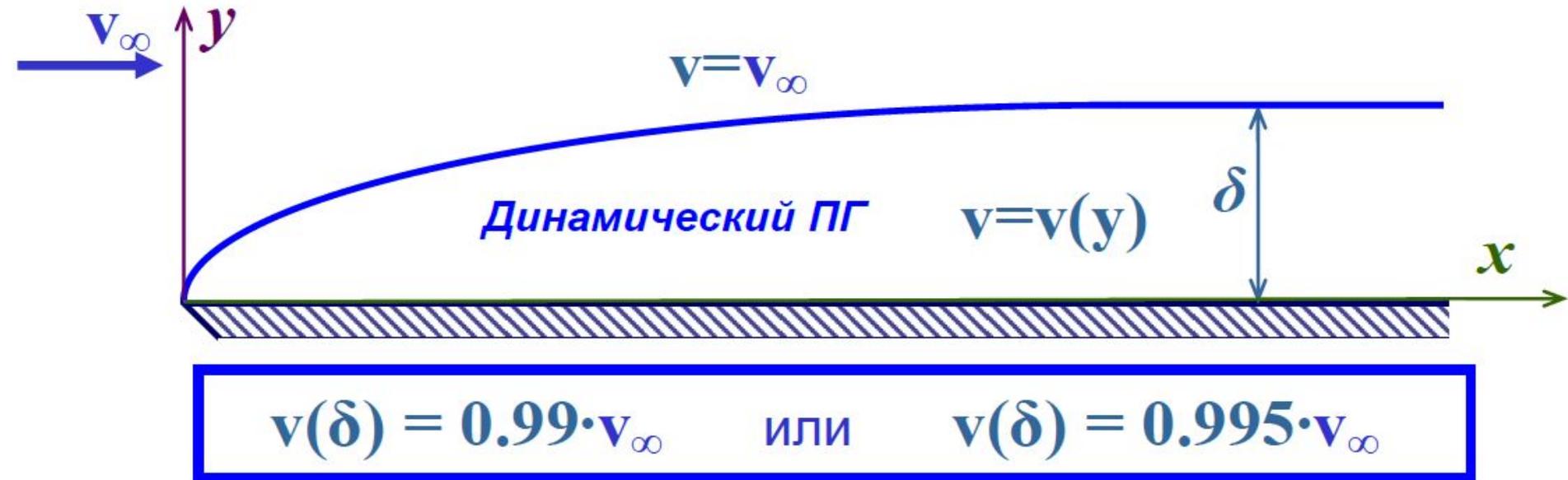
v_{∞} – скорость невозмущённого («на бесконечности») течения

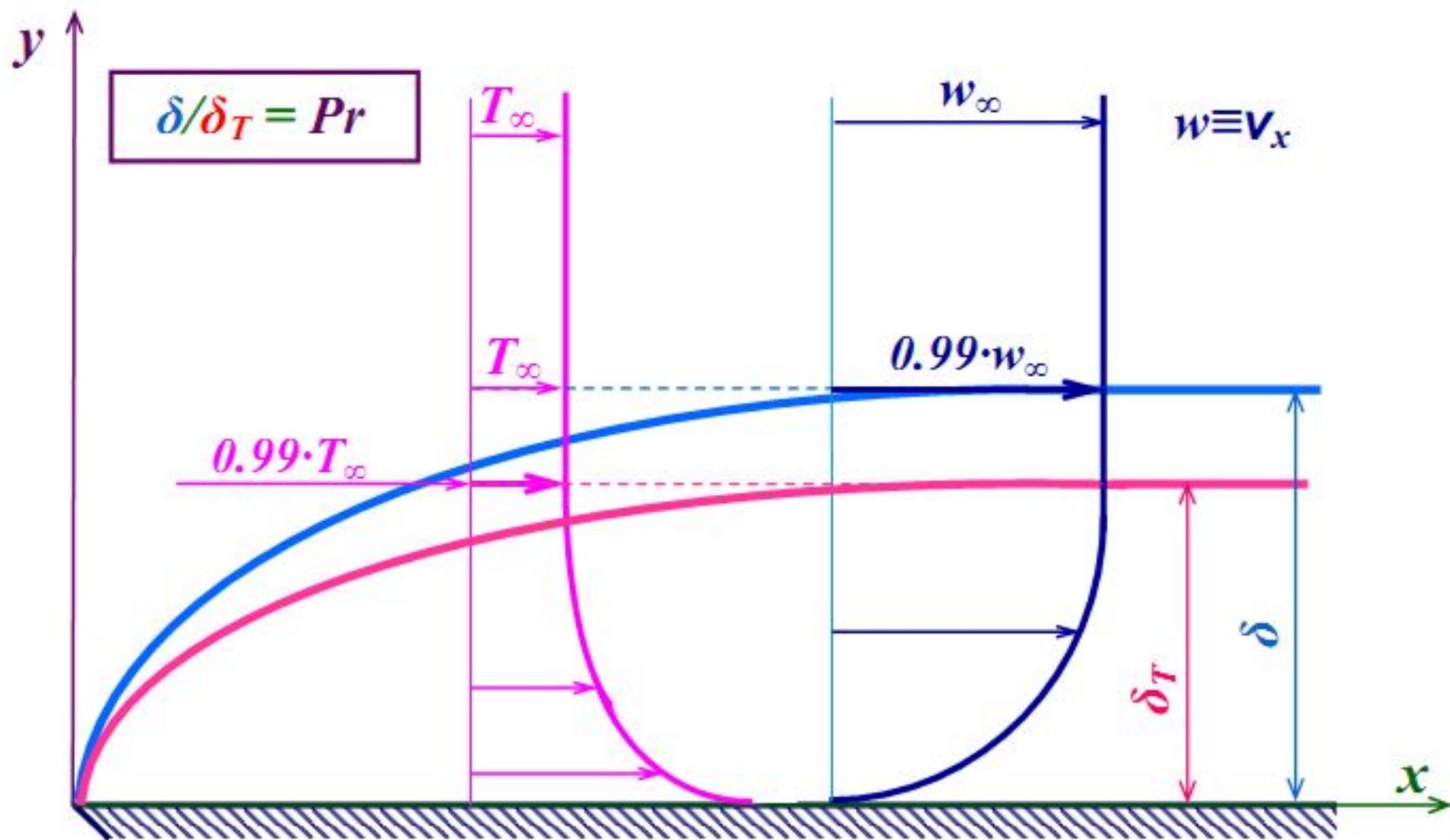
Величина δ зависит *главным образом* от числа Рейнольдса.

При ламинарном режиме течения $\delta_{\text{lam}} : L \cdot \text{Re}^{-0.5}$.

При турбулентном — $\delta_{\text{turb}} : L \cdot \text{Re}^{-0.2}$.

L — характерный размер тела.





Плоские гидродинамический и тепловой пограничные слои ($Pr > 1$) и профили скорости и температуры (пластина тепловыделяющая)

На формирование течения в пограничном слое основное влияние оказывают

- вязкость,
 - теплопроводность
- и
- диффузионная способность жидкости (газа).

Внутри динамического пограничного слоя происходит плавное изменение скорости от её значения во внешнем потоке до нуля на стенке (вследствие прилипания вязкой жидкости к твёрдой поверхности).

Аналогично внутри теплового и диффузионного пограничных слоёв плавно изменяются температура и концентрация, соответственно.

Режим течения в динамическом пограничном слое зависит от числа Рейнольдса

11

и может быть
ламинарным или **турбулентным**.

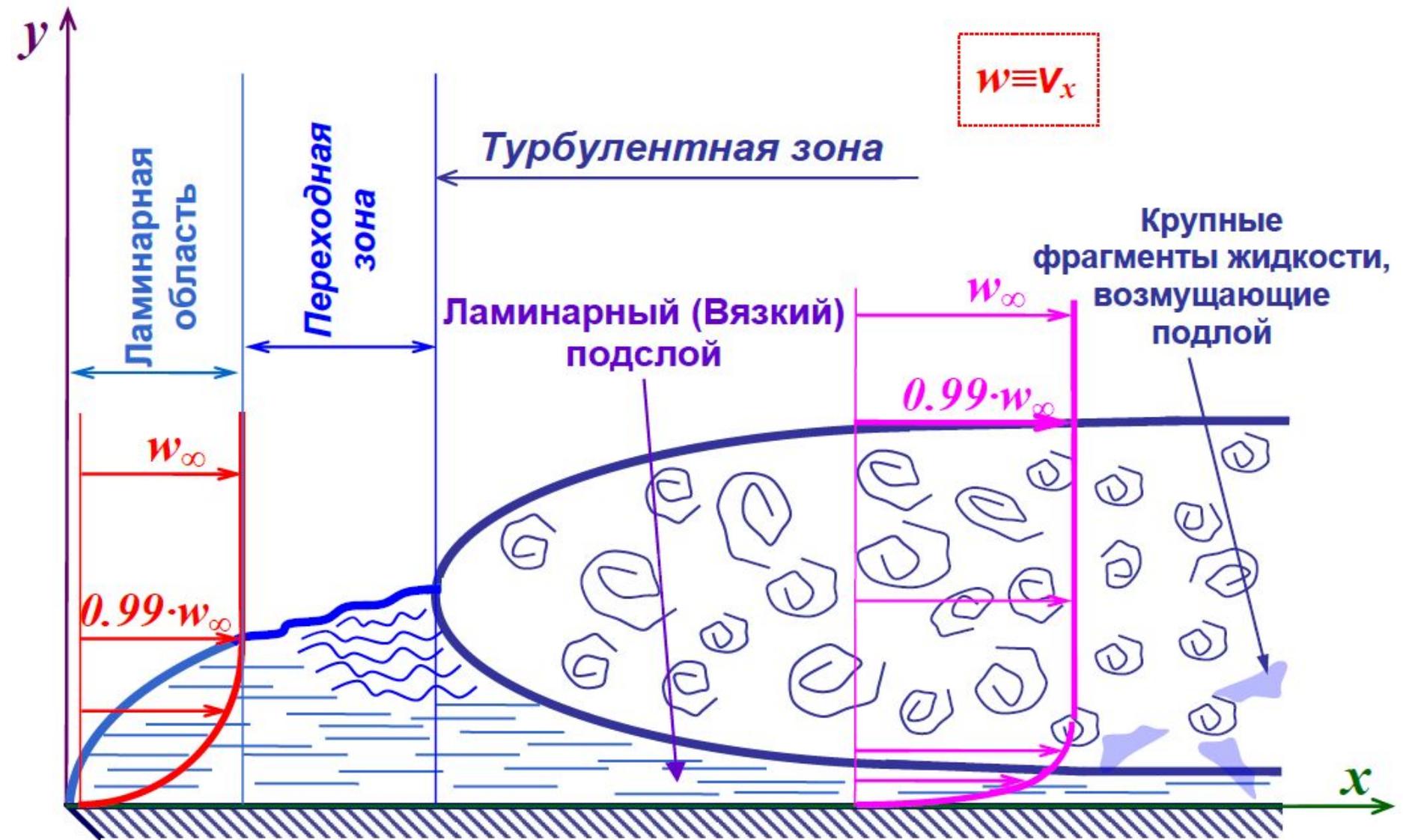
При **ламинарном режиме** отдельные частицы жидкости (газа) движутся по траекториям, форма которых близка к форме обтекаемого тела или условной границы раздела между двумя жидкими (газообразными) средами.

При **турбулентном режиме** в пограничном слое на некоторое усреднённое движение частиц жидкости в направлении основного потока налагается хаотическое, пульсационное движение отдельных жидких конгломератов.

В результате интенсивность процессов тепло- и массопереноса резко увеличиваются, что приводит к возрастанию коэффициента поверхностного трения и коэффициента теплоотдачи.

Значение критического числа Рейнольдса, при котором происходит переход в пограничном слое ламинарного течения в турбулентное, зависит от степени шероховатости обтекаемой поверхности, уровня турбулентности внешнего потока, числа Маха и некоторых других факторов.

При этом переход ламинарного режима течения в турбулентный с возрастанием Re происходит в пограничном слое не внезапно, а имеется переходная область, где попеременно чередуются ламинарный и турбулентный режимы.



Развитие плоского гидродинамического пограничного слоя

Развитие теплового пограничного слоя определяется, помимо числа Рейнольдса, также числом Прандтля, которое характеризует соотношение между толщинами динамического и теплового пограничного слоя.

Соответственно на развитие диффузионного пограничного слоя дополнительное влияние оказывает диффузионное число Прандтля, или число Шмидта.

При больших скоростях внешнего потока газа внутри пограничного слоя происходит переход кинетической энергии молекул в тепловую, вследствие чего локальная температура газа увеличивается.

В случае теплоизолированной поверхности температура газа в пограничном слое может приближаться к температуре торможения.

Характер течения в пограничном слое оказывает решающее влияние на отрыв потока от поверхности обтекаемого тела.

Причина этого заключается в том, что при наличии достаточно большого положительного продольного градиента давления кинетическая энергия заторможенных в пограничном слое частиц жидкости становится недостаточной для преодоления сил давления, течение в пограничном слое теряет устойчивость и возникает так называемый отрыв потока.

Характер течения в пограничном слое оказывает решающее влияние на **отрыв потока от поверхности обтекаемого тела.**

Причина этого заключается в том, что при наличии достаточно большого положительного продольного градиента давления кинетическая энергия заторможенных в пограничном слое частиц жидкости становится недостаточной для преодоления сил давления, течение в пограничном слое теряет устойчивость и возникает так называемый отрыв потока .

При очень больших числах Рейнольдса толщина пограничного слоя очень мала по сравнению с характерными размерами тела.

Поэтому почти во всей области течения, за исключением тонкого пограничного слоя, влияние сил вязкости несущественно по сравнению с инерциальными силами, и жидкость в этой области можно рассматривать как идеальную.

Одновременно вследствие малой толщины пограничного слоя давление в нём в поперечном направлении можно практически считать постоянным.

Плоский пограничный слой

19

$$\delta \ll L \Rightarrow d\delta \ll dL \Rightarrow dy \ll dx \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial v^x}{\partial x} \ll \frac{\partial v^x}{\partial y} \\ \frac{\partial^2 v^x}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 v^x}{\partial y^2} \end{array} \right. .$$

$$\frac{\partial v^x}{\partial x} \approx -\frac{\partial v^y}{\partial y} .$$

Из уравнения неразрывности
следует

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\partial v^x}{\partial x} \approx -\frac{\partial v^y}{\partial y} \\ \frac{\partial v^x}{\partial x} \ll \frac{\partial v^x}{\partial y} \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{\partial v^y}{\partial y} \ll \frac{\partial v^x}{\partial y} .$$

Из уравнения движения $\frac{\partial P}{\partial y} \ll \frac{\partial P}{\partial x} .$

По поперечному сечению пограничного слоя статическое давление можно считать постоянным.

Уравнения пограничного слоя (уравнения Прандтля)

20

Для плоского пограничного слоя

$$\begin{cases} \rho \left(v^x_{,t} + v^x v^x_{,x} + v^y v^x_{,y} \right) = -P_{,x} + \left(\mu v^x_{,y} \right)_{,y} & ; \\ P_{,y} = 0 & ; \\ \left(\rho v^x \right)_{,x} + \left(\rho v^y \right)_{,y} = 0 & . \end{cases}$$

$$\begin{cases} \rho \left(\frac{\partial v^x}{\partial t} + v^x \frac{\partial v^x}{\partial x} + v^y \frac{\partial v^x}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v^x}{\partial y} \right) & ; \\ \frac{\partial P}{\partial y} = 0 & ; \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho v^x \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho v^y \right) = 0 & . \end{cases}$$

Толщина пограничного слоя δ зависит от расстояния x от передней кромки пластины, скорости потока w_∞ и кинематического коэффициента вязкости ν .

Для ламинарного пограничного слоя

$$\delta_{\text{л}} = 5 \frac{x}{\sqrt{Re_x}} = 5 \sqrt{\frac{x \nu}{w_\infty}} .$$

Для турбулентного пограничного слоя

$$\delta_{\text{т}} = 0.37 \frac{x}{Re_x^{0.2}} = 0.37 \sqrt[5]{\frac{x^4 \nu}{w_\infty}} .$$

Здесь $Re_x = w_\infty x / \nu$ – число Рейнольдса, в котором в качестве характерного размера принято расстояние от передней кромки пластины: x .

При обтекании плоской пластины принято полагать $Re_{x_{кр}} = 5 \cdot 10^5$.

Более подробный анализ показывает, что величина $Re_{кр}$ зависит от ряда факторов.

Основное влияние оказывает *степень начальной турбулентности набегающего потока*, то есть наличие в потоке начальных возмущений и завихрений.

Степень турбулентности потока принято характеризовать отношением величины средней скорости турбулентных пульсаций v_{Π} к скорости движения потока w_{∞} , то есть коэффициентом $k = v_{\Pi} / w_{\infty}$.

Чем выше начальная турбулентность потока, тем меньше величина $Re_{кр}$.

Средняя скорость пульсаций в потоке определяется так:

$$v_{\Pi} = \sqrt{\frac{1}{3} (v')^2_{\text{CP}}},$$

где v' – мгновенное значение пульсационной составляющей скорости;

$(v')^2_{\text{CP}}$ – усредненное по времени значение квадрата v' .

Кроме того, на величину $Re_{кр}$ может влиять шероховатость поверхности пластины, интенсивность теплообмена и т. д.

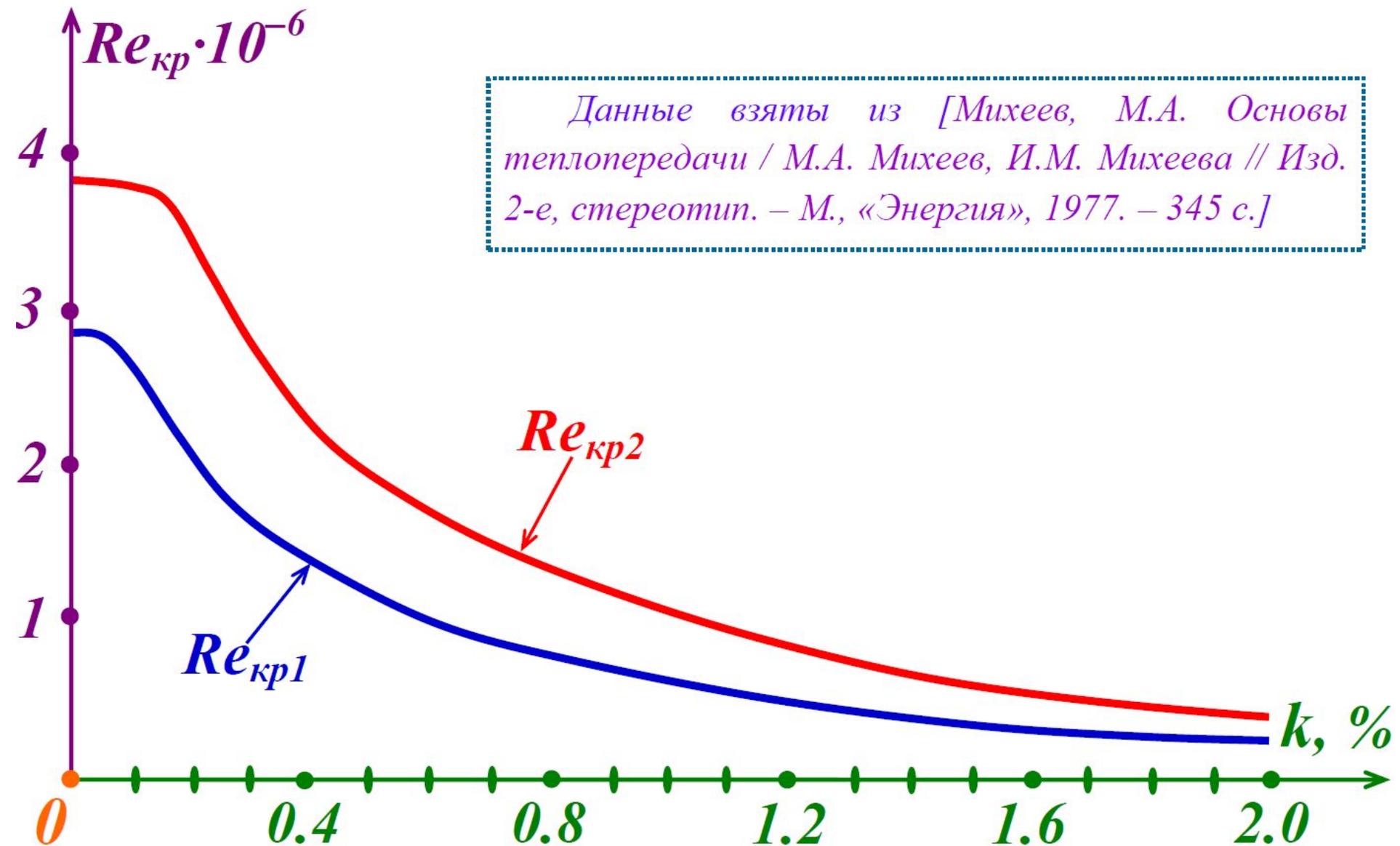
Сам переход от ламинарного к турбулентному режиму течения жидкости в пограничном слое, как показывают натурные эксперименты, происходит не в точке, а на некотором участке.

