© Елкин Д. Н., Зацепин А. Г., 2026, Океанологические исследования, 2026, Том 54, № 2, С. 5–21

УДК 551.465 DOI: 10.29006/1564-2291.JOR-2026.54(2).1

ОБРАЗОВАНИЕ АНТИЦИКЛОНИЧЕСКИХ ВИХРЕВЫХ ЛИНЗ НАД НАКЛОННЫМ ДНОМ В ДВУХСЛОЙНОЙ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТОПОГРАФИЧЕСКОГО БЕТА-ЭФФЕКТА

Д. Н. Елкин, А. Г. Зацепин

Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН,
Россия, 117997, Москва, Нахимовский проспект, д. 36,
e-mail: dmelkin@mail.ru

Одним из ярких гидрофизических явлений в океане являются внутрипикноклинные вихревые линзы, или внутритермоклинные вихри, которые образуются в области вытока вод промежуточной плотности из окраинных морей в Мировой океан и имеют антициклоническую завихренность. Часто их обнаруживают возле каньонов, по которым вода промежуточной плотности, текущая по дну континентального склона, проникает в толщу океанских вод на горизонте равной плотности (Филюшкин, Кожелупова, 2020). В данной работе проведены лабораторные эксперименты по образованию вихревых линз в однородной и двухслойно-стратифицированной водной среде в цилиндрическом бассейне, расположенном на вращающейся платформе. В бассейн вставлен вписанный в него конус вершиной вверх, образующий осесимметричное наклонное дно. Вихревое течение создается с помощью локального вертикального источника постоянного расхода воды, расположенного над конусом на расстоянии половины радиуса бассейна. В случае однородной по плотности водной среды из источника поступала вода той же плотности, что в бассейне, в случае двухслойной – вода промежуточной плотности поступала непосредственно в область границы раздела слоев. Практически во всех экспериментах реализовывался автоколебательный механизм образования антициклонических вихревых линз, дрейфовавших в антициклоническом направлении под действием топографического бета-эффекта (Зацепин, Дидковский, 1996). Исследованы режимы вихревого течения в определенном диапазоне изменения безразмерных параметров эксперимента. Обнаружено существенное влияние значения плотности воды источника на реализацию автоколебательного механизма формирования вихревых линз. Если она близка к плотности воды нижнего, прилегающего к наклонному дну, слоя, то данный механизм функционирует практически так же четко, как в однородной окружающей жидкости. В случае близости плотности вод источника к плотности воды верхнего слоя, действие топографического бета-эффекта при прочих равных условиях ослабевает. В связи с этим, можно полагать, что формирование внутритермоклинных вихревых линз за счет автоколебательного механизма в Мировом океане происходит наиболее эффективно, если отрыв вод промежуточной плотности от склона дна происходит в нижней, а не в верхней, области океанского пикноклина.

Ключевые слова: внутрипикноклинные вихревые линзы, лабораторное моделирование, двухслойно-стратифицированная вращающаяся жидкость, наклонное дно, топографический бета-эффект

Введение

Вихревые линзы: внутрипикноклинные или внутритермоклинные – являются интересной гидрофизической структурой, наблюдающейся в океане. Линзы образуются в области вытока вод промежуточной плотности из окраинных морей в Мировой океан. Известны вихревые линзы средиземноморской воды в Атлантике (Swallow, 1969; Madelain, 1970; Алейник, 1998; Johnson et al., 2002; Serra, Ambar, 2002; Филюшкин, Плахин, 1995) и красноморской воды в Индийском океане (Prasad et al.; Лебедев и др., 2021; Белкин, Костяной, 1992; Филюшкин, Кожелупова, 2020). Чаще всего внутритермоклинные вихри обнаруживаются возле каньонов, по которым вода промежуточной плотности, текущая по континентальному склону, проникает в стратифицированную толщу океана на горизонте равной плотности (Филюшкин, Кожелупова, 2020). Они являются двояковыпуклыми и имеют антициклоническую завихренность (Шапиро, 1984). Физический механизм их формирования доподлинно неизвестен. Однако при этом остается непонятным, как образуются дискретные (когерентные) линзоподобные вихревые структуры (Елкин, Зацепин, 2025).

Лабораторное моделирование открывает широкие возможности для изучения механизмов и закономерностей формирования бароклинных и баротропных вихрей, течений и методов их генерации путем разнообразных внешних воздействий на твердотельно вращающуюся жидкость (Федоров и др., 1992).

В (Зацепин, Дидковский, 1996) был предложен и продемонстрирован экспериментально в лабораторных условиях автоколебательный механизм формирования баротропных вихревых цепочек от постоянно действующего локального источника массы над наклонным дном во вращающейся жидкости. Причиной автоколебания является действие топографического бета-эффекта, который при достижении вихрем критического диаметра «сдвигает» его с источника и перемещает в антициклоническом (западном) направлении. На месте прежнего вихря образуется новый вихрь и так далее. В результате получается цепочка вихрей, дрейфующих на топографический запад. В (Зацепин и др., 1998) было установлено, что данный механизм действует и в случае источника более плотной воды на наклонном дне, при условии, что образующиеся над источником вихри имеют существенную баротропную составляющую. В (Зацепин, Елкин, 2024) было показано, что автоколебательный механизм способен обеспечивать формирование и перемещение приповерхностных бароклинных вихрей также при наличии значительной баротропной составляющей, и было исследовано влияние подводных хребтов на распространение таких вихрей над склоном дна.

В данной работе проведено предварительное лабораторное исследование действия описанного выше автоколебательного механизма применительно к процессу формирования внутрипикноклинных вихревых линз от постоянно действующего источника массы над наклонным дном во вращающейся жидкости. Принципиальным отличием данного лабораторного исследования от предыдущих является то, что эксперименты проводятся в двухслойно-стратифицированной вращающейся водной среде, а вода в источнике имеет промежуточную плотность.

В разделе 2 статьи приводится описание экспериментальной установки и методики подготовки и проведения экспериментов, а в разделе 3 представлены их основные результаты. В разделе 4 содержится краткое обсуждение полученных результатов, а также рассмотрен вопрос их применимости к образованию внутрипикноклинных вихревых линз в условиях Мирового океана.

Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1. Эксперимент проводился в цилиндрическом бассейне из оргстекла, размещенном в центре платформы, вращающейся против часовой стрелки. Эксперименты проводились при трех значениях периода вращения платформы: T = 15 с, 10 с и 5 с. Для создания осесимметричного наклонного дна в бассейн вставлялся конус вершиной вверх, а основание полностью совпадает с дном бассейна. Угол α между образующей конуса и горизонталью составлял 25º. Некоторые реперные эксперименты проводились без конуса, над плоским горизонтальным дном. Эксперименты проводились в однородной водной среде и двухслойно-стратифицированной по плотности (солености). В экспериментах с однородной водной средой бассейн заполнялся дистиллированной водой, а в экспериментах с двухслойно-стратифицированной водной средой в бассейн изначально заливался слой воды с заданной соленостью S_0, изменяющейся от эксперимента, но не превышавшей 4 ‰. Этот слой раскручивался до состояния твердотельного вращения, а затем, поверх него, заливался слой дистиллированной воды, который за счет трения о нижний слой также постепенно раскручивался до состояния твердотельного вращения (Елкин, Зацепин, 2025). При этом верхний слой подкрашивался в красный цвет, а нижний – в желтый.

