

граничного слоя не остаются постоянными во времени. Эти изменения скорости и давления, наз. турбулентными пульсациями, являются наиб. характерным признаком турбулентности.

Турбулентные Н. д. изучаются гл. обр. эксперим. методами. Осн. предметом моделирования при эксперим. исследованиях Н. д. является *Стружальное число* $Sh = v_0/L$, где v_0 — характерная скорость, а L — характерный линейный размер рассматриваемого течения. Наиб. высокие уровни пульсаций давления наблюдаются в области *отрывных течений*. Так, в случае Н. д. образующегося на установленной перед торцом цилиндра, обтекаемого в продольном направлении сверхзвуковым потоком, игле длиной 0,3—1 диаметра цилиндра при *Маха числах* потока M от 1,5 до 10 периодически образуется и разрушается отрывная зона (среднеквадратичная величина пульсаций давления на торце $\sigma_x = 0,8q_\infty$, где q_∞ — скоростной напор набегающего потока). В выемках поверхностей, обтекаемых потоком, возникают резонансные колебания давления из-за срыва крупномасштабных вихрей с передней кромки выемки: в турбине возникают пульсации давления на передней кромке ротора в результате периодич. пересечения турбулентного следа за статором лопатками колёс.

Н. д. часто встречается в технике. Важнейшими примерами являются автоколебания в воздухозаборниках и компрессорах (помпах), колебания несжимаемой жидкости в трубопроводах и топливных магистралях, тонкостенных элементов конструкции, явления, возникающие при взлёте, посадке и изменении скорости полёта летат. аппаратов, флаттер, процессы в ударных трубах, переходные процессы при запуске и остановке двигателей и др.

Лит.: Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В., Теоретическая гидромеханика, ч. 1, 6 изд., ч. 2, 4 изд., М., 1963; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987; Зауэр Р., Нестационарные задачи газодинамики, пер. с нем., М., 1969; Шлихтинг Г., Теория пограничного слоя, пер. с нем., М., 1969; Седов Л. И., Механика сплошной среды, 4 изд., т. 1—2, М., 1983—84; Овсянников В. В., Лекции по основам газовой динамики, М., 1981.

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ТЕЧЕНИЕ жидкости или газа — течение, к-рое характеризуется переменностью во времени полей скорости и давления. Н. т. возникает при движении тела сквозь покоящуюся на бесконечности жидкость, при распространении волн (см. *Волны на поверхности жидкости*, *Ударная волна*), при ударе тела о поверхность жидкости, при движении поршня в трубе, заполненной газом. Подробнее см. *Церковное течение*.

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ — нелинейные оптич. явления, наблюдаемые в импульсных и в модулированных во времени полях эл.-магн. волн. Большинство Н. н. о. я. обусловлено инерционностью среды, как инерционностью локального нелинейного отклика, так и инерционностью отклика среды в целом. Инерционность среды проявляется в том, что её линейная и (или) нелинейная поляризация в заданной точке в данный момент времени зависит от значения исходных полей в более ранние моменты времени. Инерционность нелинейного отклика среды сказывается, если время отклика нелинейности больше длительности оптич. импульса или характерного времени модуляции волны. Инерционность линейного отклика проявляется как частотная (временная) дисперсия линейного показателя преломления среды. При нелинейном взаимодействии она чаще всего выступает в виде расстройки $\nu_j = u_j^{-1} - u_n^{-1}$ групповых скоростей u_j и u_n взаимодействующих волн (см. *Групповой синхронизм*).

Аналитически Н. н. о. я. описываются одним нелинейным ур-нием или системой связанных ур-ний в частных производных и соответствуют самовоздействию или взаимодействию световых волн (см. *Нелинейная оптика*). К Н. н. о. я. относятся самофокусировка импульса

(сжатие и расширение), *самофокусировка*, процессы преобразования оптич. частот при параметрич. взаимодействии и *вынужденном рассеянии света*. Напр., самомодуляция светового импульса описывается укороченным ур-нием вида

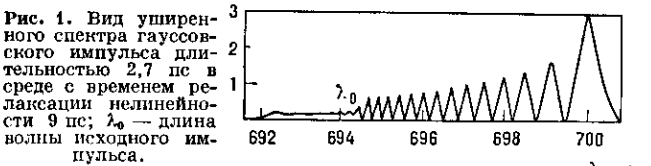
$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{1}{2} g \frac{\partial^2 A}{\partial \eta^2} + \beta |A|^2 A = 0, \quad (1)$$

где A — комплексная амплитуда волны, $\eta = t - z/u$, t — текущее время, u — групповая скорость, параметр $g = -u^2 du/d\omega$ характеризует дисперсию групповой скорости. Величина β пропорциональна нелинейному *преломлению показателю* среды n_2 , причём ур-ние (1) соответствует безынерционному нелинейному отклику среды. С $\beta \neq 0$ связано возникновение фазовой самомодуляции импульса, приводящей к уширению его спектра, ширина которого пропорциональна макс. интенсивности импульса, нелинейности показателя преломления n_2 и пройденному расстоянию. Вследствие дисперсии среды разные спектральные компоненты импульса распространяются с разл. скоростью. В фокусирующей среде ($\beta > 0$) эффект фазовой самомодуляции и аномальная дисперсия групповой скорости ($g < 0$) приводят к сжатию импульса. Это происходит из-за того, что низкие частоты, возникающие на хвосте импульса, догоняют высокие частоты, появляющиеся на его фронте. В нелинейной среде с нормальной дисперсией групповой скорости ($g > 0$) импульс, напротив, расширяется быстрее, чем в линейной среде. Эффекты сжатия и расплывания импульса проявляются, напр., при распространении мощных пико- и фемтосекундных лазерных импульсов в оптич. волокнах. Особый практич. интерес представляет режим самосжатия, в к-ром форма импульса в среде остаётся неизменной — образуется т. н. *солитон* оптический.

Процессы самосжатия и саморасширения импульсов во многом аналогичны процессам самофокусировки и самодефокусировки световых пучков в стационарном случае. Последние наблюдают, если время отклика нелинейности $\tau_{нл}$ меньше длительности импульса. При нестационарном самовоздействии световых импульсов нелинейная добавка δn к показателю преломления (нелинейный отклик) среды определяется соотношением

$$\delta n(t, z) = (n_2/2\tau_{нл}) \int_{-\infty}^t |A(t', z)|^2 \exp[-(t-t')/\tau_{нл}] dt'. \quad (2)$$

В силу (2) нарастание $\delta n(t, z)$ во времени происходит быстрее, нежели спад; это приводит к асимметричному уширению спектра: смещение частоты импульса происходит в основном в область НЧ (рис. 1).



В случае нестационарной самофокусировки сверхкоротких световых импульсов (рис. 2, а) на переднем фронте импульса нелинейный отклик среды ещё не успевает установиться, поэтому эта часть импульса распространяется как в линейной среде, испытывая лишь дифракцию (лучи а и б рис. 2, б). При возникновении значит. добавки δn на центр. и задней частях импульса световой пучок самофокусируется (лучи в, г и т. д. рис. 2, б). В результате световой пучок сверхкороткой длительности принимает форму рупора, как показано на рис. 2 (б). Для нелинейности, возникающей под действием электр. поля, подобная картина самофокусировки наблюдается при длительностях импульсов $\sim 10^{-11}$ — 10^{-12} с.

При самовоздействии достаточно мощных световых импульсов искажение формы импульса возможно и в безы-