Вследствие этого иногда вводят два значения $Re_{кр}$.

$Re_{кр1}$ – критическое число Рейнольдса, характеризующее точку начала перехода от ламинарного к переходному режиму течения: в пограничном слое возникают первые турбулентные вихри.

$Re_{кр2}$ – критическое число Рейнольдса, характеризующее начало развитого турбулентного режима.

На рисунке приведены зависимости $Re_{кр1}$ и $Re_{кр2}$ от k – степени начальной турбулентности набегающего потока.



Впервые теоретический расчёт распределения скоростей в ламинарном пограничном слое выполнил **Г. Блазиус** в 1908 г.

Он установил, что отношение скоростей $w(x, y)/w_\infty$ зависит только от одной переменной $\eta = y[w_\infty / (\nu x)]^{1/2}$, то есть профиль скорости в пограничном слое имеет вид:

$$w/w_\infty = f(\eta) \quad (*)$$

График этого профиля показан на рисунке.

Хотя строго теоретически w стремится к значению w_∞ лишь асимптотически, что уже при значении $\eta \approx 5$ различие между w и w_∞ практически исчезает: при $\eta \approx 5$ $w \approx 0.99 \cdot w_\infty$.

Это значение $\eta = 5$ определяет расстояние $y = \delta$, принимаемое обычно за толщину ламинарного пограничного слоя.

Отсюда следует формула (*).

Чтобы описать взаимодействие потока и поверхности омываемого твёрдого тела используют понятие силы трения: контактная силы, характеризующей динамическое взаимодействие потока жидкости и омываемого тела.

Основываясь на принципе напряжений (Тема-1) эту силу можно выразить через соответствующий тензор напряжений.

Можно трактовать поверхностное трение как соответствующие компоненты тензора дополнительных напряжений, определяемые плоскостью, касательной омываемой поверхности в рассматриваемой точке.

В нашем случае течение одномерное. Поэтому отличной от нуля будет только компонента тензора, характеризующая названную плоскость и направление течения, то есть компонента $\{y, x\}$.

Для ньютоновских жидкостей из реологического закона

$$\tau^{\alpha\beta} \equiv \mu \left[\left(v^{\alpha, \beta} + v^{\beta, \alpha} \right) - \frac{2}{3} \delta^{\alpha\beta} v^{\gamma, \gamma} \right] + \zeta \delta^{\alpha\beta} v^{\gamma, \gamma} .$$

получаем выражение для искомой компоненты тензора касательного напряжения:

$$\tau^{yx} = \mu v^{x, y} \equiv \mu \frac{\partial w}{\partial y} .$$

Величину силы поверхностного трения естественно определить так

$$f_{\text{fric}} \equiv \mu \left. \frac{\partial w}{\partial y} \right|_{y \rightarrow 0} .$$

С учётом зависимости (*) можем записать следующие соотношения:

27

$$\left. \frac{\partial w}{\partial y} \right|_{y \rightarrow 0} = \left. \frac{\partial w}{\partial \eta} \right|_{y \rightarrow 0} \frac{\partial \eta}{\partial y} = w_0 \sqrt{\frac{w_0}{\nu x}} \cdot \left. \frac{\partial f(\eta)}{\partial \eta} \right|_{\eta \rightarrow 0} = 0.33 \cdot w_0 \sqrt{\frac{w_0}{\nu x}} .$$

Численный коэффициент **0.33** получен из анализа информации представленной на рисунке (следующий слайд) и очевидного соотношения:

$$\left. \frac{\partial f(\eta)}{\partial \eta} \right|_{\eta \rightarrow 0} = \operatorname{tg} \beta = 0.33 .$$

Теперь запишем окончательное выражение для силы поверхностного трения при ламинарном течении:

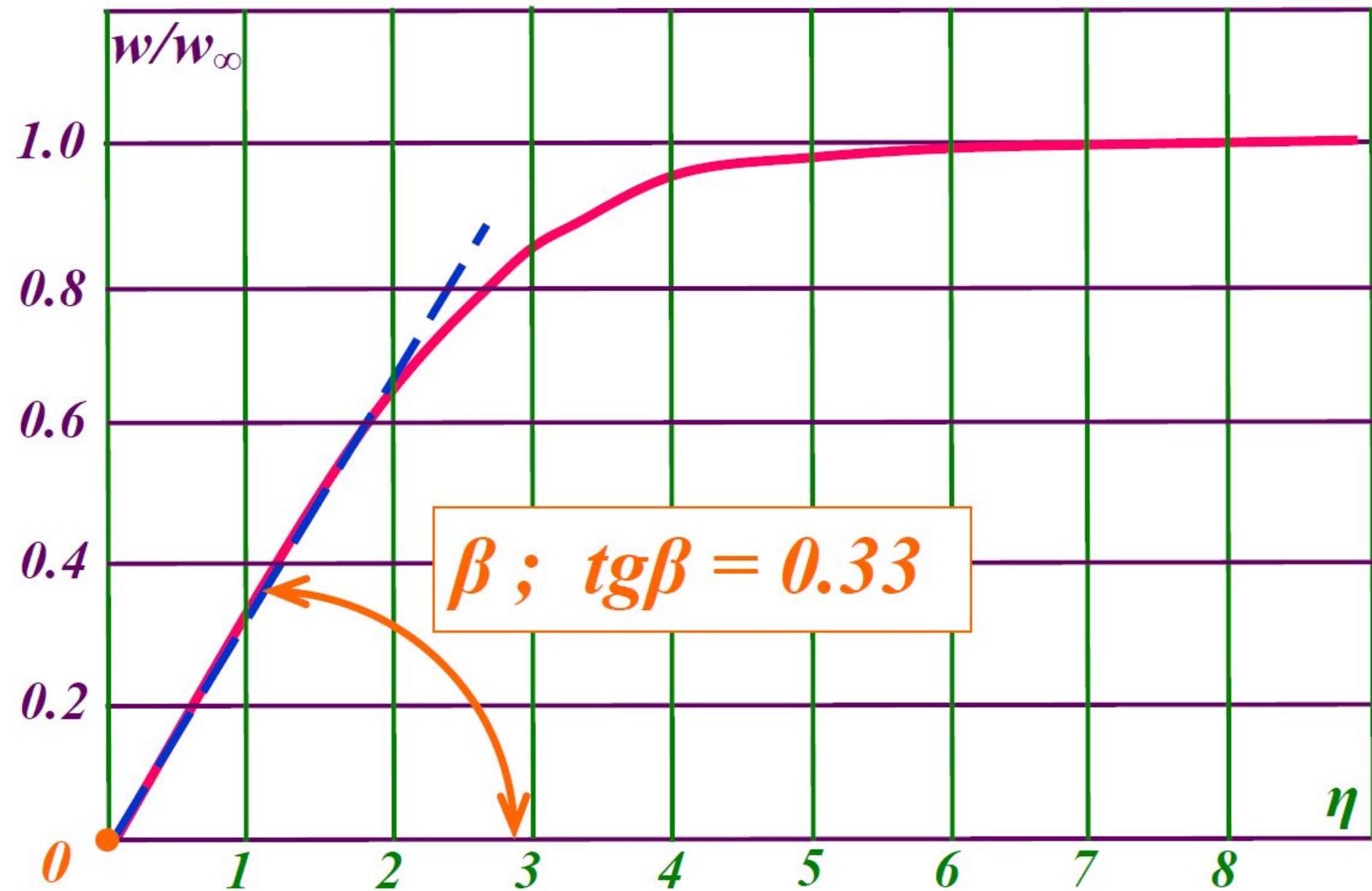
$$f_{\text{fric}} = 0.33 \cdot \rho w_0^2 \sqrt{\frac{\nu}{w_0 x}} = 0.33 \cdot \rho w_0^2 \operatorname{Re}_x^{-0.5} .$$

Среднее на отрезке длины L значение силы поверхностного трения в рассматриваемом случае есть

$$\bar{f}_{\text{fric}} = \frac{1}{L} \int_0^L f_{\text{fric}} dx = 0.66 \cdot \rho w_0^2 \sqrt{\frac{\nu}{w_0 L}} = 0.66 \cdot \rho w_0^2 \operatorname{Re}_L^{-0.5} .$$

Безразмерный коэффициент являющийся отношением средней силы трения к динамическому напору набегающего потока принято называть коэффициентом трения:

$$c_f = 0.66 \cdot \operatorname{Re}^{-0.5} \quad \text{или, более точно,} \quad c_f = 0.664 \cdot \operatorname{Re}^{-0.5} .$$



В **турбулентном пограничном слое** распределение скоростей, как показывают опытные данные, имеет вид, представленный в относительных координатах кривой **1** на следующем рисунке (слайде).

Это распределение скоростей с хорошим приближением описывается соотношением

$$w/w_{\infty} = (y/\delta_T)^{1/7},$$

которое справедливо в турбулентной области пограничного слоя.

В вязком подслое изменение скорости переходит в прямолинейное.

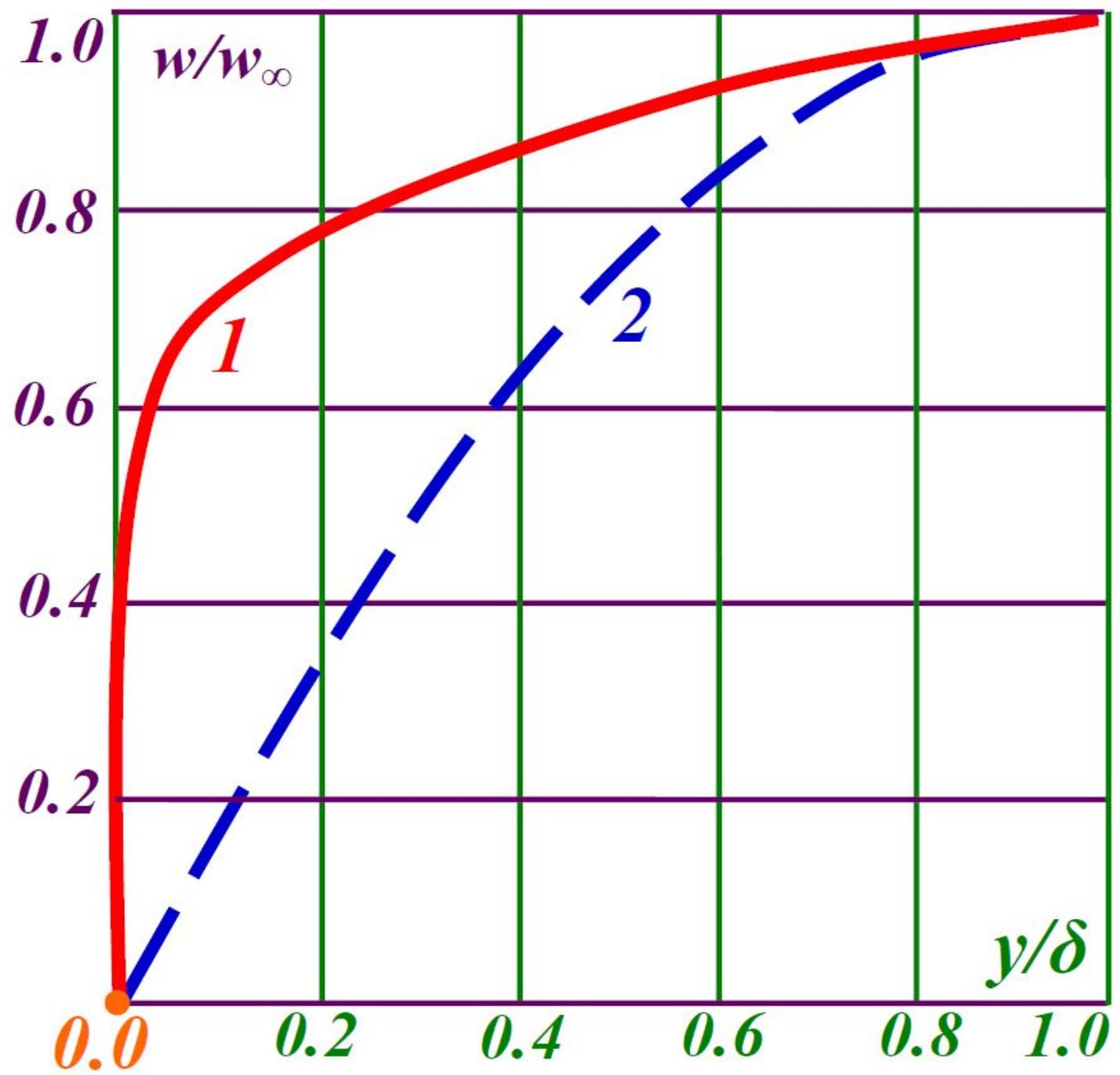
(На рисунке для сравнения показано также распределение скоростей при ламинарном течении в пограничном слое в тех же координатах: кривая **2**).

Сила трения при турбулентном режиме течения, согласно опытным данным, определяется выражением

$$f_{\text{fric}} = 0.03 \cdot \rho w_0^2 \sqrt[5]{\frac{\nu}{w_0 x}} = 0.03 \cdot \rho w_0^2 \text{Re}_x^{-0.2}.$$

Среднее значение силы трения при турбулентном режиме :

$$\bar{f}_{\text{fric}} = 0.037 \cdot \rho w_0^2 \sqrt[5]{\frac{\nu}{w_0 L}} = 0.037 \cdot \rho w_0^2 \text{Re}_L^{-0.2}.$$



Коэффициент трения соответственно равен

$$c_f = 0.037 \cdot Re_L^{-0.2} \quad . \quad (**)$$

Приведенные здесь соотношения справедливы для $Re \leq 10^7$.

Из формулы (**), видно, что сила трения (касательное напряжение трения) при турбулентном течении уменьшается по закону $x^{-1/5}$, то есть в меньшей степени, чем при ламинарном течении.

Ламинарный режим течения. Местный коэффициент теплоотдачи при продольном обтекании плоской горизонтально расположенной пластины, *температура которой не изменяется по длине*, коэффициент теплоотдачи определяется из соотношения

$$\text{Nu}_{x \text{ fluid}} = 0.33 \cdot \text{Re}_{x \text{ fluid}}^{0.5} \cdot \text{Pr}_{\text{fluid}}^{0.33} \cdot \left(\frac{\text{Pr}_{\text{fluid}}}{\text{Pr}_{\text{wall}}} \right)^{0.25} \quad (***)$$

Средний коэффициент теплоотдачи

$$\overline{\text{Nu}}_{L \text{ fluid}} = 0.66 \cdot \text{Re}_{L \text{ fluid}}^{0.5} \cdot \text{Pr}_{\text{fluid}}^{0.33} \cdot \left(\frac{\text{Pr}_{\text{fluid}}}{\text{Pr}_{\text{wall}}} \right)^{0.25} \quad (***)$$

Турбулентный режим течения. Местный коэффициент теплоотдачи при продольном обтекании плоской горизонтально расположенной пластины коэффициент теплоотдачи определяется из соотношения

$$\text{Nu}_{x \text{ fluid}} = 0.03 \cdot \text{Re}_{x \text{ fluid}}^{0.8} \cdot \text{Pr}_{\text{fluid}}^{0.43} \cdot \left(\frac{\text{Pr}_{\text{fluid}}}{\text{Pr}_{\text{wall}}} \right)^{0.25} \cdot \text{*****}$$

Средний коэффициент теплоотдачи

$$\overline{\text{Nu}}_{L \text{ fluid}} = 0.037 \cdot \text{Re}_{L \text{ fluid}}^{0.8} \cdot \text{Pr}_{\text{fluid}}^{0.43} \cdot \left(\frac{\text{Pr}_{\text{fluid}}}{\text{Pr}_{\text{wall}}} \right)^{0.25} \cdot \text{*****}$$

Нижние индексы «*fluid*» и «*wall*» указывают на то, что величины берутся при температуре, соответственно, жидкости и стенки.

Для воздуха $Pr=0.71$, расчётные формулы для средних коэффициентов теплоотдачи принимают вид

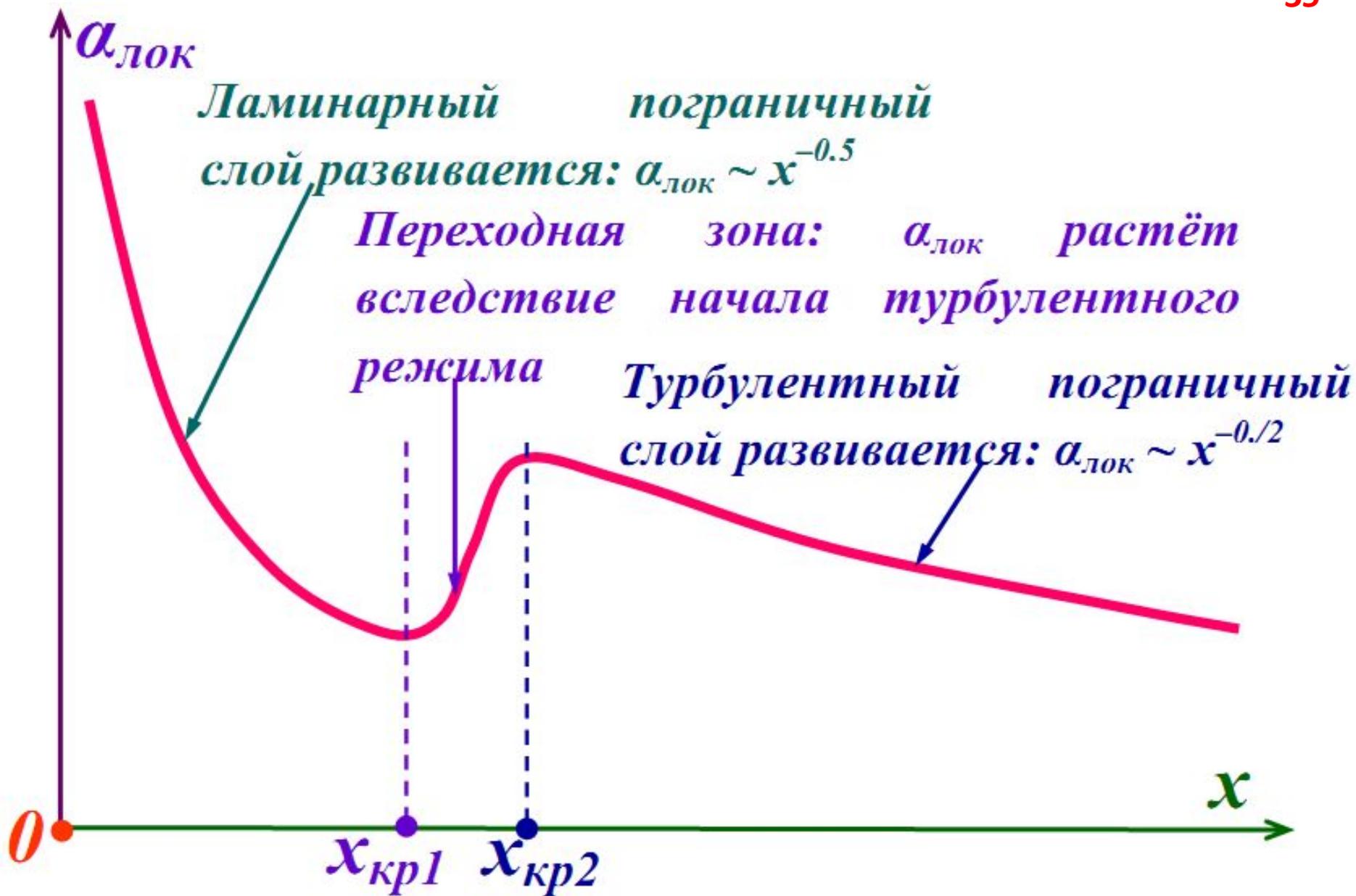
$$\overline{Nu}_{L \text{ fluid}} = 0.57 \cdot Re_{L \text{ fluid}}^{0.5} \quad (\text{*****})$$

для ламинарного течения и

$$\overline{Nu}_{L \text{ fluid}} = 0.032 \cdot Re_{L \text{ fluid}}^{0.8} \quad (\text{*****})$$

для турбулентного.