Антициклонические вихри и вихревые линзы создавались с помощью локального источника квазипостоянного расхода воды. Этот источник представлял собой вертикальную трубку диаметром 1.0 см, конец которой располагался на расстоянии, равном половине радиуса бассейна, от его центра. Для экспериментов с однородной водной средой чуть ниже поверхности водного слоя, для экспериментов с двухслойно-стратифицированной водной средой чуть выше границы раздела слоев. Он снабжался водой с почти постоянным расходом из закрепленной на стойке платформы объемной бюретки. Для баротропного случая бюретка заполнялась пресной водой, подкрашенной интенсивным красителем в синий цвет. Для бароклинного случая бюретка заполнялась водой соленостью S_1, подкрашенной интенсивным красителем в синий цвет. Значение S_1 не больше значения S_0. Эксперименты проводились при двух значениях расхода источника $Q \approx 1$ см^3/с и 1.7 см^3/с. Значения расхода источника выбирались таким образом, чтобы истечение воды из трубки происходило в квазиламинарном режиме. Если в бассейне отсутствовала плотностная стратификация, то под действием источника над наклонным дном формировалась цепочка баротропных антициклонических вихрей. При наличии двухслойной стратификации в области границы раздела слоев формировались бароклинные вихревые линзы, имевшие баротропную составляющую завихренности.

Сверху над бассейном на платформе расположена видеокамера, позволяющая снимать картину течения воды в бассейне во вращающейся системе координат. Для визуализации течения на свободную поверхность воды периодически помещаются мелкие бумажные частицы (пелетки) белого цвета, перемещение которых дает возможность оценивать скорость течения в приповерхностном водном слое, в частности, орбитальную скорость в вихревых колонках. Чтобы иметь одновременно боковой вид течения, рядом с бассейном на платформе находится наклонное зеркало, изображение на котором снимается той же видеокамерой.

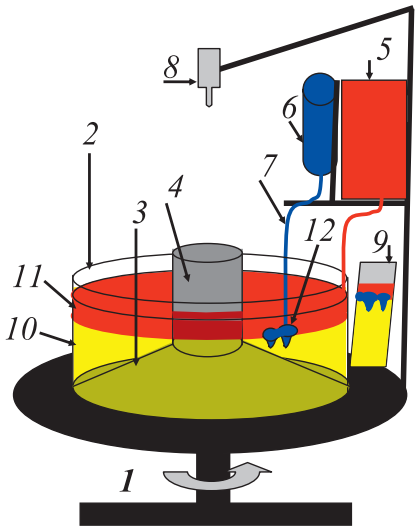


Рис. 1 – Схема экспериментальной установки. 1 – циклонически вращающаяся платформа; 2 – цилиндрический бассейн из оргстекла; 3 – конус; 4 – полый цилиндр над вершиной конуса; 5 – емкость для создания верхнего слоя воды в бассейне; 6 – объемная бюретка с краном; 7 – впускная трубка – источник; 8 – видеокамера; 9 – зеркало боковой проекции; 10 – нижний слой соленой воды S_0; 11– верхний слой пресной воды, подкрашенный в красный цвет; 12 – вытекающая из источника вода соленостью S_1

После раскрутки воды в бассейне до состояния, близкого к твердотельному вращению, включались видеокамера и источник. Этот момент принимался за начало эксперимента. Заканчивался эксперимент и его видеосьемка через несколько минут после окончания действия источника. Время проведения эксперимента обычно составляло $t/T = 200–300$, где t – реальное время, а T – период вращения платформы, т. е. 200–300 лабораторных суток (лаб. сут.) (Елкин, Зацепин, 2025).

Результаты экспериментов

Для демонстрации роли наклонного дна в формировании вихревых цепочек несколько экспериментов проводились без конуса над плоским горизонтальным дном в однородном по плотности водном слое. В этих экспериментах в случае, когда бассейн закрывался сверху прозрачной крышкой (рисунок 2), у источника образовывалась

антициклоническая вихревая колонка, диаметр которой увеличивался со временем до определенного момента, когда радиальная составляющая потока воды в придонном экмановском пограничном слое не достигала значения потока воды, поступающего в колонку из источника. После этого диаметр колонки сохранял постоянное значение, а «пятно» подкрашенной воды в экмановском слое (оно видно как слабоконтрастный ареал вокруг контрастной вихревой колонки, вернее, ее невязкого ядра на рисунке 2а) продолжало расширяться. Важно отметить, что сама колонка оставалась на одном и том же месте непосредственно под источником в случаях, когда бассейн закрывался сверху крышкой для того, чтобы предотвратить ветровое воздействие на свободную поверхность воды (рисунок 2а). Без крышки водный слой тормозился трением о не раскрученный платформой воздух над бассейном, вследствие чего баротропная вихревая колонка несколько смещалась от источника в антициклоническом направлении, но не отрывалась от него полностью. Поскольку объем вихревой колонки увеличивался в процессе ее смещения от источника, явных признаков формирования экмановского слоя вокруг нее обнаружено не было (рисунок 2б). В бароклинном случае, когда образующиеся на плотностной границе раздела вихревые линзы над горизонтальным дном не достигали свободной поверхности жидкости, заметного смещения линзы из-под источника в антициклоническом направлении практически не наблюдалось (рисунок 4а). Поэтому было принято решение проводить эксперименты с вихревыми линзами в двухслойной жидкости, не закрывая поверхность бассейна крышкой. Это давало возможность помещения на поверхность жидкости бумажных пелеток для визуализации течения в приповерхностном слое на протяжении всего эксперимента.

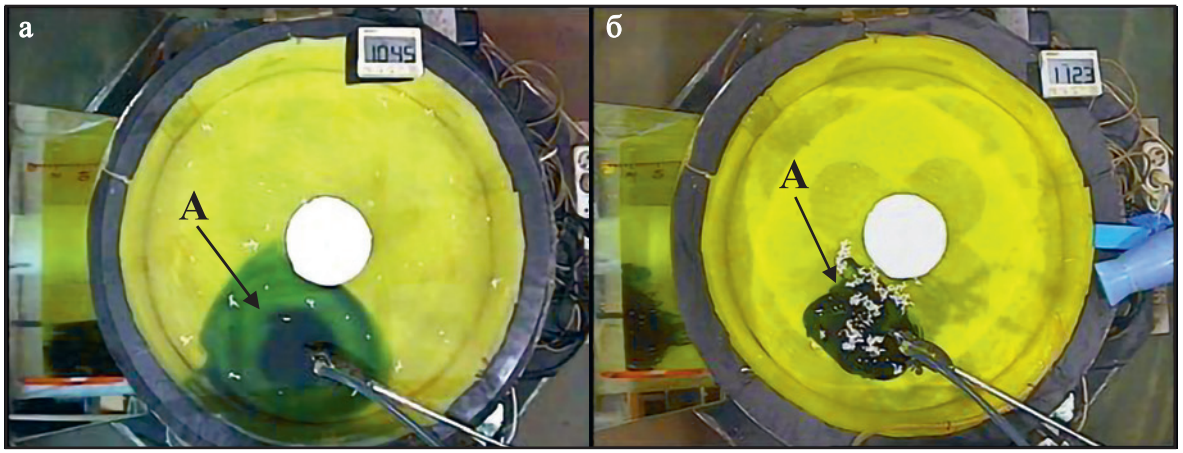


Рис. 2 – Эксперимент с однородной жидкостью и баротропной вихревой колонкой без наклонного дна, виды сверху и сбоку (слева), Q = 0.8 см^3/с, T = 10 с. Кадры в обоих рисунках сделаны при одном и том же значении безразмерного времени t/T = 60:
а – при закрытой верхней крышке бассейна крышке; **б** – при открытой верхней крышке

В каждом эксперименте с конусом, т. е. над наклонным дном, во время работы источника периодически образовывались антициклонические вихри. Сначала диаметр вихря увеличивается. Из закона сохранения массы вытекающей из источника жидкости следует, что скорость осесимметричного расширения антициклонической

баротропной вихревой колонки $U = Q/(\pi D H_0)$, где Q – расход источника; D – растущий диаметр вихревой колонки; H_0 – толщина слоя жидкости в бассейне под источником. Из-за топографического бета-эффекта, обусловленного наклоном дна в радиальном направлении, вихревая колонка дрейфует в азимутальном антициклоническом направлении со скоростью $V = (\beta_t D^2)/4$, т. е. скорость дрейфа квадратично увеличивается с ростом диаметра колонки. Где $\beta_t = f\mathrm{tg}\alpha/H_0$ – параметр топографического бета-эффекта, где $f = 2\Omega$ – параметр Кориолиса, $\Omega = 2\pi/T$ – угловая скорость вращения платформы; α – угол наклона образующей конуса к горизонтали.

В начале эксперимента $V < U$. Со временем станет: $V > U$, и вихревая колонка уходит из-под источника, на ее месте будет образовываться новый вихрь. Следовательно, уход колонки происходит при условии $D > (4Q/\pi f\mathrm{tg}\alpha)^{1/3}$ (Зацепин, Елкин, 2024).

Принимая за критический масштаб баротропной вихревой колонки:

$$D_t = (4Q/\pi f\mathrm{tg}\alpha)^{1/3}, \quad (1)$$

оценим масштаб скорости ее западного дрейфа:

$$V_t = \beta D_t^2/4 = (1/4\pi^2)^{1/3}(Q^2 f\mathrm{tg}\alpha)^{1/3}/H_0. \quad (2)$$

Зависимости диаметра и скорости дрейфа вихревых колонок над наклонным дном с точностью до постоянных коэффициентов были верифицированы в лабораторных экспериментах (Зацепин, Дидковский, 1996; Зацепин и др., 1998).

В данной работе основной задачей эксперимента было исследование условий образования вихревых линз под действием топографического бета-эффекта в области плотностной границы раздела в двухслойно-стратифицированной водной среде. Очевидно, что в этом случае трудно ожидать буквального выполнения зависимостей (1) и (2), поскольку даже при наличии баротропной составляющей вихревого течения существенную роль играет его бароклинная составляющая. Процесс вихреобразования и эволюции вихрей усложняется по сравнению с баротропным случаем. Действительно, в экспериментах наблюдалось несколько режимов вихревого течения в области плотностной границы раздела, которые мы попытались классифицировать путем анализа основных безразмерных параметров задачи.

Течение, создаваемое локальным источником массы в двухслойно-стратифицированной водной среде во вращающемся лабораторном бассейне, в данном эксперименте характеризовалось следующими размерными параметрами: $H_1 = 4$ см – толщина верхнего слоя; $H_{2\max} = 18$ см – максимальная толщина нижнего слоя у подножья конуса и $H_2 = 11$ см – непосредственно под источником; $f = 4\pi/T = 0.8, 1.3, 2.5$ с$^{-1}$ – параметр Кориолиса, $\alpha = 25^\circ$ – угол наклона дна к горизонтали, S_0 – соленость нижнего слоя, практически равная перепаду соленостей через границу раздела между слоями, поскольку соленость воды верхнего слоя близка к нулю; $Q = 1$ см^3/с и 1.7 см^3/с – расход источника, $d = 1.0$ см – диаметр источника; S_1 – соленость воды в источнике ($0 < S_1 < S_0$), $g' = g\mathrm{b}S_0 = 0.7, 1.4, 2.8$ см/с^2 – редуцированное ускорение свободного падения, обусловленное перепадом солености (плотности) через границу раздела; $\beta = 0.7{*}10^{-3}$ ‰$^{-1}$ – коэффициент соленостного сжатия воды, $\nu = 10^{-2}$ см^2/с – ее кинематическая вязкость;

$k_s = 1.5*10^{-5}$ см^2/с – коэффициент молекулярной диффузии соли (NaCl) в водном растворе. Из этих размерных параметров можно составить семь определяющих безразмерных параметров. Мы выразили их следующим образом: R_d/D_t, R_v/D_t, $S' = (S_0 - S_1)/S_0$, H_1/H_2, tgα, $d/D_t = 0.1 – 0.3$; $v/k_s = 6.67*10^2$. Здесь $R_d = (g'H_1H_2/(H_1 + H_2))^{1/2}/f$ – бароклинный радиус деформации, D_t – критический диаметр баротропной вихревой колонки, определяемый формулой (1), $R_v = (Q^2/\rho^2\nu f)^{1/4}$ – масштаб невязкого ядра вихря-интрузии, порождаемого локальным источником массы во вращающейся жидкости (Зацепин, 1986).

В данном эксперименте два безразмерных параметра – $d/D_t = 0.1–0.3$; $v/k_s = 6.67*10^2$ вряд ли оказывали влияние на результаты экспериментов, поскольку размер источника существенно меньше характерного диаметра образующихся вихревых структур (источник можно считать точечным), а коэффициент диффузии соли пренебрежимо мал по сравнению с молекулярной вязкостью. Два других параметра – H_1/H_2, и tgα, были неизменными. Три остальных безразмерных параметра – S', R_d/D_t и R_v/D_t были переменными и оказывали влияние на режимы течения.

Из них первый характеризует расположение центрального горизонтального сечения вихревой линзы в области плотностной границы раздела (Елкин, Зацепин, 2025), толщина которой составляет около 2–3 см. При $S' \approx 0$ центральное сечение линзы находится в нижней части плотностной границы. При этом перепад плотности существенно подавляет верхнюю часть линзы, и она слабо деформирует верхний слой, а нижний – сильно. При $S' \approx 0.5$ линза «сидит» в центре плотностной границы раздела и приблизительно одинаково деформирует верхний и нижний слои. При $S' \approx 1$ линза слабо деформирует нижний слой и сильно – верхний. Поскольку топографический бета-эффект, главным образом, оказывает влияние на нижний слой, то он должен максимально проявляться в случае $S' \approx 0$ и минимально – в случае $S' \approx 1$.

Проведенные нами предварительные эксперименты показали, что разбиение течения на вихревые линзы происходит во всем диапазоне изменения параметра S', но степень выраженности вихревых линз и скорость их западного дрейфа является наибольшей при $S' \approx 0$ (рисунок 3). В связи с этими результатами было принято решение о проведении основной серии экспериментов для $S' \approx 0$, т. е. с вихревыми линзами на плотностной границе раздела, максимально деформирующими нижний слой и минимально – верхний.

Параметр R_d/D_t характеризует влияние бароклинности на вихревое течение в области границы раздела. При $R_d/D_t >> 1$ оно является преимущественно бароклинным и бароклинно устойчивым, при $R_d/D_t \leq 1$ возможна бароклинная неустойчивость, при $R_d/D_t << 1$ влияние бароклинности невелико, течение близко к баротропному. Параметр R_v/D_t позволяет оценить влияние вязкого экмановского трения на динамику вихревой колонки. $R_v/D_t >> 1$ вихревая колонка не испытывает влияния экмановского вязкого трения, при $R_v/D_t \leq 1$ – трение оказывает некоторое влияние на образование и эволюцию вихревой колонки, при $R_v/D_t << 1$ трение доминирует, и невязкое ядро вихревой колонки при этом может и не сформироваться. В данной серии экспериментов влияние вязкого экмановского трения не проявлялось даже для баротропных вихревых колонок (рисунок 4а).