На рисунке (следующий слайд) представлен общий вид зависимости локального коэффициента теплоотдачи от длины пластины.



АЛЬБОМ ТЕЧЕНИЙ ЖИДКОСТИ И ГАЗА
AN ALBUM
OF FLUID MOTION

Assembled

by MILTON VAN DYKE

Department of Mechanical Engineering
Stanford University, Stanford, California

THE PARABOLIC PRESS
STANFORD, CALIFORNIA, 1982

ББК 22.365

A56

УДК 532

37

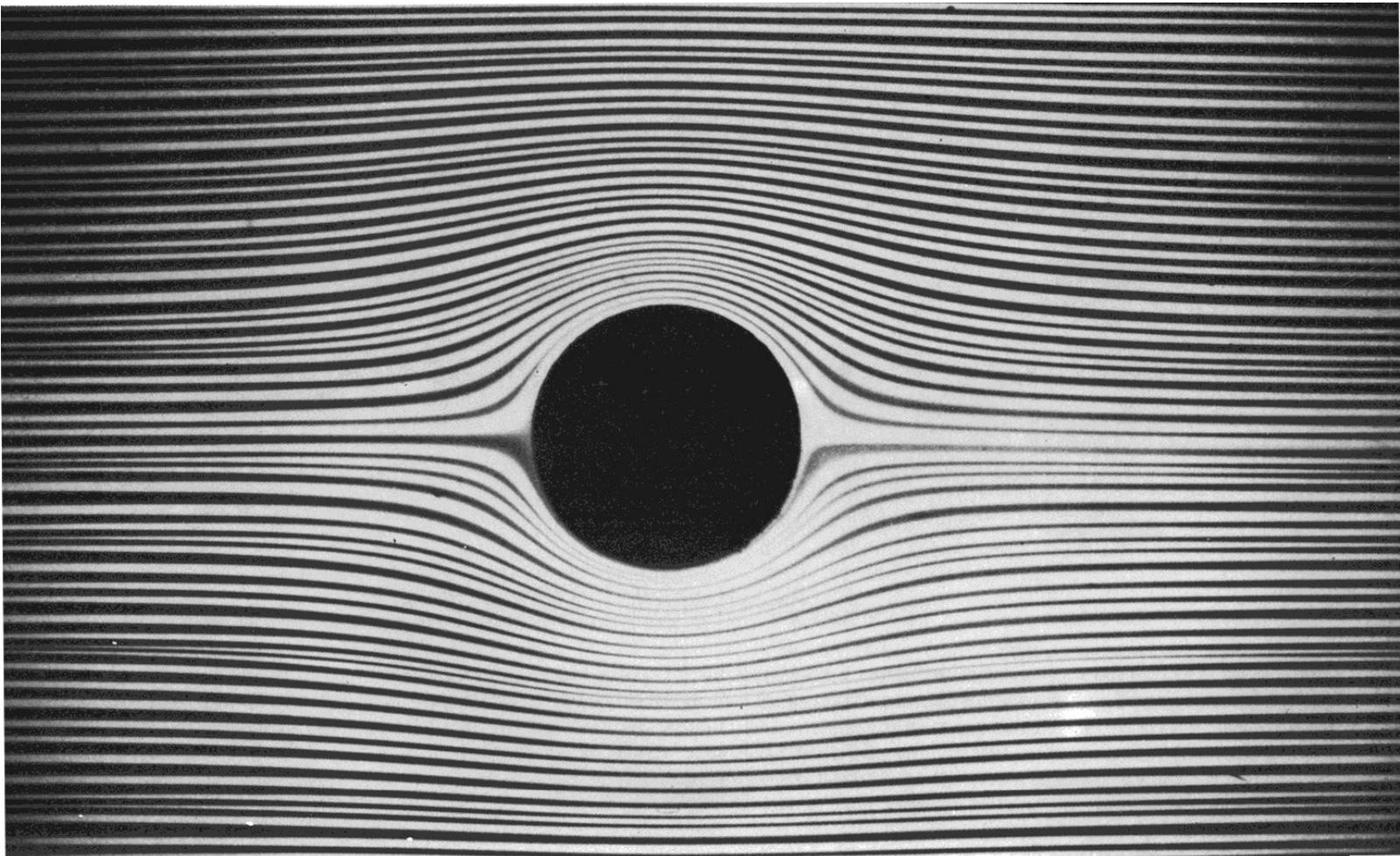
Альбом течений жидкости и газа:
A56 Пер. с англ./Сост. М. Ван-Дайк.— М.: Мир,
1986.—184 с., ил.

Книга представляет собой собрание фотографий разнообразных течений жидкости и газа, иллюстрирующих закономерности потоков в различных условиях. Представлены результаты экспериментальных исследований специалистов из США, Англии, Франции, Японии и других стран. Классификация, обработка и комментирование этого материала выполнены известным американским ученым М. Ван-Дайком.

Для математиков-вычислителей, механиков, физиков, инженеров, аспирантов и студентов вузов.

A $\frac{1703040000-114}{041(01)-86}$ 38-86, ч. 1

ББК 22.365

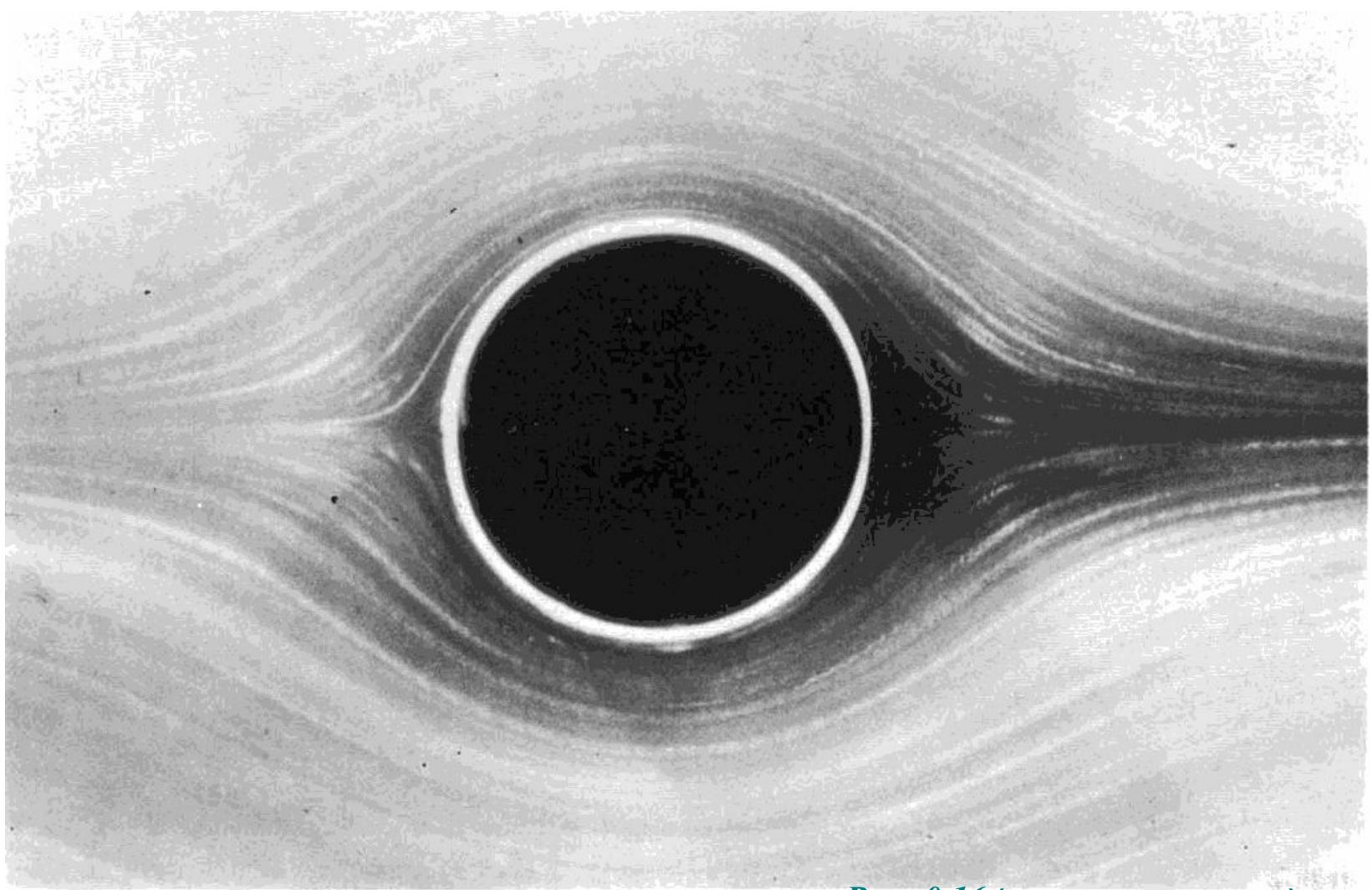


1. Обтекание круга в лотке Хил-Шоу. (моделируется потенциальное течение)

Подкраска позволяет увидеть линии тока в воде, текущей со скоростью 1 мм/с между двумя стеклянными пластинками, отстоящими на расстояние одного миллиметра.

На первый взгляд представляется парадоксальным, что наилучший способ получения *безотрывной картины плоского потенциального обтекания затупленного тела*, которая была бы испорчена отрывом в реальной жидкости даже при самой малой вязкости, состоит в переходе к противоположному крайнему случаю ползущего течения в узком зазоре, для которого влияние сил вязкости является определяющим.

Фото D. H. Peregrine



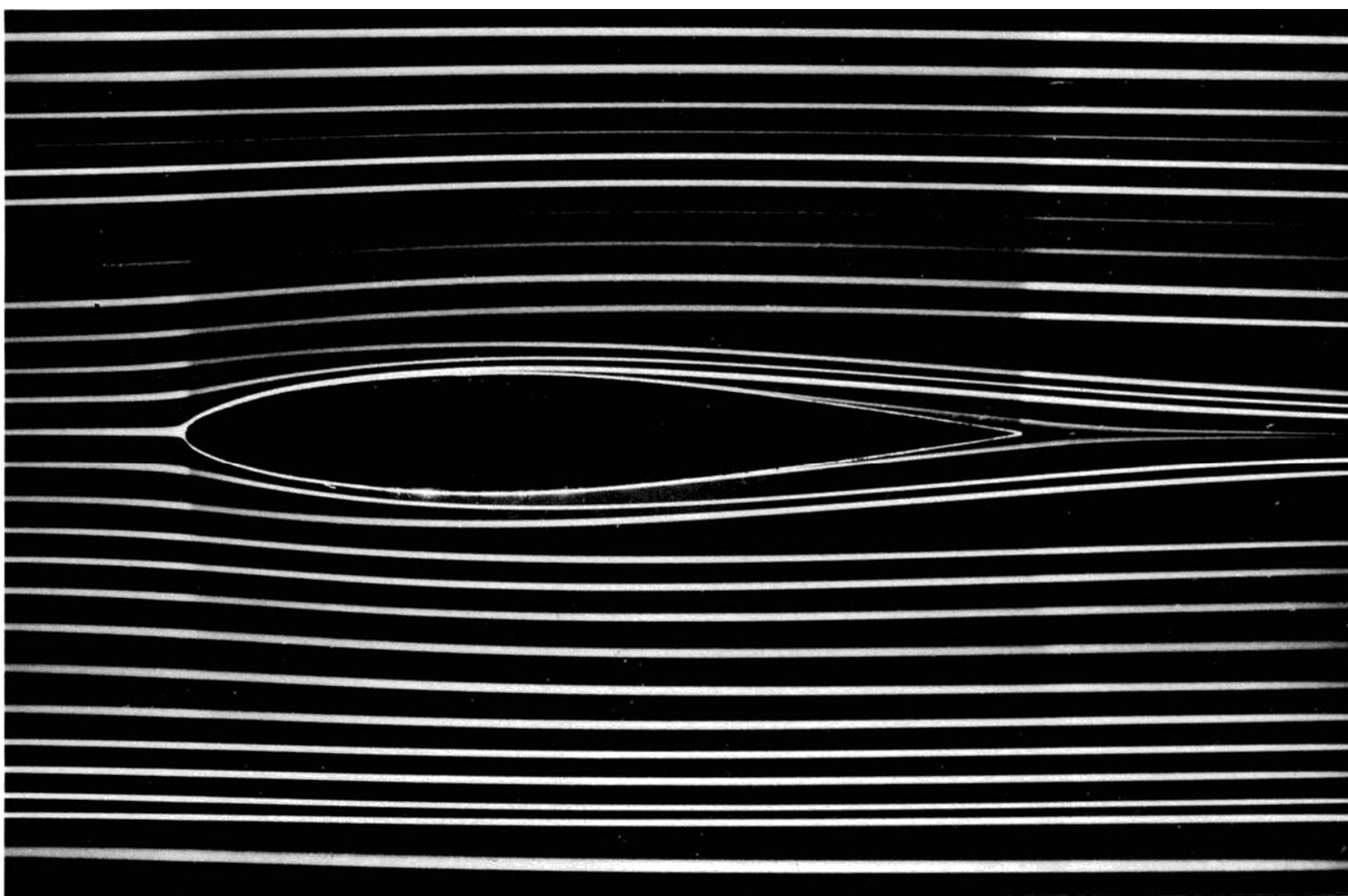
6. Обтекание кругового цилиндра однородным потоком при $Re = 0.16$ (ползущее течение).

Картина расположения линий тока с трудом позволяет определить, что поток движется слева направо.

Это объясняется тем, что в пределе нулевого числа Рейнольдса обтекание твердого тела обратимо и, следовательно, симметрично при симметричной форме тела.

На первый взгляд эта картина напоминает картину потенциального обтекания, показанную на **фото 1**, однако возмущения однородного потока затухают здесь значительно медленнее.

Для визуализации течения воды применен алюминиевый порошок.
Фото Sadatoshi Taneda.



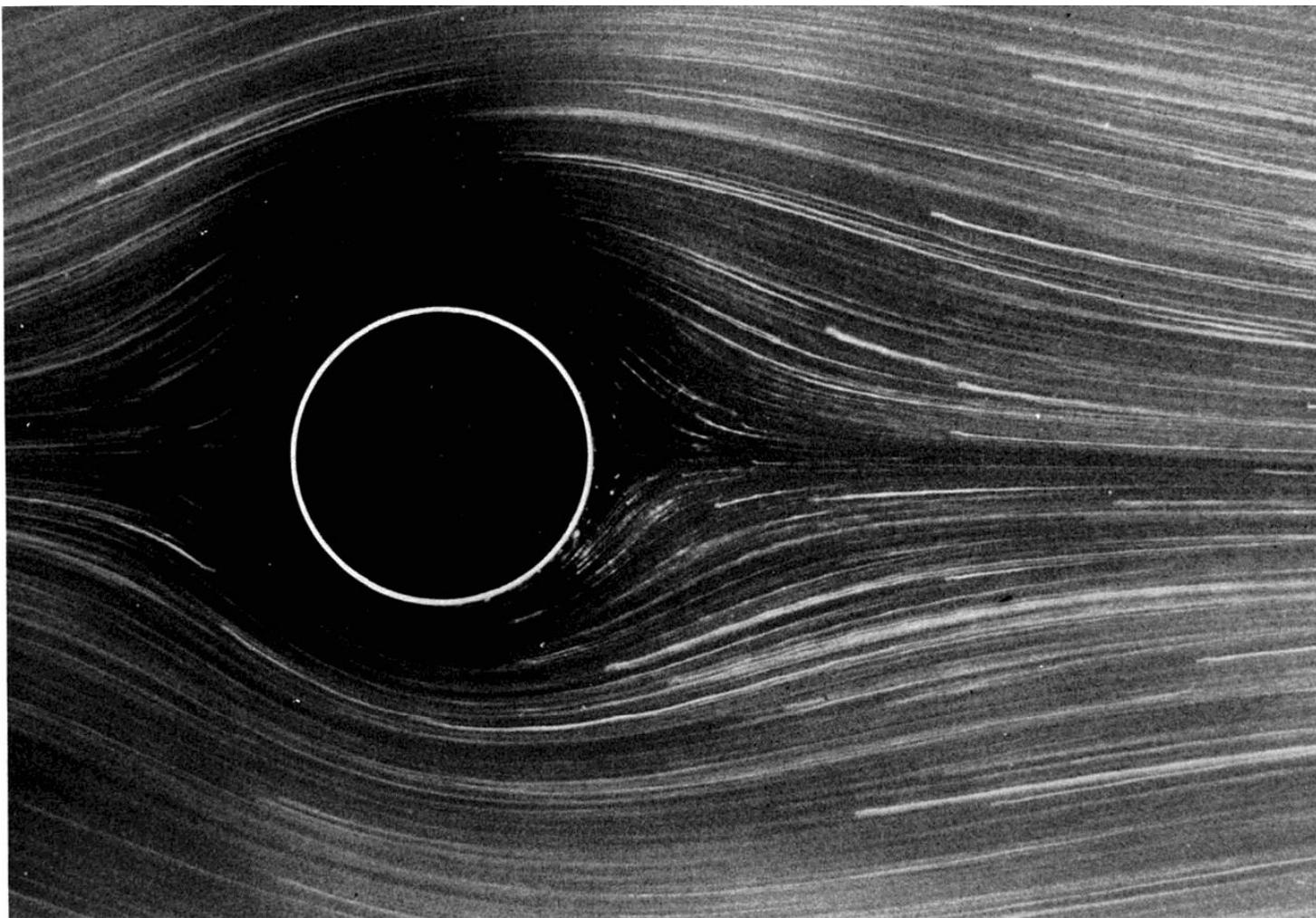
23. Симметричное обтекание профиля плоским потоком.

Профиль *NACA 64A015* помещен в гидродинамическую трубу при нулевом угле атаки.

Число Рейнольдса, рассчитанное по длине хорды, равно *7000*.

Линии тока визуализировались с помощью подкрашенной жидкости, вводимой выше по потоку. Течение, очевидно, ламинарное и, по-видимому, безотрывное, хотя вблизи задней кромки можно было бы ожидать появления небольшой области отрыва.

Фото ONERA. [Werle, 1974]



24. Обтекание кругового цилиндра при $Re = 1.54$.

При этом числе Рейнольдса картина линий тока, очевидно, уже потеряла ту симметрию передней и задней частей, которая имела место на фото 6.

Однако поток сзади все же еще не оторвался.

Отрыв начинается примерно при $Re=5$, хотя значение числа Рейнольдса начала отрыва точно неизвестно.

Линии тока визуализированы с помощью алюминиевого порошка в воде.

Фото Sadatoshi Taneda.

30. Профиль Блазиуса пограничного слоя на плоской пластинке.

Профиль тангенциальной составляющей скорости в ламинарном пограничном слое на плоской пластинке, открытом Прандтлем, точно вычисленный Блазиусом, визуализируется с помощью теллура.