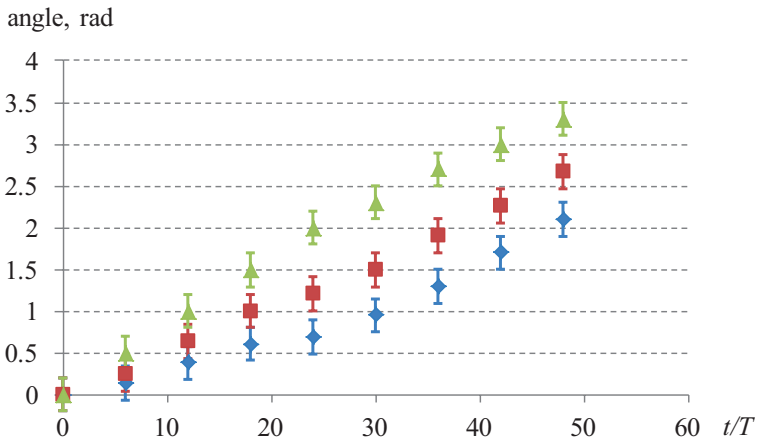


Рис. 3 – Азимутальное (угловое) распространение фронта вихревого течения при $R_d/D_t = 1.4$, $R_v/D_t = 1.25$, $S_0 = 2$ ‰. Красным цветом обозначены точки эксперимента при $S' = 0.5$. Синим – при $S' = 0.25$. Зеленым – при $S' \approx 0$

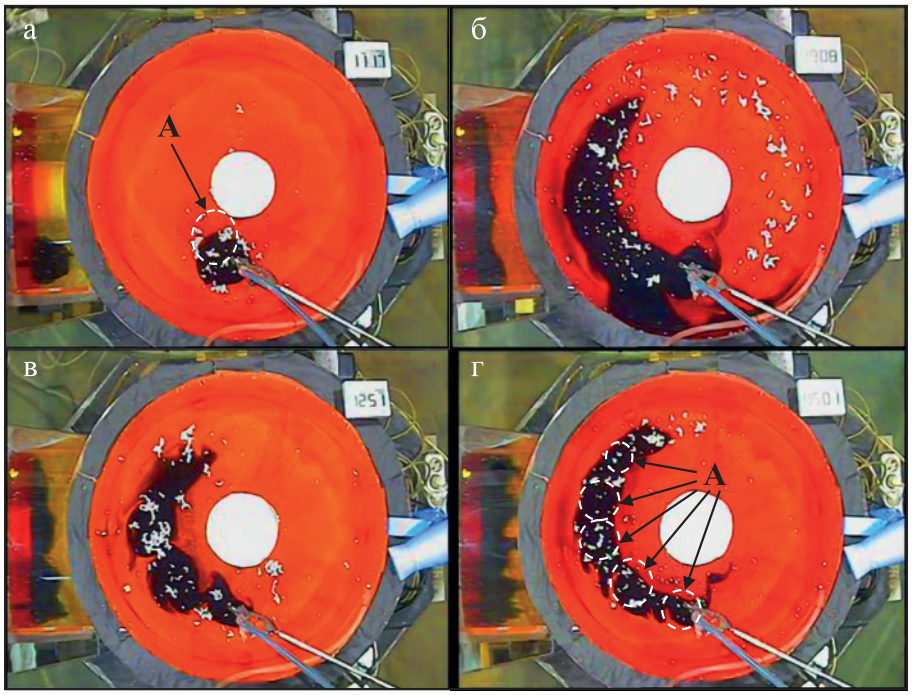


Рис. 4 – Эксперименты с формированием вихревых линз на плотностной границе раздела слоев: **а** – над горизонтальным дном $T = 15$ с, $Q \approx 0.8$ см^3/с; $S = 1$ ‰; **б** – распространение течения над наклонным дном в виде «языка» на плотностной границе раздела при $R_d/D_t = 1.8$ и $R_v/D_t = 1.4$; **в** – многовихревое течение над наклонным дном при $R_d/D_t = 1.14$ и $R_v/D_t = 1.27$; **г** – образование выраженной цепочки вихревых линз над наклонным дном при $R_d/D_t = 0.4$ и $R_v/D_t = 1.6$

Всего было проведено 24 эксперимента при разных значениях определяющих безразмерных параметров, изменявшихся в следующих пределах: $0 < R_d/D_t < 2.4$; $1.2 < R_v/D_t < 1.7$. Поскольку значение параметра R_v/D_t во всех экспериментах превышало единицу, будем считать, что влияние вязкого экмановского трения не оказывало

существенного воздействия на формирование вихревых колонок и их дрейф в антициклоническом направлении под влиянием топографического бета-эффекта. В связи с этим будем анализировать влияние на режим течения только одного безразмерного параметра эксперимента – R_d/D_t.

В каждом эксперименте измерялись диаметр вихревых линз D (или ширина вихревого течения), а также скорость V их азимутального распространения в антициклоническом направлении в зависимости от времени.

В бароклинном случае при значениях $R_d/D_t \geq 2$ течение распространялось в виде квазинепрерывного языка на границе раздела слоев (рисунок 4б). При этом нельзя сказать, что образование вихревых линз отсутствовало полностью. То, что они все же формировались, следует из боковой проекции подкрашенного синим языка промежуточных вод на рисунке 4б, который демонстрирует несколько локальных «утолщений» языка в нижней части плотностной границы раздела, свидетельствующих о наличии антициклонических вихревых линз в ее области. Однако в периферийной области они сливались друг с другом. При значениях $2 \geq R_d/D_t \geq 1$ вихревые линзы, порождаемые топографическим бета-эффектом, становились более изолированными, как на боковой проекции, так и на верхней проекции (рисунок 4в). Мы назвали этот режим течения «многовихревым», чтобы отличить его от режима распространения течения в виде квазинепрерывного языка. При $1 \geq R_d/D_t \geq 0$ образовывались явно выраженные цепочки периодических вихревых линз, хорошо видимые как на боковой проекции, так и на верхней проекции (рисунок 4г).

На рисунке 5 изображена диаграмма режимов течения в зависимости от двух безразмерных параметров задачи: R_v/D_t и R_d/D_t, которая уже была обсуждена выше. В баротропном случае – $R_d/D_t = 0$ вихревые колонки распространялись наиболее быстро (рисунок 6).

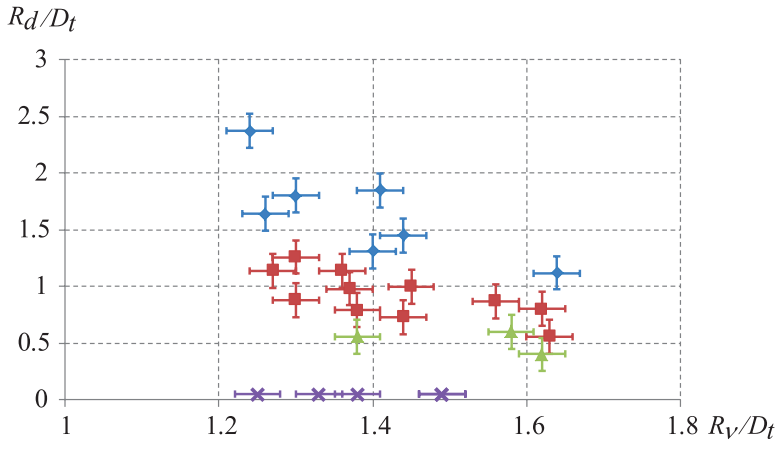


Рис. 5 – Диаграмма режимов течения в зависимости от безразмерных параметров R_v/D_t и R_d/D_t. Синим цветом обозначен режим течения в виде квазинепрерывного языка на плотностной границе раздела. Красным – режим многовихревого течения. Зеленым – режим упорядоченной цепочки вихревых линз. Крестиками обозначено распространение цепочки вихревых колонок в однородной по плотности жидкости

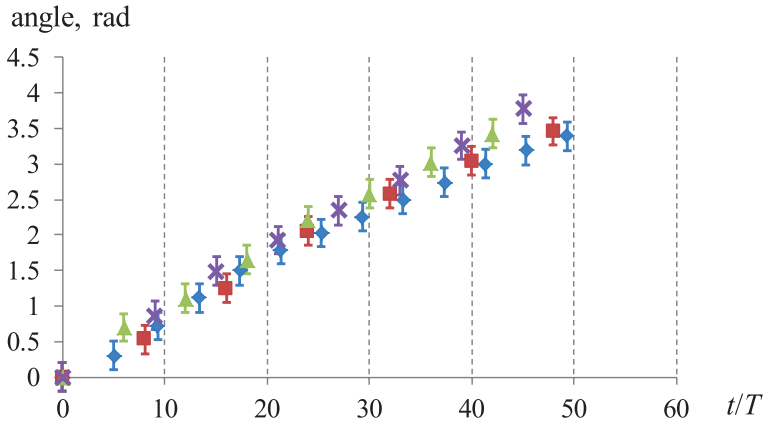


Рис. 6 – Азимутальное (угловое) распространение фронта вихревого течения над наклонным дном. Синим цветом обозначено распространение течения в виде языка на плотностной границе раздела при $R_d/D_t = 1.8$ и $R_v/D_t = 1.4$, $H_2 = 11$ см. Красным цветом обозначено распространение многовихревого течения при $R_d/D_t = 1.14$ и $R_v/D_t = 1.27$, $H_2 = 11$ см. Зеленым цветом обозначен режим цепочки вихревых линз при $R_d/D_t = 0.4$ и $R_v/D_t = 1.6$, $H_2 = 11$ см. Крестиками обозначено распространение цепочки вихревых колонок в однородной по плотности жидкости при $T = 10$ с, $Q \approx 2.3$ см^3/с и $H_0 = 12$ см

На рисунке 7 изображена безразмерная зависимость мгновенной скорости азимутального течения V/V_t от t/T, где V – мгновенная скорость азимутального распространения течения – это отношение расстояния, на которое фронт распространился от источника за короткое время, ко времени распространения на то же самое расстояние. Мгновенная скорость азимутального распространения течения почти постоянная, но со временем немного убывает. Для бароклинного случая мы использовали $\beta_t = f\mathrm{tg}\alpha/H_2$ – параметр топографического бета-эффекта. Подставляя β_t в формулу (2), получим выражение для V_t – масштаб скорости ее западного дрейфа $V_t = \beta D_t^2/4 = (1/4\ ^2)^{1/3}(Q^2 f\mathrm{tg}\alpha)^{1/3}/H_2$.

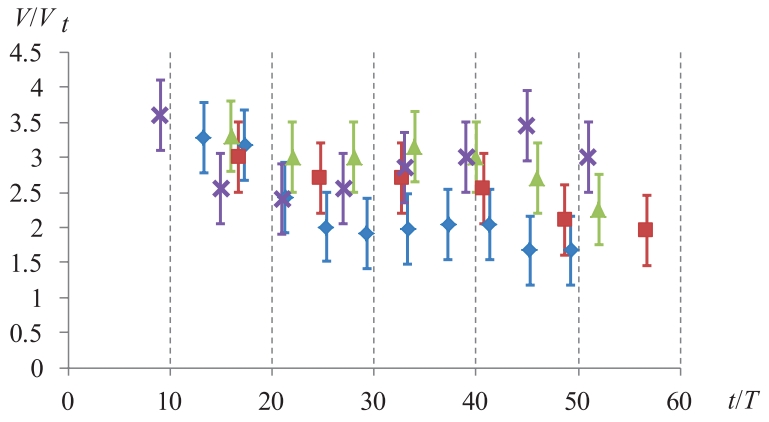


Рис. 7 – Безразмерная скорость V/V_t распространения фронта вихревого течения. Синим цветом обозначено распространение языка на плотностной границе раздела при $R_d/D_t = 1.8$ и $R_v/D_t = 1.4$. Красным – многовихревое течение при $R_d/D_t = 1.14$ и $R_v/D_t = 1.27$. Зеленым – образование цепочки вихревых линз при $R_d/D_t = 0.4$ и $R_v/D_t = 1.6$. Крестиками обозначено распространение фронта вихревого течения в однородной по плотности жидкости при $T = 10$ с, $Q \approx 2.3$ см^3/с и $H_0 = 12$ см

На рисунке 6 представлен график азимутального (углового) распространения фронта вихревого течения в радианах. На этом графике видно постепенное замедление скорости распространения, вызванное, возможно, некоторым уменьшением ширины вихревого течения (диаметра вихрей) с удалением от источника вследствие диссипативных эффектов. На рисунке 7 представлен график зависимости безразмерной мгновенной скорости распространения фронта от безразмерного времени. Чтобы найти мгновенную скорость, использовались данные, представленные на рисунке 6. Для этого бралась разность углов положения фронта за одну минуту, делилась на 60 с и умножалась на характерное значение радиуса распространения течения (15 см). Очевидно, что ошибки и разброс данных мгновенной скорости существенно больше, чем ошибки определения углового расстояния положения фронта в различные моменты времени. Тем не менее, из рисунка 7 также следует, что имеет место замедление скорости распространения фронта. При этом она различна для различных режимов течения: самая большая для баротропного течения и наименьшая для сильно бароклинного течения.

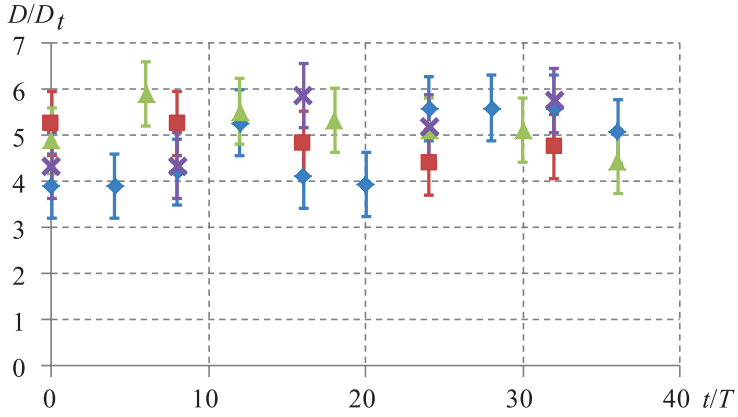


Рис. 8 – Зависимость D/D_t или безразмерной ширины течения от t/T при $R_v/D_t = 1.6$. Синим цветом обозначено распространение течения на плотностной границе раздела при $R_d/D_t = 1.8$ и $R_v/D_t = 1.4$. Красным цветом обозначено многовихревое течение при $R_d/D_t = 1.14$ и $R_v/D_t = 1.27$. Зеленым цветом обозначено образование цепочки вихревых линз при $R_d/D_t = 0.4$ и $R_v/D_t = 1.6$. Крестиками обозначено распространение фронта вихревого течения при баротропной жидкости при $T = 10$ с, $Q \approx 2.3$ см^3/с и $H_0 = 12$ см