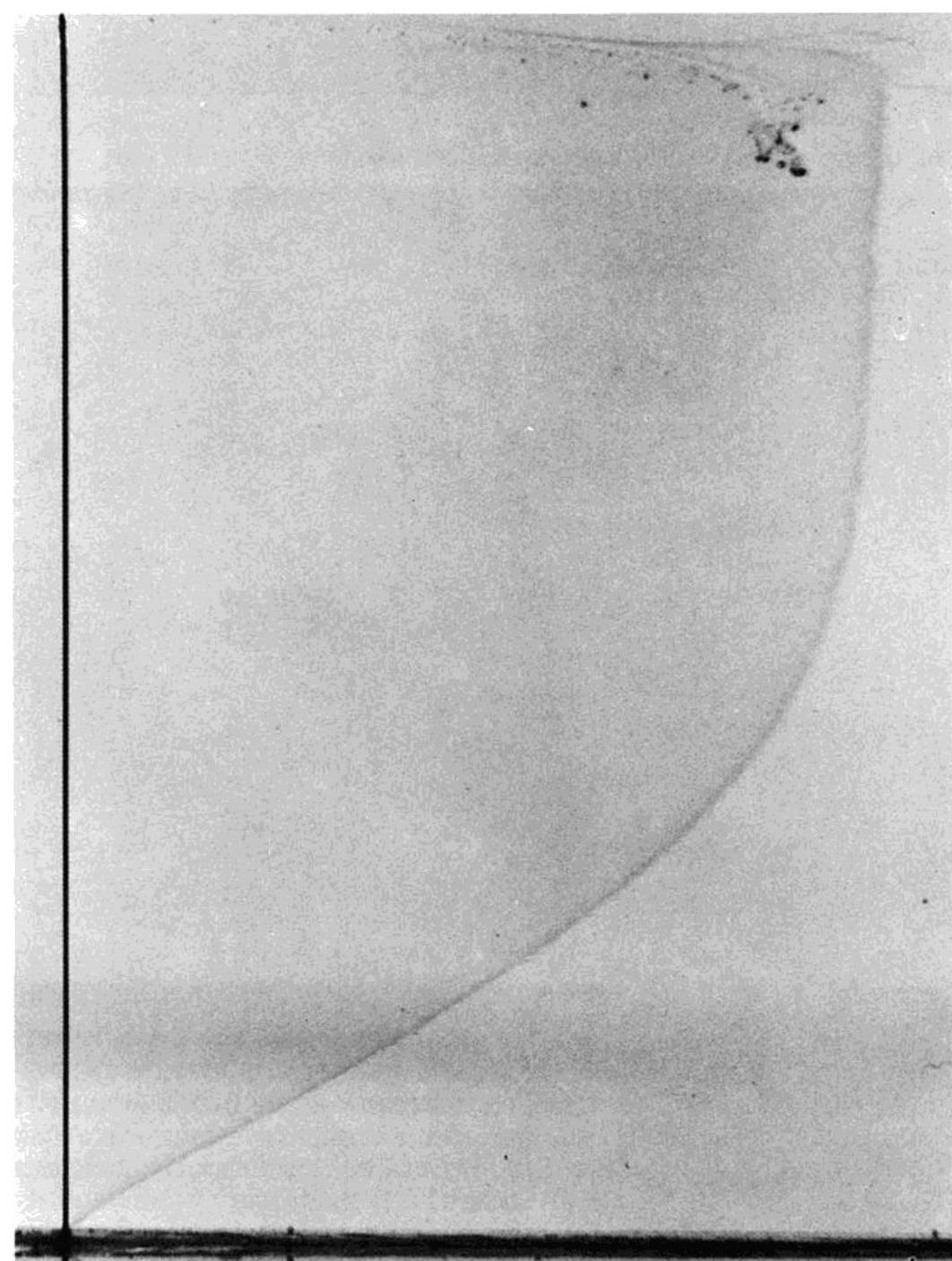
Вода течёт со скоростью 9 см/с .

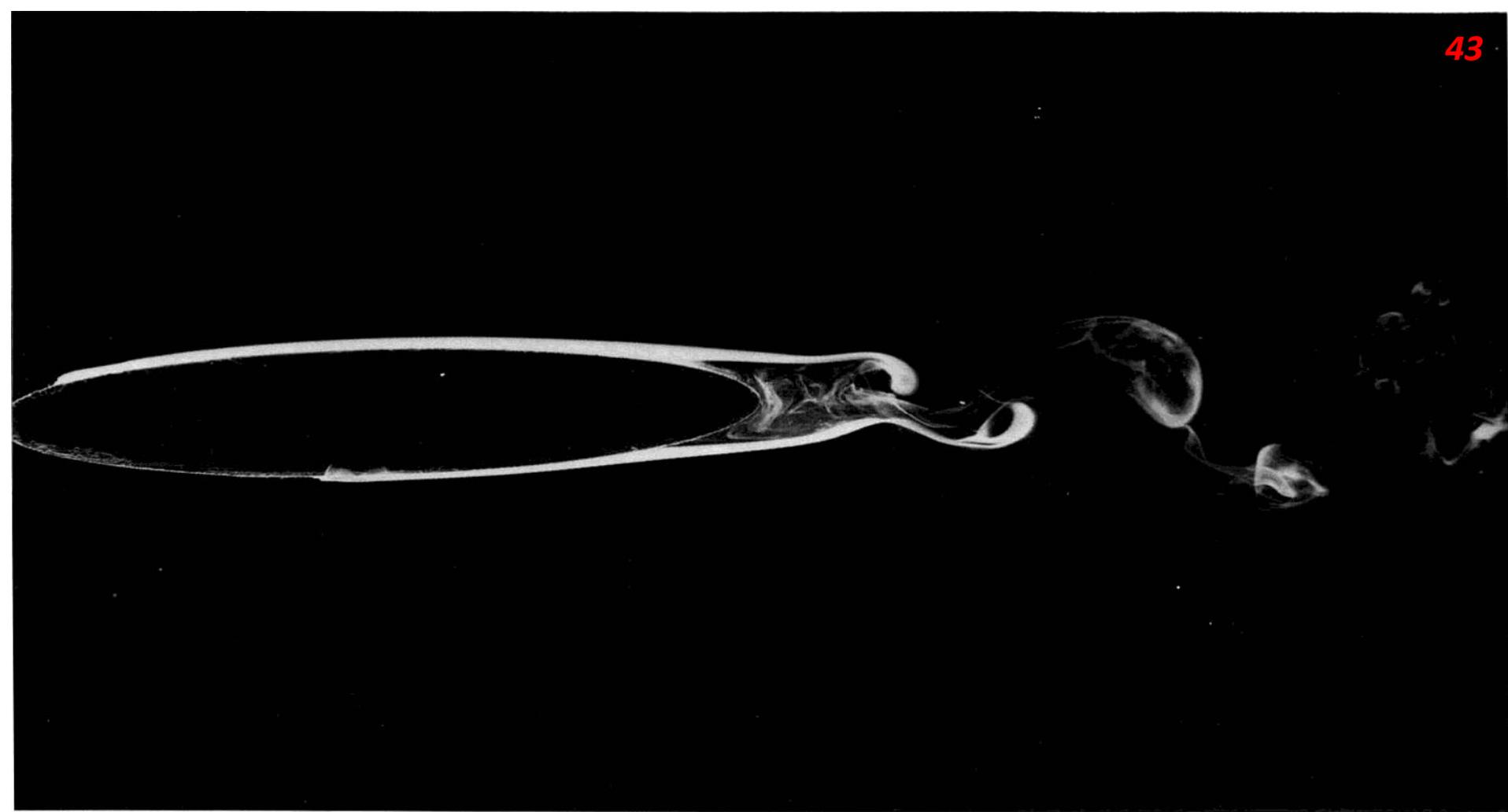
Число Рейнольдса, рассчитанное по расстоянию сечения от передней кромки, равно 500 , а толщина вытеснения равна примерно 5 мм .

Тонкая теллуровая проволока в левой части снимка, протянутая перпендикулярно пластинке, подвергается воздействию электрического импульса продолжительностью в несколько миллисекунд.

Химическая реакция порождает тонкое коллоидное облако, которое дрейфует вместе с потоком и мгновением позже фотографируется с целью фиксации профиля скорости.

Фото F. X. Wortmann.



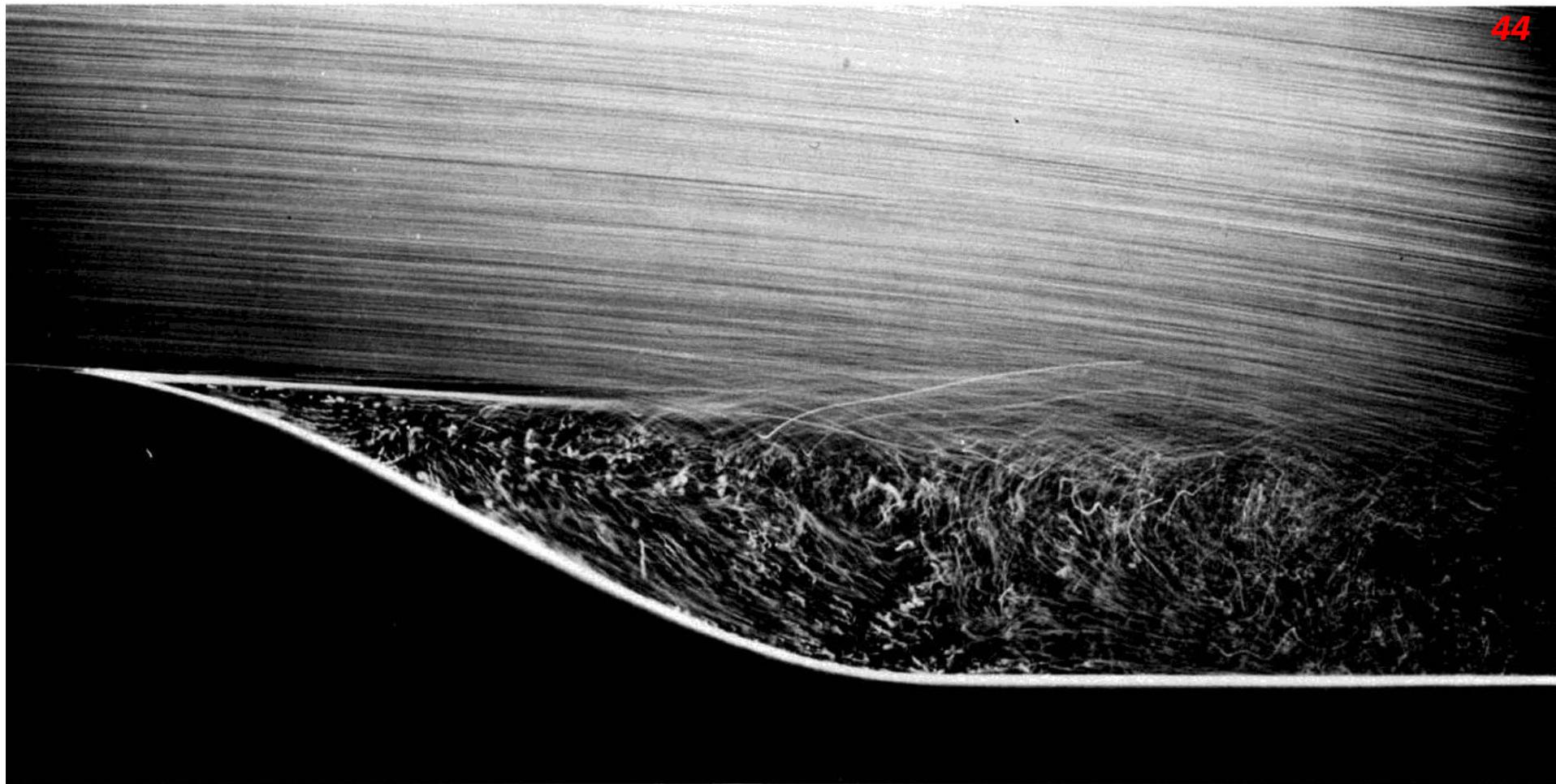


32. Ламинарный отрыв на тонком эллипсе.

Эллиптический цилиндр с отношением осей $6:1$ установлен под нулевым углом атаки в аэродинамической трубе.

Число Рейнольдса, рассчитанное по хорде, равно 4000 . Капли четыреххлористого титана на обтекаемой поверхности создают белый дым, который и указывает на наличие отрыва пограничного слоя в кормовой части цилиндра.

[Bradshaw, 1970].

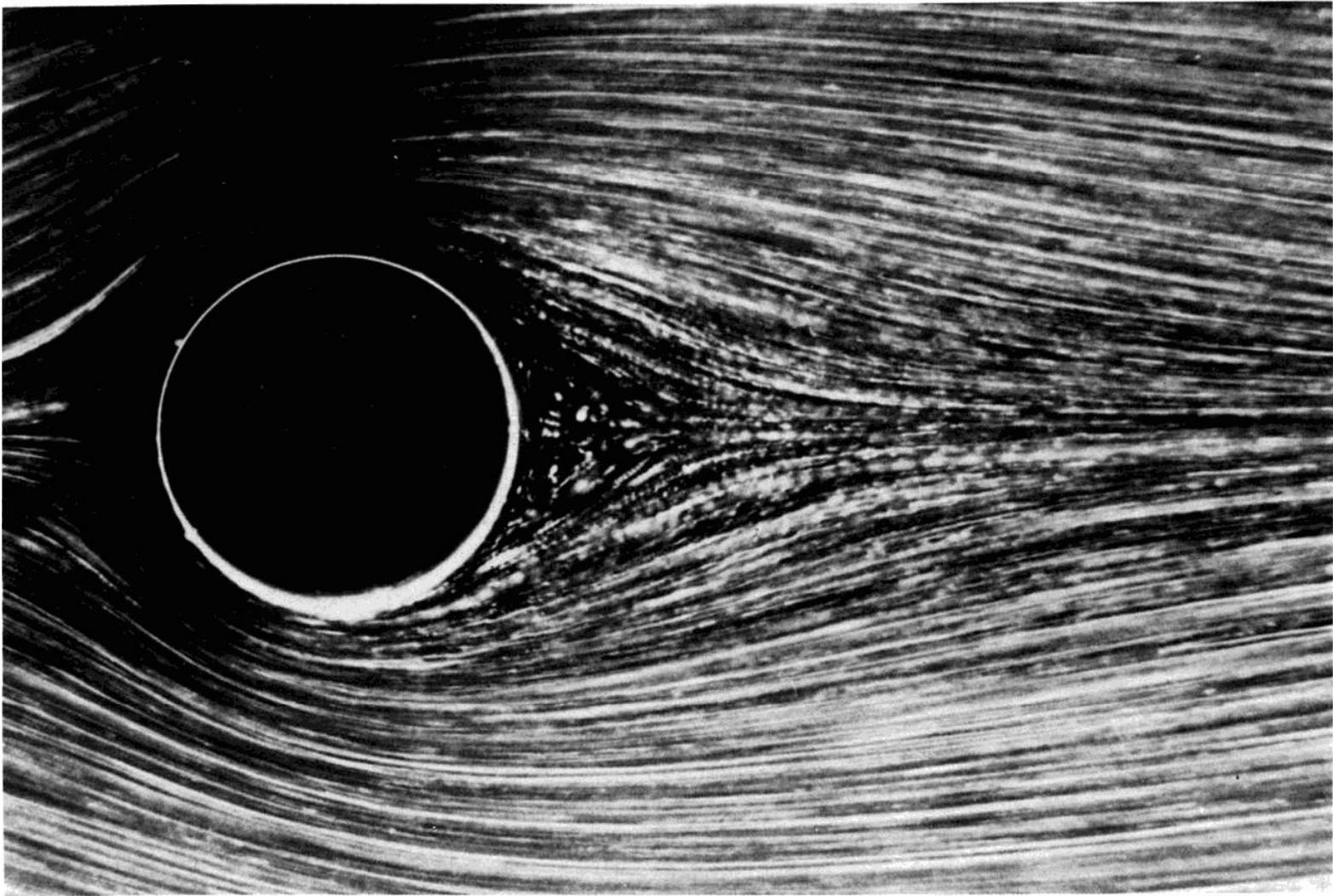


38. Ламинарный отрыв на искривленной стенке.

Воздушные пузырьки в воде показывают отрыв ламинарного пограничного слоя, число Рейнольдса которого, рассчитанное по расстоянию от передней кромки, равно **20000** (передняя кромка здесь не показана).

Поскольку пограничный слой свободен от пузырьков, он проявляется слева в виде тонкой тёмной линии и отрывается по касательной вблизи начала выпуклой поверхности, оставаясь ламинарным там, где видна тёмная линия, а затем становится неустойчивым и турбулентным.

Фото ONERA. [Werle, 1974].



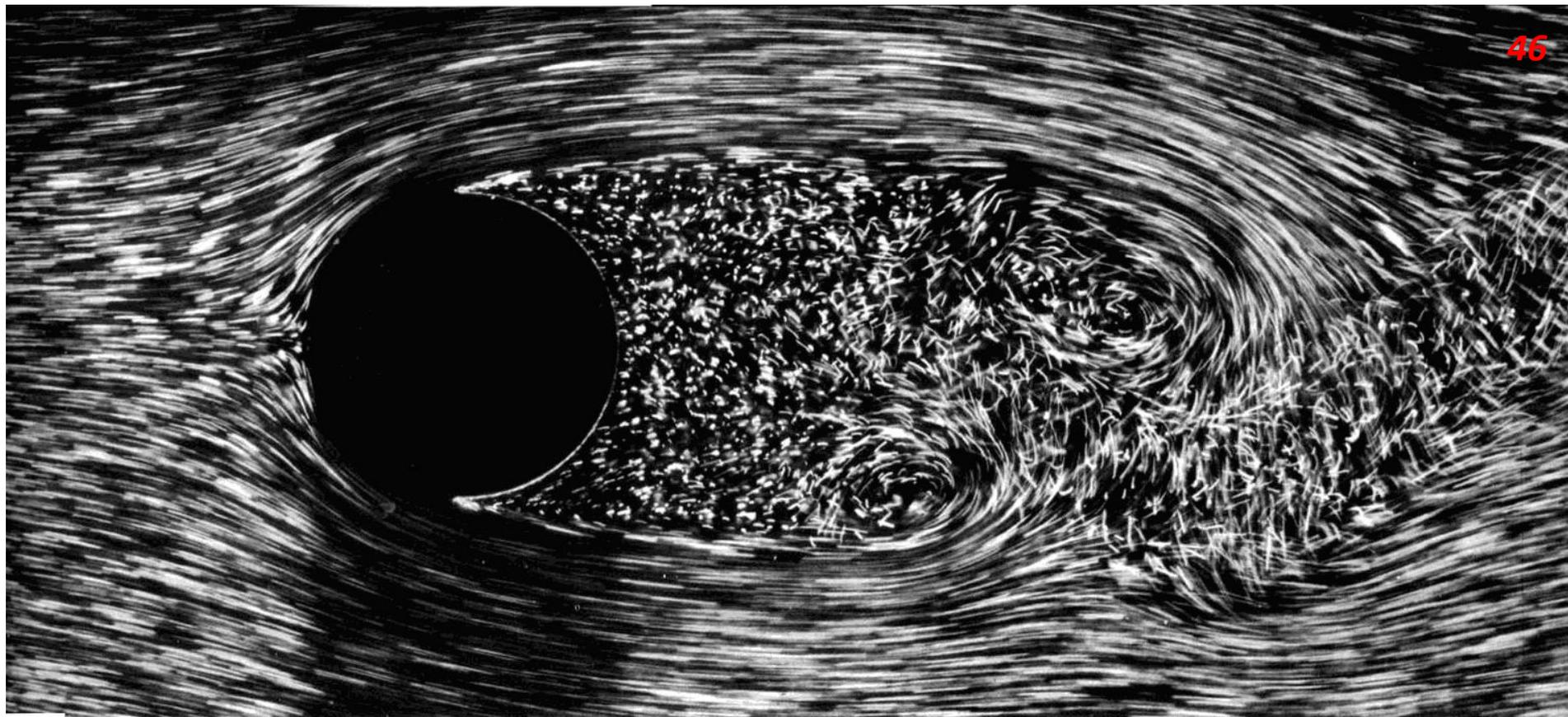
40. Обтекание кругового цилиндра при $Re=9.6$.

В противоположность картине, показанной на фото 24, здесь ясно видно, что произошел отрыв и образовалась пара рециркуляционных вихрей.

Цилиндр движется в бассейне с водой, содержащей алюминиевый порошок, и подсвечивается световым ножом под свободной поверхностью.

Экстраполяция результатов подобных экспериментов на случай неограниченного потока указывает на возможность отрыва при $Re=4\div 5$, тогда как большинство численных расчетов дает $Re=5\div 7$.

Фото Sadatoshi Taneda.



47. Обтекание кругового цилиндра при $Re=2000$.

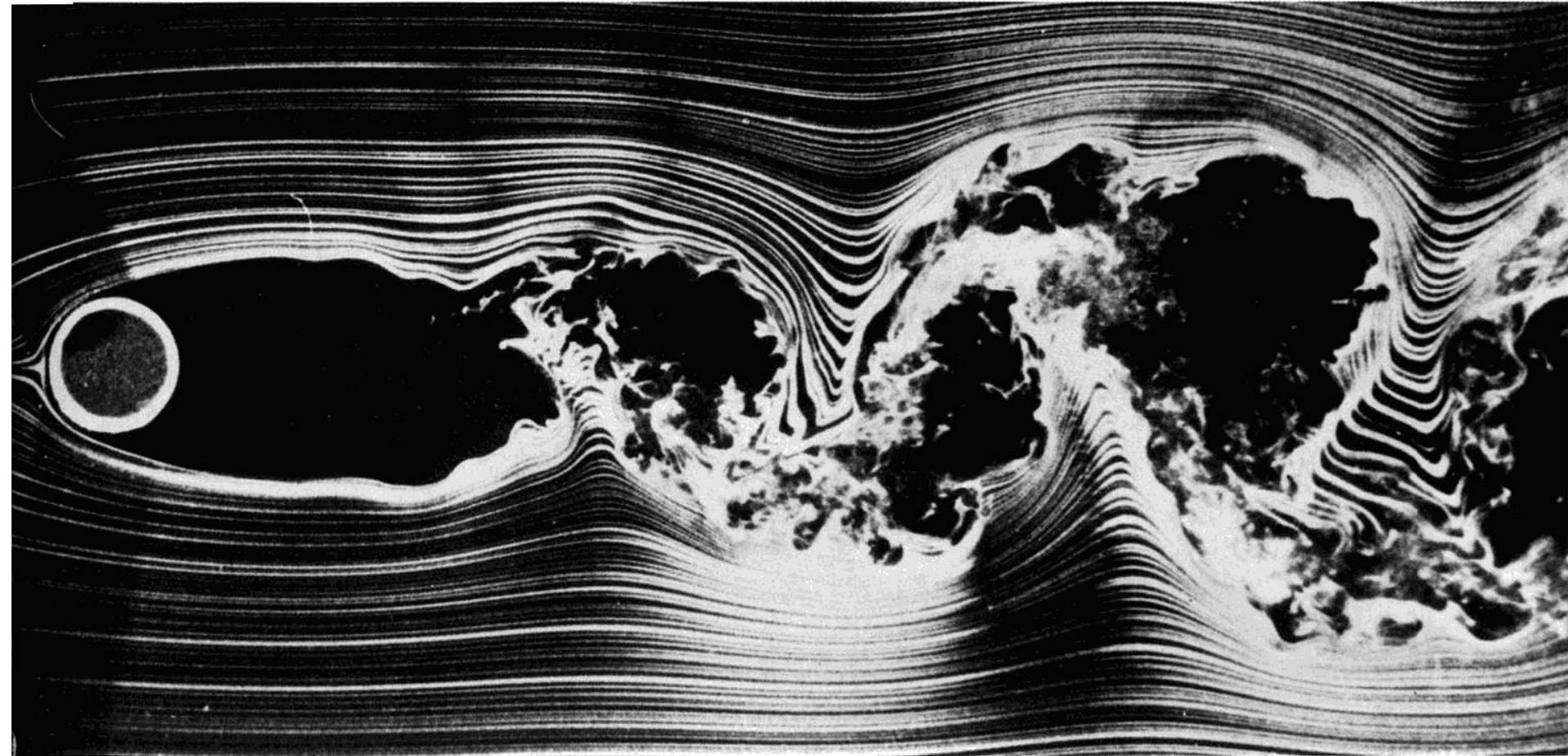
При таком числе Рейнольдса можно уже по-настоящему говорить о пограничном слое. (*Этот словесный пассаж оставляю на совести авторов.*)

В передней части этот слой ламинарен, затем он отрывается и разрушается, превращаясь в турбулентный след.

Точки отрыва, продвигающиеся вперёд по мере возрастания числа Рейнольдса, здесь уже достигли своего предельного положения в направлении вверх по потоку, находящегося впереди сечения максимальной толщины.

Визуализация осуществляется с помощью воздушных пузырьков в воде.

Фото ONERA. [Werle, Gallon, 1972].



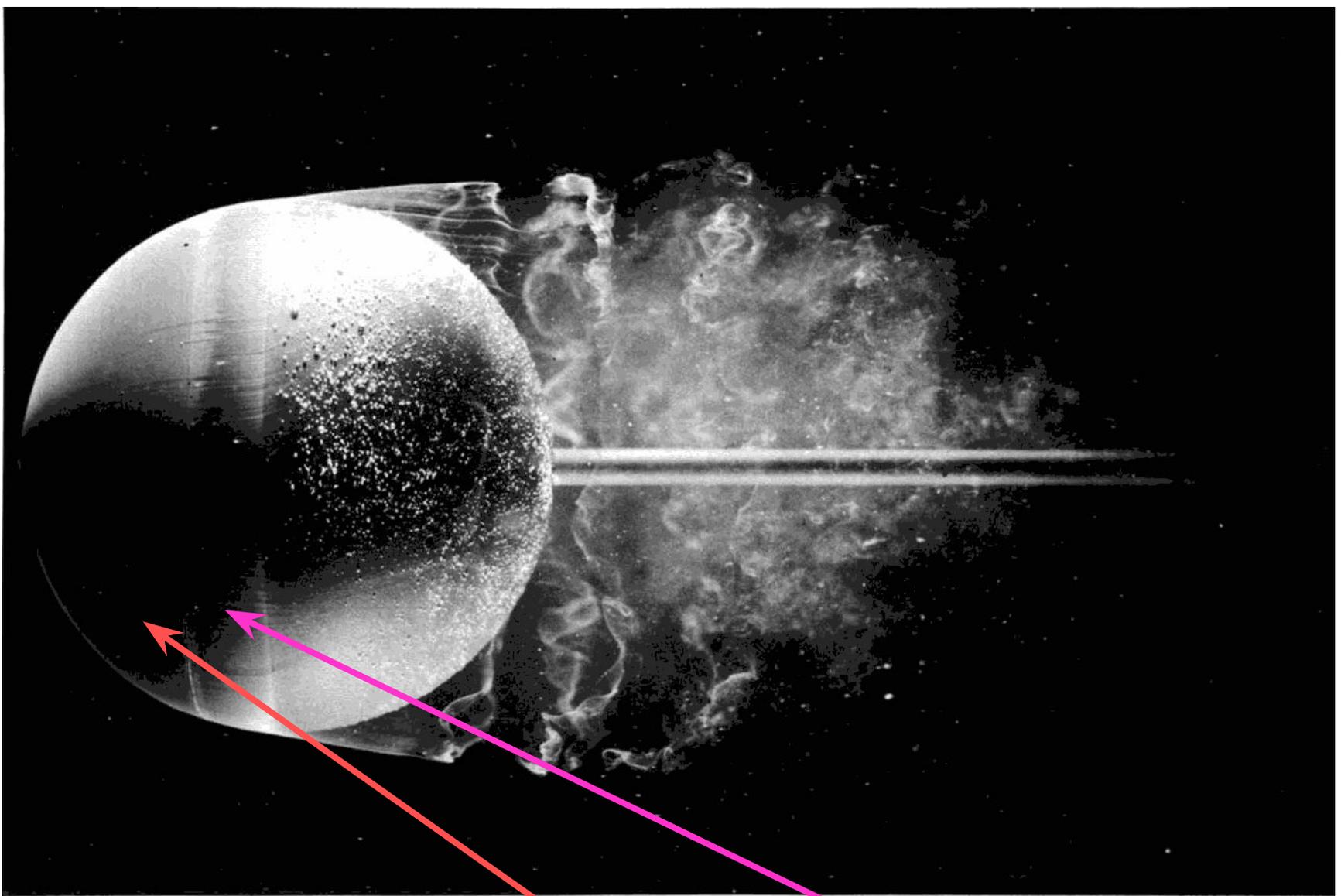
48. Обтекание кругового цилиндра при $Re=10000$.

При скорости, в пять раз превышающей скорость потока на предыдущем снимке (фото 47), картина течения не претерпевает серьёзных изменений.

Коэффициент сопротивления, следовательно, остается почти постоянным в диапазоне чисел Рейнольдса, охватываемом этими двумя снимками.

Этот коэффициент снижается позднее, когда, как показано на фото 57, пограничный слой становится турбулентным уже в месте отрыва.

Фото Thomas Corke, Hassan Nagib.

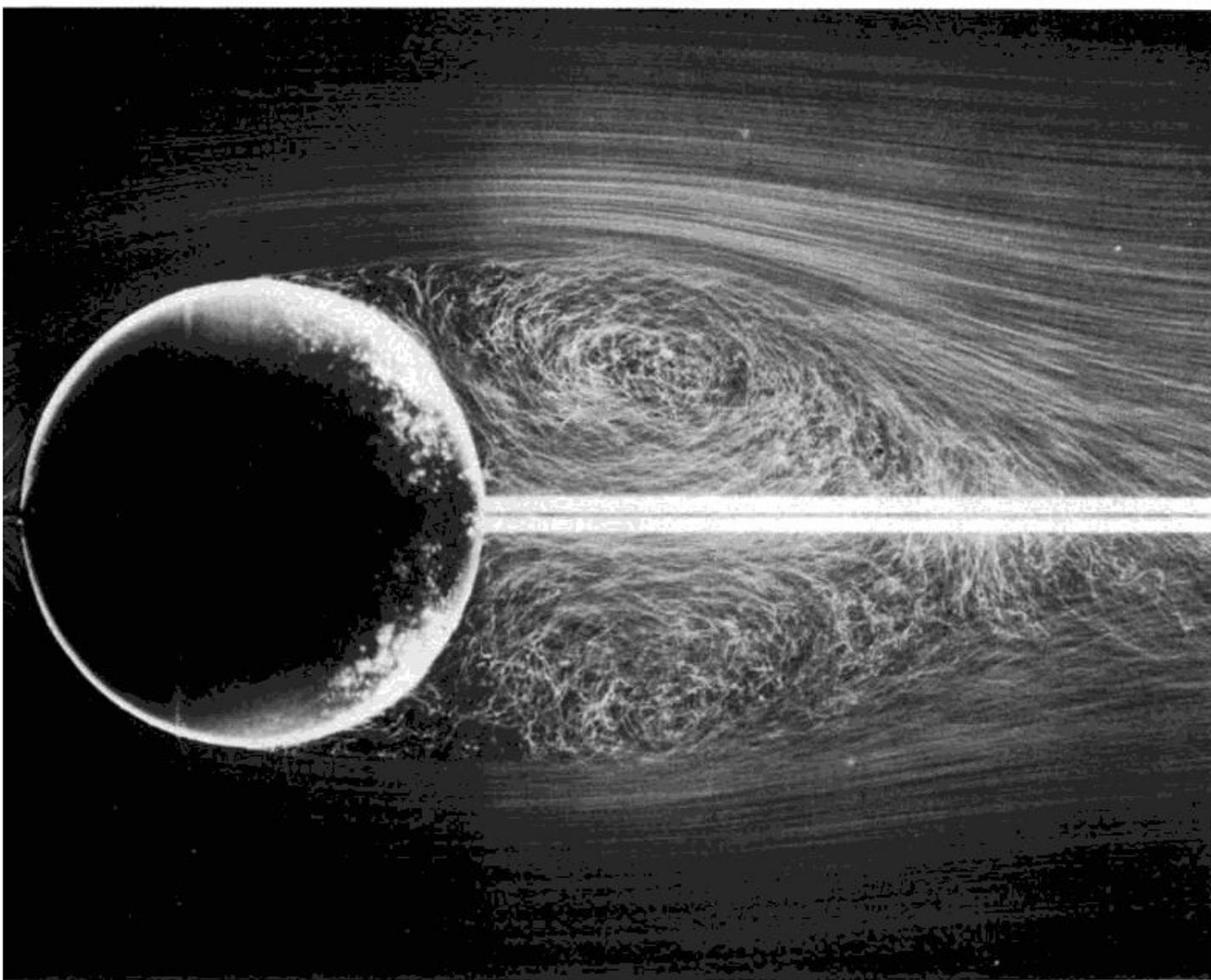


55. Мгновенная картина потока при обтекании шара при $Re=15000$.

Подкраска обнаруживает ламинарный пограничный слой, отрывающийся перед экватором, причём этот слой остается ламинарным на длине, почти равной радиусу.

Затем слой становится неустойчивым и быстро превращается в турбулентный.

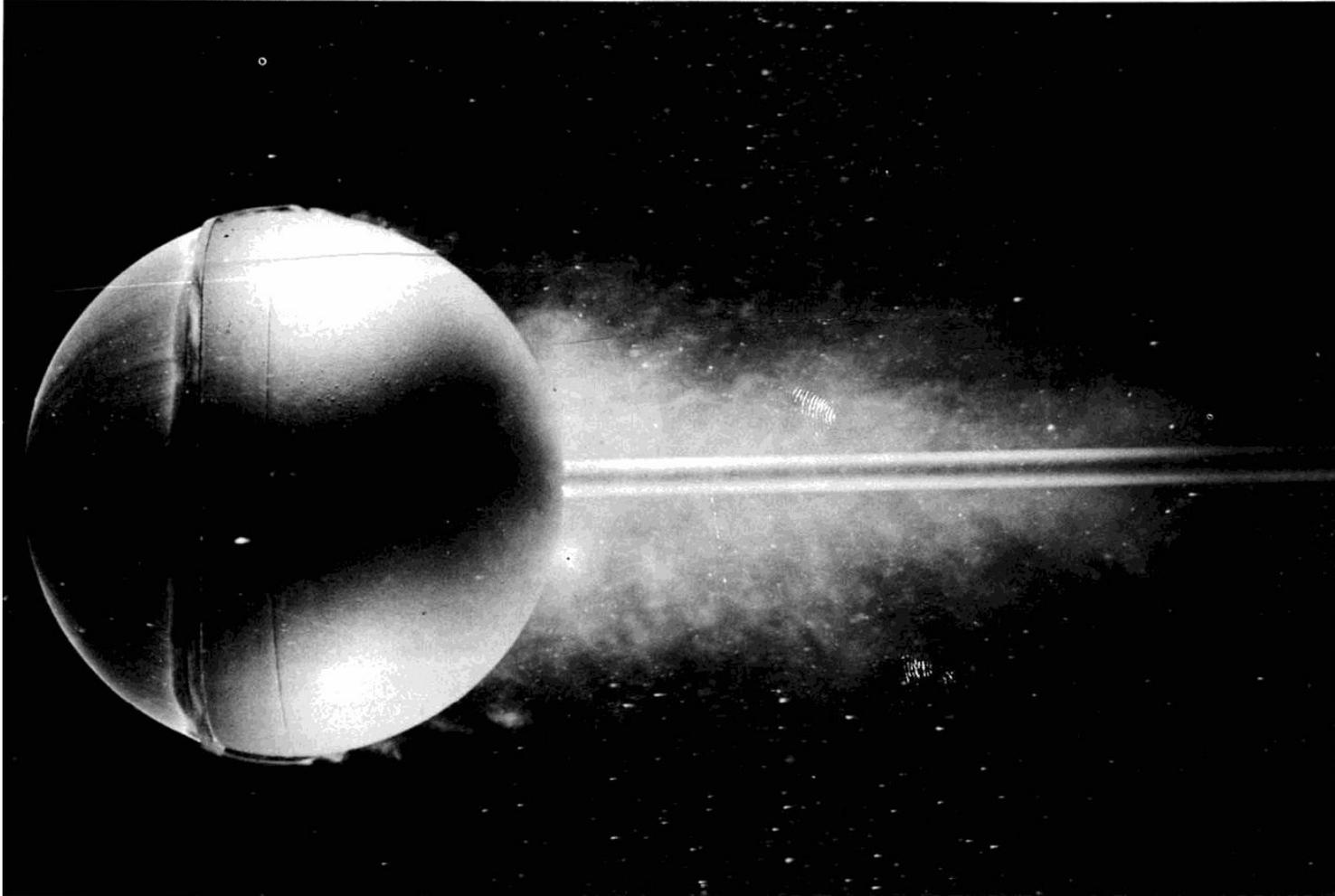
Фото ONERA. [Werle, 1980].



56. Усреднённый поток при обтекании шара при $Re=15000$.

Длительная экспозиция при съёмке воздушных пузырьков в воде показывает осредненную форму линий тока в меридиональной плоскости для течения, мгновенное фото которого приведено на предыдущем снимке (фото **55**).

Фото ONERA, сделанное Henri Werle.



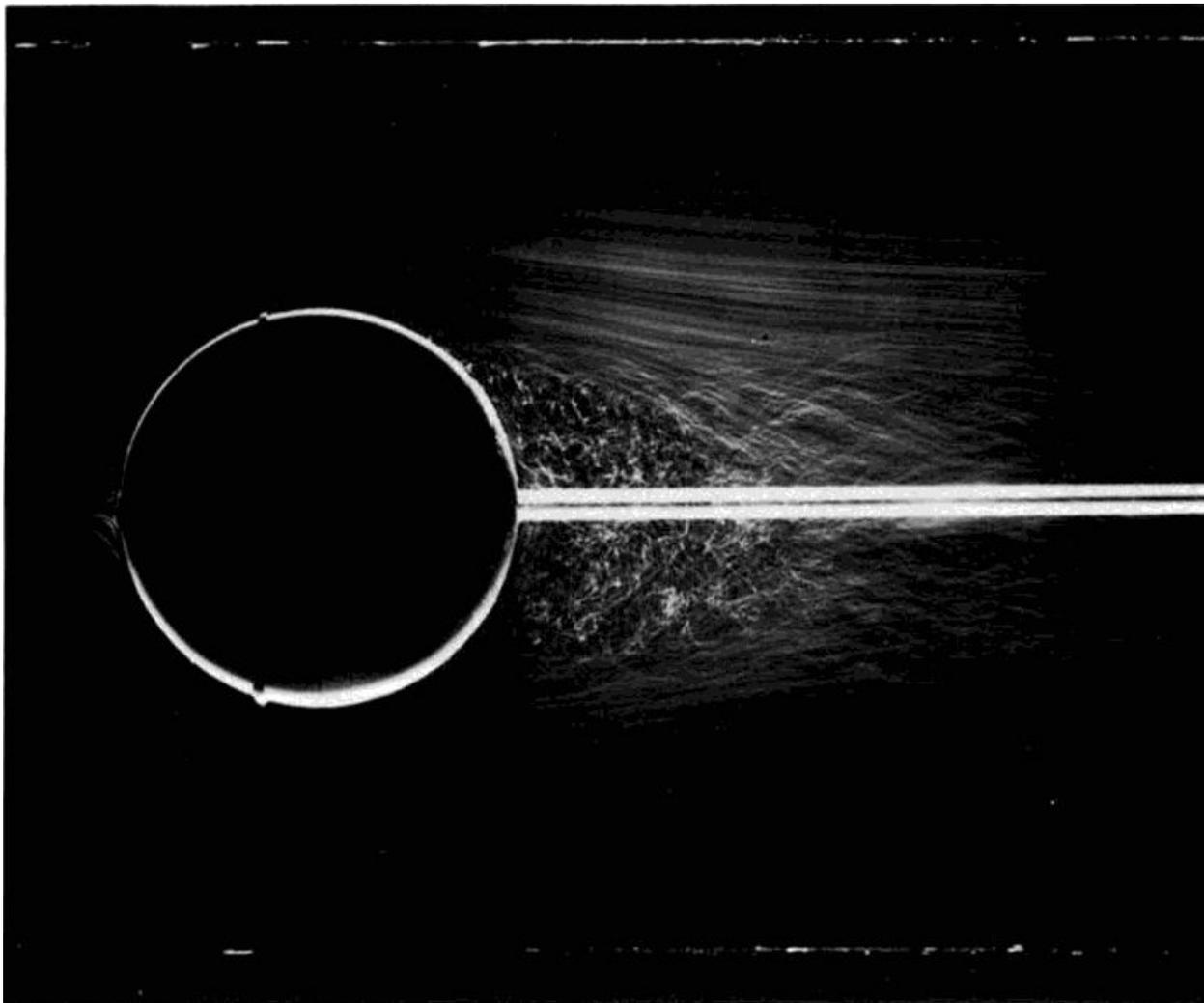
57. Мгновенная картина обтекания при $Re=30000$ шара с турбулизирующей проволочкой.