Зависимость ширины течения, или диаметра вихрей, в безразмерном виде от безразмерного времени (D/D_t от t/T) при $R_v/D_t = 1.6$ представлена на рисунке 8. При этом было избрано сечение примерно на середине расстояния между источником и фронтом течения. Оказалось, что в этом сечении D/D_t является квазипостоянным во времени для всех режимов течения. Это, в частности, означает, что бароклинная неустойчивость вихревого течения не влияет на его ширину значительно, даже при значениях $0 < R_d/D_t < 1$ (Зацепин и др., 2023). Возможно, данный факт является следствием того, что, как было показано в (Zatsepin et al., 2005) и в (Зацепин, Елкин, 2024), наклон дна стабилизирует бароклинные течения и вихри, т. е. делает их более устойчивыми. На этом основании можно заключить, что в данной серии экспериментов бароклинная неустойчивость, если и проявлялась, не оказывала существенного влияния на эволюцию

бароклинных антициклонических вихревых линз. Нет и репрезентативной зависимости безразмерного диаметра вихрей от параметра R_d/D_t, что представляется удивительным, поскольку бароклинные эффекты должны увеличивать диаметр вихрей по сравнению с баротропным случаем. Однако, судя по рисунку 8, имеет место обратная тенденция, с этим еще предстоит разбираться.

Обсуждение полученных результатов и предварительные выводы

Результаты проведенных экспериментов по исследованию автоколебательного механизма периодического формирования вихревых линз на границе раздела в двухслойно-стратифицированной по солености водной среде в бассейне с наклонным дном на вращающейся платформе свидетельствуют о том, что этот механизм реализуется в широком диапазоне изменения одного из определяющих безразмерных параметров эксперимента – R_d/D_t, где R_d – бароклинный радиус деформации для двухслойной водной среды, а D_t – теоретический масштаб, описывающий диаметр вихревой колонки, порождаемой локальным источником массы в однородной по плотности вращающейся жидкости над наклонным дном за счет топографического бета-эффекта (Зацепин, Дидковский, 1996). При этом установлено, что на функционирование этого механизма большое влияние оказывает другой безразмерный параметр эксперимента – S', характеризующий положение центрального сечения вихревой линзы (ЦСВЛ) в области плотностной прослойки между верхним и нижним квазиоднородными слоями. При $S' \approx 0$, что соответствует положению ЦСВЛ в нижней части прослойки, вихревая линза сильно «деформирует» нижний слой жидкости и вызывает в нем значительный баротропный отклик. При этом имеет место ярко выраженный топографический бета-эффект, который способствует реализации автоколебательного механизма периодического формирования вихревых линз. При $S' \approx 1$, что соответствует положению ЦСВЛ в верхней части прослойки, вихревая линза слабо деформирует нижний слой жидкости, и баротропный отклик на вихревое возмущение в области плотностной прослойки в нижнем слое является слабым. Это затрудняет реализацию автоколебательного механизма периодического формирования вихревых линз от локального источника массы. Тем не менее, для количественного исследования параметра S' на периодическое линзообразование в области плотностной прослойки требуются дополнительные экспериментальные исследования, которые авторы намерены провести в недалеком будущем.

Следует отметить, что выполненные эксперименты имеют определенное отношение к моделированию одного из механизмов формирования внутритермоклинных вихревых линз в Мировом океане в области взаимодействия плотностных течений на склоне дна с окружающей стратифицированной жидкостью. При этом, когда плотность воды в плотностном течении (ПТ) сравнивается с плотностью окружающей воды на том же горизонте, происходит отрыв ПТ от дна и его проникновение в толщу окружающих стратифицированных вод в виде интрузии. Этот процесс усиливается в области

каньонов, которые локализуют воды ПТ и способствуют их быстрому опусканию на «равновесный» уровень окружающих вод. Внедряясь в них, воды ПТ растекаются в стороны и приобретают антициклоническую завихренность, т. е. образуется вихревая линза – интрузия. Если при этом внедряется достаточно большой слой воды, то он генерирует антициклоническую завихренность, как в вышележащих, так и нижележащих слоях, окружающих интрузию вод. Как правило, этот процесс происходит вблизи склона дна, и появление антициклонической завихренности над наклонным дном может привести в действие топографический бета-эффект, вызывающий отрыв вихревой линзы-интрузии от устья каньона, ее распространение на топографический запад и формирование следующей вихревой интрузии на том же месте. Предварительные оценки периодичности формирования и характерного размера образующихся таким образом вихревых линз, выполненные в (Зацепин и др., 1998) для ПТ средиземноморских вод на склоне Иберийского полуострова, показали принципиальную возможность образования внутритермоклинных вихрей под действием автоколебательного механизма, обусловленного топографическим бета-эффектом.

Основным результатам описанного выше эксперимента является воспроизведение автоколебательного механизма формирования вихревых линз на плотностной границе раздела между квазиоднородными слоями за счет топографического бета-эффекта и существенного влияния на реализацию этого механизма, значения плотности воды источника. Если ее плотность близка к плотности нижнего, прилегающего к наклонному дну слоя окружающих вод, то автоколебательный механизм функционирует практически так же четко, как в однородной окружающей жидкости. В случае близости плотности вод источника и плотности воды верхнего слоя действие топографического бета-эффекта ослабевает.

В связи с этим результатом можно полагать, что формирование внутритермоклинных вихревых линз за счет автоколебательного механизма в Мировом океане, обусловленного топографическим бета-эффектом, происходит наиболее эффективно, если отрыв вод ПТ от склона дна происходит в нижней, а не в верхней области океанского пикноклина.

Благодарности. Работа выполнена в рамках темы госзадания FMWE-2024-0016.

Список литературы

1. *Алейник Д. Л.* Структура и динамика средиземноморской линзы и Азорской фронтальной зоны осенью 1993 г. // Океанология. 1998. Т. 38. № 3. С. 349–360.
2. *Белкин И. М., Костяной А. Г.* Внутритермоклинные вихри в Мировом океане и их региональные особенности. В сб.: Когерентные структуры и самоорганизация океанических движений / Под ред. Г. И. Баренблатта, Д. Г. Сеидова и Г. Г. Сутырина. М.: Наука, 1992. С. 112–127.
3. *Елкин Д. Н., Зацепин А. Г.* Лабораторное исследование образования антициклонических вихревых линз от постоянного источника массы над наклонным дном в двухслойной вращающейся жидкости. В сб.: 11-я Международная научная школа молодых ученых «Физическое и математическое моделирование процессов в геосредах». Институт проблем механики им. А. Ю. Ишлинского РАН. Москва, 22–24 октября 2025. С. 73–75.