С помощью визуализации воздушными пузырьками в воде здесь повторён классический эксперимент Прандтля и Визельсбергера.

Проволочный обруч, надетый на шар перед экватором, возмущает пограничный слой. Слой становится турбулентным и поэтому отрывается ниже по потоку, чем если бы он был ламинарным (см. фото 55).

Сопротивление при этом драматически уменьшается до значения, достигаемого на гладком шаре только при числе Рейнольдса, в десять раз превышающем существующее в потоке.

Фото ONERA. [Werle, 1980].



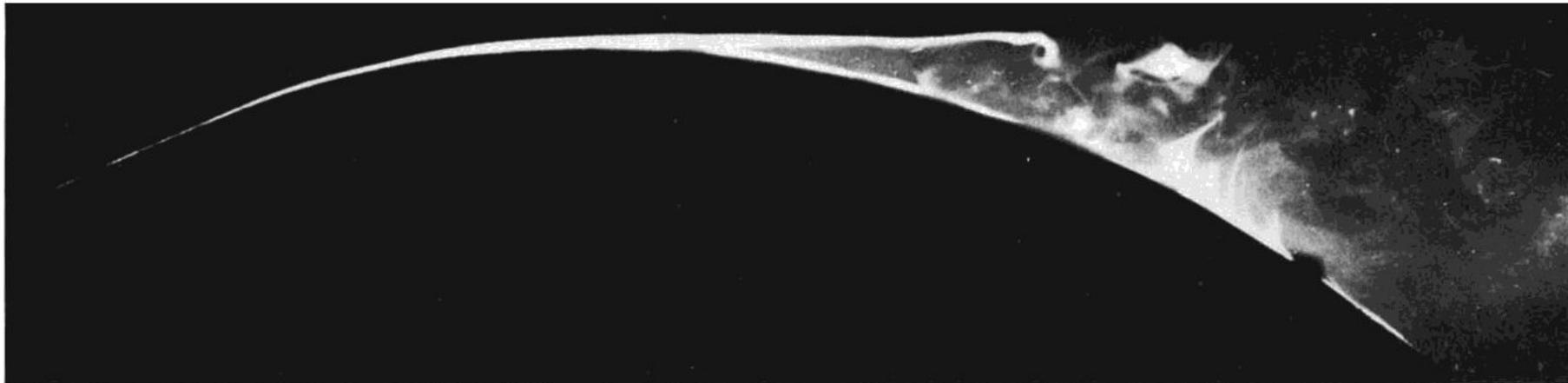
58. Усреднённый поток при обтекании шара с турбулизирующей проволоочкой при $Re=30000$.

Усреднённый во времени снимок в меридиональной плоскости того же течения, что и на предыдущем снимке (фото **57**) снимке.

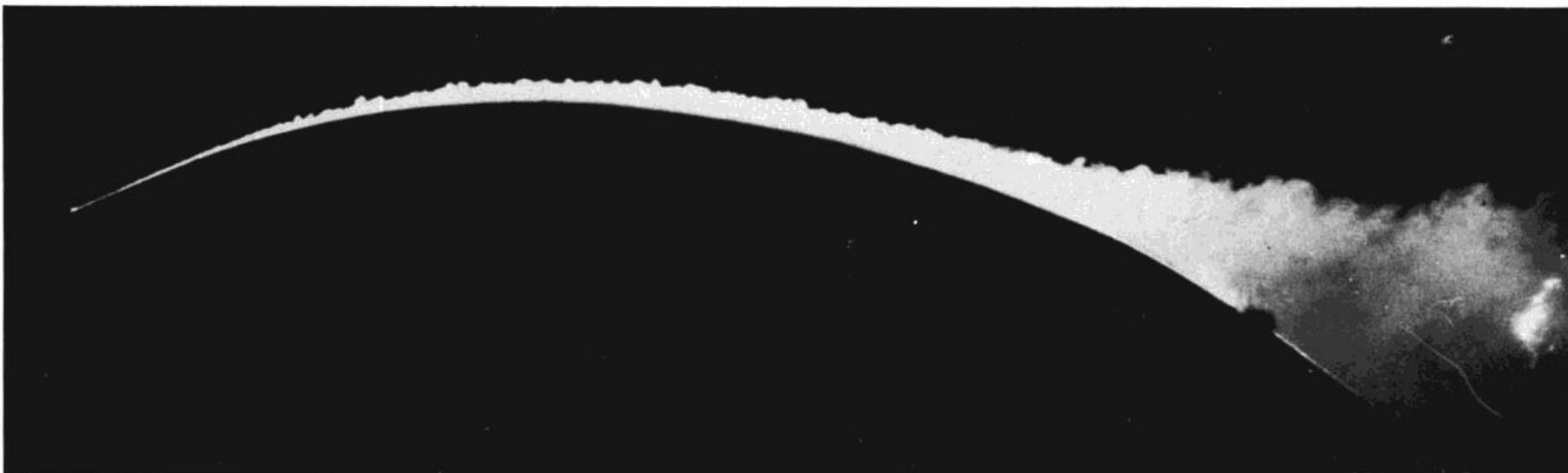
Визуализация осуществлялась с помощью воздушных пузырьков в воде.

Здесь ясно видно, как уменьшается размер следа, когда пограничный слой становится турбулентным.

Фото ON ERA. [Werle, 1980].



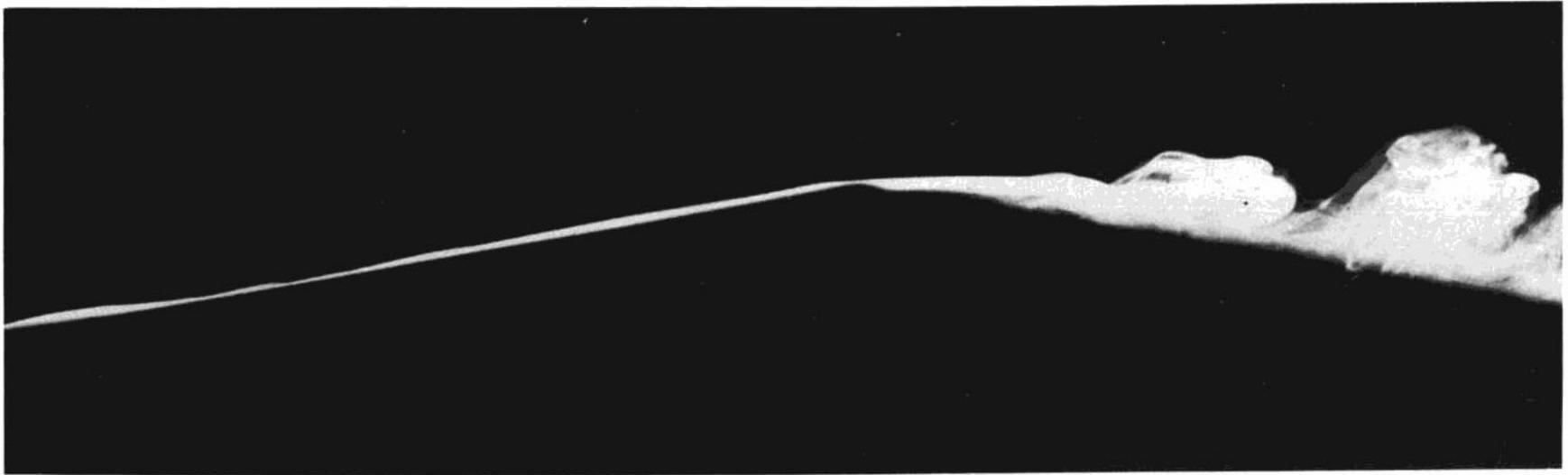
52



156а. Сравнение ламинарного и турбулентного пограничных слоев.

Ламинарный пограничный слой, показанный на верхнем снимке, отрывается на вершине выпуклой поверхности (сравните с фото 38), тогда как турбулентный слой, показанный на нижнем снимке, остается присоединённым.

Четыреххлористый титан нанесён на переднюю часть модели в аэродинамической трубе.
[Head, 1982].

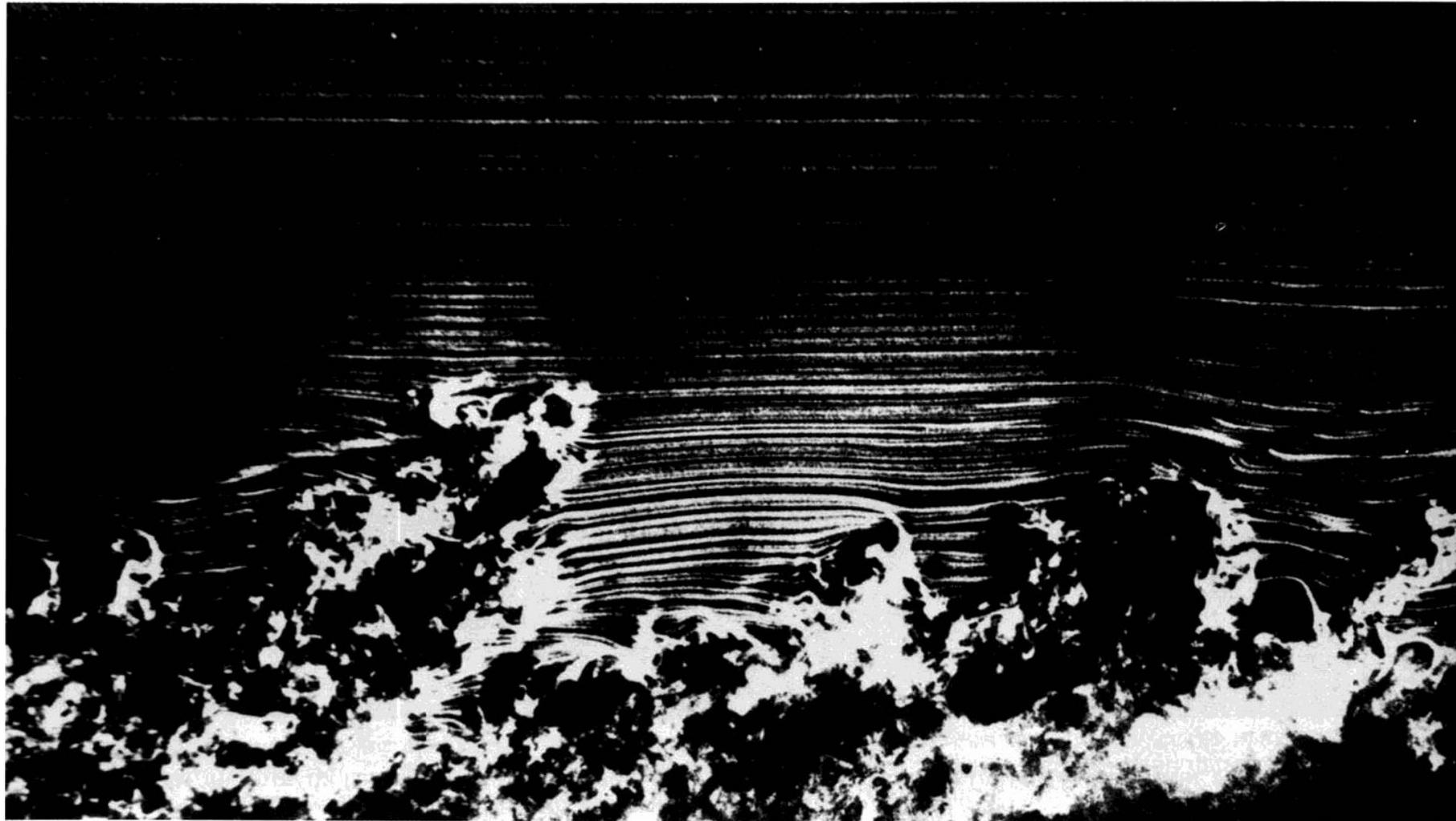


1566. Сравнение ламинарного и турбулентного пограничных слоев.

Ламинарный пограничный слой, показанный на верхнем снимке, отрывается на вершине поверхности с ребром (сравните с фото 55÷58, где изображено обтекание шара), тогда как турбулентный слой, показанный на нижнем снимке, остается присоединённым.

Четыреххлористый титан нанесен на переднюю часть модели в аэродинамической трубе.

[Head, 1982].



157. Турбулентный пограничный слон, вид сбоку.

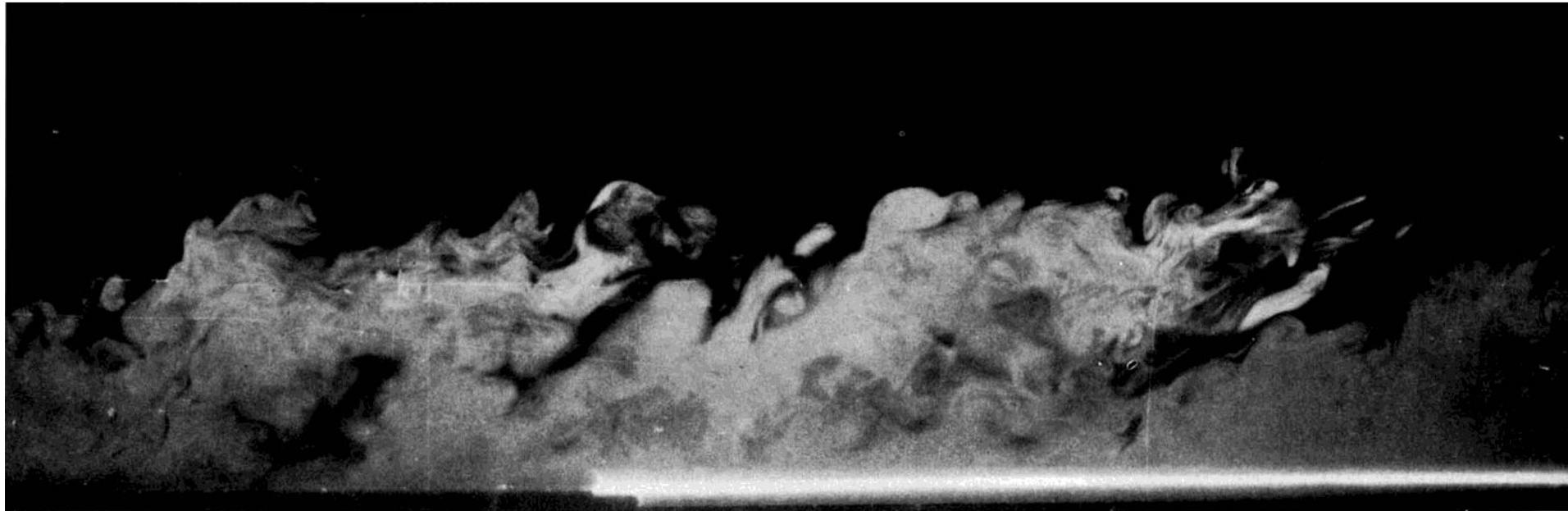
Здесь турбулентный пограничный слой развивается естественным образом на плоской пластинке длиной 3.3 м, подвешенной в аэродинамической трубе.

Линии меченых частиц, идущие от дымовой проволоочки, поставленной вблизи острой передней кромки, освещаются вертикальным световым ножом.

Число Рейнольдса, рассчитанное по толщине потери импульса, равно 3500.

Хорошо видна перемежающаяся структура слоя в его внешней части.

Фото Thomas Corke, Y. Guezennec, Hassan Nagib.



158. Турбулентный пограничный слой на стенке.

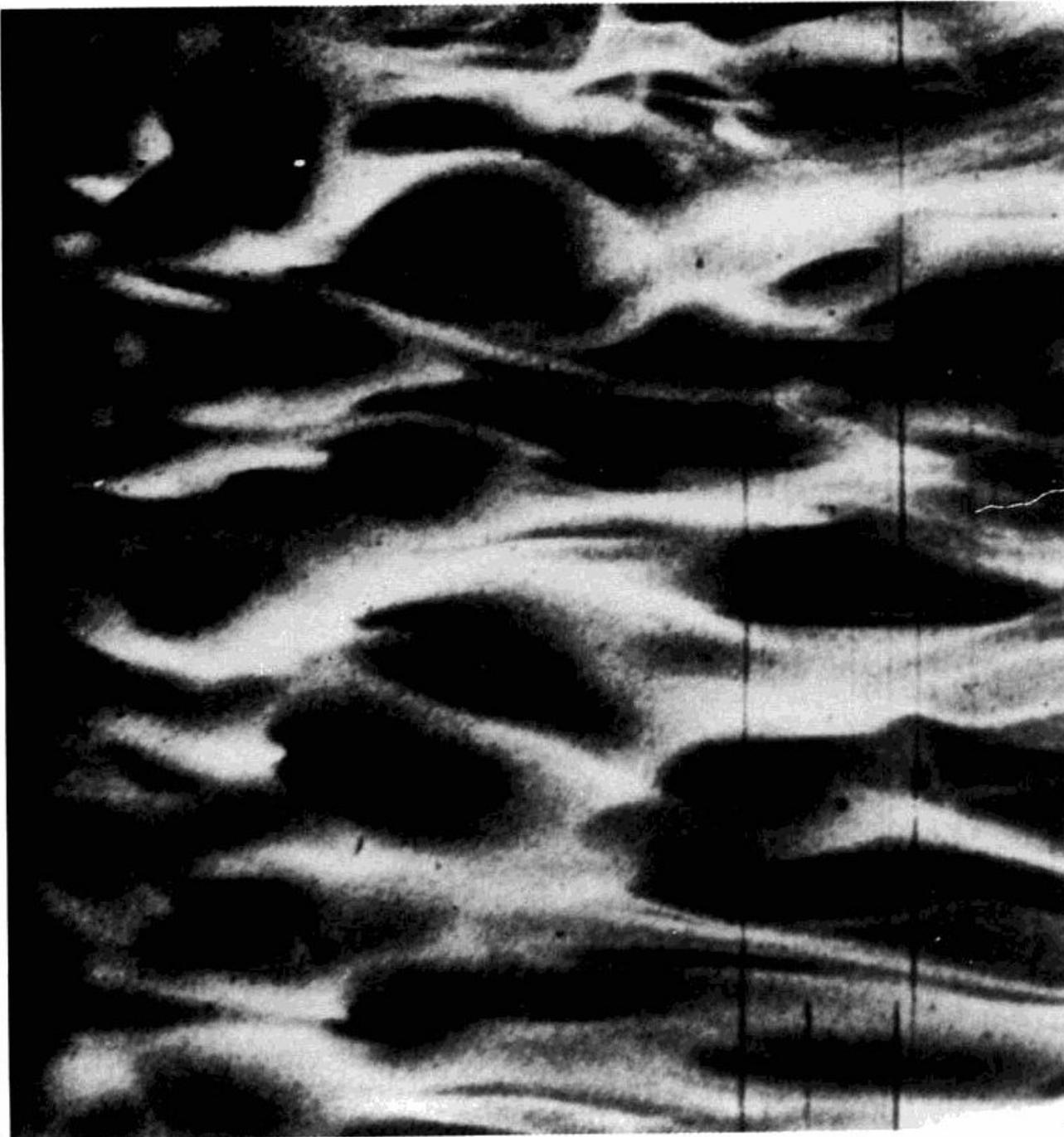
Туман из мелких капелек масла введён внутрь ламинарного пограничного слоя через пол рабочей части аэродинамической трубы, после чего слой искусственно турбулизуется.

Вертикальный световой нож демонстрирует структуру течения на расстоянии *5.8 м* вниз по потоку, где число Рейнольдса, рассчитанное по толщине потери импульса, равно примерно *4000*.

[Falco, 1977].