4. *Зацепин А. Г.* К вопросу об эволюции плотностной линзы-интрузии во вращающейся жидкости. В сб.: Внутритермоклинные вихри в океане / Под ред. К. Н. Федорова. М.: ИО АН СССР, 1986. С. 115–119.
5. *Зацепин А. Г., Дидковский В. Л.* Об одном механизме формирования мезомасштабных вихревых структур в склоновой зоне океана // ДАН. 1996. Т. 347. № 1. С. 109–112.
6. *Зацепин А. Г., Дидковский В. Л., Семенов А. В.* Автоколебательный механизм формирования периодической вихревой структуры от стационарного локального источника на наклонном дне во вращающейся жидкости // Океанология. 1998. Т. 38. № 1. С. 47–55. EDN: LEODST
7. *Зацепин А. Г., Елкин Д. Н., Шварцман Д. Р.* Предварительные результаты лабораторных исследований эволюции нефронтальных вихрей в двухслойной вращающейся жидкости // Океанологические исследования. 2023. Т. 51. № 1. С. 5–35. EDN: NOGTIM. https://doi.org/10.29006/1564-2291.JOR-2023.51(1).1
8. *Зацепин А. Г., Елкин Д. Н.* Влияние подводного хребта на перемещение антициклонических вихрей над наклонным дном под действием топографического бета-эффекта: лабораторный эксперимент // Морской гидрофизический журнал. 2024. Т. 40. № 2. С. 298–311. EDN: NETNBZ
9. *Лебедев К. В., Филюшкин Б. Н., Кожелупова Н. Г.* Обнаружение вод Красного моря и Персидского залива в северо-западной части Индийского океана по наблюдениям поплавков арго // Океанологические исследования. 2021. Т. 49. № 4. С. 24–62. EDN: BTBEIO. https://doi.org/10.29006/1564-2291.JOR-2021.49(4).2
10. *Федоров К. Н., Гинзбург А. И., Костяной А. Г.* Генерация и эволюция вихревых диполей в лабораторных условиях. В сб.: Когерентные структуры и самоорганизация океанических движений / Под редакцией Г. И. Баренблатта, Д. Г. Сеидова и Г. Г. Сутырина. М.: Наука, 1992. С. 21–26.
11. *Филюшкин Б. Н., Кожелупова Н. Г.* Обзор исследований средиземноморских внутритермоклинных вихрей в Атлантическом океане // Океанологические исследования. 2020. Т. 48. № 3. С. 123–147. EDN: OLGHYC. https://doi.org/10.29006/1564-2291.JOR-2020.48(3).8
12. *Филюшкин Б. Н., Плахин Е. А.* Экспериментальные исследования начальной стадии формирования линзы средиземноморской воды // Океанология. 1995. Т. 35. № 6. С. 875–882.
13. *Шапиро Г. И.* Структура мезомасштабной вихревой линзы в океанском термоклине // Доклады Академии наук СССР. 1984. Т. 276. № 6. С. 1477–1479.
14. *Johnson J., Ambar L., Serra N., Stevens I.* Comparative studies of the spreading of Mediterranean water through the Gulf of Cadiz // Deep Sea Res. Part II. 2002. Vol. 49 (19). P. 4179–4193. https://doi.org/10.1016/S0967-0645(02)00149-2
15. *Madelain F.* Influence de la topographie du fond sur l'ecoulement Mediterraneen entre le Detroit de Gibraltar et le Cap Saint-Vincent // Cahiers Océanogr. 1970. No. 22. P. 43–61.
16. *Prasad T. G., Ikeda M., Kumar S. P.* Seasonal spreading of the Persian Gulf Water mass in the Arabian Sea // J. Geophys. Res. Oceans. 2001. Vol. 106. No. C8. P. 17059–17071. https://doi.org/10.1029/2000JC000480
17. *Serra N., Ambar I.* Eddy generation in the Mediterranean undercurrent // Deep-Sea Research II. 2002. Vol. 49. P. 4225–4243. https://doi.org/10.1016/S0967-0645(02)00152-2
18. *Swallow J. C.* A deep eddy off Cape St. Vincent // Deep Sea Res. 1969. Vol. 16. P. 285–296. https://doi.org/10.1016/0011-7471(69)90052-7
19. *Zatsepin A. G., Emel'yanov S. V., Kremenetskiy V. V., Poyarkov S. G., Stroganov O. Yu., Denisov E. S., Stanichnaya R. R., Stanichny S. V.* Effect of bottom slope and wind on the near-shore current in a rotating stratified fluid: laboratory modeling for the Black Sea // Oceanology. 2005. Vol. 45. No. Suppl. 1. P. S13–S26. EDN: LJLSWD

ISSN (online): 2587-9634 / ISSN (print): 1564-2291
Океанологические исследования. 2026. Том 54. № 2. С. 5–21

Статья поступила в редакцию 30.03.2026, одобрена к печати 30.04.2026.
Для цитирования: *Елкин Д. Н., Зацепин А. Г.* Образование антициклонических вихревых линз над наклонным дном в двухслойной вращающейся жидкости под действием топографического бета-эффекта // Океанологические исследования. 2026. Т. 54. № 2. С. 5–21. https://doi.ocean.ru/10.29006/1564-2291.JOR-2026.54(2).1

ANTICYCLONIC EDDIES LENSES FORMATION ABOVE A SLOPE BOTTOM IN A TWO-LAYER ROTATING FLUID UNDER THE ACTION OF THE TOPOGRAPHIC BETA-EFFECT

D. N. Elkin, A. G. Zatsepin

Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences,
36, Nakhimovskiy prospekt, Moscow, 117997, Russia,
e-mail: dmelkin@mail.ru

One of the most striking hydrophysical structure in the ocean is intrapycnocline eddies lenses, or intrathermocline eddies (Filyushkin and Kozhelupova, 2020). They form in the region of intermediate-density water outflow from marginal seas into the World Ocean and have anticyclonic vorticity. They often form near canyons through which intermediate-density water flowing along the bottom of the continental slope, sink into the thickness of ocean waters at a horizon of equal density. In this work, laboratory experiments were conducted on the formation of eddies lenses in a homogeneous and two-layer stratified fluid in a cylindrical tank located on a rotating platform. An inscribed cone, apex upward, is inserted into the tank, forming an axisymmetric sloping bottom. The eddy flow is generated by a local vertical source of constant water flow, located above the cone at a distance of half the tank radius.

In the case of a homogeneous fluid, water of the same density flowed from the tank; in the case of a two-layer fluid, water of intermediate density flowed directly into the region of the layer interface. In virtually all experiments, a self-oscillating mechanism for the formation of anticyclonic eddies lenses was observed, which drifted in the anticyclonic direction under the influence of the topographic beta effect (Zatsepin and Didkovsky, 1996). The eddy flow regimes were investigated over a determined range of variation in the experimental dimensionless parameters. A significant influence of the source water density value on the implementation of the self-oscillatory mechanism of eddies lens formation was found. If the density is close to the density of the water in the lower layer adjacent to the sloping bottom, this mechanism functions almost as efficiently as in a homogeneous surrounding fluid. If the density of the source water is close to the density of the water in the upper layer, the influence of the topographic beta effect weakens. Consequently, it can be assumed that the formation of intrathermocline eddies lenses due to the self-oscillatory mechanism in the World Ocean occurs most effectively if the separation of intermediate-density waters from the bottom slope occurs in the lower, and not in the upper region of the ocean pycnocline.

Keywords: intrapycnocline eddies lenses, laboratory modeling, two-layer stratified rotating fluid, sloping bottom, topographic beta-effect

Acknowledgment: The work was supported in the frame of the government assignment theme No. FMWE-2024-0016.