**159. Подслой
турбулентного
пограничного слоя.**

Взвесь алюминиевых частиц в потоке воды позволяет видеть полосы (области ускоренного и замедленного движений) внутри подслоя турбулентного пограничного слоя на плоской пластинке. Зеркало используется для одновременного получения вида сбоку. [Cantwell, Coles, Dimotakis, 1978].



160. Деталь подслоя.

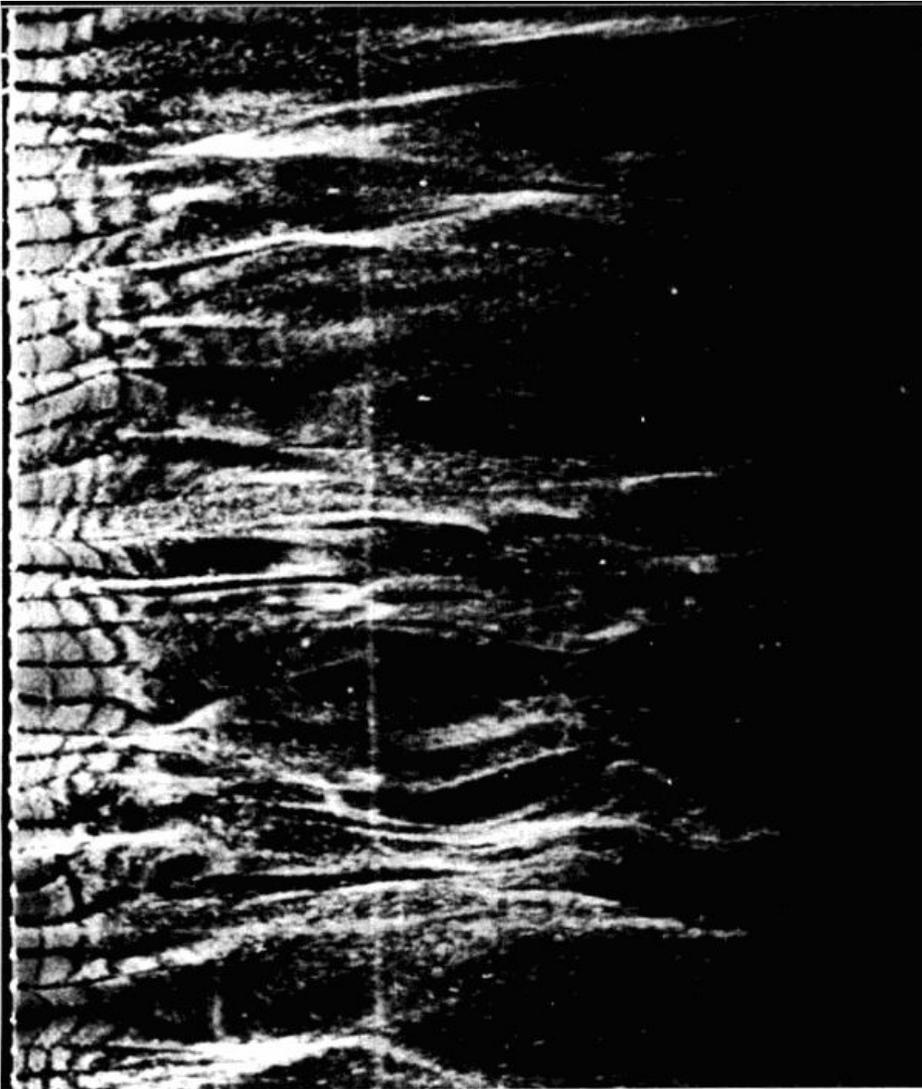
Снятый крупным планом дым в турбулентном пограничном слое на полу аэродинамической трубы обнаруживает «карманы» и полосы в вязком подслое. [Falco, 1980]

161. Структура турбулентного пограничного слоя.

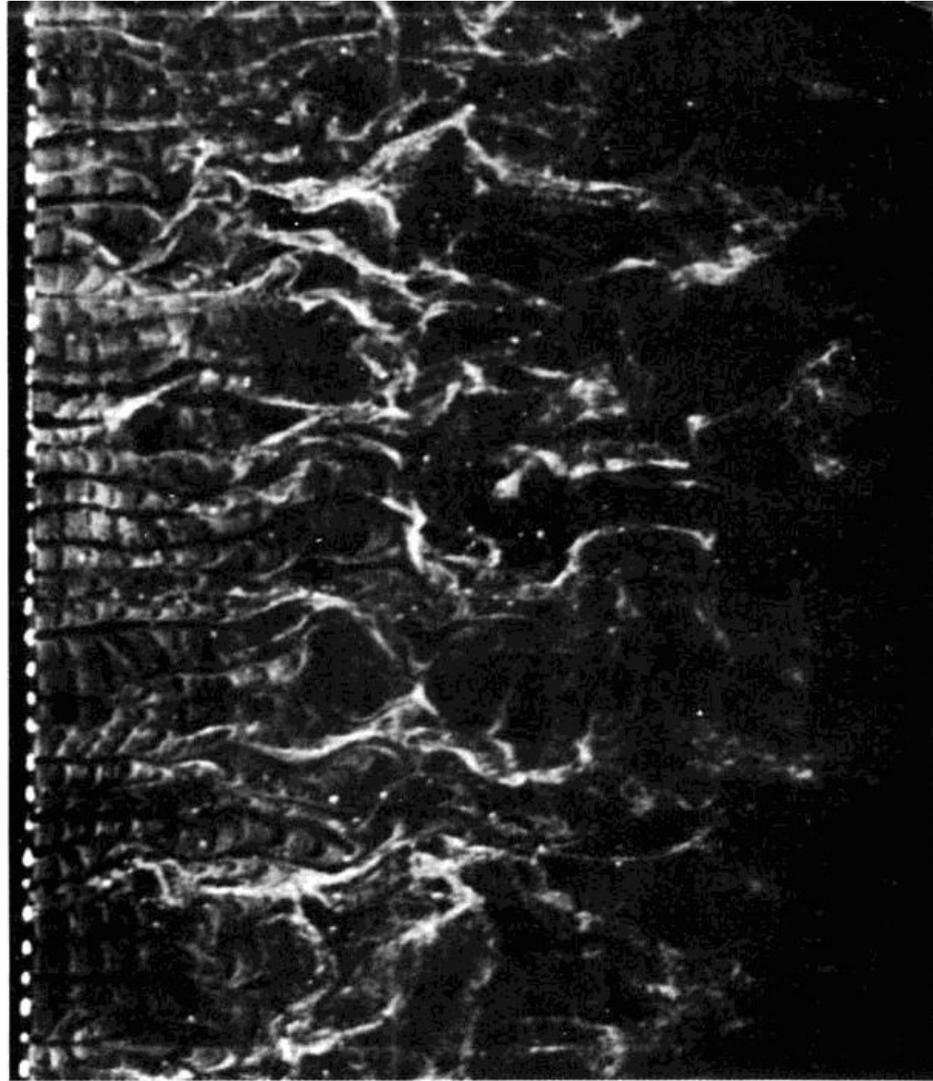
Последовательные срезы картины течения вблизи плоской пластинки в гидродинамической трубе визуализируются с помощью мелких водородных пузырьков, испускаемых периодически тонкой платиновой проволокой, видимой слева.

Безразмерная высота $y^+ = y u_\tau / \nu$ расположения проволоки над пластинкой представлена через «переменные стенки», где $u_\tau = (\tau_w / \rho)^{1/2}$ – *скорость трения*.

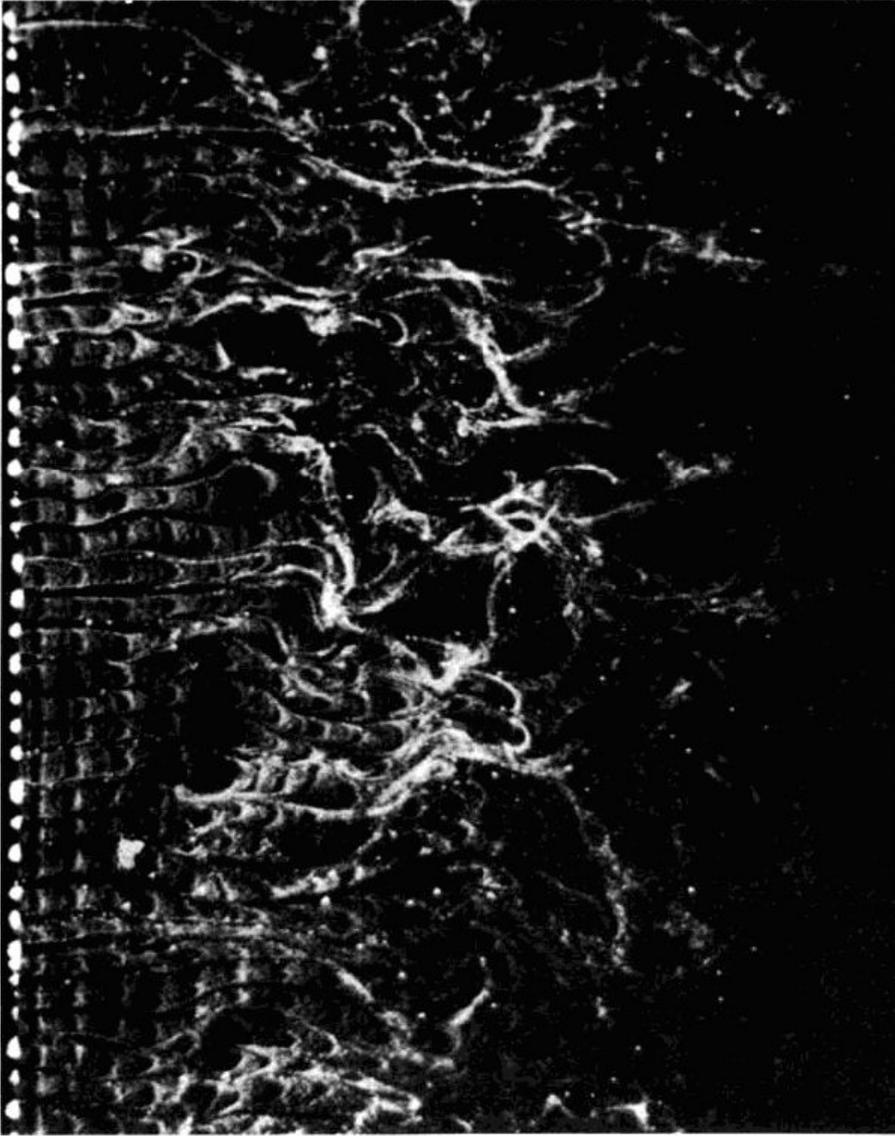
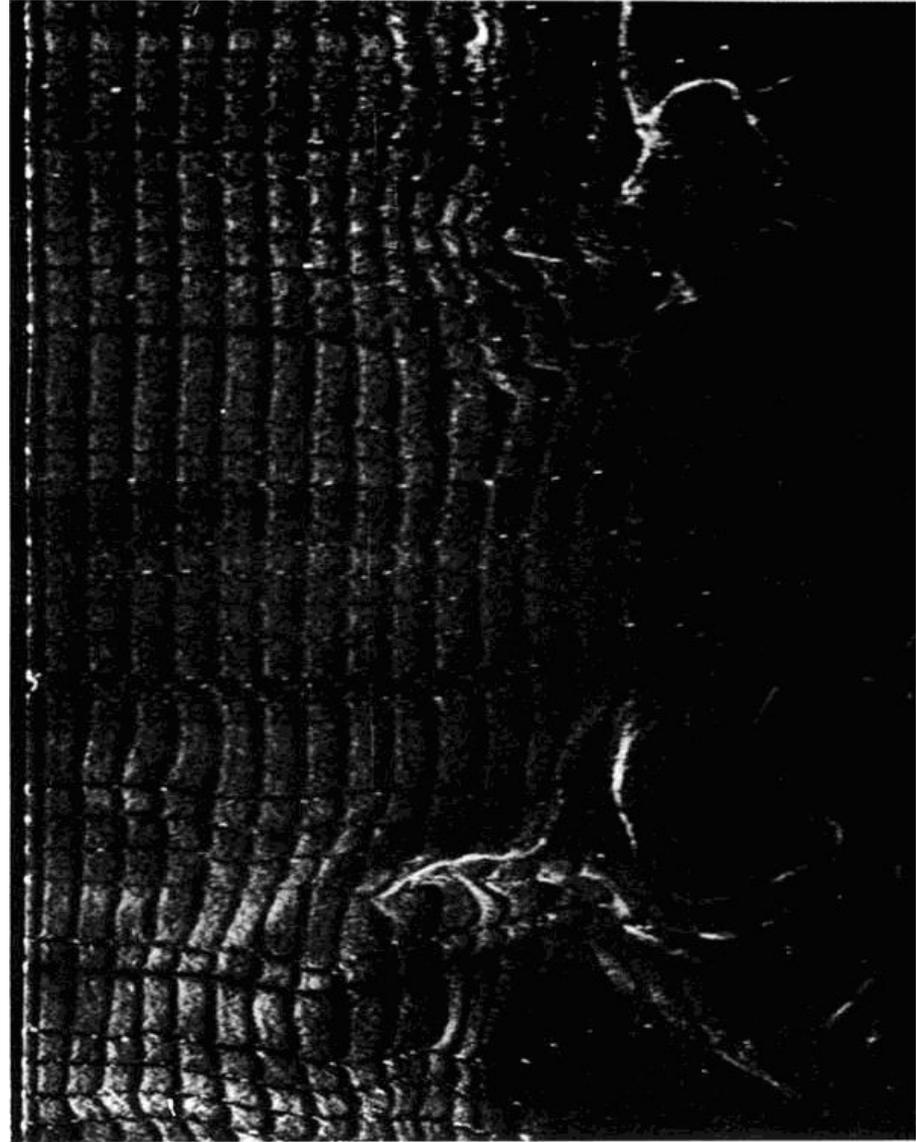
Характерные полосы, соответствующие малым и высоким скоростям, ясно видимые в вязком подслое при $y^+ = 2.1$, становятся менее заметными дальше от поверхности и исчезают в логарифмической области при $y^+ = 101$. Видно, что в области следа, при $y^+ = 407$, турбулентность имеет перемежающийся характер и большой масштаб. [Kline, Reynolds, Schraub, Runstadler, 1967].

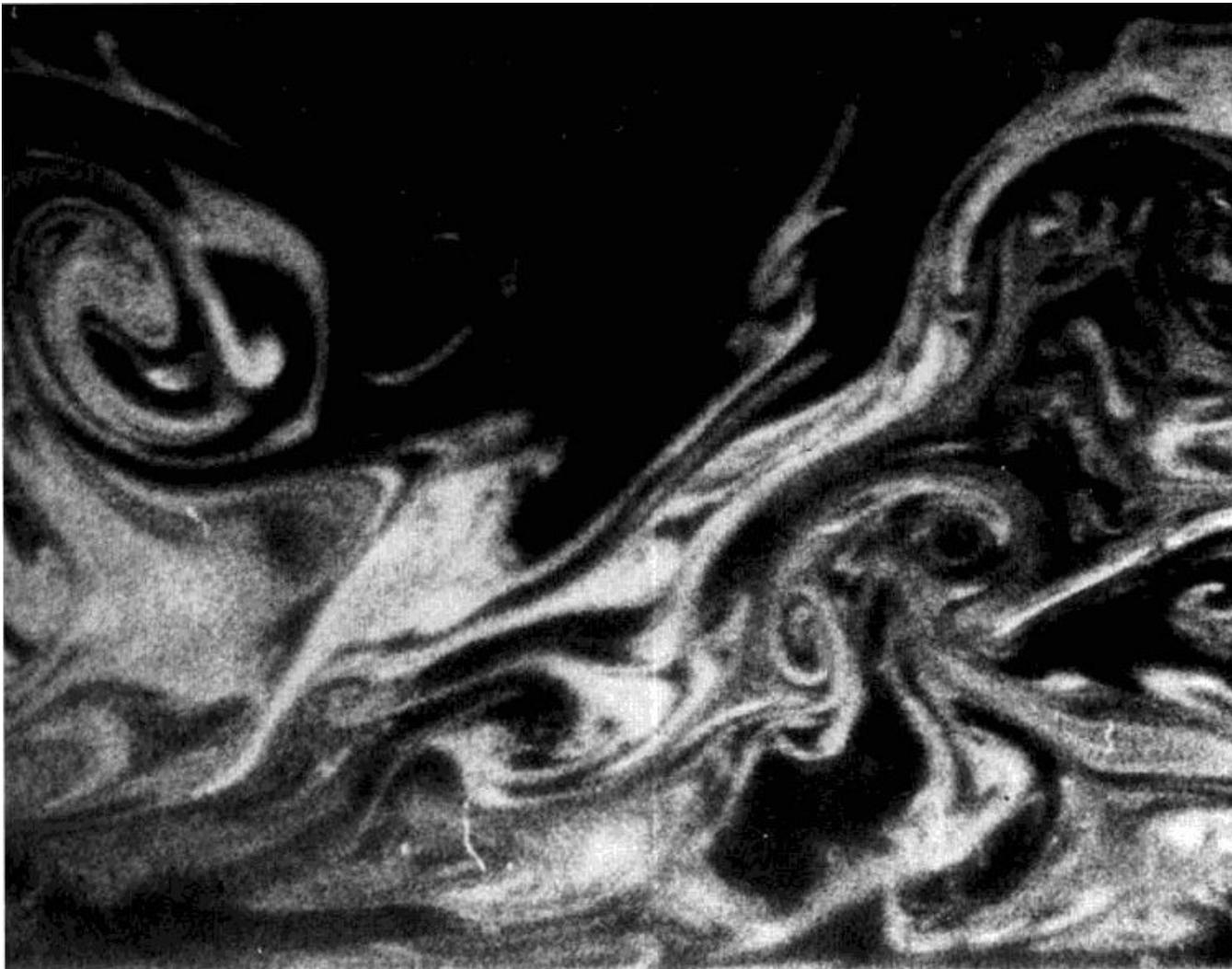


$y^+ = 2,7$



$y^+ = 38$

 $y^+ = 101$  $y^+ = 407$

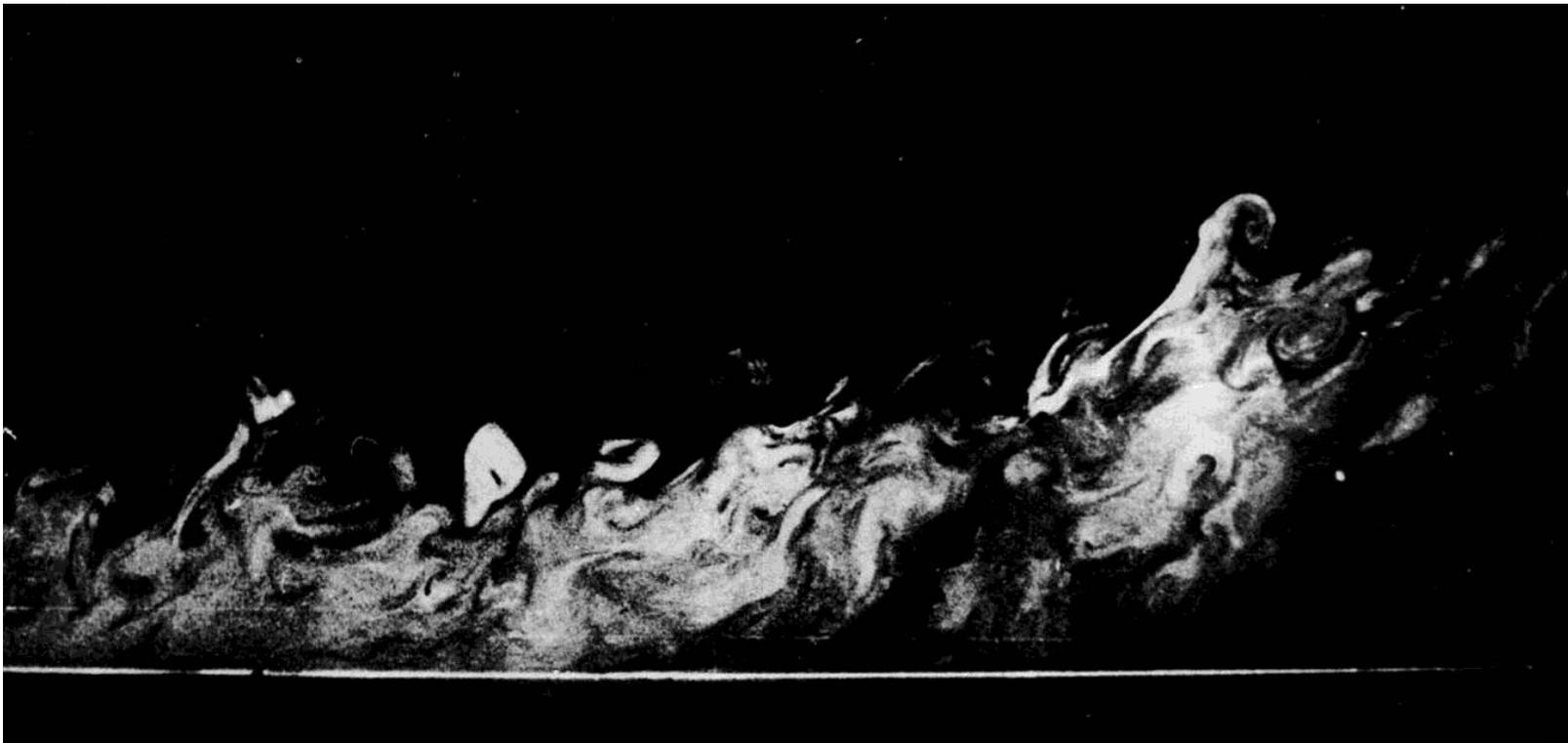
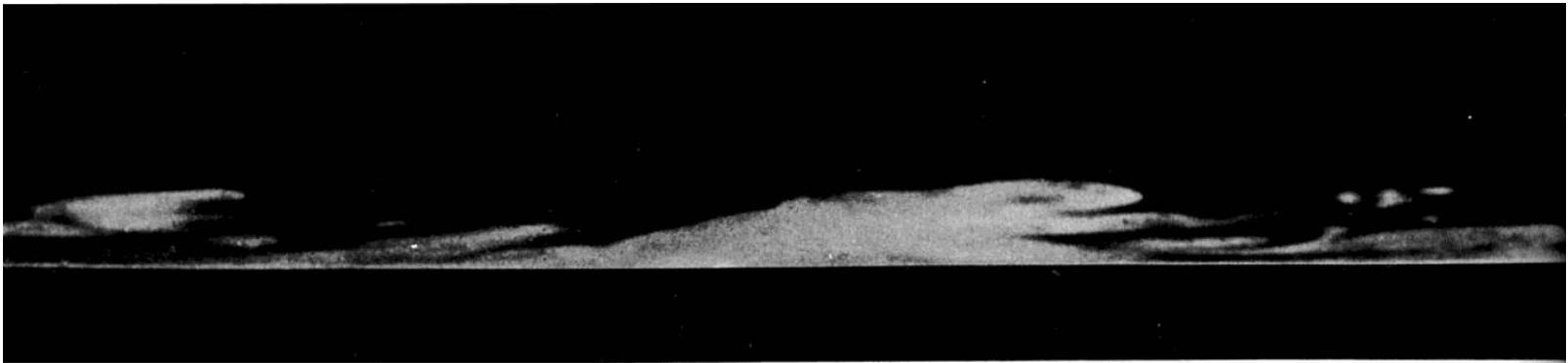


162. «Типичный вихрь» в турбулентном пограничном слое.

Масляный туман освещается лазерным световым ножом, чтобы показать сбоку нижние две трети турбулентного пограничного слоя.

Структура типа вихревого кольца справа чуть ниже и правее центра снимка, напоминающая разрезанный и наклонившийся влево гриб, дает пример того, что Фалько назвал «*типичным вихрем*». Его размеры соответствуют скорее пристеночному масштабу длины (фото 161), чем толщине пограничного слоя.

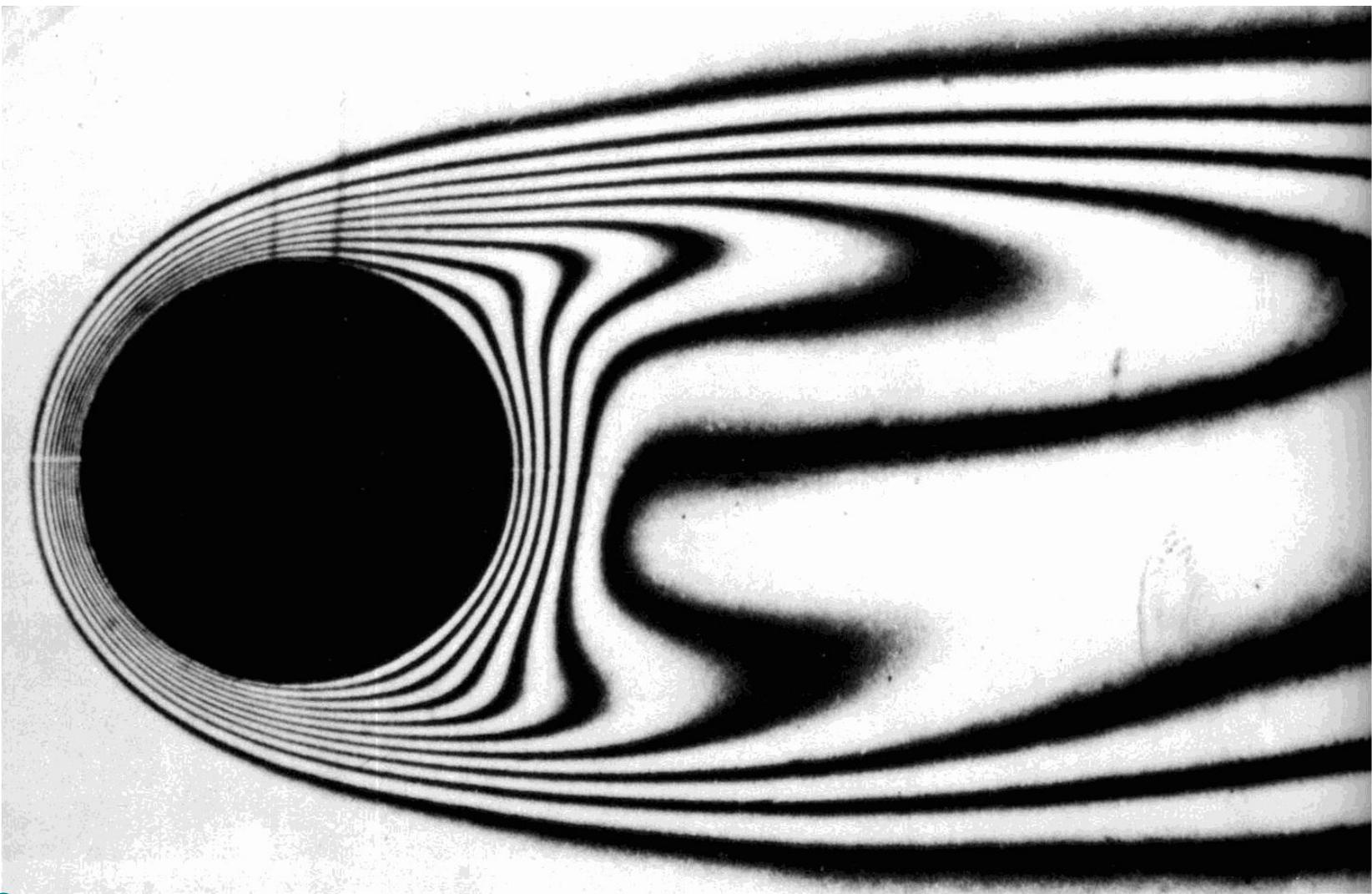
Фото R. E. Falco



164. Эффекты сильных градиентов давления.

При сильном благоприятном градиенте давления (верхний снимок) турбулентный пограничный слой растягивается и в конечном итоге реламинаризуется,

При сильном обратном градиенте (нижний снимок) слой утолщается и отрывается.
Фото R.E. Falco. [Head, 1982].



202. Охлаждение цилиндра в потоке.

Интерферометр Маха-Цендера демонстрирует изотермы в сравнительно толстом тепловом пограничном слое при числе *Рейнольдса* *120*, а также отрывный ламинарный след. Нагретый медный цилиндр диаметром *1 дюйм* пересекает вполне развитое ламинарное течение воздуха в прямоугольном канале.

Асимметрия в вертикальном направлении получается из-за свободной конвекции.

[Eckert, Soehngen, 1952].

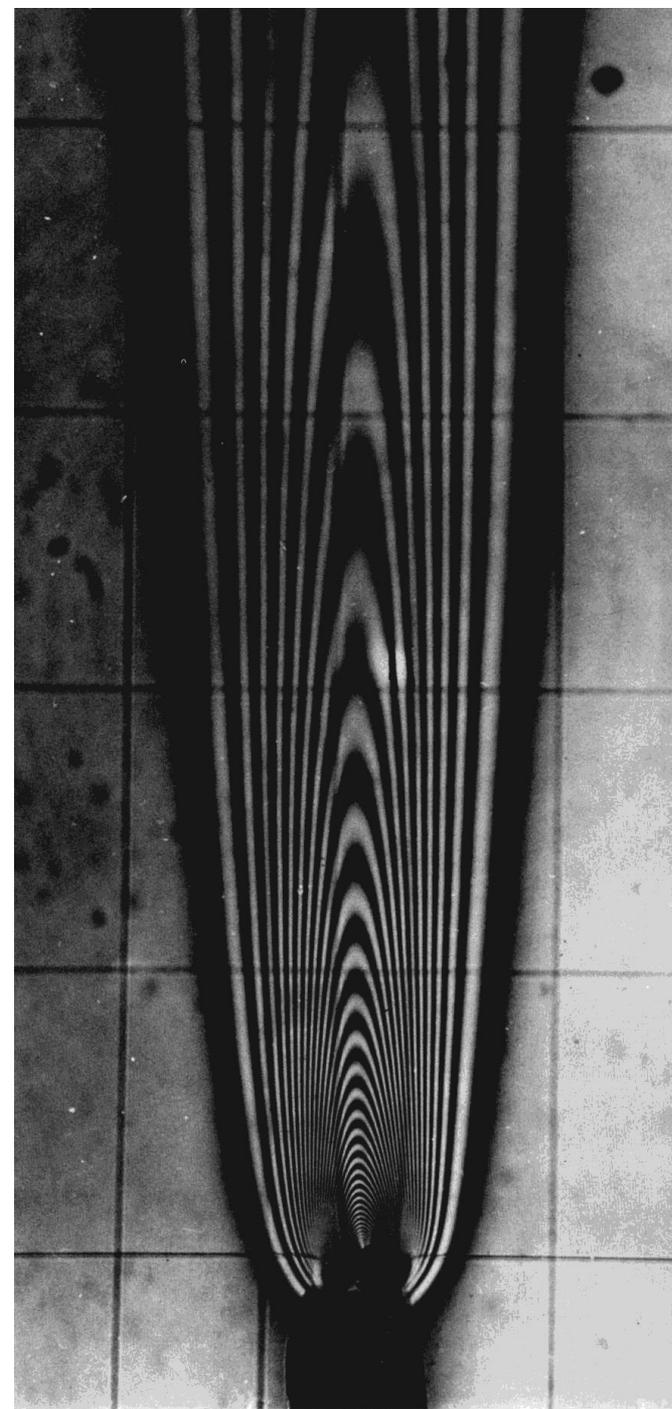
203. Плоский конвективный факел, поднимающийся от нагретой горизонтальной проволоки.

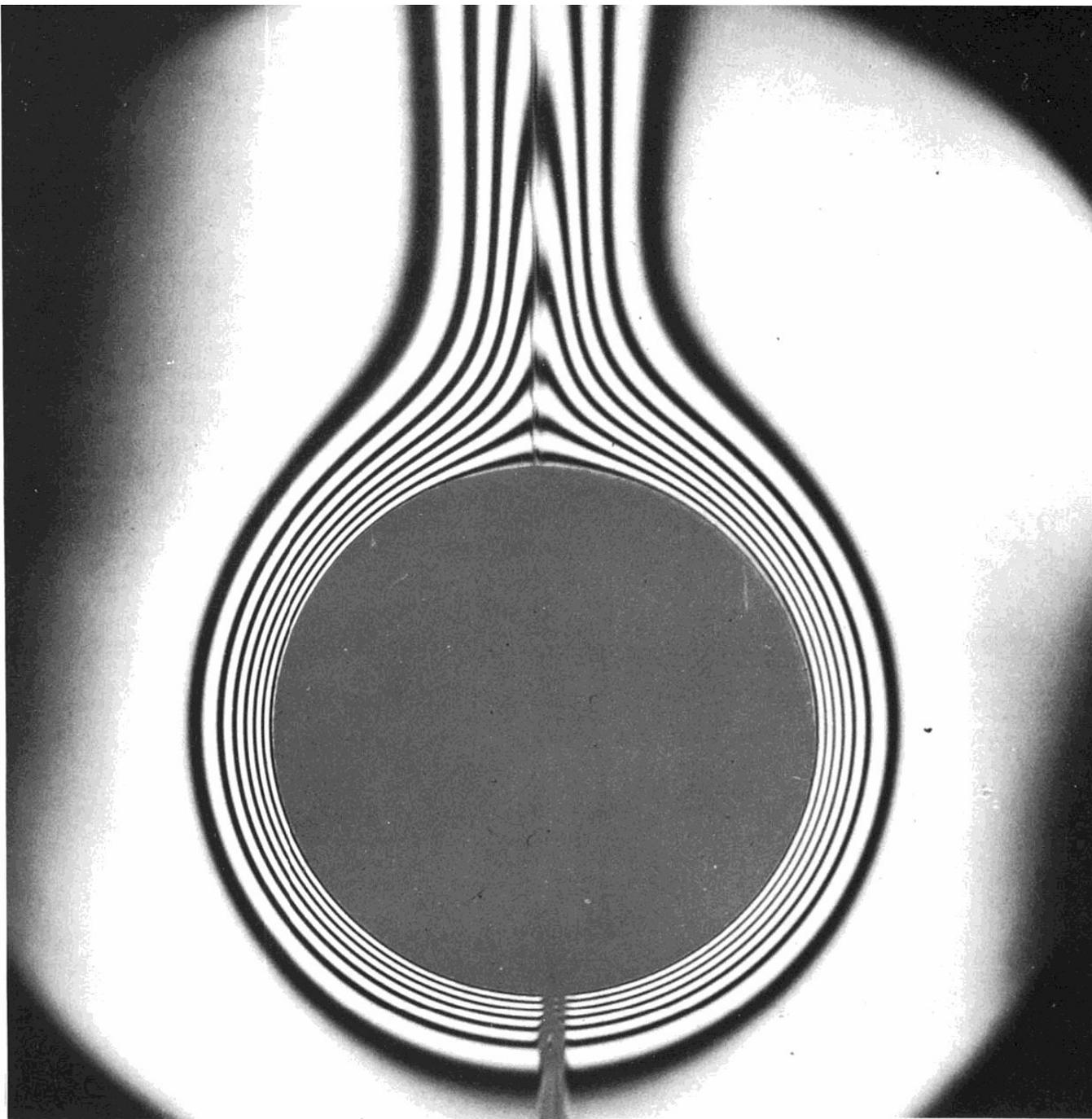
Тонкая проволока длиной 6 дюймов нагревается электрическим током в атмосферном воздухе.

Каждая полоса на этой интерферограмме соответствует перепаду температур $4.4\text{ }^{\circ}\text{C}$.

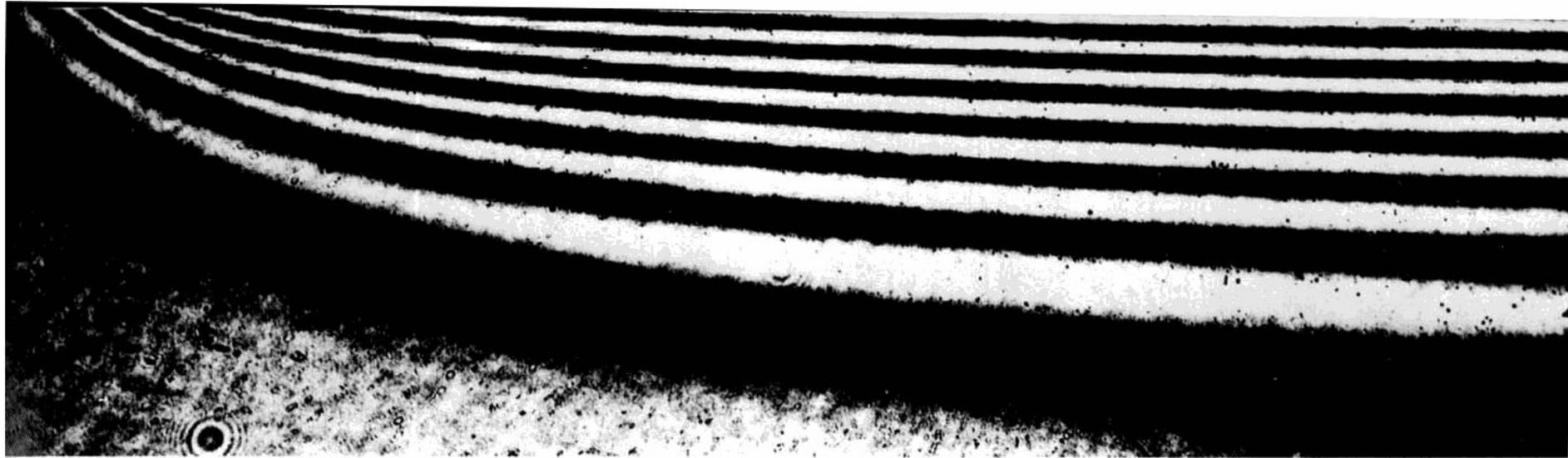
Проволочки отсчётной координатной сетки образуют прямоугольники $1/2$ на $1/4$ дюйма.

В хорошем согласии с автомодельными решениями уравнений пограничного слоя ширина факела растёт пропорционально высоте в степени $2/5$. [Gebhart, Pera, Schorr, 1970].





206. Свободная конвекция от горизонтального цилиндра. 65
Круговой цилиндр диаметром 6 см и длиной 60 см равномерно нагрет до температуры, превышающей температуру окружающего воздуха на 9°C , что дает число Грасгофа, равное 30000. Интерферограмма демонстрирует тепловые пограничные слои, сливающиеся сверху и создающие стационарный ламинарный факел, аналогичный показанному на фото 203. Фото U. Grigull, W. Hauf



210. Тепловой пограничный слой под горизонтальной пластинкой.

Лазерная голографическая интерферограмма дает картину изотерм в воздухе, усреднённую по глубине *30 см*, под левой половиной нагретой прямоугольной алюминиевой пластинки шириной *10 см* и толщиной *1 см*. Край пластинки располагается непосредственно над конфигурацией маленьких концентрических дифракционных колец, расположенной внизу слева и образованной частичкой пыли.

Число Грасгофа, рассчитанное по ширине, равно $3.3 \cdot 10^6$, а разность температур составляет 2.6°C на полосу.

[Hatfield, Edwards, 1981].

Вопросы, выносимые на зачёт

1. Пограничный слой. Толщина пограничного слоя.
Виды пограничных слоёв. Структура турбулентного пограничного слоя.
Плоский пограничный слой (динамический).
Уравнения Прандтля для плоского пограничного слоя (без вывода).
2. Пограничный слой (динамический). Толщина пограничного слоя.
Коэффициенты трения для ламинарного и турбулентного течения
при продольном обтекании плоской пластины.
3. Пограничный слой (тепловой). Толщина пограничного слоя.
Коэффициенты теплоотдачи (местный и средний)
для ламинарного и турбулентного течения
при продольном обтекании плоской изотермической пластины.
4. Пограничный слой (тепловой). Толщина пограничного слоя.
Характер распределения коэффициента теплоотдачи
по длине пластины.

*ДЗЯКУЙ
ЗА ЎВАГУ*

*СПАСИБО
ЗА ВНИМАНИЕ*

*THANK FOR
YOUR ATTENTION*