References

1. Aleinik, D. L., 1998: The structure and dynamics of the Mediterranean lens and the Azores frontal zone in autumn 1993. *Oceanology*, **38** (3), 349–360.
2. Belkin, I. M. and A. G. Kostianoy, 1992: *Intrathermocline eddies in the World ocean and their regional peculiarities. Coherent structures and organization of oceanic currents in the laboratory.* Moscow, Nauka, 112–126.
3. Elkin, D. N. and A. G. Zatsepin, 2025: *Laboratory study of the formation of anticyclonic vortex lenses from a constant mass source above an inclined bottom in a two-layer rotating fluid.* In: 11th International Scientific School of Young Scientists "Physical and Mathematical Modeling of Processes in Geomedia". A. Yu. Ishlinsky Institute of Mechanics Problems of the Russian Academy of Sciences. Moscow, October 22–24, P. 73–75.
4. Fedorov, K. N., A. I. Ginsburg, and A. G. Kostianoy, 1992: *Generation and evolution of vortex dipoles in a laboratory experiments. Coherent structures and self-organisation of currents in the ocean.* Moscow, Nauka.
5. Filyushkin, B. N. and E. A. Plakhin, 1995: Experimental study of the first stage of Mediterranean water lens formation. *Oceanology,* **35** (6), 797–804.
6. Filyushkin, B. N. and N. G. Kozhelupova, 2020: Reviyw of the investigations of the Mediterranean intrathermocline eddies in the Atlantic ocean. *Journal of Oceanological Research*, **48** (3), 123–147, EDN: OLGHYC, https://doi.org/10.29006/1564-2291.JOR-2020.48(3).8
7. Johnson, J., L. Ambar, N. Serra, and I. Stevens, 2002: Comparative studies of the spreading of Mediterranean water through the Gulf of Cadiz. DSR II, **49**, 4179–4193, https://doi.org/10.1016/S0967-0645(02)00149-2
8. Lebedev, K. V., B. N. Filyushkin, and N. G. Kozhelupova, 2021: Detection of Red Sea and Persian Gulf waters in the north-western part of the Indian ocean by argo floats data. *Journal of Oceanological Research*, **49** (4), 24–62, EDN: BTBEIO, https://doi.org/10.29006/1564-2291.JOR-2021.49(4).2
9. Madelain, F., 1970: Influence de la topographie du fond sur l'ecoulement Mediterraneen entre le Detroit de Gibraltar et le Cap Saint-Vincent. *Cahiers Oceanogr.*, **22,** 43–61.
10. Prasad, T. G., M. Ikeda, and S. P. Kumar, 2001: Seasonal spreading of the Persian Gulf Water mass in the Arabian Sea. *J. Geophys. Res. Ocean,* **106** (C8), 17059–17071, https://doi.org/10.1029/2000JC000480
11. Serra, N. and I. Ambar, 2002: Eddy generation in the Mediterranean undercurrent. *Deep-Sea Research,* II, **49**, 4225–4243, https://doi.org/10.1016/S0967-0645(02)00152-2
12. Shapiro, G. I., 1984: *Structure of the Mesoscale Vortex Lens in the Ocean Thermocline. Doklady Akademii Nauk SSSR*, **276** (6), 1477–1479.
13. Swallow, J. C., 1969: A deep eddy off Cape St. Vincent. *Deep Sea Res*., **16**, 285–296, https://doi.org/10.1016/0011-7471(69)90052-7
14. Zatsepin, A. G., 1986: *On the evolution of a density lens-intrusion in a rotating fluid. Intrathermocline eddies in the ocean*, Ed. K. N. Fedorov, Moscow, IO RAS, 115–119.
15. Zatsepin, A. G. and V. L. Didkovskii, 1996: On one mechanism of formation of mesoscale vortex structures in the oceanic slope zone. *Dokl. Earth Sci*., **347** (1), 109–112.
16. Zatsepin, A. G., V. L. Didkovskii, and A. V. Semenov, 1998: Self-oscillatory mechanism of periodical eddy structure formation from a stationary local source on the sloping bottom in a rotating fluid. *Oceanology*, **38** (1), 56–61, EDN: LEODST
17. Zatsepin, A. G., S. V. Emel'yanov, V. V. Kremenetskiy, S. G. Poyarkov, O. Yu. Stroganov, E. S. Denisov, R. R. Stanichnaya, and S. V. Stanichny, 2005: Effect of bottom slope and wind on the near-shore current in a rotating stratified fluid: laboratory modeling for the Black Sea. *Oceanology*, **45** (S1), S13–S26, EDN: LJLSWD

18. Zatsepin, A. G., D. N. Elkin, and D. R. Shvartsman, 2023: Preliminary Results of Laboratory Investigations of the Evolution of Non-Frontal Eddies in a Two-Layered Rotating Fluid. *Journal of Oceanological Research*, **51** (1), 5–35, EDN: NOGTIM, https://doi.org/10.29006/1564-2291.JOR-2023.51(1).1
19. Zatsepin, A. G. and D. N. Elkin, 2024: Underwater ridge impact on the motion of anticyclonic eddies over a sloping bottom as a result of the topographic beta-effect: laboratory experiment. *Physical Oceanography*, **31** (2), 271–283, EDN: VDVJGU

Submitted 30.03.2026, accepted 30.04.2026.
For citation: Elkin, D. N. and A. G. Zatsepin, 2026: Anticyclonic eddies lenses formation above a slope bottom in a two-layer rotating fluid under the action of the topographic beta-effect. *Journal of Oceanological Research*, **54** (2), 5–21, https://doi.ocean.ru/10.29006/1564-2291.JOR-2026.54(2).1

地形β效应作用下双层旋转流体中倾斜底床上反气旋涡旋透镜的形成

D. N. Elkin, A. G. Zatsepin

Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences,
36, Nakhimovskiy prospekt, Moscow, 邮编 : *117997, Russia,*
电子邮件 : *dmelkin@mail.ru*

海洋中显著的流体物理现象之一是层结内部的涡旋透镜，又称温跃层内部涡旋。它们形成于边缘海中间密度水流出进入世界大洋的区域，并具有反气旋式涡度。此类涡旋常被发现于海底峡谷附近，中间密度水沿陆坡底部流动，通过峡谷侵入到海洋水体中密度相同的深度层。本文通过在旋转平台上的圆柱形水槽中进行实验室实验，研究了均匀水体与双层结水体环境中涡旋透镜的形成过程。水槽内放置了一个与之紧密贴合的顶点向上的圆锥体，形成一个轴对称的倾斜底床。涡旋流动通过位于圆锥上方、距离水槽半径一半处的局部垂向恒定流量水源产生。在密度均匀的水体环境中，水源注入的水密度与水槽内水体密度相同；在双层水体环境中，中间密度水直接注入到两层界面区域。几乎所有实验中都实现了反气旋涡旋透镜的自激振荡形成机制，这些涡旋在地形β效应作用下沿反气旋方向漂移。研究考察了在特定无量纲参数变化范围内涡旋流动的多种模态。发现水源水密度值对自激振荡涡旋透镜形成机制有显著影响。当水源水密度接近下伏于倾斜底床的下层水密度时，该机制的作用效果与在均匀环境水体中同样清晰。而当水源水密度接近上层水密度时，在其他条件相同的情况下，地形β效应的作用减弱。由此可以推断，在世界大洋中，当中层密度水从底部斜坡脱离发生在海洋密度跃层的下部而非上部区域时，通过自激振荡机制形成温跃层内部涡旋透镜的效率最高。

关键词： 密度跃层内部涡旋透镜，实验室模拟，双层结旋转流体，倾斜底床，地形β效应

致谢： 本研究在国家任务 (课题编号 : FMWE-2024-0016) 框架内完成。